AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

b 111959

Université de Metz . ISGMP
Laboratoire d'études des textures
et application aux matériaux
LETAM (U.R.A. CNRS 2090)

Fraunhofer Institut
für zerstörungsfreie
Prüfverfahren
IzfP

THESE

Présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Metz par

Pascal Derycke

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Metz

Spécialité : Sciences de l'Ingénieur

Option : Sciences des Matériaux

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ
N° inv. 19960905
Cote S/Mz 96/45
Loc Magasin

Modélisation de l'anisotropie des propriétés micromagnétiques des tôles d'aciers doux due à la texture cristallographique et aux contraintes

C. Esling	Professeur à l'Université de Metz	Directeur de Thèse
M. Humbert	Professeur à l'Université de Metz	Directeur de Thèse
R. Schwarzer	Professeur à l'Université Technique de Clausthal	Rapporteur
W. Arnold	Professeur à l'Université de Sarrebrück et à l'IzfP	Rapporteur
M. J. Philippe	Professeur à l'Université de Metz	Examinateur
W. Theiner	Docteur Ingénieur à l'IzfP	Examinateur

REMERCIEMENTS

Ils sont nombreux ceux dont la gentillesse s'est naturellement mise au service de ma démarche. Ainsi je suis redevable à beaucoup de personnes de leur aide et soutien.

Je remercie Iris Altpeter, Werner Theiner et l'équipe technique de l'IzfP pour l'encadrement scientifique et humain qu'ils m'ont apporté. J'exprime ma gratitude à l'Institut Fraunhofer pour m'avoir fait confiance et pour le financement de ce travail.

J'exprime ma reconnaissance aux professeurs Michel Humbert et Claude Esling du LETAM pour leur laborieuse supervision, relecture et dévouée amélioration de la rédaction de ce manuscrit.

Je n'oublierai pas l'intérêt gracieux que monsieur Marc Friedrich de la société Sollac aura porté à mon travail.

J'adresse un profond remerciement pour l'étude attentive de ce manuscrit aux professeurs W. Arnold et R. Schwarzer, qui ont accepté d'être les rapporteurs de ma thèse, ainsi qu'au professeur Marie Jeanne Philippe pour s'être jointe aux membres du jury.

Si seulement Claudia et mes enfants avaient pu moins endurer... Ils ont été admirables de courage.

Je dédie cette thèse à tous ceux qui m'ont permis de concrétiser dans la durée mon travail de recherche, à tous ceux qui ont contribué à l'avènement de ce manuscrit.

ENGLISH ABSTRACT

Great interest has been dedicated to magnetic techniques for nondestructive determination of quantities as stress, crystallographic texture, mechanical parameters. But in the last 10 years, the lack of an appropriate theoretical study to model the anisotropic influences of stress and crystallographic texture on micromagnetic properties has impeded the development of actual applications of magnetic nondestructive techniques.

In this thesis, the anisotropic effects induced by stress fields and crystallographic texture on micromagnetic quantities as Barkhausen noise are studied for different textured steel grades.

The developed theoretical model is able to explain the observed anisotropic stress and texture effects. The Barkhausen noise amplitude measurements are correlated to the existing crystallographic texture and stress states of the material.

The results of this thesis allow a relevant improvement of the possibilities to perform and design stress or texture sensitive non-destructive magnetic techniques.

Keywords

Crystallographic texture

Residual stresses

Micromagnetic non-destructive testings

Barkhausen noise

Steel sheets

RÉSUMÉ FRANCAIS

Les techniques magnétiques ont toujours été considérées très intéressantes pour la détermination non destructive de grandeurs telles que les contraintes, la texture cristallographique et, d'une manière générale, les paramètres mécaniques de pièces métalliques magnétiques. A ce titre elles ont été largement étudiées. Mais durant les dernières dix années, on note l'absence d'étude théorique appropriée qui aurait permis d'obtenir une modélisation des influences anisotropes des contraintes internes et de la texture cristallographique sur les propriétés magnétiques. A ce jour, cette situation a considérablement freiné le développement d'applications non destructives concrètes basées sur des techniques magnétiques.

Cette thèse propose une étude des effets anisotropes, induits par des champs de contraintes et par la texture cristallographique, sur des grandeurs micromagnétiques telles que l'activité Barkhausen, et ceci pour différentes qualités d'aciers.

Le modèle théorique présenté dans ce document permet d'expliquer les effets anisotropes des contraintes et de la texture cristallographique. La mesure de l'activité Barkhausen a été corrélée à la texture cristallographique et aux contraintes internes du matériau.

Les résultats de cette thèse permettent d'augmenter considérablement les possibilités des techniques magnétiques non destructives visant à déterminer les contraintes internes et la texture cristallographique.

Mots clés

Texture cristallographique

Contrainte résiduelle

Contrôle micromagnétique non destructif

Activité Barkhausen

Tôle d'acier

DEUTSCHE ZUSAMMENFASSUNG

Magnetische Untersuchungsmethoden gehören innerhalb der zerstörungsfreien Prüfverfahren zu den interessantesten, insbesondere zur Ermittlung von Größen wie Eigenspannungen, kristallografischer Textur und generell mechanischer Eigenschaften von metallischen, magnetischen Werkstoffen. Sie sind daher bisher schon eingehend untersucht worden. Es ist jedoch auffällig, daß innerhalb der letzten zehn Jahre kein geeignetes theoretisches Modell gefunden wurde, mithilfe dessen die anisotropen Einflüsse der Eigenspannungen und der kristallografischen Textur auf die magnetischen Eigenschaften erklärt werden könnten. Deshalb kommen magnetische Untersuchungsmethoden bisher im Bereich der zerstörungsfreien Prüfverfahren nur in begrenztem Maße zum Einsatz.

Mit dieser Doktorarbeit wird für verschiedene Stahlgüten eine eingehende Untersuchung der Auswirkungen von Spannungsfeldern und kristallografischen Texturen auf mikromagnetische Größen wie das Barkhausenrauschen vorgelegt. Mit dem hier entwickelten theoretischen Modell lassen sich die anisotropen Auswirkungen der Eigenspannungen und der kristallografischen Textur erklären. Es konnte ein Zusammenhang zwischen Barkhausenrauschen und kristallografischer Textur bzw. Eigenspannungen der Werkstoffe aufgezeigt werden. Auf der Grundlage der in dieser Doktorarbeit dargestellten Erkenntnisse kann die Anwendung magnetischer Untersuchungsmethoden zur zerstörungsfreien Ermittlung von Eigenspannungen und kristallografischer Textur entscheidend ausgebaut werden.

Schlüsselwörter

Kristallografische Textur

Eigenspannungen

Mikromagnetische zerstörungsfreie Prüfverfahren

Barkhausenrauschen

Stahlbleche

MODÉLISATION DE L'ANISOTROPIE DES PROPRIÉTÉS MICROMAGNÉTIQUES DES TÔLES D'ACIERS DOUX DUE A LA TEXTURE CRISTALLOGRAPHIQUE ET AUX CONTRAINTES

I] INTRODUCTION

1.1] Motivation de l'étude 10

1.2] Historique du développement des connaissances et techniques sur les thèmes du magnétisme, de la texture cristallographique et des contraintes internes 15

1.3] Réflexions 16

1.4] Plan de rédaction 18

Références bibliographiques du chapitre 1 21

II] LA MAGNÉTISATION DES MATÉRIAUX FERROMAGNÉTIQUES

2.1] Les domaines magnétiques 23

2.2] L'anisotropie magnétocristalline 23

2.3] Les parois de Bloch 25

2.4] Les mécanismes de magnétisation 25

2.5] L'interaction des parois / points d'épinglement 28

2.6] Le cycle d'hystérésis 32

2.7] L'anisotropie de magnétostriction 32

2.8] Le formalisme théorique de description de la magnétisation 36

2.8.1] L'énergie magnétostatique 37

2.8.2] L'énergie des parois 40

2.8.3] L'énergie magnétocristalline 40

2.8.4] L'énergie magnétoélastique 41

2.8.5] L'énergie magnétique du champ H 42

2.8.6] La modélisation de la magnétisation selon l'approche théorique 42

2.9] Le formalisme phénoménologique 44

2.10] Les effets anisotropes de la texture cristallographique et des contraintes 45

Références bibliographiques du chapitre 2 51

III] LES GRANDEURS MICROMAGNÉTIQUES DE CONTRÔLE NON-DESTRUCTIF

3.1] L'appareil 3MA (Micromagnetic Multiparameter Microstructure and Stress Analysis) 54

3.2] Les techniques et grandeurs micromagnétiques 57

a/ La mesure de l'activité Barkhausen M

b/ La mesure de l'émission magnétoacoustique A

c/ La mesure de la perméabilité incrémentale μ_Δ

d/ La mesure de la magnétostriction dynamique $E\lambda$

e/ L'analyse harmonique du champ tangentiel H_t

3.3] La mesure de l'activité Barkhausen M avec l'appareil MA 60

3.4] Caractérisation de la texture cristallographique par la méthode micromagnétique multiparamètre 65

Références bibliographiques du chapitre 3 70

IV] MODÉLISATION DE L'ANISOTROPIE DES PROPRIÉTÉS MICROMAGNÉTIQUES DUE A LA TEXTURE CRISTALLOGRAPHIQUE ET AUX CONTRAINTES : CALCUL DES PROPRIÉTÉS MICROMAGNÉTIQUES MOYENNES

4.1] L'influence de l'orientation des domaines sur les propriétés micromagnétiques 74

4.1.1] Déplacement d'une paroi à 180° 74

4.1.2] Les grandeurs micromagnétiques 79

4.1.2.1] Le champ coercitif HcM 79

4.1.2.2] La susceptibilité et la perméabilité irréversibles 79

4.1.2.3] La mesure de l'activité Barkhausen 83

4.1.3] Influence de l'orientation des domaines $Ms1$ et $Ms2$ 85

4.1.4] Déplacement d'une paroi à 90° 85

4.2] La texture magnétique 86

4.2.1] Influence de la texture magnétique sur les grandeurs micromagnétiques 86

4.2.2] Origine de la texture magnétique 87

4.2.2.1] Anisotropies d'origine non cristallographique : Les effets de la microstructure 89

4.2.2.2] Anisotropies cristallographiques : Les énergies magnétoélastique E_{me} et magnétocristalline E_C 89

4.2.2.2.1] Influence d'une contrainte 91

4.2.2.2.2] Influence d'une contrainte en présence d'un champ H 95

4.2.2.3] Conclusion 96

4.3] Les propriétés micromagnétiques moyennes du polycristal 98

4.3.1] Susceptibilité, activité Barkhausen et champ coercitif du cristallite 98

4.3.2] La texture cristallographique 107

4.3.3] Calcul de l'activité Barkhausen moyenne 108

4.3.3.1] Principe de calcul de la propriété moyenne 108

4.3.3.2] Calcul formel 110

4.3.3.3] Calcul pratique de la grandeur moyenne $\overline{M_{max}}$ 113

4.3.4] Conclusion 116

Références bibliographiques du chapitre 4 117

V] ANALYSE DES EFFETS DES CONTRAINTES SUR LA MESURE DE L'ACTIVITÉ BARKHAUSEN

5.1] La mesure de l'activité Barkhausen en fonction de l'état de contrainte 120

5.1.1] L'activité Barkhausen en fonction d'une contrainte uniaxiale 120

5.1.2] L'activité Barkhausen en fonction de contraintes résiduelles 122

5.1.3] Sensibilité à la microstructure de l'effet de contrainte sur l'activité Barkhausen 124

