

T0254

1977/3e C

1977.3
(043)3^{me} C

THÈSE

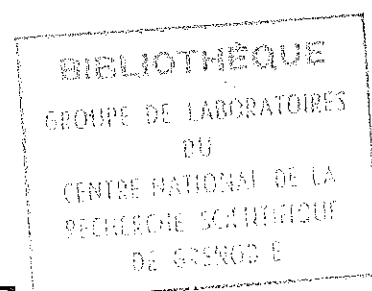
présentée à

L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE
ET L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade
DOCTEUR DE 3^{eme} CYCLE

par

Jorge Linares Gálvez



SUJET

Etude des domaines magnétiques par topographie
aux rayons X et aux neutrons dans des monocristaux
de grenat de terbium et de fer - silicium

Soutenue le 20 Juin 1977 devant la commission d'Examen

MM. J.C. BARBIER

Président

G. AUBERT

A. AUTHIER

A. MATHIOT

M. SCHLENKER

Examineurs

Monsieur Gabriel CAU : Président
Monsieur Pierre JULLIEN : Vice Président

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE L'U.S.M.G.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM	AMBLARD Pierre	Clinique de dermatologie
	ARNAUD Paul	Chimie
	ARVIEU Robert	I.S.N
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique Expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BEAUDOING André	Clinique de Pédiatrie et Puériculture
	BELORIZKY Elie	Physique
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques Pures
	BEZEZ Henri	Pathologie chirurgicale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Clinique gastro-entérologique
Mme	BONNIER Marie-Jeanne	Chimie générale
MM.	BOUCHERLE André	Chimie et toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques appliquées
	BOUTET DE MONTVEL Louis	Mathématiques Pures
	BRAVARD Yves	Géographie
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologique
	CALAS François	Anatomie
	CARLIER Georges	Biologie végétale
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Clinique Oto-rhino-laryngologique
	CHATEAU Robert	Clinique de neurologie
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COEUR André	Pharmacie chimique et chimie analytique
	CONTAMTIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie pathologique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DELORMAS Pierre	Pneumophtisiologie

MM.	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée (IUT I)
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	GAGNAIRE Didier	Chimie Physique
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIRAUD Pierre	Géologie
	JANIN Bernard	Géographie
	KAHANE André	Physique générale
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHEKNO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
Mme	LAJZEROWICZ Janine	Physique
MM.	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie Pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LE ROY Philippe	Mécanique (IUT I)
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOISEAUX Pierre	Sciences Nucléaires
	LONGUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LOUP Jean	Géographie
Melle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
MM.	MALINAS Yves	Clinique Obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Clinique Cardiologique
	MAZARE Yves	Clinique Médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MICOUD Max	Clinique Maladies infectieuses
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie Nucléaire
	NOZIERES Philippe	Spectrometrie Physique
	OZENDA Paul	Botanique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET Jean	Semeiologie Médicale (Neurologie)
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REVOL Michel	Urologie
	RINALDI Renaud	Physique
	DE ROUGEMONT Jacques	Neuro-Chirurgie
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SIBILLE Robert	Construction mécanique (IUT I)
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale

MM. VAILLANT François
 VALENTIN Jacques
 VAUQUOIS Bernard
 Mme VERAINE Alice
 MM. VERAINE André
 VEYRET Paul
 VIGNAIS Pierre

Zoologie
 Physique Nucléaire
 Calcul électronique
 Pharmacie galénique
 Physique
 Géographie
 Biochimie médicale

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. CRABBE Pierre
 DEMBICKI Eugéniuz
 JOHNSON Thomas
 PENNEY Thomas

CERMO
 Mécanique
 Mathématiques appliquées
 Physique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

Mlle AGNIUS-DELORD Claudine
 ALARY Josette
 MM. AMBROISE-THOMAS Pierre
 ARMAND Gilbert
 BENZAKEN Claude
 BIAREZ Jean-Pierre
 BILLET Jean
 BOUCHET Yves
 BRUGEL Lucien
 BUISSON René
 BUTEL Jean
 COHEN ADDAD Pierre
 COLOMB Maurice
 CONTE René
 DELOBEL Claude
 DEPASSEL Roger
 FONTAINE Jean-Marc
 GAUTRON René
 GIDON Paul
 GLENAT René
 GROULADE Joseph
 HACQUES Gérard
 HOLLARD Daniel
 HUGONOT Robert
 IDELMAN Simon
 JOLY Jean-René
 JULLIEN Pierre
 Mme KAHANE Josette
 MM. KRAKOWIACK Sacha
 KUHN Gérard
 LUU DUC Cuong
 MAYNARD Roger
 Mme MINIER Colette
 MM. PELMONT Jean
 PERRIAUX Jean-Jacques
 PFISTER Jean-Claude
 Mlle PIERY Yvette

Physique pharmaceutique
 Chimie analytique
 Parasitologie
 Géographie
 Mathématiques appliquées
 Mécanique
 Géographie
 Anatomie
 Energétique (IUT I)
 Physique (IUT I)
 Orthopédie
 Spectrométrie physique
 Biochimie
 Physique (IUT I)
 M.I.A.G.
 Mécanique des fluides
 Mathématiques Pures
 Chimie
 Géologie et Minéralogie
 Chimie organique
 Biochimie médicale
 Calcul numérique
 Hématologie
 Hygiène et Médecine préventive
 Physiologie animale
 Mathématiques Pures
 Mathématiques Appliquées
 Physique
 Mathématiques Appliquées
 Physique (IUT I)
 Chimie organique
 Physique du solide
 Physique (IUT I)
 Biochimie
 Géologie et Minéralogie
 Physique du solide
 Physiologie animale

MM.	RAYNAUD Hervé	M.I.A.G.
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	RICHARD Lucien	Biologie végétale
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROBERT André	Chimie papetière
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale
MM.	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	VIALON Pierre	Géologie
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

MM.	ARMAND Yves	Chimie (IUT I)
	BACHELOT Yvan	Endocrinologie
	BARGE Michel	Neuro chirurgie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
Mme	BERIEL Hélène	Pharmacodynamie
MM.	BOST Michel	Pédiatrie
	BOUCHARLAT Jacques	Psychiatrie adultes
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B) (Personne étrangère habilitée à être directeur de thèse)
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHARDON Michel	Géographie
	CHERADAME Hervé	Chimie papetière
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CONTAMIN Charles	Chirurgie thoracique et cardio-vasculaire
	CORDONNIER Daniel	Néphrologie
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	CYROT Michel	Physique du solide
	DENIS Bernard	Cardiologie
	DOUCE Roland	Physiologie végétale
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADCSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	FAURE Gilbert	Urologie
	GAUTIER Robert	Chirurgie générale
	GIDON Maurice	Géologie
	GROS Yves	Physique (IUT I)
	GUIGNIER Michel	Thérapeutique
	GUITTON Jacques	Chimie
	HICTER Pierre	Chimie
	JALBERT Pierre	Histologie
	JUNIEN-LAVILLAVROY Claude	O.R.L.
	KOLOGIE Lucien	Hématologie
	LE NOC Pierre	Bactériologie-virologie
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et médecine préventive
	MALLION Jean-Michel	Médecine du travail

MM. MARECHAL Jean
 MARTIN-BOUYER Michel
 MICHOULIER Jean
 NEGRE Robert
 NEMOZ Alain
 NOUGARET Marcel
 PARAMELLE Bernard
 PECCOUD François

PEFFEN René
 PERRIER Guy
 PHELIP Xavier
 RACHAIL Michel
 RACINET Claude
 RAMBAUD André
 RAMBAUD Pierre
 RAPHAEL Bernard
 Mme RENAUDET Jacqueline
 MM ROBERT Jean-Bernard
 ROMIER Guy

SCHAERER René
 SHOM Jean-Claude
 STOEBNER Pierre
 VROUSOS Constantin

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM. DEVINE Roderick
 HODGES Christopher

Mécanique (IUT I)
 Chimie (CUS)
 Physique (IUT I)
 Mécanique (IUT I)
 Thermodynamique
 Automatique (IUT I)
 Pneumologie
 Analyse (IUT B) (Personnalité étrangère
 habilitée à être directeur
 de thèse)
 Métallurgie (IUT I)
 Géophysique-Glaciologie
 Rhumatologie
 Médecine Interne
 Gynécologie et Obstétrique
 Hygiène et Hydrologie (Pharmacie)
 Pédiatrie
 Stomatologie
 Bactériologie (Pharmacie)
 Chimie Physique
 Mathématiques (IUT B) (Personnalité étrangère
 habilitée à être direc-
 teur de thèse)
 Cancérologie
 Chimie Générale
 Anatomie Pathologie
 Radiologie

Spectro Physique
 Transition de Phases

Fait à SAINT MARTIN D'HERES, NOVEMBRE 1976

A mis padres

Les travaux faisant l'objet de cette thèse ont été effectués au Laboratoire LOUIS NEEL du Centre National de la Recherche Scientifique à Grenoble, ainsi qu'à l'Institut LAUE-LANGEVIN.

Je tiens à exprimer ma respectueuse gratitude à Monsieur le Professeur NEEL, Prix Nobel de Physique, pour m'avoir accueilli au Laboratoire, quand il en était le Directeur.

Je remercie Monsieur le Professeur BARBIER, actuel Directeur du Laboratoire, pour l'honneur qu'il me fait en présidant ce Jury.

Je suis très sensible à la présence dans ce Jury de Monsieur le Professeur AUTHIER, Directeur du Laboratoire de Minéralogie-Cristallographie de l'Université de Paris VI, qui s'est toujours intéressé à notre travail. Les différentes études qu'il mène avec son équipe, dont l'importance est bien connue, constituent des travaux de base pour ce mémoire. Qu'il me soit permis de lui exprimer ici ma gratitude.

Il m'est particulièrement agréable de remercier Monsieur le Professeur AUBERT, qui a facilité ma venue à Grenoble, et qui m'a bien orienté lorsque je suis arrivé en France. Je lui suis reconnaissant d'avoir accepté de faire partie de mon Jury.

Je tiens également à remercier Monsieur MATHIOT, du Département Métallurgie du C.E.N.G., de m'avoir fait profiter de son expérience pour aborder l'étude du grenat de terbium par topographie aux rayons X. Les résultats obtenus dans sa thèse m'ont beaucoup apporté. Je le remercie aussi de s'être intéressé à mon travail, et de participer à ce Jury.

Monsieur SCHLENKER a efficacement dirigé ce travail. J'ai beaucoup apprécié tant sa grande compétence que sa générosité et sa disponibilité. Il m'a fait profiter de ses connaissances sans compter le temps ni les efforts et a beaucoup contribué à ma formation professionnelle. Je l'en remercie très vivement.

Je suis désireux d'exprimer ma gratitude à José BARUCHEL qui m'a initié aux méthodes topographiques et m'a apporté son amicale collaboration. J'espère ne pas avoir trop abusé de sa disponibilité. Gracias José .

Nous avons eu de très fructueuses discussions sur le comportement élastique des parois avec Monsieur KLEMAN, du Laboratoire de Physique du Solide d'Orsay, je le remercie beaucoup.

Monsieur PERRIER DE LA BATHIE qui a mis au point la technique de croissance de cristaux d'alliages d'Heusler, nous a fourni les cristaux que nous avons employés comme polariseurs aux neutrons et nous a aussi aidé à surmonter les problèmes posés par notre générateur de rayons X. Je le remercie tout spécialement.

Je tiens à remercier aussi tous mes camarades chercheurs, techniciens ou administratifs qui m'ont aidé ou rendu service, spécialement Monsieur THILLIER et Madame RANC qui a assumé avec soin et gentillesse la tâche de dactylographier cette thèse.

Madame TREVISSON a assumé avec rapidité le travail d'impression et d'assemblage de ce mémoire, qu'elle soit assurée de ma reconnaissance.

INTRODUCTION.

Il existe de nombreuses méthodes d'observation des domaines magnétiques en surface, parmi lesquelles les plus employées sont l'effet KERR (1) et la méthode de BITTER (2). En ce qui concerne l'étude des domaines magnétiques à l'intérieur des échantillons de taille macroscopique (d'épaisseur supérieure à 50 μm), il existe, à notre connaissance, quatre méthodes : L'effet FARADAY (3) permet une observation des domaines dans des matériaux transparents dans le domaine visible, tels que les grenats. Une deuxième méthode consiste à analyser localement la dépolarisation d'un faisceau de neutrons traversant l'échantillon (4). Une troisième méthode déjà bien développée (5,6) est la topographie aux Rayons X : elle permet de visualiser les domaines ou parois magnétiques, par l'intermédiaire de la magnétostriction, en même temps que les défauts cristallins, constituant ainsi une méthode de choix pour l'étude de leurs interactions. Cette méthode ne permet de voir que très faiblement les parois à 180° . En 1973, SCHLENKER et SHULL (7) ont montré la viabilité d'une quatrième méthode : la topographie aux neutrons polarisés, qui repose sur l'interaction du moment magnétique du neutron avec l'aimantation locale, permettant en particulier d'observer les domaines à 180° .

La théorie cinématique, qui est utilisée couramment en radiocristallographie classique, ne s'applique qu'aux cristaux très imparfaits. Comme les méthodes topographiques s'appliquent à de très bons monocristaux, il faut avoir recours à la théorie dynamique de la propagation des ondes dans le cristal qui, elle tient compte de l'interaction entre l'onde incidente et l'onde réfléchie. Nous consacrons une grande partie du Chapitre I à la théorie dynamique de la diffraction des Rayons X et des neutrons, et nous complétons ce chapitre par un rappel sur les domaines magnétiques, en insistant sur les déformations magnétostrictives liées aux domaines qui sont à l'origine de leur visualisation par topographie aux Rayons X.

Dans le second chapitre sont donnés le principe des méthodes topographiques et la technique employée pour polariser les neutrons et pour inverser leur polarisation ; nous donnons finalement une description succincte des méthodes magnéto-optiques.

Les grenats ferrimagnétiques, depuis leur découverte par BERTAUT et FORRAT en 1966 (8) ont été beaucoup étudiés et ont trouvé diverses applications. Ainsi, ils sont employés en hyperfréquences (9) et, essentiellement grâce à l'anisotropie uniaxiale créée lors de leur croissance, ils sont employés comme mémoires magnétiques (10). A. MATHIOT a effectué, lors de sa Thèse d'Etat, une étude des domaines en l'absence de champ, en fonction de la température. Avec M. SCHLENKER, nous avons entrepris, en liaison avec A. MATHIOT et sur un échantillon de grenat de terbium (TbIG), prêté par lui, une étude de l'évolution de la configuration des domaines en fonction du champ appliqué à température ambiante. Nos résultats sont exposés dans le troisième chapitre, où nous montrons l'existence d'une forte interaction entre les bandes de croissance et les domaines magnétiques. Cette étude a été faite par topographie aux Rayons X et par l'effet Faraday.

La connaissance des domaines magnétiques est importante pour la compréhension des différents phénomènes liés à l'aimantation. Nous nous sommes donc aussi consacré au développement de l'étude par topographie aux neutrons des domaines ferromagnétiques. Cette nouvelle méthode est très intéressante parce qu'elle pourrait permettre l'étude des domaines internes dans des échantillons assez épais (de l'ordre du centimètre). Nos travaux sur la topographie aux neutrons, réalisés avec M. SCHLENKER et J. BARUCHEL, sont exposés dans le quatrième chapitre : nous y discutons en premier lieu nos résultats sur la visualisation des domaines magnétiques au moyen de neutrons polarisés, pour ensuite aborder ceux qui ont été obtenus sur l'observation des parois ferromagnétiques à l'aide des neutrons non polarisés. Cette dernière observation s'avère possible grâce à des mécanismes spécifiques à la diffraction magnétique des neutrons par des cristaux parfaits.

C H A P I T R E I .

GENERALITES.

1 - THEORIE DYNAMIQUE DE LA DIFFRACTION.

La théorie dynamique considère l'interaction entre l'onde réfléchie et l'onde réfractée au voisinage de la condition de Bragg, pour expliquer la propagation d'une onde dans un cristal parfait. Cette onde peut être une onde électromagnétique : Rayons X, ou une onde associée à une particule (neutron ou électron). Dans le premier cas, on emploie les équations de Maxwell, et pour des ondes associées à des particules, on résout l'équation de Schrödinger.

1.A - Théorie dynamique de la diffraction des Rayons X.

La théorie dynamique de la diffraction des Rayons X (12,13) est basée sur le fait que dans tout le cristal les grandeurs électriques et magnétiques sont liées par les équations de Maxwell. Les vecteurs $\vec{E}$, $\vec{D}$, $\vec{H}$ étant périodiques ainsi que la densité électronique et la permittivité, s'expriment d'après le théorème de Bloch, sous la forme de sommes d'ondes planes .

Ainsi :

$$\vec{E} = \exp (2\pi i v t) \sum_H \vec{E}_H \exp - 2 \pi i (\vec{K}_H \cdot \vec{r}) \quad (I.1)$$

où $\vec{H}$ est un vecteur du réseau réciproque

$$\vec{K}_H = \vec{K}_0 + \vec{H}$$

Les vecteurs $\vec{D}$ et $\vec{H}$, satisfont des relations du même type :

En combinant convenablement les équations de Maxwell, on aboutit à un système d'une infinité d'équations :

$$\{k^2(1 - \Gamma F_0) - \vec{k}_H \cdot \vec{k}_H\} E_H - k^2 \Gamma \sum_{P \neq H} F_{H-P} \vec{E}_P + (\vec{k}_H \cdot \vec{E}_H) \vec{k}_H = 0 \quad (I.2)$$

où :

$k = 1/\lambda$, λ étant la longueur d'onde des rayons X

$$\Gamma = \frac{r_e \lambda^2}{\pi V_c}$$

r_e : rayon classique de l'électron égal à $2,82 \cdot 10^{-13}$ cm

V_c : volume de la maille élémentaire

F_H : facteur de structure.

En se limitant au cas où il y a un seul noeud du réseau réciproque près de la sphère d'Ewald, on trouve un système de deux équations dont le déterminant doit être nul pour qu'il existe des solutions :

$$\begin{vmatrix} k^2(1 - \Gamma F_0) - K_0^2 & -k^2 P \Gamma F_H \\ -k^2 P \Gamma F_H & k^2(1 - \Gamma F_0) - K_H^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (I.3)$$

P caractérise la polarisation du faisceau ; $P = 1$ dans le cas de polarisation σ (où $\vec{E}$ est perpendiculaire au plan d'incidence) et $P = \cos 2\theta$ pour la polarisation π ($\vec{E}$ dans le plan d'incidence).

En employant les paramètres ξ_0 et ξ_H définis comme :

$$2 k \xi_0 = K_0^2 - k^2 (1 - \Gamma F_0) \quad (I.4)$$

$$2 k \xi_H = K_H^2 - k^2 (1 - \Gamma F_0) \quad (I.5)$$

la relation I.3 devient :

$$\xi_0 \xi_H = \frac{1}{4} \frac{\lambda^2 P^2 r_e^2}{\pi^2 V_c^2} |F_H|^2 \quad (I.6)$$

équation fondamentale qui décrit la surface de dispersion.

D'après (I.4) et (I.5), nous pouvons exprimer :

$$\xi_0 = K_0 - k \left(1 - \frac{\Gamma F_0}{2}\right) = \bar{K}_0 - n k \quad (I.7)$$

$$\xi_H = K_H - k \left(1 - \frac{\Gamma F_0}{2}\right) = K_H - n k \quad (I.8)$$

n étant l'indice de réfraction et donc :

ξ_0 représente la distance d'un point P qu'on appelle point convenable, au cercle de centre O et de rayon nk

ξ_h représente la distance de P au cercle de centre H et de rayon nk (fig.1).

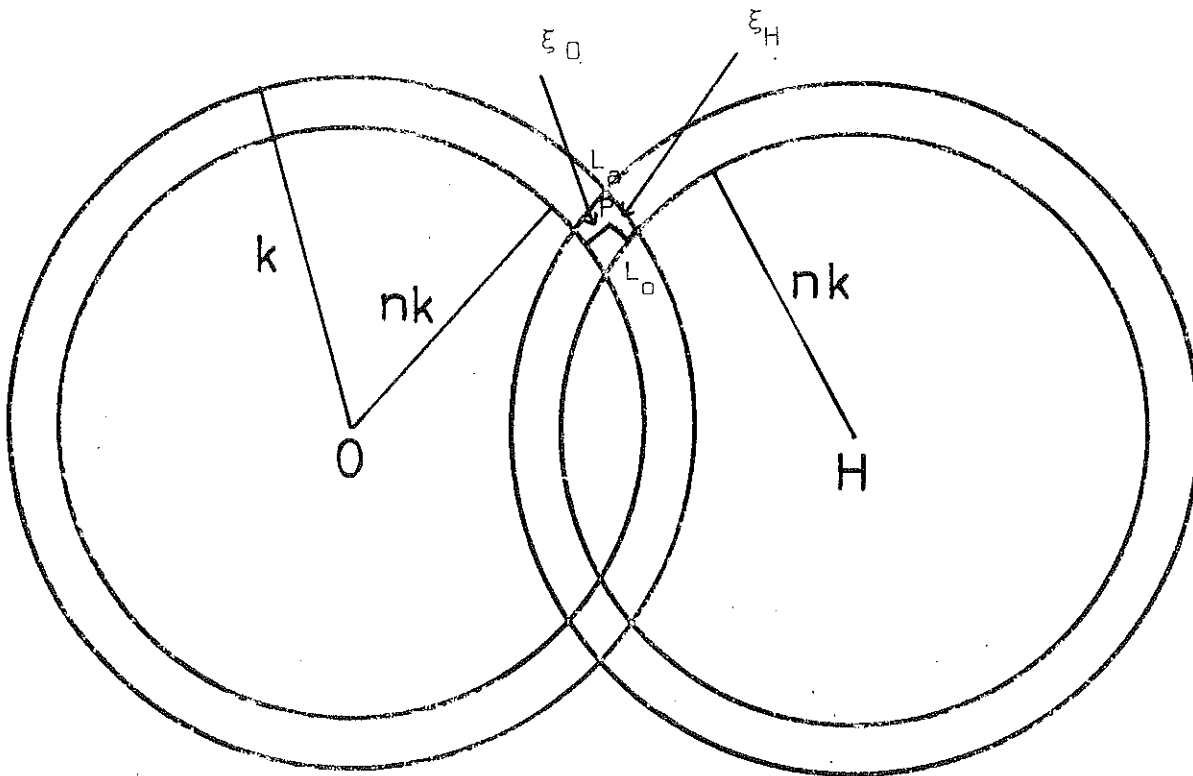


Fig.1 - Représentation géométrique des paramètres :

L_a : point de Laue, intersection des deux cercles.

L_0 : point de Lorentz, intersection des deux cercles de rayon nK .

On appelle P , point convenable dans le sens que c'est lui qui détermine les vecteurs d'ondes $\vec{PO} = \vec{K}_0$ et $\vec{PH} = \vec{K}_H$ des ondes, appelés type O et H respectivement, qui peuvent se propager dans le cristal. La superposition de ces ondes est un champ d'onde.

L'équation (I.4) représente un hyperboloïde à deux nappes pour chaque valeur de P (1 ou $\cos 2\theta$).

En agrandissant la région intéressante au voisinage de P , on aura la Figure 2 .

La surface de dispersion est un outil très précieux pour l'analyse de la propagation des ondes dans le cristal. Elle mérite au moins quatre remarques :

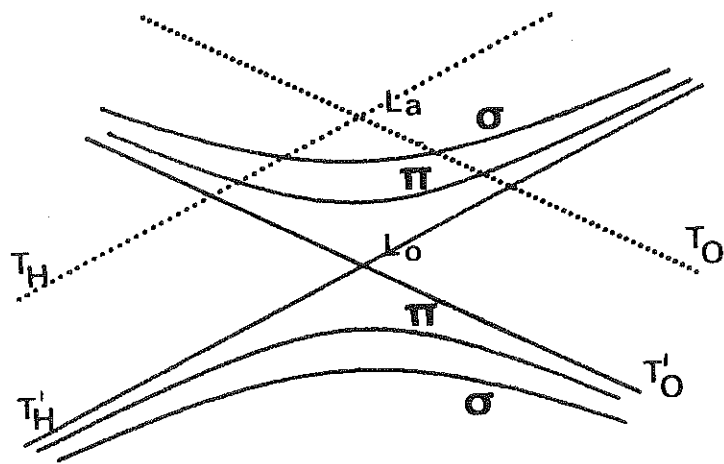
1 - Chaque point de la surface de dispersion représente un champ d'ondes qui peut se propager dans le cristal.

2 - La direction de propagation de chaque champ d'onde P est la normale en P à la surface de dispersion.

3 - Le rapport des amplitudes de l'onde O et de l'onde H , constituant un champ d'ondes représenté par un point P de coordonnées ξ_0 et ξ_H est, à un terme de phase près, égal à $(\xi_0/\xi_H)^{1/2}$. Ainsi, aux sommets des hyperboles, les amplitudes des ondes O et H sont égales. Pour des champs d'ondes représentés par des points près de A (près de l'asymptote T'_H), l'onde H est prédominante. Par contre les champs d'ondes représentés par des points proches de l'asymptote T'_O sont essentiellement constitués d'ondes O .

4 - L'écart S_1S_2 entre les sommets de l'hyperbole est donné par :

$$S_1S_2 = \frac{P r_e \lambda |F_H|}{\pi V \cos \theta} \quad (I.9)$$



100 cm⁻¹

Fig.I.2 - Agrandissement au voisinage de la surface de dispersion
 π et σ étant les différentes polarisations du faisceau
 T_O est la tangente au cercle de rayon k ;
 T'_O est la tangente au cercle de rayon nk , réciproquement pour
 T_H et T'_H .
 (Réflexion 110 du Fe-3 % Si pour la radiation $K\alpha_1$ Co)

I.B - Conditions aux limites

On distingue deux conditions, l'une relative au vecteur d'onde et l'autre aux amplitudes des ondes. Cette dernière exprime qu'à la surface du cristal, et en général sur une surface de séparation entre deux milieux, l'amplitude de l'onde incidente est égale à la somme des amplitudes des ondes type O ; la somme des amplitudes des ondes de type H étant égale à zéro. En ce qui concerne le vecteur d'onde, il faut assurer la continuité de sa composante tangentielle ; pour cela, nous emploierons la construction de Huyghens : les points représentatifs des champs d'ondes excités sont l'intersection de la surface de dispersion avec la normale à la surface menée du point représentatif de l'onde incidente. Nous appliquerons ceci aux cas de Bragg et Laüe.

a) Cas de Laüe

La normale à la surface du cristal est comprise entre la direction incidente et la direction réfléchie.

Comme le montre la figure 3, l'onde plane de vecteur d'onde OM dans le vide excite les deux champs d'ondes représentés par les points P et Q. Ces champs d'ondes se propagent dans les directions p et q normales en P et Q à la surface de dispersion.

Pour caractériser les champs d'ondes excités, il suffit de connaître l'écart à l'incidence de Bragg $\Delta\theta = \frac{LaM}{k}$

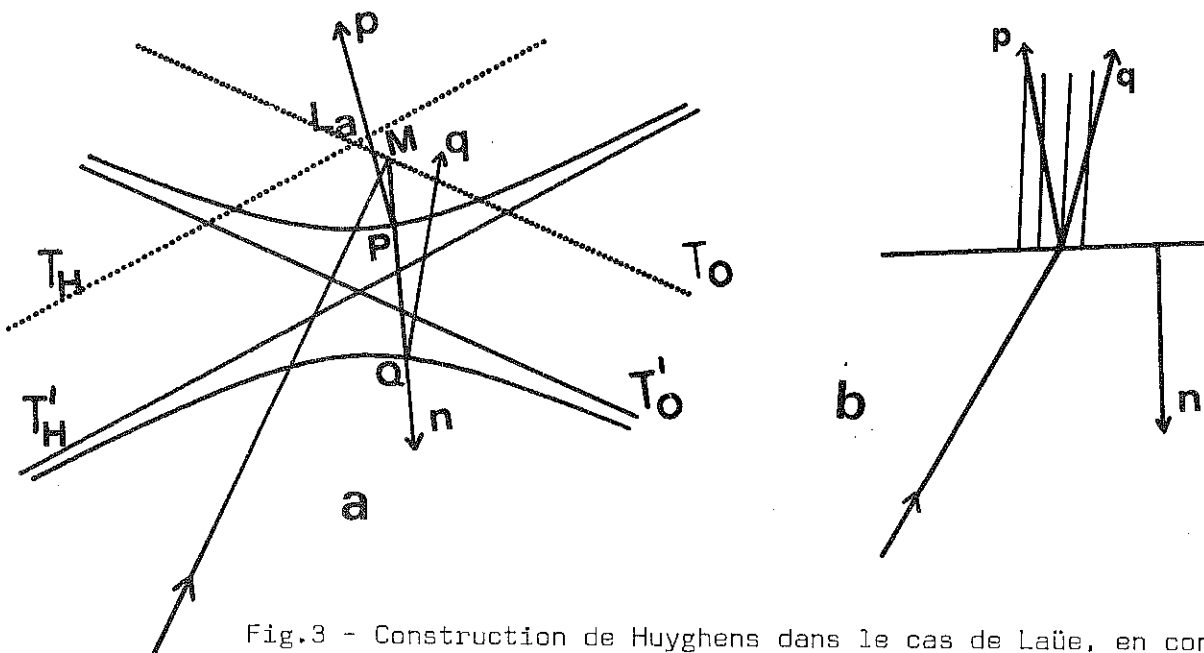


Fig.3 - Construction de Huyghens dans le cas de Laüe, en considérant une seule polarisation du faisceau, n est le vecteur normal à face du cristal. a. espace réciproque ; b. espace réel.

b) Cas de Bragg :

La normale à la face d'entrée du cristal n'est pas comprise entre la direction incidente et la direction réfléchie.

La construction de Huyghens pour ce cas est donnée par la figure I.4 où P' est une solution à rejeter, parce qu'elle ne correspond pas à une propagation de l'énergie vers le cristal. On peut remarquer qu'on peut avoir réflexion totale, par exemple pour M', parce que dans ce cas, cette onde incidente ne peut pas exciter des champs d'ondes qui se propageront à l'intérieur du cristal.

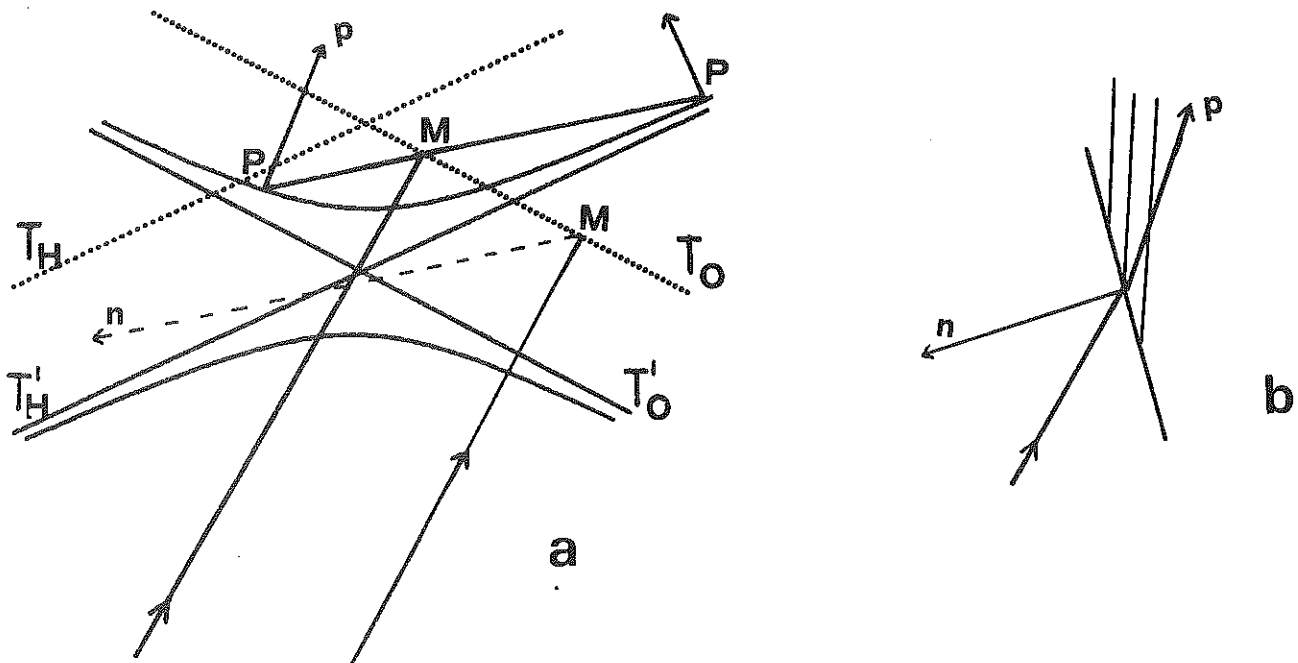


Fig.I.4 - Construction d'Huyghens dans le cas de Bragg, $\vec{n}$ est le vecteur normal à la face d'entrée du cristal.
a. Espace réciproque
b. Espace réel.

Dans les expériences usuelles, l'onde incidente est sphérique, et on peut revenir au problème précédent en décomposant l'onde sphérique en ondes planes (Kato (14)) qui, dans les cas usuels, excitent toute la surface de dispersion.

Donc, un pinceau de rayons X arrivant en A fera apparaître des champs d'ondes qui se propageront dans tout le triangle ABC (fig.I.5) appelé triangle de Borrmann.

