

50376  
1976  
181

50376  
1976  
181

THESE 3<sup>e</sup> Cycle. Physique du Solide.

Louis TREPIED.

"Sous-structures de dislocation de  
quartz paléodéformés."

—



030 051270 1

## PLAN

INTRODUCTION . . . . .	1
CHAPITRE I.   Données géologiques sur le quartz . . . . .	3
CHAPITRE II.   Les propriétés du quartz . . . . .	8
II.1. Propriétés cristallographiques . . . . .	8
II.1.1. Description des mailles. . . . .	10
II.1.2. Description du réseau réciproque . . . . .	13
II.1.3. Angles entre plans cristallographiques . . . . .	13
II.1.4. Distances interréticulaires. Facteurs de structure. Distances d'extinction. . . . .	13
II.1.5. Les macles du quartz . . . . .	15
II.2. Propriétés physico-chimiques . . . . .	16
II.3. Constantes élastiques. . . . .	17
II.4. Propriétés thermiques. . . . .	18
CHAPITRE III.   La déformation plastique du quartz . . . . .	19
III.1. Généralités . . . . .	19
III.2. Rôle de l'eau. Modèle de Frank-Griqqs . . . . .	20
III.3. Les systèmes de glissement. . . . .	23
III.4. Sous-structures de dislocations observées en microscopie électronique. . . . .	23
CHAPITRE IV.   Techniques expérimentales. . . . .	25
IV.1. Microscopie électronique . . . . .	25
IV.1.1. Préparation des échantillons . . . . .	25
IV.1.2. Conditions d'observation . . . . .	26
IV.2. Topographie de rayons X en transmission. Méthode de Berg-Barrett. . . . .	27
IV.2.1. Préparation des échantillons . . . . .	27
IV.2.2. Conditions d'observation . . . . .	27

CHAPITRE V.	Résultats d'observations . . . . .	30
	Première partie. Sous-structures de dislocations observées	31
	V.1. Densités de dislocations. . . . .	31
	V.2. Vecteurs de Burgers . . . . .	32
	V.3. "Bulles". . . . .	32
	V.4. Caractérisation des sous-joints . . . . .	33
	V.4.1. Sous-joints bien formés. . . . .	33
	V.4.2. Sous-joints "grossiers". . . . .	34
	V.5. Autres observations . . . . .	35
	Deuxième partie. Interprétation et discussion de ces	
	Résultats . . . . .	36
CONCLUSION . . . . .		42
PLANCHES PHOTOGRAPHIQUES. . . . .		44
BIBLIOGRAPHIE . . . . .		55
ANNEXES . . . . .		59

## REMERCIEMENTS

-----

Ce travail a été effectué à l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dans le Laboratoire "Structures et Propriétés de l'état solide", Laboratoire associé au CNRS n°234, sous la direction de Monsieur le Professeur DOUKHAN et de Monsieur le Professeur PAQUET, à qui je tiens à exprimer toute ma gratitude.

Je remercie Monsieur le Professeur ESCATIG, directeur du LA 234, qui lors de nombreuses discussions a suivi l'évolution de ce travail.

Je suis reconnaissant à Monsieur le Professeur SERUGHETTI et Monsieur POIRIER, Ingénieur au CEA, d'avoir accepté d'être membre du jury.

Monsieur FARVACQUE m'a initié à la méthode de Berg-Barrett. Qu'il trouve ici le témoignage de mon amicale reconnaissance.

Je remercie enfin tous les membres du Laboratoire dont l'amitié m'a été précieuse pour mener à bien ce travail et Madame FOULON qui s'est chargée de la frappe du manuscrit, ainsi que l'équipe de poly-copie qui a assuré l'impression de ce mémoire.

## I N T R O D U C T I O N

-----

L'objet de cette étude est de tenter, à partir des sous-structures de dislocations de quartz de roches naturellement déformées, d'interpréter une partie de leur histoire thermomécanique et de préciser quelques éléments de leur état de déformation. L'étude des sous-structures de dislocations (menée essentiellement en microscopie électronique à transmission) est largement développée dans certaines disciplines (telle la métallurgie) et commence à prendre un grand essor dans le domaine des paléo-déformations.

D'un point de vue géologique, le quartz joue un rôle privilégié. En effet, il est ubiquiste et présente donc l'avantage d'avoir été formé (et déformé) dans des conditions très variables. On peut donc espérer que les grains de quartz tirés de roches aux génèses différentes gardent en eux la mémoire de déformations anciennes.

Pour couvrir un éventail aussi large que possible, il nous a semblé bon de ne pas limiter nos observations aux quartz des roches métamorphiques, roches déformées sous l'effet de pressions, de températures et de contraintes tectoniques (de type déviatoriques) variables.

Nous nous sommes attachés à étudier des quartz magmatiques (quartz du granite de PONTIVY (Morbihan) et quartz du microgranite filonien de MERUPT (Ardennes)) des quartz d'origine filonienne de la lignée pegmatitique (quartzitite de la carrière Bommel (route de Brive à TULLE) et quartz de Saint PAUL LA ROCHE (Périgord)). La quartzitite est un polycristal de quartz très pur, transparent, dont la taille des grains est millimétrique. Le quartz de Saint PAUL LA ROCHE est, par contre, massif sans grains apparents. Une place particulière lui a été consacrée car une controverse a longtemps

persisté à son sujet (Ce gisement a été considéré, par analogie avec le gisement voisin de ROCHECHOUART [25-26], comme une impactite, c'est-à-dire résultant de l'impact d'une météorite. Nous pensons qu'il s'inscrit plutôt dans le métamorphisme hercynien de la région). Enfin, comme exemple de roche typiquement métamorphique, nous avons choisi les grains de quartz flammés de la granulite d'ANSIGNAN (Pyrénées Orientales).

Le chapitre I est consacré aux rappels indispensables de quelques données géologiques sur le quartz. Dans le chapitre II, nous rappelons les principales propriétés du quartz (cristallographiques, physico-chimiques, mécaniques) en nous limitant à celles qui nous sont nécessaires. Le chapitre III fait le point des connaissances actuelles sur le comportement plastique du quartz (nous soulignons le rôle des différents paramètres, en particulier celui du contenu en [OH] et décrivons les sous-structures de dislocations observées lors de déformations expérimentales). Dans le chapitre IV, nous indiquons brièvement les techniques expérimentales utilisées. Nous avons regroupé, dans le chapitre V, l'essentiel des résultats relatifs aux sous-structures de dislocations observées : une première partie a pour but de décrire l'ensemble de nos observations. Dans une deuxième partie, nous discutons ces résultats. Nous nous arrêtons plus longuement sur le quartz de Saint PAUL LA ROCHE et proposons quelques hypothèses sur l'histoire de la déformation de ce gisement.

Enfin, dans la conclusion nous précisons les difficultés d'interprétation de ces résultats, inhérentes à la grande complexité des déformations géologiques.

## CHAPITRE I.

### DONNEES GEOLOGIQUES SUR LE QUARTZ

-----

Dans la nature, le large domaine de stabilité du quartz (fig. 1) lui confère une possibilité d'existence dans la plupart des climax thermodynamiques des roches qu'elles soient magmatiques (résultant de la solidification d'un liquide alumino-silicaté, appelé magma) ou qu'elles soient métamorphiques (résultant de la transformation à l'état solide d'une roche sous l'effet de la pression, de la température et de la contrainte appliquée (contrainte de type déviatorique appelée contrainte tectonique)).

On appellera quartz "naturels" (par opposition aux quartz "artificiels" obtenus par croissance cristalline expérimentale) les quartz que l'on trouve en cristaux isolés, ou en grains, issus de processus géologiques. On se rappellera que dans le cadre géologique, la croissance cristalline fait intervenir :

- 1°) La pression et la température variables,
- 2°) La contrainte tectonique variable,
- 3°) Le milieu géniteur de composition chimique variable.
- 4°) La pression des fluides interstitiels ( $H_2O$  et  $CO_2$ ) variable.

Les quartz "naturels" se présentent sous diverses formes directement liées aux processus de leur génèse. On les trouve à l'état

1°) de cristaux individuels, mâclés ou non, dans des géodes. Ils sont issus de la croissance non contrariée de quartz à partir d'une solution acqueuse riche en  $SiO_2$  et chargée en éléments minéralisateurs. Ces cristaux, appelés en cas de grande pureté "cristaux de roche", sont purs et exempts de déformation. Ils sont tout à fait comparables, à la morphologie près, aux cristaux synthétiques. Leurs défauts sont limités à des défauts de croissance.

2°) de grains cristallins dans des roches isotropes non déformées à l'échelle de l'échantillon et à celle de l'affleurement dont elles sont extraites. Ces grains sont dits magmatiques car issus de la cristallisation d'un liquide primitif. Les quartz sont les constituants essentiels avec les feldspaths (aluminosilicates alcalins et calco-alcalins) des granitoides. L'eutectique moyen de ces roches granitoidiques est caractérisé par la composition :  $\frac{1}{3}$  quartz  $\text{SiO}_2$ ,  $\frac{1}{3}$  orthose  $\text{KAlSi}_3\text{O}_8$ ,  $\frac{1}{3}$  albite  $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$ , pour des températures comprises entre 600 et 700°C et des pressions de l'ordre de 1 à 10 kb. Ces roches ainsi définies sont en outre caractérisées par leur granulométrie (ou structure au sens pétrologique du terme, à ne pas confondre avec la notion cristalline du terme). On distingue ainsi :

\* Les quartz appartenant aux roches isogranulaires (le diamètre des grains est de l'ordre du millimètre au centimètre), isotropes et caractérisées par un seul temps de cristallisation. Il y a, au sens large géologique du terme, "syncristallisation" du quartz et du feldspath (avec ou non d'autres espèces silicatées). Bien que le liquide originel, localisé en profondeur dans des chambres magmatiques kilométriques soit animé de courants turbulents et laminaires, on peut considérer que ce type de roches, et par conséquent les quartz qu'elles renferment, ont cristallisé dans un champ de contraintes isotropes. Leur texture est d'ailleurs isotrope. Ces roches sont dites grenues et affleurent en massif kilométrique. Nous avons choisi, comme représentant de ce type, le granite de PONTIVY. L'observation en lame mince (3/100<sup>ème</sup> de millimètre d'épaisseur) (photo 1) montre qu'il s'agit d'une roche grenue, les grains constitutifs ayant une taille homogène de l'ordre de 0,5 cm, sans orientation préférentielle : cristaux de quartz, de feldspaths potassiques et calcosodiques et de mica blanc (muscovite). Les quartz montrent soit une extinction franche, soit une extinction onduleuse, soit enfin des extinctions géométriques traduisant l'existence de sous-joints de faible désorientation. Il s'agit typiquement d'une structure isotrope (ou équante) au sens du géologue, sans texture apparente. L'isogranulométrie de la roche traduirait un seul temps de cristallisation.

\* Les quartz appartenant aux roches formées de deux catégories de grains (le diamètre des premiers est de l'ordre du centimètre. Ils sont appelés phénocristaux. Le diamètre des seconds est de l'ordre du  $1/10^{\text{ème}}$  de millimètre. Ils forment une mésostase ou matrice microcristalline). Ces roches présentent la même composition chimique globale que les granitoides précédents et sont supposées provenir de la cristallisation du même liquide (ou magma) originel. Il s'agit de roches de filons, filons recoupant les terrains encaissants de quelque nature qu'ils soient. Les quartz en phénocristaux sont supposés avoir cristallisé en profondeur et été véhiculés en direction de la surface dans un liquide. Ce liquide, lors de sa montée et par refroidissement rapide, donne la matrice microcristalline formée, elle aussi, généralement de quartz, de feldspaths et de micas. Ces roches de filons sont dites microgrenues. Les cristaux de quartz portent, en toute vraisemblance, les traces de leurs conditions de genèse profonde (haute température, haute pression) et de leur ascension (contrainte). La roche retenue dans ce type est le microgranite à quartz bleutés de MERUPT (Ardennes). L'observation en lame mince (photo 2) montre que les phénocristaux centimétriques de quartz (ainsi que de feldspaths alcalins et calco-alcalins dont l'altération est poussée) sont noyés dans une matrice microgrenue (grains de l'ordre du  $1/10^{\text{ème}}$  de millimètre) faite de quartz, de feldspaths, de mica blanc et de quelques oxydes de fer. Il s'agit d'une structure microgrenue, traduisant une première génération de cristaux de grande taille (quartz et feldspath) et une seconde génération, postérieure, de très petite taille. On notera pour les cristaux de quartz, les extinctions onduleuse et de polygonisation, la forme arrondie et les golfes de corrosion et fissures remplis de la matrice microcristalline. L'observation en microscopie électronique a porté sur les phénocristaux de quartz.

\* Les quartz des roches de filons de la lignée pegmatitique, roches résultant de la cristallisation d'un liquide très riche en eau (10 % au moins). Il peut s'agir :

- de pegmatites, où les cristaux de quartz, de feldspaths, de micas et éventuellement d'autres silicates (tourmaline) sont entremêlés et sont de grande taille (supérieure au centimètre).

- de quartzites où les cristaux de quartz sont seuls représentés. Les diamètres des grains fait assimiler ces roches à la catégorie "grenue", bien qu'il ne s'agisse pas de roche de massif. Ces roches, assez rares, résulteraient de la cristallisation de  $\text{SiO}_2$  à partir d'une solution aqueuse ayant déjà abandonné les feldspaths et autres silicates à plus grande profondeur. Elles sont supposées non déformées. Nous avons retenu une quartzite affleurant en filons décimétriques dans les gneiss leptynitiques, à la limite de l'anatexie (fusion) granitique, dans la carrière Bommel, au cœur de l'anticlinal de TULLE (Corrèze). En lame mince (photo 3), cette roche s'avère grenue, la taille des grains étant de l'ordre de 0,5 cm. Les grains présentent des extinctions soit franche, soit onduleuse, soit de polygonisation. La roche présente une texture de réseau orientée, sans pour cela montrer des indices d'aplatissement.

- de quartz "monocristallin" en remplissage filonien. A la différence des quartzites, ces quartz montrent rarement sur le terrain des joints de grains individualisés. Nous avons choisi le quartz de Saint PAUL LA ROCHE, en gisement ovoïde de quelques centaines de milliers de  $\text{m}^3$ . L'observation en lame mince ne montre pas de grains, mais de nombreux sous-joints (photo 4).

3°) de grains dans une roche anisotrope, résultat du métamorphisme (sous l'effet de la pression, de la température et de la contrainte) d'une roche préexistante quelle qu'elle soit mais bien évidemment silicatée. Ces quartz sont clairement déformés à l'échelle de l'échantillon et contribuent au litage dit "cristallophyllien" (ou foliation) des roches métamorphiques. Nous avons choisi la granulite

d'ANSIGNAN, montrant de grandes plages de quartz déformés, en forme de "flammes". Il s'agirait d'une roche métamorphique granitoïdique ayant subi un métamorphisme de contact (haute température et grande déformation) à la suite d'une intrusion granitique d'origine profonde. L'observation en lame mince (photos 5 et 5 bis) montre des bandes ondulées de quartz alternant avec des rubans de feldspaths cataclasés, mélangées ou non à des grains de quartz de toute taille. Les rubans de quartz sont formés soit de cristaux de l'ordre du centimètre, aplatis et fortement déformés (montrant des extinctions onduleuse ou en bande généralement parallèles à l'applatissage des grains, ou de polygonisation) soit de petits grains de l'ordre de 20 $\mu$  à nombreux joints triples. L'observation en microscopie électronique a porté sur un grain de grande taille.

## CHAPITRE II.

### LES PROPRIETES DU QUARTZ

-----

La compréhension du comportement mécanique du quartz nécessite la connaissance de ses principales propriétés physiques et chimiques. Dans ce chapitre, nous décrivons brièvement les propriétés cristallographiques du quartz (description du réseau direct et du réseau réciproque, calcul des facteurs de structures et des distances d'extinction, angles entre plans cristallographiques, mâcles) et nous rappelons quelques propriétés physico-chimiques, les valeurs des constantes élastiques et les coefficients de dilatation thermique.

#### 1. - PROPRIETES CRISTALLOGRAPHIQUES. [15,29,30,33]

La figure 1 représente le diagramme des différentes formes de la silice  $\text{SiO}_2$  cristallisée. Ce diagramme montre de nombreuses phases avec leur domaine de stabilité. Chacune de ces phases est commodément décrite par un assemblage de tétraèdres  $\text{SiO}_4$  liés entre eux par leur sommet et enroulés en hélice déterminant des variétés droite et gauche. Elles existent sous deux formes, une forme haute température et une forme basse température. On a pris l'habitude d'appeler phase  $\alpha$  les variétés basse température et phase  $\beta$  les variétés haute température.

Les transformations  $\alpha \rightleftharpoons \beta$  modifient peu les structures (faible réarrangement atomique). Ce sont des transformations rapides, sans diffusion (transformations directes, ou paramorphiques, ou de déplacement), rendant ces phases instables en dehors de leurs domaines habituels d'équilibre. Par contre, les transformations du quartz en tridymite et en cristobalite sont des transformations lentes, faisant intervenir la diffusion (transformations indirectes ou non-paramorphiques ou reconstructives), nécessitant la présence de minéralisateurs et entraînant des modifications importantes dans l'arrangement des

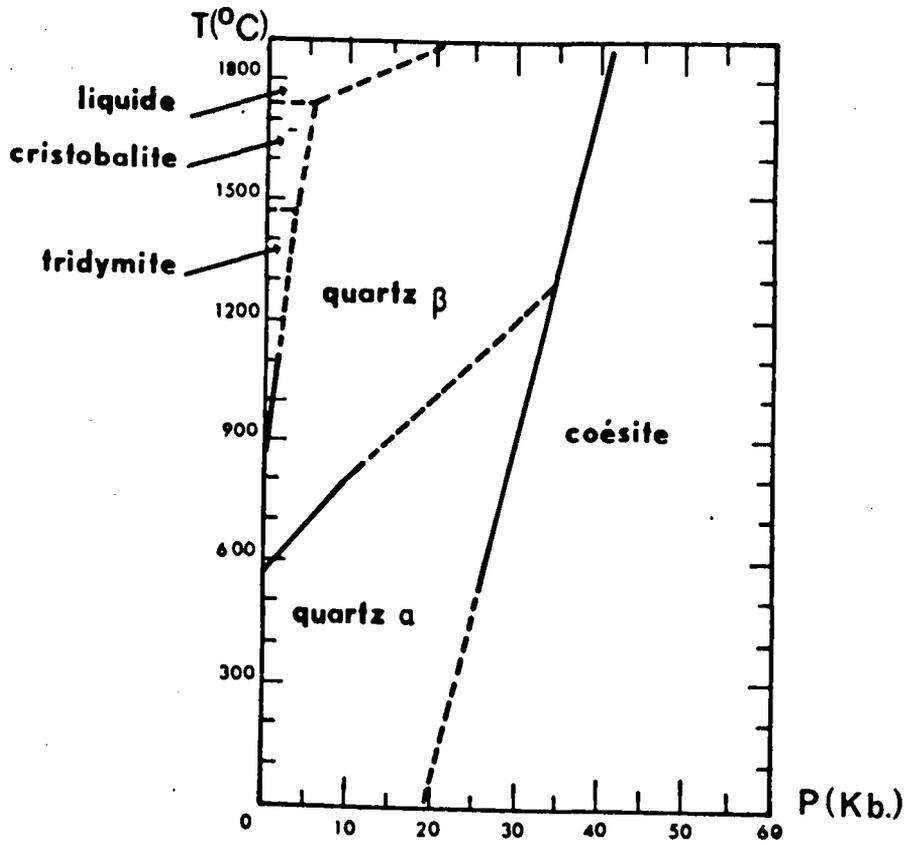
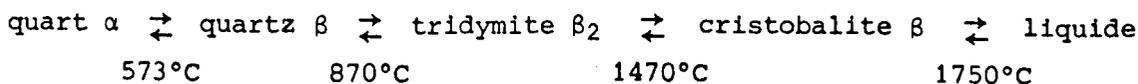


Fig. 1. Diagramme des différentes phases de la silice SiO<sub>2</sub> [15].

atomes. C'est pourquoi ces différentes phases peuvent exister à l'état métastable en dehors de leurs domaines habituels d'équilibre.

A la pression ordinaire, on a les transitions suivantes :



II.1.1. Description des mailles. [33]

\* Quartz  $\alpha$ .

Le groupe spatial du quartz  $\alpha$  (forme stable dans les conditions ambiantes) est  $P3_121$  pour la variété droite et  $P3_221$  pour la variété gauche. Il est énantiomorphe. La structure cristalline du quartz  $\alpha$  peut être décrite par un réseau hexagonal dont les paramètres de la maille sont  $a = 4,913 \text{ \AA}$  et  $c = 5,405 \text{ \AA}$ . Elle contient trois atomes de silicium et six atomes d'oxygène qui ont pour positions respectives (rapportées aux axes  $\bar{a}_1, \bar{a}_2$  et  $\bar{c}$ ) [32] :

Atomes	quartz gauche	quartz droit
Si	$u, 0, 0$ $0, u, 2/3$ $\bar{u}, \bar{u}, 1/3$	$u, u, 0$ $0, \bar{u}, 2/3$ $\bar{u}, 0, 1/3$
O	$x, y, z$ $\bar{x}, y-x, \frac{1}{3}-z$ $y-x, \bar{x}, \frac{1}{3}+z$ $y, x, \frac{2}{3}-z$ $\bar{y}, x-y, \frac{2}{3}+z$ $x-y, \bar{y}, \bar{z}$	$x, x-y, z$ $\bar{x}, \bar{y}, \frac{1}{3}-z$ $y-x, y, \frac{1}{3}+z$ $y, y-x, \frac{2}{3}-z$ $\bar{y}, \bar{x}, \frac{2}{3}+z$ $x-y, x, \bar{z}$

TABLEAU 1. [32]

avec  $u = 0,465$      $x = 0,416$      $y = 0,272$      $z = 0,120$  à  $T = 300^\circ\text{K}$

La figure 2 représente l'arrangement des tétraèdres [SiO<sub>4</sub>] pour la variété gauche. Ces tétraèdres, presque réguliers, sont liés par leurs sommets où se trouvent les atomes d'oxygène. L'atome de silicium est au centre du tétraèdre. Comme chaque atome d'oxygène est lié à deux atomes de silicium, la composition chimique globale correspond à la formule SiO<sub>2</sub>.

La liaison Si-O, mi-ionique, mi-covalente est une liaison forte.

\* Quartz β

Le groupe spatial du quartz β est P6<sub>2</sub>22 pour la variété droite et P6<sub>4</sub>22 pour la variété gauche. La maille a pour paramètre a = 4,996 Å et c = 5,456 Å (proche des valeurs pour le quartz α), elle renferme trois atomes de silicium et six atomes d'oxygène qui ont pour position respective (pour la variété droite) : [33]

Si	<sub>1</sub> 1/2, 1/2, 1/3	<sub>2</sub> 1/2, 0, 0	<sub>3</sub> 0, 1/2, 2/3
O	<sub>1</sub> u, $\bar{u}$ , 5/6	<sub>2</sub> $\bar{u}$ , u, 5/6	<sub>3</sub> u, 2u, 1/2
	<sub>4</sub> 2u, u, 1/6	<sub>5</sub> 2 $\bar{u}$ , $\bar{u}$ , 1/6	<sub>6</sub> $\bar{u}$ , 2 $\bar{u}$ , 1/2

u = 0,197

Tableau 2. [33]

Lors de la transition α → β, le caractère monocristallin est conservé. Il est donc possible d'observer à température ambiante des dislocations apparues dans le domaine β. La figure 3 représente la projection des structures α et β sur le plan de base.

\* Tridymite - Cristobalite. [33]

Notons simplement que la tridymite α est orthorombique, la tridymite β est hexagonale, la cristobalite α est quadratique et la cristobalite β est cubique. Dans la suite, nous ne nous intéresserons plus qu'au quartz α.

