



Déformation et transformation de phase induites par ondes de choc dans les silicates. Caractérisation par la microscopie électronique en transmission

Hélène Tattevin

► To cite this version:

Hélène Tattevin. Déformation et transformation de phase induites par ondes de choc dans les silicates. Caractérisation par la microscopie électronique en transmission. Pétrographie. Université Rennes 1, 1987. Français. NNT : . tel-00675863

HAL Id: tel-00675863

<https://theses.hal.science/tel-00675863>

Submitted on 2 Mar 2012

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

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

H. TATTEVIN

ISSN 0755-978X

ISBN 2-905532-12-2

**déformation et
transformation de phase
induites par ondes de choc
dans les silicates**

CARACTERISATION PAR MICROSCOPIE

ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION

MEMOIRES ET DOCUMENTS

du Centre Armoricaïn

d'Etude Structurale

des Socles

n° 13

Rennes 1987



**MEMOIRES ET DOCUMENTS
DU
CENTRE ARMORICAIN D'ETUDE STRUCTURALE DES SOCLES**

N°13

H.TATTEVIN

**Deformation et transformation de phase induites par
ondes de choc dans les silicates.
Caractérisation par la microscopie electronique en transmission.**

**Thèse de Doctorat de l'Université de Rennes I
soutenue le 24 Juin 1987**

**Centre Armoricain d'Etude Structurale des Socles
LP CNRS n°4661
Université de Rennes I
Campus de Beaulieu
F-35042 - RENNES Cédex
(France)**

1987

ISSN : 0755-978 X

ISBN : 2-905532-12-2

Centre Armoricaïn d'Etude Structurale des Socles

LP CNRS n°4661

Université de Rennes I - Campus de Beaulieu

F-35042 - RENNES Cédex (France)

H. TATTEVIN (1987)

Déformation et transformation de phase induites par ondes de choc dans les silicates. Caractérisation par la microscopie électronique en transmission.

Mém. Docum. Centre Arm. Et. Struct. Socles, Rennes, 13 ; 150p.

Nombreuses sont les personnes
qui par leur amitié et leurs compétences
ont été mises à contribution.
Qu'elles reçoivent mes plus vifs remerciements.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I. INTRODUCTION A L'ETUDE DES STRUCTURES D'IMPACT	3
I - <u>GENERALITES SUR LES STRUCTURES D'IMPACT</u>	5
A) ROLE DES METEORITES DANS L'HISTOIRE DE LA TERRE	5
B) LES STRUCTURES D'IMPACT TERRESTRES	7
1) Reconnaissance et description des structures d'impact	7
2) Répartition des cratères d'impact dans le monde	9
II - <u>MECANISMES DE FORMATION D'UNE STRUCTURE D'IMPACT</u>	11
A) ETUDE EXPERIMENTALE DE LA FRACTURATION LIEE AUX IMPACTS	11
B) ETUDE EXPERIMENTALE DE LA FORMATION D'UN CRATERE	11
III - <u>CONTRAINTES ASSOCIEES AUX STRUCTURES D'IMPACT</u>	12
A) BASE DE LA THEORIE DES ONDES DE CHOC ET APPLICATION AUX MINERAUX	12
1) La théorie des ondes de choc	12
2) Application aux minéraux	15
B) TRANSITIONS DE PHASE ASSOCIEES AUX CONDITIONS DE CHOC	17
1) Introduction	17
2) Les phases cristallines haute pression	18
3) Les phases diaplectiques: rappels sur la transition vitreuse	19
CHAPITRE II. ETUDE GEOLOGIQUE ET PETROGRAPHIQUE DU CRATERE DE RIES	21
I - <u>CONTEXTE GEOLOGIQUE DU CRATERE DE RIES</u>	23
A) SITUATION GEOLOGIQUE DU CRATERE DE RIES	23
B) DESCRIPTION DES DIFFERENTS TYPES DE BRECHES	24
II - <u>ETUDE DES ECHANTILLONS DE RIES PAR MICROSCOPIE OPTIQUE</u>	25
A) DESCRIPTION GENERALE	25
B) LES DIFFERENTS TYPES DE DEFORMATION	27

C) MICRO-FRACTURES ET MICROSTRUCTURES PLANAIRES	31
1) Fractures et micro-fractures	31
2) Microstructures planaires	33
D) BILAN DES OBSERVATIONS PAR MICROSCOPIE OPTIQUE	34
CHAPITRE III. APPORT DES SPECTROSCOPIES INFRA-ROUGE ET RAMAN	35
(1) APPORT DE LA SPECTROSCOPIE (GENERALITES ET DONNEES INFRAROUGE)	38
I - <u>BASE DE LA SPECTROSCOPIE INFRAROUGE</u>	38
II - <u>APPLICATION A L'ETUDE DES PHASES MINERALES</u>	38
A) HYPOTHESE DU GROUPEMENT ISOLE	39
B) ETUDE DES SPECTRES DE PHASES VITREUSES	40
III - <u>ETUDES SPECTROSCOPIQUES DU QUARTZ</u>	41
A) LES PHASES HAUTE PRESSION DU QUARTZ	41
B) LES PHASES DIAPLECTIQUES DU QUARTZ	42
IV - <u>ETUDES SPECTROSCOPIQUES DES PLAGIOCLASES</u>	43
A) COMPARAISON DES SPECTRES DES PHASES CRISTALLINES DU QUARTZ ET DES PLAGIOCLASES	45
B) SPECTRES DES PHASES VITREUSES DES PLAGIOCLASES	47
1) Verres d'origine thermique	47
2) Verres d'origine diaplectique	49
V - <u>CONCLUSION</u>	54
(2) ETUDE DES MINERAUX CHOQUES PAR SPECTROSCOPIE RAMAN	55
I - <u>PRINCIPE DE LA SPECTROSCOPIE RAMAN</u>	55
II - <u>LA MICROSONDE LASER RAMAN DE L'OUEST</u>	56
A) OBTENTION DES SPECTRES	56
B) SENSIBILITE ET REGLAGE DE LA MICROSONDE	57

III - <u>ECHANTILLONS CHOISIS</u>	58
A) ECHANTILLONS DU CRATERE DE RIES	58
B) MONOCRISTAUX D'ALBITE CHOQUES EN LABORATOIRE	59
C) LABRADORITE PROVENANT DE LA STRUCTURE D'IMPACT DU LAC MISTASTIN, AU CANADA	59
D) VERRE PUR DE SiO ₂	60
IV - <u>SPECTRES ET CONDITIONS D'OBTENTION</u>	60
V - <u>INTERPRETATION</u>	62
VI - <u>CONCLUSION</u>	68
CHAPITRE IV. ETUDE PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION	69
I - <u>INTRODUCTION</u>	71
A) POUVOIR DE RESOLUTION DU MICROSCOPE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION	73
B) PREPARATION DES ECHANTILLONS	74
C) PROBLEMES LIES A L'AMINCISSEMENT IONIQUE	74
D) PLAN DE TRAVAIL	75
II - <u>DESCRIPTION DES ECHANTILLONS PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION</u>	77
A) FRACTURES	77
B) ZONES AMORPHES	81
C) ZONES CRISTALLINES	81
D) BILAN DE L'ETUDE DESCRIPTIVE	85
III - <u>CARACTERISATION DES STRUCTURES</u>	87
A) RELATIONS ENTRE LES PARTIES CRISTALLINES ET VITREUSES	87
1) Lamelles cristallines séparées par de fines zones vitreuses dans trois directions	89
2) Zones cristallines sans bordure vitreuse apparente	91
3) Zone cristalline traversée par une bande diffuse de verre micro-fracturé	93
B) CARACTERE MONOCRISTALLIN DES ECHANTILLONS	93

C) GEOMETRIE DES STRUCTURES: DETERMINATION DE LA LARGEUR DES BANDES VITREUSES	95
D) GEOMETRIE DES STRUCTURES: DETERMINATION DE L'ORIENTATION DES BANDES VITREUSES	99
1) Première méthode: Indexation à partir des diagrammes de diffraction	101
2) Deuxième méthode: Utilisation de la projection stéréographique	103
 CHAPITRE V. DISCUSSION DES RESULTATS ET DETERMINATION DU MECANISME DE DEFORMATION ASSOCIE AUX ONDES DE CHOC	 107
I - <u>VUE D'ENSEMBLE DES RESULTATS OBTENUS SUR ECHANTILLONS PROVENANT D'IMPACTS NATURELS</u>	108
A) OBSERVATION PAR MICROSCOPIE OPTIQUE	108
1) Résultats personnels	108
2) Autres travaux	108
B) ETUDES PAR SPECTROSCOPIE	108
C) OBSERVATIONS ET MESURES PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION	109
1) Résultats personnels	109
2) Autres travaux	109
II - <u>QUESTIONS SOULEVEES PAR L'OBSERVATION D'ECHANTILLONS NATURELS</u>	110
A) PERIODICITE DES STRUCTURES	110
B) ORIGINE DU VERRE INTRALAMELLAIRE	110
C) ORIENTATION DES STRUCTURES	111
III - <u>RECHERCHE DU MECANISME DE DEFORMATION: PROPOSITION D'UN MODELE</u>	112
A) CONCEPT D'INSTABILITES	112
1) Justification de la déformation hétérogène par développement d'instabilités mécaniques	112
2) Localisation des instabilités	113
3) Périodicité des instabilités	114
B) MECANISME DE DEFORMATION	115
1) Différents mécanismes envisagés	116
2) Déformation hétérogène par vitrification locale	117
C) DEDUCTION DE L'ORIENTATION DES STRUCTURES	119

D) MODELE PROPOSE	120
1) Nature et orientation des contraintes	120
2) Initiation des zones de déformation	120
3) Déformation	120
4) Géométrie des structures	121
 IV - <u>DISCUSSION DU MODELE PAR RAPPORT AUX TRAVAUX</u> <u>ANTERIEURS</u>	 122
A) PRESENTATION DES MODELES PRECEDENTS	122
1) Etudes d'échantillons choqués naturellement (structures d'impact, météorites)	122
2) Etudes d'échantillons choqués en laboratoire	122
B) MICROSTRUCTURES A 45° DE LA DIRECTION DE L'ONDE DE CHOC	123
C) ORIENTATION DES STRUCTURES PARALLELEMENT A LA DIRECTION DE L'ONDE DE CHOC	124
D) ORIENTATION DES STRUCTURES A 0°, 45°, 60° ET 90° DE LA DIRECTION DE L'ONDE DE CHOC	125
 CONCLUSION GENERALE	 127
 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	 131

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION

Il y a seulement une trentaine d'années, l'ensemble des transformations métamorphiques et structurales affectant les roches était attribué à des variations des conditions physicochimiques (P,T,contraintes ...), liées à des phénomènes tectoniques de grande ampleur (enfouissement, création de chaînes de montagnes, intrusions magmatiques ...).

L'avènement de l'exploration spatiale a entraîné la découverte d'un nouveau type de métamorphisme: le métamorphisme par choc, responsable des cratères observés à la surface de la Lune, et de la formation de roches associées caractéristiques.

Dès lors, de nombreuses structures annulaires observées sur le globe terrestre ont été réinterprétées en termes de reliques d'impacts météoritiques.

Parallèlement, une nouvelle branche de la géologie expérimentale s'est développée, faisant appel à plusieurs disciplines de la physique et de la géologie: physique et mécanique des chocs, thermodynamique, pétrologie, tectonique ...

Cette approche pluridisciplinaire, ainsi que la reproduction expérimentale de chocs, ont contribué à l'avancement des connaissances du comportement des matériaux géologiques soumis à des ondes de choc.

Plus récemment, l'évolution des techniques d'étude et d'expérimentation a entraîné une reprise des recherches sur les minéraux choqués.

L'objet du travail présenté est la caractérisation des microstructures induites par choc dans des silicates provenant du cratère de Ries, et l'interprétation de leur formation.

Les échantillons ont été observés au microscope optique, étudiés par spectrométrie Raman, et surtout caractérisés par microscopie électronique en transmission. Cette dernière méthode est en effet apparue comme étant la plus adaptée à ce type d'étude, compte tenu de la dimension des microstructures induites par choc.

Les observations effectuées et les conclusions de ce travail ont été replacées dans le contexte général des études de chocs, naturels ou expérimentaux.

Grâce aux progrès réalisés dans le domaine des techniques d'étude, une approche de plus en plus précise de la déformation par ondes de choc peut être effectuée. En particulier, la microscopie électronique en transmission offre des perspectives très encourageantes, et actuellement peu exploitées. C'est ce qui a motivé ce travail.

CHAPITRE I

INTRODUCTION A L'ETUDE DES STRUCTURES D'IMPACT

I - GENERALITES SUR LES STRUCTURES D'IMPACT

A) ROLE DES METEORITES DANS L'HISTOIRE DE LA TERRE

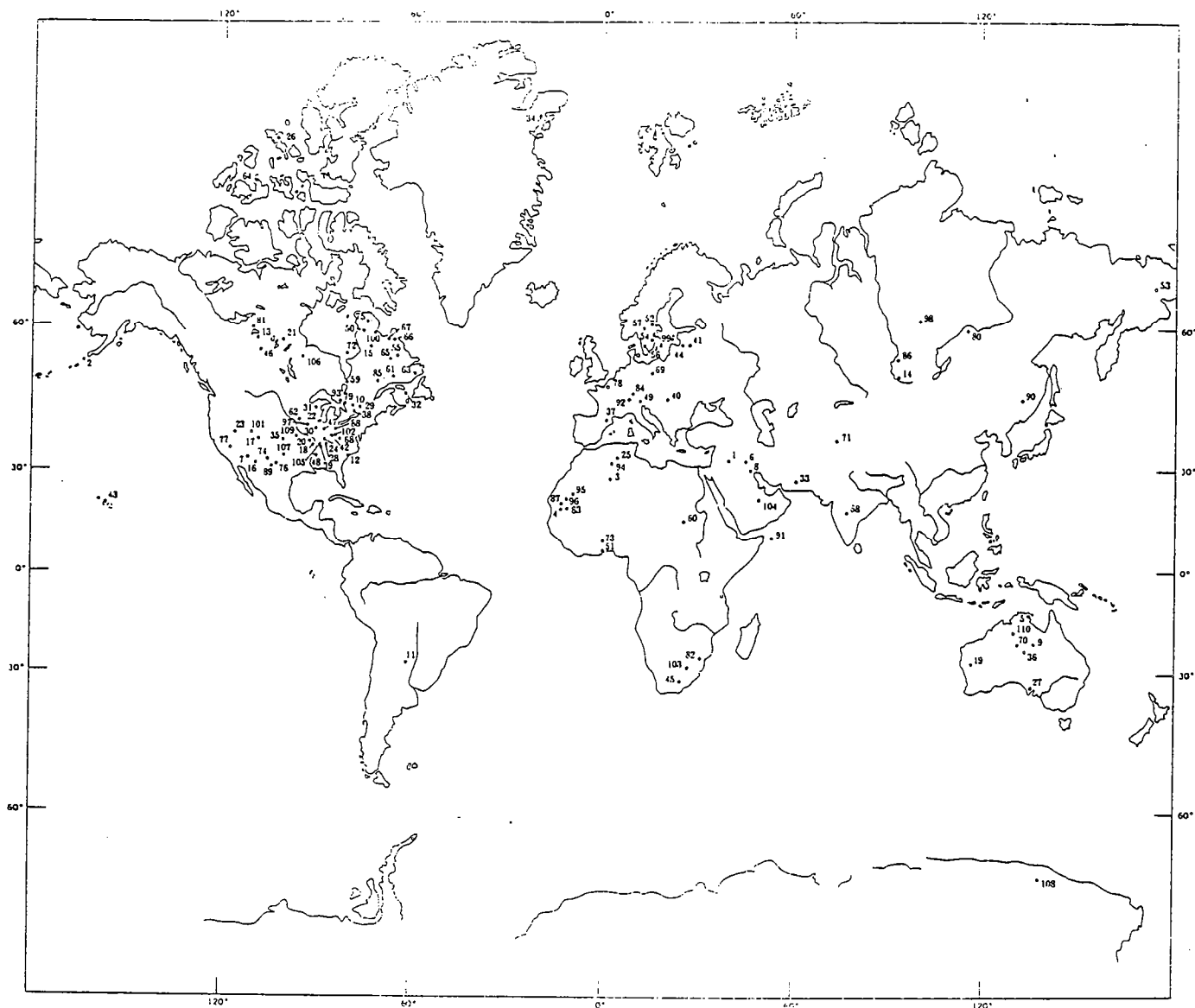
Les structures d'impact marquent la surface de plusieurs planètes du système solaire: Mercure, Mars, la Lune, certains satellites de Mars et de Saturne. L'exemple de la Lune est particulièrement intéressant: Sa surface, inerte, a conservé la trace de tous les événements qui l'ont affectée, et témoigne ainsi des premiers stades de l'histoire de la Terre.

La plupart des cratères d'impact lunaires remontent aux 700 premiers millions d'années de l'histoire de la Lune. La Terre, alors dépourvue d'atmosphère, a probablement subi ce même bombardement de météorites (Phinney et al., 1978).

Ceci suppose que plusieurs dizaines de milliers d'impacts ont marqué la surface du globe terrestre au cours de cette période, chacun développant une énergie très élevée (de l'ordre de 10^{22} Joules).

Les chutes de météorites ont donc vraisemblablement joué un rôle dans la constitution de la croûte terrestre primaire (Wetherhill, 1975). D'autres périodes de chutes importantes de météorites ont pu avoir lieu plus tard dans l'histoire du système solaire.

C'est d'ailleurs l'une des hypothèses actuellement retenues pour expliquer la disparition d'un grand nombre d'espèces animales à la fin du Mésozoïque (Alvarez et al., 1980). Des études ont été faites sur l'âge des structures d'impact terrestres reconnues (Grieve et al., 1985-86). Cette étude conclut à un bombardement périodique de la Terre, tous les 25 à 30 millions d'années. Bien que les âges calculés de cette manière correspondent à la limite Mésozoïque-Cénozoïque, l'insuffisance des données ne permet pas encore d'établir une relation directe entre les deux événements.



- 1 Al Uchaimin Crater, Iraq
- 2 Amuk Island Crater, Alas
- 3 Amgud Crater, Algeria
- 4 Amelboul Crater, Mauritania
- 5 Arnhem Land Crater, Australia
- 6 Baghlul Craters, Iraq
- 7 Barringer Crater, Ariz.
- 8 Basra Crater, Iraq
- 9 Boxhole Crater, Australia
- 10 Brent Crater, Canada
- 11 Campo del Cielo Craters, Argentina
- 12 Carolina Bays, U.S.A.
- 13 Carswell Lake structure, Canada
- 14 Chinge site, U.S.S.R.
- 15 Clearwater Lakes, Canada
- 16 Crater Elegante, Mexico
- 17 Crestone Crater, Colo.
- 18 Crooked Creek structure, Missouri
- 19 Dalgarranga Crater, Australia
- 20 Decaturville disturbance, Missouri
- 21 Deep Bay, Canada
- 22 Des Plaines disturbance, Illinois
- 23 Duckwater Crater, Nev.
- 24 Dycus disturbance, Tennessee
- 25 Dzoua Craters, Algeria
- 26 Ellef Ringnes Island Craters, Canada
- 27 Eyre Peninsula Craters, Australia
- 28 Flynn Creek structure, Tennessee
- 29 Franktown Crater, Canada
- 30 Glasford structure, Illinois
- 31 Glover Bluff structure, Wisconsin
- 32 Gulf of St. Lawrence arc, Canada
- 33 Gwarkuh Crater, Iran
- 34 Hagens Fjord Craters, Greenland
- 35 Haviland Crater, Kans.
- 36 Henbury Craters, Australia
- 37 Hérault Craters, France
- 38 Holleford Crater, Canada
- 39 Howell structure, Tennessee
- 40 Hungarian Plain, Hungary-Romania
- 41 Ilumetsa Craters, Estonia
- 42 Jephtha Knob structure, Kentucky
- 43 Ka-Imu-hoku, Hawaii
- 44 Kaali Craters, Estonia
- 45 Kalkkop structure, South Africa
- 46 Keeley Lake, Canada
- 47 Kentland structure, Indiana
- 48 Kilmichael structure, Mississippi
- 49 Kofels site, Austria
- 50 Lac Couture, Canada
- 51 Lake Bosumtwi, Ghana
- 52 Lake Oulton, Sweden
- 53 Lake Elgythyn, U.S.S.R.
- 54 Lake Humein, Sweden
- 55 Lake Michikamau, Canada
- 56 Lake Mien, Sweden
- 57 Lake Siljan, Sweden
- 58 Lamar Lake, India
- 59 Macamic Lake, Canada
- 60 Maiba Crater, Sudan
- 61 Manitowagan-Mushalagan Lakes area, Canada
- 62 Manson structure, Iowa
- 63 Mocatima Crater, Canada
- 64 Melville Island Craters, Canada
- 65 Menibek Lake area, Canada
- 66 Merewether Crater, Canada
- 67 Merriwell Lake, Canada
- 68 Middlestone Basin, Ky.
- 69 Morasko Craters, Poland
- 70 Mount Doreen Crater field, Australia
- 71 Murgab Craters, U.S.S.R.
- 72 Nastayska Islands arc, Canada
- 73 Neimewale Crater, Ghana
- 74 New Mexican Crater, N. Mex.
- 75 New Quebec Crater, Canada
- 76 Odessa Craters, Tex.
- 77 Panamint Crater, Calif.
- 78 Paris (Suzy-en-Brie and Alentours) lakes, France
- 79 Parry Sound Crater, Canada
- 80 Patonskii Crater, U.S.S.R.
- 81 Pilot Lake, Canada
- 82 Pretoria Salt Pan, South Africa
- 83 Richia Crater, Mauritania
- 84 Rieskessel, Germany
- 85 Sault au Cochons structure, Canada
- 86 Sayan Crater, U.S.S.R.
- 87 Semsiyat dune, Mauritania
- 88 Serpent Mound structure, Ohio
- 89 Sierra Madera structure, Texas
- 90 Sikhote-Alin Craters, U.S.S.R.
- 91 Socotra Crater, Socotra
- 92 Steinheim Basin, Germany
- 93 Sudbury Basin, Canada
- 94 Taleinzane Crater, Algeria
- 95 Temimichat-Ghailaman Crater, Mauritania
- 96 Tenoumer Crater, Mauritania
- 97 Tiffin Crater, Iowa
- 98 Tunguska event, U.S.S.R.
- 99 Tvären Bay, Sweden
- 100 Ungava Bay, Canada
- 101 Upheaval Dome, Utah
- 102 Versailles structure, Kentucky
- 103 Vredfort structure, South Africa
- 104 Vahar Craters, Saudi Arabia
- 105 Wells Creek area, Tennessee
- 106 West Hawk Lake, Canada
- 107 Wilbarger dome, Texas
- 108 Wilkes Land structure, Antarctica
- 109 Winkler Crater, Kans.
- 110 Wolf Creek Crater, Australia

2) Répartition des cratères d'impact dans le monde

Une centaine de structures d'impact ou présumées d'impact ont été répertoriées jusqu'à maintenant, la liste étant régulièrement modifiée. Sur la carte ci-jointe apparaît la localisation des structures d'impact présumées en 1966 (Freeberg). La carte actuelle présenterait plus de sites, notamment sur le continent Asiatique. La plupart des structures sont situées dans des cratons, le bouclier Canadien et Sibérien principalement. Comme tout vestige géologique, les chances de conservation d'un cratère depuis l'impact jusqu'à nos jours sont limitées par les phénomènes de tectonique et d'altération. Les continents Sud-Américain, Africain et Australien, moins explorés, présentent peu de sites d'impact. Sans doute plus de la moitié des cratères de plus de 10 kms de diamètre restent-ils encore à localiser, ceci ne pouvant se faire que si la structure annulaire est restée apparente.

Le plus grand cratère se trouve en Sibérie: le Popigay, dont le diamètre atteint 100 kms (Masaitis et al., 1975). Ensuite vient le Manicouagan, au Canada, avec 65 kms de diamètre. L'astroblème de Sudbury, au Canada aussi, est de taille semblable, mais son origine météoritique est encore discutée, la présence en son centre de roches d'origine profonde, croûte inférieure ou manteau, restant inexpiquée. Les petits cratères, de diamètre inférieur à 10 kms, sont les plus nombreux. Parmi eux, le Meteor Crater ($\phi = 1.2$ km) est remarquable par sa structure admirablement bien conservée. Dans la catégorie des cratères de taille moyenne, entre 10 et 30 kms de diamètre, se trouvent la plupart des cratères Canadiens, souvent repérables par le lac qu'ils contiennent, et parfois un îlot de roches vitrifiées au centre du lac. Dans la même catégorie entrent les cratères Européens, dont celui de Rochechouart, au Sud du Massif Central (Lambert, 1977), celui d'Azuara en Espagne (Ernst et al., 1985), et de Ries en Allemagne (Dennis, 1971). Le cratère de Ries, choisi pour cette étude, est fréquemment cité en référence dans l'étude des structures d'impact, car plusieurs des notions de déformation et transformation de phase induites par choc y ont été définies en premier lieu.

Fig.I-2: Carte de répartition des structures d'impact dans le monde (Freeberg, 1966).

I Fissures radiales



Fig.I-3: Schéma représentant les différents types de collision. Les types I, II, III et IV sont par ordre de vitesse d'impact croissante (Matsui et al, 1982).

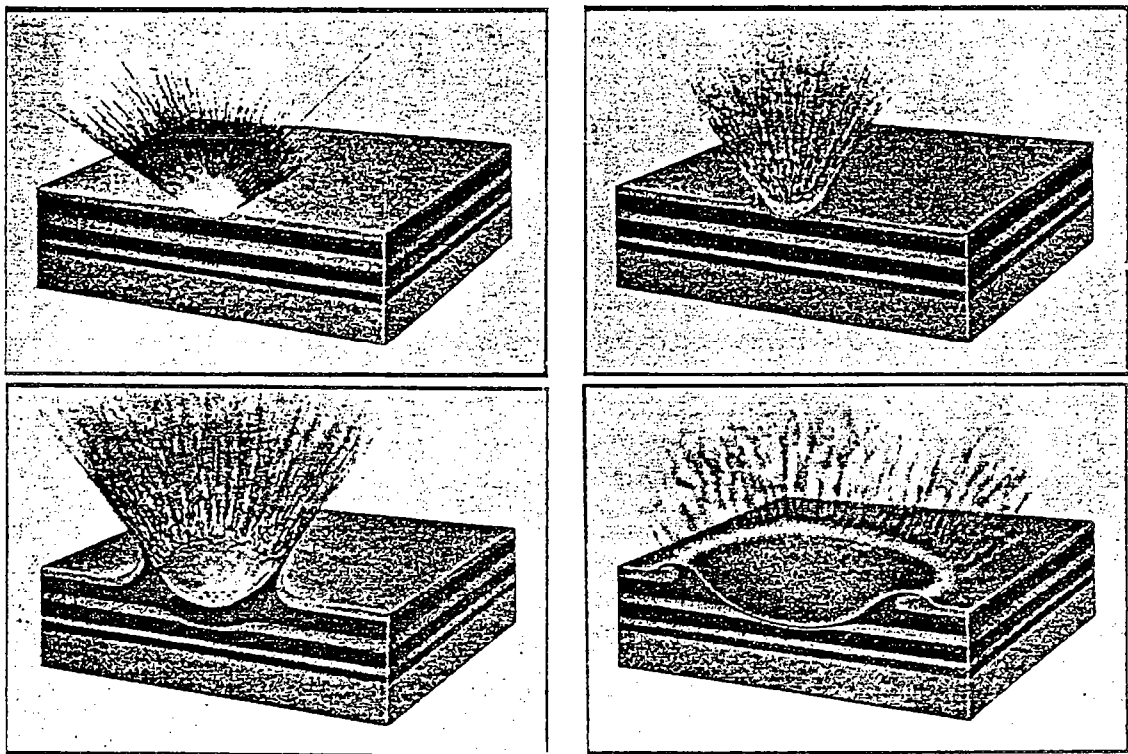


Fig.I-4: Modélisation des différents stades de formation d'une structure d'impact (Gault et al, 1968).

II - MECANISME DE FORMATION D'UNE STRUCTURE D'IMPACT

A) ETUDE EXPERIMENTALE DE LA FRACTURATION LIEE AUX IMPACTS

Plusieurs types d'impact ont été reproduits expérimentalement: explosions souterraines, collision de deux corps mobiles, impact d'un projectile sur une cible fixe. Matsui et al., en 1982, ont effectué une série de collisions entre deux corps sphériques, dans le but d'étudier la collision d'astéroïdes, phénomène à la base de l'accrétion des planètes. Il en résulte que, suivant les tailles et les propriétés mécaniques respectives des deux corps, et suivant la vitesse de l'impact, la collision entraîne une fracturation radiale dans un premier stade, et un débit en cônes (shatter cones) lorsque le choc est plus important, ce débit étant dû à l'intersection de fractures radiales et concentriques (Fig.I-3).

B) ETUDE EXPERIMENTALE DE LA FORMATION D'UN CRATERE

Gault et al., en 1968, ont modélisé la formation de cratères, en prenant pour cible un empilement de couches de sable colorées (Fig.I-4). La cratérisation s'effectue en deux étapes:

a) *Compression:*

Dès l'impact, la compression par ondes de choc se produit à la fois dans le projectile et dans la cible. L'énergie cinétique du projectile est transférée dans la cible. Un front d'onde remonte dans le projectile, un autre descend dans la cible. La contrainte étant 10^3 à 10^4 fois supérieure au seuil de résistance du matériau, celui-ci se comporte de manière hydrodynamique (fluidale). Les surfaces libres du projectile et de la cible restent à la pression atmosphérique grâce au développement d'ondes dites "de raréfaction" ou "de relaxation". Ce type d'ondes provoque l'éjection massive du matériau comprimé, à des vitesses supérieures à celle de l'impact. La matière éjectée ainsi subit des pressions et températures très importantes ($P_{max} \approx 400$ GPa, $T_{max} \approx 5000^\circ\text{C}$ (Ahrens, 1980)), et atteint l'état liquide et même l'état vapeur. Le stade de compression s'achève lorsque l'onde de choc a traversé le projectile, c'est-à-dire au bout de 10^{-1} à 10^{-3} seconde dans le cas d'un impact météoritique, suivant la dimension et la vitesse du projectile. A ce moment, la météorite est presque toujours volatilisée.

b) *Excavation:*

L'excavation se poursuit ensuite par relaxation continue des contraintes. La matière est éjectée radialement, et se dépose sous forme de brèches, les couches les plus profondes étant éjectées et déposées en dernier.

Le cratère se creuse et s'élargit à une vitesse rapidement décroissante. Il s'entoure d'un anneau de brèches à stratigraphie inverse, sur lesquelles retombent les fragments éjectés lors du premier stade, fragments en grande partie vitrifiés.

III - CONSTRAINTES ASSOCIEES AUX STRUCTURES D'IMPACT

A) BASE DE LA THEORIE DES ONDES DE CHOC ET APPLICATION AUX MINERAUX

1) La théorie des ondes de choc

La théorie des ondes de choc est née en 1848 lorsque Stokes et, plus tard Rankine (1870), ont mis au point un traitement mathématique décrivant les états physiques de part et d'autre d'un front d'onde de choc se propageant dans un milieu.

a) *Définition d'une onde de choc.*

L'onde de choc est une onde de contrainte se propageant à une vitesse supersonique. Elle se forme lorsque la surface libre d'un solide est brutalement accélérée par un impact ou une explosion. L'onde de choc marque une discontinuité en pression, densité et énergie interne. Son passage dans un milieu induit des variations de l'état thermodynamique, ces variations étant provisoires (compression élastique) ou permanentes (déformation et transformation de phase). L'onde de choc est limitée dans le temps et dans l'espace par le front de l'onde de relaxation, qui se propage plus rapidement .

b) *Traitement mathématique:*

Le traitement mathématique est basé sur les notions de conservation d'énergie et de masse. Ceci suppose que l'onde de choc est une onde plane et que le matériel choqué se comporte de manière hydrodynamique.

Loi de conservation de la masse:

$$d_0 U = d_1 (U - u)$$

U: vitesse de l'onde

u: vitesse particulaire

d: densité

Les indices 0 et 1 se rapportent respectivement à l'état initial et à l'état choqué.

Loi de conservation d'énergie:

$$P_1 u = 1/2 d_0 U u^2 + d_0 U (E_1 - E_0)$$

P: pression (P_1 = pression de choc)

E: énergie du système

Sachant que $P_1 = P_0 + d_0 U u$, il est possible de déterminer la relation entre l'énergie du système, la pression et le volume spécifique V dans les deux états, initial et choqué. C'est la relation de Rankine-Hugoniot:

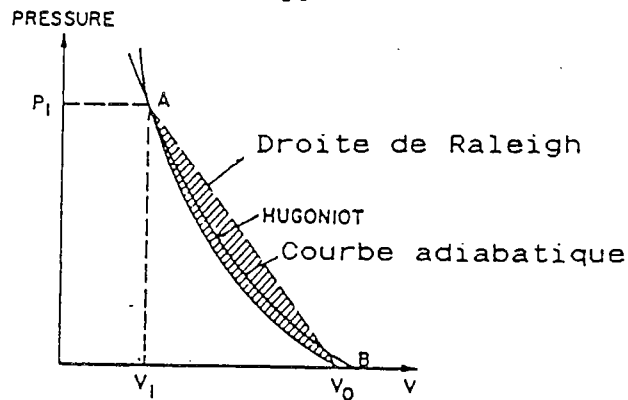
$$E_1 - E_0 = 1/2 (P_1 + P_0) (V_0 - V_1)$$

Cette relation permet d'interpréter la courbe de Hugoniot déterminée expérimentalement, qui décrit tous les états choqués $P_i V_i E_i$ ($0 < i < 1$). Cette courbe traduit principalement la compressibilité du matériau.

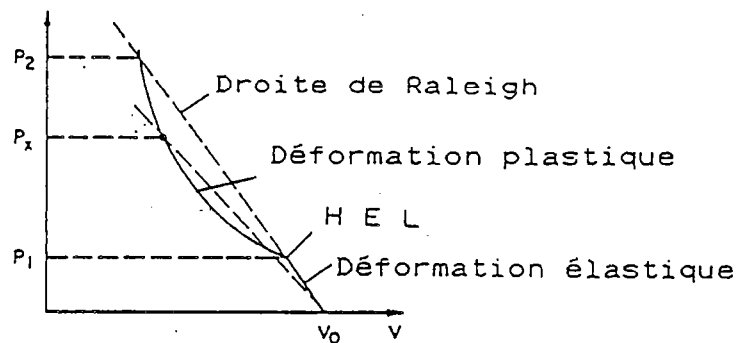
c) *Représentation graphique:*

Diagramme P-V:

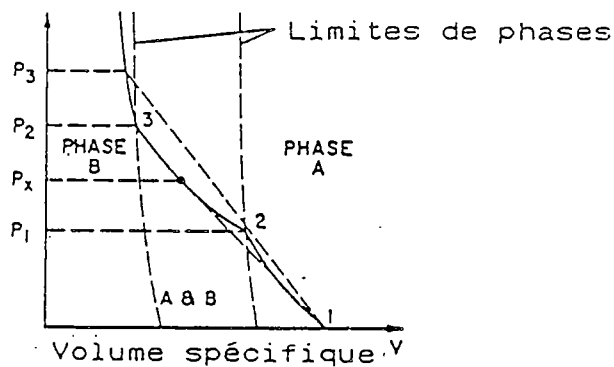
Le passage de l'état initial à l'état de choc est linéaire et se représente dans un diagramme pression-volume spécifique par la droite de Raleigh. Le retour aux conditions initiales se fait sans transfert de chaleur vers l'extérieur du système, et suit donc une courbe adiabatique. Le diagramme présenté sur la figure I-5a montre que l'état final est légèrement différent de l'état initial. Ce décalage sur l'abscisse du diagramme traduit un volume spécifique plus important, et donc une densité plus faible pour l'état final.



(A)



(B)



(C)

Fig.I-5: Représentation graphique des états de choc

Diagramme pression-volume. E: Surface proportionnelle à la chaleur résiduelle.

- (A) Courbe de Hugoniot dans un modèle hydrodynamique.
- (B) Courbe de Hugoniot dans un modèle élastique-plastique.
- (C) Courbe de Hugoniot caractérisant une transition de phase exothermique.

La différence de surface entre le triangle $A-V_0-V_1$ et la surface $A-B-V_1$ est proportionnelle à la différence d'énergie entre les deux mécanismes, et traduit la chaleur résiduelle fournie par le retour adiabatique aux conditions initiales.

Courbe de Hugoniot:

La courbe de Hugoniot est obtenue expérimentalement pour chaque matériau, et traduit la compressibilité de celui-ci lors des différents stades de choc. Les figures I-5a, b et c montrent différents types de courbes de Hugoniot, et leur interprétation par rapport aux droites de Raleigh et aux courbes adiabatiques.