5.1.4] Observation des domaines sous contraintes 126

5.2] Nature de la mesure de l'activité Barkhausen M_{max} au champ coercitif H_{CM} 127

5.2.1] Mouvements des parois à 180° et 90° 127

5.2.2] Nature de l'activité Barkhausen 129

5.2.3] Annihilation des domaines transverses et affinement des domaines longitudinaux sous l'effet d'une traction 131

5.3] Conclusion 134

Références bibliographiques du chapitre 5 136

VI] ANALYSE EXPÉRIMENTALE DES EFFETS ANISOTROPES DES CONTRAINTES ET DE TEXTURE SUR LA MESURE DES PROPRIÉTÉS MICROMAGNÉTIQUES

6.1] Variation de l'activité Barkhausen en fonction de la contrainte pour différentes directions dans le plan de la tôle 138

6.2] Variation de la perméabilité incrémentale en fonction de la contrainte pour différentes directions dans le plan de la tôle 146

6.3] Variation de l'activité Barkhausen dans le plan de la tôle en fonction d'une contrainte uniaxiale 150

6.4] Anisotropie de l'activité Barkhausen dans le plan de la tôle 157

6.5] Anisotropie résultant du seul effet de texture cristallographique 165

Références bibliographiques du chapitre 6 168

VII] CONCLUSION GÉNÉRALE 169

IX] ANNEXES 171

INTRODUCTION

Chapitre 1

Nous avons consacré nos travaux de recherche à la modélisation de l'anisotropie des propriétés micromagnétiques, activité Barkhausen et perméabilité incrémentale, des tôles d'aciers due à la texture cristallographique et aux contraintes internes.

L'activité Barkhausen est l'une des propriétés micromagnétiques des matériaux ferromagnétiques les plus largement étudiées. Elle dispose d'un large potentiel d'applications puisqu'elle s'applique à toutes pièces ferromagnétiques et elle bénéficie aussi de nombreux avantages : méthode non-destructive et facile à mettre en oeuvre, elle est fiable et rapide d'exécution.

Cependant, les connaissances des effets anisotropes de la texture cristallographique et des contraintes sur l'activité Barkhausen étaient, jusqu'alors, insuffisantes pour parvenir à l'évaluation non-destructive des caractéristiques mécaniques des tôles par la seule mesure de l'activité Barkhausen.

Il a donc été nécessaire d'entreprendre des études fondamentales et expérimentales plus approfondies. L'activité Barkhausen étant la principale propriété micromagnétique parmi toutes, un développement de son potentiel d'application, consécutif aux résultats de notre étude, constituera un grand progrès pour les techniques magnétiques de contrôles non-destructifs.

1.1] Motivation de l'étude

Nos travaux ont été guidés par la volonté d'évaluer les caractéristiques mécaniques des tôles d'acier par une méthode magnétique non-destructive et d'éviter ainsi le recours classique aux essais mécaniques.

- Les propriétés techniques des tôles :

La qualité d'une tôle se définit par des caractéristiques mécaniques (Re, Rm, A%)*, rhéologiques (r, n, ΔC)**, de dureté ou même de vieillissement. Cette qualité doit être adaptée à l'utilisation de la tôle.

- Les moyens d'obtention :

Le sidérurgiste varie et adapte le procédé de fabrication : nuance d'acier, conditions de laminage à chaud et à froid, choix du type de recuit (base ou continu), taux d'écrouissage au skin-pass (simple réduction, double réduction, skin-pass humide) pour obtenir la qualité de tôle requise. Il conditionne ainsi l'état structurel du métal et modifie ses propriétés physiques (thermiques, électriques, magnétiques, mécaniques).

- Les paramètres structuraux :

Les défauts de maille, la taille de grain, les contraintes internes, les déformations plastiques, les atomes interstitiels, la texture cristallographique... sont autant de paramètres structuraux modifiés au cours de la fabrication qui déterminent au final les caractéristiques mécaniques de la tôle.

Des caractéristiques mécaniques telles que coefficient de Lankford r et taux de corne ΔC, sont étroitement liées à la texture cristallographique. En mesurant la texture cristallographique par diffraction X, il est possible de calculer ces caractéristiques mécaniques et cela évite de les déterminer par essais mécaniques (destructifs).

Quand nous avons à caractériser la texture cristallographique et à calculer des caractéristiques mécaniques, nous souhaiterions pouvoir substituer, en certaines circonstances, la mesure de l'activité Barkhausen à la méthode de mesure par diffraction X.

---

* Re : limite d'élasticité ; Rm : résistance maximale à la traction ; A% : allongement à la rupture

** r : coefficient de Lankford ou d'anisotropie ; n : coefficient d'écrouissage ou de consolidation ; ΔC : taux de cornes

- La philosophie des techniques de contrôles non-destructifs :

Il existe une large palette de techniques de contrôles non-destructifs envisageables telles que électriques, thermiques, optiques diffractométriques, ultrasonores, acoustiques, magnétiques qui s´appliquent potentiellement à de nombreux matériaux.

L´élaboration de techniques de contrôles non-destructifs est basée sur la mesure directe ou indirecte des propriétés physiques du matériau pour en évaluer les propriétés techniques et assurer sa "qualité".

Les techniques de contrôles non-destructifs permettent, d´une part, le contrôle et l'amélioration de la qualité du produit, comme par exemple l´évaluation de la fiabilité d´une pièce (détection de défauts Réf.[1.0], évaluation de l´état de fatigue Réf.[1.1]) et, d´autre part, la régulation et l'optimisation des procédés de fabrication par un contrôle continu Réf.[1.2]. Elles sont souvent intégrées aux procédés de fabrication et sont indissociables de la performance et de la rentabilité des entreprises modernes. Elles permettent d'optimiser la production.

Le développement de techniques de contrôles non destructifs à L´IzfP repose sur cette logique.

- Les grandeurs micromagnétiques et le concept 3MA :

Pour les matériaux ferromagnétiques (tels que tôles à emboutissage pour carrosserie automobile ou boîte alimentaire) dont la production annuelle en France se chiffre en millions de tonnes, les techniques magnétiques offrent un grand potentiel d´applications.

Cependant, la difficulté fondamentale des techniques magnétiques, comme pour beaucoup d´autres techniques non-destructives, est que les grandeurs micromagnétiques mesurées dépendent simultanément de nombreux paramètres tels que texture, microstructure, composition chimique, contraintes internes.

Depuis 1978, il a été développé à l'IzfP, dans la perspective de valoriser les techniques magnétiques pour le contrôle non-destructif, l'appareil 3MA (**M**icromagnetic **M**ultiparameter **M**icrostructure and stress **A**nalysis). Cet appareil associe différentes mesures micromagnétiques :

- Activité Barkhausen
- Emission magnétoacoustique
- Perméabilité incrémentale
- Magnétostriction dynamique
- Analyse harmonique du champ tangentiel

Cette approche "multiparamètre" permet d'éliminer les effets de certains paramètres structuraux et d'évaluer la propriété technique visée : les grandeurs micromagnétiques mesurées sont associées et corrélées à la propriété technique.

L'appareil 3MA, par son concept, permet ainsi un large champ d'applications. Réf.[1.3].

- Texture cristallographique et contraintes internes :

L'évaluation de la texture cristallographique et des contraintes internes constitue une préoccupation importante dans le but de garantir la qualité des tôles fabriquées.

Concrètement, pour la fabrication de tôles minces destinées à l'emboutissage profond par rétreint, le sidérurgiste doit garantir un coefficient de Lankford r élevé et un taux de cornes ΔC faible. Ces caractéristiques mécaniques dépendent étroitement de la texture cristallographique et peuvent être garanties par une évaluation non-destructive (la seule envisageable en production) de la texture cristallographique. Grâce à l'évaluation en production (on line) de la texture cristallographique, le sidérurgiste a la possibilité de corriger, immédiatement si nécessaire, les paramètres techniques de la production (taux de réduction au laminage à froid, vitesse de chauffe au recuit,

taux d'écrouissage au skin-pass). De plus, les problèmes de gondolement de tôle (crossbow), de retour élastique (spring-back), de rupture de bobinage par accumulation de contraintes ou de tenue en fatigue motivent aujourd'hui le développement des techniques non-destructives d'évaluation des contraintes résiduelles. Celles-ci sont, à ce jour, le seul facteur affectant l'intégrité structurale des tôles qui ne fasse pas encore l'objet d'un contrôle de routine en production.

L'intérêt est grand, et des travaux de recherche récents le prouvent :

- ECSC "Residual stresses in Cold Rolled Strip and their influence on Subsequent Processing Operations" 1991/1994

- EEC BRITE "Microstructural and Residual Stress Analysis of Metallic Materials" 1989/1992

- **Le handicap de la méthode magnétique pour la détermination de la texture cristallographique et des contraintes internes :**

Les techniques non-destructives ultrasonores (EMUS) et de diffraction X par transmission (Brevet Hoesch) ont pris le pas sur la méthode magnétique pour l'évaluation de la texture cristallographique en production. Les résultats du projet "Nondestructive characterization of textures in rolled parts using ultrasonic and magnetic techniques" (ECSC P20007 E1.1/88) dont font partie les travaux préliminaires de cette thèse, mettent en évidence le problème posé par la méthode micromagnétique multiparamètre associée à l'utilisation de l'appareil 3MA :

Difficilement dissociables des effets de texture cristallographique, les contraintes résiduelles influent fortement sur les grandeurs micromagnétiques bien que nous ayons appliqué la méthode de régression multiparamètre. Cette méthode, qui est purement empirique, montre dans ce contexte ses limites d'application. Les effets des contraintes ne peuvent être séparés des effets de texture cristallographique. L'approche multiparamètre n'est pas, dans ce cas, la solution magique espérée.

A notre sens, la méthode magnétique pourrait élargir son champ d'application si une modélisation, décrivant l'anisotropie des propriétés micromagnétiques induite par des effets de texture cristallographique et de contraintes résiduelles, venait l'épauler.

1.2] Historique du développement des connaissances et techniques sur les thèmes magnétisme, de la texture cristallographique et des contraintes internes

Depuis le début du siècle et jusqu'en 1950, Kittel et Néel publiaient les bases théoriques du magnétisme. Puis, en 1951, Bozorth proposait un important ouvrage Réf.[1.4] regroupant une source presque inépuisable de données expérimentales.

C'est en 1955 que Lee donna la meilleure description de l'effet magnétoélastique Réf.[1.5] qui explique l'influence des contraintes sur les propriétés magnétiques : *"Puisque la déformation d'un cristal ferromagnétique est partiellement déterminée par la direction d'aimantation, si ce cristal est déformé par une force extérieure, la déformation induite devra généralement modifier la direction d'aimantation (principe de Le Chatelier)."* L'étude des matériaux ferromagnétiques polycristallins fut cependant limitée au cas isotrope en raison de l'absence de formalisme mathématique pour prendre en compte les effets de texture.