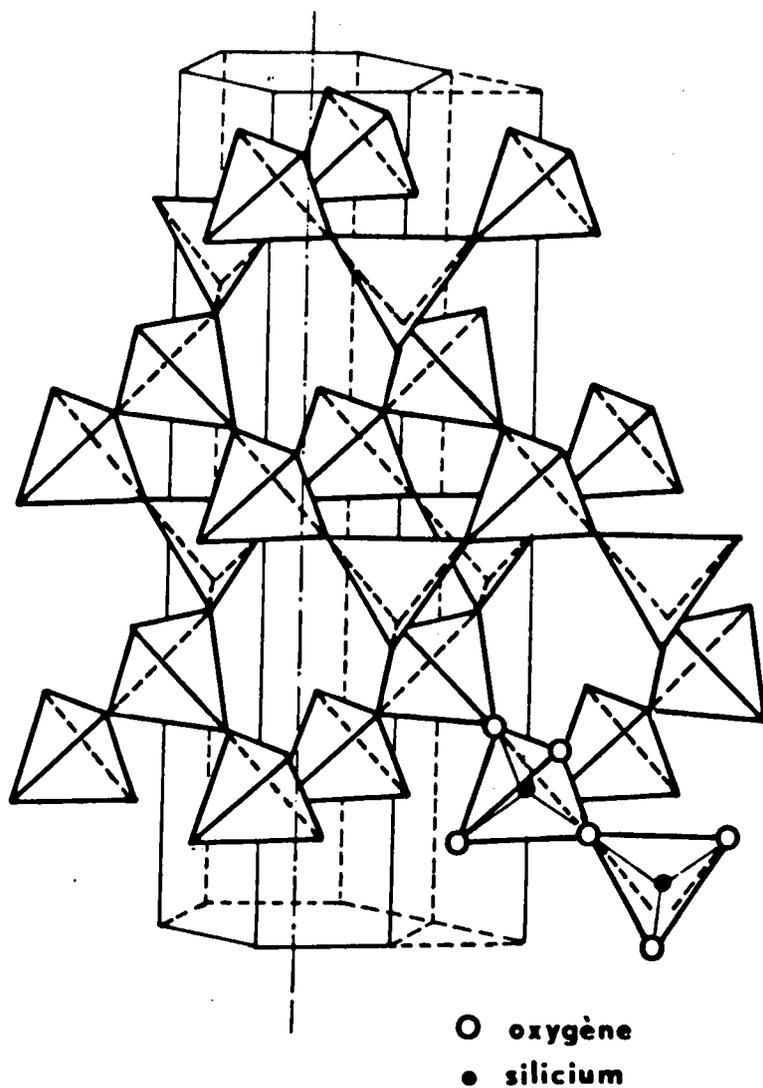


Fig. 2. Arrangement des tétraèdres  $[SiO_4]$  dans le quartz  $\alpha$  (d'après Berry et Masson, 1959).

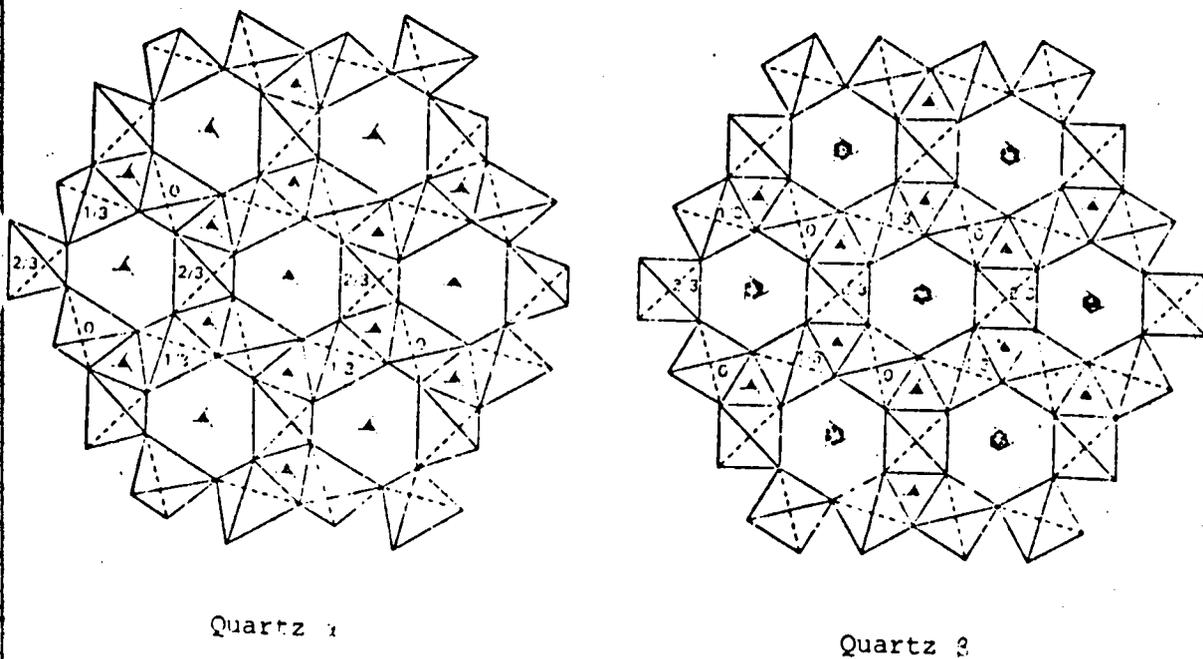


Fig. 3. Projection sur (0001) de la structure du quartz  $\alpha$  et du quartz  $\beta$  ([33], p.39,40).

II.1.2. Description du réseau réciproque. [17]

Le réseau direct est commodément repéré dans le système à quatre axes avec les indices de Miller-Bravais. Dans ce système, des plans ou des directions équivalents ont la même forme analytique. La présence du quatrième axe rend délicate la définition du réseau réciproque. On peut toutefois repérer les noeuds du réseau réciproque (construit de façon habituelle) dans un système de quatre axes, colinéaires aux axes du réseau direct, dont les vecteurs unitaires sont définis par  $\bar{b}_1^*$  parallèle à  $\bar{a}_1$  et  $|\bar{b}_1^*| = \frac{2}{3a}$ ,  $\bar{c}^*$  parallèle à  $\bar{c}$  et  $|\bar{c}^*| = \frac{1}{c}$ . Suivant le schéma de la figure 4.

Ainsi, la direction  $[uvtw]^*$  du réseau réciproque est perpendiculaire au plan  $(uvtw)$  du réseau direct, c'est-à-dire au plan qui coupe les axes aux points  $A_1A_2A_3$  et  $C$  définis par  $\overline{OA_1} = \frac{\bar{a}_1}{u}$   $\overline{OA_2} = \frac{\bar{a}_2}{v}$   $\overline{OA_3} = \frac{\bar{a}_3}{t}$   $\overline{OC} = \frac{\bar{c}}{w}$ . On a toujours la relation  $u+v+t=0$ , dans le réseau direct comme dans le réseau réciproque. En annexe 4 sont représentées quelques coupes du réseau réciproque.

II.1.3. Angles entre plans cristallographiques.

L'angle entre les plans  $(h_1k_1l_1)$  et  $(h_2k_2l_2)$  est donné par :

$$\cos \phi = \frac{h_1h_2 + k_1k_2 + \frac{1}{2} (h_1k_2 + h_2k_1) + \frac{3}{4} \frac{a^2}{c^2} l_1l_2}{\sqrt{(h_1^2 + k_1^2 + h_1k_1 + \frac{3}{4} \frac{a^2}{c^2} l_1^2) (h_2^2 + k_2^2 + h_2k_2 + \frac{3}{4} \frac{a^2}{c^2} l_2^2)}}$$

avec  $\frac{a}{c} = 0,9089$

Le tableau 4 donne les valeurs de ces angles pour quelques plans.

II.1.4. Distances interréticulaires. Facteurs de structure. Distances d'extinction.

Les distances interréticulaires sont données par :

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3a^2} (h^2 + hk + k^2) + \frac{1}{c^2} l^2$$

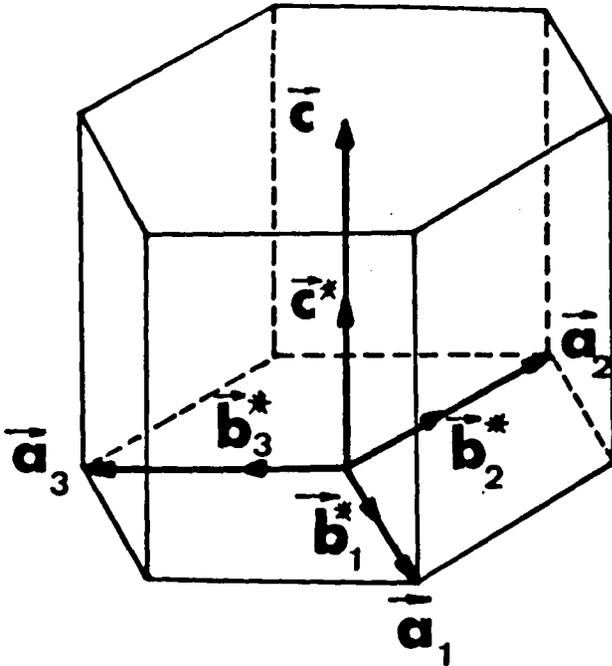
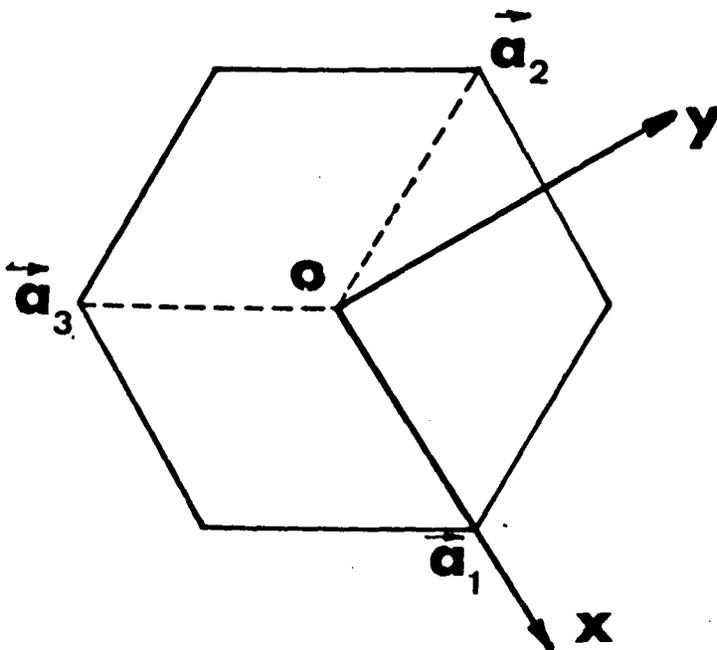


Fig. 5. Axes (OX, OY) utilisés pour la détermination des constantes élastiques [33].



L'expression du facteur de structure correspondant à la réflexion (hkiℓ) est :

$$F_{hki\ell} = \sum_j f_j(\theta) \exp\{-2i\pi(hx_j + ky_j + \ell z_j)\}$$

la somme étant étendue à tous les atomes ( $x_j, y_j, z_j$ ) de la maille,  $f_j$  étant le facteur de diffusion atomique de l'atome considéré. La détermination de ces facteurs de diffusion atomique, compte tenu du caractère intermédiaire de la liaison Si-O, est délicate. Généralement on considère ces atomes comme neutres. Le tableau 5 donne les valeurs de  $f_{Si}$  et  $f_O$  en fonction de  $\frac{\sin \theta}{\lambda}$  ( $\frac{\sin \theta}{\lambda}$  est relié à  $\frac{1}{2d}$  par la relation de Bragg  $\frac{1}{2d} = \frac{\sin \theta}{\lambda}$ , d étant la distance interréticulaire pour les plans {hkiℓ}). Nous avons donc fait un calcul de  $F_{hki\ell}$  en tenant compte de la position exacte des atomes et en considérant Si et O comme des atomes neutres. Le tableau 6 donne ces résultats, ainsi que les valeurs des distances d'extinction  $\xi_{hki\ell}$  définies par :

$$\xi_{hki\ell} = \frac{\pi V \cos \theta}{\lambda |F_{hki\ell}|}$$

V étant le volume de la maille ( $V = a^2 c \frac{\sqrt{3}}{2}$ ),  $\theta$  l'angle de Bragg,  $\lambda$  la longueur d'onde du rayonnement incident ( $\lambda = 0,037 \text{ \AA}$  pour une tension accélératrice de 100 kV). L'imprécision sur les facteurs de diffusion atomique rend illusoire la prise en compte des corrections relativistes.

Nous donnons en annexe 2 les projections stéréographiques standard du quartz (0001), (10 $\bar{1}$ 0), (11 $\bar{2}$ 0) et (10 $\bar{1}$ 1). Sur la projection (10 $\bar{1}$ 1) sont représentés les plans réflecteurs à faible rotation utilisés pour caractériser les vecteurs de Bürgers des dislocations.

#### II.1.5. Les macles du quartz. [15.29.30.33]

Les cristaux de quartz (même lorsqu'ils sont très transparents et apparemment homogènes) sont fréquemment mâclés. Il existe

deux types de m $\acute{a}$ cles : les m $\acute{a}$ cles  $\grave{a}$  axes parall $\acute{e}$ les (les plus fr $\acute{e}$ quentes) et les m $\acute{a}$ cles  $\grave{a}$  axes inclin $\acute{e}$ s (plus rares).

★ M $\acute{a}$ cles  $\grave{a}$  axes parall $\acute{e}$ les. On distingue trois m $\acute{a}$ cles de ce type :

1 $^{\circ}$ ) M $\acute{a}$ cles du Dauphin $\acute{e}$ . Les deux parties du cristal (m $\acute{a}$ cles et matrices) se correspondent par rotation de 180 $^{\circ}$  autour de l'axe  $\bar{c}$ , avec de part et d'autre le m $\acute{e}$ me caract $\acute{e}$ re droit ou gauche, le plan de composition  $\acute{e}$ tant un plan prismatique. Cette m $\acute{a}$ cle, qui ne fait intervenir qu'une seule rotation, ne change pas le pouvoir rotatoire et ne peut  $\acute{e}$ tre d $\acute{e}$ cel $\acute{e}$ e optiquement. Par contre, les axes  $\bar{a}$  (axes  $\acute{e}$ lectriques) sont oppos $\acute{e}$ s, ce qui modifie l'effet pi $\acute{e}$ zo- $\acute{e}$ lectrique et rend de tels cristaux m $\acute{a}$ cl $\acute{e}$ s impropres aux usages pi $\acute{e}$ zo- $\acute{e}$ lectriques (d'o $\grave{u}$  le nom de m $\acute{a}$ cle " $\acute{e}$ lectrique"). C'est ce type de m $\acute{a}$ cles qui apparait lors de la transition  $\beta \rightarrow \alpha$ , et dispara $\acute{i}$ t lors du passage  $\alpha \rightarrow \beta$ , en raison de la plus grande sym $\acute{e}$ trie de la vari $\acute{e}$ t $\acute{e}$   $\beta$ .

2 $^{\circ}$ ) M $\acute{a}$ cles du Br $\acute{e}$ sil. Les deux parties du cristal se correspondent par r $\acute{e}$ flexion suivant un plan  $\{11\bar{2}0\}$  (qui est le plan de composition), une partie  $\acute{e}$ tant droite, l'autre gauche. Le pouvoir rotatoire est invers $\acute{e}$ , ce qui rend cette m $\acute{a}$ cle visible optiquement (d'o $\grave{u}$  le nom de m $\acute{a}$ cle "optique").

3 $^{\circ}$ ) M $\acute{a}$ cles combin $\acute{e}$ es. C'est le produit des deux op $\acute{e}$ rations pr $\acute{e}$ c $\acute{e}$ dentes ; les deux parties du cristal se correspondent par rotation de 180 $^{\circ}$  autour de l'axe  $\bar{c}$  et par r $\acute{e}$ flexion suivant un plan  $\{11\bar{2}0\}$ . Les axes sont parall $\acute{e}$ les, mais le pouvoir rotatoire et les axes  $\acute{e}$ lectriques sont invers $\acute{e}$ s.

★ M $\acute{a}$ cles  $\grave{a}$  axes inclin $\acute{e}$ s. Dans ce type de m $\acute{a}$ cle, un plan  $\{10\bar{1}0\}$  est commun aux deux cristaux. Le plan de composition est un plan  $\{11\bar{2}2\}$ , les axes  $\bar{c}$  faisant un angle de 84 $^{\circ}$ . Ce type de m $\acute{a}$ cles (appel $\acute{e}$ es m $\acute{a}$ cles du Japon ou m $\acute{a}$ cles de la Gardette) est beaucoup plus rare que les pr $\acute{e}$ c $\acute{e}$ dents.

PROPRIETES PHYSICO-CHIMIQUES. [33]

Nous nous limitons ici  $\grave{a}$  l' $\acute{e}$ num $\acute{e}$ ration de quelques propri $\acute{e}$ t $\acute{e}$ s susceptibles d'intervenir dans notre  $\acute{e}$ tude.

D'un point de vue chimique, le quartz est très inerte. Les solvants à température et pression normales sont peu nombreux. Notons toutefois l'acide fluorhydrique concentré qui attaque le quartz avec des vitesses très lentes (environ mille fois plus faible que pour la silice amorphe). La composition chimique est très stable. Les impuretés les plus fréquentes sont Al, Li, Na, Fe, H. L'eau, qui joue un rôle important dans la déformation plastique, sera abordé au chapitre IV.

D'un point de vue optique, le quartz non déformé est un uniaxe de signe positif. Les quartz incolores ont pour indice de réfraction  $\epsilon_o = 1,544$  et  $\epsilon_e = 1,553$ , d'où une faible biréfringence de 0,009.

Dans les conditions ambiantes, le quartz est un matériau fragile donnant une cassure conchoïdale. Il ne présente habituellement pas de clivage.

- CONSTANTES ELASTIQUES. [33]

Le quartz est anisotrope d'un point de vue élastique. Pour définir les différentes constantes élastiques, on choisit un système à trois axes :  $\overline{OX}$  suivant un axe binaire,  $\overline{OZ}$  suivant l'axe  $\overline{c}$ ,  $OY$  directement perpendiculaire aux axes précédents (fig. 5).

Il est alors commode d'utiliser un espace à 6 dimensions dans lequel les contraintes sont définies par :

$$T_1 = \sigma_{xx} \quad T_2 = \sigma_{yy} \quad T_3 = \sigma_{zz} \quad T_4 = \sigma_{yz} \quad T_5 = \sigma_{zx} \quad T_6 = \sigma_{xy}$$

et les déformations par :

$$S_1 = \epsilon_{xx} \quad S_2 = \epsilon_{yy} \quad S_3 = \epsilon_{zz} \quad S_4 = 2\epsilon_{yz} \quad S_5 = 2\epsilon_{zx} \quad S_6 = 2\epsilon_{xy}$$

La loi de Hooke généralisée s'écrit :  $T_i = c_{ij}S_j$  ou  $S_i = s_{ij}T_j$ . Dans l'approximation de Voigt, la symétrie du quartz lui confère six constantes élastiques indépendantes, dont les valeurs à 20°C sont (en daN/mm<sup>2</sup>)

$$c_{11} = 8545 \quad c_{33} = 10567 \quad c_{13} = 1437 \quad c_{12} = 726 \quad c_{14} = 1687 \quad c_{44} = 5709$$

$$\text{(de plus } c_{66} = \frac{c_{11} - c_{12}}{2} = 391 \text{)}.$$

Le coefficient de Poisson peut être nul dans certaines directions.

4. - PROPRIETES THERMIQUES. [33]

Le quartz  $\alpha$  possède deux coefficients principaux de dilatation linéaire  $\alpha = \frac{1}{l_0} \frac{dl}{dt}$ ,  $\alpha_x$  pour une direction perpendiculaire à l'axe ternaire et  $\alpha_z$  dans la direction de cet axe. Ces coefficients sont fonction de la température et présentent une discontinuité lors de la transition  $\alpha \rightarrow \beta$

t	30°C	573°C <sup>-</sup>	573°C <sup>+</sup>
$\alpha_x \cdot 10^5$	42	1499	1689
$\alpha_z \cdot 10^5$	22	890	1000

Tableau 3.

## CHAPITRE III.

### LA DEFORMATION PLASTIQUE DU QUARTZ

-----

#### 1. - GENERALITES.

La déformation plastique du quartz a fait l'objet de nombreuses études, tant sur le plan macroscopique (étude des courbes contraintes-déformations), que sur le plan microscopique (observation directe des sous-structures de dislocations en microscopie électronique à transmission (TEM) et par topographies de rayons X (méthode de Lang ou de Berg-Barrett)).

Ce chapitre a pour but de faire le point sur les connaissances antérieures du comportement rhéologique du quartz en soulignant le rôle des principaux paramètres (en particulier le rôle de l'eau) et en décrivant les sous-structures de dislocations typiques associées à différentes conditions de déformation.

Pendant longtemps, la déformation plastique du quartz est restée problématique. En effet, le quartz a été considéré (devant l'impossibilité de le déformer expérimentalement) comme un matériau dur et fragile. Or l'observation de grains de quartz provenant de roches naturelles indiquait clairement qu'ils avaient subi une importante déformation (bandes et lamelles de déformation - extinction onduleuse).

GRIQQS et son équipe ont été les premiers à déformer des monocristaux de quartz synthétiques et ont montré l'influence de la vitesse de déformation et le rôle du contenu en eau [20,21]. Dans le même temps, ils observèrent en microscopie électronique à transmission les sous-structures de dislocations correspondantes. Depuis, l'utilisation de la technique d'amincissement ionique a permis à de nombreux auteurs de développer cette technique d'investigation, aussi bien sur des cristaux synthétiques que sur des cristaux naturels.

L'allure générale des courbes  $\sigma(\epsilon)$  [23] est reportée sur la figure 6. Dans le domaine plastique, on distingue deux stades :

- 1°) un stade 1, correspondant à un faible taux de durcissement, dont l'étendue croît avec la température et caractérisé par une densité de dislocations de l'ordre de  $10^8$  à  $10^9$   $\text{cm}^{-2}$
- 2°) Un stade 2, correspondant à un fort taux de durcissement, dont la pente décroît avec la température et marqué par une densité de dislocations très élevée (de  $10^{11}$  à  $10^{12}$   $\text{cm}^{-2}$ ).

## 2. - ROLE DE L'EAU - MODELE DE FRANK-GRIQQS. [20,21]

Le comportement rhéologique du quartz est fonction de la température T, de la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}$  et du contenu en [OH], comme le montrent les courbes de la figure 7.

Les propriétés mécaniques du quartz (comme celles de nombreux autres silicates) décroissent lorsque son réseau a dissous de l'eau. Le mouvement et la multiplication des dislocations nécessitent la rupture des liaisons Si-O très fortes. GRIQQS [20] proposa un modèle pour expliquer ce ramollissement, dont le schéma structural est représenté sur la figure 8. En A existe une dislocation coin hydrolysée, sessile, avec des voisins anhydres. En B, les liaisons voisines sont hydrolysées par migration des [OH]. En C, il y a échange de liaison hydrogène avec la liaison voisine provoquant un déplacement de la dislocation. La diffusion d'une paire de [OH] vers la dislocation permet l'hydrolyse d'une liaison Si-O. La dislocation peut alors glisser par échange de liaison hydrogène, sans qu'il soit besoin de rompre les liaisons Si-O fortes. GRIQQS a affiné son modèle [21] en proposant deux mécanismes de diffusion. Il y a une diffusion "radiale", limitée par la concentration en [OH] et une diffusion "à coeur", parallèle à la ligne de dislocation, la vitesse de diffusion "à coeur" étant plus faible que la vitesse de diffusion radiale, et contrôlant donc le phénomène.

