



**HAL**  
open science

# Contribution à l'étude du comportement viscoplastique d'un multicristal de glace : hétérogénéité de la déformation et localisation, expériences et modèles.

Philippe Mansuy

► **To cite this version:**

Philippe Mansuy. Contribution à l'étude du comportement viscoplastique d'un multicristal de glace : hétérogénéité de la déformation et localisation, expériences et modèles.. Glaciologie. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2001. Français. NNT: . tel-00701289

**HAL Id: tel-00701289**

**<https://theses.hal.science/tel-00701289>**

Submitted on 25 May 2012

**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.

CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



# LABORATOIRE DE GLACIOLOGIE ET GEOPHYSIQUE DE L'ENVIRONNEMENT

Associé à l'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I



## **Contribution à l'étude du comportement viscoplastique d'un multicristal de glace : hétérogénéité de la déformation et localisation, expériences et modèles.**

**Philippe MANSUY**

Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I  
(Arrêtés ministériels du 5 Juillet 1984 et 30 mars 1992)

Spécialité : Sciences de la Terre et de l'Univers

Date de la soutenance : 02 février 2001

Composition du jury :

M.	Denis FAVIER	Président
Mme	Colette REY	Rapporteur
M.	Yves GUEGUEN	Rapporteur
M.	Samuel FOREST	Examineur
M.	Edgar RAUCH	Examineur
M.	Jacques MEYSSONNIER	Co-directeur de Thèse
Mme	Armelle PHILIP	Co-directrice de Thèse

Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement - CNRS  
Tél (33) 04.76.82.42.00 - Fax (33) 04.76.82.42.01  
54, Rue Molière - BP 96 - 38402 Saint Martin d'Hères Cedex France



# Remerciements

Merci à Armelle Philip et Jacques Meyssonier pour leur codirection de thèse, deux points de vue n'ont pas été de trop pour faire avancer un sujet avec autant de facettes différentes : la double direction de thèse a des avantages indéniables pour l'investigation scientifique d'un sujet de recherche (peut-être moins pour la correction du manuscrit, du point de vue du rédacteur !).

Merci à Colette Rey et Yves Guéguen pour avoir accepté de lire le rapport provisoire et d'en être les rapporteurs.

Merci à Denis Favier pour avoir bien voulu présider mon jury de thèse.

Merci à Edgar Rauch pour avoir examiné les quelques 300 pages de la version provisoire de mon rapport (le tome II est en préparation !).

Merci à Samuel Forest également pour son intérêt pour le sujet, et les nombreuses discussions productives que nous avons eu à Grenoble, Evry ou Metz.

Merci aux membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, et pour toutes ces questions qui permettent de faire progresser la compréhension de ce sujet passionnant.

Merci à l'INSU qui a financé la machine d'essai par le contrat INSU-Géomatériaux 97GEOMAT02, les résultats de ces essais ont été primordiaux pour cette étude (seules les éprouvettes de glace comprimées me contrediront !).

Merci aux autres thésards et stagiaires du labo, always " another climb on the wall " !

Merci au personnel du Laboratoire de Glaciologie : les chercheurs et les enseignants-chercheurs pour les discussions scientifiques nécessaires pour rentrer dans le sujet, les techniciens pour leur coup de main et leur expérience pour améliorer la machine d'essai, et le personnel administratif pour sa disponibilité lors des confrontations au labyrinthe de l'administration de la recherche publique française.

Merci enfin à celles et ceux que j'aurais oublié et qui ont joué un rôle de près ou de loin dans l'avancement de cette étude.



à Anne-Caroline  
à mes parents



# Résumé

Le monocristal de glace est un matériau particulièrement anisotrope dans le domaine viscoplastique, qui se déforme principalement par glissement des dislocations parallèlement aux plans de base. Un modèle de comportement du monocristal, basé sur les modèles existants en métallurgie, est proposé pour reproduire les essais de la littérature. Dans la glace polycristalline, cette très forte anisotropie viscoplastique provoque des incompatibilités de déformation intergranulaires qui engendrent une très forte hétérogénéité de la déformation intragranulaire.

Pour étudier les mécanismes conduisant à cette localisation de la déformation, des expériences de fluage ont été réalisées en laboratoire froid, sur des éprouvettes de glace constituées d'un multicristal en inclusion dans une matrice de glace macroscopiquement isotrope. La déformation a été suivie à l'aide de photographies des éprouvettes prises au cours de l'essai, une caractérisation fine étant réalisée sous microscope optique après démontage. Différentes configurations d'inclusions ont permis d'obtenir une déformation homogène dans le grain, ou au contraire de provoquer la localisation de la déformation sous forme de bandes en genou, de bandes de flexion ou de polygonisation.

Une loi constitutive, considérant le grain de glace comme un matériau orthotrope de révolution possédant une faible résistance au cisaillement parallèlement aux plans de base, a été implémentée dans un code aux éléments finis pour simuler les expériences. Lorsque la déformation est homogène (inclusion monocristalline), les simulations reproduisent fidèlement les expériences. Dans le cas d'une inclusion multicristalline, les simulations permettent de reproduire relativement bien la forme générale des grains et leur orientation, et donnent des informations sur les zones où la localisation est susceptible de se produire.





# Abstract

The ice single crystal possesses a strong viscoplastic anisotropy, it deforms mainly by dislocation glide in the basal plane. A constitutive model for the single crystal behaviour, based on existing models for metals, is proposed to reproduce the experimental results cited in the literature. In polycrystalline ice, this strong viscoplastic anisotropy leads to incompatibilities of deformation between the grains, which induce strain heterogeneities inside the grains.

To study the mechanisms leading to the localization of the deformation, creep experiments were carried out in cold room on laboratory-made ice specimens, constituted of a multicrystal included in a macroscopically isotropic ice matrix. The deformation was followed by photographs of the specimens taken at regular time intervals, a more precise observation being done with an optical microscope after each test. Different configurations of the inclusion allowed to obtain an homogeneous strain field in the inclusion, or on the contrary to provoke the localization of deformation in the form of kink bands, bending bands or polygonization.

A constitutive law, considering the ice grain as a transversely isotropic continuum possessing a weak resistance for shear parallel to the basal planes, was used in a finite-element code to simulate the experiments. When the strain field is homogeneous (monocrystalline inclusion), the simulations reproduce with a good accuracy the experiments. In the case of a multicrystalline inclusion, the simulations allow to reproduce relatively well the global shape and the crystallographic orientation of the grains, and give informations on the locations where kink bands are likely to appear.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
	<b>iii</b>
<b>Résumé</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Mécanismes de la Déformation Viscoplastique de la Glace</b>	<b>3</b>
1.1 Introduction . . . . .	3
1.2 Propriétés physiques . . . . .	3
1.2.1 Structure cristallographique . . . . .	3
1.2.2 Défauts cristallographiques . . . . .	3
1.2.3 Propriétés optiques . . . . .	5
1.2.4 Comportement élastique . . . . .	5
1.3 Les dislocations dans la glace . . . . .	6
1.3.1 Inventaire . . . . .	6
1.3.2 Observations des dislocations . . . . .	6
1.3.3 Génération et multiplication des dislocations . . . . .	9
1.3.4 Annihilation des dislocations . . . . .	11
1.3.5 Mouvement des dislocations . . . . .	11
1.3.6 Anisotropie viscoplastique . . . . .	13
1.4 Conclusion . . . . .	14
<b>2 Étude Bibliographique : Expériences et Modèles</b>	<b>15</b>
2.1 Introduction . . . . .	15
2.2 Essais mécaniques sur la glace . . . . .	15
2.2.1 Essais sur le monocristal . . . . .	15
2.2.2 Essais sur la glace polycristalline . . . . .	17
2.3 Modèles à densités de dislocations pour le monocristal . . . . .	22
2.3.1 Modèles à une variable interne . . . . .	22
2.3.2 Modèles multi-variables . . . . .	23
2.4 Modèle phénoménologique de Glen pour le polycristal isotrope . . . . .	25
2.5 Modélisation de la glace des calottes polaires . . . . .	25
2.5.1 Modèles de grain . . . . .	25
2.5.2 Modèles d'homogénéisation pour le polycristal . . . . .	26
2.5.3 Modèles discrétisés . . . . .	27
2.6 Discussion . . . . .	28

<b>3</b>	<b>Modélisation du Monocristal de Glace</b>	<b>29</b>
3.1	Introduction . . . . .	29
3.2	Élaboration du modèle . . . . .	29
3.3	Modélisation du comportement du monocristal déformé à vitesse imposée	34
3.3.1	Modèle élasto-viscoplastique . . . . .	34
3.3.2	Sensibilité du modèle élasto-viscoplastique . . . . .	38
3.3.3	Remarques . . . . .	39
3.4	Conclusion . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Étude Expérimentale</b>	<b>45</b>
4.1	Introduction . . . . .	45
4.2	Cahier des charges du dispositif expérimental . . . . .	45
4.3	Dispositif expérimental . . . . .	46
4.4	Différents types de glace utilisés . . . . .	47
4.4.1	Glace monocristalline . . . . .	47
4.4.2	Glace colonnaire S2 . . . . .	50
4.4.3	Glace macroscopiquement isotrope moulée . . . . .	50
4.5	Eprouvettes d'essai . . . . .	51
4.5.1	Structure des éprouvettes . . . . .	51
4.5.2	Paramètres étudiés . . . . .	53
4.5.3	Réalisation des éprouvettes . . . . .	53
4.6	Protocole expérimental . . . . .	54
4.7	Observations optiques . . . . .	54
4.7.1	Suivi de l'essai . . . . .	54
4.7.2	Caractérisation <i>post-mortem</i> . . . . .	57
4.8	Observations en diffraction X . . . . .	57
4.9	Conclusion . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Résultats Expérimentaux</b>	<b>59</b>
5.1	Introduction . . . . .	59
5.2	Types d'éprouvettes . . . . .	59
5.2.1	La technique de l'inclusion . . . . .	59
5.2.2	Descriptif des éprouvettes . . . . .	59
5.3	Comportement macroscopique . . . . .	62
5.3.1	Matrice à grains fins . . . . .	62
5.3.2	Matrice colonnaire . . . . .	65
5.3.3	Remarques . . . . .	67
5.4	Observations locales . . . . .	67
5.4.1	Essais homogènes : type <b>A</b> . . . . .	67
5.4.2	Essais avec localisation de la déformation : type <b>B</b> à <b>G</b> . . . . .	69
5.4.3	Recristallisation . . . . .	72
5.4.4	Les origines de la localisation . . . . .	73
5.5	Observations en diffraction X . . . . .	79
5.5.1	Qualité des monocristaux fabriqués en laboratoire . . . . .	79
5.5.2	Distortion des échantillons déformés . . . . .	79
5.6	Conclusion . . . . .	80
<b>6</b>	<b>Modèle pour le Grain et Simulations Numériques</b>	<b>83</b>
6.1	Introduction . . . . .	83
6.2	Modèle pour la glace isotrope . . . . .	83
6.3	Modèle continu pour le grain . . . . .	84
6.3.1	Formulation linéaire . . . . .	84

6.3.2	Formulation non-linéaire . . . . .	85
6.3.3	Remarques sur le modèle continu . . . . .	86
6.4	Détermination bibliographique des paramètres . . . . .	86
6.4.1	Paramètres pour la matrice isotrope et pour le grain . . . . .	86
6.4.2	Plages de variation de $A_n$ , $\alpha$ et $\beta$ . . . . .	87
6.5	La méthode des éléments finis utilisée . . . . .	89
6.5.1	Définition du problème . . . . .	89
6.5.2	Résolution du problème . . . . .	90
6.5.3	Evolution des orientations cristallographiques . . . . .	91
6.5.4	Description des orientations cristallographiques . . . . .	92
6.6	Évolution de la configuration . . . . .	92
6.6.1	Condition de charge imposée . . . . .	93
6.6.2	Déformée de l'échantillon . . . . .	93
6.7	Conclusion . . . . .	93
<b>7</b>	<b>Résultats Numériques</b>	<b>97</b>
7.1	Introduction . . . . .	97
7.2	Détermination des paramètres . . . . .	97
7.3	Simulation de la localisation par désorientation de réseau . . . . .	101
7.3.1	Simulation du cluster <b>C</b> . . . . .	102
7.4	Simulation de la localisation par étude de la cission basale . . . . .	105
7.4.1	Simulation des expériences de Nakaya (1958) : flexion de mono-cristaux . . . . .	106
7.4.2	Simulation du cluster <b>C</b> . . . . .	106
7.4.3	Simulation des expériences de type <b>D</b> . . . . .	109
7.5	Conclusion . . . . .	113
<b>8</b>	<b>Discussion</b>	<b>115</b>
8.1	Introduction . . . . .	115
8.2	Sensibilité des simulations de type <b>B</b> . . . . .	115
8.2.1	Comparaison avec les simulations de type <b>A</b> . . . . .	115
8.2.2	Bandes de localisation. . . . .	117
8.3	Etude de la localisation . . . . .	123
8.3.1	Flexion des plans de base et polygonisation. . . . .	123
8.3.2	Bandes en genou. . . . .	123
8.3.3	Recristallisation . . . . .	127
8.3.4	Conclusion . . . . .	128
8.4	Application aux modèles auto-cohérents . . . . .	128
8.5	Conclusion . . . . .	130
	<b>Conclusion Générale</b>	<b>131</b>
<b>A</b>	<b>Liste des Symboles Utilisés</b>	<b>135</b>
<b>B</b>	<b>Détails des Essais</b>	<b>137</b>
<b>C</b>	<b>Simulation des Expériences de Nakaya (1958)</b>	<b>153</b>
<b>D</b>	<b>Tableaux Bibliographiques</b>	<b>165</b>
D.1	Revue sur l'étude et la caractérisation des dislocations dans la glace . . . . .	166
D.2	Revue des essais mécaniques sur glace mono- et polycristalline . . . . .	171
	<b>Bibliographie</b>	<b>179</b>



# Introduction

Les calottes polaires constituent d'énormes réservoirs d'eau douce, dont les variations de volume sont étroitement liées aux variations des conditions climatiques. Les prélèvements de glace par carottage, en donnant accès à de la glace très ancienne dont l'âge peut atteindre jusqu'à 420 000 ans (Petit *et al.*, 1999), représentent une véritable mine d'informations sur l'histoire du climat passé. Ce rôle primordial des calottes polaires dans le système climatique justifie les efforts entrepris pour modéliser leur évolution.

Outre les difficultés liées à la connaissance des conditions à appliquer, qui peuvent éventuellement dépendre de couplages avec d'autres modèles (circulation atmosphérique, isostasie glaciaire, niveau des mers), une des difficultés de la modélisation des calottes polaires vient de la description du comportement mécanique de la glace polaire, dont la loi constitutive doit être prise en compte dans le modèle d'écoulement. Des textures extrêmement marquées ont été observées dans la glace des carottes extraites en différents sites de l'Antarctique et du Groenland. Ces textures sont dues à la rotation du réseau cristallographique associée à la recristallisation continue (Duval et Castelnau, 1995). Elles conduisent à une anisotropie du comportement macroscopique qui influence fortement l'écoulement des calottes polaires, comme le démontrent les analyses de l'inclinométrie de trous de forage (*e.g.* Russell-Head et Budd (1979)). La vitesse de déformation d'un monocristal de glace varie de plusieurs ordres de grandeur selon que la sollicitation favorise ou non le glissement dans les plans de base (plans perpendiculaires à l'axe de symétrie hexagonale, dit axe  $c$ ). Dans la glace froide déformée sous faibles contraintes, l'accommodation des incompatibilités de déformation entre les grains, engendrées par cette très forte anisotropie, conduit à une forte hétérogénéité de la déformation intragranulaire. Une connaissance détaillée des mécanismes liés à cette hétérogénéité inter- et intragranulaire, et à son évolution, est essentielle pour comprendre l'influence de la microstructure (forme des grains, orientations cristallographiques) sur le comportement macroscopique du polycristal, sur l'évolution de sa texture (recristallisation, rotation des grains) ainsi que sur l'éventuelle extension de la localisation de la déformation à une échelle macroscopique, comme cela a pu être observé dans le bas de la carotte de GRIP (Groenland) sous forme de plissements à l'échelle de la carotte (Thorsteinsson *et al.*, 1995), ou dans la glace de Vostok (bandes de cisaillement horizontales d'épaisseur de l'ordre du centimètre, soit une dizaine de grains).

Le but du travail présenté dans ce mémoire était d'améliorer la compréhension de la localisation de la déformation dans la glace polycristalline, et d'essayer de simuler ces phénomènes locaux à l'aide d'un modèle aux éléments finis. Nous avons donc mis au point un protocole d'essais permettant de fabriquer des éprouvettes de glace polycristalline à structure contrôlée, et de les tester en fluage pour étudier les interactions entre grains. Les expériences ont été simulées en utilisant une loi constitutive du grain, continue et non linéaire, déduite des observations du comportement du monocristal de glace. Parallèlement, nous nous sommes intéressés à la dynamique des dislocations, responsables de la déformation viscoplastique de la glace en général, et de la localisation en particulier.

Le plan de ce mémoire suit les différentes étapes de notre étude de la localisation, de



celle des défauts cristallographiques responsables de la déformation, à la simulation des expériences sur des multicristaux de glace.

Une étude bibliographique des dislocations dans la glace est tout d'abord présentée au *Chapitre 1*, afin de recenser de manière aussi exhaustive que possible les principaux aspects de leur dynamique : génération, annihilation, glissement, interactions. Le protocole expérimental a été choisi en connaissant les principaux essais de la littérature, qui sont exposés au *Chapitre 2*. Plusieurs modèles de comportement appliqués à la glace ou plus généralement aux matériaux polycristallins sont également présentés dans ce chapitre. Un modèle de comportement du monocristal est proposé dans le *Chapitre 3*. Ce modèle, basé sur une approche utilisée en métallurgie et appliquée au cas du monocristal de glace, permet de mettre en évidence les difficultés propres à la glace.

Le *Chapitre 4* présente le dispositif expérimental, les techniques de fabrication des éprouvettes et les techniques de caractérisation, qui ont permis d'obtenir les résultats expérimentaux présentés dans le *Chapitre 5*.

La méthode utilisée pour simuler les essais est décrite au *Chapitre 6*, le modèle constitutif de grain est détaillé et les spécificités de la méthode des éléments finis sont présentées. Une prédétermination des paramètres du modèle est déduite des données bibliographiques. L'analyse des résultats numériques est effectuée au *Chapitre 7*, par comparaison avec les essais expérimentaux. Les paramètres du modèle sont déterminés à partir des expériences sur une inclusion avec une déformation homogène, puis le modèle est appliqué à la simulation des multicristaux. Afin de prédire l'apparition de la localisation de la déformation, deux méthodes sont proposées, comparées sur leur aptitude à reproduire les expériences de *flexion 3 points* de Nakaya (1958), et appliquées à nos expériences sur des multicristaux. Enfin, la sensibilité des simulations aux paramètres du modèle de grain est étudiée au *Chapitre 8*, et une interprétation de la localisation est proposée du point de vue de la dynamique des dislocations. Les limites du modèle et de la simulation sont exposées, et des directions de recherche pour l'améliorer sont proposées.

# Chapitre 1

## Mécanismes de la Déformation Viscoplastique de la Glace

### 1.1 Introduction

Ce chapitre traite des caractéristiques physiques et mécaniques de la glace mono- et polycristalline. La glace d'eau étudiée est la glace  $I_h$ , la seule, des quatorze variétés allotropiques de l'état solide de l'eau, stable dans des conditions de pression et de température terrestres (Petrenko et Whitworth, 1999). Nous présentons ses principales caractéristiques physico-chimiques et optiques ainsi qu'une description de son comportement mécanique dans les domaines élastique et viscoplastique. L'Annexe D.1 synthétise les résultats bibliographiques de ce chapitre sous forme d'un tableau.

### 1.2 Propriétés physiques

#### 1.2.1 Structure cristallographique

La glace  $I_h$  a une structure hexagonale de type würtzite (Fig. 1.1). Le plan de base est le plan à plus forte densité d'atomes d'oxygène (Fig. 1.2). L'axe perpendiculaire à ce plan est appelé axe  $c$  du cristal. Le rapport  $c/a$  de la glace (cf Fig.1.3), qui vaut 1.629, est donc très proche de la valeur  $2\sqrt{2/3}$  du réseau hexagonal compact.

#### 1.2.2 Défauts cristallographiques

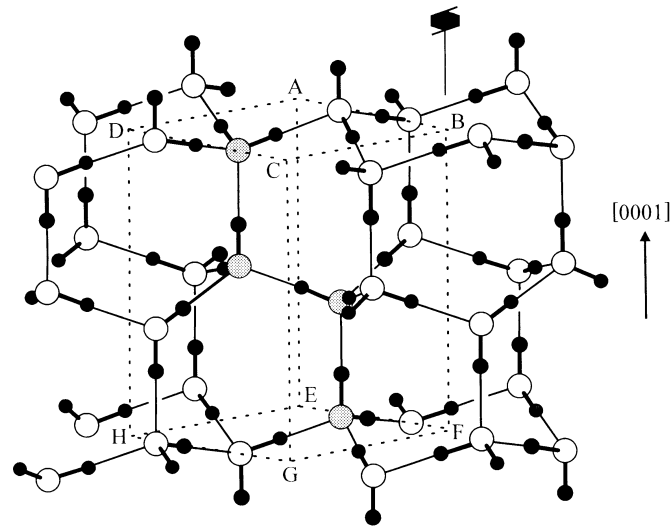
Contrairement aux atomes d'oxygène arrangés aux noeuds du réseau würtzite, les atomes d'hydrogène de la molécule d'eau n'ont pas une structure ordonnée (Fig. 1.2). Ils obéissent cependant aux règles de Bernal et Fowler (Petrenko et Whitworth, 1999) :

**règle n°1** : chaque atome d'oxygène est voisin de deux atomes d'hydrogène à 0.96 Å et de deux atomes d'hydrogène à 1.8 Å,

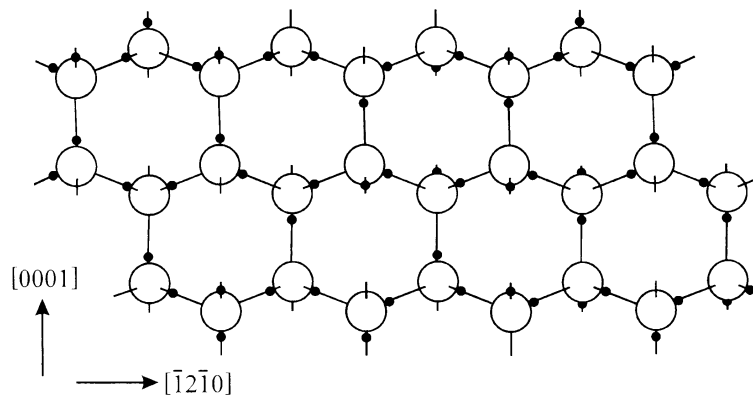
**règle n°2** : il y a un seul atome d'hydrogène par liaison oxygène-oxygène.

Le non-respect de ces règles va provoquer l'apparition de défauts ioniques ou rotationnels, les premiers correspondant à la création d'ions hydroxyde  $\text{OH}^-$  ou hydronium  $\text{H}_3\text{O}^+$  (non-respect de la règle n°1), les seconds, appelés défauts de Bjerrum de type L (leer) ou D (doppelt), correspondent respectivement à une liaison oxygène-oxygène sans proton, ou à une liaison doublement occupée (non-respect de la règle n°2).

Nous verrons plus tard les conséquences possibles du désordre protonique sur le comportement viscoplastique du monocristal de glace (cf. § 1.3.5.3).



**Fig. 1.1 :** Structure cristallographique de la glace  $I_h$  (Petrenko et Whitworth, 1999). Les atomes d'oxygène des molécules d'eau sont représentés par les cercles blancs ou grisés, les atomes d'hydrogène par les points noirs. La zone ABCDEFGH représente la cellule élémentaire de la structure (les atomes d'oxygène grisés sont les atomes appartenant à cette cellule). Un des axes de symétrie d'ordre six de la maille est figuré par la ligne BF.



**Fig. 1.2 :** Projection du réseau cristallographique de la glace  $I_h$  dans le plan  $(10\bar{1}0)$ . Cette figure montre le désordre des atomes d'hydrogène.

De plus, comme les autres matériaux cristallins, un cristal de glace peut présenter des défauts dus aux mauvais arrangements des atomes constituant son réseau hexagonal, c'est-à-dire les atomes d'oxygène. Ces défauts sont de trois types : ponctuels (lacunes, intersticiels, substitution), linéaires (dislocations) ou planaires (défauts d'empilement). Nous nous intéresserons plus particulièrement au deuxième type de défauts dans le paragraphe 1.3, le mouvement des dislocations étant le principal vecteur de la déformation viscoplastique de la glace.

### 1.2.3 Propriétés optiques

Du point de vue optique, le monocristal de glace est un matériau parfaitement transparent (pénétration de la lumière supérieure à 100 m dans le visible). Il possède la propriété de biréfringence, due à sa structure cristalline, et l'axe  $c$  de symétrie hexagonale est aussi l'axe optique de la glace. La biréfringence permet, à l'aide d'une observation entre polariseurs croisés, de distinguer les différents cristaux composant un polycristal et, grâce à l'utilisation d'une platine universelle, d'en déduire l'orientation des axes  $c$ , en recherchant la position d'extinction du cristal, et donc la texture du polycristal. Une technique récente, basée sur le traitement d'images, permet de mesurer les fabriques de façon presque automatique (Heilbronner et Herwegh, 1997; Wilen, 2000).

### 1.2.4 Comportement élastique

Le monocristal de glace présente une faible anisotropie élastique, due à sa structure cristallographique très proche d'une structure hexagonale compacte. Les constantes élastiques de la glace, correspondant à un modèle de comportement linéaire orthotrope de révolution, ont été déterminées par mesure ultrasonique ou par spectroscopie Brillouin (Gammon *et al.*, 1980). Dans un repère dont l'axe  $\mathbf{e}_3$  coïncide avec l'axe- $c$ , les composantes des tenseurs contrainte et déformation sont liées par la relation :

$$(1.1) \quad \begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{31} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & & & \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & & & \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & & & \\ & & & 2C_{44} & & \\ & & & & 2C_{44} & \\ & & & & & (C_{11} - C_{12}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} \\ \varepsilon_{12} \end{bmatrix},$$

avec

$$\begin{aligned} C_{11} &= 13\,696 \pm 60 \text{ MPa}, \\ C_{12} &= 6\,966 \pm 45 \text{ MPa}, \\ C_{13} &= 5\,628 \pm 31 \text{ MPa}, \\ C_{33} &= 14\,702 \pm 68 \text{ MPa}, \\ C_{44} &= 2\,959 \pm 15 \text{ MPa}. \end{aligned}$$

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 %.

Les modules élastiques de la glace polycristalline macroscopiquement isotrope ont été calculés à partir de ceux du monocristal par homogénéisation (Sinha, 1989; Nanthikesan et Shyam Sunder, 1994). Le module d'Young est évalué à environ 9500 MPa, et le coefficient de Poisson est estimé à 0.3.

Le comportement fragile de la glace joue un rôle important dans les interactions glace-structures (plateformes off-shore, piles de pont, ouvrages soumis à l'action des

glaces dérivantes) et fait donc l'objet d'études liées aux domaines de l'ingénierie fluviale-maritime et pétrolière sur la fissuration de la glace et sur le frottement entre la glace et une structure (Gold, 1994; Gratz et Schulson, 1994; Kuehn et Schulson, 1994; Plé et Meyssonier, 1997; Schulson *et al.*, 1997; Plé, 1998; Fiorio, 2000; Weiss et Schulson, 2000).

### 1.3 Les dislocations dans la glace

L'objectif de ce paragraphe est d'effectuer une revue de la littérature sur les observations des dislocations dans la glace, et sur les interprétations qui en sont faites. Nous nous intéresserons à la génération des dislocations et à leur annihilation, ainsi qu'à caractériser leur glissement.

#### 1.3.1 Inventaire

La déformation plastique de la glace est essentiellement due aux glissements des dislocations. Les Tableaux 1.1 et 1.2 font un inventaire des différentes dislocations pouvant exister dans le réseau cristallographique hexagonal de la glace (Tatibouët, 1978).

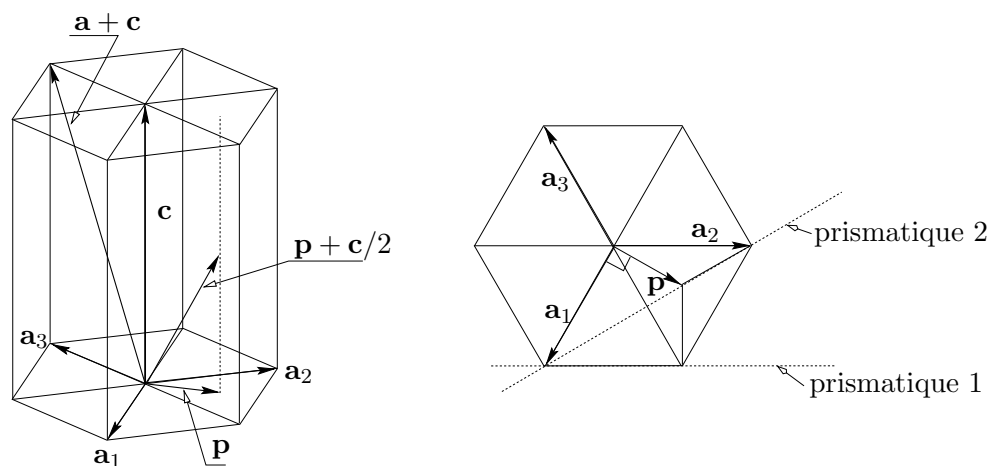
Les dislocations observées dans la glace sont dites **basales** si leur vecteur de Burgers  $\mathbf{b}$  est orthogonal à l'axe  $c$  de symétrie du réseau, **non-basales** dans le cas contraire.

Excepté pour les dislocations vis, pour lesquelles il n'est pas déterminé, le plan de glissement de ces dislocations, défini par le vecteur de Burgers  $\mathbf{b}$  et la ligne de dislocation  $\mathbf{l}$ , est dit **basal**, **pyramidal** ou **prismatique** selon qu'il coïncide avec un plan basal, pyramidal ou prismatique du réseau hexagonal.

Les vecteurs de Burgers  $\mathbf{b}$  dans le plan de base sont les trois vecteurs de la forme  $(a/3)\langle 11\bar{2}0 \rangle$  ( $a$  est défini sur la Figure 1.3), ce qui correspond aux plus petites distances interatomiques dans ce plan. En raison de la structure würzite du cristal de glace, les dislocations les plus courantes sont les dislocations vis de vecteur de Burgers  $(a/3)\langle 11\bar{2}0 \rangle$  et celles dont les lignes sont à  $60^\circ$  de leur vecteur de Burgers  $(a/3)\langle 11\bar{2}0 \rangle$ , appelées dislocations  $60^\circ$ . Le Tableau 1.3 présente les énergies de distorsion de réseau d'un certain nombre de dislocations dans la glace. Les dislocations qui ont la plus faible énergie de distorsion, donc les plus faciles à créer, sont bien les dislocations vis de vecteur de Burgers  $(a/3)\langle 11\bar{2}0 \rangle$  ( $6.15 \times 10^5 \text{ J.m}^{-1}$ ), ainsi que les dislocations  $60^\circ$ , dont l'énergie de distorsion de réseau, calculée d'après l'expression de l'énergie en fonction de l'orientation de la dislocation donnée par Weertman et Weertman (1970), vaut  $8.93 \times 10^5 \text{ J.m}^{-1}$ . Afin de minimiser son énergie et du fait de la très faible énergie de faute d'empilement de la glace (à  $-20^\circ\text{C}$ ,  $0.31 \times 10^{-3} \text{ J.m}^{-2}$  pour une faute d'empilement  $(1/6)\langle 20\bar{2}3 \rangle$ , Hondoh *et al.* (1983)), une dislocation statique dans le plan basal se dissocie en deux dislocations partielles séparées par une faute d'empilement : par exemple, une dislocation vis se dissocie en deux dislocations  $30^\circ$ , et une dislocation  $60^\circ$  en une dislocation  $30^\circ$  et une dislocation coin (Petrenko et Whitworth, 1994). Cependant, ces dislocations partielles doivent se recombiner pour permettre un glissement cristallographique.

#### 1.3.2 Observations des dislocations

Baker (1997) a effectué récemment une revue des différentes techniques utilisées pour l'observation des dislocations dans la glace. Les premières observations ont été réalisées par figures d'attaque (Levi *et al.*, 1965; Kuroiwa, 1969), puis Sinha (1978) et plus récemment Wey et Dempsey (1994) ont observé les dislocations de systèmes basaux et non-basaux par répliques et figures d'attaque au MET. Falls *et al.* (1983) ont effectué au MET une étude des défauts présents dans la glace Ih (dislocations basales et non-basales, boucles et fautes d'empilement). Cependant, ce procédé s'avère très compliqué :



**Fig. 1.3** : Vecteurs de Burgers dans le cristal de glace.  $a = |\mathbf{a}_1| = |\mathbf{a}_2| = |\mathbf{a}_3|$ ,  $c = |\mathbf{c}|$ ,  $p = |\mathbf{p}|$ .

Type de dislocation	Direction de la ligne	Direction de $\mathbf{b}$	Plan de glissement	$ \mathbf{b} $
vis	$[11\bar{2}0]$	$[11\bar{2}0]$	—	$a$
vis	$[1\bar{1}00]$	$[1\bar{1}00]$	—	$\sqrt{3}a$
coin	$[\bar{2}110]$	$[01\bar{1}0]$	basal	$\sqrt{3}a$
coin	$[1\bar{1}00]$	$[11\bar{2}0]$	basal	$a$
60°	$[\bar{2}110]$	$[11\bar{2}0]$	basal	$a$
30°	$[1\bar{1}00]$	$[\bar{2}110]$	basal	$a$
coin	$[0001]$	$[11\bar{2}0]$	prismatique 1	$a$
coin	$[0001]$	$[0\bar{1}10]$	prismatique 2	$\sqrt{3}a$
vis	$[0001]$	$[0001]$	—	$c$
coin	$[1\bar{1}00]$	$[0001]$	prismatique 2	$c$
coin	$[1\bar{2}10]$	$[0001]$	prismatique 1	$c$

**Tab. 1.1** : Dislocations entières dans le réseau würzite, d'après Tatibouët (1978) ( $a$  et  $c$  sont définis sur la Figure 1.3).

Type de dislocation	Direction de la ligne	Direction de $\mathbf{b}$	$ \mathbf{b} $
Franck	$[\bar{2}\bar{1}\bar{1}0]$	$1/6[0\bar{2}23]$	$a$
Franck	$[1\bar{1}00]$	$1/6[2\bar{2}03]$	$a$
Shockley 30°	$[\bar{2}\bar{1}\bar{1}0]$	$1/3[1\bar{1}00]$	$a/\sqrt{3}$
Shockley 90°	$[\bar{2}\bar{1}\bar{1}0]$	$1/3[01\bar{1}0]$	$a/\sqrt{3}$
Shockley 60°	$[1\bar{1}00]$	$1/3[01\bar{1}0]$	$a/\sqrt{3}$
Shockley 0°	$[10\bar{1}0]$	$1/3[10\bar{1}0]$	$a/\sqrt{3}$
Shockley 30°	$[\bar{2}\bar{1}\bar{1}0]$	$2/3[1\bar{1}00]$	$2a/\sqrt{3}$
Franck	$[20\bar{2}1]$	$1/3[\bar{2}203]$	$2a$

**Tab. 1.2** : Dislocations partielles dans le réseau würzite, d'après Tatibouët (1978) ( $a$  est défini sur la Figure 1.3).

Dislocations entières				Dislocations partielles			
Système	<b>b</b>	Energie (J.m <sup>-1</sup> )		Système	<b>b</b>	Energie (J.m <sup>-1</sup> )	
		Vis	Coin			Vis	Coin
basal	$a/3[2\bar{1}\bar{1}0]$	6.15	9.85	basal	$a/3[01\bar{1}0]$	2.05	3.28
prismatique 1	$a/3[\bar{1}2\bar{1}0]$	6.15	9.86	pyramidal 2	$a/6[20\bar{2}\bar{3}]$	6.82	10.01
pyramidal 1	$a/3[\bar{1}2\bar{1}0]$	6.15	9.76				
prismatique 1	$c[0001]$	15.30	27.30				
prismatique	$[\bar{1}2\bar{1}1]$	24.56	35.54				
pyramidal 1	$[\bar{1}\bar{1}21]$	24.56	36.80				

**Tab. 1.3** : Dislocations dans la glace  $I_h$ . Energies calculées dans l'approximation de l'élasticité, d'après Tatibouët (1978) ( $a$ ,  $p$  et  $c$  sont définis sur la Figure 1.3).

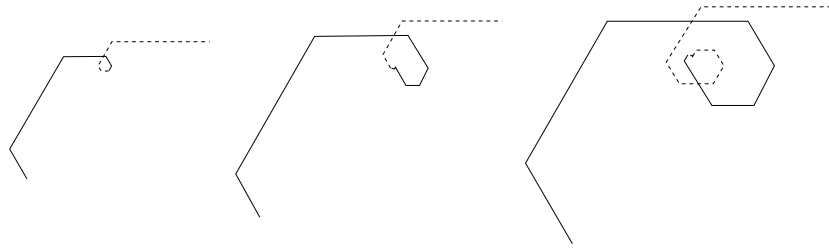
la technique qui consiste à amincir une lame du matériau, jusqu'à produire un trou, est difficile à mettre en oeuvre sur une lame de glace. De plus, celle-ci fond très vite sous le faisceau d'électrons.

Les principales observations de dislocations dans la glace ont été effectuées par topographie aux rayons X, technique qui permet de suivre aisément le mouvement des dislocations dans des cristaux de quelques millimètres d'épaisseur (Webb et Hayes, 1967; Higashi *et al.*, 1985; Ahmad et Withworth, 1988; Shearwood et Whitworth, 1989; Hondoh *et al.*, 1990; Shearwood et Whitworth, 1991). En effet, d'une part, du fait de sa faible masse atomique, la glace est suffisamment transparente aux rayons X de longueur d'onde inférieure à 0.9 Å, et d'autre part il est possible d'obtenir des monocristaux avec une densité initiale de dislocations suffisamment faible (moins de 100 dislocations par cm<sup>2</sup>) pour pouvoir distinguer les dislocations individuellement (Ohtomo *et al.*, 1987). En outre, la topographie X permet d'identifier chaque type de dislocation suivant le vecteur de diffraction.

En général, les dislocations basales associées à un système de glissement basal forment de longues lignes qui peuvent traverser le cristal de glace de part en part (Ahmad et Withworth, 1988; Sinha, 1978). Liu *et al.* (1992) ont montré, par topographie X, que les dislocations basales entières de type vis, 60°, et partielles de type 30°, de vecteur de Burgers  $\mathbf{b} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ , étaient de loin les plus nombreuses (ce qui correspond aux considérations énergétiques du paragraphe 1.3.1).

D'autres dislocations ont été mises en évidence dans la glace. Par exemple, des dislocations formant des boucles dans le plan de base, et dont le vecteur  $\mathbf{b}$  possède une composante suivant l'axe  $c$ , ont été observées. Ces boucles sont appelées boucles prismatiques et sont formées par la condensation de défauts ponctuels (Jones et Glen, 1969). Cependant, elles ne semblent pas glisser et donc provoquer une déformation macroscopique perpendiculairement au plan de base. D'autres dislocations, en particulier de vecteur de Burgers  $\langle \bar{1}\bar{1}23 \rangle$ , ont été observées par Wey et Dempsey (1994). Hondoh *et al.* (1990), Shearwood et Whitworth (1989), Shearwood et Whitworth (1991) se sont aussi intéressés au glissement des dislocations non-basales. Les dislocations non-basales, ou basales associées à un système de glissement non-basal, ont toujours été observées sous forme de courts segments.

Il est important de noter que, dans la majeure partie des cas, ces observations ont été effectuées lors des premiers stades de la déformation ( $\varepsilon < 0.001$ ). Au delà, la densité de dislocations devient trop importante et les observations de dislocations individuelles ne sont plus possibles.



**Fig. 1.4 :** Source de dislocations générant des boucles hexagonales dans deux plans basaux (Ahmad et al., 1986)

### 1.3.3 Génération et multiplication des dislocations

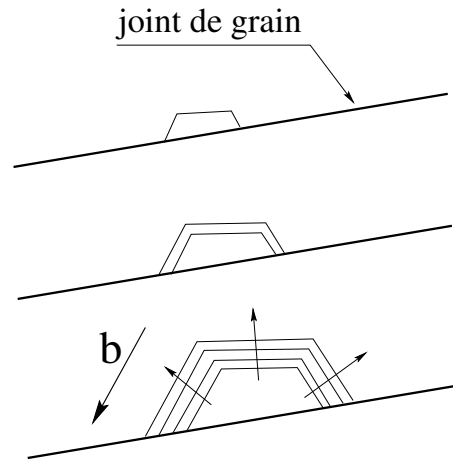
La multiplication des dislocations est un phénomène majeur de la déformation des matériaux cristallins. Ahmad *et al.* (1986) ont observé la multiplication des dislocations dans la glace par l'activation d'une source de Franck-Read. Ces observations ont été effectuées par topographie X sur des monocristaux à  $-20^{\circ}\text{C}$ , sous une cisssion résolue dans les plans de base de 0.16 MPa. Les boucles de dislocations générées sont en fait des spirales dans deux plans de glissement voisins (Fig. 1.4).

Shearwood et Whitworth (1993) ont montré par la même technique que de nouvelles dislocations vis peuvent être générées dans le plan de glissement basal par le glissement rapide de segments de dislocations coins dans des plans non-basaux. Ces segments coins non-basaux rapides, de vecteur  $\mathbf{b}$  de direction  $[2\bar{1}\bar{1}0]$ , "traînent" derrière eux deux dislocations vis de même vecteur de Burgers, dans deux plans basaux plus ou moins proches suivant la longueur du segment coin considéré. Ahmad et Withworth (1988) ont déduit de leurs observations que les plans de glissement de ces dislocations coins non-basales seraient plutôt les plans pyramidaux que les plans prismatiques, mais le système actif doit sans doute dépendre de l'état de contrainte local et donc de la valeur de la cisssion résolue dans chaque plan cristallographique. De plus, un segment coin dans un plan non-basal qui arrive à la surface de la glace peut se comporter comme une source de Franck-Read en générant des dislocations dans son plan de glissement, mais aussi dans un plan basal sécant (Shearwood et Whitworth, 1993).

Parmi les processus de multiplication proposés ci-dessus, la multiplication des dislocations par le mouvement rapide des dislocations coins non-basales est de loin le phénomène prépondérant lors de la déformation de monocristaux de glace (Fukuda et Higashi, 1973; Fukuda *et al.*, 1987; Shearwood et Whitworth, 1993).

Liu *et al.* (1993) se sont intéressés à la génération des dislocations dans la glace polycristalline. Ils ont observé que les zones proches des joints de grains se déformaient avant l'intérieur des grains et que la multiplication des dislocations aux joints de grains est plus intense que celle observée dans les monocristaux. En effet, dans la glace polycristalline, les contraintes internes liées aux incompatibilités de déformation entre les grains dépassent en intensité les contraintes appliquées sur l'éprouvette. Les joints de grains dans les polycristaux n'étant pas parfaitement rectilignes mais constitués d'une succession de plans et de marches, l'application d'une contrainte macroscopique provoque du glissement microscopique au joint de grains. Ce glissement induit des concentrations de contrainte d'origine géométrique au niveau des marches. La multiplication des dislocations dans le polycristal va donc être gouvernée par ces concentrations de contrainte, des dislocations étant générées dès que l'énergie emmagasinée est suffisante, ce qui a pour effet de relâcher les contraintes internes. Ainsi, les joints de grains génèrent continuellement de nouvelles dislocations sous la forme de boucles semi-hexagonales dans le plan de base (Fig. 1.5).





**Fig. 1.5:** Boucles semi-hexagonales aux joints de grain.

Les interactions entre les joints de grains et les dislocations dépendent fortement des orientations du joint, des plans de base des grains adjacents et de la direction de chargement. Liu *et al.* (1993) ont observé que dans un grain dont l'axe  $c$  est parallèle à la direction de chargement, adjacent à un plan de joint perpendiculaire à cette direction, il n'y a ni empilement, ni absorption des dislocations au joint, même pour une contrainte appliquée de 3.5 MPa. D'autres observations par topographie X *in situ* lors du fluage ont été effectuées par Liu *et al.* (1995a), sur 25 échantillons, pour étudier l'influence des joints de grains sur les dislocations. Leurs conclusions approfondissent les résultats précédents : dans un polycristal, le grain le plus favorablement orienté pour le glissement basal (cission résolue la plus forte) se déforme en premier, sans influence de l'orientation des joints de grains. Le joint de grains est toujours reconnu comme source de dislocations, mais ceci est surtout vrai au début de la déformation. Ensuite, il peut devenir un obstacle au mouvement des dislocations d'un grain à l'autre, ce qui permet d'observer des empilements : la transmission du glissement d'un grain à l'autre nécessite sans doute de fortes contraintes, mais ne semble pas être uniquement dépendante de l'empilement ou de l'absorption de dislocations au joint. On a vu précédemment que les joints de grains produisaient des semi-boucles hexagonales de dislocations basales (Liu *et al.*, 1993). Ces frontières génèrent aussi des segments de dislocations non-basales, en faible quantité, qui "traînent" aussi derrière eux des dislocations vis basales. Cependant, la densité de ces dislocations vis générées par les segments coins non-basaux rapides, éjectés du joint de grain, reste négligeable par rapport à la densité de dislocations basales directement générées par le joint de grain sous forme de semi-boucles hexagonales.

Hondoh et Higashi (1983) ont étudié l'influence de l'orientation du joint de grains dans un bicristal de glace. Dans le cas d'une configuration des deux grains proches du CSL (*Coincidence Site Lattice*), si la cission dans le plan du joint est non-nulle, il y a, au début de la déformation, génération de dislocations dans les grains adjacents ; si la cission dans le plan du joint est nulle, celui-ci absorbe les dislocations des cristaux adjacents qui ont une cission résolue dans le plan de base non nulle.

Enfin, Liu *et al.* (1992, 1995b) ont mis en évidence, par observation aux rayons X, la nucléation et l'expansion de boucles prismatiques lors de chocs thermiques subis par la glace. Le refroidissement rapide des échantillons provoque l'apparition de dipôles de dislocations.

En conclusion, le phénomène prépondérant pour la génération et la multiplication des dislocations dans la glace polycristalline est la production de semi-boucles hexagonales aux joints de grains, les autres phénomènes observés, en particulier le processus

de génération dû au mouvement rapide de segments coins non-basaux observé dans les monocristaux, restant largement minoritaires.

### 1.3.4 Annihilation des dislocations

Un des processus d'annihilation des dislocations dans les matériaux polycristallins est le glissement dévié : lorsque deux dislocations vis de signes opposés, glissant dans deux plans parallèles, se trouvent l'une de l'autre à une distance inférieure à une distance critique, elles s'attirent et changent de plan de glissement pour s'annuler entre elles. Dans le cas de la glace, nous verrons au § 1.3.5.2 que le mouvement des dislocations vis basales hors du plan de base est très difficile. Le glissement dévié pour l'annihilation de ces dislocations semble donc peu probable et il n'a jamais été observé expérimentalement.

De même, l'annihilation par montée de dislocations n'a pas non plus été observée. Ceci est sans doute dû à la structure würzite de la glace qui gêne la diffusion de la dislocation perpendiculairement au plan de base.

La littérature ne faisant pas état d'observations de disparition de dislocations au sein du grain d'un polycristal de glace, il convient de s'intéresser à ce qui se passe aux limites du grain, c'est-à-dire aux joints de grains. Dans la glace polycristalline, les observations par topographie X étant effectuées aux tous premiers stades de la déformation, la densité de dislocations et la vitesse de déplacement des dislocations étant très faibles, la mise en évidence d'empilement aux joints de grains puis de disparition des dislocations est délicate (Liu *et al.*, 1993). Liu *et al.* (1995a) ont cependant observé l'existence de tels empilements dans des conditions particulières d'orientation du joint et des grains adjacents. Trois phénomènes interagissent : l'absorption des dislocations du réseau par le joint, l'empilement des dislocations contre ce même joint, et l'activité du joint de grain en tant que source de dislocations. L'absorption de dislocations par le joint de grain augmente son énergie stockée. Cette énergie, liée à la distorsion locale du réseau cristallin, de plus en plus élevée au fur et à mesure que le joint absorbe des dislocations, va entraver l'absorption de dislocations supplémentaires alors que le joint continue d'émettre des semi-boucles hexagonales de dislocations. La densité d'énergie élastique stockée liée aux empilements de dislocations, provoque la migration du joint de grain, ou la germination de nouveaux grains lorsqu'elle atteint un seuil critique. Ces phénomènes permettent de relâcher l'énergie stockée en éliminant les dislocations lors du réarrangement du réseau cristallin.

Cependant, il est important de noter que le joint de grain n'est ni un obstacle infranchissable pour les dislocations (empilements systématiques), ni un puits parfait (absorption des dislocations dans le joint). La réalité se trouve entre ces deux bornes et dépend sans doute des conditions locales d'orientation et de sollicitation.

### 1.3.5 Mouvement des dislocations

#### 1.3.5.1 Dislocations basales associées à un système de glissement basal

La vélocité des dislocations basales a été déduite d'essais mécaniques sur des monocristaux de glace pure par Jones et Glen (1969), puis plus récemment mesurée par topographie X par Fukuda et Higashi (1973), Ahmad et Withworth (1988) ou encore Shearwood et Whitworth (1991). Ces auteurs déduisent de leurs données expérimentales une relation linéaire entre la vitesse des dislocations basales  $v_d$  et la cission résolue dans le plan de base  $\tau$  :

$$(1.2) \quad v_d = c\tau e^{\left(-\frac{Q}{kT}\right)}$$

avec  $k$  constante de Boltzmann,  $c$  une constante et  $Q$  une énergie d'activation. Cette expression a été vérifiée par Fukuda et Higashi (1973), avec  $c = 6.4 \text{ m.Pa}^{-1}.\text{s}^{-1}$  et  $Q = 9.9 \times$

$10^{-20}$  J, pour une température  $T$  comprise entre  $-69^{\circ}\text{C}$  et  $-1.6^{\circ}\text{C}$ , et une cisssion  $\tau$  comprise entre 0.02 et 0.6 MPa. Les valeurs calculées par Jones et Glen (1969) pour  $T = -50^{\circ}\text{C}$  sont du même ordre de grandeur. De plus, les valeurs de vitesses mesurées varient d'un facteur 1.5 à 2 selon que l'on considère la vitesse des dislocations vis ou  $60^{\circ}$ , ces dernières étant un peu plus rapides (Shearwood et Whitworth, 1991).

La vitesse des dislocations dans la glace est particulièrement faible par rapport à la vitesse des dislocations dans les métaux. Pour comparaison, pour une cisssion de 0.25 MPa, la vitesse des dislocations basales dans la glace à 255 K ( $T/T_f = 0.93$ ) est de l'ordre de  $1 \mu\text{m.s}^{-1}$ , alors que dans le cuivre à 293 K ( $T/T_f = 0.21$ ), elle est de l'ordre de  $10 \text{m.s}^{-1}$  (Ashby et Jones, 1991).

### 1.3.5.2 Dislocations non-basales et dislocations basales associées à un système de glissement non-basal

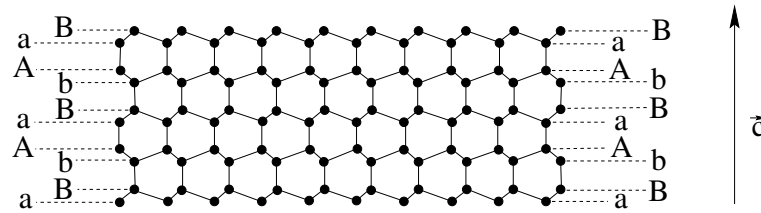
Les travaux de Hondoh *et al.* (1990) et de Shearwood et Whitworth (1989, 1991), concernant l'étude du mouvement des dislocations non-basales ou des dislocations basales associées à un système de glissement non-basal, amènent à plusieurs conclusions :

- tout d'abord, la vitesse des dislocations coins basales hors du plan de base est, suivant les auteurs, au moins 5 à 10 fois supérieure à la vitesse des dislocations basales dans le plan de base pour une même cisssion résolue. Par exemple, Hondoh *et al.* (1990), pour le système de glissement prismatique  $2 \langle 11\bar{2}0 \rangle \{10\bar{1}0\}$ , obtiennent lors d'essais expérimentaux (sur 159 données) une vitesse des dislocations de  $14.5 \pm 0.5 \mu\text{m.s}^{-1} \cdot \text{MPa}^{-1}$  à  $-20^{\circ}\text{C}$  pour le glissement non-basal, alors que la vitesse unitaire pour le glissement basal des dislocations vis et  $60^{\circ}$  selon Fukuda et Higashi (1973) ou Shearwood et Whitworth (1991), est de l'ordre de  $3 \mu\text{m.s}^{-1} \cdot \text{MPa}^{-1}$ . Des valeurs encore plus importantes ont été obtenues par Shearwood et Whitworth (1991), ou encore Ahmad et Withworth (1988) pour des dislocations coins de vecteur de Burgers  $\langle 1\bar{2}10 \rangle$  dont la ligne est hors du plan de base ;
- de plus, le glissement des dislocations vis de vecteur de Burgers  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$  est très difficile hors du plan de base (Shearwood et Whitworth, 1989; Ahmad et Withworth, 1988). Maeno et Hondoh (1992) expliquent le mouvement difficile des dislocations vis basales hors du plan de base par le fait qu'elles sont le plus souvent dissociées en deux dislocations partielles séparées par une faute d'empilement ;
- enfin, Wey et Dempsey (1992, 1994) ont montré, par figures d'attaque, que le mouvement de dislocations vis de vecteur de Burgers  $\langle 1123 \rangle$  existait dans le plan  $\{11\bar{2}2\}$ , mais était fortement freiné par la présence de la forêt de dislocations du plan de base. L'intersection entre une dislocation vis  $\langle 11\bar{2}3 \rangle \{11\bar{2}2\}$  et une dislocation vis  $\langle 11\bar{2}0 \rangle \{0001\}$  provoque en effet un cran (*jog*) sous forme d'un segment de dislocation vis  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$  qui ne peut ensuite plus glisser hors du plan de base et bloque le mouvement de la dislocation non-basale initiale. En revanche, les dislocations non-basales, sans doute en raison de leur densité beaucoup plus faible, ne semblent pas freiner de manière significative les dislocations basales.

Une conclusion à retenir de l'étude de la mobilité des dislocations hors du plan de base est la grande vitesse des dislocations associées aux systèmes de glissement non-basaux par rapport aux dislocations des systèmes basaux.

### 1.3.5.3 Modèles et Théories sur la vitesse des dislocations dans la Glace

Glen (1968) a émis une théorie selon laquelle le désordre des protons dans la glace constituait un obstacle au mouvement des dislocations. A partir de ses calculs, Whitworth *et al.*



**Fig. 1.6:** Empilement des plans atomiques dans un cristal hexagonal.

(1976) ont proposé un modèle pour la vitesse des dislocations basales dans la glace, en tenant compte du désordre protonique, et en imaginant une ligne de dislocation “flexible” capable de se courber pour pouvoir suivre n’importe quel chemin permis par la théorie du désordre protonique. La vitesse de la ligne dépend alors de la vitesse à laquelle chaque segment “flexible” va pouvoir se réorienter pour trouver un chemin possible. Cette ligne de dislocation parfaitement flexible est donc un cas extrême (en effet, on impose à la ligne de dislocations une très grande facilité pour générer des *kinks*), et cependant, la vitesse calculée est de plus d’un ordre de grandeur inférieure à celles mesurées dans la glace. Frost *et al.* (1976), en utilisant un modèle fondé sur les mêmes hypothèses mais avec un traitement statistique différent, trouvent également une vitesse trop faible.

Peu après, Whitworth (1980) a proposé d’utiliser le modèle de Whitworth *et al.* (1976) en changeant les plans de glissement des dislocations. En considérant l’arrangement des plans atomiques du type aAbBaA... (Fig. 1.6), Whitworth *et al.* (1976) et Frost *et al.* (1976) avaient pris comme hypothèse que les dislocations glissent entre les paires de plans les plus éloignées (*the shuffle set*, les paires aA ou bB). Cependant, Whitworth (1980) a montré qu’en utilisant les paires de plans les plus proches (*the glide set*, les paires Ab ou Ba), la vitesse théorique calculée augmente considérablement, devenant seulement 5 fois plus faible que la vitesse observée, contre 50 fois avec le modèle initial.

### 1.3.6 Anisotropie viscoplastique

Les observations de dislocations dans la glace montrent, en accord avec la minimisation de l’énergie de distorsion de réseau, une supériorité numérique très forte des dislocations basales glissant dans le plan de base, par rapport à tout autre type de dislocations (Sinha, 1978; Fukuda *et al.*, 1987). De plus, malgré une vitesse de glissement beaucoup plus importante, les dislocations non-basales du système  $\langle 11\bar{2}0 \rangle \{10\bar{1}0\}$  ne sont présentes que sous forme de courts segments qui sont prolongés par deux lignes de dislocations vis basales ne pouvant se déplacer hors du plan de base (Ahmad et Withworth, 1988; Shearwood et Whitworth, 1989; Maeno et Hondoh, 1992): la conjugaison de ces deux handicaps fait que ces boucles de dislocations ne peuvent s’étendre, et donc ne peuvent participer de manière significative à la déformation macroscopique du cristal. Wey et Dempsey (1992, 1994) ont montré de même que le système  $\langle 11\bar{2}3 \rangle \{11\bar{2}2\}$ , susceptible de provoquer une déformation dans les plans pyramidaux, ne participe pas sensiblement à la déformation macroscopique du fait des interactions existantes entre les champs de dislocations des différents systèmes ( $\langle$ pyramidaux–pyramidaux $\rangle$ ,  $\langle$ pyramidaux–basaux $\rangle$ ). Le mode de déformation prépondérant du cristal de glace est donc le glissement parallèlement au plan de base.

Dans le plan de base, les observations ne montrent pas de directions privilégiées de glissement comme on pourrait l’attendre de la part d’un matériau à symétrie hexagonale. Ceci s’explique si l’on considère la quasi-absence de seuil de contrainte pour le mouvement des dislocations dans la glace : la direction de glissement d’un système basal est à chaque instant une combinaison des trois directions symétriques  $\langle \bar{1}210 \rangle$  du plan de base.

Cette direction de glissement, qui résulte du mouvement simultané de plusieurs lignes de dislocations dans chaque direction  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  du plan de base, semble colinéaire à la direction de la cission résolue maximale dans le plan de base. Kamb (1961) a montré, en utilisant une loi de comportement de type Norton-Hoff (loi puissance proposée pour la glace par Glen et Perutz (1954); Glen (1955)), que la direction de glissement est exactement colinéaire à la cission résolue pour un exposant  $n$  de la contrainte valant 1 et 3. Pour  $n$  compris entre 1 et 4, elle diffère si peu de la direction de cisaillement que la déviation est pratiquement indécélable expérimentalement (moins de  $3^\circ$ ). Le plan de base peut donc être considéré comme isotrope.

## 1.4 Conclusion

Le monocristal de glace possède donc un comportement visco-plastique fortement anisotrope, caractérisé par un système de glissement prépondérant, le système basal, sans direction privilégiée de glissement.

Cette forte anisotropie viscoplastique du cristal de glace est de la plus haute importance vis-à-vis du comportement viscoplastique du polycristal. En effet, elle a pour conséquences d'engendrer des incompatibilités de déformation entre les grains possédant des orientations cristallographiques différentes, et donc d'induire des hétérogénéités de déformation intragranulaires.

## Chapitre 2

# Étude Bibliographique : Expériences et Modèles

### 2.1 Introduction

Dans la première partie de ce chapitre, nous essayons de faire une synthèse des essais mécaniques effectués sur des éprouvettes de glace mono- ou polycristalline afin d'établir des lois de comportement ou d'étudier la sensibilité du comportement à différents paramètres tels que la texture, la taille des grains et la vitesse de déformation. La plupart des résultats de la littérature sont présentés sous forme d'un tableau dans l'Annexe D.2.

Dans la seconde partie, nous faisons le bilan des modèles publiés dans la littérature pour le comportement du grain et du polycristal.

### 2.2 Essais mécaniques sur la glace

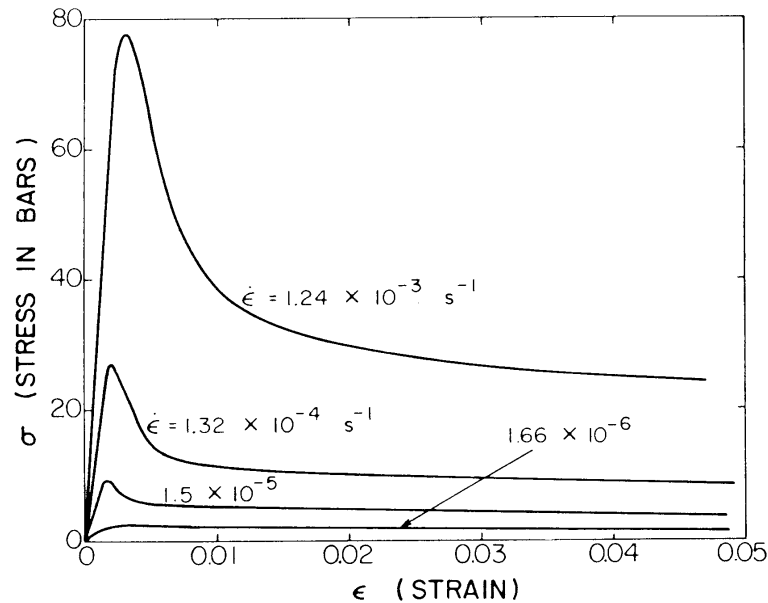
Les essais effectués sur des éprouvettes de glace mono- ou polycristalline couvrent une gamme de sollicitations étendue : *traction*, *compression uni-, bi- et triaxiale*, *compression sous pression hydrostatique*, *cisaillement pur*, *cisaillement simple* avec ou sans *pression hydrostatique*, ou *compression*, *torsion* et *torsion-compression*. Les sollicitations sont appliquées en imposant une force constante, ou une vitesse de plateau constante (rarement une vitesse de déformation imposée).

Dans la suite, on séparera les essais effectués sur des monocristaux, naturels ou fabriqués en laboratoire, des essais effectués sur des éprouvettes de glace polycristalline, isotrope ou anisotrope.

#### 2.2.1 Essais sur le monocristal

Différents types d'essais ont été utilisés pour caractériser le comportement mécanique des monocristaux : essais de traction uniaxiale (Glen et Perutz, 1954; Higashi *et al.*, 1964; Jones et Glen, 1969; Jacka et Maccagnan, 1984), essais de compression uniaxiale (Trickett *et al.*, 2000b; Readings et Bartlett, 1968, 1971; Jones et Glen, 1969; Cole, 1996) ou essais de cisaillement (Steinemann, 1954).

Les essais à vitesse imposée mettent en évidence un pic de contrainte d'autant plus élevé que la vitesse de déformation est importante (Higashi *et al.*, 1964; Jones et Glen, 1969; Ramseier, 1972; Trickett *et al.*, 2000b) (Fig. 2.1). La pente de montée de ce pic augmente elle-aussi avec la vitesse de déformation. Ensuite, on observe une décroissance de la contrainte, puis un plateau. Les essais de la littérature correspondent à une déformation finale de l'ordre de 2 à 5% (Higashi *et al.*, 1964; Trickett *et al.*, 2000b), voire 8% (Jones et Glen, 1969). Cependant, le seul essai pour une déformation plus importante



**Fig. 2.1** : Essai de compression à vitesse imposée (Ramseier, 1972). Evolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la déformation. Les axes  $c$  des spécimens sont initialement à  $45^\circ \pm 3^\circ$  de l'axe de compression.

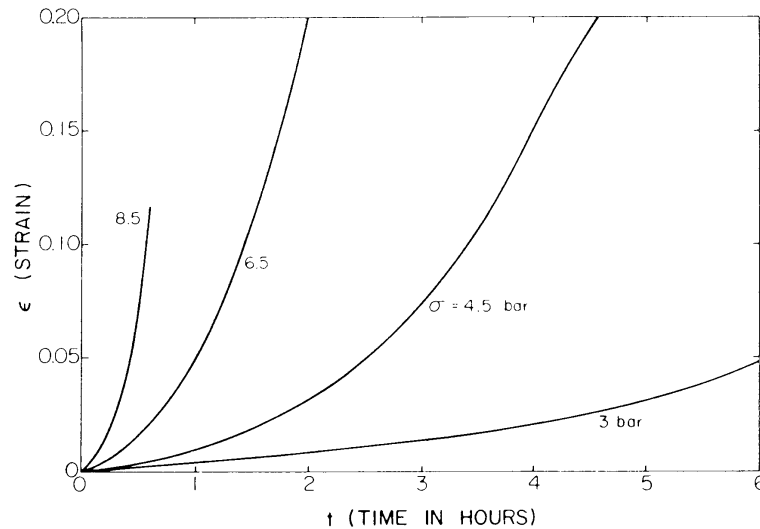
( $\approx 20\%$ ) montre une augmentation de la contrainte au delà de 13 % de déformation (Jones et Glen, 1969), ce qui pourrait correspondre à un écrouissage du monocristal. Le pic de contrainte peut s'expliquer par un phénomène de multiplication des dislocations provoquant un adoucissement. En effet, lors d'un essai à vitesse imposée, si la densité de dislocations initiale est trop faible, les dislocations nécessitent une vitesse élevée, et par conséquent une contrainte élevée pour accommoder la déformation imposée<sup>1</sup>. Si la vitesse des dislocations est limitée, comme c'est le cas dans les métaux, l'augmentation de contrainte conduit à l'activation de nouvelles sources de dislocations. Au fur et à mesure que de nouvelles dislocations sont créées, la contrainte diminue selon une courbe d'adoucissement. On atteint ensuite un état d'équilibre entre disparition des dislocations en surface et production qui conduit à un palier de contrainte.

Lors des essais à contrainte ou force imposée (fluage), on constate une augmentation continue de la vitesse de déformation au cours du temps (Higashi *et al.*, 1964; Jones et Glen, 1969) (fig. 2.2), avec vraisemblablement la présence d'un palier de vitesse de déformation pour une déformation importante. Ceci peut s'expliquer par la production continue de dislocations jusqu'à atteindre un état d'équilibre entre la production et la disparition des dislocations en surface du monocristal (le palier de vitesse de déformation correspond au plateau de la courbe contrainte-déformation de l'essai d'écrouissage).

Nakaya (1958) a effectué des essais de flexion trois points sur des éprouvettes monocristallines extraites de monocristaux du glacier de Mendenhall (Alaska), mais ne propose pas d'explication en terme de loi de comportement (cf. Annexe C).

Ces essais sur monocristaux sont souvent pratiqués "hors-axes", sans correspondance entre les axes d'orthotropie du cristal et les directions des contraintes principales (Cole, 1996; Jones et Glen, 1969; Lile, 1978; Miyamoto *et al.*, 1999; Readings et Bartlett, 1968; Trickett *et al.*, 2000b), ce qui conduit à un champ de déformation non homogène dans l'éprouvette. Il est donc difficile d'interpréter les observations en termes de champs locaux de contrainte et de déformation, et d'interpréter les courbes globales contrainte-

<sup>1</sup>Selon la loi d'Orowan :  $\dot{\gamma} = \rho b v$ , avec  $\rho$  densité de dislocations mobiles,  $b$  vecteur de Burgers et  $v$  vitesse de glissement des dislocations proportionnelle à la cission dans le plan de glissement.



**Fig. 2.2 :** Courbe de fluage de monocristaux de glace en compression (Griggs et Coles, 1954). L'axe  $c$  des spécimens testés était initialement à environ  $45^\circ$  de l'axe de compression.

déformation pour en déduire des lois de comportement.

## 2.2.2 Essais sur la glace polycristalline

Ces essais sont à ranger en deux catégories suivant le type de glace : l'étude de la glace macroscopiquement isotrope que l'on trouve dans les glaciers tempérés<sup>2</sup> de type alpin, et l'étude de la glace anisotrope telle la glace trouvée en profondeur dans une calotte polaire.

### 2.2.2.1 Glace isotrope

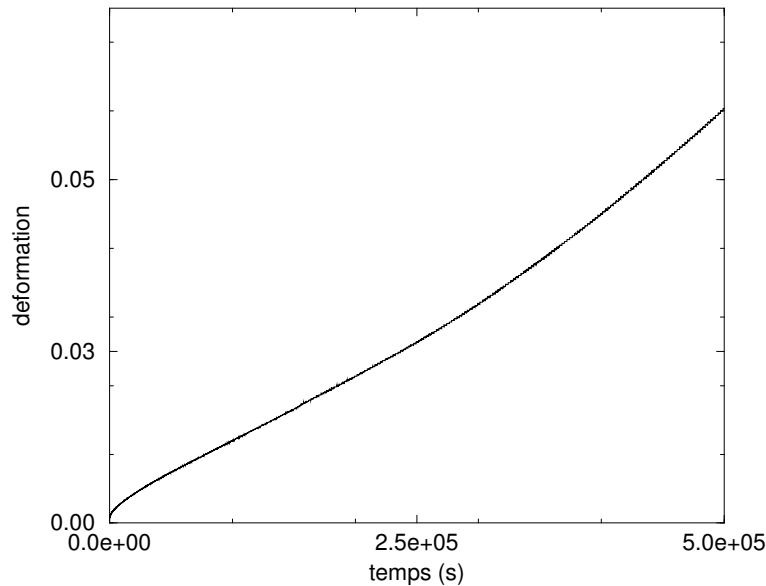
L'étude de la glace isotrope est chronologiquement la première à avoir été effectuée. Des essais de traction et de compression ont été réalisés par Glen (1955) et Steinemann (1958) sur des éprouvettes de glace fabriquée en laboratoire. D'autres auteurs ont par la suite effectué d'autres essais en compression, torsion, et torsion-compression sur la glace isotrope (Barnes *et al.*, 1971; Duval, 1976; Le Gac, 1980; Duval, 1981; Mellor et Cole, 1982; Jacka et Budd, 1989). Le fluage de la glace polycristalline isotrope se décompose en trois parties (Fig. 2.3) :

**le fluage primaire :** pendant cette période, aussi appelée *fluage transitoire*, la vitesse de déformation décroît de manière continue. Cette partie de la courbe de fluage suit la loi d'Andrade (Glen, 1955) : la vitesse de déformation est proportionnelle au temps écoulé depuis le début du chargement à la puissance  $1/3$ .

**le fluage secondaire :** dans les métaux, cette phase correspond à une déformation à vitesse constante (on parle aussi de *fluage stationnaire*). Dans la glace, elle est très courte, voire inexistante, et correspond plus à un point d'inflexion de la courbe de déformation et à un minimum de la vitesse de fluage. La vitesse minimale de fluage est toujours atteinte pour des déformations proches de 1%. La recherche de ce minimum conduit à effectuer des expériences de longue durée, en particulier lorsqu'on s'intéresse aux faibles contraintes (Jacka, 1984b). Une partie de ces essais,

<sup>2</sup>Glace tempérée : glace à l'équilibre de fusion.





**Fig. 2.3:** Courbe typique de fluage d'une éprouvette de glace isotrope.

comparée aux données sur des monocristaux, est synthétisée sur la Figure 2.4 : on constate une dépendance linéaire entre le logarithme de la vitesse de déformation minimale et le logarithme de la contrainte.

**le fluage tertiaire :** cette phase couvre la fin de l'essai de fluage, après passage par le minimum de la vitesse de déformation. Elle correspond à une augmentation de la vitesse de déformation provoquée par la recristallisation "discontinue"<sup>3</sup> de l'échantillon.

Duval (1974) a observé, lors d'essais de torsion sur des éprouvettes de glace polycristalline naturelle ou fabriquée en laboratoire les trois phases du fluage. Il a constaté de plus l'apparition d'oscillations de vitesse lors du fluage tertiaire, attribuées à des vagues de recristallisation, phénomène précédemment décrit, en compression uniaxiale, par Steinemann (1958) et Jonas et Müller (1969).

Le principal objectif des essais sur glace isotrope est la mise en évidence d'une relation entre la contrainte et la vitesse de déformation minimale. Glen (1955), Duval (1974), Duval (1976), Duval (1981), Duval *et al.* (1983), Jacka (1984b), Mellor et Cole (1982), Russell-Head et Budd (1979), Jacka et Budd (1989) ont ainsi étudié les trois phases du fluage ainsi que la dépendance en température et contrainte de la relation contrainte–vitesse de déformation. Tous observent que la vitesse de déformation minimale dépend suivant une loi puissance d'exposant trois de la contrainte appliquée, le préfacteur étant fonction uniquement de la température (cf. § 2.4). L'étude de cette relation pour de très faibles niveaux de contrainte a conduit Jacka (1984b), Russell-Head et Budd (1979) et

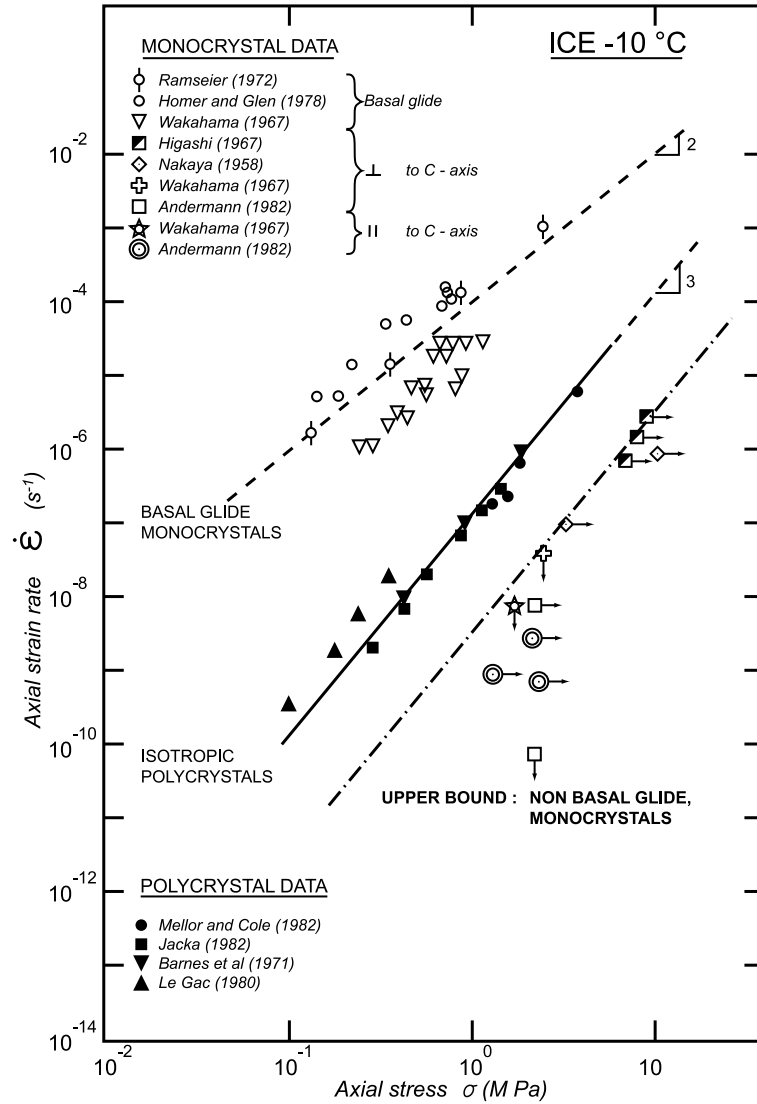
<sup>3</sup>On distingue différents types de recristallisation :

**grossissement normal des grains :** réduction de l'énergie spécifique des joints de grains (dans les premières centaines de mètres des calottes polaires) ;

**recristallisation continue :** polygonisation des grains liée à l'hétérogénéité de déformation intragranulaire (associée à l'évolution de la texture dans le corps des calottes) ;

**recristallisation discontinue :** germination de nouveaux grains et migration rapide des joints de grains (dans les zones à température élevée au voisinage du lit rocheux des calottes polaires) ;

**recristallisation statique :** germination et grossissement de grains observés lors du recuit d'un échantillon après suppression de la sollicitation.