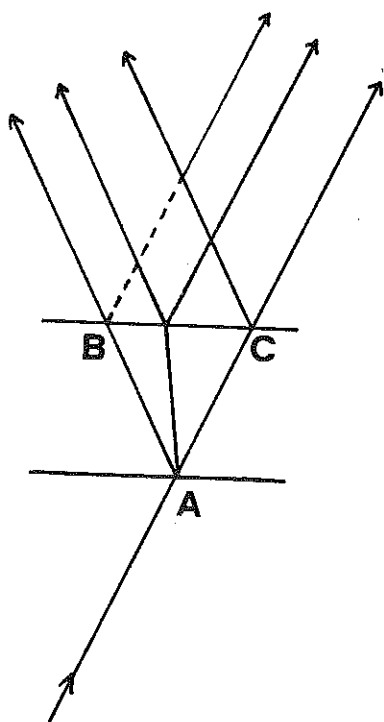


Fig. I.5 - Représentation d'un faisceau dans le cristal.
Le triangle ABC est appelé triangle de Borrmann.

En arrivant sur la face de sortie BC, les deux ondes se découplent et partent dans des directions pratiquement parallèles aux directions incidente et réfléchie.

1.C - Pouvoir réflecteur d'un cristal parfait.

Le Pouvoir réflecteur I_h est le rapport entre l'intensité diffractée et l'intensité incidente. D'après la théorie dynamique et dans le cas des ondes incidentes planes, le pouvoir réflecteur pour un cristal parfait, d'absorption nulle, est donnée dans le cas de Laue symétrique par (13) (15) :

$$I_h = \frac{\sin^2 \frac{\pi t}{\Lambda} \sqrt{1 + \eta^2}}{1 + \eta^2} \quad (\text{I.10})$$

t : épaisseur du cristal

où :

$$\eta = \frac{\pi V_c \sin 2\theta_B}{r_e \lambda^2 |F_H| |P|} \Delta\theta \quad (\text{I.11})$$

$$\Lambda = \frac{\pi V_c \cos\theta_B}{\lambda r_e |F_H| |P|} \quad (\text{I.12})$$

I_h est donc périodique, ce qui traduit un échange périodique de l'énergie entre le faisceau diffracté et le faisceau transmis par suite de l'interférence des champs d'ondes représentés par des nappes différentes de la surface de dispersion. La périodicité est donnée par Λ (I.12), appelée période de solution pendulaire (ou période de Pendellösung) et qui est l'inverse de la distance entre les sommets $S_1 S_2$ des hyperboles quand l'écart à l'incidence de Bragg est nulle.

A partir de la relation (I.10), nous pouvons trouver le pouvoir réflecteur intégré :

$$I_{hi} = \int I_h d\theta \quad (I.13)$$

expression qui devient :

$$I_{hi} = \frac{\lambda^2 r_E |F_H|^2 |P|^2 \pi}{\sin 2\theta \pi V_C} \times \frac{\pi}{2} \int_0^{2\pi t/\Lambda} J_0(\rho) d\rho \quad (I.14)$$

où $J_0(\rho)$ est la fonction de Bessel d'ordre zéro. La figure 6 montre la variation de I_{hi} en fonction de l'épaisseur du cristal pour une longueur d'onde fixe.

Kato (16) a développé la théorie dynamique dans le cas des ondes sphériques et il a trouvé la même relation (I.14) pour le pouvoir réflecteur intégré.

Intensité

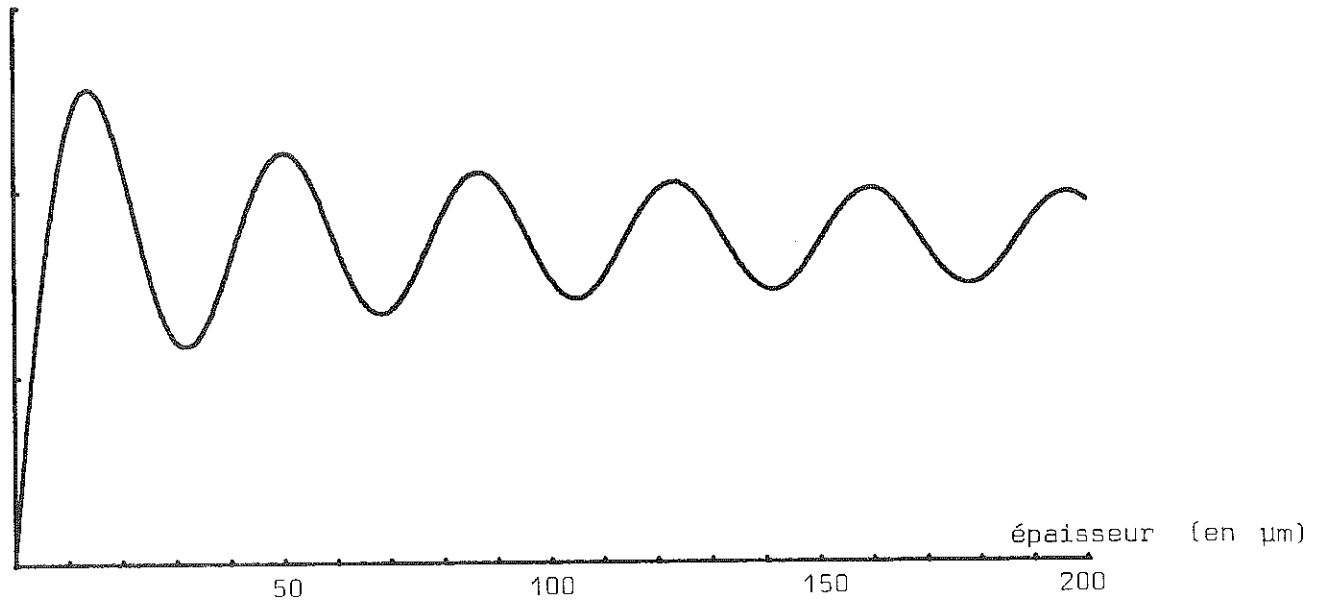


Fig. 6 - Variation de I_{hi} en fonction de l'épaisseur du cristal.

(reflexion 110 du Fe-3%Si, avec $K \alpha_1$ Co)

I.D - Effets des imperfections cristallines.

Nous devons remarquer que tout écart à la périodicité cristalline peut découpler les ondes incidente et réfléchi des champs d'ondes excités dans le cristal ; elles peuvent donner naissance à des nouveaux champs d'ondes lorsqu'elles retrouvent une autre région parfaite. Tout ceci affectera l'intensité du faisceau réfléchi et si nous plaçons une plaque photographique dans le faisceau réfléchi, nous aurons des images des défauts par suite des variations locales de l'intensité réfléchie. On distingue trois types d'images :

i. images directes ou cinématiques : dues à un faisceau réfléchi par une région déformée du cristal qui se trouve sous l'incidence de Bragg pour des rayons du faisceau direct. Ce faisceau ne sera pas diffracté par d'autres régions du cristal et ce sera la théorie cinématique qui rendra compte de l'intensité réfléchie. Il s'agit d'une intensité diffractée supplémentaire.

ii. images dynamiques : dues à des perturbations produites par de légères déformations dans le trajet des champs d'ondes.

iii. images intermédiaires : dues à l'interférence entre les champs d'onde "normaux" et ceux qui sont à l'origine des images dynamiques.

D'une façon générale, la déformation du réseau cristallin qui peut être due à des dislocations, des inclusions, des bandes de croissance, des fautes d'empilement, des macles, des parois magnétiques, est caractérisée par la variation $\delta(\Delta\theta)$ qu'elle entraîne pour l'écart à l'incidence de Bragg de l'onde incidente. L'expression générale de $\delta(\Delta\theta)$ donnée par Authier (17) est :

$$\delta(\Delta\theta) = - \frac{1}{k \sin\theta_B} \frac{\delta(\vec{h} \cdot \vec{u})}{\delta x_h} \quad (I.15)$$

où $\vec{h}$ est le vecteur du réseau réciproque avant déformation

$\vec{u}$ est le vecteur déplacement

$\frac{\delta}{\delta x_h}$ représente la dérivation dans la direction réfléchie

$k = \frac{1}{\lambda}$, λ étant la longueur d'onde

L'expression (I.15) peut s'exprimer aussi :

$$\delta(\Delta\theta) = - \frac{1}{\cos\theta_B} \sum_{i,j} \gamma_i \alpha_j \delta\left(\frac{\delta u_i}{\delta x_j}\right) \quad (I.16)$$

où γ_i , α_j sont les cosinus directeurs de $\vec{h}$ et de la direction réfléchie respectivement.

Le paramètre $\delta(\Delta\theta)$ permet de prévoir quels défauts (et dans quelles réflexions) donneront naissance à une image topographique. Ainsi si le vecteur $\vec{u}$ est perpendiculaire au vecteur $\vec{h}$, on aura $\delta(\Delta\theta) = 0$ et la déformation sera invisible. C'est à partir de ceci qu'on trouve les "règles d'extinction" d'une ligne de dislocation par exemple.

Défaut plan

On appelle défaut plan celui qui résulte de l'accolement de deux volumes de cristal parfait selon un plan. Par exemple, des fautes d'empilements, des macles, des bandes de croissance, des parois magnétiques sont des défauts plans. Authier (18) a traité le cas d'une faute d'empilement dans un cristal absorbant et il a conclu que lorsqu'un champ d'onde arrive au plan de faute (fig.7), il excite dans la deuxième partie du cristal deux champs d'onde, situés sur la normale au plan de faute, dont celui représenté par M est appelé champ nouveau. L'interférence entre ces deux types de champs d'onde donne lieu à un système de franges dont la périodicité est liée à la période de Pendellösung. Authier, dans le même article, montre des expériences qui confirment ses résultats théoriques. Schlenker et Kléman (17) ont trouvé ce même type de franges associé à des parois magnétiques inclinées par rapport à la surface de l'échantillon.

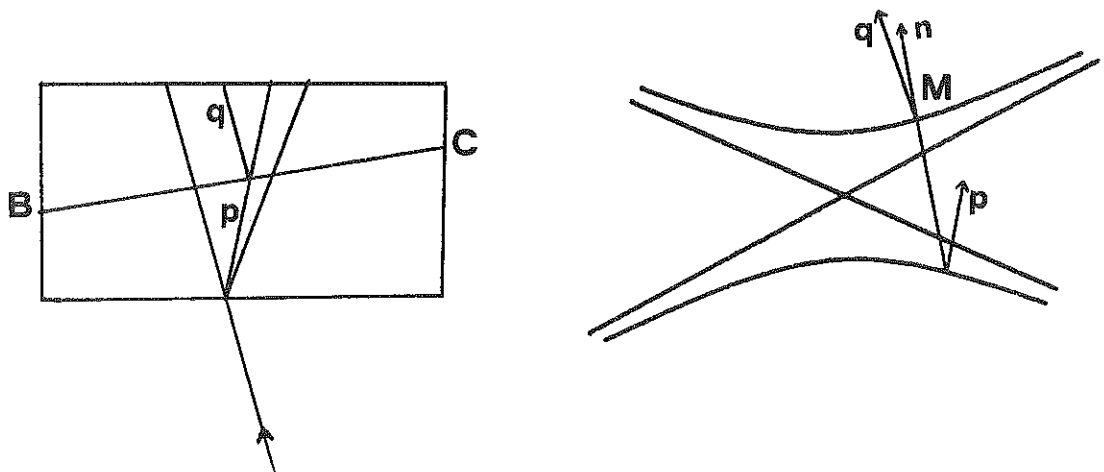


Fig. I.7

Plan de faute: BC

n : normale au plan de faute

1.E - Théorie Dynamique de la Diffraction des Neutrons.

Pour la diffraction des neutrons (20) on est amené à distinguer essentiellement la diffraction due aux noyaux: diffraction nucléaire, et celle due aux moments magnétiques: diffraction magnétique.

Les facteurs de structure associés à ces processus de diffraction sont donnés par:

- Facteur de Structure Nucléaire:

$$F_N = \sum_i b_i e^{2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_i} \quad (I.17)$$

où b_i , appelé longueur de diffusion nucléaire, est isotrope et vaut par exemple $0,96 \cdot 10^{-12}$ cm pour le fer. Le facteur de structure nucléaire est homogène à une longueur et est comparable à $r_e F_X$, le rayon classique de l'électron fois le facteur de structure aux rayons X.

- Facteur de Structure Magnétique (voir annexe A):

$$F_M = \bar{\sigma} \cdot \sum_i p_i \vec{q}_i e^{2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_i} \quad (I.18)$$

où: $\bar{\sigma}$ est un opérateur représenté par les matrices de Pauli

$$\bar{\sigma} = \frac{\bar{s}}{2} \quad (\bar{s} \text{ opérateur de spin})$$

$$\vec{q}_i = \vec{k}_i - \frac{\vec{H}}{|\vec{H}|} \left(\frac{\vec{H}}{|\vec{H}|} \cdot \vec{k}_i \right) \quad (I.19)$$

$\vec{k}_i$ est le vecteur unitaire dans la direction du moment magnétique de l'atome i.

$$p_i = r_e |\gamma| (S_i) f_i(H) \quad (I.20)$$

$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2}$ est le rayon classique de l'électron

il est égal à $2,82 \cdot 10^{-13}$ cm

$\gamma = -1,97$ est la valeur du rapport gyromagnétique du neutron.

$2 S_1$ est le moment magnétique de l'atome i
exprimé en magnétons de Bohr

$f_i(H)$ est le facteur de forme magnétique dû
à la distribution dans l'espace des électrons
magnétiques.

Nous traitons ici le cas général de la théorie dynamique de la diffraction des neutrons par des cristaux magnétiques. Il existe plusieurs exposés de cette théorie (21, 22, 23) et pour déterminer l'équation de la surface de dispersion, nous suivons le traitement fait par Sivardière (21), qui est analogue à celui employé pour les rayons X.

Etant donné qu'il existe deux états de spin du neutron, la fonction d'onde $\Psi(\vec{r})$ associée aux neutrons sera la fonction

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi^+ | + \rangle + \Psi^- | - \rangle \quad (I.21)$$

ou bien :

$$\Psi(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} \quad (I.22)$$

et sa propagation sera donnée par l'équation de Schrödinger :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right) \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}) \quad (I.23)$$

où le potentiel d'interaction $V(\vec{r})$ sera exprimé comme la somme de l'interaction nucléaire et de l'interaction magnétique :

$$V(\vec{r}) = N(\vec{r}) - \bar{\mu}_n \cdot \vec{b}(\vec{r}) \quad (I.24)$$

avec :

$$\bar{\mu}_n = - \left| \frac{\gamma e \hbar}{mc} \right| \bar{s} = - \left| \frac{\gamma e \hbar}{2 mc} \right| \bar{\sigma} \quad (I.25)$$

$\vec{b}(\vec{r})$ étant le champ magnétique au point r créé par les différents atomes magnétiques
 $\bar{\sigma}$ est la matrice de Pauli :

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

La relation (I.23) devient :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right) \begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} + \{ N(\vec{r}) + \left| \frac{\gamma e \hbar}{2 mc} \right| \bar{\sigma} \cdot \vec{b}(\vec{r}) \} \begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} = 0 \quad (I.26)$$

où $k = \frac{1}{\lambda}$ λ étant la longueur d'onde des neutrons dans le vide.

D'après le théorème de Bloch, $N(\vec{r})$ et $b(\vec{r})$ peuvent être exprimés comme :

$$N(\vec{r}) = \sum N_H e^{2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}} \quad (I.27)$$

$$\vec{b}(\vec{r}) = \sum \vec{B}_H e^{2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}} \quad (I.28)$$

Nous employons B_H au lieu de b_H pour éviter la confusion avec les b_i de (I.17).

Nous cherchons des solutions $\Psi(\vec{r})$ de la forme :

$$\Psi(\vec{r}) = \exp(2\pi i \vec{k}_0 \cdot \vec{r}) \sum_H \begin{pmatrix} \Psi_H^+ \\ \Psi_H^- \end{pmatrix} \exp(2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}) \quad (I.29)$$

En remplaçant les équations (I.27), (I.28) et (I.29) dans l'équation (I.26), celle-ci deviendra :

$$\begin{pmatrix} \frac{\hbar^2}{2m} |\vec{k}_0 + \vec{h}|^2 - k^2 & 0 \\ 0 & \frac{\hbar^2}{2m} |\vec{k}_0 + \vec{H}|^2 - k^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_H^+ \\ \Psi_H^- \end{pmatrix} + \sum_{H'} \begin{pmatrix} N_{H-H'} + \frac{\gamma e \hbar}{2mc} |B_{H-H}^z| & -\frac{\gamma e \hbar}{2mc} |B_{H-H}^-| \\ \frac{\gamma e \hbar}{2mc} |B_{H-H}^+| & N_{H-H'} - \frac{\gamma e \hbar}{2mc} |B_{H-H}^z| \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_{H'}^+ \\ \Psi_{H'}^- \end{pmatrix} = 0 \quad (I.30)$$

où nous avons noté z la direction de quantification du spin et :

$$B^{\pm} = B_x \pm i B_y$$

Si nous nous limitons au cas où il y a un seul noeud du réseau réciproque près de la sphère d'Ewald, le système (I.30) s'exprimera :

$$\begin{pmatrix} K_O^2 - k^2 + \frac{2m}{h^2} N_O + \frac{2m}{h^2} \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_O^Z & \frac{2m}{h^2} \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_O^- \\ \frac{2m}{h^2} \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_O^+ & K_O^2 - k^2 + \frac{2m}{h^2} N_O - \frac{2m}{h^2} \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_O^Z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_O^+ \\ \psi_O^- \end{pmatrix} \quad (I.31 a)$$

$$+ \frac{2m}{h^2} \begin{pmatrix} N_{-H} + \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_{-H}^Z & \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_{-H}^- \\ \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_{-H}^+ & N_{-H} - \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_{-H}^Z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_H^+ \\ \psi_H^- \end{pmatrix} = 0$$

$$\frac{2m}{h^2} \begin{pmatrix} N_H + \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_H^Z & \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_H^- \\ \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_H^+ & N_H - \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_H^Z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_O^+ \\ \psi_O^- \end{pmatrix} \quad (I.36 b)$$

$$+ \begin{pmatrix} |\vec{K}_O + \vec{H}|^2 - k^2 + \frac{2m}{h^2} N_O + \frac{2m}{h^2} \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_O^Z & \frac{2m}{h^2} \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_O^- \\ \frac{2m}{h^2} \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_O^+ & |\vec{K}_O + \vec{H}|^2 - k^2 + \frac{2m}{h^2} N_O - \frac{2m}{h^2} \left| \frac{\gamma e \hbar}{2mc} \right| B_O^Z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_H^+ \\ \psi_H^- \end{pmatrix} = 0$$

Posons, de la même façon que pour les rayons X :

$$K_0^2 - k^2 + \frac{2m}{h^2} N_0 \pm \frac{2m}{h^2} \left| \frac{\gamma e h}{2mc} \right| B_0^Z = 2 k \xi_0^\pm \quad (I.32)$$

dont le premier membre pourra être simplifié :

$$K_0^2 - k^2 \left(1 - \frac{2m}{h^2 k^2} N_0 \pm \frac{2m}{h^2 k^2} \left| \frac{\gamma e h}{2mc} \right| B_0^Z \right) = 2 k \xi_0^\pm$$

$$K_0^2 - k^2 \left(1 - \frac{N_0 \pm \left| \frac{\gamma e h}{2mc} \right| B_0^Z}{\frac{h^2 k^2}{2m}} \right) = 2 k \xi_0^\pm$$

On reconnaît , à l'intérieur du crochet, l'énergie potentielle et cinétique du neutron, et tout le contenu du crochet est égal à l'indice de réfraction des neutrons au carré :

$$K_0^2 - k^2 n_\pm^2 = 2 k \xi_0^\pm \quad (I.33)$$

et donc :

$$\xi_0^\pm \sim |\vec{K}_0| - k n_\pm \quad (I.34)$$

Nous posons aussi :

$$(K_0 + H)^2 - k^2 + \frac{2m}{h^2} N_0 \pm \frac{2m}{h^2} \left| \frac{\gamma e h}{2mc} \right| B_0^Z = 2 k \xi_H^\pm \quad (I.35).$$

L'équivalent de l'équation (I.33) s'exprime :

$$(K_0 + H)^2 - k^2 n_\pm^2 = 2 k \xi_H^\pm \quad (I.36)$$

et on a :

$$\xi_H^\pm = |\vec{K}_0 + \vec{H}| - k n_\pm \quad (I.37)$$

Posons aussi :

$$\frac{2m}{h^2} N_H = N_H^i \quad (I.38)$$

$$\frac{2m}{h^2} \left| \frac{\gamma e h}{2mc} \right| B_H^i = Q_H^i \quad (I.39)$$

i = z, + ou -

N'_H et Q_H^i sont liés aux facteurs de structure nucléaire et magnétique par les relations :

$$N'_H = \frac{1}{\pi V_C} F_{NH} \quad (I.40)$$

$$Q_H^i = \frac{1}{\pi V_C} F_{MH}^i \quad (I.41)$$

En tenant compte de (I.32), (I.35), (I.38), (I.39), les relations (I.31a) et (I.31b) deviennent :

$$\begin{pmatrix} 2k\xi_0 & N'_{-H} + Q_{-H}^Z & Q_0^- & Q_{-H}^- \\ N'_H + Q_H^Z & 2k\xi_H & Q_H^- & Q_0^- \\ Q_0^+ & Q_{-H}^+ & 2k\xi_0^- & N'_{-H} - Q_H^Z \\ Q_H^+ & Q_0^+ & N'_H - Q_H^Z & 2k\xi_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0^+ \\ \psi_H^+ \\ \psi_0^- \\ \psi_H^- \end{pmatrix} = 0 \quad (I.42)$$

Pour qu'il existe une solution de (I.42), il faut que son déterminant soit égal à zéro. Nous exprimerons cette condition dans le cas où l'axe de quantification est choisi selon la direction de l'aimantation, ainsi nous aurons Q_0^+ et Q_0^- nuls ; nous considérons aussi des cristaux centro-symétriques, pour lesquels :

$$N_H = N_{-H}$$

$$Q_H = Q_{-H}$$

$$\begin{aligned} & 16k^4 \xi_0^+ \xi_0^- \xi_H^+ \xi_H^- - 4k^2 \xi_0^+ \xi_H^- Q_H^+ Q_H^- - 4k^2 \xi_0^- \xi_H^+ Q_H^+ Q_H^- - 4k^2 \xi_0^+ \xi_H^+ (N'_H - Q_H^Z)^2 \\ & - 4k^2 \xi_0^- \xi_H^- (N'_H + Q_H^Z)^2 + [N_H'^2 - (Q_H^Z)^2 - Q_H^+ Q_H^-]^2 = 0 \end{aligned} \quad (I.43)$$

C'est l'équation de la surface de dispersion que nous simplifierons dans les différents cas.

a) Cas de diffraction nucléaire

C'est à dire quand toutes les contributions magnétiques sont nulles :
 $F_{MH} = 0$.

La relation (I.43) devient simplement :

$$\xi_0 \xi_H = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 V_C^2} |F_{NH}|^2 \quad (I.44)$$

qui est tout à fait analogue à la relation (I.6). La surface de dispersion est donc une hyperbole à deux nappes.

Tous les résultats de la théorie dynamique de la diffraction de rayons X sont applicables ici.

b) Cas de diffraction magnétique.

Nous considérons ici le cas d'un cristal ferromagnétique, pour lequel nous avons contributions nucléaire et magnétique.

Nous distinguerons ici trois cas :

1) Aimantation perpendiculaire au vecteur de diffraction.

Q_H^+ et Q_H^- sont nuls (voir Annexe A) et la relation (I.43) sera factorisable, on obtient :

$$\xi_0^+ \xi_H^+ = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 V_C^2} |F_{NH} + F_{MH}^Z|^2 \quad (I.45)$$

pour les neutrons polarisés + , spin du neutron parallèle à l'aimantation ; la même relation est valable pour les neutrons de polarisation - , spin du neutron anti-parallèle à l'aimantation à condition de remplacer F_M^Z par $-F_M^Z$.

La surface de dispersion est donc composée de deux hyperboles, une pour chaque polarisation des neutrons (Fig.I.8). Les résultats de la théorie dynamique des rayons X s'appliquent à chaque polarisation indépendamment. Puisque les facteurs de structure magnétique sont différents pour chaque polarisation, nous aurons deux périodes de Pendellösung et par conséquent la variation du pouvoir réflecteur en fonction de la longueur d'onde λ est différente pour la polarisation + et pour la polarisation - . La Figure I.9 représente cette variation pour un cristal de Fe-3% Si, en fonction de la longueur d'onde. Par conséquent, le rapport entre l'intensité diffractée pour les neutrons de polarisation + et pour ceux de polarisation -, appelé rapport de renversement ("Flipping ratio" en anglais), variera en fonction de la longueur d'onde (Fig.I.10).

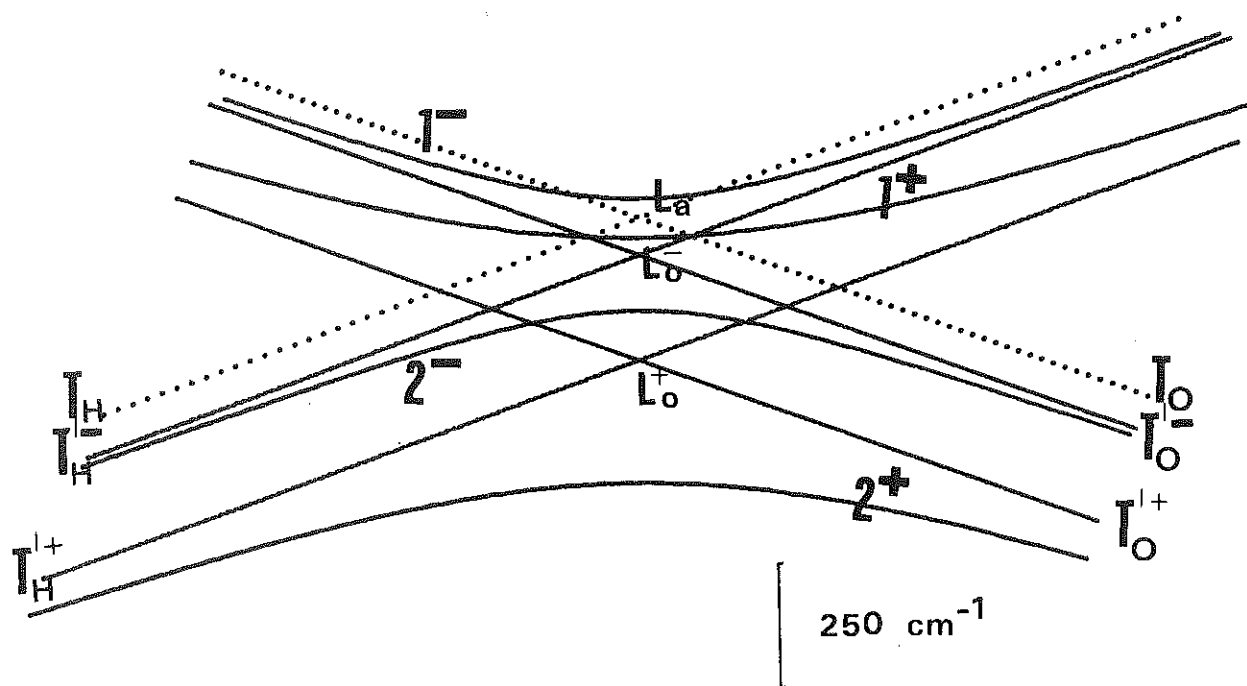


Fig.I.8 - Surface de dispersion pour les neutrons quand l'aimantation est perpendiculaire au vecteur de diffraction (Réflexion 110 du Fe-3 % Si avec $\lambda = 1,35 \text{ \AA}$).
 Les nappes 1^- et 2^- , symétriques par rapport à L_o^- , sont polarisées négativement.
 Les nappes 1^+ et 2^+ , symétriques par rapport à L_o^+ sont polarisées positivement.

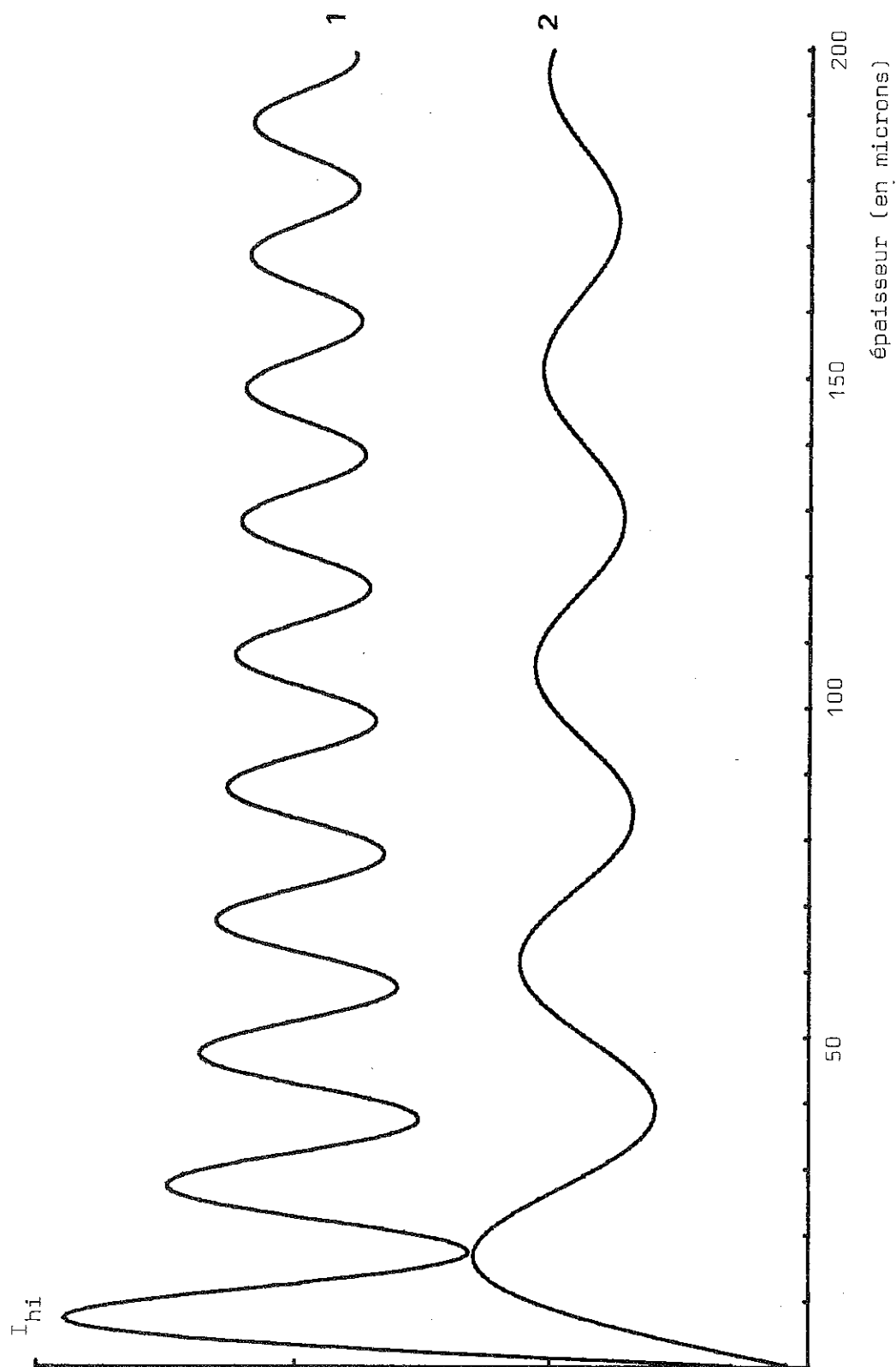


Fig. I.9 - Variation de I_{hi} en fonction de l'épaisseur du cristal (réflexion 110 du Fe-3 % Si pour $\lambda = 1,35 \text{ \AA}$).

- 1 - Pour des neutrons de moment magnétique parallèle à l'aimantation,
- 2 - Pour des neutrons de moment magnétique antiparallèle à l'aimantation.