Fig. 6. Allure générale des courbes  $\sigma(\epsilon)$  [23]

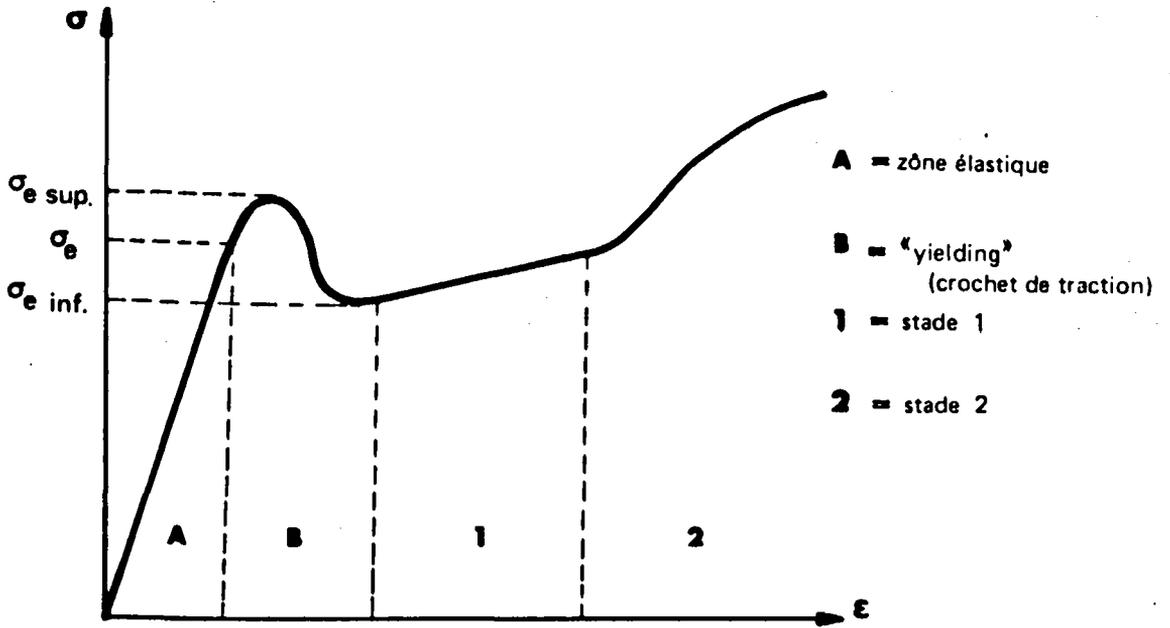


Fig. 7. Influence de T et [OH] sur le comportement mécanique du quartz [20]

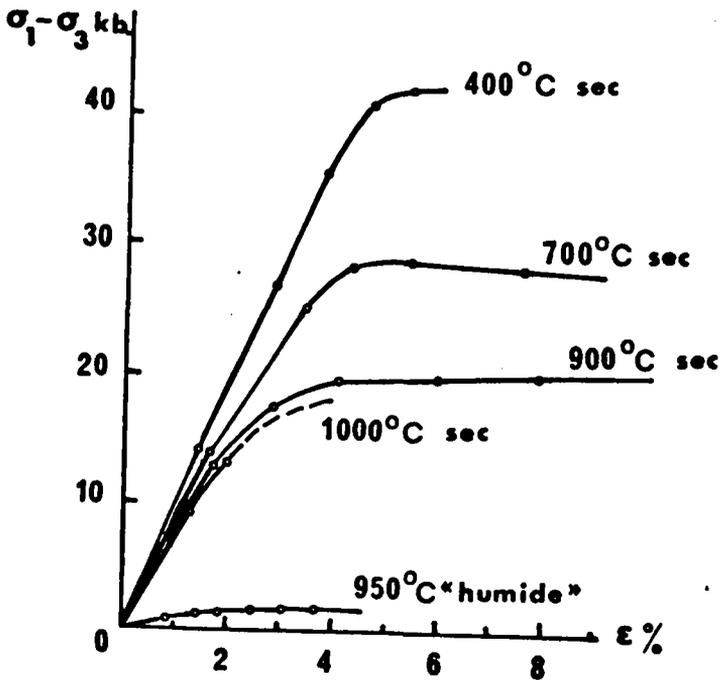


Fig. 8. Schéma structurel représentant le glissement d'une dislocation par hydrolise de liaison Si-O [20]

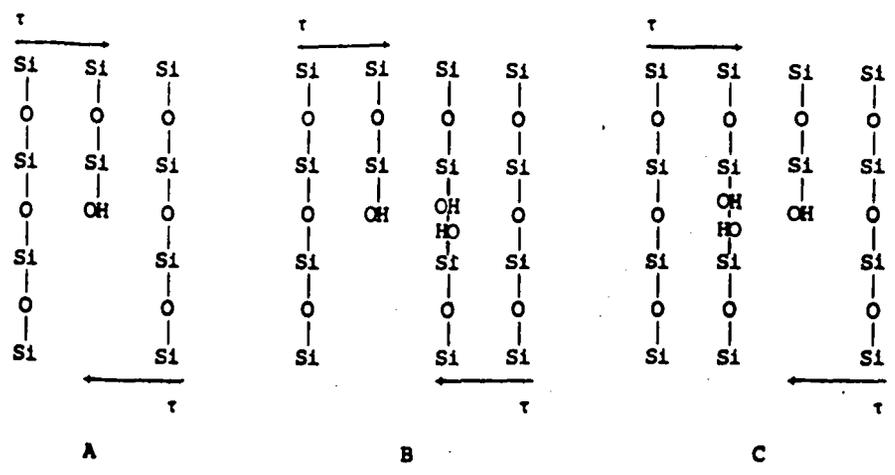
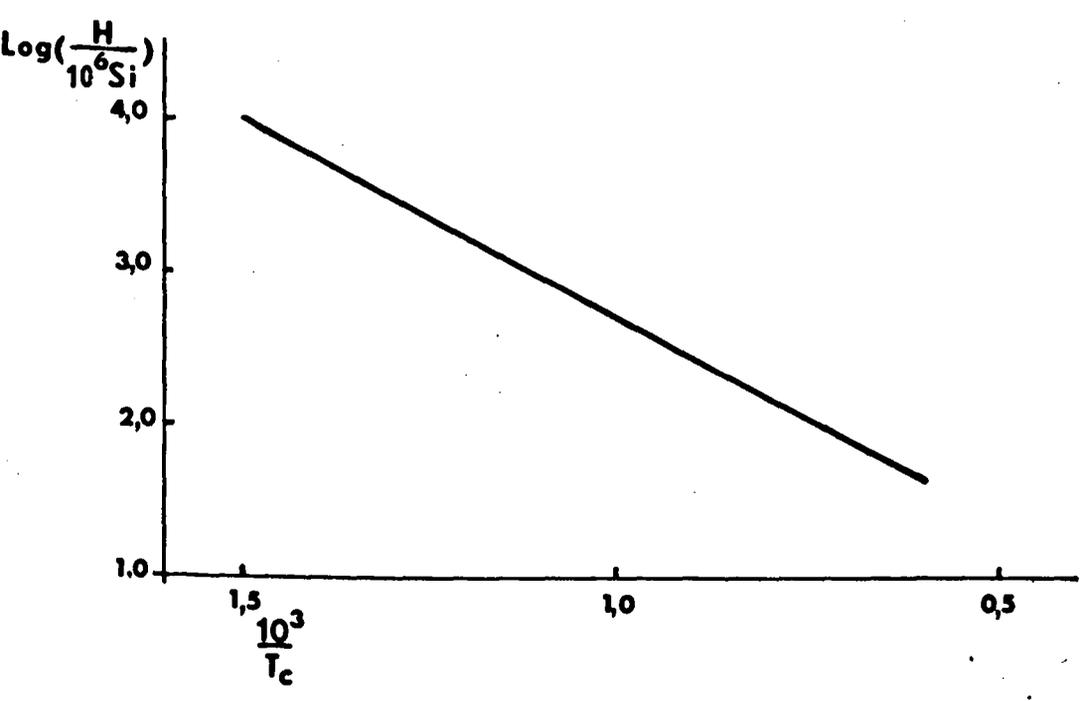


Fig. 9. Variation de  $T_c$  en fonction de [OH]. [31].



Le stade 1 est caractérisé par l'équilibre entre la restauration et le durcissement. La vitesse de restauration  $R$  varie exponentiellement avec la température, selon la loi  $R = A \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$ ,  $E$  étant une énergie d'activation comprenant l'énergie de formation d'une paire de  $[OH]$  diffusant, l'énergie de diffusion de cette paire, et l'énergie de montée des dislocations contrôlée par la migration de Si et de O. La vitesse de durcissement  $W$  est indépendante de  $T$  et de  $[OH]$ , mais est proportionnelle à  $\dot{\epsilon}$ . Un régime stationnaire s'établit lorsque  $W = R$ , ce qui définit une température critique  $T_C$  à partir de laquelle il peut y avoir écoulement plastique. La figure 9 représente la variation de  $T_C$  en fonction de  $[OH]$ .  $T_C$  est une fonction décroissante de  $[OH]$ . [31]. Ce modèle permet, théoriquement, d'étendre les résultats expérimentaux aux très faibles vitesses de déformation géologique.

### 3. - LES SYSTEMES DE GLISSEMENT.

Les systèmes de glissement du quartz sont mal connus. Le glissement  $\bar{a}$  basal (qui semble être le plus aisé) a été mis en évidence par CARTER, CHRISTIE et GRIQQS [11]. Par la suite, BAETA et ASHBEE [6] déformèrent du quartz synthétique à la pression atmosphérique et à des températures supérieures à 550°C. Ils retrouvèrent le glissement  $\bar{a}$  basal, mais mirent aussi en évidence du glissement  $\bar{c}$  prismatique ( $[0001] (11\bar{2}0)$ ). A hautes températures (supérieures à 700°C), les systèmes actifs sont plutôt  $\langle 0001 \rangle \{10\bar{1}0\}$ . Les déformations de glissement étant isovolumes, il est nécessaire d'avoir cinq systèmes de glissement indépendants pour produire une déformation générale. Dans le cas du quartz, le choix de ces cinq systèmes n'est pas clairement établi. Les expériences précédentes suggèrent cependant que l'on peut prendre comme "base" : deux systèmes indépendants de glissement  $\bar{a}$  basal, deux systèmes indépendants de glissement  $\bar{c}$  prismatique (par exemple  $\langle 0001 \rangle \{11\bar{2}0\}$ ) et un système de glissement  $\bar{c}$  prismatique ( $[0001] (10\bar{1}0)$ ) (ou un système de  $\bar{a}$  prismatique, ou un système de  $[c+a]$  pyramidal). [24]

### 4. - SOUS-STRUCTURES DE DISLOCATIONS OBSERVEES EN MICROSCOPIE ELECTRONIQUE.

Les expériences de MAC LAREN et RETCHFORD [31] (compression de cristaux synthétiques à  $\dot{\epsilon}$  constante ( $10^{-5}$  ou  $10^{-6}$   $s^{-1}$ ) sous des

pressions de confinement de 10 à 15 kb et pour des températures de 300 à 900°C) permirent de caractériser les sous-structures de dislocations typiques suivantes :

- A basse température (300°C), la déformation plastique est caractérisée par un rapide écrouissage dû au développement d'une densité élevée de dislocations (jusque  $10^{11}$  à  $10^{12}$   $\text{cm}^{-2}$ ) qui se regroupent en échevaux. La rupture intervient pour une déformation totale faible (quelques %). Il est possible dans certains cas de déterminer des directions privilégiées des lignes de dislocations.
- Lorsque la température croît, la densité de dislocation diminue. Les dislocations s'arrangent suivant une structure de plus en plus organisée dès lors que la température (ou la pression de confinement) permet la montée (ou le glissement dévié). A partir de 500°C, apparaissent des noeuds triples de dislocations  $\bar{a}$ , la densité est typiquement de  $10^8$   $\text{cm}^{-2}$ . Les dislocations tendent à s'arranger en sous-joints de faible désorientation (de l'ordre de 1°). A 900°C, la densité est de l'ordre de  $10^6$   $\text{cm}^{-2}$ , la recristallisation est très forte.

Ces différentes expériences permettent de dresser un "atlas" de sous-structures auxquelles on peut espérer comparer celles que l'on observe dans des quartz déformés naturellement. Il n'est pas inutile de signaler dès à présent que ce genre de comparaison ne peut être mené qu'avec prudence. En effet, ces expériences renvoient à des essais mécaniques simples, et ils sont effectués à des vitesses très supérieures aux vitesses de déformations géologiques. (en d'autres termes, dans les expériences de laboratoire, on maîtrise les paramètres de la déformation. Dans le cas des déformations géologiques, ces paramètres sont évalués avec plus ou moins de précision (voir chapitre VI, deuxième partie)).

## CHAPITRE IV.

### TECHNIQUES EXPERIMENTALES

-----

Notre but étant de tenter de corréler la déformation macroscopique aux sous-structures de dislocations, nous avons fait des observations à différentes échelles. Les échantillons sont sélectionnés par microscopie optique. La caractérisation des sous-structures de dislocations a surtout été faite par microscopie électronique à transmission. Toutefois, dans le cas du quartz de Saint PAUL LA ROCHE, nous avons utilisé en plus une technique de topographie de rayons X en réflexion (méthode de Berg-Barrett).

#### I. - MICROSCOPIE ELECTRONIQUE.

##### 4.1.1. Préparation des échantillons.

Dans le cas du quartz de Saint PAUL LA ROCHE, les échantillons prélevés sur le terrain sont orientés par diagramme de Laue. Du fait de la déformation, cette caractérisation n'est pas aisée, les spots présentant un fort astérisme. La photo 6 représente un tel diagramme. Cette méthode nous a cependant permis de déterminer les plans de fracture ("clivage") de ce quartz. Il s'agit de plans  $\{10\bar{1}1\}$ , la polygonisation atteint quelques degrés dans la zone irradiée par le faisceau.

Après cette orientation, on carotte de petits cylindres de 3mm de diamètre qui sont découpés en disque d'environ 1mm d'épaisseur. Ces disques sont collés au baume du Canada sur des lames de verre et amincis mécaniquement jusqu'à une épaisseur de  $3/100^{\text{ème}}$ , contrôlée optiquement au microscope polarisant par la place des teintes de polarisation dans l'échelle de Newton.

Pour les autres échantillons (en général polycristallins et polyminéraux), nous avons fait des lames minces de  $3/100^{\text{ème}}$  sans pouvoir les orienter au préalable.

Dans tous les cas, l'amincissement est terminé par bombardement ionique, pour obtenir des épaisseurs de 3000 à 4000 Å nécessaires à l'observation en TEM à 100 kV. Les lames sont amincies de façons très irrégulières, donnant une structure en "monticules" décelable en TEM et en SEM. Les conditions d'amincissement sont :

- tension d'ionisation  $\leq 10$  kV
- inclinaison de l'échantillon dans le faisceau 15 à 20°
- courant ionique de l'ordre de 50  $\mu$ A
- temps d'amincissement variable, de 10 à 60 heures suivant l'orientation de l'échantillon.

#### IV.1.2. Conditions d'observation.

Nos échantillons ont été observés au microscope Phillips EM 300, sous une tension accélératrice de 100 kV.

Malgré l'anisotropie du quartz, la détermination des vecteurs de Bürgers peut se faire par application du critère classique, valable pour les cristaux isotropes ( $\bar{g} \cdot \bar{b} = 0$  et  $\bar{g} \cdot (\bar{b} \wedge \bar{u}) = 0$ ). Cette méthode donne des résultats assez satisfaisants et permet une détermination non ambiguë des vecteurs de Bürgers des dislocations [3]. Les photos 7 et 8 montrent une telle détermination. La difficulté majeure d'observation réside dans la très rapide irradiation du quartz même sous faible émission. Les mécanismes d'irradiation sont très complexes. Ils dépendent du plan réflecteur choisi (phénomène de canalisation "channeling") des défauts et des impuretés du cristal. L'irradiation se manifeste par l'apparition d'amas de défauts ponctuels ou boucles de dislocations qui se regroupent dans les zones de fortes concentrations de défauts (sous-joints par exemple) ou se répartissent de façon homogène sur toute une plage. Les photos 9 et 10 montrent cette irradiation, qui rend rapidement impossible toute observation.

Pour certains auteurs, cette irradiation diminue sous de fortes tensions accélératrices (1000 kV) ou par l'utilisation de porte-objets chauffants.

## 2. TOPOGRAPHIE DE RAYONS X EN REFLEXION - METHODE DE BERG-BARRETT [18,44]

### IV.2.1. Préparation des échantillons.

La méthode de Berg-Barrett conduit à des observations à l'échelle de l'échantillon avec des grandissements de 20 à 100. Elle ne nécessite pas la préparation de lames minces comme les méthodes de TEM ou de Lang (transmission de rayons X), ce qui rend son utilisation très facile. Nous avons topographié les faces d'un cube parallèles aux plans cristallographiques (0001) ( $10\bar{1}0$ ) et ( $1\bar{2}10$ ) (orientés par diagramme de Laue).

Les échantillons sont polis mécaniquement à la pâte diamant, la dernière phase de polissage s'effectuant avec une pâte de  $1\mu$ , puis sont immergés quelques heures dans l'acide fluorhydrique concentré pour dissoudre la couche écrouie.

### IV.2.2. Conditions d'observation. [18-44]

La méthode de Berg-Barrett consiste à envoyer un faisceau de rayons X sur un cristal et à visualiser les rayons réfléchis sur une plaque sensible. La présence de défauts dans le cristal conduit à modifier localement les conditions de Bragg et par conséquent à créer des contrastes sur la plaque sensible. Le contraste a deux origines :

- d'une part, les contraintes inhomogènes dues à un défaut isolé.
- d'autre part, les désorientations dues à un ensemble de défauts.

1°) Les contraintes inhomogènes. La présence d'un défaut isolé (dislocation) dans le cristal rompt localement la périodicité du réseau. Le faisceau incident pénètre plus profondément et le faisceau diffracté est localement plus intense. Le défaut apparaît donc comme une zone plus sombre sur le fond continu gris. C'est le contraste d'extinction.

2°) Les désorientations du réseau. Un sous-joint crée une rotation locale du réseau, caractérisée par un vecteur rotation  $\vec{\Omega}$ .

Pour l'étude du contraste, il est commode de décomposer  $\vec{\Omega}$  en la somme de trois vecteurs  $\vec{\Omega}_1$  :  $\vec{\Omega}_1$  perpendiculaire au plan réflecteur,

$\vec{\Omega}_2$  à l'intersection du plan réflecteur et du plan d'incidence

$\vec{\Omega}_3$  perpendiculaire au plan d'incidence.

suivant le schéma de la figure 10.

$\vec{\Omega}_1$  transforme le plan réflecteur en lui-même et n'est le siège d'aucun contraste.

$\vec{\Omega}_2$  entraîne une faible variation de l'angle d'incidence et donne lieu au contraste dit de "déplacement". La variation de l'angle d'incidence est  $\delta\theta \approx \frac{\Omega_2^2}{2}$  (pour  $\theta_B \approx 45^\circ$ ). Tant que  $\delta\theta$  reste inférieur à la largeur angulaire du domaine de réflexion  $\Delta\theta$ , il y a toujours diffraction du rayon incident. Cependant, le faisceau diffracté est dévié, dans une direction normale au plan d'incidence, d'un angle  $\delta\psi$  donné par  $\delta\psi \approx 2\Omega_2 \sin \theta_B$ .

$\vec{\Omega}_3$  change directement l'angle d'incidence. Dès que  $\vec{\Omega}_3$  est supérieur à  $\Delta\theta$ , la partie correspondante du cristal ne diffracte plus. Ceci donne lieu à un contraste appelé contraste "noir-blanc" ou contraste de rotation. Dans le cas d'une flexion pure autour de  $\vec{\Omega}_3$ , les lignes de contraste sont parallèles à l'axe de rotation, dans le cas d'une torsion, elles lui sont perpendiculaires.

Cette méthode permet (simplement) une étude globale des sous-structures de dislocations, en particulier une identification des sous-joints existant dans le cristal.

Le tableau 7 donne les plans réflecteurs utilisés pour topographier les faces (0001)  $(10\bar{1}0)$  et  $(1\bar{2}10)$ . (Pour qu'une réflexion soit acceptable, il faut que l'angle de Bragg correspondant  $\theta_B$  soit supérieur à l'angle  $\phi$  du plan de la face topographiée et du plan réflecteur utilisé - voir fig. 11).

Il est commode, pour une telle étude, de connaître les différents sous-joints possibles stables (à faible champ de contraintes à distance) existant dans un cristal. L'annexe 3 rappelle la formule de FRANK [1] utilisée pour prévoir les différents sous-joints possibles. Le tableau 8 résume ces différents sous-joints avec leur type (flexion ou torsion).

Fig. 10. Décomposition du vecteur rotation  $\vec{\Omega}$  en trois vecteurs  $\vec{\Omega}_1$  [18].

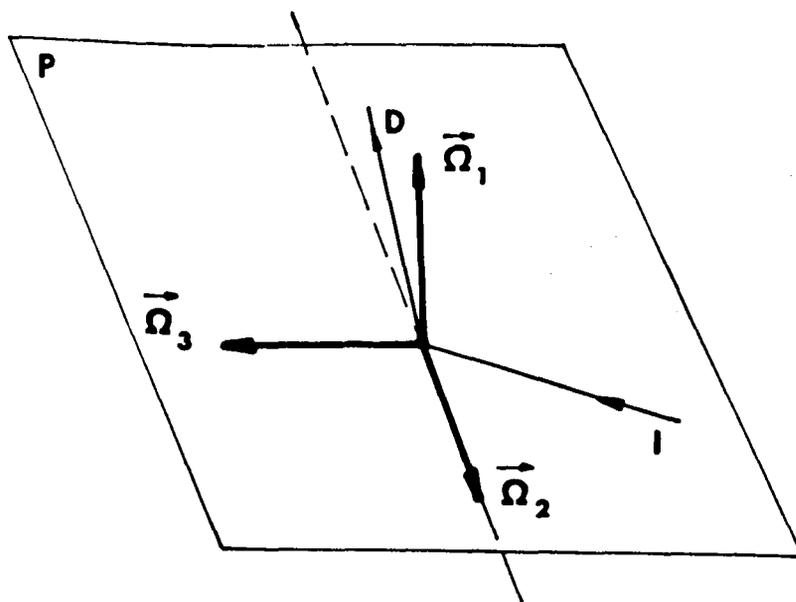
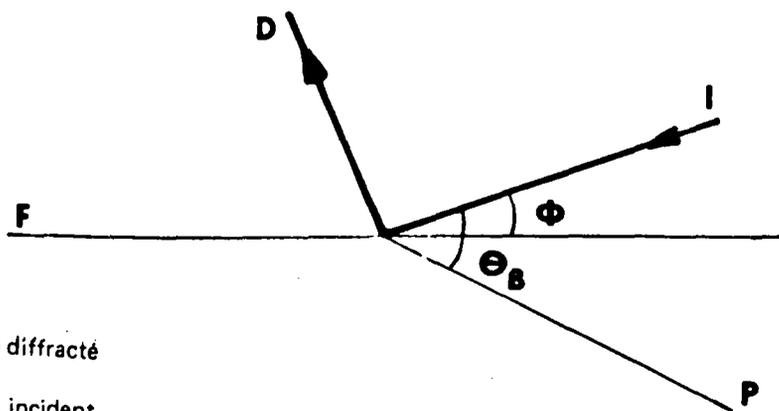


Fig. 11. Conditions de diffraction.



- D** = Faisceau diffracté
- I** = Faisceau incident
- F** = Face à topographier
- P** = Plan réflecteur

## CHAPITRE V.

### RESULTATS D'OBSERVATIONS

-----

Ce chapitre donne l'ensemble des observations effectuées sur divers cristaux de quartz, d'origine et d'histoire rhéologique différentes.