Finalement, de 1965 à 1969, Bunge développa une technique d'analyse de la texture cristallographique Réf.[1.6] qui permet le calcul des propriétés moyennes des matériaux polycristallins.

Concernant les contraintes résiduelles, et suite à des travaux de Macherauch, Hauk et Kloos précisèrent, de 1981 à 1983, la nature des contraintes internes qui furent classifiées en trois ordres selon l'échelle à laquelle on considère le matériau (quelques cristallites, un cristallite ou quelques atomes).

C'est seulement en 1984 que Jiles/Atherton proposèrent un formalisme phénoménologique qui décrit de manière satisfaisante l'aimantation des matériaux ferromagnétiques en séparant les mécanismes réversibles et

irréversibles de l'aimantation Réf.[1.7]. Ce formalisme a permis des progrès importants dans l'interprétation des effets des contraintes Réf.[1.8] puisque ceux-ci sont en fait multiples.

Depuis maintenant plus de 15 ans, l'IzfP élabore et développe des techniques micromagnétiques de contrôles non-destructifs.

Le Laboratoire de Métallurgie des Matériaux Polycristallins LETAM se consacre à l'étude et à la détermination des textures cristallographiques ainsi qu'à l'étude des relations entre les textures cristallographiques et les propriétés physiques et mécaniques anisotropes.

1.3] Réflexions

Il est intéressant de noter que les domaines magnétiques tout comme les cristallites divisent le matériau en volumes d'orientations remarquables.

L'étude cristallographique :

Une tôle d'acier est constituée d'une multitude de cristallites d'orientation et de volume spécifiques agencés au cours du processus de fabrication. On désigne par texture cristallographique la statistique d'orientation des cristallites.

L'influence de la texture cristallographique est prépondérante sur les nombreuses propriétés de la tôle, notamment mécaniques :

Si une propriété du cristallite est anisotrope, l'orientation préférentielle des cristallites constitutifs du polycristal induit, à l'échelle du polycristal, l'anisotropie de la propriété moyenne.

L'étude magnétique :

Cette même tôle ferritique se divise également en domaines magnétiques. Chaque domaine a une orientation et un volume spécifiques. Comme pour la

texture cristallographique, on définirait la texture magnétique comme la statistique d'orientation des domaines magnétiques.

L'influence de la texture magnétique sur les propriétés magnétiques est également prépondérante.

Les objectifs et difficultés de ce travail :

Texture cristallographique et texture magnétique induisent respectivement l'anisotropie des propriétés mécaniques et magnétiques de la tôle.

La texture magnétique est partiellement déterminée par la texture cristallographique, puisque les domaines magnétiques sont un "sous-ensemble" des cristallites et que l'orientation des domaines magnétiques est liée à celle des cristallites : les directions d'aimantation privilégiées des domaines magnétiques sont les axes quaternaires des cristallites <100>.

Le principe des techniques magnétiques de contrôles non-destructifs est d'exploiter la relation texture cristallographique - texture magnétique afin de caractériser, par mesures magnétiques, de manière satisfaisante la texture cristallographique et, consécutivement, d'évaluer les caractéristiques mécaniques du matériau liées à la texture cristallographique.

La difficulté pour réaliser cet objectif réside dans le fait que la texture magnétique est aussi déterminée par des paramètres microstructuraux autres que la seule texture cristallographique, tels que les contraintes internes.

Nous consacrons notre étude à la mesure de l'activité Barkhausen :

Quand nous appliquons un champ magnétique H à la tôle ferritique, la texture magnétique de celle-ci se modifie en fonction du champ magnétique (direction, sens, intensité). Des points d'épinglements mettent un frein aux transformations de la texture magnétique (phénomène d'hystérésis). Seulement certaines transformations de la texture magnétique, c'est-à-dire les déplacements irréversibles des parois à 180° des domaines magnétiques en interraction avec les points d'épinglement, génèrent l'activité Barkhausen, c'est-à-dire des variations erratiques de l'aimantation. En cela, l'intensité de

l'activité Barkhausen résulte de l'état de la texture magnétique à l'application du champ et des transformations qui s'opèrent sous l'influence du champ H. L'activité Barkhausen est susceptible de nous renseigner sur la texture cristallographique et l'état de contraintes résiduelles parce qu'ils déterminent la texture magnétique.

L'objectif de nos travaux est d'expliciter pour des tôles ferritiques :

1) l'influence anisotrope de la texture cristallographique

2) et l'influence anisotrope des contraintes résiduelles

sur la texture magnétique et par extension sur l'activité Barkhausen.

Réciproquement notre objectif final sera de caractériser, par la mesure de l'activité Barkhausen, la texture cristallographique et les contraintes résiduelles.

Notre étude de l'activité Barkhausen se focalise sur la valeur de l'activité Barkhausen enregistrée au champ coercitif, valeur remarquable du champ appliqué, pour lequel les principaux déplacements irréversibles de parois à 180° s'effectuent.

1.4] Plan de rédaction

Ce travail propose une étude théorique et expérimentale des effets anisotropes de la texture cristallographique et des contraintes sur l'activité Barkhausen de tôles d'acier. Nous développons sept chapitres :

- Chapitre I : *Introduction*

- Chapitre II : *Etat de l'art des connaissances sur le ferromagnétisme*
Ce chapitre dresse un bref aperçu des connaissances actuelles sur le ferromagnétisme et permet d'aborder avec clarté les chapitres qui suivent.

- Chapitre III : *Les grandeurs micromagnétiques et la méthode multiparamètre*
La méthode multiparamétre résulte de la combinaison de différentes grandeurs micromagnétiques mesurées par différentes techniques micromagnétiques.

Dans ce chapitre, nous citons ces techniques et présentons en détail la technique de mesure de l'activité Barkhausen.

Nous exposons les résultats de la méthode multiparamétre que nous avons mise en oeuvre avec l'appareil 3MA pour l'évaluation de la texture de tôles dans le cadre du projet "Nondestructive characterization of textures in rolled parts using ultrasonic and magnetic techniques" (ECSC P20007 E1.1/88). Nous donnons les conclusions qui ont justifié l'étude approfondie que nous avons menée par la suite et qui est présentée dans cette thèse.

- Chapitre IV : *Modélisation des effets anisotropes de la texture cristallographique et des contraintes sur les propriétés micromagnétiques*
La modélisation repose sur l'analyse de texture cristallographique et le calcul de propriétés moyennes tel que Bunge les a développés, sur l'évidence des parois magnétiques et la théorie de leurs déplacements, source de l'activité Barkhausen, et sur la propriété magnétoélastique des cristallites constitutifs du polycristal.

- Chapitre V : *Nature de la mesure de l'activité Barkhausen*
La modélisation des effets anisotropes de la texture cristallographique et des contraintes sur l'activité Barkhausen n'est valable que si nous apportons les hypothèses et restrictions nécessaires. Ce chapitre justifie, par des argumentations expérimentales, les bornes apportées à la modélisation : la modélisation s'applique directement à l'activité Barkhausen enregistrée au champ coercitif.

La magnétisation du matériau ferromagnétique s'effectue par composition successive de différents mécanismes d'aimantation, c'est-à-dire différentes transformations de la texture magnétique. Chaque mécanisme d'aimantation confère au matériau certaines propriétés magnétiques qui ne sont pas systématiquement coopératives, voire parfois antagonistes. La modélisation des effets anisotropes de la texture cristallographique et des contraintes doit être ainsi considérée pour chaque mécanisme d'aimantation.

La modélisation des effets anisotropes de la texture cristallographique et des contraintes sur l'activité Barkhausen que nous proposons, se limite au seul

mécanisme d´aimantation que constitue le déplacement d´un type des parois, que sont les parois à 180°, dans l´hypothèse que seuls les déplacements de parois à 180° contribuent à l´activité Barkhausen. Pour que cette hypothèse se vérifie, nous avons considéré l´activité Barkhausen enregistrée au champ coercitif.

- Chapitre VI : *Résultats expérimentaux et discussion*

Les résultats expérimentaux illustrent la pertinence de la démarche. Différentes procédures expérimentales sont présentées pour différentes qualités de tôles d´acier.

- Chapitre VII : *Conclusion*

Références bibliographiques du chapitre 1

[1.0] A. Dhar, D.L. Atherton
"Correlation between magnetic flux leakage and magnetic Barkhausen noise in steel pipelines"
British Journal of NDT, vol.35, no.6 (1993) 307-309

[1.1] K. Tiitto
"Use of Barkhausen noise in fatigue"
Nondestr. Test. Eval., vol.5 (1989) 27-37

[1.2] "Microstructural and residual stress analysis of metallic materials"
Brite Project MARS No. RI1B-0283-C(GDF) (1989/1992)

[1.3] W. Theiner, B. Reimringer, H. Kopp, M. Gessner
"3MA-testing equipment, application, possibilities and experiences"
Nondestructive Characterization of Materials (Eds. :P. Höller, V. Hauk, G. Dobmann, C.O. Ruud, R.E. Green) Berlin, Springer Verlag, (1989) 699-706

[1.4] R.M. Bozorth
"Ferromagnetism"
New York, Van Nostrand, (1951)

[1.5] E.W. Lee
"Magnetostriction and magnetomechanical effects"
Reports on Progress in Physics, 18 (1955) 185-229

[1.6] H.J. Bunge
"Texture Analysis in Materials Science - Mathematical methods"
Butterworths London (1982)

[1.7] D.L. Atherton, D.C. Jiles
"Theory of ferromagnetic hysteresis"
Journal of Magnetism and Magnetic Materials,
vol.61, (1986) 48-60

[1.8] D.L. Atherton, D.C. Jiles
"Effects of stress on magnetization"
NDT International, vol.19, (1986) 15-19

LA MAGNÉTISATION DES MATÉRIAUX FERROMAGNÉTIQUES

Chapitre 2

Il existe certes une théorie complète du magnétisme Réf.[2.0][2.1][2.2][2.3], mais il ne s'agit pas d'une théorie mathématique pure du fait de la complexité de la matière à l'échelle intermédiaire atomique/macroscopique. Nous présentons, dans ce chapitre, les connaissances essentielles sur l'état structurel et les mécanismes physiques qui déterminent le comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques.

Les trois éléments fer, nickel et cobalt sont ferromagnétiques. Nous nous limitons dans ce chapitre à l'exemple du fer par commodité.

2.1] Les domaines magnétiques

Le cristallite de fer se décompose en volumes magnétiques élémentaires, dits domaines de Weiss, dans lesquels les aimantations spontanées ou moments magnétiques de tous les atomes sont orientées dans la même direction. La taille de ces domaines magnétiques est égale ou inférieure à celle du cristallite (Fig. 2.1).

2.2] L'anisotropie magnétocristalline

Dans le cas du fer, l'aimantation des domaines s'oriente préférentiellement suivant les axes quaternaires <100> de la maille élémentaire. Ces directions sont définies comme les directions de facile aimantation. Le fer se caractérise par une forte anisotropie magnétocristalline.