**Fig. 2.4** : Synthèse des résultats expérimentaux sur le fluage de la glace (Duval et al., 1983)

Mellor et Cole (1982) à effectuer des essais sur des durées de plus de trois ans pour couvrir la gamme de contraintes de 0.05 à 1 MPa, pour des températures variant de  $-0.85^{\circ}\text{C}$  à  $-32.5^{\circ}\text{C}$ .

Les essais sur glace isotrope modifient en général la texture cristallographique des éprouvettes : des phénomènes de rotation de réseau et de recristallisation induisent la formation d'une nouvelle texture qui dépend du type de sollicitation imposé. Cette texture rend le comportement du polycristal anisotrope.

### 2.2.2.2 Glace anisotrope

La glace des calottes polaires présente différentes textures selon le site de forage et la profondeur d'où elle est extraite. Ainsi, on peut observer des fabriques avec tous les axes  $c$  des grains dans un plan vertical (*e.g.* Vostok, Antarctique, 2039 m), à un seul maximum (*e.g.* Dôme C, Antarctique, Law Dome, Antarctique, à 60 km du dôme), ou à plusieurs maximums<sup>4</sup> (*e.g.* Cape Folger, Antarctique).

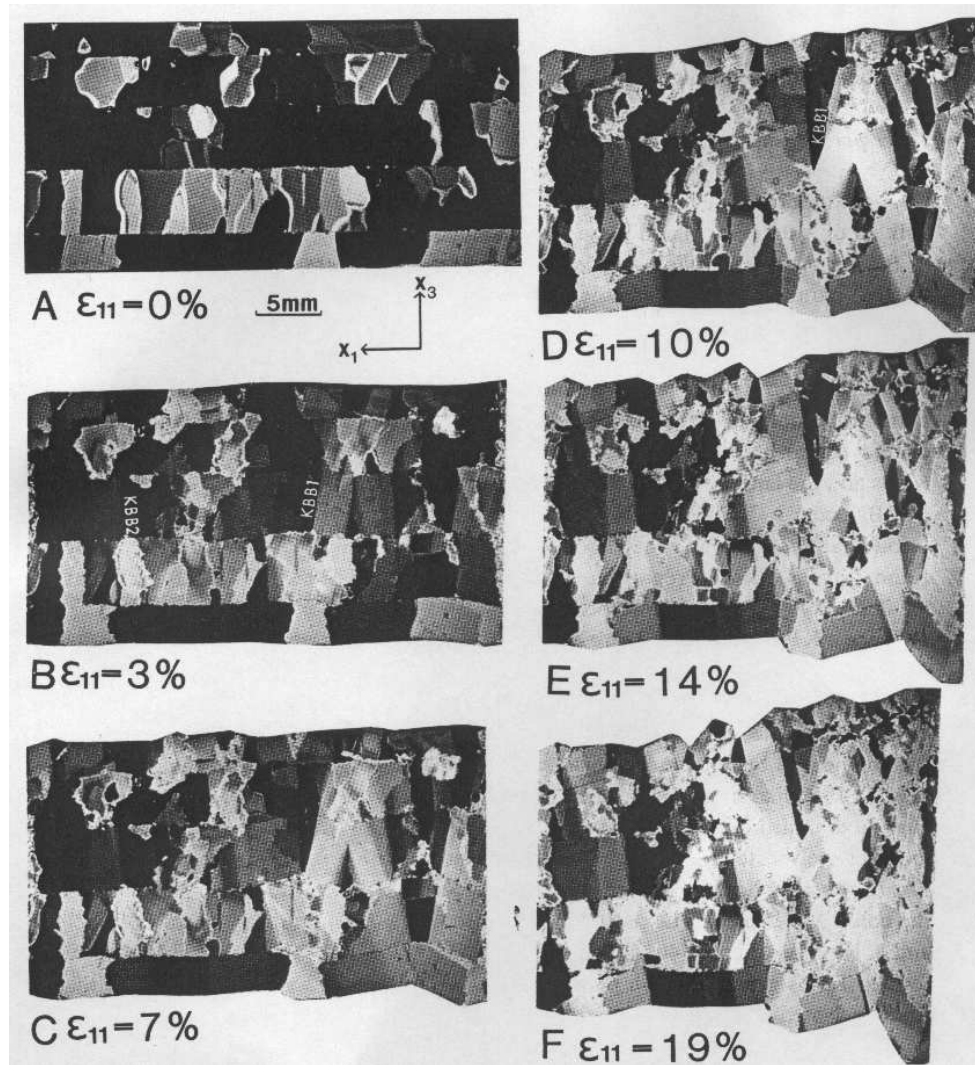
Plusieurs études ont été effectuées sur le comportement mécanique d'échantillons de glace polaire anisotrope (Duval, 1974; Russell-Head et Budd, 1979; Duval et Le Gac, 1982; Jacka et Budd, 1989; Miyamoto *et al.*, 1999). Les résultats montrent l'importance de la texture sur la réponse à une sollicitation mécanique, et donc son influence sur l'écoulement des calottes polaires. Par exemple, Duval et Le Gac (1982) ont montré qu'un échantillon de glace possédant une texture à un seul maximum (tous les axes  $c$  parallèles) se déformait dix fois plus vite en cisaillement perpendiculairement aux axes  $c$  qu'un échantillon de glace isotrope, ceci pour une même cission équivalente.

Pour étudier la texture de la glace et son évolution au cours de la déformation, Bouchez et Duval (1982), Jacka (1984b), Budd et Jacka (1989), Jacka et Budd (1989), Jun et Jacka (1998) ont effectué des essais mécaniques sur des éprouvettes de glace polycristalline initialement macroscopiquement isotrope ou anisotrope. Ils ont observé l'évolution de la texture en fonction du type de sollicitation et de la texture initiale. Cependant, dans les conditions du laboratoire, la texture se forme principalement par recristallisation discontinue (Duval, 1981) : la très grande vitesse de migration des joints de grains permet à la texture du polycristal de s'adapter à l'état de contrainte imposé. Au contraire, dans une calotte polaire, la texture est fonction de l'histoire de la déformation subie par le polycristal de glace. Les évolutions de texture observées "à chaud", lors d'essais effectués en laboratoire à des vitesses de déformation relativement élevées, ne peuvent donc être directement invoquées pour expliquer l'évolution de l'anisotropie de la glace polaire au cours de son écoulement dans la calotte.

### 2.2.2.3 Étude de la localisation

Wilson *et al.* (1986) et Wilson et Zhang (1994, 1996) ont effectué des essais de compression en déformation plane sur des éprouvettes de glace fabriquée en laboratoire, afin d'étudier la localisation de la déformation. Les éprouvettes de glace utilisées étaient soit macroscopiquement isotropes, constituées de grains aléatoirement orientés sans contrôle de l'arrangement des grains, soit anisotropes, constituées d'un assemblage de bandes de grains parallèles (cf. Figure 2.5). Les axes  $c$  des grains des bandes n'étaient pas tous dans le plan d'étude. Ils ont observé la nucléation de bandes en genou dans les grains, la migration des joints de grains et des phénomènes de nucléation de nouveaux grains, ainsi que l'apparition de fonte pour les essais à  $-1^{\circ}\text{C}$ . L'apparition de la localisation a été analysée en fonction de l'orientation cristallographique des grains par rapport à la direction du chargement macroscopique, et la stabilité des bandes de localisation a été également

<sup>4</sup>Texture due à la recristallisation discontinue à chaud, observée au fond du forage ( $T > -12^{\circ}\text{C}$ ).



**Fig. 2.5** : Essai de compression sur une éprouvette de glace anisotrope, Wilson et Zhang (1996)

étudiée. Les bandes de localisation situées dans les grains dont l'axe  $c$  était presque perpendiculaire à la direction de compression se développaient très rapidement et n'étaient pas affectées par la recristallisation, alors que dans les grains orientés favorablement pour la déformation par glissement basal, les bandes se formaient plus tardivement, étaient beaucoup plus instables et sensibles à la recristallisation.

Wilson et Zhang (1994) ont utilisé un modèle à un système de glissement pour simuler leurs expériences, ce modèle sera décrit au paragraphe 2.5.3.2.

Tous ces résultats expérimentaux montrent, comme l'ont écrit Lliboutry et Duval (1985), qu'il est illusoire de vouloir déterminer "le" comportement mécanique de la glace, chaque texture de glace impliquant un comportement propre. Ils montrent bien l'importance de la texture sur le comportement viscoplastique. Il est donc primordial de tenir compte de son évolution lors de la modélisation des calottes polaires, étant donné les fortes variations de textures qui ont pu être observées sur une même ligne de courant (*e.g.* à Law Dome, Jacka et Budd (1989)).

Dans la suite de ce chapitre, nous allons nous intéresser aux différents modèles proposés et utilisés pour représenter le comportement d'un monocristal ou d'un polycristal. On

s'attachera en général à présenter des modèles appliqués à la glace, mais des extensions seront faites vers des modèles utilisés en métallurgie pouvant s'adapter au cas de la glace. Nous parlerons tout d'abord de deux types de modèles développés parallèlement, les modèles à densité(s) de dislocations, pour modéliser le comportement des monocristaux, et les modèles phénoménologiques, pour la glace isotrope. Enfin, nous nous intéresserons aux modèles de comportement développés spécifiquement pour la modélisation des calottes polaires.

## 2.3 Modèles à densités de dislocations pour le monocristal

Ces modèles s'appuient directement sur l'observation des phénomènes responsables de la déformation plastique, c'est-à-dire la dynamique des dislocations, pour en déduire des lois de comportement du monocristal. Quelques modèles développés pour les applications métallurgiques sont présentés, puis des modèles pour la glace sont exposés.

Dans les métaux, l'étude de l'évolution de la densité et de la structure des dislocations repose souvent sur la nécessité de mieux connaître et modéliser les phénomènes d'écrouissage lors de la déformation plastique. La plupart des modèles existants visent à représenter l'évolution de la densité de dislocations  $\rho$  en fonction de la déformation en cisaillement  $\gamma$  pour les différentes étapes de la déformation plastique des métaux :

- régime I (régime transitoire) : un seul système de glissement est activé, le taux de production de dislocations est supposé constant ;
- régime II (régime stationnaire) : un deuxième système est activé, il apparaît donc des interactions entre les dislocations des deux systèmes qui durcissent le matériau. La densité de dislocations mobiles (seules responsables de la déformation) est considérée quasi-constante ;
- régime III (régime de restauration dynamique) : des processus d'annihilation entrent en jeu, par glissement dévié en particulier, et la densité de dislocations décroît.

Dans la suite, on séparera les modèles prenant en compte l'évolution d'un seul paramètre représentant les dislocations, des modèles prenant en compte les interactions entre plusieurs systèmes de glissement.

### 2.3.1 Modèles à une variable interne

Les modèles présentés dans ce paragraphe ne tiennent compte que d'une seule variable interne, qui est souvent la densité totale de dislocations.

Le modèle de Kocks–Mecking (Kocks, 1976; Mecking et Kocks, 1981; Mecking, 1981) est bâti sur l'hypothèse que la cinétique de l'écoulement plastique d'un matériau est déterminée par un seul paramètre structural  $S$  représentant la structure actuelle. Deux équations permettent alors de décrire le comportement plastique :

- une *équation cinématique* reliant la contrainte d'écoulement  $\sigma$  au paramètre structural  $S$ , au taux de déformation  $\dot{\varepsilon}$  et à la température  $T$  :

$$(2.1) \quad \sigma = \sigma(S, \dot{\varepsilon}, T),$$

- une *équation d'évolution* décrivant la variation du paramètre structural  $S$  :

$$(2.2) \quad \frac{dS}{d\varepsilon} = f(S, \dot{\varepsilon}, T).$$

Dans le modèle initial, le paramètre structural est la densité totale de dislocations  $\rho$ . Ce modèle a été développé pour modéliser l'écroutissage à basse température ( $T < 0.5T_{fusion}$ ). Le taux d'écroutissage  $\theta = \frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon}$  dépend linéairement de la contrainte sur une partie de la courbe  $\sigma - \varepsilon$ , sur un intervalle de déformation qui diminue au fur et à mesure que la température augmente.

Pour les températures moyennes et élevées ( $T > 0.5T_{fusion}$ ), Roberts (1984) a proposé un modèle s'appuyant sur l'observation d'une linéarité entre le taux d'écroutissage  $\theta$  et l'inverse de la contrainte  $\sigma^{-1}$ . Ce modèle est correctement corrélé en dehors des premiers stades de la déformation ( $\sigma \rightarrow 0$  entraîne  $\theta \rightarrow \infty$ ). Le modèle de Roberts utilise aussi un seul paramètre structural, la densité totale de dislocations.

Liu (1996) a proposé un modèle unifié, valable quelle que soit la température, prenant en compte l'influence des structures de dislocations sur le comportement. Ce modèle intègre un paramètre  $n$  lié à la mobilité des dislocations dans une bande de dislocations.  $n$  augmente avec la température de façon à simuler soit un matériau à basse température (modèle de Kocks,  $n=0$ ), soit un matériau à haute température (modèle de Roberts,  $n \gg 1$ ). Le taux d'écroutissage est donné par :

$$(2.3) \quad \theta = \frac{d\tau}{d\gamma} = \frac{\alpha\mu}{2\beta n} \left( 1 - e^{(-n(\rho/\rho_s)^{1/2})} \right) \left( \left( \frac{\rho_s}{\rho} \right)^{1/2} - 1 \right),$$

avec  $\alpha$  et  $\beta$  constantes,  $\mu$  module de cisaillement du matériau,  $\rho_s$  densité de dislocations au stade stationnaire de la déformation.

### 2.3.2 Modèles multi-variables

La formulation à un seul paramètre structural donne une bonne représentation du comportement lorsqu'on considère des grandes déformations monotones continues. Cependant les modèles de ce type correspondent à un écroutissage isotrope et ne permettent pas de simuler les phénomènes locaux d'instabilité, ni le début de la déformation plastique pour lequel un seul système de glissement est actif. De même, lorsque l'objectif est de modéliser un comportement cyclique, ou un comportement avec des changements rapides dans les conditions de déformation, les modèles monovariabiles sont mal adaptés.

Des modèles multi-variables sont alors apparus pour aller au-delà des limites de la formulation à un seul paramètre (Estrin et Kubin, 1986; Jain, 1990; Teodosiu *et al.*, 1993). Suivant les auteurs et suivant les phénomènes étudiés, les paramètres structuraux peuvent être :

- la densité de dislocations vis et la densité de dislocations coins (Essmann et Mugh-rabi, 1979) ;
- la densité de dislocations mobiles totale et la densité de dislocations fixes totale (Estrin et Kubin, 1986) ;
- les densités de dislocations mobiles d'un signe et de l'autre (Jain, 1990) ;
- ou encore les densités de dislocations mobiles et totales de chaque système (Teodosiu *et al.*, 1993).

Ces modèles sont en général définis à l'aide d'équations de trois types (Estrin et Kubin, 1986; Jain, 1990; Teodosiu *et al.*, 1993) :

- une loi d'écoulement, qui relie la contrainte à la vitesse de déformation et tient compte des paramètres structuraux directement ou indirectement ;
- une loi d'écroutissage cinématique traduisant l'évolution de la résistance au cisaillement des systèmes de glissement en fonction des paramètres structuraux ;

- des lois d'évolution, qui traduisent l'évolution des paramètres structuraux en fonction de la déformation ou de la vitesse de déformation, et/ou des autres paramètres structuraux. Ces lois sont souvent couplées, les dislocations des différents systèmes interagissant entre elles.

Ces modèles permettent d'évaluer les populations de dislocations statistiques et/ou les populations de dislocations géométriquement nécessaires. Les dislocations statistiques sont responsables de la déformation "moyenne" du cristal, il s'agit par exemple de la densité totale de dislocations mobiles d'un système, sans tenir compte du signe des dislocations (c'est la densité qui intervient dans la loi d'Orowan). Les dislocations géométriquement nécessaires sont les dislocations responsables des courbures locales du réseau cristallographique : ce sont les dislocations d'un signe en excès par rapport aux dislocations du signe opposé dans un système de glissement (Jain, 1990).

Quelques auteurs ont proposé des modèles physiques pour la glace. Ainsi, le premier modèle élaboré pour simuler un essai sur monocristal de glace à vitesse de déformation imposée est celui de Jones et Glen (1969). Il s'appuie sur les travaux de Johnston (1962) sur le fluorure de lithium (LiF), qui a obtenu expérimentalement le même type de résultats que ceux obtenus avec les monocristaux de glace. Jones et Glen ont appliqué le modèle proposé par Johnston et ont pu reproduire les résultats expérimentaux. Cependant, les hypothèses faites sont incompatibles avec les observations effectuées ultérieurement sur la glace. En particulier, le modèle prévoit une dépendance en  $\tau^3$  de la vitesse des dislocations, alors que les observations ont montré une dépendance en  $\tau$  (Fukuda et Higashi, 1973; Ahmad et Withworth, 1988; Shearwood et Whitworth, 1991). De plus, ce modèle ne permet pas non plus d'expliquer la variation de la pente observée à l'origine des courbes  $\sigma - \varepsilon$  en fonction de la vitesse de déformation (dans le cas de LiF, la pente initiale est constante et indépendante de la vitesse de déformation).

Le modèle de Brown (1991) est fondé sur l'évolution des densités de dislocations des systèmes de glissement basaux, prismatiques et pyramidaux. Il considère tous les systèmes potentiellement actifs, avec cependant des densités de dislocations faibles sur les systèmes prismatiques et pyramidaux par rapport à celles du système basal. Pour chaque système, les densités de dislocations positives et négatives sont prises en compte, permettant ainsi d'étudier l'évolution des dislocations géométriquement nécessaires. Brown (1991) a effectué quatre applications de son modèle : un essai de fluage de longue durée, suivi d'un déchargement, un essai d'inversion de la contrainte, un essai à vitesse imposée et un essai de relaxation. Ses simulations montrent un bon accord avec la forme des courbes expérimentales, la difficulté principale du modèle étant la détermination des densités initiales de dislocations sur chaque système de glissement.

Le modèle proposé par Fukuda et Shoji (1981) traite surtout de la résistance au mouvement des dislocations. Sur la base d'observations par diffraction X (Fukuda et Higashi, 1969), les dislocations sont supposées être structurées en rangées de dipôles, chaque dipôle étant constitué d'un couple de dislocations de signes opposées. Ces dipôles sont stables grâce à l'absence de glissement dévié qui permettrait de faire s'annihiler les dislocations qui les composent. Les paramètres du modèle sont l'écartement entre les dislocations d'un dipôle et l'espacement entre deux dipôles d'une même rangée. Ils ont été évalués à partir des observations de l'écartement des lignes de glissement. Selon Nakaya (1958), Rigsby (1957) ou Steinemann (1954), celles-ci sont espacées de 50 à 60  $\mu\text{m}$  quel que soit le taux de déformation. Cependant, d'autres auteurs ont observé des plans de glissement beaucoup plus espacés (Steinemann (1958) : 600  $\mu\text{m}$ ) ou, pour de plus fortes cisssions résolues, plus proches (Wakahama (1962) : 15  $\mu\text{m}$ ). Selon Wakahama (1962), l'espacement entre deux plans de glissement voisins serait inversement proportionnel à la cisssion résolue dans ces plans.

## 2.4 Modèle phénoménologique de Glen pour le polycristal isotrope

Le modèle phénoménologique de Glen (1955) est utilisé pour simuler le fluage de la glace polycristalline isotrope sous état de chargement uniaxial. Dans sa généralisation au cas multiaxial, la vitesse minimale du fluage est bien décrite par une loi puissance de type Norton-Hoff (appelée loi de Glen en glaciologie) reliant la vitesse de déformation  $\mathbf{d}$  au déviateur des contraintes  $\mathbf{s}$  :

$$(2.4) \quad d_{ij} = \frac{1}{2} B_n(T) \tau^{n-1} s_{ij},$$

où  $\tau$  est la contrainte de cisaillement efficace définie par  $\tau^2 = s_{ij}s_{ij}/2$  ( $2^e$  invariant de la contrainte déviatoire), et  $B_n(T)$  est un paramètre de fluidité dépendant de la température  $T$  suivant la loi d'Arrhenius :

$$(2.5) \quad B_n(T) = B_n(T_0) e^{-\frac{Q}{R}(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T})},$$

où  $R$  est la constante des gaz parfaits,  $Q$  l'énergie d'activation et  $T$  la température absolue. Cette forme multiaxiale a été vérifiée expérimentalement (essais de torsion-compression) par Duval (1981). D'après Le Gac (1980) et Lliboutry et Duval (1985),  $Q$  vaut  $78 \text{ kJ.mol}^{-1}$  pour des températures inférieures à  $-8^\circ\text{C}$ . Au-delà de  $-8^\circ\text{C}$ , on mesure une énergie apparente qui ne fait qu'augmenter lorsqu'on se rapproche de la température de fusion (il y a probablement apparition de fusion au niveau des joints de grains). L'exposant  $n$  de la loi puissance vaut 3 pour des contraintes  $\tau$  supérieures à  $0.2 \text{ MPa}$ , et les valeurs de  $B_3(-10^\circ\text{C})$  citées dans la littérature se situent entre  $14$  et  $22 \text{ MPa}^{-3}.\text{a}^{-1}$ , avec une moyenne de  $18.6 \text{ MPa}^{-3}.\text{a}^{-1}$  (Budd et Jacka, 1989; Duval *et al.*, 1983; Lliboutry et Duval, 1985; Jacka, 1984b; Jacka et Maccagnan, 1984; Meyssonier et Goubert, 1994). Pour des valeurs de  $\tau$  inférieures à  $0.2 \text{ MPa}$ , Pimienta *et al.* (1987) obtiennent une valeur de  $n$  inférieure à 2.

Ce modèle est utilisé pour la simulation de l'écoulement des glaciers tempérés (en particulier les glaciers alpins), lorsque la glace ne possède pas de fabrique prononcée. Dès qu'on observe une fabrique plus marquée, le comportement du polycristal devient anisotrope (cf. § 2.2.2.2) et cette version de la loi de Glen ne devrait plus être utilisée.

## 2.5 Modélisation de la glace des calottes polaires

Dans les calottes polaires, la déformation induit une évolution de la fabrique le long des trajectoires d'écoulement de la glace. Pour modéliser cet écoulement, on doit développer des outils capables de tenir compte de cette texture. Actuellement sont développés des modèles de comportement pour la glace anisotrope (polycristal) basés sur des méthodes d'homogénéisation qui supposent connu le comportement du grain (méthodes micro-macro).

### 2.5.1 Modèles de grain

Nous allons dans cette section décrire les modèles de grain utilisés en glaciologie (du plus complexe au plus simple). Ces modèles sont essentiellement phénoménologiques. Ils tiennent compte du fait que le processus prédominant dans la déformation du monocristal de glace est le glissement basal, et d'autre part que ce plan de glissement ne possède pas de directions de glissement privilégiées (Kamb, 1961).



### 2.5.1.1 Modèles à systèmes de glissement

Lliboutry (1993), Van der Veen et Whillans (1994), Azuma et Goto-Azuma (1996), Svendsen et Hutter (1996), Castelnau *et al.* (1996) ont proposé des modèles pour le grain s'appuyant sur ces hypothèses. Par exemple, Lliboutry (1993) propose une loi de comportement pour le grain se déformant uniquement par glissement basal. La cission résolue dans le plan de base  $\tau_b$  est liée à la vitesse de cisaillement parallèlement au plan de base  $\dot{\gamma}_b$  par

$$(2.6) \quad \dot{\gamma}_b = \psi_b \tau_b + B_b \tau_b^3,$$

où  $\psi_b$  et  $B_b$  sont les fluidités en cisaillement parallèlement au plan de base dans les cas linéaire et non-linéaire respectivement. Cependant, ce type d'approche ne permet pas d'accommoder la déformation du grain dans toutes les directions.

Pour pallier cet inconvénient et obtenir un modèle pour le grain possédant un plus grand nombre de degrés de liberté, Castelnau *et al.* (1996) considèrent les glissements prismatiques et pyramidaux en plus du glissement basal. Afin de rester cohérent avec les observations, le glissement de chaque système est gouverné par une dureté d'autant plus élevée qu'il est peu probable.

### 2.5.1.2 Modèle continu

Meyssonier et Philip (1996) considèrent que la principale caractéristique du monocristal de glace est sa faible résistance au cisaillement parallèlement au plan de base. Ils proposent ainsi une loi de comportement continue orthotrope de révolution comme modèle pour le grain. Ce modèle sera décrit en détail dans le Chapitre 6 dans les cas linéaire et non-linéaire. Il est caractérisé par deux paramètres permettant de passer d'un grain se déformant uniquement par glissement basal à un comportement de grain isotrope.

Les modèles de grain présentés sont ensuite utilisés pour modéliser le comportement de polycristaux. Ils sont donc intégrés dans des modèles d'*homogénéisation* ou des modèles *discrétisés* pour simuler le comportement de la glace polycristalline.

## 2.5.2 Modèles d'homogénéisation pour le polycristal

Le but de l'homogénéisation est de déduire le comportement d'un polycristal à partir de la connaissance du comportement des grains qui le composent et de lois régissant leurs interactions. Idéalement, l'équation d'équilibre pour chaque grain et l'équation de compatibilité des déformations entre les grains doivent être vérifiées dans le polycristal. Cependant, les modèles d'homogénéisation proposés ne vérifient pas forcément ces deux conditions.

Le modèle de Taylor est fondé sur l'hypothèse que les déformations sont homogènes dans le polycristal, c'est-à-dire que la déformation de chaque grain est identique à celle du polycristal. La continuité des déformations est donc vérifiée. En revanche, les équations d'équilibre ne le sont pas. Comme le cristal de glace se déforme principalement par glissement basal, et qu'il faut cinq systèmes indépendants pour accommoder une déformation quelconque (Taylor, 1938), ce modèle ne peut être appliqué de manière convaincante à la simulation du comportement d'un polycristal de glace.

Le modèle statique, appelé aussi modèle à contraintes homogènes, repose sur l'hypothèse que les contraintes sont uniformes dans le polycristal. On vérifie donc implicitement l'équation d'équilibre dans chaque grain. La déformation du polycristal va donc être hétérogène, et celle de chaque grain va dépendre de son orientation cristallographique par rapport à la direction de sollicitation. Les équations de compatibilités ne sont pas vérifiées.

Ces deux modèles donnent respectivement les bornes supérieures (de type Voigt) et inférieures (de type Reuss) pour la viscosité. Le comportement réel du polycristal se situe entre ces deux limites. Ces deux bornes sont d'autant plus proches que le grain est faiblement anisotrope.

Au contraire des modèles précédents, les modèles de type auto-cohérent prennent en compte l'interaction entre un grain et son environnement. Dans la formulation "1 site", le grain de glace est considéré comme une inclusion dans un milieu homogène équivalent dont le comportement est celui du polycristal. Lorsque l'inclusion est ellipsoïdale et le comportement linéaire, la contrainte et la déformation sont homogènes dans chaque grain (Eshelby, 1957). Castelnau (1996) a adapté le modèle auto-cohérent viscoplastique de Molinari *et al.* (1987), modifié pour un matériau présentant une anisotropie quelconque par Lebensohn et Tomé (1993), pour simuler le comportement du polycristal en tenant compte des glissements prismatiques et pyramidaux. Meyssonnier et Philip (1996) ont utilisé le modèle continu orthotrope de révolution (cf. § 2.5.1.2) pour décrire le comportement du grain du polycristal dans une approche auto-cohérente, restreinte au cas d'un polycristal macroscopiquement orthotrope de révolution.

Ces modèles d'homogénéisation sont performants pour simuler le comportement global d'un agrégat polycristallin et l'évolution de sa texture, mais ils ne permettent pas de décrire les hétérogénéités de déformation intragranulaires.

### 2.5.3 Modèles discrétisés

Dans ces modèles, le polycristal est discrétisé en un certain nombre de grains, chaque grain étant lui-même discrétisé afin de résoudre au mieux les équations d'équilibre et de compatibilités des déformations. Ces modèles permettent d'obtenir une description fine des champs de contrainte et de déformation du grain de glace, et de reproduire fidèlement la géométrie de polycristaux étudiés expérimentalement. La description des phénomènes locaux est donc améliorée par rapport aux modèles auto-cohérents. Cependant, ces méthodes demandent des temps de calcul et des volumes de stockage de données très importants et donc sont limités en nombre de grains et en raffinement de la discrétisation des grains du polycristal.

Deux des modèles ci-dessous sont intégrés dans un code aux éléments finis, le troisième s'appuie sur un schéma aux différences finies.

#### 2.5.3.1 Modèles de dislocations (non utilisé pour la glace)

Les lois de comportement implémentées dans les codes aux éléments finis peuvent intégrer un certain nombre de variables internes afin d'améliorer la description du comportement du polycristal. Ainsi, Teodosiu *et al.* (1993) intègrent le modèle développé pour le monocristal (cf. § 2.3.2) dans un code aux éléments finis utilisé pour simuler le comportement de polycristaux en grandes déformations. Il n'est pas tenu compte, dans la loi de comportement appliquée à l'élément, du rôle et des caractéristiques du joint de grains sur la dynamique des dislocations. La modélisation montre un bon accord avec l'expérience dans le cas où les grains du polycristal ont une discrétisation suffisante : il faut qu'une partie des éléments composant le grain soit isolée des frontières par au moins une rangée d'éléments pour obtenir une simulation correcte (Tabourot, *communication personnelle*).

#### 2.5.3.2 Modèle continu élastique-parfaitement-plastique

Wilson et Zhang (1994, 1996) ont utilisé un code aux différences finies bidimensionnel pour simuler le comportement de polycristaux sollicités en compression à vitesse imposée avec une condition de déformation plane. Le modèle considère le grain comme un milieu

continu, élastique-parfaitement-plastique. Le comportement élastique est isotrope, tandis que le comportement plastique est contrôlé par un faible seuil de plasticité en cisaillement parallèlement aux plans de base. Ce modèle permet d’avoir une déformation du grain dans toutes les directions tout en conservant un plan de déformation privilégié. Il permet de plus d’étudier la localisation de la déformation liée aux rotations de réseau à l’intérieur d’un grain.

### 2.5.3.3 Modèle continu viscoplastique

Le modèle continu orthotrope de révolution développé par Meyssonier et Philip (1996) a été implémenté dans les cas linéaire et non-linéaire dans un code aux éléments finis (formulation “vitesse – pression”) développé au Laboratoire de Glaciologie (Meyssonier, 1983; Mansuy *et al.*, 2000). L’équation de compatibilité des déformations est imposée par la continuité du déplacement d’un grain à l’autre. La solution du problème vérifie de manière approchée l’équation d’équilibre. Dans le Chapitre 6, nous décrirons plus précisément le modèle utilisé, et nous discuterons les avantages et inconvénients de la méthode.

## 2.6 Discussion

L’analyse des différents types d’essais cités dans la littérature montre le soin qu’il faut apporter aux expériences pour pouvoir en déduire des lois de comportement ou des interprétations cohérentes avec la réalité. Les essais sur monocristaux sont délicats à réaliser du fait de la difficulté à se placer précisément dans les axes d’orthotropie, les essais “hors axes” ne conservant pas l’homogénéité du champ de déformation, même dans la partie centrale de l’éprouvette. Ces remarques sont également appropriées pour les glaces à texture prononcée. Les essais sur glace polycristalline isotrope, plus faciles à mettre en oeuvre et pratiqués depuis plus longtemps, ont conduit à une bonne connaissance du comportement de la glace isotrope et de l’évolution de la texture (de recristallisation) suivant le type de sollicitation.

L’observation du comportement local du grain d’un polycristal est en revanche un champ d’investigation assez récent, nécessitant d’avoir accès aux déformations intragranulaires.

Les modèles d’homogénéisation utilisés actuellement pour étudier le comportement de la glace polycristalline et l’évolution de sa texture ne prennent pas en compte les hétérogénéités de déformation du grain, fortement influencées par les incompatibilités de déformation intergranulaire. Ces modèles permettent en revanche une simulation du comportement de polycristaux avec un très grand nombre de grains, et des temps de calcul réduits.

Afin de simuler finement les phénomènes locaux tels que la localisation de la déformation, il est donc nécessaire d’utiliser un modèle discrétisé, capable de donner une représentation spatiale fine du comportement du grain dans ses interactions avec ses voisins. De plus, il est possible d’intégrer dans ce type de modèle les variables internes les mieux adaptées pour représenter les phénomènes physiques responsables de la déformation.

## Chapitre 3

# Modélisation du Comportement du Monocristal de Glace, basée sur la Dynamique des Dislocations

### 3.1 Introduction

Nous allons exposer dans ce chapitre les tentatives d'élaboration d'un modèle tenant compte de la dynamique des dislocations en vue de modéliser le comportement du monocristal de glace homogène, et de pouvoir, à plus long terme, simuler le développement des hétérogénéités de déformation. Les objectifs de cette étude étaient également d'étudier les possibilités d'adaptation des modèles utilisés en métallurgie au cas particulier de la glace.

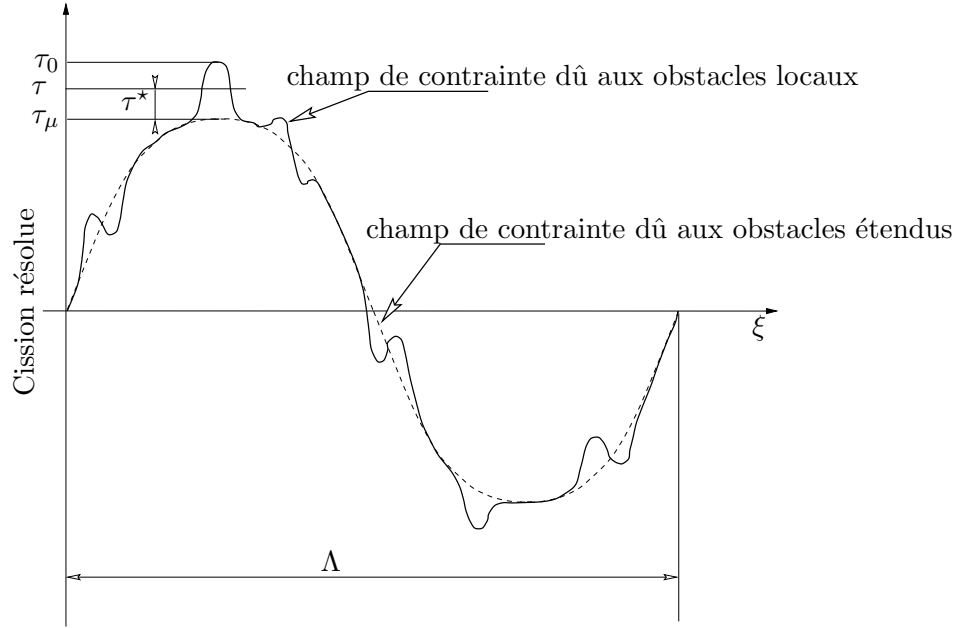
### 3.2 Élaboration du modèle

La déformation plastique de la glace étant due au glissement des dislocations, il nous a semblé intéressant d'essayer de construire un modèle de comportement tenant compte de la dynamique des dislocations, de leur production et annihilation, et des interactions entre dislocations des différents systèmes de glissement. Cependant, peu de données existent sur les interactions entre dislocations dans la glace : comme on a pu le voir au Chapitre 1, les observations par topographie X ne sont plus possibles au-delà d'une déformation de l'ordre de  $10^{-3}$ , et donc bien avant qu'on atteigne une saturation de la densité de dislocations. En conséquence, on supposera dans la suite que les mécanismes déduits des observations effectuées au début de la déformation sont toujours valables pour le fluage stationnaire.

Le modèle présenté dans la suite a été élaboré à partir des travaux théoriques de Teodosiu (1975) sur le comportement élasto-viscoplastique des monocristaux. Le déplacement d'une dislocation par glissement est contrôlé par deux types d'obstacles :

- les *obstacles étendus*, par exemple les empilements de dislocations, les précipités de grande taille, les particules d'une autre phase ;
- les *obstacles locaux*, qui sont les impuretés, les dislocations de la forêt, des décrochements des dislocations en mouvement, et en particulier, pour la glace, le désordre protonique.

Les obstacles étendus produisent un champ de contrainte à longue distance, dont la contrainte de cisaillement résolue  $\tau_\mu$  est proportionnelle au module de cisaillement isotrope  $\mu$  et très peu dépendante de la température  $T$ . On parle d'obstacles *athermiques*.



**Fig. 3.1** : Cisssion résolue agissant sur une dislocation glissante (Teodosiu, 1975).  $\Lambda$  représente la longueur d'onde du champ de contrainte des obstacles étendus.

En revanche, les obstacles locaux, influençant le glissement des dislocations à courte distance, sont *thermiquement activés*. La cisssion effective nécessaire pour franchir ces obstacles diminue donc lorsque la température augmente. Par conséquent, la cisssion résolue maximale  $\tau_0$  à dépasser pour que la dislocation soit mobile correspond à une température nulle. Ainsi, si  $\tau$  est supérieur à  $\tau_0$ , alors la dislocation peut franchir l'obstacle sans aide de la température (Fig. 3.1). Le régime de contrainte correspondant à un glissement des dislocations thermiquement activé est défini par :

$$(3.1) \quad \tau_\mu < \tau < \tau_0,$$

ou

$$(3.2) \quad 0 < \tau^* < \tau_0^* \quad \text{avec} \quad \tau^* = \tau - \tau_\mu, \text{ et } \tau_0^* = \tau_0 - \tau_\mu.$$

La vitesse moyenne d'un dislocation est définie par

$$(3.3) \quad v = l_F / (t_W + t_F),$$

où  $l_F$  est la distance moyenne entre deux obstacles successifs,  $t_W$  est le temps mis pour franchir un obstacle (*temps d'attente*) et  $t_F$  est le temps mis pour parcourir la distance séparant deux obstacles successifs (*temps de vol*). En utilisant cette approche, Teodosiu (1975) a obtenu la relation suivante pour la vitesse moyenne des dislocations pendant leur glissement :

$$(3.4) \quad v = \frac{b\nu_D}{(e^{-\Delta g(1-\tau^*/\tau_0^*)/kT} - e^{-\Delta g(1+\tau^*/\tau_0^*)/kT})^{-1} + B\nu_D/\tau^*},$$

où  $b$  est le vecteur de Burgers,  $\nu_D$  la fréquence de Debye,  $B$  un coefficient de traînée,  $k$  la constante de Boltzmann et  $\Delta g$  une enthalpie libre liée aux désordres cristallographiques dûs aux obstacles locaux. Le premier terme sous le dénominateur est lié au temps d'attente, le second terme caractérise le temps de vol.

A partir de l'expression 3.4, et en utilisant la loi d'Orowan pour le calcul du taux de déformation macroscopique, l'expression générale pour le taux de cisaillement est obtenue comme :

$$(3.5) \quad \dot{\gamma} = \frac{b^2 \rho_m \nu_D}{\left( e^{-\Delta g(1-\tau^*/\tau_0^*)/kT} - e^{-\Delta g(1+\tau^*/\tau_0^*)/kT} \right)^{-1} + B \nu_D / \tau^*},$$

où  $\rho_m$  est la densité de dislocations mobiles.

Cette expression se simplifie selon que le glissement est contrôlé seulement par les obstacles locaux, ou étendus, et selon l'intensité de la contrainte effective. Dans le monocristal de glace, les effets des obstacles étendus sont négligeables par rapport aux effets des obstacles locaux, le glissement des dislocations étant essentiellement contrôlé par le désordre protonique (Glen, 1968; Whitworth *et al.*, 1976; Whitworth, 1980). Le temps de vol d'une dislocation peut donc être négligé par rapport au temps d'attente, les réorientations des liaisons hydrogène, nécessaires pour permettre son glissement, arrêtant à chaque instant des portions de ligne. La relation 3.5 se simplifie alors sous la forme

$$(3.6) \quad \dot{\gamma} = b^2 \rho_m \nu_D e^{-\frac{\Delta g}{kT}} \sinh \left( \frac{\Delta g}{kT} \frac{\tau^*}{\tau_0^*} \right).$$

Pour les hautes températures et/ou les faibles vitesses de déformation, la contrainte effective  $\tau^*$  nécessaire pour franchir les obstacles locaux est très faible par rapport à la contrainte effective  $\tau_0^*$  à 0 K. Le sinus hyperbolique de la relation 3.6 peut alors être remplacé par son argument, suivant Teodosiu (1975), et cette relation devient

$$(3.7) \quad \dot{\gamma} = b^2 \rho_m \nu_D \frac{\Delta g}{kT} e^{-\frac{\Delta g}{kT}} \frac{\tau^*}{\tau_0^*}.$$

Dans la suite, nous nous situons à température constante, ce qui permet de simplifier l'équation 3.7 en :

$$(3.8) \quad \dot{\gamma} = \Gamma b^2 \rho_m \tau^*,$$

avec

$$(3.9) \quad \Gamma = \nu_D \frac{\Delta g}{\tau_0^* kT} e^{-\frac{\Delta g}{kT}}.$$

L'expression de la contrainte limite d'écoulement  $\tau_\mu$  est une autre difficulté de la construction du modèle. En effet, le type de loi régissant ce terme est bien connu dans le cas où il existe une forêt de dislocations formant des obstacles au glissement des dislocations du système considéré (Rauch, 1993; Tabourot *et al.*, 1997). On peut alors écrire la contrainte limite d'écoulement en utilisant l'expression du modèle de Teodosiu *et al.* (1993) (modèle TRT) :

$$(3.10) \quad \tau_\mu = \mu b \left( \sum_u A^{(su)} \rho^{(u)} \right)^{1/2},$$

où  $\mu$  est le module de cisaillement isotrope,  $\rho^{(u)}$  la densité de dislocations du système ( $u$ ) et  $A^{(su)}$  une matrice d'écroissage tenant compte des différents types d'interactions entre dislocations des différents systèmes. L'application directe de l'équation 3.10 n'est pas évidente puisque les observations de dislocations dans la glace n'ont pas permis de mettre en évidence l'existence d'une modification de vitesse des dislocations basales par des dislocations d'une forêt (cf. § 1.3.5.2). Cependant, dans le monocristal, puisque

les dislocations vis basales sont essentiellement produites par le mouvement rapide de segments coins non-basaux (formant une forêt pour les dislocations basales), de tels segments sont donc susceptibles de freiner ou bloquer les dislocations basales situées dans la zone comprise entre les plans de base des dislocations vis qu'ils produisent (Fig. 3.2). Par suite, pour un seul système de glissement, l'équation 3.10 devient

$$(3.11) \quad \tau_\mu = \mu b \sqrt{\alpha_0^{auto} \rho + \alpha_0^{forêt} \rho_{coin}},$$

où  $\alpha_0^{auto}$  et  $\alpha_0^{forêt}$  sont les coefficients d'auto-écrouissage et d'écrouissage des systèmes croisés respectivement,  $\rho_{coin}$  la densité de dislocations coins non basales et  $\rho$  la densité de dislocations basales totale. Si on se réfère aux travaux de Fukuda et Shoji (1981) (cf. § 2.3.2), l'auto-écrouissage pourrait être dû au rapprochement des rangées de dislocations de signes opposées lorsque la densité de dislocations augmente, ce rapprochement augmentant la résistance au glissement. En considérant que la densité de segments coins non-basaux est proportionnelle à la densité de dislocations vis basales :

$$(3.12) \quad \rho_{coin} = \zeta \rho,$$

on peut simplifier la relation 3.11 sous la forme :

$$(3.13) \quad \tau_\mu = \mu b \sqrt{\alpha_0 \rho}.$$

Etant donné l'allure des courbes contrainte-déformation du monocristal et la densité de dislocations de la forêt, on peut s'attendre à ce que la contrainte limite d'écoulement  $\tau_\mu$  soit négligeable par rapport à la contrainte appliquée  $\tau$ .

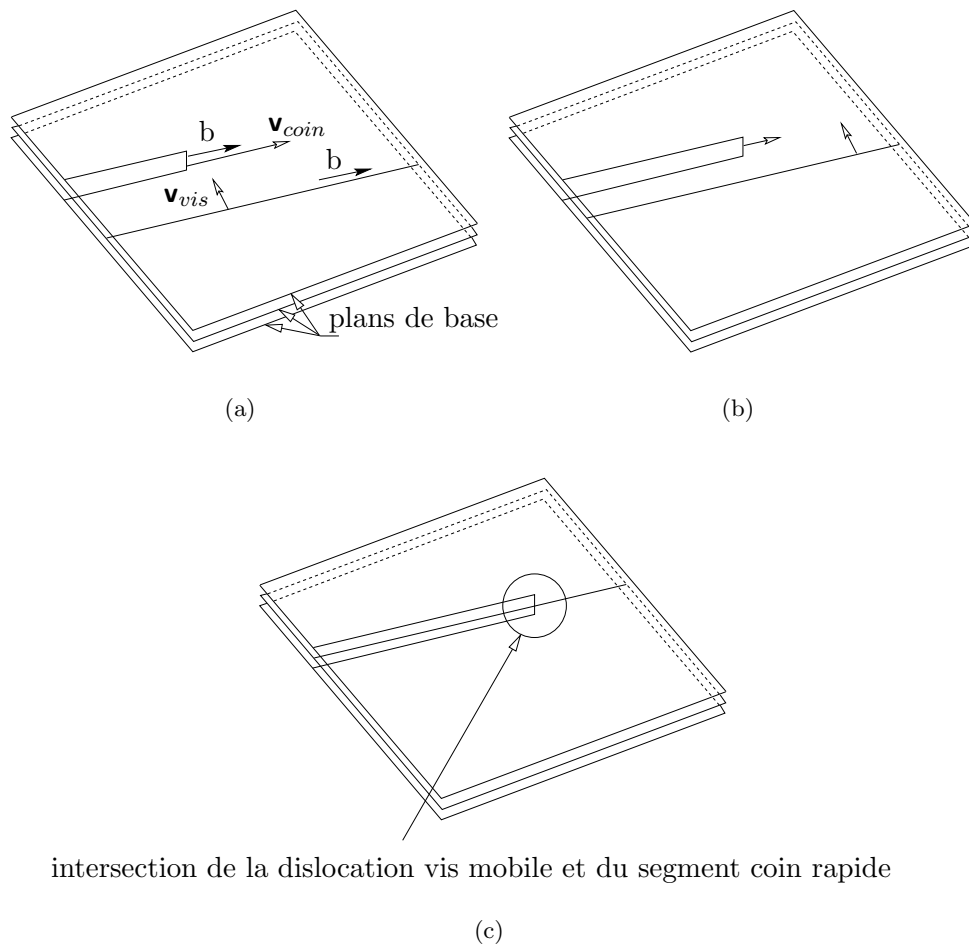
La loi d'évolution de la densité totale de dislocations se décompose en un terme de production et un terme d'annihilation. Jusqu'à présent, l'annihilation des dislocations n'a pas été observée dans la glace, en raison des limites de l'observation en diffraction X (au delà d'une déformation de  $10^{-3}$ , la densité de dislocations est trop importante et les dislocations ne sont plus discernables individuellement). Cependant, les courbes des essais à vitesse de déformation imposée, trouvées dans la littérature, présentent un palier de contrainte non nulle, qui correspond à une densité de dislocations à saturation (Higashi *et al.*, 1964; Jones et Glen, 1969; Ramseier, 1972; Trickett *et al.*, 2000b). Ce type de comportement nécessite donc un terme d'annihilation pour équilibrer la production des dislocations. Nous avons donc choisi comme loi d'évolution l'expression utilisée par Teodosiu *et al.* (1993) pour les métaux, qui suppose qu'une dislocation est produite à chaque fois qu'une dislocation s'arrête après avoir parcouru son libre parcours, et que l'annihilation se fait lorsque deux dislocations de signes opposés se trouvent à une distance inférieure à une distance critique  $Y_c$  :

$$(3.14) \quad \dot{\rho} = \frac{1}{b} \left( \frac{\sqrt{a_0 \rho}}{K} - 2Y_c \rho_i \right) \dot{\gamma},$$

où  $a_0$  est un coefficient adimensionnel,  $K$  sert à définir le libre parcours moyen (il correspond au nombre d'obstacles à franchir avant que la dislocation ne s'arrête), et  $\rho_i$  est la densité de dislocations immobiles.

On a supposé que la densité de dislocations de la forêt était proportionnelle à la densité totale de dislocations basales (Eq. 3.12). On peut donc supposer que la densité de dislocations basales immobiles, arrêtées par la forêt, est également proportionnelle à la densité de dislocations basales :

$$(3.15) \quad \rho_i = \lambda \rho \quad (\lambda = \text{constante}),$$



intersection de la dislocation vis mobile et du segment coin rapide

**Fig. 3.2 :** *Intersection entre une dislocation vis mobile et un court segment de dislocation coin générant deux dislocations vis dans deux plans proches. Le plan de glissement de la dislocation vis mobile est compris entre ces deux plans.  $\mathbf{v}_{vis}$  et  $\mathbf{v}_{coin}$  indiquent respectivement les vecteurs vitesse de la dislocation basale vis mobile et du segment non-basal coin rapide (cf. Ch. 1).*



et par conséquent

$$(3.16) \quad \rho_m = (1 - \lambda)\rho.$$

L'équation d'évolution 3.14, couplée à la relation 3.15, s'intègre en utilisant le changement de variable  $x = \sqrt{\rho}$ . On obtient finalement l'évolution de la densité totale de dislocations  $\rho$  en fonction de la déformation  $\gamma$  :

$$(3.17) \quad \rho = \frac{a_0}{4Y_c^2 K^2 \lambda^2} \left( 1 - \left( 1 - \frac{2Y_c K \lambda}{\sqrt{a_0}} \sqrt{\rho_0} \right) e^{-\frac{Y_c \lambda}{b} \gamma} \right)^2,$$

où  $\rho_0$  est la densité initiale totale de dislocations basales. Ensuite, l'expression de  $\tau_\mu$  en fonction de la déformation est déduite des équations 3.13 et 3.17 :

$$(3.18) \quad \tau_\mu = \frac{\mu b \sqrt{\alpha_0 a_0}}{2Y_c K \lambda} \left( 1 - \left( 1 - \frac{2Y_c K \lambda}{\sqrt{a_0}} \sqrt{\rho_0} \right) e^{-\frac{Y_c \lambda}{b} \gamma} \right).$$

Lorsque  $\gamma$  tend vers l'infini, la densité de dislocations totale et la contrainte limite d'écoulement tendent vers leurs valeurs de saturation, respectivement  $\rho_{sat}$  et  $\tau_{\mu sat}$  :

$$(3.19) \quad \rho_{sat} = \frac{a_0}{4Y_c^2 K^2 \lambda^2},$$

$$(3.20) \quad \tau_{\mu sat} = \frac{\mu b \sqrt{\alpha_0 a_0}}{2Y_c K \lambda}.$$

Si on remplace maintenant les valeurs obtenues pour  $\tau_\mu$  (Eq. 3.18) et  $\rho_m$  (Eq. 3.16 et 3.17) dans l'équation d'écoulement 3.8, on obtient la relation finale entre  $\dot{\gamma}$ ,  $\gamma$  et  $\tau$  :

$$(3.21) \quad \tau = \frac{\mu b \sqrt{\alpha_0 a_0}}{2Y_c K \lambda} \left( 1 - \left( 1 - \frac{2Y_c K \lambda}{\sqrt{a_0}} \sqrt{\rho_0} \right) e^{-\frac{Y_c \lambda}{b} \gamma} \right) + \frac{4Y_c^2 K^2 \lambda^2 \dot{\gamma}}{\Gamma b^2 (1 - \lambda) a_0} \left( 1 - \left( 1 - \frac{2Y_c K \lambda}{\sqrt{a_0}} \sqrt{\rho_0} \right) e^{-\frac{Y_c \lambda}{b} \gamma} \right)^{-2}.$$

Cette équation peut être utilisée pour décrire le comportement du monocristal lors d'un essai à contrainte constante (fluage) ou à vitesse de déformation constante.

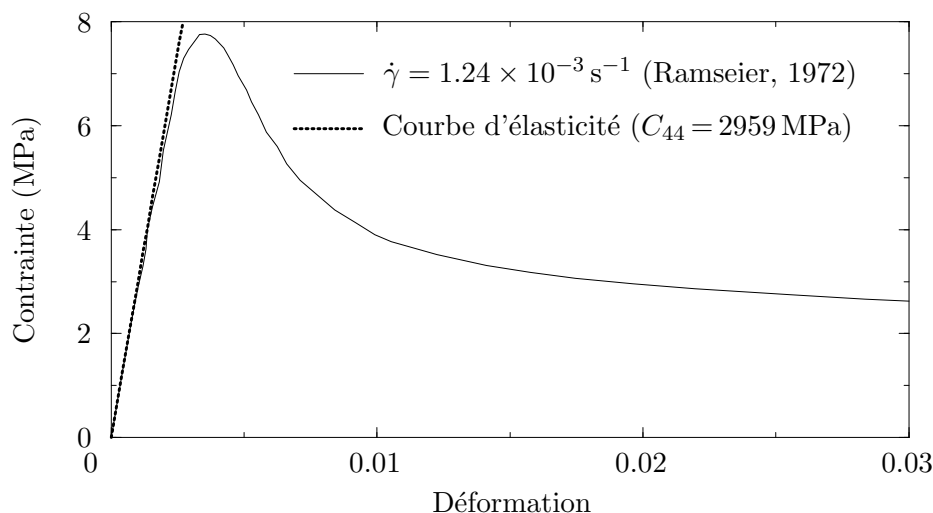
**Remarque :** les intégrations des équations différentielles nécessaires à la construction du modèle sont effectuées en supposant que les différents paramètres utilisés sont indépendants de la déformation et de la vitesse de déformation. Nous verrons dans la suite les limitations entraînées par cette hypothèse.

### 3.3 Modélisation du comportement du monocristal déformé à vitesse imposée

#### 3.3.1 Modèle élasto-viscoplastique

La courbe contrainte-déformation d'un monocristal de glace déformé à vitesse imposée présente un pic de contrainte au début du chargement, suivi d'un adoucissement (Fig. 2.1). La valeur du pic de contrainte est d'autant plus grande que la vitesse imposée est élevée. De plus, la pente de montée varie également dans le même sens que la vitesse imposée. Nous avons utilisé les courbes de Ramseier (1972) pour déterminer les paramètres du modèle<sup>1</sup>. Ces courbes ont été obtenues en compression uniaxiale sur un monocristal de glace dont l'axe  $c$  était initialement à 45° de la direction de compression.

<sup>1</sup>Ces résultats ont été choisis car la procédure expérimentale est bien décrite, par rapport aux autres essais de la littérature.



**Fig. 3.3** : Courbes contrainte–déformation, comparaison de la pente initiale avec la courbe d'élasticité en cisaillement.

Le pic de contrainte des courbes contrainte–déformation est sans doute en partie dû à l'élasticité de la glace. En effet, pour la vitesse la plus élevée sur les courbes de Ramseier (1972), la pente à l'origine est particulièrement proche de la droite contrainte–déformation élastique en cisaillement parallèlement aux plans de base (Fig. 3.3). Nous avons donc essayé de construire un modèle *élasto-viscoplastique*, en utilisant un modèle de Maxwell : la déformation totale imposée est décomposée en la somme de la déformation élastique et de la déformation plastique. La relation contrainte–déformation s'écrit alors :

$$(3.22) \quad \tau = C_{44}(\gamma_t - \gamma_p)$$

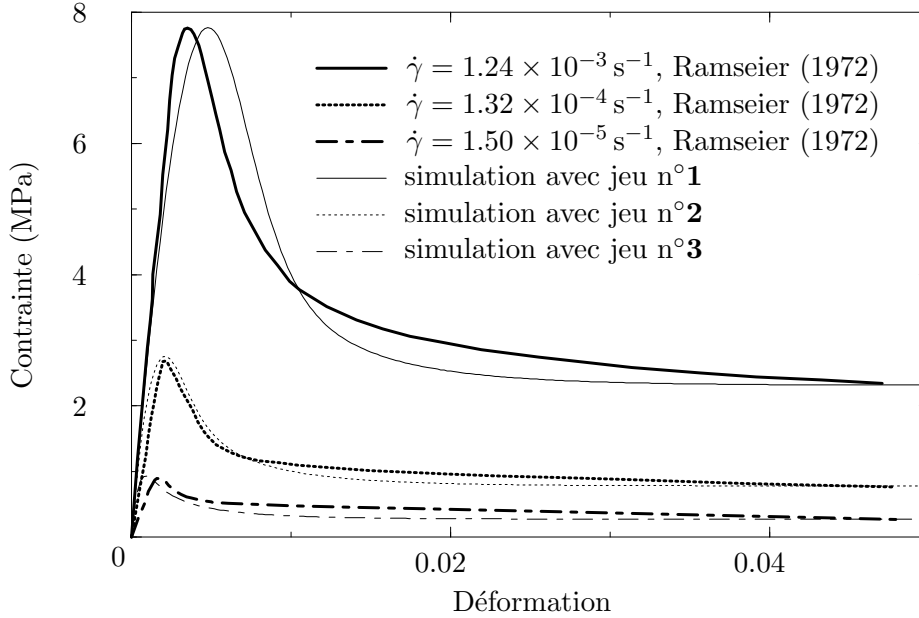
où  $C_{44}$  est le module de cisaillement du monocristal de glace parallèlement aux plans de base (cf. Ch. 1),  $\gamma_t$  est la déformation totale imposée et  $\gamma_p$  la déformation plastique.

Dans l'équation 3.21,  $\gamma$  (qui est une déformation plastique) doit être remplacé par  $\gamma_p = \gamma_t - \tau/C_{44}$  (d'après 3.22),  $\dot{\gamma}$  (vitesse de déformation plastique) par  $\dot{\gamma}_p$  et  $\mu$  par  $C_{44}$ . Dans la suite,  $\gamma_t$  sera noté  $\gamma$ . En remplaçant  $\dot{\gamma}_p$  par son expression tirée de 3.21 dans la dérivée par rapport au temps de l'équation 3.22

$$(3.23) \quad \dot{\tau} = C_{44}(\dot{\gamma} - \dot{\gamma}_p),$$

on obtient l'équation différentielle suivante reliant  $\tau$  à  $\gamma$

$$(3.24) \quad \frac{d\tau}{d\gamma} = C_{44} \left\{ 1 - \frac{1}{\dot{\gamma}} \frac{b^2(1-\lambda)a_0\Gamma}{4Y_c^2K^2\lambda^2} \left( 1 - \left( 1 - \frac{2Y_cK\lambda}{\sqrt{a_0}} \sqrt{\rho_0} \right) e^{-\frac{Y_c\lambda}{b}(\gamma-\tau/C_{44})} \right)^2 \times \right. \\ \left. \left( \tau - C_{44} \frac{b\sqrt{a_0\alpha_0}}{2Y_cK\lambda} \left( 1 - \left( 1 - \frac{2Y_cK\lambda}{\sqrt{a_0}} \sqrt{\rho_0} \right) e^{-\frac{Y_c\lambda}{b}(\gamma-\tau/C_{44})} \right) \right) \right\}.$$



**Fig. 3.4** : Courbes contrainte–déformation pour le modèle élasto-viscoplastique avec écrouissage et annihilation (Eq. 3.24).

Le Tableau 3.1 donne les jeux de paramètres permettant de caler le modèle sur les courbes expérimentales de Ramseier (1972). On remarque qu’il n’y a pas un jeu de paramètres unique permettant de reproduire les essais effectués à vitesses de déformation imposées différentes<sup>2</sup>. La comparaison des courbes simulées et expérimentales est montrée sur la Figure 3.4. La forme des courbes est bien reproduite, ainsi que les valeurs des pics de contrainte. La décroissance de contrainte est un peu trop rapide, de même que la pente initiale est trop forte pour les vitesses de déformation  $1.32 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et  $1.50 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ .

La distance d’annihilation  $Y_c$  utilisée est inférieure à la précision des observations en topographie X ( $20 \mu\text{m}$ ). Elle est donc compatible avec le fait que le glissement dévié n’a jamais été observé. La densité de dislocations initiales  $\rho_0$  correspond à la densité initiale d’un monocristal fabriqué avec soin en laboratoire (de l’ordre de  $10^6$  à  $10^8 \text{ m}^{-2}$ , cf. Ch. 1 et §5.5). Les autres paramètres ne sont pas du tout documentés pour le monocristal de glace, il est donc difficile de juger de la pertinence de leurs valeurs.

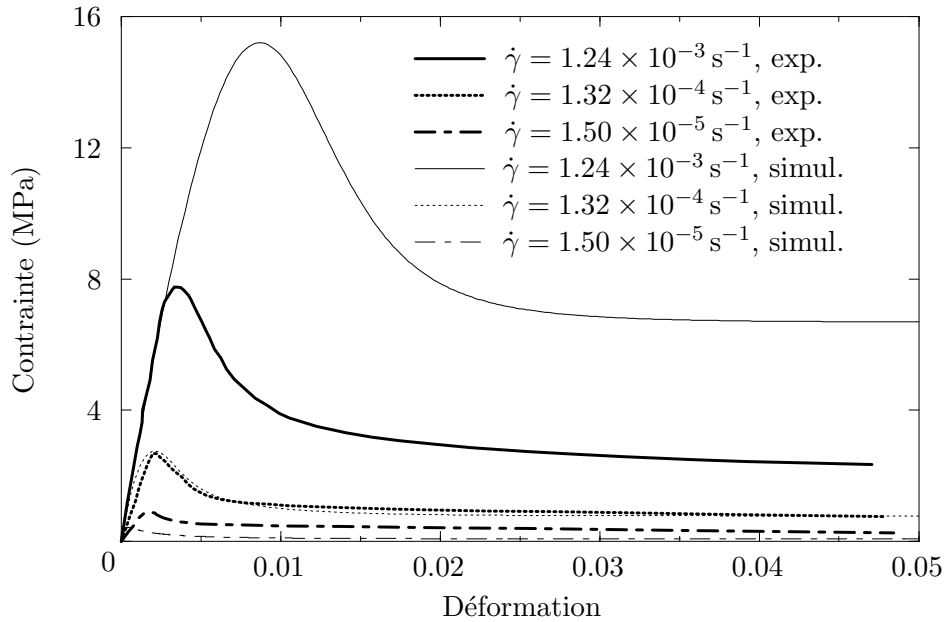
Le modèle donne une dépendance de  $\Gamma$  en  $\dot{\gamma}^{0.4}$ . La contrainte d’écoulement à saturation  $\tau_{\mu\text{sat}}$  donnée par 3.20 vaut au plus  $5 \times 10^{-3} \text{ MPa}$  : elle est négligeable par rapport à la contrainte  $\tau$ . En tenant compte de la dépendance de  $\Gamma$  en vitesse de déformation dans l’équation 3.8, on obtient la relation

$$(3.25) \quad \dot{\gamma}_{\text{sat}} \propto \tau^{1.67},$$

<sup>2</sup>La Figure 3.5 montre la comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes simulées avec un jeu de paramètres moyen (jeu n°2 du tableau 3.1).

	jeu de paramètres		
	1	2	3
$\dot{\gamma}_{imposée}$	$1.24 \times 10^{-5}$	$1.32 \times 10^{-4}$	$1.50 \times 10^{-3}$
$Yc$ (m)	$1.65 \times 10^{-7}$	$1.65 \times 10^{-7}$	$1.65 \times 10^{-7}$
$\lambda$	0.40	0.46	0.52
$a_0$	0.005	0.005	0.005
$\alpha_0$	0.3	0.3	0.3
$K$	100	100	100
$\Gamma$ (MPa $^{-1}$ .s $^{-1}$ )	$1.54 \times 10^8$	$7.14 \times 10^7$	$3.33 \times 10^7$
$\rho_0$ (m $^{-2}$ )	$4 \times 10^6$	$4 \times 10^6$	$4 \times 10^6$

**Tab. 3.1** : Paramètres du modèle élasto-viscoplastique avec écrouissage en fonction de la vitesse de déformation (autres valeurs utilisées :  $b = 4.5 \text{ \AA}$ ,  $C_{44} = 2952 \text{ MPa}$ ).



**Fig. 3.5** : Comparaison des courbes expérimentales de Ramseier (1972) et des courbes simulées pour le jeu de paramètres “moyen” n°2 du Tableau 3.1 (ajusté pour la vitesse de déformation  $\dot{\gamma} = 1.32 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ).

qui est cohérente avec la relation de comportement du monocristal déformé parallèlement aux plans de base  $\dot{\gamma} \propto \tau^n$ , obtenue par Higashi *et al.* (1964) et Higashi *et al.* (1965) ( $n = 1.53$  et  $n = 1.58$ ) ou encore par Duval *et al.* (1983) ( $n = 2$ ).

La variation de  $\lambda$  en fonction de la vitesse de déformation peut s'expliquer par le fait que l'hypothèse de l'équation 3.16 est une des plus forte, si ce n'est la plus forte, du modèle. La méconnaissance de la relation entre la densité totale de dislocations et la densité de dislocations mobiles est sans doute responsable de la variation de  $\lambda$ .

### 3.3.2 Sensibilité du modèle élasto-viscoplastique

Nous avons étudié la sensibilité du modèle analytique défini par l'équation 3.24 aux six paramètres indépendants qui sont  $\alpha_0$ ,  $Y_c$ ,  $\rho_0$ ,  $\lambda$ ,  $\Gamma$  et  $\mathcal{B} = \sqrt{a_0}/K$  ( $a_0$  et  $K$  ne sont pas indépendants dans le modèle). Dans la suite, nous appelons *contrainte à saturation* la contrainte limite lorsque la déformation augmente (c'est-à-dire la valeur asymptotique de la contrainte), qui correspond à la saturation de la densité de dislocations.

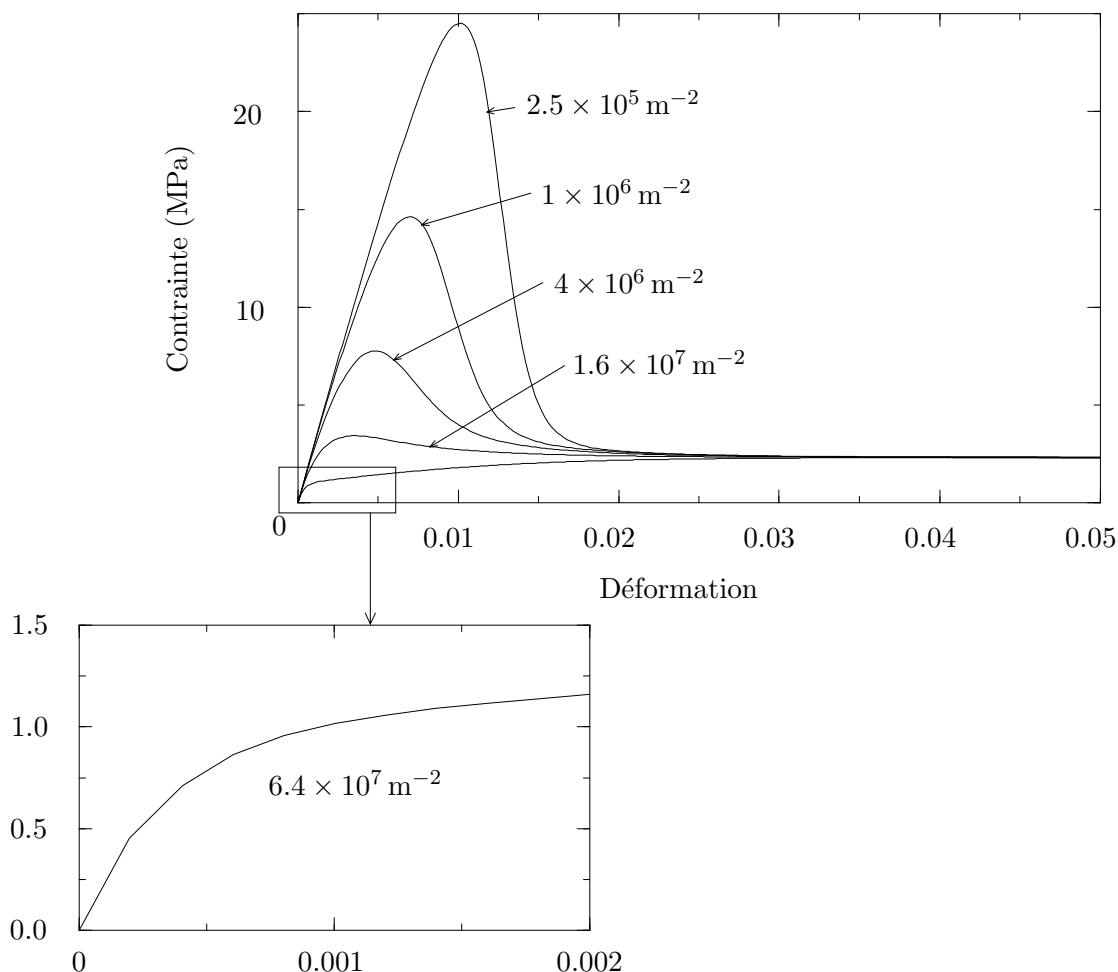
Le paramètre  $\alpha_0$ , qui est représentatif de l'écroûissage du matériau, joue un rôle particulièrement minime : sur l'intervalle [0–100], son influence sur la courbe contrainte–déformation se traduit par une variation de la valeur asymptotique de l'ordre de 5 % (pour  $\gamma > 0.04$ ). Au regard de l'évolution de  $\tau_\mu$  en fonction de  $\gamma$ , la contrainte d'écoulement devient très rapidement négligeable devant  $\tau$ , même pour les faibles valeurs de vitesse imposée : pour  $\dot{\gamma} = 1.5 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ ,  $\tau/\tau_\mu \approx 40$  pour  $\gamma = 10^{-5}$ .

La distance d'annihilation  $Y_c$  modifie l'allure et l'amplitude de la courbe contrainte–déformation (Fig. 3.7). Son augmentation diminue la densité de dislocations à saturation (le terme d'annihilation augmentant à production constante), et donc augmente la contrainte résultant de la déformation imposée. L'augmentation du pic de contrainte est également due à la compétition entre la production et l'annihilation des dislocations, une production nette de dislocations plus faible conduisant à une augmentation de la contrainte.

La densité initiale de dislocations  $\rho_0$  intervient uniquement sur la phase transitoire avant saturation (Fig. 3.6). Plus la densité de dislocations initiale est élevée, plus faible est la contrainte nécessaire pour accommoder la déformation imposée (selon la loi d'Orowan  $\dot{\gamma} = \rho b v$ ,  $v$  dépendant linéairement de  $\tau$ ). Ainsi, pour une valeur suffisamment élevée de  $\rho_0$  (ici de l'ordre de  $5 \times 10^7 \text{m}^{-2}$ ), le pic de contrainte disparaît et on observe simplement une lente montée en contrainte jusqu'à atteindre la densité à saturation. Cette valeur de densité initiale reste de l'ordre des valeurs de densités de dislocations mesurées dans les monocristaux obtenus en laboratoire. La contribution élastique est toujours apparente au départ, mais elle se réduit fortement (agrandissement sur la Figure 3.6). Inversement, une faible densité initiale ne permet d'accommoder la déformation imposée que grâce à une vitesse de glissement élevée qui se traduit en retour par une contrainte de cisaillement élevée.

Le paramètre  $\lambda$ , qui correspond à la fraction de la densité totale de dislocations qui sont immobiles, a été supposé constant a priori lors de l'élaboration du modèle. Il a une influence sur la contrainte à saturation : plus  $\lambda$  est élevé, plus la quantité de dislocations susceptibles de glisser pour accommoder la déformation est faible, et plus la contrainte à saturation est élevée (Fig. 3.8). L'augmentation de ce paramètre augmente également la valeur de la déformation à partir de laquelle la contrainte n'évolue plus :  $\lambda$  contribuant également au terme d'annihilation, la densité de dislocations à saturation augmente alors que le terme de production reste constant, donc le temps de production augmente.

Le paramètre  $\Gamma$  joue sur l'amplitude de la courbe contrainte–déformation, sans modifier sa forme (Fig. 3.9). Le rapport  $\tau_{sat} \times \Gamma$  reste constant à saturation. Lorsque  $\Gamma$ , qui a la dimension d'une fluidité, augmente, la vitesse des dislocations augmente, et la contrainte diminue en retour.



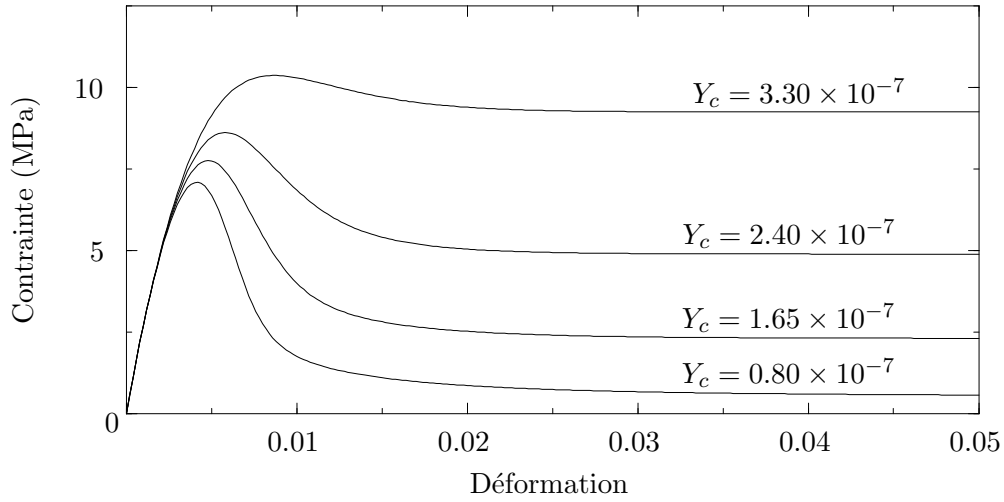
**Fig. 3.6 :** Sensibilité du modèle élasto-viscoplastique avec écrouissage à la densité initiale de dislocations  $\rho_0$ .