Dans la première partie, nous décrivons les sous-structures de dislocations observées (densité, vecteurs de Burgers, orientation des lignes de dislocations, arrangements éventuels ...). Nous précisons dans la mesure du possible les sous-joints observés et donnons un aperçu sur d'autres observations parfois importantes mais dont l'étude détaillée n'a pas encore été menée (mâcles - bulles - dissociation - boucles de dislocations).

Dans la deuxième partie, nous tenterons de donner une interprétation à ces résultats, en les comparant aux essais de déformations expérimentales et en les reliant au modèle de fluage. Nous soulignerons les limites de telles corrélations, eu égard à la grande complexité des déformations géologiques.

Rappelons que nos observations portent sur cinq variétés de quartz :

- 1) grains de quartz extraits du granite de PONTIVY.
- 2) grains de quartz du microgranite de MERUPT.
- 3) grains de quartz de la quartzitite filonienne de la carrière Bommel (BRIVE - TULLE).
- 4) Quartz quasi monocristallin de Saint PAUL LA ROCHE.
- 5) grain de quartz de la granulite d'ANSIGNAN d'origine métamorphique.

## PREMIERE PARTIE

Sous-structures de dislocations observées.

Le quartz, comme tous les cristaux déformés, présente, lors de l'observation en microscopie électronique, une sous-structure de dislocations plus ou moins arrangée. Typiquement, il existe deux sous-structures extrêmes :

- les dislocations (en grande densité) sont groupées en échevaux (c'est-à-dire en amas très denses). C'est la sous-structure typique de l'écroutissage.
- les dislocations sont groupées en sous-joints bien formés, délimitant des cellules de faible densité de dislocations. C'est la sous-structure typique du recuit.

Pratiquement, les sous-structures observées sont constituées le plus souvent de sous-joints délimitant un arrangement tridimensionnel et souvent "perturbé" de dislocations, dont les lignes sont gauches, ainsi que de nombreuses boucles et dipôles (photo 11). Nous donnons ci-dessous les résultats de nos observations en tentant, le plus possible, de les classer.

- DENSITES DE DISLOCATIONS.

On peut faire un premier classement de nos observations d'après la densité de dislocations. Il existe deux catégories d'échantillons :

1°) Ceux de faible densité (quartz de PONTIVY - quartzite). Elle est de l'ordre de  $10^6$  à  $10^7$   $\text{cm}^{-2}$ , homogène, sans échevaux, avec parfois quelques débris de déformation (boucles - dipôles). (photo 12).

2°) Ceux de forte densité (les autres échantillons). Elle est de l'ordre de  $10^8$  à  $5.10^9$   $\text{cm}^{-2}$  (photo 13). Dans ce cas, il existe de nombreux échevaux, boucles, dipôles (photo 14). Dans certaines régions des zones de fortes concentration de dislocations donnent une allure de sous-joints mal formés (photo 15).

- VECTEURS DE BÜRGERS.

Nos observations conduisent à la prédominance quasi-générale de dislocations de vecteurs de Burgers  $\bar{a}$  (photo 16). Dans le cas des grains de quartz du granitoïde de PONTIVY, le caractère coin est prédominant, les lignes de dislocations se projetant suivant la direction  $\bar{c}$  (photo 17). Les trois systèmes  $\bar{a}_1$   $\bar{a}_2$   $\bar{a}_3$  semblent exister. Dans les autres cas, ce caractère coin disparaît, les lignes de dislocations ayant des directions très aléatoires, donc des composantes vis et coin (photo 18), dans certains cas même, les lignes sont essentiellement gauches (photo 19).

Dans aucune de nos observations, le caractère vis n'apparaît de façon prépondérante. Il existe quelques dislocation  $\bar{c}$  isolées (en général arrangées en sous-joints). La caractérisation des dislocations  $\bar{a} + \bar{c}$  est plus délicate. Elles donnent en général un contraste résiduel dont l'analyse nécessite une simulation que nous n'avons pas faite. De telles dislocations, qui ne sont pas vues individuellement, existent dans des sous-joints (voir paragraphe 6-4).

Très fréquemment apparaissent des noeuds triples de dislocations  $\bar{a}_1$   $\bar{a}_2$   $\bar{a}_3$ , en lesquels la somme des vecteurs de Burgers est nulle.

En général, les plans de glissement ne sont pas décelables. Toutefois, dans le cas du quartz de PONTIVY, les dislocations se trouvent dans des plans prismatiques  $\{10\bar{1}0\}$ , ce qui suggère que le glissement  $\bar{a}$  prismatique a joué.

"BULLES"

On observe de façon courante dans le quartz la présence de bulles ou de vides [39]. Nous avons observé de telles bulles dans le quartz de Saint PAUL LA ROCHE. Ces bulles sont souvent interprétées comme résultant de la précipitation de l'eau au cours de la déformation. De fait, rien ne permet de savoir si elles ont précédé, ou suivi, ou été contemporaines de la déformation. La diffusion des [OH] vers les dislocations (de même que la diffusion d'autres impuretés ionisées) aurait pour effet de neutraliser les charges dues aux dislocations.

Ces bulles sont de tailles variables (de 500 à 5000 Å). Suivant leur taille, elles sont sphériques, ou prennent des formes cristallographiques, formant des cristaux "négatifs". Elles épinglent des dislocations (photo 20), ou se concentrent préférentiellement sur les sous-joints (photo 21).

#### - CARACTERISATION DES SOUS-JOINTS.

Dans certains quartz, nous avons observé une très grande densité de sous-joints. Ceux-ci peuvent se classer en deux catégories. Il existe d'une part, des sous-joints bien formés, très stables, d'autre part des sous-joints plus grossiers, en général d'une structure très complexe, [que l'on ne peut analyser que "dans l'ensemble", dans la mesure où ils se trouvent dans des plans très distordus], mais dont on peut donner une interprétation d'ensemble.

##### V.4.1. Sous-joints bien formés.

Nous en avons observé trois types :

1°) Sous-joints de flexion à une famille de dislocations  $\bar{a}$  coin, situés dans un plan prismatique de deuxième espèce (photo 22). Les lignes de dislocations sont parallèles à  $\bar{c}$ .

2°) Sous-joints de torsion à une famille de dislocations  $\bar{a}$  vis et une famille de dislocations  $\bar{c}$  vis dans un plan prismatique de première espèce. Les lignes de dislocation sont parallèles à une direction  $\bar{a}$  et à  $\bar{c}$  (photo 23).

3°) Sous-joints de torsion à trois familles de dislocations  $\bar{a}$  vis dans le plan de base (photo 24).

Dans le cas de la quartzitite, nous avons observé une jonction de sous-joints. Un sous-joint de dislocations  $\bar{c}$  coin et un sous-joint de dislocations  $\bar{a}$  coin se regroupent et donnent un sous-joint de dislocations  $\bar{a} + \bar{c}$  ou  $\overline{a+c}$  (photo 25).

Tous ces sous-joints sont stables (à faible champ de contrainte à distance) et à faible désorientation (quelques degrés). Notons que ces sous-joints bien formés sont rares.

#### V.4.2. Sous-joints "grossiers".

Ce sont les plus nombreux. En général, ils apparaissent sous forme de franges et il est impossible de caractériser les dislocations qui les constituent. Ils forment des surfaces gauches, ce qui rend leur caractérisation difficile (photos 26). Ils donnent une polygonisation plus ou moins bien marquée. Il est cependant possible de leur donner une interprétation d'ensemble, ou du moins de reconnaître certains types. Ainsi, dans le cas du quartz de Saint PAUL LA ROCHE, il existe une forte tendance à des sous-joints à une seule famille ( $\bar{a}$  coin ou  $\bar{c}$  coin) ou au plus à deux familles (ces sous-joints sont déterminés par leur plan).

La taille des cellules est variable. Dans certains cas il existe une relative homogénéité (Saint PAUL), les cellules sont de l'ordre de 5 à 10 $\mu$ . Dans les autres cas, la taille des cellules est très hétérogène, les grains étant divisés en sous-grains (photo 27).

Dans le cas du quartz de Saint PAUL LA ROCHE, l'étude des sous-joints a été faite aussi par topographie de rayons X (Berg-Barrett). L'analyse du contraste [18-44] conduit ici encore à l'identification de trois types de sous-joints :

- 1) Sous-joints de flexion de dislocation  $\bar{a}$  coin dans un plan  $\{11\bar{2}0\}$ . Ces sous-joints apparaissent sous forme de contraste noir-blanc sur les topographies des faces  $(10\bar{1}0)$ , les lignes de contraste sont parallèles à  $[0001]$  et en déplacement sur les topographies des faces  $(0001)$ .
- 2) Sous-joints de torsion formés par les trois familles de dislocations  $\bar{a}$  vis dans  $(0001)$ . Ces sous-joints apparaissent sous forme de contraste noir-blanc sur les topographies des faces  $(10\bar{1}0)$ , les lignes de contraste étant perpendiculaires à  $[0001]$ .
- 3) Sous-joints de torsion formés d'une famille de dislocations  $\bar{a}$  vis et d'une famille de dislocation  $\bar{c}$  vis dans un plan  $\{10\bar{1}0\}$ . Ces sous-joints apparaissent sous forme de contraste noir-blanc sur les topographies des faces  $(10\bar{1}0)$ , les lignes de constante sont parallèles à  $[0001]$ . (l'échantillon est tourné à 90° par rapport aux topographies précédentes).

Ces observations corroborent celles de microscopie électronique. Elles montrent une grande densité de sous-joints difficilement discernables, mal formés, "grossiers". (les sous-joints bien formés, s'ils sont présents, sont "masqués" par les autres). Dans ce cas, comme en microscopie électronique, on ne peut donner qu'une interprétation d'ensemble.

La limite de résolution des plaques ne permet pas de discerner des défauts espacés de moins de  $20\mu\text{m}$ , ce qui nous donne une borne supérieure de la taille des cellules en accord avec les résultats de microscopie électronique. La désorientation au niveau de l'échantillon peut être déterminée en réalisant des photos à contraste complémentaire. Cette méthode conduit à une désorientation de l'ordre de  $20^\circ$  à l'échelle de l'échantillon. Compte tenu de leur grande densité, les sous-joints sont donc alternés. Les photos 28, 29, 30 représentent les topographies obtenues.

- AUTRES OBSERVATIONS.

Certains contrastes suggèrent l'existence de macles. Leur analyse n'a pas été poussée assez loin, pour les caractériser complètement. Toutefois, les franges observées indiquent la présence de macles du Brésil (photo 31). (quartz de Saint PAUL LA ROCHE).

Nous avons, de plus, observé quelquefois des zones amorphes dans lesquelles se trouvent des cristallites. La diffraction (photo 32) montre les anneaux relatifs aux liaisons Si-O ( $1,61 \text{ \AA}$ ) et O-O ( $2,61 \text{ \AA}$ ) sur lesquelles se superposent les tâches relatives aux cristallites. La photo 33 correspond à la diffraction précédente. On observe les cristallites qui apparaissent par leurs franges. (granulite d'ANSIGNAN)

Enfin, nous avons la certitude (dans le cas du quartz de PONTIVY) de la dissociation des dislocations (photo 34). Une longue étude reste à faire sur ce point. Il n'est pas inutile de souligner ici les grandes difficultés de telles observations (l'irradiation rend difficile la technique de weak-beam à fort grandissement). Nous avons pu remarquer que la largeur de dissociation augmente durant l'observation.

## DEUXIEME PARTIE

Interprétation et discussion de ces résultats.

Les sous-structures observées montrent de toute évidence la grande complexité des déformations géologiques. Pour tirer des renseignements de telles observations, il est possible de comparer les sous-structures de dislocations observées aux sous-structures obtenues lors de déformations expérimentales (dont les résultats sont reportés au chapitre IV). Dans ce type de comparaison, le marqueur est surtout la densité de dislocations et leur arrangement, et le paramètre la température de déformation. Ainsi, pour les grains présentant une forte densité de dislocations ( $> 10^9$ ), nous pouvons dire que la température de déformation a été "basse" ( $\leq 400^\circ\text{C}$ ) et inversement pour les grains présentant une faible densité ( $\leq 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ), la température de déformation serait "haute" ( $> 600^\circ\text{C}$ ).

Ce type d'information présente une grande incertitude. En effet, les expériences de laboratoire correspondent à des essais mécaniques simples (compression sous pression de confinement à température et vitesse de déformation constantes et connues). Or, dans le domaine des déformations géologiques, on se trouve devant une méconnaissance quasi-générale des paramètres de la déformation, ou du moins de certains d'entre eux (en particulier  $\sigma$  et  $\dot{\epsilon}$ ). Et même, s'ils peuvent être déterminés, ils ne correspondent en général qu'à un épisode de la déformation parmi beaucoup d'autres. De plus, l'eau (dont on a déjà souligné l'importance) apparaît sous forme de bulles. Dans ce cas, il est impossible de déterminer sa concentration.

Il faut enfin préciser que les vitesses de déformations géologiques (de l'ordre de  $10^{-13} \text{ s}^{-1}$ ) sont sans commune mesure avec les vitesses de déformations expérimentales (au mieux  $10^{-9} \text{ s}^{-1}$ ). Avancer une température de déformation à la vue de la densité de dislocations risque, dans bien des cas, de donner des résultats en contradiction avec les connaissances générales données par la géologie.

Une autre approche consiste à se donner un modèle de déformation. Il est maintenant bien établi que la déformation des roches cor-

respond à un régime de fluage (primaire et/ou stationnaire) [37-41]. Nous essaierons donc de montrer que les sous-structures observées correspondent à un tel régime de déformation, par comparaison à ce que l'on observe dans le cas des métaux.

Rappelons qu'un matériau flue lorsqu'il se déforme continuellement sous l'effet d'une contrainte ou d'une déformation constantes. Le fluage est activé thermiquement et se produit donc facilement pour des températures élevées. Toutefois, le fluage peut intervenir à basse température à condition que la vitesse de déformation soit faible, ce qui est le cas de nombreuses déformations géologiques.

Le fluage comprend trois parties : le fluage primaire pendant lequel se développe une grande densité de dislocations en échelons, produisant un durcissement du matériau. La restauration (ensemble des processus tendant à restituer un cristal non écroui, faisant intervenir la montée ou le glissement dévié pour les parties vis) commence lorsqu'une certaine densité de dislocations est atteinte (il y a annihilation de dislocations de signes opposés). Un régime stationnaire s'établit lorsque le durcissement est équilibré par la restauration. Le fluage stationnaire est marqué par l'apparition de sous-joints. Dans le cas de faibles contraintes et fortes températures, s'établit une sous-structure de sous-joints équidimensionnels. Enfin, il existe un troisième stade, précédent la rupture, que nous n'aborderons pas.

Nos observations suggèrent, dans tous les cas, que le phénomène de restauration a joué, à un degré variable. On se trouverait donc dans une zone de transition entre fluage primaire et fluage secondaire, avec prédominance de l'un ou de l'autre suivant les cas.

Le quartz du granite de PONTIVY montre l'évidence de glissement à prisme. Dans ce cas, les sous-joints sont peu nombreux, les densités sont faibles. La restauration a joué (mais faiblement) produisant quelques débris (boucles - dipôles). Ceci est compatible avec un peu de montée (localisée) ou du glissement dévié. De toutes façons, cette sous-structure suggère une très faible déformation.

Dans le cas de la quartzitite, l'existence de sous-joints bien formés peut revêtir deux explications. Ces sous-joints peuvent être d'origine mécanique, produits par une forte montée, faisant disparaître à l'intérieur des cellules les grandes densités de dislocations dues à l'écroutissage, ainsi que les débris dûs à des déformations antérieures, ou être des sous-joints de croissance dans un cristal non déformé.

Dans les autres échantillons, les observations permettent de proposer un régime de fluage intermédiaire, marqué par de fortes densités de dislocations en échelons (par interaction de plusieurs systèmes de glissement).

La restauration a joué, donnant des sous-joints simples (de flexion) et provoquant (par montée au moins localisée) les nombreuses boucles et dipôles observés, marquant les débris de déformation relativement importantes.

Dans cette étude, le quartz de Saint PAUL LA ROCHE apporte des informations plus nombreuses. Il est en effet marqué par une densité de dislocations intermédiaire ( $10^8 \text{ cm}^{-2}$ ) et par la présence de deux générations de sous-joints des sous-joints bien formés peu nombreux et des sous-joints très grossiers fréquents.

La première génération est typique d'une déformation où la montée est largement intervenue. Elle est donc caractéristique d'une température élevée (où d'une contrainte élevée, ou d'une forte pression de confinement favorisant le glissement dévié).

La deuxième génération est plutôt compatible avec une température de déformation intermédiaire, les sous-joints se seraient constitués sous l'effet d'une faible restauration créant des excès de dislocations dans certaines régions.

Ces observations suggèrent la succession de plusieurs stades de déformation à des températures différentes. Un premier stade (haute température) aurait donné une sous-structure bien organisée.

Les sous-joints formés durant cette phase auraient subsisté (du moins certains d'entre eux) du fait de leur grande stabilité. Les paramètres de cette déformation sont difficiles à chiffrer, dans la mesure où elle est en partie masquée par les déformations ultérieures, et où il n'en reste que quelques traces. Toutefois, le métamorphisme régional indique une température de l'ordre de 600°C pour une pression de 5 à 6 kb. Cette température n'est pas à proprement parler une haute température pour la montée (par rapport à  $T_F/2$ ). Le facteur déterminant de cette phase de déformation serait plutôt la contrainte tectonique (contrainte déviatorique accompagnant le métamorphisme) et/ou la pression de confinement (dans l'hypothèse de glissement dévié).

Le deuxième stade de déformation aurait produit une densité de dislocations plus importante et des sous-joints grossiers (fluage primaire). L'absence de plans de glissement visibles indique que la montée a joué. L'eau contenue dans le réseau aurait précipité au cours de ce stade en entraînant la formation de nombreux défauts ponctuels absorbés ou émis par les dislocations, provoquant ainsi de la montée localisée, (sous faible température). Les nombreuses boucles, dipôles, formes irrégulières des lignes de dislocations corroborent cette hypothèse. Ce deuxième stade correspondrait à une température plus faible que le premier et à une concentration inférieure en [OH]. La vitesse de déformation aurait donc été plus faible.

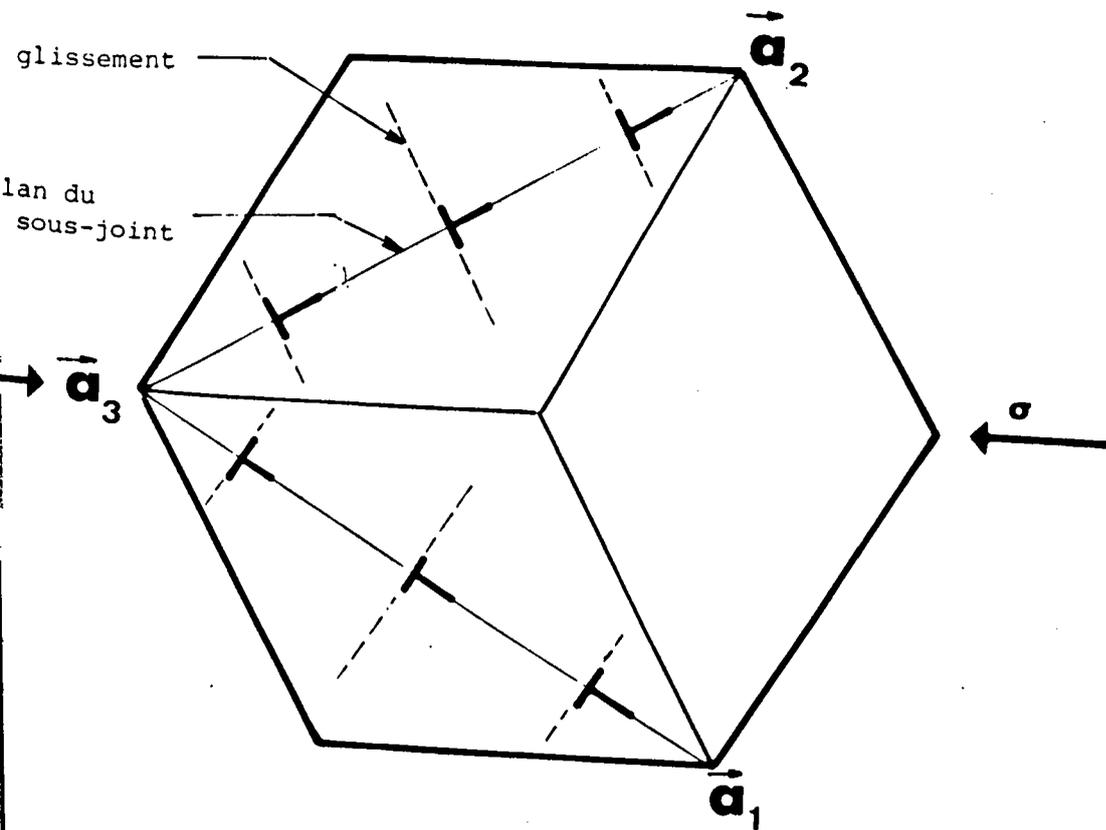
Il est possible de donner (à titre indicatif) quelques valeurs numériques pour ce stade de déformation. Il est clairement marqué par des sous-joints de flexions alternés, formés de dislocations  $\bar{a}$  coin parallèles à [0001] dans les plans  $(2\bar{1}\bar{1}0)$  et  $(1\bar{2}10)$ . (deux systèmes seulement sont vus en Berg-Barrett). Une telle sous-structure peut avoir été produite par une contrainte de compression le long de  $[11\bar{2}0]$ , qui aurait activé du glissement  $\bar{a}$  prismatique dans les plans  $(10\bar{1}0)$  et  $(01\bar{1}0)$ , le troisième système, dont le facteur de Schmid est nul n'a pas été activé. La figure 12 représente schématiquement ce processus.

De plus, de nombreuses expériences de fluage sur différents cristaux conduisent à poser empiriquement une relation du type  $d = K \frac{\mu b}{\sigma^n}$

reliant la taille  $d$  des cellules à la contrainte appliquée  $\sigma$  [34].  
 $K$  est une constante, variant suivant les matériaux, que nous prendrons égale à 50 (valeur moyenne - aucune mesure n'est faite pour le quartz).  
 $\bar{b}$  le vecteur de Burgers des dislocations,  $n$  une constante voisine de 1,  
 $\mu$  le coefficient de cisaillement (qui peut être aisément calculé pour solliciter du glissement  $\bar{a}$  prismatique). Compte tenu des valeurs des constantes élastiques du quartz (paragraphe III.1.7),  $\mu$  est égal à  $1,7 \cdot 10^4$  daN/mm<sup>2</sup>. La taille des cellules étant de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$ , nous obtenons une valeur de  $\sigma \approx 40$  daN/mm<sup>2</sup> (4kb).

Cette valeur de contrainte tectonique semble forte. Ceci est dû à l'imprécision sur  $K$ , et aussi à l'hétérogénéité de  $d$ , taille des cellules.

Fig. 12. Glissement  $\bar{a}$ -prismatique sollicité par une compression  $\sigma$  suivant  $\vec{a}_3$ .



## C O N C L U S I O N

-----

Cette étude nous a permis d'aborder la caractérisation des sous-structures de dislocations des matériaux géologiques en utilisant les techniques de microscopie électronique à transmission et de topographie de rayons X en réflexion (méthode de Berg-Barrett). La reconnaissance de ces sous-structures, si complexes soient-elles, a été associée aux données géologiques classiques afin de permettre un début d'interprétation des mécanismes des déformations naturelles.

Rappelons l'essentiel de nos observations :

- 1) Les dislocations sont généralement des dislocations  $\bar{a}$ .
- 2) Il existe deux types de sous-joints : des sous-joints bien organisés et des sous-joints "grossiers".
- 3) Le glissement  $\bar{a}$  prismatique a sans doute joué dans certains cas.
- 4) Les dislocations sont dissociées.