Les courbes de Hugoniot permettent de prévoir les différents régimes de déformation et les transitions de phase haute pression affectant les matériaux choqués. Chacun de ces événements donne lieu à un changement de compressibilité du matériau, ce qui se traduit par une inflexion de la courbe de Hugoniot.

2) Application aux minéraux

L'application de la relation de Rankine-Hugoniot aux matériaux minéraux doit être effectuée avec circonspection, car les hypothèses de comportement hydrodynamique et onde plane, qui sont à la base de cette relation, sont alors discutables:

* La plupart des minéraux, du fait de leur structure cristalline, ont des propriétés physiques anisotropes. La déformation d'un minéral par onde de choc faisant intervenir principalement sa compressibilité, l'hypothèse d'un comportement rhéologique de type hydrodynamique est alors injustifié.

* La géométrie d'une onde de choc est sphérique, comme le montre la forme des structures d'impact. Toutefois, à l'échelle d'un grain minéral, de taille millimétrique, elle peut être assimilée à une onde plane. La validité de l'hypothèse de l'onde plane dépend donc de l'échelle considérée.

Malgré ces restrictions, les courbes de Hugoniot obtenues correspondent relativement bien aux comportements sous haute pression des minéraux, comportements reconnus lors de la déformation, naturelle ou expérimentale, en compression statique.

a) *Compressibilité des différents minéraux:*

Les minéraux à structure cristalline dense, comme le pyroxène, les silicates d'alumine et les oxydes, sont peu compressibles, et montrent une courbe de Hugoniot sans rupture de pente. Par contre, les minéraux à charpente, tels que le quartz et les feldspaths, montrent nettement plusieurs régimes de compressibilité (Fig.I-6).

Le régime de compressibilité élevé, représenté par une pente faible, caractérise généralement l'existence d'une phase mixte, liée à une transition de phase basse pression - haute pression.

b) *Densité des minéraux après le choc:*

La courbe de Hugoniot des silicates en charpente indique une densité finale plus faible que la densité du minéral de départ, mais plus élevée que celle du verre d'origine thermique correspondant. Ces densités intermédiaires traduisent l'existence des phases diaplectiques, qui sont caractéristiques des hautes pressions associées aux ondes de choc.

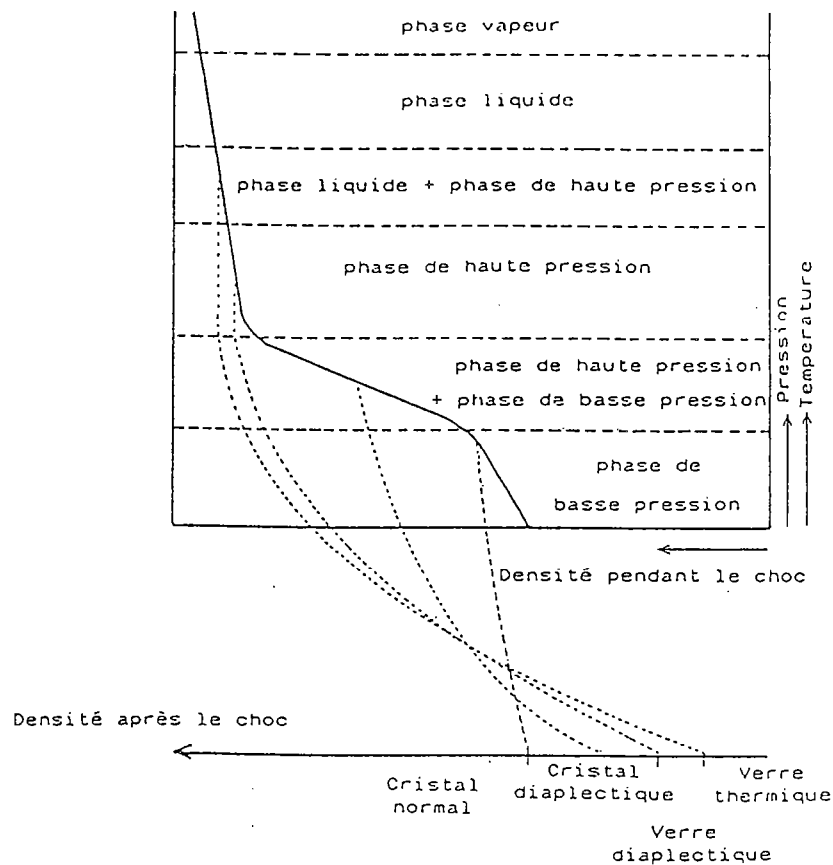


Fig.I-6: Courbe de Hugoniot pour le quartz, et densités relatives des différentes phases pendant et après le choc (d'après Stöffler, 1972).

B) TRANSITIONS DE PHASE ASSOCIEES AUX CONDITIONS DE CHOC

1) Introduction

Les conditions physiques imposées par les ondes de choc lors d'un impact météoritique sont exceptionnelles; leurs effets sont donc à priori distincts des déformations et transitions de phase habituellement rencontrées dans les minéraux. Les pressions et températures très élevées enregistrées en laboratoire lors des expériences d'impact, ou calculées par la méthode de Hugoniot, n'ont de comparaison qu'avec les conditions supposées régnant au centre de la Terre, à la frontière entre le manteau inférieur et le noyau:

$P \approx 3.7$ Megabars, $T \approx 3500^{\circ}\text{C}$ (Ahrens, 1980)
 $P > 1$ Megabar, $T \approx 3800^{\circ}\text{C}$ (Lyzenga, 1983).

Cette similitude n'est pas sans rapport avec l'intérêt porté aux phases haute pression obtenues par choc. Il existe toutefois un problème de cinétique considérable: les températures et pressions maxima générées par un impact ne durent qu'une fraction de seconde, d'où la difficulté d'obtenir des configurations minéralogiques stables. Cependant, des expériences de compression statique et dynamique donnent parfois des résultats similaires. La coesite, par exemple, phase de haute pression du quartz, bien que caractéristique des structures d'impact, a été synthétisée par compression statique, et reconnue dans des roches telles que des kimberlites (Sobolev et al., 1976) et même dans une quartzite des Alpes (Ingrin et Gillet, 1986).

L'étude des minéraux provenant des structures d'impact s'inscrit donc dans un cadre plus général, celui des phases minérales haute pression.

Le second paramètre affectant les minéraux choqués est la température, pouvant atteindre plusieurs milliers de degrés centigrades. La présence de masses vitreuses importantes au centre du cratère et aux alentours, ainsi que la volatilisation fréquente du projectile, en témoignent. Il existe cependant, en plus de ce verre d'origine thermique, un autre type de verre particulier, le verre diaplectique, associé aux structures d'impact, et dont le mécanisme de formation est encore discuté.

Cette phase étant l'un des points-clés du travail présenté ici, quelques notions seront rappelées sur la transition vitreuse.

2) Les phases cristallines haute pression

Lorsqu'un liquide ou un gaz est soumis à une compression, il se densifie, par diminution des distances entre les atomes ou molécules le composant. Un solide minéral ne peut modifier librement sa structure. La structure cristalline est rigide, chaque atome est placé selon des règles bien définies, de manière à ce que l'arrangement obtenu soit stable, c'est-à-dire d'énergie minimum. Lorsque la structure est soumise à une certaine pression, et qu'il existe une autre configuration minéralogique plus stable à cette pression, il peut alors y avoir transition de phase, si l'énergie apportée est suffisante. La nouvelle phase haute pression est, en général, plus dense que l'ancienne, et sa structure est la solution d'un problème géométrique simple: comment mettre le maximum d'atomes dans le minimum de volume, en respectant les distances et angles interatomiques, et en restaurant une périodicité dans les trois dimensions.

Exemple de la liaison Si-O:

Dans un tétraèdre SiO_4 , la liaison $\text{Si}^{\text{IV}}\text{-O}$ mesure entre 1.61 et 1.655 Å, suivant le type de structure. Cette liaison est compressible jusqu'à un certain seuil: 1.59 Å.

En-dessous de cette distance, elle se transforme en liaison $\text{Si}^{\text{VI}}\text{-O}$, ce qui implique que les tétraèdres de base SiO_4 disparaissent, et sont remplacés par des octaèdres SiO_6 (Fig.I-7).

La transition quartz-stishovite est un exemple de ce type de transformation. Pour le plagioclase, la courbe de Hugoniot prévoit une structure haute pression de type hollandite, c'est-à-dire construite à partir d'une charpente d'octaèdres SiO_6 . Cette phase n'a cependant jamais été observée.

Formula	IV Si Phase	VISi Phase	Transition Pressure	Transition $d_{\text{Si-O}}$
SiO_2	Coesite	Stishovite	80	1.59
Al_2SiO_5	Kyanite	Corundum + Stishovite	160	1.60
MgSiO_3	Clinoenstatite	Ilmenite-type	250	1.59
FeSiO_3	Clinoferrosilite	Wustite + Stishovite	250	1.59
CaSiO_3	Wollastonite	Perovskite-type	160	1.60
ZnSiO_3	Zinc pyroxene	Ilmenite-type	180	1.59
Mg_2SiO_4	Mg silicate spinel	Periclase + Perovskite-type	270	1.59
Fe_2SiO_4	Fe silicate spinel	Wustite + Stishovite	250	1.59
Ni_2SiO_4	Ni silicate spinel	NiO + Stishovite	190	1.61
Co_2SiO_4	Co silicate spinel	CoO + Stishovite	180	1.61
$\text{NaAlSi}_2\text{O}_6$	Jadeite	Calcium-Ferrite-type + Stishovite	180	1.59
KAlSi_3O_8	Orthoclase	Hollandite-type	100	1.59
$\text{Mg}_3\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$	Pyrope	Ilmenite-type	245	1.59

Fig.I-7: Tableau des transitions de phase haute pression faisant intervenir la transformation $\text{Si}^{\text{IV}}\text{-Si}^{\text{VI}}$ (d'après Hazen et Finger, 1982).

3) Les phases diaplectiques: rappels sur la transition vitreuse

A partir d'un certain degré de choc, les minéraux se transforment en une phase vitreuse particulière, appelée verre diaplectique, qui diffère du verre de fusion par sa densité et son indice de réfraction, plus élevés (Stöffler et Hornemann, 1972; Stöffler, 1972). Le mécanisme de formation de ce verre diaplectique, ainsi que ses relations avec la phase cristalline dont il est issu, sont encore mal connues. Une hypothèse proposée par Stöffler et Hornemann (1972), est que ces phases diaplectiques seraient des produits de déstabilisation de phases haute-pression instables.

L'étude de la transition vitreuse introduit des notions telles que la structure d'une phase amorphe, et l'ordre à courte distance, ces notions devant par la suite permettre de situer les phases diaplectiques par rapport à la fois au verre d'origine thermique et au cristal.

L'ordre à courte, moyenne et longue distance:

Une structure cristalline est ordonnée. Son motif de base est répété périodiquement dans les trois dimensions; il s'agit d'un *ordre à longue distance*.

Le verre, par définition amorphe, ne possède pas de structure ordonnée. Cependant, l'état solide dans lequel il se trouve implique l'existence de liaisons dans toutes les directions, ces liaisons étant tributaires de la taille et de la valence des atomes constituants. C'est pourquoi il est nécessaire d'admettre un arrangement non périodique pour décrire l'état structural du verre.

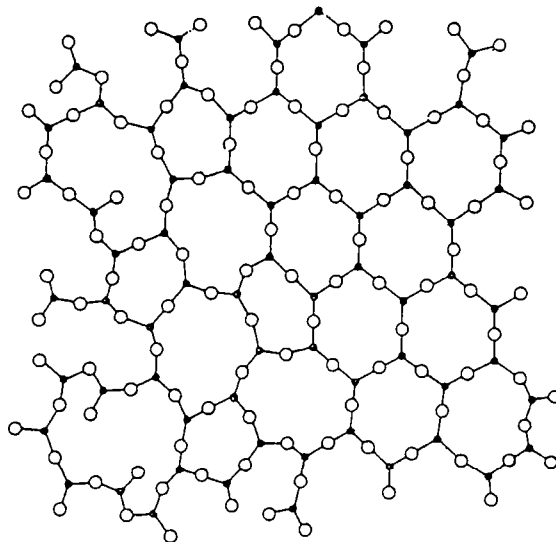


Fig.I-8: Exemple d'un réseau du type SiO_2 comportant un passage progressif d'une structure ordonnée (à droite) vers une structure désordonnée (à gauche) (Zarzycki, 1982).

La figure I-8 montre comment une structure ordonnée peut devenir désordonnée, par rupture et déformation de liaisons.

Chaque atome conserve comme voisin un atome de valence opposée, d'où l'existence d'un *ordre à courte distance*.

Le verre diaplectique obtenu par ondes de choc diffère du verre thermique par sa densité et son indice de réfraction. De plus, des observations en microscopie optique ont montré l'existence d'une phase cristalline dite diaplectique, dont les propriétés physiques sont intermédiaires entre le cristal et le verre diaplectique (Stöffler, 1974). Les particularités de ce dernier sont donc vraisemblablement liées à un état structural en rapport avec la phase cristalline originale. Le verre diaplectique posséderait alors, en plus de l'ordre à courte distance des verres, un *ordre à moyenne distance*, peut-être dû à un arrangement imparfaitement aléatoire, des seconds voisins par exemple, ou à la présence de plans relativement denses à l'intérieur de la structure amorphe.

CHAPITRE II

ETUDE GEOLOGIQUE ET PETROGRAPHIQUE DU CRATERE DE RIES

I - CONTEXTE GEOLOGIQUE DU CRATERE DE RIES

A) SITUATION GEOLOGIQUE DU CRATERE DE RIES

Le cratère de Ries se situe au S-W de l'Allemagne, à une centaine de kilomètres au N-W de Munich. L'impact a été daté du Miocène moyen (15 Ma) par différentes méthodes géochronologiques: traces de fission, K.Ar, $^{39}\text{Ar}-^{40}\text{Ar}$ (Gentner et al., 1967).

La région est essentiellement constituée d'un socle granitique (plutons granitiques plus ou moins métamorphisés), recouvert de sédiments d'âge mésozoïque (Fig.II-1).

La structure d'impact de Ries représente actuellement une dépression circulaire d'environ 25 kilomètres de diamètre. Des sondages gravimétriques (Reich et Horrix, 1955) associés à la cartographie ont permis de distinguer deux zones liées à cette dépression. La zone interne, d'environ 20 kilomètres de diamètre, est actuellement remplie de sédiments lacustres d'âge post-Miocène. La zone externe s'étend jusqu'à 20 kilomètres du point présumé d'impact, et est caractérisée par une couverture discontinue de brèches diverses, recouvrant des terrains d'âge Jurassique supérieur (Malm) au Sud, et des terrains d'âge Trias supérieur à Jurassique moyen (Dogger) au Nord, cette différence de substratum étant liée à une structure E-W (le linéament Suabien) provoquant le soulèvement de la partie Nord de la région au cours du Jurassique.

B) DESCRIPTION DES DIFFERENTS TYPES DE BRECHES

La couverture brêchique, constituée des produits d'excavation du cratère, est de trois types (Dennis, 1971).

1) Brêche sédimentaire

Elle représente 75 % des affleurements de brêches, et se compose essentiellement de sédiments d'âge Mésozoïque. La taille des éléments varie. Les plus grands sont plurimétriques et proviennent de la couche superficielle au moment de l'impact. Ils sont d'âge Jurassique supérieur et se trouvent en bordure de la zone interne, entre 10 et 12 kms du point d'impact. Les plus petits éléments proviennent des couches enfouies et sont dispersés jusqu'à 20 kms du point d'impact. La séquence sédimentaire de la couverture brêchique est donc inversée par rapport à la séquence initiale.

2) Brêche cristalline

Elle représente environ 20 % des affleurements de brêches. Les éléments constituant cette brêche sont essentiellement de type granitique, avec quelques fragments métamorphisés (amphibolites, gneiss). Ces éléments proviennent du socle cristallin sous-jacent à la couverture sédimentaire mésozoïque. L'existence de ce socle a été mise en évidence par Reich et Horrix (1955), par sondage gravimétrique. L'éjection de fragments provenant du socle montre que l'impact a affecté le sol jusqu'à plus de 1 000 mètres de profondeur.

3) Suevite

Elle ne représente que 5 % de l'ensemble des brêches, et est à 80 % constituée d'une matrice très fine, partiellement vitreuse (Dennis, 1971). Celle-ci contient quelques bombes vitreuses (15%) et des reliques de minéraux (5%), essentiellement du quartz, un peu de feldspaths, et de rares amphiboles et biotites. Ces grains présentent tous les stades de déformation par ondes de choc. Les pression et température maxima estimées par observation pétrographique sont de l'ordre de 60 gigapascals et 2 000°C.

C'est dans ce type de brêche, appelée suevite, qu'ont été prélevés les échantillons destinés à l'étude des mécanismes de déformation par ondes de choc.

II-ETUDE DES ECHANTILLONS DE RIES PAR MICROSCOPIE OPTIQUE

Les brèches du cratère de Ries ont déjà fait l'objet de nombreux travaux en microscopie optique (Preuss, 1964; Arndt et al., 1967; Engelhardt et Bertsch, 1969).

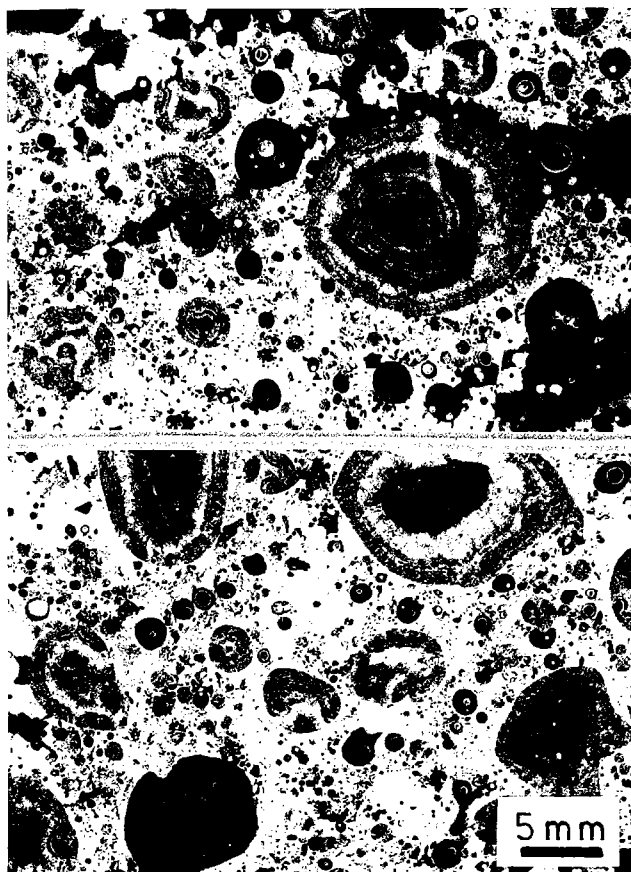
Les observations sont tout à fait comparables à celles obtenues pour le cratère Météor en Arizona et celui du lac Mistastin au Canada. Comme ces deux cratères, celui de Ries est particulièrement intéressant dans la mesure où tous les stades de déformation par choc y sont représentés.

L'étude par microscopie optique présentée ici est volontairement succincte, car elle est principalement destinée à sélectionner des grains susceptibles d'être préparés pour une étude en microscopie électronique.

A) DESCRIPTION GENERALE

Certains échantillons contiennent des éléments d'origine sédimentaire. La figure II-2a montre des sphères de carbonates (calcite), à cristallisation radiale. Au voisinage de ces sphères, apparaissent des pores de même forme et de même taille, minéralisés en calcite seulement en périphérie (couronne microcristalline).

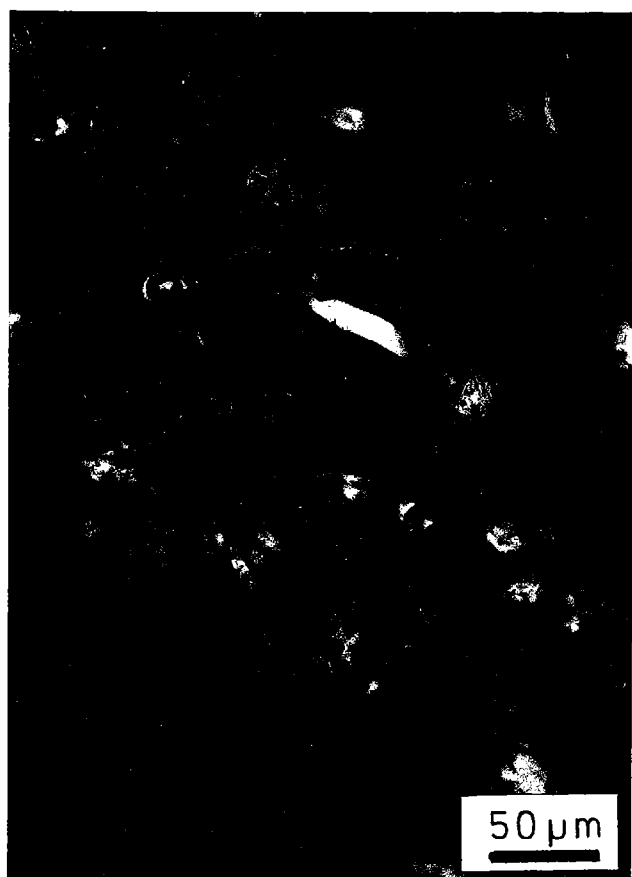
Ces carbonates semblent donc être dus au remplissage de vacuoles par des cristallisations secondaires. Par contre, la figure II-2b montre un élément de brèche polygonal et contenant plusieurs de ces sphères carbonatées, ce qui indique que la cristallisation de calcite est antérieure à l'impact. Cela ressemble davantage à un calcaire de type oolithique, fragmenté lors de l'impact, pour ensuite participer à la formation des brèches à éléments sédimentaires.



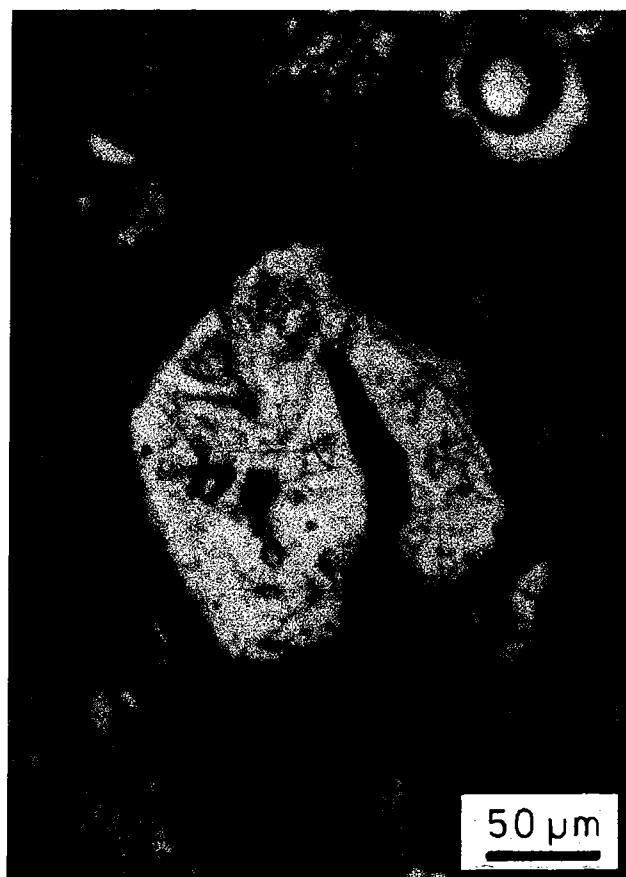
a



b



c



d

Les figures II-2a et b proposent donc deux solutions différentes et incompatibles, et représentent vraisemblablement deux générations distinctes de cristallisation carbonatée. Dans les deux cas, les carbonates paraissent peu déformés. Ces échantillons n'ont pas été sélectionnés pour l'étude par M.E.T..

Les échantillons retenus proviennent uniquement de la brèche à matrice vitreuse. En section polie, ce verre apparaît très coloré, avec parfois une texture fluidale marquée par des nuances de brun. Ce verre est relativement poreux, et les pores sont parfois cristallisés, formant localement une texture de type sphérolitique (Fig.II-2c).

Dans cette matrice vitreuse flottent quelques grains de petite taille, contournés par la texture fluidale du verre. La figure II-2d montre la section basale d'un grain de quartz en partie isotrope, contenant quelques cristaux anguleux très biréfringents, de taille inférieure à 20 microns. Ces petits cristaux ont été identifiés optiquement comme étant de la coesite, phase haute pression du quartz. Malheureusement, leur étude par Microscopie Electronique en Transmission n'a pu être réalisée, car le grain de quartz hôte, trop petit ($\phi \approx 100\mu\text{m}$), a été perdu lors de l'aminçissement ionique.

B) LES DIFFERENTS TYPES DE DEFORMATION

Sur la cinquantaine de lames observées, seule une vingtaine présente autre chose que du verre et des microcristaux trop petits ($< 100 \mu\text{m}$) pour être étudiés. Le tableau II-1 représente une synthèse des observations par microscopie optique. A part les cas où le feldspath est du plagioclase maclé, il a été impossible de le distinguer du quartz, les propriétés optiques des minéraux choqués étant en général perturbées par la déformation.

Fig.II-2: Clichés par microscopie optique:

- a) Cristallisation radiale de carbonate.
- b) Fragment composé de plusieurs sphères de carbonate.
- c) Matrice vitreuse, contenant des fractures et des bulles.
- d) Grain de quartz inclus dans la matrice vitreuse (petits cristaux réfringents et anguleux = coesite).

1) Plagioclases maclés

L'un des plagioclases maclés (lame Re8e5) est localement traversé par des microstructures très fines, généralement significatives d'une déformation intense par ondes de choc. La régularité des macles ne semble cependant pas perturbée.

2) Biotites déformées

Les rares lamelles de biotite observées sont très pléochroïques, et montrent des kink-bands marqués. Cependant, ce type de déformation dans les biotites apparaît à des contraintes relativement faibles, et ne peut donc servir d'indicateur de degré de choc.

3) Fractures et microfractures

Certains grains apparaissent très fracturés. Le type et la densité du réseau de fractures varient beaucoup d'un grain à un autre.

4) Extinction onduleuse, sous-grains, mosaïque

Les grains de quartz et de feldspath présentent tous les stades de la déformation plastique, depuis la déformation homogène, où la répartition uniforme des dislocations se remarque par une extinction onduleuse du grain en lumière polarisée, jusqu'à la recristallisation complète. A ce stade, l'ensemble des sous-grains, de taille inférieure à 20 μm , donne au grain initial un aspect de mosaïque régulière.

5) Microstructures périodiques

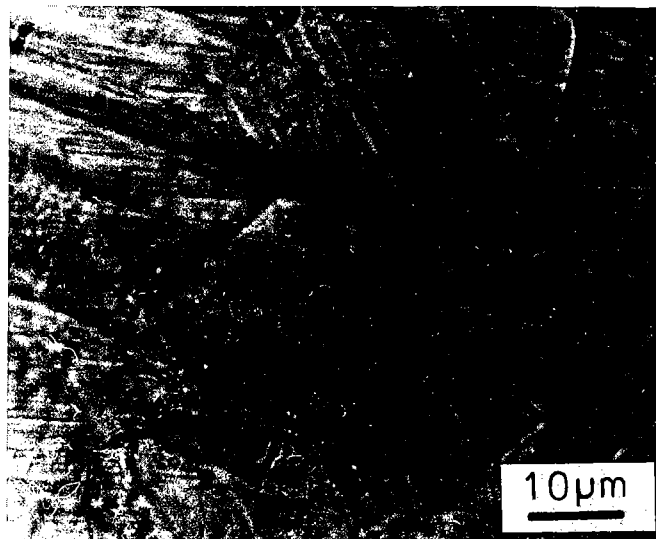
Ces microstructures, appelées encore éléments planaires, ou bandes de déformation, ou lamelles de choc, caractérisent les phases cristallines de quartz ou feldspath déformées par ondes de choc. Elles sont régulières, dans une ou plusieurs directions, et espacées de 0,5 à 20 μm .

Tableau II-1: Synthèse des observations par microscopie optique.

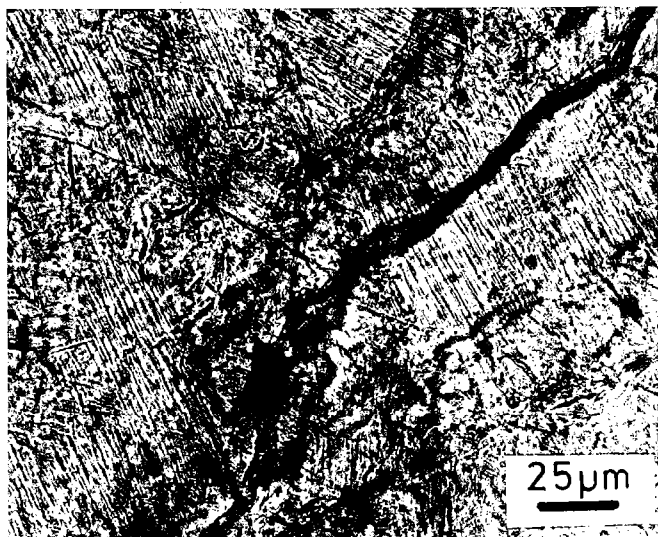
(La notation des échantillons est ainsi faite: A partir d'une section polie (par ex. Re5e6), plusieurs préparations pour M.E.T. sont réalisées (Re5e61, Re5e62, Re5e63, etc..))



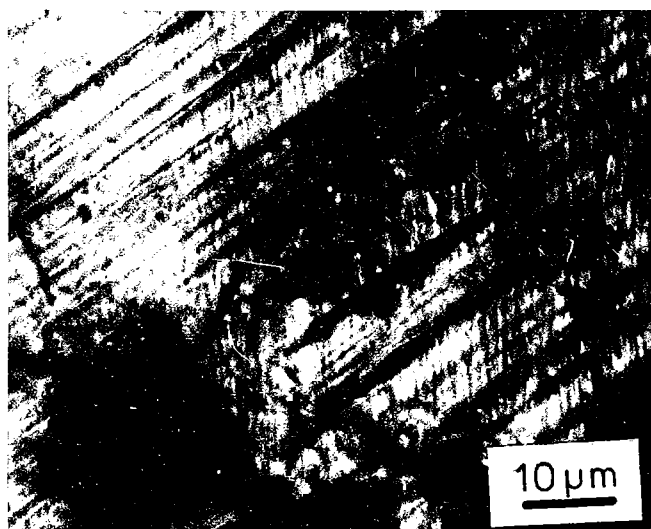
a



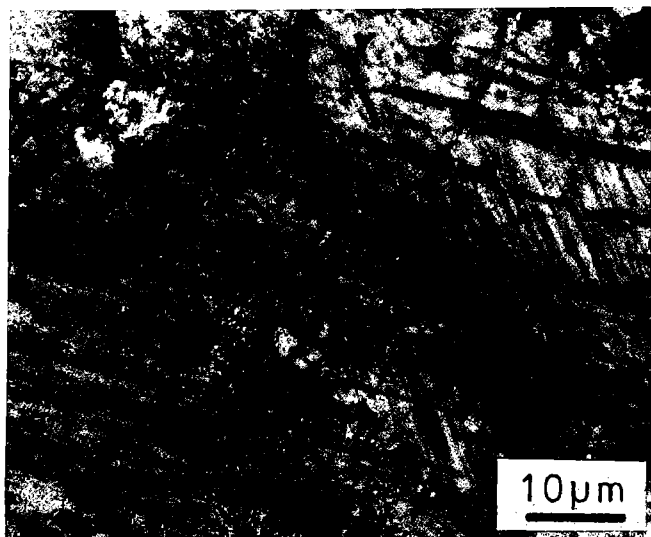
b



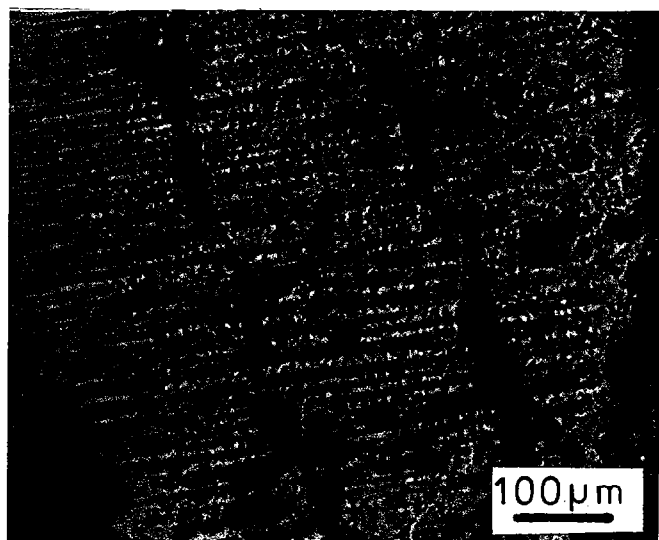
c



d



e



f

La figure II-3c montre deux directions orthogonales de structures, formant localement une géométrie en baïonnette. Ces structures, bien que cristallines dans une zone vitreuse, sont comparables aux fractures apparaissant sur la figure II-3b, et seraient alors des fractures finement recristallisées dans du verre. Il paraît tout aussi raisonnable d'assimiler ces structures à des reliques du grain initial, en grande partie vitrifié.

Sur la figure II-3d apparaissent à la fois des fractures et des microstructures planaires, comme dans le grain de la figure II-3a. Mais ici, les fractures sont nombreuses, et suffisamment régulières pour pouvoir distinguer deux directions principales. La direction E-W sur le cliché fait un angle proche de 90° avec les microstructures planaires. De plus, les fractures dans l'autre direction (SW-NE) sont localement si denses et si régulières qu'elles deviennent comparables aux microstructures planaires. Une relation entre ces deux types de structures est donc envisageable.

2) Microstructures planaires

Ce terme, très général, regroupe toutes les structures planaires rectilignes, pseudo-périodiques, espacées de moins de $10\ \mu\text{m}$. Elles se rencontrent dans les grains de quartz et de feldspath à biréfringence faible. Cette biréfringence, associée aux microstructures planaires, caractérise les phases cristallines diaplectiques, exclusivement liées aux déformations par ondes de choc.

Dans les échantillons du cratère de Ries, deux types principaux de microstructures sont distingués par microscopie optique (Fig.II-4).

a) Structures à pseudopériodicité micrométrique (type 1)

Ces structures sont rectilignes, relativement larges ($l \approx 1\ \mu\text{m}$) et espacées de 5 à $10\ \mu\text{m}$. Cet espacement peut varier du simple au double entre deux structures voisines.

Fig.II-4: Clichés par microscopie optique montrant les différents types de microstructures planaires:

- a) Deux orientations de microstructures, l'une majeure, l'autre mineure, à 65° l'une de l'autre.
- b) Nombreuses orientations de microstructures, se regroupant dans deux types différents: pour l'un (type 1), $\approx 5\ \mu\text{m}$, pour l'autre (type 2), $\approx 0,5\ \mu\text{m}$.
- c) Microstructures interrompues par une fracture.
- d) Fractures au niveau des microstructures de grande période (type 1).
- e) Fractures au niveau des microstructures de grande période (type 1), plus fractures irrégulières.
- f) Microstructures planaires "décorées" (soulignées par des alignements de bulles ou inclusions).

b) *Structures périodiques inframicroométriques (type 2)*

La périodicité de ces structures est inférieure au micromètre, et leur largeur semble varier, d'où une forme assez irrégulière.

Ces deux types de structures, qui diffèrent principalement par leur périodicité, coexistent fréquemment. Sur la figure II-4a, les orientations de chacun des deux types de structures forment un angle d'environ 65° . Les structures inframicroométriques sont interrompues par celles de plus grande dimension. Sur la figure II-4b apparaissent trois directions de grandes structures et deux directions de petites structures.

Ces cinq structures s'enchevêtrent de manière complexe, et il est difficile d'établir leur ordre d'apparition. Les structures inframicroométriques sont limitées par les autres structures, comme dans la figure II-4a. Localement, les deux familles de structures inframicroométriques se superposent.

La figure II-4c ne montre qu'un seul type de structures, d'aspect et de périodicité intermédiaires entre les deux types décrits précédemment. Une fracture large, irrégulière et remplie de verre traverse la zone.

Sur la figure II-4d, les fractures sont localisées dans les structures planaires micrométriques. La figure II-4e montre la même chose, avec en plus des fractures irrégulières.

Sur la figure II-4f, des alignements de bulles ou inclusions vitreuses viennent localement souligner la géométrie des structures micrométriques. Les fractures, larges et irrégulières, sont suborthogonales par rapport aux structures planaires.

D) BILAN DES OBSERVATIONS PAR MICROSCOPIE OPTIQUE

Cette étude a mis en évidence l'existence:

- 1) d'une phase isotrope à aiguilles cristallines orientées.
- 2) d'un réseau de fractures très diverses.
- 3) d'un réseau de microstructures planaires.