Enfin, le paramètre  $\mathcal{B}$ , qui est défini par  $\mathcal{B} = \sqrt{a_0}/2K$ , est lié au libre parcours moyen. Son augmentation conduit à produire plus de dislocations à annihilation constante : la contrainte varie donc inversement avec  $\mathcal{B}$  (Fig. 3.10).

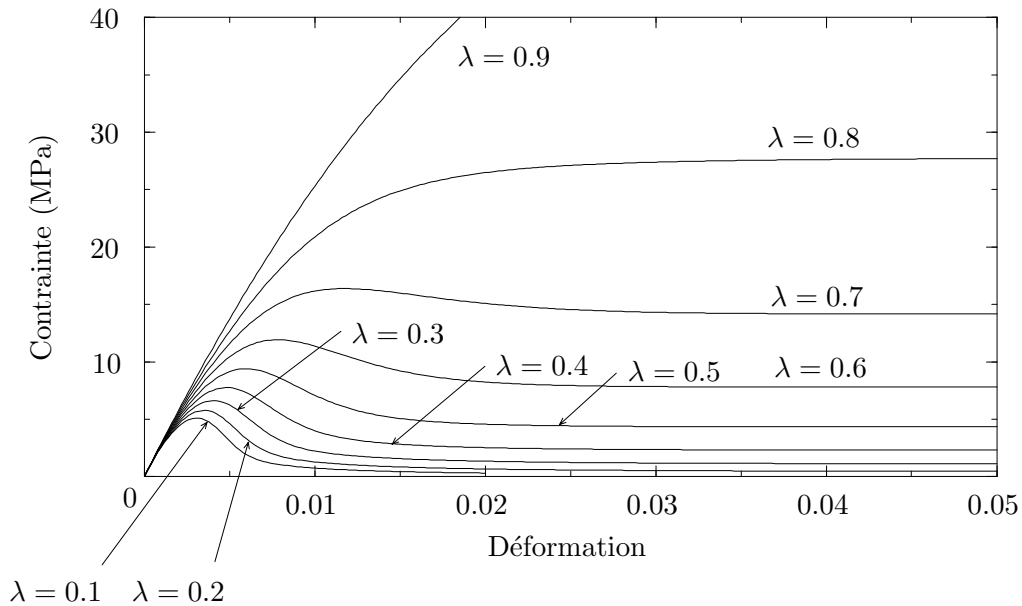
### 3.3.3 Remarques

Cette étude de sensibilité confirme que la réponse du modèle est qualitativement correcte (*i.e.* elle correspond bien aux mécanismes physiques de la déformation sur lesquels il est basé). La détermination des paramètres du modèle est relativement délicate, la plupart d'entre eux influençant plusieurs parties de la courbe contrainte-déformation : on peut donc s'attendre à une multiplicité des jeux de paramètres permettant de caler le modèle sur les résultats expérimentaux. Un plus grand nombre de données expérimentales serait nécessaire pour obtenir une meilleure description de ces paramètres, et en particulier de leur dépendance en vitesse de déformation.

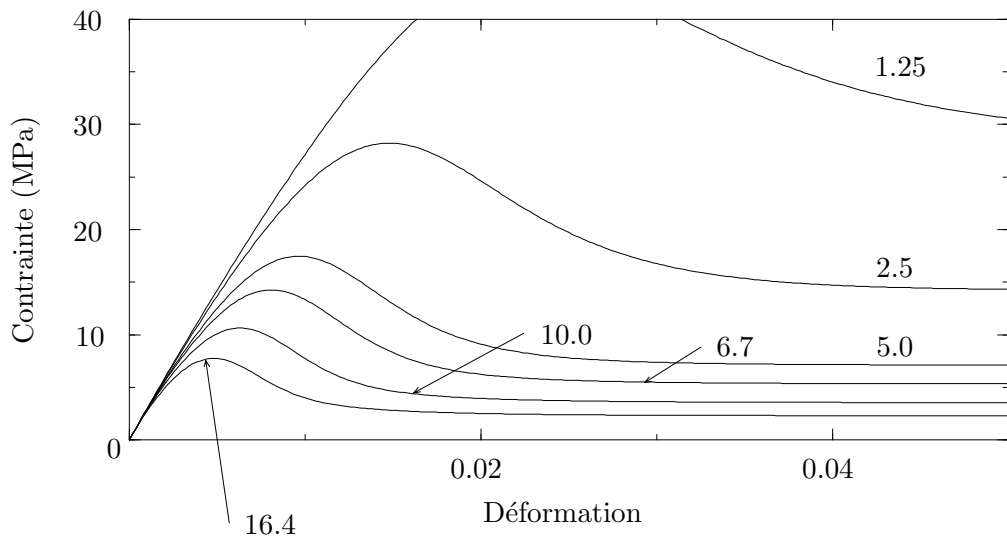
L'annihilation des dislocations est un point clé du modèle : son absence conduit à une contrainte tendant vers zéro lorsque la déformation augmente, et ceci en raison de l'augmentation continue de la densité de dislocations qui n'atteint jamais la saturation. Cependant, le mécanisme d'annihilation que nous avons modélisé n'a jamais été vérifié expérimentalement dans la glace : les dislocations vis ne peuvent pas sortir du plan de base où elles se trouvent, et l'annihilation par glissement dévié n'a jamais été mis en



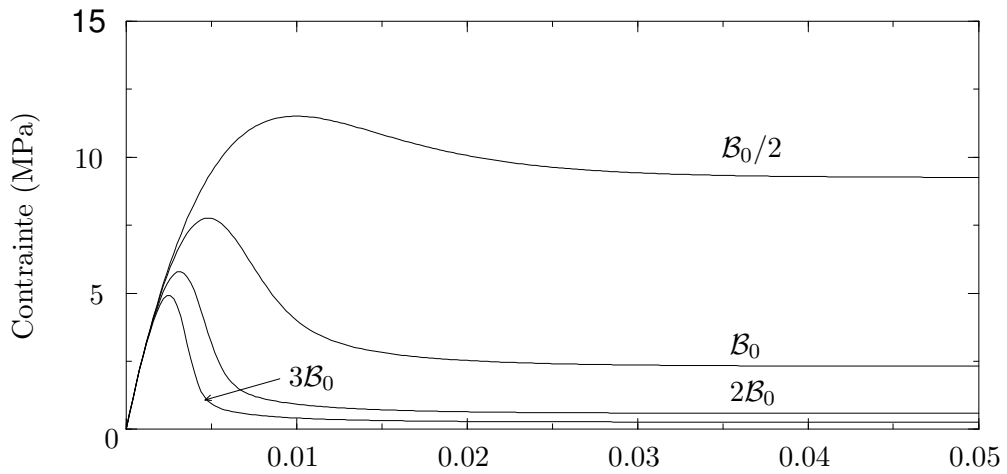
**Fig. 3.7 :** Sensibilité du modèle élasto-viscoplastique avec écrouissage à la distance limite d'annihilation  $Y_c$ .



**Fig. 3.8:** Sensibilité du modèle élasto-viscoplastique avec écrouissage au paramètre  $\lambda$ .



**Fig. 3.9 :** Sensibilité du modèle élasto-viscoplastique avec écrouissage au paramètre  $\Gamma$  (en  $10^7 \text{ MPa}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ).



**Fig. 3.10 :** Sensibilité du modèle élasto-viscoplastique avec écrouissage au facteur  $B = \sqrt{a_0}/K$ . La valeur de référence  $B_0$  correspond aux valeurs ajustées sur les courbes expérimentales de Ramseier (1972),  $a_0 = 0.005$  et  $K = 100$ .



évidence dans un monocristal de glace. Ce mécanisme d'annihilation intervient peut-être pour des déformations telles que la densité de dislocations est trop élevée pour permettre des observations en topographie X, ou alors il s'agit d'un autre mécanisme qui n'a pas encore été identifié. Il est toutefois intéressant de remarquer que certaines courbes expérimentales présentent, pour les déformations importantes, une pente non nulle et négative au lieu de tendre vers une asymptote. Ceci pourrait impliquer l'existence d'un écrouissage négatif résiduel (adoucissement), qui ferait tendre la contrainte vers zéro aux grandes déformations (Jones et Glen, 1969; Ramseier, 1972; Trickett *et al.*, 2000b).

Le problème de la variation de pente à l'origine de la courbe contrainte-déformation n'a pas été résolu. La dépendance en vitesse de cette pente n'a pu être modélisée par aucun auteur en utilisant un modèle phénoménologique plausible pour le monocristal de glace. Des expériences récentes de compression à vitesse imposée sur des monocristaux de glace dopée (Trickett *et al.*, 2000a) montrent que, pour une teneur en impuretés suffisante, la pente à l'origine du pic de contrainte diminue. Des observations en diffraction X de ces spécimens, effectuées avant sollicitation, montrent une densité de dislocations beaucoup plus élevée que dans les monocristaux purs. La densité initiale de dislocations jouerait donc un rôle, et par suite le taux de production initial de dislocations également (celui-ci devrait être fonction croissante de la densité initiale). Les observations de Trickett *et al.* (2000a) nous ont conduit à essayer d'intégrer un taux de production de dislocation initial dans l'équation d'évolution 3.14. Cette équation est valable en régime quasi-stationnaire, comme nous l'avons précisé au moment de son écriture. Plusieurs tentatives ont été effectuées, la première avec un taux de production initial constant  $\chi_\gamma$  venant s'ajouter aux termes de production et d'annihilation du modèle élasto-viscoplastique (Eq. 3.26), la seconde avec une pondération  $\delta(\gamma)$  du terme de production stationnaire favorisant la production des dislocations pour  $\gamma$  petit (Eq. 3.27), enfin en ajoutant un terme de production  $\chi_\tau$  dépendant cette fois de la contrainte et non de la déformation (Eq. 3.28).

$$(3.26) \quad \dot{\rho} = \frac{1}{b} \left( \frac{\sqrt{a_0 \rho}}{K} - 2Y_c \rho_i + \chi_\gamma \right) \dot{\gamma},$$

$$(3.27) \quad \dot{\rho} = \frac{1}{b} \left( \delta(\gamma) \frac{\sqrt{a_0 \rho}}{K} - 2Y_c \rho_i \right) \dot{\gamma},$$

$$(3.28) \quad \dot{\rho} = \frac{1}{b} \left( \frac{\sqrt{a_0 \rho}}{K} - 2Y_c \rho_i \right) \dot{\gamma} + \chi_\tau(\tau).$$

La dernière hypothèse est basée sur l'observation que la génération des dislocations basales dans le monocristal de glace se fait par glissement rapide de courts segments coins non-basaux, et que ces segments sont produits à la surface (Ahmad *et al.*, 1992; Shearwood et Whitworth, 1993). Ce rôle de la surface est confirmée par les expériences de Higashi *et al.* (1965), qui montrent, en fluage, des vitesses de déformation stationnaires deux fois plus élevées pour une éprouvette simplement usinée par rapport à une éprouvette usinée, puis polie : les défauts d'usinage sont autant de sources potentielles de dislocations, induisant une "capacité de production" (nombre de sources potentielles) de dislocations plus importante pour la surface usinée que pour la surface polie. Cette différence de taux de production persiste au cours de la déformation, ce qui semble indiquer que ces sources doivent être prépondérantes par rapport aux autres mécanismes de production. Plusieurs fonctions ont été testées pour l'expression du terme de production  $\chi_\tau(\tau)$  :

- une dépendance linéaire entre le taux de production et la cis-sion, en supposant que le nombre de sources est constant (lié au mode d'obtention de la surface) et que ces sources sont activées par l'endommagement de la surface de l'échantillon ;
- une dépendance quadratique, puis linéaire entre le taux de production et la cis-sion, toujours en supposant que les sources sont activées par l'endommagement

proportionnellement à la cission, mais aussi que le nombre de sources augmente linéairement avec la cission jusqu'à atteindre une valeur limite (nombre de sources maximale), le nombre de sources restant constant ensuite (les sources créées ne disparaissent pas) ;

- enfin, une dépendance logarithmique entre le taux de production et la cission, relation empirique déduite de l'étude de la relation 3.24, afin de tenter de modifier la pente initiale de la courbe contrainte – déformation.

Aucune de ces tentatives n'a donné de résultats satisfaisants. La difficulté vient principalement du manque de données sur les taux de production de dislocations et leur variation en fonction de la contrainte, de la vitesse de déformation, de l'état de surface du matériau.

Enfin, une autre hypothèse du modèle, liée à la quantité de dislocations susceptibles d'accommoder la déformation, mérite d'être remise en cause : le paramètre  $\lambda$  n'est sans doute pas constant, en particulier au début de la déformation, au moment de la mise en mouvement des dislocations initialement immobiles.

### 3.4 Conclusion

Le modèle présenté pose les bases des phénomènes à prendre en compte pour modéliser le comportement du monocristal de glace. En particulier, il semblerait que l'écrouissage soit un phénomène marginal, dont l'influence est faible sur le comportement du cristal. L'amélioration du modèle passe par une meilleure définition du rapport  $\lambda$  entre densité de dislocations immobiles et densité de dislocations totale et son évolution au cours de la déformation.

Les principales hypothèses du modèle concernent la loi d'évolution de la densité de dislocations. La loi d'évolution utilisée s'appuie sur une production de dislocations dans le volume du cristal (principalement par sources de Frank-Read), contrôlée par l'arrêt des dislocations sur des obstacles dont l'efficacité est fonction de la densité de dislocations (dislocations de la forêt en particulier), comme c'est le cas pour les métaux. Dans le monocristal de glace, les mécanismes de production semblent fondamentalement différents (cf. § 3.3.3). Le rôle de la surface du monocristal comme source principale de dislocations est essentiel et devra être pris en compte dans un modèle plus adapté à la glace. Une campagne d'essais sur monocristaux peut être proposée pour étudier l'influence de l'état de surface et des dimensions des éprouvettes, et en particulier améliorer les connaissances des mécanismes de production et annihilation de dislocations et les quantifier. La topographie X *in-situ* peut être un moyen d'investigation adapté à cette étude.



# Chapitre 4

## Étude Expérimentale

### 4.1 Introduction

L'objectif de l'étude expérimentale est d'étudier comment s'effectue l'accommodation des incompatibilités de déformation liées à la forte anisotropie viscoplastique du cristal de glace, afin d'améliorer la description du comportement du grain (monocristal dans son environnement). Dans ce chapitre, nous décrivons en détail le dispositif expérimental utilisé, ainsi que la méthode de fabrication des éprouvettes d'essai. Le protocole expérimental est présenté, ainsi que les différentes phases de l'observation des phénomènes.

### 4.2 Cahier des charges du dispositif expérimental

La principale caractéristique demandée à la machine d'essais était de pouvoir suivre en temps réel l'apparition et l'évolution des phénomènes liés à l'accommodation de la déformation du polycristal. Il fallait donc avoir accès aux surfaces d'étude de l'échantillon pour effectuer des observations, et pouvoir enregistrer des images de l'éprouvette au cours de l'essai.

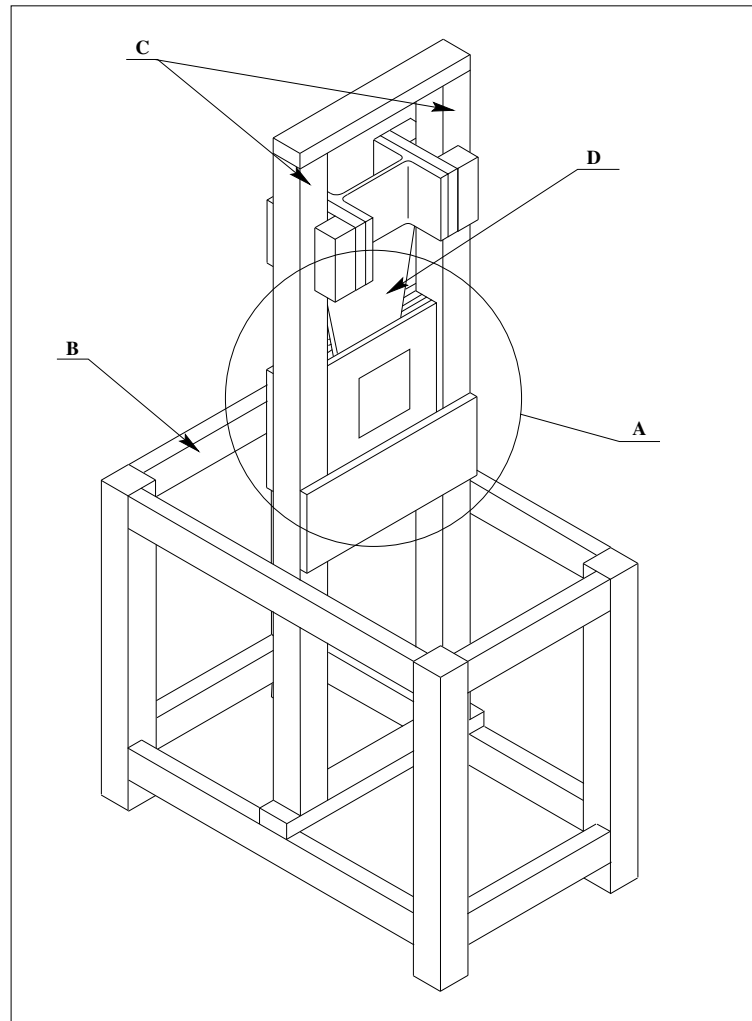
La seconde clause du cahier des charges était la réalisation d'essais bidimensionnels, afin de faciliter la comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques. Cette condition devait aussi permettre de simplifier les possibilités d'interactions entre grains par rapport à un problème tridimensionnel, et donc d'interpréter plus facilement les phénomènes observés.

Le choix du type de sollicitation s'est porté sur l'application d'une contrainte de compression par rapport à une sollicitation de traction, en raison du caractère fragile de la glace et de la difficulté de lier l'éprouvette aux mors de manière convenable lors d'un essai de traction. De plus, les essais de cisaillement ont été exclus dans un premier temps à cause de la complexité du mécanisme nécessaire pour contrôler tous les paramètres de l'essai.

Enfin, le mécanisme devait être le plus simple possible pour fonctionner de manière fiable et durable en chambre froide. Pour cela, il fallait éviter de mettre en oeuvre un système trop complexe (du type asservissement hydraulique ou électronique).

Les autres conditions du cahier des charges sont listées ci-dessous :

- adaptabilité de la cellule de charge ;
- variabilité du chargement ;
- insensibilité à la corrosion et au froid ;
- faible encombrement ;



**Fig. 4.1:** Machine d'essai de fluage : schéma de principe.

- déplacement aisé ;
- budget limité !

### 4.3 Dispositif expérimental

Ce cahier des charges a finalement conduit à se tourner vers une expérience de fluage (charge constante) d'une lame épaisse de glace en compression, dans des conditions de déformation plane. Le dispositif expérimental a été construit prioritairement à partir d'éléments standards (Fig. 4.2). La figure 4.1 présente le principe du dispositif utilisé : il est constitué d'une cellule de charge **A**, contenant l'éprouvette de glace, montée dans un bâti rigide mobile **B**. La structure porteuse a été réalisée à partir de profils standards en alliage d'aluminium (AU4G), alliant une bonne rigidité et une insensibilité à la corrosion, et conçue de manière à ce que les observations puissent se faire de manière confortable (hauteur de la cellule de charge au niveau des yeux).

La cellule de charge **A**, elle-aussi réalisée en alliage d'aluminium, est assemblée sur les colonnes **C** en une partie arrière fixe et une partie avant démontable afin de permettre la mise en place et le retrait des éprouvettes de glace qui sont des plaques rectangulaires. Cette cellule est constituée de deux lames de verre de dimensions légèrement supérieures

à celles de l'éprouvette de glace, placées entre deux plaques métalliques rigides évidées pour permettre l'observation. L'éprouvette de glace est placée entre ces deux lames de verre. La condition de déformation plane est réalisée en disposant de part et d'autre de l'éprouvette des cales de même épaisseur que celle-ci, et en venant serrer le sandwich lames de verre–éprouvette de glace entre les fenêtres métalliques par l'intermédiaire de quatre tirants. L'ensemble échantillon–plaques de verre–fenêtres métalliques est placé dans le plan vertical défini par les colonnes **C**. Enfin, l'éprouvette de glace repose sur une enclume rigide fixe par rapport au bâti. La cellule de charge est réglable pour permettre d'effectuer des essais sur des éprouvettes de dimensions différentes.

La sollicitation est imposée par l'intermédiaire d'un couteau **D** mobile verticalement, guidé sur les colonnes **C** par quatre ensembles de guidage à roulements à billes. La charge est constituée d'une masse de plomb en lingots disposée sur un plateau suspendu au couteau **D** (Photo 4.2(b)). Le couteau vient se glisser entre les plaques de verre pour appliquer la contrainte de compression sur l'échantillon de glace. La charge maximale admissible par la machine est de l'ordre de 2000 N, ce qui correspond, pour une surface de charge de  $8 \times 140 \text{ mm}^2$  à une contrainte d'environ 1.75 MPa sur l'éprouvette. La mise en charge est effectuée en dégonflant une chambre à air disposée sous le plateau porteur des lingots de plomb : ce dispositif très simple et économique permet un chargement progressif qui prévient toute fissuration de l'échantillon de glace. La durée de mise en charge est de l'ordre de cinq minutes.

Afin de limiter le frottement, les faces des lames de verre en contact avec la glace sont lubrifiées à l'aide d'une graisse silicone, de même que les interfaces entre la glace et le couteau mobile **D** d'une part, la glace et l'enclume inférieure d'autre part. Les faces latérales de l'éprouvette sont recouvertes elles-aussi de silicone pour limiter la sublimation.

Un dispositif d'éclairage (table lumineuse pour diapositives) est placé verticalement derrière la cellule **A**. L'observation de la déformation est effectuée en lumière transmise, filtrée par un polariseur et un analyseur croisés placés de part et d'autre de la cellule d'essai (Fig.4.3). Des photographies sont prises au cours de l'essai pour avoir un suivi de la déformation. De plus, le déplacement du couteau supérieur mobile est mesuré à l'aide d'un capteur LVDT, donnant directement accès à la déformation macroscopique de l'éprouvette testée. La carte d'acquisition de ce capteur est placée hors de la chambre froide, dans une salle de mesure à 20°C. La précision de la mesure est de  $\pm \mu\text{m}$  et correspond à la résolution du capteur.

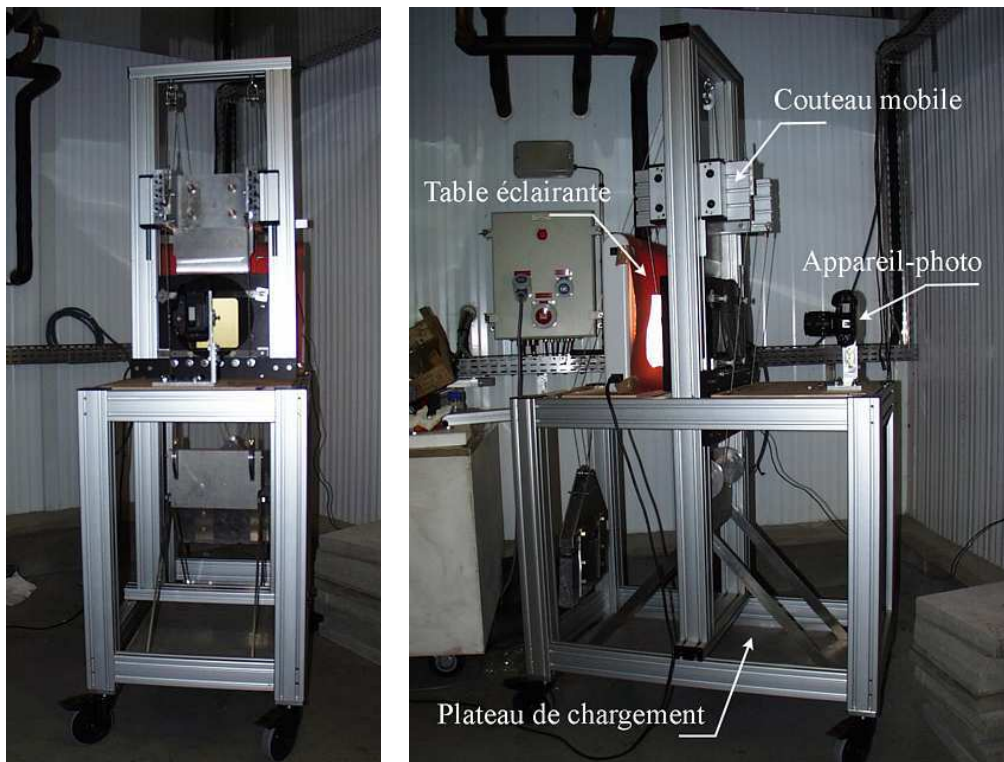
## 4.4 Différents types de glace utilisés

### 4.4.1 Glace monocristalline

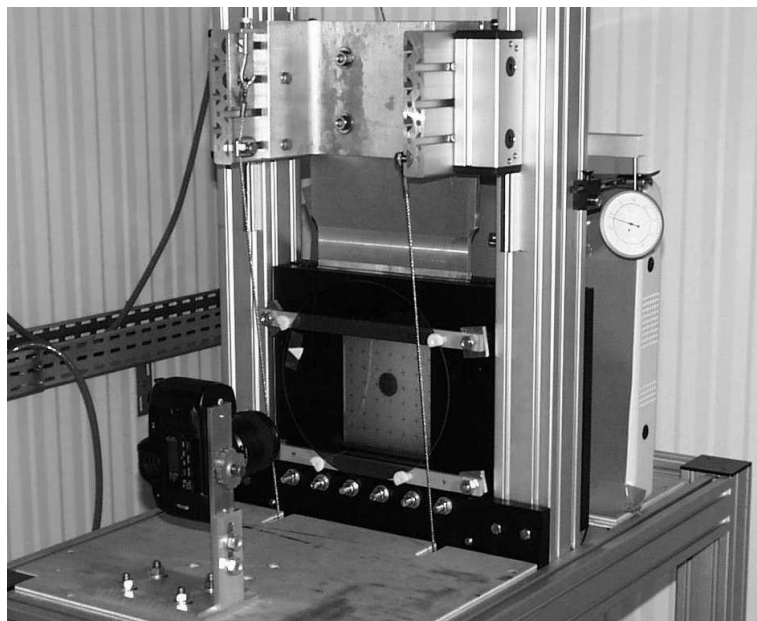
Les multicristaux étudiés sont réalisés à partir de monocristaux obtenus au laboratoire. La figure 4.4 présente l'appareillage utilisé pour leur fabrication. La technique de croissance des monocristaux est la suivante :

- un germe monocristallin est placé au fond d'un cristalliseur de 8 cm de diamètre et recouvert d'eau ultrapure débullée à 0°C. Un vide secondaire est effectué dans le cristalliseur ;
- le cristalliseur est ensuite descendu lentement (1.2 cm/jour) dans un bain d'éthanol à -20°C placé dans une enceinte thermostatée à 0°C. La croissance du monocristal se fait donc du bas vers le haut à partir du germe.

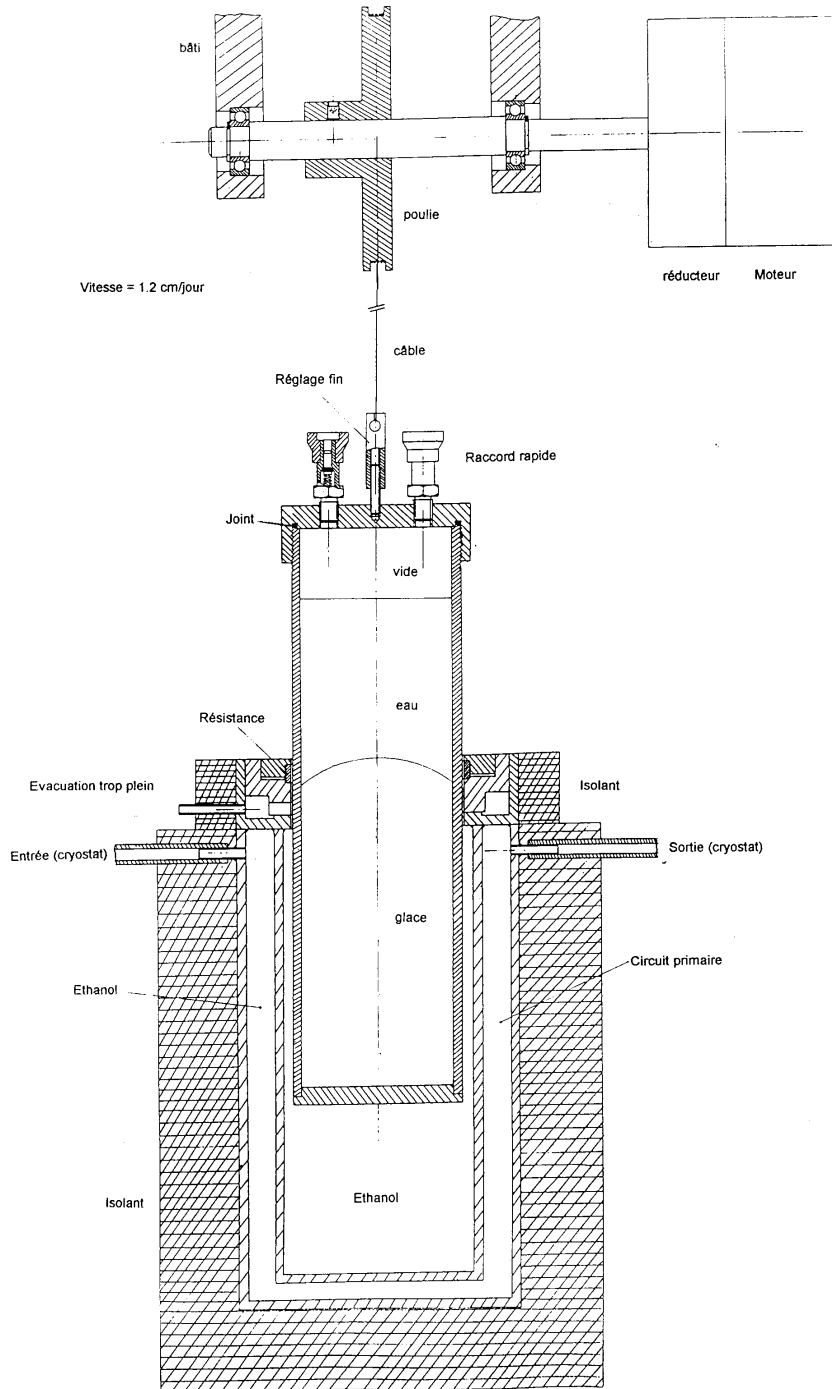
On obtient finalement un monocristal de 8 cm de diamètre et de 30 cm de long au bout de 3 semaines environ. La qualité de ces monocristaux artificiels est très bonne (*i.e.* pas de sous-joints détectables), comme on le verra plus tard dans le paragraphe 5.5 consacré aux observations en diffraction X.



**Fig. 4.2:** Machine d'essai de fluage en chambre froide.



**Fig. 4.3:** Cellule de charge de la machine d'essai de fluage.



**Fig. 4.4:** Appareillage pour la croissance des monocristaux (dessin O. Brissaud).



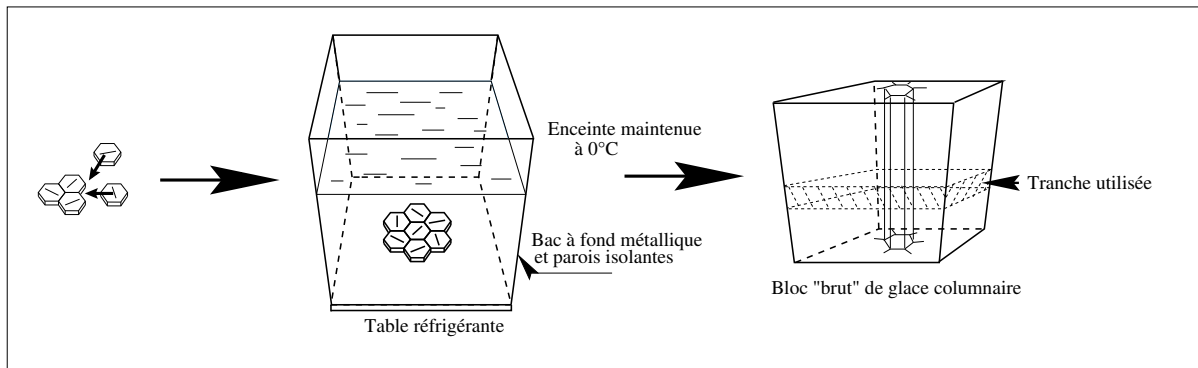


Fig. 4.5: Réalisation de glace colonnaire modèle.

#### 4.4.2 Glace colonnaire S2

La glace colonnaire S2 correspond à la glace que l'on trouve sur les lacs, en l'absence de courant d'eau permanent. Cette glace croît sous forme de colonnes<sup>1</sup> dans un gradient de température vertical (la température de l'air est négative, celle de l'eau positive ou nulle).

Pour obtenir ce type de glace en laboratoire, on fait geler un à deux centimètres d'eau dans un bac à fond métallique dont les parois latérales sont isolées thermiquement. Ce bac est ensuite placé dans une chambre froide thermostatée à 0°C, sur une table réfrigérante dont la température peut être fixée entre 0°C et -30°C. On remplit alors le bac d'eau ultrapure débullée à 0°C : la croissance de la glace se fait du fond du bac vers la surface, dans un gradient de température vertical. Un agitateur est placé au voisinage de l'interface de solidification pour évacuer les bulles d'air rejetées lors de la croissance de la glace. La glace sans bulles ainsi obtenue possède une structure colonnaire, dont les colonnes, plus ou moins coniques, augmentent de diamètre du fond vers le haut du bac. En effet, le germe formé par solidification d'eau est constitué de cristaux aléatoirement orientés. Or, la croissance de la glace est anisotrope : elle est plus rapide suivant les directions des axes  $a$  que suivant l'axe  $c$ . Certains grains vont donc croître aux dépens d'autres qui vont disparaître.

Afin d'obtenir des colonnes prismatiques, Plé et Meyssonier (1997) ont proposé une méthode de réalisation de glace colonnaire modèle à structure contrôlée. La figure 4.5 présente les principales étapes de l'obtention de ce type de glace. Un germe est réalisé en collant côte à côte des monocristaux d'orientation connue sur le fond métallique du bac, en prenant bien soin que leurs axes  $c$  soient parallèles au fond du bac. Ce bac est ensuite rempli d'eau ultrapure débullée à 0°C et placé sur la table réfrigérante. La température de la table est asservie au cours du temps afin de conserver un gradient de température à peu près constant à l'interface glace-eau, condition nécessaire pour avoir une croissance contrôlée. La glace obtenue possède des colonnes à peu près prismatiques dont la base est définie par le multicristal de départ, et les axes  $c$  des grains sont perpendiculaires au grand axe des colonnes. En prenant des tranches perpendiculaires à l'axe des colonnes, on doit obtenir une structure quasiment constante quelle que soit la distance au germe. Cette technique a été utilisée pour réaliser certains types d'éprouvettes.

#### 4.4.3 Glace macroscopiquement isotrope moulée

La glace macroscopiquement isotrope, que nous avons utilisée pour réaliser la matrice de certaines éprouvettes, est fabriquée à partir de glace quelconque (une quantité d'eau

<sup>1</sup>D'où son nom : glace colonnaire, Lliboutry (1965).

est mise à geler en chambre froide) ou de glace colonnaire sans bulles. Cette glace est broyée, puis calibrée afin d'avoir une taille de grains contrôlée (entre 0.64 et 1.6 mm dans notre étude). On mélange alors la glace broyée à saturation avec de l'eau à 0°C afin de constituer une sorte de "mélasse" de glace. Cette mélasse est moulée autour du multicristal à étudier, en évitant d'incorporer de grosses bulles d'air. Les petites bulles d'air qui persistent sont supposées avoir peu d'influence sur le caractère isotrope recherché. La solidification de la glace isotrope est effectuée dans un gradient de température vertical, toujours dans le but de limiter la présence de bulles d'air.

## 4.5 Eprouvettes d'essai

### 4.5.1 Structure des éprouvettes

Afin de conserver une correspondance entre les expériences et les simulations 2D, nous avons dans la mesure du possible conçu des éprouvettes qui soient elles aussi bidimensionnelles du point de vue géométrique et cristallographique.

Afin de limiter les erreurs de parallaxe dues à l'épaisseur lors des observations *in-situ*, il était nécessaire d'avoir une éprouvette la plus fine possible. Les conditions de réalisation n'ont pas permis de descendre en dessous d'une épaisseur de 8 mm, ce qui correspond tout de même à un rapport d'éclatement supérieur à 25.

La structure générale des éprouvettes est quasiment toujours la même : un mono- ou multicristal à étudier est placé en inclusion dans une matrice de dimensions largement supérieures (Fig.4.6). Cette technique permet d'éviter d'appliquer la sollicitation directement sur le multicristal, ce qui aurait pour conséquence d'engendrer des concentrations de contraintes importantes et ainsi d'entraîner une recristallisation prématurée de l'échantillon. Avec la technique de l'inclusion, la sollicitation est repoussée "à l'infini", la matrice agissant comme un tampon entre les couteaux et le multicristal. Dans ces conditions, la connaissance des conditions aux limites autour de l'inclusion n'est plus directe et nécessite l'utilisation d'une simulation numérique.

Afin de permettre des observations fines des mécanismes locaux à l'échelle du grain (mesure d'orientations, d'angles, relevés de forme), la taille des grains du multicristal (ou celle de l'inclusion) doit être relativement grande, au minimum 2 cm. Les dimensions de la matrice sont choisies de façon à repousser la frontière où est appliquée la charge au plus loin, tout en conservant des dimensions raisonnables pour la cellule de charge. Avec une éprouvette de 210 mm de hauteur par 140 mm de largeur, le rapport entre les dimensions de l'éprouvette et celles des grains étudiés varie entre 3 et 7.

Les essais étant effectués avec une condition de déformation plane, les éprouvettes d'essai devaient être construites de façon à ce que leur structure soit bidimensionnelle. Nous avons utilisé deux types d'éprouvettes :

- un premier type de structure cristallographique indépendante de la position dans l'épaisseur aux erreurs de fabrication près (glace colonnaire S2 dont les axes des colonnes sont perpendiculaires au plan de l'éprouvette, les axes  $c$  étant situés dans le plan de l'éprouvette) ;
- un second type dont seul le multicristal étudié est positionné de façon à respecter la symétrie plane, c'est-à-dire dont les axes  $c$  sont dans le plan de l'éprouvette, la matrice étant macroscopiquement isotrope (les comportements de la matrice isotrope et du multicristal dans la direction perpendiculaire au plan d'étude sont différents).

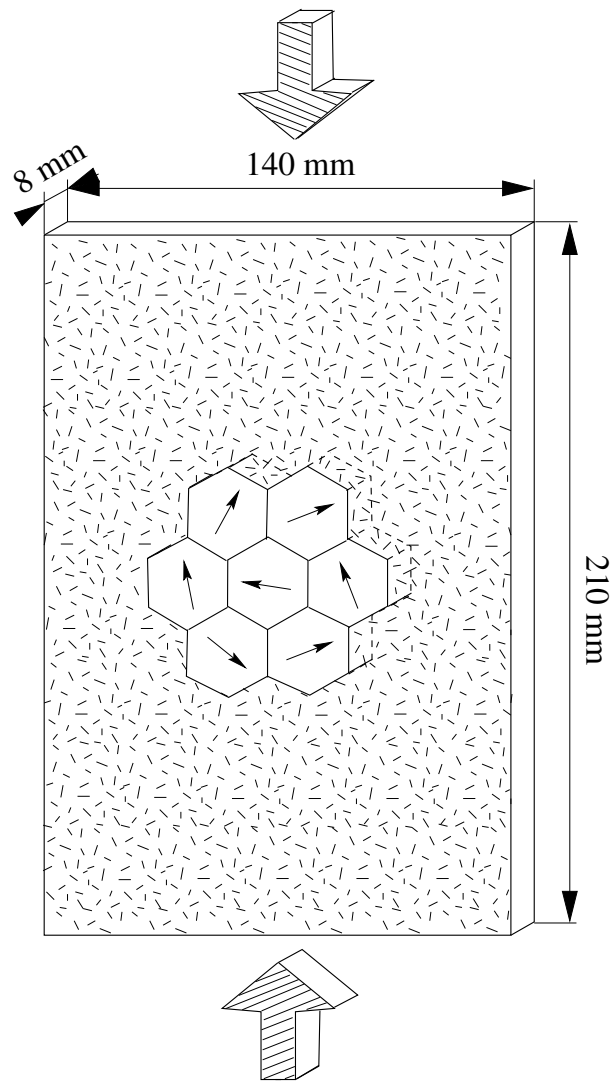


Fig. 4.6: *Eprouvette d'essai type.*

## 4.5.2 Paramètres étudiés

En raison de la très forte anisotropie viscoplastique du monocristal de glace, différents paramètres peuvent influencer le comportement d'un grain dans un multicristal.

Le paramètre qui semble intuitivement avoir le plus d'importance est cristallographique. Il concerne les orientations des grains par rapport à la direction de compression, ainsi que les orientations relatives des grains voisins entre eux.

Le second paramètre est géométrique. Il concerne la forme des grains et la géométrie des joints de grains, en particulier dans le cas où leur surface présente des discontinuités de pente. Ces défauts de géométrie sont difficiles à prévoir lors de la croissance de la glace, et donc difficiles à étudier de manière systématique.

Un autre paramètre important est la présence des points triples et leur influence sur la localisation. L'étude des conséquences des points triples sera conduite en faisant varier leur nombre à la frontière et au sein du multicristal. Cette étude conduira aussi à interpréter l'influence de la taille des grains sur le comportement local.

Dans la mesure du possible, nous avons essayé de classer les expériences suivant les variations d'un seul paramètre, les autres restant aussi constants que possible. Cependant, ceci n'a pas toujours été possible car certains paramètres sont très liés ou difficilement contrôlables (par exemple l'orientation des grains lorsqu'ils deviennent petits).

## 4.5.3 Réalisation des éprouvettes

### 4.5.3.1 Eprouvettes à matrice macroscopiquement isotrope

Le multicristal en inclusion, constitué de grains de forme circulaire, demi-circulaire ou hexagonale, est réalisé à partir de monocristaux fabriqués en laboratoire (cf. §4.4.1). Chaque grain du multicristal est usiné à l'aide d'un tour (inclusion circulaire) ou d'une fraiseuse placés en chambre froide. La précision sur les dimensions des grains est de l'ordre de 0.05 mm en tournage et 0.1 mm en fraisage. Un dispositif permet de réaliser aisément des grains de forme hexagonale. Les orientations des grains sont déterminées, à  $\pm 2^\circ$  près, à l'aide d'une platine universelle. L'assemblage du multicristal est effectué en plaçant ses grains dans un bac métallique dans la disposition désirée et en les collant entre eux et sur le fond du bac avec une goutte d'eau à  $0^\circ\text{C}$ . Les axes  $c$  des grains du multicristal sont positionnés dans le plan d'étude (c'est-à-dire parallèles au fond du bac).

La matrice isotrope (cf. §4.4.3) est alors moulée autour du multicristal, puis mise à geler sur la table réfrigérante.

Après démoulage, le bloc brut est usiné aux dimensions voulues à la fraiseuse. Malheureusement, la faible rigidité de la glace et la précision de la machine ne permettent pas d'obtenir des faces parfaitement parallèles (défaut de parallélisme de 0.3 mm pour 140 mm de large), malgré l'utilisation d'un montage d'usinage ramenant l'erreur aux environs de 0.1 %. Les éprouvettes présentent des stries en surface dues aux défauts de guidage de la machine qui entraînent des vibrations de la fraise.

### 4.5.3.2 Eprouvettes à matrice colonnaire

Les éprouvettes à matrice de type colonnaire sont constituées à partir de glace colonnaire S2 modèle à structure contrôlée (cf. §4.4.2). Le germe utilisé est semblable à une éprouvette à matrice macroscopiquement isotrope et réalisé comme tel (cf. §4.5.3.1), puis collé sur le fond métallique d'un bac aux parois latérales isolées thermiquement. La croissance de la glace est alors effectuée selon la technique exposée au paragraphe 4.4.2.

Dans la zone d'étude (*i.e.* la zone définie par le germe du multicristal à étudier), l'inclusion multicristalline obtenue possède des colonnes prismatiques. En revanche, la matrice ne présente pas une structure aussi régulière : ses grains sont pour la plupart

coniques. Ceci s'explique par le fait que dans le germe, les grains de la matrice sont orientés aléatoirement, et n'ont donc pas tous leurs axes  $c$  dans son plan (cf. § 4.4.2). Les colonnes ont, à 1 cm du germe, un diamètre de l'ordre de 3 à 5 mm pour une taille de grains initiale de 0.64 à 1.6 mm. Malgré les précautions prises, le diamètre moyen des colonnes continue d'augmenter avec l'épaisseur, ce qui indique que les axes  $c$  des colonnes restantes ne sont pas exactement dans le plan perpendiculaire aux colonnes.

Après découpage d'une tranche dans le bloc brut parallèlement au plan du germe (Fig. 4.5), l'éprouvette est mise aux dimensions finales par fraisage.

## 4.6 Protocole expérimental

L'organigramme 4.7 présente le déroulement d'un essai depuis l'usinage de l'éprouvette jusqu'à son analyse *post-mortem*. On notera seulement que :

- après usinage, les éprouvettes sont laissées à  $-10^{\circ}\text{C}$  (température à laquelle seront effectués les essais) pendant une journée avant d'être mises en charge, afin de relaxer au moins partiellement les contraintes internes dues à l'usinage ;
- à l'arrêt de l'essai, la charge est retirée progressivement du plateau inférieur, puis l'éprouvette est analysée (binoculaire + lame mince) le plus rapidement possible après la fin de l'essai.

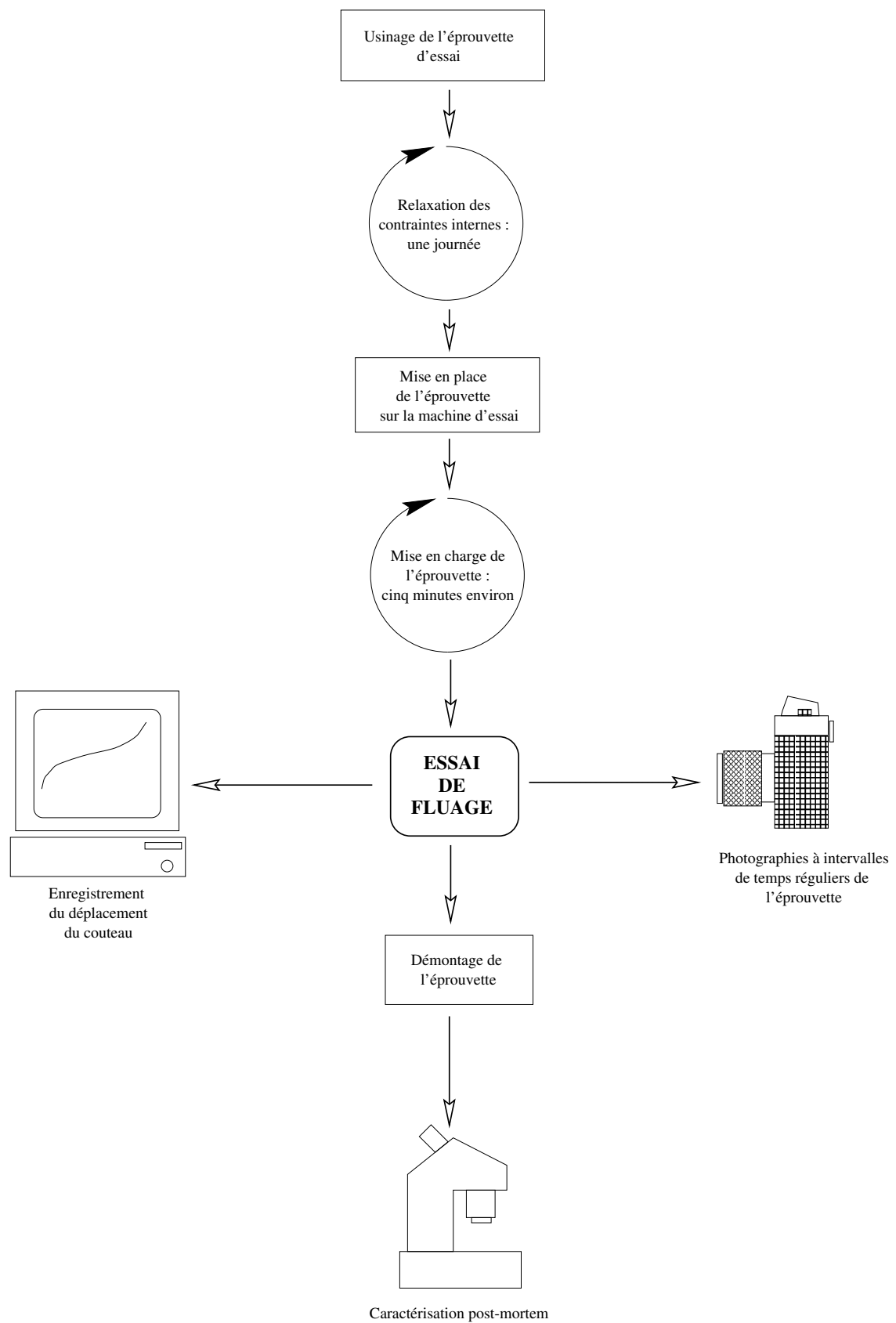
## 4.7 Observations optiques

Les observations effectuées sont de deux types : *in-situ* et *post-mortem*. Les premières permettent de suivre de manière quasi-continue l'évolution de la déformation au cours du temps, les secondes permettent de caractériser de manière plus fine les formes de localisation et de mesurer précisément les orientations cristallographiques des grains après l'essai.

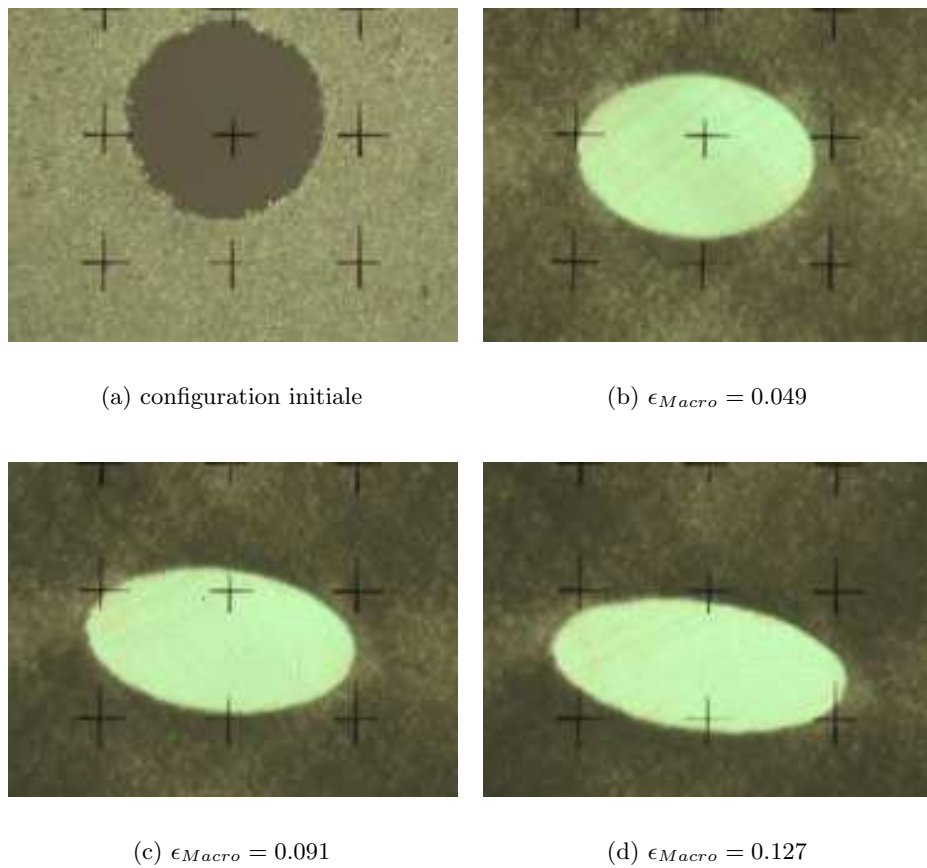
### 4.7.1 Suivi de l'essai

Les observations du multicristal au cours de l'essai sont effectuées en lumière transmise et polarisée. Un appareil-photo *Nikon F90-X* équipé d'un dos programmable et d'un objectif Micro-Nikkor 60 mm permet de prendre des images de l'éprouvette à intervalles de temps réguliers (Fig. 4.8). Un quadrillage a été ajouté sur la plaque de verre avant (côté appareil-photo), sur la face en contact avec la glace, afin de pouvoir repérer des déplacements relatifs. Initialement, ce quadrillage avait été gravé dans le verre, mais cette technique, en générant des concentrations de contrainte à la surface de la glace au niveau des gravures, produisait une recristallisation de surface (génération périodique de petits cristaux) qui rendait rapidement les photographies inutilisables pour l'observation de la déformation de l'inclusion (Essai A25-1). Le remède a été de marquer simplement la vitre avec un feutre fin à encre indélébile. Les croix du réseau sur la figure 4.8 sont espacées de 2 cm.

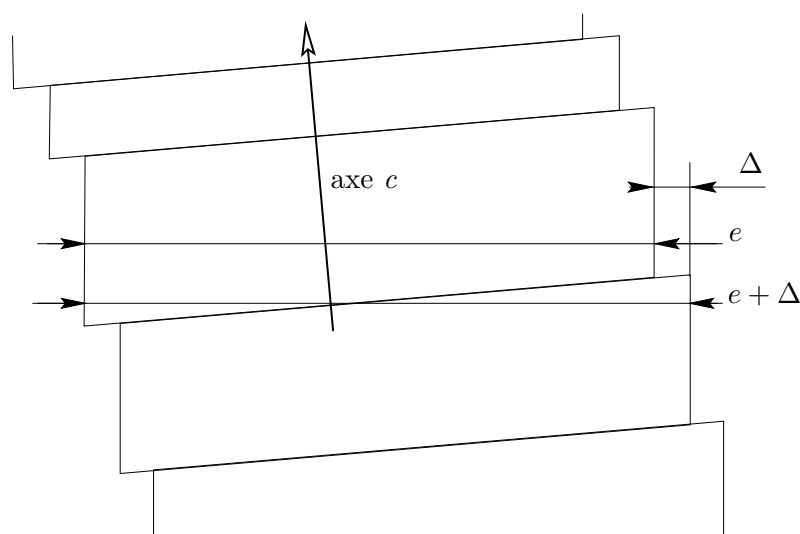
Les polariseurs croisés placés de part et d'autre de l'éprouvette permettent d'observer les différences d'orientations cristallographiques entre les zones de l'éprouvette : celles-ci sont mises en évidence par des différences de couleurs (dues à la biréfringence de la glace). De plus, le changement de couleur est également lié aux variations d'épaisseur du cristal. Ainsi, le défaut d'orientation de l'axe  $c$  de l'inclusion dans le plan de chargement est mis à profit pour visualiser les lignes de glissement basal. Ce glissement perpendiculaire au plan de l'éprouvette conduit à la formation de marches à la surface de l'éprouvette (Fig. 4.9). Ces marches, qui ont une hauteur de l'ordre du  $1/10^{\text{ème}}$  de



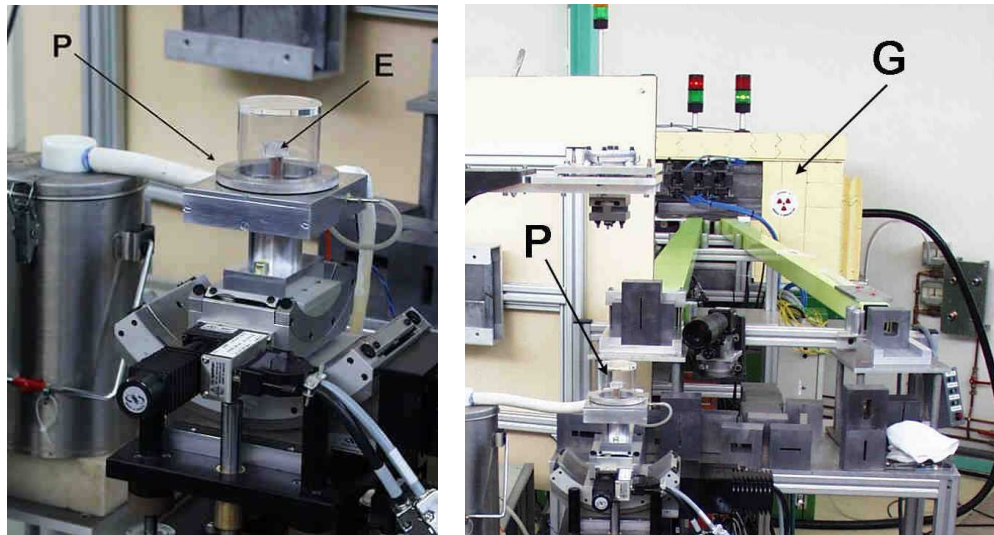
**Fig. 4.7:** Organigramme du déroulement d'un essai.



**Fig. 4.8** : Suivi de l'évolution de la forme d'une inclusion circulaire (Essai A45-2). Les croix noires sont espacées de 2 cm.



**Fig. 4.9** : Variation d'épaisseur  $e$  de l'éprouvette due au défaut d'alignement de l'axe  $c$  dans le plan de chargement.



(a) Platine porte-échantillon

(b) Faisceau de rayons X et platine porte-échantillon

**Fig. 4.10** : Dispositif pour l'analyse des monocristaux par la méthode de Laue refocalisée à haute énergie.

millimètre, correspondent à des changements d'épaisseur pour les rayons lumineux, qui se traduisent par des ondulations de couleur.

#### 4.7.2 Caractérisation *post-mortem*

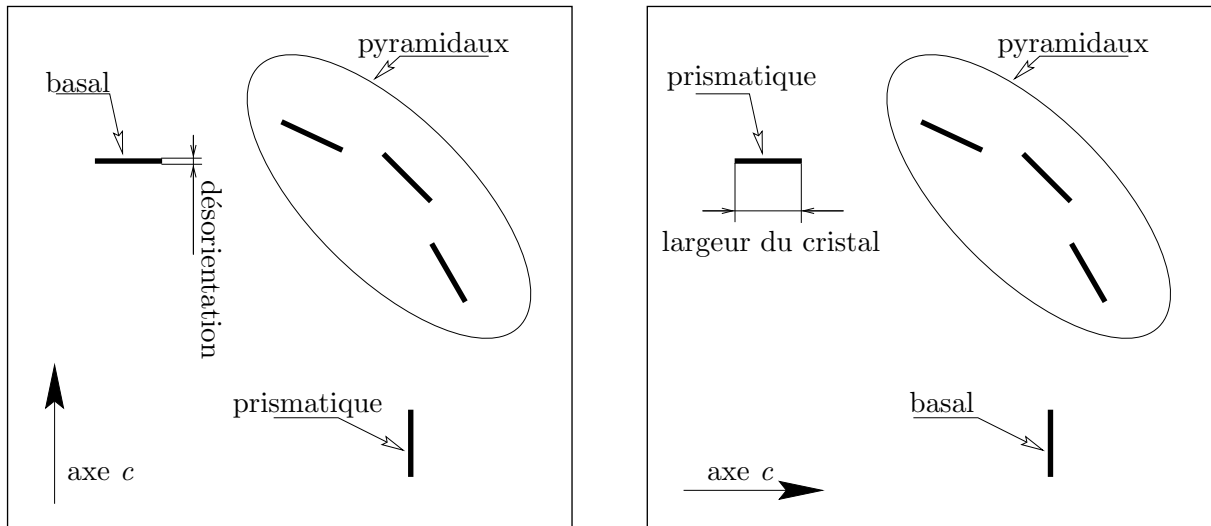
Une caractérisation de l'éprouvette est effectuée à la suite de l'essai. Après démontage, l'éprouvette est observée à l'œil nu et à l'aide d'une loupe binoculaire en lumière polarisée transmise ou en réflexion. Ces observations permettent de caractériser précisément les phénomènes de localisation de déformation. De plus, des lames minces sont réalisées à partir de l'éprouvette, en ne gardant que la zone d'étude (environ  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ). Ces lames minces permettent de déterminer l'orientation des grains à l'aide d'une platine universelle, d'observer les variations d'orientation au sein des grains et également la recristallisation du multicristal et de la matrice. Les lames minces et les éprouvettes testées sont ensuite stockées à  $-40^\circ\text{C}$ , dans des pochettes plastiques soudées pour éviter la sublimation.

## 4.8 Observations en diffraction X

En collaboration avec P. Bastie du Laboratoire de Spectrométrie Physique et B. Hamelin de l'Institut Laue Langevin de Grenoble, nous avons effectué une caractérisation par diffraction X de la mosaïcité de quelques monocristaux de glace déformés et non-déformés. La méthode utilisée est la méthode de Laue refocalisée à haute énergie (Bastie et Hamelin, 1996; Hamelin et Bastie, 1998). Elle permet d'analyser en volume des monocristaux de plusieurs centimètres d'épaisseur, en mesurant les désorientations et la mosaïcité des différents plans cristallographiques avec une précision d'une minute d'angle.

Le dispositif expérimental est constitué d'une platine réfrigérée **P**, orientable et motorisée, sur laquelle est collé l'échantillon **E** à analyser, d'un générateur **G** de rayons X, et d'un détecteur bidimensionnel (Fig. 4.10). Les échantillons analysés ont pour dimensions environ  $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}^3$ .





**Fig. 4.11** : Correspondance des taches observées dans le cas d'un échantillon avec l'axe  $c$  vertical (à gauche) et horizontal (à droite).

Le dispositif utilisé permet d'obtenir les taches correspondant à la diffraction du rayon X incident sur les différents plans cristallographiques du cristal (basal, pyramidaux, prismatiques, Fig. 4.11). Sur la Figure 4.11 représentant le diagramme de diffraction d'un cristal idéal, la normale à un plan correspond à la normale à la tache correspondante (cf. axe  $c$  par exemple). La longueur de ces taches perpendiculairement à la normale au plan cristallographique correspond à la dimension du faisceau incident (ou à la dimension du cristal si il est plus petit), l'épaisseur dans la direction de la normale correspond à la désorientation de ce plan sur cette longueur (Fig. 4.11). La précision sur la mesure de la désorientation est de  $\pm 1$  minute d'angle.

## 4.9 Conclusion

Le dispositif expérimental utilisé, simple et fiable, permet de réaliser des essais de fluage de longue durée sur des lames épaisses de glace à structure contrôlée. L'observation des éprouvettes, en cours d'essai et après démontage, doit permettre de mieux comprendre les phénomènes de localisation de la déformation lors de la déformation de la glace polycristalline.

# Chapitre 5

## Résultats Expérimentaux

### 5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons détailler les différents types d'éprouvettes testés. Nous décrirons les mécanismes typiques de localisation de la déformation observés, ainsi que le comportement macroscopique des éprouvettes au cours des essais de fluage.

### 5.2 Types d'éprouvettes

#### 5.2.1 La technique de l'inclusion

Deux problèmes majeurs se posent lors d'un essai de compression directe (*i.e.* application directe du chargement sur le multicristal à étudier) :

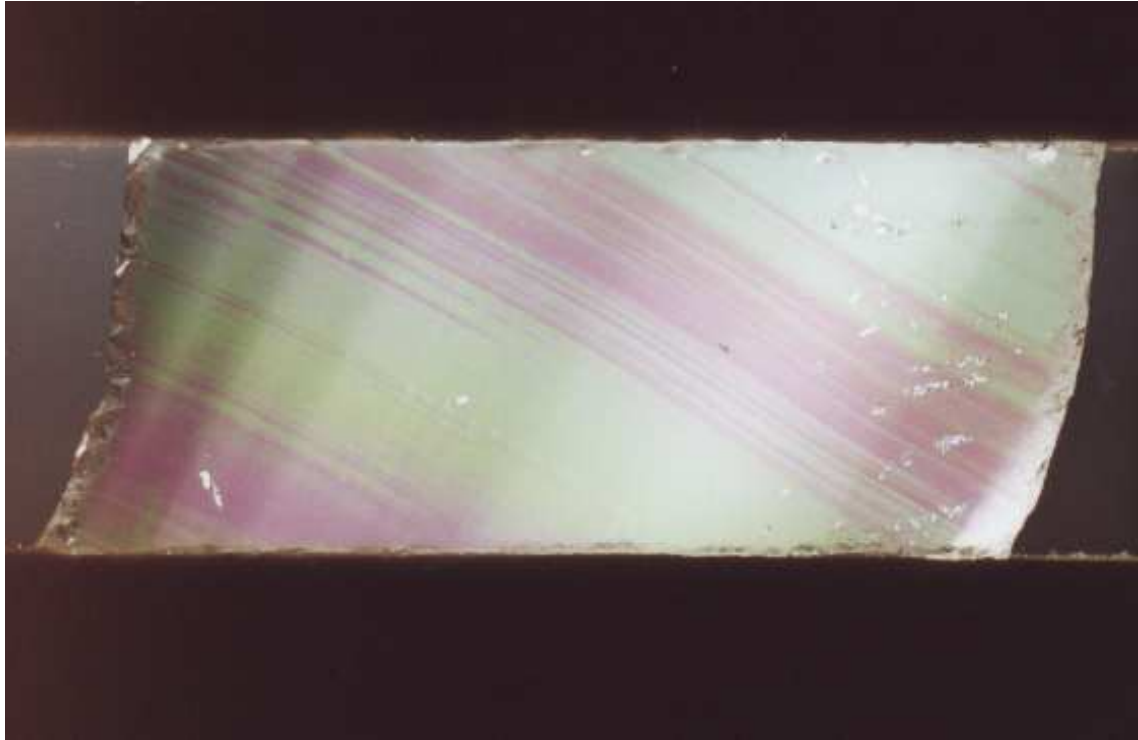
- dans le cas d'un monocristal, si la direction de compression ne coïncide pas avec l'un des axes d'orthotropie de celui-ci, l'essai est "hors-axes" et il est très difficile d'obtenir des états de contrainte et de déformation homogènes dans l'éprouvette ;
- plus généralement, les concentrations de contrainte créées par le dispositif d'application de la charge sur l'éprouvette de glace risquent de conduire très rapidement à sa recristallisation. Les phénomènes observés ne correspondent alors plus aux interactions entre grains, mais à l'influence du dispositif d'essai.

Un tel essai effectué sur un monocristal de glace, fabriqué en laboratoire, suivant une direction de compression à  $45^\circ$  de la direction des plans de base, montre l'hétérogénéité de la déformation au sein du cristal (Fig. 5.1) : les lignes de glissement basal présentent une forme en "S", ainsi que les faces latérales, alors que l'orientation cristallographique initiale du monocristal était optimale pour le glissement basal. L'hétérogénéité de la déformation ne permet donc pas de caractériser le comportement local du monocristal dans ces conditions.

Tous les essais effectués ont donc été réalisés en utilisant la technique de l'inclusion, consistant à mettre le mono- ou multicristal à étudier en inclusion dans une matrice de glace macroscopiquement isotrope. Par conséquent, l'interprétation des résultats expérimentaux ne peut se faire que par l'intermédiaire d'un modèle et d'un calcul apparenté aux travaux d'Eshelby (1957).

#### 5.2.2 Descriptif des éprouvettes

Le Tableau 5.2 illustre les différents types d'éprouvettes testées pour étudier la localisation de la déformation :



**Fig. 5.1** : Monocristal de glace déformé à 38.5 % en compression directe et déformations planes (dimensions initiales :  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ ).

**type A** : inclusion monocristalline circulaire ( $\phi = 30 \text{ mm}$ ) dans une matrice de glace à petits grains ( $0.64 < \phi_{\text{grains}} < 1.6 \text{ mm}$ ) macroscopiquement isotrope ;

**type B** : inclusion monocristalline à peu près circulaire ( $\phi_{\text{moyen}} \approx 30$  ou  $50 \text{ mm}$ ) dans une matrice de glace colonnaire ( $3 < \phi_{\text{grains}} < 8 \text{ mm}$ ), orthotrope de révolution, isotrope dans le plan de chargement ;

**type C** : cluster de grains hexagonaux ( $\phi_{\text{moyen}} \approx 20 \text{ mm}$ ) dans une matrice de glace colonnaire ;

**type D** : inclusion monocristalline circulaire ( $\phi = 40 \text{ mm}$ ), entourée d'une couronne de grains de taille intermédiaire ( $\phi = 7 \text{ mm}$ ), le tout placé dans une matrice isotrope ;

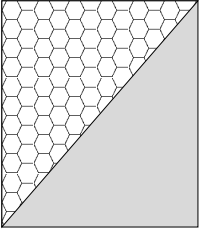
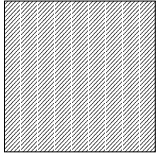
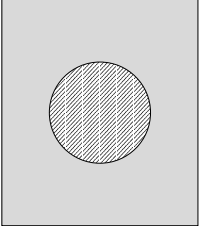
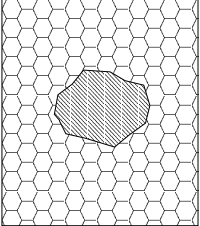
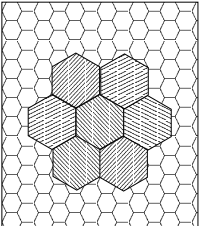
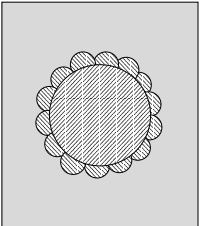
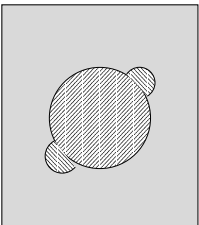
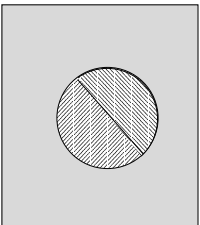
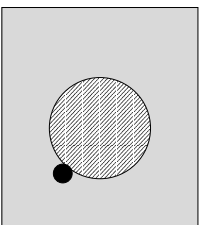



**type E** : inclusion monocristalline circulaire ( $\phi = 40 \text{ mm}$ ) flanquée de deux grains de taille intermédiaire ( $\phi = 7 \text{ mm}$ ) diamétralement opposés, le tout placé dans une matrice isotrope ;

**type F** : inclusion bicristalline, constituée de deux grains demi-cylindriques de même diamètre ( $50 \text{ mm}$ ) accolés, placée dans une matrice isotrope ;

**type G** : inclusion monocristalline circulaire ( $\phi = 30 \text{ mm}$ ) dans une matrice isotrope, un cylindre de PVC de  $3 \text{ mm}$  de diamètre étant placé en un point de la frontière inclusion-matrice pour créer un "point dur" ;

**types IF et IG** : matrice homogène, isotrope dans le cas **IF** et colonnaire avec une taille de grains de l'ordre de  $5$  à  $10 \text{ mm}$  dans le cas **IG**, sans inclusion.

Les éprouvettes de type **A** sont la reproduction approchée des conditions de calcul d'Eshelby. Dans le cas d'une inclusion elliptique dans une matrice homogène infinie et

 <p style="text-align: center;">type IG / type IF</p>	 <p style="text-align: center;">type M</p>
 <p style="text-align: center;">type A</p>	 <p style="text-align: center;">type B</p>
 <p style="text-align: center;">type C</p>	 <p style="text-align: center;">type D</p>
 <p style="text-align: center;">type E</p>	 <p style="text-align: center;">type F</p>
 <p style="text-align: center;">type G</p>	<p>  glace monocristalline   glace isotrope   glace colonnaire </p>

**Fig. 5.2:** Descriptif des principaux types d'éprouvettes utilisés.

pour un comportement de la matrice et de l'inclusion linéaire, les champs de contrainte et de déformation théoriques sont homogènes dans l'inclusion.

Le second type d'éprouvettes, le type **B**, est obtenu en faisant croître un bloc de glace à partir d'un germe de type **A** (cf. § 4.4.2). La croissance désordonnée des grains de la matrice conduit à une géométrie perturbée de l'inclusion par rapport à la géométrie initiale. Les premiers phénomènes de localisation que nous avons observés l'ont été sur une éprouvette de ce type.

Le type **C** a été élaboré pour étudier les conséquences des désorientations entre grains, ainsi que l'influence des points triples sur la localisation, avec une géométrie "idéale" : points triples à  $120^\circ$ , joints rectilignes, grains de même taille.

L'étude de l'influence du nombre de points triples à la périphérie d'un grain a été effectuée en comparant les résultats des éprouvettes de types **D** et **E** avec les résultats des éprouvettes de type **A**. De plus, le type **E** a été conçu pour essayer de déclencher la localisation de la déformation en un point prédéterminé par les conditions initiales.

Le type **F** a permis d'observer l'apparition ou non de localisation le long d'un joint de grains rectiligne, ainsi que la transmission de la localisation d'un grain à l'autre.

Enfin, Le type **G** a été le précurseur du type **E**. En effet, l'objectif de ce type d'essai était de créer un point dur à la frontière inclusion-matrice pour essayer d'initier artificiellement la localisation (en s'appuyant sur les observations des essais de type **B**). Malheureusement, les interactions PVC-glace n'ont pas permis d'obtenir autre chose qu'une ligne floue dans l'inclusion, ressemblant à un début de bande de localisation mais n'évoluant pas au cours de la déformation. Notre point dur artificiel n'était sans doute pas assez "dur", ou bien pas suffisamment adhérent à la glace.

Deux autres types d'éprouvette ont été testés, les types **IF** et **IG**, correspondant respectivement à une éprouvette de glace isotrope à grains fins sans inclusion et à une éprouvette de glace colonnaire sans inclusion.