L'anisotropie magnétocristalline est caractérisée par l'énergie qui permet la rotation des moments magnétiques hors des directions de facile aimantation <100>. L'énergie dite magnétocristalline contrôle l'orientation de l'aimantation des moments magnétiques.

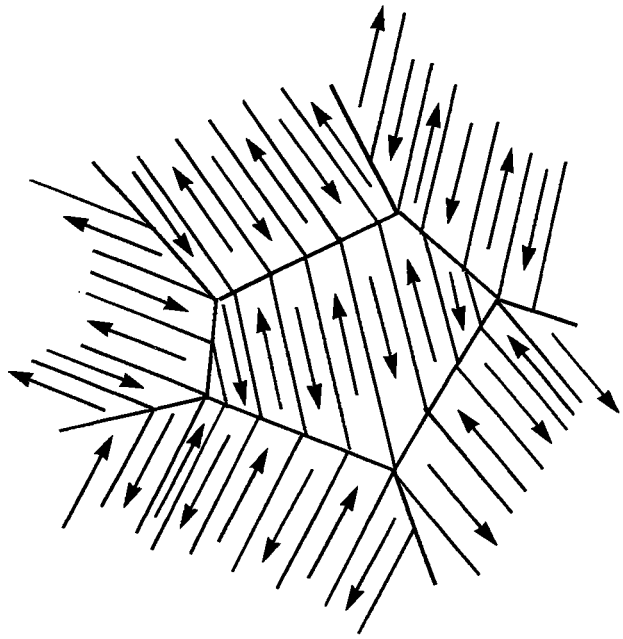


Fig. 2.1 : Cristallites et domaines magnétiques

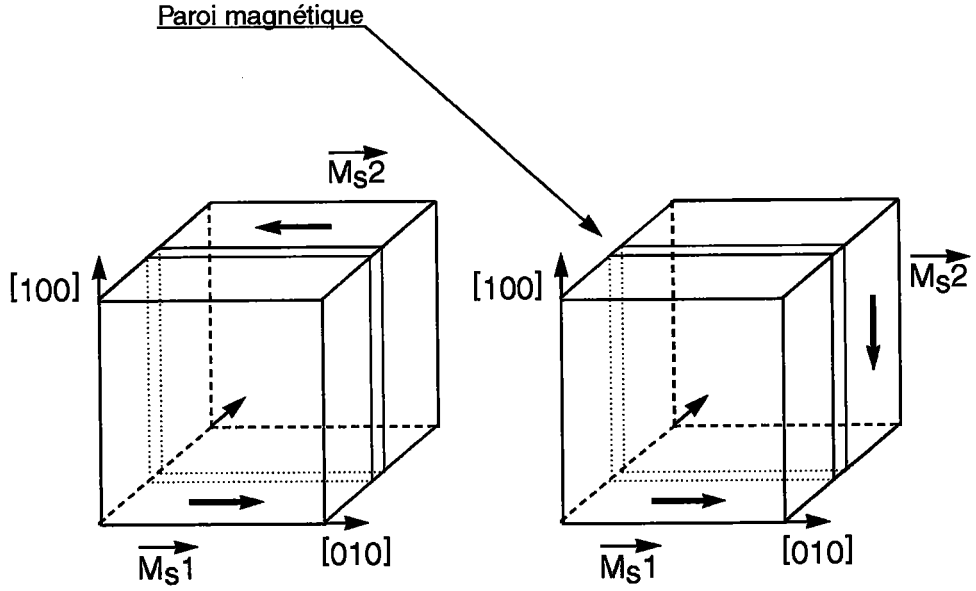


Fig. 2.2 : Domaines magnétiques d'aimantation antiparallèle (g) et orthogonale (d)

En l'absence de champ magnétique H, l'aimantation des domaines correspondra toujours aux directions de facile aimantation.

Ainsi deux domaines adjacents d'un même cristallite ont soit des aimantations antiparallèles soit orthogonales (Fig. 2.2).

2.3] Les parois de Bloch

Que ce soit dans le cas d'aimantations antiparallèles (à 180°) ou orthogonales (à 90°), d'un domaine à l'autre l'aimantation tourne progressivement en quelques centaines de distances interatomiques. Cette zone de transition définit la paroi de Bloch. Les parois sont respectivement des parois à 90° ou 180° (Fig. 2.3).

2.4] Les mécanismes de magnétisation

Sous l'action d'un champ magnétique extérieur H le polycristal ferromagnétique s'aimante. L'aimantation induite s'opère en deux temps :

- déplacement des parois

- rotation des moments magnétiques

- Premier mécanisme de magnétisation : déplacement des parois

La division en domaines magnétiques et l'existence des parois sont fondamentales dans le processus de magnétisation.

De la même manière que l'on roule un tapis pour le déplacer plutôt que de s'épuiser à le tirer au sol, les parois "roulent" sous la pression du champ. C'est grâce à ce mécanisme que l'aimantation du polycristal est possible aux champs magnétiques faibles (quelques dizaines d'A/cm). Les déplacements de parois modifient l'organisation des domaines. Une aimantation résultante non nulle M apparaît qui est fonction du champ appliqué H. Dans chaque cristallite, les domaines favorablement orientés par rapport au champ se développent au dépens des autres domaines. La réorganisation des domaines se produit en

différentes étapes décrites par la règle des phases de Néel qui résume l'évolution de la texture magnétique au fur et à mesure de la magnétisation :

La règle des phases de Néel :

Une phase correspond à la fraction volumique des domaines ayant une même direction d'aimantation.

Mode d'aimantation I

En l'absence de champ magnétique extérieur H, les domaines des cristallites se répartissent en 6 phases correspondant aux 6 orientations (6 directions orientées) <100> de facile aimantation.

Mode d'aimantation II

En présence d'un champ H, 3 phases cohabitent. Ce sont celles aimantées selon les orientations de facile aimantation les plus proches de l'orientation du champ H.

Mode d'aimantation III et IV

Le champ croissant, il ne coexiste plus que 2 phases, puis 1 phase par cristallite pour le mode IV.

La phase restante avant rotation des moments magnétiques est celle dont l'aimantation est la plus proche du champ appliqué H.

- **Deuxième mécanisme de magnétisation : rotation des moments magnétiques**

A ce stade de la magnétisation, l'aimantation est proche de la saturation. Les moments magnétiques des derniers domaines quittent, sous l'effet du champ H toujours croissant, les directions <100> de facile aimantation et s'orientent dans la direction du champ. La saturation est atteinte quand tous les moments magnétiques sont orientés dans la direction du champ H.

La texture magnétique évolue en fonction de la direction, du sens et de l'intensité de la force magnétique. Les transformations de la texture magnétique suivent la règle des phases de Néel.

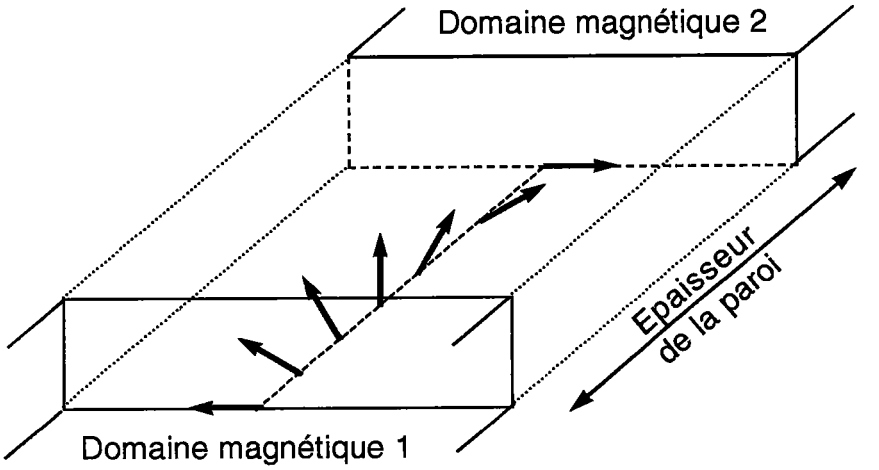


Fig. 2.3 : Paroi de Bloch à 180°

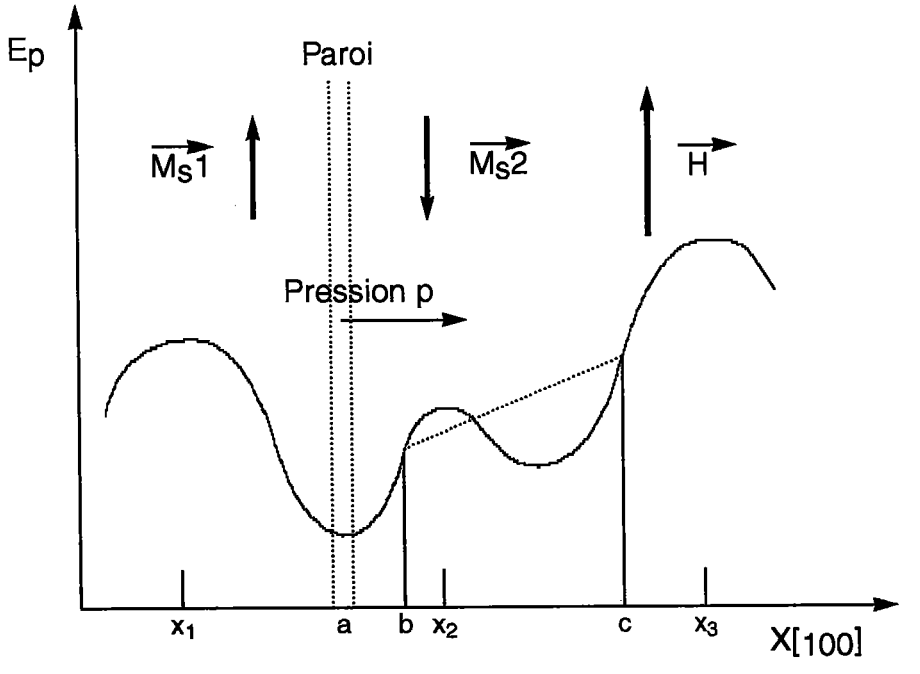


Fig. 2.4 : Déplacement d'une paroi à 180°

2.5] L'interaction des parois / points d'épinglement

Les déplacements de parois ne s'effectuent pas sans interactions avec les défauts, les impuretés et les contraintes toujours présents dans le réseau cristallin.

Dislocations, atomes interstitiels, contraintes résiduelles, etc. sont définis comme des points d'épinglement. Les points d'épinglement sont, d'une manière générale, les barrières de potentiel que doivent surmonter les parois pour se déplacer.

Entre deux points d'épinglement x1 et x2 (Fig. 2.4), la paroi peut se déplacer réversiblement sous la pression p du champ extérieur H.

La variation d'aimantation résultante (Fig. 2.5) définit la susceptibilité réversible χ_{rev} :

$$\chi_{rev} = \frac{(M_b - M_a)}{\Delta H} \qquad (2.00)$$

avec M_a et M_b : aimantations aux positions a et b de la paroi

ΔH : variation du champ magnétique extérieur H

Si la pression p du champ H est suffisante pour surmonter la barrière de potentiel en b (Fig. 2.4), la paroi se déplacera irréversiblement pour se positionner entre les points d'épinglement x2 et x3 sans que soit augmentée la valeur du champ H.