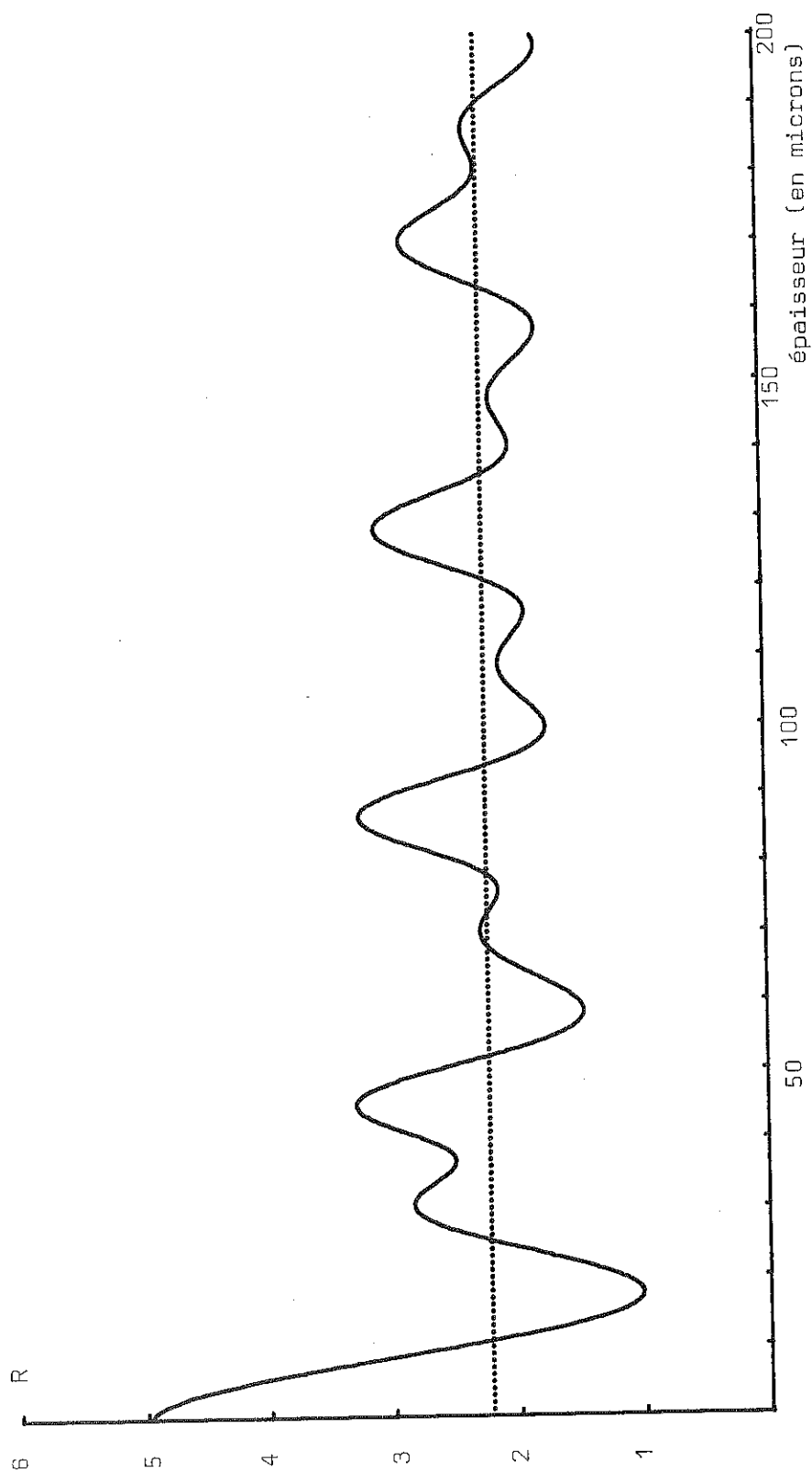


Fig.I.10 - Représentation de la variation du rapport de renversement R , en fonction de l'épaisseur (Réflexion 110 Fe-3 % Si avec $\lambda = 1,35 \text{ \AA}$)
La ligne en pointillé représente la valeur approchée "R dynamique", valable pour des grandes épaisseurs.

ii) Aimantation parallèle au vecteur de diffraction :

Dans ce cas, le facteur de structure magnétique est nul puisque le vecteur $\vec{q}$ de la relation (I.19) est zéro. Si nous envoyons un faisceau polarisé dans une direction faisant un angle différent de zéro avec l'aimantation, il y aura rotation de la direction de polarisation du faisceau incident et diffracté à la fréquence de Larmor, ce que traduit le décalage des hyperboles.

iii) L'aimantation fait un angle différent de 0° et de 90° avec le vecteur de diffraction :

Dans ce cas, la relation (I.43) n'est pas factorisable .

Si nous tenons compte de ce que :

$$\xi_0^+ = \xi_0^- + D \quad (I.46)$$

où D est la distance entre les droites $T_0'^+$ et $T_0'^-$, tangentes aux cercles de rayon n_+k et n_-k respectivement, et, de la même façon :

$$\xi_H^+ = \xi_H^- + D \quad (I.47)$$

l'expression (I.40) devient de la forme :

$$(\xi_0^-)^2 [(\xi_H^-)^2 + D \xi_H^-] + \xi_0^- [D(\xi_H^-)^2 + a\xi_H^- + b] + [b\xi_H^- + c] = 0 \quad (I.48)$$

où D, a, b, c sont des paramètres qui dépendent des facteurs de structure nucléaire et magnétique.

En introduisant des valeurs de ξ_H^- , nous obtenons des valeurs de ξ_0^- ; l'ensemble des solutions (ξ_0^-, ξ_H^-) permet de déterminer la surface de dispersion. Nous avons ainsi résolu numériquement la relation (I.48) pour le cas où l'aimantation fait un angle de 45° avec le vecteur de diffraction, qui sera employé dans des expériences décrites au quatrième chapitre. Le calcul montre que la surface de dispersion est composée de quatre nappes qui ressemblent à des hyperboles (Fig. I.11). Chaque point de la surface de dispersion représente des fonctions.

$$\begin{pmatrix} \psi_0^+ \\ \psi_0^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \psi_H^+ \\ \psi_H^- \end{pmatrix}$$

qui se propagent dans le cristal. Les valeurs de ξ_0^- et ξ_H^- remplacées dans les relations (I.46) et (I.47) déterminent les valeurs de ξ_0^+ et ξ_H^+ correspondantes et si on emploie ces quatre valeurs dans la relation (I.39), on peut calculer par exemple les rapports ψ_0^-/ψ_0^+ , ψ_H^+/ψ_0^+ , ψ_H^-/ψ_0^+ pour chaque champ d'onde.

La polarisation des ondes O et H dans ces champs d'onde s'exprime :

$$P_i = \frac{|\psi_i^+|^2 - |\psi_i^-|^2}{|\psi_i^+|^2 + |\psi_i^-|^2} = \frac{|\psi_{i/\psi_0}^+|^2 + |\psi_{i/\psi_0}^-|^2}{|\psi_{i/\psi_0}^+|^2 + |\psi_{i/\psi_0}^-|^2} \quad (I.49)$$

i indiquant soit l'onde O ou H.

Le calcul montre que les polarisations des ondes O et H des champs d'onde représentés par l'hyperbole dont les nappes sont quasi-symétriques par rapport au point de Lorentz L_0^+ sont supérieures à environ + 0,9 ; et elles sont inférieures à environ - 0,9 pour les champs d'onde représentés par les nappes quasi-symétriques par rapport au point de Lorentz L_0^- . Etant donné que les polarisations de ces nappes sont très proches de +1 et - 1, nous dirons par la suite que ces nappes sont quasi polarisées.

Dans l'approche d'une onde plane polarisée incidente, le calcul montre qu'il existe une variation de la polarisation, en fonction de la profondeur du cristal. Cette variation est aussi fonction de l'écart à l'incidence de Bragg de l'onde incidente. Nous envisageons, dans un avenir proche, d'étudier ce que devient cette variation pour des ondes incidentes sphériques.

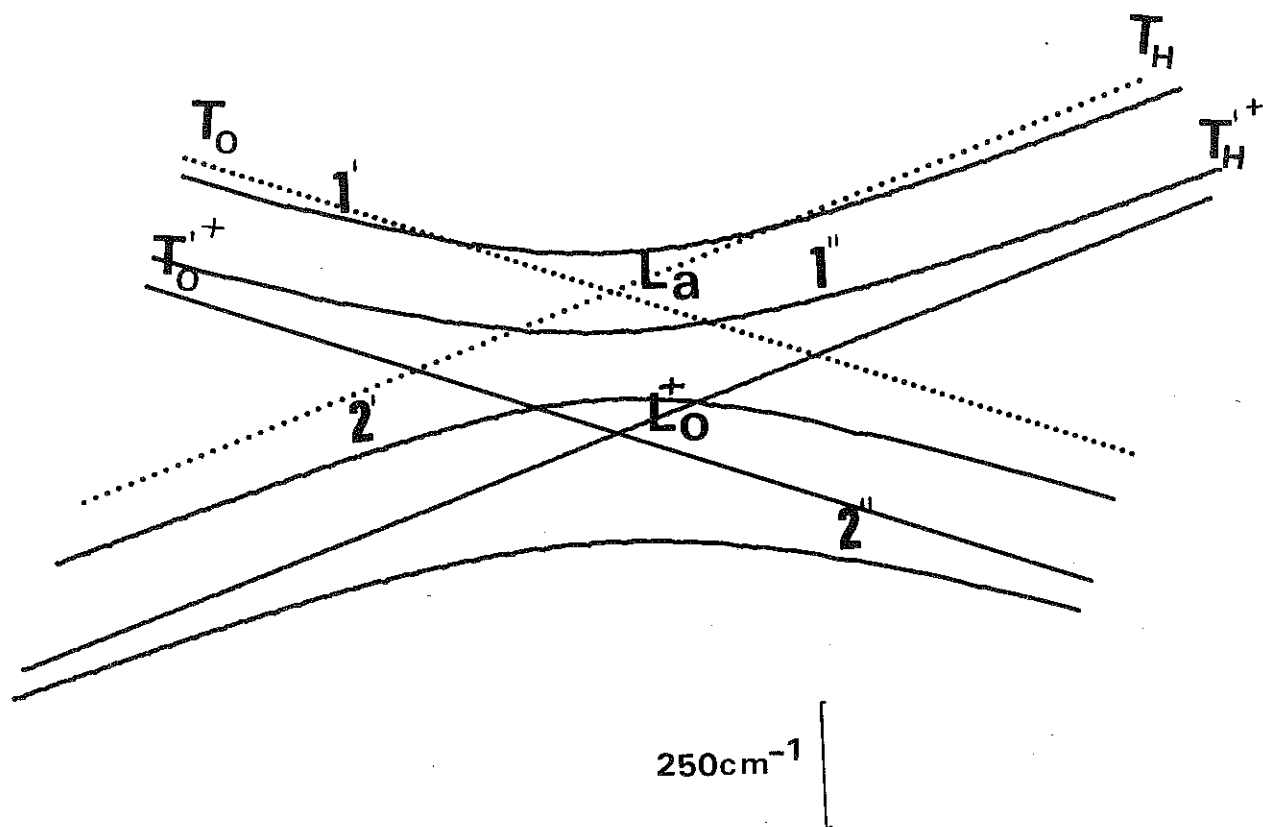


Fig. I.11 - Surface de dispersion pour les neutrons quand l'aimantation fait un angle de 45° avec le vecteur de diffraction (réflexion 110 du Fe-3 % Si avec $\lambda = 1,35 \text{ \AA}$).
Les nappes $1'$ et $2'$ sont polarisées quasi -négativement.
Les nappes $1''$ et $2''$ sont polarisées quasi -positivement.

2 . DOMAINES MAGNETIQUES

P. Weiss en 1907 postule l'existence, dans les corps ferromagnétiques, du champ moléculaire : champ fictif représentant l'interaction qui tend à aligner, parallèlement entre eux, les moments magnétiques. Pour expliquer que, à l'échelle de l'échantillon, le moment magnétique peut être très inférieur au moment de saturation, P. Weiss postule la subdivision de l'échantillon en petites régions, appelées domaines, aimantées à saturation dans différentes directions.

Cette subdivision en domaines magnétiques s'explique par des considérations énergétiques ; elle entraîne en effet une réduction considérable de l'énergie magnétostatique.

2.A - PRINCIPAUX TERMES ENERGETIQUES DANS UN CRISTAL MAGNETIQUE.

Nous donnons une description assez succincte des différents termes d'énergie qui interviennent dans un cristal magnétique (24) (25).

a. Energie d'échange

En faisant un traitement quantique de l'énergie d'interaction entre les atomes voisins, on trouve un terme, appelé énergie d'échange, qui est responsable de l'ordre magnétique.

L'énergie d'échange peut être écrite comme :

$$E = - 2 \sum_{i > j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (I.50)$$

où :

J_{ij} est l'intégrale d'échange

$\vec{S}_i, \vec{S}_j$ sont les moments de spin

Si J est positive, l'énergie d'échange sera minimum quand $\vec{S}_i$ et $\vec{S}_j$ seront parallèles et c'est le cas pour le ferromagnétisme.

b. Energie d'anisotropie magnétocristalline

L'existence de cette énergie explique les différences entre les courbes d'aimantation obtenues pour différentes directions cristallographiques. Pour un cristal cubique, l'énergie d'anisotropie magnétocristalline est donnée par :

$$E_K = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (I.51)$$

où : α_i sont les cosinus directeurs de l'aimantation par rapport aux axes cristallographiques

K_1, K_2 sont appelées les constantes d'anisotropie.

Si nous considérons seulement le terme de quatrième degré, on constate qu'il n'y a que deux directions de facile aimantation (direction d'aimantation qui minimise l'énergie E_K) ; l'axe quaternaire $\langle 100 \rangle$ si K_1 est positive et l'axe ternaire $\langle 111 \rangle$ si K_1 est négative. D'une façon générale, on a le tableau suivant :

Valeurs données		Direction de facile aimantation
K_1	K_2	
positive	$+\infty$ à $-9K_1$	$\langle 100 \rangle$
positive	$-9K_1$ à $-\infty$	$\langle 111 \rangle$
négative	$+\infty$ à $\frac{9 K_1 }{4}$	$\langle 110 \rangle$
négative	$\frac{9 K_1 }{4}$ à $-\infty$	$\langle 111 \rangle$

Pour le grenat de terbium (TbIG) (26)

à 300°K $K_1 = -7.10^3 \text{ erg/cm}^3$

à 80°K $K_1 = -760.10^3 \text{ erg/cm}^3$

$K_2 = -7,6.10^6 \text{ erg/cm}^3$

Les directions de facile aimantation sont $\langle 111 \rangle$

Pour le Fer Fe-3,2 %Si (27):

à 300°K $K_1 = 3,70.10^5 \text{ erg/cm}^3$

K_2 probablement positive est plus petite que $0,1 K_1$.

Les directions de facile aimantation sont $\langle 100 \rangle$

c. Energie d'anisotropie de croissance.

Dans des cristaux de grenats ferrimagnétiques, nominalement cubiques, il a été trouvé une anisotropie uniaxiale, induite lors de la croissance (10) ; c'est ce qui permet l'existence dans ces cristaux de domaines magnétiques cylindriques (bulles) dans des couches de quelques microns d'épaisseur et donc leur emploi comme mémoires d'ordinateurs.

Considérons une région du cristal où la direction de l'aimantation est représentée par α et la direction de croissance par β ; en tenant compte de ce que l'énergie induite par la croissance E_{AC} est symétrique par rapport à un renversement du temps, Georgy et Al. (28) sont arrivés à la relation :

$$E_{AC} = A (\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2) + B (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_1 \alpha_3 \beta_1 \beta_3) \quad (I.52)$$

Cette anisotropie de croissance a d'abord été trouvée dans les grenats mixtes, pour lesquels A et B sont de l'ordre de 10^4 erg/cm³ (29). Deux modèles ont été proposés pour expliquer l'existence de cette anisotropie dans les grenats où il y a deux terres rares (30, 31). Postérieurement, le même type d'anisotropie a été mis en évidence sur des grenats non mixtes (32, 33). Plaskett et Al. (33) ont étudié $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ et relié l'anisotropie de croissance à la quantité de plomb qui pénètre dans l'échantillon à partir du flux. Stacy et Rooymans (34) ont proposé un modèle basé sur une concentration ordonnée de lacunes d'oxygène pour expliquer l'existence de l'anisotropie de croissance dans tous les grenats. Bien que nous n'ayons pas trouvé dans la littérature de résultats concernant en particulier le TbIG, il semble très probable que ce phénomène puisse également s'y manifester.

d. Energie magnétoélastique

L'énergie magnétoélastique a pour origine l'interaction entre aimantation et déformation du réseau par l'intermédiaire du couplage spin-orbite. Pour calculer cette énergie, L.Néel (35) part d'une énergie de couplage magnétique entre atomes qui s'exprime sous forme d'interactions par paires d'atomes dépendant à la fois de la distance entre ces deux atomes et de l'angle entre l'aimantation et la ligne qui joint ces deux atomes. L'énergie magnétoélastique ainsi obtenue est donnée pour un cristal cubique par :

$$E_{m.el.} = B_1 \left\{ e_{11} \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) + e_{22} \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3} \right) + e_{33} \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3} \right) \right\} + 2 B_2 \left\{ e_{12} \alpha_1 \alpha_2 + e_{23} \alpha_2 \alpha_3 + e_{13} \alpha_1 \alpha_3 \right\} \quad (I.53)$$

où α_i sont les cosinus directeurs de l'aimantation par rapport aux axes cristallographiques.

B_1, B_2 sont les constantes de couplage magnétoélastique

e_{ij} sont les composantes du tenseur des déformations qui est symétrique

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (I.54)$$

où $\vec{u}$ est le vecteur de déplacement.

La relation (I.53) peut être aussi obtenue par des considérations de symétrie (25).

Pour déterminer la déformation spontanée du cristal, on minimise l'énergie libre totale, somme de l'énergie magnétoélastique et de l'énergie élastique qui, dans un cristal cubique s'écrit :

$$E_{él.} = \frac{1}{2} C_{11} (e_{11}^2 + e_{22}^2 + e_{33}^2) + 2 C_{44} (e_{12}^2 + e_{23}^2 + e_{31}^2) + C_{12} (e_{11}e_{22} + e_{22}e_{33} + e_{33}e_{11}) \quad (I.55)$$

où C_{11}, C_{22}, C_{44} sont les constantes élastiques .

On obtient ainsi la déformation spontanée du cristal :

$$e_{ii}^0 = - \frac{B_1}{C_{11} - C_{12}} \left(\alpha_i^2 - \frac{1}{3} \right) \quad (I.56)$$

$$e_{ij}^0 = - \frac{B_2}{2 C_{44}} \alpha_i \alpha_j \quad \text{pour } i \neq j \quad (I.57)$$

A partir de ces déformations, on peut calculer l'allongement dans une direction $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ par rapport à son état idéalement désaimanté :

$$\frac{\delta l}{l} = \sum_{i \geq j} e_{ij}^0 \beta_i \beta_j \quad (I.58)$$

Pour un barreau orienté suivant $|100|$, aimanté à saturation parallèlement à son axe :

$$\left(\frac{\delta l}{l} \right)_{100} = \lambda_{100} = - \frac{2 B_1}{3(C_{11} - C_{12})} \quad (I.59)$$

De même, pour un barreau orienté suivant 111 :

$$\left(\frac{\delta l}{l} \right)_{111} = \lambda_{111} = - \frac{B_2}{3 C_{44}} \quad (I.60)$$

λ_{100} et λ_{111} sont appelés : constantes de magnétostriction

Pour le TbIG, nous avons (36) à 300° K :

$$\lambda_{100} = - 3,3.10^{-6} \quad ; \quad \lambda_{111} = 12.10^{-6}$$

Pour le Fe-3 % Si, nous avons (37), à 300° K :

$$\lambda_{100} = 2,3.10^{-5} \quad ; \quad \lambda_{111} = - 4,1.10^{-6}$$

e. Energie magnétostatique.

C'est l'énergie magnétostatique qui permet d'expliquer la décomposition en domaines d'un échantillon ; elle est donnée par la relation :

$$E_s = - \frac{1}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_d \, dv \quad (I.61)$$

où : $\vec{M}$: aimantation spontanée

$\vec{H}_d$: champ démagnétisant

La relation (I.61) peut aussi s'exprimer :

$$E_s = \frac{\mu_0}{2} \int \vec{H}_d^2 \, dv \quad (I.62)$$

μ_0 étant la perméabilité magnétique du vide.

Cette expression montre que l'énergie magnétostatique est minimum quand $|\vec{H}_d|$ est minimum, c'est-à-dire pour une disposition de $\vec{M}$ qui ne fait apparaître que le minimum de masses magnétiques. Considérons les configurations en domaines montrées dans la fig. I.11 ; en (a), nous avons un seul domaine et une haute valeur de l'énergie magnétique, en (b), l'énergie magnétostatique est réduite approximativement à la moitié ; pour une configuration de N domaines (c), E_s est réduite pratiquement à 1/N de sa valeur en (a). Cette division ne se poursuit pas indéfiniment puisque nous devons tenir compte de l'énergie de la paroi qui sépare les domaines.

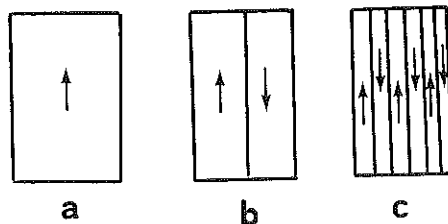


Fig. I.11

2.B.- Déformations magnétostrictives

(Kléman et Schlenker) (38).

Dans le paragraphe sur l'énergie magnéto-élastique, nous avons rappelé qu'un volume d'un cristal ferromagnétique, uniformément aimanté, a une déformation spontanée e_{ij}^0 définie par les équations (I.56,57). Kröner (1958) (39) a indiqué que cet état de déformation peut être considéré comme un état de déformation quasi-plastique et suggéré l'emploi de la théorie des quasi-dislocations pour sa description complète. Kléman et Schlenker (1972) (38) ont développé cette idée et l'ont appliquée à des parois planes infinies, à des jonctions de parois planes, à des parois en zig-zag, montrant ainsi que ce traitement conduit à des relations utilisables surtout en ce qui concerne, comme nous le verrons par la suite, le calcul de la variation de l'écart à l'incidence de Bragg $\delta(\Delta\theta)$.

D'après ce traitement, lorsque l'aimantation n'est pas uniforme, les déformations e_{ij}^0 peuvent être aussi décrites par une densité de quasi-dislocations :

$$\alpha_{ij}^0 = \sum_{l,k} \epsilon_{ikl} \frac{\partial e_{lj}^0}{\partial x_k} \quad (I.63)$$

α_{ij}^0 : représente une densité de dislocations le long de l'axe x_j avec vecteur de Burgers le long de l'axe x_i .

ϵ_{ikl} : est une composante du tenseur unitaire antisymétrique du 3e ordre.

A cet état de déformation quasi-plastique, il faut ajouter un état de déformation élastique d'incompatibilité opposée au premier.

Les déformations élastiques peuvent être décrites par une densité de quasi-dislocations :

$$\alpha_{ij}^+ = -\alpha_{ij}^0 = - \sum_{l,k} \epsilon_{ikl} \frac{\partial e_{lj}^0}{\partial x_k} \quad (I.64)$$

$$\alpha_{ij}^+ = \sum_{l,k} \epsilon_{ikl} \frac{\partial \beta_{lj}^+}{\partial x_k} \quad (I.65)$$

β_{ij}^+ est le tenseur de distorsions égal à la somme de la déformation élastique et la rotation élastique $\beta_{ij}^+ = e_{ij}^+ + \omega_{ij}^+$.

La distorsion totale est donnée par : $\beta_{ij} = \beta_{ij}^0 + \beta_{ij}^+$ (I.66)

et est égale à : $\beta_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$, $\vec{u}$ étant le déplacement (I.67)

Calcul général de la distorsion

Considérons deux domaines séparés par une paroi infinie ; dans un système d'axes x_1, x_2, x_3 , où x_3 est perpendiculaire à la paroi, l'équation (I.64) sera exprimée par :

$$\begin{aligned} \alpha_{1'1'}^+ &= \frac{\partial e_{1'2'}^0}{\partial x_{3'}} & \alpha_{1'2'}^+ &= \frac{\partial e_{2'2'}^0}{\partial x_{3'}} & \alpha_{1'3'}^+ &= \frac{\partial e_{2'3'}^0}{\partial x_{3'}} \\ \alpha_{2'1'}^+ &= -\frac{\partial e_{1'1'}^0}{\partial x_{3'}} & \alpha_{2'2'}^+ &= -\alpha_{1'1'}^+ & \alpha_{2'3'}^+ &= \frac{\partial e_{1'3'}^0}{\partial x_{3'}} \\ \alpha_{3'1'}^+ &= 0 & \alpha_{3'2'}^+ &= 0 & \alpha_{3'3'}^+ &= 0 \end{aligned} \quad (I.68)$$

et l'équation (I.65) deviendra :

$$\begin{aligned} \alpha_{1'1'}^+ &= -\frac{\partial \beta_{2'1'}^+}{\partial x_{3'}} & \alpha_{1'2'}^+ &= -\frac{\partial \beta_{2'2'}^+}{\partial x_{3'}} & \alpha_{1'3'}^+ &= -\frac{\partial \beta_{2'3'}^+}{\partial x_{3'}} \\ \alpha_{2'1'}^+ &= \frac{\partial \beta_{1'1'}^+}{\partial x_{3'}} & \alpha_{2'2'}^+ &= \frac{\partial \beta_{1'2'}^+}{\partial x_{3'}} & \alpha_{2'3'}^+ &= \frac{\partial \beta_{1'3'}^+}{\partial x_{3'}} \\ \alpha_{3'1'}^+ &= 0 & \alpha_{3'2'}^+ &= 0 & \alpha_{3'3'}^+ &= 0 \end{aligned} \quad (I.69)$$

Nous pouvons définir des densités superficielles de quasi-dislocations :

$$\bar{\alpha}_{i'j'} = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_{i'j'}^+ dx_{3'} \quad (I.70)$$

Les équations (I.69) et (I.70) conduisent donc à :

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}_{1'1'} &= -\Delta \beta_{2'1'}^+ = \Delta e_{1'2'}^0, & \bar{\alpha}_{2'2'} &= \Delta \beta_{1'2'}^+ = -\Delta e_{1'2'}^0, \\ \bar{\alpha}_{1'2'} &= -\Delta \beta_{2'2'}^+ = \Delta e_{2'2'}^0, & \bar{\alpha}_{2'1'} &= \Delta \beta_{1'1'}^+ = -\Delta e_{1'1'}^0, \\ \bar{\alpha}_{1'3'} &= -\Delta \beta_{2'3'}^+ = \Delta e_{2'3'}^0, & \bar{\alpha}_{2'3'} &= \Delta \beta_{1'3'}^+ = -\Delta e_{1'3'}^0, \end{aligned} \quad (I.71)$$

$$\text{où : } \Delta e_{1j}^0 = e_{1j}^0 \text{ II} - e_{1j}^0 \text{ I} \quad (\text{I.72})$$

$$\Delta \beta_{1j}^+ = \beta_{1j}^+ \text{ II} - \beta_{1j}^+ \text{ I} \quad (\text{I.73})$$

Dans ces équations, il est à remarquer que (39) :

- les densités de dislocations vis $\bar{\alpha}_{1,1}$, et $\bar{\alpha}_{2,2}$, produisent des contraintes à longue distance ;
- les densités de dislocations coin avec vecteur de Burgers contenu dans la paroi $\bar{\alpha}_{1,2}$, et $\bar{\alpha}_{2,1}$, produisent des contraintes à longue distance ;
- les densités de dislocation coin avec vecteur de Burgers perpendiculaire à la paroi $\bar{\alpha}_{1,3}$, et $\bar{\alpha}_{2,3}$, correspondent seulement à une rotation d'un domaine par rapport à l'autre. L'axe de rotation pour la densité $\bar{\alpha}_{1,3}$, est l'axe (1') et pour la densité $\bar{\alpha}_{2,3}$, est l'axe (2'). Cette remarque implique aussi :

$$\Delta \beta_{2,3}^+ = -\Delta \beta_{3,2}^+, \quad (\text{I.74})$$

$$\Delta \beta_{1,3}^+ = -\Delta \beta_{3,1}^+.$$

Pour trouver la distorsion $\Delta \beta_{3,3}^+$, on emploie comme condition d'équilibre élastique que la contrainte $\sigma_{3,3}^+$, doit être nulle à l'infini

$$\Delta \beta_{3,3}^+ = \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} (\Delta e_{1,1}^0 + \Delta e_{2,2}^0) \quad (\text{I.75})$$

Etant donné que la distorsion totale est :

$$\Delta \beta_{ij} = \Delta \beta_{ij}^0 + \Delta \beta_{ij}^+ \quad (\text{I.76})$$

On aura :

$$\begin{aligned} \Delta \beta_{3,1} &= 2 \Delta e_{1,3}^0 \\ \Delta \beta_{3,2} &= 2 \Delta e_{2,3}^0 \end{aligned} \quad (\text{I.77})$$

$$\Delta \beta_{3,3} = \frac{2\mu}{\lambda + 2\mu} \Delta e_{3,3}^0,$$

ou bien :

$$\begin{aligned}\Delta \frac{\partial u_{3'}}{\partial x_{1'}} &= 2 \Delta e_{1'3'}^0 \\ \Delta \frac{\partial u_{3'}}{\partial x_{2'}} &= 2 \Delta e_{2'3'}^0 \\ \Delta \frac{\partial u_{3'}}{\partial x_{3'}} &= \frac{2 \mu}{\lambda + 2\mu} \Delta e_{3'3'}^0\end{aligned}\quad (I.78)$$

Ces équations nous indiquent la variation de la distorsion au niveau de la paroi. Il suffira de les introduire dans la formule (I.16) pour obtenir la variation de l'écart à l'incidence de Bragg.

2.C - Exemple de calcul de $\delta(\Delta\theta)$.

Nous traiterons complètement le calcul de $\delta(\Delta\theta)$ pour des domaines aimantés suivant $\langle 1\bar{1}\bar{1} \rangle$ et $\langle \bar{1}\bar{1}\bar{1} \rangle$ en les supposant séparés dans une première partie, par une paroi $(0\bar{1}1)$, puis par une paroi (011) . Ces deux parois sont équivalentes du point de vue magnétostatique.

Les résultats obtenus seront employés dans le troisième chapitre pour l'explication d'un modèle de configuration des domaines que nous proposons

a) Calcul de $\delta(\Delta\theta)$ pour une paroi $(0\bar{1}1)$ séparant des domaines aimantés suivant

$$[\bar{1}\bar{1}\bar{1}] \text{ et } [\bar{1}\bar{1}\bar{1}].$$

Dans ce cas, les directions d'aimantation ont comme cosinus directeurs (par rapport aux axes quaternaires x_1, x_2, x_3 , choisis comme repère principal) :

$$M_I = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \quad (I.79)$$

$$M_{II} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \quad (I.80)$$

En employant les relations (I.56) (I.57), nous obtenons comme tenseur de déformations, dans le repère principal :

$$(e_{ij}^0)_I = \frac{\lambda_{111}}{2} \begin{pmatrix} 0 & \bar{1} & \bar{1} \\ \bar{1} & 0 & 1 \\ \bar{1} & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (I.81)$$

$$(e_{ij}^0)_{II} = \frac{\lambda_{111}}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (I.82)$$

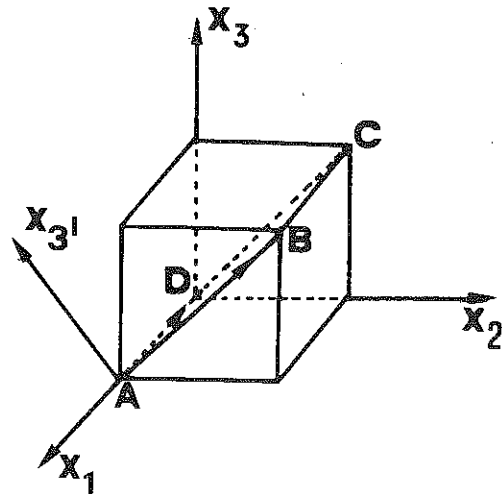
et donc on aura :

$$(\Delta e_{ij}^0) = \lambda_{111} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (I.83)$$

Pour pouvoir appliquer les formules (I.71), on est amené à employer le repère lié à la paroi (fig. I.12)

Fig.I. 12 -

Paroi $(0\bar{1}1)$ représentée par le plan ABCD



$$\begin{aligned} \vec{x}_1' &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{x}_2 + \vec{x}_3) \\ \vec{x}_2' &= -\vec{x}_1 \\ \vec{x}_3' &= \frac{1}{\sqrt{2}} (-\vec{x}_2 + \vec{x}_3) \end{aligned} \quad (I.84)$$

En conséquence, la matrice qui fait passer du repère principal au repère lié à la paroi est :

$$\begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (I.85)$$

Et la variation de la déformation, dans le repère lié à la paroi est donnée par :

$$(\Delta e_{i,j'}) = \lambda_{111} \begin{pmatrix} 0 & -\sqrt{2} & 0 \\ -\sqrt{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (I.86)$$

En appliquant la formule (I.71), nous obtenons la variation de distorsion $\Delta \beta_{i,j'}$, toujours dans le système lié à la paroi :

$$\Delta \beta_{1,3'} = 0$$

$$\Delta \beta_{2,3'} = 0$$

$$\Delta \beta_{3,3'} = 0$$

et par suite de la formule (I.16), on aura $\delta(\Delta \theta) = 0$ pour toute reflexion.

En remplaçant les valeurs de $\Delta e_{i,j'}$, données par (I.86), dans l'ensemble d'équations (I.71), nous trouvons :

$$\bar{\alpha}_{1,1'} = -\sqrt{2} \lambda_{111}$$

$$\bar{\alpha}_{2,2'} = +\sqrt{2} \lambda_{111}$$

toutes les autres densités des dislocations superficielles étant nulles.

Comme nous l'avons remarqué, $\bar{\alpha}_{1,1'}$ et $\bar{\alpha}_{2,2'}$ sont des densités de dislocations vis qui produisent des contraintes à distance.

b) Calcul de $\delta(\Delta\theta)$ pour une paroi (011) séparant les domaines aimantés suivant $[1\bar{1}\bar{1}]$ et $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$.