Les éprouvettes sont désignées dans la suite par leur lettre de type (**A**, **B**, ...), suivie de l'orientation de l'inclusion par rapport à la direction de compression (exprimée en degrés) quand elle est unique, puis du numéro de l'essai de même type (et orientation). Ainsi, la désignation **A45-2** correspond à une éprouvette à matrice isotrope, avec une inclusion circulaire dont les axes  $c$  sont orientés à  $45^\circ$  de l'axe de compression, et au deuxième essai sur un tel type d'éprouvette.

Pour chaque essai, la valeur du chargement est détaillée dans le tableau B.2 de l'Annexe B, de même que la durée de l'essai et la déformation totale atteinte.

## 5.3 Comportement macroscopique

Le comportement macroscopique des éprouvettes est caractérisé par les courbes de déplacement de leur face supérieure en fonction du temps. A partir de ces courbes, on déduit directement les courbes de déformation axiale lagrangienne macroscopique en fonction du temps (Fig. B.12 à B.15 en Annexe B). Leur principal intérêt est de pouvoir estimer l'influence de l'inclusion sur le comportement macroscopique de l'éprouvette. Nous allons détailler dans les paragraphes suivants les cas des éprouvettes à matrice à grains fins aléatoirement orientés (matrice macroscopiquement isotrope) et à matrice colonnaire (matrice macroscopiquement orthotrope de révolution).

### 5.3.1 Matrice à grains fins

Les Figures B.12, B.13 et B.14 représentent l'évolution de la déformation macroscopique en fonction du temps pour les éprouvettes soumises à une contrainte de 0.5, 0.75 et 1 MPa respectivement. Toutes les courbes présentent une décroissance de la vitesse de déformation macroscopique jusqu'à atteindre un minimum pour une déformation macroscopique

lagrangienne de 1 % environ (Fig. 5.3). Ensuite, la vitesse de déformation augmente pour décroître à nouveau au delà de 5 % de déformation.

Afin d'évaluer la perturbation engendrée par l'inclusion, nous assimilons chaque éprouvette (réelle : inclusion + matrice) à une éprouvette (fictive) qui ne serait constituée que de glace isotrope et se déformerait comme l'éprouvette réelle (cette éprouvette fictive tient lieu de milieu homogène équivalent). L'influence des inclusions est estimée en comparant les valeurs du paramètre de fluidité  $B_3$  qui intervient dans la loi de Glen (2.4) pour la glace isotrope, calculée en tenant compte des vitesses de déformation minimales observées, aux valeurs données dans la littérature et en particulier celles de Jacka (1984b). Les essais de Jacka ont été effectués en compression uniaxiale sur des éprouvettes de glace polycristalline sans bulles fabriquée en laboratoire, dont la taille de grains était comparable à celle de la glace isotrope de la matrice ( $1.7 \pm 0.2$  mm contre  $1.12 \pm 0.5$  mm). Pour pouvoir comparer nos résultats à ceux de Jacka (1984b), nous avons normalisé les valeurs de vitesse de déformation minimale et de contrainte en utilisant le second invariant des vitesses de déformation qui intervient dans l'expression de la loi de Glen (cf. § 2.4), *i.e.*

$$(5.1) \quad \dot{\gamma}^2 = 2d_{ij}d_{ij},$$

et le second invariant du déviateur des contraintes

$$(5.2) \quad \tau^2 = \frac{1}{2}s_{ij}s_{ij},$$

Dans le cas d'une compression uniaxiale suivant l'axe  $\mathbf{e}_1$  (essais de Jacka (1984b)), on obtient  $\dot{\gamma} = \sqrt{3}|d_{11}|$ ,  $\tau = \frac{1}{\sqrt{3}}|\sigma_{11}|$ , et la loi de Glen 2.4 s'écrit

$$(5.3) \quad |d_{11}| = \frac{B_3}{9}|\sigma_{11}|^3.$$

Dans le cas d'une compression en déformation plane  $\dot{\gamma} = 2|d_{11}|$ ,  $\tau = \frac{1}{2}|\sigma_{11}|$ , et la loi de Glen 2.4 s'écrit

$$(5.4) \quad |d_{11}| = \frac{B_3}{16}|\sigma_{11}|^3,$$

où  $d_{11}$  est la vitesse de déformation axiale et  $\sigma_{11}$  la contrainte de compression imposée.

Le Tableau 5.3.1 récapitule les vitesses de cisaillement équivalentes minimales, les déformations correspondantes et les fluidités mesurées expérimentalement et les compare aux valeurs obtenues par Jacka (1984b). On observe une bonne correspondance entre nos résultats et les données de la littérature pour la déformation correspondant au minimum de la vitesse de fluage. En revanche, pour la fluidité  $B_3$ , les valeurs déterminées expérimentalement sont cinq à dix fois plus élevées que les données de Jacka (1984b). Ceci montre que les concentrations de contraintes créées par la présence de l'inclusion modifient sensiblement le comportement macroscopique de l'éprouvette.

Pour s'en assurer, des essais sur éprouvettes de glace isotrope à grains fins sans inclusion ont été réalisés. Ils montrent également une fluidité supérieure à celles de la littérature. La courbe vitesse de déformation – déformation de l'essai **IF-1** se situe dans la moyenne des essais réalisés avec la même contrainte de compression de 0.75 MPa, avec une valeur de fluidité  $B_3$  correspondante environ quatre fois supérieure aux valeurs obtenues par Jacka (1984b). L'essai **IF-2**, correspondant à une contrainte de compression de 1 MPa, montre une valeur de  $B_3$  trois fois supérieure aux valeurs de Jacka (1984b). Cette différence peut s'expliquer en partie seulement par les conditions de réalisation de nos essais : la précision sur l'usinage des éprouvettes de glace ne permet pas d'être en condition de déformation plane car au début de l'essai, un jeu de l'ordre du dixième de

$T$ (°C)	$\tau$ (MPa)	$\dot{\gamma}_{min}$ (s <sup>-1</sup> )	$\varepsilon_{min}$ (%)	$B_3(-10^\circ\text{C})$ (MPa <sup>-3</sup> .a <sup>-1</sup> )	commentaires
<i>-10.6</i>	<i>0.24</i>	<i><math>8.6 \times 10^{-9}</math></i>	<i>0.87</i>	<i>19.55</i>	Jacka (1984b)
-10	0.25	$6.2 \times 10^{-8}$	0.79	125.20	<b>A00</b>
-10	0.25	$5.6 \times 10^{-8}$	0.87	112.90	<b>A25-1</b>
-10	0.25	$7.0 \times 10^{-8}$	0.82	141.28	<b>A25-2</b>
-10	0.25	$6.0 \times 10^{-8}$	0.97	121.10	<b>A45-1</b>
-10	0.25	$7.4 \times 10^{-8}$	0.76	149.48	<b>G-1</b>
<i>-10.6</i>	<i>0.37</i>	<i><math>2.9 \times 10^{-8}</math></i>	<i>0.82</i>	<i>11.83</i>	Jacka (1984b)
-10	0.38	$1.2 \times 10^{-7}$	1.03	74.27	<b>IF-1</b>
-10	0.38	$1.5 \times 10^{-7}$	1.11	86.09	<b>D-1</b>
-10	0.38	$2.2 \times 10^{-7}$	0.99	126.46	<b>D-2</b>
-10	0.38	$9.2 \times 10^{-8}$	1.14	52.98	<b>E-1</b>
-10	0.38	$1.7 \times 10^{-7}$	0.72	97.45	<b>E-2</b>
-10	0.38	$1.6 \times 10^{-7}$	1.09	92.09	<b>F-1</b>
<i>-10.6</i>	<i>0.49</i>	<i><math>7.1 \times 10^{-8}</math></i>	<i>0.95</i>	<i>20.18</i>	Jacka (1984b)
-10	0.50	$7.6 \times 10^{-7}$	0.77	191.74	<b>A25-3</b>
-10	0.50	$1.3 \times 10^{-6}$	1.01	327.97	<b>A45-2</b>
-10	0.50	$2.0 \times 10^{-7}$	1.50	50.46	<b>IF-2</b>

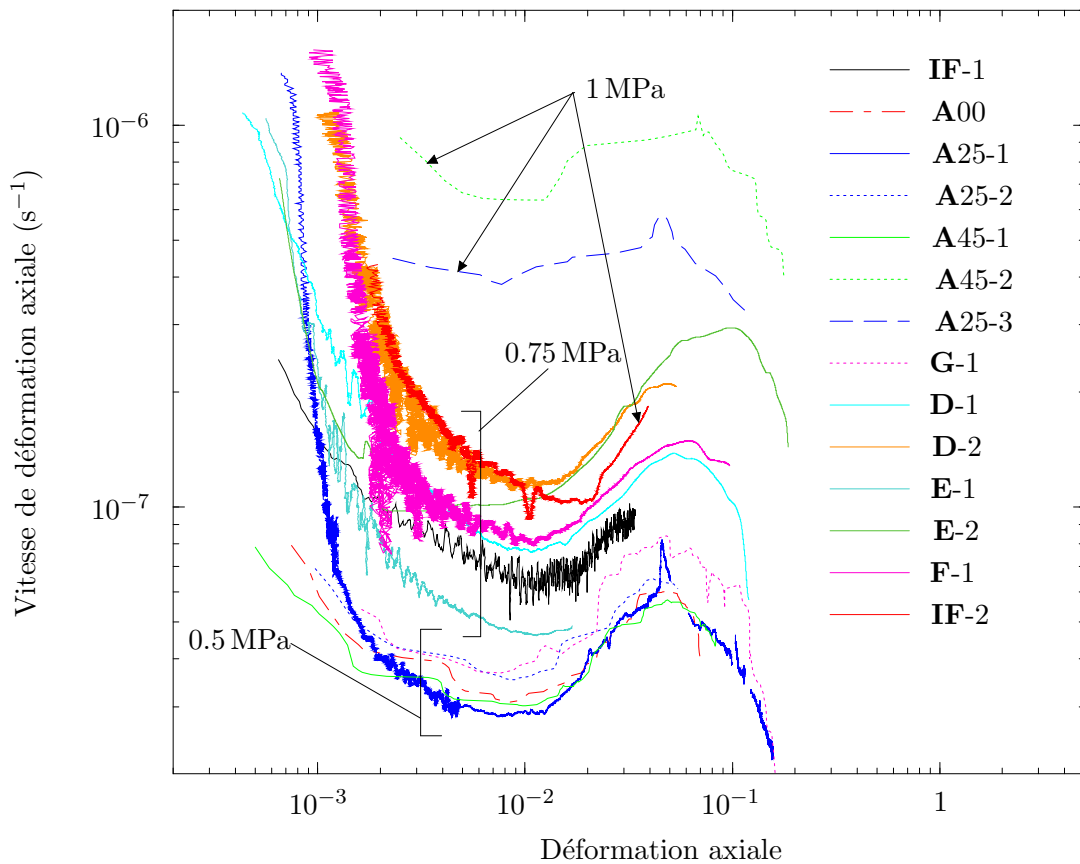
**Tab. 5.1** : Comparaison des données expérimentales avec les données de Jacka (1984b) (en italique) sur la vitesse minimale de fluage.  $\tau$  désigne la contrainte de cisaillement efficace,  $\dot{\gamma}_{min}$  la vitesse de cisaillement équivalente minimale,  $\varepsilon_{min}$  la déformation axiale correspondante et  $B_3(-10^\circ\text{C})$  la constante de la loi de Glen pour un exposant  $n$  valant 3 et une température de  $-10^\circ\text{C}$ .

millimètre subsiste entre la glace et les plaques de verre. Si nous considérons que l'échantillon de glace est en compression uniaxiale, l'augmentation de vitesse de déformation par rapport à une compression plane est de l'ordre de 2 (cf. Eq. 5.3 et 5.4). Les conditions d'essai ne suffisent donc pas à expliquer les fortes valeurs de  $B_3$  pour les éprouvettes de glace isotrope<sup>1</sup>

Malgré cela, à conditions d'essai identiques, les essais sur éprouvette isotrope montrent un effet très fort de l'inclusion sur le comportement macroscopique pour une contrainte de compression de 1 MPa, mais cet effet est beaucoup moins sensible pour une contrainte de 0.75 MPa. La fluidité de la matrice isotrope est cependant plus faible que celle de la majorité des essais (excepté pour l'essai **E-1**).

Les courbes expérimentales (Fig. 5.3) présentent une décroissance de la vitesse de déformation au-delà de 5%. Cette décroissance, également observée par Jacka (1984a) en compression uniaxiale pour une déformation axiale supérieure à 14%, est due à l'augmentation de section de l'éprouvette au cours de l'essai (forme en tonneau). Le dispositif d'essai étant à charge constante, la contrainte effectivement exercée sur l'éprouvette diminue lorsque la déformation augmente. Il y a alors, pendant le fluage tertiaire, compétition entre l'augmentation de vitesse de déformation due à la recristallisation, et sa diminution due à la décroissance de la contrainte exercée sur l'éprouvette. On peut supposer que la différence de déformation correspondant à la décroissance de la vitesse entre nos résultats

<sup>1</sup>Une élévation de température par rayonnement due à la présence du dispositif d'éclairage peut être écartée car un facteur multiplicatif de quatre correspondrait à une élévation de température de  $10^\circ\text{C}$ , donc à la fusion de l'échantillon. Les autres causes possibles, mais qui restent à démontrer, peuvent être une localisation se traduisant par deux bandes de cisaillement à  $45^\circ$  de la direction de compression (mais qui ne sont pas visibles à l'oeil nu pour 1% de déformation), ou bien à un effet dû au faible nombre de grains dans l'épaisseur des éprouvettes (à conjuguer au fait qu'en dessous d'une déformation de 1%, les conditions d'essai sont plus proches d'une compression uniaxiale que de la déformation plane.



**Fig. 5.3 :** Évolution de la vitesse de déformation macroscopique en fonction de la déformation macroscopique : cas de la matrice isotrope.

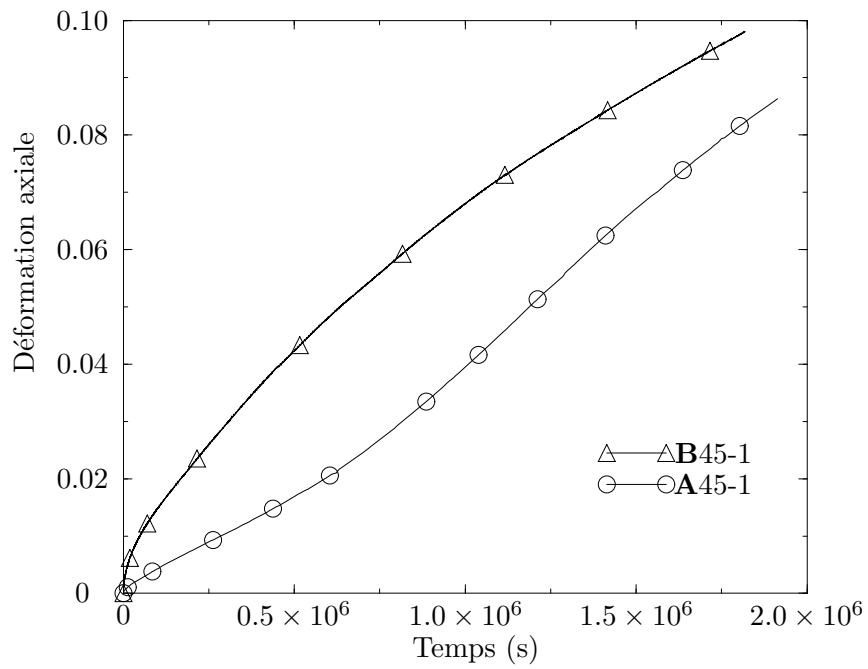
et ceux de Jacka (1984a) (5 % contre 14 %) vient de la différence de dispositif utilisé, et aussi peut-être de l'effet tonneau observé sur nos éprouvettes qui amplifie encore l'effet de l'augmentation de section sur le comportement global.

### 5.3.2 Matrice colonnaire

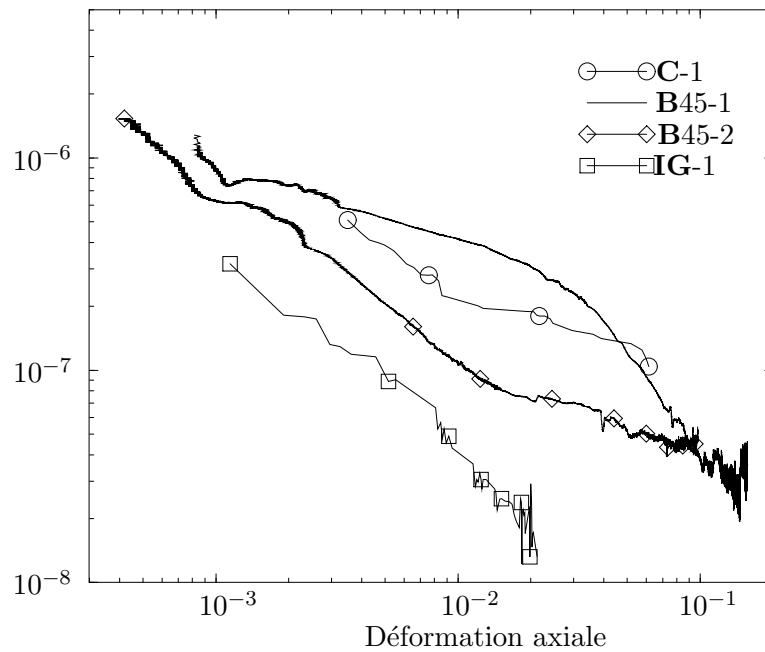
Les courbes de déformation axiale en fonction du temps pour les éprouvettes à matrice colonnaire présentent une allure sensiblement différente de celle des éprouvettes à matrice isotrope (Fig. 5.4) : la vitesse de déformation décroît continuellement au cours de l'essai. On n'observe pas de vitesse minimale de fluage autour de 1 % de déformation comme dans le cas isotrope (Fig. B.15 et 5.5).

Une explication possible à cette décroissance continue est la compétition entre le processus de recristallisation discontinue qui tend à augmenter la vitesse de déformation, et l'augmentation de section de l'éprouvette qui diminue la contrainte et donc diminue la vitesse. Dans ce cas, l'augmentation de section de charge l'emporterait plus rapidement que dans le cas d'une matrice isotrope, ce qui expliquerait l'absence de visibilité du stade de fluage tertiaire. De plus, le nombre de grains dans la section étudiée est sans doute trop faible. Les interactions mises en jeu ne correspondraient pas alors au cas de la glace isotrope.





**Fig. 5.4** : Évolution de la déformation macroscopique en fonction du temps pour une contrainte appliquée de 0.5 MPa : comparaison entre deux essais de géométrie et structure cristallographique proches : **A45-1** possédant une matrice à grains fins et **B45-1** possédant une matrice colonnaire.



**Fig. 5.5** : Évolution de la vitesse de déformation macroscopique en fonction de la déformation macroscopique : cas de la matrice colonnaire.

### 5.3.3 Remarques

Dans le cas d'une matrice isotrope, les courbes d'évolution de la vitesse de déformation en fonction de la déformation (Fig. 5.3) montrent, en général, une faible dépendance du type d'inclusion. Pour une contrainte appliquée de 0.5 MPa, les courbes sont très proches, même pour des orientations de l'inclusion de 45° et de 0° (cission basale maximale ou nulle dans l'inclusion) (Fig. 5.3). Ces constatations sont un peu moins vraies pour les autres valeurs du chargement, mais le nombre d'essais est faible et donc peu représentatif pour en discuter.

Les valeurs obtenues pour la constante de la loi de Glen  $B_3(-10^\circ\text{C})$  diffèrent d'un ordre de grandeur des valeurs de la littérature. L'influence de l'inclusion est mise en évidence par les essais de type **IF**, qui donne une fluidité plus proche des valeurs de la littérature, et montre que les concentrations de contrainte induites par l'inclusion dans la matrice (sous forme de bandes de cisaillement intense à 45° par rapport à la direction de compression) augmentent sa fluidité apparente macroscopique. De plus, plus la taille de l'inclusion est importante par rapport à la largeur de la matrice, plus la différence avec les valeurs de la littérature augmente.

Dans le cas d'une matrice colonnaire, les courbes sont assez dispersées. Le faible nombre de grains dans la largeur de l'éprouvette, la dispersion des tailles des grains, le fait que la structure de la matrice diffère d'un essai à l'autre et la taille importante de l'inclusion, sont sans doute responsables de cette forte variabilité observée.

## 5.4 Observations locales

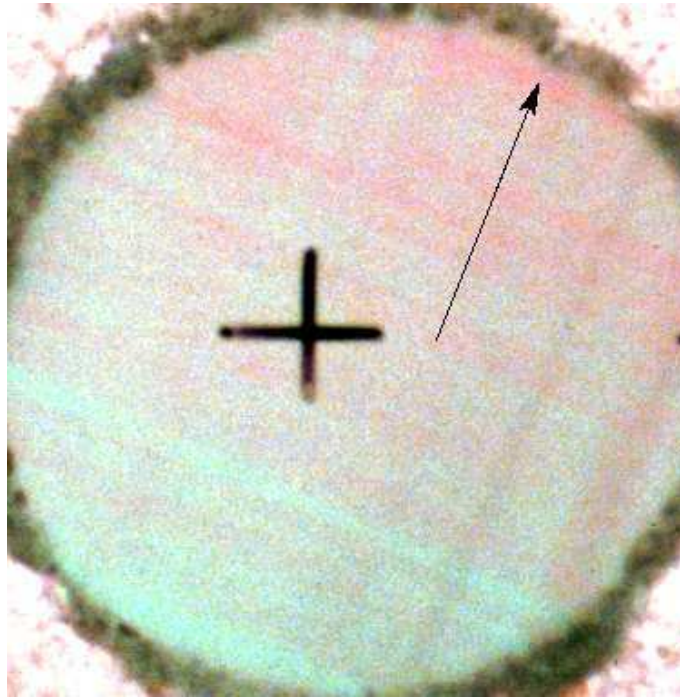
Le détail des conditions d'essais ainsi que quelques séquences photographiques caractéristiques pour chaque type d'essai sont donnés en Annexe B. Dans la suite, ces photos sont référencées par la lettre B.

### 5.4.1 Essais homogènes : type A

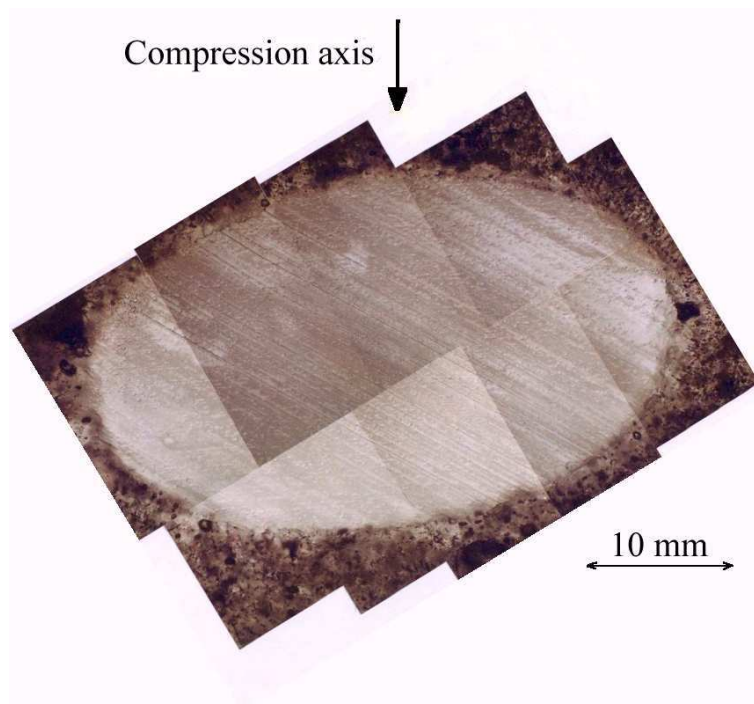
Au début de la déformation, l'observation de l'inclusion entre polariseurs croisés montre à la fois des lignes de glissement basal, et des bandes plus floues perpendiculaires aux premières (Fig. 5.6). Ces lignes et bandes sont mises en évidence par un changement de couleur de l'inclusion entre polariseurs croisés. Les lignes de glissement basal sont fines et bien marquées, alors que les bandes floues ont une largeur d'environ 2 à 5 mm et n'ont pas de frontières nettes. Lorsque la déformation augmente (au delà de 1% environ), ces dernières tendent à disparaître alors que les lignes de glissement basal deviennent de plus en plus marquées. Bien que la majorité s'estompe, une ou deux bandes floues persistent aux extrémités de l'inclusion devenue elliptique, sans toutefois se transformer en bandes de localisation sévère. Tous les essais de type **A** ont présenté ce même comportement.

Les lignes de glissement basal sont relativement bien réparties sur toute la surface de l'éprouvette, avec un espacement entre lignes variant entre 0.1 et 0.7 mm, pour une taille de grains de la matrice comprise entre 0.64 et 1.6 mm. Même pour une déformation supérieure à 50% (cas de l'essai **A45-2**), l'inclusion ne présente pas de système de glissement visible autre que le glissement basal, ni de localisation de la déformation.

Au cours de l'essai, l'inclusion initialement circulaire se transforme en une ellipse, de plus en plus aplatie (Fig. B.5). Le grand axe de l'ellipse tourne dans le même sens que les plans de base, mais avec une vitesse plus faible. Cette forme elliptique correspond à la forme prise par une inclusion circulaire, d'un matériau isotrope ou anisotrope, lorsque le champ de déformation ou de contrainte auquel elle est soumise est homogène. Pour une inclusion viscoplastique isotrope circulaire ou elliptique dans une matrice viscoplastique isotrope, Gilormini (1985) a montré par une méthode aux éléments finis que la forme



**Fig. 5.6** : Inclusion de l'essai A25-2 au début de la déformation. La flèche indique la direction de l'axe *c*. On voit légèrement apparaître les bandes floues perpendiculaires aux plans de base.



**Fig. 5.7** : Aperçu d'une inclusion circulaire dans une matrice isotrope déformée à 8.3 %, échantillon A45-1.

de l'inclusion est très proche d'une ellipse, lorsque l'indice de pseudoplasticité  $m = 1/n$  est suffisamment grand ( $m > 0.25$ ) : l'écart à une ellipse ayant les mêmes diamètres principaux est indiscernable. En outre, ses simulations ont montré que, pour un exposant de la loi puissance égal à 3 ( $m = 1/n = 0.33$ ), la déviation par rapport à la moyenne de la déformation dans l'inclusion ne dépasse pas 3%. Le champ de déformation est donc relativement homogène. De plus, lorsque la forme de l'inclusion devient plus allongée ou plus aplatie, la perturbation en déformation diminue.

La dimension de l'inclusion dans la direction de l'axe  $c$  reste constante au cours de l'essai (aux erreurs de mesure près), ce qui montre que le glissement basal est le principal mécanisme de déformation activé. La forme de l'inclusion déformée, ainsi que la régularité de la distribution des lignes de glissement basal, indiquent qu'il existe une bonne homogénéité de la déformation dans l'inclusion (Fig. 5.7).

## 5.4.2 Essais avec localisation de la déformation : type B à G

### 5.4.2.1 Les phénomènes de localisation observés

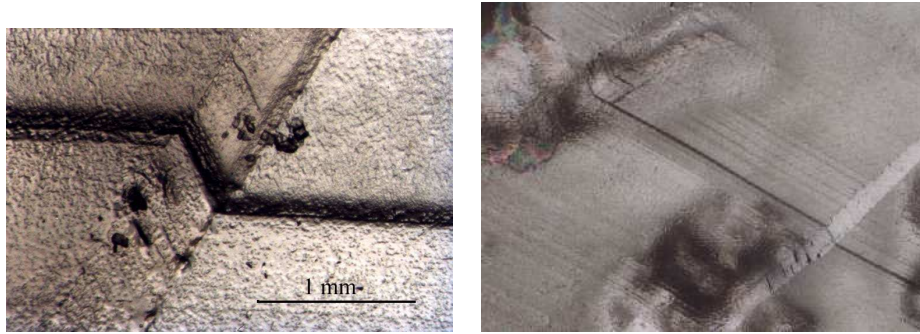
Lors des expériences de type **B** à **G**, la déformation n'est plus homogène dans l'inclusion mono- ou polycristalline (Fig. B.6 à B.10). Au début de la déformation, on observe les mêmes phénomènes que lors des essais de type **A**, à savoir l'apparition simultanée de lignes de glissement basal et de bandes floues perpendiculaires. Cependant, l'hétérogénéité de la déformation augmente au cours de l'essai : les bandes floues apparaissent et/ou disparaissent au cours du temps, certaines donnant lieu à la formation soit d'étroites bandes en genou, soit de bandes de flexion. D'autre part, la répartition des lignes de glissement basal n'est plus régulière, certaines lignes devenant très marquées, et ceci dès le début de la déformation. Ces plans de base (ou groupes de plans de base) fortement activés correspondent systématiquement à un défaut géométrique du joint de grain (discontinuité de la tangente) ou à un point triple du grain.

La déformation dans un grain présente donc rapidement des phénomènes de localisation, qui ont été observés sous différentes formes : bandes en genou, bandes de flexion, éventuellement fissuration.

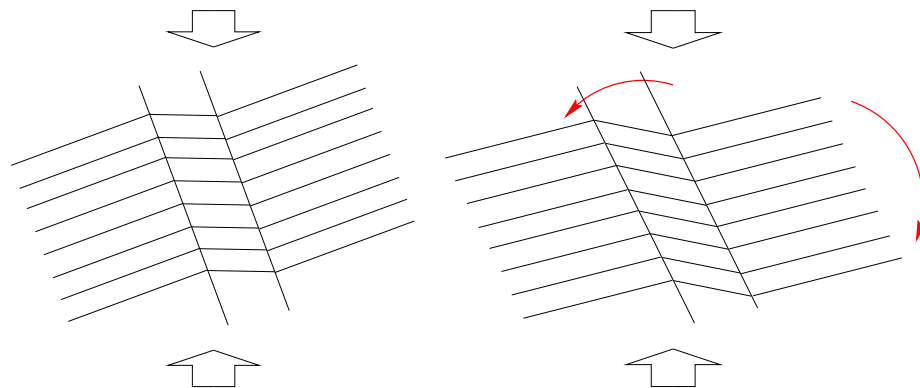
**a) bande en genou** : une bande en genou consiste en une bande de déformation localisée, initiée perpendiculairement aux plans de base, et telle que les orientations des plans de base de part et d'autre de la bande sont initialement identiques (Fig. 5.8 et 5.9). Ainsi, elle est caractérisée par deux frontières parallèles ou quasi-parallèles, délimitant une zone désorientée par rapport aux zones situées de part et d'autre. A l'intérieur de la bande en genou, les plans de base restent parallèles entre eux, et la désorientation avec les zones adjacentes est brutale, c'est-à-dire concentrée au niveau des frontières (sous-joint de grains). Cette désorientation augmente au cours de la déformation, pouvant dépasser  $60^\circ$  (Essais **B45-1** et **C-1**). Des bandes en genou ont été observées sur tous les types d'essais exceptés les types **A** et **IF**.

Les bandes en genou agissent comme des bandes de cisaillement, permettant un degré de liberté supplémentaire pour la déformation du grain. Dans le cas des essais de type **B**, elles permettent une rotation "par morceaux" de l'inclusion : l'inclusion tend à tourner sous l'action du champ de déformation, mais certains grains "durs" de la frontière, qui sont mal orientés pour le glissement basal, l'en empêchent (Fig. 5.10(b)). Pour accommoder l'incompatibilité de déformation entre ces grains, des bandes en genou s'initient au niveau de ces points durs et autorisent la rotation de l'inclusion par morceaux (Fig. B.6(e) et 5.10).

A partir de ces observations sur les essais de type **B**, nous avons essayé de provoquer une bande en genou en plaçant à la frontière de l'inclusion un point "dur" constitué d'un cylindre de PVC (essai **G-1**, Fig. B.11). Une bande floue se forme perpendiculairement aux plans de base à partir de ce point dur au début de la déformation, mais n'évolue pas

(a) Echantillon **B45-1**.(b) Echantillon **B45-2**. La largeur des deux bandes en genou visibles sur la photo est d'environ 0.5 mm.

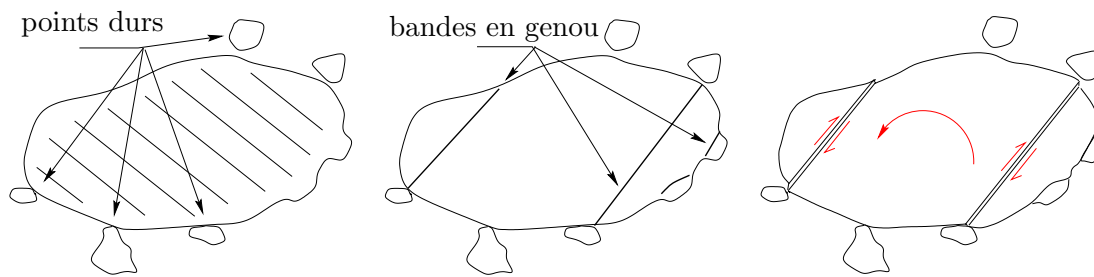
**Fig. 5.8 :** Bandes en genou observées lors des essais de type **B**. Les lignes sombres qui sont coudées dans les bandes en genou sont des lignes de glissement basal.



(a) Bande en genou peu après sa formation.

(b) Rotation des plans de base et de la bande en genou en sens opposé.

**Fig. 5.9:** Evolution d'une bande en genou au cours de la déformation.

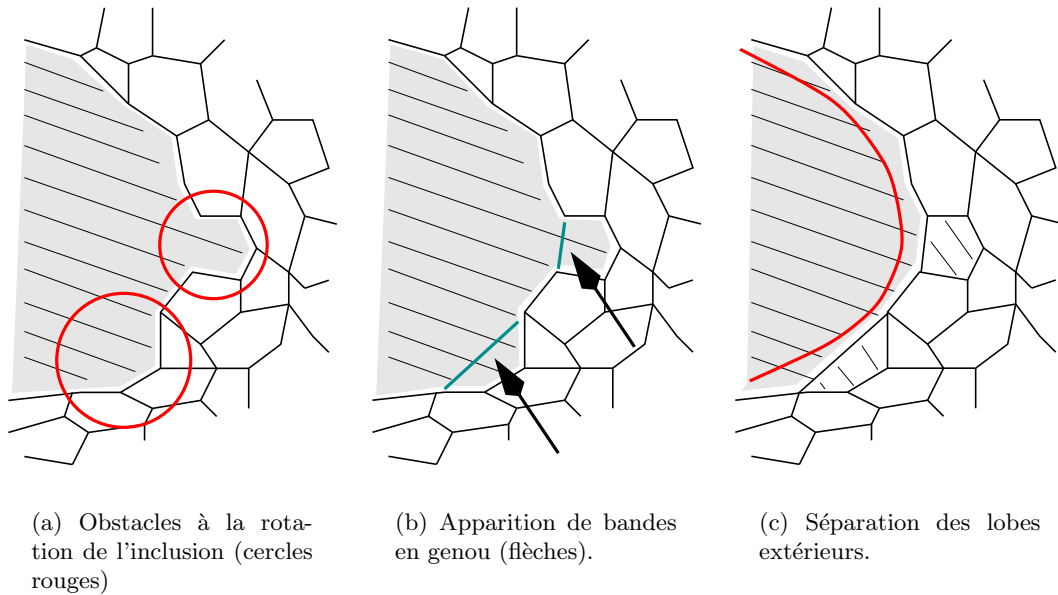


(a) Inclusion entourée des points durs (grains mal orientés pour le glissement basal).

(b) Apparition de bandes en genou dues au blocage de la rotation de l'inclusion par les points durs.

(c) Rotation "par morceaux" de l'inclusion permise par les bandes en genou.

**Fig. 5.10:** Rôle des bandes en genou pour la rotation de l'inclusion de l'essai **B45-1**.



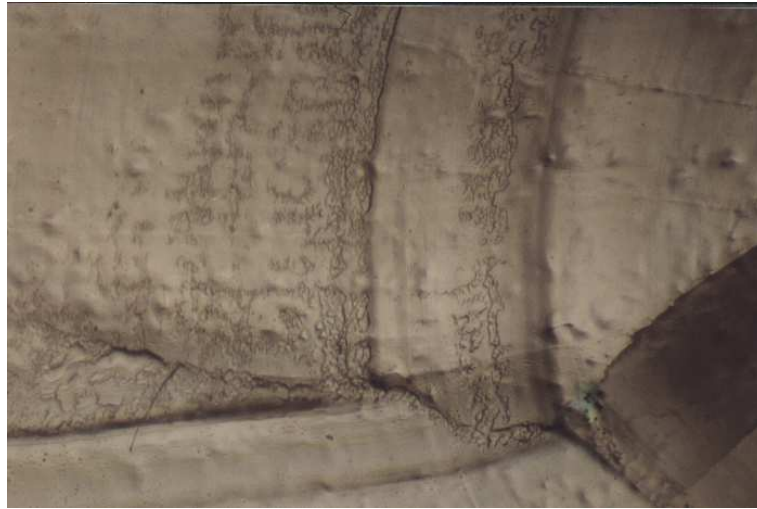
**Fig. 5.11** : Apparition d'une bande en genou agissant comme un joint de grain, permettant de lisser la frontière de l'inclusion. Echantillon **B45-1**.

ensuite. Cette différence de comportement vient vraisemblablement de la différence de conditions d'interface entre la glace et le PVC et entre deux grains de glace. Le PVC ne colle sans doute pas suffisamment à l'inclusion, peut-être même apparaît-il du glissement à l'interface, ce qui n'existe pas dans le cas d'un joint entre deux grains de glace. Les concentrations de contrainte générées par le cylindre de PVC ne sont pas suffisantes pour déclencher une bande en genou.

Au cours des essais, les bandes en genou tournent dans le sens opposé à la rotation des plans de base : elles ne leur restent donc pas perpendiculaires (Fig. 5.9). Dans le cas où les plans de base sont initialement à  $45^\circ$  de la direction de chargement (essais **B45-1** et **B45-2**), leurs vitesses de rotation sont opposées et on observe qu'une bonne symétrie entre les plans de base et les bandes en genou par rapport à l'axe de compression est conservée au cours de l'essai. Lors de la rotation de la bande en genou, le degré de liberté supplémentaire perd de son efficacité, et on peut voir alors apparaître un deuxième réseau de bandes en genou, initiées à nouveau perpendiculairement à la nouvelle orientation des plans de base, qui facilite ainsi la déformation de l'inclusion, ce que ne permettent plus les premières bandes en genou (fig B.9(f)).

Une bande en genou peut agir comme un véritable joint de grains, les zones de part et d'autre évoluant alors indépendamment. Ainsi, l'inclusion de l'essai **B45-1** se sépare des "appendices" (Fig. 5.11(a) et Fig. B.6(a)) qui limitaient sa rotation grâce à l'apparition de bandes en genou entre le corps de l'inclusion et ceux-ci (Fig. 5.11(b) et Fig. B.6(c)) : l'inclusion tend vers une forme elliptique facilitant sa rotation dans la matrice (Fig. 5.11(c) et Fig. B.6(f)).

**b) bande de flexion** : une bande de flexion se présente sous la forme d'une désorientation progressive du réseau cristallographique (et donc des lignes de glissement basal) d'un grain. La largeur de la zone de flexion peut varier de moins d'un millimètre à tout le grain (Fig 5.12). Lorsque l'amplitude de la flexion augmente, il y a apparition de lignes perpendiculaires aux lignes de glissement, sans doute des sous-joints de polygonisation. Des bandes de flexion marquées ont été observées particulièrement sur les essais de type **B**, **C**, **D** et **F**, mais des désorientations plus faibles ont pu être détectées sur les essais



**Fig. 5.12** : Flexion de réseau au voisinage d'un joint de grain, dans l'échantillon C-1. Les deux plans de base fortement activés et fléchis, dans le grain supérieur, correspondent à deux plans de base fortement activés dans le grain inférieur gauche.

de type **E**.

**a) fissuration** : ce processus d'accommodation de la déformation a été observé seulement à deux reprises, puisque la contrainte appliquée était choisie pour le limiter : dans l'inclusion de l'essai **B45-1**, perpendiculairement aux plans de base, au niveau d'un grain de la matrice mal orienté pour se déformer ; dans l'essai **C-2**, avec une fissure de clivage traversant plusieurs sous-joints d'une zone du cluster fortement perturbée (Fig. 5.13).

#### 5.4.2.2 Evolution de la localisation

Au fur et à mesure que la déformation augmente, la désorientation dans une bande en genou augmente, ses frontières deviennent des sous-joints, puis des joints de grains. De plus, la désorientation des zones en flexion se concentre finalement suivant quelques plans perpendiculaires aux plans de base, devenant ainsi d'autres joints de grains. Ces phénomènes de localisation, exceptée la fissuration, conduisent donc, lorsque la déformation est suffisante, à la polygonisation du grain où ils apparaissent : le grain est scindé en plusieurs parties massives, d'orientations différentes, séparées par de minces grains lamellaires ou par un joint de grains de flexion (Fig. 5.14). Cette polygonisation, lorsqu'elle est intense, peut ainsi transformer un grain en un ensemble de grains lamellaires fortement désorientés entre eux. Sur la figure 5.15 présentant une zone soumise à un fort cisaillement, des bandes de localisation sont apparues au sein même des bandes de localisation précédemment créées, conduisant à une perturbation extrême du réseau cristallographique sur quelques  $\text{mm}^2$ .

#### 5.4.3 Recristallisation

Au cours de tous nos essais, nous avons observé un phénomène de recristallisation discontinue, avec la germination de nouveaux grains et la migration rapide des joints de grains. Cette recristallisation apparaît d'autant plus rapidement que la taille des grains est faible. Ainsi, on l'observe tout d'abord dans la matrice isotrope, puis au niveau de la frontière extérieure des grains de la couronne dans les essais de type **D**, et finalement rarement au niveau de la frontière de l'inclusion principale.

Lorsque la matrice est constituée de petits grains aléatoirement orientés, une lame



**Fig. 5.13:** *Fissure de clivage, échantillon C-2.*

mince de l'éprouvette en fin d'essai montre des grains dont le diamètre moyen a considérablement augmenté, valant par exemple trois à dix fois le diamètre initial pour une déformation macroscopique de 12.5% (Fig. 5.14). De même, les grains de la couronne des essais de type **D**, suivant leur orientation, vont plus ou moins recristalliser, certains ayant même complètement disparu lors de l'élaboration de la lame mince (Fig. 5.14, grain en haut à gauche). La recristallisation discontinue de l'inclusion principale (essais de type **A**, **D**, **E** et **G**) a été observée très superficiellement, dans la zone très proche de la frontière inclusion–matrice.

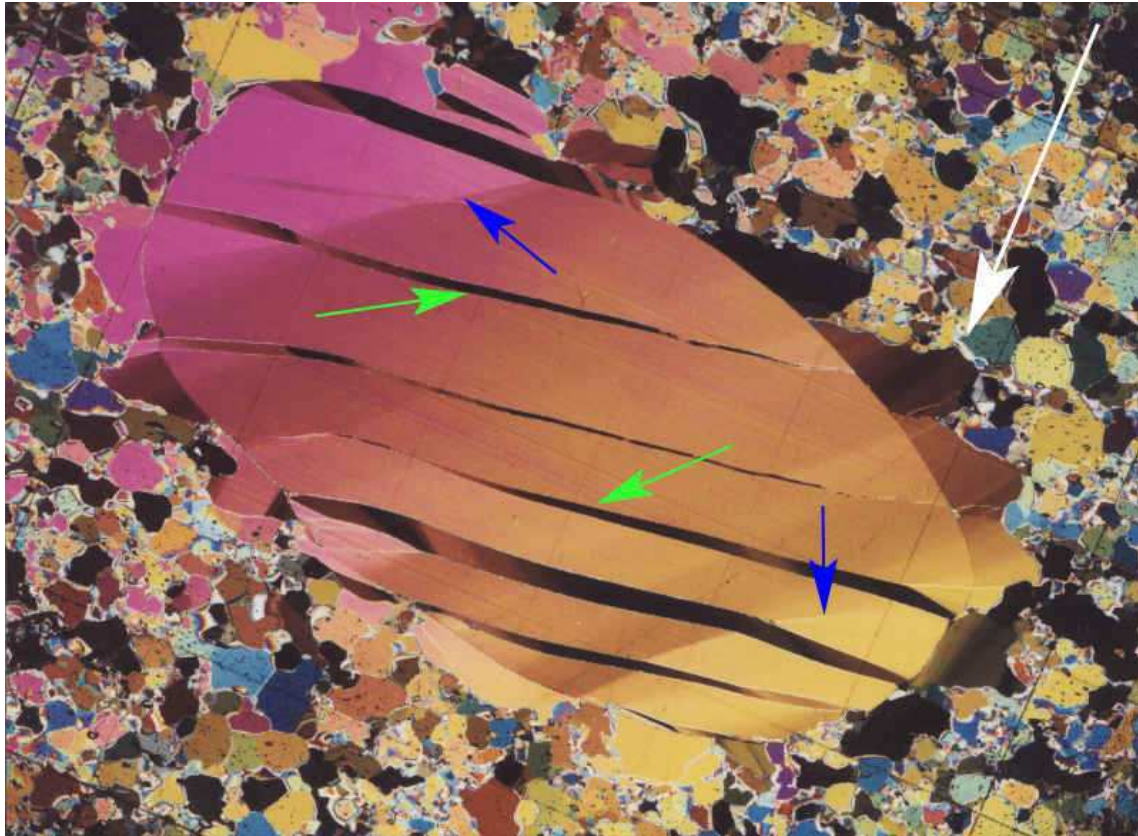
Cependant, on a pu mettre en évidence la recristallisation statique de l'inclusion pour l'essai **A45-1** : après le déchargement, l'éprouvette a été maintenue à  $-10^{\circ}\text{C}$  pendant 15 jours, et de nouveaux grains se sont développés au niveau des extrémités étroites de l'inclusion elliptique (Fig. 5.16). Cette croissance a eu lieu partiellement dans l'inclusion, et les orientations cristallographiques des nouveaux grains semblaient être symétriques par rapport à la direction des plans de base de l'inclusion, à  $22\pm 2^{\circ}$  et  $-22\pm 2^{\circ}$ . La croissance de ces nouveaux grains, qui est une conséquence des conditions locales d'interaction entre l'inclusion et les grains de la matrice, n'était pas uniforme dans l'épaisseur de l'éprouvette, sûrement en raison du grand nombre de grains de la matrice (5 à 12 grains) en contact avec l'inclusion suivant son épaisseur.

#### 5.4.4 Les origines de la localisation

Nous nous intéressons ici aux facteurs déclenchant la localisation de la déformation sous forme de bandes en genou, de flexion de réseau ou de localisation basale.

La localisation s'initie toujours au joint de grain, en particulier aux niveaux des points triples. Ainsi, on observe, sur les essais **D-1** et **D-2**, que la localisation se déclenche systématiquement au niveau d'un point triple inclusion–grain de la couronne (fig. 5.14). Lors des essais de type **C**, les bandes de localisation, mais aussi les plans de base fortement





**Fig. 5.14** : *Lame mince de l'échantillon D-1 après 12.5 % de déformation. Les bandes sombres allongées sont des bandes en genou (flèches grises), possédant une désorientation moyenne par rapport aux zones adjacentes d'environ  $50^\circ$ . Les zones comprises entre ces bandes en genou présentent une désorientation de flexion aux extrémités, de l'ordre de  $15^\circ$  à  $25^\circ$  (les flèches noires indiquent les sous-joints de flexion). Le pas de la grille de la photo vaut 1 cm, la direction de chargement est indiquée par la flèche blanche.*



**Fig. 5.15** : *Zone fortement localisée, polygonisation sous forme de grains lamellaires, échantillon C-2 déformé à 6.7%.*



**Fig. 5.16** : Recristallisation statique à la frontière inclusion (à gauche) - matrice, échantillon A45-1.

activés, correspondent aux points triples du cluster ou à un défaut géométrique des joints de grains (Fig. 5.17). Les mêmes constatations sont faites sur les essais de type **B**, **E** et **F**.

Lors d'un essai sur un bicristal avec un joint de grains très régulier (essai **F**-1), les deux grains ayant une désorientation maximale (un bien orienté et le second mal orienté pour le glissement basal), on n'observe aucune localisation le long du joint de grains jusqu'à une déformation macroscopique très importante (Fig. B.10). Le grain mal orienté polygonise à partir d'un des points triples (indiqué par une flèche sur la Figure B.10(d)), se scindant en deux grains avec une frontière perpendiculaire à ses plans de base. Au delà de 10 % de déformation, on observe une bande de localisation qui se développe dans le grain mal orienté, initiée à partir du milieu du joint de grains (Fig. B.10(f)). Cette bande se transmet ensuite à l'autre grain sous forme d'un sous-joint de polygonisation (de flexion). L'origine de cette bande est peut-être la recristallisation que l'on observe au niveau du joint de grains : en effet, les deux demi-cristaux sont collés l'un contre l'autre à l'aide d'eau pure à 0°. Il existe donc un film de glace entre les deux grains. La très forte désorientation entre les deux grains et les incompatibilités de déformation qui en découlent provoquent sans doute une très forte sollicitation de ce joint solide qui conduit à sa recristallisation. Les grains recristallisés du joint seraient alors responsables de nouvelles incompatibilités de déformation dans le multicristal, provoquant la localisation dans le grain mal orienté pour se déformer.

Ces observations montrent que la localisation ne s'initie que lorsqu'il y a une concentration de contrainte suffisante :

- si le joint de grain est plan, la contrainte est homogène le long du grain (les incompatibilités de déformation sont identiques le long du joint, excepté à ses extrémités), et il faut vraisemblablement l'apparition d'un autre phénomène d'accommodation ou une forte déformation qui fléchisse le joint pour perturber le champ de contrainte, et donc initier la localisation (essai de type **F**) ;
- si le nombre de grains adjacents au grain considéré est très élevé (comme dans les essais de type **A**), les concentrations de contrainte aux points triples vont être

réparties et faibles (par rapport à un essai de type **B** ou **D**). On n’observe alors pas de localisation sévère, quelques bandes floues, perpendiculaires aux plans de base, apparaissent mais s’estompent rapidement, sans doute sous l’effet de la recristallisation des petits grains de la frontière qui modifie les conditions d’incompatibilité ;

- entre ces deux extrêmes, les concentrations de contrainte aux points triples ou aux défauts géométriques sont suffisantes pour initier une localisation sévère et irréversible.

Picu (1997), Picu et Gupta (1997) et Li *et al.* (2000) se sont intéressés aux distributions de contraintes autour de points triples dans différents matériaux. En particulier, Picu (1997) a déterminé théoriquement les concentrations de contrainte autour d’un point triple dans une glace colonnaire. Li *et al.* (2000) ont étudié par éléments finis et par un modèle de dislocations un point triple d’un tricristal de cuivre. Les conclusions de ces études montrent des concentrations de contrainte au point triple, pouvant atteindre 160 % dans le cas du cuivre (en compression perpendiculairement au joint triple). Cette étude, effectuée dans le domaine élastique, montre l’importance du rôle de l’anisotropie élastique sur le champ de contrainte autour du joint. Or cette anisotropie élastique est relativement faible (de l’ordre de 10 % pour la glace), et on peut donc légitimement supposer que les concentrations de contrainte aux points triples, dans le domaine viscoplastique, du fait de la forte anisotropie viscoplastique du grain de glace, sont beaucoup plus élevées que dans le cas élastique.

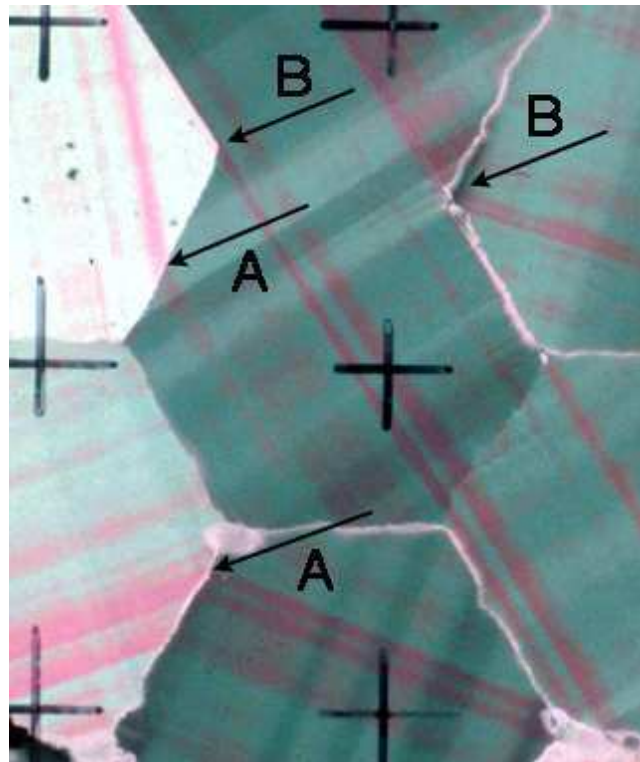
L’écartement des plans de glissement, visibles sous forme de lignes de glissement à la surface de l’inclusion sur les essais **A**, est sans doute lié aux concentrations de contrainte aux points triples de la frontière inclusion–matrice au début de la déformation, et donc à la taille des grains de la matrice (0.1 à 0.7 mm d’écartement entre les lignes pour 0.64 à 1.6 mm de diamètre pour les grains).

Lors des essais avec localisation, en particulier **C** et **D**, on a pu observer la correspondance de plans de glissement fortement activés entre deux grains. Nous n’avons pas été en mesure de déterminer si il s’agissait de transmission du glissement d’un grain à l’autre au travers du plan de joint, la localisation basale étant initiée dans un des grains à l’extrémité des plans fortement activés la plus éloignée du joint, ou si un défaut géométrique du joint avait provoqué ce glissement intense simultanément dans les deux grains voisins (Fig. 5.17).

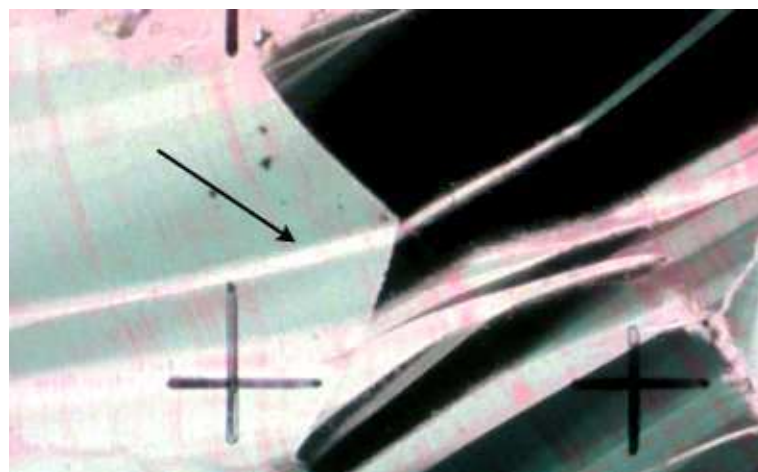
La localisation de la déformation sous forme de bande en genou semble aussi pouvoir se transmettre d’un grain à son voisin (Fig. 5.18). La localisation étant plus sévère que dans le cas du glissement basal, la modification de la géométrie du joint de grain par cisaillement semble pouvoir transmettre la localisation au grain voisin. Ensuite, l’augmentation de la désorientation dans la bande de localisation, dans un des grains, produirait simultanément l’augmentation de la désorientation dans la bande initiée dans l’autre grain, en respectant les conditions géométriques (et l’incompressibilité) (Fig. 5.19).

La localisation de la déformation est donc contrôlée par les concentrations de contrainte d’origine cristallographique (incompatibilités de déformation entre grains, aux points triples par exemple) ou géométrique (discontinuité de la tangente au joint de grains). Un joint de grains plan ne semble pas être en mesure de générer seul une quelconque localisation de la déformation : les contraintes résultant des incompatibilités de déformation sont a priori constantes le long du joint. Cependant, il est nécessaire de considérer tout l’environnement du grain, la localisation pouvant être déclenchée en un point quelconque et se propager jusqu’au joint plan. La transmission de la localisation d’un grain à l’autre peut alors avoir lieu.

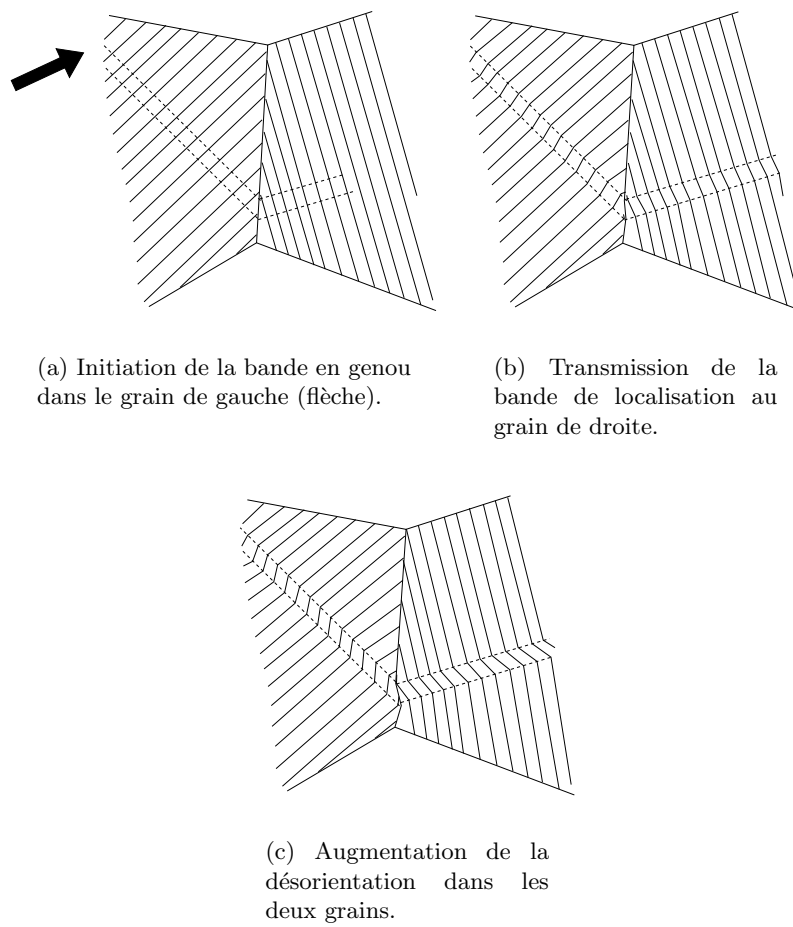
Une des difficultés de l’interprétation des observations, pour déterminer l’origine de la localisation, vient du fait que les photographies in-situ donnent un aperçu discret de



**Fig. 5.17** : Localisation du glissement basal, échantillon C-1. Les lignes sombres correspondent aux plans de glissement basal fortement activés. Les flèches A pointent les joints de grains où il semble y avoir transmission du glissement d'un grain à l'autre, les flèches B des points triples initiant la localisation du glissement basal dans les grains voisins.



**Fig. 5.18** : Bandes en genou se correspondant dans deux grains voisins (flèche), échantillon C-1.



**Fig. 5.19** : *Transmission de la localisation de la déformation sous forme de bande en genou d'un grain à un autre.*

l'évolution des éprouvettes. Il est donc délicat de déterminer sur ces photographies le moment où une bande en genou (ou tout autre mécanisme de localisation) commence à se développer, et surtout à partir de quel endroit elle se développe : est-ce qu'elle s'initie immédiatement dans tout le grain, ou est-ce qu'elle débute en un point, puis se propage à travers le grain ? Ces phénomènes étant vraisemblablement assez rapides, nous n'avons pas pu observer de développement d'une bande de localisation à travers un grain à partir d'une source. La seconde difficulté vient du caractère progressif des désorientations, que ce soit pour une bande en genou ou une bande de flexion : on ne sait pas à partir de quelle désorientation on peut déclarer sans ambiguïté avoir affaire à une bande de localisation sévère ou à autre chose. Les faibles désorientations locales sont difficiles à mettre en évidence in-situ.

## 5.5 Observations en diffraction X

Nous avons analysé trois échantillons à l'aide de la méthode décrite au paragraphe 4.8 du Chapitre 4 :

**AND1** : monocristal fabriqué en laboratoire, non déformé ;

**AD2** : échantillon extrait de l'inclusion de l'essai **A25-3**, fortement déformé (rapport d'aspect final de l'inclusion supérieur à 2, déformation macroscopique finale de 20 %) ;

**AD3** : échantillon extrait de l'inclusion de l'essai **A45-2**, également fortement déformé.

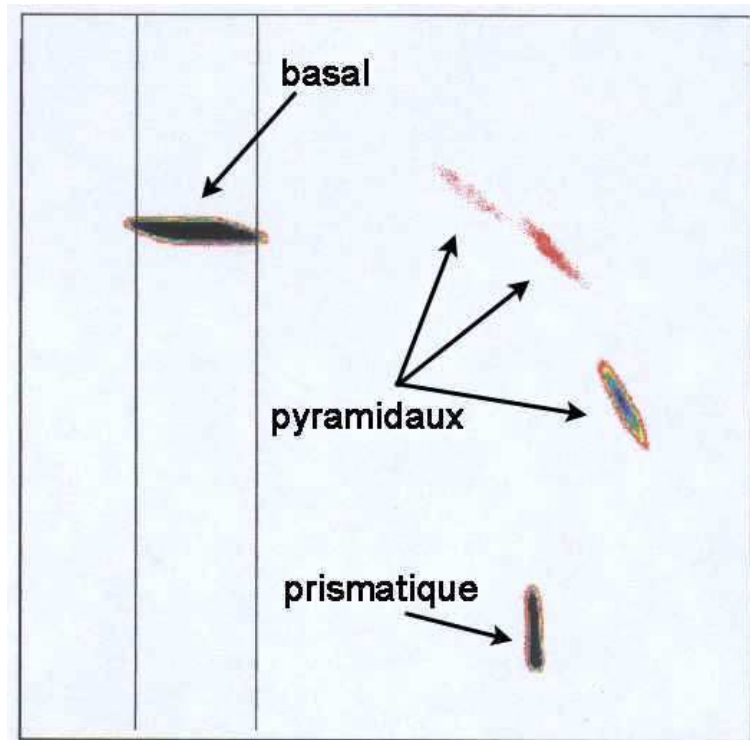
Le but de ces analyses était de caractériser la qualité des monocristaux fabriqués en laboratoire, et d'observer la distortion de réseau dans une inclusion fortement déformée par glissement basal. Les lignes verticales sur les Figures 5.20 à 5.22 indiquent la zone sur laquelle est mesurée la désorientation. Pour toutes les mesures, la tension du faisceau était de 350 kV, le temps d'exposition de 1 s.

### 5.5.1 Qualité des monocristaux fabriqués en laboratoire

Nous avons analysé la mosaïcité d'un monocristal obtenu par la méthode décrite au paragraphe 4.4.1. Le diagramme de diffraction (Fig. 5.20) montre une distortion du plan de base de deux minutes d'angle pour une épaisseur de 10 mm, et d'une minute pour 10 mm pour le plan prismatique, avec une précision de  $\pm 1$  minute. La distortion cristallographique est donc de l'ordre de la précision instrumentale. La distortion du plan de base correspond à un rayon de courbure moyen  $R$  de 17 m, et donc à une densité de dislocations géométriquement nécessaires  $\rho = 1/(Rb)$  (Weertman et Weertman, 1970) de  $1.3 \times 10^8 \text{ m}^{-2}$ , ce qui est particulièrement faible. Les monocristaux fabriqués en laboratoire sont donc de très bonne qualité.

### 5.5.2 Distortion des échantillons déformés

La question était de savoir si, en plus du glissement basal observé, les inclusions des essais de type **A** ne subissaient pas de flexion de réseau invisible à l'oeil nu lors de la déformation. Nous avons donc prélevé des parallélépipèdes rectangles de 1 cm environ de côté dans les inclusion d'éprouvettes fortement déformées stockées depuis plusieurs mois à  $-30^\circ$ . L'échantillon **AD2** (Fig. 5.21) présente une distortion de réseau de l'ordre de 4 minutes pour le plan basal et 8 minutes pour le plan prismatique, toujours sur une épaisseur de l'ordre de 10 mm. Ceci est extrêmement faible et montre que le glissement basal est vraiment prépondérant et que la flexion est quasiment absente dans l'inclusion de l'essai **A25-3**. L'échantillon **AD3** (Fig. 5.22) est davantage distordu. Il présente



**Fig. 5.20** : Taches de diffraction des plans cristallographiques de l'échantillon **AND1**. L'axe *c* du cristal était vertical sur le porte-échantillon, donc vertical sur la figure.

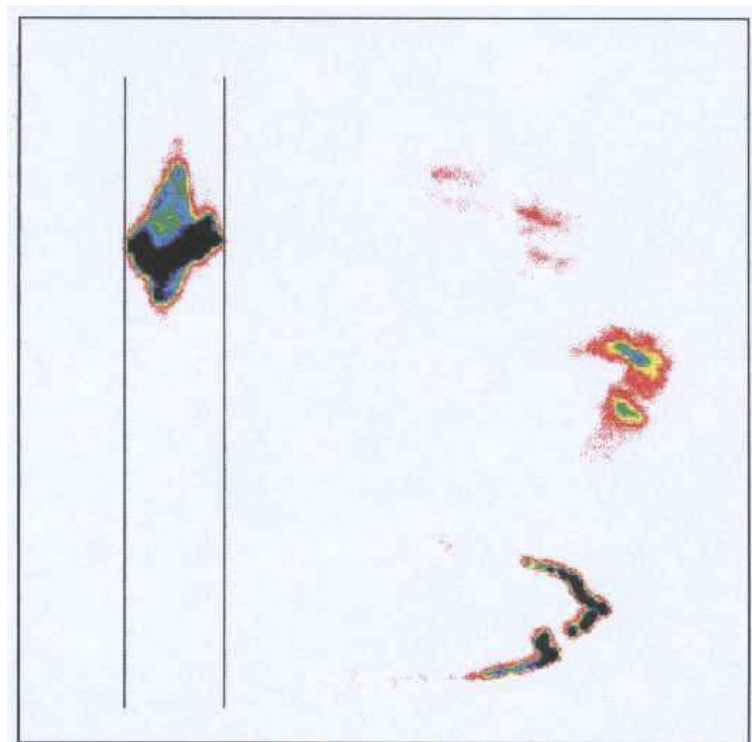
en particulier une rotation de réseau dans le plan de base d'environ 35 minutes pour 12 mm d'épaisseur. La désorientation moyenne correspondante d'une extrémité à l'autre de l'inclusion serait donc de l'ordre de 1.5 à 2.5°, ce qui reste faible.

Ces analyses ont montré la grande qualité des monocristaux utilisés pour réaliser nos expériences. Elles ont aussi permis de mettre en évidence la faible distortion de réseau des inclusions des essais de type **A**, et donc l'absence de localisation de la déformation (exceptée la forte activation des plans de base).

## 5.6 Conclusion

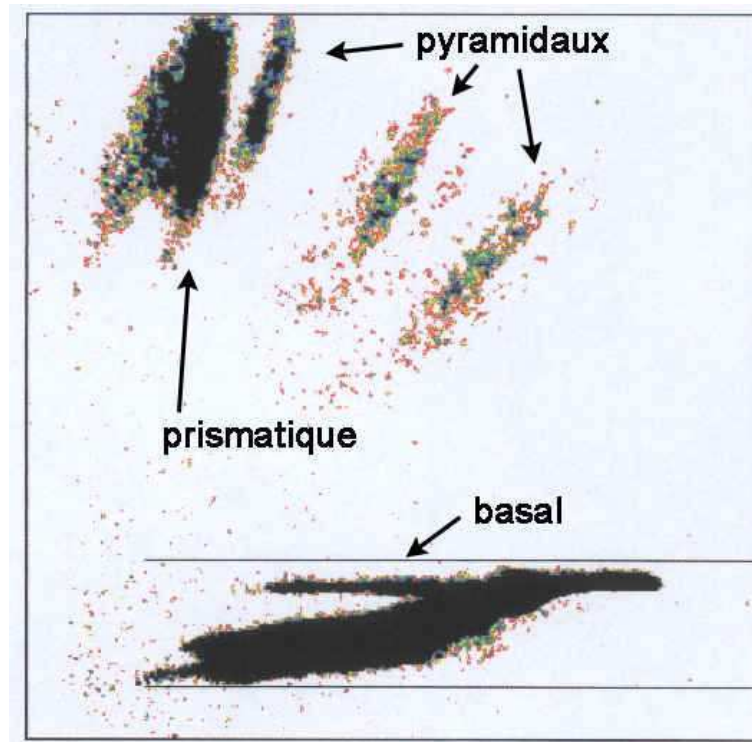
Les essais de type **A** ont montré qu'il était possible d'obtenir des champs de contrainte et de déformation homogènes dans un monocristal déformé "hors-axes". Les analyses en diffraction ont permis de confirmer cette bonne homogénéité. Les résultats de ces essais seront donc utilisés pour déterminer les paramètres du modèle de grain (cf. Chapitre 7).

Nos expériences ont permis de mettre en évidence les facteurs responsables de l'apparition de la localisation de la déformation, sous forme de bandes de flexion, de bandes en genou, ou de recristallisation. Il s'agit dans tous les cas de concentrations de contrainte dues aux incompatibilités de déformation intergranulaires. Les bandes de localisation s'initient principalement aux points triples. Nous avons aussi observé l'apparition de localisation en relation avec un défaut de géométrie d'un joint de grain (joint non plan du cluster **C-1**, Fig. 5.17). Dans le cas d'un joint plan, même pour des orientations des deux grains adjacents extrêmes (un grain bien orienté et le second mal orienté pour le glissement basal), la localisation n'apparaît pas le long du joint, mais toujours au niveau des points triples. La valeur de la désorientation entre grains ne semble pas jouer un grand rôle : en raison sans doute de la très forte anisotropie viscoplastique du mono-



**Fig. 5.21** : Taches de diffraction des plans cristallographiques de l'échantillon **AD2** (éprouvette **A25-3**). L'axe *c* du cristal était vertical sur le porte-échantillon, donc vertical sur la figure. Les taches des plans diffractés sont dans les mêmes positions que sur la figure 5.20.





**Fig. 5.22 :** Taches de diffraction des plans cristallographiques de l'échantillon **AD3** (éprouvette **A45-2**). L'axe *c* du cristal était horizontal sur le porte-échantillon, donc horizontal sur la figure.

cristal, des concentrations de contrainte importantes sont générées aux points triples dès qu'une désorientation, même faible, existe entre au moins deux des trois grains voisins.

L'analyse des résultats expérimentaux, en particulier la compréhension des phénomènes de localisation en liaison avec la dynamique des dislocations, est effectuée dans le Chapitre 8.

## Chapitre 6

# Modèle pour le Grain et Simulations Numériques

### 6.1 Introduction

Nous allons présenter, dans ce chapitre, les modèles qui ont été utilisés dans les simulations numériques de nos expériences. Nous commencerons par la formulation de la loi de comportement de la glace de la matrice isotrope. Nous détaillerons ensuite la loi orthotrope de révolution utilisée pour décrire le comportement du monocristal de glace dans les cas linéaire et non-linéaire. Les simulations numériques de l'évolution de la déformation du multicristal de glace ont été effectuées en utilisant la méthode des éléments finis. La rotation de réseau et l'écrasement de l'éprouvette au cours de l'essai sont représentés par l'évolution des orientations cristallographiques et celle de la géométrie du maillage. La méthode utilisée ainsi que l'algorithme d'évolution des paramètres du maillage seront donc présentés.

### 6.2 Modèle pour la glace isotrope

Le modèle utilisé pour décrire le comportement de la glace isotrope est une simple adaptation de la loi de Norton-Hoff/Glen (Eq. 2.4). Cette loi peut être réécrite sous la forme d'une loi de type visqueux, reliant le déviateur des contraintes  $\mathbf{s}$  au tenseur des vitesses de déformation  $\mathbf{d}$ , mieux adaptée à une résolution numérique :

$$(6.1) \quad s_{ij} = 2\eta^* d_{ij},$$

où  $\eta^*$  est une viscosité apparente définie par :

$$(6.2) \quad \eta^* = B_n^{-1/n} \dot{\gamma}^{1/n-1} = B_n^{-1} \tau^{1-n},$$

et  $\dot{\gamma}$  est le taux de cisaillement effectif et  $\tau$  la cission effective, définis par

$$(6.3) \quad \dot{\gamma}^2 = 2d_{ij}d_{ij},$$

$$(6.4) \quad \tau^2 = 1/2s_{ij}s_{ij}.$$

Ces invariants sont reliés par la relation de Glen

$$(6.5) \quad \dot{\gamma} = B_n \tau^n.$$

Etant donné le niveau des contraintes dans nos expériences, et d'après les données de Duval *et al.* (1983), la valeur de  $n$  pour les simulations non-linéaires sera prise égale à 3.

### 6.3 Modèle continu pour le grain

Dans le modèle viscoplastique que nous utilisons, le monocristal de glace est considéré comme un matériau incompressible, orthotrope de révolution (l'axe de symétrie étant l'axe  $c$  du cristal) possédant une faible résistance au cisaillement parallèlement à son plan isotrope (Meyssonier et Philip, 1996, 1999). Cette simplification du comportement réel du cristal est justifiée par les expériences sur monocristaux de glace (cf. Ch. 1) ainsi que par les travaux de Kamb (1961), qui a montré théoriquement que la direction de glissement dans le plan de base est très proche de la direction de la cission résolue pour des exposants de la loi de Glen compris entre 1 et 4 (déviations maximales de l'ordre de  $3^\circ$  pour  $1 < n < 4$ , déviation nulle pour  $n=1$  ou  $3$ ), et que par suite le plan de base peut être considéré comme isotrope. Le comportement du grain dans un polycristal diffère sensiblement du comportement d'un monocristal isolé : en effet, les expériences ont montré qu'un polycristal soumis à une contrainte déviatoire efficace de l'ordre de 1 MPa obéit à une loi puissance d'exposant 3, alors que le monocristal isolé dans les mêmes conditions se contente d'un exposant de 2 (Duval *et al.*, 1983). Ce changement de comportement pourrait être expliqué par la résistance des systèmes de glissement autres que basal : si on considère que l'exposant pour la déformation non-basale des monocristaux vaut 3 (Duval *et al.*, 1983) et que la résistance de ces systèmes de glissement est très grande par rapport à celle du système basal (de l'ordre de quatre ordres de grandeur toujours selon Duval *et al.* (1983)), une approche auto-cohérente montre que le comportement du polycristal va être conditionné par les systèmes de glissement les plus durs et donc que l'exposant de la loi puissance du polycristal sera proche de 3 (Bornert *et al.*, 2000). Cependant, il faut émettre des réserves puisque les essais de déformation de monocristaux hors du plan de base n'ont jamais montré l'existence d'un glissement macroscopique sur un autre système que le système basal. De plus, les observations réalisées sur des multicristaux n'ont pas montré d'activation d'autres systèmes de glissement induite par les incompatibilités de déformation aux joints de grains. On peut donc considérer que le modèle phénoménologique de grain choisi est acceptable, dans la mesure où il rend compte du caractère essentiel du comportement du grain, c'est-à-dire son extrême anisotropie.