La variation d'aimantation induite (Fig. 2.5) définit la susceptibilité différentielle χ_{diff} :

$$\chi_{diff} = \frac{(M_c - M_a)}{\Delta H} = \chi_{rev} + \chi_{irr} \qquad (2.01)$$

χ_{irr} : susceptibilité irréversible

La variation d'aimantation irréversible $\Delta M = M_c - M_b$ constitue un saut Barkhausen. Les sauts Barkhausen, c'est-à-dire les déplacements irréversibles et erratiques des parois sont la source de l'activité Barkhausen : lors de la

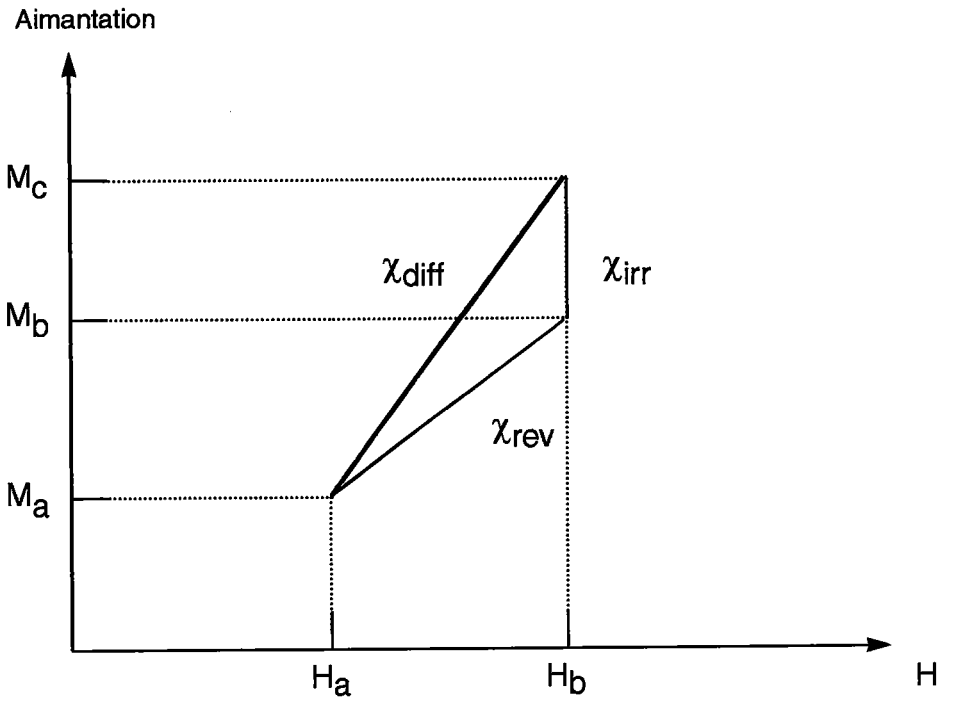


Fig. 2.5 : Variation d'aimantation induite par le déplacement de la paroi

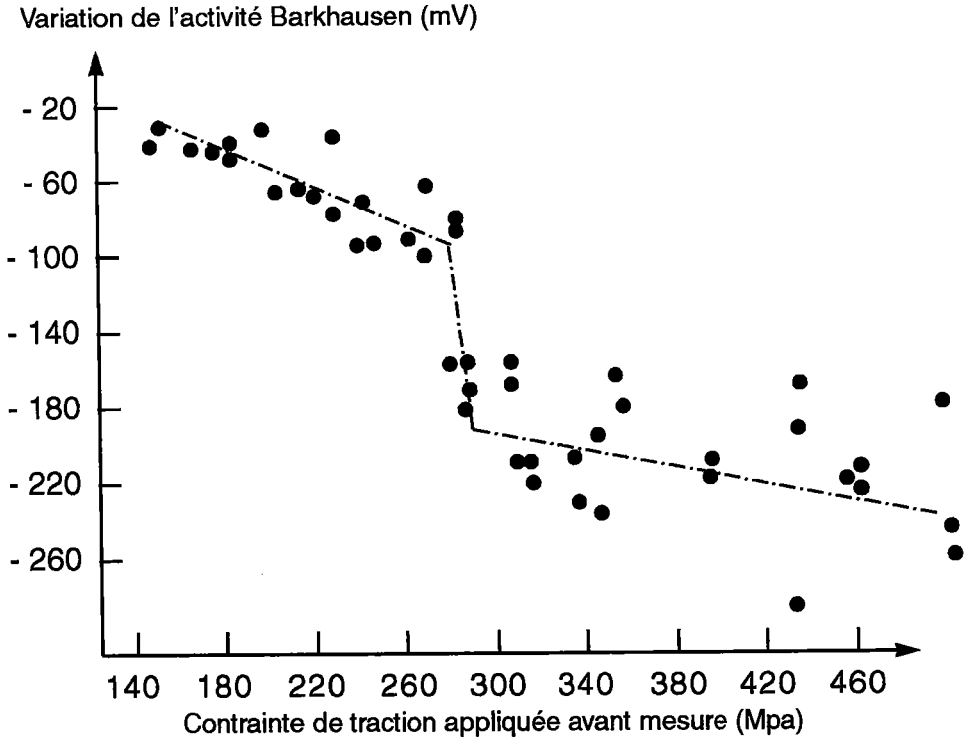


Fig. 2.6 : Effet de la déformation plastique générée par une contrainte uniaxiale de traction sur l'activité Barkhausen Réf.[2.4]

magnétisation, une bobine à induction enregistre un "bruit" électrique induit par les variations irréversibles de l'aimantation.

Une démonstration de l'interaction parois-dislocations est celle de Karjalainen et Moilanen Réf.[2.4] :

Une éprouvette d'un matériau ferromagnétique est fortement contrainte. A la limite élastique, la déformation plastique amorcée génère de nouvelles dislocations. Les nouvelles dislocations forment de nouveaux obstacles aux déplacements des parois et réduisent leur mobilité. Et il est possible d'observer, à la limite élastique, une diminution importante de l'intensité de l'activité Barkhausen (Fig. 2.6).

L'épinglement des parois est responsable de l'effet d'hystérésis : l'aimantation M s'opère avec un retard sur l'application du champ magnétique H (Fig. 2.7). C'est la propriété caractéristique et importante des matériaux ferromagnétiques.

La modélisation de l'épinglement des parois est essentielle pour reproduire le cycle d'hystérésis Réf.[2.5]. Seulement, la détermination de l'énergie des points d'épinglement reste un problème inextricable :

- la nature de l'interaction paroi/point d'épinglement dépend du type de paroi considéré et du caractère du point d'épinglement rencontré. Il y a une réelle multiplicité des interactions.

- les parois se déforment aux points d'épinglement et rendent le problème de la modélisation encore plus complexe.

En raison de la difficulté à modéliser le déplacement des parois, l'étude des propriétés ferromagnétiques se partage entre formalisme phénoménologique et formalisme théorique. Le formalisme phénoménologique s'évertue à décrire au mieux le comportement macroscopique du matériau ferromagnétique, puisque les approches théoriques ne parviennent pas à reproduire fidèlement le cycle d'hystérésis dans sa globalité.

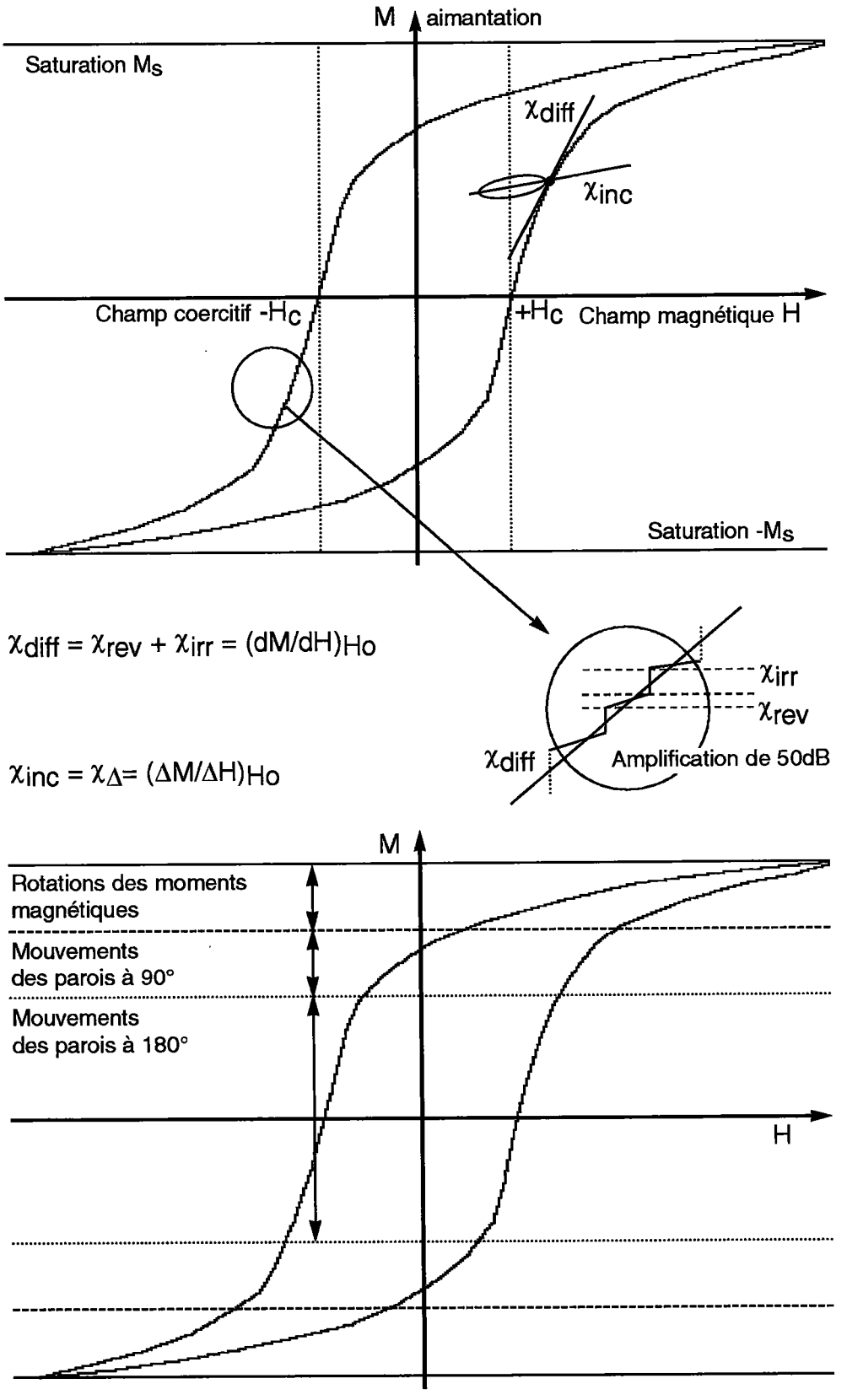


Fig. 2.7 : Diagramme schématique du cycle d'Hystérésis

2.6] Le cycle d'hystérésis (Fig. 2.7)

Nomenclature:

	Symbole	Définition	Unité
Induction magnétique	B	$B=\mu_o(H+M)=\phi/S^*$	T ou Wb/m^2
Magnétisation	I	$I=\mu_o M$	Wb/m^2
Aimantation	M		A/m
Champ magnétique	H		A/m
Susceptibilité	χ	$\chi=I/H$	
Perméabilité	μ	$\mu=B/H=\mu_o+\chi$	H/m

* avec ϕ le flux à travers la section S

Principe de la magnétisation :

Le champ magnétique externe H induit une aimantation résultante non nulle, par réorientation des domaines magnétiques (Fig. 2.8).