Ces observations suggèrent quelques remarques :

- elles mettent en évidence la grande complexité des déformations géologiques.
- cette complexité rend illusoire dans la plupart des cas une caractérisation détaillée des sous-structures.
- dans certains cas cependant, il est possible d'observer les sous-joints stables prévus théoriquement par la formule de Frank.
- il est parfois difficile de dire si les sous-structures résultent de déformations ou bien sont des défauts de croissance.

Dans la plupart des cas, il est possible d'associer les sous-structures observées au modèle du fluage et plus précisément à un régime situé entre le fluage primaire et le fluage stationnaire.

Ces conclusions restent purement qualitatives. Nous avons vu la grande difficulté de chiffrer les paramètres de la déformation à partir de telles observations, et il se trouve que parfois, les valeurs des paramètres que nous serions tentés d'avancer, sont en contradiction

avec les données générales de la géologie. Ceci est très sensible dans le cas de la granulite d'ANSIGNAN. Les grains de quartz présentent une très forte densité de dislocations et très peu de sous-joints. Cette sous-structure, typique d'un fort écrouissage, correspondrait à une déformation à basse température. Or le métamorphisme indique une température de l'ordre de 700°C. Nous pensons que cette contradiction a deux origines :

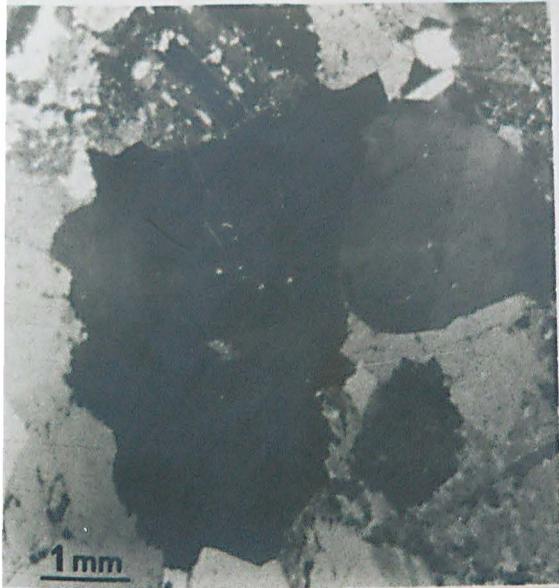
- 1) Nous ne maîtrisons pas tous les paramètres de la déformation.
- 2) Les sous-structures observées ne sont pas forcément représentatives d'un état "important" de la déformation. En effet, de petits épisodes de déformation, même insignifiants d'un point de vue géologique, peuvent bouleverser complètement les sous-structures. Ce qui est bien établi, c'est que les sous-structures observées sont caractéristiques du dernier stade de la déformation. Celui-ci n'est peut-être pas le plus déterminant d'un point de vue géologique.

Si nous ne parvenons pas à préciser complètement l'histoire de la déformation d'une roche, il est cependant possible de dresser une typologie des sous-structures des grains observés.

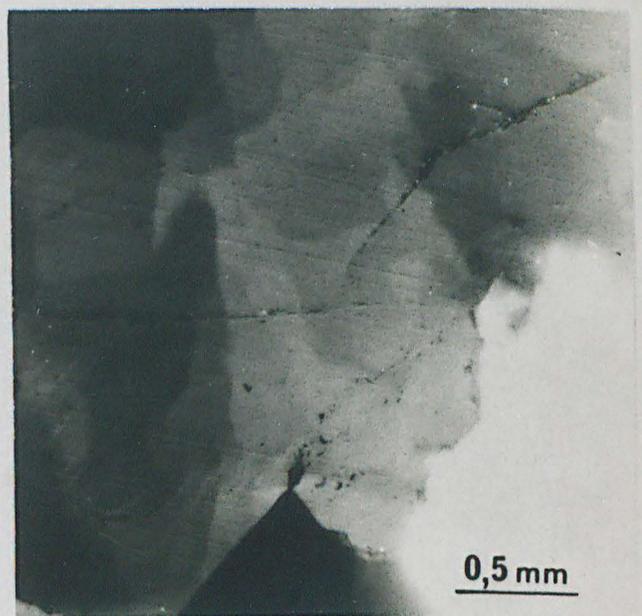
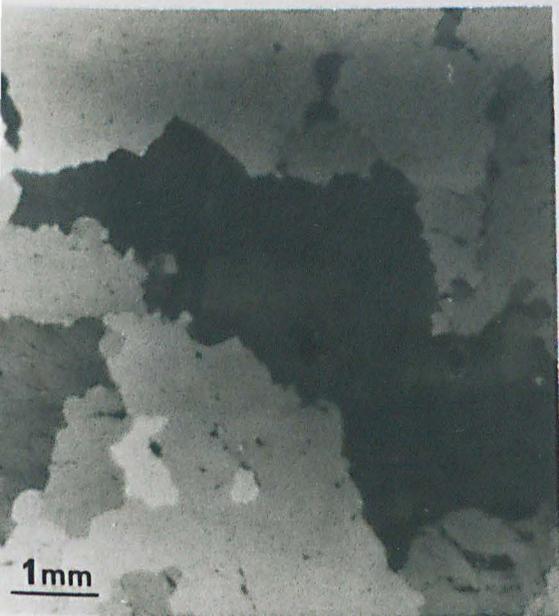
Enfin, ce travail devra se poursuivre. Il nous semble nécessaire d'acquérir des connaissances plus précises sur les mécanismes de déformation du quartz : préciser les plans de glissement, le rôle des différents paramètres ; étudier la dissociation.

PLANCHES

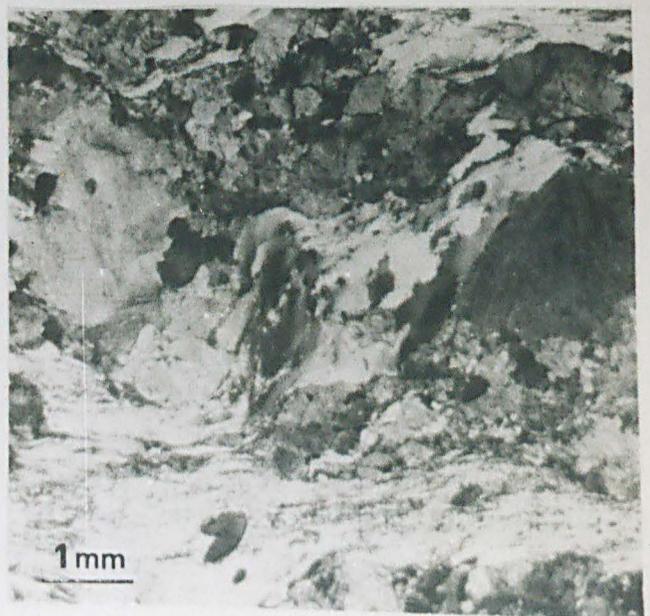
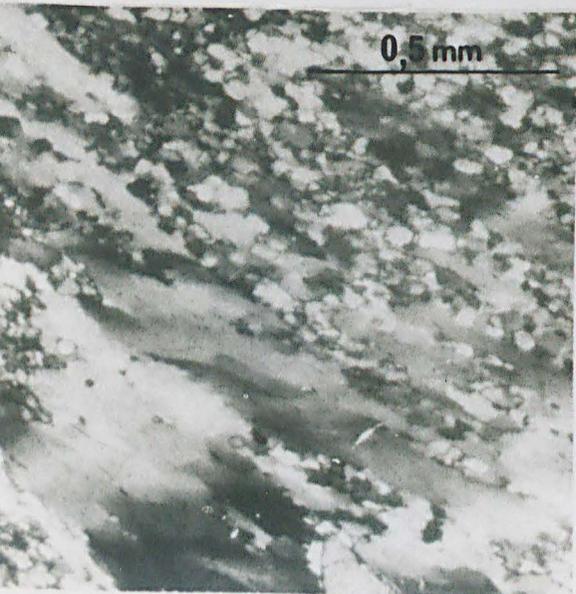
PHOTOGRAPHIQUES



2:



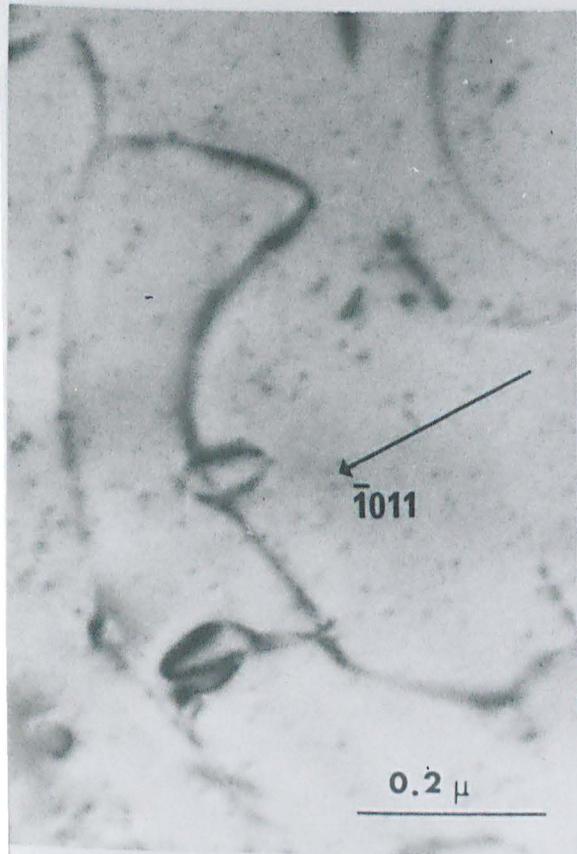
4:



5bis:



6: Diagramme de Laue sur un plan de base montrant l'astérisme.



7: Détermination des vecteurs de Burgers.  $(\bar{1}011)$  éteint les dislocations  $\vec{a}_3$ .



8: Meme plage que 7.  $(1\bar{1}0\bar{1})$  éteint les dislocations  $\vec{a}_2$ .



9 : 0.5 μ

10 : 0.5 μ

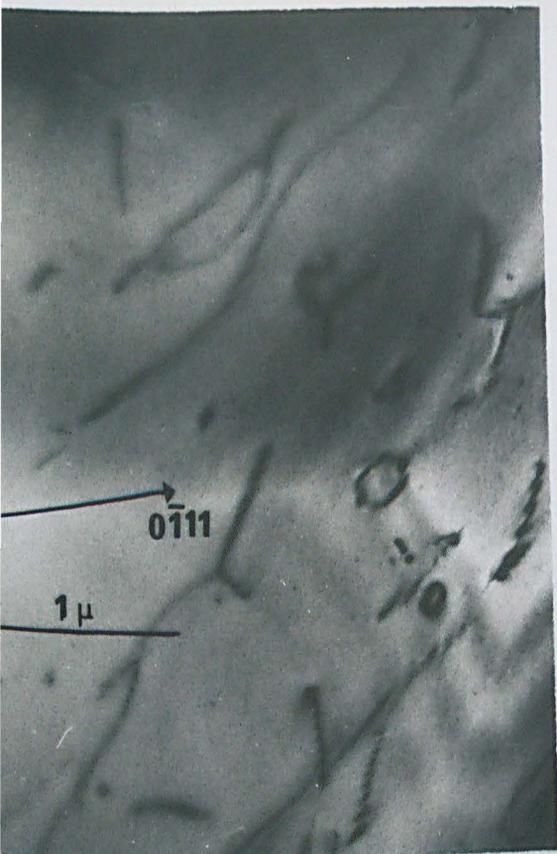
Ces deux photographies montrent l'apparition de l'irradiation. Les défauts se regroupent sur les dislocations ou les sous-joints.

$\bar{1}\bar{1}0\bar{1}$   
↑



1 μ

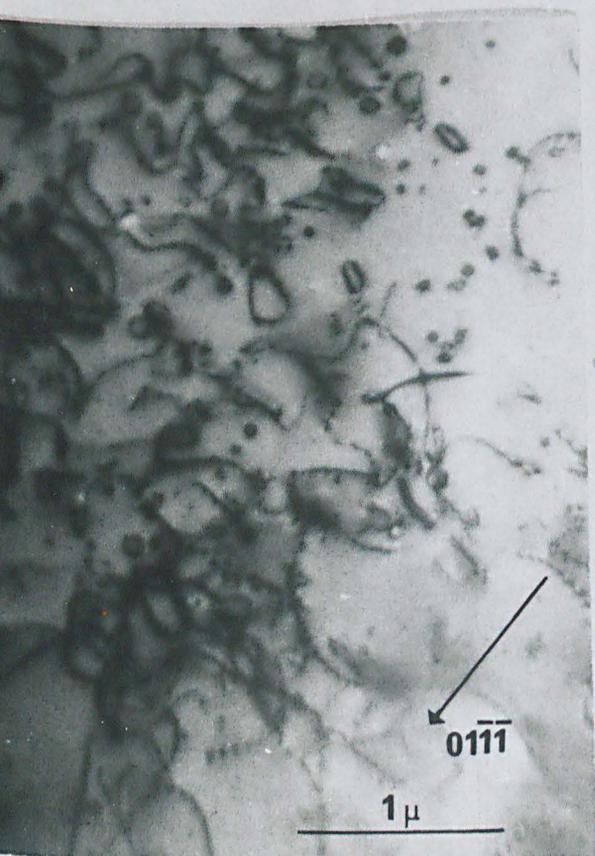
11 :  
Sous-structure généralement observée. Les sous-joints délimitent un arrangement tridimensionnel de dislocations dont les lignes sont le plus souvent gauches. Il existe de nombreuses boucles et dipôles.



12 : Quartz du granite de Pontivy.  
Faible densité de dislocations.  
( $10^7 \text{cm}^{-2}$ )



13 : Granulite d'Ansignan . Forte  
densité de dislocations.  
( $5 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$ )



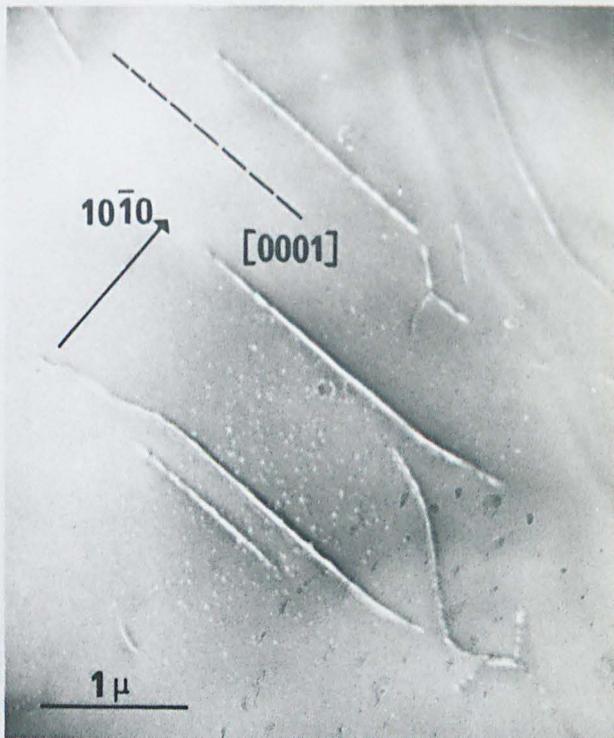
14 : Quartz de St Paul La Roche.  
On note de nombreux débris  
de déformations (bouclés, dipôles)



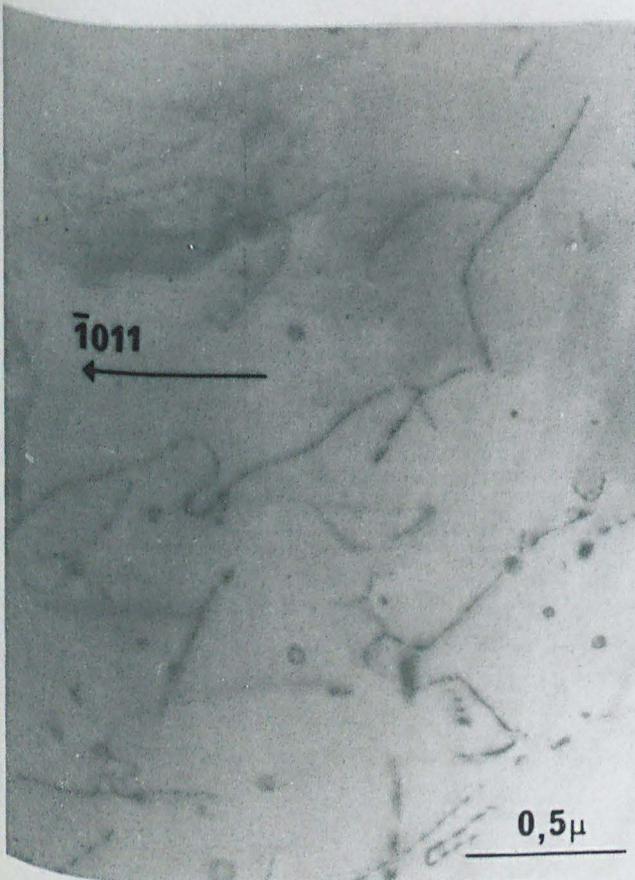
15 : Quartz de St Paul La Roche  
Amas de dislocations donnant  
une allure de sous-joint.



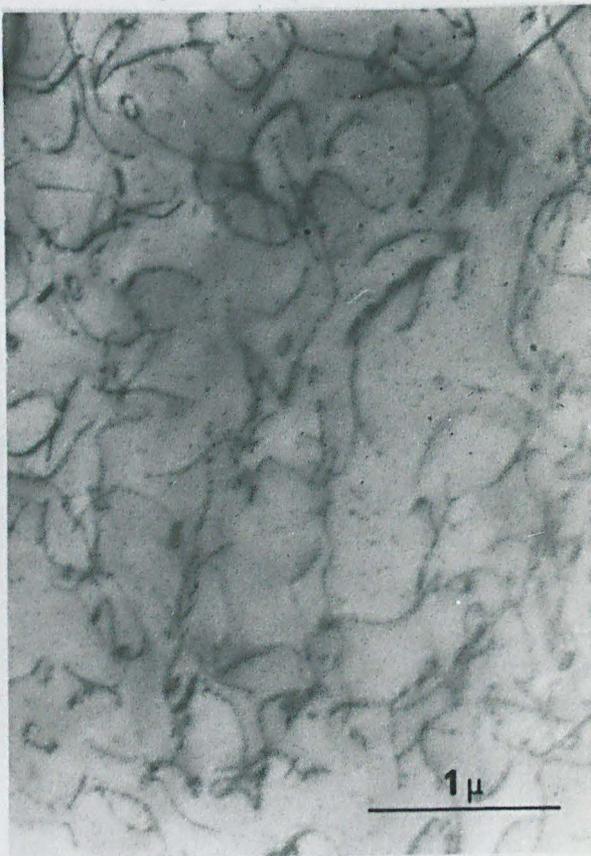
16 : Quartz de Pontivy.  
Les dislocations ont pour vecteur de Burgers  $a$ .



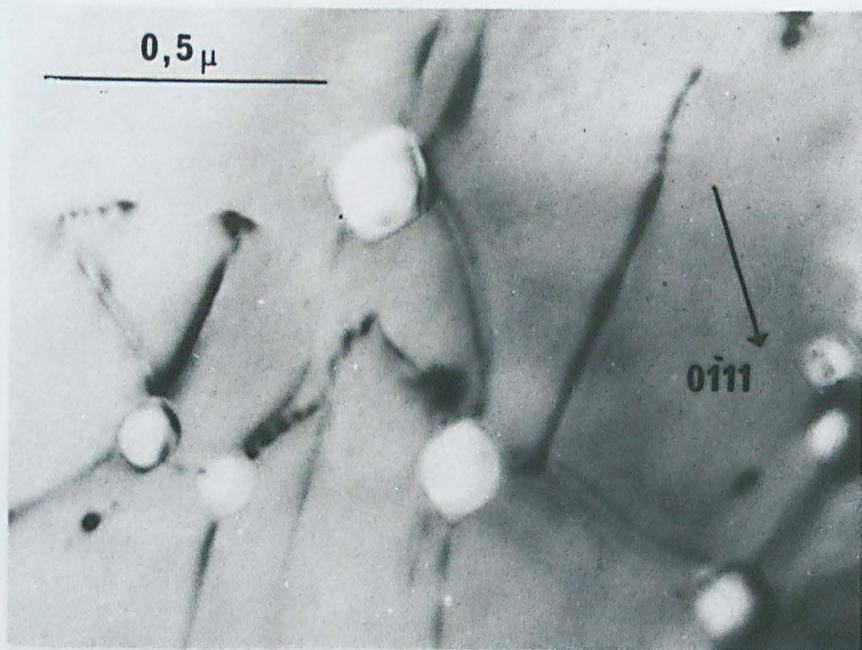
17 : Quartz de Pontivy.  
Caractère à coin prédominant, les dislocations se projettent suivant  $c$ .



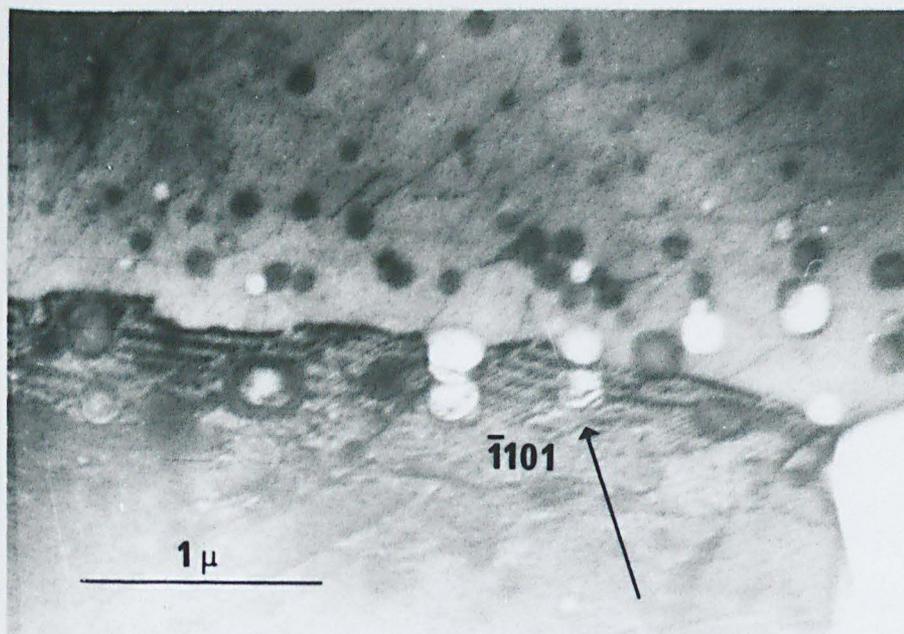
18 : Quartz de S<sup>t</sup> Paul La Roche.  
Les dislocations ( $a$ ) ont des composantes vis et coin.



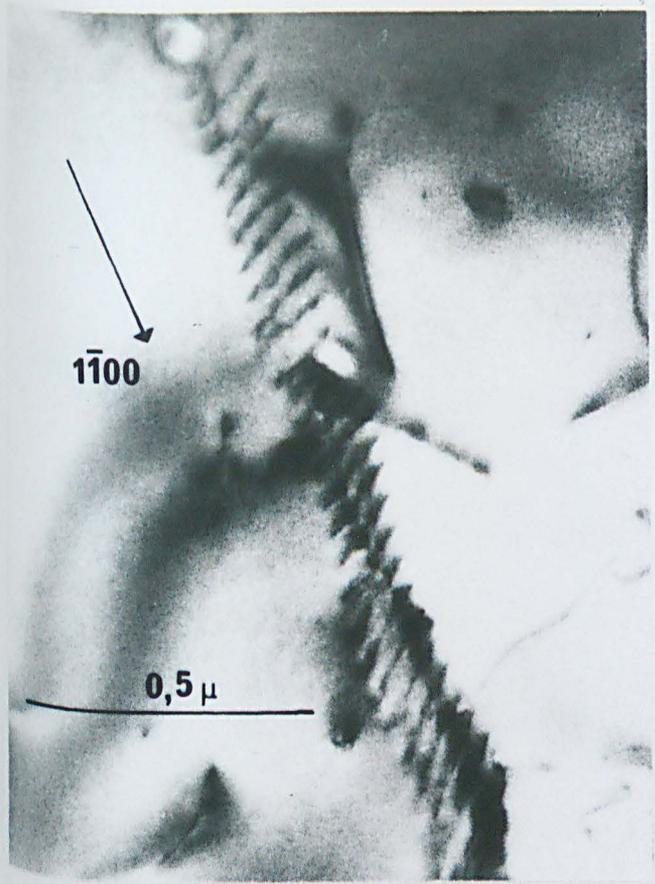
19 : Granulite d'Ansignan.  
Les lignes de dislocations sont gauches.