Nous appellerons dans la suite le repère global lié au laboratoire  $\{R\}$  et le repère local lié au grain  $\{R^g\}$ . L'axe  $\mathbf{e}_y^g$  du repère local est confondu avec l'axe  $c$  de symétrie hexagonale, et les vecteurs  $\mathbf{e}_x^g$  et  $\mathbf{e}_z^g$  définissent le plan isotrope du grain. L'orientation du grain par rapport au repère global, en deux dimensions, est donc caractérisée par l'angle  $\psi$  défini sur la Figure 6.1.

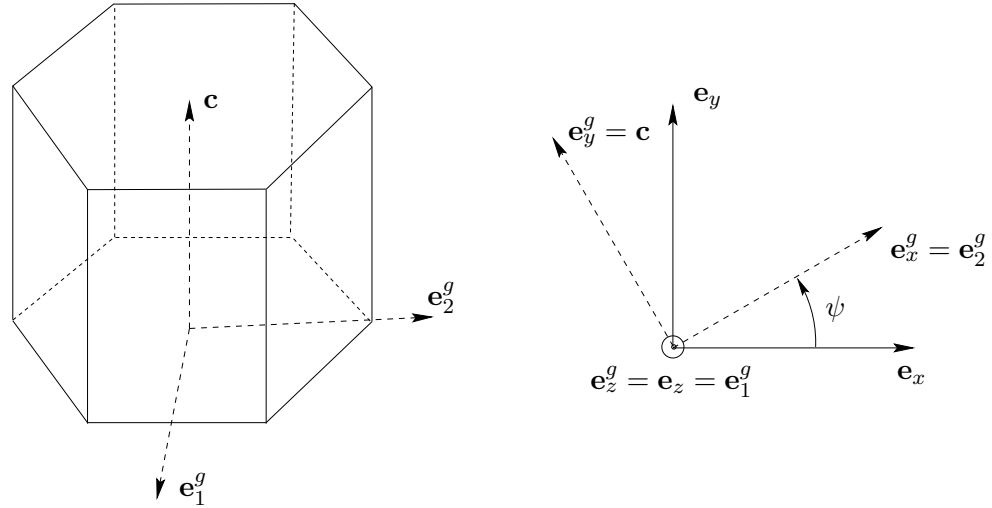
#### 6.3.1 Formulation linéaire

Le modèle a d'abord été exprimé dans le cas linéaire (comportement newtonien du grain) par Meyssonier et Philip (1996). Dans le repère local  $\{R^g\}$  (Fig. 6.1), la loi de comportement newtonienne orthotrope de révolution, reliant le déviateur des contraintes  $\mathbf{s}$  et le tenseur des vitesses de déformation  $\mathbf{d}$ , s'écrit sous la forme :

$$(6.6) \quad \begin{aligned} s_{11} - s_{22} &= 2\eta_{12}(d_{11} - d_{22}) , & s_{33} &= 2\eta_{12} \frac{4\alpha - 1}{3} d_{33} , \\ s_{23} &= 2\eta_{12}\beta d_{23} , & s_{31} &= 2\eta_{12}\beta d_{31} , & s_{12} &= 2\eta_{12}d_{12} , \end{aligned}$$

où  $\eta_{12}$  est la viscosité en cisaillement dans le plan de base,  $\beta\eta_{12}$  la viscosité en cisaillement parallèlement au plan de base, et  $\alpha$  le rapport entre la viscosité axiale suivant l'axe  $c$  et la viscosité axiale dans le plan de base. La viscosité axiale dans une direction donnée est définie par la viscosité apparente pour une compression uniaxiale dans cette direction : *e.g.* si on considère un monocristal de glace soumis à une compression uniaxiale suivant l'axe  $c$  (axe  $\mathbf{e}_3^g$ ), la viscosité axiale  $\eta_{ax3}$  va être définie par

$$(6.7) \quad s_{33} = 2\eta_{ax3}d_{33}.$$



**Fig. 6.1:** Définition de l'orientation du repère du grain par rapport au repère global.

Le paramètre  $\beta$  est le paramètre représentatif du glissement basal. Si on donne une valeur unitaire à  $\alpha$  et  $\beta$ , on obtient un modèle de comportement linéaire (visqueux newtonien) pour la glace isotrope ( $\eta_{12} = B_1$ ).

Cette simplification linéaire n'est pas totalement incongrue lorsqu'il s'agit de modéliser la glace polaire, certaines expériences ayant montré que l'exposant  $n$  de la loi puissance pouvait être inférieur à 2, en particulier pour les très faibles contraintes (Lliboutry et Duval, 1985; Pimienta *et al.*, 1987). Cependant, une valeur inférieure à 3 ne correspond pas à la majorité des expériences réalisées à chaud ( $T \approx -10^\circ\text{C}$ ) en laboratoire ou *in-situ* (Duval *et al.*, 1983).

### 6.3.2 Formulation non-linéaire

C'est pourquoi un modèle non-linéaire a été développé (Meyssonnier et Philip, 1999). La relation 6.6 est généralisée au cas non-linéaire en remplaçant  $\eta_{12}$  par une viscosité apparente  $\eta_{12}^*$  définie par :

$$(6.8) \quad \eta_{12}^* = A_n^{-1/n} \dot{\gamma}_\diamond^{1/n-1} = A_n^{-1} \tau_\diamond^{1-n},$$

où, en utilisant les notations de Lliboutry (1993) pour les invariants<sup>1</sup> par rotation autour de l'axe  $\mathbf{e}_3^g$ ,

$$(6.9) \quad \begin{aligned} \dot{\gamma}_{ax}^2 &= 3d_{33}^2, & \dot{\gamma}_\perp^2 &= (d_{11} - d_{22})^2 + 4d_{12}^2, & \dot{\gamma}_\parallel^2 &= 4(d_{23}^2 + d_{31}^2), \\ \tau_{ax}^2 &= 3s_{33}^2/4, & \tau_\perp^2 &= (s_{11} - s_{22})^2/4 + s_{12}^2, & \tau_\parallel^2 &= s_{23}^2 + s_{31}^2, \end{aligned}$$

$\dot{\gamma}_\diamond$  and  $\tau_\diamond$ , sont définis par

$$(6.10) \quad \dot{\gamma}_\diamond^2 = \frac{4\alpha - 1}{3} \dot{\gamma}_{ax}^2 + \dot{\gamma}_\perp^2 + \beta \dot{\gamma}_\parallel^2, \quad \tau_\diamond^2 = \frac{3}{4\alpha - 1} \tau_{ax}^2 + \tau_\perp^2 + \frac{1}{\beta} \tau_\parallel^2.$$

Ces deux invariants<sup>1</sup> sont liés par la relation

$$(6.11) \quad \tau_\diamond = \eta_{12}^* \dot{\gamma}_\diamond,$$

<sup>1</sup>Ces quantités sont invariantes par rotation du repère local  $\{\mathbf{R}^g\}$  autour de son axe  $\mathbf{e}_3^g$ , mais elles ne sont pas invariantes par tout changement de repère.

donc

$$(6.12) \quad \dot{\gamma}_\diamond = A_n \tau_\diamond^n .$$

Lorsque le milieu considéré est isotrope,  $\alpha = \beta = 1$ ,  $\dot{\gamma}_\diamond^2 = \dot{\gamma}^2 = 2d_{ij}d_{ij}$ ,  $\tau_\diamond^2 = \tau^2 = s_{ij}s_{ij}/2$ , et l'équation (6.12) se réduit à la relation de Glen (1955) avec un paramètre de fluidité  $A_n$ .

### 6.3.3 Remarques sur le modèle continu

Les relations (6.6) et (6.9) sont valables uniquement dans le repère local associé au grain  $\{\mathbf{R}^g\}$ . Une formulation objective, indépendante du repère, peut être obtenue en introduisant un tenseur de structure  $\mathbf{M}$  lié au grain et défini comme

$$(6.13) \quad \mathbf{M} = \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} ,$$

où  $\mathbf{c}$  est le vecteur unitaire colinéaire à l'axe  $c$  ( $\mathbf{c} = (0,0,1)$ ) dans le repère  $\{\mathbf{R}^g\}$ . Par simple identification avec les résultats de Boehler (1975), une expression objective de la relation (6.6) est obtenue comme

$$(6.14) \quad \mathbf{s} = 2\eta_{12}[\mathbf{d} + [2(\alpha - \beta)\mathbf{M} - \frac{2}{3}(\alpha - 1)\mathbf{I}] \text{Tr}(\mathbf{M}\mathbf{d}) + (\beta - 1)(\mathbf{M}\mathbf{d} + \mathbf{d}\mathbf{M})] ,$$

ainsi que des expressions objectives pour les invariants des équations 6.9 sous la forme

$$(6.15) \quad \begin{aligned} \dot{\gamma}_{ax}^2 &= 3 \text{Tr}(\mathbf{M}\mathbf{d})^2 , & \dot{\gamma}_\perp^2 &= 2 \text{Tr}(\mathbf{d}^2) + \text{Tr}(\mathbf{M}\mathbf{d})^2 - 4 \text{Tr}(\mathbf{d}\mathbf{M}\mathbf{d}) , \\ \dot{\gamma}_\parallel^2 &= 4(\text{Tr}(\mathbf{d}\mathbf{M}\mathbf{d}) - \text{Tr}(\mathbf{M}\mathbf{d})^2) , \\ \tau_{ax}^2 &= 3 \text{Tr}(\mathbf{M}\mathbf{s})^2/4 , & \tau_\perp^2 &= \text{Tr}(\mathbf{s}^2)/2 + \text{Tr}(\mathbf{M}\mathbf{s})^2/4 - \text{Tr}(\mathbf{s}\mathbf{M}\mathbf{s}) , \\ \tau_\parallel^2 &= \text{Tr}(\mathbf{s}\mathbf{M}\mathbf{s}) - \text{Tr}(\mathbf{M}\mathbf{s})^2 . \end{aligned}$$

Une analogie avec la déformation par systèmes de glissement est possible pour le modèle continu : dans le cas linéaire, le modèle continu est rigoureusement équivalent au modèle adopté par Castelnau *et al.* (1996), faisant intervenir les systèmes basaux, prismatiques et pyramidaux (Gagliardini, 1999; Meyssonier et Philip, 2000). Dans le cas non-linéaire, cette équivalence n'est plus satisfaite.

La modification des valeurs des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  permet de passer d'un grain se déformant uniquement par glissement basal ( $\beta \ll 1$ ) à un grain isotrope ( $\alpha = \beta = 1$ ). L'influence de ces paramètres sur le comportement du grain est discutée dans le Chapitre 7.

Les paramètres du modèle sont des constantes. Le modèle ne tient pas compte d'un éventuel écrouissage du matériau dû aux interactions entre dislocations. Cependant, on peut s'attendre à ce que l'anisotropie du cristal, en particulier la résistance au cisaillement parallèlement aux plans de base, évolue au cours de la déformation en lien avec l'augmentation de la densité de dislocations. Néanmoins, pour une première approche, le modèle développé au Chapitre 3 prenant en compte l'évolution des densités de dislocations n'a pas été utilisé pour décrire l'évolution de la déformation des multicristaux, et ceci parce que ce modèle ne permet pas de décrire dans toute sa complexité la déformation du monocristal de glace.

## 6.4 Détermination des paramètres du modèle à partir des données bibliographiques

### 6.4.1 Paramètres pour la matrice isotrope et pour le grain

Les paramètres nécessaires pour la description du comportement de la matrice isotrope sont les suivants (cf. Eq. 6.1 et 6.2) :

$B_n$  : paramètre de fluidité de la loi de comportement isotrope, préfacteur de la loi de Glen.  $B_n$  ne dépend que de la température ;

$n$  : exposant de la loi puissance.

Le modèle de comportement du grain dépend de quatre paramètres (cf. Eq. 6.6 et 6.8) :

$A_n$  : paramètre de fluidité pour le grain, a priori dépendant de la température comme  $B_n$  ;

$n$  : exposant de la loi de comportement, a priori différent du  $n$  de la loi isotrope ;

$\alpha$  : paramètre caractéristique de la différence de réponse du grain en compression, dans le plan de base et suivant l'axe  $c$  ;

$\beta$  : principal paramètre représentatif de l'anisotropie viscoplastique du grain de glace. Il caractérise la différence de réponse en cisaillement dans le plan de base et parallèlement au plan de base.

Dans la suite, nous ne tiendrons pas compte de la dépendance en température en nous plaçant systématiquement à  $-10^\circ\text{C}$  (température des essais expérimentaux). Les paramètres du modèle de comportement de la glace isotrope sont identifiables directement aux paramètres de la loi de Glen (cf. § 2.4). Nous utilisons donc les valeurs de 3 pour l'exposant  $n$  des contraintes, et  $18.6 \text{ MPa}^{-3} \cdot \text{a}^{-1}$  pour le préfacteur  $B_3(-10^\circ\text{C})$ .

Pour simplifier le calcul de l'évolution du maillage et des orientations des éléments (cf. § 6.6), nous utilisons aussi une valeur de 3 pour l'exposant du modèle de grain. Les autres paramètres du modèle du grain,  $A_n$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  sont plus délicats à obtenir, en raison du peu de données expérimentales directement utilisables.

#### 6.4.2 Plages de variation de $A_n$ , $\alpha$ et $\beta$

Considérons un monocristal (ou un grain) et un élément de volume de glace polycristalline isotrope soumis à un même cisaillement  $s_{23}$ . Les équations 6.4 et 6.10 permettent d'obtenir une relation entre l'invariant des contraintes par rotation autour de l'axe  $c$   $\tau_\diamond$  et la cission effective  $\tau$

$$(6.16) \quad \tau_\diamond^2 = \frac{1}{\beta} \tau^2.$$

Les viscosités apparentes  $\eta^*$  pour la glace polycristalline isotrope et  $\eta_{12}^*$  pour le monocristal sont liées à ces invariants par les relations 6.2 et 6.8 rappelées ici :

$$(6.17) \quad \eta^* = B_n^{-1} \tau^{1-n},$$

et

$$(6.18) \quad \eta_{12}^* = A_n^{-1} \tau_\diamond^{1-n}.$$

D'autre part, soient  $d_{23}^g$  la vitesse de déformation en cisaillement parallèlement aux plans de base du monocristal et  $d_{23}$  la vitesse de cisaillement de la glace isotrope correspondante. Les relations 6.1 et 6.6 (généralisée au cas non linéaire) donnent pour la glace isotrope

$$(6.19) \quad d_{23} = \frac{1}{2\eta^*} s_{23},$$

et pour le monocristal (ou grain)

$$(6.20) \quad d_{23}^g = \frac{1}{2\beta\eta_{12}^*} s_{23}.$$

En posant  $\mu_{\parallel iso} = d_{23}^g/d_{23}$ , il vient

$$(6.21) \quad \eta^* = \mu_{\parallel iso} \beta \eta_{12}^*.$$

En remplaçant  $\tau_{\diamond}$  dans l'équation 6.18 par son expression 6.16 en fonction de  $\tau$ , puis en remplaçant dans 6.21  $\eta^*$  et  $\eta_{12}^*$  par leurs expressions en fonction de  $\tau$ , il vient

$$(6.22) \quad \frac{A_n}{B_n} = \beta^{\frac{n+1}{2}} \mu_{\parallel iso}.$$

Pour obtenir une relation entre  $\alpha$  et  $\beta$ , considérons un monocristal (ou un grain) déformé en cisaillement parallèlement aux plans de base, puis en compression parallèlement à l'axe  $c$  pour une cission efficace  $\tau$  identique. L'invariant des contraintes  $\tau_{\diamond}$  vaut

$$(6.23) \quad \tau_{\diamond}^2 = \frac{1}{\beta} s_{23}^2 = \frac{1}{\beta} \tau^2 \quad \text{en cisaillement,}$$

et

$$(6.24) \quad \tau_{\diamond}^2 = \frac{3}{4} \frac{3}{4\alpha - 1} s_{33}^2 = \frac{3}{4\alpha - 1} \tau^2 \quad \text{en compression.}$$

La vitesse de cisaillement parallèlement aux plans de base est donnée par 6.20 et la vitesse de déformation en compression perpendiculairement aux plans de base est, d'après 6.6 généralisée au cas non-linéaire,

$$(6.25) \quad d_{33}^g = \frac{3}{4\alpha - 1} \frac{1}{2\eta_{12}^*} s_{33}.$$

Les équations 6.20 et 6.23 pour la sollicitation de cisaillement, et 6.25 et 6.24 pour la sollicitation de compression conduisent respectivement, en utilisant la relation 6.18 pour  $\eta_{12}^*$ , à

$$(6.26) \quad d_{23}^g = \frac{1}{2} \frac{A_n}{\beta} \tau_{\diamond}^{n-1} s_{23} = \frac{A_n}{2} \beta^{-\frac{n+1}{2}} \tau^n,$$

et

$$(6.27) \quad d_{33}^g = \frac{1}{2} \frac{3}{4\alpha - 1} A_n \tau_{\diamond}^{n-1} s_{33} = \frac{A_n}{\sqrt{3}} \left( \frac{3}{4\alpha - 1} \right)^{\frac{n+1}{2}} \tau^n.$$

En posant  $\mu_{\perp\perp} = d_{23}^g/d_{33}^g$ , on obtient finalement

$$(6.28) \quad \beta = 3^{-\frac{n}{1+n}} (2\mu_{\perp\perp})^{-\frac{2}{1+n}} (4\alpha - 1).$$

Les expressions 6.22 et 6.28 permettent de déduire des données expérimentales des jeux de paramètres possibles pour  $A_n$ ,  $\alpha$  et  $\beta$ .

Ces paramètres peuvent être estimés de deux façons : soit en considérant le grain de glace comme un monocristal isolé, soit en tenant compte des interactions avec ses voisins (par l'intermédiaire des joints de grain), c'est-à-dire en le considérant comme un vrai grain.

Dans le premier cas, en utilisant la synthèse des données sur le monocristal et sur la glace isotrope effectuée par Duval *et al.* (1983), nous pouvons estimer un rapport  $\mu_{\parallel iso}$  de l'ordre de  $10^3$  et un rapport  $\mu_{\perp\perp}$  de l'ordre de  $10^4$  (cf. Fig. 2.4). Le paramètre  $\alpha$  du modèle devrait être compris entre 1 et 10, toujours d'après la Figure 2.4. Pour un exposant  $n$  de 3 et pour  $\alpha = 1$ , la valeur de  $\beta$  tirée de 6.28 est  $\beta \approx 10^{-2}$  et le rapport  $A_n/B_n$  donné par 6.22 est  $A_n/B_n \approx 0.1$ .

Dans le second cas, le grain étant considéré comme appartenant à un polycristal, nous utilisons les données existantes sur la glace polaire possédant une fabrique à un seul maximum (tous les axes  $c$  des cristaux étant colinéaires). Selon Pimienta *et al.* (1987) et Duval et Le Gac (1982), pour une même cission efficace, la glace orthotrope de révolution cisailée parallèlement à son plan d'isotropie se déforme 10 fois plus vite que la glace isotrope ( $\mu_{\parallel iso} \approx 10$ ), et 50 fois plus vite qu'en compression parallèlement à la direction de ses axes  $c$  ( $\mu_{\perp} \approx 50$ ). Avec ces valeurs, toujours pour  $n = 3$  et  $\alpha = 1$ , on obtient  $\beta \approx 0.13$  et  $A_n/B_n \approx 0.17$ .

## 6.5 La méthode des éléments finis utilisée

La méthode des éléments finis est utilisée en mécanique des matériaux pour simuler le comportement de monocristaux ou de polycristaux : elle permet de mettre en oeuvre des lois de comportement complexes pour modéliser des phénomènes aussi variés que l'évolution de la densité de dislocations géométriquement nécessaires à la déformation d'un monocristal (Ohashi, 1997), la localisation de la déformation sous forme de gradients d'orientation (Beaudoin *et al.*, 1993, 1996), la prédiction de la localisation de la déformation en utilisant une théorie de Cosserat du monocristal (Forest, 1998), la recristallisation par l'étude de la distribution de l'énergie stockée (Erieau *et al.*, 2000). Cette méthode a également été choisie pour simuler le comportement viscoplastique du multicristal de glace car elle permet d'obtenir une description fine des champs de contrainte et de déformation au sein du grain. Cette condition était nécessaire pour espérer simuler la localisation de la déformation, en particulier les bandes en genou très fines. De plus, elle autorise la reproduction fidèle de la géométrie des multicristaux étudiés expérimentalement, ainsi que celle de l'orientation cristallographique de chaque grain.

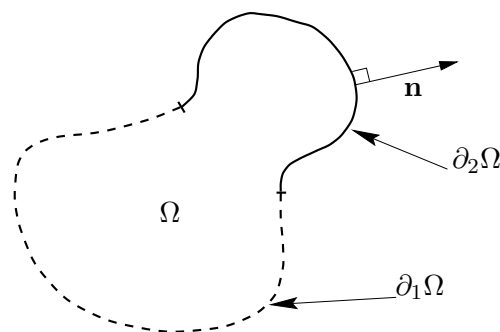
Le code aux éléments finis utilisé a été développé au LGGE (Meyssonnier, 1983, 1989) : dans sa version actuelle, il permet d'obtenir le champ des vitesses dans un milieu anisotrope en déformation plane.

### 6.5.1 Définition du problème

Le problème à résoudre est un problème bidimensionnel (déformations planes). Les effets de la pesanteur sont négligés.

La loi de comportement de la glace a été définie au paragraphe 6.3, elle est utilisée sous sa forme anisotrope ( $\alpha$  et/ou  $\beta$  différents de 1) pour simuler le grain et sous sa forme isotrope ( $\alpha = \beta = 1$ ) pour simuler le comportement de la matrice isotrope.

On considère un domaine  $\Omega$  dont la frontière  $\partial\Omega$  est séparée en deux parties non-chevauchantes  $\partial_1\Omega$  et  $\partial_2\Omega$ .



Les équations à vérifier sont les suivantes :



- les équations de l'équilibre quasi-statique, dans le repère cartésien  $\{\mathbf{R}\}$  :

$$(6.29) \quad \mathbf{div} \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f}_d = 0 \quad \text{dans } \Omega,$$

$$(6.30) \quad \boldsymbol{\sigma} \mathbf{n} = \mathbf{F}_d \quad \text{sur } \partial_2 \Omega,$$

$\mathbf{n}$  étant la normale sortante sur  $\partial_2 \Omega$ ,  $\mathbf{f}_d$  et  $\mathbf{F}_d$  respectivement les forces surfaciques (forces de "volume") et linéiques sur  $\Omega$  et  $\partial_2 \Omega$  ;

- l'équation d'incompressibilité :

$$(6.31) \quad \text{Tr } \mathbf{d} = 0 \quad \text{dans } \Omega ;$$

- la relation de comportement :

$$(6.32) \quad \mathbf{s} = f(\mathbf{d}) \quad \text{dans } \Omega ;$$

- les équations de liaison :

$$(6.33) \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_d \quad \text{sur } \partial_1 \Omega,$$

avec  $\mathbf{v}_d$  le vecteur vitesse imposé sur  $\partial_1 \Omega$ .

Le principe variationnel utilisé pour résoudre ce problème est celui proposé par Bird (1960) et Johnson (1960) pour l'écoulement permanent d'un fluide non-newtonien en supposant un potentiel de dissipation  $\phi$  et des conditions aux limites de type vitesse imposée  $\mathbf{v}_d$  et contrainte imposée  $\mathbf{F}_d$ . Cette formulation en vitesse–pression revient à rendre stationnaire la fonctionnelle

$$(6.34) \quad J_*(\mathbf{v}, p) = \int_{\Omega} (\phi + p \text{Tr } \mathbf{d} - \mathbf{f}_d \cdot \mathbf{v}) d\Omega - \int_{\partial_2 \Omega} \mathbf{F}_d \cdot \mathbf{v} d\omega,$$

où  $\mathbf{v}$  est un champ de vitesse cinématiquement admissible et la pression intervient comme multiplicateur de Lagrange pour forcer l'incompressibilité.

Dans notre cas,  $\mathbf{f}_d$  et  $\mathbf{F}_d$  sont nulles (forces de pesanteur négligées et surfaces latérales libres), une partie de la frontière du domaine est fixe ( $\mathbf{v}_d|_{inf} = 0$ ) et une autre partie est soumise à une vitesse verticale imposée ( $\mathbf{v}_d|_{sup} = V \mathbf{e}_y$ ).

### 6.5.2 Résolution du problème

La méthode des éléments finis ayant été longuement décrite dans de nombreux ouvrages (Zienkiewicz, 1971; Dhett et Touzot, 1984), nous précisons simplement les spécificités propres à notre modèle.

Le domaine  $\Omega$  est discrétisé en un nombre fini d'éléments de type triangles à 6 noeuds ( $T6$ ) avec une interpolation quadratique de la vitesse (aux noeuds sommets et médians) et une interpolation linéaire de la pression (uniquement aux noeuds sommets). La pression est supposée soit discontinue d'un élément à l'autre, ce qui impose l'incompressibilité en tout point de chaque élément, et donc du domaine, soit continue entre deux éléments voisins, ce qui est équivalent à imposer l'incompressibilité en moyenne sur le domaine. Nous utilisons pour les simulations la formulation avec pression continue dans la matrice et dans chaque grain, ce qui limite le nombre d'inconnues nodales et semble apporter une meilleure précision sur le calcul du champ de vitesses.

Chaque grain du multicristal est discrétisé en un certain nombre d'éléments. Initialement, tous les éléments d'un grain possèdent la même orientation cristallographique. A la frontière entre deux grains, les noeuds sont dédoublés (les éléments de part et d'autre

d'un joint de grains ne possèdent pas de noeuds communs) : ces noeuds doubles permettent d'imposer la continuité du déplacement d'un grain à l'autre (comme conditions aux limites) sans imposer la continuité du tenseur des contraintes (la pression est laissée libre d'être discontinue d'un grain à l'autre). Ces conditions sont également appliquées dans le cas d'un point triple.

Expérimentalement, le chargement de l'éprouvette est effectué par le biais d'un couteau mobile supportant une charge constante. Si on veut reproduire fidèlement cette condition, il est nécessaire d'imposer un déplacement vertical identique pour tous les noeuds de la face supérieure du maillage, et d'imposer une charge totale sur cette face, la contrainte nodale variant en fonction de la réponse locale de l'éprouvette. Pour simplifier ces conditions (en particulier l'application d'une charge globale donnée), nous avons simplement imposé une vitesse unitaire à tous les noeuds de la frontière supérieure. Nous verrons dans le paragraphe 6.6 quelle méthode nous a permis de reproduire la condition de charge imposée.

La question de la simulation de l'interface entre la glace et les plateaux supérieur et inférieur a été délicate à traiter. En effet, en dépit de l'application généreuse de graisse silicone entre la glace et les parties métalliques du dispositif pour limiter l'adhésion, le couteau mobile était systématiquement collé à l'éprouvette en fin d'essai. En revanche, l'éprouvette reposait librement sur l'enclume inférieure. La différence de comportement était peut-être liée au traitement des surfaces, l'enclume étant anodisée et le couteau mobile simplement usiné. En tout état de cause, on a constaté une augmentation de la largeur des extrémités de l'éprouvette, qu'il y ait ou non collage. Cette augmentation étant faible (de l'ordre de quelques millimètres) par rapport à la taille de l'éprouvette et par rapport à l'augmentation de largeur de la zone centrale de l'éprouvette (effet tonneau), nous avons adopté un blocage latéral des noeuds sur ces deux frontières dans la simulation.

Le système aux éléments finis non-linéaire à résoudre est de la forme :

$$(6.35) \quad \mathbf{K}(\mathbf{v}) \cdot \mathbf{x} = \mathbf{f}_0,$$

avec  $\mathbf{K}$  la matrice de rigidité non-linéaire du système, dépendant de la vitesse  $\mathbf{v}$  au travers de la viscosité,  $\mathbf{x}$  le vecteur des vitesses et pression nodales et  $\mathbf{f}_0$  le vecteur "force généralisée" déterminé par les conditions aux limites sur le domaine (ici  $\mathbf{f}_0 = 0$ ). Ce système est résolu par itérations successives. La viscosité  $\eta_{12}^*$  au pas  $i$  est calculée à partir du tenseur des vitesses de déformation  $\mathbf{d}_{i-1}$  au pas  $i - 1$  par l'équation 6.8. Le système linéaire qui en résulte  $\mathbf{K}(\mathbf{v}_{i-1}) \cdot \mathbf{x}_i = \mathbf{f}_0$  est résolu par la méthode de Gauss. Le calcul itératif est stoppé lorsque le résidu  $\|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_{i-1}\|/\|\mathbf{x}_i\|$  est inférieur à une valeur limite fixée.

Le problème bidimensionnel est résolu dans le repère global fixe  $\{\mathbf{R}\}$  (Fig 6.1). La viscosité apparente  $\eta_{12}^*$  et la matrice de viscosité 6.6 sont calculées dans le repère local  $\{\mathbf{R}^g\}$  de chaque grain, puis la matrice de viscosité est exprimée dans le repère global  $\{\mathbf{R}\}$  par l'intermédiaire de la matrice de rotation  $\mathbf{R}$  permettant de passer du repère local au repère global

$$(6.36) \quad \mathbf{R} = \begin{bmatrix} \cos \psi & -\sin \psi \\ \sin \psi & \cos \psi \end{bmatrix}.$$

où  $\psi$  est l'angle du plan de base avec l'axe  $\mathbf{e}_x$  du repère global.

### 6.5.3 Evolution des orientations cristallographiques

Le changement d'orientation des plans de base d'un élément est effectué en décomposant le taux de rotation total de cet élément  $\mathbf{w}$  en la somme du taux de rotation  $\mathbf{w}^p$  dû à sa

déformation viscoplastique exprimé dans le repère local  $\{\mathbf{R}^g\}$ , et de la vitesse de rotation de réseau  $\dot{\mathbf{R}}$ ,  $\mathbf{R}$  étant la matrice de rotation 6.36. Cette décomposition s'exprime sous la forme

$$(6.37) \quad \mathbf{w}\mathbf{c} = (\mathbf{R}\mathbf{w}^p\mathbf{R}^T)\mathbf{c} + \dot{\mathbf{R}}\mathbf{c}^g,$$

où  $\mathbf{c}^g$  de composantes  $(0, 1)$  est le vecteur unitaire représentatif de l'axe  $c$  du grain exprimé dans le repère local  $\{\mathbf{R}^g\}$ , et  $\mathbf{c} = \mathbf{R}\mathbf{c}^g$  est le même vecteur exprimé dans le repère global (Meyssonier et Philip, 1996). En deux dimensions, l'équation 6.37 se réduit simplement à

$$(6.38) \quad w_{xy} = w_{xy}^p - \dot{\psi},$$

avec  $w_{xy}$  et  $w_{xy}^p$  respectivement le taux de rotation total et le taux de rotation plastique dans le repère local  $\{\mathbf{R}^g\}$ , et  $\dot{\psi}$  la vitesse de rotation de réseau.

Les plans de base restant parallèles entre eux dans un élément, pour un observateur lié au repère local  $\{\mathbf{R}^g\}$  entraîné, la composante  $v$  de la vitesse suivant l'axe  $\mathbf{e}_x^g$  est par conséquent une fonction de  $y^g$  seulement. Il s'ensuit que  $w_{xy}^p = d_{xy}^g$ , et par suite

$$(6.39) \quad \dot{\psi} = d_{xy}^g - w_{xy},$$

Comme, lorsque le repère local  $\{\mathbf{R}^g\}$  est considéré fixe (simple changement de base), on a  $w_{xy} = w_{xy}^g$  (le vecteur rotation instantané est perpendiculaire au plan d'écoulement donc invariant par changement de repère dans ce plan), et il vient simplement

$$(6.40) \quad \dot{\psi} = \frac{\partial v}{\partial x^g},$$

où la composante  $v$  de la vitesse et son gradient sont exprimés dans le repère local  $\{\mathbf{R}^g\}$  de l'élément.

L'équation 6.40 est utilisée pour calculer la rotation de réseau de chaque élément. Ainsi, les orientations des différents éléments constituant un grain peuvent évoluer différemment au cours de la simulation, leurs rotations n'étant pas liée entre elles.

#### 6.5.4 Description des orientations cristallographiques

L'orientation cristallographique des grains (l'orientation des axes  $c$ ) a été simulée de deux manières différentes :

- par une description discrète de l'orientation du grain, l'orientation d'un élément étant constante sur cet élément ;
- par une description continue de l'orientation du grain, l'orientation d'un élément étant définie aux noeuds, avec une interpolation quadratique sur l'élément.

La description discrète est bien adaptée lorsque la localisation est faible, par exemple lors de la simulation des essais de type **A**. Elle trouve rapidement ses limites lorsqu'on essaie de représenter la déformation de multicristaux, la taille des éléments étant relativement grande par rapport à la taille des figures de localisation observés (bandes en genou par exemple). La description continue, malgré le surcoût en temps de calcul, permet d'obtenir une plus grande finesse dans la simulation de la localisation de la déformation.

### 6.6 Évolution de la configuration

La simulation de l'évolution de l'orientation cristallographique et celle de la forme des grains, est effectuée par une méthode explicite d'actualisation de la géométrie du maillage et de l'orientation de chaque élément, qui a été développée spécifiquement pour cette étude (Fig. 6.2) (Mansuy *et al.*, 1999).

### 6.6.1 Condition de charge imposée

Compte-tenu de la nature des conditions aux limites imposées, et du fait que l'exposant des lois puissances pour la matrice et le grain sont les mêmes :

- le calcul peut être fait en utilisant des variables adimensionnelles en définissant une unité de vitesse, de longueur, et de contrainte. Ainsi, en considérant les relations 6.5 et 6.12, la puissance dissipée  $\mathcal{P}_U = \int \dot{\gamma} \tau = \int \dot{\gamma}_\diamond \tau_\diamond$  varie en fonction de  $U^{1+1/n}$ , où  $U$  est la vitesse de déplacement de la face supérieure du maillage ;
- d'autre part, la puissance  $\mathcal{P}_U$  dissipée dans la glace est égale à  $FU$ , où  $F$  est la force imposée.

La valeur de  $U$  est ajustée à chaque pas de temps de façon à ce que la force globale  $F$  calculée sur la face supérieure du maillage soit égale à la force appliquée expérimentalement. Cet ajustement est effectué en calculant la puissance dissipée  $\mathcal{P}_1$  dans le domaine pour une vitesse imposée unitaire.  $\mathcal{P}_1$  et  $\mathcal{P}_U$  sont reliés par

$$(6.41) \quad \mathcal{P}_U = U^{1+1/n} \mathcal{P}_1,$$

et par conséquent

$$(6.42) \quad FU = U^{1+1/n} \mathcal{P}_1,$$

ce qui donne finalement un facteur

$$(6.43) \quad U = \left( \frac{F}{\mathcal{P}_1} \right)^n.$$

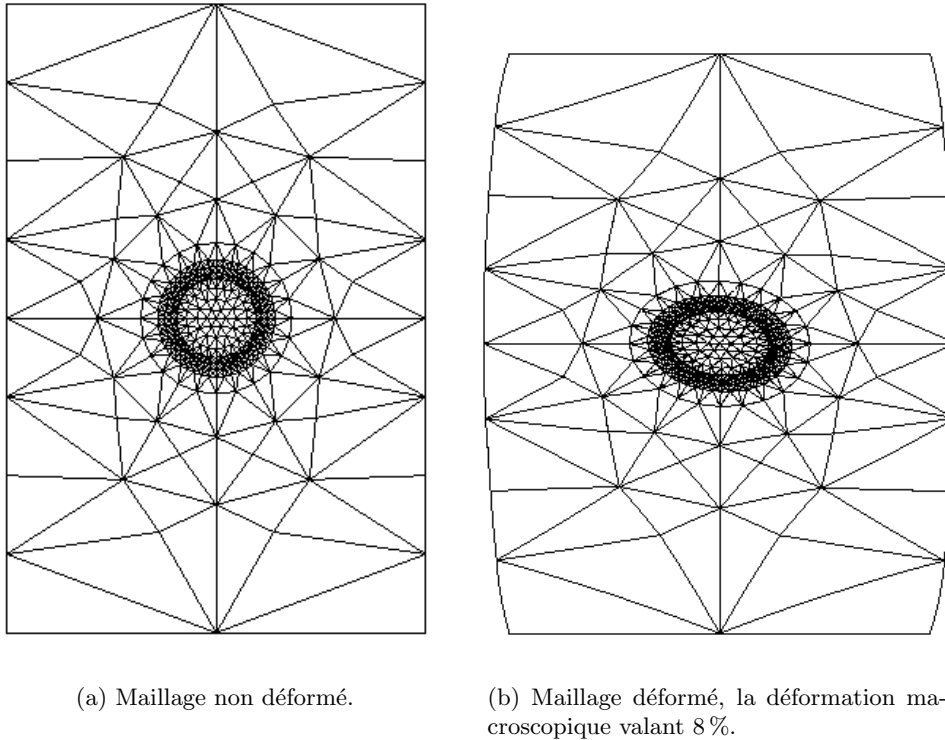
### 6.6.2 Déformée de l'échantillon

Le maillage est actualisé en ajoutant au champ des positions des noeuds le champ des vitesses multiplié par un pas de temps constant tel que la déformation par pas ne dépasse pas 0.2%. Le calcul des rotations cristallographiques et donc des nouvelles orientations est effectué de manière similaire à partir du champ des vitesses de rotation, en multipliant les vitesses de rotation obtenues avec une vitesse imposée unitaire par le facteur  $U$  et par le pas de temps.

Un nouveau calcul est alors effectué sur la structure actualisée, et ceci jusqu'à obtenir une déformation lagrangienne macroscopique de l'ordre de 10% (ce qui correspond à environ 50 à 100 itérations).

## 6.7 Conclusion

Le modèle de grain utilisé dans le code aux éléments finis ne tient pas compte d'un éventuel écrouissage au cours de la déformation. L'apparition d'un écrouissage positif ou négatif se traduirait a priori respectivement par une augmentation ou une diminution de la résistance au cisaillement parallèlement aux plans de base, et donc, en supposant que la résistance au cisaillement dans le plan de base reste constante, par une augmentation ou une diminution du paramètre  $\beta$  au cours de la déformation. Cette dernière hypothèse n'étant pas vérifiée, le sens de variation de  $\beta$  en cas d'écrouissage reste inconnu. Le paramètre  $\alpha$  est lié, physiquement, aux mécanismes qui permettent d'accommoder la déformation perpendiculairement aux plans de base (systèmes de glissement prismatiques et pyramidaux, ou autres mécanismes encore indéterminés). L'influence de l'écrouissage sur son évolution est donc encore plus difficile à définir.



**Fig. 6.2:** Evolution du maillage lors de la simulation d'un essai de type A.

Le modèle basé sur l'évolution de la densité de dislocations qui a été présenté au Chapitre 3 permet d'apporter une réponse au moins partielle à ces questions, dans le cas où on considère le grain de glace comme un cristal isolé. Les courbes expérimentales (Higashi *et al.*, 1964; Jones et Glen, 1969; Ramseier, 1972; Trickett *et al.*, 2000b) ne montrent pas ou très peu d'écroutissage du monocristal : à vitesse de déformation imposée, la contrainte tend vers une valeur asymptotique ou décroît très lentement au delà d'une déformation de l'ordre de 1%. D'autre part, la prise en compte de l'écroutissage dans le modèle élasto-viscoplastique a une influence quasi-nulle sur la courbe contrainte-déformation. Ces observations et calculs tendent donc à privilégier l'hypothèse selon laquelle les paramètres du modèle continu  $\alpha$  et  $\beta$  sont constants au cours de la déformation, dans le cas de la modélisation d'un monocristal isolé. Dans le cas d'un multicristal, il est probable que l'écroutissage non négligeable aux frontières des grains, dû aux mécanismes d'empilement des dislocations, influence le comportement du matériau localement, et donc conduise à modifier ces paramètres. Dans l'objectif d'effectuer une simulation proche de la réalité en gardant  $\alpha$  et  $\beta$  constants au cours du calcul, il est nécessaire de raffiner le maillage au voisinage des joints de grain, afin de limiter la non-correspondance entre le comportement réel et le comportement simulé à une faible partie du grain, dans les éléments adjacents aux joints. Ainsi, le comportement au coeur du grain devrait être préservé des limites de cette loi sans écroutissage.

La détermination des paramètres du modèle à l'aide des données bibliographiques donne des intervalles de valeurs plausibles suivant que l'on considère le grain de glace comme un monocristal isolé ou comme un grain dans un polycristal. Ces deux cas de figure sont étudiés dans le Chapitre 7 pour simuler nos essais expérimentaux.

Le modèle aux éléments finis utilisé permet de simuler la déformation ainsi que les rotations cristallographiques des éléments, dans le cas d'un matériau à comportement non-linéaire. Les résultats sont obtenus à l'aide d'une méthode explicite d'actualisa-

---

tion de la géométrie du maillage et des orientations des éléments. Il serait intéressant dans l'avenir d'inclure dans le code une procédure implicite, et de comparer les résultats obtenus par les deux méthodes.



# Chapitre 7

## Résultats Numériques

### 7.1 Introduction

La simulation des essais expérimentaux est exposée dans ce chapitre. La première partie de l'étude numérique concerne le calage des paramètres du modèle ( $A_3$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ) à partir des essais de type **A**, en s'appuyant sur l'étude bibliographique du Chapitre 6. Les expériences présentant une forte hétérogénéité de la déformation sont simulées, et la localisation de la déformation est abordée par deux méthodes.

### 7.2 Détermination expérimentale des paramètres du modèle orthotrope

La détermination des paramètres les mieux adaptés pour la simulation du comportement des multicristaux de nos expériences s'appuie sur les considérations bibliographiques du paragraphe 6.4 du chapitre précédent.

Les valeurs utilisées pour la matrice isotrope sont celles de la littérature, suffisamment bien documentées et testées. Les paramètres du grain peuvent être déduits soit des essais mécaniques sur monocristaux isolés, soit des essais mécaniques sur des échantillons de glace polycristalline possédant une fabrique telle que tous les axes  $c$  sont parallèles. Les valeurs des paramètres correspondants sont listées dans le Tableau 7.1 :

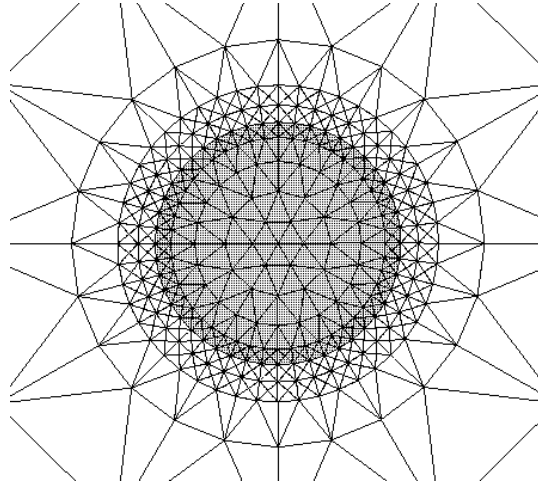
	grain			matrice	
	$A_3/B_3$	$\alpha$	$\beta$	$n$	$B_3$ (Mpa <sup>-3</sup> a <sup>-1</sup> )
Données monocristal (Duval <i>et al.</i> , 1983)	0.1	1 – 10	10 <sup>-2</sup>	3	18.6
Données glace polycristalline (Duval et Le Gac, 1982; Pimienta <i>et al.</i> , 1987)	0.17	1 – 10	0.13	3	18.6

**Tab. 7.1** : Valeurs des paramètres du modèle déterminées d'après les données bibliographiques.

Les paramètres du modèle obtenus par l'approche "polycristalline" correspondent à un grain moins anisotrope et moins visqueux que le monocristal isolé : les interactions grain-grain et les joints de grain limitent vraisemblablement le glissement basal, ce qui conduit à un paramètre  $\beta$  plus élevé. Ces deux approches ont été testées afin de déterminer le jeu de paramètres le mieux adapté à la simulation de nos expériences.

Le calage des paramètres sur les données expérimentales a été effectué en utilisant les essais de type **A**. En effet, les essais de ce type présentent une bonne homogénéité





**Fig. 7.1:** Maillage de l'inclusion pour une simulation de type **A**.

n° du jeu	1	2	3	4	5	6
$A_3/B_3$	0.1	0.17	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$
$\alpha$	1.	1.	1.	1.	1.	1.
$\beta$	0.01	0.13	$10^{-4}$	0.01	0.1	0.5

**Tab. 7.2 :** Valeurs des paramètres  $A_3/B_3$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  utilisés pour les simulations numériques.

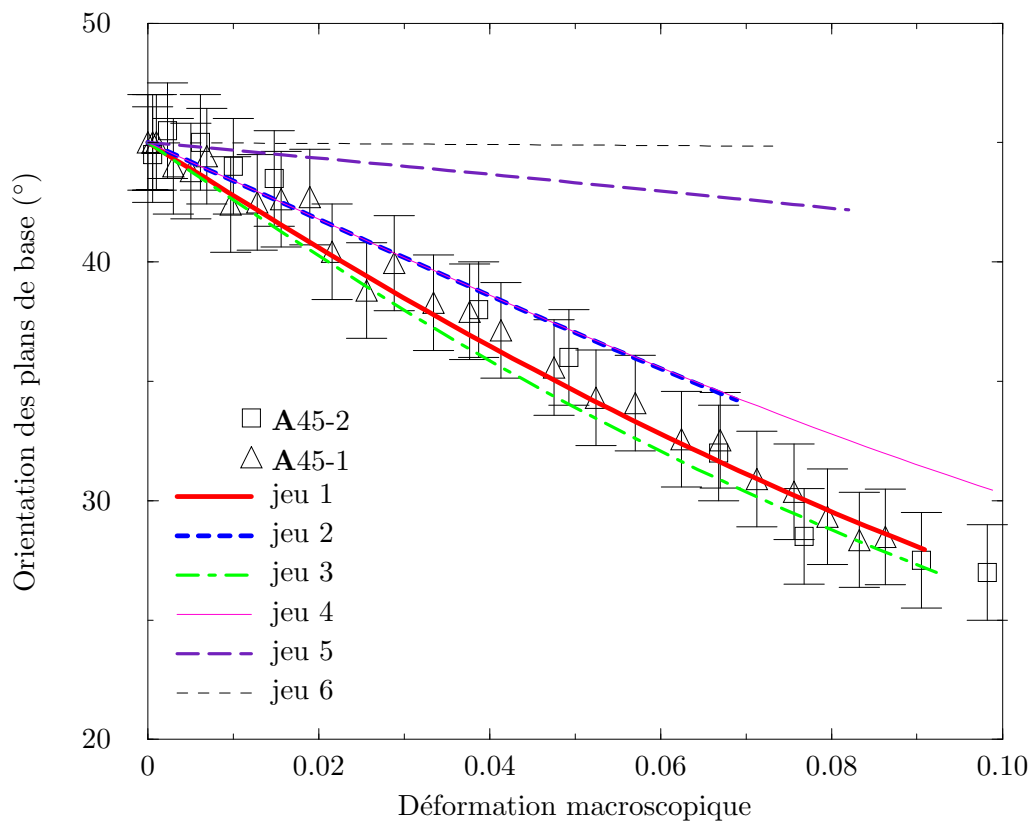
du champ de déformation dans l'inclusion, sans localisation de la déformation autre que le glissement basal. Celui-ci étant pris en compte dans le modèle sous la forme d'une faible résistance au cisaillement parallèlement aux plans de base (paramètre  $\beta$ ), on peut s'attendre à une bonne correspondance entre simulations et expériences.

Le maillage de la simulation correspondant aux essais de type **A** est constitué de 892 éléments domaine  $T6$  (triangles à 6 noeuds) et de 1901 noeuds. L'inclusion est divisée en 324 éléments. Le maillage est raffiné au niveau de la frontière inclusion–matrice (Fig. 7.1).

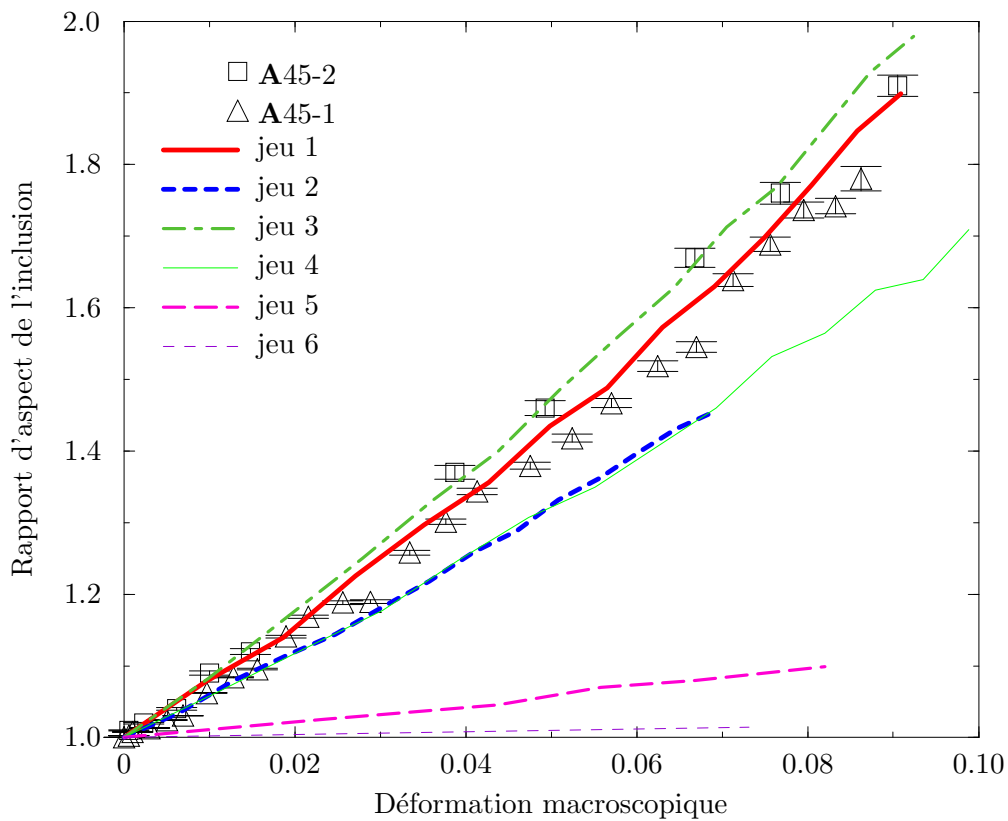
Nous avons choisi deux contrôles pour évaluer et tester les paramètres de la loi de comportement du grain :

- le rapport d'aspect de l'inclusion, soit le rapport du grand axe au petit axe de l'ellipse, noté  $b/a$ . Ce contrôle lié à la géométrie de l'inclusion caractérise la déformation du grain ;
- l'orientation cristallographique de l'inclusion. La rotation au cours de la déformation des axes  $c$  des éléments qui la composent témoigne de l'évolution de la texture.

Les Figures 7.2 et 7.3 montrent respectivement l'évolution de l'orientation cristallographique et l'évolution du rapport d'aspect de l'inclusion en fonction de la déformation macroscopique lagrangienne. Les expériences de type **A45** sont confrontées à six simulations correspondant aux six jeux de paramètres présentés dans le Tableau 7.2 : les valeurs des paramètres du modèle pour le jeu 1 dérivent des données sur le monocristal isolé ; les paramètres du jeu 2 sont issus des résultats sur la glace polaire anisotrope ; les jeux 3 à 6 montrent la sensibilité du modèle au paramètre  $\beta$  pour un très faible paramètre de fluidité  $A_3$ . On peut remarquer que les points expérimentaux issus de deux expériences avec des contraintes de fluage différentes (0.5 MPa pour **A45-1** et 1 Mpa pour **A45-2**) sur deux éprouvettes distinctes sont cependant très proches.



**Fig. 7.2** : Evolution de l'orientation cristallographique moyenne de l'inclusion sur les essais A45 : expériences et simulations. L'orientation des plans de base est définie par l'angle entre la direction de compression et l'axe  $c$ . Les valeurs des paramètres correspondants aux différentes simulations sont listées dans le tableau 7.2.



**Fig. 7.3 :** Evolution du rapport d'aspect de l'inclusion sur les essais A45 : expériences et simulations. Les valeurs des paramètres correspondants aux différentes simulations sont listées dans le tableau 7.2.

Lors des simulations, la variation d'orientation cristallographique entre les éléments de l'inclusion est très faible : de l'ordre de  $0.3^\circ$  sur 324 éléments au premier pas, jusqu'à atteindre seulement  $3.3^\circ$  après 50 itérations et 6 % de déformation. La désorientation maximale est atteinte dans les zones proches de la frontière : si on se limite aux éléments isolés de la frontière par une rangée d'éléments, la désorientation sur ces éléments n'est plus que de  $0.075^\circ$  et  $0.6^\circ$  respectivement. Le champ de vitesse de déformation est lui aussi relativement homogène, ses composantes ne variant que de quelques pourcents sur les éléments de l'inclusion, excepté dans les zones proches de la frontière (Fig. 7.5). Les variations relatives de vitesse de déformation obtenues n'augmentent pas avec la déformation. Ces variations dans l'inclusion sont légèrement supérieures à celles obtenues par Gilormini (1985) pour une inclusion viscoplastique isotrope dans une matrice viscoplastique isotrope, mais restent du même ordre de grandeur. On peut penser que l'anisotropie augmente l'inhomogénéité du champ des vitesses de déformation.

Les courbes obtenues grâce au jeu 1 sont les plus proches des courbes expérimentales, à la fois pour l'évolution de la forme et pour celle de l'orientation cristallographique (Fig. 7.3 et 7.2). La simulation de la rotation cristallographique de l'inclusion avec le jeu 2 est satisfaisante (elle se situe dans l'intervalle d'erreur des points expérimentaux). En revanche, l'évolution de la forme de l'inclusion est trop lente par rapport à la réalité. Les simulations des jeux 3 à 6 montrent, pour une inclusion beaucoup plus visqueuse que la matrice, l'importance du paramètre d'anisotropie  $\beta$ . Lorsque  $\beta$  est très faible (jeu 3), la rotation de réseau est très rapide et l'inclusion devient très aplatie, le cisaillement basal étant très important, alors que pour un rapport  $\beta$  proche de 1 (jeu 6), l'inclusion, très peu anisotrope et beaucoup plus visqueuse que la matrice, ne se déforme pratiquement pas et sa rotation cristallographique est très faible. Le paramètre  $\alpha$ , sur l'intervalle de variation [0.5–10], n'influence pas de manière perceptible les simulations pour des valeurs raisonnables de  $A_3$  et  $\beta$  telles qu'indiquées dans le Tableau 7.2.

Ces simulations montrent que le jeu de paramètres le mieux adapté, pour simuler un grain avec une déformation relativement homogène et en l'absence d'interactions grain-grain, correspond au comportement d'un monocristal isolé. Etant donné la taille de l'inclusion par rapport à la taille des grains de la matrice, les interactions au niveau du joint de grain ne doivent pas correspondre aux interactions entre grains d'un polycristal. Les essais de type **A** semblent se rapprocher de ceux d'un monocristal (grain) isolé. Les paramètres issus des données sur la glace polycristalline donnent un grain un peu trop dur, avec une trop grande résistance au cisaillement parallèlement aux plans de base. Le paramètre  $\alpha$  est très mal documenté dans la littérature, les déformations axiales dans le plan de base et perpendiculairement au plan de base étant très délicates à mettre en oeuvre sans activer de glissement basal. Etant donné le peu d'influence de ce paramètre sur les simulations, il sera fixé en première approximation à 1. Nous verrons plus tard son importance lors de la simulation d'essais avec localisation de la déformation (cf. § 8.2.2.3).

### 7.3 Simulation de la localisation par désorientation de réseau

La localisation se traduit, dans les cas de la flexion et des bandes en genou, par une désorientation de réseau plus ou moins prononcée. Une première simulation des essais avec localisation a été effectuée en utilisant un élément à orientation constante, et en suivant l'évolution de cette orientation au cours de la déformation.

Les essais de type **C** ont ainsi été simulés en considérant uniquement les rotations de réseaux comme représentatives de la localisation.

n° du grain	1	2	3	4	5	6	7
$\psi$ en degrés, à $\pm 2^\circ$	122	122	160	122	154	22	100.5

**Tab. 7.3 :** Valeurs de l'orientation de l'axe  $c$  des grains par rapport à la direction de compression, pour l'essai **C-1**.

### 7.3.1 Simulation du cluster **C**

Le modèle de grain utilisé pour les simulations sur le cluster est celui qui dérive des données sur le monocristal isolé, c'est-à-dire avec les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $A_3/B_3$  valant respectivement 1, 0.01 et 0.1.

Une première modélisation a été effectuée en discrétisant chaque grain du cluster en seulement 6 éléments  $T6$  (Fig 7.4). Les orientations initiales des grains correspondent aux orientations des grains de l'essai **C-1** (Tab. 7.3).

Cette simulation avec la discrétisation minimale a permis de montrer que, même pour ce très faible niveau de raffinement du maillage, l'évolution de la forme des grains était globalement bien reproduite. La loi de comportement utilisée semble donc permettre, au moins globalement, de reproduire la déformation d'un multicristal qui est le lieu de fortes incompatibilités de déformation intergranulaires. Le maillage trop grossier, avec une orientation constante par élément, ne permet cependant pas de décrire des rotations de réseau pouvant conduire aux bandes de localisation.

Un maillage plus raffiné a donc été utilisé, constitué de 96 triangles  $T6$  par grains, avec au total 3307 noeuds et 1502 éléments domaines pour le maillage complet (Fig. 7.4).

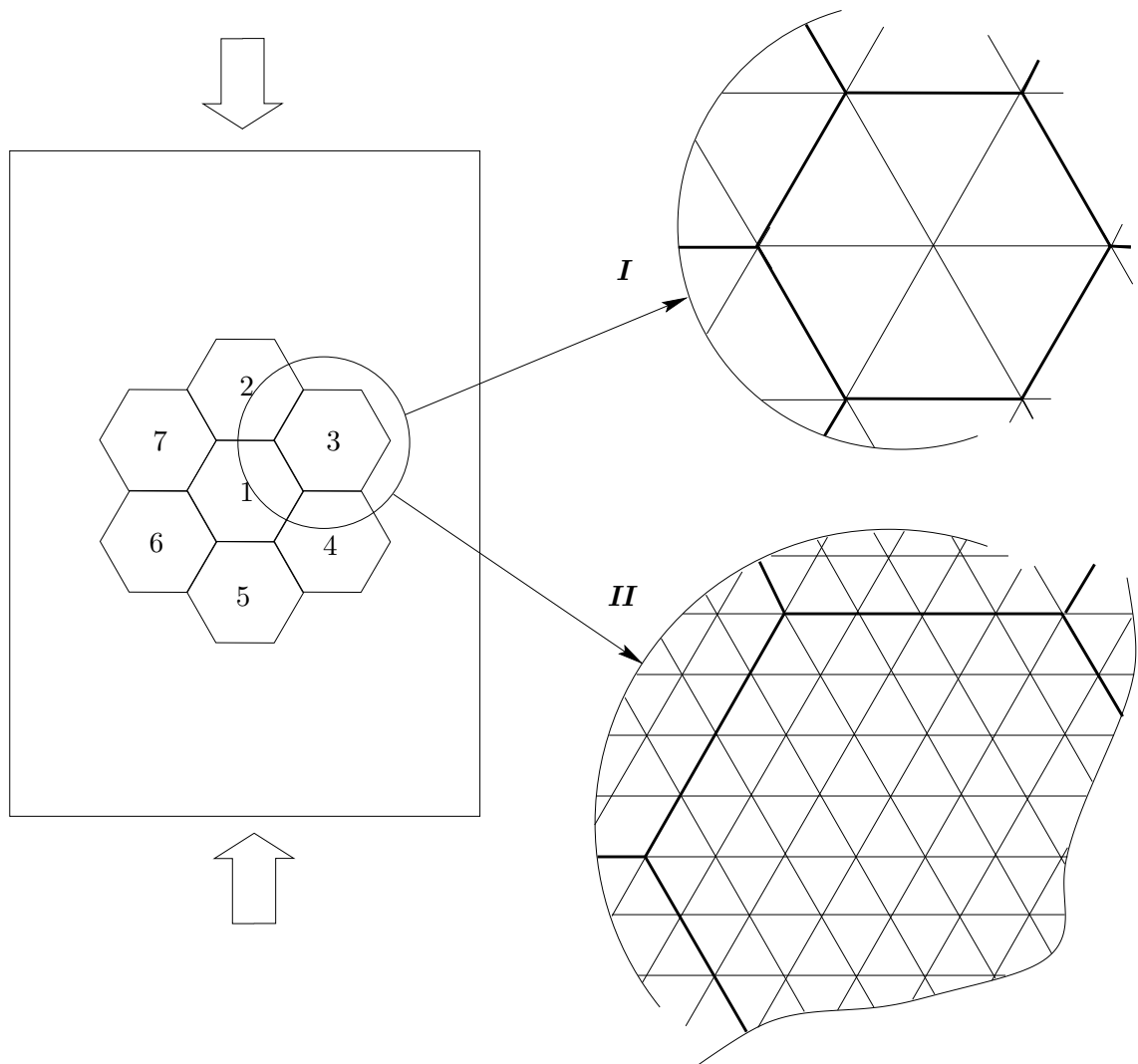
La comparaison expérience–simulation est faite à la fois sur la correspondance de la forme des grains et sur la corrélation entre les zones de déformation localisée observées expérimentalement et les zones à forte rotation de réseau observées sur la simulation<sup>1</sup> (Fig. 7.6) :

**forme des grains :** la forme des grains est bien rendue par le modèle. Qualitativement, les joints de grains sont géométriquement très proches de ceux observés et les positions des points triples correspondent à l'expérience. On observe de légères divergences sur le pourtour du cluster : lors de sa fabrication, en raison de la croissance désordonnée des grains de la matrice colonnaire, ceux-ci empiètent par endroits sur les grains du cluster. La comparaison des frontières extérieures du cluster observées et simulées n'apporte rien sur la pertinence de la simulation ;

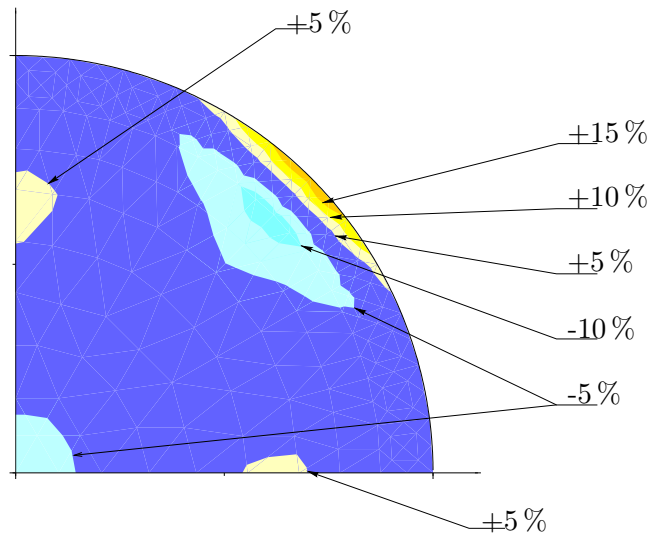
**orientation et rotation cristallographiques :** les zones où la vitesse de rotation de réseau est importante dans la simulation, en particulier la zone au niveau du joint des grains 1 et 2 et la partie droite du grain 6, correspondent à des zones fortement polygonisées dans l'expérience (Fig. 7.4 et 7.6). Les sens de rotation cristallographique simulés et expérimentaux sont identiques, et les rotations atteintes dans la simulation sont de l'ordre de grandeur des rotations observées expérimentalement. Par exemple, dans le grain 6 (le grain possédant la plus forte désorientation dans la simulation), la rotation de réseau est d'environ  $5^\circ$  et correspond bien aux mesures sur l'éprouvette **C-1**. De même, dans le grain 7, l'adéquation quantitative des orientations des plans de base entre le modèle et l'expérience est bonne.

L'analyse des vitesse de rotation de réseau montre que les zones à forte localisation de l'expérience correspondent aux zones possédant une vitesse de rotation élevée

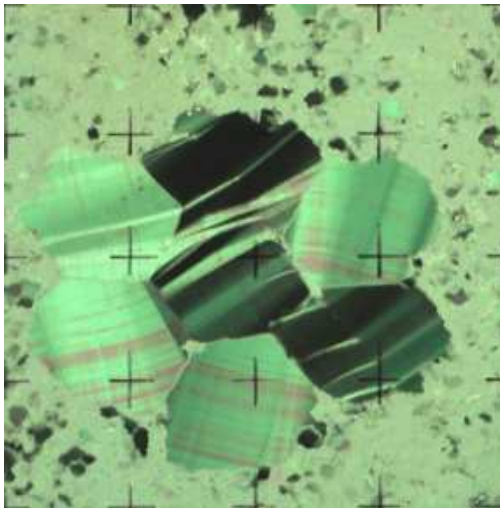
<sup>1</sup>Nous avons choisi de représenter les vitesses de rotation cristallographique plutôt que les orientations cristallographiques sur la Figure 7.6 pour une raison de lisibilité : les variations d'orientations sont faibles (au maximum de  $5^\circ$  pour une déformation macroscopique de 12.5%), et il est donc difficile de visualiser les zones subissant une plus ou moins forte rotation.



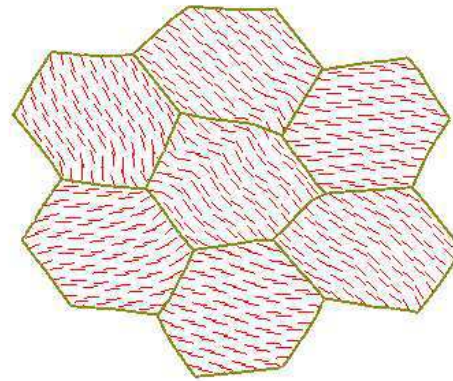
**Fig. 7.4 :** Repérage des grains du cluster de type *C* et discrétisation des maillages utilisés : 6 triangles T6 par grain (*I*) ou 96 triangles T6 par grain (*II*).



**Fig. 7.5 :** Isovaleurs de la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}_{yy}$  dans l'inclusion au premier pas de calcul. Les isovaleurs sont tracées tous les 5 % autour de la valeur moyenne de la vitesse de déformation.



(a) Zone centrale de l'éprouvette **C-1** déformée ( $\epsilon_{macro} = 12.5\%$ ).



(b) Simulation avec 96 éléments par grain (90 itérations).

**Fig. 7.6 :** Comparaison de l'essai **C-1** (a) et de sa simulation par éléments finis (b) avec une discrétisation de type **II** (Fig. 7.4). Les segments sur la figure (b) caractérisent la vitesse de rotation de réseau : un trait horizontal correspond à une vitesse de rotation nulle, un trait vertical à la vitesse maximale calculée dans tout le maillage.

dans la simulation. Ainsi, la zone comprise entre les points triples  $\langle 2-3\text{-matrice} \rangle$  et  $\langle 1-6-7 \rangle$  présente une variation de la vitesse de rotation simulée extrêmement forte d'un élément à l'autre, qui correspond à la perturbation des orientations expérimentales des plans de base de **C-1**, qui présente une succession de bandes en genou très rapprochées. Une deuxième bande dans le grain 1 (bande claire sur la figure 7.6(a)) correspond également à une zone à vitesses de rotation importantes.

La simulation de la localisation est fortement tributaire du maillage : la largeur d'une zone désorientée ne pourra pas être inférieure à la largeur d'un élément. Cependant, on peut supposer que les positions des bandes de localisation simulées dépendent peu du maillage, dans la mesure où le nombre de triangles par grain est élevé, et à condition toutefois que deux bandes ne soient pas trop proches.

La simulation du cluster **C-1** est donc correcte en ce qui concerne la forme globale des grains et les bandes de localisation du type flexion avec une désorientation cristallographique progressive. En revanche, dès qu'on effectue la comparaison modèle-expérience sur des zones à localisation sévère (bandes en genou, polygonisation avancée), il n'existe plus de correspondance au niveau des rotations de réseau. Les bandes de localisation sévère étant très étroites et n'affectant qu'une faible fraction volumique des grains, cette constatation était prévisible puisque la loi constitutive du grain est adaptée à la simulation d'un grain sans localisation de la déformation. Les bandes de localisation les plus importantes sont relativement bien situées, mais le manque de précision du maillage ne permet pas de les décrire finement. La faible largeur des bandes en genou est à cet égard un handicap pour la simulation.

## 7.4 Simulation de la localisation par étude de la cission basale

Une première solution pour améliorer la simulation de la localisation consisterait à utiliser un maillage adaptatif, dépendant des orientations basales et des concentrations de contrainte, capable de redéfinir une zone avec une forte localisation en construisant une bande d'éléments d'une largeur fonction du gradient de contrainte (ou de déformation). Cette méthode, non programmée dans le code aux éléments finis existant, nécessiterait un lourd travail de programmation et n'a donc pas été envisagée dans le cadre de cette étude.

La seconde méthode consiste à utiliser une description plus fine des orientations à l'aide d'un élément à orientation continue : au lieu d'avoir une seule orientation cristallographique dans l'élément, celui-ci possède une orientation cristallographique par noeud, avec une interpolation quadratique sur chaque triangle. D'autre part, la localisation de la déformation est liée aux mouvements de dislocations et aux concentrations de contrainte. Comme les dislocations sont mises en mouvement par la cission dans leur plan de glissement (cf. Ch. 3 et 8), les zones à cission basale nulle doivent correspondre à des zones de densité de dislocations (immobilisées) élevée. Les zones de flexion intense seront ainsi mises en évidence par un changement de sens de la cission basale dans la direction des plans de base, et les bandes en genou par une double annulation de la cission basale, toujours dans la direction des plans de base (cf. § 8.3).

Enfin, l'observation de la rotation cristallographique ne permet pas de mettre en évidence la localisation sous forme de glissement basal intense, comme elle a été observée en particulier sur les essais de type **C** (Fig. 5.17). L'étude de la cission basale permet de situer ces plans de base fortement activés, qui doivent correspondre aux cissions résolues maximales.

En associant une description fine des orientations avec l'étude de la cission basale, on peut donc espérer améliorer la prédiction de la localisation de la déformation, qu'elle soit



basale ou non-basale. Nous nous sommes surtout intéressés aux zones à cission nulle : dans la suite, la cission basale est donc représentée par des isovaleurs dont les couleurs varient du rouge (cission basale positive) au bleu (cission basale négative) en passant par le blanc (cission nulle). L'intensité des couleurs témoigne de l'intensité de la valeur absolue de la cission.

#### 7.4.1 Simulation des expériences de Nakaya (1958) : flexion de monocristaux

La comparaison des deux méthodes (orientation constante par élément : étude des rotations, et orientation continue par éléments : étude de la cission basale) a été effectuée en simulant les expériences de *flexion trois points* réalisées par Nakaya (1958) sur des monocristaux de glace avec différentes orientations par rapport au chargement. Le détail de cette étude est donné en Annexe C.

Les expériences de Nakaya (1958) sont bien simulées à l'aide du modèle à orientations continues, les isovaleurs de cission basale mettent en évidence les zones de cisaillement basal intense qui ont également été montrées par Nakaya à l'aide de son modèle de feuillets, pour les orientations de l'axe  $c$  du monocristal par rapport à la direction de compression différentes de 0 et 90°. Des sous-joints de flexion, en accord avec les observations expérimentales, sont également simulés par les zones à fort gradient de cission basale, en particulier au niveau des appuis. Cependant, ces conclusions ne peuvent être déduites qu'en connaissant les orientations cristallographiques, afin de différencier une localisation basale ou non-basale : une interprétation précise des isovaleurs de cission basale nécessite donc également une carte des orientations cristallographiques de la structure étudiée.

Les expériences de Nakaya (1958) présentent une localisation douce<sup>2</sup>, sans bandes en genou en particulier. Nous avons donc essayé d'appliquer le modèle à orientations continues pour simuler des expériences avec une localisation de la déformation sévère, telles que les essais de type C et D.

#### 7.4.2 Simulation du cluster C

Le cluster a été modélisé à l'aide d'un maillage fin à 96 éléments par grain (Fig 7.4). La Figure 7.7 montre l'évolution de la cission basale dans le cluster au cours de la déformation. La numérotation des grains du cluster ainsi que leurs orientations initiales (plans de base) sont rappelées sur la Figure 7.7(a).