Le champ magnétique interne B est la somme de l'aimantation induite M et du champ appliqué H (Fig. 2.9).

$$B(H) = \mu_o [M(H) + H] \qquad (2.02)$$

avec μ_o : perméabilité du vide $4\pi \times 10^{-7}$ H / m

Mesure de l'aimantation induite, mesure du cycle d'hystérésis :

- le champ magnétique H est produit par le passage d'un courant électrique dans une bobine entourant l'échantillon.

- le champ magnétique interne B et l'aimantation M du matériau sont obtenus par la mesure du flux qui traverse une bobine entourant l'échantillon. C'est la seule façon de mesurer le flux total B et l'aimantation M.

2.7] L'anisotropie de magnétostriction

L'aimantation spontanée des atomes s'accompagne d'une déformation de la maille élémentaire. A l'échelle du polycristal, la magnétostriction est la somme des déformations spontanées : à l'application d'un champ magnétique H, le matériau ferromagnétique subit des variations dimensionnelles

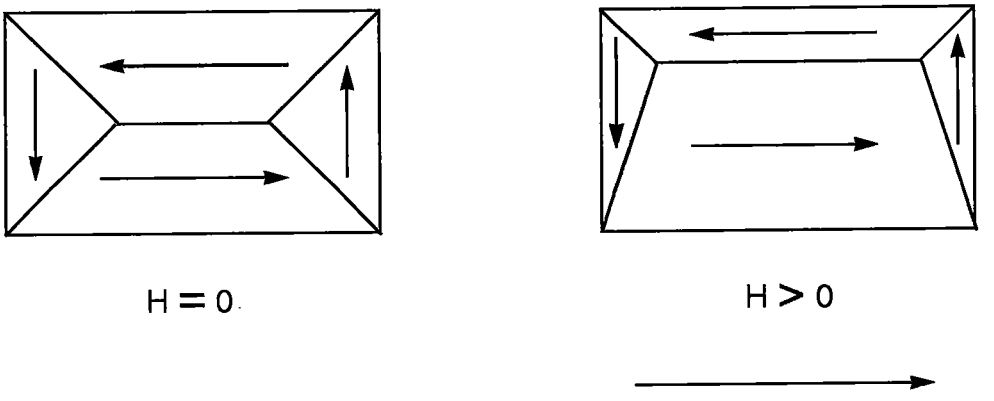


Fig. 2.8 : Redistribution des domaines sous l'effet du champ magnétique

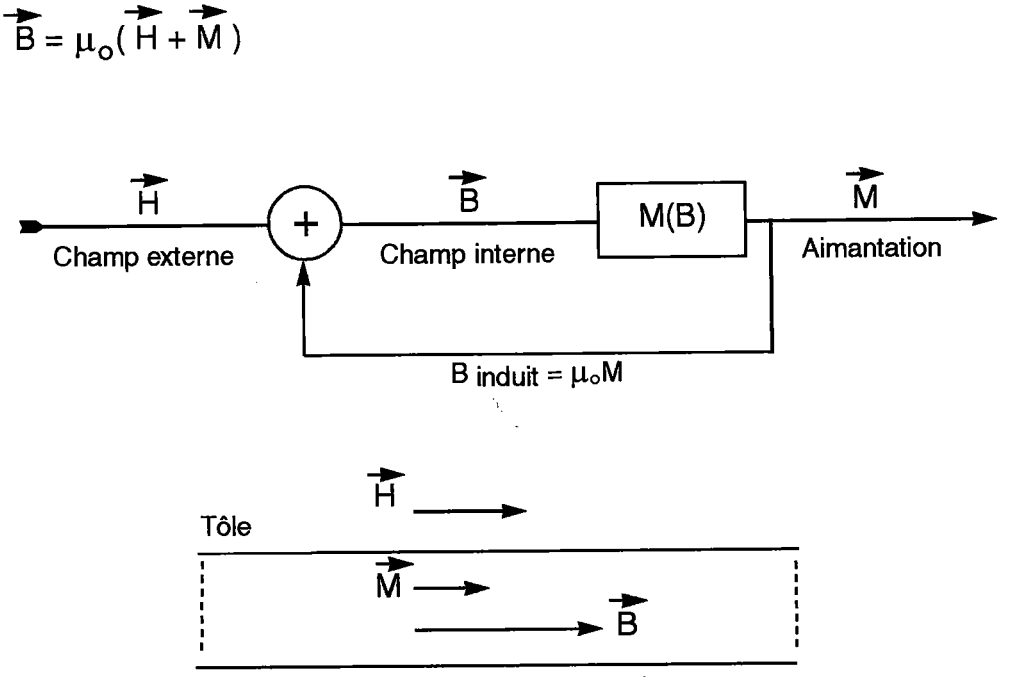


Fig. 2.9 : Principe de la magnétisation

macroscopiques résultantes de l'association cumulative des déformations spontanées des cristallites.

La magnétostriction est décrite par la variation relative de longueur du corps ferromagnétique en fonction de la direction d'aimantation. A saturation, la variation relative de longueur s'écrit :

$$\frac{dl}{l}\,sat = \frac{3}{2}\,\lambda_{100}\,(\alpha_1^2\,\gamma_1^2 + \alpha_2^2\,\gamma_2^2 + \alpha_3^2\,\gamma_3^2 - \frac{1}{3} \qquad (2.03)$$

$$+3\,\lambda_{111}\,(\alpha_1\,\alpha_2\,\gamma_1\,\gamma_2 + \alpha_2\,\alpha_3\,\gamma_2\,\gamma_3 + \alpha_1\,\alpha_3\,\gamma_1\,\gamma_3$$

avec α_i : cosinus directeurs de l'aimantation

γ_i : cosinus directeurs de la direction d'observation de la magnétostriction

$\frac{dl}{l}\,sat$: magnétostriction à saturation

Les constantes de magnétostriction, λ_{100} et λ_{111}, sont égales à la variation relative de longueur du monocristal, entre état désaimanté et saturation, selon les directions cristallographiques [100] et [111].

Pour le fer, les constantes de magnétostriction sont : $\lambda_{100} = +20 * 10^{-6}$

$\lambda_{111} = -21 * 10^{-6}$

La magnétostriction $\lambda_{ech.}$ du polycristal de fer (Fig. 2.10) en fonction du champ H est liée au mécanisme de magnétisation sollicité par le champ magnétique H :

- déplacement des parois à 180° magnétostriction = 0
- déplacement des parois à 90° magnétostriction > 0
- rotation des moments magnétiques magnétostriction < 0

Figure 2.11 : - Le déplacement des parois à 180° résulte en l'inversion du sens de l'aimantation et n'introduit pas de variation dimensionnelle puisque la direction de l'aimantation est conservée

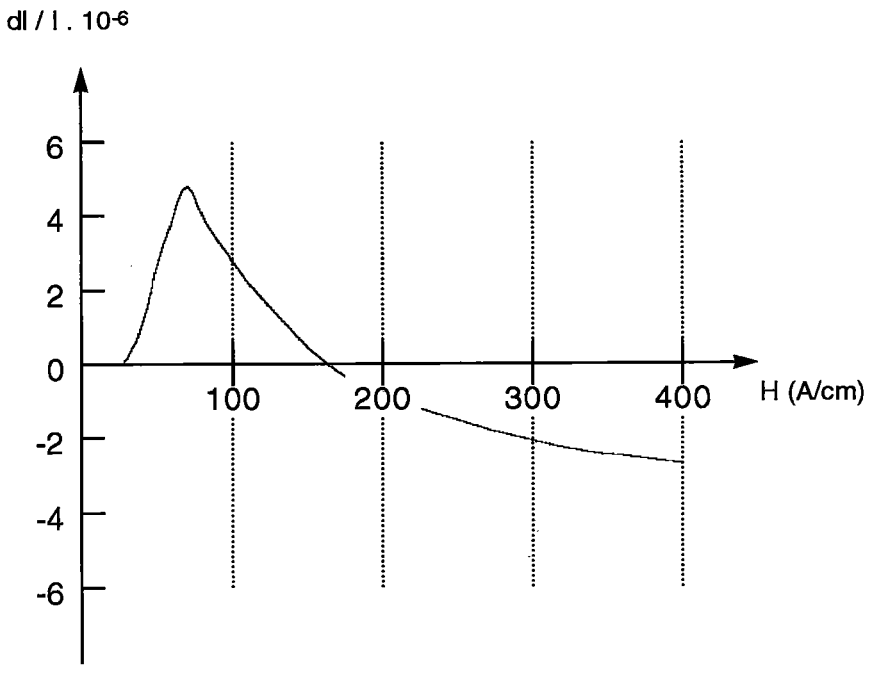


Fig. 2.10 : Magnétostriction du polycristal de fer λ_{Ech}

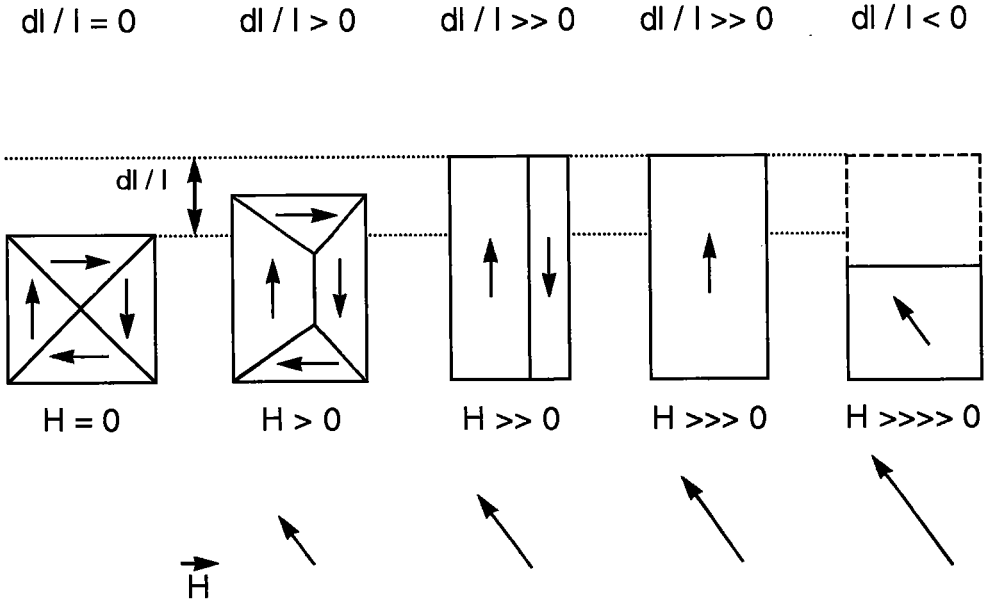


Fig. 2.11 : Magnétostriction en fonction des mécanismes de magnétisation

- Par contre, le déplacement des parois à 90° modifie la direction de l'aimantation et introduit une augmentation de longueur dans la direction du champ H. Les parois à 90° sont dites magnétostrictives.
- La rotation des moments magnétiques implique la contraction du corps ferromagnétique puisque λ_{111} est négatif.