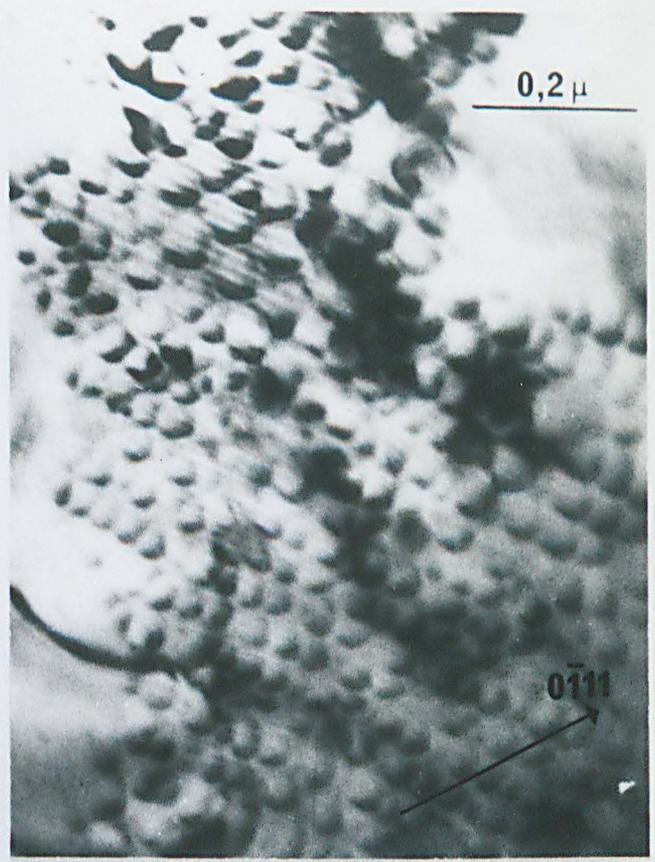
20 : Quartz de S<sup>t</sup> Paul La Roche.  
Bulles épinglant des dislocations.



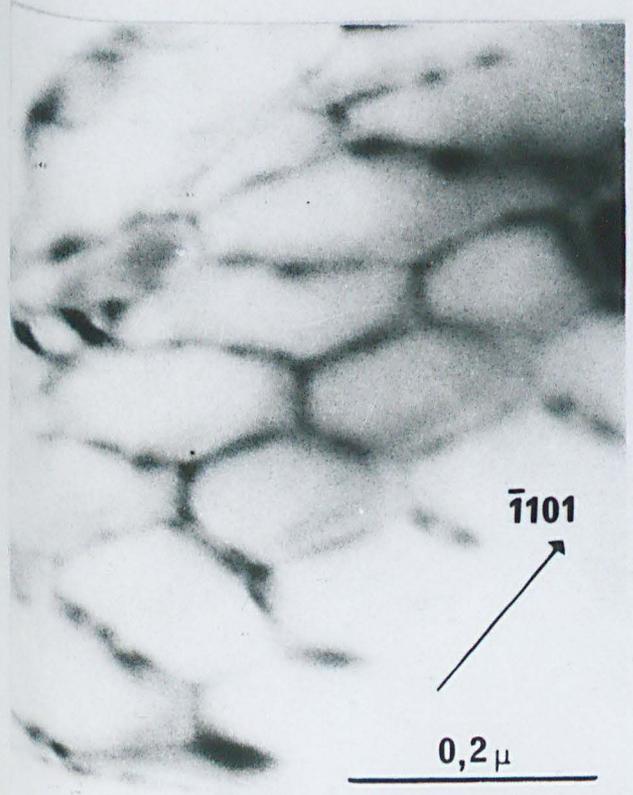
21 : Quartz de S<sup>t</sup> Paul La Roche.  
Bulles sur un sous-joint.



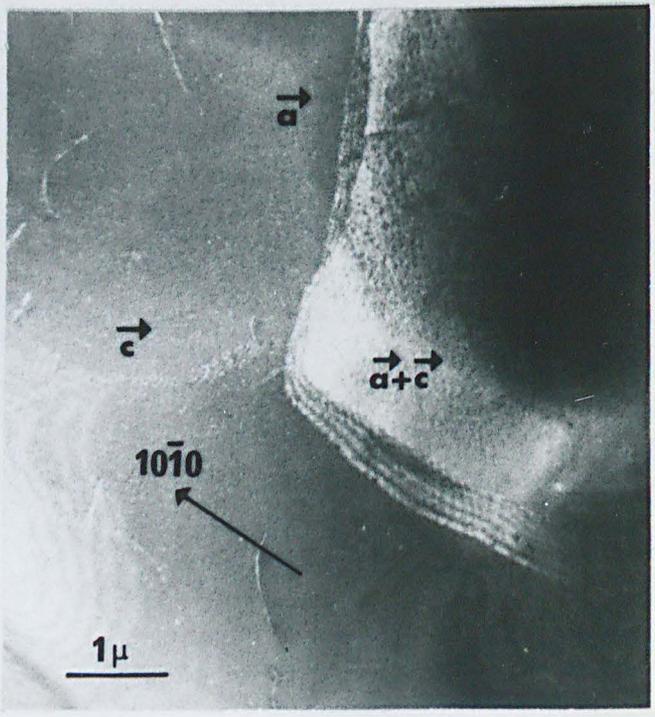
22 : Quartz de S<sup>t</sup> Paul La Roche. Sous-joint à une famille de dislocations à coin dans un plan prismatique de deuxième espèce.



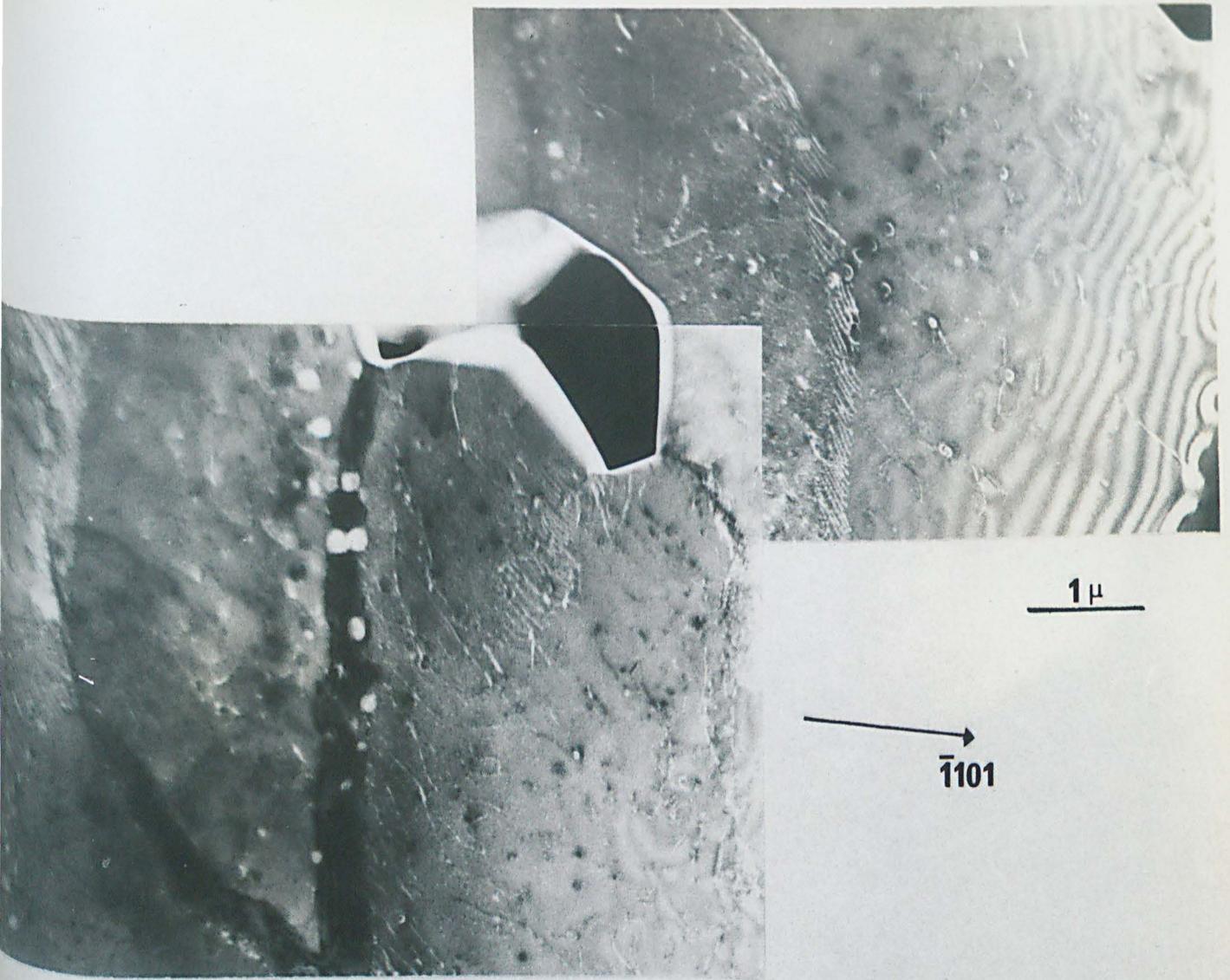
23 : Quartz de S<sup>t</sup> Paul La Roche. Sous-joint formé de dislocations à vis et à coin dans un plan prismatique de première espèce.



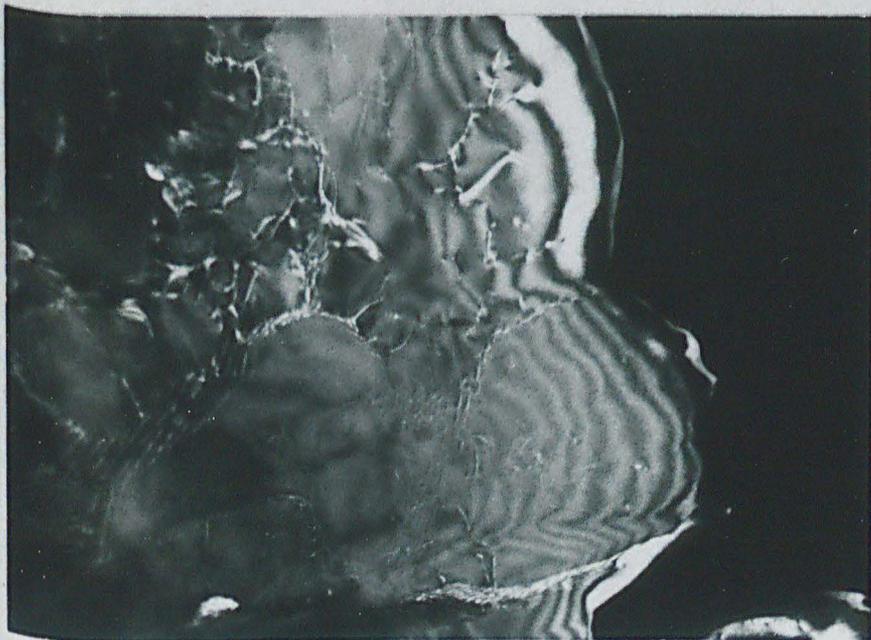
24 : Quartz de S<sup>t</sup> Paul La Roche. Sous-joint formé des trois familles de dislocations à vis dans le plan de base.



25 : Quartzite. Un sous-joint de dislocations à coin et un sous-joint de dislocations à coin donnent un sous-joint de  $\vec{a}+\vec{c}$ .



26 : Quartz de S<sup>t</sup> Paul La Roche. Sous-joints "grossiers" dont les frontières forment des surfaces gauches.



27 : Quartz du microgranite de Mérupt. Les sous-joints très nombreux forment des cellules de taille variable.



28 :

[0001]



29 :

[0001]



30 :

1 mm

[11 $\bar{2}$ 0]

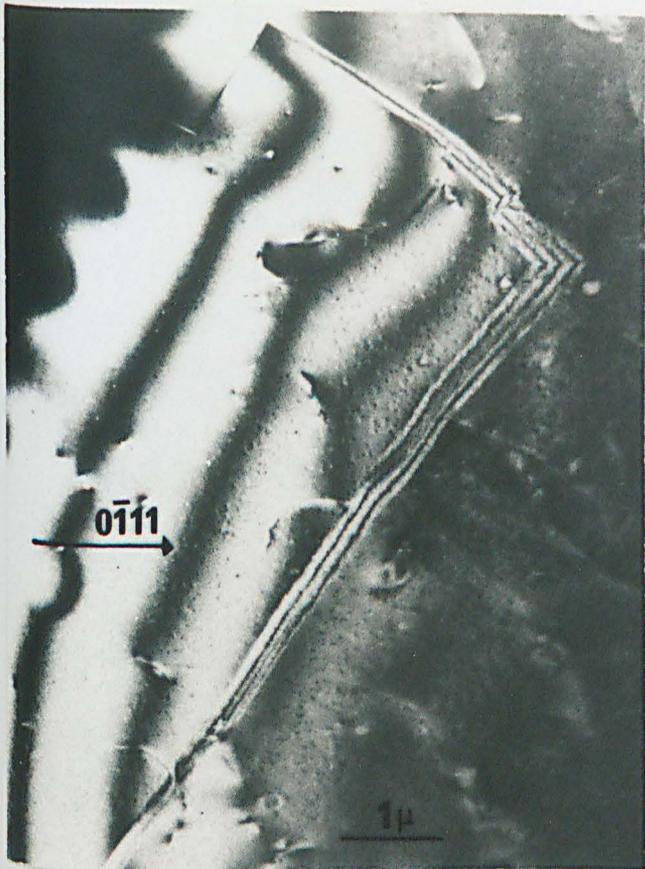
Topographies de Berg-Barrett.

28 : Face  $(10\bar{1}0)$ .  $g = (20\bar{2}0)$ .

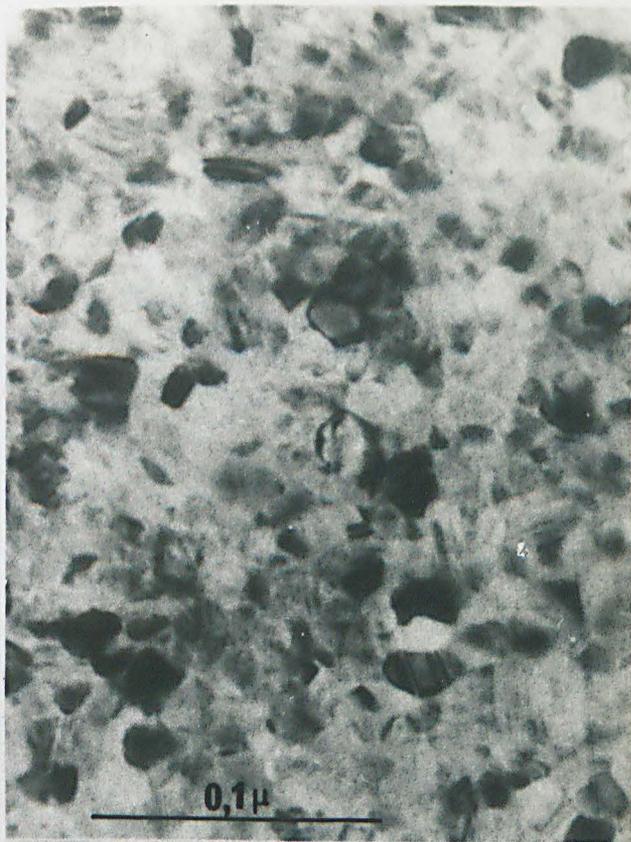
29 : Face  $(10\bar{1}0)$ .  $g = (20\bar{2}0)$ .

30 : Face  $(0001)$ .  $g = (10\bar{1}4)$ .

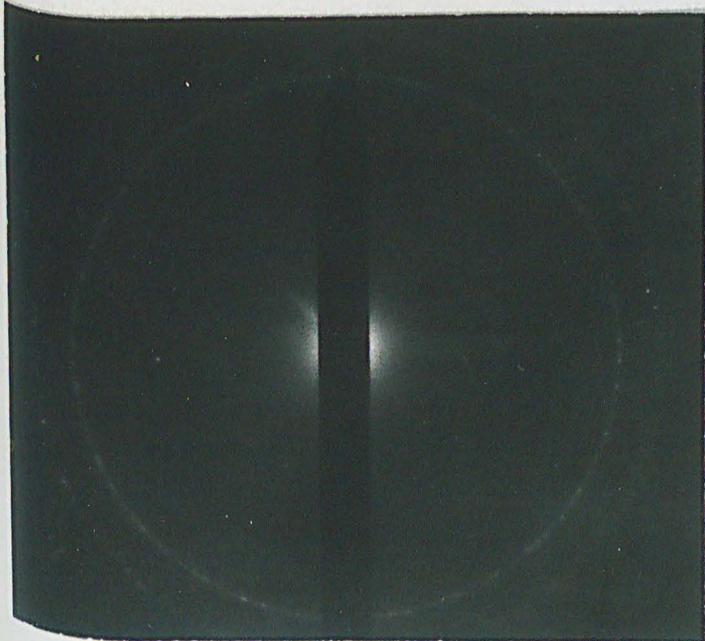
Voir les commentaires dans le  
texte. (Ch. 5, 4, 2).



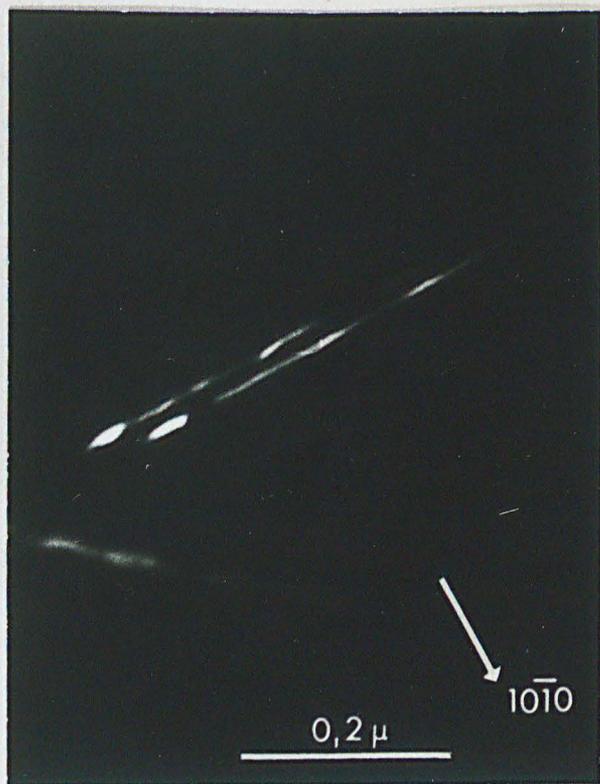
31 : Quartz de S<sup>t</sup> Paul La Roche.  
Mâcle du Brésil.



33 : Granulite d'Ansignan.  
Cristallites dans une matrice  
amorphe.



32 : Diagramme de diffraction de 33.  
On observe les anneaux relatifs aux  
liaisons Si-O et O-O sur lesquels  
se superposent les taches dues aux  
cristallites.



34 : Quartz de Pontivy.  
Image de dissociation des  
dislocations .  
(Voir texte ch. 5.5).

B I B L I O G R A P H I E

-----

- [1] AMELINCKX S., DEKEYSER W., (1959). The structure and properties of grains boundaries. *Sol. Stat. Phys.*, 8, p.325-499.
- [2] ARDELL A.J., CHRISTIE J.M., TULLIS J.A., (1973). Dislocations Substructures in deformed quartz rocks. *Cryst. Lattice Defects*, 4, p.275-285.
- [3] ARDELL A.J., CHRISTIE J.M., Mac CORNICK J.W., (1974). Dislocations images in quartz and the determination of Burgers vectors.
- [4] ARDELL A.J., Mac CORNICK J.W., CHRISTIE J.M., (1974). Diffraction Contrast experiments using high order (000 $\ell$ ) reflections.
- [5] BAETA R.D., ASHBEE K.H.G., (1967). Plastic deformation and fracture of quartz at atmospheric pressure. *Phil. Mag.* 15. p. 931.
- [6] BAETA R.D., ASHBEE K.H.G., (1969). Slip systems in quartz. I. Experiments. *Am. Min.* 54. p. 1551.
- [7] BAETA R.D., ASHBEE K.H.G., (1970). Mechanical deformation of quartz. I-Constant strain rate compression experiments. *Phil. Mag.* 22. p.601.
- [8] BAETA R.D., ASHBEE K.H.G., (1970). Mechanical deformation of quartz. II-Stress relaxation and thermal activation parameters. *Phil. Mag.* 22 p.625.
- [9] BAETA R.D., ASHBEE K.H.G., (1973). Transmission electron microscopy studies of plastically deformed quartz. *Phys. Stat. Sol.* 18. p.155.
- [10] BALDERMAN M.A., (1974). The effect of strain rate and temperature on the yield point of hydrolytically weakened synthetic quartz. *J. Geophys. Res.* 79. p.1647.

- [11] CHRISTIE J.M., GRIQQS D.T., CARTER N.L., (1964). Experimental evidence of basal slips in quartz. *J. Geol.* 72. p.734.
- [12] CHRISTIE J.M., ARDELL A.J., (1974). Substructures of deformation lamellae in quartz. *Geol.* p.405.
- [13] COMER J.J., (1972). Electron microscope study of Dauphiné microtwins formed in synthetic quartz. *J. Cryst. Growth.* 15. p.179.
- [14] COMER J.J., BERGERON C., LOWE L.F., (1973). Ion damage in synthetic quartz. *Mat. Res. Bull.* 8. p.505.
- [15] DANA'S, (1962). The system of Mineralogy. Seventh edition. vol.III. Silica Minerals. John Wiley and Sons ed.
- [16] DORN J.E., (1961). Mechanical behaviour of materials at elevated temperature. Mc. Graw Hill ed.
- [17] DOUKHAN J.C., (1971). Propriétés des dislocations dans le tellure. Thèse. Lille.
- [18] FARVACQUE J.L., (1972). Etude par la technique de Berg-Barrett, de l'évolution de la sous-structure de dislocations du tellure lors de sa déformation plastique. Thèse. Lille.
- [19] FRIEDEL J., (1964). Dislocations. Pergamon Press ed.
- [20] GRIQQS D., (1967). Hydrolytic weakening of quartz and other silicates. *Geophys. J.R. Ast. Soc.* 14, p.19.
- [21] GRIQQS D., (1974). A model of hydrolytic weakening of quartz. *J. Geophys. Mes.* 79. p.1653.
- [22] HARTLEY N.E.W., WILSHAW T.R., (1973). Deformation and fracture of synthetic  $\alpha$ -quartz. *J. Mat. Sciences.* 8. p.265.
- [23] HOBBS B.E., Mac LAREN A.C., PATERSON M.S., (1972). Plasticity of single crystals of synthetic quartz. *Geophys. Monog. Am. Geophys. Union.* 16. p.29.