#### Glissement basal intense

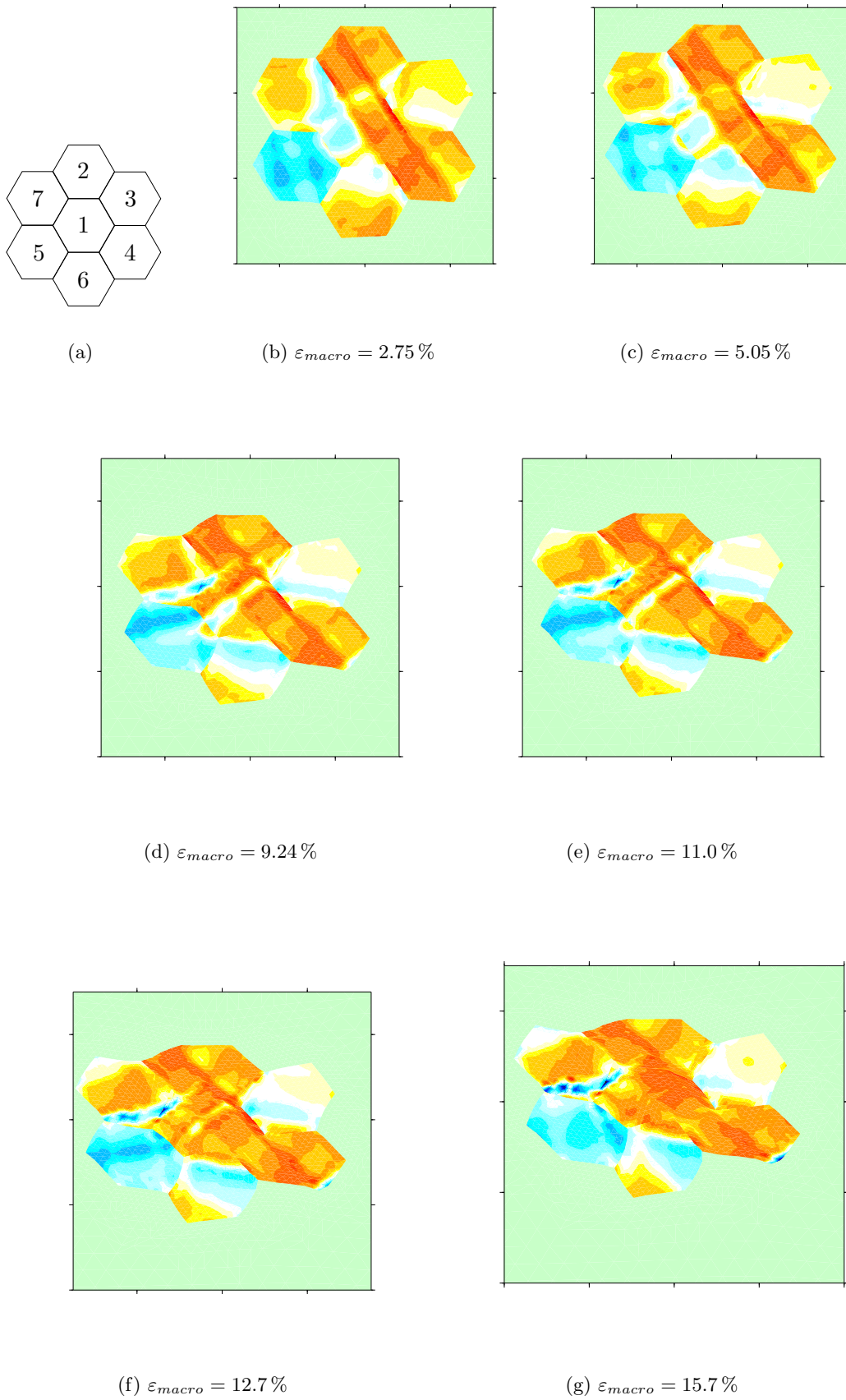
Les plans de base les plus fortement activés (visibles sous forme de lignes rouges sur les Figures B.7 et 5.17) apparaissent également dans la simulation, en particulier dans la bande des grains 1-2-4 et dans les grains 3 et 5 (Fig. 7.8). De même, dans les grains 3 et 5, les bandes de couleur bleue de la simulation (à cission basale négative) correspondent avec les lignes de glissement basal intense de l'expérience.

#### Flexion et bandes en genou

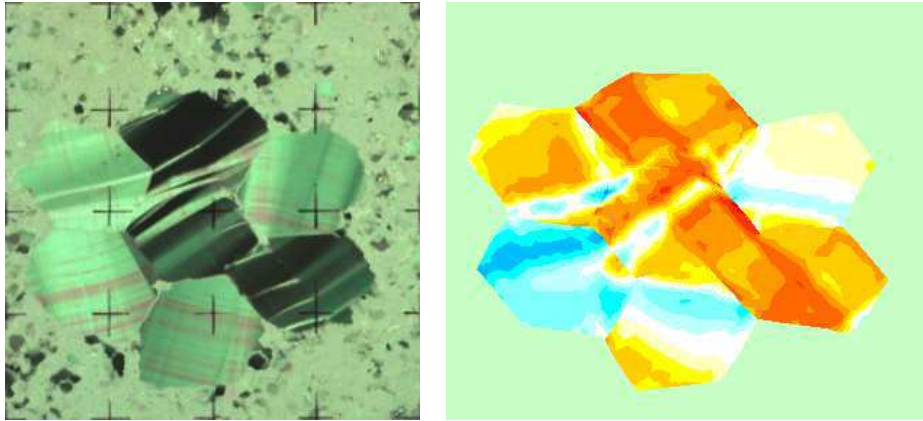
Le grain 6, qui dans l'expérience présente un sous-joint fortement marqué à proximité du joint avec le grain 1, présente dans la simulation une zone de cission nulle correspondante. Cependant, cette zone reste plus localisée et ne traverse pas tout le grain (cf. Fig 7.7(d)).

Dans la bande 1-2-4, la cission reste toujours positive, avec une forte diminution de sa valeur absolue dans la zone en regard du point triple  $\langle 1 - 2 - 3 \rangle$  (cf. Fig. 7.7(e)). Cette

<sup>2</sup>Désorientation progressive du réseau conduisant à la formation de sous-joints à faible désorientation.



**Fig. 7.7:** Simulation de l'essai C-1 : isovaleurs des cissions basales.



(a) Zone centrale de l'éprouvette C-1 déformée ( $\varepsilon_{macro} = 12.5\%$ ).

(b) Isovaleurs de la cission basale dans le cluster simulé.

**Fig. 7.8** : Comparaison de l'expérience C-1 et de sa simulation à l'aide des éléments à orientation continue.

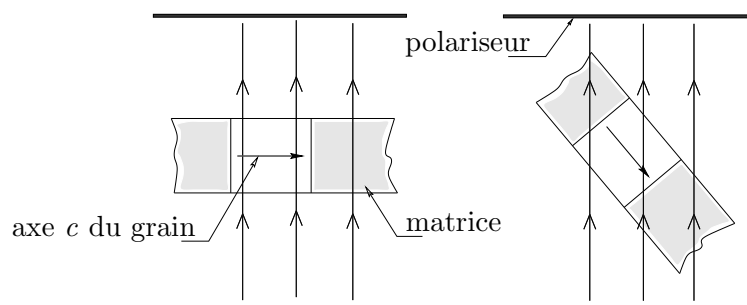
zone correspond dans l'expérience, en fin d'essai, à la zone très perturbée constituée de grains lamellaires très désorientés entre eux (de l'ordre de  $80^\circ$ ) visibles sur la Figure 5.15.

Dans le grain 7, une zone avec deux changements successifs de sens de la cission se développe, perpendiculairement aux plans de base. Ces changements de sens signifient des accumulations de dislocations de signes opposés, donc de désorientations opposées. Si on compare à l'expérience, on observe effectivement dans cette zone deux sous-joints avec des désorientations de signes opposés. Cette bande est relativement large pour une bande en genou, si on se réfère aux observations des essais de type **B** et **D**, ou même aux bandes en genou dans la zone 1-2-3. Dans le grain 1, hors de la bande de cisaillement intense 1-2-4 (du côté du grain 7), la simulation donne également deux zones d'annulation de la cission, cohérentes avec l'expérience, qui correspondent à une bande en genou.

Le grain 3 ne présente pas de bandes à cission nulle perpendiculairement aux plans de base, alors qu'il subit expérimentalement une flexion relativement importante. En revanche, la simulation indique une localisation du glissement basal correspondant au point triple  $\langle 1 - 2 - 3 \rangle$ .

### Remarques

La représentation des zones, perpendiculaires aux plans de base, subissant un **changement de signe de la cission basale** dans la direction des plans de base donne une idée des zones où des dislocations d'un signe vont s'accumuler, donc des **zones de flexion** plus ou moins intense selon le gradient de cission. Les zones où la **cission s'annule tout en gardant le même signe** de part et d'autre correspondent expérimentalement à des zones présentant des **bandes en genou**. On peut alors supposer que cette simple annulation de la cission basale cache en réalité, du fait du maillage relativement grossier, une double annulation avec changement de signe sur une très courte distance correspondant à une bande en genou. Les bandes en genou observées expérimentalement ayant une largeur de l'ordre du  $1/2$  millimètre, le maillage utilisé serait insuffisamment raffiné pour pouvoir les simuler.



**Fig. 7.9** : Difficulté pour lever l'indétermination sur la position de l'axe  $c$  d'un petit grain.

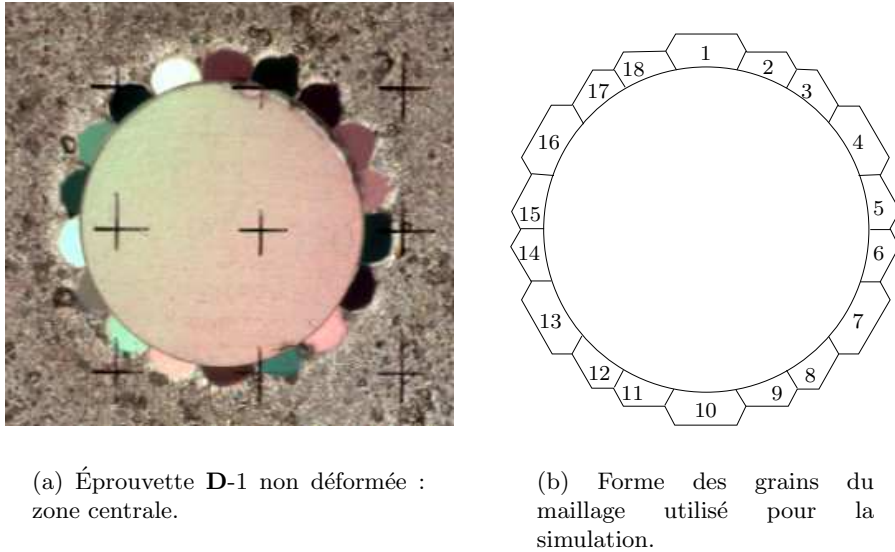
### 7.4.3 Simulation des expériences de type D

Nous avons simulé les expériences de type **D** (inclusion circulaire avec une couronne de grains dans une matrice isotrope) en retravaillant le maillage utilisé pour simuler les essais de type **B** (matrice colonnaire, cf. § 8.2) : les éléments proches de la frontière ont été modifiés pour mailler une inclusion centrale circulaire. La géométrie des grains périphériques est restée identique au niveau de leur frontière avec la matrice isotrope (Fig. 7.10). Les grains des deux expériences et simulations sont repérés sur la Figure B.2.

Expérimentalement, les orientations des grains périphériques sont délicates à déterminer, du fait de la petite taille de ces grains. La précision sur l'orientation d'un grain par rapport à la direction de compression est de l'ordre de  $\pm 2^\circ$ , à  $90^\circ$  près : sur la platine universelle, le grain présente deux extinctions à  $90^\circ$ , lorsque les plans de base sont parallèles ou perpendiculaires aux directions de polarisation. La levée de l'indétermination s'effectue en faisant tourner le grain autour d'une des positions d'extinction. Si l'extinction persiste, l'axe  $c$  est confondu avec l'axe de rotation, sinon il est à  $90^\circ$ . Pour des grains d'un diamètre de 7 mm dans une éprouvette de 8 mm d'épaisseur, la rotation autour d'un des axes d'extinction d'un grain conduit très rapidement à masquer celui-ci par la matrice (Fig. 7.9), et donc l'observation de l'extinction n'est plus possible. Les orientations utilisées dans la simulation sont donc valables à  $90^\circ$  près, ce qui constitue un handicap sérieux pour la comparaison simulation - expérience, l'influence de l'orientation des grains périphériques sur l'inclusion étant loin d'être négligeable dans la simulation : une rotation de  $90^\circ$  de l'orientation cristallographique du grain peut changer radicalement son comportement et ses interactions avec l'inclusion centrale (cf. Ch. 8).

La forme des grains périphériques diffère également entre la simulation et l'expérience. Les éprouvettes **D-1** et **D-2** possèdent, à la frontière inclusion - couronne de grains, des jonctions entre l'inclusion, deux grains périphériques et la matrice : il y a donc des points quadruples, alors que dans la simulation il n'y a que des points triples. De plus, les grains périphériques de l'expérience sont de taille identique, alors que les dimensions des grains de la simulation diffèrent légèrement entre eux (Fig. 7.10).

Les simulations effectuées sont donc à considérer plutôt d'un point de vue qualitatif que quantitatif, et nous allons simplement étudier le champ de cission basale dans l'inclusion en rapport avec les points triples de la frontière. Les lames minces des deux essais de type **D** sont présentées sur la Figure 7.11. L'essai **D-1**, avec l'axe  $c$  de l'inclusion centrale initialement à  $72.5^\circ$  de l'axe de compression, présente une très forte localisation de la déformation sous forme de bandes en genou et de flexion basale (Fig. 7.11(a)). L'essai **D-2**, avec l'axe  $c$  initialement parallèle l'axe de compression, présente seulement une légère flexion aux limites droite et gauche de l'inclusion (zones plus sombres), sans faire apparaître de phénomènes de localisation autre que du glissement dans les plans de base. La déformation parallèlement aux plans de base n'est cependant pas homogène,



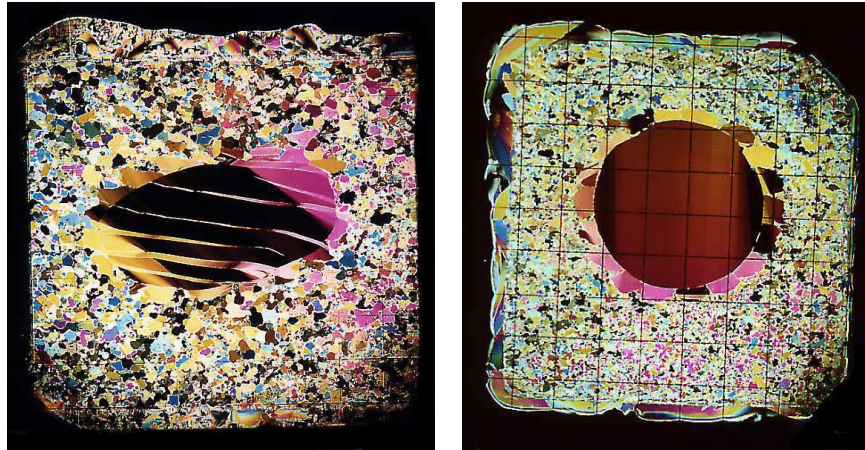
**Fig. 7.10:** Configuration des grains de l'expérience et des grains du maillage.

comme on peut le constater sur la Figure 7.15(a) : un ensemble de plans de base s'est déplacé vers la gauche dans la partie supérieure de l'inclusion, entre les grains 16-17 et 2-3, ce qui témoigne d'une forte cisssion basale dans cette zone.

Les orientations cristallographiques des grains périphériques qui ont été utilisées pour les simulations sont données dans le tableau B.3. La Figure 7.12 présente les isovaleurs de cisssion basale des deux simulations pour la même déformation macroscopique. Les valeurs de cisssion basale correspondant aux isovaleurs de la simulation de type **D-1** sont trois fois supérieures aux valeurs de cisssion pour la simulation de type **D-2**. On observe immédiatement, sur la simulation de type **D-1** (Fig. 7.12(a)), que la cisssion basale s'atténue plusieurs fois le long des plans de base, suivant des bandes perpendiculaires aux plans de base, et on observe également des lignes de glissement basal intense : ces deux réseaux de bandes parallèles et perpendiculaires aux plans de base correspondent au réseau observé au début de la déformation de l'éprouvette **D-1** (Fig. B.8(c)). Sur la simulation de type **D-2** (Fig. 7.12(c)), les gradients de cisssion le long des plans de base sont beaucoup plus faibles, mais il existe des zones à forte cisssion basale parallèlement aux plans de base (zone inférieure de l'inclusion centrale). Ces phénomènes s'amplifient dès que la déformation augmente, comme on peut le constater sur les Figures 7.13(b) et 7.15(b).

La simulation de type **D-1** ne présente pas autant de bandes de localisation que l'expérience. Elle montre essentiellement une bande avec une double inversion de la cisssion très marquée dans la partie inférieure de l'inclusion, qui tourne dans le sens opposé aux plans de base, comme dans l'expérience. Une autre bande peu visible existe également en haut à droite de l'inclusion. Il est intéressant de noter l'apparition de nouvelles bandes où la cisssion basale s'atténue, perpendiculaires à l'orientation actuelle des plans de base (dans la partie supérieure de l'inclusion) : ces nouvelles bandes correspondraient aux nouvelles bandes en genou qui apparaissent dans les expériences lorsque les premières bandes en genou formées ont fortement tourné par rapport aux plans de base (dans les essais de type **C**, **D** ou **E**, cf. §5.4.2).

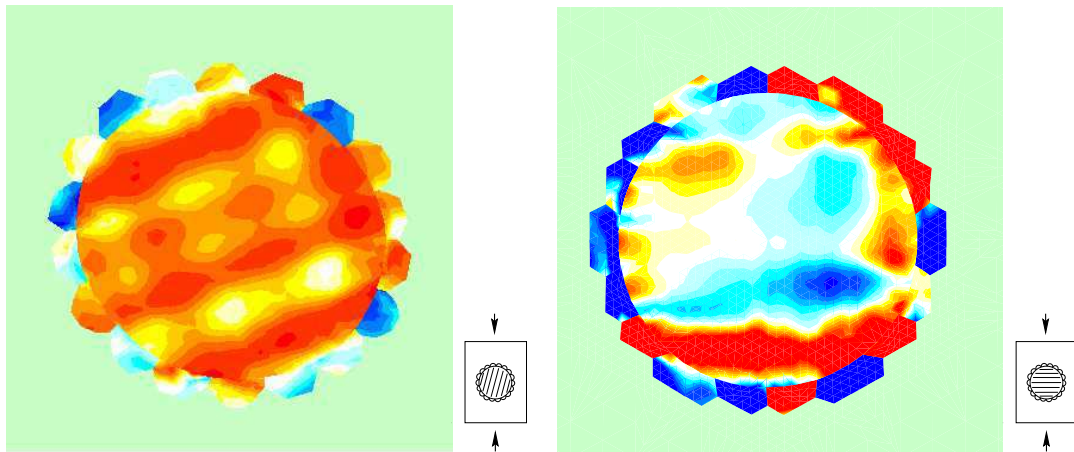
Plusieurs simulations avec des orientations des grains de la couronne différentes ont montré que l'apparition des bandes avec une atténuation ou une double inversion de la cisssion basale est très liée aux orientations des grains périphériques. La méconnaissance



(a) Éprouvette **D-1** après 12.5 % de déformation. L'axe  $c$  de l'inclusion est initialement à  $72.5^\circ$  de l'axe de chargement.

(b) Éprouvette **D-2** après 5.8 % de déformation. L'axe  $c$  de l'inclusion est initialement à  $90^\circ$  de l'axe de chargement.

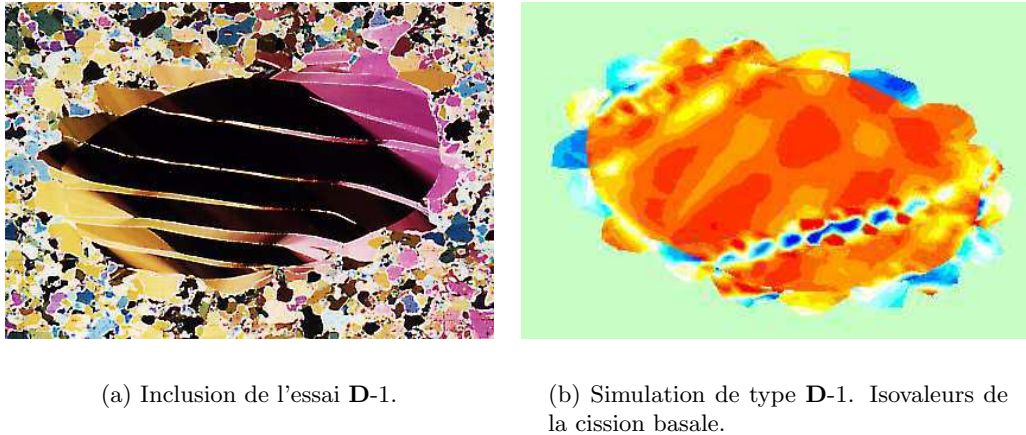
**Fig. 7.11** : Lames minces des éprouvettes de type **D**. La direction de chargement est verticale, les lignes du quadrillage sont espacées de 1 cm.



(a) Simulation de type **D-1** (inclusion centrale possédant la même orientation cristallographique que dans l'essai **D-1**).

(c) Simulation de type **D-2** (inclusion centrale possédant la même orientation cristallographique que dans l'essai **D-2**).

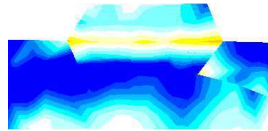
**Fig. 7.12** : Isovaleurs de cission basale sur les simulations des essais de type **D**, pour une déformation macroscopique de 2.2 %. Les valeurs de cission basale correspondant aux isovaleurs de la simulation de type **D-1** sont trois fois supérieures aux valeurs de cission pour la simulation de type **D-2**.



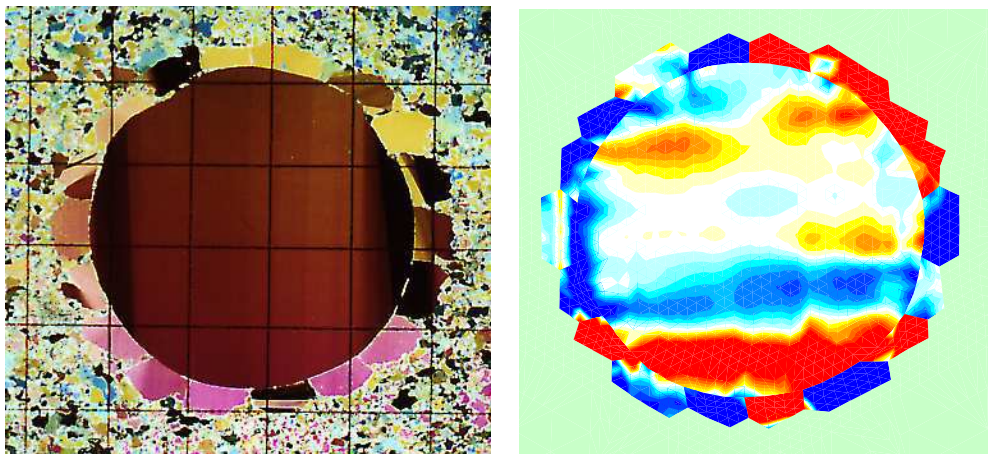
(a) Inclusion de l'essai D-1.

(b) Simulation de type D-1. Isovaleurs de la cission basale.

**Fig. 7.13 :** Comparaison de l'essai D-1 et de la simulation pour une déformation macroscopique de 12.5%.



**Fig. 7.14 :** Agrandissement du grain 14 de la simulation D-2 montrant la double inversion de la cission basale le long des plans de base. L'axe  $c$  du grain est initialement à  $-10^\circ$  de la verticale.



(a) Inclusion de l'essai D-2.

(b) Simulation de type D-2. Isovaleurs de la cission basale.

**Fig. 7.15 :** Comparaison de l'essai D-2 et de la simulation pour une déformation macroscopique de 5.8%.

de l'orientation précise de tous les grains de la couronne peut donc expliquer la simulation d'un nombre plus faible de bandes en genou que dans l'expérience. L'influence des orientations des grains adjacents sur la localisation, dans la simulation, sera discutée au Chapitre 8. La largeur entre les deux lignes à cission nulle correspond à la largeur des

bandes en genou observée dans l’essai **D-1**. L’évolution de la forme de l’inclusion centrale est un peu moins rapide que dans la réalité, mais la rotation d’ensemble de l’inclusion est bien reproduite.

La simulation de type **D-2** ne montre pas de bandes à cission nulle perpendiculaires aux plans de base. Elle fait apparaître une zone fortement cisailée parallèlement aux plans de base dans la partie inférieure, avec une annulation de la cission et une inversion, entre les grains 7 et 12. Ce phénomène est comparable, et correspond en termes de champ de déformation, à la “bosse” observée dans la partie supérieure de l’inclusion expérimentale entre les grains 17 et 2. La simulation fait également apparaître une flexion à la limite gauche de l’inclusion (zone bleue), qui est en bon accord avec les flexions observées expérimentalement (qui sont de  $+5$  et  $-3.5^\circ$  par rapport à l’orientation du corps de l’inclusion, respectivement à gauche et à droite). On peut également noter, dans le grain 14, une double inversion de la cission basale le long des plans de base, sur une très courte distance, qui correspondrait à ce que l’on attend pour une bande en genou (Fig. 7.14). Le raffinement du maillage est pourtant identique dans ce grain et dans le corps de l’inclusion. Cette observation semble montrer que l’on peut atteindre une précision relativement élevée sur le champ de cission basale, malgré un maillage grossier, et que la prédiction de la largeur des bandes en genou serait alors possible en observant les variations de ce champ.

## 7.5 Conclusion

Les simulations des expériences ont été réalisées à l’aide d’un code aux éléments finis, utilisant la loi constitutive du grain orthotrope de révolution non-linéaire, décrite au Chapitre 6. La simulation des expériences permet d’obtenir une description de la déformation globale des grains d’un multicristal satisfaisante, même lorsque les incompatibilités de déformations sont très importantes. En l’absence d’hétérogénéités du champ de déformation (essais de type **A**), les simulations numériques sont très proches des expériences, à la fois pour l’évolution de la forme du grain et de son orientation cristallographique.

L’étude du champ de la cission résolue dans le plan de base, responsable du mouvement des dislocations, permet de mettre en évidence les zones d’arrêt des dislocations, et ainsi de déterminer des zones probables de flexion, polygonisation, voire de création de bandes en genou. Les comparaisons entre les expériences et leurs simulations ont montré que les zones de flexion étaient bien simulées, à la fois en termes de lieu, d’étendue et de désorientation, mais qu’en revanche les bandes en genou ne sont pas toujours bien représentées par le modèle (étendue trop importante, amplitude des désorientations cristallographiques trop faibles) en raison vraisemblablement du maillage trop peu raffiné. L’utilisation d’un élément à orientation continue a néanmoins permis d’améliorer la description du champ de cission par rapport à un élément à orientation constante : la description du champ des cissions est beaucoup plus fine, et la direction des lignes à cission nulle dépend faiblement du maillage.

Cependant, la simulation des bandes en genou reste peu convaincante, sans doute en raison du fait que la cission basale n’est pas la seule responsable de l’apparition des bandes de localisation : les phénomènes d’interaction entre dislocations, dûs aux empilements, sont également à prendre en compte. Le raffinement du maillage ainsi que l’intégration des densités de dislocations comme variables internes du modèle devraient permettre d’améliorer cette description. Dans cette optique, l’étude du cisaillement des joints de grains semble être une étape obligée pour la connaissance des taux de production de dislocations de chaque signe dans le système de glissement basal (Liu *et al.*, 1993; Jia *et al.*, 1996).





# Chapitre 8

## Discussion

### 8.1 Introduction

Ce chapitre présente l'étude de la sensibilité de la simulation de la localisation aux paramètres internes du modèle de grain, ainsi que celle de l'influence de la géométrie et des orientations relatives des grains sur l'intensité de la localisation de la déformation. Les mécanismes de localisation observés lors des essais sur multicristaux sont ensuite interprétés en termes de dynamique des dislocations. Des conclusions en sont tirées sur les paramètres à prendre en compte dans un modèle de localisation.

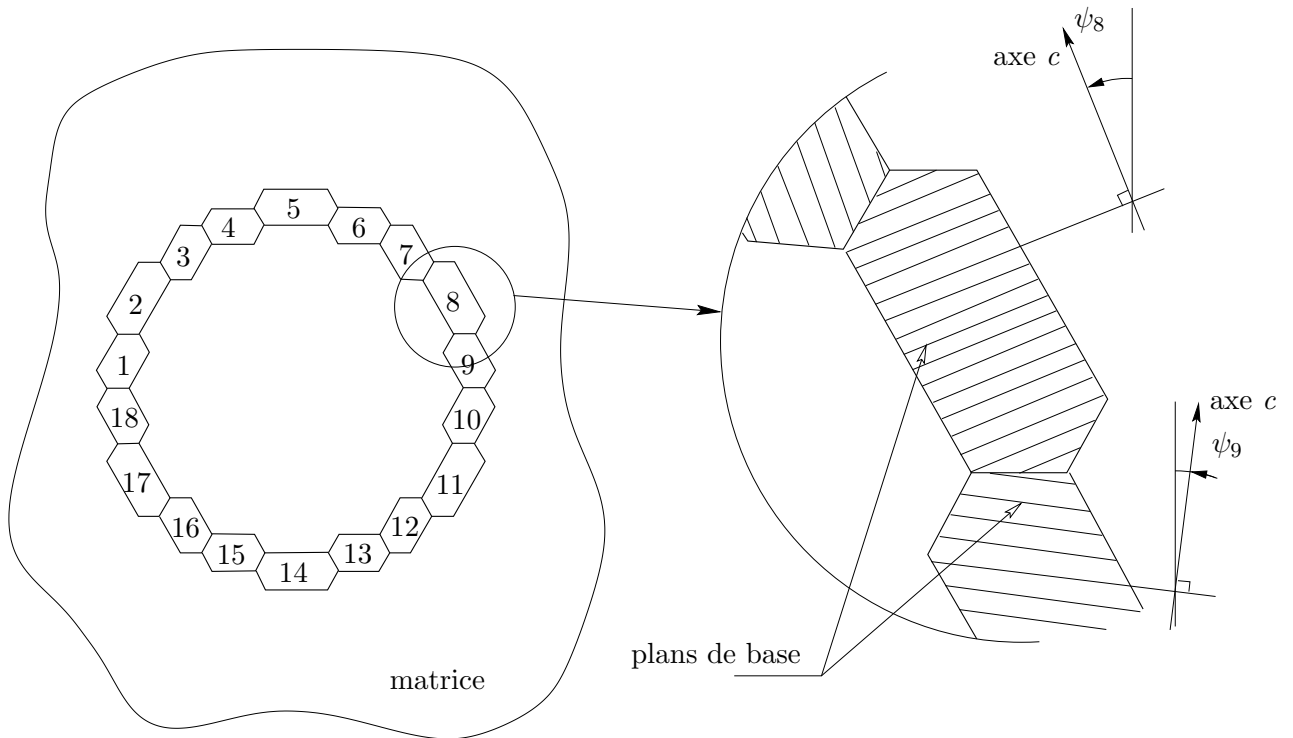
### 8.2 Simulations de type B : étude de l'influence des orientations relatives des grains sur la localisation

L'étude de l'influence des orientations relatives des grains, et de la géométrie, sur la localisation a été effectuée sur la simulation des essais de type **B** (une inclusion à peu près circulaire dans une matrice colonnaire, Fig. B.1). Pour simplifier, seule la première rangée de grains de glace colonnaire autour de l'inclusion a été modélisée. Les simulations ont donc été effectuées sur un maillage comportant une inclusion, relativement circulaire, entourée de 18 grains de taille intermédiaire, l'ensemble étant noyé dans une matrice isotrope. On peut prévoir qu'une matrice intégralement colonnaire amplifierait les phénomènes observés (notamment les incompatibilités de déformation). Les formes des grains de la couronne et de l'inclusion sont modélisées de telle façon qu'il n'existe que des points triples à  $120^\circ$  (Fig. 8.1).

Quelques simulations ont été effectuées sur des configurations simples (tous les grains et l'inclusion avec la même orientation, une orientation pour l'inclusion et une orientation identique pour tous les grains, etc . . .) pour comparer les résultats avec les calculs effectués sur une inclusion circulaire dans une matrice isotrope (essais de type **A**). Ensuite, un certain nombre de configurations (*i.e. d'orientations des plans de base des grains et de l'inclusion par rapport à la direction de chargement*) ont été simulées pour étudier les corrélations éventuelles entre l'apparition de bandes de localisation et les orientations relatives des grains *a priori* responsables de ces localisations (*i.e. les grains situés aux extrémités des bandes*). Enfin, d'autres calculs ont été conduits pour étudier l'influence de l'orientation de l'inclusion, toutes choses restant identiques par ailleurs. La plupart de ces configurations sont répertoriées dans le Tableau 8.1.

#### 8.2.1 Comparaison avec les simulations de type A

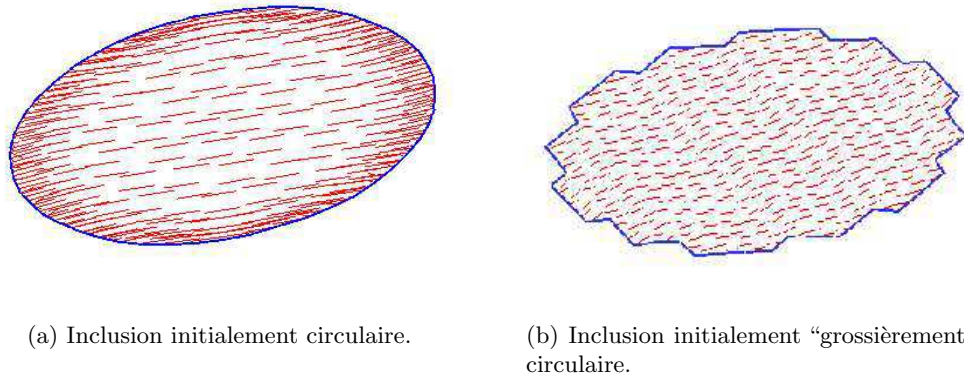
Les précédents calculs sur une inclusion circulaire orthotrope de révolution dans une matrice isotrope, dans le cas non-linéaire, ont montré la bonne homogénéité des champs



**Fig. 8.1** : Repérage des grains pour la simulation des essais de type **B**. Les angles  $\psi_i$  sont repérés par rapport à la direction de compression.

grain	n° de la simulation : CR-														
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
<b>incl.</b>	107	13	100	100	100	100	100	100	100	100	135	110	120	135	150
<b>1</b>	110	110	147	121	75	77	13	117	50	70	115	50	50	50	50
<b>2</b>	147	16	38	24	150	48	93	32	25	152	53	25	25	25	25
<b>3</b>	160	144	55	153	28	149	66	164	85	45	155	85	85	85	85
<b>4</b>	70	70	48	56	41	78	37	11	35	124	65	35	35	35	35
<b>5</b>	80	116	122	110	67	166	98	173	74	71	48	74	74	74	74
<b>6</b>	78	73	149	126	87	1	38	112	178	93	19	178	178	178	178
<b>7</b>	30	100	123	72	27	90	174	134	172	170	132	172	172	172	172
<b>8</b>	23	176	119	62	147	29	49	41	16	67	80	16	16	16	16
<b>9</b>	36	87	77	100	73	34	31	17	6	123	12	6	6	6	6
<b>10</b>	162	112	123	150	1	63	121	66	143	113	76	143	143	143	143
<b>11</b>	5	152	89	96	32	165	38	36	170	14	57	170	170	170	170
<b>12</b>	58	33	128	110	129	3	160	128	39	21	29	39	39	39	39
<b>13</b>	95	57	69	35	147	5	43	44	87	58	44	87	87	87	87
<b>14</b>	166	45	166	44	59	4	4	41	118	171	27	118	118	118	118
<b>15</b>	140	116	37	90	4	21	17	98	138	27	73	138	138	138	138
<b>16</b>	10	43	101	23	115	168	137	176	118	175	151	118	118	118	118
<b>17</b>	128	2	147	104	130	139	67	155	104	0	2	104	104	104	104
<b>18</b>	130	34	62	148	117	40	48	179	113	36	43	113	113	113	113

**Tab. 8.1** : Orientations des grains pour différentes configurations étudiées (essais de type **B**) : orientation  $\psi$  de l'axe  $c$  par rapport à la direction de compression (en degrés).



**Fig. 8.2** : Champ des vitesses de rotation pour une inclusion de type **A** et une inclusion de type **B**, dans une matrice isotrope. Les orientations sont constantes par élément.

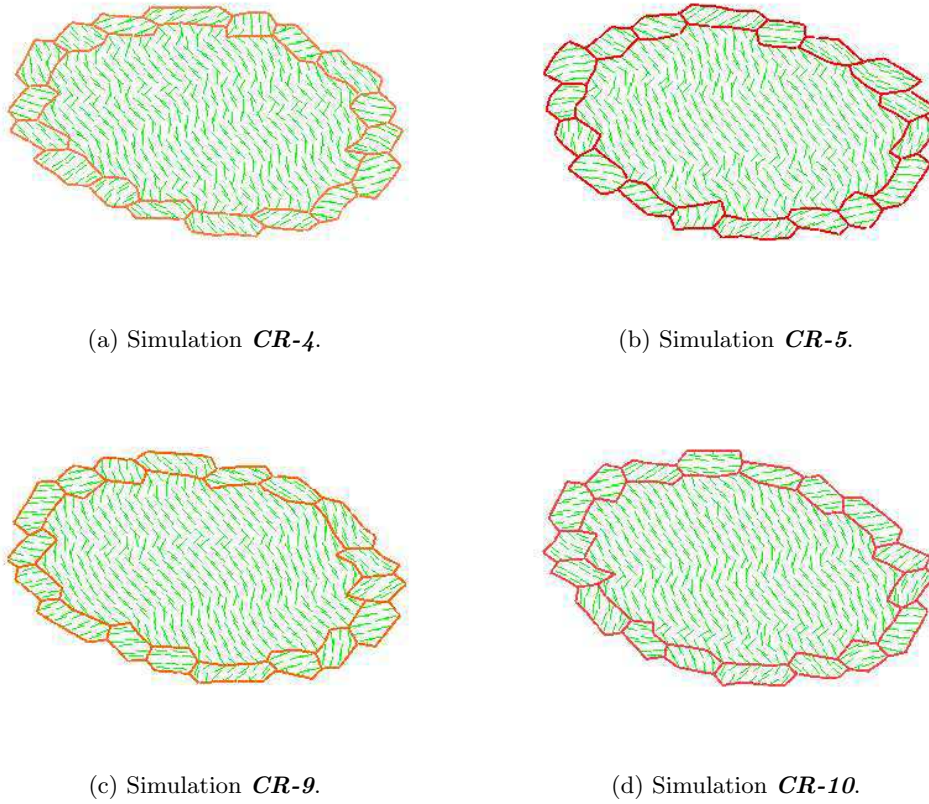
de contrainte et de vitesse de déformation à l'intérieur de l'inclusion, et en particulier du champ de rotation cristallographique, et ceci quelle que soit l'orientation cristallographique de l'inclusion par rapport à la direction de chargement (cf. § 7.2). Les calculs effectués sur une inclusion de forme "grossièrement" circulaire, pour différents cas d'orientations cristallographiques, avec une couronne de grains isotropes, montrent l'hétérogénéité du champ de vitesse de rotation cristallographique dans l'inclusion (Fig. 8.2). Ceci confirme l'importance de l'effet de forme de l'inclusion : dès que l'inclusion n'est plus parfaitement circulaire ou elliptique, le champ de contrainte et le champ de vitesse de déformation perdent leur homogénéité. Ceci est une conséquence directe des discontinuités de la tangente à la frontière inclusion – matrice qui génèrent des concentrations de contrainte à l'intérieur et à l'extérieur de l'inclusion.

### 8.2.2 Bandes de localisation.

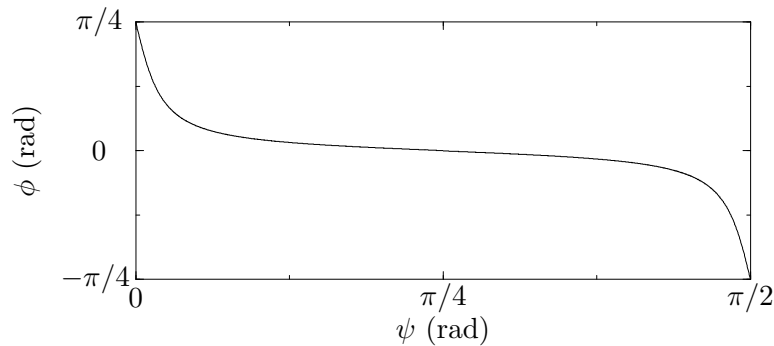
De manière générale, les calculs avec les configurations **CR-1** à **CR-15** confirment les résultats des simulations présentés au Chapitre 7 : au cours de la déformation, des bandes, qui se traduisent par une variation de l'orientation des plans de base des éléments, se développent.

Les simulations **CR-3** à **CR-10** ont été effectuées avec la même orientation de l'inclusion centrale mais des orientations des grains périphériques différentes (Fig. 8.3(a) à 8.3(d)), et les simulations **CR-9** et **CR-12** à **CR-15** en gardant les mêmes orientations pour les grains périphériques et en modifiant l'orientation de l'inclusion entre 100 et 150°. Ces simulations montrent, dans l'inclusion, des bandes de localisation différentes en nombre, en intensité et en position. Cependant, la forme globale de l'inclusion déformée varie peu d'une simulation à une autre, pour une même orientation de l'inclusion. Les conclusions sur l'influence de la microstructure sur l'apparition et le nombre de bandes de localisation sont les suivantes :

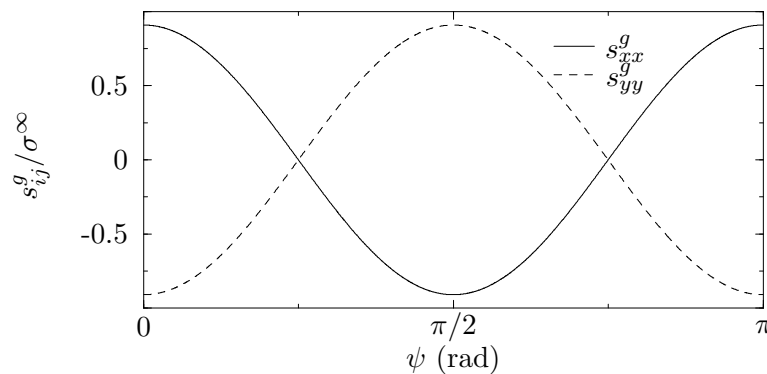
- la position des bandes dans l'inclusion varie suivant l'orientation des grains adjacents. On peut donc légitimement supposer qu'elle est liée aux orientations relatives des grains périphériques par rapport à l'inclusion, en plus d'être due à la géométrie de la frontière ;
- l'intensité de la localisation de la déformation dans les bandes (la désorientation des plans de base) semble diminuer lorsque l'angle  $\psi$  entre l'axe  $c$  de l'inclusion et l'axe de chargement se rapproche de 0° (ou 180°).



**Fig. 8.3 :** Orientations des plans de base pour les simulations *CR-4*, *CR-5*, *CR-9* et *CR-10* après 90 itérations (zone centrale). L'inclusion centrale est initialement orientée à  $100^\circ$  (axe *c* par rapport à la direction de compression), les orientations des grains périphériques sont décrites dans le tableau 8.1. Les orientations sont constantes par élément.



**Fig. 8.4 :** Evolution de l'angle  $\phi$  entre le plan de base et la direction de cisaillement maximal dans l'inclusion, dans le cas linéaire.



**Fig. 8.5** : Evolution des composantes du tenseur des contraintes déviatoires dans l'inclusion en fonction de son orientation (l'axe  $c$  est confondu avec  $e_y$ ).  $\sigma^\infty$  est la contrainte de compression à l'infini.

### 8.2.2.1 Direction des bandes de localisation.

Une estimation de l'influence de l'orientation de l'inclusion peut être obtenue en supposant celle-ci incluse dans une matrice isotrope chargée à l'infini. En supposant les comportements de la matrice et de l'inclusion linéaires, la direction de cisaillement maximal dans l'inclusion est calculée à partir de l'expression de la vitesse de déformation en fonction du champ de vitesse à l'infini, donnée par Meyssonier et Plé (1999). Pour une matrice sollicitée en compression, l'orientation  $\phi$  de la direction de cisaillement maximal par rapport à la direction des plans de base est obtenue comme

$$(8.1) \quad \phi = \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{1 + \lambda\alpha}{1 + \lambda\beta} \tan 2\psi \right) + k\frac{\pi}{2},$$

où  $\psi$  est l'angle entre l'axe  $c$  et la direction de compression,  $\alpha$  et  $\beta$  sont les paramètres du modèle de grain et  $\lambda$  est le rapport de la viscosité de l'inclusion à la viscosité de la matrice ( $\lambda = \eta_{incl.}/\eta_{mat.} = B_1/A_1$ ). L'évolution de  $\phi$  en fonction de  $\psi$  est tracée sur la Figure 8.4. La Figure 8.5 montre l'évolution des composantes du tenseur des contraintes déviatoires dans l'inclusion, dans le repère du grain  $\{R^g\}$ , calculées avec ce modèle. On constate que la direction de cisaillement maximal est toujours proche de la direction des plans de base pour  $\psi$  différent de 0 et  $\pi/2$ . Pour  $\psi$  proche de 0 et  $\pi/2$ , le repère des déformations principales et le repère des contraintes principales deviennent confondus avec le repère local : le cisaillement est alors minimal parallèlement aux plans de base. En général, les bandes de localisation observées dans les expériences (qu'elles soient bandes en genou ou localisation du glissement basal) correspondent aux directions de cisaillement maximal données par ce modèle simple. Pour  $\psi$  proche de 0, l'observation de l'échantillon **D-2** ne montre pas de bande en genou, uniquement une zone plus fortement cisailée parallèlement aux plans de base (Fig. 7.15(a)).

### 8.2.2.2 Influence de l'orientation de l'inclusion

L'orientation de l'inclusion par rapport à la direction de chargement semble être un critère prépondérant dans les simulations numériques. En effet, celles-ci mettent en évidence (par la désorientation du réseau cristallographique) une augmentation du nombre de bandes de localisation lorsque  $\psi$  passe de 0 à  $\pi/2$ , avec une quasi absence de localisation pour  $\psi < \pi/4$  et la présence systématique de plusieurs bandes de localisation pour  $\psi$  proche de  $\pi/2$  (Fig. 8.3(a) à 8.3(d)). Ceci correspond à l'intervalle dans lequel le modèle d'inclusion linéaire prédit une contrainte déviatoire  $s_{xx}^g$  de compression dans la direction

du plan de base (et une traction dans la direction de l'axe  $c$ ), ce qui fait penser à du flambement (Fig. 8.5).

Cependant, les résultats des simulations éléments finis sont contradictoires avec les résultats des expériences, qui montrent que la localisation de la déformation existe pour une inclusion initialement orientée à  $45^\circ$ , et que cette localisation (sous forme de bandes de flexion ou de bandes en genou) peut être très marquée (cf. essais **B45-1** et **B45-2**). Une raison probable de cette différence peut être la différence “d’environnement” de l’inclusion. L’inclusion modélisée ne possédant qu’une couche de *gros grains* à sa périphérie, alors que la matrice des essais de type **B** est intégralement constituée de *gros grains* qui interagissent entre eux, on peut s’attendre à ce que les grains adjacents à l’inclusion paraissent moins “durs” dans la simulation qu’en réalité.

### 8.2.2.3 Influence du paramètre $\alpha$ .

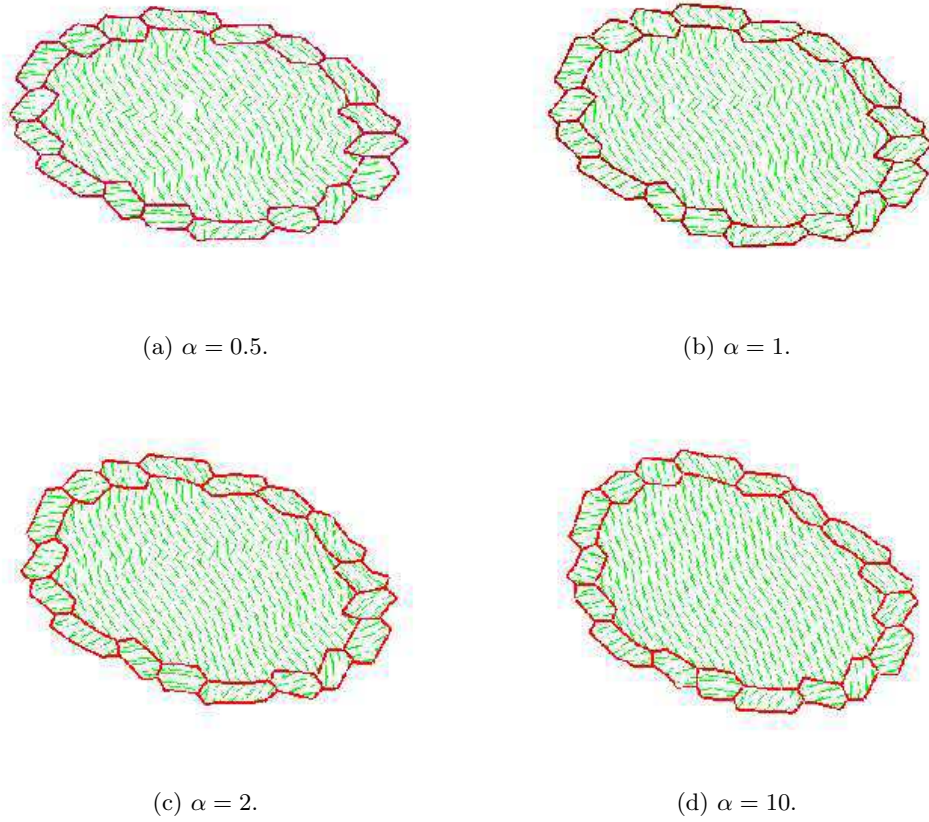
Le paramètre  $\alpha$  du modèle caractérise la différence entre la réponse axiale dans la direction du plan de base et celle parallèle à l'axe  $c$ .  $\alpha$  est apparu sans influence sensible, dans l'intervalle de variation [0.5–10], lors de l'étude de l'inclusion circulaire dans une matrice homogène et isotrope (essais de type **A**, cf. §7.2). Il semble cependant qu'il influe directement sur l'intensité de la localisation de la déformation mise en évidence par la rotation cristallographique. Plus  $\alpha$  est faible, plus les bandes de localisation sont marquées, avec une forte désorientation (Fig. 8.6(a) à 8.6(d)). Si  $\alpha$  est inférieur à 1, le grain possède une viscosité apparente dans la direction de l'axe  $c$  plus faible que la viscosité axiale apparente dans le plan de base : une perturbation du champ de contrainte perpendiculairement aux plans de base peut donc provoquer une déformation qui va se traduire par une rotation de réseau (Fig. 8.7(b)). Quand  $\alpha$  est supérieur à 1, il est plus difficile de déformer le grain parallèlement à l'axe  $c$ . Par ailleurs, la localisation de la déformation dans la direction des plans de base ne se traduit pas par une rotation de réseau, et notre approche de la localisation ne permet pas de l'observer dans ce cas : la faible viscosité apparente en cisaillement parallèlement aux plans de base l'emporte sur la faible viscosité axiale (Fig. 8.7(c)). La perturbation existe en contrainte ou en déformation, mais reste faible en vitesse de rotation cristallographique.

Le paramètre  $\alpha$  semble donc jouer un rôle non négligeable dans la simulation de la localisation : son réglage devrait permettre de reproduire la rotation de réseau dans les bandes de localisation, lorsque celles-ci pourront être simulées avec une discrétisation du maillage plus fine.

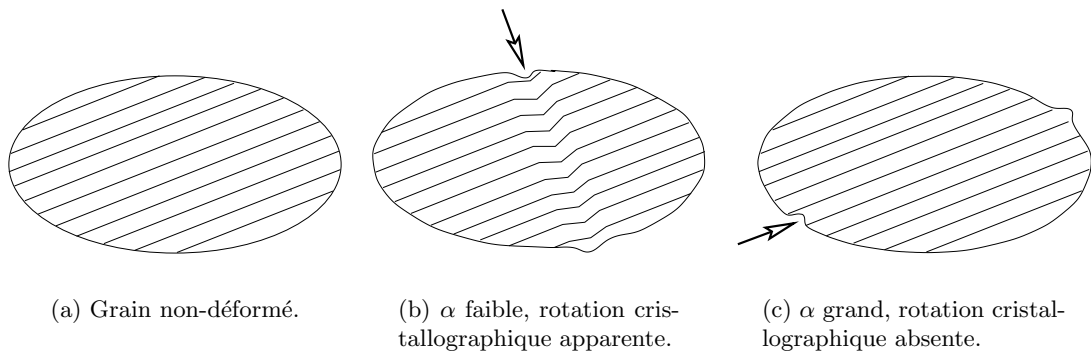
### 8.2.2.4 Influence de la désorientation entre l'inclusion et les grains périphériques.

A partir des simulations (**CR-1** à **CR-15**), nous avons comptabilisé sur la Figure 8.8 le nombre de bandes obtenues en fonction de la désorientation entre l'inclusion et les grains aux extrémités des bandes mises en évidence par une désorientation cristallographique<sup>1</sup>. Le nombre de bandes simulées présente un maximum pour une désorientation de l'ordre de  $70^\circ$ , et un minimum pour une désorientation comprise entre  $10^\circ$  et  $20^\circ$ . Plusieurs simulations ont été réalisées pour confirmer ou infirmer l'influence de l'orientation relative de l'inclusion et de chacun des grains adjacents. Une première simulation a été effectuée en orientant les grains périphériques entre  $0^\circ$  et  $+20^\circ$  de l'orientation de l'inclusion, et en imposant l'orientation d'un grain (le grain 8) à  $+70^\circ$  de l'orientation de l'inclusion (Fig. 8.9(a)). On obtient effectivement une bande passant par le grain 8, mais deux autres bandes moins marquées se forment aussi sur les bords de l'inclusion.

<sup>1</sup>Une bande traversant toute l'inclusion sera comptée pour la désorientation correspondant à chacune de ses extrémités, donc deux fois ; une bande s'estompant ne sera comptée que pour la désorientation à son extrémité visible.

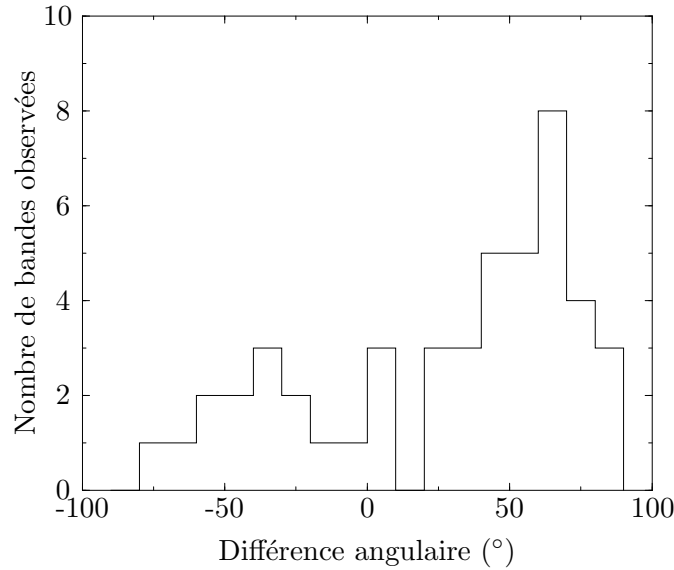


**Fig. 8.6** : Influence du paramètre  $\alpha$  sur la localisation mise en évidence par la désorientation du réseau. Les orientations des grains sont celles de la simulation **CR-9** (Tab. 8.1).



**Fig. 8.7** : Influence du paramètre  $\alpha$  sur la rotation cristallographique et la visibilité de la localisation de la déformation.





**Fig. 8.8** : Nombre de bandes de localisation en fonction de l'orientation relative de l'inclusion et des grains situés aux extrémités des bandes.

Pour confirmer ce résultat, un calcul a été fait en orientant le grain 8 entre  $+10$  et  $+20^\circ$  par rapport à l'inclusion (a priori intervalle d'orientation neutre) et on constate que la bande existe toujours au même endroit (Fig. 8.9(b)).

Une origine géométrique de la bande étant alors supposée, un nouveau calcul a été effectué en utilisant cette dernière configuration pour les orientations des grains de la couronne, mais en modifiant le maillage afin de supprimer l'angle vif rentrant au niveau du grain 18, qui semble être responsable de l'apparition de la localisation. On obtient alors une très forte atténuation de la bande par rapport aux simulations précédentes (Fig. 8.9(d)).

Un calcul similaire fait en modifiant le grain 9 n'avait pas entraîné de modification notable des résultats (Fig. 8.9(c)).

Cependant, si le grain 8 est réorienté à  $+70^\circ$  par rapport à l'inclusion, en gardant la géométrie modifiée (suppression de l'angle vif du grain 18) qui avait conduit à la disparition de la bande, celle-ci réapparaît comme à la première simulation (Fig. 8.9(e)).

La simulation suivante a été effectuée avec les orientations précédentes (un seul grain (18) fortement désorienté) et en supprimant les angles vifs des deux grains 9 et 18. On constate que la bande existe toujours malgré l'absence d'effet géométrique (Fig. 8.9(f)).

Enfin, une dernière simulation a été effectuée sur le maillage précédent (pas d'effet géométrique) avec tous les grains faiblement désorientés par rapport à l'inclusion (pas d'effet d'orientation). On ne constate alors pas d'apparition de bande de localisation dans la zone géométriquement modifiée, comme on pouvait s'y attendre d'après la simulation de la Figure 8.9(d).

Cette étude numérique montre qu'il est possible de simuler l'apparition d'une localisation de la déformation par le fait d'un défaut géométrique ou d'une désorientation conduisant à une incompatibilité de déformation. La désorientation entre grains ne semble jouer un rôle que lorsqu'elle est supérieure à une vingtaine de degrés<sup>2</sup>. D'autre part, les bandes de localisation peuvent être initiées par un seul grain et traverser toute

<sup>2</sup>Cette désorientation limite n'est pas "universelle" : elle est valable dans le cas considéré ici, où le diamètre des grains est environ cinq fois plus petit que celui de l'inclusion.

l'inclusion, ou être le résultat de concentrations de contrainte simultanées de part et d'autre de l'inclusion.

## 8.3 Etude de la localisation

Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe aux mécanismes microscopiques responsables de la localisation de la déformation à l'échelle du grain.

La déformation viscoplastique de la glace est due au mouvement des dislocations du réseau cristallographique (cf. Ch. 1). Nous allons par conséquent essayer d'interpréter les mécanismes de localisation de la déformation en termes de dynamique des dislocations. Dans la suite, nous ne considérerons que les dislocations basales se déplaçant dans le plan de base, conformément aux conclusions du Chapitre 1. Rappelons simplement que la vitesse de déplacement d'une dislocation est proportionnelle et colinéaire à la cission dans son plan de glissement, et que pour une cission donnée, les dislocations d'un signe vont se déplacer dans un sens et les dislocations du signe opposé vont se déplacer dans le sens opposé.

### 8.3.1 Flexion des plans de base et polygonisation.

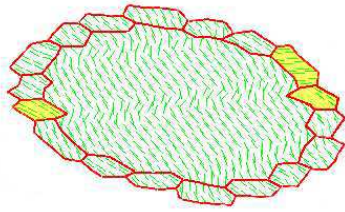
Lors de la déformation, il y a multiplication des dislocations dans les grains par le fait d'un certain nombre de mécanismes : boucles semi-hexagonales initiées aux joints de grain, sources de Franck-Read, ... Suivant les variations du champ de contrainte au sein du grain, la production globale de dislocations peut conduire à une densité prépondérante de dislocations d'un signe donné. Dans ces conditions, ces dislocations excédentaires vont induire progressivement, au fur et à mesure que leur densité augmente, une courbure du réseau avec un rayon de courbure  $R$  tel que  $R = 1/(\rho_{exc}b)$ , où  $b$  est la norme du vecteur de Burgers et  $\rho_{exc}$  la densité de dislocations excédentaires d'un signe par rapport à l'autre (Weertman et Weertman, 1970). La désorientation du réseau est plus ou moins progressive dans le cristal, suivant l'homogénéité de la répartition des dislocations. Au cours de la déformation, les dislocations excédentaires se réarrangent sous forme de murs de dislocations, ou sous-joints de flexion (Honeycombe, 1984), qui évoluent ensuite en joints de grains si la désorientation de part et d'autre du sous-joint devient trop importante : on dit que le cristal polygonise (Weertman et Weertman, 1970) (Fig. 8.10).

Sur l'éprouvette C-1 (Fig. 5.12), on a pu observer une désorientation progressive avec une courbure maximale de  $263 \pm 36 \text{ m}^{-1}$ , ce qui correspond à une densité de dislocations excédentaires de  $5.8 \pm 0.8 \times 10^{11} \text{ m}^{-2}$ . Par comparaison, la densité de dislocations excédentaires mesurée dans un monocristal non-déformé est de l'ordre de  $10^8 \text{ m}^{-2}$ , soit plus de trois ordres de grandeur plus faible (cf. § 5.5). Une fois que la polygonisation est amorcée, il n'est plus possible de déterminer la densité locale de dislocations excédentaires, la désorientation étant concentrée dans un plan.

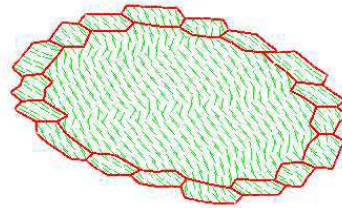
Dans le but de simuler finement la flexion de réseau par une approche tenant compte de la dynamique des dislocations, il paraît donc déterminant de tenir compte du signe des dislocations, c'est-à-dire de ne pas considérer uniquement la population globale d'un système de glissement, mais les dislocations de chaque signe pour chaque système. Ces dislocations excédentaires, aussi appelées géométriquement nécessaires (Ashby, 1970), sont essentielles pour expliquer les flexions de réseau localisées.

### 8.3.2 Bandes en genou.

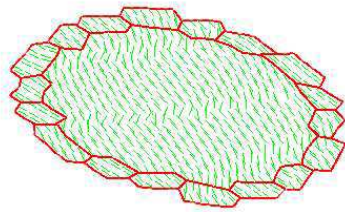
La bande en genou est décrite au paragraphe 5.4.2.1. Honeycombe (1984) explique la formation de ce type de bandes de localisation dans un monocristal de zinc (également



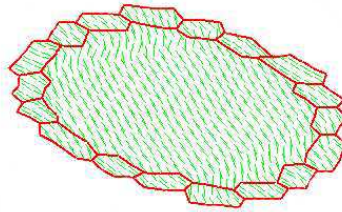
(a) Un seul grain (8) fortement désorienté par rapport à l'inclusion.



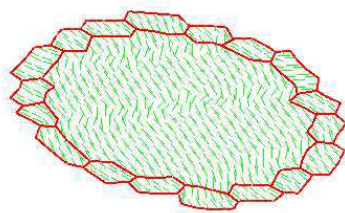
(b) Tous les grains faiblement désorientés par rapport à l'inclusion : influence de la géométrie.



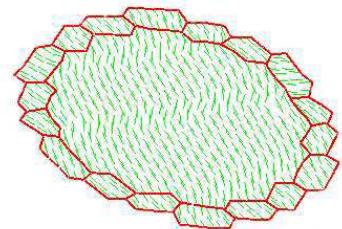
(c) Idem à 8.9(b) avec un maillage modifié supprimant l'angle vif du grain 9 : influence de la géométrie du grain 9.



(d) Idem à 8.9(b) avec un maillage modifié supprimant l'angle vif du grain 18 : influence de la géométrie du grain 18.

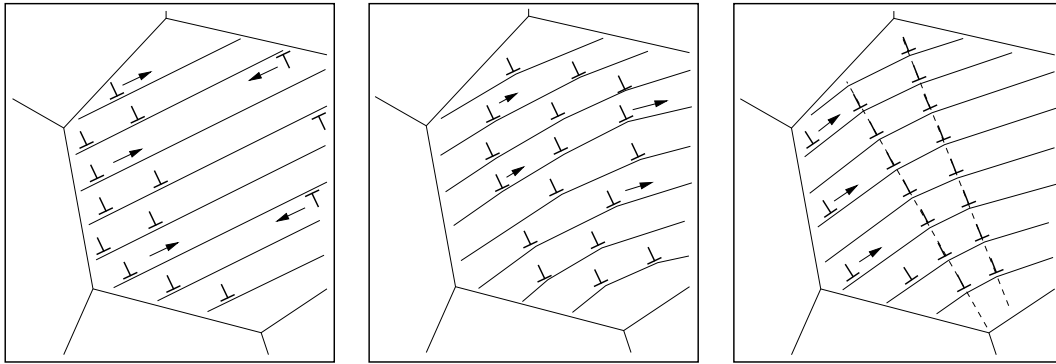


(e) Idem à 8.9(a) avec un maillage modifié supprimant l'angle vif du grain 18 : influence de l'orientation du grain 8.



(f) Idem à 8.9(a) avec un maillage modifié supprimant les angles vifs des grains 9 et 18 : influence des orientations.

**Fig. 8.9** : Initiation de la localisation dans une simulation : influence de la géométrie et de la désorientation d'un grain adjacent à l'inclusion par rapport à celle-ci. Les grains modifiés sont en gris sur la Figure 8.9(a) : 18 à gauche, 8 au-dessus de 9 à droite.



(a) Production de dislocations d'un signe excédentaires par rapport aux dislocations opposées.

(b) Désorientation progressive du réseau et réarrangement des dislocations excédentaires.

(c) Polygonisation du grain.

**Fig. 8.10:** Flexion de réseau et polygonisation dans un cristal de glace.

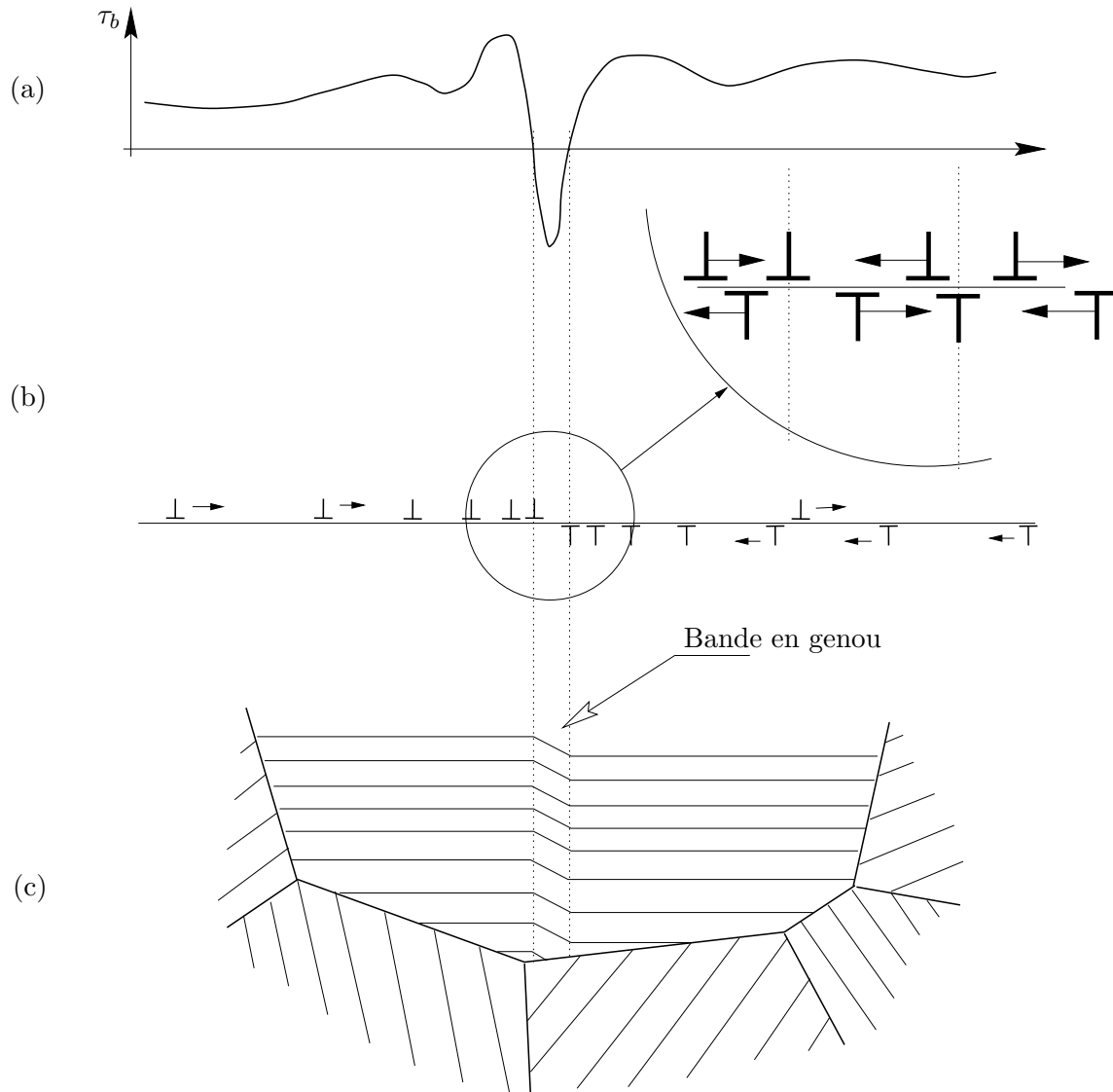
de structure hexagonale) par une production rapide et un réarrangement des dislocations dans le plan de base, sans montée d'un plan à un autre.

D'un point de vue strictement géométrique, une bande en genou est constituée de deux frontières avec des désorientations opposées (au moins au début de son développement). Ces deux frontières correspondent donc à des accumulations de dislocations de signes opposés dans deux plans, perpendiculaires aux plans de base, plus ou moins proches. Ces accumulations peuvent être imputables à une "double annulation" de la cission dans le plan de glissement. Si on suppose que la cission dans le plan de base change de signe en un point puis s'inverse à nouveau, les dislocations d'un signe vont s'accumuler au premier point d'arrêt (cission nulle) alors que les dislocations du signe opposé vont s'accumuler au second point (Fig. 8.11). On a alors la création de deux sous-joints dans deux plans proches, avec des désorientations de signes opposés.

Contrairement à la polygonisation de flexion, qui peut s'expliquer par une simple inversion de la cission basale, la formation d'une bande en genou nécessiterait donc une double inversion de la cission basale dans deux plans perpendiculaires aux plans de base relativement proches (de l'ordre du millimètre). La simulation de la localisation par bande en genou nécessite donc, comme pour la flexion, de tenir compte des densités de dislocations de chaque signe. Le suivi de l'évolution de la cission basale, et en particulier des points où elle s'annule, devrait permettre de déterminer, au début de la déformation, les zones où une accumulation de dislocations peut se produire (donnant lieu à un sous-joint de flexion ou à une bande en genou).

Cependant, cette description simpliste ne tient compte que du mouvement des dislocations sous l'effet d'une contrainte de cisaillement, sans interactions entre dislocations à courte distance. L'évolution des zones d'accumulation faisant intervenir des processus plus complexes d'interactions entre dislocations, l'étude de la cission basale ne sera plus valable lorsque les contraintes d'interaction ne seront plus négligeable devant la cission globale. Recherchons la densité limite  $\rho_l$  pour laquelle la force  $F_{int}$  sur une dislocation, issue des interactions entre dislocations, est égale à la force  $F_{ext}$  due à la contrainte extérieure appliquée :

- la force due à une sollicitation extérieure sur une dislocation est calculée à l'aide



**Fig. 8.11** : Formation d'une bande en genou due au champ de contrainte. (a) : évolution de la cission le long du plan de base ; (b) : mouvement des dislocations sur un plan de base, arrêt et accumulation des dislocations aux points d'annulation de la cission ; (c) : bande en genou résultante dans le grain.

de l'équation de Peach-Koehler, et vaut, par unité de longueur :

$$(8.2) \quad F_{ext} = \tau_b b,$$

$\tau_b$  étant la cission dans le plan de base ;

- la force par unité de longueur exercée par une dislocation vis de vecteur de Burgers  $b$  sur une dislocation vis parallèle de même vecteur de Burgers située à une distance  $r$  vaut (Weertman et Weertman, 1970) :

$$(8.3) \quad F_{int} = \frac{\mu b^2}{2\pi r},$$

$\mu$  étant le module de cisaillement (les forces d'interaction entre dislocations de types différents et de directions différentes sont du même ordre de grandeur).

Les équations 8.2 et 8.3 permettent de déduire la densité de dislocations limite  $\rho_l$ , en supposant un arrangement idéal de dislocations disposés aux noeuds d'un réseau à maille carrée, soit  $\rho_l = 1/r^2$  :

$$(8.4) \quad \rho_l = \left( \frac{2\pi\tau_b}{\mu b} \right)^2.$$

Dans le cas où la cission basale vaut 0.5 Mpa, la densité limite  $\rho_l$  dans la glace est de l'ordre de  $4 \times 10^{12} \text{ m}^{-2}$ . Cette densité est à peine d'un ordre de grandeur supérieure à la densité calculée dans le cas de la flexion progressive (paragraphe 8.3.1). Elle doit être atteinte lorsqu'un sous-joint de grain se forme, donc les interactions entre dislocations devront être prises en compte dans le comportement du matériau. De plus, dans ces zones où  $\tau_b$  devient faible, les interactions à courte distance seront rapidement prépondérantes sur la force extérieure. L'étude de la cission basale est donc un indicateur des zones de localisation essentiellement valable au début de la déformation.

### 8.3.3 Recristallisation

L'empilement de dislocations aux joints de grains provoque localement une accumulation d'énergie de nature élastique (distorsion de réseau, qui peut conduire à la germination d'un nouveau grain, qui va ensuite croître aux dépens de ses voisins (Duval et Castelnau, 1995).

Au cours de nos expériences, nous avons observé que les petits grains de glace semblaient recristalliser plus vite que les gros grains<sup>3</sup>. Ceci n'a pas pu être expliqué clairement, car de nombreux facteurs jouent un rôle dans la recristallisation : les concentrations de contrainte (liées à l'environnement du grain), la taille du grain, sa surface, sa courbure locale et son orientation cristallographique.

L'orientation des nouveaux grains créés par recristallisation discontinue conduit en général à un adoucissement du matériau par création d'une fabrique facilitant la déformation du polycristal (Pimienta *et al.*, 1987; Jun et Jacka, 1998). En particulier, les textures observées après une recristallisation discontinue favorisent le glissement basal (Montagnat et Duval, 2000). Ceci expliquerait donc la disparition des bandes floues perpendiculaires aux plans de base qui se forment dans l'inclusion au début des essais de type **A** : les grains périphériques sont sans doute responsables de l'apparition de ces bandes par incompatibilité de déformation avec l'inclusion. Leur recristallisation, en tendant à faciliter la déformation locale, produirait de nouveaux grains, au moins à l'interface matrice-inclusion, bien orientés pour se déformer et donc limitant les incompatibilités de déformation : les bandes floues, précurseurs de la localisation, ne seraient plus "alimentées" et disparaîtraient.

<sup>3</sup>Mis en évidence par la différence d'allure des courbes déformation en fonction du temps de la Figure 5.4.

### 8.3.4 Conclusion

On a montré qu'un moyen de déterminer les zones d'accumulation de dislocations, autrement dit les zones de localisation de la déformation, était d'utiliser l'évolution de la cission basale le long des plans de base. L'observation des zones à cission basale nulle ou faible dans un grain permet donc de situer les zones propices à la localisation de la déformation. Cette approche est valable parce que l'on considère un seul système de glissement, sans interaction avec un autre système, donc avec uniquement un auto-écrouissage possible. La présence d'un autre système actif ne permettrait plus de faire ces hypothèses sur le lien entre cission basale et accumulations de dislocations.