En suivant le même traitement que précédemment, nous trouvons :

$$(\Delta e_{i,j}^0) = \lambda_{111} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sqrt{2} \\ 0 & -\sqrt{2} & 0 \end{pmatrix} \quad (I.87)$$

et d'après la relation (I.78),

$$(\Delta u_{i,j}^0) = 2 \sqrt{2} \lambda_{111} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (I.88)$$

$u_{i,j}$ représente $\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ dans le système lié à la paroi, pour faciliter les calculs de $\delta(\Delta\theta)$, nous exprimerons (Δu_{ij}) dans le repère principal.

$$\Delta u_{ij} = 2 \lambda_{111} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (I.89)$$

En remplaçant les différentes valeurs de cette matrice dans l'expression (I.16), nous obtenons :

$$\delta(\Delta\theta) = - \frac{2 \lambda_{111}}{\cos \theta} \gamma_1 (\alpha_2 + \alpha_3)$$

γ_1 représente les cosinus directeurs du vecteur de diffraction

α_1 représente les cosinus directeurs du faisceau réfléchi.

Pour l'obtention des densités de quasi-dislocations associées à ces parois, nous remplaçons les valeurs de $(\Delta e_{i,j}^0)$ données par l'expression (I.87) dans la relation (I.71) ; nous constatons que les densités de quasi-dislocations $\bar{\alpha}_{1,1}$ et $\bar{\alpha}_{2,2}$, produisant des contraintes à longue distance sont nulles et que $\bar{\alpha}_{2,3}$, est égal à $-\sqrt{2} \lambda_{111}$

Les résultats du paragraphe a et b nous amènent aux commentaires suivants :

- La paroi $(0\bar{1}1)$ séparant des domaines aimantés suivant $1\bar{1}\bar{1}$ et $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$ est une paroi qui créerait, si elle était infinie, des contraintes à longue distance. Dans le cas où cette paroi est finie, limitée par des surfaces, les contraintes sont relaxées.

- Cette paroi $(0\bar{1}1)$, créant des contraintes, ne doit pas exister, en l'absence de champ appliqué, dans des cristaux parfaits. On pourra s'attendre à son existence dans des endroits du cristal où il existe d'autre type de contraintes ou quand l'application d'un champ magnétique favorise sa présence d'une manière analogue à ce qui se passe dans les domaines en "chevrons" (40).

- Au contraire, la paroi (011) séparant des domaines aimantés suivant $1\bar{1}\bar{1}$ et $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$ ne créerait pas, si elle était infinie, des contraintes à distance et elle peut être considérée, du point de vue du réseau, comme une macle cohérente.

CHAPITRE II.

TECHNIQUES EXPERIMENTALES.

1. METHODES TOPOGRAPHIQUES.

Les défauts du réseau cristallin dans un cristal presque parfait produisent des perturbations de la propagation des champs d'ondes, ce qui entraîne des modifications de la répartition spatiale de l'intensité du faisceau diffracté (voir paragraphe I.D). Le principe des méthodes topographiques est d'utiliser le faisceau diffracté pour former, à l'aide d'un détecteur-photo, une image qui permet de caractériser et localiser les défauts.

1.A. - Topographie aux Rayons X.

Il existe toute une série de techniques topographiques aux rayons X qui permettent la visualisation des imperfections cristallines, soit en surface, soit à l'intérieur du cristal (41) ; la plus connue est la méthode de Lang (42, 5) que nous avons employée et qui permet d'obtenir une résolution de l'ordre du micron.

On distingue les sections et la topographie par translation.

a) Sections

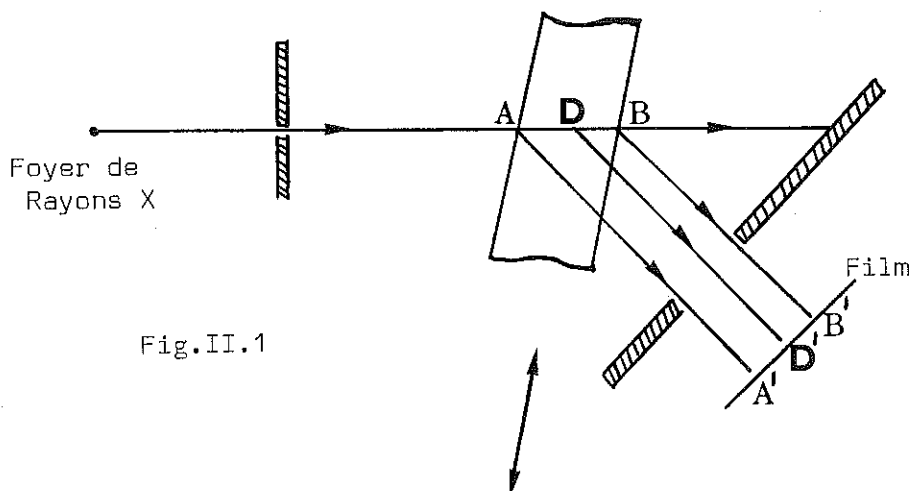


Fig.II.1

Il s'agit d'illuminer l'échantillon à l'aide d'un faisceau de rayons X, très étroit pour que le brouillage de l'image, dû à la superposition de triangles de Borrmann voisins, soit faible ; de régler ensuite l'échantillon pour qu'il soit en position de Bragg pour la longueur d'onde utilisée et la réflexion choisie. Cela se fait au moyen de deux rotations au moins : l'une autour d'un axe normal au plan de la figure et qui doit être fine ; l'autre autour d'un axe contenu dans le plan de la figure et dans le plan réflecteur, appelée rotation azimutale.

Dans ces topographies en pose fixe, et pour un échantillon peu absorbant, un défaut situé sur A donne une image directe en A', tandis qu'un défaut en D donne une image directe en D' ; donc pour les images directes, on a une correspondance bi-univoque entre l'abscisse sur la plaque et la profondeur du défaut dans le cristal.

b) Topographie par translation.

La technique consiste à animer le cristal et la plaque photographique d'un mouvement de translation simultanée selon la double flèche de la fig. II.1 . La topographie par translation est donc une somme des différentes sections prises dans tout le cristal ; elle est utile parce qu'elle permet d'explorer un grand volume du cristal et d'observer les défauts dans toute son extension.

Les images directes obtenues sur les topographies sont des projections des défauts suivant la direction diffractée.

Après avoir déterminé les positions angulaires du cristal et du compteur pour une réflexion donnée, il est utile d'étudier la variation de l'intensité diffractée en fonction de la rotation du cristal autour de l'axe normal au plan d'incidence : c'est la courbe de réflexion (ou "rocking curve") du cristal.

Pour pouvoir distinguer des défauts individuels sur une topographie, il faut :

que la largeur du pic $K \alpha_1$ de la courbe de réflexion ait une valeur de l'ordre de la divergence du faisceau. (Celle-ci est réglable, l'ordre de grandeur étant la minute). Une valeur plus grande reflète la mauvaise qualité du cristal (il doit y avoir une grande densité de défauts qui provoque un élargissement).

que sur la courbe de réflexion, on puisse distinguer les pics correspondants à $K \alpha_1$ et $K \alpha_2$ du spectre de rayons X, sinon on aura des images superposées et légèrement décalées.

1.B. - Visibilité des parois magnétiques par méthodes topographiques aux Rayons X.

La visualisation des parois magnétiques est due (6) (43) à la variation de la déformation spontanée du réseau d'un domaine à l'autre, liée à la magnétostriction.

Cette variation est caractérisée par la variation de l'écart à l'incidence de Bragg $\delta(\Delta\theta)$ qu'elle provoque. Si $\delta(\Delta\theta)$ est plus grande que la divergence du faisceau incident, les deux domaines diffracteront sur des pics différents de la courbe de réflexion, et donc seule une famille de domaines sera visualisée sur la topographie, selon le pic de la courbe de réflexion où l'on se place. Si $\delta(\Delta\theta)$ est petite par rapport à la divergence du faisceau, les domaines seront également illuminés, et au niveau de la paroi, les champs d'ondes qui se propagent dans le cristal seront affectés par la désorientation $\delta(\Delta\theta)$, ce qui amène à des variations locales de l'intensité diffractée comme l'ont montré Polcarova et Lang (44) et Schlenker et al (45). Sur des topographies par translation, les parois magnétiques apparaissent comme des images blanches ou noires.

1.C. - Topographie aux neutrons.

Le principe est le même que celui de la topographie aux rayons X. Pour la réalisation de la topographie neutronique, nous disposons d'un appareillage installé à l'Institut Laüe-Langevin. Il se trouve à environ 8 mètres en aval de l'extrémité d'un guide à neutrons thermiques courbé qui fournit un faisceau propre (sans radiation γ , ni neutrons rapides), de faible divergence (environ 8 minutes) et dont les longueurs d'ondes sont comprises entre 0,7 et 5 Å environ (fig. II.2). Son spectre a une forme totalement différente de celui des rayons X, émise par un générateur classique (fig. II.3) ; il est analogue au spectre du rayonnement synchrotron (46).

Fig. II. 2 -

Spectre du faisceau de neutrons
à la sortie du guide.

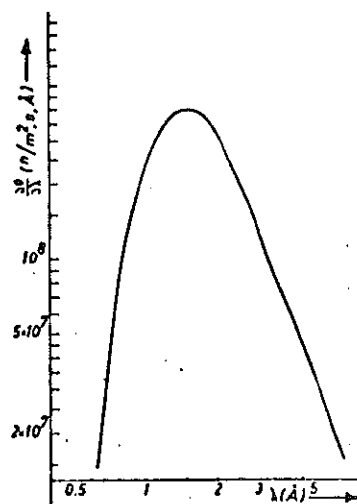
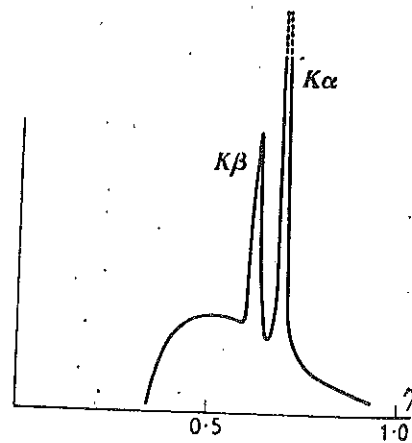


Fig. II.3 - Spectre de rayons X
émis par un générateur
classique.



A l'aide d'un premier cristal, appelé monochromateur, nous obtenons un faisceau monochromatique avec lequel nous illuminons l'échantillon à étudier (Fig. II.4). Nous procédons aux réglages de celui-ci comme aux rayons X.

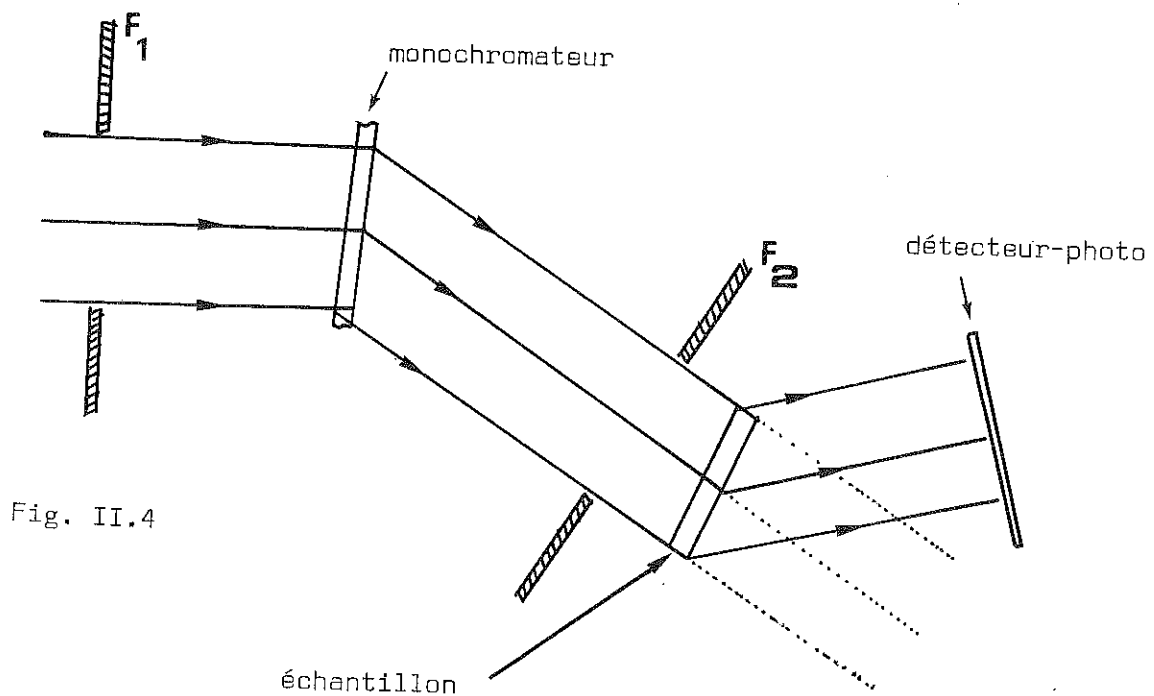


Fig. II.4

a) Sections : Si par l'intermédiaire de la fente F_2 (Fig.II.4), nous limitons le faisceau incident à une largeur nettement plus petite que l'épaisseur du cristal, de façon à ce que seuls les défauts situés sur le trajet de ce faisceau puissent donner lieu à des images directes, nous obtenons l'image d'une tranche de cristal. Schlenker, Baruchel et al (1975) (47) en faisant différentes sections topographiques sur un barreau de Fe-3 % Si de 20 mm de diamètre, ont mis en évidence les sous-joints et précipités situés dans une tranche sans la découper. Les sections ont été également employées par Tomimitsu et Doi (48) pour étudier le champ de déformation dans un cristal de Germanium comprimé à haute température. Maintenant, nous employons cette technique pour sélectionner les "bonnes" parties de cristaux bruts de croissance qui peuvent avoir des épaisseurs de quelques centimètres.

b) Topographie par projection : Si pour avoir une vue d'ensemble de l'échantillon, nous procédions comme aux Rayons X en translatant simultanément cristal et film, nous aurions des temps d'exposition très longs : de l'ordre du mois, ceci parce que le flux de neutrons que nous avons n'est pas très élevé.

Pour faire des topographies de tout le cristal, nous illuminons le cristal avec un faisceau assez large (la section droite du faisceau peut être d'environ 20 mm x 20 mm), ce qui nous oblige à éloigner le détecteur-photo pour éviter le faisceau transmis, perdant ainsi en résolution.

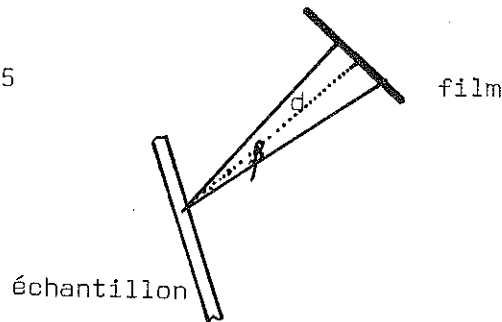
c) Le "détecteur-photo" que nous employons est constitué d'un film dentaire pour rayons X (Kodak Periapical Haute Définition) en contact avec une feuille de gadolinium qui agit comme convertisseur (η - β) ; il faut environ $8 \cdot 10^7$ neutrons par cm^2 pour une bonne exposition ; ceci nous amène à avoir des temps de pose de 1 à 3 jours dans la plupart des cas. Pour un film dentaire ultra-rapide, $2 \cdot 10^7$ neutrons par cm^2 suffisent pour une bonne exposition, mais la résolution est moins bonne qu'avec les films Haute Définition. Préalablement, nous faisons des topographies rapides, à mauvaise résolution, à l'aide d'une chambre Polaroid, équipée d'un scintillateur ZnS-LiF avec un film 3000 ASA (Les temps de pose sont alors de 5 à 15 minutes).

d) Résolution - Un facteur important dans les méthodes topographiques est la résolution ; ce paramètre nous détermine, en effet, la dimension de défauts que nous pouvons distinguer sur les images topographiques. Les paramètres qui interviennent sont la résolution du détecteur-photo, la largeur intrinsèque de l'image du défaut, la résolution instrumentale ρ_{inst} définie comme la dimension au niveau du détecteur du faisceau issu d'un point du cristal.

La résolution instrumentale est liée à la divergence β du faisceau transmis (Fig. II.5) par un point du cristal et à la distance d entre le cristal et le détecteur-photo, par la relation :

$$\rho_{\text{inst.}} = \beta d \quad (\text{II.1})$$

Fig.II.5



En ce qui concerne la divergence β il faut distinguer la divergence verticale et la divergence horizontale. La divergence verticale est peu modifiée par les reflexions de Bragg et doit être de l'ordre de la somme de la divergence du faisceau incident sur le monochromateur et de la mosaïque verticale du monochromateur. Par contre, la divergence horizontale a une expression plus compliquée ; elle dépend de la divergence α_0 du faisceau blanc incident, d'une éventuelle collimation α_1 entre monochromateur et l'échantillon (donnée par la fente F_2 de la fig. II.4), de la mosaïque du monochromateur η_m et des angles de Bragg du monochromateur θ_m et de l'échantillon θ_s . La formule donnée par Werner [49] peut s'écrire : (en considérant négligeable la mosaïque de l'échantillon) :

$$\frac{1}{\beta^2} = \frac{(1+2W)^2}{\alpha_0^2} + \frac{(1+W)^2}{\eta_m^2} + \frac{1}{\alpha_1^2} \quad (\text{II.2})$$

$$\text{où : } W = \frac{\epsilon_m}{\epsilon_s} \times \frac{\text{tg} \theta_m}{\text{tg} \theta_s}$$

$\frac{\epsilon_s}{\epsilon_m}$ vaut + 1 pour la disposition de l'échantillon par rapport au monochromateur de la fig. II.6 a
et - 1 pour celle de la fig. II.6 b

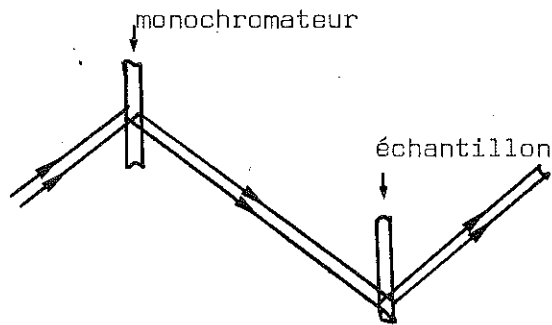


Fig. II.6 a

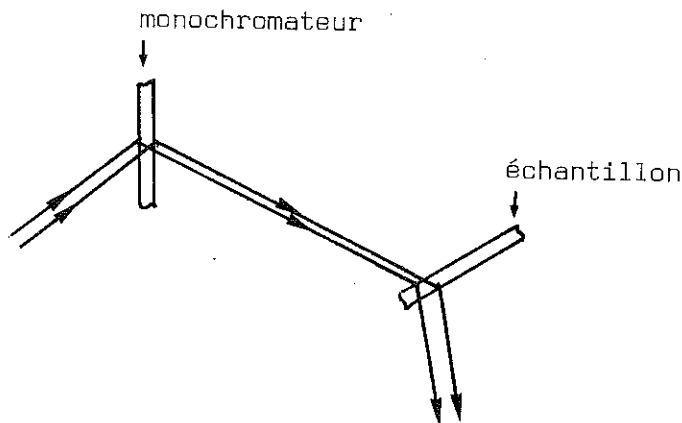


Fig. II.6 b

Schlenker et Baruchel (50) ont appliqué à la topographie aux neutrons (où il fallait tenir compte de la mosaïque du monochromateur) le traitement fait par Kohraet al (51) aux rayons X, qui consiste à employer les diagrammes de Du Mond pour obtenir une valeur approchée de la divergence horizontale.

En ce qui concerne la distance minimale d entre le cristal et le détecteur, qui permet d'éviter le faisceau transmis, elle dépend de l'angle de Bragg θ de la réflexion choisie, de la largeur t du faisceau employé, de la marge d'erreur m qu'on doit se donner (fig. II.7) et elle est donnée, dans le cas de Laue symétrique, par la relation :

$$d = \frac{t}{\operatorname{tg} 2\theta} + \frac{m}{\operatorname{tg} 2\theta} + \frac{t}{2} \operatorname{tg} \theta \quad (\text{III.3})$$

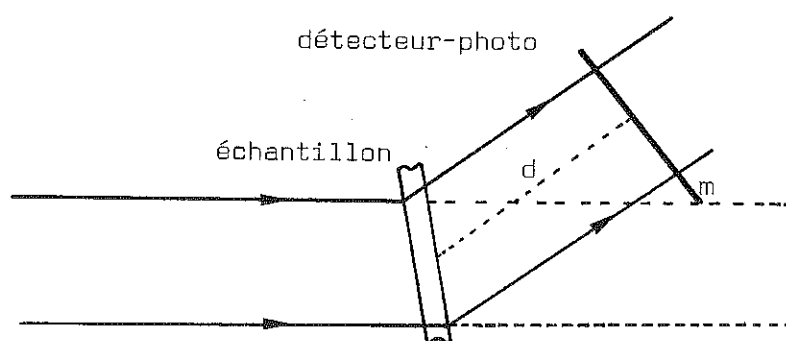


Fig.II.7

Les résolutions avec un monochromateur de 7' de mosaïque sont de l'ordre de 40 μm , on peut arriver à des résolutions théoriques d'environ 10 μm avec des monochromateurs plus parfaits (germanium de 10' de mosaïque par exemple), mais on sera dans ce cas amené à des temps de pose plus longs et de toute façon, on est limité par la résolution du détecteur. Le détecteur que nous employons (feuille de gadolinium avec film Kodak Periapical Haute Définition) a une résolution d'environ 15 μm (52).

e) Utilité et perspective - Etant donné que l'absorption des neutrons est, pour la plupart des matériaux, très faible et ne dépend pas du numéro atomique (elle vaut par exemple 0,003 cm^{-1} pour le plomb et 60 cm^{-1} pour le bore), la topographie aux neutrons permet l'étude des cristaux de quelques centimètre d'épaisseur, ce qui constitue un pas considérable par rapport à la topographie aux rayons X où l'épaisseur des cristaux étudiés est généralement de l'ordre de quelques centaines de microns.

Les largeurs théoriques des images directes des défauts sont inversement proportionnelles aux facteurs de structure (pour les dislocations, Authier (53)); comme ceux-ci sont généralement plus petits aux neutrons qu'aux rayons X, nous aurons des images plus larges dans les topographies aux neutrons, ce qui permet de les voir même si on a une moins bonne résolution qu'aux rayons X. Les premières expériences de mise en évidence de défauts individuels ont été faites par Schlenker, Baruchel, Petroff, Yelon (1974) (54) sur des cristaux de Fe-2,5 % Si et de germanium; par Malgrange, Petroff, Sauvage, Zarka, Englander (1976) (55) sur des plaquettes de quartz.

Un autre intérêt de la topographie aux neutrons est dans la visualisation directe des effets magnétiques à travers l'interaction du moment magnétique du neutron et des moments magnétiques atomiques ou de l'aimantation macroscopique

existant dans un domaine. Les premières études des domaines ferromagnétiques ont été faites par Schlenker, Shull (1973) (7) et par Schlenker, Linares-Galvez, Baruchel (1977) (56) en employant des neutrons polarisés.

Les domaines antiferromagnétiques ont été étudiés par Alperin, Brown Nathans, Pickart dès 1962 (57) ; par Ando, Hosoya (1972) (58) et Davidson, Werner, Arrott (1973) (59) pour le chrome et par Baruchel, Schlenker, Roth (1977) (60) sur l'oxyde de nickel.

Nous devons ajouter que la topographie magnétique est l'unique moyen de visualiser les domaines antiferromagnétiques à 180°.

Le domaine de la toponeutrographie est relativement neuf et si l'on pouvait obtenir des améliorations dans la résolution et dans le temps d'exposition, elle deviendrait une technique très utile pour l'étude des cristaux absorbants aux Rayons X et pour l'observation des effets magnétiques. Elle pourrait constituer un outil précieux pour les groupes de cristallogénèse.

2 . NEUTRONS POLARISÉS

Les différentes expériences décrites dans le quatrième chapitre ont été faites en employant des neutrons polarisés dans les états "+" et "-". Nous allons décrire l'obtention de neutrons polarisés et la technique que nous avons employée pour changer l'état de polarisation.

2.A. - Obtention de neutrons polarisés.

Considérons un échantillon ferromagnétique saturé, qui agira aussi comme monochromateur, illuminé par un faisceau de neutrons non polarisés, qui peut être considéré comme la somme de deux faisceaux totalement polarisés avec leurs spins antiparallèles et dans la direction de l'induction magnétique de l'échantillon. Dans une réflexion quelconque, ces deux faisceaux auront des facteurs de structure différents :

$$F_+ = F_N + |F_M| \quad F_- = F_N - |F_M| \quad (\text{II.4})$$

où F_+ est le facteur de structure du faisceau de neutrons polarisés parallèlement à l'induction magnétique,
et F_- celui des neutrons polarisés antiparallèlement à $\vec{B}$.

Dans le cas où l'induction magnétique est perpendiculaire au vecteur de diffraction, et en tenant compte de (I.16) et (I.17), les relations (II.4) deviennent :

$$F_+ = \sum_i (b_i + p_i) e^{2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_i} \quad (\text{II.5})$$

$$F_- = \sum_i (b_i - p_i) e^{2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_i} \quad (\text{II.6})$$

Pour obtenir des neutrons polarisés +, il suffira d'avoir $F_- = 0$, c'est-à-dire :

$$\sum_i b_i e^{2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_i} = \sum_i p_i e^{2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_i}$$

relation valable pour le cristal Co-8% Fe pour les réflexions 200.

Pour le cristal de l'alliage d'Heusler Cu_2AlMn pour les réflexions 111, on a

$$\sum_i b_i e^{2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_i} = -\sum_i p_i e^{2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_i} \quad (\text{II.7})$$

et nous aurons donc $F_+ = 0$ et on obtiendra des neutrons polarisés -, antiparallèlement à l'induction magnétique.

Pour les expériences décrites dans le chapitre IV, nous avons employé un cristal de l'alliage d'Heusler Cu_2AlMn de faible mosaïque (environ 28') et de réflectivité homogène pour que le faisceau qui arrive sur l'échantillon n'introduise pas de contrastes supplémentaires sur le cliché. Ce cristal nous a été fourni par Monsieur Perrier De La Bathie qui a mis au point la croissance de cristaux d'alliage de Heusler.

Le cristal était saturé magnétiquement à l'aide d'un circuit magnétique qui fournit un champ d'environ 2800 gauss.

Entre ce cristal, qui agissait donc comme monochromateur et polariseur, et l'échantillon, nous avons placé 2 plaques de ferriflex distantes de 23,7 cm (fig. II.7) qui créent un champ magnétique vertical servant de guide aux neutrons en les maintenant hors des influences parasites d'autres champs ou du champ terrestre lui-même.

2.B. - Renversement de l'état de polarisation.

Pour faciliter l'étude d'une configuration en domaines, il est souhaitable de faire des topographies avec deux états de polarisation, l'un renversé par rapport à l'autre, sans changer les autres paramètres. On est donc amené à renverser la polarisation du faisceau obtenu. La technique la plus employée est celle de "radio-fréquence" (61) ; nous avons choisi une autre technique beaucoup plus simple et qui donne des résultats satisfaisants, celle proposée par B. Van Laar, F. Maniawski, Mijnaerends (62), qui est une modification de celle proposée par Mezei (63). Elle consiste à placer entre les deux plaques de ferriflex une bobine à section rectangulaire, dite de "flipping", alimentée en courant continu, dont on peut régler l'orientation autour de la direction du faisceau (fig. II.8).

A l'intérieur de la bobine, le champ résultant sera la somme de $\vec{H}_B$, champ axial de la bobine et $\vec{H}_G$, champ guide fourni par les plaques de ferriflex. Nous

allons par la suite négliger le champ créé par la bobine à l'extérieur.

Les neutrons polarisés parallèlement à $\vec{H}_G$ trouveront, en rentrant dans la bobine, un champ subitement changé et ils précessionneront autour de ce champ $\vec{H}_P = \vec{H}_G + \vec{H}_B$ avec la fréquence de Larmor ω_L .

Si l'épaisseur de la bobine d et la valeur de $|\vec{H}_P|$ sont liées par la relation

$$d \frac{m\lambda}{h} \cdot \frac{2\gamma\mu}{h} |\vec{H}_P| = \pi \quad (\text{II.9})$$

les spins des neutrons tourneront de π autour de $\vec{H}_P$.

Si on règle l'orientation de la bobine de façon que le champ $\vec{H}_P$ soit à 90° de $\vec{H}_G$ (fig. II.9), la polarisation des neutrons sera, à la sortie de la bobine, antiparallèle à $\vec{H}_G$ et le faisceau aura donc sa polarisation renversée par rapport à son état initial.

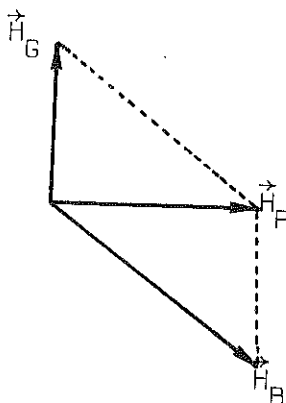


Fig. II.9

Cette méthode a l'avantage de permettre de renverser la polarisation de faisceaux de différentes longueurs d'onde sans modifier l'épaisseur de la bobine d . Pour cela il suffira de modifier la valeur de H_B de façon que la relation (II.8) soit toujours valable et de l'appliquer dans une direction telle que $\vec{H}_P$ soit perpendiculaire à $\vec{H}_G$; pour ceci, on tournera la bobine dans son plan.

Pour vérifier le renversement de polarisation, on est amené à analyser le faisceau ; nous avons employé un deuxième cristal d'alliage de Heusler magnétiquement saturé, placé en position de Bragg pour la réflexion 111. On mesure d'abord l'intensité I_1 , retranchée de son bruit de fond, obtenue sans mettre en marche le système de renversement du spin, et ensuite l'intensité I_2 , retranchée de son bruit de fond aussi, quand le système de renversement est en fonctionnement. Le rapport $R = I_1/I_2$, dit rapport de "flipping" donne une mesure de l'efficacité du renversement de la polarisation.

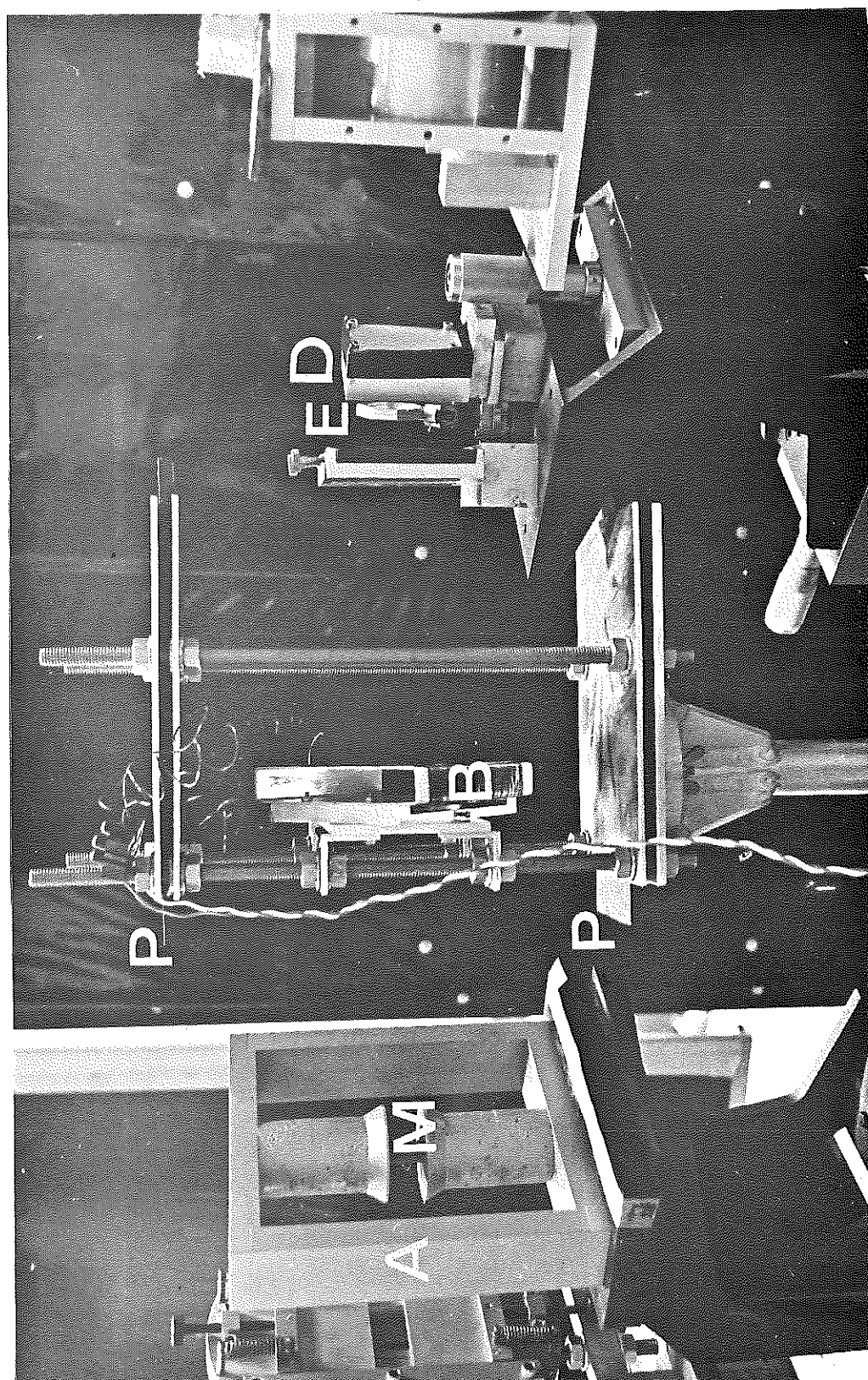


Fig. II.8 - Montage pour neutrons polarisés

A : Circuit magnétique

M : Monochromateur et Polariseur

P : Plaques de ferriflex

B : Bobines de "flipping"

E : Echantillon

D : Détecteur-photo

Nous avons obtenu des rapports R supérieurs à 60, ce qui indique que ce dispositif simple, qui peut se mettre en place instantanément sur un appareillage pour neutrons non polarisés, est satisfaisant.