Les relations entre ces deux derniers types de structures sont complexes. En général, elles se distinguent l'une de l'autre, par leur taille et la présence de verre. Les fractures indiquent une déformation en régime fragile; par contre, le régime de déformation donnant lieu aux microstructures planaires est mal connu. Une étude détaillée de la nature de ces microstructures, ainsi que de leur orientation, doit permettre de comprendre le mécanisme de leur formation.

CHAPITRE III

APPORT DES SPECTROSCOPIES

INFRA-ROUGE ET RAMAN

Dans le chapitre précédent, l'étude par microscopie optique des phases diaplectiques (Stöffler et Hornemann, 1972), a mis en évidence le caractère partiellement isotrope de ces phases. Ceci suggère l'existence d'un ordre à moyenne distance dans la structure de ces phases.

Dans le cas du quartz et des plagioclases, l'étude des liaisons Si-O et des liaisons faisant intervenir les cations Al, Ca ou Na permet d'approcher l'état structural des phases cristallines et vitreuses. Les méthodes les plus indiquées pour ce type d'études sont les spectroscopies infra-rouge et Raman. Ces méthodes, très performantes dans le cadre de l'étude des phases cristallines, peuvent également être appliquées aux verres, mais avec des restrictions.

En effet, l'interprétation des spectres dans le cas des milieux désordonnés que sont les verres, se trouve considérablement limitée du fait de la non-périodicité du milieu (Zarzicky, 1982). C'est pourquoi il ne sera pas question ici d'interprétation de spectre, mais seulement de comparaison entre des spectres :

- entre les spectres des différentes phases d'un minéral (ex: phases cristalline, haute pression, diaplectique et vitreuse de SiO_2)

- entre les spectres d'un type de phase de plusieurs minéraux (ex: phases diaplectiques de quartz, albite, anorthite).

L'étude des transformations de phases minérales induites par ondes de choc représente un exemple intéressant de passage continu depuis le cristal jusqu'au verre, et l'utilisation de la spectroscopie devrait permettre de suivre cette évolution.

1- APPORT DE LA SPECTROSCOPIE (GENERALITES ET DONNEES INFRAROUGE)

I-BASE DE LA SPECTROSCOPIE INFRA-ROUGE

Les vibrations atomiques d'un système moléculaire sont gouvernées par le potentiel interatomique, lui-même déterminé par le type et l'arrangement relatif des atomes constituants.

Si l'on considère une molécule diatomique vibrant de manière symétrique (modèle de l'oscillateur harmonique simple), la fréquence de la vibration peut s'écrire:

$$\mu_0 = 1/2\pi * \sqrt{(k/m)}$$

avec k = constante de force = 10^2 - 10^3 Nm⁻¹

m = masse réduite = $m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ = 10^{-27} - 10^{-26} kg.

Cette fréquence, calculée pour des molécules diatomiques simples, est de l'ordre de 10^{12} - 10^{14} s⁻¹. Cette valeur correspond à la partie infra-rouge du spectre électromagnétique. Un rayonnement infra-rouge peut donc entrer en résonance avec les vibrations moléculaires (ceci se vérifie également quand les vibrations sont asymétriques (Mac Millan, 1985)).

II-APPLICATION A L'ETUDE DES PHASES MINERALES

Les méthodes spectroscopiques sont généralement appliquées aux minéraux dans le but de déterminer leur structure à l'aide des renseignements apportés sur la manière dont sont disposés les voisins immédiats d'un ion donné, qui joue ainsi le rôle d'une sonde.

L'objet de ce travail n'est pas de déterminer la structure du quartz et des plagioclases, mais de comprendre de quelle manière des contraintes telles que la pression et la température interviennent sur cette structure, afin de déterminer les types de déformation et transition de phase associées aux ondes de choc.

Le paramètre thermodynamique définissant la stabilité d'un minéral dans des conditions données de pression et de température est l'énergie libre de Gibbs. Cette énergie libre des minéraux est liée à des facteurs tels que l'environnement des atomes, les types de liaison, et la structure cristalline (Kieffer et Navrotsky, 1985).

L'approche spectroscopique des vibrations du réseau constitue donc une technique d'étude de la stabilité et de la structure des phases diaplectiques induites par ondes de choc.

A) HYPOTHESE DU GROUPEMENT ISOLE

Les groupes moléculaires des silicates (ex: SiO_4 , SiO_6 , ...) possèdent un certain nombre de modes de vibration caractéristiques.

Dans le cas d'un tétraèdre SiO_4 , par exemple, on suppose que ce tétraèdre vibre isolé du reste du réseau. Les considérations de la théorie des groupes permettent alors d'établir qu'il y aura seulement quatre bandes dans le spectre de vibration, correspondant aux modes de la figure III-1 (Zarzycki, 1982).

Alors que tous ces modes sont actifs dans l'effet Raman, seuls μ_3 et μ_4 sont actifs dans l'infra-rouge, les modes μ_1 et μ_2 étant interdits par les règles de sélection de la spectrométrie infra-rouge.

En fait, les groupements situés dans un cristal ne vibrent pas de manière isolée, mais interagissent avec leurs voisins. En admettant que le couplage est faible et que les proches voisins d'un groupement forment un ensemble de symétrie fixe, un groupe de site peut être déterminé, si le groupe spatial du cristal, le groupe ponctuel de la molécule et le nombre de molécules dans la maille sont connus.

La symétrie du site peut être inférieure à celle de la molécule, ce qui peut conduire au relâchement des règles de sélection: des bandes interdites peuvent se manifester, et certaines bandes peuvent se séparer.

Dans le cas du quartz, les modes de vibration sont bien définis.

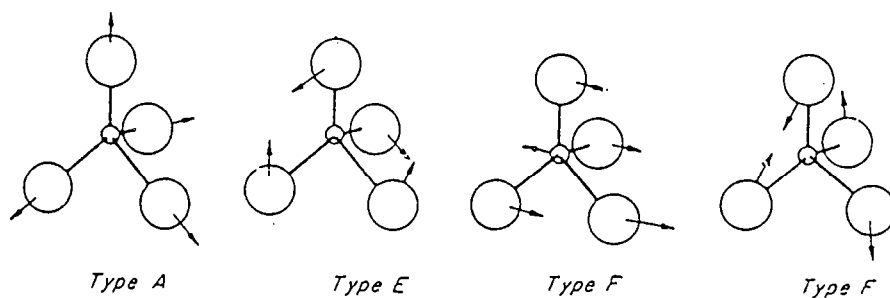


Fig.III-1: Modes de vibration d'un tétraèdre isolé (Zarzycki, 1982).

Type A: Mode symétrique d'étirement de fréquence μ_1

Type E: Mode de flexion doublement dégénéré de fréquence μ_2

Type F: Mode d'étirement triplement dégénéré de fréquence μ_3

Type F: Mode de flexion triplement dégénéré de fréquence μ_4

B) ETUDE DES SPECTRES DE PHASES VITREUSES

Un spectre de phase vitreuse se distingue par la disparition de certaines bandes d'absorption et par l'élargissement des bandes restantes. Le degré de polymérisation d'une phase est inversement proportionnel à la largeur de la bande. La figure III-2 montre l'élargissement d'une bande avec la température dans le spectre de la silice.

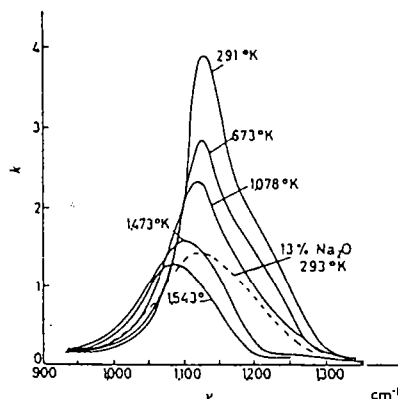
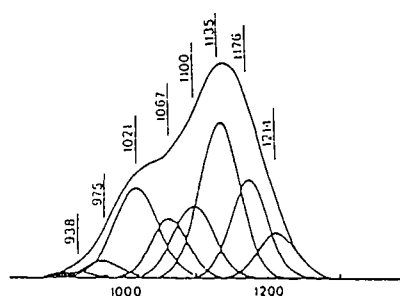


Fig.III-2: Evolution du spectre infra-rouge de la silice vitreuse en fonction de la température (Zarzycki, 1982).

Une bande large ne peut s'indexer directement (Dominé, 1983). Connaissant la composition chimique du minéral et la structure de la phase cristalline équivalente, il est possible de tracer des pics de forme Gaussienne, à des fréquences données, à l'intérieur de la courbe. Une adaptation de type déconvolution est nécessaire pour que l'ensemble des bandes ait bien pour enveloppe la bande vitreuse du spectre. La comparaison entre la hauteur des bandes et leur décalage par rapport aux fréquences caractéristiques, fournit une signature de la phase vitreuse étudiée (Fig.III-3). Exemple d'un verre de composition SiO_2 :80 %, K_2O :10 %, Al_2O_3 :10 %.



a

Environnement du silicium	Fréquences caractéristiques (cm^{-1})
Si_4	1070, 1170, 1210
Si_3Al	1135
Si_3K	1100
Si_2Al_2	1020
Si_2AlK	975
Si_2K_2	960
SiAl_3	935

b

Fig.III-3: Traitement par déconvolution sélective d'un spectre vitreux, exemple d'un verre de composition SiO_2 : 80 %, K_2O : 10 %, Al_2O_3 : 10 %.(Dominé, 1983)

a) Spectre infra-rouge

b) Fréquences caractéristiques correspondant.

III-ETUDES SPECTROSCOPIQUES DU QUARTZ

Le quartz est un minéral simple à étudier en spectroscopie, car il ne contient qu'un seul type de groupement: le tétraèdre SiO_4 .

De plus, l'existence de plusieurs transitions de phase permet ainsi d'aborder les variations de spectre liées aux variations de structure. Cette étude est donc une introduction à celle plus complexe d'une autre famille de tectosilicates: les plagioclases.

A) LES PHASES HAUTE PRESSION DU QUARTZ

La figure III-4 représente les spectres infra-rouge de la silice vitreuse et des variétés allotropiques cristallines. Depuis la coesite jusqu'à la silice vitreuse, on observe une diminution du nombre de pics.

La bande 1100cm^{-1} , qui correspond à une vibration fondamentale du groupement tétraédrique SiO_4 , est absente du spectre de la stishovite. En effet, celle-ci n'a pas une structure à base de tétraèdres, mais d'octaèdres SiO_6 . De la même manière, le spectre de la silice vitreuse montre que le groupement de base est bien le tétraèdre SiO_4 . La figure III-5 représente les structures des variétés de silice cristalline.

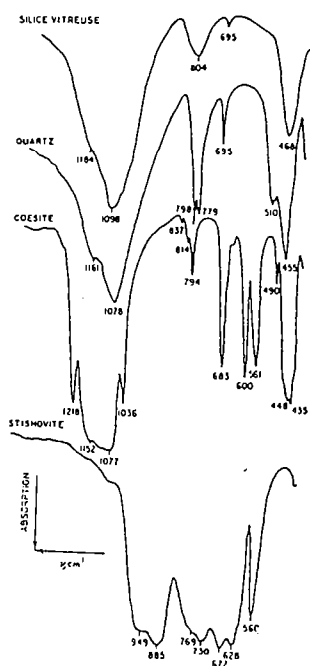


Fig. III-4

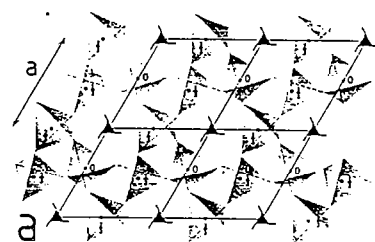


Fig. III-5

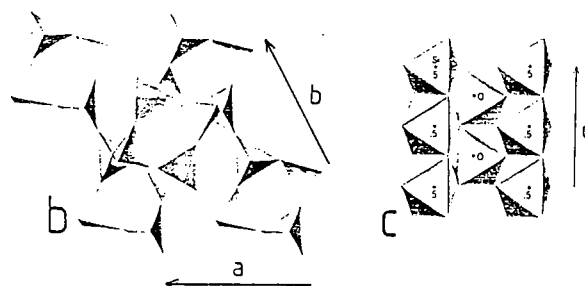


Fig. III-4: Spectres infra-rouge de la silice vitreuse et cristalline (d'après Lyon, 1962).

Fig. III-5: Structures cristallines des polymorphes SiO_2 (d'après Papike et Cameron, 1976):

a) Quartz b) Coesite c) Stishovite

B) LES PHASES DIAPLECTIQUES DU QUARTZ

Sur la figure III-6 apparaissent les spectres infra-rouge des différentes phases diaplectiques du quartz, comparés avec ceux des phases cristalline et vitreuse de référence du quartz. Les phases choquées proviennent du cratère de Ries (Arndt, dans Stöffler, 1974). Les phases diaplectiques ont des spectres intermédiaires entre le quartz cristallin et la silice fondue. La bande aux alentours de 1100 cm^{-1} est conservée, ce qui indique un groupement de base tétraédrique pour les phases diaplectiques. Les bandes principales sont décalées entre le cristal, les phases diaplectiques et le verre, mais la valeur de ces bandes pour les phases diaplectiques n'inscrit pas ces dernières en tant que phases intermédiaires.

Dans les phases diaplectiques, les modes de vibration relatifs à l'étirement des liaisons Si-O sont caractérisés par des bandes de fréquence plus faibles que pour le cristal et le verre. D'après Stöffler (1974), ces valeurs faibles pourraient correspondre à des états structuraux proches de la coesite ou de la stishovite.

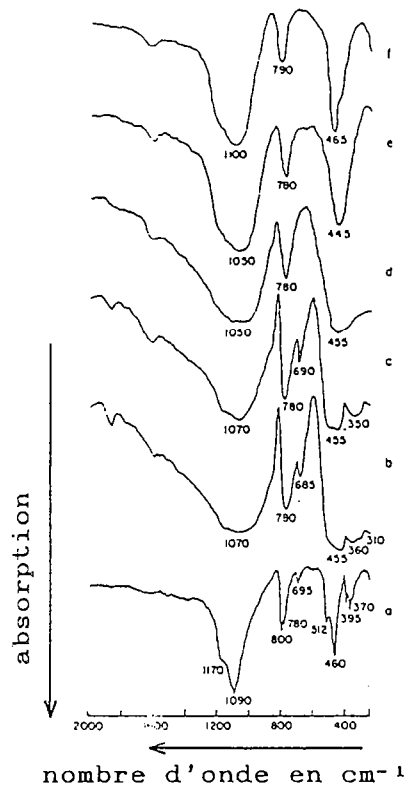


Fig.III-6: Spectres infra-rouge des différentes phases diaplectiques du quartz, comparés avec ceux des phases cristalline et vitreuse de référence du quartz (Stöffler, 1974):

- a) Quartz non choqué
- b), c) Quartz diaplectique cristallin
- d), e) Verre diaplectique SiO_2
- f) Silice vitreuse

IV-ETUDES SPECTROSCOPIQUES DES PLAGIOCLASES

Les plagioclases sont une famille des feldspaths, s'étendant entre le pôle albite ($\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$) et le pôle anorthite ($\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$). Le groupement de base est le même que pour le quartz, c'est-à-dire le tétraèdre SiO_4 . Les spectres du quartz et des plagioclases auront donc des points communs. L'originalité des plagioclases est due:

- 1) à la substitution de Si par Al
- 2) à la présence de cations mono ou divalents (Ca, Na)
- 3) à la structure cristalline.

La figure III-7 montre les deux types de structure. Dans les plagioclases, les cations sont localisés dans les espaces entre les doubles chaînes de tétraèdres.

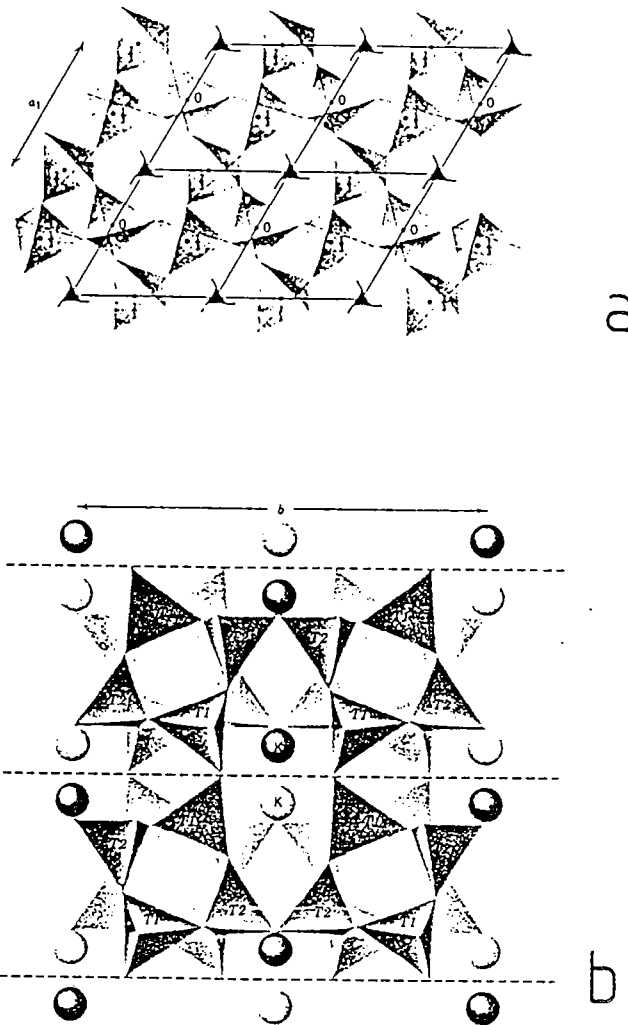


Fig.III-7: Structures du quartz et des feldspaths:
a) quartz b) sanidine (feldspath).

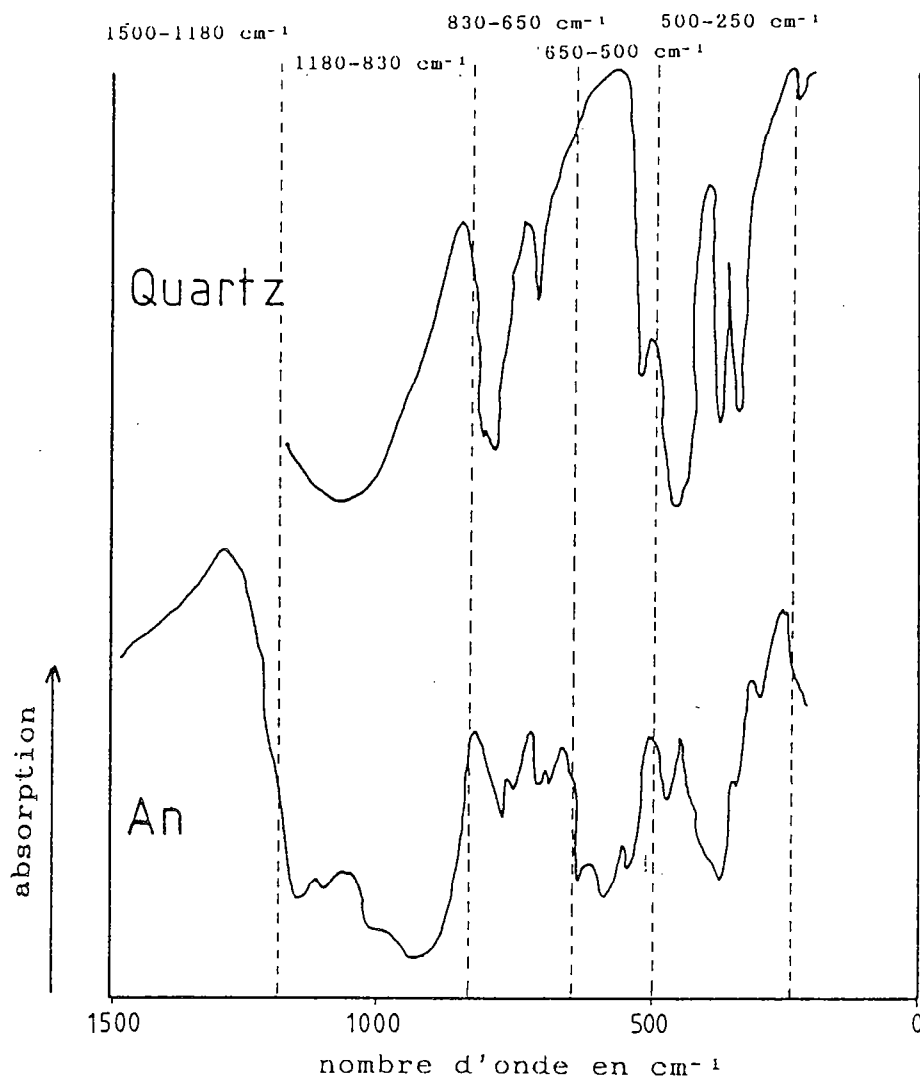


Fig.III-8: Spectres infra-rouge du quartz (Stöffler, 1974) et de l'anorthite (Velde et Boyer, soumis).

A) COMPARAISON DES SPECTRES DES PHASES CRISTALLINES DU QUARTZ ET DES PLAGIOCLASES

Les différences entre les structures du quartz et des plagioclases induisent des modes vibratoires caractéristiques différents, d'où l'obtention de spectres différents. Sur la figure III-8 sont présentés les spectres infra-rouge du quartz et de l'anorthite. Leur décomposition en plusieurs zones va permettre de les identifier.

1500-1180 cm^{-1} : Les bandes de cette région se décalent vers les nombres d'onde plus faibles depuis les minéraux des roches siliceuses jusqu'à ceux des roches ultramafiques. La fréquence d'absorption est donc proportionnelle au pourcentage de Si.

1180-830 cm^{-1} : Modes vibratoires correspondant à l'étirement des liaisons Si-O. Dans les feldspaths, plusieurs bandes apparaissent. Le nombre de modes vibratoires d'étirement est lié à la nature des tétraèdres, siliceux ou alumineux. C'est pourquoi il y a plus de bandes dans cette région dans le cas des feldspaths que dans le cas du quartz, celui-ci ne comprenant que des tétraèdres SiO_4 . La bande principale, à 1100 cm^{-1} pour le quartz et 900 cm^{-1} pour l'anorthite, se décale vers les nombres d'onde plus faibles quand la teneur en silicium diminue, comme pour la première partie du spectre (1500-1180 cm^{-1}). Pour l'albite, plus riche en silicium que l'anorthite, mais moins que le quartz, cette bande se situe à 1000 cm^{-1} , valeur intermédiaire.

830-650 cm^{-1} : Il s'agit là encore de modes vibratoires d'étirement liés aux oxygènes pontants (SiAl)-O-(SiAl). Le nombre de bandes dans cette région varie d'un feldspath à l'autre, de 1 à 4. Cela contribue donc à la reconnaissance des feldspaths.

650-500 cm^{-1} : Dans cette région se trouve la signature des feldspaths: un ensemble de trois bandes, celle du centre, vers 600 cm^{-1} , étant la plus profonde (Fig.IV.11)

500-250 cm^{-1} : La bande principale, vers 480 cm^{-1} pour le quartz, est décalée vers 390 cm^{-1} pour l'anorthite.

La région 600-400 cm^{-1} est celle des modes vibratoires de déformation inter et intratétraèdres qui, à ces fréquences, associent les mouvements des cations. Dans cette région, les fréquences augmentent quand le contenu en silicium diminue, à l'inverse de ce qui se passe dans la région 1500-830 cm^{-1} .

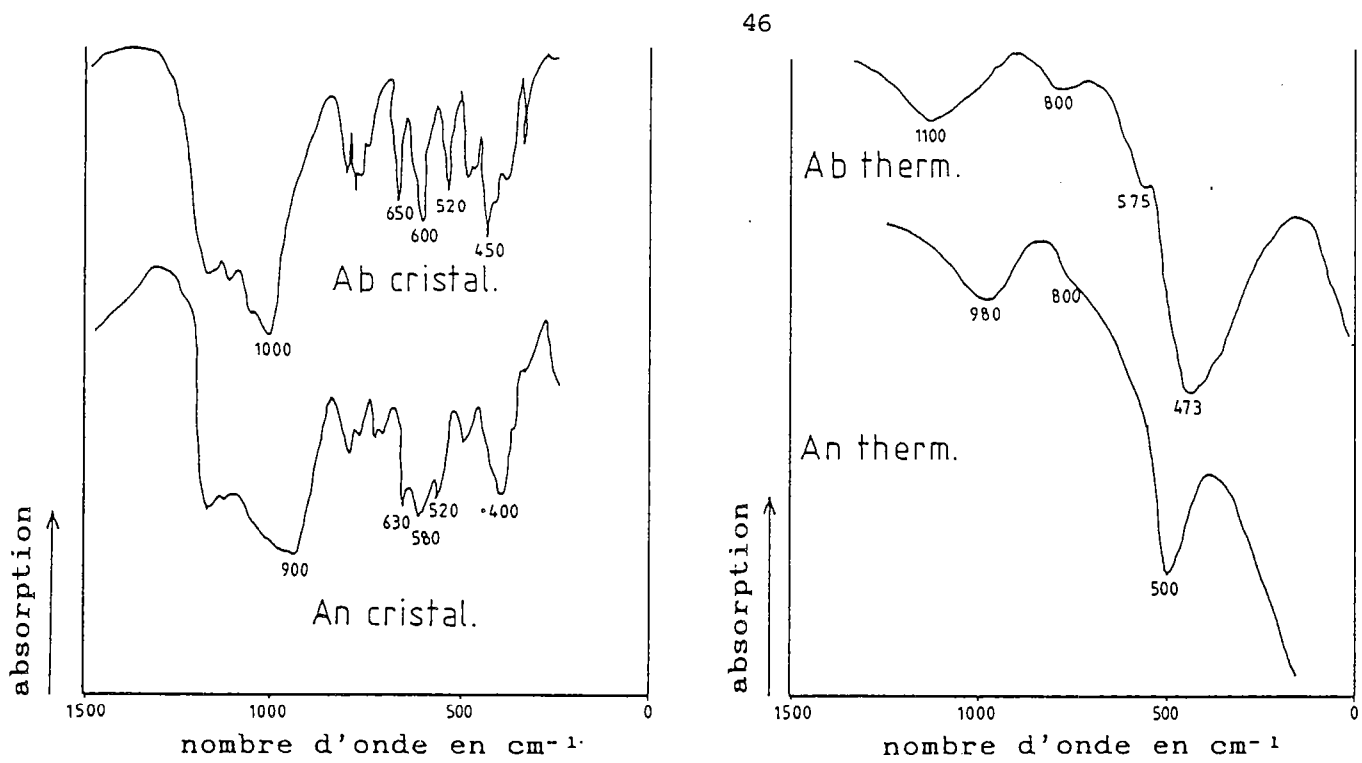


Fig.III-9: Spectres infra-rouge cristallins et vitreux de l'albite et de l'anorthite (Velde et Boyer, soumis).

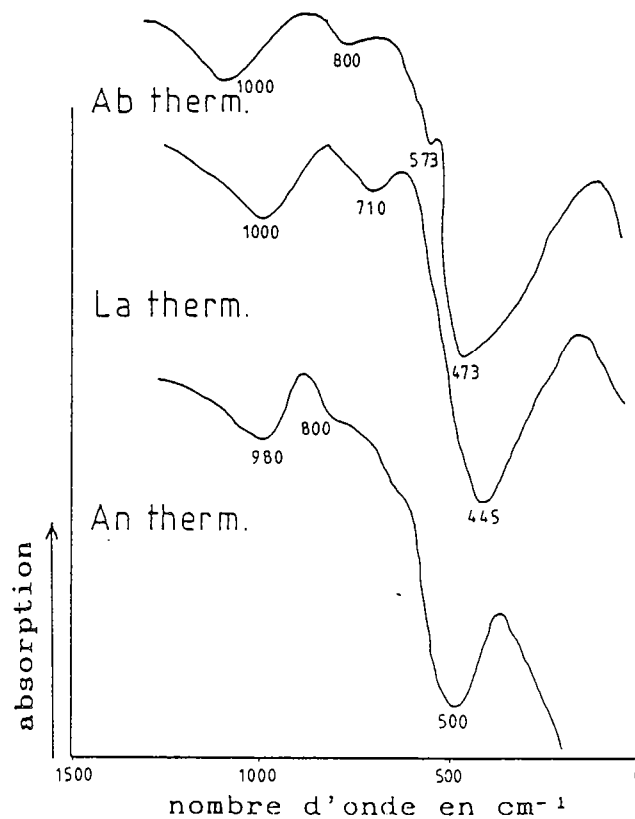


Fig.III-10: Spectres infra-rouge vitreux de l'albite, de la labradorite et de l'anorthite (spectre de labradorite d'après Stöffler et Hornemann, 1972; spectres d'albite et anorthite d'après Velde et Boyer, soumis)

B) SPECTRES DES PHASES VITREUSES DES PLAGIOCLASES

1) Verres d'origine thermique

Avant d'aborder le problème particulier des phases vitreuses diaplectiques, il est souhaitable de connaître les spectres des phases vitreuses thermiques, ceux-ci variant entre le pôle albite et le pôle anorthite.

a) *Différences entre les spectres cristallins et vitreux (Fig.III-9)*

La bande vers 1000 cm^{-1} se décale vers des fréquences plus élevées quand on passe du cristal au verre:

An_{cristal}: 900 cm^{-1} 980 cm^{-1} : An_{verre}

Ab_{cristal}: 1000 cm^{-1} 1100 cm^{-1} : Ab_{verre}.

La zone " $650\text{-}500\text{ cm}^{-1}$ ", lieu des trois bandes caractéristiques des feldspaths, disparaît complètement dans l'anorthite vitreuse, et presque totalement dans l'albite vitreuse.

b) *Différences entre les spectres vitreux de l'albite, de la labradorite et de l'anorthite (Fig.III-10)*

La bande vers 1000 cm^{-1} évolue régulièrement depuis l'albite jusqu'à l'anorthite. Par contre, les deux autres bandes, vers 800 et 500 cm^{-1} , ont pour la labradorite des valeurs très inférieures à ce qui était attendu. Les spectres cristallins de ces trois plagioclases montraient ce même décalage:

Ab	La	An
1000cm^{-1}	995cm^{-1}	900cm^{-1}
750cm^{-1}	738cm^{-1}	750cm^{-1}
450cm^{-1}	383cm^{-1}	400cm^{-1}

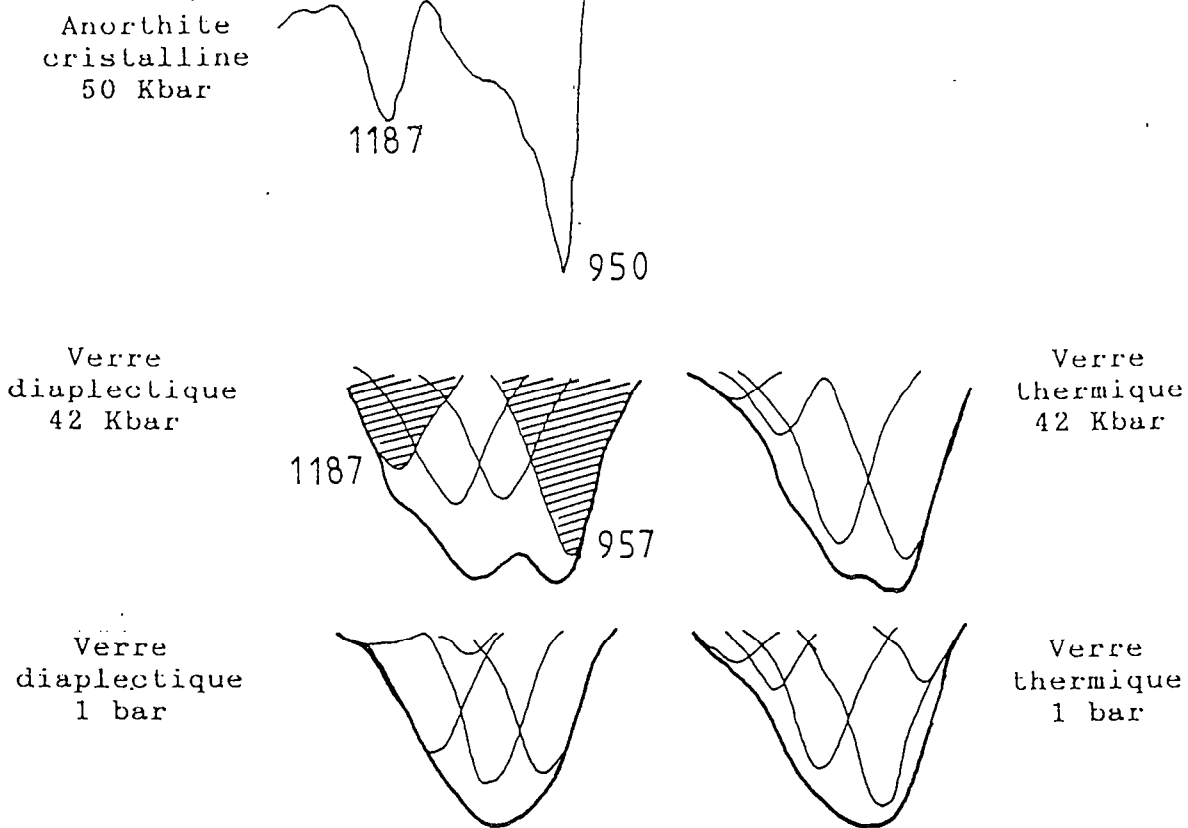


Fig.III-11: Déconvolution sélective d'un spectre infra-rouge d'anorthite enregistré sous pression (Velde et Boyer, soumis).

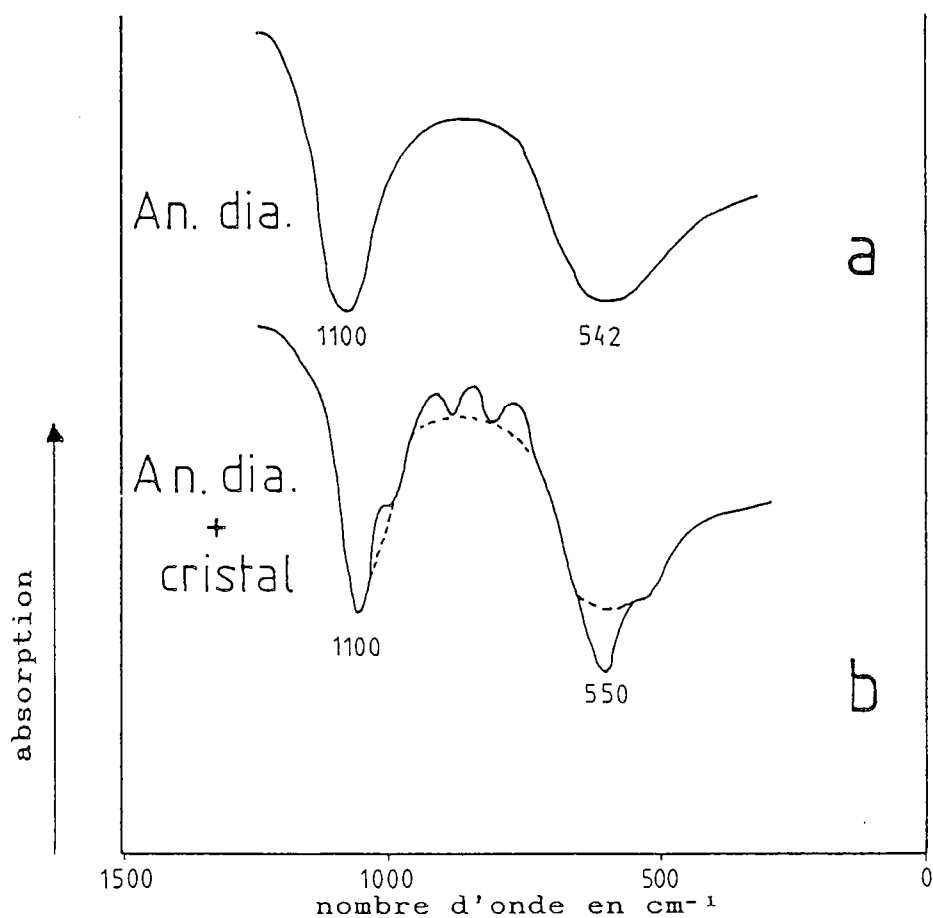


Fig.III-12: Spectres infra-rouge d'anorthite diaplectique (Velde et Boyer, soumis):

a) Spectre vitreux

b) Superposition de bandes vitreuses et cristallines.

c) *Décomposition d'un spectre vitreux d'anorthite*

La comparaison directe des spectres de verres thermiques et diaplectiques de plagioclases différents ne suffit pas toujours à les distinguer. Deux techniques permettent d'aller plus loin dans l'étude des phases vitreuses:

* *Décomposition par déconvolution sélective des bandes larges du spectre.* Le sous-chapitre précédent explique les bases et le but de cette méthode (voir thèse de Dominé, 1983).