La localisation de la déformation fait essentiellement intervenir les dislocations géométriquement nécessaires, et il semble donc primordial d'en tenir compte dans une modélisation fondée sur la dynamique des dislocations. Un tel modèle devrait en conséquence étudier l'évolution des deux populations de dislocations de signes opposés pour chaque système de glissement. Pour le grain de glace, en ne considérant que le glissement basal (ce qui est conforme aux observations), il s'agit donc de prendre en compte deux familles de dislocations, de même direction de glissement mais de sens opposés.

La recristallisation rapide des grains à l'interface matrice-inclusion, dans le cas de la matrice isotrope à grains fins, permettrait d'expliquer la disparition des bandes floues qui apparaissent au début de la déformation.

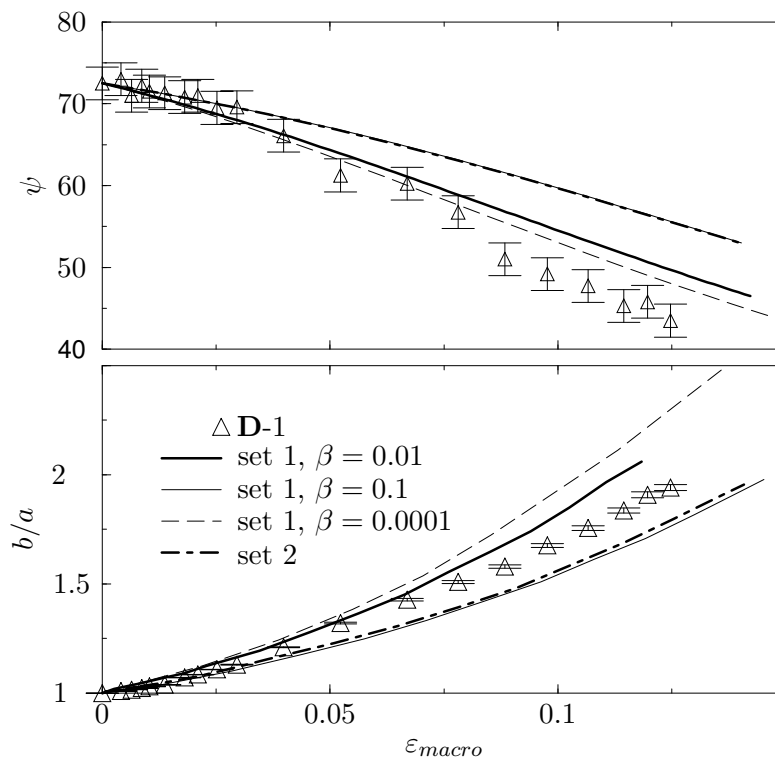
## 8.4 Application aux modèles auto-cohérents : comparaison des simulations de type **A** et **D**

L'étude de l'évolution de la texture de la glace peut être effectuée à l'aide d'un modèle auto-cohérent (Castelnaud, 1996; Meyssonier et Philip, 1996). Un tel modèle nécessite la connaissance du comportement du grain pour en déduire par homogénéisation le comportement du polycristal. Dans un modèle auto-cohérent à 1 site, le grain est considéré comme une inclusion dans un milieu homogène équivalent, dont le comportement est celui du polycristal. La déformation de l'inclusion est supposée homogène. Cependant, dans la réalité, il y a de la localisation de déformation due aux incompatibilités de déformation entre grains.

On peut alors se poser la question suivante : est-il possible de trouver un jeu de paramètres du modèle de grain orthotrope de révolution qui permette de remplacer un grain avec une déformation hétérogène par un grain "équivalent" se déformant de façon homogène ? Dans ce but, nous avons simulé un essai de type **D** en remplaçant l'inclusion composée du gros grain et de sa couronne par une inclusion circulaire dans une matrice isotrope, configuration qui correspond au modèle auto-cohérent à un site (inclusion elliptique, déformations homogènes). Nous avons donc essayé d'adapter les paramètres du modèle pour reproduire la déformation moyenne et la rotation cristallographique moyenne<sup>4</sup> de l'inclusion de l'essai **D-1** avec une simulation de type **A**. La Figure 8.12 présente l'évolution de ces contrôles en fonction de la déformation macroscopique, comparée avec le modèle pour certains jeux de paramètres ajustés sur les essais de type **A** (cf. § 7.2) : le jeu n°1 avec différentes valeurs de  $\beta$  et le jeu n°2 du Tableau 7.2.

La courbe expérimentale présente une vitesse de rotation cristallographique plus élevée que dans le cas homogène, ce qui traduit une plus grande anisotropie de l'inclusion (donc un paramètre  $\beta$  plus faible), alors que l'évolution du rapport d'aspect  $b/a$  est plus lente, ce qui correspond à une plus grande résistance au cisaillement parallèlement aux plans de base, et donc à un paramètre  $\beta$  plus élevé. Les évolutions des deux contrôles

<sup>4</sup>La rotation cristallographique moyenne est mesurée dans les zones de l'inclusion centrale où les déformations restent à peu près homogènes (soit environ 95% de l'inclusion en fin d'essai) ; le rapport d'aspect moyen est déterminé par le rapport de la longueur à la largeur de l'inclusion.



**Fig. 8.12** : Évolution du rapport d'aspect moyen  $b/a$  et de l'orientation cristallographique moyenne  $\psi$  de l'inclusion **D-1** en fonction de la déformation macroscopique : comparaison avec les simulations numériques utilisant les jeux de paramètres n°1, avec plusieurs valeurs de  $\beta$ , et n°2 (jeu n°1 :  $A_3/B_3 = 0.1$ ,  $\alpha = 1$  et  $\beta = 0.01$ , jeu n°2 :  $A_3/B_3 = 0.17$ ,  $\alpha = 1$  et  $\beta = 0.13$ ).

par rapport à la configuration homogène sont donc contradictoires vis-à-vis du paramètre caractérisant l'anisotropie du grain de glace. L'évolution plus rapide de l'orientation cristallographique correspond au phénomène observé et commenté sur les essais de type **B** (cf. §5.4.2.1) : les bandes en genou donnent des degrés de liberté supplémentaires qui conduisent à une vitesse de rotation globale plus élevée en permettant une rotation par morceaux. On peut de plus noter sur la Figure 8.12 que la vitesse de rotation cristallographique moyenne observée augmente pour une déformation macroscopique de l'ordre de 8 %, ce qui correspond à l'initiation dans l'inclusion d'un deuxième réseau de bandes en genou, et à l'apparition de flexion dans les zones comprises entre les premières bandes en genou : l'orientation moyenne devient délicate à déterminer. En contrepartie, ces bandes en genou limitent l'allongement de l'inclusion elliptique dans la direction des plans de base.

Les simulations avec le jeu de paramètres n°1 et différentes valeurs de  $\beta$  n'ont pas permis de déterminer un jeu de paramètres adapté pour simuler, macroscopiquement, les essais de type **D** avec une inclusion circulaire dans une matrice isotrope (donc une simulation de type **A**), en raison du caractère prépondérant du paramètre  $\beta$  qui contrôle le comportement du cristal : les paramètres de fluidité  $A_3/B_3$  et de réponse axiale  $\alpha$  ont une influence trop limitée pour contraindre de manière sensible le modèle. Le jeu de paramètres n°2, qui correspond à un comportement tenant compte de l'influence des joints de grains, ne permet pas non plus de reproduire les courbes expérimentales, la rotation cristallographique étant plus lente, ainsi que l'évolution du rapport d'aspect de l'inclusion.

Plus généralement, la localisation que l'on a pu observer sur l'inclusion centrale des



expériences de type **D** est étroitement liée à la taille relative des grains périphériques : moins il y aura de points triples à la frontière, plus la localisation sera sévère mais moins nombreuses seront les bandes de localisation, les deux cas limites étant les expériences de type **C**, avec six points triples et des bandes de localisation de la déformation très marquées mais peu nombreuses, et les expériences de type **A** avec un très grand nombre de grains périphériques conduisant à une très faible hétérogénéité du champ de contrainte, atténuée en outre par les processus de recristallisation. On peut donc simplement tirer des conclusions au niveau qualitatif sur l'influence de la localisation sous forme de bandes en genou sur le comportement d'une inclusion : la rotation cristallographique *moyenne* est plus rapide que dans le cas homogène, et la déformation *globale* du grain est plus lente.

Le principal facteur influençant l'écoulement de la glace, à l'échelle des calottes polaires, est la texture de la glace, c'est-à-dire la répartition des orientations cristallographiques des grains du polycristal : si tous les axes  $c$  sont parallèles, la glace va être très fortement anisotrope et son comportement va se rapprocher de celui d'un monocristal isolé ; si les axes  $c$  sont aléatoirement répartis, la glace va se comporter comme un matériau isotrope. En conséquence, une modélisation correcte de l'évolution des orientations cristallographiques est essentielle. Il serait donc intéressant d'étudier l'impact, dans les modèles auto-cohérents, d'un grain avec un comportement plus anisotrope que celui du monocristal isolé.

## 8.5 Conclusion

Le modèle continu orthotrope de révolution permet d'obtenir, dans les simulations numériques, des bandes de localisation liées à des défauts de type géométriques ou à des incompatibilités de déformation dues aux orientations relatives des grains. L'étude de sensibilité des simulations de type **B** a mis en évidence le rôle du paramètre  $\alpha$  du modèle du grain (son influence était négligeable dans les simulations de type **A**), qui influe sur l'amplitude de la désorientation dans les bandes de localisation. Plus  $\alpha$  est faible, plus importante sera la désorientation et vice-versa. Ce paramètre ne pourra être déterminé quantitativement qu'une fois que l'étendue spatiale des bandes de localisation expérimentales aura pu être reproduite par les simulations.

L'étude des mécanismes de localisation de la déformation, du point de vue de la dynamique des dislocations, a montré que pour améliorer la simulation de la localisation de la déformation, il faudrait prendre en compte, en particulier, les dislocations géométriquement nécessaires à la formation et au développement des bandes en flexion et des bandes en genou. L'intégration de leur contribution dans un modèle de comportement susceptible de simuler les problèmes de localisation de la déformation, nécessiterait de tenir compte des dislocations de chaque signe.

Enfin, la simulation des essais de type **D** par une inclusion dans une matrice isotrope, dans une optique auto-cohérente, n'a pas permis de déterminer un jeu de paramètres adapté. La présence des bandes en genou conduit à une évolution de texture plus rapide que celle d'une inclusion homogène dont la forme évoluerait comme celle du grain réel.

# Conclusion Générale

Les objectifs de cette étude étaient d'améliorer la connaissance des mécanismes conduisant à la localisation de la déformation dans la glace polycristalline, et de tenter de simuler les hétérogénéités de déformation dues aux incompatibilités de déformation intergranulaire.

Une tentative de modélisation micro-macro du comportement du monocristal de glace a été effectuée en s'appuyant sur une étude bibliographique et sur les modèles existants utilisés en métallurgie. La simulation des courbes d'écroutissage expérimentales publiées dans la littérature est relativement correcte, mais les mécanismes sur lesquels s'appuie ce modèle ne s'appliquent pas forcément au cas de la glace : dans les métaux, en raison de la présence d'impuretés, de précipités, de forêts de dislocations ou plus généralement de tous les obstacles susceptibles d'arrêter les dislocations, la production et l'annihilation des dislocations ont lieu essentiellement dans le volume du cristal, alors que dans la glace, la multiplication et la disparition des dislocations se produisent principalement en surface.

Cette modélisation du comportement du monocristal de glace par un modèle s'appuyant sur la dynamique des dislocations a permis de souligner un certain nombre de difficultés qui doivent être surmontées avant de pouvoir construire un modèle de comportement du grain. Ce modèle doit pouvoir s'appuyer sur des mécanismes microscopiques observés, identifiés et quantifiés, en particulier pour la production et l'annihilation des dislocations.

Au cours de ce travail, nous avons mis au point une technique expérimentale pour l'étude de la localisation de la déformation. Le dispositif permet d'effectuer des essais de fluage sur multicristaux de glace, en déformation plane. La géométrie particulière des éprouvettes permet de limiter les concentrations de contrainte dues au dispositif d'application du chargement. La technique utilisée permet d'observer in-situ la déformation de multicristaux, et en particulier le développement des hétérogénéités de déformation dans les grains. Une caractérisation plus fine est effectuée après les essais pour quantifier la déformation (réalisation de lames minces et observation à la loupe binoculaire). Une campagne d'essais a été réalisée sur différents types de multicristaux de structure contrôlée pour étudier les incompatibilités de déformation intergranulaire d'origine cristallographique ou géométrique.

Cette campagne d'essais a permis d'améliorer notre connaissance de la localisation de la déformation dans la glace. Les différentes formes de localisation ont été identifiées : bandes en genou, bandes de flexion, polygonisation, recristallisation. Nous avons pu préciser les facteurs responsables de leur apparition, qui sont principalement les concentrations de contrainte dues à des points triples ou à des défauts géométriques. L'influence de la taille relative des grains voisins sur l'apparition de la localisation a également été mise en évidence.

La modélisation des expériences a été effectuée à l'aide d'un code aux éléments finis, utilisant un modèle de comportement du grain de glace très simple, c'est-à-dire orthotrope de révolution et non-linéaire. Les paramètres du modèle de grain ont été déterminés

par une étude bibliographique couplée à une intercomparaison modèle – expérience dans le cas d’une inclusion monocristalline circulaire dans une matrice de glace isotrope, sans localisation de la déformation. Ce jeu de paramètres a ensuite été utilisé dans les simulations des expériences présentant une localisation sévère sous forme de bandes en genou ou de flexion. Deux approches ont été suivies : une étude de la désorientation cristallographique du réseau, qui permet de mettre en évidence la localisation non-basale (bande en genou, flexion) mais pas la localisation de la déformation sous forme de cisaillement basal intense ; une étude du champ de cission basale, responsable du mouvement des dislocations, qui permet de prédire les points d’arrêt potentiels pour les dislocations (empilements). Par une analyse couplée des champs de cission basale et des orientations, cette seconde approche permet de déterminer le caractère de la localisation (basale ou non). Elle s’appuie sur une interprétation des mécanismes de localisation de la déformation au niveau microscopique (flexion, bandes en genou), basée sur les phénomènes observés dans les métaux et tenant compte des particularités de la dynamique des dislocations dans la glace.

Les simulations par la méthode des éléments finis ont permis de reproduire de façon satisfaisante l’évolution de la forme globale, ainsi que les orientations moyennes, des grains d’un multicristal. Les bandes de localisation “douce” (bandes de flexion) sont également bien décrites par le modèle, alors que la simulation de la localisation sévère (bandes en genou et polygonisation) mérite d’être améliorée : ces bandes de localisation sont en général bien situées, mais leur largeur et leur désorientation sont imprécises. L’étude de sensibilité des simulations aux paramètres du modèle a montré que le paramètre  $\alpha$  (qui caractérise la viscosité relative en compression perpendiculairement et parallèlement au plan de base) pourra être réglé pour caler les désorientations dans les bandes en genou, à partir du moment où le niveau de raffinement du maillage sera suffisant pour reproduire la largeur des bandes observées. Les paramètres du modèle n’évoluent pas au cours de la déformation : ce choix a été fait à partir de l’étude des courbes contrainte – déformation du monocristal de glace, qui montrent un écrouissage nul ou légèrement négatif (adoucissement). Le modèle micro-macro proposé pour le monocristal souligne également le peu d’influence d’un paramètre d’écrouissage sur son comportement. Cependant, l’écrouissage existe dans le multicristal, et il est le fait des interactions entre les dislocations et le joint de grains. Il devrait donc être pris en compte au voisinage des joints. L’interprétation des figures de localisation à l’aide de la dynamique des dislocations a mis en évidence la nécessité de tenir compte des dislocations de chaque signe pour construire un modèle micro-macro de comportement capable de simuler la localisation de la déformation. Enfin, l’étude du comportement d’une inclusion avec une déformation hétérogène a montré une évolution plus rapide de l’orientation cristallographique (en moyenne) que dans le cas d’une inclusion homogène. Un tel comportement peut être modélisé par une inclusion plus anisotrope, avec une plus faible résistance au cisaillement parallèlement aux plans de base que pour le monocristal isolé. Ce résultat isolé mériterait d’être confirmé par une étude spécifique complémentaire afin d’en tirer des conséquences pour une loi constitutive du grain, utilisable dans un modèle auto-cohérent adapté à la modélisation de la glace polaire, et en particulier à l’évolution de sa fabrique afin d’améliorer la description de l’évolution des calottes polaires.

En conclusion de ce travail, nous pouvons proposer plusieurs axes de recherche pour améliorer la connaissance et la modélisation des hétérogénéités de la déformation dans la glace polycristalline.

En premier lieu, d’un point de vue expérimental, une évolution du dispositif peut être proposée pour effectuer des essais de compression à vitesse imposée. Elle nécessiterait la mise en place d’un motoréducteur avec une gamme de vitesses suffisamment lentes (de l’ordre de  $10^{-2}$  à  $10^{-5}$  mm.s $^{-1}$ ), et d’un capteur d’effort pour mesurer la contrainte de

compression en retour. Cette adaptation pourrait être effectuée aisément sur le dispositif actuel. Ce dispositif asservi en vitesse permettrait d'effectuer des essais à vitesse imposée sur des multicristaux de glace, pour compléter les observations de localisation de la déformation effectués en fluage. Elle permettrait également de reproduire les essais sur monocristaux de la littérature, et d'étudier l'influence de différents paramètres, comme la taille du cristal et son état de surface, sur son comportement. En particulier, ces essais pourraient permettre de comprendre la variation de pente de montée du pic de contrainte, qui n'a encore jamais été simulée par un modèle phénoménologique. Une investigation par topographie X, *in situ*, avec un appareillage adapté (machine d'essai miniaturisée), pourrait également apporter des éléments pour caractériser la production de dislocations en surface, et en déduire des lois utilisables dans un modèle de comportement.

La modélisation micro-macro du multicristal de glace nécessite de tenir compte de l'érouissage du grain, qui est dû essentiellement, non pas aux interactions entre dislocations, mais aux interactions entre les dislocations et les joints de grains, et reste localisé à la périphérie des grains. Un tel modèle s'appuie donc sur une bonne connaissance des mécanismes de production, d'empilement et d'annihilation des dislocations aux joints de grains. Cette caractérisation passe par une étude complexe du joint de grain, ces mécanismes dépendant de nombreux facteurs : les orientations cristallographiques des grains, la géométrie du joint et son orientation par rapport au chargement, le cisaillement du joint de grain étant un paramètre majeur de la production. Une campagne d'essais sur bicristaux, avec des orientations bien choisies, associée à une étude par topographie X *in situ*, pourrait permettre de proposer des lois quantitatives de production des dislocations en fonction de la configuration des grains. A partir de ces lois d'évolution de la densité de dislocations, un modèle pourrait alors être construit et intégré dans une modélisation éléments finis d'un multicristal de glace, afin de simuler la localisation de la déformation.

Enfin, la recristallisation discontinue a été peu étudiée dans ce travail, mais elle a été observée dans tous les essais, avec une influence non négligeable sur le comportement local du polycristal. En effet, les concentrations de contrainte responsables de la localisation de la déformation peuvent être relaxées par la recristallisation, qui est donc un mécanisme à prendre en compte dans la modélisation du comportement du grain. Une étude expérimentale pourrait également être envisagée pour déterminer les conditions d'initiation de ce processus de relaxation des contraintes.



**Annexe A**

## **Liste des Symboles Utilisés**

<b>d</b>	Tenseur des taux de déformation
<b>s</b>	Tenseur des contraintes déviatoires
<b>w</b>	Tenseur des vitesses de rotation
<b>x</b>	Vecteur position
<b>u</b>	Vecteur vitesse
$\varepsilon$	Tenseur de déformation de Green-Lagrange
<b>C</b>	Matrice des modules élastiques
$n$	Exposant de la loi de Norton-Hoff/Glen
$B_n$	Paramètre de fluidité de la loi de Norton-Hoff/Glen
$\alpha$	Paramètre du modèle du grain (comportement en compression)
$\beta$	Paramètre du modèle du grain (comportement en cisaillement)
$A_n$	Paramètre du modèle du grain (fluidité)
<b>c</b>	Vecteur unitaire définissant l'axe $c$ du grain
$\mathbf{e}_i$	Vecteurs unitaires définissant une base orthonormée directe
$\psi$	Angle définissant l'orientation du grain (co-latitude)
$\{\mathbf{R}\}$	Référentiel fixe de référence
$\{\mathbf{R}^g\}$	Repère lié au grain
<b>M</b>	Tenseur de structure pour l'orthotropie du grain
<b>R</b>	Matrice de rotation définissant l'orientation du grain
$\rho, \rho_m, \rho_i$	Densité de dislocations totale, mobile et immobile
$Y_c, \lambda, \alpha_0, a_0, K, B$	Paramètres du modèle de monocristal

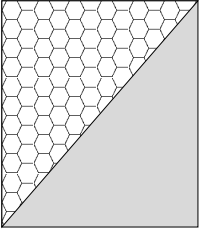
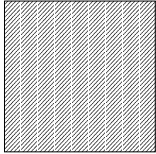
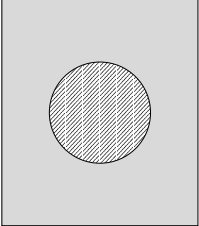
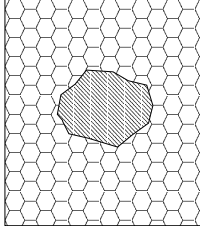
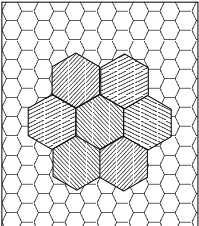
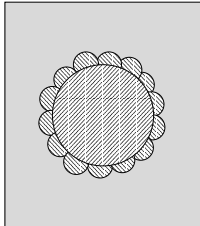
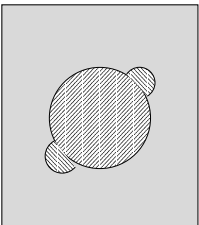
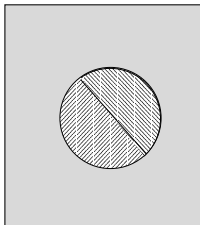
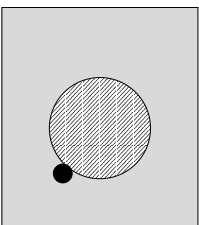



Annexe B

## Détails des Essais



**Tab. B.1** : Caractéristiques géométriques et cristallographiques des éprouvettes.  $\psi$  représente l'orientation des axes  $c$  par rapport à la direction de chargement.

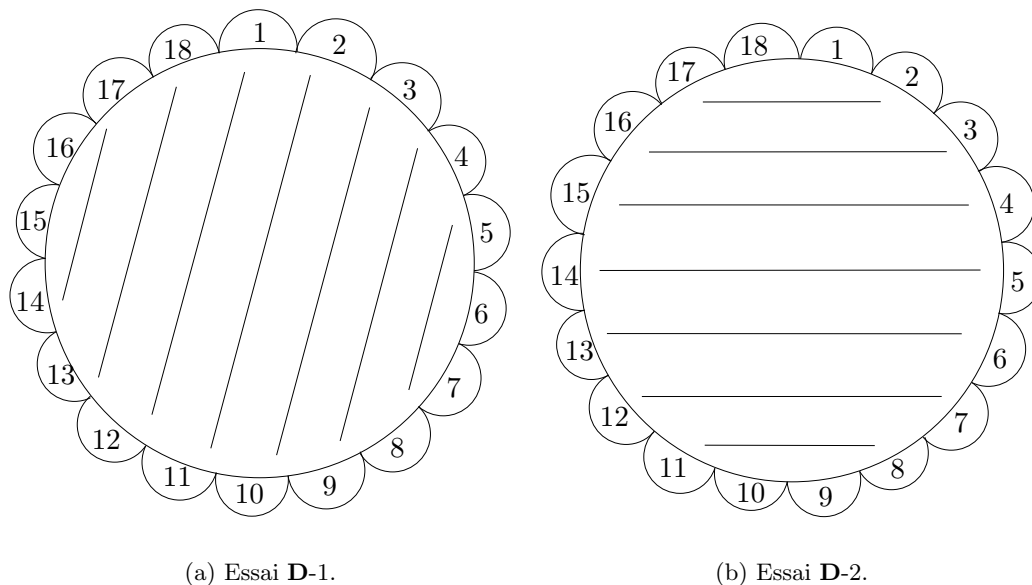
n° de l'essai	durée (jours)	type d'inclusion	$\psi$	type de matrice
<b>M45</b>	4	52.5×55 mm <sup>2</sup>	45°	monoX seul
<b>A25-1</b>	49	circulaire, $\phi = 30$ mm	25°	isotrope
<b>A45-1</b>	22	circulaire, $\phi = 30$ mm	45°	isotrope
<b>A00</b>	20	circulaire, $\phi = 30$ mm	0°	isotrope
<b>A25-2</b>	15	circulaire, $\phi = 30$ mm	25°	isotrope
<b>A45-2</b>	3	circulaire, $\phi = 30$ mm	45°	isotrope
<b>A25-3</b>	4	circulaire, $\phi = 30$ mm	25°	isotrope
<b>A45-3</b>	14	circulaire, $\phi = 40$ mm	45°	isotrope
<b>B45-1</b>	34	pseudo-circulaire, $\phi = 48$ mm	45°	columnnaire
<b>B45-2</b>	21	pseudo-circulaire, $\phi = 35$ mm	45°	columnnaire
<b>C-1</b>	5	7 hexagones $l = 20$ mm	—	columnnaire
<b>D-1</b>	14	circulaire, $\phi = 40$ mm avec couronne de grains de 7 mm	72.5°	isotrope
<b>D-2</b>	9	circulaire, $\phi = 40$ mm avec couronne de grains de 7 mm	0°	isotrope
<b>E-1</b>	8	circulaire, $\phi = 50$ mm avec 2 grains de 7 mm au bord	80°	isotrope
<b>E-2</b>	11	circulaire, $\phi = 50$ mm avec 2 grains de 7 mm au bord	62°	isotrope
<b>F-1</b>	15	2 monoX semi- circulaires, joint à 45°, $\phi = 50$ mm	90° et 45°	isotrope
<b>G-1</b>	4	circulaire, un point dur, $\phi = 30$ mm	45°	isotrope
<b>IG-1</b>	7	glace columnnaire à gros grains	—	—
<b>IF-1</b>	4	glace isotrope à pe- tits grains	—	—
<b>IF-2</b>	7	glace isotrope à pe- tits grains	—	—

 <p style="text-align: center;">type IG / type IF</p>	 <p style="text-align: center;">type M</p>
 <p style="text-align: center;">type A</p>	 <p style="text-align: center;">type B</p>
 <p style="text-align: center;">type C</p>	 <p style="text-align: center;">type D</p>
 <p style="text-align: center;">type E</p>	 <p style="text-align: center;">type F</p>
 <p style="text-align: center;">type G</p>	<p>  glace monocristalline   glace isotrope   glace colonnaire </p>

**Fig. B.1:** Descriptif des principaux types d'éprouvettes utilisés.

**Tab. B.2:** Valeurs des chargements et déformations totales en fin d'essai

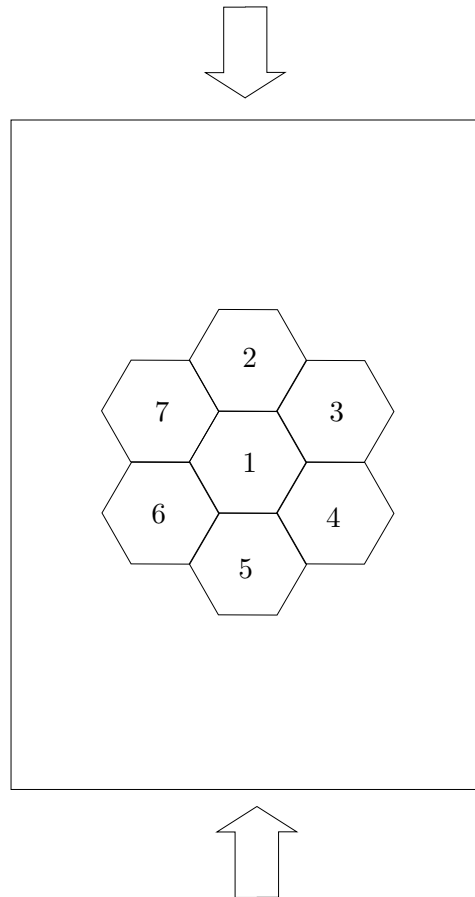
n° de l'essai	contrainte de fluage (MPa)	durée du chargement (s)	déformation finale macroscopique
<b>M45</b>	0.5	320000	0.333
<b>A25-1</b>	0.5	$4.2 \times 10^6$	0.157
<b>A45-1</b>	0.5	$1.85 \times 10^6$	0.083
<b>A00</b>	0.5	$1.7 \times 10^6$	0.079
<b>A25-2</b>	0.5	$1.1 \times 10^6$	0.055
<b>A45-3</b>	0.75	$1.18 \times 10^6$	0.190
<b>A45-2</b>	1	250000	0.185
<b>A25-3</b>	1	370000	0.190
<b>B45-1</b>	0.5	$3 \times 10^6$	0.156
<b>B45-2</b>	0.5	$1.8 \times 10^6$	0.098
<b>C-1</b>	0.75	430000	0.067
<b>D-1</b>	0.75	$1.21 \times 10^6$	0.125
<b>D-2</b>	0.75	350000	0.058
<b>E-1</b>	0.75	690000	0.193
<b>E-2</b>	0.75	86400	0.191
<b>F-1</b>	0.75	$1.3 \times 10^6$	0.153
<b>G-1</b>	0.5 puis 1	430000	0.175
<b>IG-1</b>	0.5	600000	0.021
<b>IF-1</b>	0.75	430000	0.034
<b>IF-2</b>	1	600000	0.111



**Fig. B.2:** Repérage des grains périphériques des essais de type **D**.

**Tab. B.3 :** Orientations de l'axe *c* des grains périphériques des essais de type **D** par rapport à la direction de chargement, en degrés, à  $90^\circ$  près et  $\pm 2^\circ$ . Les grains sont localisés sur les Figures B.2(a) et B.2(b).

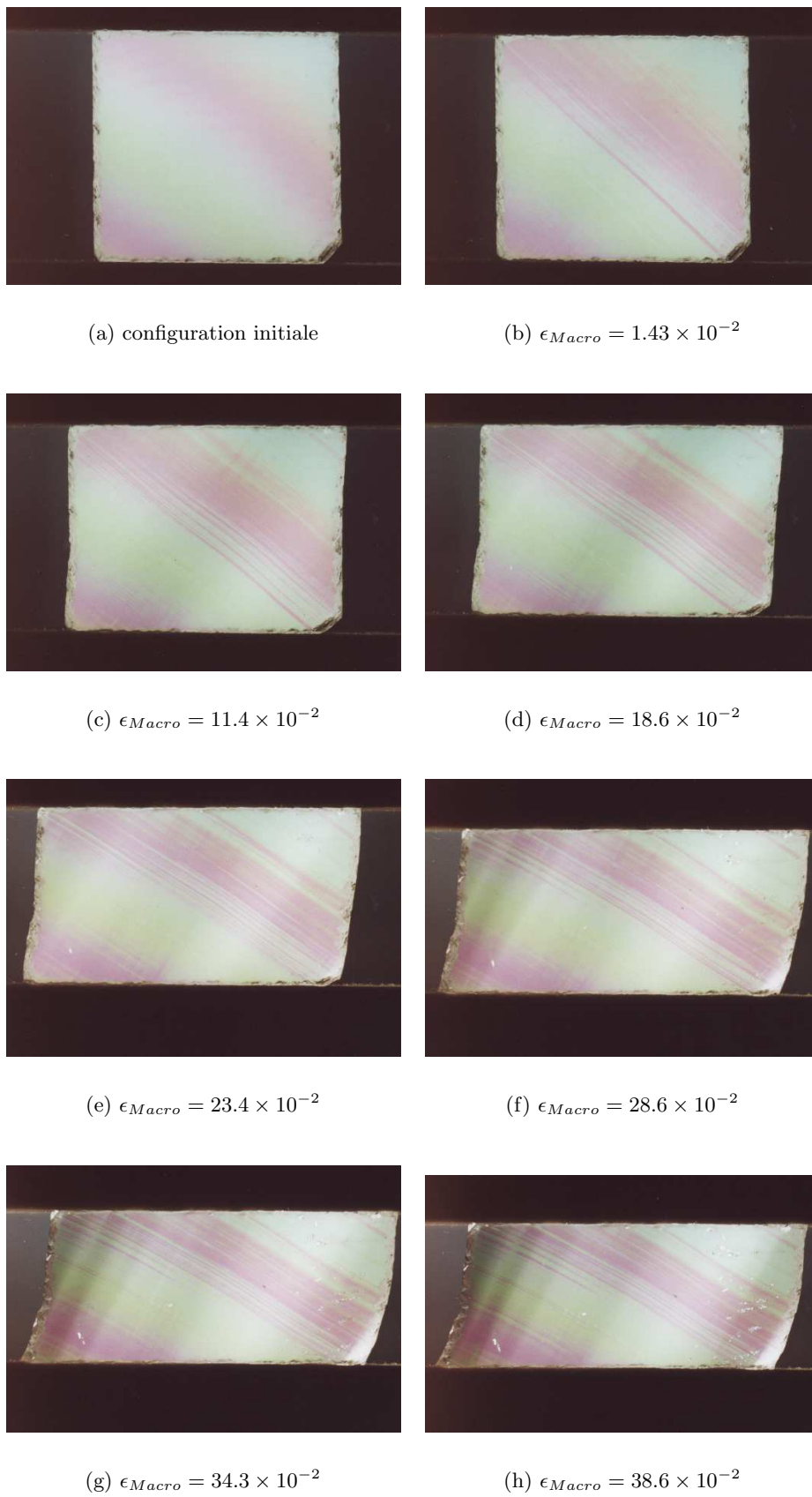
	Essai			Essai	
	D-1	D-2		D-1	D-2
Grain 1	118	50	Grain 10	164	25
Grain 2	138	25	Grain 11	88	10
Grain 3	85	55	Grain 12	172	55
Grain 4	104	50	Grain 13	106	25
Grain 5	164	70	Grain 14	6	10
Grain 6	140	0	Grain 15	53	80
Grain 7	25	45	Grain 16	170	20
Grain 8	85	45	Grain 17	39	85
Grain 9	35	90	Grain 18	177	40



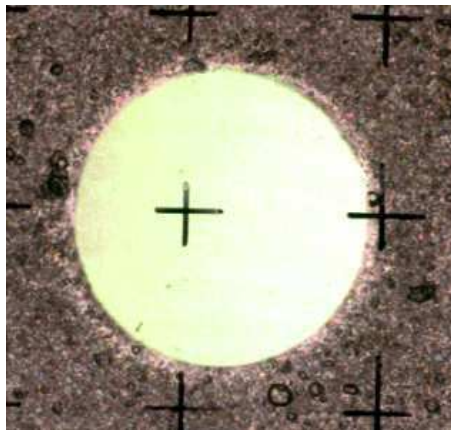
**Fig. B.3:** Repérage des grains du cluster de type *C*.

**Tab. B.4 :** Valeurs de l'orientation de l'axe *c* des grains par rapport à la direction de compression, pour l'essai *C-1*. Les grains sont localisés sur la Figure B.3.

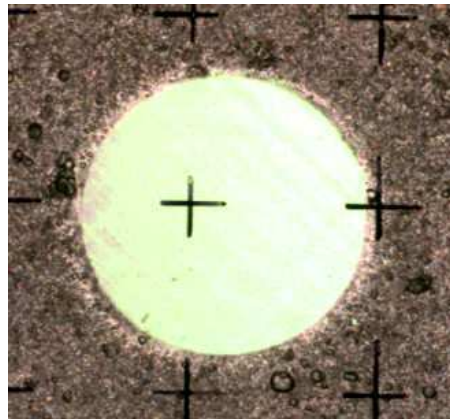
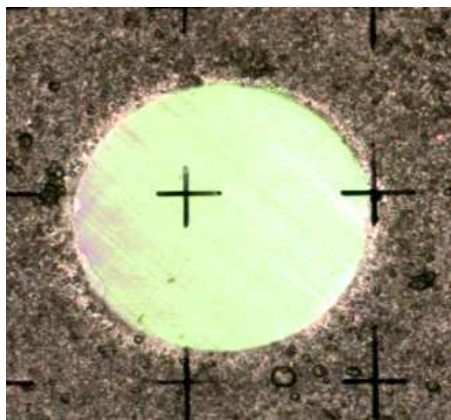
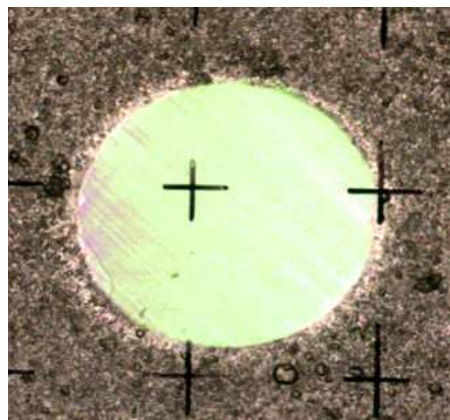
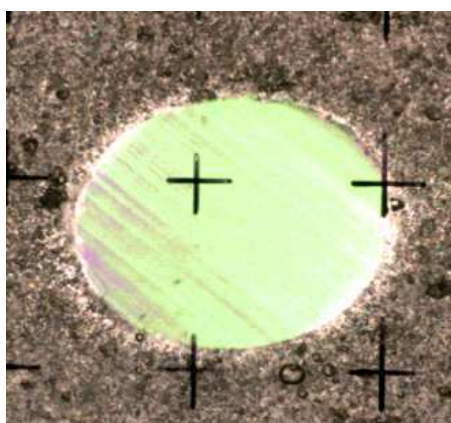
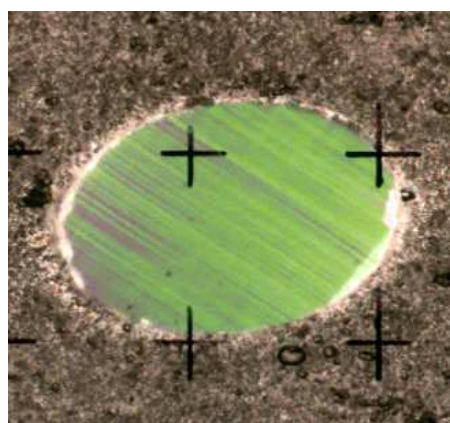
n° du grain	1	2	3	4	5	6	7
$\psi$ en degrés, à $\pm 2^\circ$	122	122	160	122	154	22	100.5

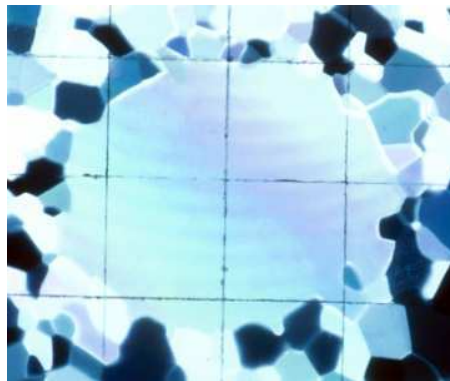


**Fig. B.4:** *Suivi de l'évolution d'un monocristal en compression (Essai M45).*

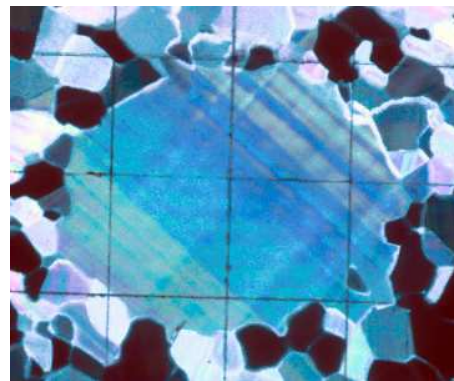
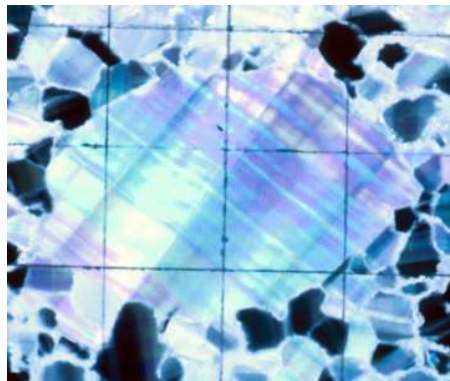
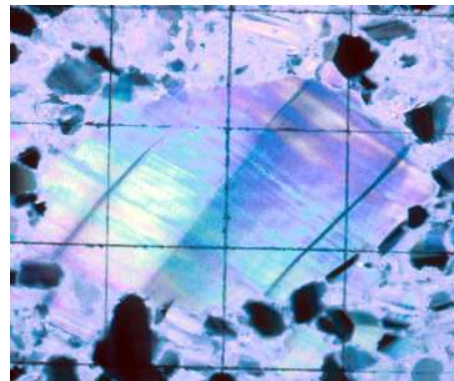
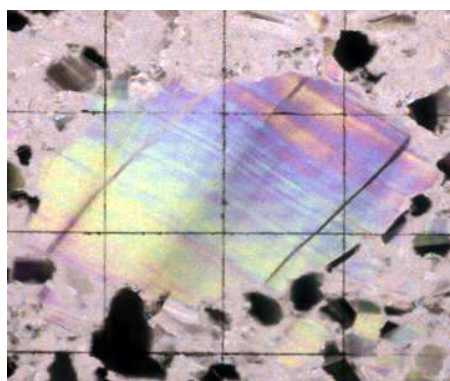
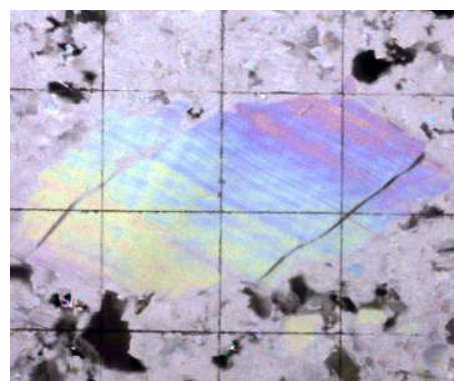


(a) configuration initiale

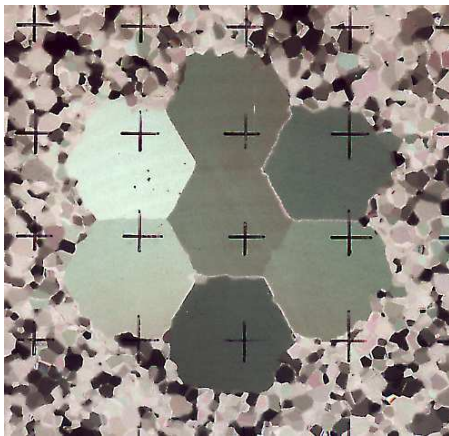
(b)  $\epsilon_{Macro} = 0.6 \times 10^{-2}$ (c)  $\epsilon_{Macro} = 1.9 \times 10^{-2}$ (d)  $\epsilon_{Macro} = 2.1 \times 10^{-2}$ (e)  $\epsilon_{Macro} = 3.7 \times 10^{-2}$ (f)  $\epsilon_{Macro} = 6.3 \times 10^{-2}$ **Fig. B.5:** *Suivi de la déformation de l'éprouvette A45-1.*



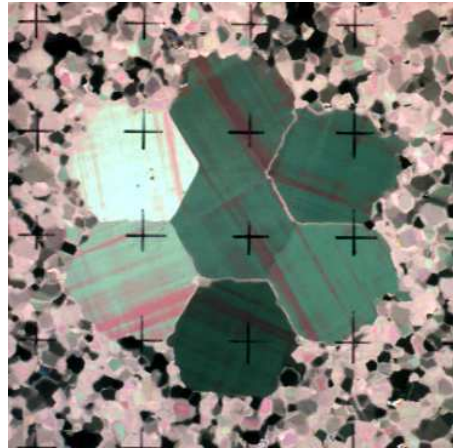
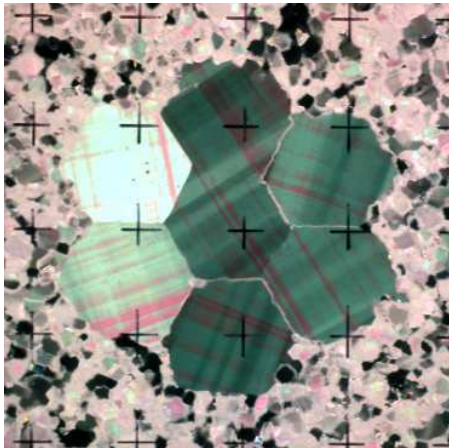
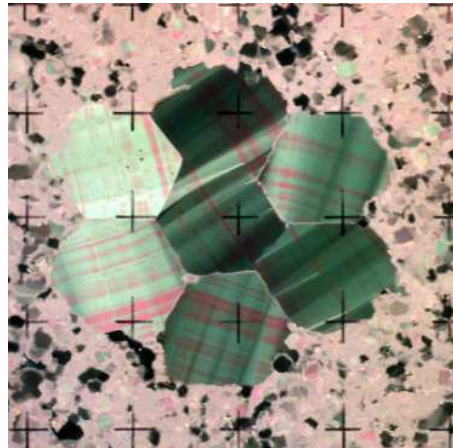
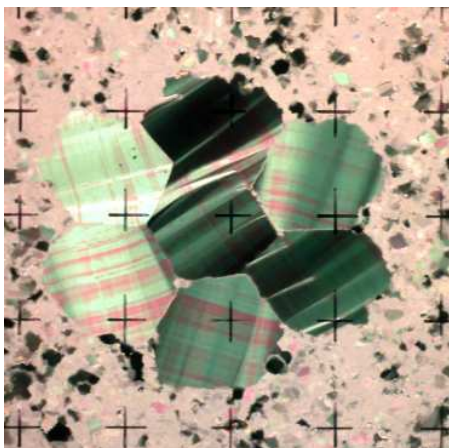
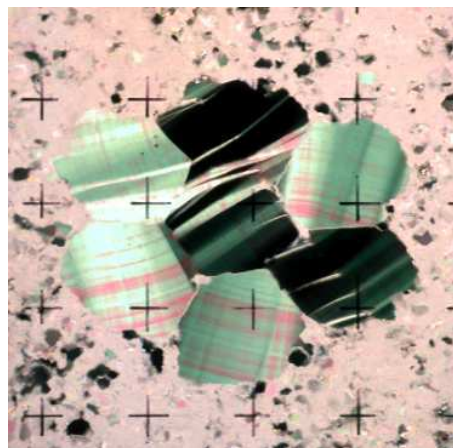
(a) configuration initiale

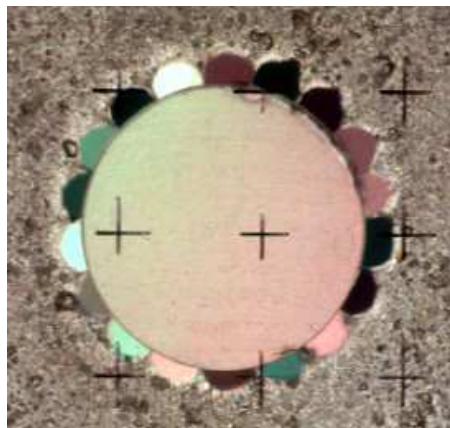
(b)  $\epsilon_{Macro} = 0.85 \times 10^{-2}$ (c)  $\epsilon_{Macro} = 4.4 \times 10^{-2}$ (d)  $\epsilon_{Macro} = 7.5 \times 10^{-2}$ (e)  $\epsilon_{Macro} = 8.8 \times 10^{-2}$ (f)  $\epsilon_{Macro} = 13.1 \times 10^{-2}$ **Fig. B.6:** *Suivi de la déformation de l'éprouvette B45-1.*



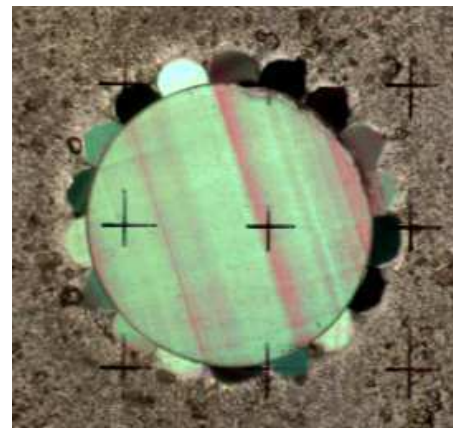
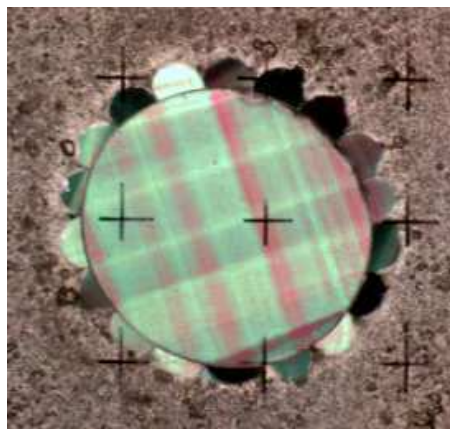
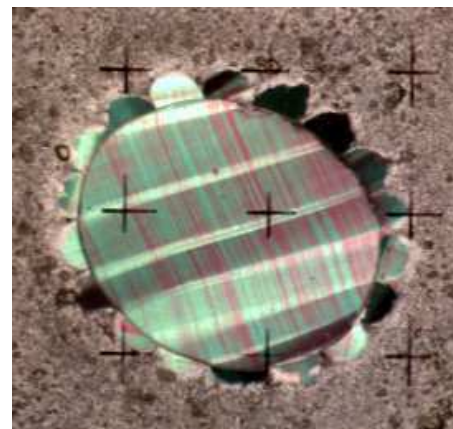
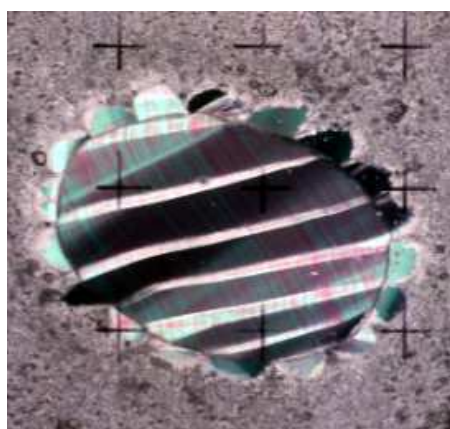
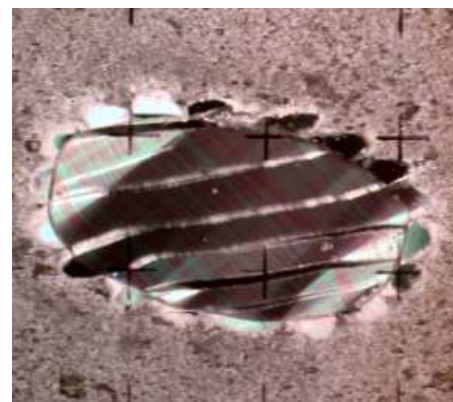


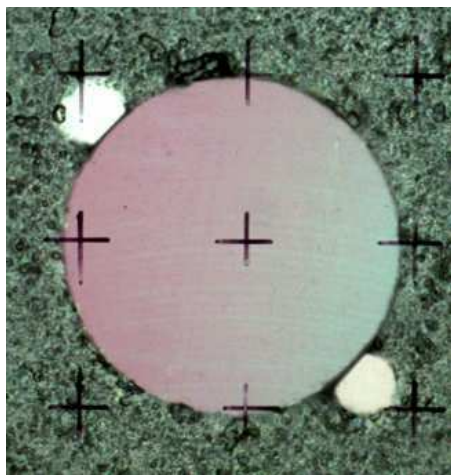
(a) configuration initiale

(b)  $\epsilon_{Macro} = 0.6 \times 10^{-2}$ (c)  $\epsilon_{Macro} = 3.2 \times 10^{-2}$ (d)  $\epsilon_{Macro} = 4.2 \times 10^{-2}$ (e)  $\epsilon_{Macro} = 5.4 \times 10^{-2}$ (f)  $\epsilon_{Macro} = 6.6 \times 10^{-2}$ **Fig. B.7:** *Suivi de la déformation de l'éprouvette C-1.*

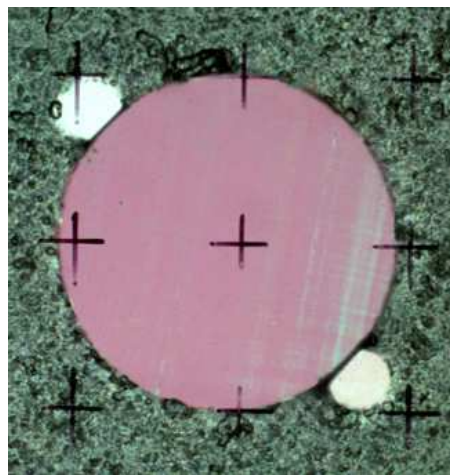
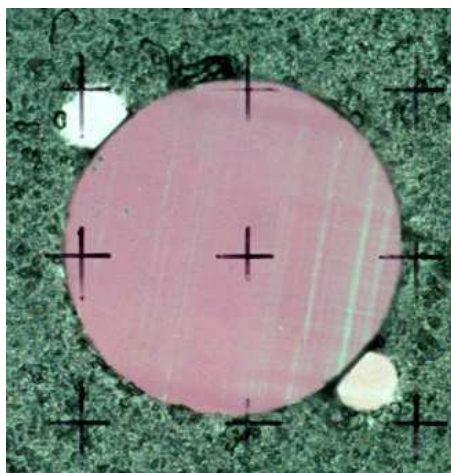
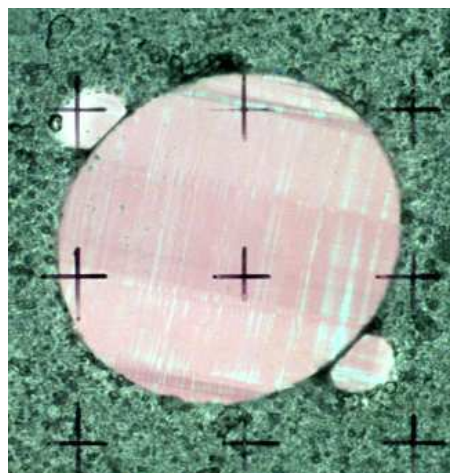
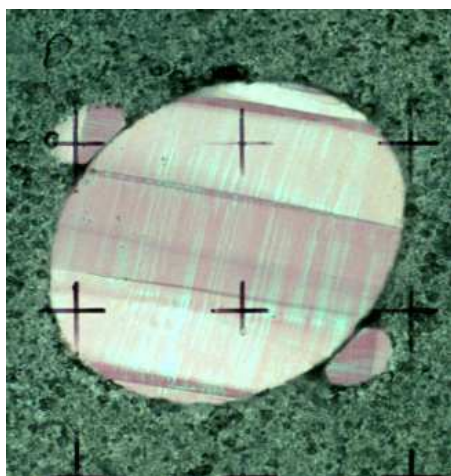
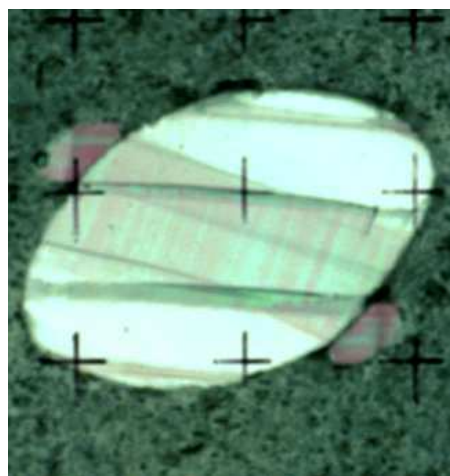


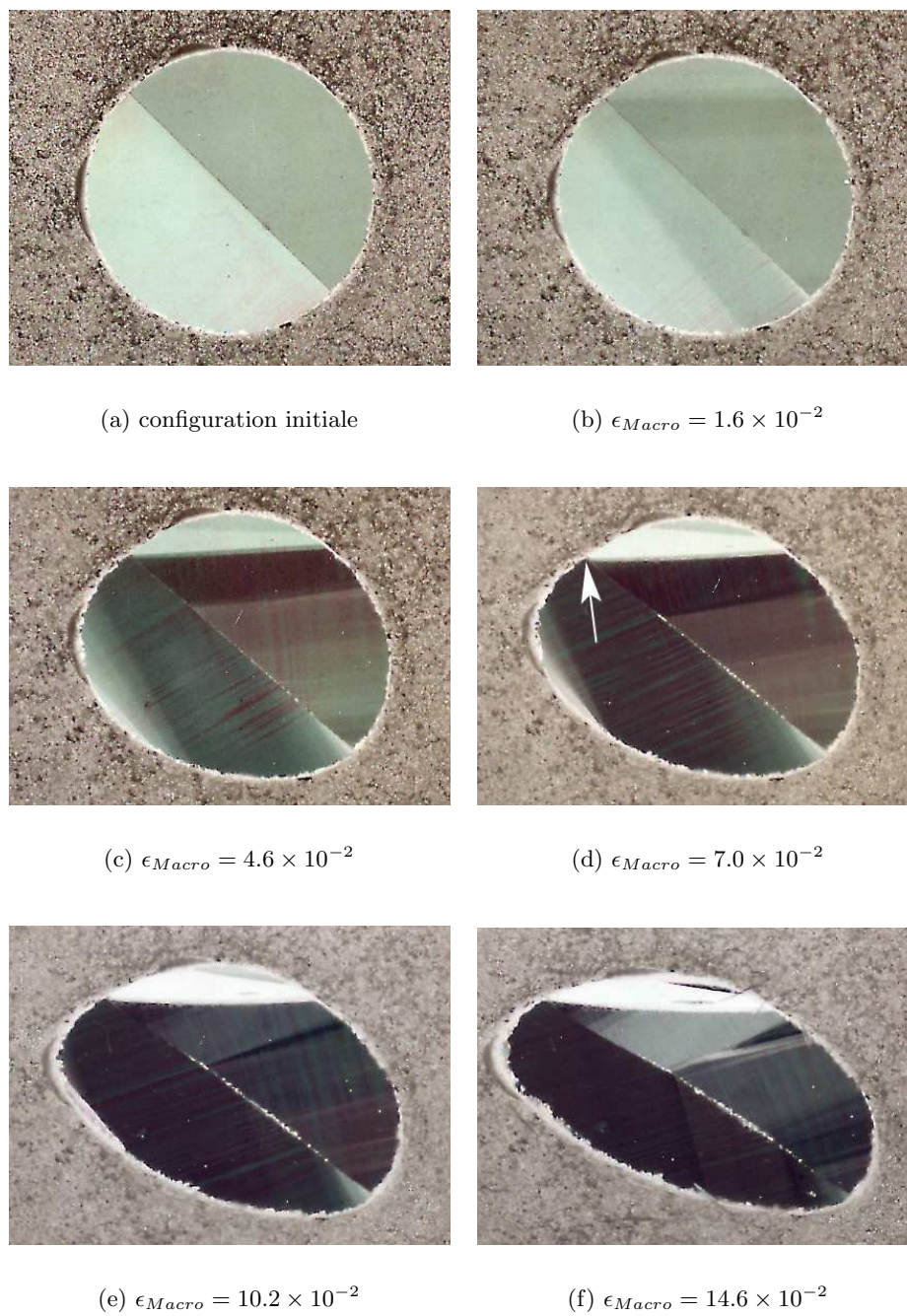
(a) configuration initiale

(b)  $\epsilon_{Macro} = 0.63 \times 10^{-2}$ (c)  $\epsilon_{Macro} = 1.9 \times 10^{-2}$ (d)  $\epsilon_{Macro} = 4.1 \times 10^{-2}$ (e)  $\epsilon_{Macro} = 7.5 \times 10^{-2}$ (f)  $\epsilon_{Macro} = 12.3 \times 10^{-2}$ **Fig. B.8:** *Suivi de la déformation de l'éprouvette D-1.*

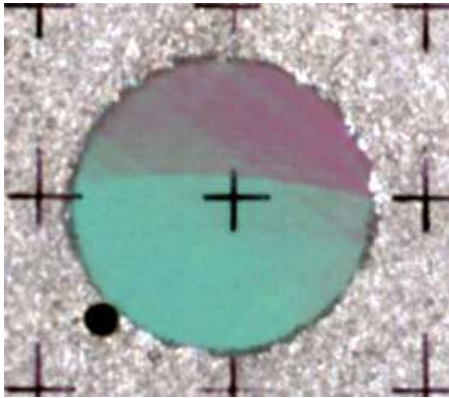


(a) configuration initiale

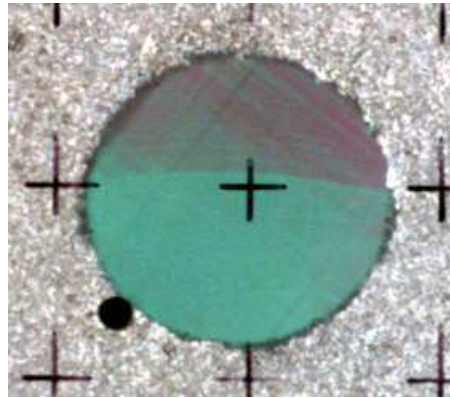
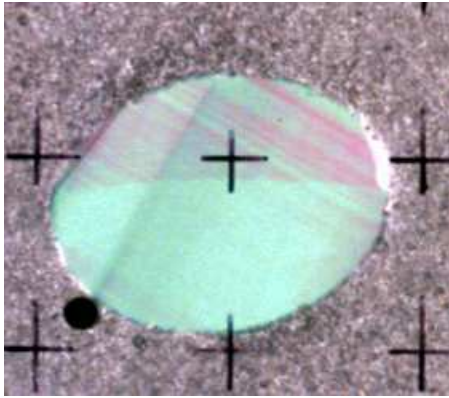
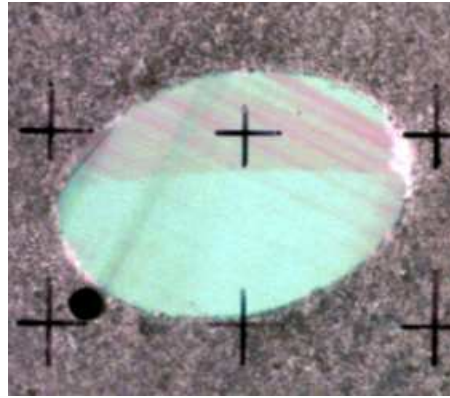
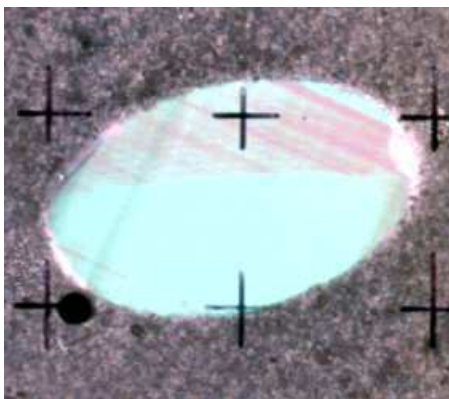
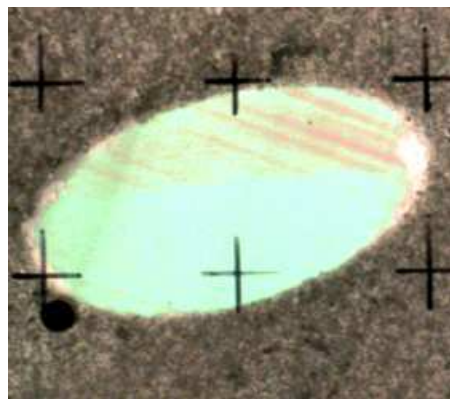
(b)  $\epsilon_{Macro} = 0.68 \times 10^{-2}$ (c)  $\epsilon_{Macro} = 1.7 \times 10^{-2}$ (d)  $\epsilon_{Macro} = 8.3 \times 10^{-2}$ (e)  $\epsilon_{Macro} = 11.5 \times 10^{-2}$ (f)  $\epsilon_{Macro} = 16.0 \times 10^{-2}$ **Fig. B.9:** *Suivi de la déformation de l'éprouvette E-1.*

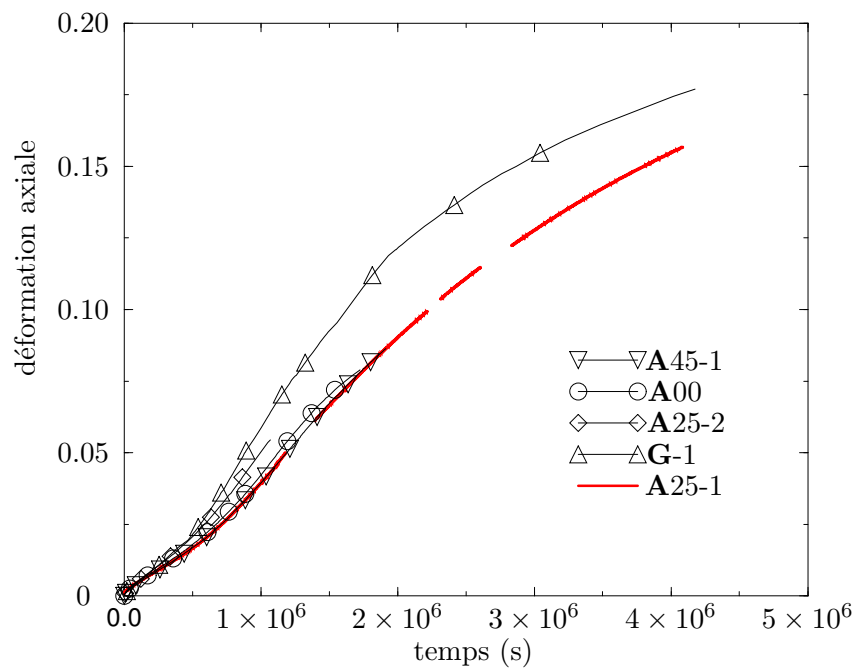


**Fig. B.10 :** *Suivi de la déformation de l'éprouvette F-1. L'axe c du grain supérieur est orienté à  $90^\circ$  de la direction de compression, celui du grain inférieur à  $45^\circ$  (parallèle au joint de grain).*

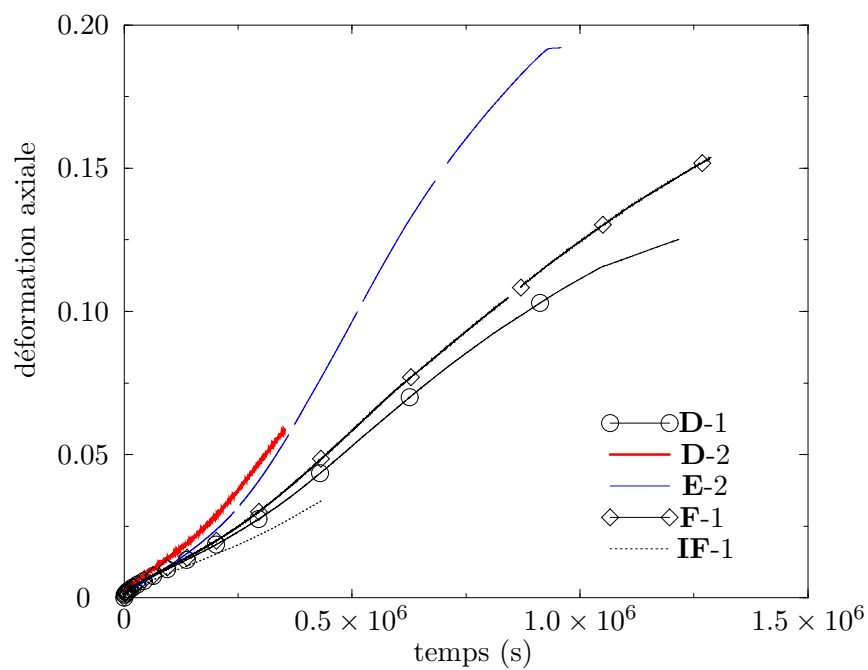


(a) configuration initiale

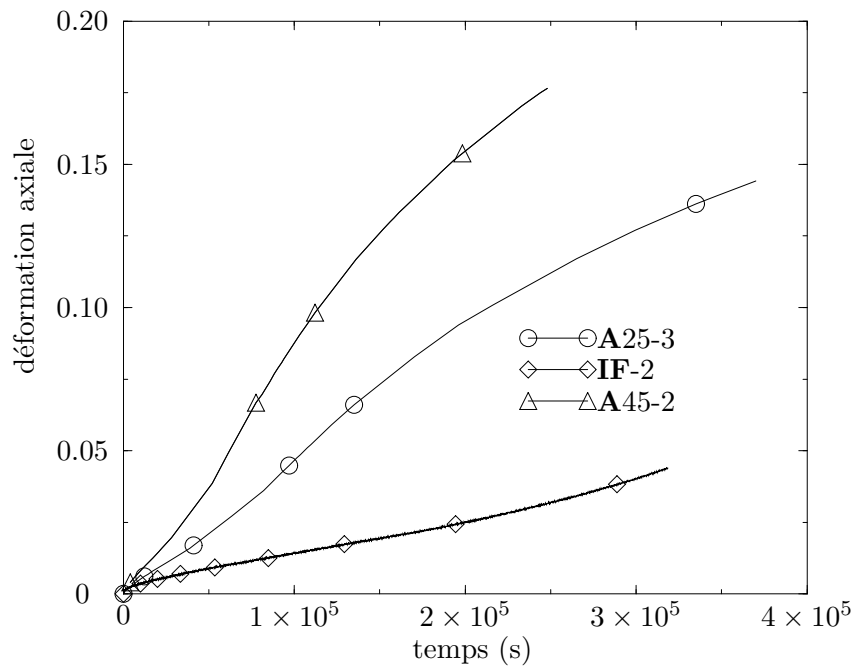
(b)  $\epsilon_{Macro} = 0.85 \times 10^{-2}$ (c)  $\epsilon_{Macro} = 4.4 \times 10^{-2}$ (d)  $\epsilon_{Macro} = 7.5 \times 10^{-2}$ (e)  $\epsilon_{Macro} = 8.8 \times 10^{-2}$ (f)  $\epsilon_{Macro} = 13.1 \times 10^{-2}$ **Fig. B.11:** *Suivi de la déformation de l'éprouvette G-1.*



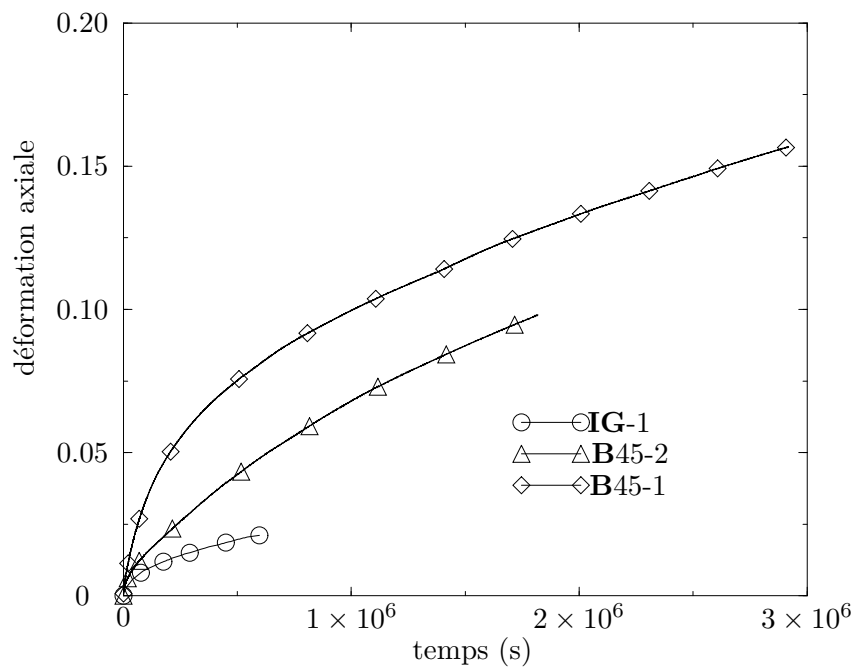
**Fig. B.12 :** Évolution de la déformation macroscopique en fonction du temps pour une contrainte appliquée de 0.5 MPa : cas d'une matrice à grains fins.



**Fig. B.13 :** Évolution de la déformation macroscopique en fonction du temps pour une contrainte appliquée de 0.75 MPa : cas d'une matrice à grains fins.



**Fig. B.14 :** Évolution de la déformation macroscopique en fonction du temps pour une contrainte appliquée de 1 MPa : cas d'une matrice à grains fins.



**Fig. B.15 :** Évolution de la déformation macroscopique en fonction du temps pour une contrainte appliquée de 0.5 MPa : cas d'une matrice colonnaire.

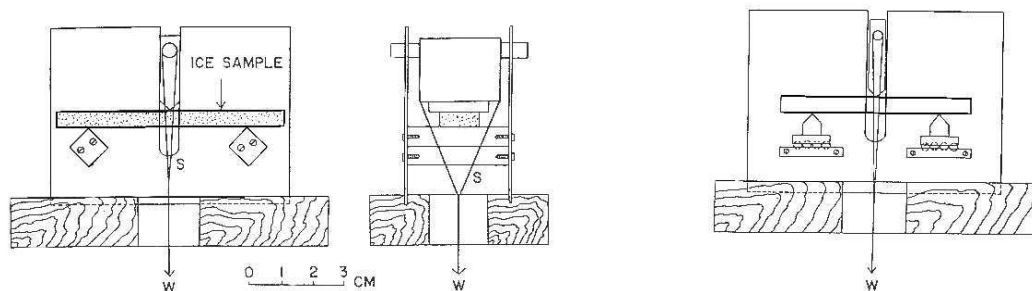
## Annexe C

# Simulation des Expériences de Nakaya (1958)

Nakaya (1958) a effectué des essais de flexion trois points sur monocristaux. La technique expérimentale est décrite sur la Figure C.1 : la charge est appliquée par l'intermédiaire d'un couteau mobile guidé verticalement, les deux appuis inférieurs sont soit fixes, soit mobiles.

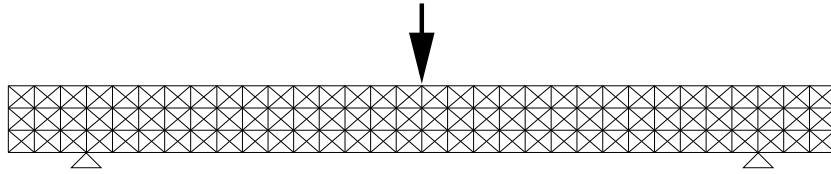
Nakaya (1958) a utilisé essentiellement le dispositif avec appuis fixes, et il a d'autre part observé fréquemment le glissement de l'éprouvette monocristalline sur ses appuis. Ce type de condition aux limites est très délicat à mettre en place au niveau de la simulation : il nécessiterait de définir une loi de frottement de la glace sur les appuis, et de réactualiser le maillage en fonction du déplacement relatif de l'éprouvette sur ses appuis. Nous avons donc choisi de simplifier le problème en appliquant une condition d'appuis immobiles, donc en fixant la position de deux noeuds du maillage. Celui-ci est constitué de 384 éléments  $T6$  et de 839 noeuds (Fig. C.2). Le chargement est réalisé en imposant le déplacement d'un noeud de la structure, et l'évolution de la géométrie du maillage et des orientations cristallographiques est calculée par la méthode décrite au paragraphe 6.6.