Le champ magnétique H_G crée par les plaques de ferriflex à l'intérieur des bobines et à l'emplacement du faisceau était de 20 gauss. Nous avons choisi que le champ guide soit faible, environ 4 gauss, au niveau de l'échantillon, de manière à perturber le moins possible les domaines du cristal.

3 . TECHNIQUES MAGNETO-OPTIQUES

Les méthodes d'observation des domaines magnétiques que nous avons employées sont les méthodes topographiques aux rayons X et aux neutrons décrites précédemment et les méthodes magnéto-optiques qui utilisent directement l'effet de l'aimantation sur la lumière.

3.A. Effet Faraday

Considérons un cas simple : celui de deux domaines à aimantation anti-parallèle, normale à la surface de l'échantillon. Si nous envoyons sur cet échantillon un faisceau de lumière polarisé linéairement, la lumière se décompose en deux modes circulaires qui se propagent à des vitesses différentes : à la sortie du cristal il y aura une différence de phase qui se traduit par une rotation du plan de polarisation. D'après Dillon (3), la rotation de polarisation a la forme :

$$\theta = A(d, \rho) \frac{\vec{M} \cdot \vec{i}}{|\vec{M}|} \quad (\text{II.10})$$

$\vec{M}$: aimantation macroscopique

$\vec{i}$: vecteur d'onde de lumière incidente

A est une fonction de l'épaisseur traversée d

et du paramètre ρ du matériau et longueur d'onde.

Les deux domaines que nous considérons peuvent tourner la polarisation en sens inverse et donc si nous mettons un analyseur dans le faisceau transmis, on pourra obtenir un contraste net. Dans le cas où l'aimantation est parallèle à la surface, nous devons incliner notre échantillon pour que le produit $\vec{M} \cdot \vec{i}$ de la relation (II.10) ne soit pas nul. Nos résultats sont présentés au chapitre III. Il est évident que cette technique n'est utilisable que pour des cristaux suffisamment transparents à la lumière utilisée.

Etant donné que les grenats (dont le TbIG) sont transparents dans l'infrarouge, nous avons utilisé un convertisseur infra-rouge "Méopta", adapté sur notre microscope Leitz orthoplan.Pol.

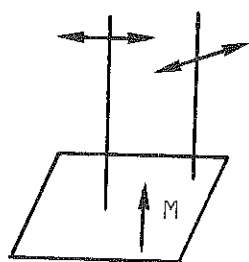
3.B.- Biréfringence linéaire : Effet Cotton Mouton

Dillon (64) a montré la possibilité d'observer un contraste entre domaines ,autres qu'à 180° , dont les aimantations sont dans le plan de l'échantillon et perpendiculaires au rayon lumineux. Cet effet est attribué à une anisotropie uni-axe induite . Ainsi, un faisceau de lumière polarisé linéairement se décompose en deux modes : l'un parallèle à l'induction macroscopique et l'autre perpendiculaire à celle-ci qui se propagent à des vitesses différentes. A la sortie, ils se recombinent pour donner une onde polarisée elliptiquement. Le contraste qu'on obtient dans ce cas dépend de la position angulaire de l'échantillon par rapport aux polariseurs croisés.

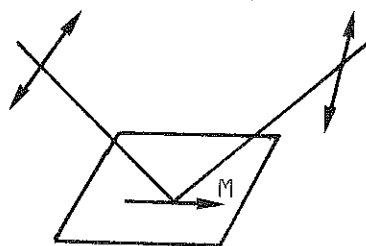
3.C. - Effet Kerr

L'effet Kerr (1) est basé sur la rotation de polarisation d'un faisceau lumineux réfléchi par un matériau ferromagnétique. Etant donné que l'épaisseur de matière aimantée qui interagit avec le faisceau est très faible, on a des rotations de polarisations faibles. On distingue trois géométries différentes (fig.II.10); nous avons employé celle où l'aimantation est dans le plan de surface de l'échantillon et où une composante non nulle de l'aimantation se trouve dans le plan d'incidence. Le sens de rotation de la direction de polarisation change avec le sens de M et nous pouvons donc obtenir un contraste entre domaines en plaçant dans le faisceau réfléchi un analyseur convenablement orienté.

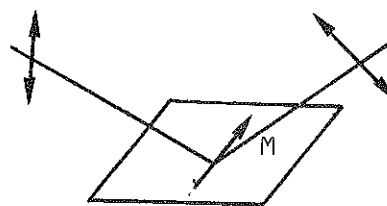
Fig. II.10.



effet Kerr polaire:
M normal à la
surface de l'échan-
tillon.



effet Kerr longitudinal:
M parallèle à la surface
de l'échantillon, et dans
le plan d'incidence.



effet Kerr transversal:
M parallèle à la surface
de l'échantillon, mais
normale au plan d'incidence.

CHAPITRE III.

ETUDE PAR TOPOGRAPHIE AUX RAYONS X DU TbIG.

1. Propriétés cristallographiques des grenats

Le ferrite grenat de terbium : TbIG (Terbium Iron Garnet) appartient à la famille des cristaux appelés grenats découverts en 1955 (Bertaut, Forrat 1956) (8). Leur formule générale est $T_3M_5O_{12}$ où : T est soit une terre rare (Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu) soit l'yttrium ; M est l'ion Fe^{3+} pour les composés ferrimagnétiques ou Ga^{3+} , Al^{3+} pour les composés paramagnétiques. Au-dessus de Tc, ils sont cubiques centrés : leur structure correspond au groupe d'espace $Ia\bar{3}d$ (O_h^{10}). La maille élémentaire contient huit groupements $T_3M_5O_{12}$:

16 ions M^{3+} sur des sites 16 a
24 ions M^{3+} sur des sites 24 d
24 ions T^{3+} sur des sites 24 c
96 ions O^{2-} sur des sites 96 h

Le paramètre de la maille est compris entre 12.2 Å et 12.6 Å, il est de 12,436 Å pour le TbIG.

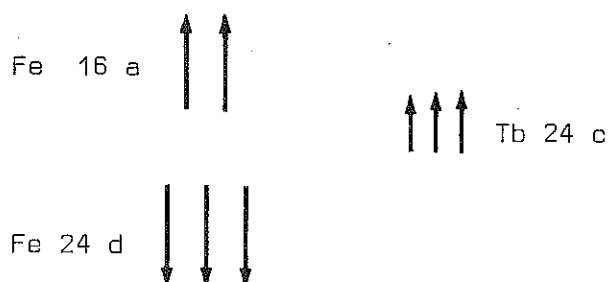
Bien entendu, il apparaît, au-dessous de la température d'ordre, une distorsion rhomboédrique qui est, à température ambiante, très faible. Cette déformation, liée à la magnétostriction, a été détectée par diffraction des rayons X aux grands angles, à basse température, sur poudres, par F. Sayetat (65).

L'élaboration de monocristaux se fait essentiellement par la méthode de flux (66) et par la méthode de TbIG (67). Dans la méthode de flux, les mélanges d'oxydes qui donneront lieu aux grenats sont additionnés d'un solvant contenant du plomb (en général PbO et PbF_2). La température de fusion de mélange est ainsi abaissée à 1350° au lieu de 1850°C.

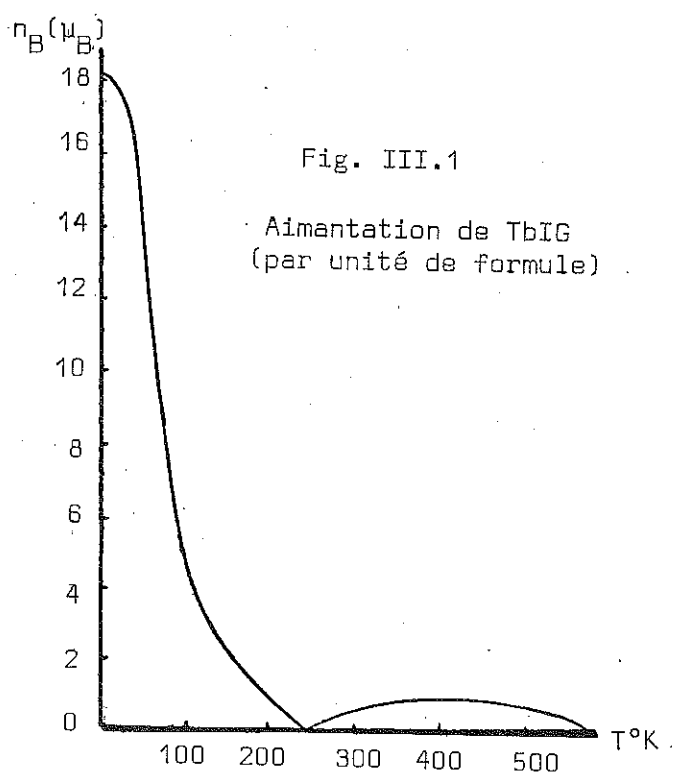
2. Propriétés magnétiques du TbIG

Le TbIG est un ferrimagnétique contenant trois sous-réseaux porteurs d'ions magnétiques. Un sous-réseau portant des ions Fe^{3+} de configuration $3d^5$ dans les sites a, le deuxième sous-réseau portant aussi des ions Fe^{3+} mais sur le site d et un troisième sous-réseau d'ions Tb^{3+} de configuration $4f^9 5s^2 5p^6 6s^2$. Ces trois ions porteurs de moments donnent lieu à 6 types d'interactions dont les interactions

entre les ions Fe du site a et les ions Fe du site d sont les plus fortes et de signe négatif, d'où un fort couplage antiferromagnétique entre ces ions. Les ions Tb^{3+} sont couplés antiparallèlement au moment résultant du fer :



La résultante de tous les moments donne une composante ferromagnétique. Etant donné que la variation par rapport à la température des moments de chaque sous-réseau n'est pas la même, il existe une température, appelée température de compensation, pour laquelle la résultante des moments est nulle. Ceci se produit dans le cas du TbIG à $T_c = 246^\circ K$. La figure III.1 représente l'aimantation du TbIG, en fonction de la température dans le domaine ferrimagnétique



A température ambiante, les moments magnétiques sont dans les directions de facile aimantation : les axes $\langle 111 \rangle$. Au dessous de $15^\circ K$, les moments magnétiques du Tb sont répartis sur un cône d'axe $\langle 111 \rangle$ et de demi-angle d'ouverture de 30° (68), l'aimantation étant toujours suivant les axes $\langle 111 \rangle$.

Pour notre étude, nous avons choisi un échantillon de TbIG, taillé selon (110), contenant donc quatre directions de facile aimantation : $\pm [1\bar{1}\bar{1}]$ et $\pm [111]$. On devrait s'attendre, si notre cristal était parfait, à l'existence d'une structure de domaines semblable à celle montrée dans la figure III.2. Or, comme nous le verrons au paragraphe III.4, nous n'avons pas trouvé ce type de configuration de domaines. Nous croyons que ceci est dû, d'une part au grand effet perturbateur des bandes de croissance et, d'autre part, à l'anisotropie de croissance (10) qui favorise d'autres directions de facile aimantation que celles contenues dans la surface.

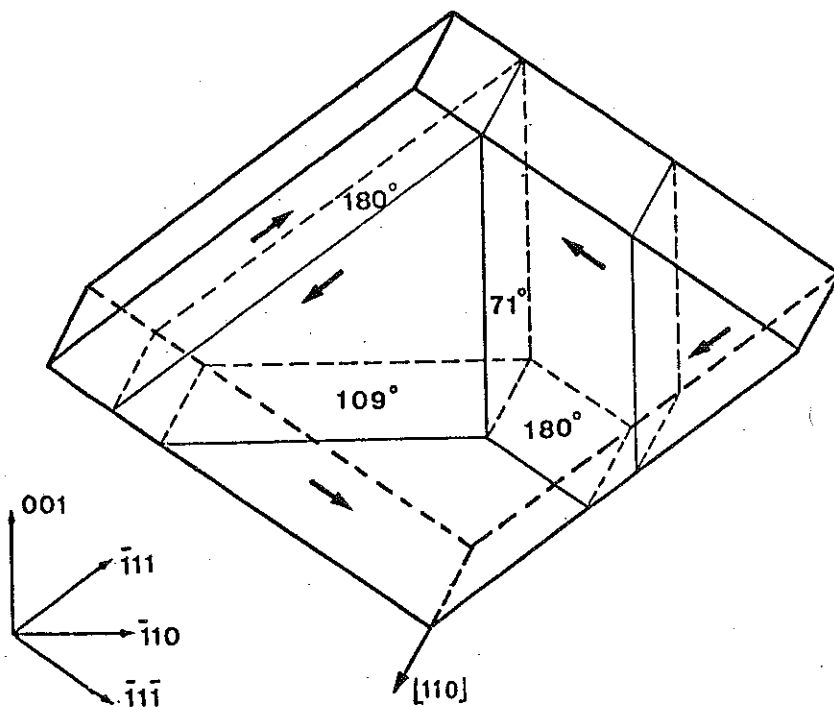


Fig. III. 2: Exemple de configuration des domaines dans un cristal parfait de surface (110) du TbIG.

La paroi 71° sépare des domaines dont les aimantations font un angle d'environ 71° ($[1\bar{1}\bar{1}]$ et $[111]$) par exemple.

La paroi 109° sépare des domaines dont les aimantations font un angle d'environ 109° ($[1\bar{1}\bar{1}]$ et $[111]$) par exemple.

3. Présentation des expériences

L'échantillon de TbIG de surface (110) que nous avons étudié nous a été aimablement prêté par A. Mathiot du Département de Métallurgie du C.E.N.G. et provient de la même tranche qu'une lame qu'il a employée pour l'étude de la variation de la structure en domaines et du contraste en fonction de la température (11).

Les figures III.3 montrent ceci ; nos conventions d'orientation sont représentées sur la figure III.4

Ce cristal était initialement assez épais (environ 280 μm) ; nous avons réduit son épaisseur par un polissage mécanique, suivi d'une attaque chimique dans un mélange de 50 % H_3PO_4 , 50 % HNO_3 pendant 20 minutes à 120°C. L'épaisseur finale de l'échantillon était de 150 μm , ce qui nous amenait à des temps de pose de 2 jours pour 4 mm de translation sur notre générateur classique HILGER de 120 watts de puissance.

Toute la partie principale du travail a été faite par topographie aux rayons X. Pour cela, l'échantillon était collé à un porte-échantillon qui était monté dans un dispositif représenté sur la figure III.5, comportant également deux bobines qui, reliées à une alimentation stabilisée en courant, créaient un champ magnétique réglable. Le dispositif nous permettait de tourner l'ensemble échantillon et bobines pour réaliser, sur chaque configuration des domaines, les différentes réflexions nécessaires à son étude.

Nous présenterons nos expériences dans leur ordre chronologique. Comme, au départ, nous ne disposions pas d'un convertisseur infrarouge, nous n'avons pas pu faire de l'effet Faraday parce que notre cristal était trop peu transparent dans le visible. Nos premiers résultats ont été obtenus par topographie aux rayons X uniquement. Nous avons à ce moment-là élaboré nos modèles (69). Après avoir achevé les expériences aux rayons X, nous avons procédé, pour confirmer ces modèles, à l'étude de l'échantillon par effet Faraday au Laboratoire de Minéralogie et Cristallographie, Université Paris VI (nous remercions M. Cervelle et M. Petroff pour leur accueil), mais nous n'avons pas obtenu de bonnes photos parce que l'état de surface de l'échantillon (attaqué chimiquement après polissage mécanique) n'était pas adéquat pour des expériences optiques.

Après un polissage au Syton, la surface était optiquement bonne, mais elle n'était plus adaptée pour la topographie aux rayons X à cause de l'existence de rayures fortement visibles sur les topographies, bien qu'invisibles optiquement. Nous avons d'abord pu visualiser la structure en domaines par effet Faraday à l'aide d'un microscope Meopta équipé d'un convertisseur infrarouge dans le service de M. Schaub, que nous remercions pour son aide et accueil au C.E.N.G.

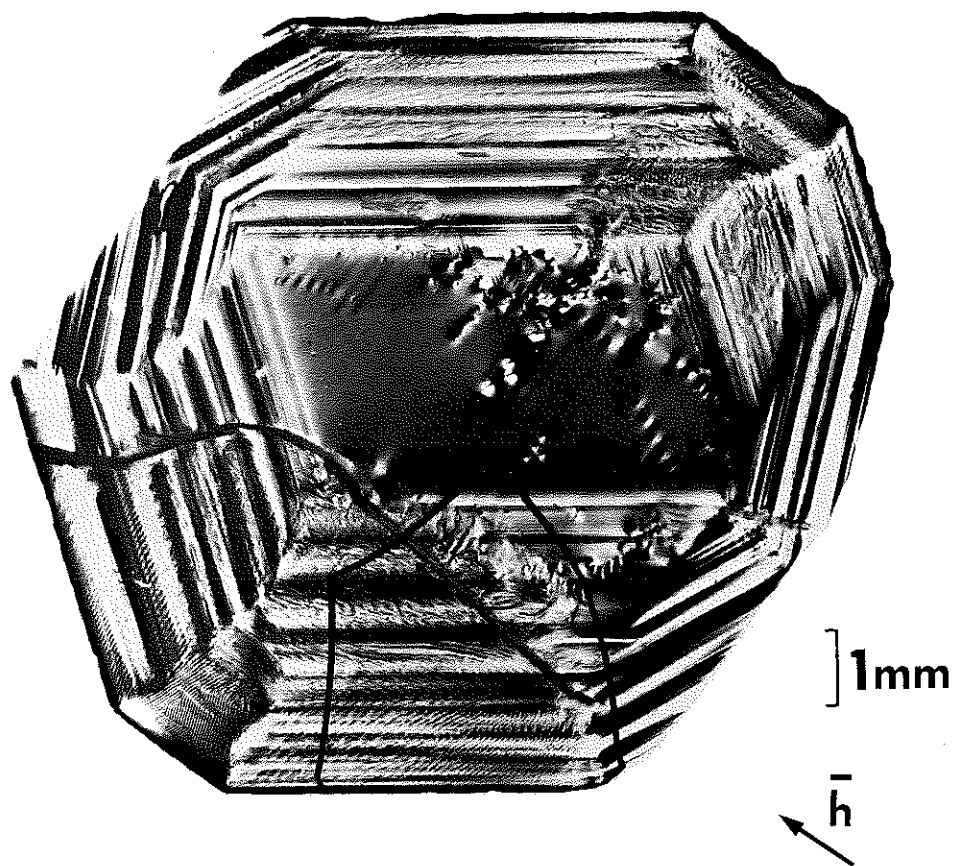


Fig.III. 3 - Topographie $880 \text{ MoK}\alpha_1$ de la lame du TbIG (A.Mathiot)
d'où provient le cristal que nous avons étudié
(celui-ci est montré dans le bas de la photo).

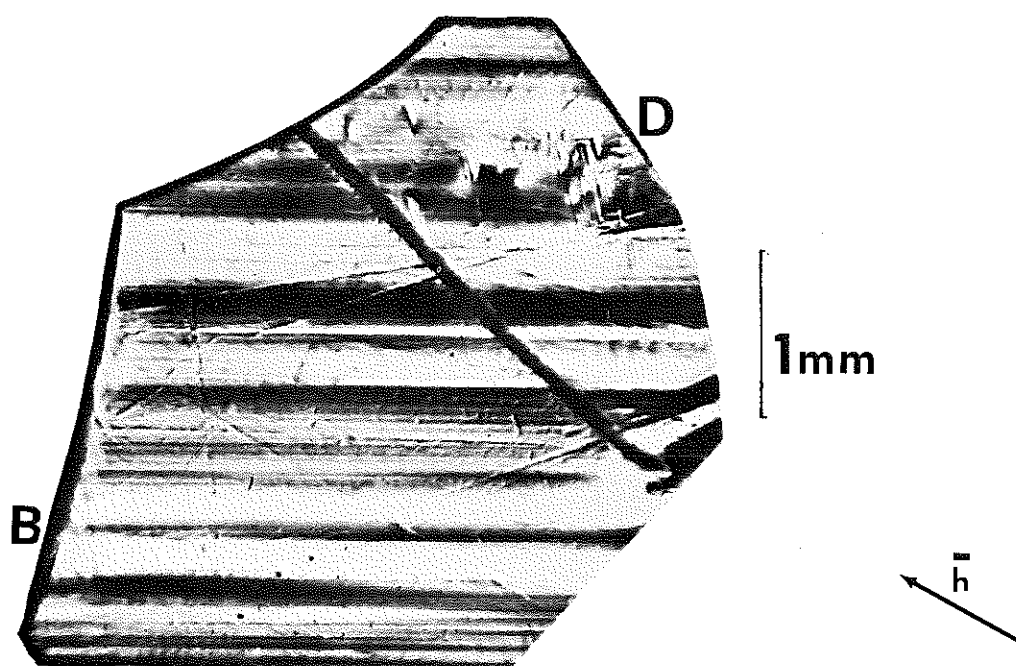


Fig. III.6 - Topographie de la lame (110) de TbIG pour la radiation $K\alpha_1 Ag$.

B : bande de croissance.

D : dislocations.

$\vec{h}$: vecteur de diffraction.

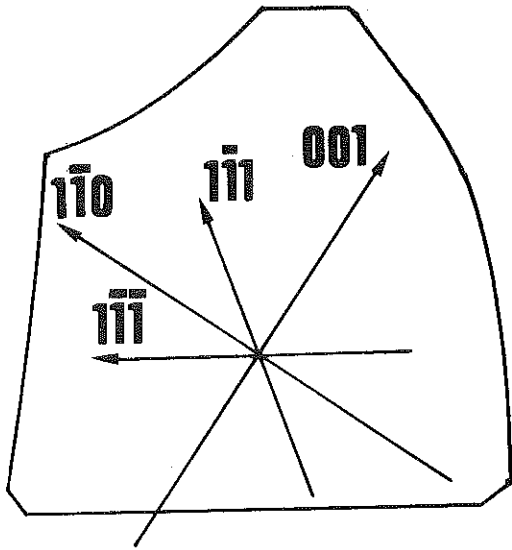


Fig.III.4 - Conventions d'orientation de la lame (110) du TbIG.

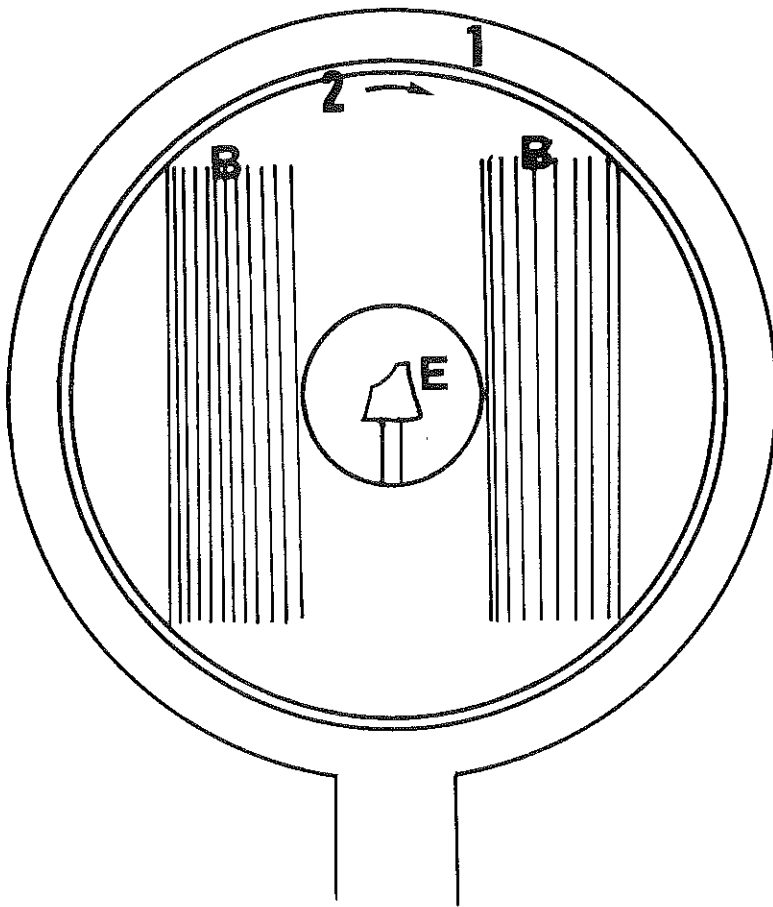


Fig.III.5 - Dispositif employé pour l'étude des domaines en fonction du champ appliqué.
L'ensemble 2, contenant les bobines (B) et l'échantillon (E) peut tourner par rapport à 1.

Les photos d'effet Faraday montrées ici ont été obtenues sur notre microscope Leitz sur lequel on a adapté un convertisseur infrarouge "Meopta" que nous avons alors acquis.

4. Visualisation des défauts cristallins.

Les principaux défauts cristallins que nous avons observés dans notre échantillon étaient les bandes de croissance qui sont observées dans la plupart des grenats (11).

L'origine physique de ces défauts plans n'est pas encore bien comprise; on suppose qu'ils sont liés à des variations locales du taux d'impuretés qui entraînent une variation du paramètre dans la direction de croissance $\vec{\beta}$ (70). La déformation $\vec{u}$ associée aux bandes de croissance est parallèle au vecteur $\vec{\beta}$ et donc ces types de défauts ne seront pas visibles pour des topographies où le vecteur de diffraction $\vec{h}$ est dans les plans de croissance. En effet, dans ce cas, on aura une variation de l'écart à l'incidence de Bragg $\delta(\Delta\theta) = 0$ d'après la relation (I.15).

Les bandes de croissance étant dans les plans de croissance permettent de reconstituer en partie l'histoire du cristal.

De la même façon que les fautes d'empilement, quand les bandes de croissance sont inclinées, elles donnent lieu, dans le faisceau diffracté à un système de franges dont la périodicité t est égale à (18, 71, 43) :

$$t = \frac{\Lambda}{\text{tg } \alpha} \quad \text{III.1}$$

où α est l'angle entre le défaut plan et la surface de l'échantillon
 Λ est la longueur de solution pendulaire

La figure III.6 représente une topographie 880 où on voit les bandes de croissance (comparer avec la figure III.17 où les bandes de croissance sont éteintes). Elles sont parallèles sur presque toute la surface parce que notre échantillon provient d'un même secteur de croissance du cristal.

D'après une reconstitution de faces cristallines originales et les sections topographiques que nous avons faites, les bandes de croissance sont parallèles à (011), c'est-à-dire à 60° par rapport à la surface.

Dans la partie supérieure droite de la topographie, nous observons quelques dislocations (D). Dans aucune des trois réflexions 444, 880, 008 utilisées, nous n'avons obtenu leur extinction complète.

Nous observons aussi une bande noire (C) le long d'une direction presque parallèle à $(1\bar{1}0)$; nous n'avons pas bien compris ce qu'elle représente. Les sections que nous avons faites ne nous éclairent pas sur ce point. En regardant au microscope, par transmission, nous observons toute une série de points à l'emplacement de la bande noire. Les limites de cette bande de points sont visibles par réflexion sur l'une ou l'autre face du cristal, ce qui indique que ce "défaut" plan est incliné par rapport à la surface du cristal.

5. Etude topographique de l'évolution de la configuration des domaines en fonction du champ appliqué.

Linares, Schlenker, Mathiot (69).

Nous avons employé les trois réflexions de plus grand facteur de structure du TbIG pour diminuer le temps de pose : $8\bar{8}0$, 008 et $4\bar{4}\bar{4}$. La réflexion $4\bar{4}\bar{4}$ permet en plus d'éteindre les bandes de croissance et donc de voir plus clairement la configuration des domaines. Nous avons appliqué le champ magnétique dans une direction de facile aimantation $[1\bar{1}\bar{1}]$ qui est contenue dans la surface (110) de l'échantillon.

Etant donné que la visualisation des parois dépend de la variation à l'écart de l'incidence de Bragg $\delta(\Delta\theta)$, nous avons calculé ce paramètre pour différentes parois ; nos résultats sont exposés dans le tableau III.1 où nous indiquons aussi les traces de ces parois sur le plan (110) .

Les figures III.7 et III.8 représentent des topographies $4\bar{4}\bar{4}$ et $8\bar{8}0$ faites sans champ appliqué (les vecteurs de diffraction $\vec{h}$ sont indiqués sur les figures).

Nous observons ici une structure "vermiculaire" qui est souvent trouvée dans les grenats magnétiques (11). Les domaines dans ce type de structure sont aimantés suivant des directions non contenues dans la surface et ils peuvent être séparés par diverses parois dont les traces sur la surface n'ont pas de relation simple avec les axes cristallographiques. L'existence de ces domaines peut être due à la perturbation créée par les bandes de croissance ou aussi à une possible existence d'anisotropie de croissance dans cet échantillon. Nous n'observons aucun contraste dû à des domaines dans la partie gauche ; les études postérieures par effet Faraday montrent que dans ces régions, nous avons des domaines à 180° dont les aimantations sont dans les directions $\pm [1\bar{1}\bar{1}]$.

Avec un champ appliqué de 13 gauss (figs. III.9, III.10, III.11), une partie des domaines vermiculaires disparaissent et des parois $(1\bar{1}0)$ (de trace $[001]$) séparant des domaines aimantés suivant des directions $[1\bar{1}\bar{1}]$ et $[1\bar{1}1]$ font leur apparition dans divers endroits du cristal ; elles ne sont pratiquement pas visibles sur la topographie $00\bar{8}$. Nous observons aussi diverses parois de traces $[1\bar{1}1]$.

Les figures III.12, 13, 14 ont été faites avec un champ de 33 gauss. Nous observons ici essentiellement des parois $(1\bar{1}0)$ vers deux bords du cristal. Sur le bord inférieur et entre les parois $(1\bar{1}0)$, on voit des domaines ayant une paroi de trace $[1\bar{1}1]$. Nous nous sommes attachés à l'étude de cette structure. Une structure semblable, située plus au bord du cristal, se rencontre quand le champ appliqué est de 48 gauss (Figs. III.15, 16). Enfin, la Fig. III.17 montre le cristal saturé sous un champ de 115 gauss.

La figure III.18 est un agrandissement d'une partie de la figure et représente une configuration très particulière des domaines ; il s'agit de domaines d'allure triangulaire alignés dans la direction $[1\bar{1}\bar{1}]$ et situés entre des parois $(1\bar{1}0)$. Ils ont toujours été trouvés alignés sur la même ligne même après avoir désaimanté l'échantillon dans diverses directions et même après avoir refait un polissage au Syton. Ceci indique que ces domaines sont fortement liés à une certaine caractéristique du cristal, que nous croyons être une bande de croissance. La topographie $8\bar{8}0$ (Fig. III.14) montre bien ceci.

En effet, ici nous observons les parois de traces $[1\bar{1}1]$ à l'intérieur des bandes de croissance. Sur cette topographie, les parois principales $(1\bar{1}0)$ sont légèrement visibles.

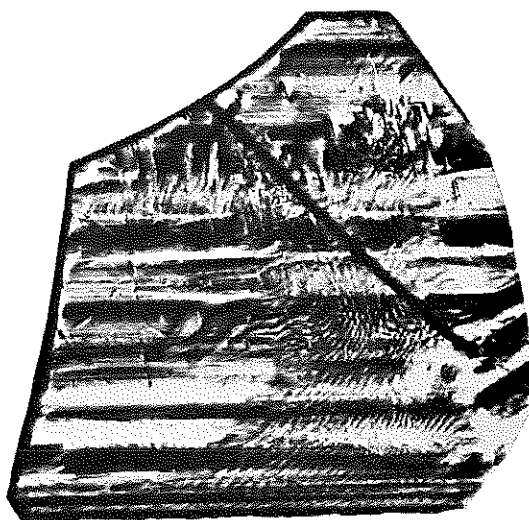
Le schéma des domaines principaux correspondant à la Fig. III.18 est représenté sur la Fig. III.19. En ce qui concerne les domaines alignés selon $[1\bar{1}\bar{1}]$ situés entre les parois $(1\bar{1}0)$, nous proposons le modèle de la Fig. III.20 ; il s'agirait d'un domaine en forme de pyramide, où l'aimantation est suivant $[1\bar{1}\bar{1}]$, situé à l'intérieur du domaine principal d'aimantation $[1\bar{1}\bar{1}]$ et limité par des parois $(1\bar{1}0)$ (ACD sur la Fig. III.20), (011) (ABC sur la Fig. III.20) et $(0\bar{1}1)$ (ABD sur la Fig. III.20). Ces deux dernières parois font un angle de 60° avec la surface et ont des comportements élastiques différents. D'après ce que nous avons exposé dans le paragraphe I.2.C., nous trouvons que la paroi (011) , séparant des domaines aimantés selon $[1\bar{1}\bar{1}]$ et $[1\bar{1}1]$, ne crée pas de contraintes à longue distance et qu'elle introduit une variation à l'écart de l'incidence de Bragg non nulle ; elle doit donc être visible par topographie aux rayons X. Comme elle est inclinée, nous observons



$\bar{h}$

Fig.III.7 - Topographie $4\bar{4}\bar{4}$ du TbIG
pour $\text{AgK}\alpha_1$, sans champ appliqué.