* *Enregistrement de spectres de verres sous pression.* Dans l'enceinte d'une presse de type cellule à saphir ou à diamant adaptée, il est possible d'obtenir les spectres infra-rouge et Raman de verres. La pression ambiante provoque sur les phases diaplectiques l'apparition de bandes, de fréquences d'absorption comparables à celles de la phase cristalline correspondante. Ceci est un argument pour suggérer que les phases diaplectiques, imparfaitement amorphes, ont conservé un ordre à moyenne distance, hérité de la structure cristalline initiale. En combinant ces deux techniques, spectroscopie sous pression et décomposition des bandes larges, il devrait être possible d'accéder à une meilleure connaissance de la structure moléculaire des phases diaplectiques.

La figure III-11 montre ainsi comment un verre diaplectique d'anorthite se distingue de son homologue thermique, pour se rapprocher de sa structure initiale cristalline, dont le spectre est obtenu à une pression similaire (50 kbars) (Velde et Boyer, soumis).

2) *Verres d'origine diaplectique.*

a) *Coexistence de verre et de cristal dans un spectre d'anorthite choquée*

Dans un spectre d'anorthite choquée expérimentalement à 30 kbars, un deuxième ensemble de bandes, plus étroites et plus profondes, vient se superposer aux bandes larges caractéristiques d'un spectre de phase vitreuse (fig. III-12).

Ceci suggère l'existence, dans le verre diaplectique d'anorthite, de zones cristallines très fines. La largeur maximum de ces zones est donnée par le diamètre de la sonde, de l'ordre du micromètre. La mise en évidence de ces structures est donc du domaine de la microscopie électronique en transmission, qui permet l'identification d'une phase cristalline jusqu'à l'échelle du nanomètre, en conditions normales d'utilisation.

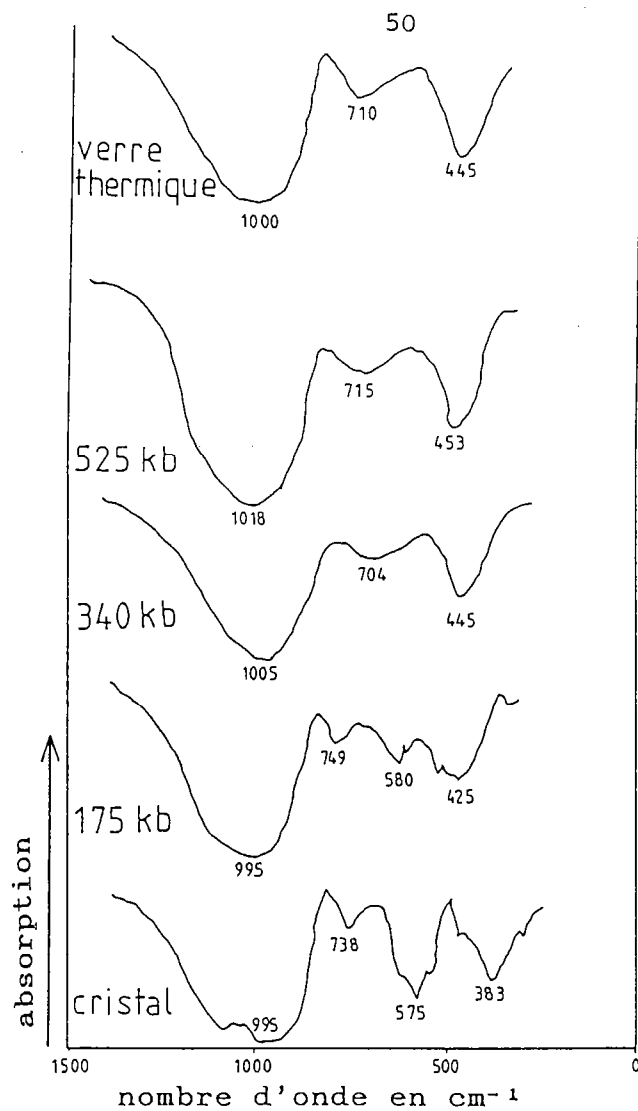


Fig.III-13

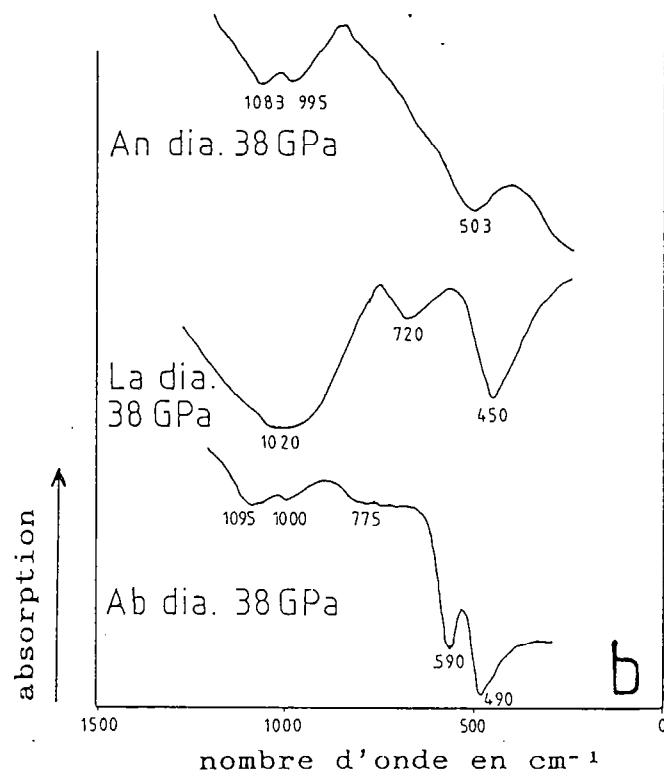
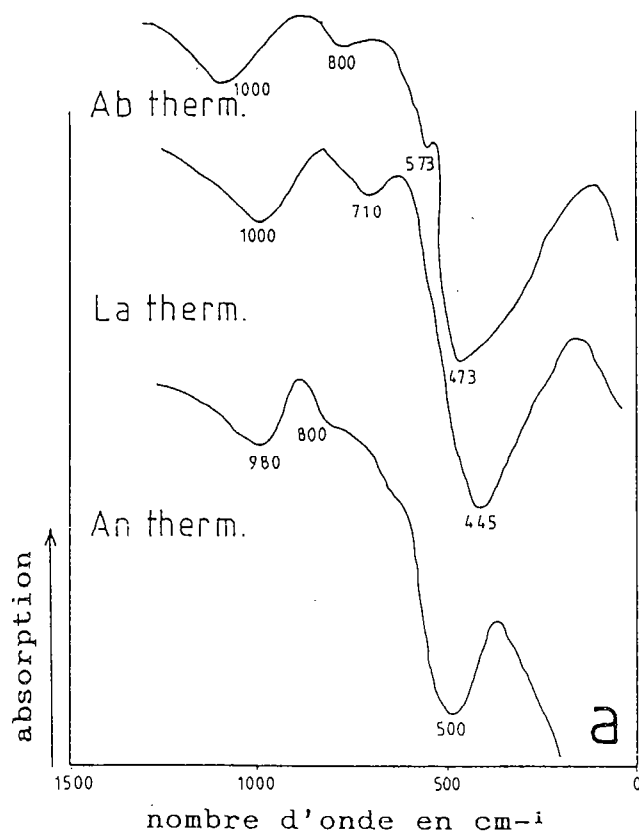


Fig.III-14

b) *Spectroscopie infra-rouge de labradorite choquée*

Le spectre d'absorption infra-rouge d'un plagioclase choqué évolue avec le degré de choc subi. La figure III-13 montre les spectres de labradorite ($Ab_{50} An_{50}$) obtenus à diverses pressions (Stöffler et Hornemann, 1972), de manière à suivre l'évolution entre le stade initial, cristallin, et le stade final, vitreux, celui-ci étant comparé au verre d'origine thermique.

Jusqu'à 175 kbar, les bandes caractéristiques de la structure cristalline sont reconnaissables, bien que leur profondeur ait diminué. Trois des quatre bandes principales, 738, 575 et 383 cm^{-1} , se décalent vers des nombres d'onde plus élevés. La bande faible vers 1150 cm^{-1} disparaît.

Au-dessus de 175 kbar, les bandes fusionnent pour donner trois bandes larges, ce qui indique la dépolymérisation de la phase. La région aux alentours de 580 cm^{-1} , qui correspond à un mode de vibration fondamental de la famille des feldspaths, disparaît complètement.

Vers 300 kbar, la valeur des trois bandes est proche de celle du spectre de labradorite vitreuse, mais la forme générale du spectre est différente.

A 525 kbar, les spectres de labradorite fondue et choquée ont même allure, mais il y a un décalage dans la valeur des bandes. Les bandes du verre diaplectique ont des fréquences plus élevées, ce qui pourrait indiquer des distances interatomiques plus courtes.

c) *Comparaison de spectres vitreux d'anorthite, de labradorite et d'albite*

La comparaison des spectres vitreux d'origine thermique et diaplectique des plagioclases (Fig.III-14) indique bien des nombres d'onde généralement plus élevés dans le verre diaplectique, à l'exception de la partie haute fréquence du spectre d'albite qui, comme le quartz, suit la tendance inverse.

Fig.III-13: Spectres infra-rouge de labradorite choquée (Stöffler et Hornemann, 1972)

Fig.III-14: Spectres infra-rouge des phases vitreuses d'origine thermique et diaplectique des plagioclases (spectres de labradorite d'après Stöffler et Hornemann, 1972; spectres d'albite et anorthite d'après Velde et Boyer, soumis):

- a) Spectres infra-rouge de verres d'origine thermique
- b) Spectres infra-rouge de verres d'origine diaplectique.

Comme dans les spectres de verres d'origine thermique, les nombres d'onde des bandes de haute fréquence dans les verres diaplectiques croissent de l'anorthite vers l'albite, tandis que ceux des bandes de basse fréquence décroissent.

Lors de l'observation des spectres de plagioclases vitreux d'origine thermique, il avait été constaté que les valeurs des bandes de labradorite ne s'inscrivaient pas en tant que valeurs intermédiaires entre celles de l'albite et de l'anorthite. Il en est de même pour les spectres vitreux d'origine diaplectique (voir le tableau récapitulatif ci-contre; figure III-15).

		Anorthite	Labradorite	Albite
VERRE THERMIQUE	H F	980	1016	1100
	M F	800	710	800
	B F	500	445	473
VERRE DIAPLECTIQUE	H F	1083	(1020)	1095
	H F	995		1000
	M F		720	775
	M F			590
	B F	503	450	490

Fig.III-15: Tableau des valeurs des nombres d'onde (en cm^{-1}) des bandes principales pour les verres d'origine thermique et diaplectique des plagioclases (HF, MF, BF = haute, moyenne et basse fréquence).

d) Etude de la phase diaplectique de la labradorite

La comparaison des spectres de l'anorthite, de la labradorite et de l'albite diaplectiques (Fig.III-16) suggère pour la labradorite des points communs avec les deux pôles:

* Elle se rapproche de l'anorthite par sa région de fréquences 600-450 cm^{-1} , en ne montrant qu'une seule bande d'absorption, alors que l'albite en montre deux.

* Dans la région 800-700 cm^{-1} , l'albite et la labradorite produisent toutes les deux une faible bande d'absorption, inexistante dans le spectre de l'anorthite.

* L'originalité du spectre de la labradorite diaplectique se situe dans la région 1100-950 cm^{-1} , où il ne présente qu'une bande d'absorption, alors que les spectres de l'albite et de l'anorthite en ont deux.

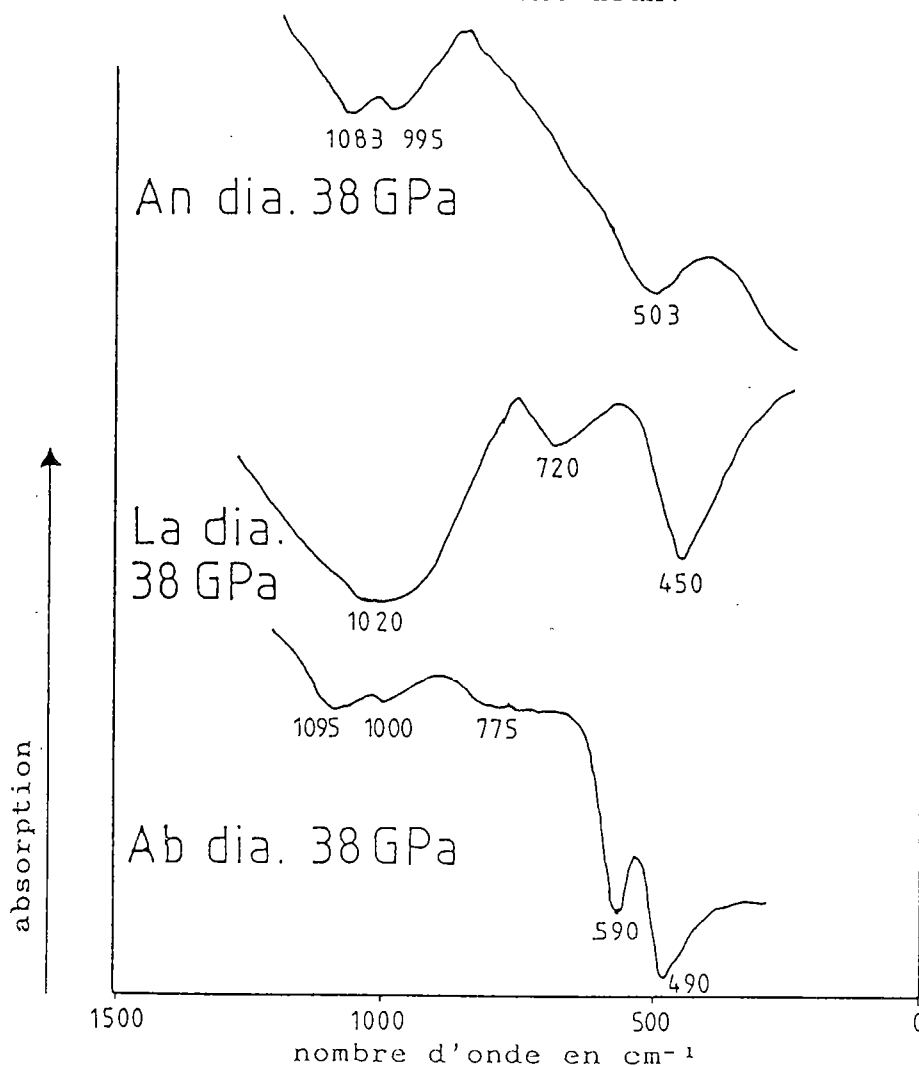


Fig.III-16: Spectres infra-rouge des phases vitreuses d'origine diaplectique des plagioclases (spectre de labradorite d'après Stöffler et Hornemann, 1972; spectre d'albite et anorthite d'après Velde et Boyer, soumis).

L'auteur de ces spectres, B. Velde (comm.perso.), émet pour la labradorite l'hypothèse d'une démixtion en microdomaines de type anorthite, intercalés dans du verre diaplectique de type albite. Le spectre de la labradorite diaplectique est homogène à l'échelle de la sonde du spectromètre, environ 1 μm . La démixtion envisagée ne pourrait donc être détectée qu'à une échelle très fine, inférieure au micro-mètre.

D'un point de vue moléculaire, cette démixtion peut s'expliquer par les contraintes structurales induites par le rapport Si/Al. Dans l'anorthite, il y a autant d'ions Al que d'ions Si ($\text{An} = \text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$). Les deux types de sites tétraédriques SiO_4 et $(\text{AlO}_4)^-$ sont donc en nombre équivalent, d'où une mise en ordre plus facile que dans le cas de l'albite, où les tétraèdres SiO_4 sont trois fois plus nombreux que les tétraèdres $(\text{AlO}_4)^-$ ($\text{Ab} = \text{NaAlSi}_3\text{O}_8$).

Une autre hypothèse consiste à admettre que les lamelles d'exsolution, vraisemblablement présentes dans la labradorite avant le choc, ont été conservées. Il faudrait alors envisager un mécanisme de vitrification qui n'affecte pas les microstructures préexistantes.

V-CONCLUSION

Ce chapitre, revue des différents travaux effectués en spectroscopie infra-rouge sur les phases diaplectiques du quartz et des plagioclases, conclut à l'existence éventuelle de microstructures très fines, vraisemblablement à l'origine des propriétés particulières des phases diaplectiques.

L'observation de ces phases par Microscopie Electronique en Transmission permettra de déceler des variations de structure de faible dimension (jusqu'à quelques dizaines d'Å), et par là même de définir le caractère hétérogène des phases diaplectiques.

De manière à associer étroitement les structures observées en Microscopie Electronique en Transmission et les spectres correspondants, quelques études par spectroscopie Raman d'échantillons choqués sont intégrées dans ce travail.

2-ETUDE DE MINERAUX CHOQUES PAR SPECTROSCOPIE RAMAN

La majorité des travaux effectués en spectroscopie jusqu'à présent sur les phases induites par choc ont été limités à la spectroscopie infra-rouge. Des études similaires mais par spectroscopie Raman peuvent apporter des renseignements complémentaires.

Dans le cadre de ce travail, les quelques spectres Raman obtenus n'ont pas été calculés, mais simplement comparés d'une part avec les spectres infra-rouge publiés sur les phases diaplectiques, d'autre part avec les spectres Raman obtenus sur des cristaux et des verres d'origine thermique de composition similaire.

I-PRINCIPE DE LA SPECTROSCOPIE RAMAN

Lorsque la lumière traverse un milieu transparent, le champ électrique associé met en vibration les distributions des charges électroniques locales. Ces électrons oscillants, qui fonctionnent comme des dipôles émetteurs, produisent la lumière diffusée de même fréquence que le rayonnement incident: c'est la *diffusion Rayleigh*. Si cependant, il s'établit un couplage entre le tenseur des polarisabilités électriques et les modes vibratoires du milieu, l'énergie des photons diffusés peut être augmentée (ou diminuée) par absorption (ou création) d'une quantité d'énergie vibrationnelle. C'est l'*effet Raman*, et les raies supplémentaires (*Stokes* et *anti-Stokes*) sont décalées par rapport à la raie Rayleigh d'une quantité qui correspond aux énergies des différents modes vibratoires (Fig.III-17).

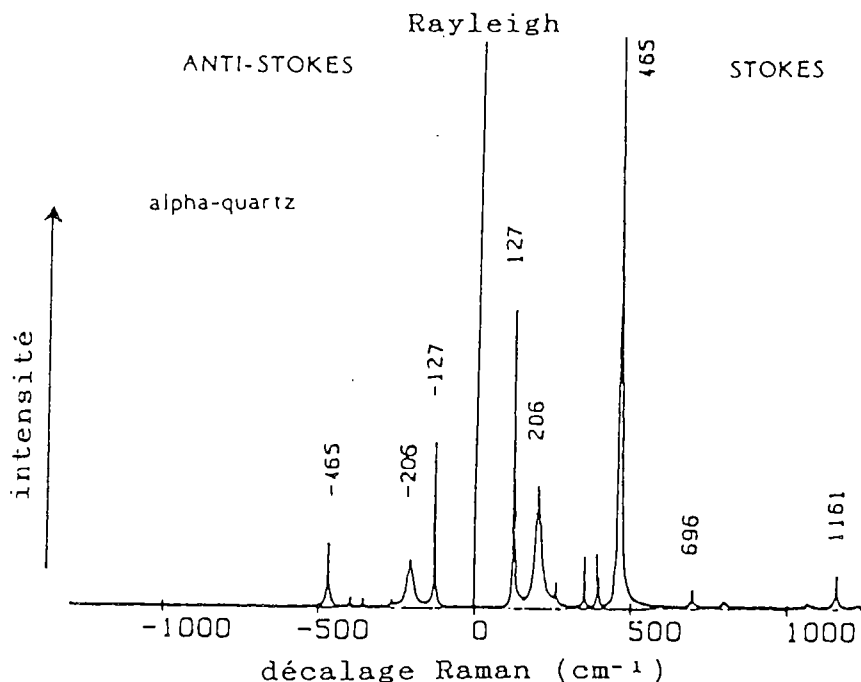


Fig.III-17: Spectre Raman du quartz (Mac Millan, 1985).

Ces décalages couvrent le même domaine de fréquence que le spectre infra-rouge, et les deux spectroscopies permettent ainsi d'atteindre les vibrations propres de la structure.

Comme cependant les règles de sélection ne sont pas les mêmes, certaines vibrations peuvent ne pas apparaître à la fois dans les deux méthodes, qui se présentent dès lors comme complémentaires.

La spectroscopie Raman a l'avantage de mieux distinguer les verres que la spectroscopie infra-rouge. En Raman, les bandes sont en général mieux définies (moins nombreuses et plus marquées) (Fig.III-18).

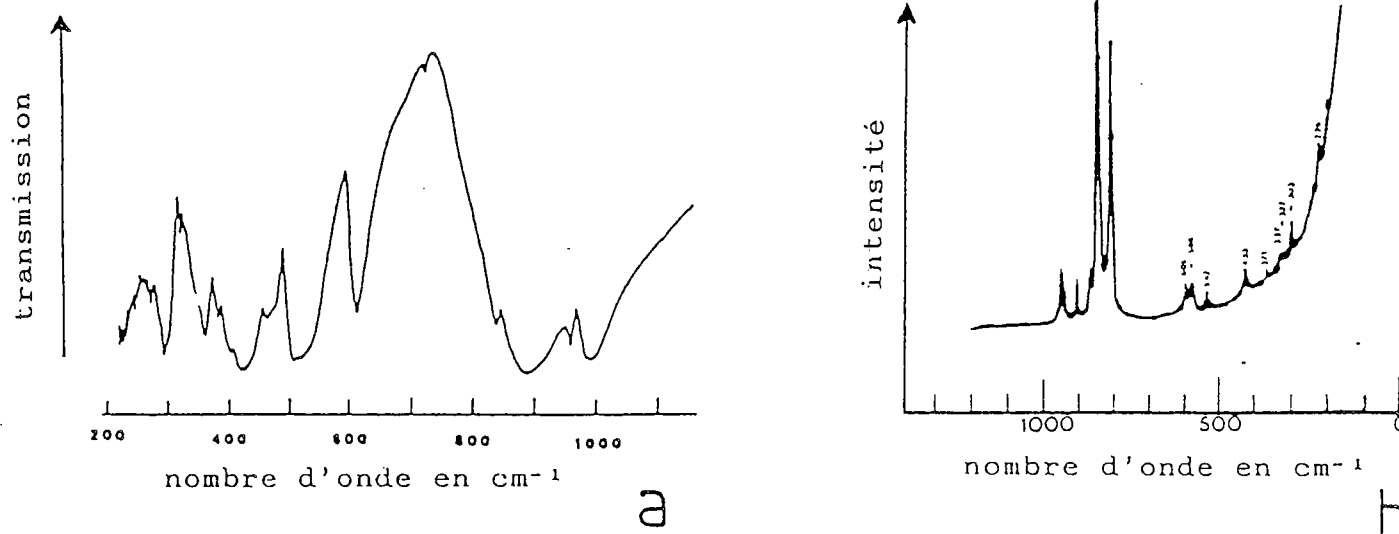


Fig.III-18: Spectres infra-rouge (a) et Raman (b) de la forstérite (Mac Millan, 1985).

II-LA MICROSCOPIE LASER RAMAN DE L'OUEST

A) OBTENTION DES SPECTRES

Les spectres ont été obtenus à la Faculté des Sciences de Nantes, sur la Microsonde Laser Raman de l'Ouest. Il s'agit d'une microsonde Dilor, de type Microdil 28. Cet appareil est équipé d'un détecteur multicanal, constitué de 512 diodes (voir Dhamelincoirt et al., 1984). L'utilisation d'un détecteur multicanal permet un enregistrement beaucoup plus rapide des spectres. Dans le cas d'études spectroscopiques de matériaux vitreux, où le signal n'est significatif que sur une grande gamme de fréquences, ceci est particulièrement apprécié.

En système monocanal, il faut 3 à 4 heures pour enregistrer un spectre de verre sur 500 cm^{-1} , alors qu'une demi-heure suffit en système multicanal.

La microsonde est couplée avec un microscope optique qui permet de sélectionner la zone à analyser, et de positionner avec précision le faisceau laser, d'un diamètre de $1\text{ }\mu\text{m}$.

La source de lumière utilisée est un faisceau laser d'Argon ionisé, de longueur d'onde $514,53\text{ nm}$. Ce faisceau est focalisé sur l'échantillon, et la lumière transmise est ensuite analysée par le détecteur multicanal, qui détecte le signal et enregistre sa fréquence et son intensité.

Ces données sont transmises à un micro-ordinateur Apple IIe, qui calcule le spectre à partir des paramètres de la sonde et des conditions d'enregistrement. Le spectre obtenu peut alors être reproduit sur une table traçante.

Ce spectre couvre une gamme de 500 cm^{-1} (en nombre d'onde). Pour obtenir un spectre complet, entre 0 et $2\,000\text{ cm}^{-1}$, il faut donc mettre côte à côte plusieurs enregistrements, en les faisant se superposer partiellement de manière à ce que chacun soit calculé en fonction du précédent.

Le document final est une courbe indiquant le nombre de phonons détectés par seconde (=intensité), pour chaque fréquence, celle-ci étant exprimée en nombre d'onde $= 2\pi/\lambda$.

B) SENSIBILITE ET REGLAGE DE LA MICROSONDE

L'obtention de spectres de matériaux cristallins ne pose pas de problèmes importants. Le rapport intensité absorbée sur intensité incidente est suffisamment significatif pour que chaque fréquence (ou nombre d'onde) correspondant à une diffusion inélastique de la lumière se distingue nettement du bruit de fond du spectromètre.

La largeur des bandes d'absorption est de l'ordre de 10 cm^{-1} , ce qui permet de les indexer avec une précision d'1 à 2 cm^{-1} .

Par contre, les spectres de matériaux vitreux présentent des bandes larges, souvent asymétriques, et de faible amplitude. Les spectres de verres très purs sont encore relativement bien différenciés. Par contre, les matériaux comme ceux étudiés dans ce travail fournissent des enregistrements inutilisables dans les conditions habituelles d'analyse.

C'est pourquoi divers réglages de la sonde sont nécessaires :

1) Réglage de l'intensité du faisceau laser

Un potentiomètre permet de faire varier la puissance du faisceau de 0 à 10 watts.

2) Réglage du diamètre du faisceau

Ce diamètre est limité par une fente placée à la sortie du canon laser. L'élargissement de cette fente augmente l'intensité du faisceau incident, mais diminue sa précision.

3) Réglage du rapport nombre d'accumulations sur temps d'intégration

Pour obtenir un spectre correspondant, par exemple à 15 mn de temps de comptage, il est possible soit d'intégrer de nombreuses séries de comptage, chacune étant de courte durée (ex.: 180 fois 5 secondes), soit de faire quelques séries de comptage, de longue durée (ex.: 30 fois 30 secondes).

Le rapport signal sur bruit de fond diminue avec le nombre d'accumulations, c'est pourquoi la deuxième solution est a priori la meilleure.

En fait, l'expérience montre que différents essais sont nécessaires pour choisir le bon rapport nombre d'accumulations sur temps d'intégration. Pour les matériaux cristallins, quelques accumulations de quelques secondes chacune suffisent pour obtenir des bandes d'absorption distinctes. Pour les matériaux de cette étude, en grande partie vitreux, les meilleurs enregistrements ont été obtenus pour 20 à 40 accumulations de 6 secondes chacune.

III-ECHANTILLONS CHOISIS

A) ECHANTILLONS DU CRATERE DE RIES

Deux préparations pour M.E.T. ont été analysées en spectroscopie Raman.

1) Echantillon Re8e63

Il s'agit d'un grain de plagioclase présentant en microscopie optique une alternance de bandes vitreuses et cristallines, avec une pseudopériodicité de 10 μm . Dans le but de déterminer si les parties vitreuses et cristallines sont de même nature, plusieurs spectres sont enregistrés dans chacun des deux types de lamelles.

2) Echantillon Re8e134

La zone d'étude par spectroscopie a été choisie dans une région de quartz marquée par des éléments planaires très fins (submicrométriques). Le diamètre du faisceau laser étant de 1 μm , il n'est pas possible d'éviter le chevauchement du spot sur deux ou plusieurs microstructures.

B) MONOCRISTAUX D'ALBITE CHOQUES EN LABORATOIRE

Les expériences de choc ont été effectuées au Japon, à Sendai, dans le laboratoire du Professeur Syono. Après le choc, les échantillons n'ont pu être préparés pour une étude par M.E.T., car ils sont inclus dans une matrice d'acier qui se prête mal aux opérations de coupe et d'amincissement.

Trois monocristaux d'albite ont été choqués à 20, 30 et 40 GPa. Leur étude par spectroscopie Raman doit permettre de déterminer le degré de vitrification de chacun des trois échantillons.

C) LABRADORITE PROVENANT DE LA STRUCTURE D'IMPACT DU LAC MISTASTIN, AU CANADA

Ces échantillons ont été fournis par P. Lambert, du C.A.R.M.E.. Les spectres infra-rouge de labradorite choquée obtenus par B. Velde sont assez inattendus. C'est pourquoi l'obtention de spectres Raman sur un matériau similaire a semblé une étude intéressante, afin de voir si les résultats obtenus en infra-rouge sont reproductibles en Raman, et si la spectroscopie Raman peut apporter des indications supplémentaires.

D) VERRE PUR DE SiO_2

La microsonde Raman de Nantes n'avait auparavant jamais été utilisée dans le cadre d'études de phases vitreuses.

Un étalonnage sur un verre de synthèse de SiO_2 pur a donc été effectué, de manière à estimer les réglages nécessaires à l'étude des phases vitreuses, et à disposer d'un spectre de référence, se rapportant à un matériau parfaitement défini.

IV-SPECTRES ET CONDITIONS D'OBTENTION

Les spectres bruts tels qu'ils apparaissent sur l'écran de l'Apple IIe ou sur la table traçante ne peuvent être interprétés directement.

Quelques artéfacts liés au mauvais fonctionnement d'une ou plusieurs diodes perturbent le spectre. De plus, la forme générale du spectre est en grande partie la forme du bruit de fond. Cela se vérifie, par exemple, en ne mettant pas d'échantillon. Le spectre enregistré alors est non pas rectiligne, mais ondulé, avec une diminution de l'intensité moyenne quand le nombre d'ondes croît. Il faut donc procéder à un traitement des enregistrements, afin de déterminer les caractéristiques de chacun d'entre eux.

La méthode de traitement utilisée ici est la méthode dite manuelle. Bien que relativement subjective, l'utilisation de cette méthode pour une étude non quantitative semble préférable à celle d'une méthode de calcul sans contrôle des paramètres pris en compte par les logiciels informatiques.

*** Accolement des différentes parties d'un spectre**

Afin d'obtenir un spectre général d'un échantillon depuis 0 jusqu'à 1200 cm^{-1} , il a fallu assembler trois enregistrements consécutifs, chacun couvrant une zone de 500 cm^{-1} . Habituellement, ce recouvrement est fait par le micro-ordinateur Apple IIe, à condition d'avoir maintenu constante la puissance du laser pendant les trois enregistrements. Cette condition n'ayant pas été remplie ici, les trois enregistrements ont été ajustés manuellement, sans difficulté puisque les régions d'accolement figurent chacune sur deux enregistrements consécutifs.

* Premier lissage des spectres

Ce premier lissage (manuel) consiste simplement à décalquer le spectre en éliminant les artéfacts, de manière à obtenir une courbe continue. Ce premier lissage peut s'effectuer à l'aide du logiciel adapté, et le résultat est le même.

* Indexation des spectres

Après le premier lissage, les spectres ont la forme d'une suite d'ondulations. Les ondulations larges ($\approx 300 \text{ cm}^{-1}$) et de faible amplitude sont significatives du bruit de fond. Il ne faut donc pas en tenir compte. Par contre, les ondulations peu étendues, ainsi que les épaulements des ondulations étendues peuvent représenter une région de diffusion inélastique. La coordonnée en nombre d'onde de cette région est obtenue en traçant la verticale passant par le milieu de l'ondulation. La précision de la mesure est alors de 2 à 4 cm^{-1} . L'échelle des nombres d'ondes n'étant pas parfaitement linéaire, cette mesure est faite à l'aide du logiciel adapté, qui fournit le nombre d'onde en chaque point ($\approx 1 \text{ pt/cm}^{-1}$) avec une précision de 0,1 cm^{-1} .

C'est la partie la plus délicate de l'opération, car la distinction entre le signal et le bruit de fond n'apparaît pas nettement. L'observation des spectres de référence, sur des cristaux ou des verres de même nature (Seifert et al., 1982), permet ensuite de vérifier la validité des mesures.

* Deuxième lissage des spectres

Ce deuxième lissage consiste à évaluer l'importance relative des zones d'intérêt. Le spectre étant déjà indexé, ce lissage n'influe pas sur l'interprétation des modes de vibration. En tenant compte de l'intensité du laser lors des différents enregistrements, et par comparaison avec la forme générale des spectres cristallins et vitreux de même composition, le spectre est retracé à la main.

V-INTERPRETATION

L'utilisation de spectres traités de cette manière ne peut dépasser le cadre de comparaisons qualitatives entre spectres. Ceci correspond aux objectifs fixés.

* Le spectre de verre SiO_2 pur obtenu pour les conditions opératoires suivantes se superpose bien avec le spectre de référence donné par Seifert et al. (1982) (Fig.III-19) pour la partie haute fréquence (de 700 à 1200 cm^{-1}) qui correspond aux modes vibratoires d'étirement de la liaison Si-O. La partie basse fréquence, quant à elle, ne correspond pas au spectre cristallin ou vitreux du quartz.

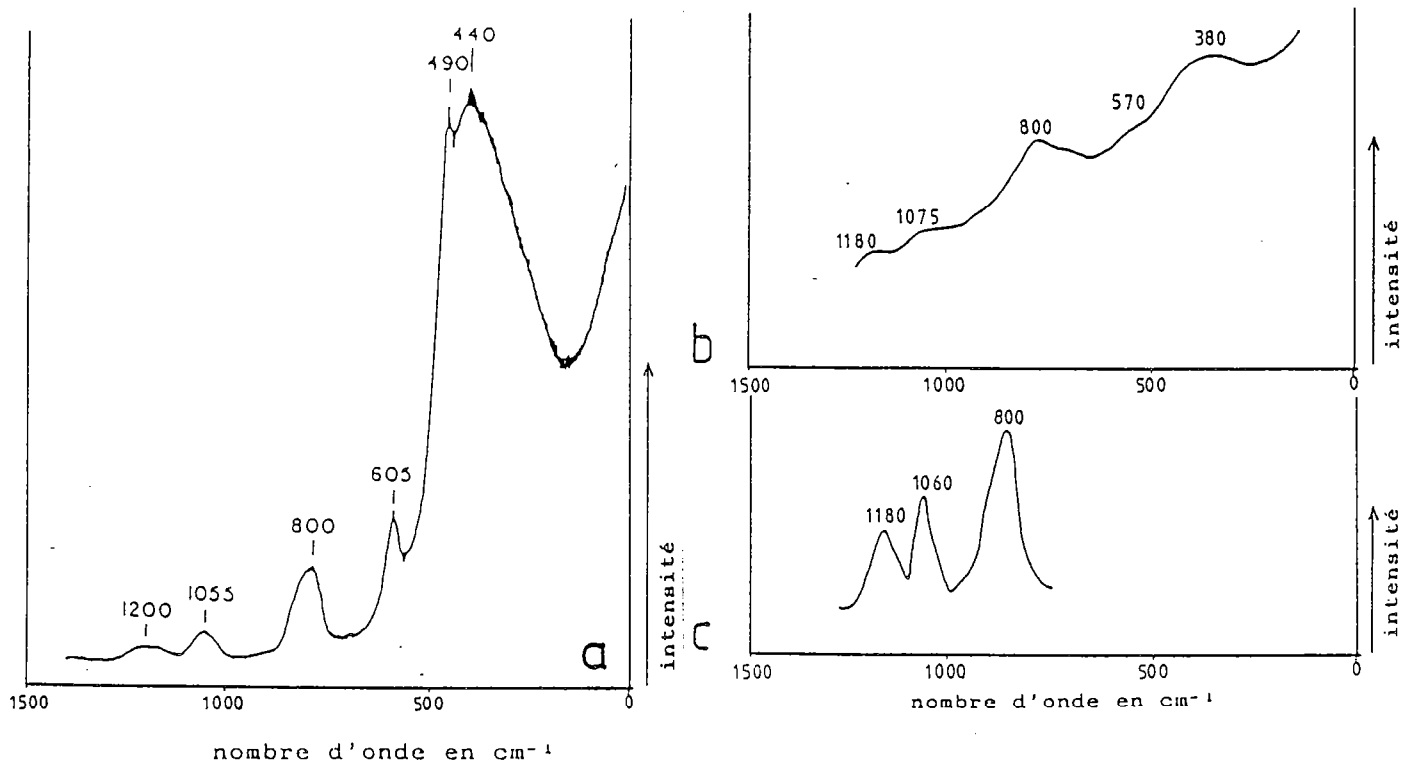


Fig.III-19: Spectres Raman de verre synthétique SiO_2 :
 a) Spectre Raman de verre SiO_2 (Sweet et al., 1973).
 b) Spectre Raman de verre SiO_2 (obtenu à la M.L.R.O. de Nantes).
 c) Spectre Raman de verre SiO_2 (d'après Seifert et al., 1982).