Dans le cas particulier où seules les rotations des moments magnétiques s'opèrent, la magnétostriction du polycristal peut être calculée en fonction des seuls paramètres texture cristallographique et direction du champ magnétique H Réf.[2.6] puisque aucun autre paramètre n'intervient dans le contrôle de la magnétostriction.

Dans le cas où la magnétostriction résulte des déplacements des parois à 90°, la magnétostriction du polycristal est ici fonction de multiples paramètres tels que texture cristallographique, contraintes internes, microstructure, de sorte qu'il n'est pas possible de la déterminer Réf.[2.7].

2.8] Le formalisme théorique de description de la magnétisation

La modélisation de la magnétisation est fondée sur le principe de fragmentation en domaines magnétiques de l'aimantation. La décomposition s'effectue de façon à minimiser l'énergie totale E_{tot}.

L'énergie totale E_{tot} est définie par la somme de :

- l'énergie magnétostatique E_{mag}
- l'énergie des parois E_p
- l'énergie magnétocristalline E_c
- l'énergie magnétoélastique E_{me}
- l'énergie magnétique du champ appliqué E_H

$$E_{tot} = E_{mag} + E_p + E_c + E_{me} + E_H \qquad (2.04)$$

2.8.1] L'énergie magnétostatique E_{mag} :

Où il y a discontinuité de l'aimantation, des charges magnétiques apparaissent. Ces charges génèrent un champ démagnétisant H_d s'opposant à l'aimantation.

$$\vec{H_d} = -N \times \vec{M} \quad \text{et} \quad \frac{\vec{B}}{\mu_o} = \vec{H} + \vec{H_d} \qquad (2.05)\,(2.06)$$

avec N : facteur démagnétisant, $\vec{M}$: vecteur aimantation des charges magnétiques

Le facteur démagnétisant N est lié à la forme du volume magnétique (forme de l'échantillon, forme du cristallite, forme du domaine magnétique, forme de la cavité, etc.).

L'énergie magnétostatique E_{mag} est l'énergie du champ démagnétisant H_d :

$$E_{mag} = -\frac{1}{2}\vec{H_d} \cdot \vec{M} = \frac{1}{2} N \times M^2 \qquad (2.07)$$

Pour que n'apparaissent pas de charges magnétiques à la surface mitoyenne de deux volumes aimantés M_1 et M_2, il faut qu'il y ait continuité de la composante de l'aimantation normale à la surface mitoyenne :

$$\vec{n} \cdot \vec{M_1} = \vec{n} \cdot \vec{M_2} \qquad (2.08)$$

avec $\vec{n}$: vecteur normal à la surface mitoyenne

$\vec{M_1}$, $\vec{M_2}$: vecteurs aimantations des deux domaines

La réduction de l'énergie magnétostatique résulte en diverses implications :

a/ L'énergie magnétostatique est responsable de la division de l'aimantation du matériau en domaines magnétiques : les domaines s'organisent de telle sorte que l'aimantation se referme sur elle-même. Les champs démagnétisants H_d sont ainsi considérablement diminués et l'énergie magnétostatique E_{mag} est radicalement réduite (Fig. 2.12).

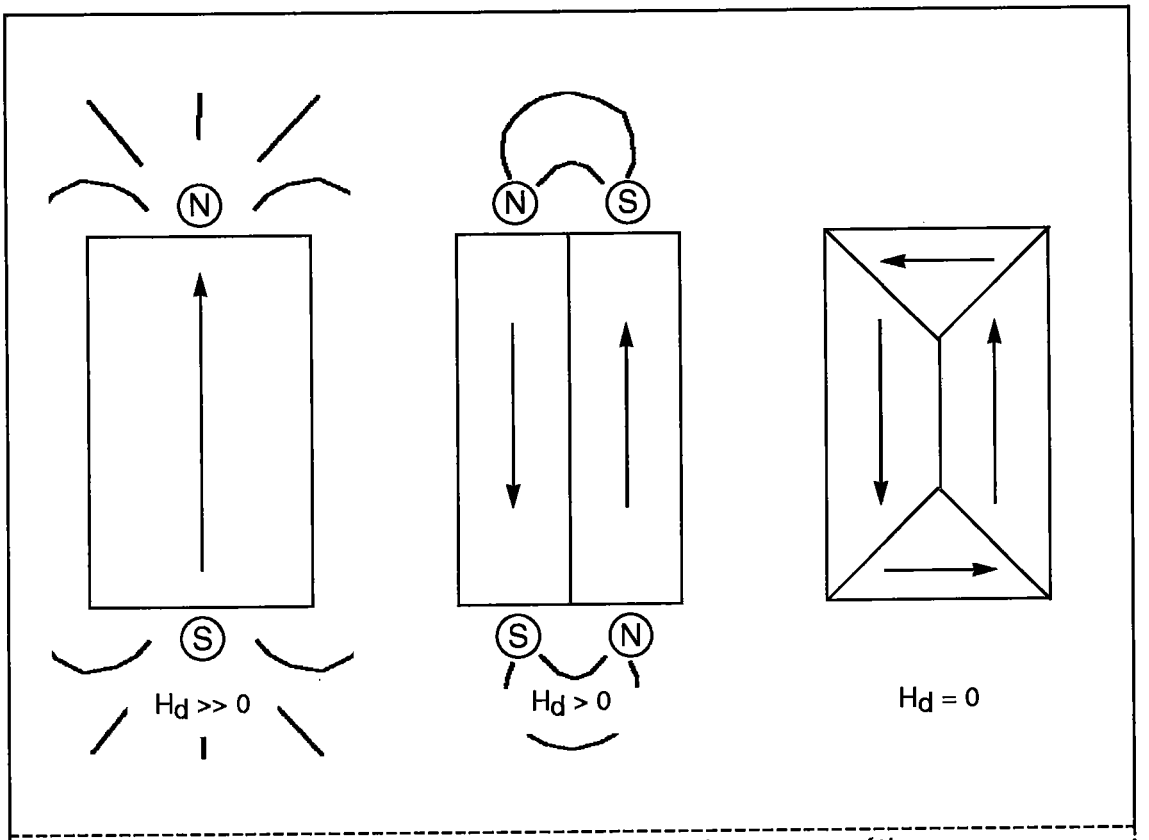


Fig. 2.12 : Organisations des domaines magnétiques à E_{mag} décroissantes de gauche à droite

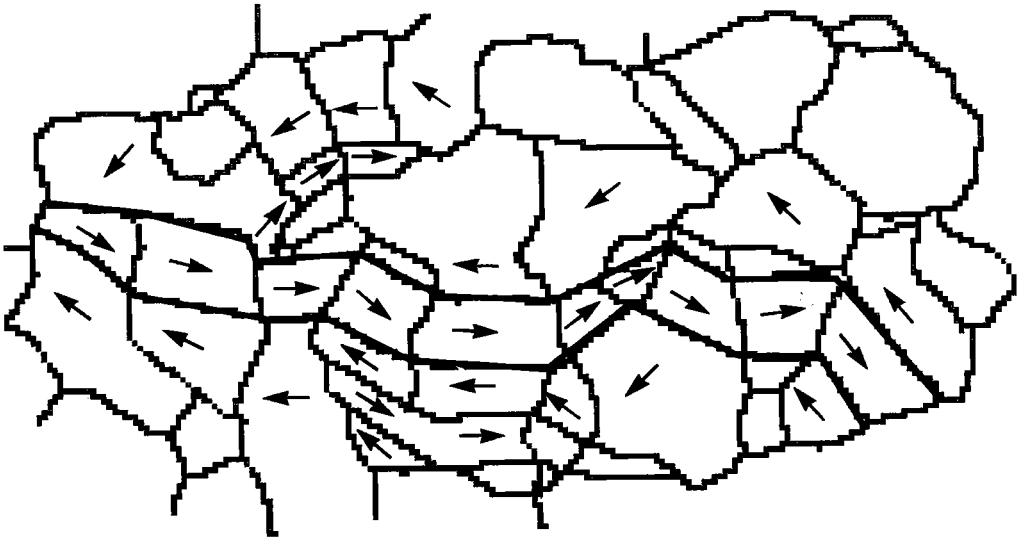


Fig. 2.13 : Couplage intercristallite de l'aimantation des domaines

La structure élaborée par les domaines dans un polycristal est très complexe et impossible à prédire. Aux domaines principaux s'ajoutent des domaines de fermeture qui bouclent le flux magnétique à l'intérieur de la matière.

L'aimantation du matériau tend toujours à s'annuler à l'échelle macroscopique. La réduction de l'énergie magnétostatique totale implique une distribution assez isotrope des domaines magnétiques.

b/ La discontinuité de l'aimantation aux joints de grain conduit à l'apparition de charges magnétiques à la surface des cristallites (Fig. 2.13). donc d'un champ démagnétisant et d'une énergie magnétostatique non nulle.

La réduction de l'énergie magnétostatique impose alors le couplage de l'aimantation des domaines entre cristallites. Le couplage intercristallite de l'aimantation des domaines est susceptible d'influer sur les mécanismes de la magnétisation. Des déplacements collectifs de parois peuvent ainsi être envisagés et seraient à prendre en compte dans l'étude de l'activité Barkhausen Réf.[2.8].

c/ Le facteur de démagnétisation N est minimum dans la direction de plus grande dimension du cristallite. Par conséquent, les domaines tendent toujours à s'orienter dans le sens de la longueur des cristallites. La forme du cristallite est donc un facteur d'anisotropie magnétique Réf.[2.9]. Elle influe sur la distribution des domaines, c'est-à-dire la texture magnétique et, par conséquent, n'est pas sans effet sur les propriétés micromagnétiques du matériau comme l'activité Barkhausen.

d/ Le facteur démagnétisant N étant nul dans le plan de la tôle, l'énergie magnétostatique est nulle dans le plan et non nulle autrement. A la surface de l'échantillon, les domaines s'orientent préférentiellement dans le plan de la tôle.

e/ Les parois sont, si possible, planes. Néanmoins, en régime dynamique, elles sont susceptibles de se déformer.

2.8.2] L'énergie des parois $E_p = E_{hys} + E_\gamma$:

L'énergie des parois est la somme d'une énergie de surface E_γ et d'une énergie d'interaction avec les points d'épinglement E_{hys}.

a/ L'énergie de surface E_γ :

A l'intérieur de la paroi, l'aimantation tourne progressivement d'une direction de facile aimantation à une autre, ce qui implique que l'énergie de la paroi n'est pas nulle. La diminution de l'énergie magnétostatique, qui est obtenue par décomposition en domaines magnétiques, se trouve limitée par l'augmentation de l'énergie de surface des parois, puisque, pour chaque nouveau domaine créé, il apparaît de nouvelles parois.