1mm



$\bar{h}$

Fig.III-8 - Topographie $8\bar{8}0$ du TbIG
pour $\text{AgK}\alpha_1$, sans champ appliqué.

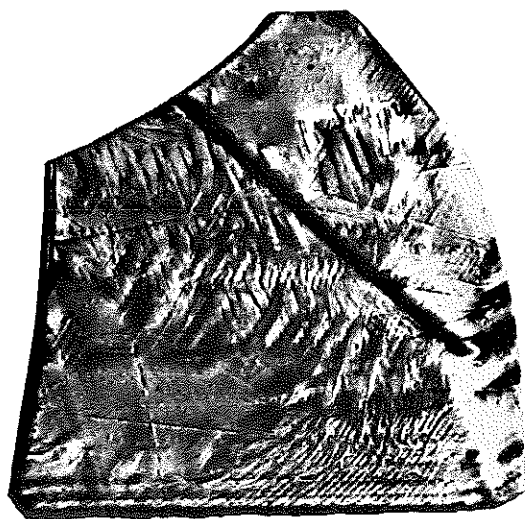


Fig.III.9 - Topographie $4\bar{4}\bar{4}$ - $\text{AgK}\alpha_1$
avec un champ appliqué $\mathbf{H} = 13$ gauss
suivant $[1\bar{1}\bar{1}]$

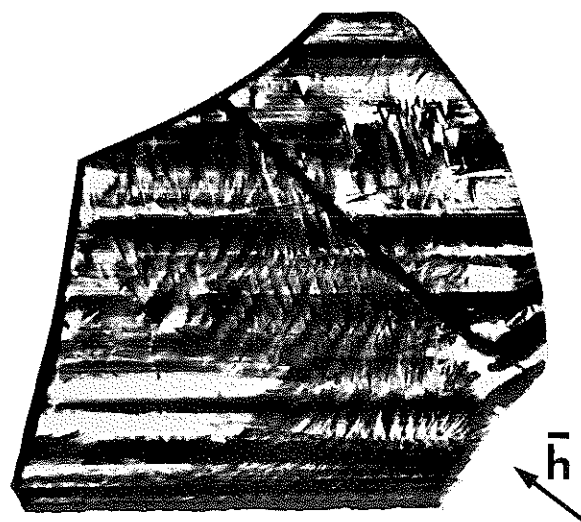


Fig.III.10 - Topographie $8\bar{8}0$ - $\text{AgK}\alpha_1$
 $\mathbf{H} = 13$ gauss.

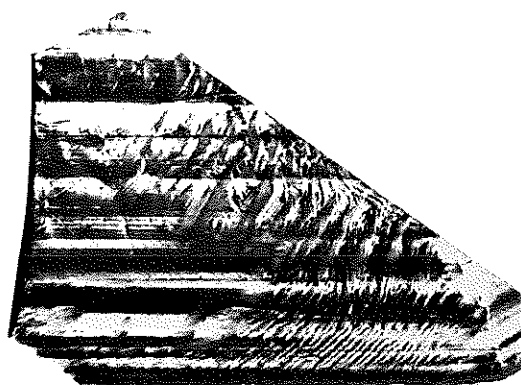
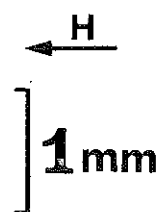


Fig. III.11 - Topographie $00\bar{8}$ - $\text{AgK}\alpha_1$
 $\mathbf{H} = 13$ gauss.

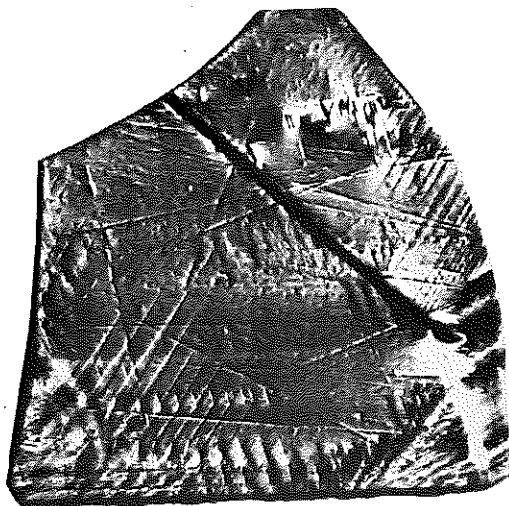


Fig. III.12 - Topographie $4\bar{4}4\text{-AgK}\alpha_1$
 $H = 33$ gauss.

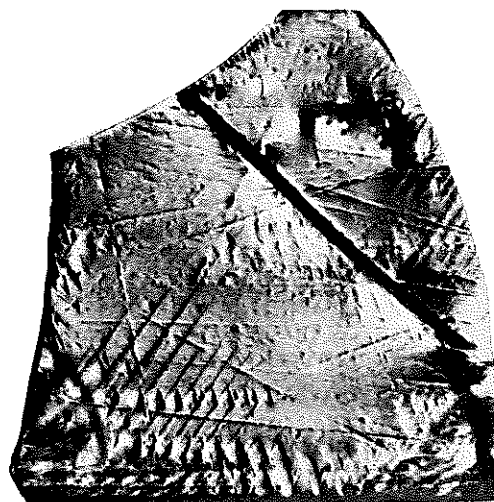


Fig. III.13 - Topographie $\bar{4}44\text{-AgK}\alpha_1$
 $H = 33$ gauss.

$\overleftarrow{H}$
 $\left. \vphantom{\overleftarrow{H}} \right\} 1\text{mm}$

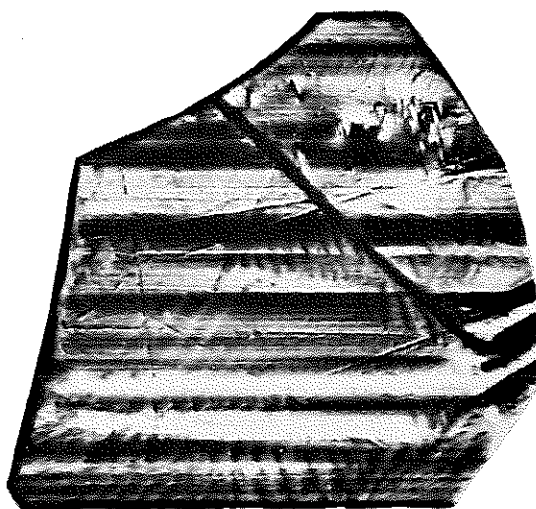
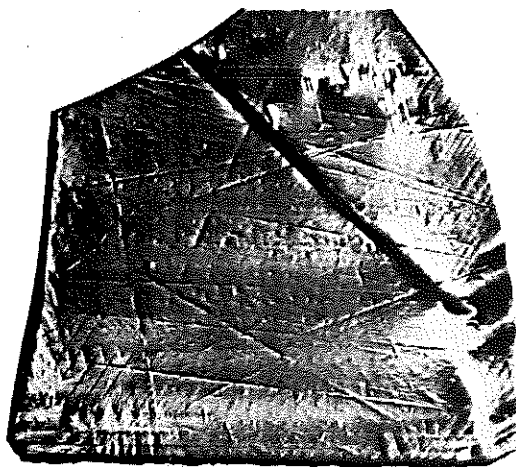


Fig. III.14 - Topographie $8\bar{8}0\text{-AgK}\alpha_1$
 $H = 33$ gauss.



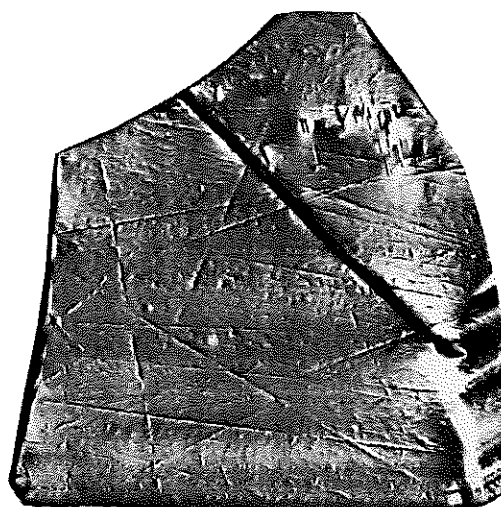
$\overleftarrow{h}$

Fig III.15 - Topographie $4\bar{4}\bar{4}-AgK\alpha_1$
H= 48 gauss



$\overrightarrow{h}$

Fig. III.16 - Topographie $\bar{4}44-AgK\alpha_1$
H= 48 gauss



$\overleftarrow{H}$
1 mm

$\overleftarrow{h}$

Fig. III.17- Topographie $4\bar{4}\bar{4}-AgK\alpha_1$
Cristal saturé magnétiquement.

TABEAU III.I

Valeurs de $\delta(\Delta\theta)$ pour quelques parois (pour $\text{AgK}\alpha_1$).

Parois	$\delta(\Delta\theta)$ pour les réflexions			Trace sur surface (110)
	$\bar{4}\bar{4}4$	$\bar{8}\bar{8}0$	$00\bar{8}$	
$(\bar{1}\bar{1}0)$ séparant domaines $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ et $[\bar{1}\bar{1}1]$	$0,21 \lambda_{111}$	0	0	$[001]$
$(\bar{1}\bar{1}\bar{2})$ séparant domaines $[\bar{1}\bar{1}1]$ et $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	0	0	0	$[\bar{1}\bar{1}1]$
$(0\bar{1}1)$ séparant domaines $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ et $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	0	0	0	$[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$
(011) séparant domaines $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ et $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	$1,02 \lambda_{111}$	$1,26 \lambda_{111}$	0	$[\bar{1}\bar{1}1]$

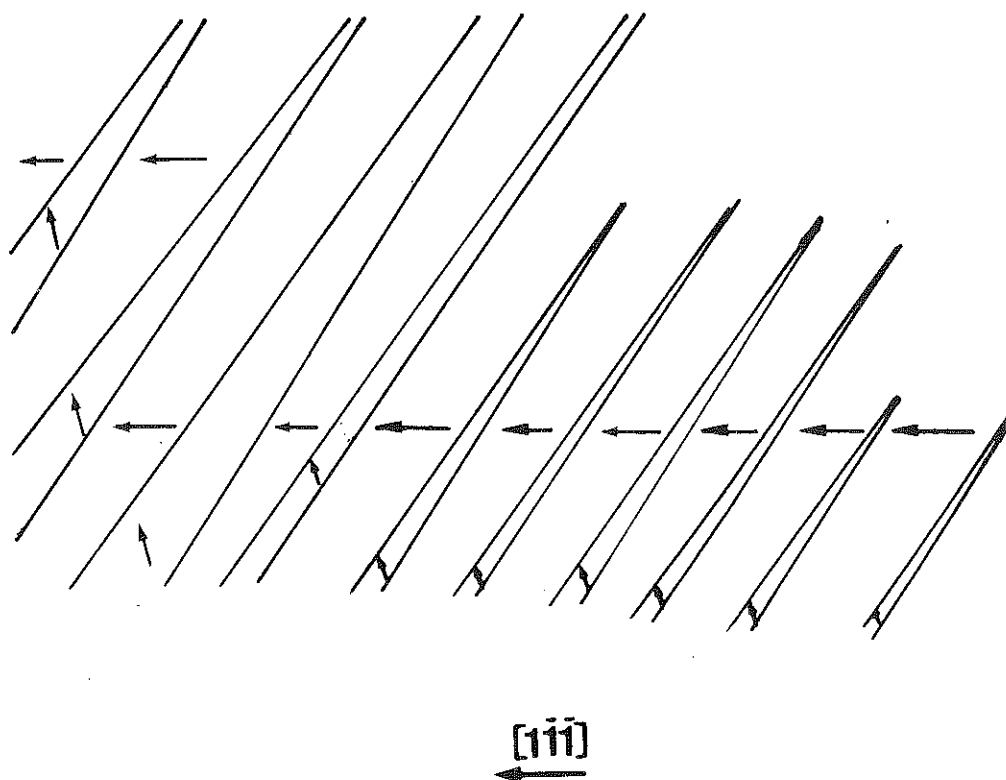


Fig. III.19 - Schéma des domaines principaux de la Fig. III.18

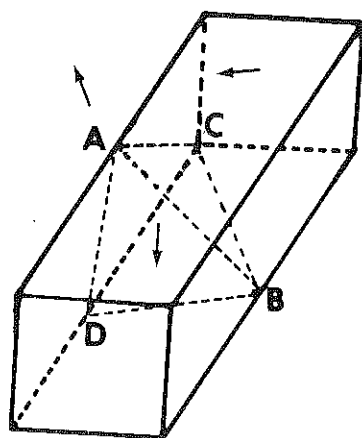
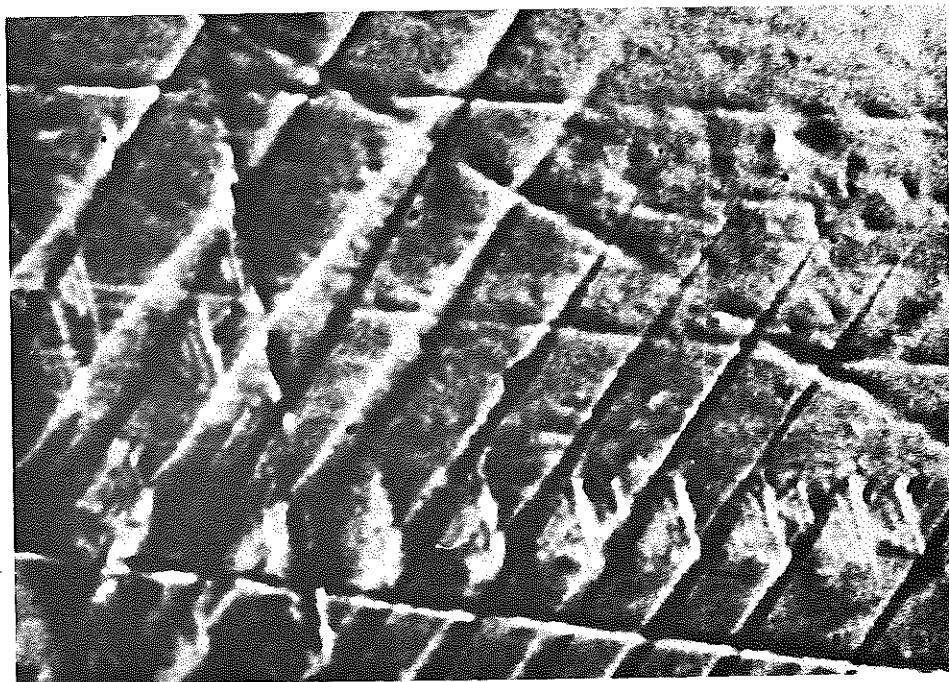


Fig. III.20 - Modèle proposé pour les domaines alignés suivant $[1\bar{1}\bar{1}]$.



1mm

$\bar{h}$



Fig.III.18 - Agrandissement de la partie de la Fig.III.12
où se trouvent les domaines alignés suivant $[1\bar{1}\bar{1}]$.

des franges qui constituent les "lignes de niveau" de cette paroi (43). La période de solution pendulaire pour la réflexion $AgK\alpha$ $4\bar{4}\bar{4}$ est $29,4 \mu m$ et, d'après la relation (III.1), on doit s'attendre, pour une paroi inclinée de 60° par rapport à la surface, à une interfrange de :

$$t = \frac{29,4 \mu m}{\text{tg}60^\circ} = 17 \mu m$$

ce qui est en accord avec l'expérience.

Quant à la paroi $(0\bar{1}1)$, nous avons vu au paragraphe (I.24) que, si elle était infinie, elle n'introduirait pas de variation de l'écart à l'incidence de Bragg $\delta(\Delta\theta)$ et que, par conséquent, elle ne serait pas visible par topographie aux rayons X ; elle créerait des contraintes à longue distance. Dans notre modèle, cette paroi est limitée par les surfaces qui introduiront des phénomènes de relaxation faisant ainsi concentrer les contraintes au niveau de la paroi essentiellement.

Cette paroi coïncide avec la bande de croissance et nous pouvons nous attendre à une interaction élastique entre la paroi et la bande de croissance pour une compensation de contraintes, ce qui expliquerait cette configuration de domaines très particulière .

Les résultats de l'effet Faraday confirment l'existence, dans cette configuration des domaines, d'une composante de l'aimantation perpendiculaire à la surface. Nous devons cependant noter que notre modèle est assez grossier et que cette situation qui comporte à la fois des contraintes inhomogènes et des répartitions de charges magnétiques, est assez compliquée.

6. Etude de la configuration des domaines par effet Faraday.

Nous présenterons seulement trois photos, l'une concernant une partie de l'échantillon, en l'absence de champ magnétique, et les autres quand on a appliqué un champ de 15 et 35 gauss respectivement. Ceci parce que les photos ne sont pas encore bonnes ; en effet, nous ne disposons pas de bon polariseurs à l'infrarouge, ceux que nous employons introduisent probablement de la diffusion parasite. La partie de l'échantillon photographiée est montrée sur le schéma III.24 .

Pour favoriser le contraste, nous inclinons légèrement l'échantillon par rapport à la normale à la direction du faisceau (voir paragraphe II.3.). Sans champ appliqué, nous observons, comme aux rayons X, des domaines vermiculaires, mais, en plus, par cette technique, nous voyons des domaines à 180° dans la région

photographiée (Fig.III.21). Les aimantations dans ces domaines sont $[1\bar{1}1]$ et $[\bar{1}1\bar{1}]$. Nous avons toujours trouvé ce même type de configuration de domaines à 180° même après avoir désaimanté; or, sans champ appliqué, les aimantations $^+ [1\bar{1}1]$ et $^+ [\bar{1}1\bar{1}]$ sont équivalentes. Il est donc probable qu'il existe une anisotropie de croissance favorisant l'aimantation $^+ [1\bar{1}1]$.

Nous devons aussi remarquer que certaines parois à 180° sont floues, ce qui indique probablement qu'elles sont, dans ce cas, inclinées.

Au fur et à mesure que nous appliquons le champ suivant $[1\bar{1}\bar{1}]$, nous constatons d'une part que le volume des domaines $[1\bar{1}1]$ augmente au détriment de ceux d'aimantation $[\bar{1}1\bar{1}]$ et d'autre part, qu'il apparaît des domaines aimantés suivant $[1\bar{1}\bar{1}]$ qui forment avec les domaines $[1\bar{1}1]$ des parois $(1\bar{1}0)$ de trace $[001]$.

Sous un champ appliqué de 15 gauss, nous observons (Fig.III.22) des parois à 71° $(1\bar{1}0)$ et à 180° $(1\bar{1}\bar{2})$.

En augmentant le champ appliqué, nous observons une division des domaines $[1\bar{1}\bar{1}]$ avant leur disparition. En même temps, nous constatons l'apparition de la structure (Fig. III. 23) que nous avons étudiée aux rayons X : des petits domaines situés à l'intérieur des domaines $[1\bar{1}\bar{1}]$, alignés selon $[1\bar{1}\bar{1}]$ et se produisant toujours au même endroit du cristal.

Différentes observations, en variant l'inclination de l'échantillon, nous ont permis de conclure que l'aimantation dans les domaines alignés selon $[1\bar{1}\bar{1}]$ a une composante normale à la surface. Aucune de ces observations ne contredit que l'aimantation soit selon $[1\bar{1}\bar{1}]$ comme nous le proposons dans le modèle.

En augmentant faiblement le champ magnétique, nous constatons que ces domaines restent toujours sur la même ligne $[1\bar{1}\bar{1}]$, confirmant encore une fois qu'ils sont fortement ancrés à une propriété du cristal : une bande de croissance. Ce type de domaines disparaît sous un champ de 110 gauss.

L'étude de notre échantillon TbIG nous a permis d'observer des domaines assez originaux et, grâce à la topographie aux rayons X, nous avons conclu que ces domaines très particuliers sont liés à une bande de croissance du cristal. Ils constituent un mode de transition entre domaines à aimantation dans le plan et domaines à aimantation hors du plan.

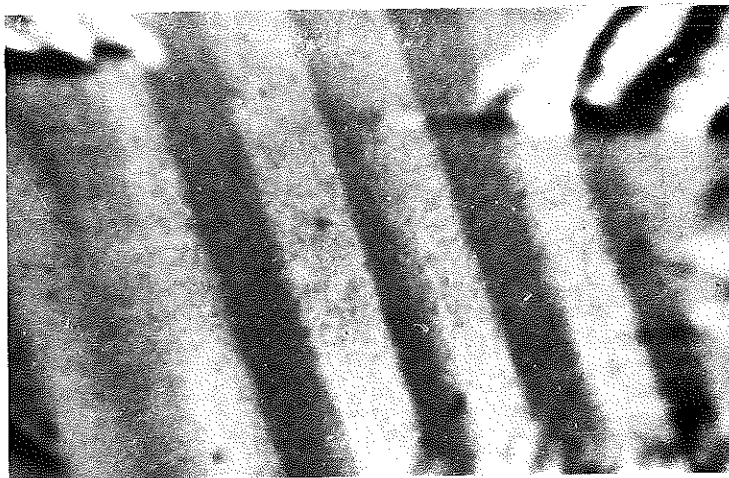


Fig.III.21 - Photographie obtenue par effet Faraday sans application de champ magnétique.

On observe ici des domaines à $180^\circ \pm [1\bar{1}1]$

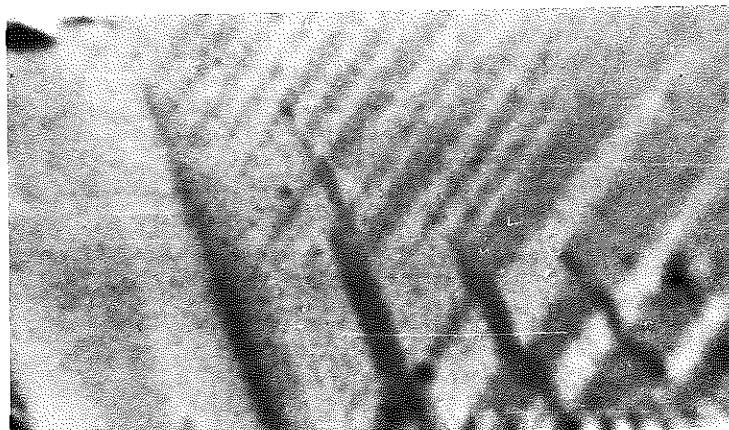
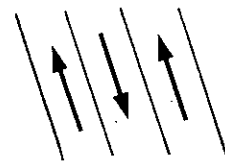


Fig. III.22 - Photographie obtenue par effet Faraday $\vec{H} = 15$ gauss

On observe ici essentiellement des domaines $[1\bar{1}1]$ et $[1\bar{1}1]$.

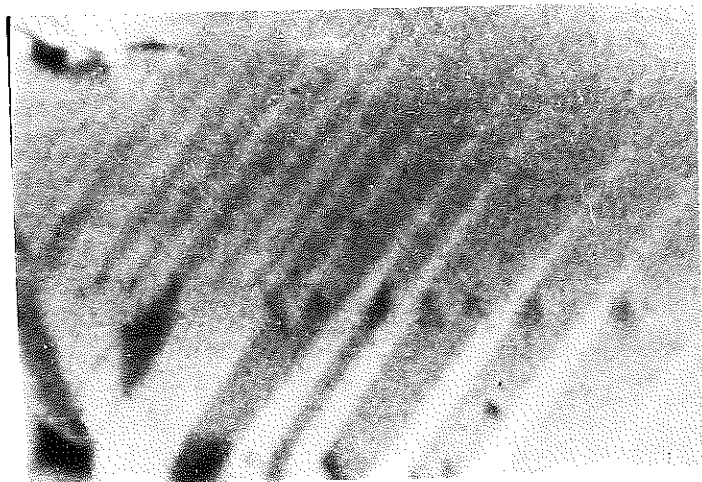
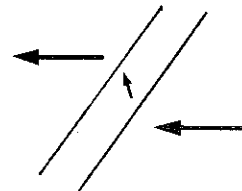


fig. III.23 - Photographie obtenue par effet Faraday $\vec{H} = 35$ gauss.

On observe les domaines associés à la bande de croissance.

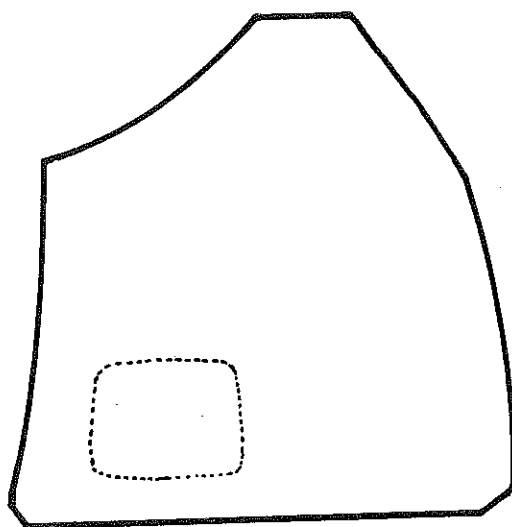


Fig. III.24 - La ligne en pointillé détermine la partie de l'échantillon photographié par effet Faraday.

CHAPITRE IV.

OBSERVATION DES DOMAINES ET PAROIS FERROMAGNETIQUES PAR TOPOGRAPHIE AUX NEUTRONS .

Dans ce dernier chapitre, nous nous proposons de décrire nos expériences de visualisation des domaines et parois ferromagnétiques aux neutrons. Pour la mise au point de la topographie aux neutrons polarisés, il nous fallait employer des cristaux dont la configuration en domaines soit assez simple et aisément visible par effet Kerr pour comparer les résultats.

La visualisation des domaines aux neutrons polarisés (§ IV.1) est due à la variation du facteur de structure entre les différents domaines. Les cristaux à employer doivent permettre une variation appréciable de ces facteurs de structure, mais on n'a pas besoin de travailler sur des cristaux presque parfaits. Nous avons cependant cherché à employer des cristaux de bonne qualité dans le but d'observer, par effets magnétostrictifs, les parois à 90° aux neutrons non polarisés. Ces dernières expériences nous ont permis de visualiser les parois à 180° par des mécanismes spécifiques à l'interaction des neutrons et des cristaux magnétiques presque parfaits au voisinage de la position de Bragg.

Ainsi, nous avons employé des cristaux de Fer-3 % Si. Nous décrivons les résultats obtenus sur deux d'entre-eux : l'un de surface (001) et $120\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, l'autre de surface (110) et $110\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. Les configurations des domaines sont schématisés sur les figures IV.1 et IV.2.

Les topographies que nous présentons dans ce chapitre sont des "positifs", c'est-à-dire que le contraste blanc correspond à une intensité diffractée accrue.

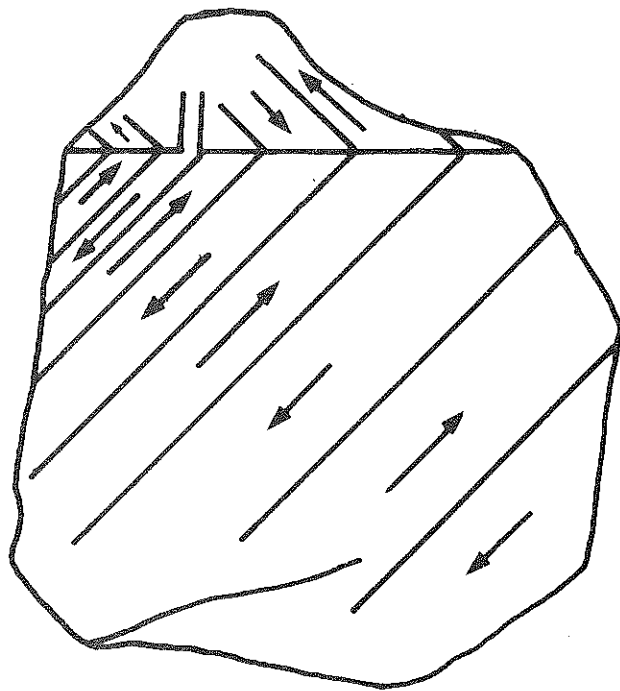


Fig.IV.1 - Configuration des domaines principaux de l'échantillon Fe-3 % Si (001).

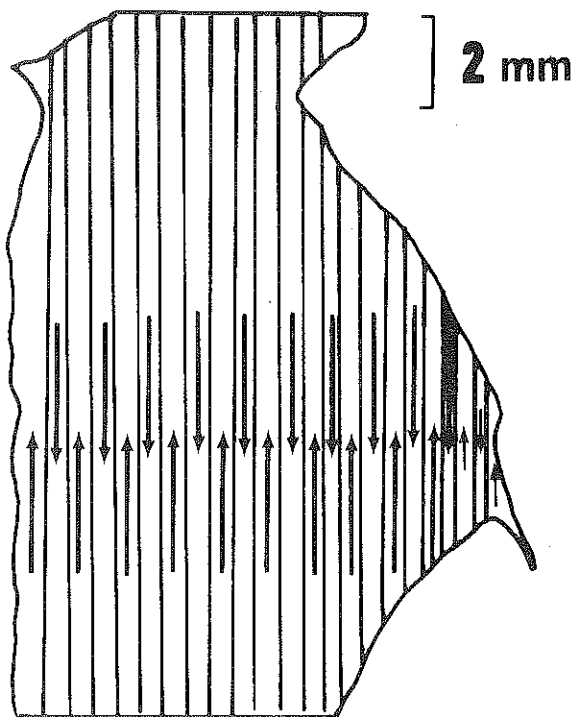
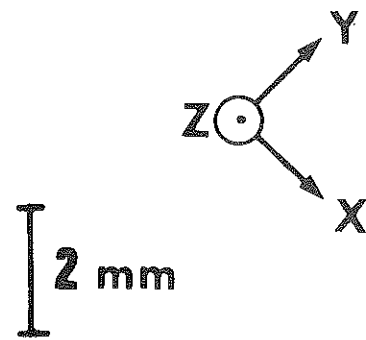


Fig.IV.2 - Configuration des domaines de l'échantillon Fe-3 % Si (110).



Fig.IV.4 -

Topographie $1\bar{1}0$ d'échantillon
(110).

aux neutrons polarisés.

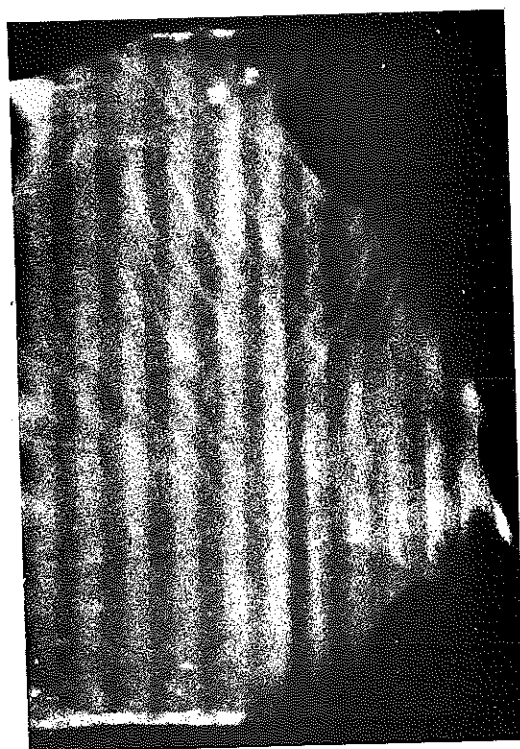
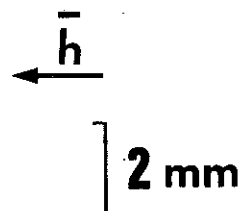


Fig.IV.5 -

Topographie $1\bar{1}0$
aux neutrons polarisés.



1. Observation des domaines par topographie aux neutrons polarisés.

Schlenker, Linarès, Baruchel (1977).

Ce travail constitue une suite au travail de Schlenker et Shull (1973) (7) qui ont montré la viabilité de la méthode sur des domaines à 180° dans un échantillon de Co-8 % Fe avec une réflexion qui donne théoriquement un fort contraste entre les domaines. Leurs expériences sur les cristaux de Fe-3 % Si n'avaient pas donné de bons résultats.

Nous avons utilisé comme monochromateur et polariseur (voir §II.2) un cristal d'alliage d'Heusler d'environ 28' de mosaïque, obtenant ainsi une résolution de l'ordre de 150 μm , ce qui n'est pas très bon. La direction de polarisation était toujours perpendiculaire au vecteur de diffraction.

Pour réduire le temps d'exposition, nous n'avons employé que les réflexions les plus intenses étant donné les positions relatives monochromateur - échantillon qui nous étaient imposées : celles du type 110 ; elles nous amenaient déjà à deux jours d'exposition pour chaque topographie.

Pour faciliter l'explication, nous divisons notre travail en deux parties : dans la première, nous décrivons les résultats obtenus quand l'aimantation est dans le plan réflecteur et donc perpendiculaire au vecteur de diffraction (c'est à-dire que l'aimantation est dans la direction de polarisation du faisceau des neutrons). Dans une deuxième partie, nous expliquons les topographies obtenues quand l'aimantation fait un angle de 45° avec le vecteur de diffraction.

A - L'AIMANTATION EST DANS LE PLAN REFLECTEUR ET DONC PERPENDICULAIRE AU VECTEUR DIFFRACTION.