* Spectres des échantillons du cratère de Ries

- Echantillon Re8e63

Les spectres obtenus dans les lamelles cristallines présentent quatre bandes principales bien différenciées: 158 ± 2 , 280 ± 2 , 474 ± 2 , 512 ± 2 cm^{-1} (Fig.III-20).

Ces valeurs sont celles du spectre de référence de l'albite. Les spectres des lamelles isotropes au M.O. sont nettement moins contrastés. Les valeurs des bandes sont similaires, mais leur amplitude est plus faible que l'amplitude des bandes correspondant aux lamelles cristallines. L'allure générale des spectres est cependant déconcertante, car les bandes, bien que peu marquées, restent quand même de largeurs comparables à celles des spectres cristallins.

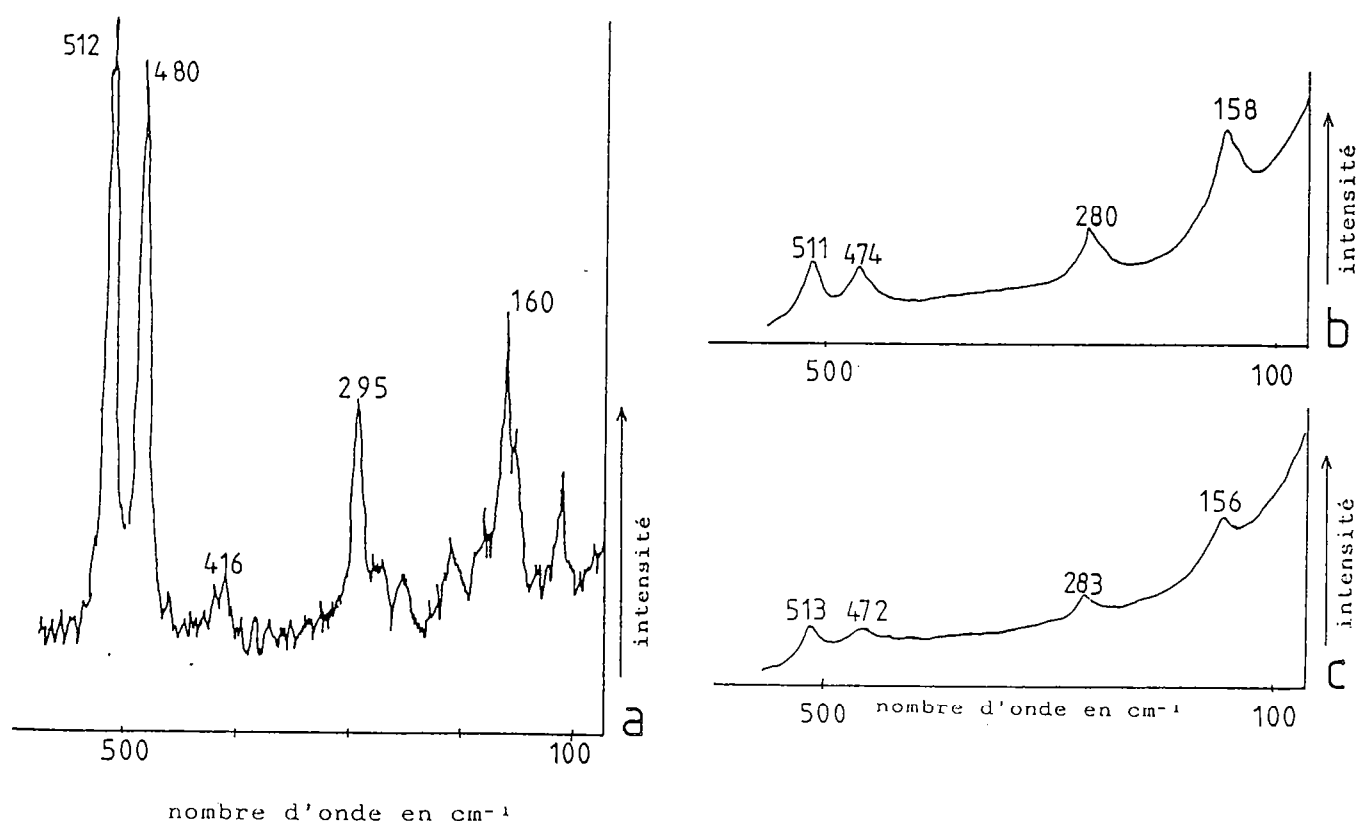


Fig.III-20: Spectres Raman d'un grain d'albite choqué (éch.Re8e63):

- a) Spectre Raman de référence de l'albite cristalline (obtenu à la M.L.R.O. de Nantes).
- b) Spectre Raman d'une lamelle cristalline de l'éch.Re8e63 (obtenu à la M.L.R.O. de Nantes).
- c) Spectre Raman d'une lamelle vitreuse de l'éch.Re8e63 (obtenu à la M.L.R.O. de Nantes).

Cette similitude pourrait être liée au caractère diaplectique de la phase vitreuse, en invoquant par exemple l'existence d'un ordre à moyenne distance dans ces phases, d'où des modes de vibration à fréquence bien définie.

Une autre hypothèse, suggérée par Lambert (1977), est que les deux types de lamelles se distinguent par leur proportion relative de verre et de cristal, ces deux phases coexistant à une dimension submicronique au sein de chaque type de lamelle. La structure en lamelle est alors une superstructure.

Mais les conditions d'obtention de ces spectres, les seuls effectués par un opérateur différent, sans étalonnage préalable, ne sont pas assez définies pour une étude même qualitative. La seule conclusion raisonnable est que les spectres sont moins bien définis dans les lamelles vitreuses que dans les lamelles cristallines, mais que, dans les deux cas, il s'agit bien d'albite. L'alternance de zones vitreuses et cristallines n'est donc pas due à un phénomène de type démixtion entre une phase vitreuse de SiO_2 et une phase cristalline d'albite.

- Echantillon Re8e134

Ce spectre ne montre aucune bande significative, mais simplement trois épaulements faibles, indexés à 330 ± 5 ; 470 ± 5 et $570 \pm 5 \text{ cm}^{-1}$ (Fig.III-21). Seul le nombre d'ondes $570 \pm 5 \text{ cm}^{-1}$ permettrait de rattacher ce spectre à celui de référence du quartz. Des essais à plus forte intensité de faisceau ont été tentés et ont détruit la zone sous le faisceau. Cet échantillon ayant été aminci au préalable en vue d'une étude par M.E.T., son épaisseur est vraisemblablement insuffisante pour diffuser la lumière en quantité détectable. Aucune indication n'a donc pu être obtenue sur les zones à éléments planaires submicrométriques.

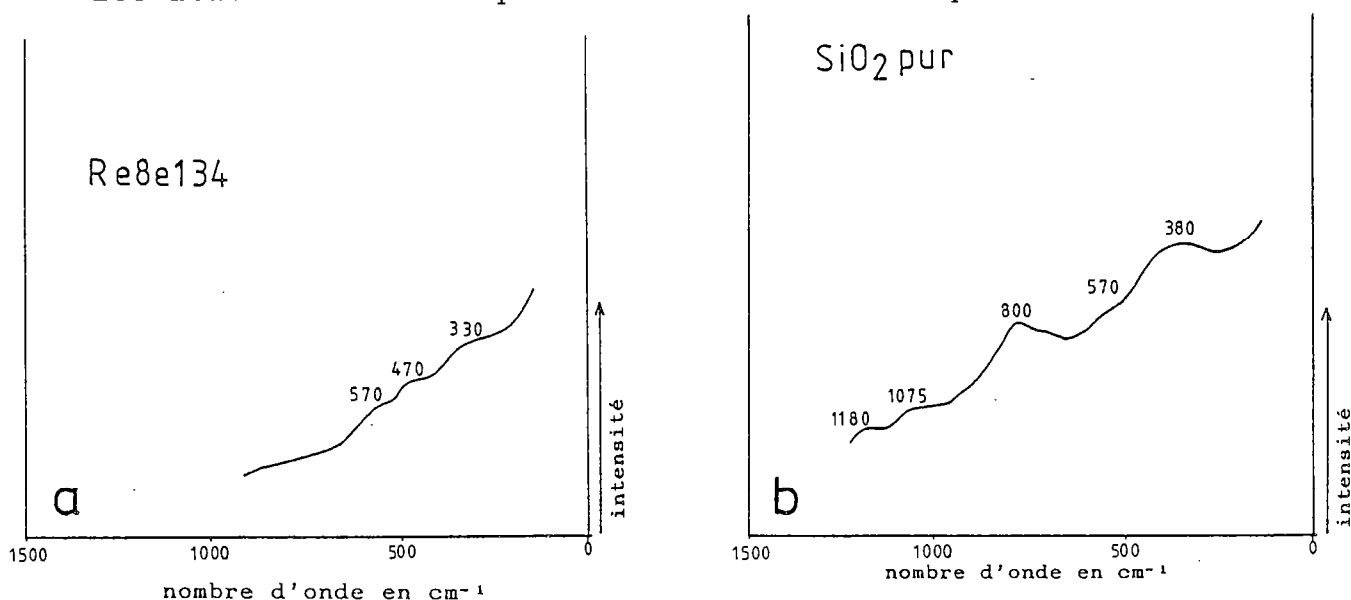


Fig.III-21: a) Spectre Raman d'un grain de quartz choqué (éch.Re8e134) (obtenu à la M.L.R.O. de Nantes).
b) Spectre Raman de verre SiO_2 (obtenu à la M.L.R.O. de Nantes).

* Echantillons d'albite choquée en laboratoire

Le monocristal d'albite choqué à 20 GPa donne un spectre correspondant à de l'albite cristalline. La bande d'absorption vers 470-480 cm^{-1} est faible, mais ceci peut être lié à l'orientation du monocristal (Fig.III-22).

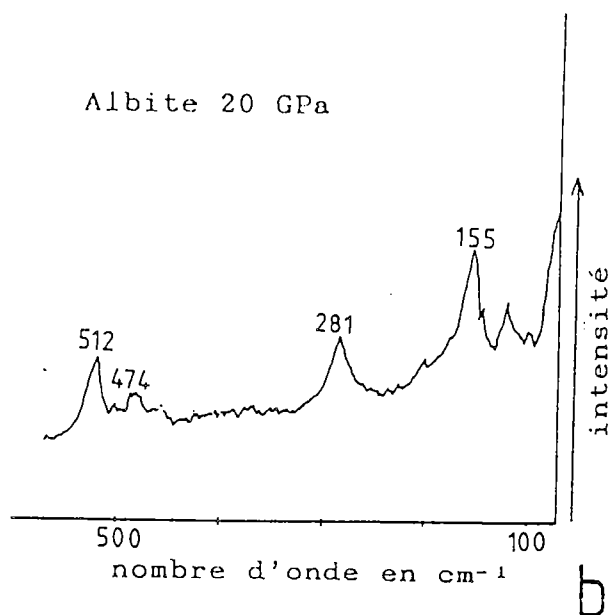
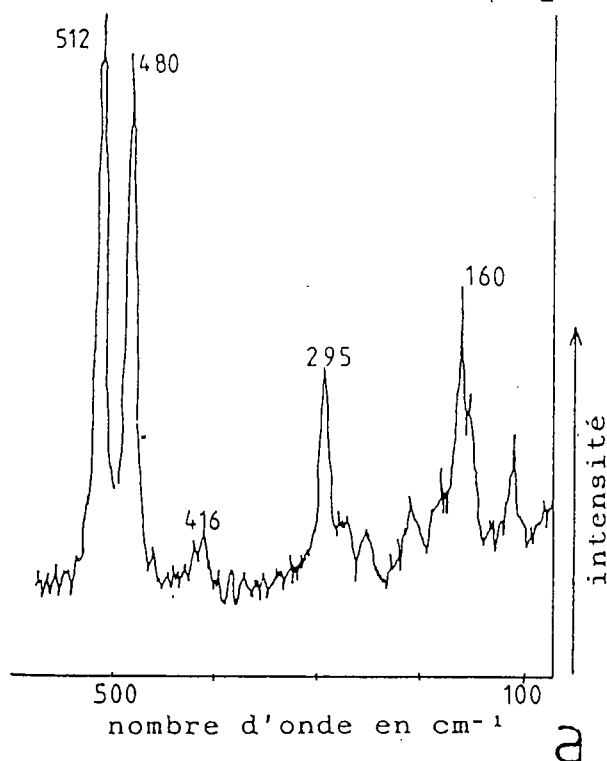


Fig.III-22: Spectres Raman d'albite cristalline:
 a) Spectre Raman de référence de l'albite cristalline (obtenu à la M.L.R.O. de Nantes).
 b) Spectre Raman d'albite choquée à 20 GPa (obtenu à la M.L.R.O. de Nantes).

Les spectres d'albite choquée à 30 et 40 GPa ne montrent aucune bande d'absorption différenciée et correspondent donc à du verre. La valeur en nombre d'ondes des épaulements de ces spectres ne semble pas apparentée aux nombres d'ondes du spectre de référence de l'albite cristalline. Par contre, la comparaison entre les spectres d'albite choquée à 30 et 40 GPa et un spectre de verre synthétique de même composition ($\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 6\text{SiO}_2 = 2 \text{ NaAlSi}_3\text{O}_8$) est relativement satisfaisante (Fig.III-23).

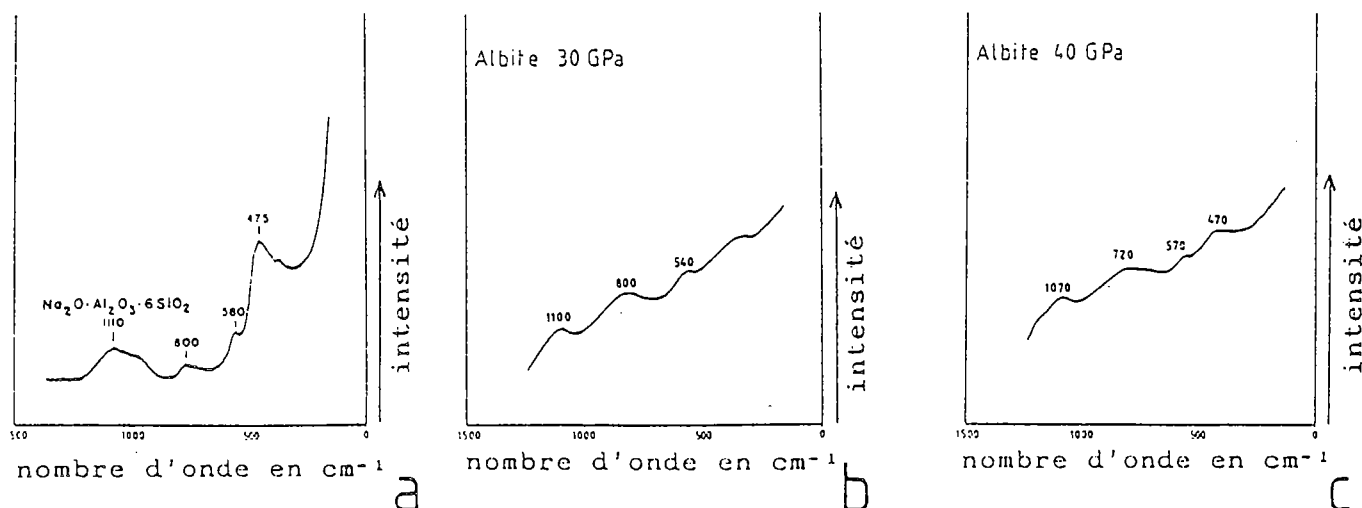


Fig.III-23: Spectres Raman d'albite vitreuse:

- a) Spectre Raman d'un verre $\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 6\text{SiO}_2$ (d'après Sweet et al., 1973).
- b) Spectre Raman d'albite choquée à 30 GPa (obtenu à la M.L.R.O. de Nantes).
- c) Spectre Raman d'albite choquée à 40 GPa (obtenu à la M.L.R.O. de Nantes).

*** Echantillon de labradorite du Lac Mistastin**

La pression de choc de cet échantillon a été estimée à 34 GPa d'après la mesure de son indice de réfraction (Lambert, comm. perso.).

La différence principale avec le spectre infra-rouge obtenu par B. Velde sur un matériau similaire est le dédoublement de la zone d'absorption vers 1000 cm^{-1} (Fig.III-24). Dans la série des trois plagioclases choqués à 38 GPa, le spectre de la labradorite se distinguait des deux autres par cette zone d'absorption unique vers 1000 cm^{-1} .

Les spectres infra-rouge de labradorite choquée à différentes pressions montraient que le dédoublement de cette zone n'était conservé que jusqu'à 17,5 GPa maximum (Fig.III-25). Ce résultat ne s'accorde pas avec la valeur de 34 GPa obtenue par mesure de l'indice de réfraction.

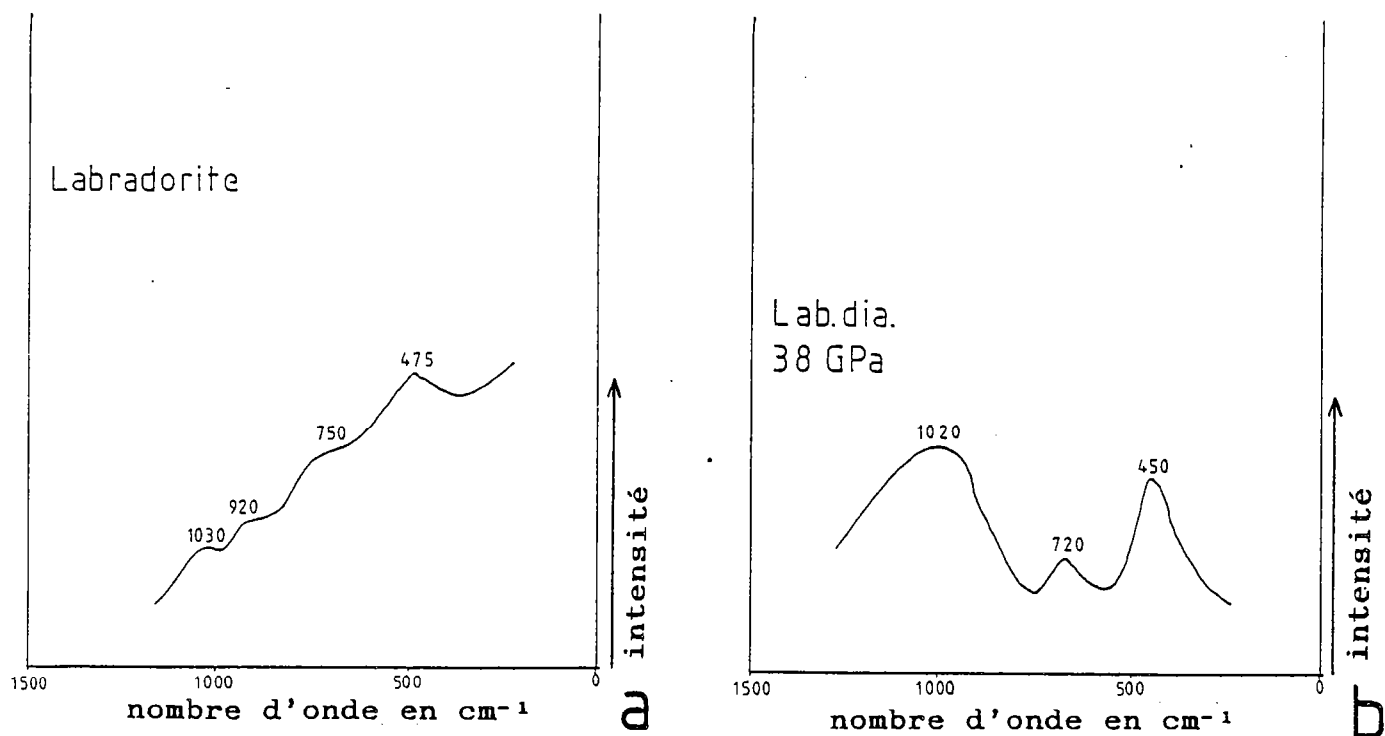


Fig.III-24: a) Spectre Raman de la labradorite du lac Mistastin (obtenu à la M.L.R.O. de Nantes).
b) Spectre infra-rouge de labradorite choquée en laboratoire (Velde et Boyer, en préparation).

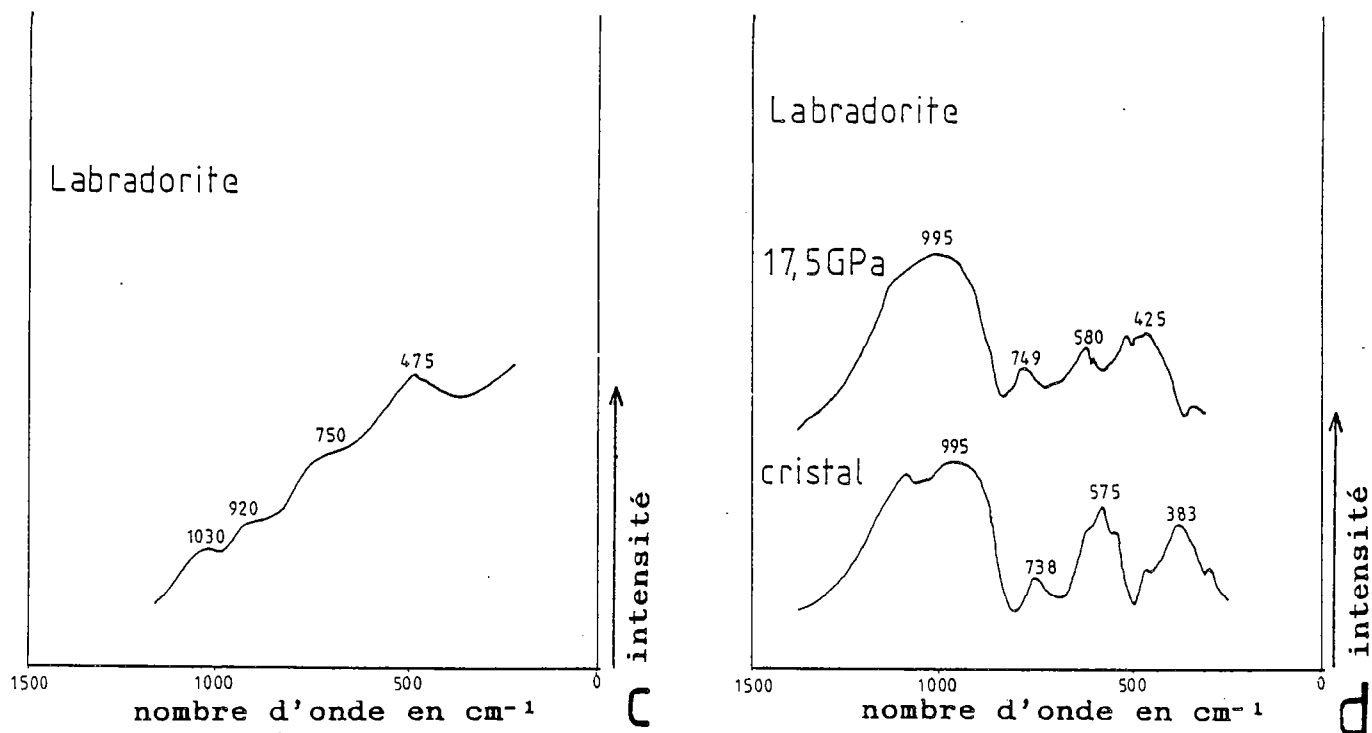


Fig.III-25: a) Spectre Raman de la labradorite du lac Mistastin (obtenu à la M.L.R.O. de Nantes).
b) Spectre infra-rouge de labradorite choquée en laboratoire et spectre de référence (Stöffler et Hornemann, 1972).

VI - CONCLUSION

Que ce soit en spectroscopie infra-rouge ou Raman, les spectres des phases diaplectiques suggèrent un état structural (et par conséquent un degré d'ordre) intermédiaire entre l'état cristallin et l'état vitreux.

Les études en spectroscopie Raman sur les minéraux choqués présentées ici sont très succinctes, car l'intérêt pour la réponse Raman des phases diaplectiques n'est apparue qu'assez tard dans la réalisation de ce travail. Ce sujet constitue à lui seul un projet de recherche, d'ailleurs sérieusement envisagé par une équipe américaine.

Quelques journées d'utilisation de la microsonde Raman ne suffisent ni à se familiariser avec le fonctionnement de l'appareil, ni à obtenir une étude complète d'un matériau. Le but de ces manipulations était donc dans un premier temps de reproduire les différents résultats obtenus par infra-rouge lors de travaux antérieurs, d'obtenir un document supplémentaire sur certains échantillons étudiés dans ce travail, et de préparer un programme de recherche en vue d'élargir l'étude présentée ici.

L'une des prochaines manipulations sera d'enregistrer des spectres Raman de phases diaplectiques dans une enceinte sous haute pression statique, en l'occurrence dans une cellule à enclumes de saphir. Cet appareil, mis au point par Ph. Gillet pour le laboratoire de Minéralogie Physique de Rennes, a été conçu de manière à s'adapter à la microsonde Raman de Nantes. Ce montage, utilisé jusqu'ici pour l'étude de phases cristallines HP de divers minéraux, est d'un grand intérêt pour l'étude des phases diaplectiques. En effet, lorsqu'un matériau est fortement comprimé, les modes vibratoires interatomiques sont mieux localisés, et le spectre correspondant est davantage différencié, d'où la possibilité d'études beaucoup plus fines dans le domaine des matériaux amorphes ou pseudoamorphes.

Ce type de manipulation est actuellement mis en application par Velde et Boyer, de l'E.N.S. à Paris, avec des résultats encourageants.

CHAPITRE IV

ETUDE PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION

I - INTRODUCTION

La microscopie électronique en transmission est un outil permettant de caractériser les défauts à l'intérieur des réseaux cristallins.

L'étude des contrastes des images électroniques, associée à celle du diagramme de diffraction correspondant au plan cristallographique en incidence de Bragg avec le faisceau, permet par exemple de déterminer l'état structural de la phase minérale, et de définir ainsi le type et le degré de déformation subie. Ce mode d'utilisation de la microscopie électronique en transmission est le plus largement répandu.

Dans ce travail, l'étude des microstructures induites par ondes de choc, le microscope électronique va être dans un premier temps utilisé comme outil d'observation directe. En effet, les premières approches effectuées en microscopie optique ont montré l'insuffisance du pouvoir de résolution des systèmes optiques dans le cadre de l'étude de structures de taille inférieure au micromètre.

Dans le chapitre précédent, la comparaison des différents spectres infra-rouge obtenus sur des échantillons semblables à ceux du cratère de Ries concluait à l'existence possible de microstructures fines, de taille inférieure au diamètre de la sonde du spectromètre (1 μm).

Les divers problèmes posés dans les deux chapitres d'introduction précédents seront en partie résolus par l'observation en microscopie électronique en transmission des phases minérales choquées.

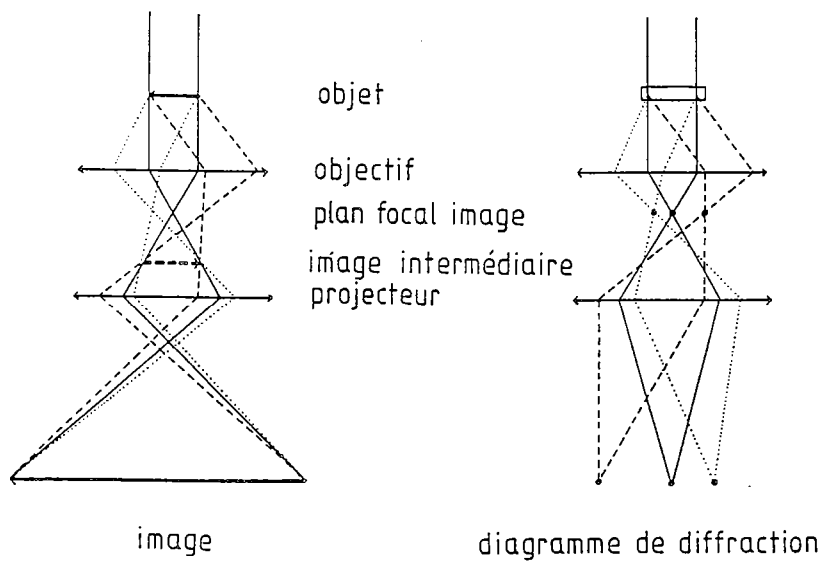
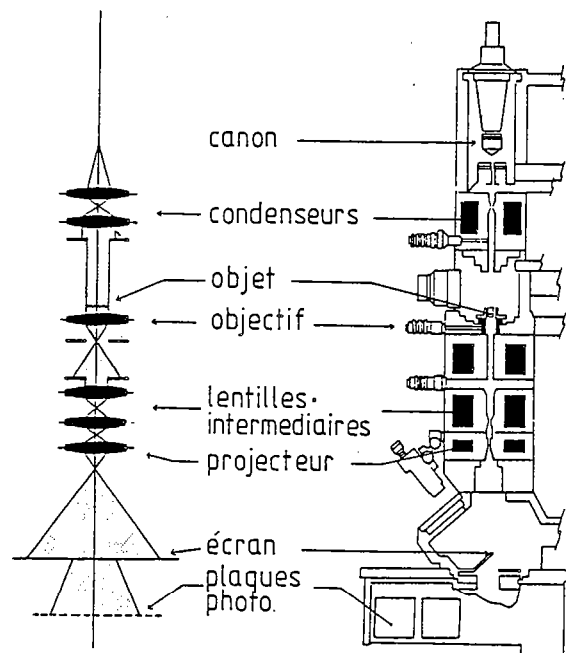


Fig.1: Présentation du Microscope Electronique en Transmission et schéma de formation des deux principaux types d'image.

A) POUVOIR DE RESOLUTION DU MICROSCOPE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION

Le pouvoir de résolution est la plus petite distance d séparant deux points, telle que les images de ces points restent distinctes. Cette distance est fonction de la longueur d'onde du rayonnement utilisé, de l'angle α d'ouverture de l'objectif, et de l'indice de réfraction du milieu entourant l'objet (ici, le vide: $n=1$).

$$d = \frac{0,61 \lambda}{n \sin \alpha}$$

En microscopie optique, le rayonnement utilisé est la lumière, de longueur d'onde ≈ 500 nm, tandis que la longueur d'onde d'un faisceau d'électrons accélérés à 200 kV est de 0,0025 nm, soit $2 \cdot 10^5$ fois inférieure.

Il faut cependant tenir compte des caractéristiques techniques de l'appareil: Le système "optique", c'est-à-dire l'ensemble des lentilles contribuant à la formation de l'image, est complexe, et responsable d'aberrations qui limitent le pouvoir de résolution de l'appareil.

Il reste néanmoins que par microscopie électronique en transmission, la distance de résolution obtenue pour une tension d'accélération de 200 kV, est de 0,14 nm, soit 1,4 Å, mesurée sur un feuillet d'or.

En microscopie optique, la distance de résolution est de l'ordre de 200 nm, soit 1500 fois plus élevée qu'en microscopie électronique en transmission.

L'étude des microstructures induites par ondes de choc ne nécessitent pas un pouvoir de résolution aussi faible que 1,4 Å, l'échelle du nanomètre est suffisante, ce qui s'obtient aisément, en conditions d'utilisation dites "de routine", par opposition aux conditions de travail de haute résolution, qui demandent beaucoup plus de rigueur, et de la prudence lors de l'interprétation des résultats.

L'utilisation de la microscopie électronique en transmission est donc tout à fait adaptée à ce type particulier de travail; le fait que l'échelle d'observation soit bien en-deçà des limites de l'appareil garantit la fiabilité des mesures effectuées.

B) PREPARATION DES ECHANTILLONS

Les échantillons proviennent de la brèche vitreuse, appelée suevite, affleurant à la périphérie du cratère de Ries, en Allemagne. Une cinquantaine de lames minces ont été préparées, au laboratoire de géologie de l'Ecole Nationale Supérieure, à Paris. Ces lames ont ensuite été sélectionnées par microscopie optique, de manière à retenir les grains de quartz et de feldspath les plus caractéristiques des différents stades de métamorphisme par ondes de choc. Ces grains sont ensuite individuellement collés à une rondelle de cuivre, et l'ensemble est décollé de la lame de verre. La grille obtenue est amincie par bombardement ionique, puis recouverte d'une fine couche de carbone déposée par évaporation sous vide.

C) PROBLEMES LIES A L'AMINCISSEMENT IONIQUE

La phase d'amincissement est destinée à l'obtention de zones d'observation d'épaisseur de l'ordre du dixième de micromètre. La grille de cuivre est placée dans un porte-objet rotatif, et soumise à un bombardement qui s'effectue au moyen de deux canons symétriques par rapport à l'axe de l'échantillon, produisant chacun un faisceau d'ions Argon accélérés par une haute tension (quelques kV).

L'amincissement est contrôlé par la densité d'ions, réglée en manoeuvrant les vannes d'arrivée du gaz, la tension d'accélération, et l'angle d'incidence des faisceaux par rapport à la surface de l'échantillon. Dans la première phase de l'amincissement, cet angle est en général choisi aux alentours de 15° , de manière à percer l'échantillon, puis en dessous de 10° pour biseauter les bords du trou, jusqu'à ce qu'ils atteignent une épaisseur estimée à 100 nm.

Dès cette phase de préparation, les échantillons du cratère de Ries ont posé un problème:

Les quelques grains conservés dans la matrice vitreuse de la suevite sont en général de petite taille. Les rondelles de cuivre supportant ces grains ont un diamètre intérieur de 1 mm, si bien que le grain, centré dans la mesure du possible, est entouré d'une couronne vitreuse plus sensible à l'amincissement que la partie cristalline. Le faisceau d'ions a donc eu pour effet de détruire les parties vitreuses, d'où la perte du grain central.

Il a alors fallu utiliser des grilles de cuivre plus petites, et affiner le centrage entre le diamètre de la grille ($\approx 500 \mu\text{m}$) et celui du faisceau d'ions ($\approx 200 \mu\text{m}$).

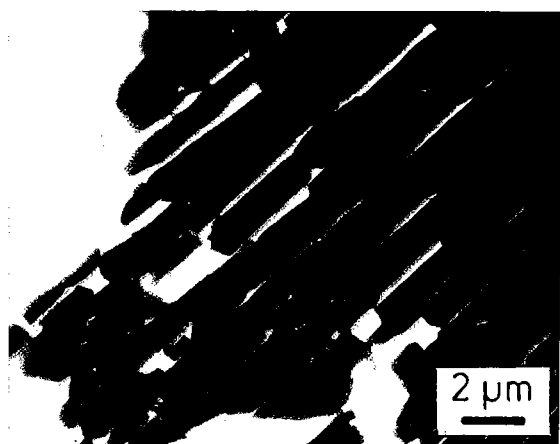
L'autre précaution indispensable a été de réduire la puissance du faisceau d'ions. Son pouvoir destructeur sur les zones vitreuses laissait prévoir des dégâts importants à l'intérieur même des grains, où coexistent des zones cristallines et vitreuses.

Ce problème, bien que supposé résolu par la faible puissance du faisceau d'ions, devra être pris en compte lors de l'interprétation des observations au microscope électronique.

D) PLAN DE TRAVAIL

Le premier travail au microscope électronique consiste à observer le maximum d'échantillons, de manière à repérer les faits caractéristiques des déformations et transformations de phase induites par ondes de choc. Le deuxième temps est le choix parmi ces échantillons de quelques spécimens particulièrement adaptés à des études plus précises.