- [24] HOBBS B.E., MEANS W.D., WILLIAMS P.F., (1976). An outline of structural geology. John Wiley and Sons ed.
- [25] KRAUT F., FRENCH B.M., (1971). The Rochechouart meteorite structure - France : preliminary geological results. J. Geophys. Res. J. Geophys. Res. 76. p.5407.
- [26] LAMBERT Ph., (1975). Dommages dans le quartz soumis au métamorphisme de choc par observation en microscopie électronique à balayage. Bull. B.R.G.M., sect.IV. 1. p.31.
- [27] Mac LAREN A.C., PHAKEY P.P., (1965). A transmission electron microscope study of amethyst and citrine. Aust. J. Phys. 18. p.135.
- [28] Mac LAREN A.C., PHAKEY P.P., (1966). TEM studies of bubbles and dislocations in amethyst and citrine quartz. Aust. J. Phys. 19. p.19.
- [29] Mac LAREN A.C., PHAKEY P.P., (1966). TEM studies of Brazil twins boundaries in amethyst quartz.
- [30] Mac LAREN A.C. RETCHFORD J.A., GRIQQS D.T., CHRISTIE J.M., (1967). TEM study of Brazil twins and dislocations experimentally produced in natural quartz. Phys. Stat. Sol. 19. p.631.
- [31] Mac LAREN A.C., RETCHFORD J.A., (1969). TEM study of the dislocations in plastically deformed synthetic quartz. Phys. Stat. Sol. 33. p.657.
- [32] Mac LAREN A.C., HOBBS B.E., (1972). TEM investigation of some naturally deformed quartzites. Geophys. Monog. Am. Geophys. Union. 16. p.55.
- [33] PASCAL P., (1965). Nouveau traité de chimie minérale. Tome VIII. Deuxième fascicule. Masson et C<sup>1e</sup> ed.
- [34] POIRIER J.P., (1976). Plasticité à haute température des solides cristallins. Eyrolles ed.

- [35] TULLIS J., TULLIS T., (1972). Preferred orientation of quartz produced by mechanical Dauphine twinning : Thermodynamics and axial experiments. Geophys. Am. Geophys. Union. p.67.
- [36] VERNON R.H., (1976). Metamorphic Processes. Reactions and microstructure development. Georges Allen and Unwin Ltd. ed.
- [37] WHITE S., (1971). Natural creep deformation of quartzites. Nat. Phys. Science. 52. p.175.
- [38] WHITE S., (1973). The dislocations structures responsible for the optical effects in some naturally deformed quartzes. 8. p.490.
- [39] WHITE S., (1973). Dislocations and bubbles in vein quartz. Nat. Phys. Science. 243. p.11.
- [40] WHITE S., (1975). The effects of polyphase deformation on the intracrystalline defect structures of quartz. I. The defect structures. N. Jb. Miner. Abh. 123. p.219.
- [41] WHITE S., (1975). The effects of polyphase deformation on the intracrystalline defect structures of quartz. II. Origin of the defect structures. N. Jb. Miner. Abh. 123. p.237.
- [42] WHITE S., (1975). Estimation of strain rates from microstructures. J. Geol. Soc. 131. p.577.
- [43] WHITE S., (1976). The effect of strain on the microstructures, fabrics and deformation mechanisms in quartzites. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. p.69.
- [44] WILKENS M., (1967). Application of X-rays topography to the analysis of the dislocations arrangement in deformed copper singled crystals. Canad. J. Phys. 45. p.567.

A N N E X E S



ANNEXE 1. : Tableaux des angles entre plans cristallographiques, des coefficients de diffusion atomique de Si et de O, des facteurs de structures et distances d'extinction, des réflexions utilisées par Berg-Barrett et des différents sous-joints stables du quartz.

ANNEXE 2. : Projections stereographiques standard  $(0001)$   $(10\bar{1}0)$   $(11\bar{2}0)$   $(10\bar{1}1)$ .

ANNEXE 3. : Formule de Frank. Application au cas du quartz.

ANNEXE 4. : Différentes coupes du réseau réciproque.

Angles entre les plans  $(h_1k_1i_1\ell_1)$  et  $(h_2k_2i_2\ell_2)$ .

$h_1k_1i_1\ell_1$	$h_2k_2i_2\ell_2$	$\theta_0$	$h_1k_1i_1\ell_1$	$h_2k_2i_2\ell_2$	$\theta_0$
0001	20 $\bar{2}$ 1	68,51			
	30 $\bar{3}$ 2	62,30			
	10 $\bar{1}$ 1	51,78			
	20 $\bar{2}$ 3	40,25			
	10 $\bar{1}$ 2	32,42			
	10 $\bar{1}$ 3	22,94			
	10 $\bar{1}$ 4	17,62			
	10 $\bar{1}$ 5	14,25			
	10 $\bar{1}$ 6	11,95			
	11 $\bar{2}$ 1	65,55			
	11 $\bar{2}$ 2	47,72			
	11 $\bar{2}$ 3	36,25			
	11 $\bar{2}$ 4	28,81			
	11 $\bar{2}$ 5	23,75			
	11 $\bar{2}$ 6	20,13			
	21 $\bar{3}$ 1	73,42			
	21 $\bar{3}$ 2	59,24			
	21 $\bar{3}$ 3	48,24			
	21 $\bar{3}$ 4	40,05			
	21 $\bar{3}$ 5	33,90			
	21 $\bar{3}$ 6	29,26			
	31 $\bar{4}$ 1	77,68			
	31 $\bar{4}$ 2	66,41			
	31 $\bar{4}$ 3	56,77			
31 $\bar{4}$ 4	48,86				
31 $\bar{4}$ 5	42,48				
31 $\bar{4}$ 6	37,35				
10 $\bar{1}$ 0	31 $\bar{4}$ 0	13,89			
	21 $\bar{3}$ 0	19,10			
	11 $\bar{2}$ 0	30,00			
	12 $\bar{3}$ 0	40,89			
	13 $\bar{4}$ 0	46,10			
	01 $\bar{1}$ 0	60,00			
	$\bar{1}$ 4 $\bar{3}$ 0	73,89			
	$\bar{1}$ 3 $\bar{2}$ 0	79,10			
	$\bar{1}$ 2 $\bar{1}$ 0	90,00			

TABLEAU 4.

Valeurs des coefficients de diffusion atomique de Si et de O.

$\frac{\sin \theta}{\lambda}$	0,00	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,00	1,10	1,20
$f_o$	2,01	1,95	1,80	1,62	1,42	1,22	1,04	0,88	0,75	0,54	0,40	0,31	0,24	0,19	0,16	0,13	0,11
$f_{si}$	6,00	5,26	4,40	3,41	2,59	1,97	1,54	1,23	1,02	0,74	0,58	0,47	0,38	0,32	0,27	0,23	0,20

TABLEAU 5. : (D'après HIRSCH P.B., HOWIE A., NICHOLSON R.B., PASHLEY D.W., WHELAN M.J.  
 "Electron Microscopy of thin Crystals". Butterworths 1965. p.492).

Valeurs de  $\frac{1}{d} d |Fg|^2 \xi g$  pour quelques (hki $\bar{l}$ )

$g = \{hki\bar{l}\}^*$	$\frac{1}{d} A^{-1}$	dA	$ Fg ^2$	$\xi g$	$g$	$\frac{1}{d}$	d	$ Fg ^2$	$\xi g$
{0001}	0,185	5,405	0		{12 $\bar{3}$ 0}	0,622	1,608	1,959	6850
{0002}	0,370	2,703	0		{12 $\bar{3}$ 1}	0,649	1,541	16,567	2350
{0003}	0,555	1,802	0,833	10500				8,544	3280
{0004}	0,740	1,351	0		{12 $\bar{3}$ 2}	0,724	1,382	12,667	2700
{0005}	0,925	1,081	0					4,632	4460
{0006}	1,110	0,901	2,060	6680	{12 $\bar{3}$ 3}	0,834	1,200	2,852	5970
								15,832	2410
{10 $\bar{1}$ 0}	0,235	4,255	26,659	1860	{12 $\bar{3}$ 4}	0,967	1,035	1,127	9040
{10 $\bar{1}$ 1}	0,299	3,343	56,601	1280				4,785	4390
			134,647	827	{12 $\bar{3}$ 5}	1,115	0,897	2,506	6060
{10 $\bar{1}$ 2}	0,438	2,281	20,842	2100				1,062	9310
			4,702	4420	{12 $\bar{3}$ 6}	1,272	0,786	3,841	4890
{10 $\bar{1}$ 3}	0,603	1,659	1,116	9080				0,536	13100
			8,869	3220					
{10 $\bar{1}$ 4}	0,776	1,288	15,124	2470	{13 $\bar{4}$ 0}	0,847	1,180	15,254	2460
			0,809	10700	{13 $\bar{4}$ 1}	0,867	1,153	7,372	3530
{10 $\bar{1}$ 5}	0,954	1,048	1,143	8390				0,194	21800
			14,775	2500	{13 $\bar{4}$ 2}	0,925	1,081	11,676	2810
{10 $\bar{1}$ 6}	1,135	0,881	2,71	5830				5,432	4120
			0,321	16900	{13 $\bar{4}$ 3}	1,013	0,987	0,406	15000
								0,451	14300
{11 $\bar{2}$ 0}	0,407	2,457	21,766	2060	{13 $\bar{4}$ 4}	1,125	0,889	0,564	12800
{11 $\bar{2}$ 1}	0,477	2,236	6,267	3830				2,408	6180
{11 $\bar{2}$ 2}	0,550	1,818	28,355	1800	{13 $\bar{4}$ 5}	1,255	0,797	1,038	9410
{11 $\bar{2}$ 3}	0,688	1,453	6,971	3630				0,301	17500
{11 $\bar{2}$ 4}	0,845	1,184	12,103	2760	{13 $\bar{4}$ 6}	1,397	0,716	0,486	13800
{11 $\bar{2}$ 5}	1,011	0,989	3,944	4830				0,825	10600
{11 $\bar{2}$ 6}	1,182	0,846	0,782	10800					

TABLEAU 6. : La symétrie du quartz entraîne que les réflexions du type {11 $\bar{2}$ n} n'ont qu'une valeur. Par contre, pour les réflexions {10 $\bar{1}$ n}, il existe deux valeurs. Les plus intenses sont {10 $\bar{1}$ 1}.

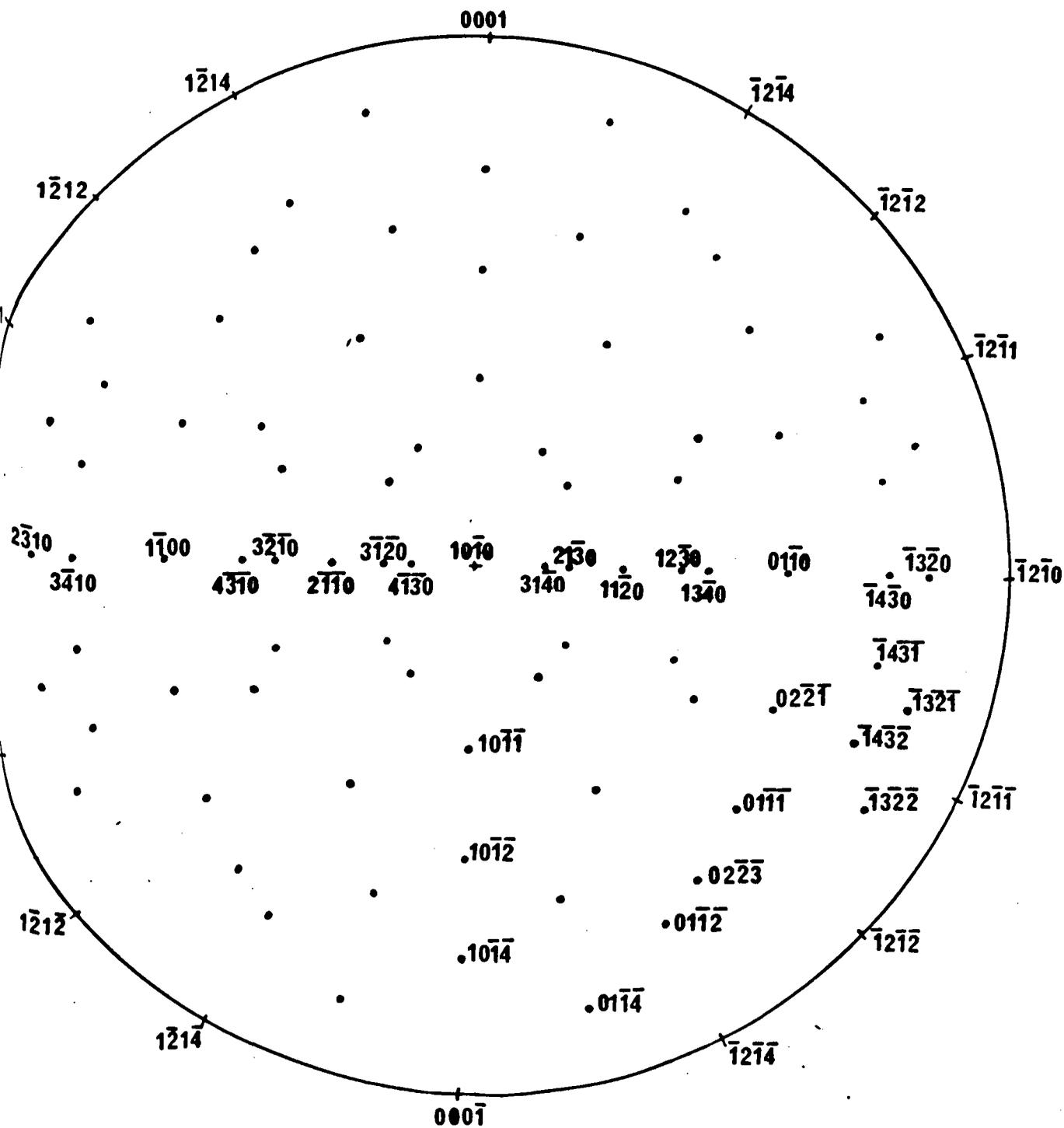
Surfaces observées	Plans réflecteurs	Angle de Bragg	Angles entre plans	$F_{hkl}$
(10 $\bar{1}$ 0)	<10 $\bar{1}$ 0>	10,43°	0	5,16
	<20 $\bar{2}$ 0>	21,22°	0	4,20
	<40 $\bar{4}$ 0>	46,39°	0	1,17
(0001)	<0003>	25,31°	0	0,913
	<0006>	58,76°	0	1,43
	<10 $\bar{1}$ 4>	36,73°	17,62°	3,89
	<11 $\bar{2}$ 4>	40,58°	28,81°	3,48
	<11 $\bar{2}$ 5>	51,12°	23,74°	1,98
(11 $\bar{2}$ 0)	<22 $\bar{4}$ 0>	38,85°	0	2,85
	<33 $\bar{6}$ 0>	70,15°	0	1,98
	<12 $\bar{3}$ 1>	29,98°	19,75°	4,07
	<12 $\bar{3}$ 2>	33,87°	32,45°	3,56
	<13 $\bar{4}$ 1>	41,92°	20,17°	2,71
	<13 $\bar{4}$ 2>	45,41°	28,30°	3,41

TABLEAU 7. : Réflexions utilisées en Berg-Barrett.

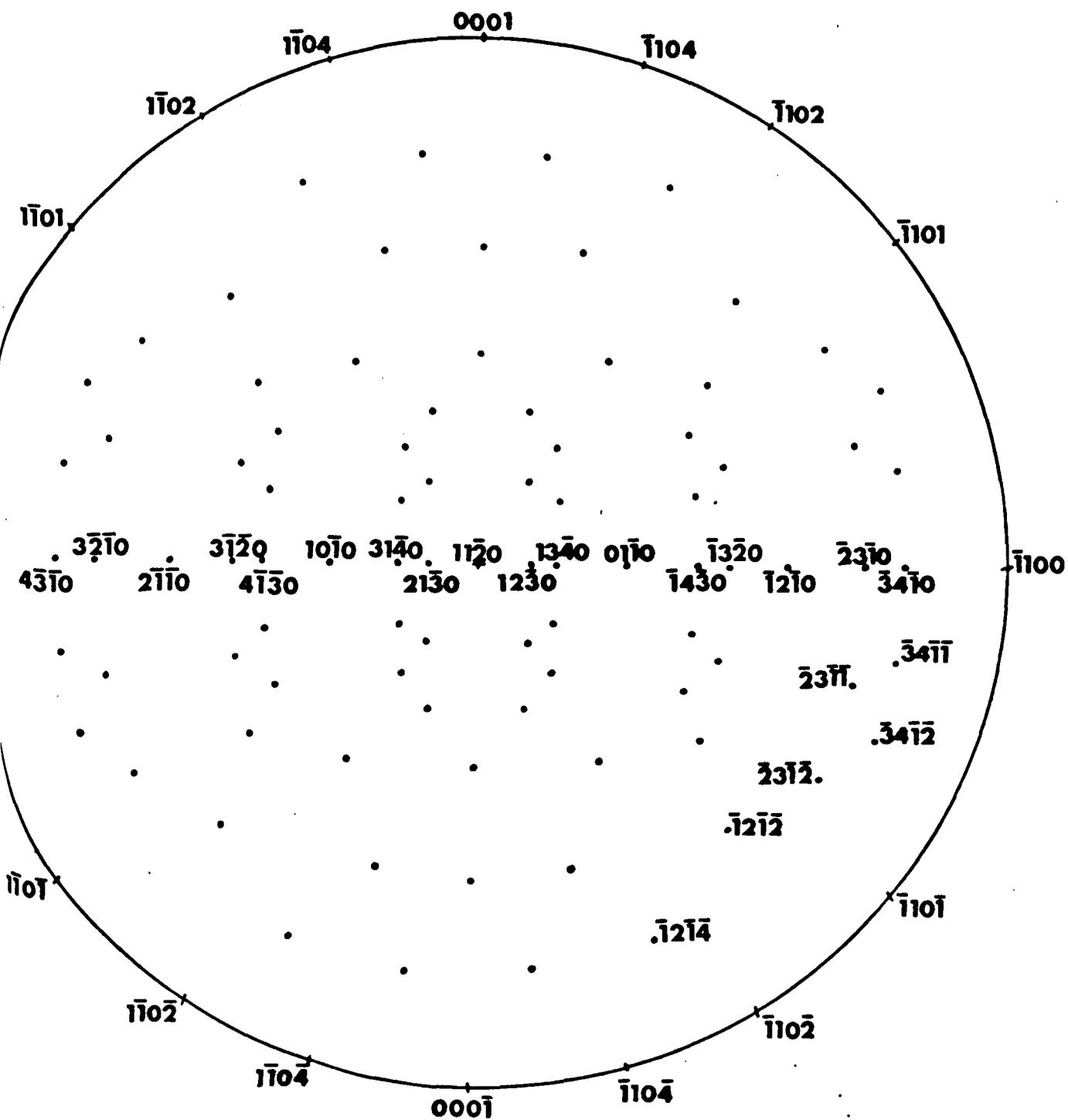
TYPE	$\vec{v}$	$\vec{\Omega}$	FAMILLE	NATURE - PLAN DU JOINT	DENSITE
1 vecteur de Bürgers	$\vec{a}$	$\vec{c}$	1 de $\vec{a}$ coin	flexion - prismatique 2ème esp.	$\rho = \frac{\theta}{a}$
1 vecteur de Bürgers	$\vec{c}$	$\vec{a}$	1 de $\vec{c}$ coin	flexion - plan de base	$\rho = \frac{\theta}{c}$
2 vecteurs de Bürgers	$\vec{a} \wedge \vec{c}$	$\vec{a} \wedge \vec{c}$	1 de $\vec{c}$ vis 1 de $\vec{a}$ vis	torsion - prismatique 1ère esp.	$\rho_a = \frac{\theta}{a}$ $\rho_c = \frac{\theta}{c}$
2 vecteurs de Bürgers	$\vec{c}$	dans (0001)	2 de $\vec{c}$ coin glissiles dans 2 plans prism. diff.	flexion - plan de base	$\rho_1 = \frac{2\theta}{\sqrt{3}c} \sin(\vec{a}_2, \vec{\Omega})$ $\rho_2 = \frac{2\theta}{\sqrt{3}c} \sin(\vec{a}_1, \vec{\Omega})$
2 vecteurs de Bürgers	dans (0001)	$\vec{c}$	2 de $\vec{a}$ coin	flexion - prismatique	$\rho_1 = \frac{2\theta}{\sqrt{3}a}$ $\rho_2 = \frac{\theta}{a}$
2 vecteurs de Bürgers	Normale à $\{10\bar{1}1\}$	dans $\{10\bar{1}1\}$	1 famille de $\vec{a}$ 1 famille de $\vec{c}$	flexion - plan pyramidal	$\rho_a = \theta \cdot \frac{\vec{a}_1 \cdot \vec{\mu}}{ \vec{a}_1 ^2}$ $\rho_c = \theta \cdot \frac{\vec{c} \cdot \vec{\mu}}{ \vec{a}_1 ^2}$
3 vecteurs de Bürgers	$\vec{c}$	$\vec{c}$	3 de $\vec{a}$ vis	torsion - plan de base	$\rho_1 = \rho_2 = \rho_3 = \frac{\theta}{\sqrt{3}a}$
$\vec{v}$ : normale au plan du joint ; $\vec{\Omega}$ : axe de rotation ; $\theta$ : valeur de la rotation					

TABLEAU 8. : différents types de sous-joints à, au plus, 3 familles de dislocations dans le cas du quartz.

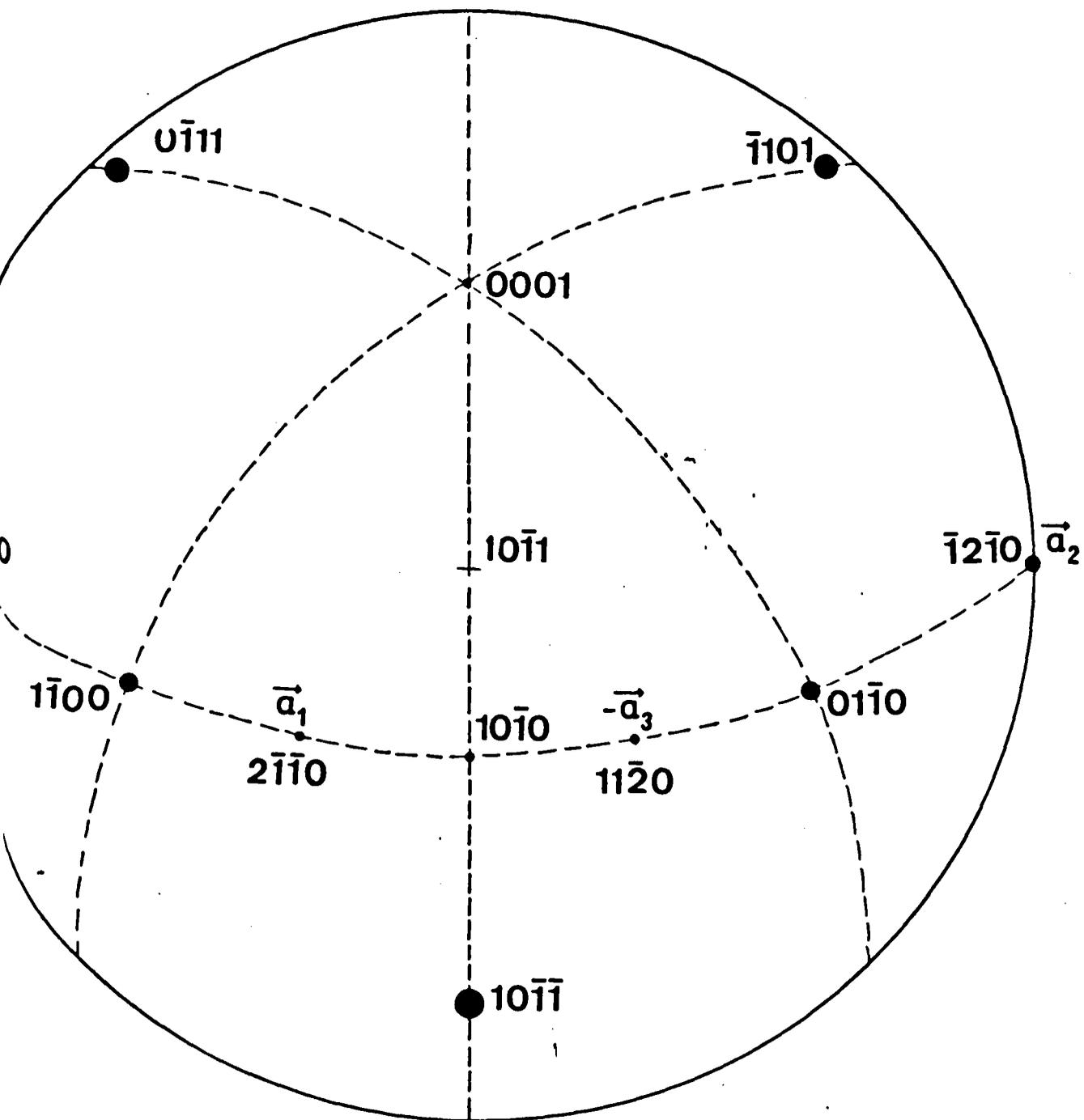




Annexe 22. Projection stéréographique du quartz, pôle (10 $\bar{1}$ 0)  
(demi-sphère supérieure).