Nous montrons ici les topographies faites sur l'échantillon (110) dont les domaines sont aimantés suivant $[001]$ et $[00\bar{1}]$.

La topographie $1\bar{1}0$ (Fig. IV.4), faite avec des neutrons polarisés $\diamond+$ (ceux qui "pointent" vers le haut comme le montre la Fig. IV.3) montre un fort contraste entre domaines adjacents. Ce contraste est inversé si la topographie est faite avec des neutrons polarisés $\diamond-$ (Fig. IV.5).

Ceci est à expliquer, bien sûr, par le rapport des intensités diffractées par les domaines adjacents pour une polarisation donnée.

La surface de dispersion dans ce cas où l'aimantation est perpendiculaire au vecteur de diffraction (voir paragraphe 1.E) est composée de deux hyperboles, l'une de polarisation positive et l'autre de polarisation négative.

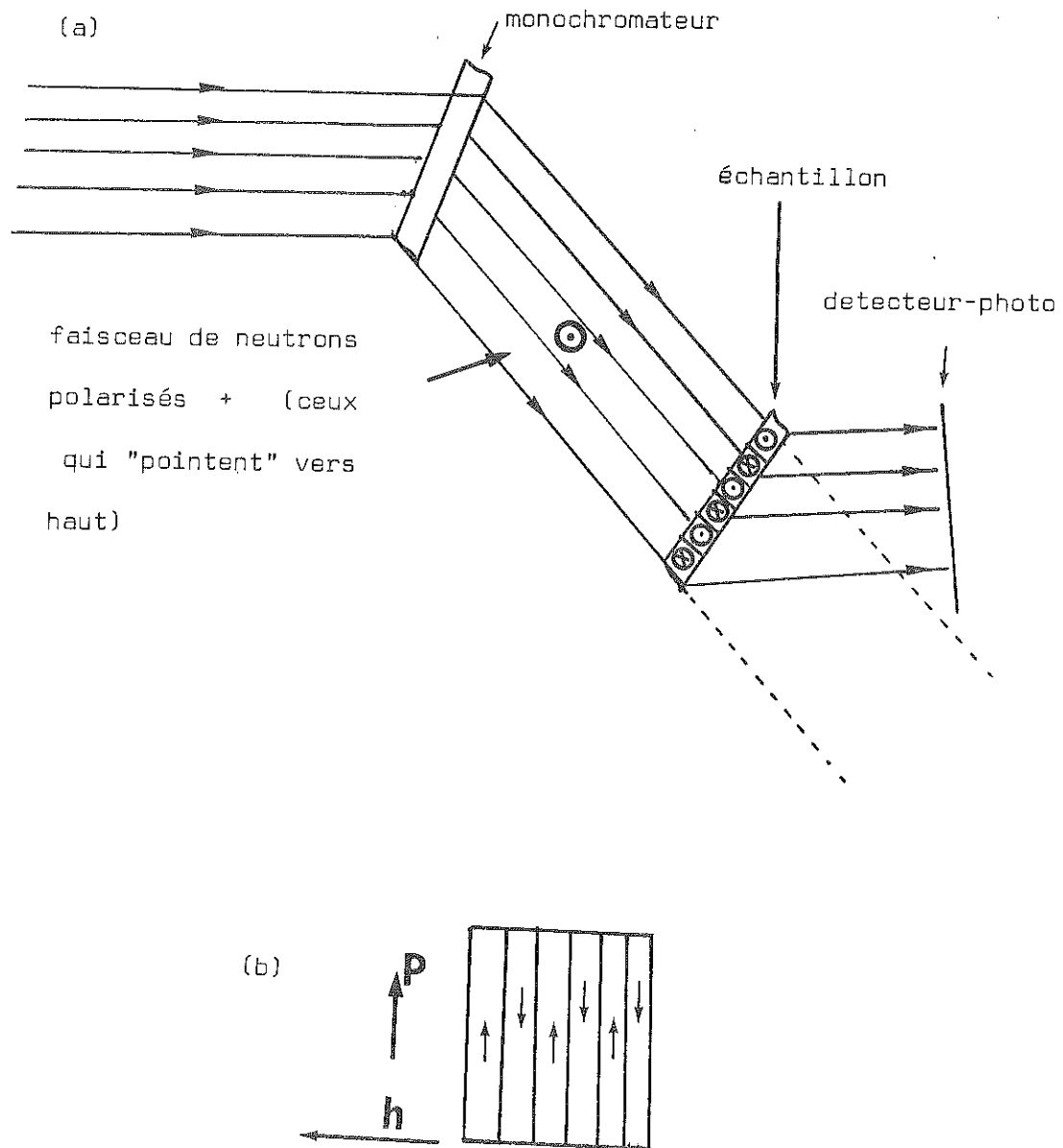


Fig. IV.3 - a) Schéma, vu du haut, de la réalisation d'une topographie quand l'aimantation est parallèle à la direction du spin du neutron.

b) Echantillon vu du monochromateur.

P représente la direction du spin du neutron.

Les nappes excitées et donc les champs d'ondes qui se propagent dans le cristal sont fonction de la polarisation du faisceau incident par rapport à l'aimantation du domaine magnétique où on définit la surface de dispersion. Ainsi, si la polarisation du faisceau de neutrons est $+$, les champs d'ondes qui se propagent dans le cristal, dans un domaine où l'aimantation est parallèle à la direction de polarisation, sont représentés par les nappes qui sont symétriques par rapport à L_0^+ . Ce même faisceau excitera, dans un domaine où l'aimantation est antiparallèle à la direction de polarisation, les champs d'ondes représentés par les nappes qui sont symétriques par rapport à L_0^- .

Etant donné que le facteur de structure magnétique est différent pour les deux domaines, l'intensité diffractée sera différente pour ces deux cas.

En employant la relation (I.14), nous avons calculé la variation du pouvoir réflecteur intégré en fonction de la profondeur dans le cristal pour les deux domaines. Nous avons rapporté nos résultats, pour $\lambda = 1,35 \text{ \AA}$, dans la figure I.9, où nous constatons que, pour une épaisseur de $110 \text{ \mu m}$, le rapport d'intensité diffractée est d'environ $2,1 \text{ \mu m}$. La théorie cinématique prédit un rapport R donné par :

$$R = \frac{(b + p_{110})^2}{(b - p_{110})^2} = 4,8 \quad \text{IV.1}$$

qui est d'ailleurs, bien sûr, le rapport prédit par la théorie dynamique pour des épaisseurs du cristal très petites.

Etant donné que le faisceau qui illumine notre échantillon a une certaine divergence, que l'épaisseur de nos cristaux polis électrolytiquement, n'est pas tout à fait constante, nous devons en toute rigueur, intégrer aussi sur λ et sur t (l'épaisseur) l'expression (I. 14) pour obtenir le pouvoir réflecteur intégré.

Pour expliquer nos images topographiques, nous pouvons cependant nous contenter de prendre le pouvoir réflecteur intégré comme étant égal à :

$$I'_{hi} = \frac{\lambda^2 |F_{NH} + F_{MH}|}{2 \sin 2\theta \frac{V_c}{B_c}} \quad \text{IV.2}$$

ce qui revient à remplacer la fonction $\sin^2$ dans la relation (I.10) par sa valeur moyenne.

Dans cette approximation, le rapport entre les intensités diffractées par les deux domaines est donné par :

$$R = \frac{b + p_{110}}{b - p_{110}} \quad \text{IV.3}$$

ce qui explique bien les contrastes obtenus.

B - L'AIMANTATION FAIT UN ANGLE DE 45° AVEC LE VECTEUR DE DIFFRACTION.

Nous distinguerons ici deux cas :

- a) Aimantation faisant aussi un angle de 45° avec la direction de polarisation des neutrons.

Les Figures IV.7 8,9,10 sont des topographies du type 110 faites avec des neutrons polarisés, sur l'échantillon Fe-3 % Si de surface (001), dont les aimantations sont distribuées dans deux directions différentes $^+ [010]$ et $^+ [100]$. La direction de polarisation est toujours perpendiculaire au vecteur de diffraction qui est représenté pour chaque topographie.

Pour les réflexions $\bar{1}\bar{1}0$ et $\bar{1}10$ qui ont été employées pour les topographies correspondantes la surface de dispersion est un peu compliquée : elle est constituée de quatre nappes qui ressemblent à des hyperboles sans en être exactement, et elles correspondent à des polarisations voisines de +1 ou -1 (voir paragraphe I.E et fig. I.11). Cette surface de dispersion a été obtenue en choisissant l'axe de quantification du spin de neutron, parallèle à l'aimantation, et nous devons par conséquent nous ramener à cet axe chaque fois que nous parlons de polarisation.

Considérons le cas de la réflexion $\bar{1}\bar{1}0$ avec des neutrons polarisés + dans les domaines où l'aimantation est suivant $[010]$ (voir schéma IV.12 la partie spin de la fonction d'onde du neutron s'écrit :

$$\psi_s = \cos 22,5^\circ \begin{vmatrix} + & & \\ & & \end{vmatrix} - \sin 22,5^\circ \begin{vmatrix} - & & \\ & & \end{vmatrix} \quad \text{IV.4}$$

ou bien :

$$\psi_s = \begin{pmatrix} 0,9239 \\ - 0,3829 \end{pmatrix}$$

La polarisation du faisceau de neutrons + est, dans ce repère, fortement positive (+ 0,7). Donc, nous pourrions dire que ce faisceau excitera surtout les champs d'ondes représentés par les nappes presque symétriques par rapport à L_0^+ . La relation approchée du pouvoir réflecteur intégré (IV.3) devient dans ce cas :

$$I_{h_i}[010] \propto b + p_{110}/2 \quad \text{IV.5}$$

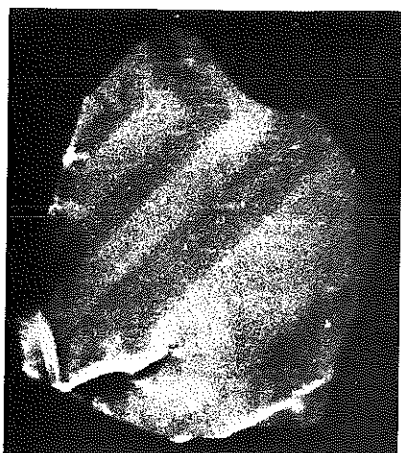


Fig.IV.7 - Topographie $(\bar{1}\bar{1}0)$
aux neutrons polarisés $\diamond +$

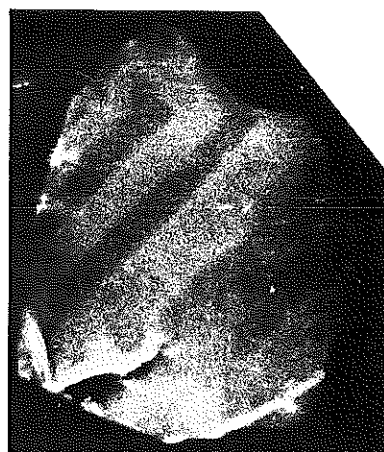


Fig. IV.8 - Topographie $(\bar{1}\bar{1}0)$
aux neutrons polarisés $\diamond -$

$\bar{h}$

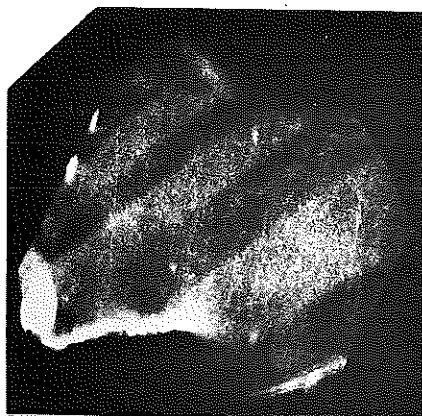


Fig.IV.9 - Topographie $(\bar{1}\bar{1}0)$
aux neutrons polarisés $\diamond +$

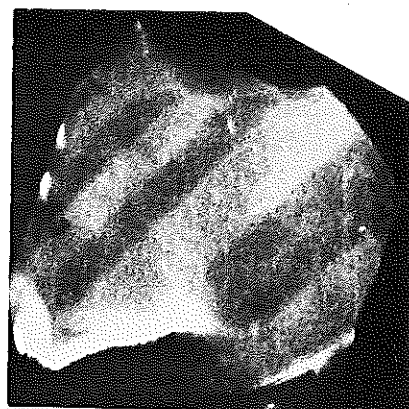
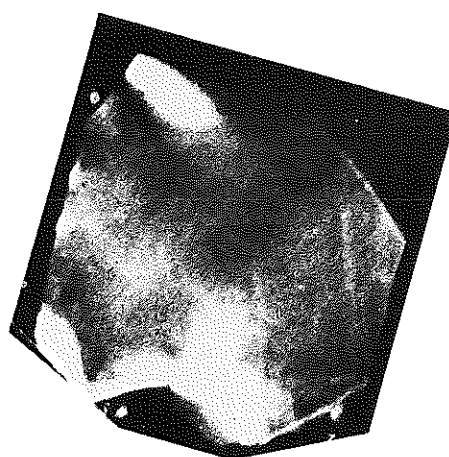


Fig.IV.10 - Topographie $(\bar{1}\bar{1}0)$
aux neutrons polarisés $\diamond -$

$\bar{h}$



1mm

h

Fig.IV.11 - Topographie $(0\bar{1}\bar{1})$
aux neutrons polarisés $\diamond +$

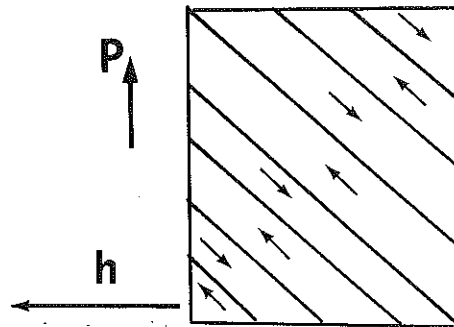


Fig. IV.12 Schéma de l'échantillon vu du monochromateur quand l'aimantation fait un angle de 45° avec le vecteur de diffraction.

Pour les domaines où l'aimantation est suivant $0\bar{1}0$, la polarisation rapportée à cette direction du faisceau polarisé $+$ est fortement négative $(-0,7)$ et il excitera surtout les champs d'ondes représentés par les nappes presque symétriques par rapport à L_0^- . Le pouvoir réflecteur intégré approché pour ce domaine est :

$$I_{h_i} | 0\bar{1}0 | \propto b - p_{110}/2 \quad \text{IV.6}$$

Le même faisceau polarisé $+$ a une polarisation fortement positive $(+0,7)$ par rapport à l'axe de quantification $\bar{1}00$ tandis qu'elle est fortement négative $(-0,7)$ dans le repère où l'axe de quantification est suivant 100 . Donc on aura :

$$I_{h_i} [\bar{1}00] \propto b + p/2 \quad \text{IV.7}$$

$$I_{h_i} [100] \propto b - p_{110}/2 \quad \text{IV.8}$$

Par conséquent, dans cette approche, les domaines $[010]$ et $[\bar{1}00]$ auront la même intensité diffractée, de même que les domaines $[100]$ et $[0\bar{1}0]$ entre eux; mais les intensités diffractées par ces couples seront différentes et leur rapport est donné par :

$$R = \frac{2b + p_{110}}{2b - p_{110}} \quad \text{IV. 9}$$

tout ceci est conforme à la Fig. IV.7,8.

Dans le cas de topographies employant la réflexion $\bar{1}10$, le même type d'analyse nous amène aux résultats suivants :

$$I_{h_i|010} = I_{h_i|100} \propto b + p_{110}/2 \quad \text{IV.10}$$

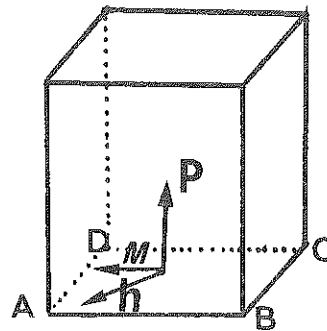
$$I_{h_i|0\bar{1}0} = I_{h_i|\bar{1}00} \propto b - p_{110}/2 \quad \text{IV.11}$$

situation qui est renversée pour le faisceau de polarisation - (Figs IV.9,10).

b) Aimantation perpendiculaire à la direction de polarisation.

C'est le cas quand l'aimantation est dans le plan d'incidence, faisant un angle de 45° avec le vecteur de diffraction (Fig. IV.13).

Fig. IV.13.



La figure IV.11 est une topographie $01\bar{1}$ qui correspond à ce cas ; nous constatons un faible contraste entre les domaines mais nous n'avons pas encore compris son origine. D'autres expériences seraient nécessaires pour son analyse, ainsi par exemple, la variation de ce contraste par rapport à la longueur d'onde. Remarquons que dans ce cas, le facteur de structure magnétique s'écrit, dans un système x,y,z tel que z soit parallèle à M :

$$F = \begin{pmatrix} F_M^Z & F_M^- \\ F_M^+ & -F_M^Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,35 \times 10^{-12} \text{ cm} & 0,35 \times 10^{-12} \text{ cm} \\ 0,35 \times 10^{-12} \text{ cm} & -0,35 \times 10^{-12} \text{ cm} \end{pmatrix}$$

2. Observation des parois ferromagnétiques par topographie aux neutrons non polarisés.

Schlenker, Linares-Galvez, Baruchel

Avec l'intention d'observer, par effets magnétostrictifs, les parois à 90° , nous avons ensuite fait des topographies aux neutrons non polarisés sur l'échantillon Fe-3 % Si (001) employé précédemment. Les résultats obtenus, en employant un monochromateur de Cu de 7' de mosaïque, sont montrés dans les Fig. IV.16-21. En faisant la comparaison de ces topographies avec le schéma des domaines (Fig. IV.1), nous constatons que les parois à 90° sont aussi clairement visibles que celles à 180° sur certaines de ces topographies. On remarque que ces parois ne sont pratiquement pas visibles lorsqu'elles sont parallèles au vecteur de diffraction.

Ce résultat pourrait paraître étonnant en ce qui concerne les parois à 180° , puisqu'il n'existe pas de variation de distorsion d'un domaine à l'autre si les aimantations sont antiparallèles. La visualisation des parois doit être liée au comportement magnétique du neutron.

Puisque la paroi est très mince par rapport à la demi-période de Larmor du neutron dans l'échantillon, le passage d'un faisceau de neutrons thermiques d'un domaine à l'autre se fait d'une manière non adiabatique.

Nous donnerons un modèle pour expliquer la visualisation des parois à 180° quand elles correspondent géométriquement au cas de Bragg.

Considérons le cas simple d'une réflexion dans lequel l'aimantation est perpendiculaire au vecteur de diffraction et la paroi à 180° se trouve en situation de Bragg symétrique ; dans le plan d'incidence, on aura donc la configuration de la Fig. IV. 14.

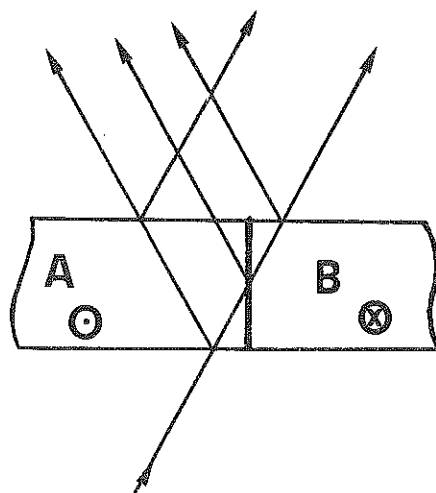


Fig. IV.14

Le faisceau de neutrons non polarisé peut être considéré comme la somme de deux faisceaux incohérents, l'un polarisé parallèlement à l'aimantation du domaine A par exemple et l'autre polarisé en sens opposé. Ces deux faisceaux voient des indices de réfraction et des facteurs de structure différents dans chaque domaine. Leurs surfaces de dispersion dans un domaine sont montrées sur la Fig. IV.15.

Comme la transition est non-adiabatique, les neutrons polarisés + (parallèles à l'aimantation) dans le domaine A (Fig. IV.14) deviennent - (antiparallèles à l'aimantation) dans le domaine B et réciproquement.

Ceci implique qu'au niveau de la paroi, les champs d'onde polarisés négativement (positivement), donc représentés par les nappes symétriques par rapport à L_0^- (L_0^+) de la Fig. IV. 15, devront trouver, par l'intermédiaire de la construction de Huyghens (qui revient à assurer la conservation de la composante tangentielle de K), des points représentatifs sur les nappes polarisées positivement (négativement) pour pouvoir ainsi se propager dans le domaine adjacent.

Comme une grande partie d'une nappe de polarisation - se trouve dans le domaine de réflexion totale des champs d'ondes polarisés + (voir Fig. IV.15), le phénomène de réflexion totale se produira, et on aura donc une intensité supplémentaire dans le faisceau diffracté qui permet de distinguer les parois sur les clichés topographiques. La contribution la plus importante vient des champs d'ondes proches de B (voir Fig. IV.15), puisque ceux-ci sont essentiellement des ondes de type 0 qui se propagent, avant de trouver la paroi, dans la direction du faisceau transmis et qui doivent au niveau de la paroi se propager dans la direction diffractée.

Ceci est un mécanisme d'image directe et par conséquent l'image de la paroi est sa projection dans la direction diffractée, elle doit donc être plus large pour une réflexion 400 que pour une réflexion 200, ce qui est bien en accord avec les Fig. IV.20 et IV.16.

Quand les parois sont en position de Laue (Fig. IV.22), on doit recourir à un modèle quantitatif. Des études sont en cours dans ce sens et aussi pour expliquer le contraste des parois à 90° pour lesquelles il va falloir ajouter les effets magnétostrictifs.

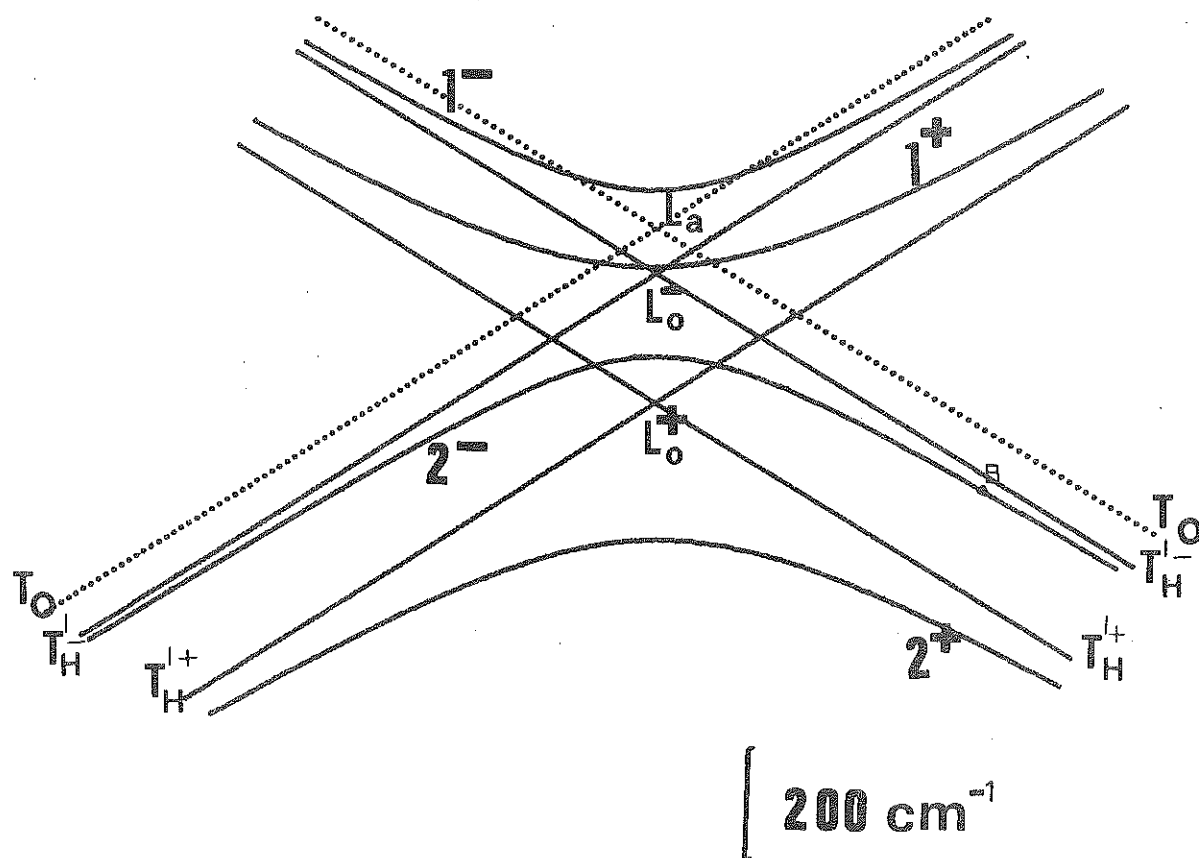


Fig. IV.15 - Surface de dispersion pour les neutrons quand l'aimantation est perpendiculaire au vecteur de diffraction (Reflexion 200 du Fe-3 % Si avec $\lambda = 1,5 \text{ \AA}$).

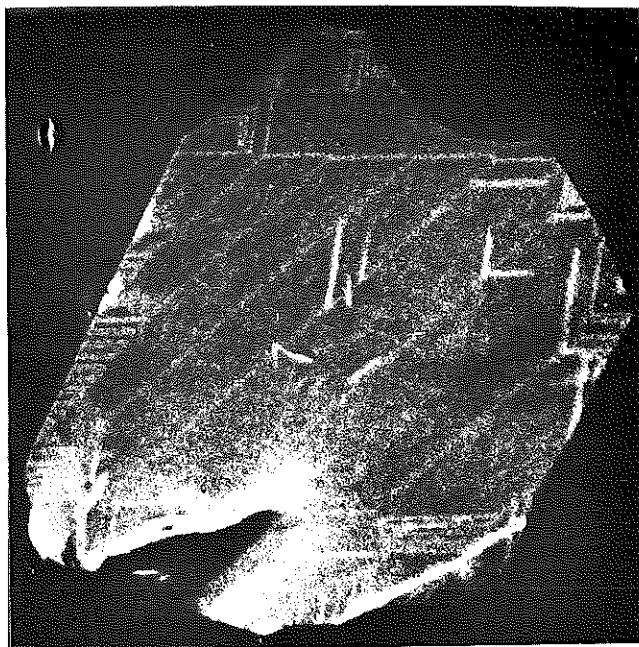
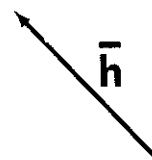


Fig. IV.16 - Topographie $\bar{2}00$
aux neutrons non polarisés
($\lambda = 1,5 \text{ \AA}$)



2 mm

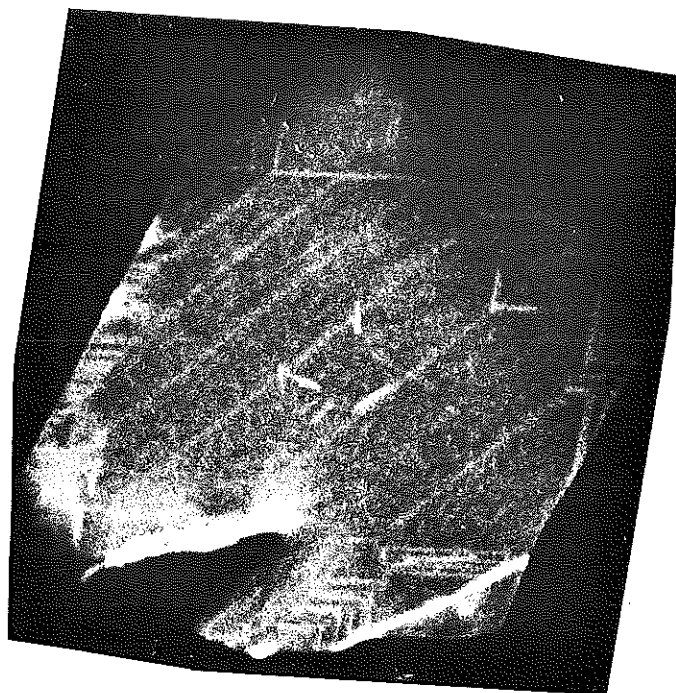


Fig. IV.17 - Topographie 200
($\lambda = 1,5 \text{ \AA}$)

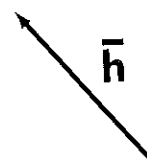
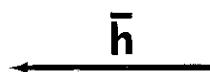




Fig. IV.18- Topographie $\bar{1}\bar{1}0$

$$\lambda = 1,5 \text{ \AA}$$



2 mm

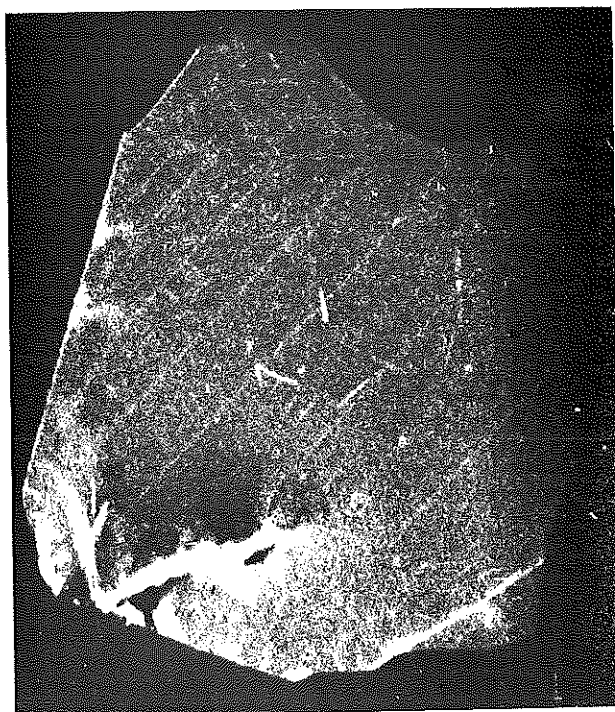


Fig. IV.19 - Topographie $1\bar{1}0$

$$\lambda = 1,5 \text{ \AA}$$



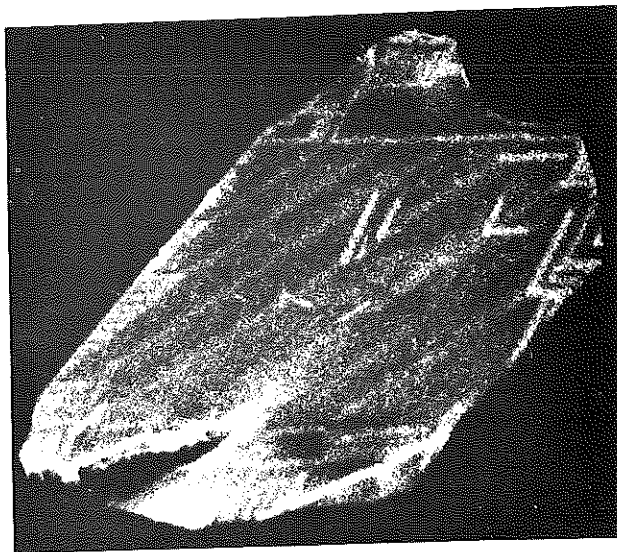


Fig. IV.20 - Topographie $\bar{4}00$
 $\lambda = 1,25 \text{ \AA}$



2 mm

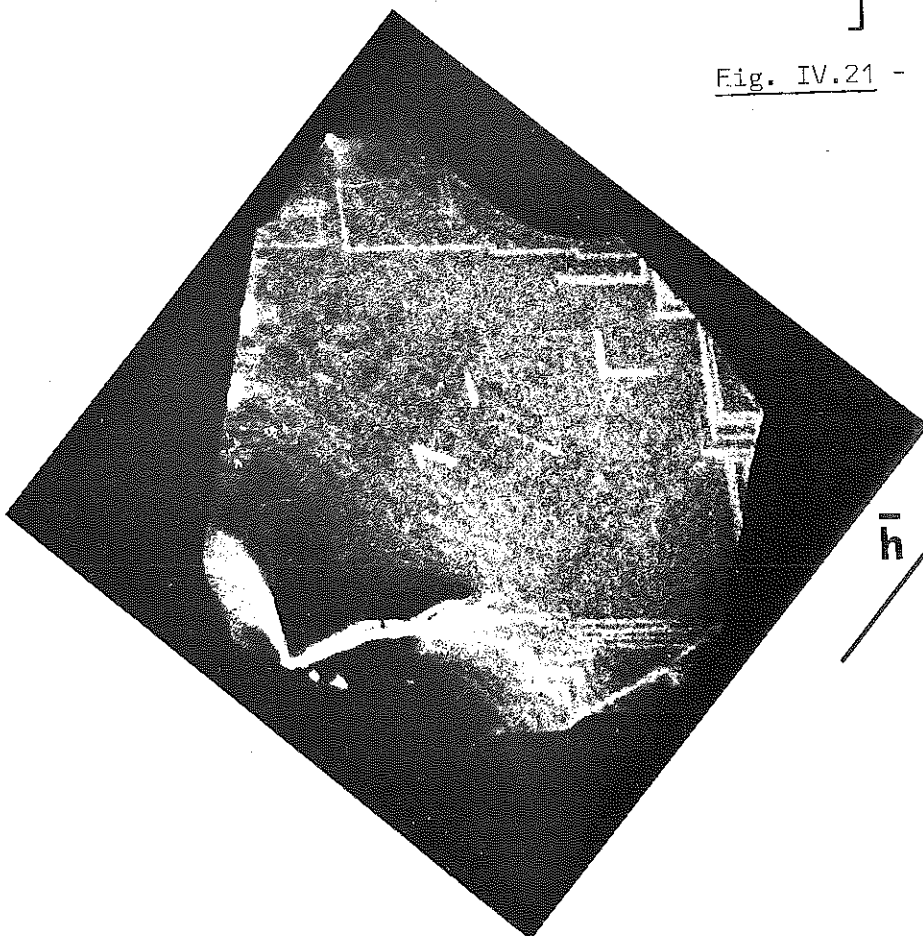


Fig. IV.21 - Topographie 020
 $\lambda = 1,5 \text{ \AA}$



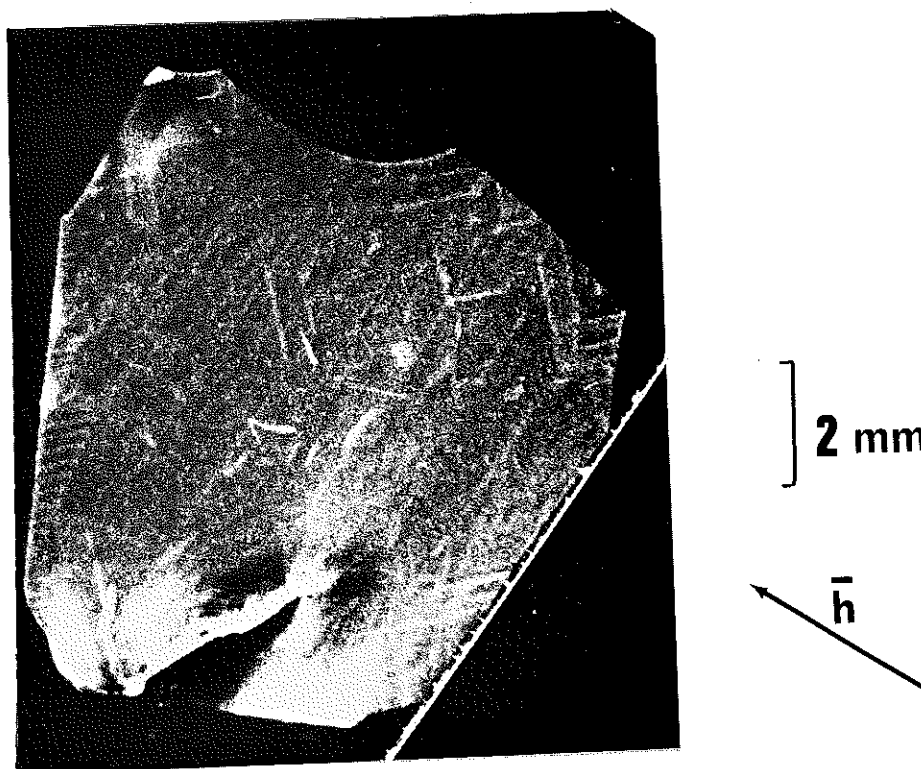


Fig. IV.22 - Topographie $\bar{1}01$
 $\lambda = 1,5 \text{ \AA}$

Les parois à 180° sont en position
 de Laue.