La comparaison des simulations des expériences de flexion, par la méthode de suivi des orientations cristallographiques et par la méthode d'étude des cisssions basales, est effectuée sur deux orientations différentes du monocristal : axe  $c$  parallèle à la direction de la charge  $W$  (Fig. C.4), et axe  $c$  à  $45^\circ$  de cette direction (Fig. C.5). La simulation utilisant des éléments à orientations continues permet une définition beaucoup plus

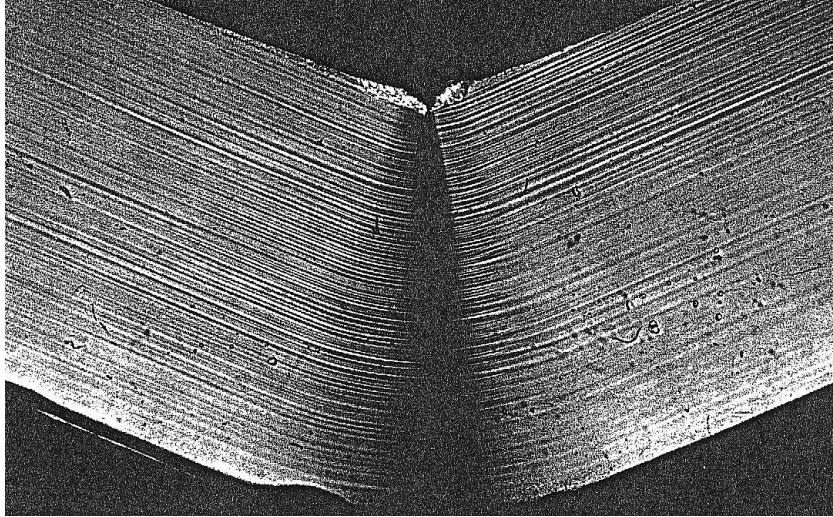


**Fig. C.1** : Dispositif de flexion trois points : appuis fixes (à gauche) et appuis mobiles (à droite) (Nakaya, 1958).





**Fig. C.2:** Maillage utilisé pour la simulation des expériences de Nakaya (1958).

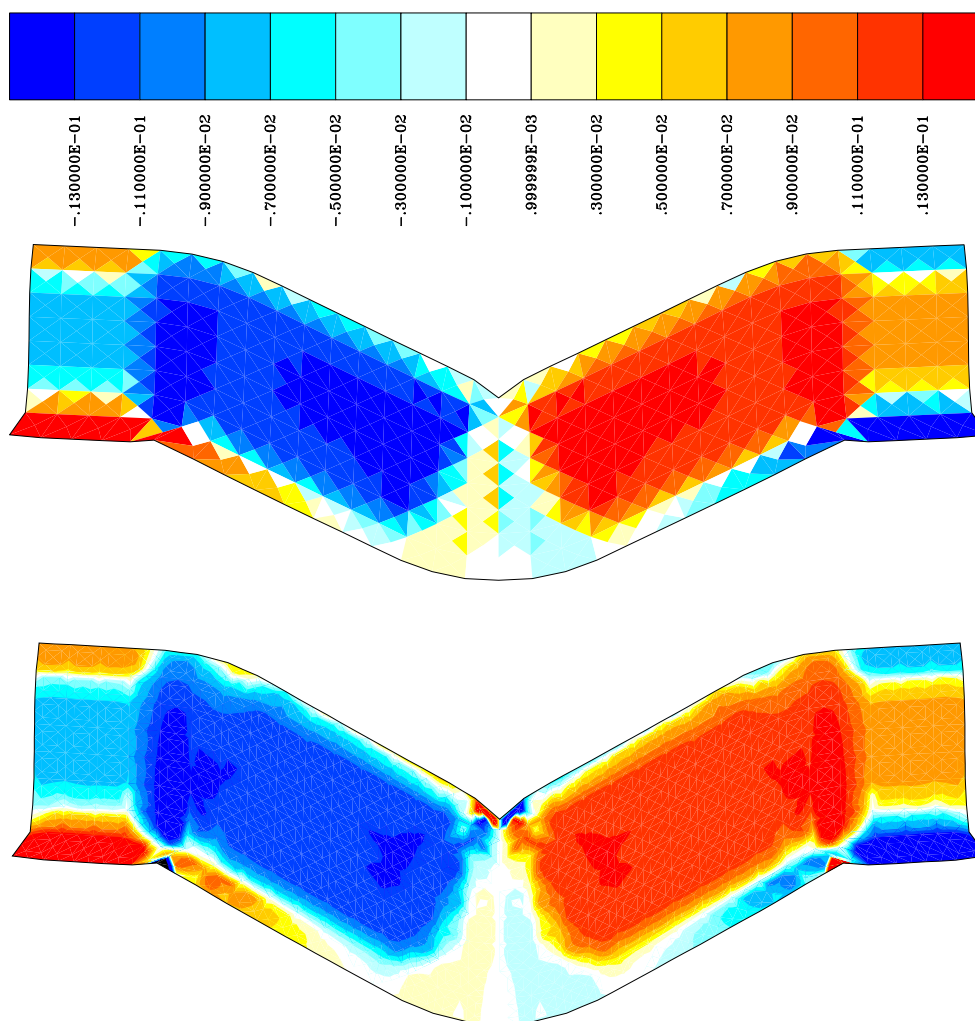


**Fig. C.3 :** Observation entre polariseurs croisés mettant en évidence les plans de base et des sous-joints de flexion, pour un échantillon dont l'axe  $c$  était initialement parallèle à la direction du chargement.

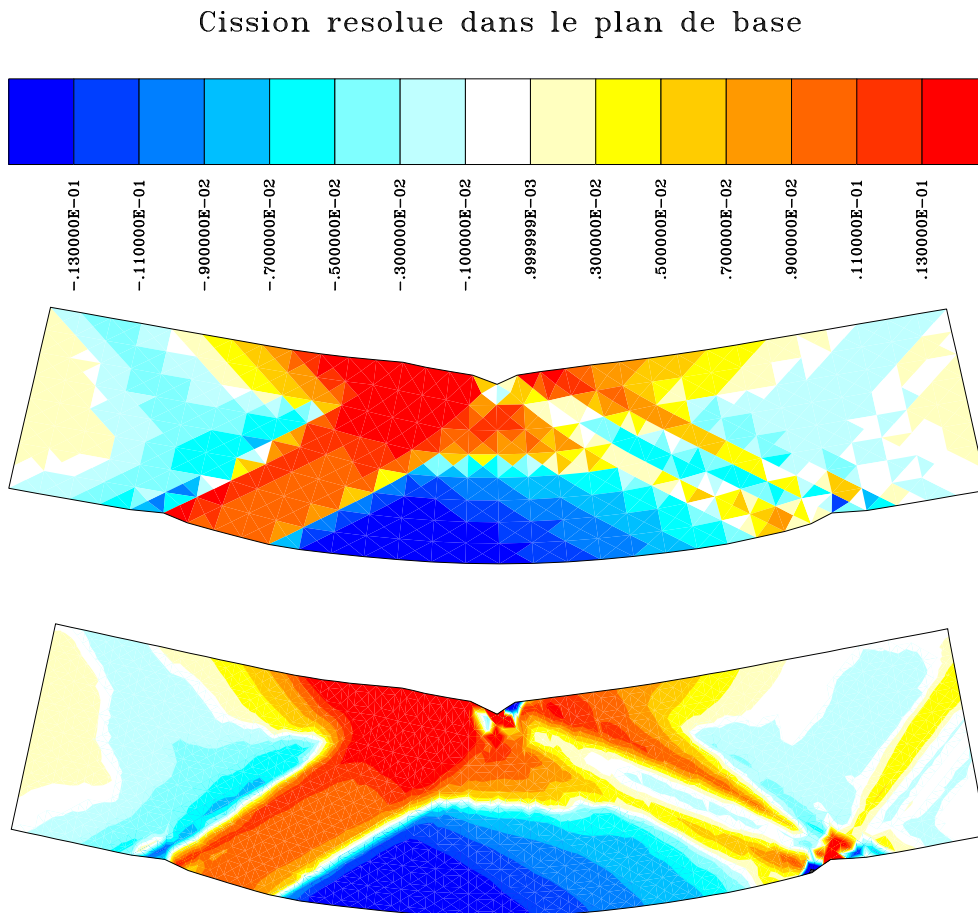
précise des zones à cisssion basale intense (plans de base fortement activés) ou nulle : les directions des zones de localisation ne sont plus imposées par le maillage. On peut ainsi observer des bandes de localisation dont la direction est bien perpendiculaire ou parallèle aux plans de base, comme observé expérimentalement. Par exemple, les zones à cisssion nulle aux alentours de la zone de flexion intense (au niveau du chargement) sur la Figure C.4(b) correspondent à des sous-joints de flexion mis en évidence par une observation entre polariseurs croisés (Fig. C.3). L'amélioration de la description du champ de cisssion basale est donc effective en utilisant les éléments à orientation continue, et l'observation des isovaleurs de cisssion basale devrait permettre d'appréhender les zones de localisation.

Nous avons simulé la majorité des expériences de flexion effectuées par Nakaya (1958) à l'aide des éléments à orientation continue. Ces expériences présentent peu de localisation sévère, elles permettent donc d'étudier la validité de la méthode pour simuler les phénomènes de flexion. Les simulations à orientations continues sont en bon accord avec les expériences, pour les différentes orientations cristallographiques initiales des éprouvettes (axe  $c$  de  $0$  à  $90^\circ$  de la direction de chargement, Fig. C.6 à C.10). La déformée simulée tend généralement vers la déformée expérimentale, excepté pour deux orientations : pour l'axe  $c$  parallèle ou perpendiculaire à la direction de chargement (Fig. C.6(b) et C.10(b)). Lorsque l'axe optique est dans la direction de chargement, les extrémités libres ne restent pas horizontales dans la simulation, comme elles le font pendant l'essai : cette différence provient vraisemblablement du glissement libre entre la glace et les appuis qui existe lors des expériences. Le déplacement relatif de l'éprouvette sur ses appuis est de l'ordre de plusieurs millimètres, libérant ainsi une contrainte au niveau des ex-

## Cission resolue dans le plan de base



**Fig. C.4 :** Isovaleurs de cission basale pour les simulations avec orientation cristallographique constante par éléments (en haut) ou continue par éléments (en bas). Les paramètres du modèle de grain sont  $\alpha = 1$  et  $\beta = 0.01$ . L'axe  $c$  du monocristal est initialement parallèle à la direction de chargement.



**Fig. C.5 :** Isovaleurs de cission basale pour les simulations avec orientation cristallographique constante par éléments (en haut) ou continue par éléments (en bas). Les paramètres du modèle de grain sont  $\alpha = 1$  et  $\beta = 0.01$ . L'axe  $c$  du monocristal est initialement à  $45^\circ$  de la direction de chargement.

trémities. Ceci peut expliquer l'angle plus important pris par l'éprouvette au niveau des appuis fixes (Fig. C.6(a)). Lorsque les plans de base sont parallèles à la direction de chargement, la déformation observée expérimentalement n'est pas homogène (Fig. C.10(a)) : la résistance au cisaillement parallèlement aux plans de base étant très faible et la cission basale étant maximale dans cette configuration, la moindre perturbation de l'éprouvette (défaut géométrique, réduction de section, défaut cristallographique, ...) entraîne une localisation de la déformation dans le plan basal qui se traduit par une déformée irrégulière. La simulation ne reproduit évidemment pas cette déformée, mais la forme générale en pointe est bien simulée.

Une simulation a également été effectuée sur une éprouvette reposant sur des appuis mobiles dissymétriques par rapport au chargement. La déformée simulée montre également la même tendance que l'expérience, avec encore une fois des flexions au niveau des appuis fixes plus faibles que dans la réalité : on n'observe pas de quasi-parallélisme entre les extrémités libres comme dans l'expérience (caractérisé par l'angle  $\chi$  sur la Figure C.11(a)). Nakaya (1958) explique ce parallélisme à l'aide d'un modèle géométrique simple : il considère le monocristal de glace comme un empilement de feuillets, sans déformation possible dans la direction des feuillets (ils peuvent seulement fléchir). Cette approche simule bien la déformée expérimentale. Notre modèle n'impose pas aux plans de base de rester de longueur constante, ainsi une élongation ou une compression est possible. Cette déformation supplémentaire conduit peut-être aux rotations sur appuis plus faibles.

Dans le but de se rapprocher du modèle de feuillets utilisé par Nakaya (1958), une possibilité est de rendre le monocristal encore plus anisotrope, avec une très faible résistance au cisaillement parallèlement aux plans de base, afin que la déformation soit encore davantage contrôlée par ce mécanisme. Une plus faible valeur de la viscosité apparente parallèlement aux plans de base (donc un paramètre  $\beta$  plus petit) conduit à une déformée avec les deux extrémités horizontales, qui présente de plus une courbure douce dans la partie centrale, sans portion de structure rectiligne comme on peut l'observer sur l'expérience de Nakaya (1958) (Fig. C.11(c)). Le paramètre  $\beta$  n'est donc pas le seul responsable de cet écart entre la simulation et l'expérience. Le glissement sur les appuis est peut-être également en cause.

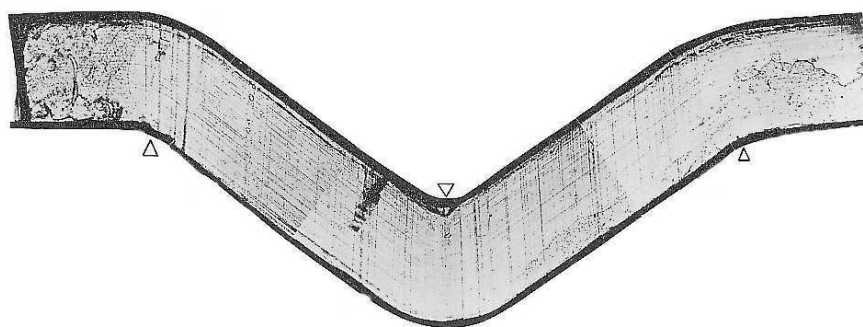
## Conclusion

L'étude du champ de cission basale sur les simulations des expériences de flexion trois points permet de prévoir l'apparition de la polygonisation. La flexion intense se traduit par un fort gradient de cission basale, qui peut aller jusqu'à une inversion de la cission le long des plans de base (zone centrale de la Figure C.6(b)). La flexion douce ne se traduit pas par un gradient de cission très net (Fig. C.9(b)), mais celui-ci existe néanmoins. La mesure du gradient de cission le long des plans de base peut être un outil pour prédire l'apparition d'une polygonisation ou une désorientation progressive du réseau en flexion (par exemple au niveau des appuis sur la Figure C.11(b)).

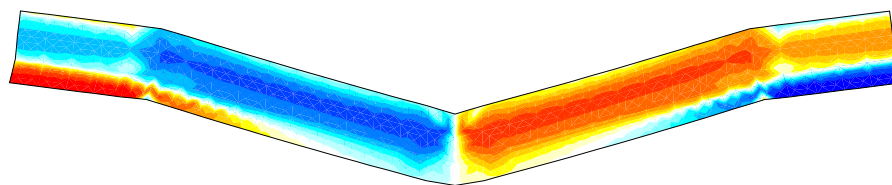
Un changement de signe de la cission dans une direction n'appartenant pas aux plans de base témoigne aussi d'une flexion, mais ne peut pas toujours être interprété comme une polygonisation, même si le gradient de contrainte est très intense. En effet, la Figure C.10(b) montre une inversion avec un gradient très fort au niveau du point de chargement, mais cette localisation a lieu dans les plans de base, et ne donne pas naissance à un sous-joint dans la réalité.

Ces simulations ont donc permis de valider la méthode de prédiction de la localisation par étude de la cission basale dans le cas de la flexion. Cette méthode permet de bien reproduire les zones de flexion, il faudrait toutefois définir un critère (en fonction du gradient de cission) pour caractériser l'apparition de la polygonisation.



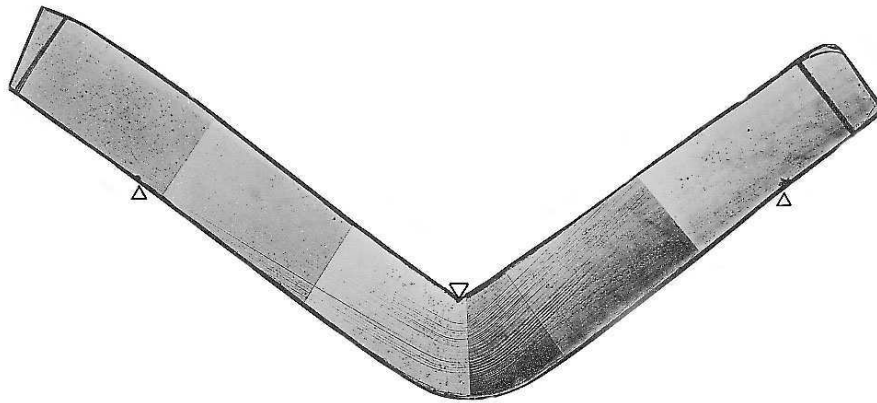


(a) Photographie de l'échantillon 251 de Nakaya (1958).

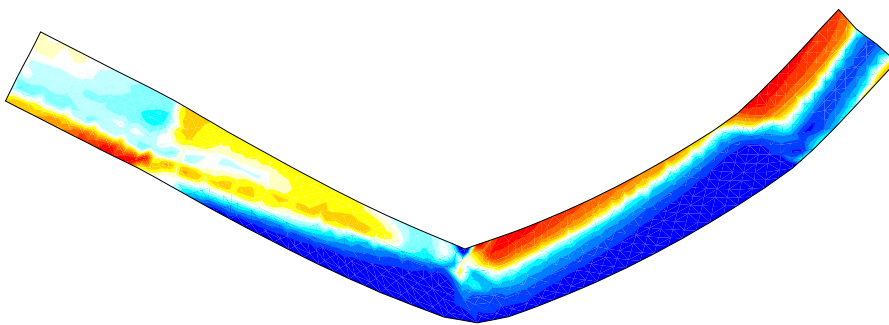


(b) Simulation avec orientations continues,  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 0.01$ .

**Fig. C.6 :** *Comparaison expérience-simulation lorsque l'axe  $c$  du monocristal est colinéaire à la direction de chargement. Les couleurs des isovaleurs de cission basale de la Figure C.6(b) sont définies comme suit : blanc pour une cission nulle, dégradé de rouge pour une cission positive et dégradé de bleu pour une cission négative.*

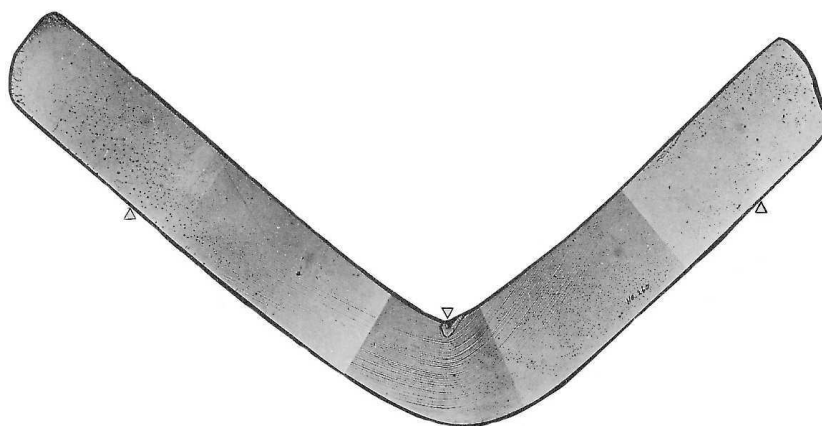


(a) Photographie de l'échantillon 266 de Nakaya (1958).

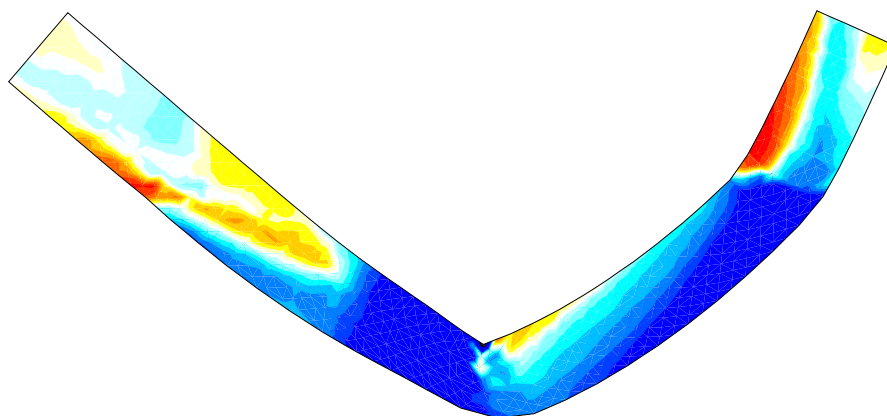


(b) Simulation avec orientations continues,  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 0.01$ .

**Fig. C.7 :** *Comparaison expérience-simulation lorsque l'axe c du monocristal est à  $8^\circ$  de la direction de chargement. Les couleurs des isovaleurs de cission basale de la Figure C.7(b) sont définies comme suit : blanc pour une cission nulle, dégradé de rouge pour une cission positive et dégradé de bleu pour une cission négative.*



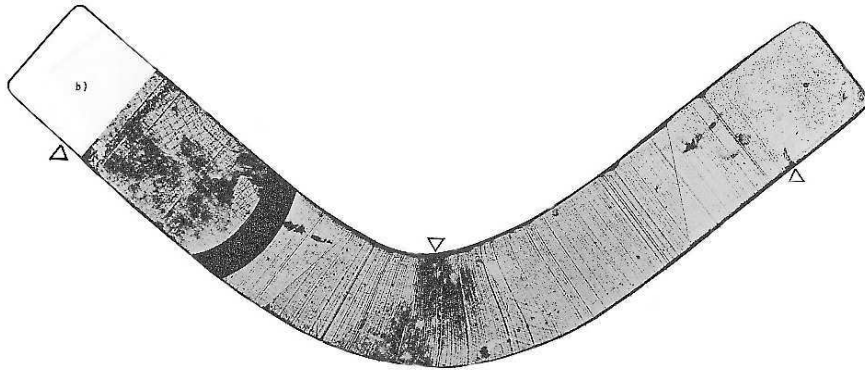
(a) Photographie de l'échantillon 260 de Nakaya (1958).



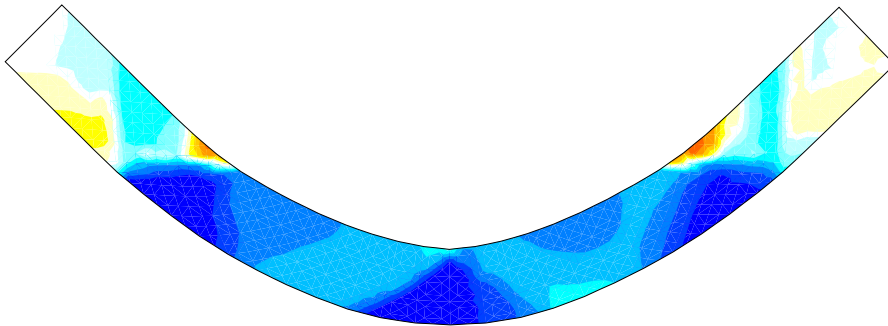
(b) Simulation avec orientations continues,  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 0.01$ .

**Fig. C.8 :** *Comparaison expérience-simulation lorsque l'axe c du monocristal est à  $15^\circ$  de la direction de chargement. Les couleurs des isovaleurs de cission basale de la Figure C.8(b) sont définies comme suit : blanc pour une cission nulle, dégradé de rouge pour une cission positive et dégradé de bleu pour une cission négative.*



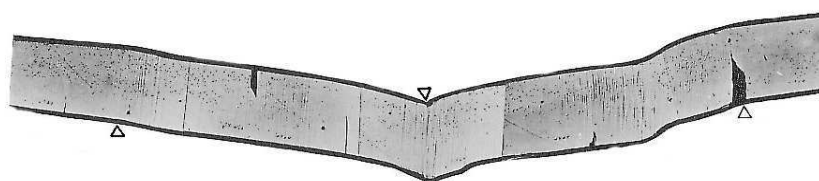


(a) Photographie de l'échantillon 269 de Nakaya (1958).

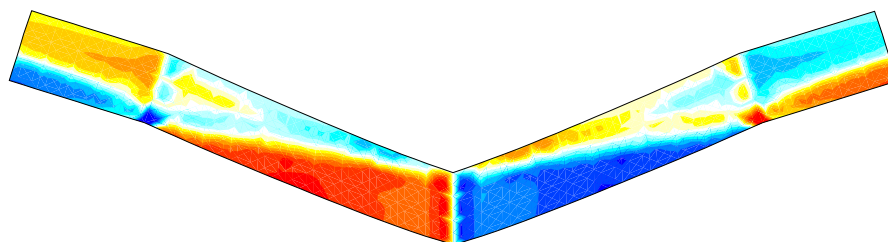


(b) Simulation avec orientations continues,  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 0.01$ .

**Fig. C.9** : Comparaison expérience-simulation lorsque l'axe  $c$  du monocristal est à  $45^\circ$  de la direction de chargement. Les couleurs des isovaleurs de cission basale de la Figure C.9(b) sont définies comme suit : blanc pour une cission nulle, dégradé de rouge pour une cission positive et dégradé de bleu pour une cission négative.

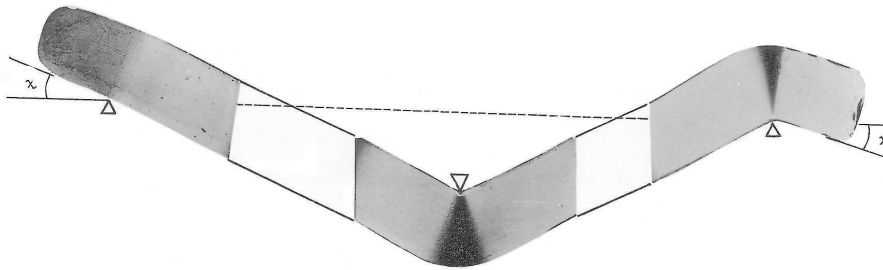


(a) Photographie de l'échantillon 271 de Nakaya (1958).

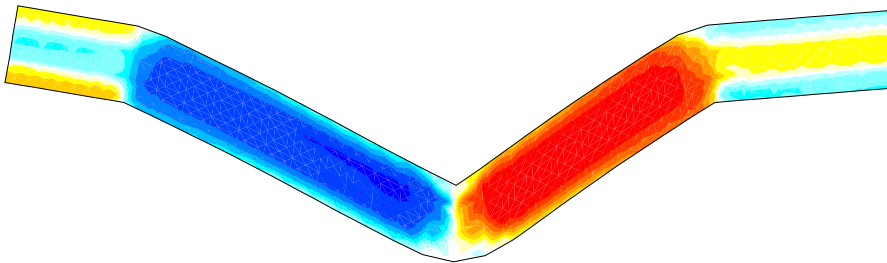


(b) Simulation avec orientations continues,  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 0.01$ .

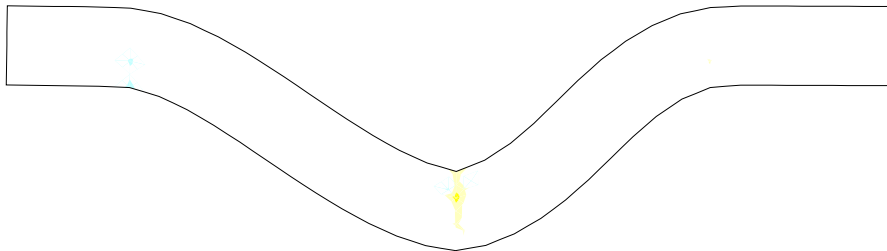
**Fig. C.10** : Comparaison expérience-simulation lorsque l'axe  $c$  du monocristal est perpendiculaire à la direction de chargement. Les couleurs des isovaleurs de cission basale de la Figure C.10(b) sont définies comme suit : blanc pour une cission nulle, dégradé de rouge pour une cission positive et dégradé de bleu pour une cission négative.



(a) Photographie de l'échantillon 1012 de Nakaya (1958).



(b) Simulation avec orientations continues,  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 0.01$ .



(c) Simulation avec orientations continues,  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 10^{-4}$ . Les isovaleurs sont identiques à la simulation C.11(b).

**Fig. C.11 :** Comparaison expérience-simulation lorsque l'axe  $c$  du monocristal est parallèle à la direction de chargement, et les appuis inférieurs dissymétriques par rapport au chargement. Les couleurs des isovaleurs de cission basale de la Figure C.11(b) sont définies comme suit : blanc pour une cission nulle, dégradé de rouge pour une cission positive et dégradé de bleu pour une cission négative.

Annexe D

## Tableaux Bibliographiques

## **D.1 Revue sur l'étude et la caractérisation des dislocations dans la glace**

publication	type de glace	méthode utilisée	phénomènes étudiés	températures	cissions basales	remarques
Ahmad, Ohtomo et Whitworth (1986)	monoX	topographie X in-situ	source de dislocations (Franck-Read)	-20°C	0.16 MPa	
Ahmad, Shearwood et Whitworth (1992)	monoX	topographie X in-situ	multiplication	-20°C à -60°C		observation de sources de Franck-Read dans le plan de base.
Ahmad et Whitworth (1988)	monoX	topographie X in-situ	mouvement des dislocations	-10°C à -35°C		dislocations non-basales au moins un ordre de grandeur plus rapides que les dislocations basales, observation de source lors de l'intersection d'une dislocation avec la surface de l'échantillon.
Baker (1997)	monoX et polyX	revue	avantages et inconvénients des techniques d'observations des dislocations : figures d'attaque, MET et Topo X			la topographie X est la meilleure technique, limitée par une densité maximale de $10^9 \text{ m}^{-2}$ .
Falls, Wellinghoff, Talmon et Thomas (1983)	monoX et polyX	MET	observations des dislocations, boucles, joints de grains, fautes d'empilement			
Fukuda et Higashi (1973)	monoX	topographie X in-situ	comportement dynamique des dislocations	-18°C		linéarité de la relation vitesse-contraainte.
Fukuda et Higashi (1988)	monoX	topographie X in-situ	génération, multiplication et vitesse	$\approx -20^\circ\text{C}$		
Fukuda, Hondoh et Higashi (1987)	monoX	topographie X in-situ	mécanisme de la déformation plastique de la glace			différences de comportement entre les dislocations basales et non-basales.
Higashi, Fukuda, Hondoh, Goto et Amakai (1985)	monoX	topographie X in-situ	mouvement des dislocations, croissance des boucles			défauts ponctuels, dissociation, mouvements.

publication	type de glace	méthode utilisée	phénomènes étudiés	températures	cissions basales	remarques
Hondoh (1992)	monoX	topographie X in-situ	montée et glissement des dislocations			détermination des paramètres interstitiels de la glace par analyse de la montée et du glissement des dislocations après un changement de température ou un chargement.
Hondoh et Higashi (1983)	biX	topographie X in-situ et observations optiques	générations et absorption des dislocations aux joints de grains fortement désorientés	-5.3°C		générations de dislocations lorsque le joint de grain est cisailé, absorption lorsqu'il est comprimé uniquement.
Hondoh, Iwamatsu et Mae (1990)	monoX	topographie X in-situ	vitesse des dislocations non-basales	-50°C à -10°C	0.1 à 1.4 MPa	dislocations non-basales environ 5 fois plus rapides que les basales, dépendance linéaire entre la vitesse et la cission, observations de lignes de glissement non-basales.
Kuroiwa (1969)	monoX et multiX	topographie superficielle de cristaux sublimés (microscopie électronique)	observations des surfaces basales, prismatiques, des joints de grains, des fractures			traces d'intersection de dislocations avec la surface, traces des plans prismatiques et basals.
Levi, de Achaval et Suraski (1965)	monoX	microscopie optique de figures d'attaque chimique	observation des dislocations non-basales	-15°C		
Liu, Baker, Yao et Dudley (1992)	polyX	topographie X in-situ	interactions dislocations-joints de grains	chocs thermiques		les dislocations basales sont en majorité, les dislocations proches de la surface se courbent sous l'effet des forces images, les chocs thermiques provoquent la nucléation et l'expansion de boucles prismatiques.

publication	type de glace	méthode utilisée	phénomènes étudiés	températures	cissions basales	remarques
Liu, Baker et Dudley (1993)	biX et triX	topographie X in-situ	génération des dislocations aux joints de grains	-12°C	3.5 MPa	les joints de grains jouent un rôle dominant dans la génération des dislocations dans les polyX, en produisant des boucles semi-hexagonales dans les plans de base. Influence de l'orientation du joint de grain par rapport au chargement prépondérante.
Liu, Baker, Dudley (1995a)	polyX	topographie X in-situ	boucles de dislocations produites thermiquement	-60°C à -2°C		un refroidissement produit des boucles de dislocations qui restent cependant petites, l'étude en topographie X permet de déterminer le type des boucles prismatiques.
Liu, Baker et Dudley (1995b)	polyX	topographie X in-situ	interactions joints de grains-dislocations			observations des structures de dislocations proches du joint de grain ; GB = source de dislocations au début de la déformation et obstacle ensuite ; les observations de surface ne permettent pas d'évaluer les dislocations dans le volume.
Okada, Hondoh et Mae (1999)	monoX	topographie X in-situ	observation du glissement basal des dislocations	-0.2°C à -18.4°C	0.06 MPa	étude de la vitesse et de la courbure des dislocations basales, simulation par modèle de <i>kink diffusion</i>
Shearwood et Whitworth (1989)	monoX	topographie X in-situ	observation des dislocations coins non-basales	-15°C		observation de dislocations de vecteur de Burgers $\langle 1\bar{2}10 \rangle$ et $\langle \bar{2}110 \rangle$ ; seules les dislocations coins non-basales peuvent se déplacer facilement dans le plan non-basal contenant leur vecteur de Burgers
Shearwood et Whitworth (1991)	monoX	topographie X in-situ	vitesse	-4°C à -39°C		dépendance linéaire de la cission, discussion sur les effets du désordre protonique



publication	type de glace	méthode utilisée	phénomènes étudiés	températures	cissions basales	remarques
Shearwood et Whitworth (1992)	monoX	topographie X in-situ	vitesse des dislocations	-4°C à -55°C		trois types de dislocations observés : vis basale, 60° basale et coin non-basale
Shearwood et Whitworth (1993)	monoX	topographie X in-situ	multiplication des dislocations, phénomènes de surface	-15°C, -20°C		
Sinha (1978)	monoX et multiX	répliques et figures d'attaque	observation des dislocations basales			description de la technique, démonstration de son efficacité
Van der Elsken, Bras, Dings et Michielsen (1996)	nucléation de cristaux à partir d'eau surfondue	SAXS (Small-Angle X-ray Scattering)	arrangements de dislocations lors de la recristallisation			
Wei et Dempsey (1992)	monoX	répliques et figures d'attaque	étude de la plasticité en termes d'interactions entre dislocations basales et non-basales, structures de dislocations autour d'une fissure	-13°C		observation du mouvement des dislocations $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ et explication de l'absence de déformation macro non-basale
Wei et Dempsey (1994)	monoX	répliques et figures d'attaque	mouvement des dislocations non-basales	-13°C		observations des dislocations $\langle 11\bar{2}3 \rangle$ . Le taux de déformation plastique pourrait être dépendant de la montée des dislocations

## **D.2 Revue des essais mécaniques sur glace mono- et polycristalline**

publication	type de glace	type d'essai	températures	contraintes et/ou vitesses de déformation	remarques
Azuma et Higashi (1985)	glace polaire (Dye-3) et glace artificielle	compression uniaxiale confinée	-5°C à -20°C	$1 \times 10^{-7}$ à $4.38 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ , $p=0.1$ ou 20 MPa	étude de l'évolution de la fabrique, simulation de la rotation cristallographique à partir d'une texture aléatoire
Azuma (1995)	glace polycristalline artificielle	compression uniaxiale sous pression hydrostatique	-19.5°C	$1.9 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ , $p = 30 \text{ MPa}$	étude de la déformation des grains individuels en fonction du facteur de Schmid et de la déformation moyenne, simulation
Budd et Jacka (1989)	glace polycristalline	revue	-0.05°C à -50°C	0.02 à 1 MPa	revue des modèles et expériences sur la glace polaire, influence de la fabrique, du socle rocheux, ...
Cole (1988)	glace polycristalline				mécanismes de formation de micro-fissures dans la glace polycristalline, influence de la taille des grains, importance de l'anisotropie élastique
Cole (1996)	monoX	compression sous pression hydrostatique	-10°C	0.15 à 0.33 MPa, $p = 0$ à 19 MPa	étude de l'influence de la pression hydrostatique sur le fluage
Duval (1974)	glace polycristalline artificielle et de glacier	cisaillement pur	$> -13^\circ$	0.05 à 1 MPa	étude du fluage primaire, secondaire et tertiaire, observation de fluage oscillant (vagues de recristallisation)
Duval (1976)	glace polycristalline naturelle (Vallée Blanche)	torsion-compression	-12°C à -0.05°C	0.05 à 0.37 MPa	vérification de la loi de Glen en transitoire, fluage transitoire à la décharge, sauts de contrainte, implications géophysiques

publication	type de glace	type d'essai	températures	contraintes et/ou vitesses de déformation	remarques
Duval (1981)	glace de glacier et glace artificielle	torsion ( <i>a</i> ) et torsion-compression ( <i>b</i> )	( <i>a</i> ) : -1°C à -2°C, ( <i>b</i> ) : -0.10°C	0.25 à 0.3 MPa	évolution de la texture, interprétation, vitesse de fluage dépendante de la texture
Duval, Ashby et Anderman (1983)	glace mono- et polycristalline	revue			détermination des coefficients de la loi de Glen, comparaison mono- et polycristal, caractérisation du glissement basal
Duval et Le Gac (1982)	glace polycristalline polaire (Dome C)	torsion, compression	-4.9°C à -30°C	0.135 MPa	mesures de B (variation en fonction de la température), étude de glace avec une fabrique à un seul maximum
Gammon, Kieft et Clouter (1980)	monoX	spectroscopie Brillouin	-3°C		détermination des coefficients élastiques, comparaison avec les mesures par ultrasons
Glen et Perutz (1954)	monoX	traction	-6°C		croissance de monoX, observation de la localisation lors d'essais de traction, observation en diffraction X de la désorientation des monoX
Gold (1994)	glace colonnaire	compression uniaxiale	-30°C à -5°C	$10^{-3}$ , $10^{-4}$ et $10^{-5} \text{ s}^{-1}$	étude des modules élastiques en fonction de la température et de la taille de grains
Gratz et Schulson (1994)	glace de mer	compression triaxial	-10°C	$< 1 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$	étude de la fracture suivant la position dans l'espace des contraintes principales
Higashi, Koinuma et Mae (1964)	monoX	traction uniaxiale	-40°C à -15°C	$1.3 \times 10^{-7}$ à $6.7 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$	observation du pic de contrainte, explications
Higashi (1978)	glace polycristalline	observations par diffraction X			étude de la migration des joints de grains et de la recristallisation

publication	type de glace	type d'essai	températures	contraintes et/ou vitesses de déformation	remarques
Ignat et Frost (1987)	bicristaux artificiels	cisaillement	-3.5°C	0.1 MPa et 0.4 MPa	étude du glissement au joint de grains, dépendance des orientations des grains
Jacka (1984)	glace artificielle polycristalline	compression uniaxiale	-5.0°C à -32.5°C	0.05 à 1.2 MPa	essais de longue durée (jusqu'à 3 ans), détermination de la vitesse de fluage minimale
Jacka et Macca-gnan (1984)	glace polycristalline artificielle	traction et compression	-3°C	0.2 MPa	évolution de la fabrique, évolution de la taille des grains, mesure du taux de déformation minimal
Jones et Glen (1969)	monoX	traction et compression	-20°C à -90°C		courbes de fluage et d'essais à vitesse de déformation imposée, étude de la fracture en traction, simulation par analogie avec LiF (Johnston) mais paramètres irréalistes
Jun et Jacka (1998)	glace artificielle isotrope	compression et cisaillement sous pression hydrostatique	-2°C	0.2 à 0.3 MPa	évolution de la fabrique, comparaison aux observations dans les calottes polaires
Kuehn et Schulson (1994)	glace colonnaire saline	compression uniaxiale	-40°C à -5°C	$10^{-7}$ à $10^{-1} \text{ s}^{-1}$	étude des propriétés mécaniques, des mécanismes de rupture, dépendance de l'orientation et des paramètres de chargement
Lile (1978)	glace polycristalline polaire (Law Dome)	compression uniaxiale et cisaillement simple	-10.2°C	0.005 MPa	effet de l'anisotropie sur la loi d'écoulement, comparaison aux essais à faible contrainte

publication	type de glace	type d'essai	températures	contraintes et/ou vitesses de déformation	remarques
Manley et Schulson (1997a)	glace colonnaire S1	compression uniaxiale perpendiculaire aux colonnes	-10°C	$10^{-5} \text{ s}^{-1}$	observation de bandes en genou, fissuration à partir des frontières des KBs, interprétation
Manley et Schulson (1997b)	glace colonnaire S1	compression uniaxiale perpendiculaire aux colonnes	-10°C	$10^{-6}$ à $10^{-4} \text{ s}^{-1}$	étude du rapport entre la force de montée et la force de glissement des dislocations, proportionnalité entre l'exposant $n$ de la loi de Glen et ce rapport
Meyssonnier et Goubert (1994)	glace polycristalline artificielle	compression	-10°C	chargement cyclique	commentaires sur les modèles de Duval et Le Gac (DLG) et Sunder et Wu (SSW), proposition d'un nouveau modèle
Mellor et Cole (1982)	glace isotrope à grains fins	compression uniaxiale	-5°C	$10^{-7}$ à $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et 0.8 à 3.8 MPa	contraintes et vitesses de déformation élevées, comparaison des deux types de tests (contrainte ou vitesse de déformation imposées)
Miyamoto, Narita, Hondoh, Shoji, Kawada, Watanabe, Dahl-Jensen, Gundestrup, Clausen et Duval (1999)	glace polaire polycristalline	compression uniaxiale	-11°C à -15°C	$4.5 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ et 0.2 à 0.7 MPa	influence du facteur de Schmid sur l'écoulement, perturbations dues à la teneur en poussière (localisation de la déformation)
Nakaya (1958)	monoX	flexion trois points			étude du comportement pour différentes orientations, simulation à l'aide d'un modèle de feuillets (60 $\mu\text{m}$ )

publication	type de glace	type d'essai	températures	contraintes et/ou vitesses de déformation	remarques
Pimienta, Duvall et Lipenkov (1987)	glace polycristalline polaire (Vostok)	compression uni- et biaxial	-15°C		étude de glace polaire avec tous les axes $c$ dans un plan vertical, calcul des paramètres rhéologiques et comparaison avec les essais sur glace polaire à un seul maximum
Plé et Meyssonnier (1997)	glace colonnaire S2	compression uniaxiale	-10°C	0.39 à 0.57 MPa	préparation de glace colonnaire contrôlée, étude des premiers essais
Readings et Bartlett (1968)	monoX	fluage en compression	-4°C	0 à 0.1 MPa	observation des lignes de glissement basal et de courts segments perpendiculaires (glissement dévié ?)
Readings et Bartlett (1971)	monoX	fluage en compression	-4°C	0 à 0.1 MPa	observation de franges d'interférence dues aux désorientations : interprétation et explication à l'aide des dislocations non-basales $\langle 11\bar{2}3 \rangle$
Russell-Head et Budd (1979)	glace polaire (Law Dome) et glace artificielle	cisaillement, étude du trou de forage	-0.85°C à -20°C	0.02 à 0.1 MPa	étude de la loi d'écoulement pour la glace isotrope et anisotrope, expériences de longue durée pour la détermination de la vitesse de déformation minimale, comparaison aux mesures dans le trou
Schulson, Melton et Gratz (1997)	glace colonnaire S2 saline	compression uniaxiale sur lame épaisse	-10°C	$10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , $3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	observation de la fissuration due au glissement aux joints de grains, fissures en ailes
Shoji et Higashi (1978)	monoX				carte des mécanismes de déformation de la glace
Shyam Sunder et Wu (1990)	glace isotrope				analyse théorique de la nucléation des fissures dans la glace polycristalline isotrope

publication	type de glace	type d'essai	températures	contraintes et/ou vitesses de déformation	remarques
Sinha (1982)	glace colonnaire S2	compression uniaxiale perpendiculaire à l'axe des colonnes	-10°C	$5 \times 10^{-7}$ à $5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et $10^{-3}$ à $8 \times 10^{-2} \text{ MPas}^{-1}$ ( $\dot{\sigma}$ )	étude de la transition fragile-ductile, étude de la fracturation, simulation
Sinha, Zhan et Evgin (1992)	glace de mer	compression uniaxiale perpendiculairement aux colonnes	-10°C, -20°C et -30°C	0.7 à 2.5 MPa	étude du taux de déformation minimum, correspondance avec les données d'essais à vitesse imposée, étude de la fissuration par l'augmentation de volume et un enregistrement acoustique
Steinemann (1954)	monoX	cisaillement (flexion)	-2.3°C		orientation précise des monoX à l'aide des fleurs de Tyndall, observation des lignes de glissement basal, étude de la recristallisation statique et dynamique
Trickett, Baker et Pradhan (2000)	monoX	compression uniaxiale	-20°C et -10°C	$10^{-5}$ et $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ resp.	observation du pic de contrainte, la contrainte maximale obéit au facteur de Schmid
Weiss et Schulson (2000)	glace colonnaire S2	compression uniaxiale et biaxiale	-3°C, -6°C et -10°C	$10^{-7}$ à $2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et 0.352 à 1.077 MPa	nucléation de fissures à partir du glissement aux joints de grains
Wilson, Burg et Mitchell (1986)	glace polycristalline artificielle	compression en déformation plane	>-10°C	$2.9 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ et $8.7 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$	observation des bandes en genou en déformation plane sur de la glace présentant une structure lamellaire
Wilson et Zhang (1994)	glace polycristalline artificielle	cisaillement simple en déformation plane	-4°C à -10°C		comparaison entre les expériences et les simulations par un modèle aux différences finies.
Wilson et Zhang (1996)	glace polycristalline artificielle	compression en déformation plane	-1°C	$9 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	observation des phénomènes de localisation, recristallisation ; simulation numérique





# Bibliographie

- Ahmad, S. and Withworth, R. W. (1988). Dislocation motion in ice : a study by synchrotron X-ray topography. *Phil. Mag. A*, **57**(5), 749–766.
- Ahmad, S., Othomo, M., and Whitworth, R. W. (1986). Observation of a dislocation source in ice by synchrotron radiation topography. *Nature*, **319**, 656–660.
- Ahmad, S., Shearwood, C., and Withworth, R. W. (1992). Dislocation multiplication mechanisms in ice. In N. Maeno and T. Hondoh, editors, *Physics and Chemistry of Ice*, Hokkaido University Press, 492–496.
- Ashby, M. F. (1970). The deformation of plastically non-homogeneous materials. *Phil. Mag.*, **21**, 399–424.
- Ashby, M. F. and Jones, D. R. H. (1991). *Matériaux, tome 2 : microstructure et mise en oeuvre*. Dunod, Paris.
- Azuma, N. and Goto-Azuma, K. (1996). An anisotropic flow law for ice-sheet ice and its implications. *Ann. Glaciol.*, **23**, 202–208.
- Baker, I. (1997). Observations of dislocations in ice. *J. Phys. Chem. B*, **101**(32), 6158–6162.
- Barnes, P., Tabor, D., and Walker, J. C. F. (1971). The friction and creep of polycrystalline ice. *Proc. Royal. Soc. London A.*, **324**, 127.
- Bastie, P. and Hamelin, B. (1996). La méthode de Laue refocalisée à haute énergie : une technique d'étude en volume des monocristaux. *J. Phys. IV, Colloque C4*, **6**, 13–21.
- Beaudoin, A. J., Mathur, K. K., Dawson, P. R., and Johnson, G. C. (1993). Three-dimensional deformation process simulation with explicit use of polycrystalline plasticity models. *Int. J. Plast.*, **9**, 833–860.
- Beaudoin, A. J., Mecking, H., and Kocks, U. F. (1996). Development of localized orientation gradients in fcc polycrystals. *Phil. Mag. A*, **73**(6), 1503–1517.
- Bird, R. B. (1960). New variational principle for incompressible non-newtonian flow. *Phys. Fluids*, **3**(4), 539–541.

- Boehler, J. P. (1975). *Contributions théoriques et expérimentales à l'étude des milieux plastiques anisotropes*. Thèse de Doctorat d'Etat es Sciences, Université Scientifique et Médicale de Grenoble.
- Bornert, M., Masson, R., Ponte Castañeda, P., and Zaoui, A. (2000). Second-order estimates for the effective behaviour of viscoplastic polycrystalline materials. *Submitted to J. Mech. Phys. Solids*.
- Bouchez, J. L. and Duval, P. (1982). The fabric of polycrystalline ice deformed in simple shear: experiments in torsion, natural deformation and geometrical interpretation. *Text. Microstruc.*, **5**, 171–190.
- Brown, R. L. (1991). On the constitutive behaviour of single ice crystals due to dislocation mechanisms. In D. S. Sodhi, editor, *6th Int. Cold Regions Engineering Speciality Conference*, West Lebanon NH, USA. American Society of Civil Engineers, ASCE, 483–493.
- Budd, W. F. and Jacka, T. H. (1989). A review of ice rheology for ice sheet modelling. *Cold Reg. Sci. Technol.*, **16**, 107–144.
- Castelnau, O. (1996). *Modélisation du comportement mécanique de la glace polycristalline par une approche auto-cohérente ; application au développement de textures dans les glaces des calottes polaires*. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble I.
- Castelnau, O., Duval, P., Lebensohn, R. A., and Canova, G. (1996). Viscoplastic modeling of texture development in polycrystalline ice with a self-consistent approach : Comparison with bound estimates. *J. Geophys. Res.*, **101**(6), 13,851–13,868.
- Cole, D. M. (1996). Observations of pressure effects on the creep of ice single crystals. *J. Glaciol.*, **42**(140), 169–175.
- Dhatt, G. and Touzot, G. (1984). *Une présentation de la méthode des éléments finis*. Collection Université de Compiègne, Maloine S.A. Editeur (ISBN 2 224 00924 0).
- Duval, P. (1974). Fluage de la glace polycristalline. *Rheol. Acta*, **13**, 562–566.
- Duval, P. (1976). Lois du fluage transitoire ou permanent de la glace polycristalline pour divers états de contrainte. *Ann. Geophys.*, **32**(4), 335–350.
- Duval, P. (1981). Creep and fabrics of polycrystalline ice under shear and compression. *J. Glaciol.*, **27**(95), 129–140.
- Duval, P. and Castelnau, O. (1995). Dynamic recrystallization of ice in polar ice sheets. *J. Physique IV (suppl. J. Phys. III)*, **C3**, **5**, 197–205.
- Duval, P. and Le Gac, H. (1982). Mechanical behaviour of Antarctic ice. *Ann. Glaciol.*, **3**, 92–95.
- Duval, P., Ashby, M. F., and Andermann, I. (1983). Rate-controlling processes in the creep of polycrystalline ice. *J. of Phys. Chem.*, **87**(21), 4066–4074.

- Erieau, P., Hoc, T., Biauxser, H., and Rey, C. (2000). Modelling heterogeneities and computation of stored energy distribution in an IF-Ti steel. In N. Hansen, X. Huang, and D. Juul Jensen, editors, *Proceedings of 21<sup>st</sup> Risø International Symposium on Material Science : Recrystallization – Fundamental Aspects and Relations to Deformation Microstructure*, 339–344.
- Eshelby, J. D. (1957). The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, **241**, 376–396.
- Essmann, U. and Mughrabi, H. (1979). Annihilation of dislocations during tensile and cyclic deformation and limits of dislocation densities. *Phil. Mag. A*, **40**(6), 731–756.
- Estrin, Y. and Kubin, L. P. (1986). Local strain hardening and nonuniformity of plastic deformation. *Acta Metall.*, **34**(12), 2455–2464.
- Falls, A. H., Wellinghoff, S. T., Talmon, Y., and Thomas, E. L. (1983). A transmission electron microscopy study of hexagonal ice. *J. Mat. Sci.*, **18**, 2752–2764.
- Fiorio, B. (2000). *Etude expérimentale du frottement glace-structure à l'échelle centimétrique*. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble I.
- Forest, S. (1998). Modeling slip, kink and shear banding in classical and generalized single crystal plasticity. *Acta Mat.*, **46**(9), 3265–3281.
- Frost, H. J., Goodman, D. J., and Ashby, M. F. (1976). Kink velocities in dislocations in ice. A comment on the Withworth, Paren and Glen model. *Phil. Mag.*, **33**(6), 951–961.
- Fukuda, A. and Higashi, A. (1969). X-ray diffraction topographic studies of the deformation behavior of the ice single crystals. In N. R. et al. Eds, editor, *Physics of Ice, Proc. Int. Symp. on Physics of Ice, Munich, sept. 1968*, Plenum Press, New-York, 239–250.
- Fukuda, A. and Higashi, A. (1973). Dynamical behaviour of dislocations in ice crystals. *Crystal Lattice Defects*, **4**(4), 203–210.
- Fukuda, A. and Shoji, H. (1981). A dislocation model of the plastic deformation of single crystals of ice. *Cold Regions Science and Technology*, **4**, 175–185.
- Fukuda, A., Hondoh, T., and Higashi, A. (1987). Dislocation mechanisms of plastic deformation of ice. *J. Phys. Paris C1*, **48**(3), 163–173.
- Gagliardini, O. (1999). *Simulation numérique d'un écoulement bidimensionnel de glace polaire présentant une anisotropie induite évolutive*. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble I.
- Gammon, P. H., Kiefte, H., and Clouter, J. (1980). Elastic constants of ice samples by Brillouin spectroscopy. *J. Glaciol.*, **25**(91), 159–167.
- Gilormini, P. (1985). *Le problème de l'inclusion en viscoplasticité : application à l'amorçage de l'endommagement*. Thèse de Doctorat, I.N.P. Grenoble.

- Glen, J. W. (1955). The creep of polycrystalline ice. *Proc. Royal. Soc. London A*, (228), 519–538.
- Glen, J. W. (1968). The effect of hydrogen disorder on dislocation movement and plastic deformation of ice. *Phys. Kondens. Mater.*, **7**(1), 43–51.
- Glen, J. W. and Perutz, M. F. (1954). The growth and deformation of ice crystals. *J. Glaciol.*, **2**(10), 397–403.
- Gold, L. W. (1994). The elastic modulus of columnar-grain fresh-water ice. *Ann. Glaciol.*, **19**, 13–180.
- Gratz, E. T. and Schulson, E. M. (1994). Preliminary observations of brittle compressive failure of columnar saline ice under triaxial loading. *Ann. Glaciol.*, **19**, 33–38.
- Griggs, D. T. and Coles, N. E. (1954). Creep of single crystals of ice. *Snow, Ice and Permafrost Research Establishment Rept.*, **11**.
- Hamelin, B. and Bastie, P. (1998). Méthode de Laue refocalisée à haute énergie : développements récents. *J. Phys. IV France*, **8**, Pr5–3–Pr5–8.
- Heilbronner, R. and Herwegh, M. (1997). Time slicing, an image processing technique to visualize the temporal development of fabrics. *J. Struct. Geol.*, **19**(6), 861–875.
- Higashi, A., Koinuma, S., and Mae, S. (1964). Plastic yielding in ice single crystals. *Jap. J. of Appl. Phys.*, **3**(10), 610–616.
- Higashi, A., Koinuma, S., and Mae, S. (1965). Bending creep of ice single crystals. *Jap. J. of Appl. Phys.*, **4**(8), 575–582.
- Higashi, A., Fukuda, A., Hondoh, T., Goto, K., and Amakai, S. (1985). Dynamical dislocation processes in ice crystal. In H. Suzuki, T. Ninomiya, K. Sumino, and S. Takeuchi, editors, *Proceedings of the Yamada Conference IX on Dislocations in Solids*, University of Tokyo Press, 511–515.
- Hondoh, T. and Higashi, A. (1983). Generation and absorption of dislocations at large-angle grain boundaries in deformed ice crystal. *J. Phys. Chem.*, **87**, 4044–4050.
- Hondoh, T., Itoh, T., Amakai, S., Goto, K., and Higashi, A. (1983). Formation and annihilation of stacking faults in pure ice. *J. Phys. Chem.*, **87**, 4040–4044.
- Hondoh, T., Iwamatsu, H., and Mae, S. (1990). Dislocation mobility for non-basal glide in ice measured by in situ X-ray topography. *Phil. Mag. A*, **62**(1), 89–102.
- Honeycombe, R. W. K. (1984). *The plastic deformation of metals*. Edward Arnold Editors, second edition.
- Jacka, T. H. (1984a). Laboratory studies on relationships between ice crystal size and flow rate. *Cold Reg. Sci. Technol.*, **10**(1), 31–42.

- Jacka, T. H. (1984b). The time and strain required for development of minimum strain rates in ice. *Cold Reg. Sci. Technol.*, **8**(3), 261–268.
- Jacka, T. H. and Budd, W. F. (1989). Isotropic and anisotropic flow relations for ice dynamics. *Ann. Glaciol.*, **12**, 81–84.
- Jacka, T. H. and Maccagnan, M. (1984). Ice crystallographic and strain rate changes with strain in compression and extension. *Cold Reg. Sci. Tech.*, **8**, 269–286.
- Jain, M. (1990). A theoretical consideration of dislocation dynamics during steady state cycling plastic straining of cell forming metals. *Phys. stat. sol. (a)*, **119**, K107–K111.
- Jia, K., Baker, I., Liu, F., and Dudley, M. (1996). Observation of slip transmission through a grain boundary in ice. *J. Mat. Sci.*, **31**, 2372–2378.
- Johnson, M. W. (1960). Some variational theorems for non-newtonian flow. *Phys. Fluids*, **3**(6), 871–878.
- Johnston, W. G. (1962). Yield points and delay times in single crystals. *J. Applied Phys.*, **33**(9), 2716–2730.
- Jonas, J. J. and Müller, F. (1969). Deformation of ice under high internal stresses. *Canadian J. Earth Sci.*, **6**, 963–968.
- Jones, S. J. and Glen, J. W. (1969). The mechanical properties of single crystals of pure ice. *J. Glaciol.*, **8**(54), 463–473.
- Jun, L. and Jacka, T. H. (1998). Horizontal shear rate of ice initially exhibiting vertical compression fabrics. *J. Glaciol.*, **44**(148), 670–672.
- Kamb, W. B. (1961). The glide direction in ice. *J. Glaciol.*, **3**(30), 1097–1106.
- Kocks, U. F. (1976). Laws for work-hardening and low-temperature creep. *J. Eng. Mater. Tech.*, **98**, 76.
- Kuehn, G. A. and Schulson, R. M. (1994). The mechanical properties of saline ice under uniaxial compression. *Ann. Glaciol.*, **19**, 39–48.
- Kuroiwa, D. (1969). Surface topography of etched ice crystals observed by a scanning electron microscope. *J. Glaciol.*, **8**(54), 475–483.
- Le Gac, H. (1980). *Contribution à la détermination des lois de comportement de la glace polycristalline (anélasticité et plasticité)*. Thèse de Troisième Cycle, Université Scientifique et Médicale de Grenoble.
- Lebensohn, R. A. and Tomé, C. N. (1993). A self-consistent viscoplastic model: prediction of rolling textures of anisotropic polycrystals. *Mat. Sci. and Engin., A*, **175**, 71–82.

- Levi, L., De Acheval, E. M., and Suraski, E. (1965). Experimental study of non-basal dislocations in ice crystals. *J. Glaciol.*, **5**(41), 691–699.
- Li, S. X., Ren, D. B., Jia, W. P., Chen, C. R., Li, X. W., and Wang, Z. G. (2000). On the stress distribution around a triple junction. *Phil. Mag. A*, **80**(8), 1729–1741.
- Lile, R. C. (1978). The effect of anisotropy on the creep of polycrystalline ice. *J. Glaciol.*, **21**(85), 475–483.
- Liu, F., Baker, I., Yao, G., and Dudley, M. (1992). Dislocations and grain boundaries in polycrystalline ice : a preliminary study by synchrotron X-ray topography. *J. Mat. Sci.*, **27**, 2719–2725.
- Liu, F., Baker, I., and Dudley, M. (1993). Dynamic observations of dislocation generation at grain boundaries in ice. *Phil. Mag. A*, **67**(5), 1261–1276.
- Liu, F., Baker, I., and Dudley, M. (1995a). Dislocation-grain boundary interactions in ice crystals. *Phil. Mag. A*, **71**(1), 15–42.
- Liu, F., Baker, I., and Dudley, M. (1995b). Thermally induced dislocation loops in polycrystalline ice. *Phil. Mag. A*, **71**(1), 1–14.
- Liu, W. J. (1996). A unified theoretical model for work-hardening of polycrystalline metals. *Acta Mater.*, **44**(6), 2337–2343.
- Lliboutry, L. (1965). *Traité de Glaciologie, vol. 1 et 2*. Masson et Cie., Paris.
- Lliboutry, L. (1993). Anisotropic, transversely isotropic non linear viscosity of rock ice and rheological parameters inferred by homogenization. *Int. J. Plast.*, **9**, 619–632.
- Lliboutry, L. and Duval, P. (1985). Various isotropic and anisotropic ices found in glacier and polar ice caps and their corresponding rheologies. *Annales Geophysicae*, **3**(2), 207–224.
- Maeno, N. and Hondoh, T. (1992). Glide and climb processes of dislocations in ice. In N. Maeno and T. Hondoh, editors, *Physics and Chemistry of Ice*, Hokkaido University Press, 481–487.
- Manley, M. E. and Schulson, E. M. (1997). Kinks and cracks in S1 ice under across-column compression. *Phil. Mag. Letters*, **75**(2), 83–90.
- Mansuy, P., Meyssonier, J., and Philip, A. (1999). Modelling the ice single-crystal viscoplastic behaviour. In K. H. et al., editor, *Advances in Cold-Region Thermal Engineering and Sciences*, number 533 in Lecture Notes in Physics, Springer, 215–224.
- Mansuy, P., Philip, A., and Meyssonier, J. (2000). Identification of strain heterogeneities arising during deformation of ice. *Ann. Glaciol.*, **30**, 121–126.

- Mecking, H. (1981). Strain hardening and dynamic recovery. In *Dislocation Modelling of Physical Systems*, Pergamon Press, 197–211.
- Mecking, H. and Kocks, U. F. (1981). Kinetics of flow and strain-hardening. *Acta Metall.*, **29**, 1865–1875.
- Mellor, M. and Cole, D. M. (1982). Deformation and failure of ice under constant stress or constant strain-rate. *Cold Reg. Sci. Tech.*, **5**, 201–219.
- Meyssonnier, J. (1983). *Ecoulement de la glace sur un lit de forme simple : expérience, modélisation, paramétrisation du frottement*. Thèse de Doctorat d'Etat es Sciences, Université Scientifique et Médicale de Grenoble.
- Meyssonnier, J. (1989). Ice flow over a bump : experiment and numerical simulations. *J. Glaciol.*, **35**(119), 85–97.
- Meyssonnier, J. and Goubert, A. (1994). Transient creep of polycrystalline ice under uniaxial compression : an assessment of internal state variable models. *Ann. Glaciol.*, **19**, 55–62.
- Meyssonnier, J. and Philip, A. (1996). A model for the tangent viscous behaviour of anisotropic polar ice. *Ann. Glaciol.*, **23**, 253–261.
- Meyssonnier, J. and Philip, A. (1999). Remarks on self-consistent modelling of polycrystalline ice. In K. H. et al., editor, *Advances in Cold-Region Thermal Engineering and Sciences*, number 533 in Lecture Notes in Physics, Springer, 225–236.
- Meyssonnier, J. and Philip, A. (2000). Comparison of Finite-Element and homogenization methods for modelling the viscoplastic behaviour of a S2-columnar ice polycrystal. *Ann. Glaciol.*, **30**, 115–120.
- Meyssonnier, J. and Plé, O. (1999). An analysis of crack nucleation during creep of S2 columnar ice under uniaxial compression. In *Proceedings of the 15th. International Conference on Port and Ocean Engineering under Arctic Conditions (POAC'99)*, Espoo, Finland, August 23-27 1999, vol. 2, 470–479.
- Miyamoto, A., Narita, H., Hondoh, T., Shoji, H., Kawada, K., Watanabe, O., Dahl-Jensen, D., S.Gundestrup, N., Clusen, H. B., and Duval, P. (1999). Ice-sheet flow conditions deduced from mechanical test of ice core. *Ann. Glaciol.*, **29**, 179–183.
- Molinari, A., Canova, G. R., and Ahzy, S. (1987). A self-consistent approach of the large deformation polycrystal viscoplasticity. *Acta metall.*, **35**(12), 2983–2994.
- Montagnat, M. and Duval, P. (2000). Relation between deformed grain orientations, nucleation and texture development in ice. In N. Hansen, X. Huang, and D. Juul Jensen, editors, *Proceedings of 21<sup>st</sup> Risø International Symposium on Material Science : Recrystallization – Fundamental Aspects and Relations to Deformation Microstructure*, 459–465.



- Nakaya, U. (1958). Mechanical properties of single crystals of ice. *U.S. Snow, Ice and Permafrost Research Establishment. Research Report 28.*, 1–46.
- Nanthikesan, S. and Shyam Sunder, S. (1994). Anisotropic elasticity of polycrystalline ice Ih. *Cold Reg. Sci. Tech.*, **22**, 149–169.
- Ohashi, T. (1997). Finite-element analysis of plastic slip and evolution of geometrically necessary dislocations in fcc crystals. *Phil. Mag. Letters*, **75**(2), 51–57.
- Ohtomo, M., Ahmad, S., and Whitworth, R. W. (1987). A technique for the growth of high quality single crystal of ice. *J. Phys. Paris C1*, **48**(3), 595–597.
- Petit, J. R., Jouzel, J., Raynaud, D., Barkov, N. I., Barnola, J. M., Basile, I., Bender, M., Chappelaz, J., Davis, M., Delaygue, G., Delmotte, M., Kotlyakov, V. M., Legrand, M., Lipenkov, V. Y., Lorius, C., Pépin, L., Ritz, C., Saltzman, E., and Stievenard, M. (1999). Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the vostok ice core, antarctica. *Nature*, **399**(6735), 429–436.
- Petrenko, V. F. and Whitworth, R. W. (1994). Structure of ordinary ice Ih. part II : Defects in ice. volume 2 : Dislocations and plane defects. *CRREL Special Report*, **94**(12).
- Petrenko, V. F. and Whitworth, R. W. (1999). *Physics of ice*. Oxford University Press, first edition.
- Picu, C. R. (1997). Three-dimensional stress concentration at grain triple junctions in columnar ice. *Phil. Mag. Letters*, **76**, 159–166.
- Picu, C. R. and Gupta, V. (1997). Three-dimensional stress singularities at the tip of a grain triple junction line intersecting the free surface. *J. Mech. Phys. Solids*, **45**, 1495–1520.
- Pimienta, P., Duval, P., and Lipenkov, V. (1987). Mechanical behaviour of anisotropic polar ice. *I. A. of Hydrological Sciences Publication 170* (Symposium at Vancouver 1987 – *Physical Basis of Ice Sheet Modelling*), 57–66.
- Plé, O. (1998). *Contribution à l'étude de l'endommagement de la glace colonnaire S2 en compression uniaxiale*. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble I.
- Plé, O. and Meyssonier, J. (1997). Preparation and preliminary study of structure-controlled S2 columnar ice. *J. Phys. Chem. B*, **101**, 6118–6122.
- Ramseier, R. O. (1972). *Growth and mechanical properties of river and lake ice*. Ph.D. thesis, Laval University, Quebec.
- Rauch, E. (1993). *Etude de l'écrouissage des métaux : aspects microstructuraux at lois de comportement*. Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme d'habilitation à diriger des recherches, INP-Grenoble.

- Readings, C. J. and Bartlett, J. T. (1968). Slip in single crystals of ice. *J. Glaciol.*, **7**(51), 479–491.
- Readings, C. J. and Bartlett, J. T. (1971). Interference phenomena in deformed single crystal of ice. *J. Glaciol.*, **10**(59), 269–286.
- Rigsby, G. P. (1957). Effect of hydrostatic pressure on velocity of shear deformation of single ice crystals. *J. Glaciol.*, **3**, 273–278.
- Roberts, W. (1984). Dynamic changes that occur during hot working and their significance regarding microstructural development and hot workability. In G. Krauss, editor, *Deformation, Processing and structure*, ASME, Metals Park, OH. ASME, 109–184.
- Russell-Head, D. S. and Budd, W. F. (1979). Ice-sheet flow properties derived from bore-hole shear measurements combined with ice-core studies. *J. Glaciol.*, **24**(90), 117–130.
- Schulson, E. M., Qi, S., Melton, J. S., and Gratz, E. T. (1997). Across-column cracks and axial splits in S2 saline ice under compression. *J. Glaciol.*, **43**(145), 411–414.
- Shearwood, C. and Whitworth, R. W. (1989). X-ray topographic observations of edge dislocation glide on non-basal planes in ice. *J. Glaciol.*, **35**(120), 281–283.
- Shearwood, C. and Whitworth, R. W. (1991). The velocity of dislocations in ice. *Phil. Mag. A*, **64**(2), 289–302.
- Shearwood, C. and Whitworth, R. W. (1993). Novel processes of dislocation multiplication observed in ice. *Acta metall. mater.*, **41**(1), 205–210.
- Sinha, N. K. (1978). Observation of basal dislocations in ice by etching and replicating. *J. Glaciol.*, **21**(85), 385–395.
- Sinha, N. K. (1989). Elasticity of natural types of polycrystalline ice. *Cold Reg. Sci. Tech.*, **17**, 127–135.
- Steinemann, S. (1954). Results of preliminary experiments on the plasticity of ice crystals. *J. Glaciol.*, **2**(16), 404–413.
- Steinemann, S. (1958). Experimentelle untersuchungen zur plastizität von eis. *Beiträge Geol. Schweiz. Hydr.*, **10**, 72 p.
- Svendsen, B. and Hutter, K. (1996). A continuum approach for modelling induced anisotropy in glaciers and ice sheets. *Ann. Glaciol.*, **23**, 262–269.
- Tabourot, L., Fivel, M., and Rauch, E. (1997). Generalised constitutive laws for f.c.c. single crystals. *Mat. Sci. Eng. A*, **234-236**, 639–642.
- Tatibouët, J. (1978). *Propagation des ultrasons et étude du comportement plastique de la glace*. Thèse de l'Université Claude Bernard de Lyon.

- Taylor, G. I. (1938). Plastic strain in metals. *J. Inst. Met.*, **62**, 307–324.
- Teodosiu, C. (1975). A physical theory of the finite elastic-viscoplastic behaviour of single crystal. *Engineering Transactions.*, **23**(1), 151–184.
- Teodosiu, C., Raphanel, J. L., and Tabourot, L. (1993). Finite element simulation of the large elastoplastic deformation of multicrystals. In Teodosiu, Raphanel, and Sidoroff, editors, *MECAMAT'91*, Balkema, Rotterdam, 153–168.
- Thorsteinsson, T., Kipfstuhl, J., Eicken, H., Johnsen, S. J., and Fuhrer, K. (1995). Crystal size variations in Eemian-age from the grip ice core, Central Greenland. *Earth and Planet. Sci. Lett.*, (131), 381–394.
- Trickett, Y. L., Baker, I., and Pradhan, P. M. S. (2000a). The effect of sulfuric acid on the mechanical properties of ice single crystals. *J. Glaciol.*, **46**(153), 239–243.
- Trickett, Y. L., Baker, I., and Pradhan, P. M. S. (2000b). The orientation dependence of the strength of ice single crystals. *J. Glaciol.*, **46**(152), 41–44.
- Van der Veen, C. J. and Whillans, I. M. (1994). Development of fabric in ice. *Cold Reg. Sci. Technol.*, **22**(2), 171–195.
- Wakahama, G. (1962). On the plastic deformation of ice. *Low Temperature Science (Sapporo, Japan)*, **A**(20), 29–130.
- Webb, W. W. and Hayes, C. E. (1967). Dislocations and plastic deformation of ice. *Phil. Mag.*, **16**(143), 909–925.
- Weertman, J. and Weertman, J. R. (1970). *Théorie élémentaire des dislocations*. Masson and Cie, Paris.
- Weiss, J. and Schulson, E. M. (2000). Grain-boundary sliding and crack nucleation in ice. *Phil. Mag. A*, **80**(2), 279–300.
- Wey, Y. and Dempsey, J. P. (1992). Dislocation motion and plasticity of ice. In W. V. Oz and M. Yannakakis, editors, *Proceedings of the 11<sup>th</sup> IAHR Ice Symposium 1992*, Banf, Alberta, 1100–1114.
- Wey, Y. and Dempsey, J. P. (1994). The motion of non-basal dislocations in ice crystals. *Phil. Mag. A*, **69**(1), 1–10.
- Whitworth, R. W. (1980). The influence of the choice of glide plane in the theory of the velocity of dislocations in ice. *Phil. Mag. A*, **41**(4), 521–528.
- Whitworth, R. W., Paren, J. G., and Glen, J. W. (1976). The velocity of dislocations in ice — a theory based on proton disorder. *Phil. Mag.*, **33**(3), 409–426.
- Wilen, L. A. (2000). A new technique for ice-fabric analysis. *J. Glaciol.*, **46**(152), 129–139.

Wilson, C. J. L. and Zhang, Y. (1994). Comparison between experiment and computer modelling of plane-strain simple-shear ice deformation. *J. Glaciol.*, **40**(134), 46–55.

Wilson, C. J. L. and Zhang, Y. (1996). Development of microstructure in the high-temperature deformation of ice. *Ann. Glaciol.*, **23**, 293–302.

Wilson, C. J. L., Burg, J. P., and Mitchell, J. C. (1986). The origin of kinks in polycrystalline ice. *Tectonophysics*, **127**(1-2), 27–48.

Zienkiewicz, O. C. (1971). *The finite element method in engineering science*. Mc Graw-Hill, London.