Annexe 23. Projection stéréographique du quartz, pôle (11 $\bar{2}0$ )  
(demi-sphère supérieure).



Annexe 24. Projection stéréographique du quartz, pôle  $(10\bar{1}1)$   
(demi-sphère supérieure).

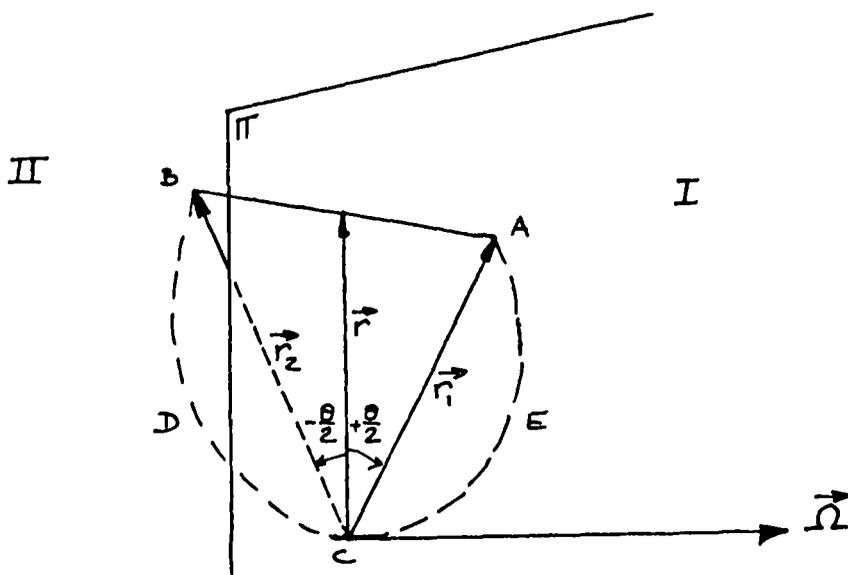
La grosseur des taches est proportionnelle à l'intensité  
des réflexions.

ANNEXE 3.

Formule de Frank. Application au cas du quartz.

I. - FORMULE DE FRANK - DEMONSTRATION. [44]

Considérons deux grains I et II d'un même cristal et désorientés l'un par rapport à l'autre d'un angle  $\theta$ .



Soit  $\vec{\Omega}$  l'axe de rotation, contenu dans le plan du joint pour un sous-joint de flexion, et  $\vec{v}$  la normale au plan du joint. Considérons un vecteur  $\vec{r}$  quelconque du plan du joint. La rotation  $\theta$  transforme  $\vec{r}$  en  $\vec{r}_1$  dans le grain I et en  $\vec{r}_2$  dans le grain II.

Dans un cristal parfait, un circuit tel que AECDB (circuit de Burgers) serait fermé. Ici, la désorientation provoque un défaut de fermeture  $\vec{AB} = \vec{B}$  qui est égal à la somme des vecteurs de Burgers des dislocations entourées par le circuit. Géométriquement,  $\vec{B}$  est perpendiculaire à  $\vec{r}$  et  $\vec{\Omega}$ , donc colinéaire à  $\vec{r} \wedge \vec{\Omega}$ . Son module est égal à  $2|\vec{r}| \sin \frac{\theta}{2}$ . ( $\vec{\Omega}$  est un vecteur unitaire). Par conséquent, la formule de Frank s'écrit :  $\vec{B} = \sum \vec{b}_i = 2(\vec{r} \wedge \vec{\Omega}) \sin \frac{\theta}{2}$ . Pour des sous-joints à faible désorientation  $\sin \frac{\theta}{2} \approx \frac{\theta}{2}$ , la formule se simplifie en :

$$\vec{B} = (\vec{r} \wedge \vec{\Omega}) \theta$$

Cette formule permet de déterminer les différents sous-joints bâtis avec des familles de dislocations. Un sous-joint quelconque ( $\vec{\Omega}$ ,  $\vec{v}$  quelconque) peut toujours être bâti avec trois familles de dislocations. Appliquons cette formule au cas du quartz.

- DIFFERENTS SOUS-JOINTS POSSIBLES DANS LE CAS DU QUARTZ  $\bar{A}$ , AU PLUS, TROIS FAMILLES DE DISLOCATION.

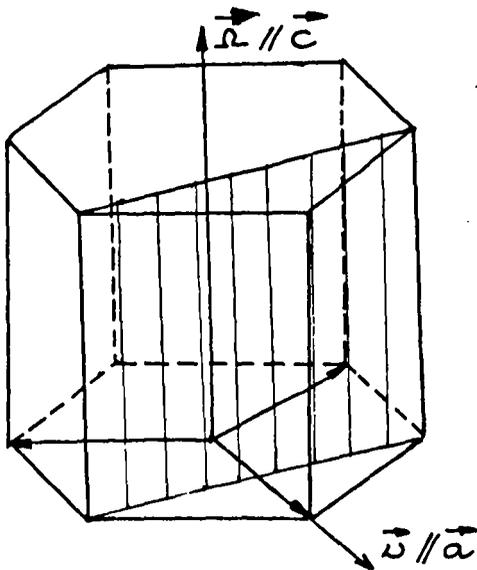
2.1. Sous-joints à une famille de dislocation.

Pour bâtir un tel sous-joint, il faut utiliser des dislocations coin, de plus la position d'énergie minimale correspond à des lignes de dislocations parallèles et équidistantes.

2.1.1. Sous-joints formés d'une famille de  $\bar{a}$  coin.

Le plan du joint est un plan prismatique  $\{11\bar{2}0\}$  (perpendiculaire à  $\bar{b}$ ). Ici  $\bar{b} = \bar{a}_1 \bar{a}_2$  ou  $\bar{a}_3$ .

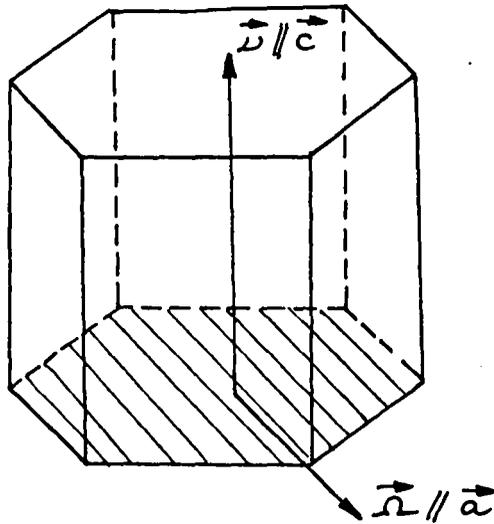
La formule de Frank donne  $\bar{B} = \rho \bar{a}$ . La densité de dislocation est donc  $\rho = \frac{\theta}{a}$



Les lignes de dislocation ont une orientation quelconque mais sont toujours parallèles ( $\vec{\Omega}$  est parallèle aux lignes de dislocations).

2.1.2. Sous-joints formés d'une famille de  $\bar{c}$  coin.

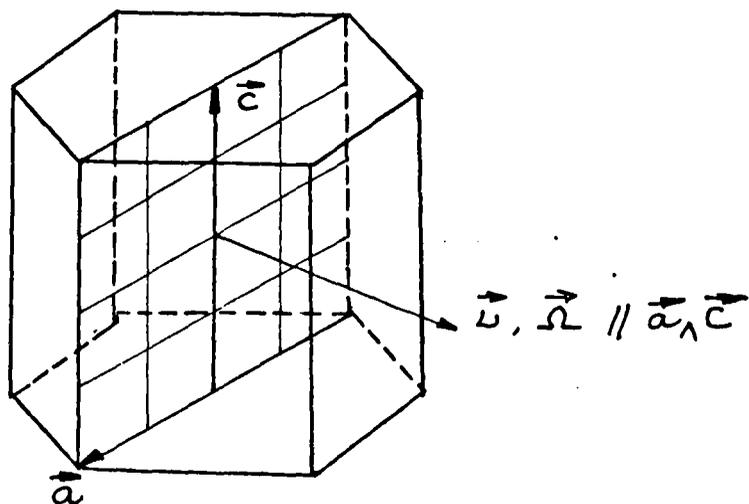
Le plan du joint est le plan de base.  $\vec{v}$  est colinéaire à  $\bar{c}$ .  $\vec{\Omega}$  est parallèle aux lignes de dislocations.  $\vec{B} = \rho \vec{c}$ . La densité est  $\rho = \frac{\theta}{c}$



2.2. Sous-joints formés de deux familles de dislocations.

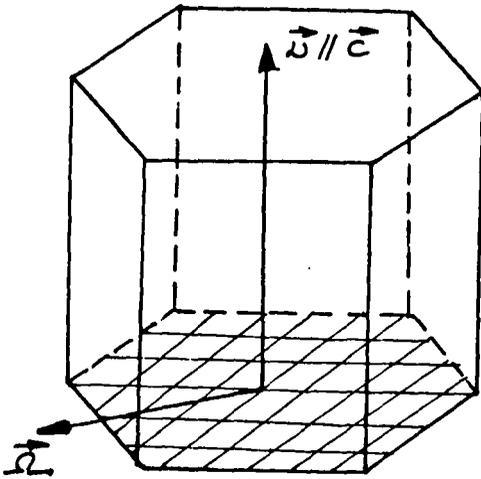
2.2.1. Deux familles de dislocations vis.

Les lignes de dislocations sont nécessairement orthogonales. Le seul cas à envisager est celui de dislocations  $\bar{a}$  vis et  $\bar{c}$  vis. Le plan du joint est donc un plan  $\{10\bar{1}0\}$ . Ceci conduit à un sous-joint de torsion. Les densités sont  $\rho_a = \frac{\theta}{a}$   $\rho_c = \frac{\theta}{c}$



2.2.2. Deux familles de dislocation coin

- Deux familles de  $\bar{c}$  coin. Il est possible de bâtir un tel sous-joint avec deux familles de  $\bar{c}$  coin glissiles dans deux plans prismatiques différents. Le plan du joint est le plan de base.  $\vec{v}$  est parallèle à  $\bar{c}$ ,  $\vec{\Omega}$  est dans le plan de base.

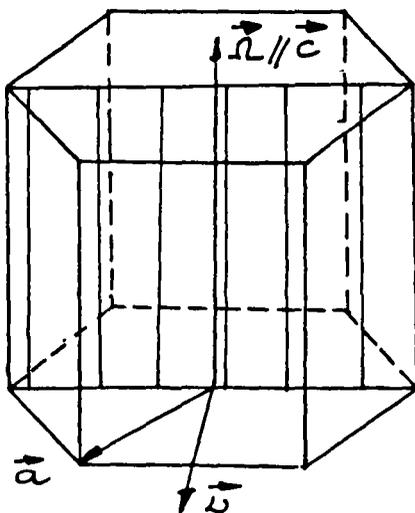


Sous-joint de flexion.

$$\rho_{c_1} = \frac{2\theta}{\sqrt{3}c} \sin(\vec{a}_2, \vec{\Omega})$$

$$\rho_{c_2} = \frac{2\theta}{\sqrt{3}c} \sin(\vec{a}_1, \vec{\Omega})$$

- Deux familles de  $\bar{a}$  coin. Les lignes de dislocations sont parallèles. Le plan du joint est un plan prismatique.  $\vec{\Omega}$  est colinéaire à  $\bar{c}$ . Ce cas général englobe le cas du sous-joint dans un plan prismatique de 1<sup>ère</sup> espèce-flexion.

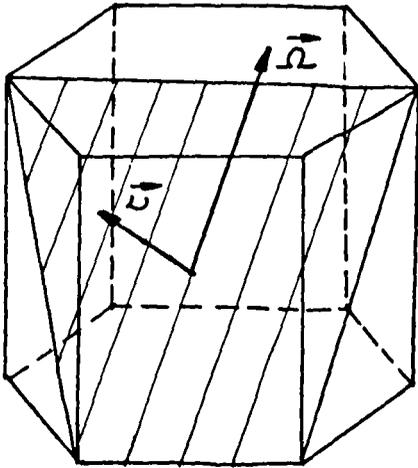


$$\rho_{a_1} = \frac{2\theta}{\sqrt{3}a}$$

$$\rho_{a_2} = \frac{\theta}{a}$$

- Une famille de  $\bar{a}$  mixte et une famille de  $\bar{c}$  mixte. Soit une famille de  $\bar{a}$  glissiles dans un plan prismatique et une famille de  $\bar{c}$  glissiles dans le même plan. Les lignes de dislocations sont paral-

lèles à l'intersection du plan du joint et du plan de glissement.



Le plan du joint est un plan pyramidal.  $\vec{n}$  est parallèle aux lignes de dislocations.

$$\rho_a = \theta \cdot \frac{\vec{a}_1 \cdot \vec{v}}{|\vec{a}'_1|^2}$$

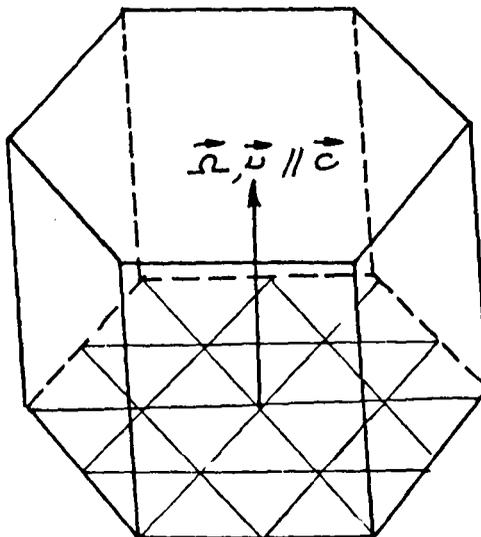
$$\rho_c = \theta \cdot \frac{\vec{c} \cdot \vec{v}}{|\vec{a}'_1|^2}$$

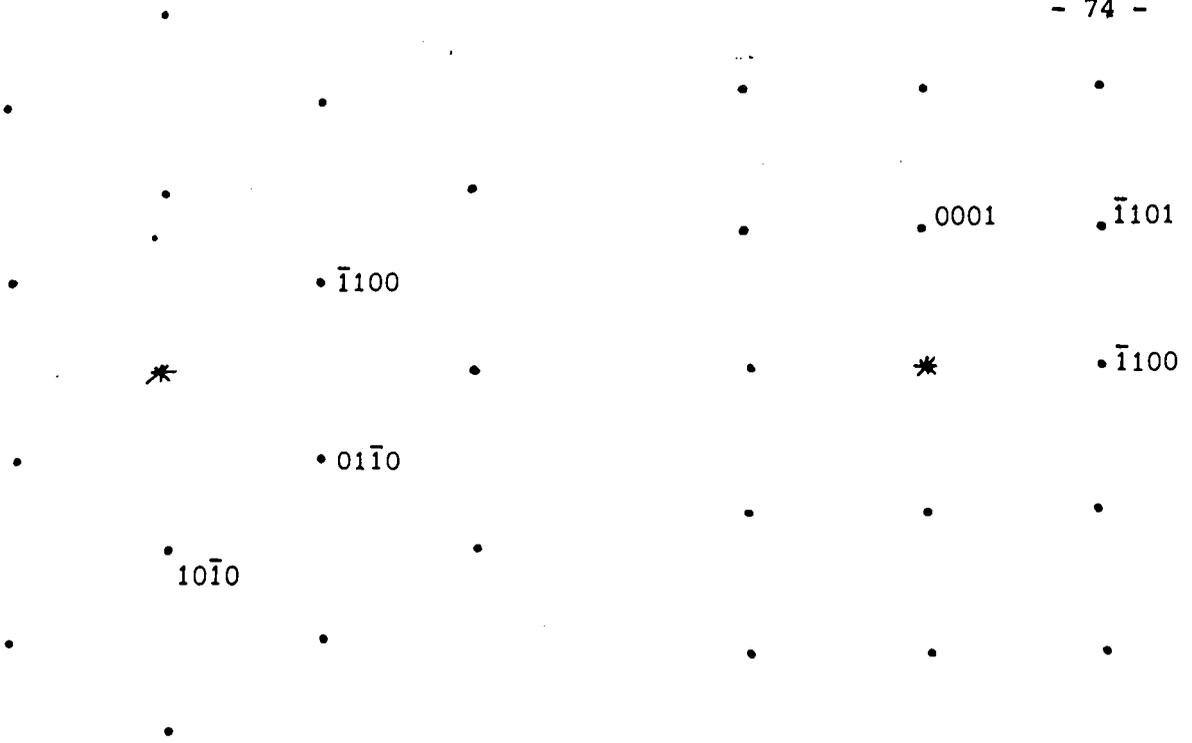
$$\vec{a}'_1 = \vec{a}_1 \wedge \vec{c}$$

2.3. Sous-joints formés de trois familles de dislocation.

Nous envisageons le cas de trois familles de dislocation vis dans le plan de base. Ce sous-joint est un sous-joint de torsion. On démontre que dans ce cas, les trois densités sont égales.

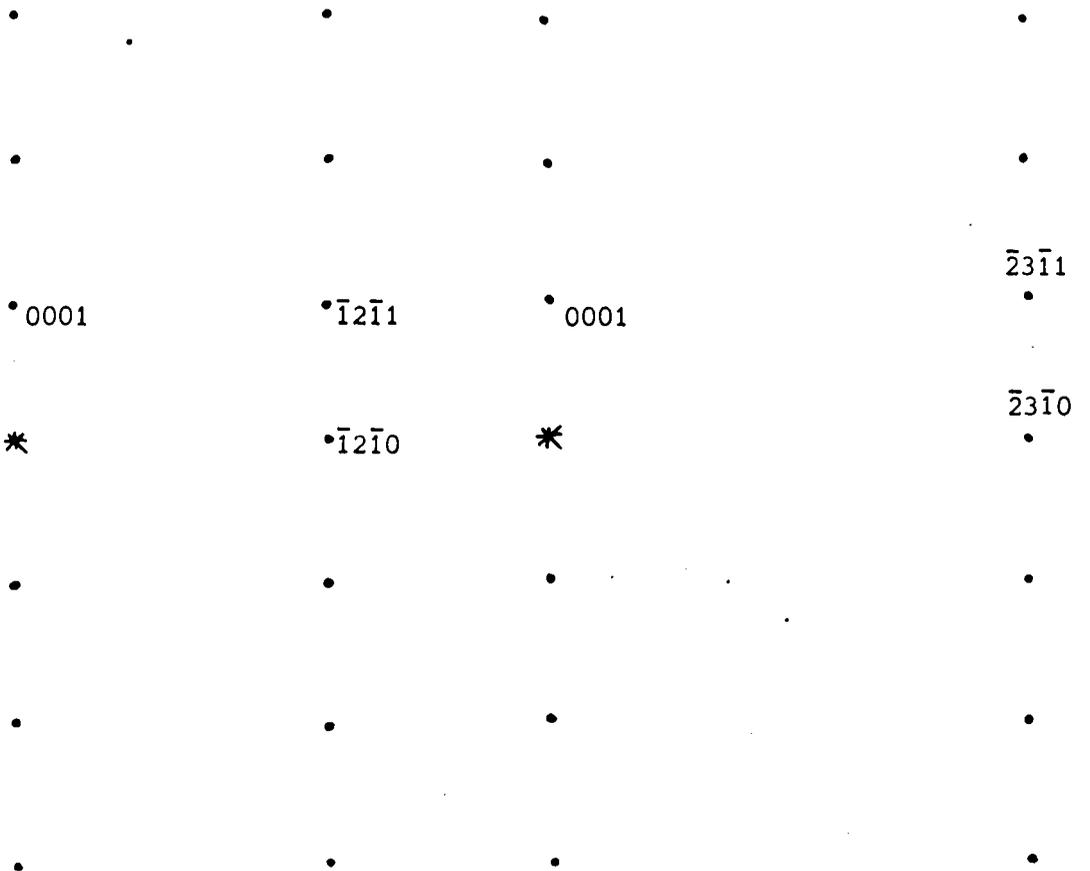
$$\rho_1 = \rho_2 = \rho_3 = \frac{\theta}{\sqrt{3}a}$$





Coupe plan de base

Coupe  $(11\bar{2}0)$



Coupe  $(10\bar{1}0)$

Coupe  $(41\bar{5}0)$   
 (à  $11^\circ$  de  $(10\bar{1}0)$ )

•  $\bar{1}011$  •

•  $\bar{1}011$

•  $\bar{2}201$

\*

•  $\bar{1}100$  •

\*

•  $\bar{1}2\bar{1}0$

Coupe à 48° de (0001)

Coupe à 52° de (0001)

•  $\bar{1}\bar{1}21$

•  $\bar{2}021$  •

•  $\bar{1}101$

\*

•  $\bar{1}100$  •

\*

•  $12\bar{1}0$

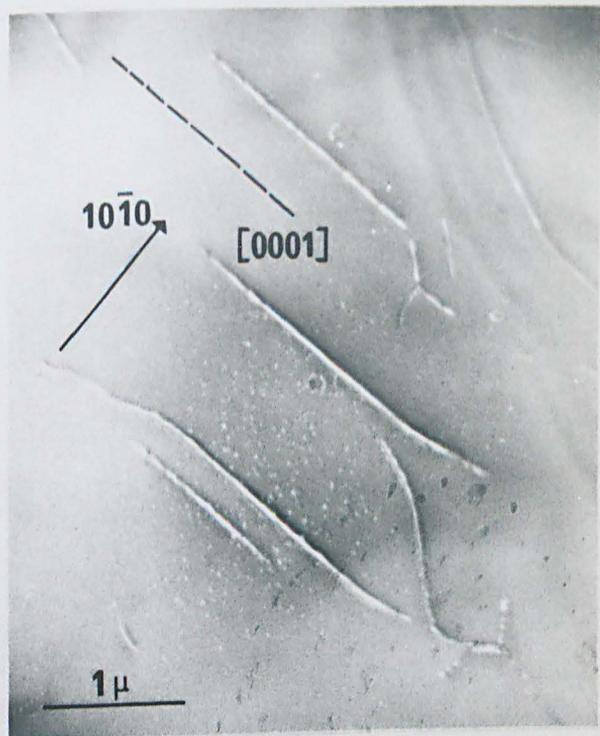
•  $01\bar{1}\bar{1}$

à 66° de (0001)

Coupe à 32° de (0001)



16 : Quartz de Pontivy.  
Les dislocations ont pour vecteur de Burgers  $\vec{a}$ .



17 : Quartz de Pontivy.  
Caractère à coin prédominant, les dislocations se projettent suivant  $\vec{c}$ .



18 : Quartz de St Paul La Roche.  
Les dislocations ( $\vec{a}$ ) ont des composantes vis et coin.



19 : Granulite d'Ansignan.  
Les lignes de dislocations sont gauches.