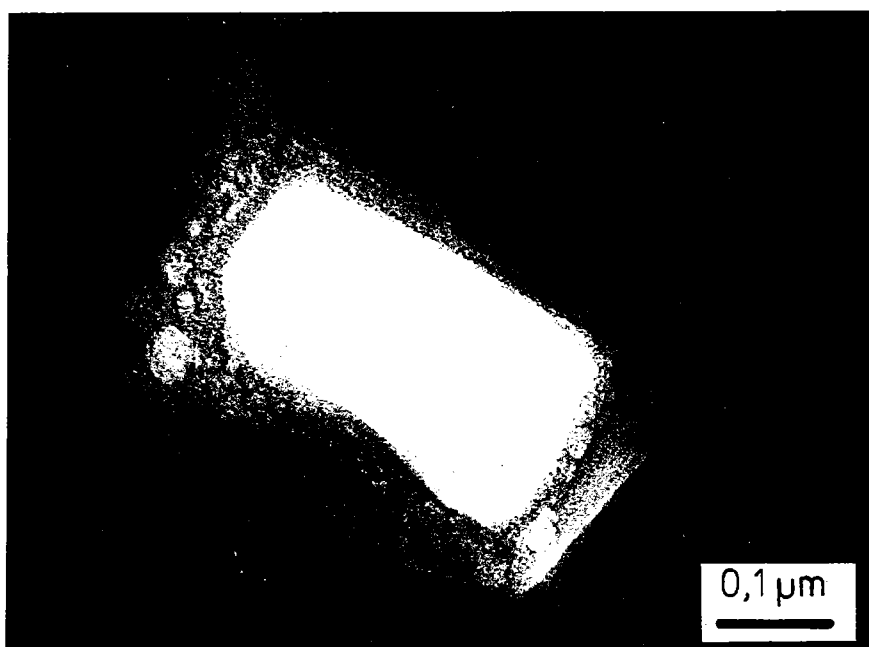
De même que le géologue de terrain ne peut pas ramasser tous les cailloux de la montagne, le microscopiste doit sélectionner chaque sujet d'étude, car l'observation d'une surface d'un dixième de mm^2 demande une centaine d'heures de préparation.



2a



2b



2c

Fig.2: Fractures dans un échantillon de quartz (Re8e54)

a) Fractures régulières et larges, sans remplissage.

b) A grossissement plus important, dans la même région, apparaissent quelques remplissages vitreux (en gris sur la photo).

c) A fort grossissement ($G = 150 \text{ K}$), la présence de verre en bordure des trous indique que le remplissage vitreux des fractures a été général. Sa disparition ultérieure peut être une conséquence de l'amincissement ionique.

II-DESCRIPTION DES ECHANTILLONS PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION

Une trentaine de grilles ont été systématiquement passées en revue au microscope électronique. Pour chacune, la nature de la phase minérale a été vérifiée par microanalyse ou reconnaissance de diagrammes de diffraction. Ceci a permis de compléter l'inventaire effectué au microscope optique, les propriétés particulières des phases minérales choquées rendant leur détermination optique délicate.

Environ les trois quarts des grains sont du quartz, les autres étant du plagioclase généralement sodique (plus proche du pôle Albite $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$ que du pôle Anorthite $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$). Quartz et plagioclase présentent les mêmes types de structures, et seront donc décrits ensemble.

Les principales structures observées sont les suivantes:

A) FRACTURES

Celles-ci sont tantôt régulières, tantôt irrégulières, tantôt vides, tantôt remplies de verre. La figure 2 montre un échantillon de quartz très fracturé: Re8e54. L'observation à fort grossissement d'un trou fait apparaître la présence de verre tout autour de ce trou. Les fractures devaient donc toutes être initialement remplies de verre, celui-ci pouvant avoir disparu lors de l'amincissement ionique.

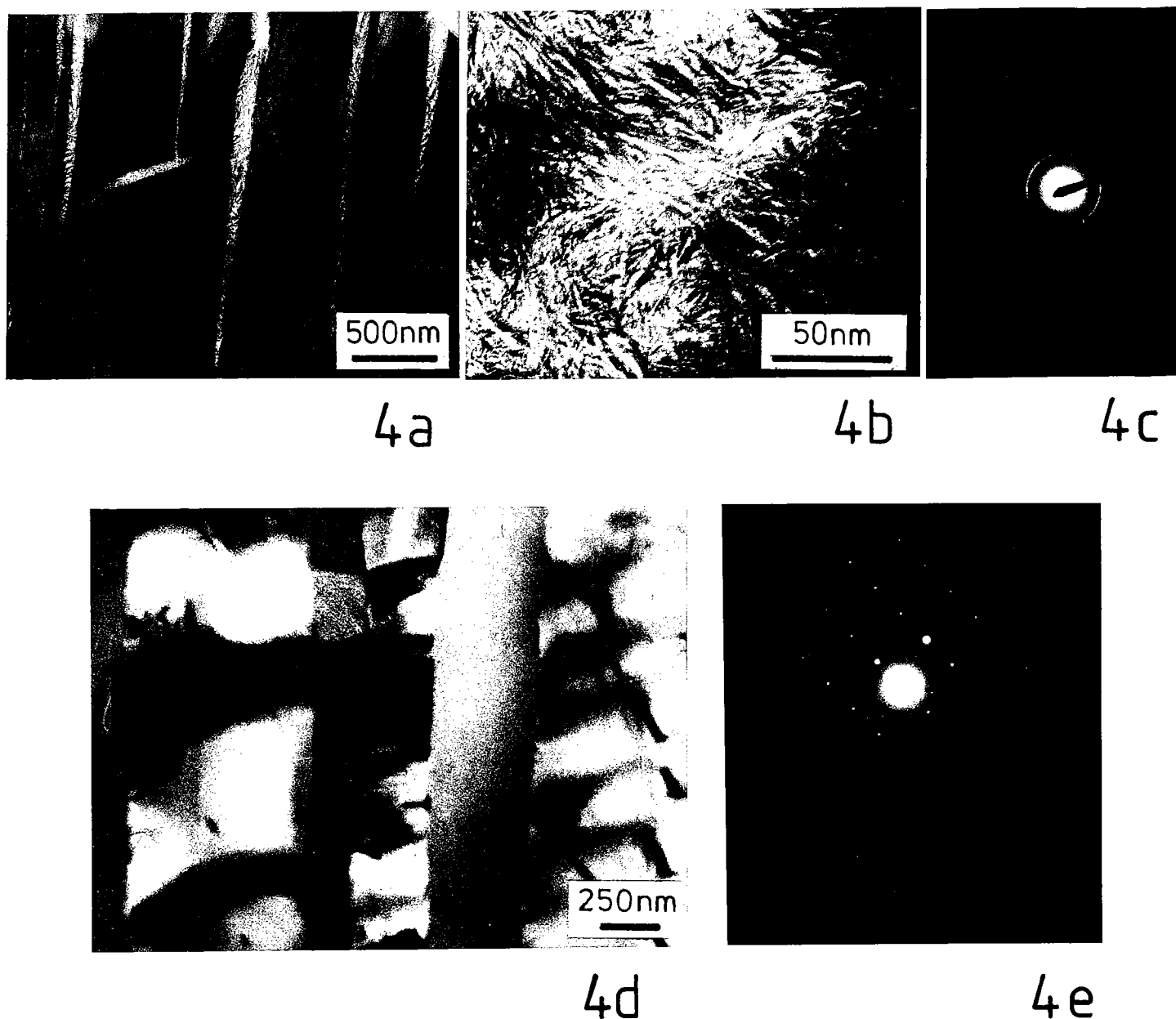


Fig.4: Zones amorphes

a) Verre fracturé en remplissage de fractures dans un échantillon de quartz (Re5e64).

b) Verre fracturé en zone diffuse dans un échantillon de plagioclase (Re2b3).

c) Diagramme de diffraction correspondant au cliché b).

d) Verre homogène dans un échantillon de quartz (Re8e132).

e) Diagramme de diffraction correspondant au cliché d).

B) ZONES AMORPHES

Elles sont de deux types:

i- *Verre fracturé*: Des microfractures de forme conchoïdale donnent à ces zones un aspect de tissu froissé. Ce verre s'observe soit en remplissage de fractures (Fig. 4a), soit en zones diffuses (Fig. 4b), peu nombreuses (1 à 10 par échantillon), et peu étendues ($l < 50 \mu\text{m}$).

ii- *Verre homogène*: Dans ce verre, l'absence de fracture et de texture fluidale induit une absence totale de contrastes, quelle que soit l'orientation de l'échantillon (Fig. 4d). Ces zones ont des limites et une géométrie bien nettes, et forment avec les phases cristallines la structure type des phases choquées.

C) ZONES CRISTALLINES

La moitié des grains observés ont montré une structure homogène. L'étude détaillée au M.E.T. a surtout porté sur les grains montrant de diverses manières une alternance de zones cristallines et amorphes, sous forme de lamelles. La répartition de ces structures à l'intérieur d'un même grain est hétérogène. Des zones à forte densité de lamelles et d'autres sans zones vitreuses se cotoient à quelques dizaines de microns d'intervalle.

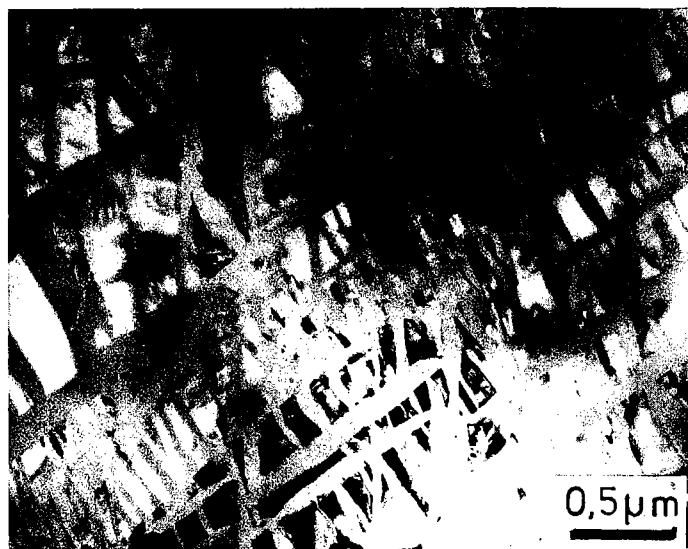
De plus, d'un grain à l'autre, l'aspect de cette alternance de lamelles cristallines et vitreuses varie.

Les variations sont de trois types:

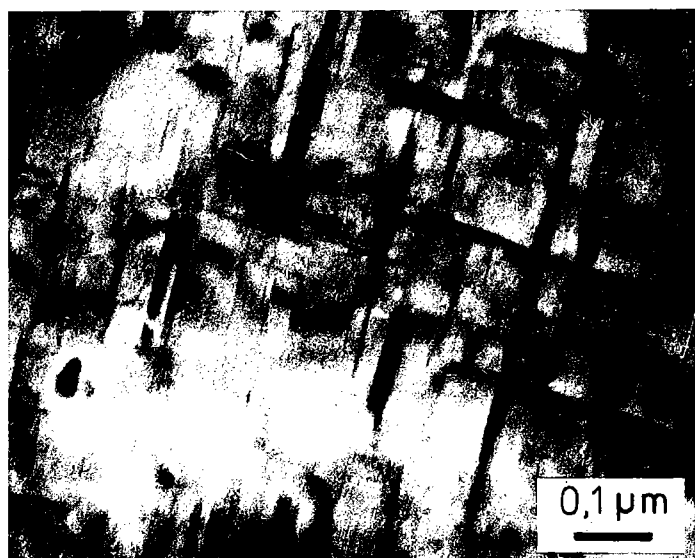
- 1- Nombre de directions de structures
- 2- Quantité relative de chaque phase et périodicité
- 3- Contrastes des lamelles cristallines



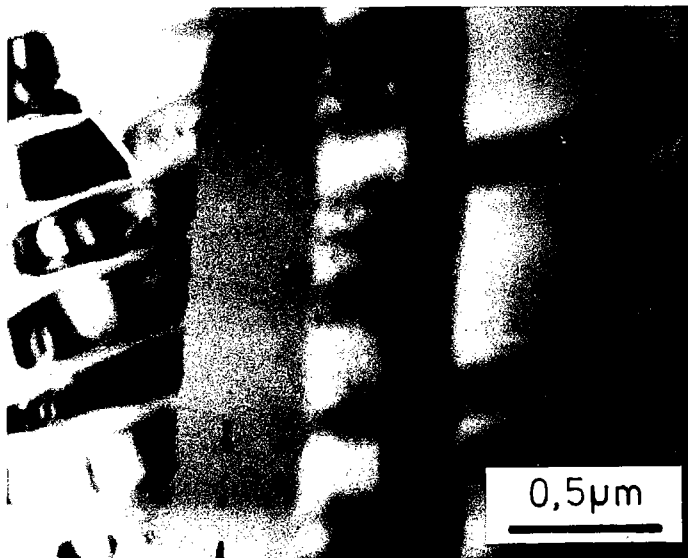
5a



5b



5c



5d

Fig.5: Orientation et largeur des structures

a) Une seule orientation de lamelles vitreuses dans une zone de quartz (Re8e132).

b) Trois orientations différentes dans une autre zone du même échantillon (Re8e132).

c) Lamelles très fines ($l = 10$ nm) dans deux directions orthogonales, dans un grain de plagioclase (Re2b4).

d) Apparition d'une deuxième direction de structures à l'intérieur des lamelles cristallines, dans l'échantillon Re8e132.

1- Nombre de directions de structures

Dans les grains étudiés, ce nombre varie de 1 (Fig. 5a) à 3 (Fig. 5b). L'angle entre deux directions de lamelles est toujours supérieur à 30° , et souvent proche de 90° . Cependant cet angle étant une projection en deux dimensions d'une structure tridimensionnelle, sa valeur n'a pas de signification évidente.

2- Quantité relative de chaque phase et périodicité

La largeur des lamelles cristallines et vitreuses varie de 15 nm à 1 μm . La proportion relative des deux phases varie également. En première approximation, il semble que la périodicité soit proportionnelle à la largeur des lamelles cristallines (Fig. 5c). En fait, cela ne se vérifie pas toujours. En général, les lamelles cristallines sont plus larges que les lamelles vitreuses, et la périodicité moyenne est de 0,3 μm .

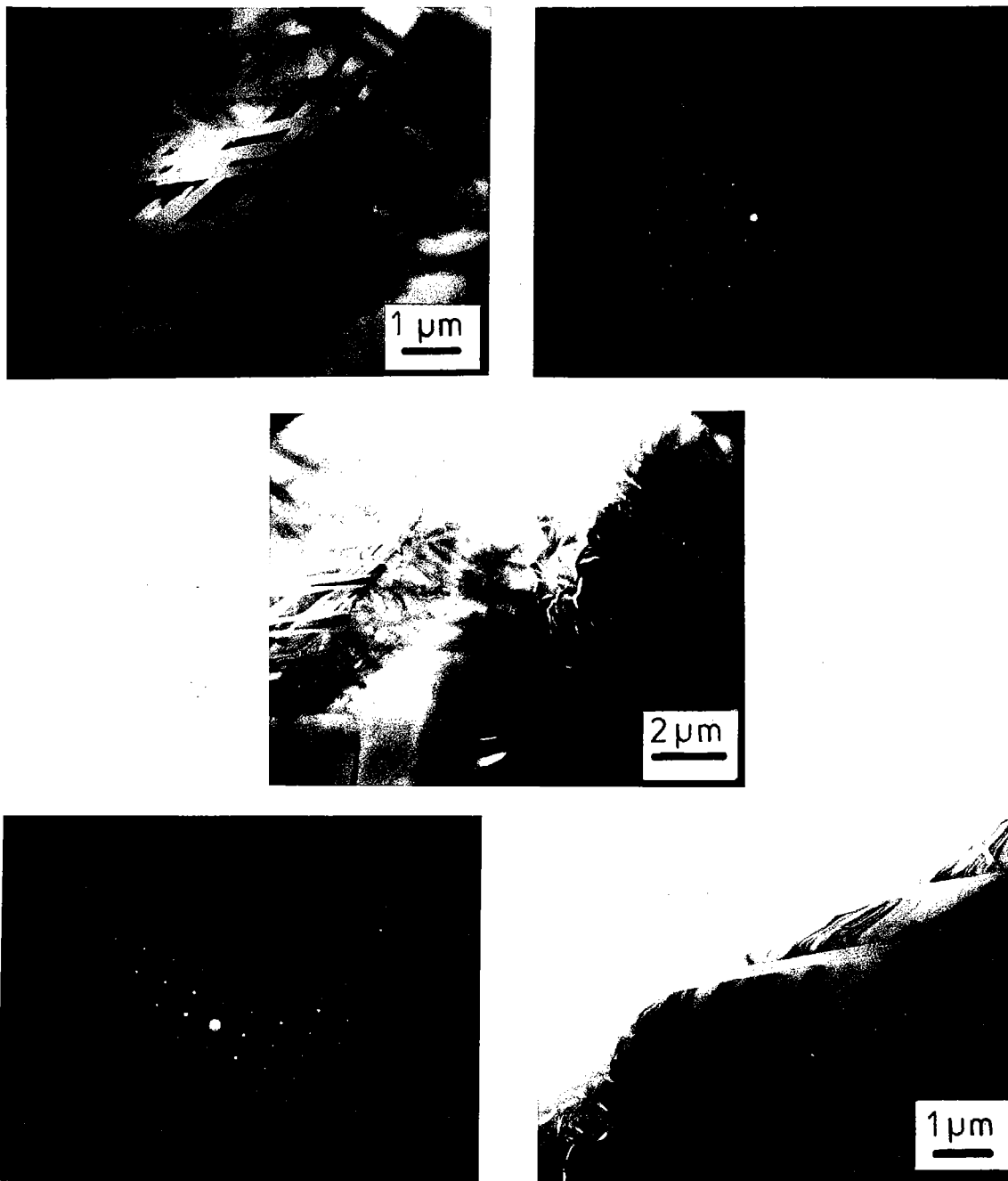


Fig.10: Orientation des zones cristallines de part et d'autre d'une bande vitreuse diffuse dans un échantillon de quartz (Re5e13)

a et b) Image et diffraction d'une région prise à gauche de la bande de verre.

c) Bande vitreuse orientée N-S sur le cliché.

d et e) Image et diffraction d'une région prise à droite de la bande de verre. La plupart des lamelles cristallines sont en contraste, et le plan diffracté est le plan (010)².

3- Zone cristalline traversée par une bande diffuse de verre microfracturé

Deux types de verre avaient été répertoriés lors de la description des échantillons par microscopie électronique.

Le deuxième type de verre se distingue des lamelles vitreuses par son absence de limites franches, son épaisseur variable et ses microfractures donnant naissance à des contrastes d'image comparables à un tissu froissé, et sa répartition aléatoire au sein de l'échantillon.

La figure 10 montre que les diagrammes de diffraction sont semblables de part et d'autre de ces zones qui, comme dans le cas des lamelles vitreuses, perturbent peu l'orientation de la structure cristalline.

De ces trois exemples, il découle que les zones vitreuses sont intercalées dans la structure cristalline sans affecter celle-ci de manière importante. Les zones cristallines sont dans l'ensemble homogènes, leurs contours sont bien définis et elles ne présentent généralement pas de densités élevées de dislocations ($\rho < 10^9 \text{ cm}^{-2}$).

Il semble donc que les contraintes induites par le passage de l'onde de choc et des ondes associées aient été entièrement relaxées au niveau des zones vitreuses.

B) CARACTERE MONOCRISTALLIN DES ECHANTILLONS

Les deux types de phase amorphe ne modifiant pas les zones cristallines, et elles-mêmes étant faiblement désorientées entre elles, il apparaît que d'un bout à l'autre de la zone possible d'observation d'un échantillon, c'est-à-dire sur une distance d'environ 250 μm , l'orientation des plans cristallographiques est invariable.

Pour une orientation donnée de l'échantillon dans le porte-objet, le même diagramme de diffraction est obtenu quelle que soit l'aire de diffraction choisie.

Ceci permet de déterminer une fois pour toutes l'orientation de l'échantillon dans le microscope, et d'utiliser la projection stéréographique pour indexer n'importe quel plan cristallographique à partir des mesures d'orientation lues sur la platine goniométrique.

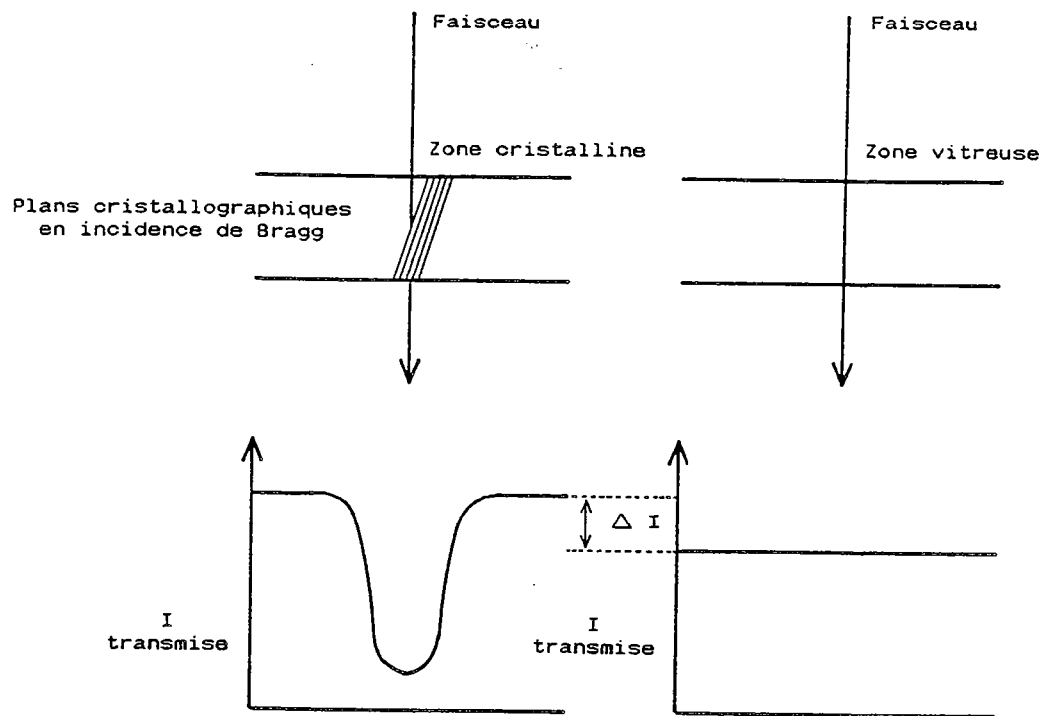


Fig.11: Contraste d'image lié à l'intensité du faisceau transmis

- a) Intensité transmise par une zone cristalline.
- b) Intensité transmise par une zone vitreuse.

C) GEOMETRIE DES STRUCTURES: DETERMINATION DE LA LARGEUR DES BANDES VITREUSES

Les premières observations au microscope électronique ont mis en évidence une configuration géométrique des différentes zones, reconnues comme étant alternativement cristallines et vitreuses.

La technique d'étude de cette géométrie consiste à choisir dans les échantillons des régions de petite taille ($< 10 \mu\text{m}^2$) où les structures apparaissent nettement, et à incliner cette zone autour de deux axes orthogonaux, de manière à mettre successivement en contraste la plupart des plans cristallographiques des lamelles cristallines de la région.

Ceci permet de déterminer les limites des différents volumes présents, et d'en déduire la géométrie d'ensemble.

Avant d'extrapoler en trois dimensions une image électronique, plane, il faut rappeler le comportement d'un faisceau d'électrons traversant un milieu.

Lorsque le faisceau d'électrons traverse une zone cristalline, une partie de l'intensité est diffractée par les plans cristallographiques en incidence de Bragg. L'intensité transmise est localement plus faible, d'où l'obtention d'un contraste d'image (Fig.11a).

Lorsque l'image d'un faisceau d'électrons ne montre aucun contraste, cela signifie que dans l'épaisseur de l'échantillon, aucun plan cristallographique n'est en incidence de Bragg avec le faisceau (Fig.11b). L'intensité transmise est alors uniforme, et plus faible que l'intensité incidente du fait de la diffusion des électrons à l'intérieur du verre.

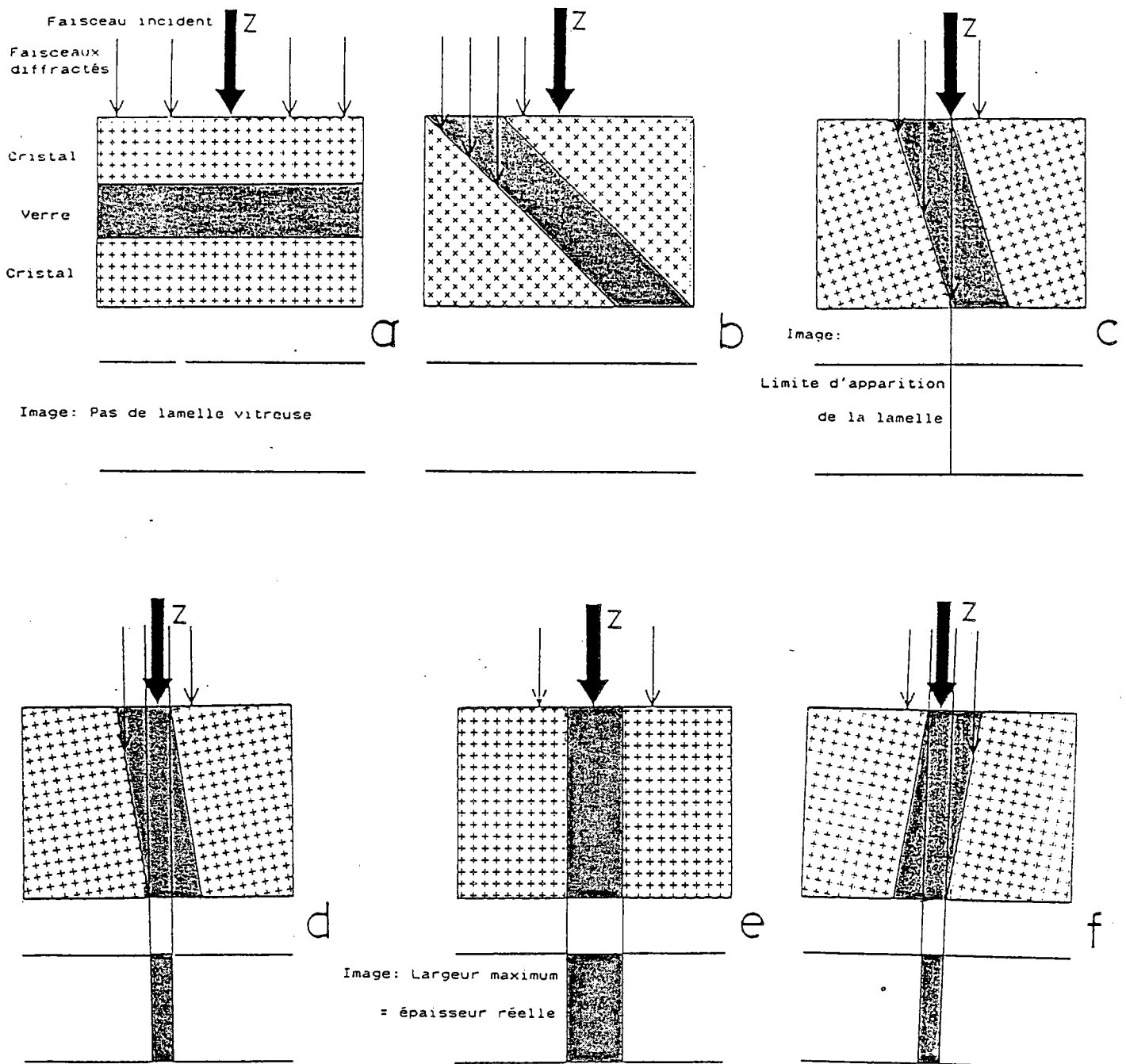


Fig.12: Conditions de formation de l'image d'une lamelle vitreuse

Le faisceau d'électrons étant diffracté par les plans des parties cristallines, seules les lamelles vitreuses peu inclinées par rapport au faisceau seront apparentes sur l'image. Lorsque la lamelle est parallèle au faisceau, la largeur de sa projection sur l'image est maximum, et correspond à l'épaisseur effective de la lamelle.

La présence d'une limite de lamelle cristalline dans une zone essentiellement vitreuse donne lieu à un contraste d'image, appelé contraste de coin.

L'absence de diffraction traduit donc non seulement la présence d'une phase amorphe, mais sa continuité dans toute l'épaisseur de l'échantillon traversé par le faisceau. C'est pourquoi seules apparaissent les lamelles vitreuses peu inclinées dans l'échantillon (Fig. 12).

Pour la même raison, l'épaisseur apparente des lamelles est toujours inférieure à l'épaisseur réelle, sauf dans le cas où les bords de la lamelle vitreuse sont parallèles au faisceau. L'épaisseur apparente est alors égale à l'épaisseur réelle.

Mode opératoire:

L'échantillon est tourné de manière à placer la famille de lamelles choisie (plus exactement sa trace) parallèlement à l'axe d'inclinaison du porte-objet (Fig. 13).

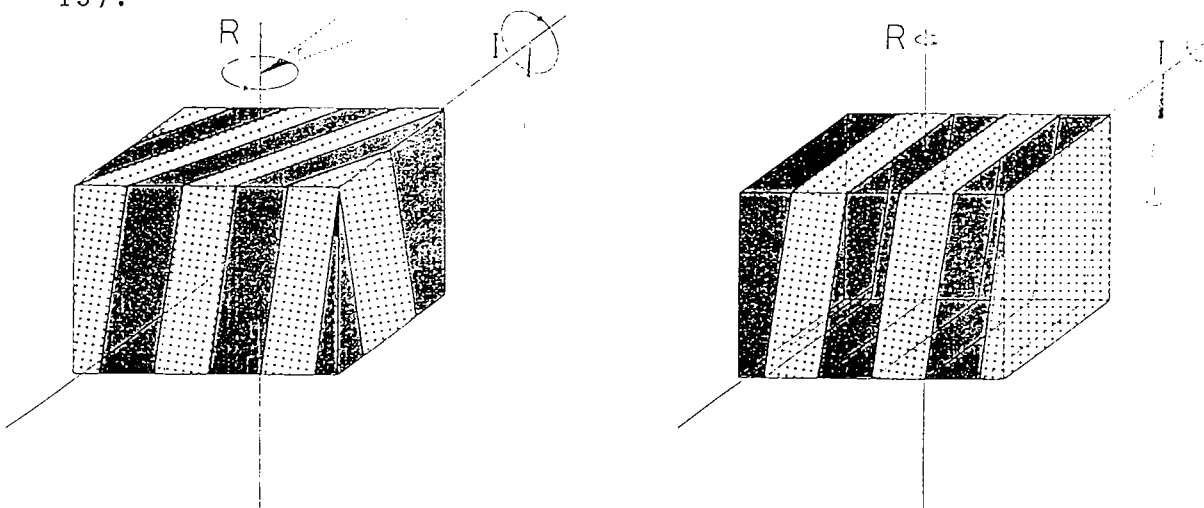
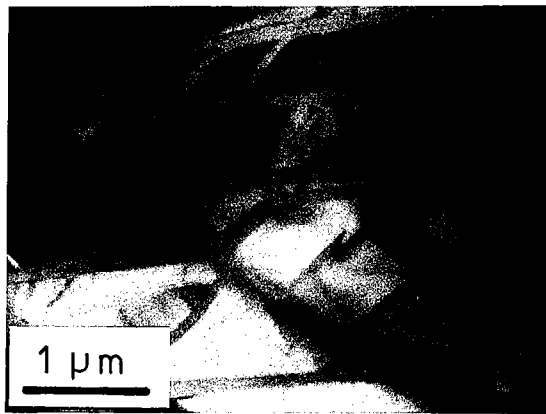
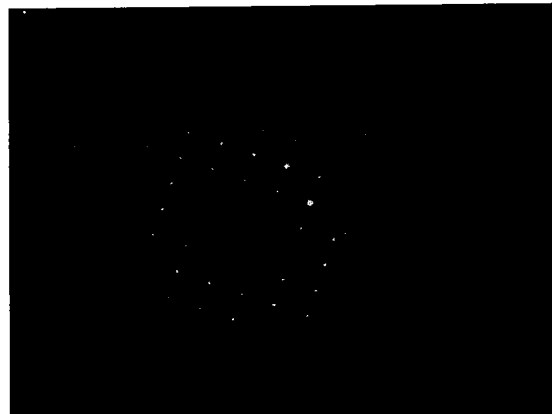


Fig.13: Positionnement de l'échantillon, nécessaire pour l'étude des lamelles vitreuses
 a) Rotation autour de l'axe R.
 b) Inclinaison par rapport à l'axe I.



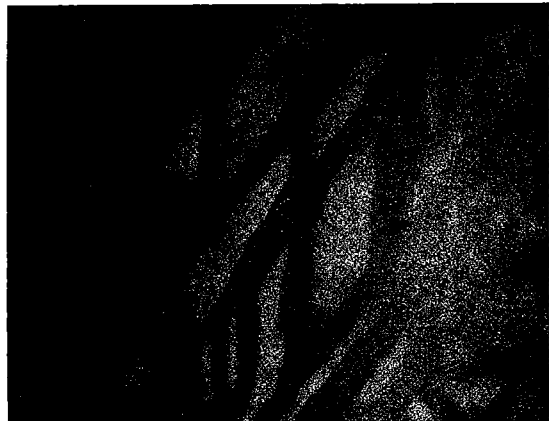
a



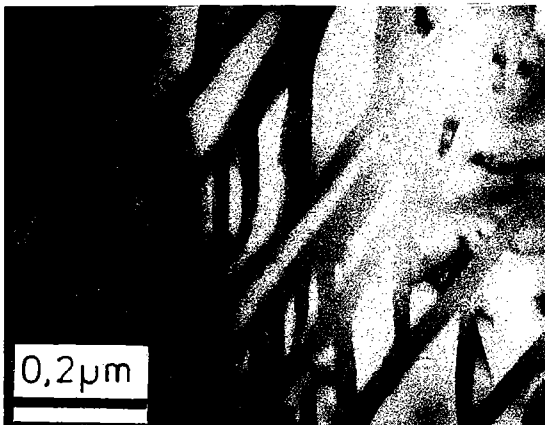
b



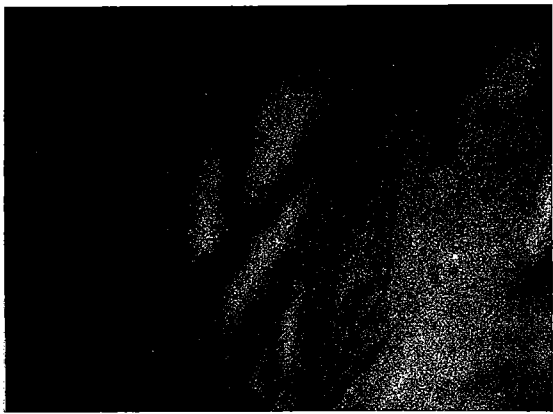
c



d



e



f

Fig.14: Mesure de l'épaisseur d'une lamelle de verre dans un échantillon de quartz (Re5e13). L'épaisseur maximum, $e = 0,2 \mu\text{m}$, est obtenue pour $i = -18^\circ$

a) Vue d'ensemble de la zone: La lamelle à mesurer est orientée NE-SW sur le cliché.

b) Diffraction correspondante (plan $(010)^*$).

c) $i = +4^\circ$, $e = 0,16 \mu\text{m}$.

d) $i = -8^\circ$, $e = 0,18 \mu\text{m}$.

e) $i = -18^\circ$, $e = 0,2 \mu\text{m}$.

f) $i = -30^\circ$, $e = 0,1 \mu\text{m}$.

La méthode est illustrée par la figure 14. En inclinant l'échantillon autour de l'axe I (axe d'inclinaison), la largeur des lamelles varie. Plusieurs clichés sont pris en faisant varier l'angle i autour de la valeur maximale apparente de l'épaisseur des lamelles.

L'angle i pour lequel l'épaisseur apparente de la lamelle est maximum donne la position de l'échantillon où la lamelle est verticale, c'est-à-dire parallèle au faisceau d'électrons. L'épaisseur mesurée est alors l'épaisseur réelle.

Dans l'exemple choisi, l'épaisseur maximum, $e = 0,2 \mu\text{m}$, est obtenue pour $i = -18^\circ$. C'est donc l'épaisseur réelle de la lamelle, verticale dans cette position quand $i = -18^\circ$.

Sur tous les clichés, l'épaisseur apparente étant inférieure ou égale à l'épaisseur réelle, les mesures directes donnent les limites minimum des épaisseurs des lamelles. Celles-ci varient entre $0,01$ et $1 \mu\text{m}$.

D) GEOMETRIE DES STRUCTURES: DETERMINATION DE L'ORIENTATION DES BANDES VITREUSES

Pour mesurer la largeur des lamelles vitreuses, ces dernières avaient été placées parallèlement au faisceau d'électrons, en inclinant l'échantillon.

Par l'opération inverse, c'est-à-dire en remplaçant l'échantillon en position horizontale, la mesure de l'inclinaison de la lamelle à l'intérieur de l'échantillon est directement lue sur la platine goniométrique.

Toutes les lamelles dont les traces sont apparentes dans le plan de l'échantillon sont proches de la verticale du microscope; elles s'en éloignent d'au maximum 20° .

Il reste maintenant à déterminer précisément leur orientation, déduite de celle des plans cristallographiques qui les limitent.