CONCLUSION.

Notre travail sur un monocristal de grenat de terbium, TbIG ($\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) nous a permis de mettre en évidence un cas de forte interaction entre les bandes de croissance et la structure en domaines. En effet, nous avons observé des domaines très particuliers, localisés toujours au même endroit du cristal dans différentes directions. Grâce à la topographie aux rayons X qui met en évidence simultanément les défauts cristallins et les parois magnétiques, nous avons conclu que ces domaines sont liés à une bande de croissance.

Le mécanisme de liaison entre la bande de croissance et les domaines est à chercher dans le comportement élastique des parois de domaines et des bandes de croissance. Les parois magnétiques ont été beaucoup étudiées et, grâce au travail de Kröner (38) et de Kleman et Schlenker (39), on peut déterminer leurs comportements élastiques ; par contre, on connaît malheureusement très mal les bandes de croissance.

Dans le modèle que nous proposons, l'une des parois mises en jeu est inhabituelle en ce sens qu'elle crée des contraintes à distance, qui joueraient un rôle essentiel dans l'interaction avec la bande de croissance.

Ces domaines constituent un mode de transition entre domaines à aimantation dans le plan et domaines à aimantation hors du plan.

Dans une deuxième partie, nous décrivons le travail que nous avons fait avec M. Schlenker et J. Baruchel pour mettre au point la topographie aux neutrons polarisés et l'appliquer à des configurations de domaines de complexité intermédiaire. Cette technique pourrait, moyennant des améliorations dans la résolution, constituer une possibilité d'observation des domaines dans des cristaux très épais (de l'ordre du centimètre).

Nous présentons également les résultats, initialement inattendus, sur la visualisation des parois à 180° , aux neutrons non polarisés, dans des cristaux parfaits.

L'interprétation des contrastes obtenus, tant aux neutrons polarisés qu'aux neutrons non polarisés, nous a amené à analyser en détail la théorie de la diffraction magnétique des neutrons par les cristaux parfaits (Sivardière, 1975). Nous avons ainsi mis en évidence des mécanismes de contraste qui n'existent pas en topographie aux rayons X. De plus, cette analyse laisse attendre des effets originaux, et ouvre la voie à toute une série d'expériences.

ANNEXE A

FACTEUR DE STRUCTURE MAGNETIQUE.

D'une manière générale, le facteur de structure s'écrit :

$$F_H = \sum_i f_i e^{2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_i} \quad A.1$$

où f_i est l'amplitude de diffusion de chaque atome. Pour calculer celle-ci dans le cas d'une diffusion magnétique, nous allons considérer un atome magnétique sur lequel arrive une onde Ψ_0 associée aux neutrons.

Dans le cadre de la première approximation de Born, l'onde neutronique diffusée par l'atome s'écrit :

$$\Psi = \Psi_0 + f \frac{e^{2\pi i \vec{k} \cdot \vec{r}}}{r} \quad A.2$$

f , amplitude de diffusion, étant liée au potentiel d'interaction V , par la relation:

$$f = - \frac{m_n}{2\pi \hbar^2} \text{T.F.}\{V(\vec{r})\} \quad A.3$$

où T.F. signifie Transformée de Fourier.

$V(r)$ est le potentiel d'interaction.

Comme nous considérons seulement une diffusion magnétique :

$$V(\vec{r}) = - \vec{\mu}_n \cdot \vec{b}(\vec{r}) \quad A.4$$

$\vec{\mu}_n$: moment magnétique du neutron

$\vec{b}(\vec{r})$: champ magnétique au point r créé par l'atome magnétique. Il sera donc la somme des champs magnétiques créés par chaque électron magnétique. C'est-à-dire :

$$\vec{b}(\vec{r}) = \sum_e \vec{b}_e(\vec{r}) \quad A.5$$

Ce qui intéresse le physicien, ce n'est pas la répartition de $\vec{b}_e$ mais celle des moments magnétiques $\vec{\mu}_e$ qui créent $\vec{b}_e$.

$$\vec{b}_e(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4} \vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \frac{\vec{\mu}_e}{|\vec{r}'|} \right) \quad (\text{en MKSA}) \quad (\text{A.6})$$

$\vec{r}'$ est la distance du moment magnétique $\vec{\mu}_e$ au point $\vec{r}$

μ_0 est la perméabilité magnétique du vide.

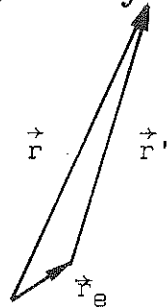
$\vec{b}(\vec{r})$ sera donc exprimé par :

$$\vec{b}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_e \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \frac{\vec{\mu}_e}{|\vec{r}'|} \quad (\text{A.7})$$

En remplaçant (A.7), (A.4) dans (A.3), nous obtenons :

$$f = \frac{\mu_0 m_n}{8\pi^2 h^2} \sum_e \vec{\mu}_n \cdot \int \vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \frac{\vec{\mu}_e}{|\vec{r}'|} \right) e^{-2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}} d^3 \vec{r} \quad (\text{A.8})$$

comme $\vec{r} = \vec{r}_e + \vec{r}'$,



$$f = \frac{\mu_0 m_n}{8\pi^2 h^2} \sum_e e^{-2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_e} \vec{\mu}_n \cdot \int \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \frac{\vec{\mu}_e}{|\vec{r}'|} e^{-2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}'} d^3 \vec{r}' \quad (\text{A.9})$$

$$\text{or } \int \vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \frac{\vec{\mu}_e}{|\vec{r}'|} \right) e^{-2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}'} d^3 \vec{r}' = -4\pi \left[\frac{\vec{H}}{|\vec{H}|} \times \left(\frac{\vec{H}}{|\vec{H}|} \times \vec{\mu}_e \right) \right]$$

$$= -4\pi \left[\frac{\vec{H}}{|\vec{H}|} \left(\frac{\vec{H}}{|\vec{H}|} \cdot \vec{\mu}_e \right) - \vec{\mu}_e \right]$$

Par conséquent :

$$f = -\frac{\mu_0 m_n}{2\pi h^2} \vec{\mu}_n \cdot \sum_e e^{-2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_e} \vec{\mu}_e \vec{q}_e \quad (\text{A.10})$$

où nous avons appelé :

$$\vec{q}_e = \frac{\vec{H}}{|\vec{H}|} \left(\frac{\vec{H}}{|\vec{H}|} \cdot \frac{\vec{\mu}_e}{|\mu_e|} \right) - \frac{\vec{\mu}_e}{|\mu_e|}$$

Comme : $\vec{\mu}_n = - \left| \frac{eh\gamma}{m_n} \right| \vec{s}_n = - \left| \frac{eh\gamma}{2 m_n} \right| \vec{\sigma}$ (A.11)

$\vec{s}_n$: spin du neutron

$\vec{\sigma}$: opérateur de Pauli

$|\gamma|$: 1,913

et, en nous limitant au cas où le moment magnétique provient uniquement du spin :

$$\vec{\mu}_e = - \left| \frac{eh}{m_e} \right| \vec{S}_e \quad (A.12)$$

la relation (A.9) est équivalente à :

$$f = - \frac{\mu_0 e^2 \gamma}{4 \pi m_e} \vec{\sigma} \cdot \sum_e e^{-2 \pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_e} \vec{S}_e \vec{q}_e \quad (A.13)$$

Les spins ne sont pas localisés ; on définit un facteur de forme, de façon que la barre indique une moyenne sur le temps. (voir par exemple De Gennes (73)).

$$\frac{1}{e} \int_{-2 \pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_e}^{\vec{H} \cdot \vec{r}_e} = f(H)$$

Ce facteur de forme magnétique, normalisé de façon que $f(0) = 1$, est analogue au facteur de forme de diffusion atomique des rayons X, sauf qu'il ne tient compte que des électrons qui ont une contribution magnétique.

L'expression (A.13) devient donc :

$$f = \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \cdot \vec{q} \quad (A.14)$$

où :

$$\vec{q}_1 = \vec{k}_1 - \frac{\vec{H}}{|\vec{H}|} \left(\frac{\vec{H}}{|\vec{H}|} \cdot \vec{k}_1 \right) \quad (A.15)$$

$\vec{k}$: vecteur unitaire dans la direction du moment magnétique de l'atome

$\vec{q}$: représente la composante de $\vec{k}$ perpendiculaire à $\vec{H}$.

$$p = r_e |\gamma| S f(H) = 2,7 (2 S) f(H) \times 10^{-13} \text{ cm}$$

r_e : rayon classique de l'électron :

$$r_e = \frac{\mu_0 e^2}{4 \pi m_e} = \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 m_e c^2} = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

ϵ_0 est la permittivité du vide

S est le spin total de l'atome

$2 S$ représente le moment magnétique exprimés en magnétons de Bohr μ_B .

Comme f est une longueur homogène à une dimension, on l'appelle : longueur de diffusion magnétique.

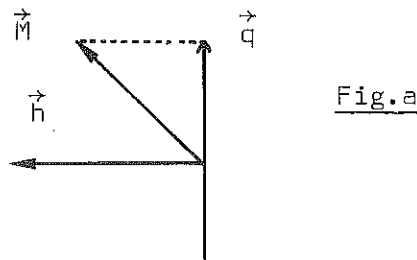
La même expression (A.14) est valable pour tous les atomes de la maille. Le facteur de structure magnétique s'écrit donc :

$$F_M = \vec{\sigma} \cdot \sum_i p_i \vec{q}_i e^{2\pi i \vec{H} \cdot \vec{r}_i} \quad (A.16)$$

Remarquons que F_M a la forme d'une matrice 2×2 .

Exemple de calcul du facteur de structure magnétique.

Considérons le cas d'une réflexion 110 du Fe-3% Si, telle que l'aimantation macroscopique $\vec{M}$ fasse un angle de 45° avec le vecteur de diffraction :



Les résultats de ce cas ont été utilisés au paragraphe 1.E.

Le Fe-3% Si étant un cristal cubique centré, l'expression (A.16) s'écrit :

$$F_M = 2 \vec{\sigma} \cdot p_n \vec{q}$$

ou bien :

$$F_M = 2 p_n (\sigma_x q_x + \sigma_y q_y + \sigma_z q_z)$$

$$F_M = \begin{pmatrix} 2p_n q_z & 2p_n q_- \\ 2p_n q_+ & -2p_n q_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_M^z & F_M^- \\ F_M^+ & -F_M^z \end{pmatrix}$$

où :

$$q_+ = q_x + i q_y$$

$$q_- = q_x - i q_y$$

Comme les moments magnétiques atomiques sont dans la direction de $\vec{M}$, on a : (voir fig.a) :

$$\vec{q} = \cos 45^\circ = \frac{\sqrt{2}}{2}$$

Nous choisissons des axes x, y, z tels que z , axe de quantification, soit parallèle à $\vec{M}$ (voir Fig. a) nous avons ainsi :

$$q_z = \frac{\sqrt{2}}{2} \cos 45^\circ = \frac{1}{2}$$

$$q_x = \frac{\sqrt{2}}{2} \sin 45^\circ = \frac{1}{2}$$

$$q_y = 0$$

Comme le moment magnétique atomique dans le Fe-3 % Si est $2,01 \mu_B$ et le facteur de forme pour la réflexion 110 : $f_H = 0,63$, on a : $p_h = 0,35 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$.

En conséquence :

$$F_M = \begin{pmatrix} F_M^z & F_M^- \\ F_M^+ & -F_M^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,35 \cdot 10^{-12} \text{ cm} & 0,35 \times 10^{-12} \\ 0,35 \cdot 10^{-12} & -0,35 \times 10^{-12} \end{pmatrix}$$

Par l'intermédiaire des relations (I.41), nous déterminons les composantes de Q_h qui, remplacées dans l'expression (I.43) permettent de déterminer la surface de dispersion.

b) Le cas d'une réflexion telle que l'aimantation soit perpendiculaire au vecteur de diffraction est plus simple ; en effet, dans ce cas :

$$\vec{q} = \vec{K} \quad (\text{voir relation A.15})$$

et, dans le repère où l'axe Z , axe de quantification, est suivant $\vec{M}$, nous avons :

$$q_z = 1$$

$$q^+ = 0$$

$$q^- = 0$$

c'est-à-dire que F_M^+ et F_M^- sont nuls, et du fait de la formule (I.41) : $Q_H^+ = Q_H^- = 0$.

Le facteur de structure magnétique s'écrit donc :

$$F_M = \begin{pmatrix} 2p & 0 \\ 0 & 2p \end{pmatrix}$$

BIBLIOGRAPHIE.

- (1) D.J. CRAIK, R.S. TEBBLE, "Magnetic Domains ", Reports on Progress in Physics, Vol. XXIV, 116-166 (1961).
- (2) R.M. BOZORTH "Magnetic Domains Patterns" , J. de Phys.Rad., 12, 308-321(1951).
- (3) J.F. DILLON Jr., "Origin and Uses of the Faraday Rotation in Magnetic Crystals", J.Appl.Phys., 39, 922-9 (1968).
- (4) W.H.KRAAN , M.Th. REKVELDT, "Magnetic Domain Structure of Electro-Deposited Nickel Studied by Neutron Depolarization", Physica, 86-88 B, 1341-2 (1977).
- (5) A.R. LANG, "Recent Applications of X-Ray Topography" dans "Modern diffraction and imaging techniques", North-Holland (1970) Amsterdam, p. 407-79.
- (6) M. POLCAROVA , "Applications of X-Ray Diffraction Topography to the Study of Magnetic Domains", IEEE Transactions on Magnetics, Mag 5, 536-44 (1969).
- (7) M. SCHLENKER and C.G.SHULL, "Polarized neutron Techniques for the Observation of Ferromagnetic Domains", J.Appl.Phys., 44, 4181-4 (1973).
- (8) F. BERTAUT, F. FORRAT, "Structure des Ferrites Ferrimagnétiques de Terres Rares", C.R.Acad.Sc ., 242 (1956) 382-4.
- (9) J.F. DILLON Jr., "Ferrimagnetic Resonance in Rare Earth-Doped Yttrium Iron-Garnet III.Linewidth", Phys.Rev., 127, 1495-1501 (1962).
- (10) A.H. BOBECK, E.G. SPENCER, L.G. Van UITERT, S.C. ABRAHAMS, R.L. BARNS, W.H. GRODKIEWICZ, R.C. SHERWOOD, P.H. SCHMIDT, D.H. SMITH, E.M. WALTERS, "Uniaxial Magnetic Garnets for Domain Wall "Bubble" Devices, Appl.Phys.Lett., 17, 131 (1970).
- (11) A. MATHIOT, "Etude, par topographie aux Rayons X, des défauts et des domaines magnétiques dans des grenats de terres rares", Thèse Paris, 1975 A.O. 11415.
- (12) B.W. BATTERMAN, H. COLE "Dynamical Diffraction of X-Rays by Perfect Crystals" Reviews of Modern Physics, 36 (1964), 681-717.
- (13) A. AUTHIER "Dynamical Theory of X-Ray Diffraction, plane-wave Case" International Summer School on X-Ray Dynamical Theory and Topography - Limoges 1975.

- (14) N. KATO, "A Theoretical Study of Pendellösung Fringes, Part I. General Consideration", Acta Cryst., 14, 526-532 (1961).
- (15) W. ZACHRIASEN, "Theory of X-Ray Diffraction in Crystals", Dover Publications, Inc. New-York.
- (16) N. KATO, "A Theoretical Study of Pendellösung Fringes. Part 2. Detailed Discussion Based upon a Spherical Wave Theory", Acta Cryst. 14, 627-636 (1961).
- (17) A. AUTHIER "Etude de la distribution des déformations observables sur les topographies par rayons X de cristaux presque parfaits", J. de Physique, 27, 57-9 (1966).
- (18) A. AUTHIER, "Contrast of a Stacking Fault on X-Ray Topographs", Phys.Stat.Sol. 27, 77-93 (1968).
- (19) M. SCHLENKER, M. KLEMAN, "X-Ray Topographic Investigation of Ferromagnetic Domain Structures with Closure Domain Configurations in Iron-Silicon Single Crystals" J. de Physique, 32, C 1- 256-8 (1971).
- (20) G. BACON "Neutron Diffraction" Oxford University Press.
- (21) J. SIVARDIERE, "Théorie Dynamique de la Diffraction Magnétique des Neutrons" Acta Cryst., A 31, 340-344 (1975).
- (22) H.H. SCHMIDT, P. DEIMEL, H. DANIEL, "Dynamical Diffraction of Thermal Neutrons by Absorbing Magnetic Crystals", J.Appl.Cryst. 8, 128-131 (1975).
- (23) V.A. BELYAKOV, R.Ch. BOKUN "Dynamical Theory of Neutron Diffraction in Magnetic Crystals", Sov.Phys.Solid State, 18, 1399-1402 (1976).
- (24) C. KITTEL, J.K. GALT, "Ferromagnetic Domain Theory", Solid State Physics, Vol. 3, Academic Press, inc (1956).
- (25) S. CHIKAZUMI, "Physics of Magnetism", John-Wiley and Sons, Inc, New-York (1964).
- (26) R.F. PEARSON, "Magnetocrystalline Anisotropy of Rare Earth Iron Garnets", J.Appl.Phys., 29, 597-8 (1958).
- (27) J.S. KOUVEL, C.D. GRAHAM Jr., "On the Determination of Magnetocrystalline Anisotropy Constants from Torque Measurements", J.Appl.Phys. 28, 340-3 (1957).
- (28) E.M. GYORGY, A. ROSENCWAIG, E.I. BLOUNT, W.J. TABOR and M.E. LINES, "General Conditions for Growth-Induced Anisotropy in Garnets", Appl.Phys.Lett., 18, 479-480 (1971).
- (29) A.H. BOBECK, D.H. SMITH, E.G. SPENCER, L.G. Van VITERT, E.M. WALTERS, "Magnetic Properties of flux grown Uniaxial Garnets", IEEE Transactions on Magnetics, Mag 7, 461-3 (1971).
- (30) A. ROSENCWAIG, W.J. TABOR "Non cubic Garnet Anisotropy from Growth-Induced Pair Ordering", J.Appl.Phys., 42, 1643-4 (1971).
- (31) H. CALLEN, "Growth-Induced Anisotropy by preferential Site Ordering in Garnet Crystals", Appl.Phys.Lett., 18, 311-3 (1971).

- (32) W.T. STACY, W. TOLKSDORF, "Growth-Induced Anisotropy in Yttrium Iron Garnet"
A.I.P. Conference Proc. n°5, 185-9 (1971).
- (33) T.S. PLASKETT, E. KLOKHOLM, D.C. CRONMEYER, P.C. YIN, S.E. BLUM
"Magnetic Anisotropy in Pb-Substituted $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Films", Appl.Phys.Let.,
25, 357-9 (1974).
- (34) W.T. STACY, C.J.M. ROOYMANS, "A Crystal Field Mechanism for the Noncubic
Magnetic Anisotropy in Garnet : Oxygen Vacancy Ordering", Sol.Stat.Com.
9,2005- 8,1971.
- (35) L. NEEL "Anisotropie Magnétique Superficielle et Surstructures d'Orientation";
J. de Phys. et Rad., 15, 225-239 (1954).
- (36) S.IIDA "Magnetostriction constants of Rare Earth Iron Garnets"
J.Phys.Soc.Jap., 22, 1201 (1967).
- (37) R.C. HALL "Single Crystal Anisotropy and Magnetostriction Constants of Several
Ferromagnetics Materials Including Alloys of NiFe, SiFe, AlFe, CoNi and CoFe",
J.App.Phys., 30, 816-9 (1959).
- (38) M. KLEMAN, M. SCHLENKER, "The use of dislocation theory in magnetoelasticity",
J.Appl.Phys., 43, 3184-90 (1972).
- (39) E. KROENER, "Kontinuuumstheorie der Versetzungen und Eigenspannungen"
Springer, Berlin (1958).
- (40) P. BRISSONNEAU, M. SCHLENKER "Domaines de Weiss "en chevrons" sur un monocristal
de fer-silicium, C.R.Acad.Sci.Paris, 2089-92 (1964).
- (41) U.K. BONSE, M. HART, J.B. NEWKIRK, "X-Ray Diffraction Topography", Advances in
X-Ray Analysis, 10, 1-8 (1967).
- (42) A.R. LANG, "The projection topography : a new method in X-Ray diffraction
microradiography" Acta Cryst. 12, 249-250 (1959).
- (43) M. SCHLENKER "Etude des domaines ferromagnétiques par topographie aux Rayons X",
Thèse Grenoble 12.1970 .
- (44) M. POLCAROVA et A.R. LANG "Observation par topographie aux rayons X des domaines
ferromagnétiques dans Fe-3 % Si", Bull.Soc.Fr.Minéral.Cristallogr. 91, 645-652,
(1968).
- (45) M. SCHLENKER, P. BRISSONNEAU, J.P. PERRIER, "Sur l'origine du contraste des
images de parois des domaines ferromagnétiques par topographie aux rayons X
dans le fer-silicium", Bull.Soc.Fr.Minéral.Cristallogr. 91, 653-665 (1968).
- (46) T. TUOMI, K. NAUKKARINEN , P. RABE, "Use of Synchrotron Radiation in X-Ray
Diffraction Topography", Phys.Stat.Sol.(a) 25, 93-105 (1974).
- (47) M. SCHLENKER, J. BARUCHEL, R. PERRIER-de-la-BATHIE, "Neutron-diffraction
Section Topography : Observing Crystal slice before cutting them"
J.Appl.Phys. 46, 2845-8 (1975).

- (48) H. TOMIMITSU , K. DOI, "A Neutron Diffraction Topographic Observation of Strain in a Hot-Pressed Germanium Crystal", J.Appl.Cryst., 7, 59-63 (1974).
- (49) S.A. WERNER, "Choice of Scans in Neutron Diffraction", Acta Cryst. A 27, 665-9 (1971).
- (50) M. SCHLENKER et J. BARUCHEL, "Neutron Diffraction Topography : A new technique for the investigation of crystal defects and domains". New Method.and Techn. in Neut.Diff., RCN - 234, 487-507 (1975).
- (51) K.KOHRA, H. HASHIZUME, J. YOSHIMURA, "X-Ray Diffraction Topography Utilizing Double-Crystal Arrangement of (+, +) or Non-Parallel, Jap.J.of Appl.Phys., 9, 1029-1038 (1970).
- (52) H. BERGER "Resolution Study of Photographic Thermal Neutron Image detector" J.Appl.Phys., 34, 914-8 (1963).
- (53) A. AUTHIER "Contraste of dislocations images in X-Ray Transmission topography" Advances in X-Ray Analysis, 10, 9-31 (1967).
- (54) M.SCHLENKER, J. BARUCHEL, J. PETROFF, W.B. YELON, "Observation of subgrain boundaries and dislocations by neutron diffraction topography". Appl.Phys.Lett. 25, 382-384 (1974).
- (55) C. MALGRANGE, J.F. PETROFF, M. SAUVAGE, A. ZARKA, M. ENGLANDER , Phil.Mag., 33, 743-751 (1976).
- (56) M. SCHLENKER, J. LINARES GALVEZ, J. BARUCHEL, "Observation of internal ferromagnetic domains by neutron diffraction topography", Physica 86-88 B, 1339-1340 (1977).
- (57) H.A. ALPERIN, P.J. BROWN, R. NATHANS, S.J. PICKART, "Polarized Neutron Study of Antiferromagnetic domains in MnFe", Phys.Rev.Lett. 8, 237-9 (1962).
- (58) M. ANDO, S. HOSOYA, "Q-Switch and Polarization Domains in Antiferromagnetic Chromium Observed with Neutron-Diffraction Topography" Phys.Rev.Lett., 29, 281-285 (1972).
- (59) J.B. DAVIDSON, S.A. WERNER, A.S. ARROTT, "Neutron Microscopy of Spin Density Wave Domains in Chromium", AIP Conference Proceedings N° 18, p. 396-400 (1973).
- (60) J. BARUCHEL, M. SCHLENKER, W.L. ROTH "Observation of antiferromagnetic domains in nickel oxide by neutron diffraction topography", J.appl.Phys., 48, 5-8 (1977).
- (61) N.F. RAMSEY , "A molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields", Phys.Rev., 78, 695-9 (1950).
- (62) B. Van LAAR, F. MANIAWSKI, P.E. MIJNAREND, "A single-Coil D.C.-operated Neutron-Spin Flipper" Nucl.Inst.and Meth., 133, 241 -5 (1976).
- (63) F. MEZEI, "Neutron Spin Echo : A New-Concept in Polarized Thermal Neutron Techniques", Z.Physik 255, 146-160 (1972).

- (64) J.F. DILLON, Jr., "Observation of Domains in the Ferrimagnetic Garnets by Transmitted Light", J.Appl.Phys. 29, 1286-1291 (1958).
- (65) F. SAYETAT, "Diffraction de Rayons X à basse température. Application à l'étude des propriétés magnétoélastiques des grenats de terres rares et de quelques transitions de phase", Thèse, Grenoble 14.4.74 A.O. 9677.
- (66) J.W. NIELSEN, E.F. DEARBORN, "The growth of single crystal of magnetic garnets" J.Phys.Chem.Sol. 5, 202-7 (1958).
- (67) C.D. BRANDLE, A.J.VALENTINO "Czochralski growth of rare earth gallium garnets" J.Cryst.Growth 12, 3-8 (1972).
- (68) F. TCHEOU, E.F. BERTAUT, A. DELAPALME, Mlle F. SAYETAT et H. FUESS, "Ordre Magnétique de la terre rare dans les grenats. Application du grenat ferrite de terbium". Les Terres rares, Colloque International C.N.R.S., N° 180, II, 313 - 332 (1969).
- (69) J. LINARES GALVEZ, M. SCHLENKER, A. MATHIOT, "X-Ray Topographic Observation of Domain Evolution in a Magnetic Field in TbIG", Physica 86-88B, 1327-8 (1977).
- (70) W.T. STACY, U.ENZ, "The characterization of magnetic bubble-Domain Materials with X-ray topography", IEEE Transections on Magnetism, Mag 8, 269-272 (1972).
- (71) R.W. JAMES, "The dynamical theory of x-ray diffraction", Solid State Physics, 15, 53-220 (1963).
- (72) M. SCHLENKER, J. LINARES GALVEZ, J. BARUCHEL, "A spin-related contrast effect : visibility of 180° ferromagnetic domain walls in unpolarized neutron diffraction topography" , soumis à Phil.Mag.
- (73) P.G. de GENNES "Theory of Neutron Scattering by Magnetic Crystals" Magnetism, Vol. III ed. par Rado et Suhl Academi Press -(1963).

TABLE DES MATIERES.

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I : GENERALITES</u>	3
1 - THEORIE DYNAMIQUE DE LA DIFFRACTION	3
1.A. - Théorie dynamique de la diffraction des rayons X	3
1.B. - Conditions aux limites	8
a) Cas de Laue	8
b) Cas de Bragg	9
1.C. - Pouvoir réflecteur d'un cristal parfait	10
1.D. - Effets des imperfections cristallines	12
1.E. - Théorie dynamique de la diffraction des neutrons	14
a) Cas de diffraction nucléaire	20
i) Aimantation perpendiculaire au vecteur de diffraction	20
ii) Aimantation parallèle au vecteur de diffraction	24
iii) L'aimantation fait un angle différent de 0° et de 90° avec le vecteur de diffraction	24
2 - DOMAINES MAGNETIQUES.	27
2.A. - Principaux termes énergétiques dans un cristal magnétique	27
a) Energie d'échange	27
b) Energie d'anisotropie magnétocristalline	27
c) Energie d'anisotropie de croissance	29
d) Energie magnétoélastique	29
e) Energie magnétostatique	31
2.B. - Déformations magnétostrictives	32
2.C. - Exemple de calcul de $\delta(\Delta\theta)$	35

a) Calcul de $\delta(\Delta\theta)$ pour une paroi $(0\bar{1}1)$ séparant des domaines aimantés suivant $[1\bar{1}\bar{1}]$ et $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$.	35
b) Calcul de $\delta(\Delta\theta)$ pour une paroi (011) séparant les domaines aimantés suivant $[1\bar{1}\bar{1}]$ et $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$.	38

CHAPITRE II : TECHNIQUES EXPERIMENTALES 41

1 - METHODES TOPOGRAPHIQUES	41
1.A. - Topographie aux Rayons X	41
a) sections	41
b) topographie par translation	42
1.B. - Visibilité des parois magnétiques par méthodes topographiques aux Rayons X.	43
1.C. - Topographie aux neutrons.	43
a) sections	45
b) topographie par projection	45
c) le "détecteur-photo"	45
d) résolution	45
e) utilité et perspective	48
2 - NEUTRONS POLARISES.	50
2.A. - Obtention des neutrons polarisés	50
2.B. - Renversement de l'état de polarisation	51
3 - TECHNIQUES MAGNETO-OPTIQUES.	53
3.A. - Effet Faraday	53
3.B. - Biréfringence linéaire : Effet Cotton Mouton	54
3.C. - Effet Kerr	54

CHAPITRE III : ETUDE PAR TOPOGRAPHIE AUX RAYONS X DU TbIG. 55

1 - Propriétés caractéristiques des grenats	55
2 - Propriétés magnétiques du TbIG	55
3 - Présentation des expériences	58
4 - Visualisation des défauts cristallins	60
5 - Etude topographique de l'évolution de la configuration des domaines en fonction du champ appliqué	61
6 - Etude de la configuration des domaines par effet Faraday.	65

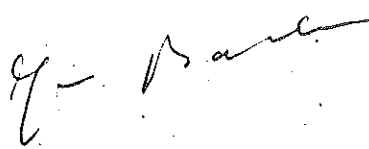
CHAPITRE IV : OBSERVATION DES DOMAINES ET PAROIS FERROMAGNETIQUES	
PAR TOPOGRAPHIE AUX NEUTRONS	69
1 - Observation des domaines par topographie aux neutrons polarisés	71
A - L'aimantation est dans le plan réflecteur et donc perpendiculaire au vecteur de diffraction.	71
B - L'aimantation fait un angle de 45° avec le vecteur de diffraction	74
a) Aimantation faisant aussi un angle de 45° avec la direction de polarisation des neutrons	74
b) Aimantation perpendiculaire à la direction de polarisation	76
2 - Observation des parois ferromagnétiques par topographie aux neutrons non polarisés.	77
CONCLUSION	81
ANNEXE A : FACTEUR DE STRUCTURE MAGNETIQUE	83
Exemple de calcul du facteur de structure magnétique	86
BIBLIOGRAPHIE	89

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 7 juin 1977

Le Président de la thèse



Vu, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

Le Président de l'Université
Scientifique et Médicale