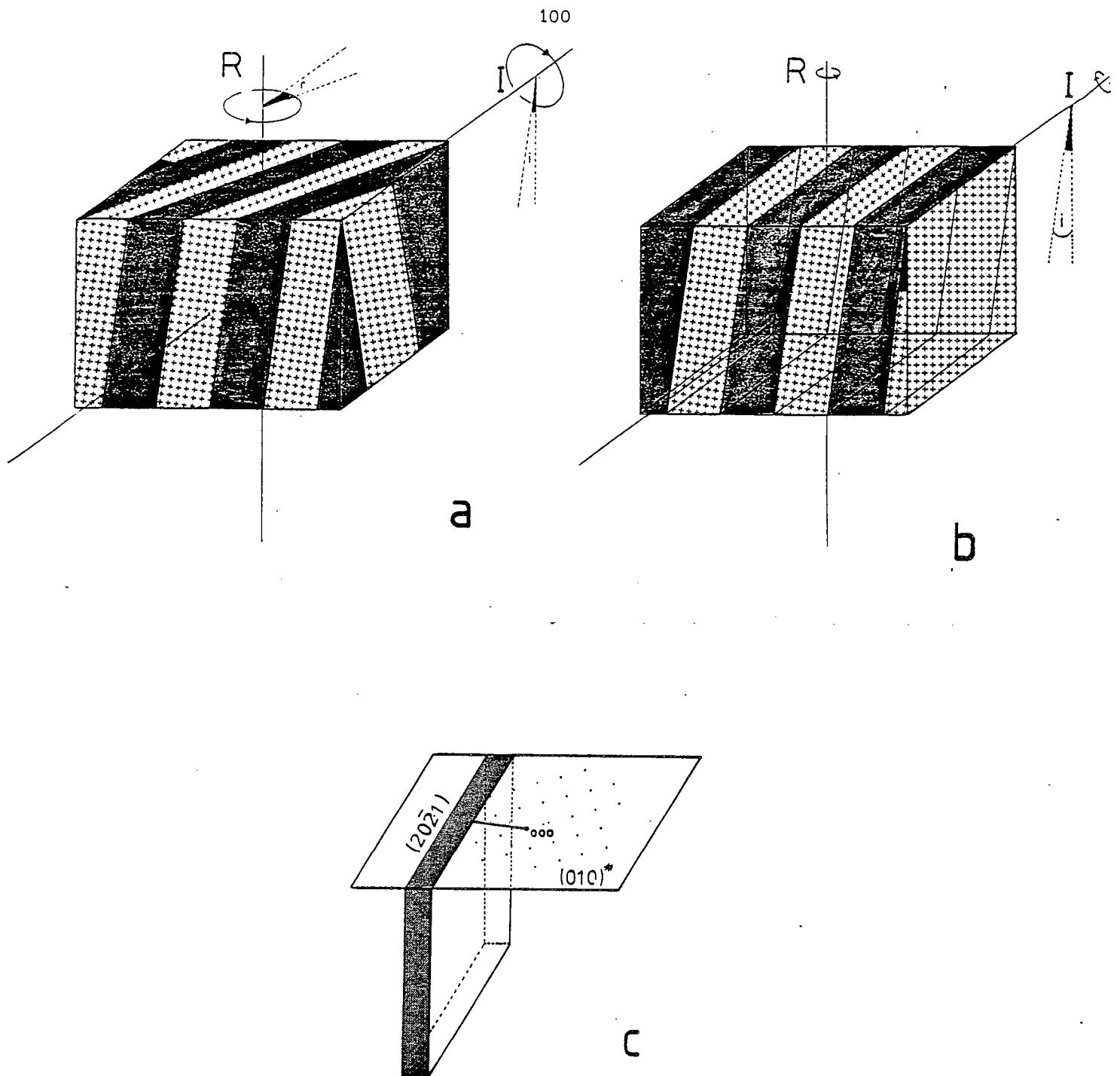


Fig.15: Détermination de l'orientation d'une famille de lamelles: Mode opératoire

a) Rotation de l'échantillon de manière à placer la trace des lamelles parallèlement à l'axe I .

b) Inclinaison de l'échantillon jusqu'à ce que la trace des lamelles soit parallèle au faisceau.

c) Indexation de la lamelle par rapport au diagramme de diffraction correspondant.

Pour cette caractérisation ont été choisies des zones présentant le nombre maximum de familles de lamelles, c'est-à-dire trois.

L'orientation précise des lamelles permettra de discuter ensuite des mécanismes de leur formation.

C'est pourquoi deux méthodes différentes, l'indexation directe à partir des diagrammes de diffraction et l'utilisation de la projection stéréographique, seront appliquées simultanément, de manière à réduire au mieux les incertitudes, inévitables sur de telles mesures.

1) 1ère méthode: Indexation à partir des diagrammes de diffraction

L'échantillon choisi pour cette étude est un grain de quartz, dans lequel les structures liées au choc sont bien définies (échantillon Re5e13).

Deux conditions sont à respecter pour obtenir un résultat fiable:

a) Que le diagramme de diffraction utilisé comme référence soit de type simple, correspondant à un plan dense du réseau réciproque du minéral. Par exemple, pour le quartz, un plan de type (010), (110), (001), etc... En effet, plus les distances entre les spots du diagramme sont courtes, plus l'indexation de ceux-ci est précise.

b) Que les conditions d'obtention du diagramme de diffraction correspondent à une orientation de l'échantillon pour laquelle la famille de lamelles à caractériser est parallèle au faisceau d'électrons.

Les deux clichés, l'un représentant l'image et l'autre le diagramme de diffraction correspondant, sont ensuite superposés en respectant le décalage angulaire entre les deux modes d'image. Ce décalage est de 8° pour le microscope électronique JEOL 2000 EX.

Le mode opératoire est décrit sur la figure 15: Les indices (en notation directe) du plan de la lamelle vitreuse sont alors les indices (en notation réciproque) de la rangée du diagramme de diffraction perpendiculaire à la trace de la lamelle. La trace de la lamelle vitreuse est perpendiculaire à la rangée $\langle 2\ 0\ -2\ 1 \rangle$ du cliché de diffraction.

L'orientation de cette lamelle est donc $(2\ 0\ -2\ 1)$ d'après l'indexation de Miller.

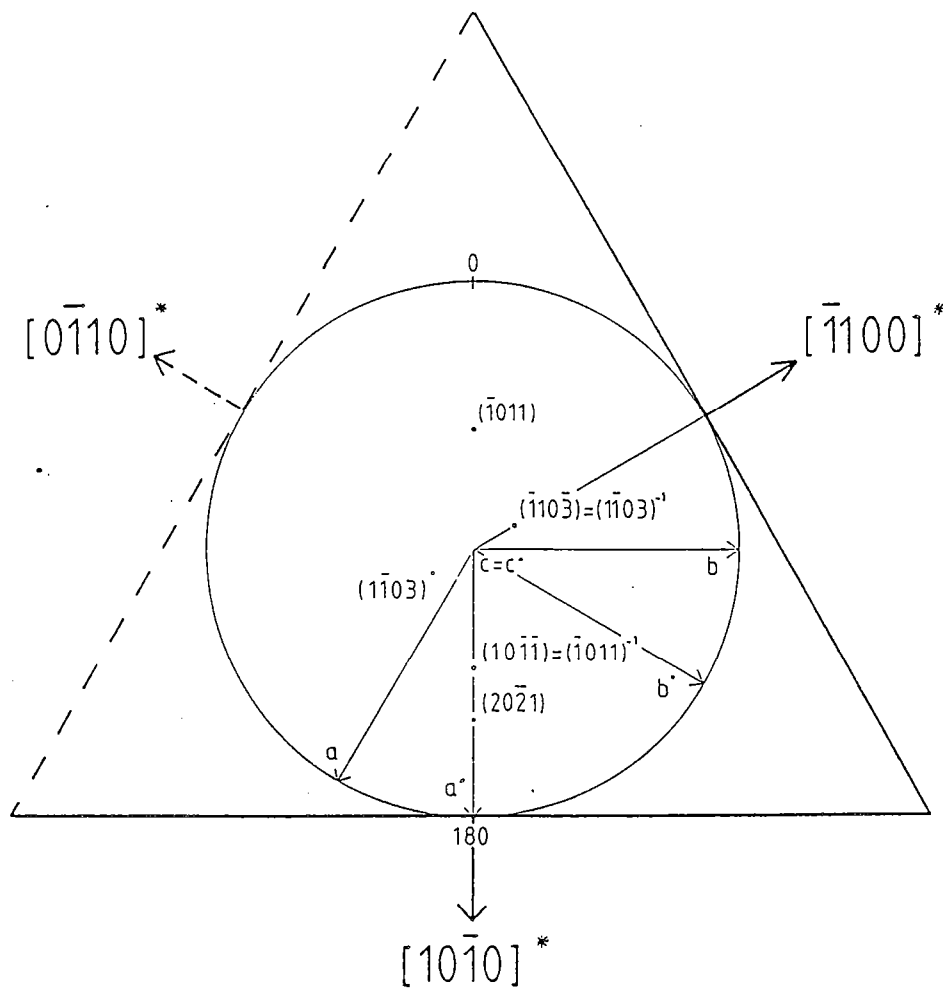


Fig.16: Projection stéréographique des plans de structures indexés par M.E.T., placée par rapport au plan hexagonal du quartz

2) 2ème méthode: Utilisation de la projection stéréographique:

Les zones étudiées étant monocristallines, il a été possible, à partir de trois diagrammes de diffraction correspondant à des plans simples du quartz, de localiser les axes principaux des réseaux direct et réciproque du quartz.

Ensuite, connaissant les conditions expérimentales pour lesquelles les lamelles vitreuses sont verticales dans l'échantillon, leur projection sur le diagramme stéréographique tracé s'obtient en plaçant le pôle de leur plan (Fig.16).

Les trois orientations obtenues sont les suivantes:

$$(2 \ 0 \ -2 \ 1) \ , \ (-1 \ 0 \ 1 \ 1) \ , \ (-1 \ 1 \ 0 \ 3)$$

Remarque: L'un des trois plans, le plan $(2 \ 0 \ -2 \ 1)$, correspond à celui de la famille de lamelles indexée par la première méthode. Ceci tend à confirmer la validité des deux méthodes.

Les trois orientations obtenues ici correspondent à des plans d'indices simples, de type $h \ -h \ 0 \ 1$.

Ces plans sont des plans denses de la structure cristalline, en particulier des plans de glissement de dislocations (Doukhan et Trépied, 1985).

Le report sur projection stéréographique de l'orientation des trois familles de lamelles mesurées par M.E.T. sur un grain de quartz montrent que celles-ci sont parallèles à deux des trois axes de type a.

L'absence de lamelles parallèlement au troisième axe peut signifier soit que la section de l'échantillon ne permet pas l'observation de structures dans cette orientation, soit qu'il n'y a effectivement pas de structures pour cette orientation. La formation de lamelles dans cette direction a peut-être été empêchée par un phénomène extrinsèque, comme par exemple la direction de propagation de l'onde de choc.

Ceci sera discuté dans le chapitre suivant.

CHAPITRE V

DISCUSSION DES RESULTATS ET PROPOSITION D'UN MECANISME DE DEFORMATION ASSOCIE AUX ONDES DE CHOC

A la suite des observations et mesures effectuées au cours de ce travail, il est possible d'envisager le mécanisme de déformation en tenant compte des structures présentes dans les minéraux choqués.

Bien que les résultats présentés ici soient limités à l'étude d'échantillons provenant d'un site d'impact naturel, le cratère de Ries, la recherche du mécanisme de déformation doit s'effectuer dans le cadre général de la déformation des minéraux par ondes de choc.

Il apparaît que les résultats diffèrent substantiellement suivant que le choc appliqué aux minéraux est d'origine naturelle ou expérimentale.

I. La première partie de ce chapitre traitera donc exclusivement des résultats obtenus sur des échantillons provenant de sites d'impact naturels.

II. Ceci permettra d'énoncer les données du problème sur des bases relativement restreintes, mais parfaitement connues, puisqu'elles proviennent en majeure partie de ce travail.

III. Un mécanisme de déformation par ondes de choc est proposé en troisième partie. Bien que construit à partir de l'étude présentée ici, ce mécanisme tend dans la mesure du possible à rassembler l'ensemble des résultats acquis par ailleurs.

IV. Ceci permettra ensuite de discuter le modèle proposé par rapport aux modèles antérieurs, construits à partir de données expérimentales.

I- VUE D'ENSEMBLE DES RESULTATS OBTENUS SUR ECHANTILLONS PROVENANT D'IMPACTS NATURELS

A) OBSERVATIONS PAR MICROSCOPIE OPTIQUE

1) Résultats personnels

L'étude par microscopie optique des échantillons de quartz et de feldspath du cratère de Ries a montré principalement deux types de structures: des fractures, et des microstructures planaires.

Ces deux types de structures se développant dans plusieurs orientations, avec des géométries variant d'un grain à l'autre et parfois même à l'intérieur d'un même grain, il n'a pas été possible de déterminer par microscopie optique leurs relations géométriques et chronologiques.

2) Autres travaux

La plupart des travaux publiés sur l'étude par microscopie optique de minéraux choqués naturellement rapportent principalement les mesures d'orientation des structures dans du quartz, mesures obtenues par l'utilisation de la platine universelle (Engelhardt et Bertsch, 1969; Stöffler, 1972; Walzebuck et Engelhardt, 1979). Les orientations mesurées correspondent à des plans denses de la structure cristalline du quartz.

Ces auteurs ont caractérisé les phases diaplectiques, qui se distinguent par leur indice de réfraction, relativement faible, et par la présence de réseaux de microstructures planaires.

B) ETUDES PAR SPECTROSCOPIE

Les études par spectroscopie Raman effectuées au cours de ce travail ont permis de confirmer les résultats obtenus par ailleurs en spectroscopie infra-rouge sur des échantillons similaires.

Ces travaux montrent que les spectres des phases diaplectiques sont intermédiaires entre ceux des phases cristallines et vitreuses, ce qui suggère une coexistence des deux types de phases à une échelle inférieure au diamètre de la sonde du spectromètre (1 μ m).

C) OBSERVATIONS ET MESURES PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION

1) Résultats personnels

a) *Nature des microstructures planaires*

Les observations en MET des échantillons du cratère de Ries montrent que les microstructures caractérisant les phases diaplectiques cristallines sont en fait constituées d'une alternance pseudopériodique de lamelles vitreuses et cristallines, ces dernières étant faiblement désorientées, et peu déformées (pas d'observation de dislocations en MET $\rho_m < 10^5 \text{ cm}^{-2}$). L'espacement des lamelles varie de 10 nm à 1 μm , et plusieurs orientations coexistent fréquemment.

b) *Orientation des microstructures*

Deux méthodes de mesure d'orientation des lamelles vitreuses ont été appliquées aux grains de quartz choqués. Les deux méthodes s'accordent, et les orientations obtenues correspondent à des plans d'indices simples de la structure du quartz, de type h-h 0 l.

Indépendamment de ces mesures, l'observation dans un grain de quartz de la coexistence de fractures de tension et de zones de cisaillements conjugués indique une relation géométrique entre ces structures et une direction de contrainte, assimilée à la contrainte de choc.

2) Autres travaux

L'alternance de lamelles vitreuses et cristallines a également été observée par MET sur des grains de quartz choqués provenant du cratère Meteor, en Arizona (Kieffer, 1976), mais elle n'a alors fait l'objet d'aucune caractérisation.

II - QUESTIONS SOULEVEES PAR L'OBSERVATION D'ECHANTILLONS NATURELS

A) PERIODICITE DES STRUCTURES

L'alternance des lamelles cristallines et vitreuses apparaît pseudopériodique en MET. L'espacement entre deux lamelles peut varier entre 10 nm et 1 μm , mais dans la même zone, pour une même famille de lamelles, celles-ci sont régulièrement espacées.

Cette alternance régulière traduit une déformation hétérogène à une échelle submicrométrique.

B) ORIGINE DU VERRE INTRALAMELLAIRE

La présence de verre localisé dans des bandes régulièrement espacées suggère un mécanisme de vitrification locale. Cependant, aucune observation ne permet d'affirmer que le verre des lamelles s'est produit par fusion. Il serait possible d'envisager une vitrification par rupture de liaisons sous l'effet de la contrainte élevée, et coalescence des défauts (Ashworth et Schneider, 1985).

Dans l'hypothèse d'une vitrification par fusion, la faible distance entre les lamelles de verre, et la faible largeur de celles-ci, laisse supposer un gradient thermique important (de l'ordre de 1000°C/ μm).

Dans les deux cas, vitrification à l'état solide ou vitrification par fusion, la répartition périodique des lamelles vitreuses doit être liée au mécanisme de déformation, car la contrainte induite par onde de choc est supposée homogène.

C) ORIENTATION DES STRUCTURES

Deux hypothèses sont actuellement en compétition pour justifier l'orientation des microstructures lamellaires. L'une suggère la localisation de ces structures dans des plans particuliers du réseau cristallin du minéral choqué (plans denses, plans de glissement de dislocations), l'autre tend à lier l'orientation des structures à celle de l'onde de choc. Les études en MET des échantillons du cratère de Ries fournissent des arguments pour les deux hypothèses, mais l'interprétation de ces études est limitée par le fait que l'orientation de l'onde de choc est inconnue dans les échantillons provenant de sites d'impact naturels.

En effet, la contrainte de choc est alors complexe, et ne peut être déterminée à partir de l'observation des échantillons. Il est donc impossible d'établir une relation entre les structures et la contrainte.

L'incertitude sur l'orientation des structures par rapport à la contrainte ou relativement au réseau est un élément défavorable pour l'étude du mécanisme de la déformation hétérogène par ondes de choc.

La présence de verre localisé dans des bandes fines, et la périodicité de ces bandes seront par conséquent les deux principaux faits qui vont guider la recherche du mécanisme de déformation.

III-RECHERCHE DU MECANISME DE DEFORMATION: PROPOSITION D'UN MODELE

A) CONCEPT D'INSTABILITES

Les expériences de choc en laboratoire ont montré un changement de forme important entre l'état initial et l'état final des monocristaux. Cette déformation s'effectue vraisemblablement dans les lamelles vitreuses, car les zones cristallines apparaissent vierges de défauts en M.E.T..

La contrainte appliquée lors d'une déformation par ondes de choc étant supposée homogène, la répartition hétérogène des éléments de déformation doit être liée à des instabilités de comportement du matériau.

1) Justification de la déformation hétérogène par développement d'instabilités mécaniques

Les observations en microscopie électronique ont montré que les zones qui présentent, à l'échelle du microscope optique, des structures planaires, sont constituées de lamelles parallèles, alternativement vitreuses et cristallines. Cette alternance est pseudo-périodique avec une longueur d'onde variant de 10 nm à 1 μ m.

Ce type de structure périodique ou pseudopériodique a souvent été observé, à différentes échelles dans les matériaux déformés. Cette structure est le résultat du développement d'hétérogénéités de déformation, alors qu'a priori, le matériau est soumis à une contrainte homogène. Cette périodicité s'observe dans la formation de plis sous une contrainte de compression. Sous un aspect plus proche de nos observations, la déformation plastique de monocristaux peut faire apparaître des bandes de cisaillement, ou bandes de glissement ou bandes de Luders qui correspondent à des lamelles de forte déformation alternant avec des lamelles de déformation faible ou nulle (Nicolas et Poirier, 1976). De même, dans le domaine de la déformation fragile, la déformation d'un bloc se produit selon un réseau de failles répétées de manière pseudo-périodique (d'après Hancock, 1985).

La structure périodique observée à petite échelle dans les silicates choqués peut donc être interprétée, par analogie avec les exemples cités précédemment, comme due à une instabilité mécanique.

2) Localisation des instabilités.

Dans les silicates choqués, les lamelles vitreuses peuvent être considérées comme des zones de forte déformation, alors que les lamelles cristallines sont peu déformées. L'analyse du phénomène peut être schématisée ainsi :

Le matériau de volume V , est soumis à une contrainte de cisaillement qui a tendance à induire une déformation à une vitesse de déformation moyenne $\dot{\epsilon}_0$. Cette déformation est essentiellement localisée dans des lamelles (vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_1$ pour un volume total de ces lamelles V_1) avec une déformation faible dans la matrice (vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_2$ pour un volume total V_2). On a alors:

$$\dot{\epsilon}_0 V_0 = \dot{\epsilon}_1 V_1 + \dot{\epsilon}_2 V_2$$

L'instabilité apparaît si, compte tenu des mécanismes de déformation mis en jeu, l'énergie dissipée par le système diminue pour une déformation hétérogène. Cette description simpliste n'implique pas a priori, une répartition périodique des lamelles de forte déformation. Cependant, l'application de la théorie des instabilités à des situations similaires (Willaime et Davy, 1985) montre que le développement périodique d'instabilités résulte soit de l'amplification rapide d'une instabilité périodique initiale de faible amplitude, soit de la germination aléatoire de zones d'instabilités suivie de la croissance de certaines d'entre elles, la répartition pseudo-périodique de celles-ci étant liée au phénomène de saturation.

La périodicité ne se rapporte alors qu'à la contrainte de cisaillement appliquée, à la nature du matériau et aux mécanismes de déformation mis en jeu.

3) Périodicité des instabilités.

Grady (1980) interprète la périodicité des lamelles de forte déformation dans un minéral choqué, également selon la théorie des instabilités, mais en supposant, outre une vitesse de déformation moyenne, une température moyenne de l'échantillon.

Il effectue un calcul en imposant la conservation des moments et la conservation de l'énergie avec les relations suivantes:

$$\frac{\delta u}{\delta t} - \frac{1}{\rho_0} \times \frac{\delta \tau}{\delta x} = 0$$

$$\frac{\delta \theta}{\delta t} - \frac{\chi}{\delta x^2} \delta_2 \theta = \frac{\tau}{\rho_0 c} \times \frac{\delta u}{\delta x}$$

dans lesquelles :

$u(x)$ est la vitesse de déplacement de l'élément de matière
cisailée dans une direction perpendiculaire à x ,

ρ_0 est la masse volumique initiale

τ la contrainte de cisaillement

θ la température

c la chaleur spécifique

χ la diffusivité thermique

En supposant que le matériau a une viscosité newtonienne, et que cette viscosité dépend de la température (θ) selon une loi exponentielle $\eta(\theta) = \eta_0 \exp(-a(\theta - \theta_0))$, Grady montre que le développement de l'instabilité peut s'écrire sous la forme :

$$\exp \alpha t \exp i\beta x$$

où α est le coefficient d'amplification d'un phénomène de nombre d'onde β .

Parmi toutes les valeurs que peut prendre le nombre d'onde β , l'une d'entre elles a un coefficient d'amplification maximum, $\alpha_{\max}$. La fluctuation correspondant à ce nombre d'onde va donc être amplifiée plus que les autres et va seule subsister. La longueur d'onde correspondante calculée par Grady est :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\dot{\gamma}_0} \left[\frac{\rho_0 \chi c^2}{a^2 \eta_0} \right]^{1/4}$$

où $\dot{\gamma}_0$ est la vitesse de déformation de cisaillement moyenne sur l'ensemble de l'échantillon.

Cette longueur d'onde est donc inversement proportionnelle à la vitesse de déformation moyenne, et dépend des propriétés thermomécaniques du matériau. La température de l'échantillon n'apparaît pas dans cette expression, mais la température est une grandeur affectée par l'instabilité; elle varie selon x dans l'échantillon, entraînant une variation de la viscosité.

Les modèles basés sur la théorie des instabilités, et en particulier le modèle de Grady, permettent donc de comprendre la formation de lamelles alternées de forte et de faible vitesse de déformation sous l'action d'une contrainte de cisaillement.

B) MECANISME DE DEFORMATION

Trois mécanismes de déformation par cisaillement peuvent être envisagés : déformation plastique par mouvement de dislocations; déformation le long de fractures; déformation à l'état vitreux ou fondu.

1) Différents mécanismes envisagés.

a) Déformation plastique : mouvement de dislocations.

L'équation d'Orowan relie la vitesse de déformation à la densité de dislocations mobiles (ρ_m), au vecteur de Burgers et à la vitesse de propagation des dislocations.

$$\dot{\epsilon} = \rho_m \cdot b \cdot v$$

Une estimation de la vitesse de déformation maximale peut être effectuée sachant que :

- $\rho_m < 10^9 \text{ m}^{-2}$, car aucune dislocation n'a été observée au microscope électronique dans les zones cristallines
- $b \approx 5 \times 10^{-10} \text{ m}$
- $v <$ vitesse du son pour les ondes transversales (Weertman et Weertman, 1970), soit pour une pression de l'ordre de 25 GPa, une vitesse de l'ordre de $6 \times 10^3 \text{ m/s}$.

La vitesse de déformation maximale est donc de l'ordre de $3 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ ce qui est trop faible pour produire les déformations macroscopiques observées, compte tenu de la durée du choc, de l'ordre de la μs .

Le mouvement des dislocations ne peut donc pas être à l'origine de la déformation par choc, d'autant plus que dans les échantillons étudiés, la déformation n'est pas homogène, mais limitée aux zones se présentant sous forme de lamelles vitreuses.

b) Fracturation

L'initiation des fissures provient en général de l'accumulation locale de dislocations dans un cristal soumis à de fortes contraintes. Les contraintes exercées dans les minéraux choqués dépassent largement les limites élastiques de ces matériaux, mais la densité de dislocations observée est faible. Il semble donc difficile d'envisager qu'une série de fractures se produisent quasi-simultanément pour créer les bandes de déformation observées.

c) Fusion ou vitrification du minéral.

L'énergie de Hugoniot liée au choc peut être dissipée par élévation de la température de l'échantillon. En reprenant les données de Grady et al. (1974) et de Grady (1980), il apparaît que, pour le quartz soumis à une pression de choc de 25 GPa, l'énergie dissipée est de 6×10^5 J/Kg, alors que la chaleur spécifique est de $0,8 \cdot 10^3$ J/Kg.^oK. L'élévation de température de l'ensemble de l'échantillon est donc limitée à 750°K et est insuffisante pour provoquer la fusion du cristal.

Cependant, si cette énergie thermique est concentrée dans certaines zones de l'échantillon, elle peut localement augmenter de manière importante la déformabilité du minéral: soit en provoquant la fusion du cristal (Grady, 1980), soit en abaissant la viscosité des zones qui auraient été vitrifiées à l'état solide lors du passage de l'onde de choc.

La viscosité des lamelles vitreuses est alors suffisamment faible pour permettre une déformation rapide sous l'action de la contrainte appliquée.

2) Déformation hétérogène par vitrification locale.

a) Localisation des lamelles vitreuses.

La localisation des zones vitreuses, réparties en lamelles pseudo-périodiques, peut être envisagée selon la théorie des instabilités discutée ci-dessus, et en particulier en utilisant l'approche de Grady (1980) qui fait justement intervenir une fluctuation de la température au sein de l'échantillon. Grady admet que la déformation localisée pourrait être due à un mouvement de dislocations d'autant plus important que la température s'élève, produisant ainsi une viscosité plus faible du matériau. Ce mécanisme est pourtant tout à fait irréaliste, puisque les dislocations ont une vitesse limitée. Cependant les dislocations pourraient jouer un rôle dans la localisation des bandes de glissement, en modifiant localement les propriétés rhéologiques du minéral.

b) Largeur et périodicité des lamelles vitreuses.

** Largeur*

D'après le mécanisme de déformation hétérogène par développement d'instabilités mécaniques, l'énergie de choc totale est répartie entre les lamelles de déformation formées. De plus, la température élevée produite au niveau de la zone de forte déformation entraîne une diffusion latérale de la chaleur. La largeur des lamelles croît donc avec l'intensité du choc et avec la diffusivité thermique du minéral.

** Pseudo-périodicité*

- La création d'une lamelle de déformation entraîne une relaxation du champ de contrainte au voisinage de la lamelle créée. Une autre lamelle ne peut être produite que dans une zone où le champ de contrainte est suffisamment important, c'est-à-dire à une certaine distance d'une lamelle déjà existante. La répartition pseudo-périodique des lamelles vitreuses s'expliquerait alors par un phénomène de saturation et coalescence. L'écart moyen des lamelles est d'autant plus faible que la contrainte appliquée au cristal est importante.

c) Répercussion sur les transformations de phase haute pression.

L'énergie liée au choc peut également être utilisée pour produire des transformations polymorphiques : transformation du quartz en stishovite (Grady, 1980), métastable à pression ambiante, transformation du feldspath en une structure de type hollandite instable à pression ambiante. Aucune stishovite n'a été détectée dans les fines lamelles cristallines observées.

C) DEDUCTION DE L'ORIENTATION DES STRUCTURES

D'après le mécanisme responsable de la localisation des déformations dans de fines bandes, celles-ci sont préférentiellement formées selon des orientations de forte contrainte de cisaillement.

Or, la contrainte de cisaillement est maximale selon des plans à 45° de la direction de compression. Ces directions de contrainte de cisaillement maximale sont localisées sur l'enveloppe de cônes de 45° d'ouverture et d'axe de révolution parallèle à la direction de compression.

Ceci laisse une grande liberté d'orientation des structures liées aux contraintes de cisaillement maximum. Or les observations par M.E.T. montrent que le nombre de familles de microstructures est limité, et seulement quelques orientations de lamelles peuvent apparaître simultanément. Cette restriction du nombre de directions de contrainte activées n'est pas sans analogie avec les résultats observés au cours d'expériences de déformation de monocristaux par contrainte uniaxiale (Poirier, 1972). Ces expériences montrent que seuls deux systèmes de glissement sont actifs lors de la déformation de NaCl lorsque la contrainte uniaxiale est parallèle à $\langle 100 \rangle$, alors que la symétrie de l'expérience prévoit quatre systèmes équivalents.

Poirier explique ce phénomène en montrant que puisque ces deux systèmes suffisent à exprimer la déformation totale de l'échantillon, les autres systèmes potentiels ne sont pas activés.

Il s'agit vraisemblablement d'un mécanisme similaire dans le cas de la déformation hétérogène d'un matériau choqué. A partir du moment où les contraintes de cisaillement initient des orientations de très faible viscosité, elles s'y relaxent et cessent de solliciter d'autres systèmes.

D) MODELE PROPOSE

Cette partie reprend les grandes lignes tracées lors de la discussion du mécanisme de déformation, afin d'établir un modèle relativement simple de déformation par ondes de choc. Le modèle ainsi formulé permettra ensuite sa discussion sur les points essentiels.

1) Nature et orientation des contraintes

L'onde de choc induit au sein du cristal, pendant un temps très court, une contrainte assimilable à une compression selon la direction de propagation de l'onde. Pour cette contrainte uniaxiale, les plans selon lesquels la contrainte de cisaillement est maximum se répartissent selon des cônes de 45° d'ouverture, centrés sur la direction de la contrainte de compression.

2) Initiation des zones de déformation

Les zones de déformation sont réparties de manière périodique dans un réseau de lamelles vitreuses, alternant avec des zones cristallines peu ou pas déformées. Cette répartition hétérogène de la déformation dans un matériau homogène soumis à une contrainte homogène peut s'expliquer par développement d'instabilités mécaniques.

3) Déformation

Lors du passage de l'onde de choc, la répartition hétérogène des contraintes induit localement des maxima de contrainte et de température, provoquant la vitrification du minéral, soit par fusion, soit par rupture des liaisons à l'état solide (phénomène semblable à la métamictisation des cristaux irradiés (Ashworth et Schneider, 1985)).

Puis, pendant un laps de temps très court (probablement quelques secondes), la température des lamelles vitreuses est élevée; leur viscosité est alors suffisamment faible pour permettre une déformation rapide et importante.

4) Géométrie des structures

a) Orientation : Les microstructures planaires ainsi obtenues sont localisées dans des plans faisant un angle proche de 45° avec la direction de propagation de l'onde de choc, et, parmi ces plans, dans ceux particulièrement denses de la structure cristalline (pour le quartz, plans d'indices simples, de type $(hh0l)$).

b) Périodicité : La répartition hétérogène des zones de déformation étant due au développement d'instabilités mécaniques, la périodicité des structures est liée au degré de choc, au comportement rhéologique du matériau et à ses propriétés thermoconductrices.

c) Largeur des bandes vitreuses : La largeur des bandes vitreuses est fonction :

* de l'énergie localisée dans ces zones. Cette énergie étant elle-même liée aux contraintes, la largeur des lamelles vitreuses sera proportionnelle au degré de choc subi par le minéral.

* de la conductivité thermique du minéral.

IV-DISCUSSION DU MODELE PAR RAPPORT AUX TRAVAUX ANTERIEURS

A) PRESENTATION DES MODELES PRECEDENTS

Le modèle présenté détermine le mécanisme de déformation par ondes de choc, à partir de l'observation au M.E.T. des microstructures caractéristiques des minéraux provenant de sites d'impacts naturels. Cette démarche, par le type d'échantillons choisis, et la technique d'étude appliquée, se distingue de l'ensemble des travaux des auteurs précédents, qui se concentrent en deux groupes:

1) Etudes d'échantillons choqués naturellement (structures d'impact, météorites)

Les études des structures induites par onde de choc dans les échantillons naturels ont été effectuées par microscopie optique (Engelhardt et Bertsch, 1969; Walzebuck et Engelhardt, 1979) et abordées en M.E.T. (Kieffer et al., 1976), mais de manière essentiellement descriptive et n'ont pas donné lieu à la construction de modèles.

2) Etudes d'échantillons choqués en laboratoire

Jusqu'à présent, les propositions de mécanismes de déformation ont été élaborées à partir de l'orientation des structures, déterminée en microscopie optique ou en M.E.T., sur des monocristaux choqués en laboratoire (Grady, 1980; Gratz, 1984; Syono, 1984; Ashworth et Schneider, 1985).

Cependant ces observations, bien qu'effectuées pour des conditions expérimentales analogues, sont divergentes en ce qui concerne l'orientation des structures liées au choc.

Certains auteurs (Grady, 1980; Syono, 1984) observent en effet des structures dans des orientations à 45° de la contrainte principale, d'autres (Ashworth et Schneider, 1985) constatent que ces structures s'orientent dans des plans parallèles à l'onde de choc. Gratz (1984) considère différents types de structure de choc, avec des orientations préférentielles à 0° , 45° , 60° , 90° de la direction de propagation de l'onde de choc.

Bien que les expériences de choc en laboratoire soient a priori la meilleure démarche pour établir une relation entre les microstructures induites par onde de choc et l'onde de choc, la divergence des résultats obtenus montre que le problème de l'orientation des structures reste complexe.

Cette orientation étant directement liée au mécanisme, elle doit être prise en compte pour situer le modèle présenté ici par rapport à l'ensemble des travaux antérieurs.

B) MICROSTRUCTURES A 45° DE L'ONDE DE CHOC

Grady (1980) a observé cette géométrie sur des monocristaux de quartz choqués en laboratoire. Ceci a été par la suite confirmé par Syono (1984), à partir d'études en MET de monocristaux d'anorthite choqués de la même manière.

Grady (1980) propose que le système d'orientation des structures est exclusivement lié à la répartition des contraintes de cisaillement maximum dans un matériau soumis à une onde de compression. Le phénomène de vitrification localisée dans les bandes de déformation serait alors le fait de l'énergie thermique importante dégagée par le mouvement des dislocations.

Cette proposition est reprise dans le modèle présenté ici, mais avec deux modifications principales, l'une concernant le rôle effectif des dislocations, l'autre l'orientation précise des bandes de déformation:

* Le modèle de Grady (1980) envisage une déformation par mouvement de dislocations. Or, la densité de dislocations est trop faible pour que leur mouvement entraîne une déformation significative de l'échantillon.

* Grady (1980) situe les bandes de déformation dans les plans de contrainte cisailante maximum, à 45° de l'onde de choc. Or, les observations en MET présentées ici montrent que les plans des lamelles vitreuses dans le quartz sont généralement de type $\{h -h 0 1\}$, qui correspondent à des plans relativement denses de la structure cristalline, en particulier des plans de glissement des dislocations de type $\langle a \rangle$.

Ces orientations sont en accord avec les mesures effectuées en microscopie optique sur des échantillons similaires par Engelhardt et Bertsch (1969), et sont donc prises en compte dans le modèle proposé.

C) ORIENTATION DES STRUCTURES PARALLELEMENT A LA DIRECTION DE L'ONDE DE CHOC

Cette orientation a été déterminée en premier lieu par Walzebuck et Engelhardt (1979) à partir de mesures optiques d'orientation d'éléments planaires dans une veine de quartz du cratère de Ries. Ces auteurs ont en effet constaté qu'en reportant sur une projection stéréographique les pôles des plans de déformation (de type $\{h -h 0 1\}$) observés, ceux-ci se répartissent sur une ceinture, ce qui indique une direction commune pour l'ensemble de ces plans. Walzebuck et Engelhardt suggèrent que cette direction commune soit la direction de l'onde de choc.

Les travaux d'Ashworth et Schneider (1985) décrivent eux aussi des structures parallèles à l'onde de choc, cette orientation étant déterminée sur des monocristaux de quartz choqués en laboratoire. Les observations en MET de ces structures sont similaires à celles présentées ici, et les deux auteurs les interprètent également comme des zones de déformation par cisaillement, tout en notant que la contrainte de cisaillement est nulle selon ces plans.

Ces deux articles ne donnent pas d'indication sur le mécanisme responsable de l'orientation des contraintes de cisaillement maximum parallèlement à la direction de l'onde de compression. L'hypothèse suivante est suggérée:

Dans tous les modèles proposés jusqu'à maintenant, l'onde de choc est assimilée à une contrainte de compression uniaxiale, ce qui implique une répartition des contraintes de cisaillement maximum dans des plans à 45° de la direction de compression.

Une déformation par cisaillement suivant une direction parallèle à la direction de choc peut être envisagée en considérant un effet anisotrope du choc sur la cible.

La contrainte peut alors avoir une composante radiale à partir du point d'impact. La déformation macroscopique, hétérogène, résulte de cisaillements le long de lamelles de déformation qui, localement, sont parallèles à la direction de choc.

Cette nouvelle géométrie des contraintes n'est pas sans analogie avec la géométrie des structures d'impact. Il est en effet admis que la forme hémisphérique de celles-ci correspond à un mécanisme d'excavation par propagation radiale des contraintes (Gault et al., 1968). L'hypothèse d'une onde de choc assimilable à une contrainte de compression uniaxiale devra donc être réenvisagée pour chaque type de déformation (naturelle ou expérimentale) par ondes de choc.

D) ORIENTATION DES STRUCTURES A 0° , 45° , 60° ET 90° DE LA DIRECTION DE L'ONDE DE CHOC

Ces orientations ont été déterminées optiquement par Gratz (1984) sur des monocristaux de quartz déformés par choc en laboratoire. Elles concernent l'ensemble des structures observées dans l'échantillon, pour lesquelles Gratz utilise une terminologie (microfailles, fractures, lamelles, plaquettes vitreuses) qu'il n'est pas aisé d'appliquer aux observations des différents auteurs. Pour les structures parallèles à la direction du choc, Gratz invoque une origine de type faille d'extension (communication personnelle). Il est cependant probable que la déformation globale d'aplatissement parallèlement au choc a été produite par cisaillement le long de structures obliques par rapport à la direction de choc.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION

Cette étude des silicates provenant du site d'impact de Ries s'inscrit dans le cadre général de la recherche des mécanismes de déformation des minéraux par ondes de choc.

Les techniques d'étude employées ici sont diverses: microscopie optique, spectrométrie Raman et microscopie électronique en transmission, chacune apportant des renseignements dans un domaine défini. Ces méthodes d'étude, complémentaires, ont permis d'aborder l'état structural des échantillons choqués à toutes les échelles (échelle du grain en microscopie optique, échelle des microstructures en microscopie électronique, échelle des liaisons interatomiques en spectroscopie).

L'utilisation de la M.E.T. s'est avérée particulièrement bien adaptée à l'étude des microstructures, dont la dimension est inférieure au micromètre. Cependant, la préparation des échantillons étant une étape longue et délicate, il a fallu limiter le nombre d'échantillons à étudier en sélectionnant ceux-ci de manière rationnelle (après observation en M.O.).

Les observations par MET ont permis de mettre en évidence la nature des microstructures induites par ondes de choc. Ces microstructures sont constituées d'une alternance de lamelles vitreuses et cristallines, dans une ou plusieurs orientations. L'orientation cristallographique des lamelles cristallines apparaît peu perturbée et on n'y observe aucune dislocation.

Un mécanisme de déformation hétérogène est donc suggéré et tient compte d'une déformation très intense localisée au niveau des lamelles vitreuses, celles-ci étant parallèles aux plans denses de la structure cristalline.

Cette interprétation est confrontée aux résultats obtenus par les auteurs précédents, et s'adapte bien à plusieurs observations effectuées sur des échantillons choqués naturellement et expérimentalement. Cependant, les travaux antérieurs présentent fréquemment des résultats divergents entre eux. Il n'est actuellement pas possible d'interpréter ces divergences, compte tenu du nombre limité de travaux expérimentaux réalisés.

Certaines expériences en laboratoire sont en effet nécessaires pour lever les incertitudes sur les mécanismes de déformation par choc :

Après avoir décrit l'alternance de lamelles vitreuses et cristallines présentes dans les silicates choqués, il serait intéressant d'étudier les variations de largeur et de périodicité de ces lamelles en fonction de la pression de choc subie. L'interprétation proposée pour la formation des lamelles faisant intervenir l'état structural du minéral, des séries d'expériences de choc sur différents types de silicates permettraient de préciser le mécanisme de déformation envisagé. Enfin, la plupart des divergences entre les auteurs précédents portant sur l'orientation des microstructures par rapport à celle du choc, des données supplémentaires sur ce problème pourraient être tirées de ces travaux expérimentaux.

Ces différentes expériences, et surtout leur exploitation par des techniques d'observation appropriées (en particulier la MET), devraient permettre de progresser rapidement dans la connaissance des mécanismes de déformation par choc.

Cette association entre les techniques de choc en laboratoire et la MET est très prometteuse. Elle sera développée à la suite de ce travail dans le cadre d'une collaboration étroite entre l'Institut de recherche sur le fer, l'acier et autres métaux, de l'Université Tohoku à Sendai (Japon), et le laboratoire de Minéralogie Physique de l'Université de Rennes.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Ahrens T.J. (1980) Dynamic compression of Earth materials. *Sci.*, 207, 4435, 1035-1041.
- Alvarez L.W., Alvarez W., Asaro F. and Michel H.V. (1980) Extra-terrestrial cause for the Cretaceous-Tertiary extinction. *Sci.*, 208, 1095.
- Arndt J., Hummel W. and Gonzales-Cabeza I. (1982) Diaplectic labradorite glass from the Manicouagan impact crater. *Phys. Chem. Minerals*, 8, 230-239.
- Arndt J. (1983) Shock isotropization of minerals. In: Asay J.R., Graham R.A. and Straub G.K. Eds., 1984. Shock waves in condensed matter. *Els. Sci. Pub. B.V.*, 473-480.
- Ashworth J.R. and Schneider H. (1985) Deformation and transformation in experimentally shock-loaded quartz. *Phys. Chem. Minerals.*, 11, 241-249.
- Barbillat J. (1984) The microdil 28: a new multichannel Raman microprobe, (New microanalytical techniques session).
- Dennis J.G. (1971) Ries structure, Southern Germany, a review. *J. Geophys. Res.*, 76, 23, 5394-5406.
- Dhamelincourt P., Barbillat J. and Delhaye N. (1984) Laser Raman microprobing techniques. *J. Phys.*, 45, 249-253.
- Dominé F. (1983) Contribution à l'étude expérimentale et spectroscopique des silicates fondus et vitreux. Rôle structural de l'uranium dans ces milieux. Thèse 3e cycle, Paris 6, 82 p.
- Doukhan J.C. and Trépiéd L. (1985) Plastic deformation of quartz single crystals. *Bull. Minéral.*, 108, 97-123.
- Engelhardt W.v. (1972) Shock-produced rock glasses from the Ries crater, Germany. *Contr. Min. Petr.*, 36, 265-292.
- Engelhardt W.v. and Bertsch W. (1969) Shock-induced planar deformation structures in quartz from the Ries crater, Germany. *Contr. Min. Petr.*, 20, 203-234.
- Engelhardt W.v., Hörzt F., Stöffler D., Bertsch W. (1968), Observations on quartz deformation in the breccias of West Clearwater Lake, Canada, and the Ries basin, Germany. In: French B.M. and Short N.M. Eds. Shock metamorphism of natural materials. Mono Book Corpo. Baltimore, 475-482.

- Engelhardt W.v., Stöffler D. (1968) Stages of shock metamorphism in crystalline rocks of the Ries basin, Germany. In: French B.M. and Short N.M. Ed. Shock metamorphism of natural materials. Mono Book Corpo. Baltimore, 159-168.
- Ernst K., Hammann W., Fiebig J. and Graup G. (1985) Evidence of an impact origin for the Azuara structure (Spain). *Earth Planet. Sci. Lett.*, 74, 361-370.
- Freeberg J.H. (1966) Terrestrial impact structures - a bibliography. *U.S. Geol. Survey Bull.*, 1220, 91 p.
- Gault D.E., Quaide W.L. and Oberbeck V.R. (1968) Impact cratering mechanics and structures. In: French B.M. and Short N.M. Ed. Shock metamorphism of natural materials. Mono Book Corpo. Baltimore, 87-99.
- Gentner W., Kleinmann B. and Wagner G.A. (1967) New K/Ar and fission track ages of impact glasses and tektites. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2, 83.
- Grady D.E. (1980) Shock deformation of brittle solids. *Journ. Geophys. Res.*, 85, B2, 913-924.
- Grady D.E., Murri W.J. and De Carli P. (1974) Hugoniot sound velocities in two silicates. *EOS Trans.*, AGU, 55, 417.
- Gratz A. (1984) Deformation in laboratory-shocked quartz. *Journ. Non Cryst. Solids.*, 67, 543-558.
- Grieve R.A.F., Sharpton V.L., Goodacre A.K. and Garvin J.B. (1985/86) A perspective on the evidence for periodic cometary impacts on Earth. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 76, 1-9.
- Hazen R.M. and Finger L.W. (1982) Comparative crystal chemistry. John Wiley & Sons Ed., 231 p.
- Hancock P.L. (1985) Brittle microtectonics: principles and practice. *Journ. Struc. Geol.*, 7, 3/4, 437-457.
- Hüttner R., Schmidt-Kaler H. and Treibs W. (1969) Geological map of the Ries and surroundings, 1:100,000, in Das Ries; Geologie, Geophysik, und Genese eines Kraters, *Geol. Bavarica*, 61, 142.
- Ingrin J. and Gillet Ph. (1986) T.E.M. investigation of the crystal microstructures in a quartz-coesite assemblage of the Western Alps. *Phys. Chem. Minerals*, 13, 325-330.
- Kieffer S.W. and Navrotsky A. (1985) Microscopic to macroscopic. Atomic environments to mineral thermodynamics. *Rev. Miner.*, 14, 428 p.

- Kieffer S.W., Phakey P.P. and Christie J.M. (1976) Shock processes in porous quartzite: Transmission Electron Microscope observations and theory. *Contr. Miner. Petrol.*, 59, 41-93.
- Lambert Ph. (1977) Les effets des ondes de choc naturelles et artificielles, et le cratère d'impact de Rochechouart (Limousin-France). *Thèse d'Etat*, Paris, 515p.
- Lyon R.J.P. (1962) *Nature*, 196, p. 266.
- Lyzenga G.A., Ahrens T.J. and Mitchell A.C. (1983) Shock temperatures of SiO_2 and their geophysical implications. *Journ. Geophys. Res.*, 88, B3, 2431-2444.
- McMillan P. (1985) Vibrational spectroscopy in the mineral sciences. In: Microscopic to Macroscopic. *Rev. Mineral.*, 14, Kieffer and Navrotsky Ed., 9-59.
- Masaitis V.L., Mikhailov M.V. and Selivanovskaya T.V. (1975) Popigay Meteorite Crater. *Nauk*, Moscow, 124 p.
- Matsui T., Waza T., Kani K. and Suzuki S. (1982) Laboratory simulation of planetesimal collision. *Journ. Geophys. Res.*, 87, B13, 10968-10982.
- Nicolas A. and Poirier J. (1976) Crystalline plasticity and solid state flow in metamorphic rocks. John Wiley and Sons Ed., 444 p.
- Papike J.J. and Cameron M. (1976) *Rev. Geophys. Space Phys.*, 14, 37-80.
- Phinney W.C., Dence M.R. and Grieve R.A.F. (1978) Investigation of the Manicouagan impact crater, Quebec: an introduction. *Journ. Geophys. Res.*, 83, B6, 2729-2735.
- Poirier J.P. (1972) High-temperature creep of single crystalline sodium chloride. *Phil. Mag.*, 26, 3, 701-725.
- Rankine W.J.M. (1870) On the thermodynamic theory of waves of finite disturbance. *Trans. Roy. Soc. (London)*, 160, 277-288.
- Reich H. und Horrix W. (1955) Geophysikalische Untersuchungen im Ries und Vorries und deren geologische Deutung. *Geol. Jahrb., Beih.*, 19, 119 p.
- Seifert F., Mysen B.O. and Virgo D. (1982) Three-dimensional network structure of quenched melts (glass) in the systems $\text{SiO}_2\text{-NaAlO}_2$, $\text{SiO}_2\text{-CaAl}_2\text{O}_4$ and $\text{SiO}_2\text{-MgAl}_2\text{O}_4$. *Amer. Miner.*, 67, 696-717.

- Sobolev N.V. (1976) Coesite, garnet and omphacite inclusions in Yakutsk diamonds - first finding of coesite paragenesis. In: Dokl Akad Nauk SSSR, 230, 1422-1444. *Miner. Abstr.*, 78-818.
- Stöffler D., (1971) Progressive metamorphism and classification of shocked and brecciated crystalline rocks at impact craters. *Journ. Geoph. Res.* 76, 5541-5551.
- Stöffler D. (1972) Deformation and transformation of rock-forming minerals by natural and experimental shock processes. I: Behavior of minerals under shock compression. *Forsch. Miner.*, 49, 50-113.
- Stöffler D. (1974) Deformation and transformation of rock-forming minerals by natural and experimental shock processes. II: Physical properties of shocked minerals. *Forsch. Miner.*, 51, 2, 256-289.
- Stöffler D. and Hornemann V. (1972) Quartz and feldspar glasses produced by natural and experimental shock. *Meteoritics*, 7, 371-394.
- Stokes G.G. (1848) On a difficulty in the theory of sound. *Phil. Mag.*, 3, 33, 349-356.
- Sweet J.R., White W.B. and White E.W. (1973) Proc. Lunar Sci. Conf. 4th, *Geoch. Cosmoch. Acta*, 1, 389-396.
- Syono Y. (1984) Shock-induced phase transition in oxides and silicates. In: Materials Science of the Earth's Interior, Sunagawa I. Ed., 395-414.
- Walzebuck J.P. and Engelhardt W.v. (1979) Shock deformation of quartz influenced by grain size and shock direction: Observations on quartz-plagioclase rocks from the basement of the Ries Crater, Germany. *Contr. Miner. Petrol.*, 70, 267-271.
- Weertman J. and J.R. (1970) Théorie élémentaire des dislocations. Masson et Cie Ed., 240 p.
- Wetherill G.W. (1975) Late heavy bombardment of the moon and terrestrial planets. *Proc. Lunar Sci. Conf.* 6th, 1539-1561.
- Willaime C. and Davy P. (1985) La théorie de l'exsolution: un analogue pour l'étude des instabilités mécaniques. Colloque CNRS, Grenoble, 228 p., 217-227.
- Zarzycki J. (1982) Les verres et l'état vitreux. Masson et Cie Ed., 391 p.

LISTE SUPPLEMENTAIRE DE REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Abadian M. (1972) Petrographie, stoßwellenmetamorphose and Entstehung polymikter kristalliner Breccien im Nördlinger Ries. *Contr. Miner. Petrol.*, 35, 245-262.
- Ahrens T.J. and Liu H.P. (1973) A shock-induced phase change in orthoclase. *Journ. Geophys. Res.*, 78, 8, 1274-1278.
- Ahrens T.J., Petersen C.F. and Rosenberg J.T. (1969) Shock compression of feldspars. *Journ. Geophys. Res.*, 74, 10, 2727-2746.
- Ahrens T.J. and Rosenberg J.T. (1968) Shock metamorphism: Experiments on quartz and plagioclase. In: French B.M. and Short N.M. Ed. Shock metamorphism of natural materials. Mono Book Corpo. Baltimore, 59-82.
- Akimoto S. and Syono Y. (1969) Coesite-Stishovite transition. *Journ. Geophys. Res.*, 74, 6, 1653-1659.
- Ashworth J.R. (1980) Chondrite thermal histories: clues from electron microscopy of orthopyroxene. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 46, 167-177.
- Ashworth J.R. (1985) Transmission electron microscopy of L-group chondrites, 1. Natural shock effects. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 73, 17-32.
- Ashworth J.R. and Barber D.J. (1975) Electron petrography of shock-deformed olivine in stony meteorites. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 27, 43-50.
- Ashworth J.R. and Mallinson L.G. (1985) Transmission electron microscopy of L-group chondrites, 2. Experimentally annealed Kyushu. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 73, 33-40.
- Behrmann J.H. (1985) Crystal plasticity and superplasticity in quartzite; a natural example. *Tectonophysics*, 115, 101-129.
- Bell P.M., Mao H.K. and Goettel K. (1984) Ultrahigh pressure: beyond 2 Mb and the ruby fluorescence scale. *Science*, 226, 542-544.
- Bunch T.E. (1968) Some characteristics of selected minerals from craters. In: French B.M. and Short N.M. Ed. Shock metamorphism of natural materials. Mono Book Corpo. Baltimore, 413-432.

- Bunch, T.E., Cohen, A.J. and Dence M.R. (1967) Natural terrestrial maskelynite. *Amer. Miner.*, 52, 244-253. .
- Chao E.C.T. (1967) Impact metamorphism. *In: Researches in Geochemistry*, 2. Abelson P.H. Ed., 204-233.
- De Carli P.S. (1968) Observations of the effects of explosive shock on crystalline solids. *In: French B.M. and Short N.M. Ed. Shock metamorphism of natural materials. Mono Book Corpo. Baltimore*, 129-134.
- Diemann E. and Arndt J. (1984) Diaplectic labradorite glass from the Manicouagan impact crater: II. X-Ray diffraction studies and structural model. *Phys. Chem. Minerals.*, 11, 178-181.
- Duvall G.E. (1968) Shock waves in solids. *In: French B.M. and Short N.M. Ed. Shock metamorphism of natural materials. Mono Book Corpo. Baltimore*, 19-30.
- Dworak U. (1969) Stoßwellenmetamorphose des Anorthosits vom Manicouagan Krater, Quebec, Canada. *Contr. Miner. Petrol.*, 24, 306-347.
- Ernst K., Hamann W., Fiebig J. and Graup G. (1985) Evidence of an impact origin for the Azuara structure (Spain). *Earth Planet. Sci. Lett.*, 74, 361-370.
- French B.M. (1968) Shock metamorphism as a geological process. *In: French B.M. and Short N.M. Ed. Shock metamorphism of natural materials. Mono Book Corpo. Baltimore*, 1-17.
- Gibbons R.V. and Ahrens T.J. (1977) Effects of shock pressures on calcic plagioclase. *Phys. Chem. Minerals*, 1, 95-107
- Gillet P. (1983) Deformation et transformation des phases minérales en cellule à saphirs. Thèse 3e Cycle, Paris 7, 194 p.
- Goto T. and Syono Y. (1984) Technical aspect of shock compression experiments using the gun method. *In: Materials Science of the Earth's Interior*, Sunagawa I. Ed., 605-619.
- Grady D.E. and Murri W.J. (1976) Dynamic unloading in shock-compressed feldspar. *Geophys. Res. Lett.*, 3, 8, 472-474.
- Grady, D.E., Murri W.J. and De Carli P.S. (1975) Hugoniot sound velocities and phase transformations in two silicates. *Journ. Geophys. Res.*, 80, 35, 4857-4861.

- Grieve R.A.F. (1975) Petrology and chemistry of the impact melt at Mistastin Lake Crater, Labrador. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 86, 1617-1629.
- Grieve R.A.F. and Robertson P.B. (1976) Variations in shock deformation at the Slate Islands impact structure, Lake Superior, Canada. *Contr. Miner. Petrol.*, 58, 37-49.
- Gupta Y.M. (1983) Shear and compression wave measurements in shocked polycrystalline Al_2O_3 . *Journ. Geophys. Res.*, 88, B5, 4304-4312.
- Hill T.G. and Knopoff L. (1980) Propagation of shock waves in one-dimensional crystal lattices. *Journ. Geophys. Res.*, 85, B12, 7025-7030.
- Hornemann V. and Müller W.F. (1971) Shock-induced deformation twins in clinopyroxene. *Neues Jahrb. Miner. Monatsh.*, H.6, 247-255.
- Hörz F. and Ahrens T.J. (1984) Deformation of experimentally shocked biotite. *Amer. Journ. Sci.*, 267, 1213-1229.
- Jayaraman A. (1984) La cellule à haute pression à enclumes de diamant. *Pour la Science*, 80, 35-46.
- Jeanloz R. (1980) Shock effects in olivine and implications for Hugoniot data. *Journ. Geophys. Res.* 85, B6, 3163-3176.
- Jeanloz R. and Ahrens T.J. (1979) Release Adiabatic measurements on minerals: the effect of viscosity. *Journ. Geophys. Res.*, 84, B13, 7545-7548.
- Jeanloz R., Ahrens T.J., Lally J.S., Nord Jr. G.L., Christie J.M. and Heuer A.H. (1977) Shock-produced olivine glass: first observation. *Science*, 197, 457-459.
- Kikuchi M., Hiraga K., Syono Y. and Takei H. (1985) Observation of shocked and unshocked $BaZnGeO_4$ by means of electron microscopy. *Journ. Solid State Chem.*, 56, 390-393.
- Kitamura M., Goto T. and Syono Y. (1977) Intergrowth textures of diaplectic glass and crystal in shock-loaded P. Anorthite. *Contr. Miner. Petrol.*, 61, 299-304.
- Kleeman J.D. (1971) Formation of diaplectic glass by experimental shock loading of orthoclase. *Journ. Geophys. Res.*, 76, 23, 5499-5503.
- Kondo K. and Ahrens T.J. (1983) Heterogeneous shock-induced thermal radiation in minerals. *Phys. Chem. Minerals*, 9, 3/4, 173-181.

- Kusaba K., Syono Y., Kikuchi M. and Fukuoka K. (1985) Shock behavior of zircon: phase transition to scheelite structure and decomposition. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 72, 433-439.
- Lambert P. (1979) Fractures induced by shock in quartz and feldspar. *Miner. Mag.*, 43, 527-533.
- Lambert P. (1981) Reflectivity applied to peak pressure estimates in silicates of shocked rocks. *Journ. Geophys. Res.*, 86, 87, 6187-6204.
- Lambert P. and Grieve R.A.F. (1984) Shock experiments on maskelynite-bearing anorthosite. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 68, 159-171.
- Lange M.A., Lambert P. and Ahrens T.J. (1985) Shock effects on hydrous minerals and implications for carbonaceous meteorites. *Geoch. Cosmoch. Acta.*, 49, 1715-1726.
- Livage J. (1981) L'alternative verre-cristal. In: *Les Transformations de Phases dans les Solides Minéraux*, 2, S.F.M.C. Ed., 619-646.
- Mc Queen R.G., Marsh S.P. and Fritz J.N. (1967) Hugoniot equation of state of twelve rocks. *Journ. Geophys. Res.*, 72, 20, 4999-5036.
- Madon M. (1980) Etude par Microscopie Electronique en Transmission des Phases Haute-Pression de l'Olivine et du Pyroxène, Thèse IPG, Paris, 146 p.
- Madon M., Peyronneau J. and Poirier J.P. (1984) Diamond anvil cell = shock wave gun ? *Journ. Phys.*, Colloque C8, suppl. au n° 11, 45, 117-120.
- Masch L., Wenk H.R. and Preuss E. (1985) Electron microscopy study of hyalomylonites. Evidence for frictional melting in landslides. *Tectonophysics*, 115, 131-160.
- Mashimo T., Nishii K., Soma T. and Sawaoka A. (1980) Some physical properties of amorphous SiO_2 synthesized by shock compression of α quartz. *Phys. Chem. Miner.*, 5, 367-377.
- Matsui T., Karato S. and Yokokura T. (1980) Dislocation structures of olivine from Pallasite meteorites. *Geophys. Res. Lett.*, 7, 11, 1007-1010.
- Müller W.F. and Hornemann U. (1969) Shock-induced planar deformation structures in experimentally shock-loaded olivines and in olivines from chondritic meteorites. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 7, 251-264.

- Okuno M., Marumo F. and Syono Y. (1985) The structure of a shocked-induced anorthite-glass. *Miner. Journ.*, 12, 5, 197-205.
- Ostertag R. and Stöffler D. (1982) Thermal annealing of experimentally shocked feldspar crystals. Proc. 13th Lun. Planet. Sci. Conf., Part 1, *Journ. Geophys. Res.*, 87, Suppl., A457-A463.
- Price G.D., Putnis A. and Agrell S.O. (1979) Electron petrography of shock-produced veins in the Tenham chondrite. *Contr. Miner. Petrol.*, 71, 211-218.
- Ringwood A.E., Reid A.F. and Wadsley A.D. (1967) High-pressure transformation of alkali aluminosilicates and aluminogermanates. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 3, 38-40.
- Robertson P.B. (1975) Zones of shock metamorphism at the Charlevoix impact structure, Quebec. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 86, 1630-1638.
- Robertson P.B. (1975) Experimental shock metamorphism of maximum microcline. *Journ. Geophys. Res.*, 80, 14, 1903-1910.
- Robertson P.B., Dence M.R. and Vos M.A. (1968) Deformation in rock-forming minerals from Canadian Craters. In: French B.M. and Short N.M. Ed. Shock metamorphism of natural materials. Mono Book Corp. Baltimore, 433-452.
- Robertson P.B. and Plant A.G. (1981) Shock metamorphism in sillimanite from the Houghton impact structure, Devon Island, Canada. *Contr. Miner. Petrol.*, 78, 12-20.
- Schneider H. (1977) Mechanical deformation and structural state of experimentally shock-loaded oligoclases. *Neues Jahrb. Miner. Monatsh.*, H.6, 255-269.
- Schneider H. and Hornemann U. (1976) X-Ray investigations on the deformation of experimentally shock-loaded quartzes. *Contr. Miner. Petrol.*, 55, 205-215.
- Short N.M. and Bunch T.E. (1968) A worldwide inventory of features characteristic of rocks associated with presumed meteorite impact structures. In: French B.M. and Short N.M. Ed. Shock metamorphism of natural materials. Mono Book Corp. Baltimore, 255-266.
- Siegfried R.W., Mc Queen R.G. and Simmons G. (1981) Shock-induced microfractures in six terrestrial igneous rocks characterized with differential strain analysis. *Journ. Geophys. Res.*, 86, B7, 6205-6218.

- Smith J.V. (1974) Mechanical properties of feldspar minerals: shock deformation. *In: Feldspar Minerals*. Springer-Verlag Ed., Berlin Heidelberg New-York, 1, 578-589.
- Stöffler D. (1971) Coesite and stishovite in shocked crystalline rocks. *Journ. Geophys. Res.*, 76, 23, 5474-5488.
- Syono Y. and Goto T. (1981) Behavior of single-crystal forsterite under dynamic compression. *Advances in Earth and Planetary Sciences*, 12, 563-577. *In: High-Pressure Research in Geophysics*. Akimoto S. & Manghnani M.H. Ed.
- Syono Y., Goto T. and Nakagawa Y. (1977) Formation of diaplectic glass in anorthite by shock-loading experiments. *In: High-Pressure Research: Applications in Geophysics*, Manghnani M.H. & Akimoto S. Ed., 477-488.
- Syono Y., Goto T. Sato J. and Takei H. (1981) Shock compression measurements of single-crystal forsterite in the pressure-range 15-93 GPa. *Journ. Geophys. Res.*, 86, B7, 6181-6186.
- Syono Y., Goto T., Takei H., Tokonami M. and Nobugai K. (1981) Dissociation reaction in forsterite under shock compression. *Science*, 214, 177-179.
- Syono Y., Kikuchi M., Goto T. and Fukuoka K. (1983) Formation of rutile-type $Ta(IV)O_2$ by shock reduction and cation-deficient $Ta_{0.8}O_2$ by subsequent oxidation. *Journ. Solid State Chem.*, 50, 133-137.
- Syono Y., Takei H., Goto T. and Ito A. (1981) Single crystal X-ray and Mössbauer study of shocked ilmenite to 80 GPa. *Phys. Chem. Minerals*, 7, 82-87.
- Takei H., Syono Y. Goto T. and Kikuchi M. (1983) Shock induced phase change in $BaZnGeO_4$ crystals. *Phys. Chem. Minerals*, 10, 16-20.
- Thouvenin J. (cours) Les mécanismes élémentaires de la détonique, II.
- Töpel-Schadt and Müller W.F. (1985) The submicroscopic structure of the unequilibrated ordinary chondrites Chainpur, Mezö-Madaras and Tieschitz: a transmission electron-microscopic study. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 74, 1, 1-12.
- Velde B. and Boyer H. (1985) Raman microprobe spectra of naturally shocked microcline feldspars. *Journ. Geophys. Res.*, 90, B5, 3675-3682.
- Watanabe S., Kitamura M. and Morimoto N. (1985) A transmission electron microscope study of pyroxene chondrules in equilibrated L-group chondrites. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 72, 87-98.

Dans la même collection :

- N°1 - H. MARTIN - Nature, origine et évolution d'un segment de croûte continentale archéenne : contraintes chimiques et isotopiques. Exemple de la Finlande orientale. 392 p., 183 fig., 51 tabl., 4 pl. (1985). 140F.
- N°2 - G. QUERRE - Paléogénèse de la croûte continentale à l' archéen : les granitoïdes tardifs (2,5-2,4 Ga) de Finlande Orientale. Pétrologie et géochimie. 226 p., 74 fig., 41 tabl., 3 pl.(1985). 85F.
- N°3 - J. DURAND - Le Grès Armoricaïn. Sédimentologie. Traces fossiles. Milieux de dépôt. 150 p., 76 fig., 9 tabl., 19 pl. (1985). 55F.
- N°4 - D. PRIOUR - Genèse des zones de cisaillement : Application de la méthode des éléments finis à la simulation numérique de la déformation des roches. 157 p., 106 fig., 7 tabl., (1985). 55F.
- N°5 - V. NGAKO - Evolution métamorphique et structurale de la bordure sud-ouest de la "série de Poli". Segment camerounais de la chaîne panafricaine. 185 p., 76 fig., 16 tabl., 12 pl. (1986). 70F.
- N°6 - J. DE POULPIQUET - Etude géophysique d'un marqueur magnétique situé sur la marge continentale sud-armoricaine. 159 p., 121 fig., 5 tabl. (1986). 55F.
- N°7 - P. BARBEY - Signification géodynamique des domaines granulitiques. La ceinture des granulites de Laponie : une suture de collision continentale d'âge Protérozoïque inférieur (1.9-2.4 Ga). 324 p., 89 fig., 46 tabl., 11 pl. (1986). 115F.

- N°8 - Ph. DAVY - Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale. 233 p., 72 fig., 2 tabl. (1986). 95F.
- N°9 - Y. GEORGET - Nature et origine des granites peralumineux à cordiérite et des roches associées. Exemples des granitoïdes du Massif Armoricaïn (France) : Pétrologie et géochimie. 250 p., 140 fig., 67 tabl., (1986). 100F.
- N°10 - D. MARQUER - Transfert de matière et déformation progressive des granitoïdes. Exemple des massifs de l'Aar et du Gothard (Alpes centrales Suisses). 287 p., 134 fig., 52 tabl., 5 cartes hors-texte (1987). 120F.
- N°11 - J.S. SALIS -Variation séculaire du champ magnétique terrestre. Direction et Paléointensité sur la période 7.000 - 70.000 BP dans la chaîne des Puys. 190 p., 73 fig., 28 tabl., 1 carte hors-texte (1987). 90F.
- N°12 - Y. GERARD - Etude expérimentale des interactions entre déformation et transformation de phase. Exemple de la transition calcite-aragonite. 126 p., 42 fig., 3 tabl., 10 pl. (1987). 75F.
- N°13 - H. TATTEVIN - Déformation et transformation de phases induites par ondes de choc dans les silicates. Caractérisation par la microscopie électronique en transmission. 150 p., 50 fig., 1 tabl. 13 pl. (1987). 95F.

BON DE COMMANDE

A retourner à :

Centre Armoricaïn d'Etude Structurale des Socles
Mémoires et documents du CAESS
Université de Rennes I - Campus de Beaulieu
35042 - RENNES Cédex (France).

NOM
ORGANISME
ADRESSE

Veuillez me faire parvenir les ouvrages suivants :

N°	Auteur	Nb Exemplaires	Prix Unitaire	TOTAL
Frais d'envoi :				
1 volume : 15,00 F.				
par volume supplémentaire : 5,00 F.				
Total				
Frais d'envoi				
Montant total				

Veuillez établir votre chèque au nom de l'Agent Comptable de l'Université de Rennes I et le joindre au bon de commande.

RESUME

Les matériaux soumis à des ondes de choc subissent des déformations et des transformations de phase. L'étude de leurs mécanismes fait l'objet de ce travail. Les échantillons étudiés proviennent du cratère d'impact météoritique de Ries, Allemagne, et sont constitués de quartz et de feldspath. L'étude a porté sur des minéraux choqués présentant des éléments planaires à l'échelle du microscope optique. Ces structures sont associées à des pressions de choc de 10 à 40 GPa. La microscopie optique, la microspectrométrie Raman, et surtout la microscopie électronique par transmission, ont été utilisées pour cette étude.

Les spectres Raman sont intermédiaires entre ceux d'une phase cristalline et ceux d'une phase vitreuse de même composition. Ceci est confirmé par les microstructures observées en microscopie électronique. En effet, les échantillons sont constitués d'une alternance pseudopériodique à l'échelle du micromètre, de lamelles vitreuses et cristallines. Dans le quartz, les plans des lamelles sont des plans denses de la structure.

La détermination du mécanisme de déformation dans les minéraux naturellement choqués n'est pas évidente car la contrainte subie par le cristal est inconnue et elle n'est probablement pas assimilable à une compression simple.

Les microstructures observées permettent cependant d'affirmer que la déformation des matériaux s'est effectuée par cisaillement intense le long du plan des lamelles vitreuses qui, à l'état fondu, constituent des zones de faible viscosité.

La contrainte appliquée, même si elle est complexe, est localement homogène, et donne cependant lieu à une déformation hétérogène, par développement d'instabilités mécaniques. Ces instabilités sont localisées dans des plans cristallographiques denses d'orientation proche des plans de contraintes de cisaillement maximum (à 45° de la contrainte de compression). Il est proposé que le déplacement de dislocations à grande vitesse implique une contrainte locale importante qui est relaxée par la vitrification locale du matériau suivant des lamelles à l'intérieur desquelles s'effectue la totalité de la déformation.

Les observations effectuées par différents auteurs sur des matériaux choqués en laboratoire sont assez divergentes et le modèle présenté ne semble pas pouvoir être appliqué à l'ensemble d'entre elles. Un programme complet d'expériences de choc en laboratoire permettrait d'interpréter ces divergences et de préciser le domaine d'application du modèle.

Mots Clés : déformation par choc, structures d'impact, phase diaplectique, lamelles vitreuses, spectroscopie Raman. M.E.T.

RESUME

Les matériaux soumis à des ondes de choc subissent des déformations et des transformations de phase. L'étude de leurs mécanismes fait l'objet de ce travail. Les échantillons étudiés proviennent du cratère d'impact météoritique de Ries, Allemagne, et sont constitués de quartz et de feldspath. L'étude a porté sur des minéraux choqués présentant des éléments planaires à l'échelle du microscope optique. Ces structures sont associées à des pressions de choc de 10 à 40 GPa. La microscopie optique, la microspectrométrie Raman, et surtout la microscopie électronique par transmission, ont été utilisées pour cette étude.

Les spectres Raman sont intermédiaires entre ceux d'une phase cristalline et ceux d'une phase vitreuse de même composition. Ceci est confirmé par les microstructures observées en microscopie électronique. En effet, les échantillons sont constitués d'une alternance pseudopériodique à l'échelle du micromètre, de lamelles vitreuses et cristallines. Dans le quartz, les plans des lamelles sont des plans denses de la structure.

La détermination du mécanisme de déformation dans les minéraux naturellement choqués n'est pas évidente car la contrainte subie par le cristal est inconnue et elle n'est probablement pas assimilable à une compression simple.

Les microstructures observées permettent cependant d'affirmer que la déformation des matériaux s'est effectuée par cisaillement intense le long du plan des lamelles vitreuses qui, à l'état fondu, constituent des zones de faible viscosité.

La contrainte appliquée, même si elle est complexe, est localement homogène, et donne cependant lieu à une déformation hétérogène, par développement d'instabilités mécaniques. Ces instabilités sont localisées dans des plans cristallographiques denses d'orientation proche des plans de contraintes de cisaillement maximum (à 45° de la contrainte de compression). Il est proposé que le déplacement de dislocations à grande vitesse implique une contrainte locale importante qui est relaxée par la vitrification locale du matériau suivant des lamelles à l'intérieur desquelles s'effectue la totalité de la déformation.

Les observations effectuées par différents auteurs sur des matériaux choqués en laboratoire sont assez divergentes et le modèle présenté ne semble pas pouvoir être appliqué à l'ensemble d'entre elles. Un programme complet d'expériences de choc en laboratoire permettrait d'interpréter ces divergences et de préciser le domaine d'application du modèle.

Mots Clés : déformation par choc, structures d'impact, phase diaplectique, lamelles vitreuses, spectroscopie Raman. M.E.T.