L'énergie de surface de la paroi est le produit de sa surface par la densité d'énergie superficielle γ qui la caractérise.

Les parois à 180° et 90° ont une énergie superficielle fonction de leur orientation cristalline Réf.[2.10].

b/ L'énergie d'interaction avec les points d'épinglement E_{hys}.

Cette quantité d'énergie prépondérante dans le comportement magnétique du matériau aux champs faibles est difficilement déterminable à cause de la multiplicité des interactions que rencontre une paroi dans son déplacement. Le mode d'interaction dépend du type de paroi et de la nature du point d'épinglement rencontré.

2.8.3] L'énergie magnétocristalline E_C :

L'énergie magnétocristalline E_C (cf. §2.2]) s'exprime phénoménologiquement par un développement en série des cosinus directeurs α_i de la direction d'aimantation par rapport aux axes <100> du cristallite.

$$E_C = K_0 + K_4 \left(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2\right) + K_6 \left(\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2\right) \qquad (2.09)$$

avec K_0, K_4 et K_6 : constantes d'anisotropie

L'énergie magnétocristalline d'un cristallite constitutif du polycristal est fonction de son orientation par rapport à la direction d'aimantation imposée.

2.8.4] L'énergie magnétoélastique E_{me} :

L'énergie magnétoélastique E_{me} caractérise l'influence des contraintes sur la direction d'aimantation (effet magnétomécanique) et, réciproquement, l'influence de la direction d'aimantation sur les déformations (magnétostriction).

Une approche phénoménologique Réf.[2.11] permet d'expliciter l'énergie magnétoélastique par une fonction des déformations et de la direction d'aimantation :

$$E_{me} = B_1 \left(\varepsilon_{11} \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) + \varepsilon_{22} \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3} \right) + \varepsilon_{33} \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3} \right) \right) \qquad (2.10)$$

$$+ B_2 \left(\varepsilon_{12} \alpha_1 \alpha_2 + \varepsilon_{23} \alpha_2 \alpha_3 + \varepsilon_{13} \alpha_1 \alpha_3 \right)$$

avec ε_{ij} : composantes du tenseur de déformation

B_1 , B_2 : constantes de couplage magnétoélastique

α_i : cosinus directeurs de l'aimantation

L'énergie magnétoélastique permet d'interpréter la magnétostriction puisque une diminution de l'énergie magnétoélastique est obtenue par déformation de la maille. Les déformations magnétostrictives sont contrôlées par l'élasticité, l'augmentation de l'énergie élastique s'opposant à la diminution de l'énergie magnétoélastique. Les déformations à saturation sont alors définies :

$$\varepsilon_{ii} = - \frac{B_1}{(C_{11} - C_{12})} \left(\alpha_i^2 - \frac{1}{3} \right) = - \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_i^2 - \frac{1}{3} \right) \qquad (2.11)$$

$$\varepsilon_{ij} = - \frac{B_2}{C_{44}} \alpha_i \alpha_j = 3 \lambda_{111} \alpha_i \alpha$$

L'énergie magnétoélastique d'un cristallite constitutif du polycristal est fonction de son orientation par rapport à la direction d'aimantation et par rapport aux contraintes appliquées.

Pour le fer, les constantes de magnétostriction et d'anisotropie magnétocristalline sont :

$\lambda_{100} = 20 \cdot 10^{-6}$ et $K_4 = 48 \cdot 10^{+4}\ J/m^3$

Pour que l'énergie magnétoélastique E_{me} soit de l'ordre de l'énergie magnétocristalline E_c, il faudrait appliquer une contrainte de 1600 Mpa! L'énergie magnétocristalline est prépondérante vis à vis de toutes les autres énergies et impose l'aimantation des domaines le long des 3 directions de facile aimantation <100>.

2.8.5] L'énergie magnétique E_H du champ H :

L'énergie magnétique E_H définit l'énergie du couplage des aimantations spontanées de chaque domaine avec le champ magnétique appliqué H.

$$E_H = -\mu_o * \sum_i \vec{H} \cdot \vec{M_i} \qquad (2.12)$$

2.8.6] La modélisation de la magnétisation selon l'approche théorique :

- En l'absence de champ magnétique H :

La répartition en domaines s'effectue de sorte à minimiser l'énergie libre.

$$E_{libre} = E_{mag} + E_p + E_c + E_{me} = \text{minimum} \qquad (2.13)$$

La décomposition en domaines n'est pas unique. Elle peut correspondre à différents états rémanents M_r comme à différents états désaimantés $M = 0$.

- Aux champs faibles :

Sous l'influence du champ magnétique H, la magnétisation s'opère par déplacements réversibles et irréversibles des parois.

La condition d'énergie totale minimum Eq.(2.04) détermine une nouvelle organisation des domaines. Les parois se déplacent en de nouvelles positions d'équilibre et modifient la répartition des domaines.

$$E_{tot} = E_{mag} + E_p + E_c + E_{me} + E_H = \text{minimum} \qquad (2.14)$$

- Aux champs forts :

Il s'agit de la région du cycle d'hystérésis pour laquelle on atteint le mode d'aimantation IV : coude de l'hystérésis (Fig. 2.7).

Les cristallites sont aimantés selon la direction cristallographique <100> la plus proche du champ H. La distribution des moments magnétiques est uniquement déterminée par l'énergie magnétocristalline E_C et le champ H.

$$E_{tot} = E_C + E_H = \text{minimum} \qquad (2.15)$$

- A saturation :

L'aimantation des cristallites est parallèle au champ H.

$$E_C = - E_H \qquad (2.16)$$

La magnétisation du matériau ferromagnétique est telle que la minimisation de l'énergie totale soit respectée. Toutefois l'équilibre thermodynamique absolu est rarement obtenu à cause des effets d'épinglement des parois, si bien que la magnétisation induite par un champ magnétique extérieur alternatif décrit un cycle d'hystérésis.

Les différentes contributions énergétiques à l'énergie totale contrôlent la magnétisation, mais à des degrés divers selon l'état d'aimantation atteint.

L'énergie magnétostatique E_{mag}, qui impose la division de l'aimantation en domaines magnétiques, est prépondérante aux champs faibles. Quand sous l'action d'un champ magnétique extérieur, les parois se déplacent, l'énergie d'interactions parois-points d'épinglement E_{hys} conditionne la dynamique de magnétisation. Mais à l'approche de la saturation, quand toutes les parois ont disparus, seule l'énergie magnétocristalline E_C contrôle la magnétisation.

Les interactions magnétoélastiques et magnétostatiques entre les cristallites qui déterminent la distribution des domaines magnétiques sont complexes. Et puisqu'il faut en tenir compte en plus des interactions parois-points d'épinglement, il devient impossible d'envisager un modèle simple et satisfaisant qui décrirait la magnétisation.

On peut apporter des simplifications importantes en considérant, par exemple, un modèle à deux dimensions s'attachant à la description très précise de l'énergie magnétostatique et de la distribution des domaines pour trois cristallites Réf.[2.12]. Ou encore, on peut choisir, à l'inverse, de simplifier les expressions de l'énergie magnétostatique et de l'énergie des parois par des expressions "moyennes" Réf.[2.13]. Dans tous les cas, malgré les connaissances précises sur les mécanismes fondamentaux de la magnétisation, il est à peu près impossible de prévoir le comportement magnétique macroscopique du matériau ferromagnétique, tellement le calcul théorique est inextricable par la complexité des interactions magnétiques et la succession des mécanismes de magnétisation.

On a donc de préférence recours à un formalisme phénoménologique pour l'étude expérimentale des paramètres de la magnétisation.

2.9] Le formalisme phénoménologique

En 1983, Jiles et Atherton Réf.[2.14] ont proposé un modèle mathématique simple et satisfaisant permettant de décrire l'ensemble du cycle d'hystérésis. Le principe de ce modèle est important pour l'étude du comportement magnétique des matériaux : La magnétisation se partage en des contributions réversible M_{rev} et irréversible M_{irr}.

$$M(H) = M_{rev}(H) + M_{irr}(H \qquad (2.17)$$

1/ La magnétisation réversible M_{rev}

La magnétisation réversible est décrite par une fonction de Langevin modifiée :

$$M_{rev} = M_s \times f\left(\frac{B}{\mu_o a}\right) = M_s \times \left(\coth\left(\frac{B}{\mu_o a}\right) - \frac{\mu_o a}{B}\right) \qquad (2.18)$$

avec $B = \mu_o (H + \alpha M)$

a : paramètre de dimension A/m lié au matériau

α: constante de couplage entre domaines magnétiques

M_S : aimantation à saturation

La magnétisation réversible serait une magnétisation pour laquelle les parois ne rencontreraient pas d'obstacle à leurs déplacements. Elle représente l'équilibre thermodynamique d'énergie minimum du matériau.

La courbe d'aimantation réversible est mesurée en appliquant à un champ magnétique constant un champ alternatif dont on diminue progressivement l'amplitude jusqu'à l'annuler. Ceci permet d'éliminer les effets d'hystérésis.

2/ La magnétisation irréversible M_{irr}

La magnétisation irréversible résulte de l'épinglement des parois. L'interaction parois-points d'épinglement est introduite par un simple coefficient de frottement k sans tenir compte de la multiplicité des points d'épinglement.

$$M_{irr} = -kd\left(\frac{dM}{dB}\right) \qquad (2.19)$$

avec $d=+1$ si le champ H croît

$d=-1$ si le champ H décroît.

La magnétisation irréversible est responsable des états d'équilibre thermodynamique métastable.

L'étude séparée des contributions réversibles et irréversibles à la magnétisation a permis, ces dernières années, d'améliorer considérablement la compréhension des effets magnétomécaniques des contraintes.

2.10] Les effets anisotropes de la texture cristallographique et des contraintes

La distribution des domaines magnétiques, c'est-à-dire, la texture magnétique s'établit de façon à minimiser l'énergie magnétique totale du polycristal Eq.(2.04). L'énergie magnétoélastique E_{me} et l'énergie magnétocristalline E_c qui contribuent à cet équilibre thermodynamique caractérisent les deux

propriétés magnétiques intrinsèques anisotropes du cristallite. E_{me} et E_C sont donc liées à l'orientation du cristallite.

La distribution des domaines magnétiques d'un cristallite est alors fonction de son orientation. Par extension à l'ensemble des cristallites du polycristal, la texture magnétique est fonction de l'orientation des cristallites, c'est-à-dire fonction de la texture cristallographique.

Cependant il nous faut tout de suite préciser que la distribution des domaines magnétiques, en fonction de l'état d'aimantation atteint, dépend en fait variablement (beaucoup, un peu ou pas du tout) des énergies magnétocristalline et magnétoélastique. La relation entre la distribution des domaines magnétiques et la texture cristallographique varie le long du cycle d'hystérésis.

A l'approche de la saturation tout est clair puisque seule l'énergie magnétocristalline détermine la distribution des domaines magnétiques. Si les propriétés magnétiques du polycristal que l'on mesure dans cette région du cycle sont anisotropes, l'anisotropie observée résulte uniquement de l'effet de texture cristallographique. Pour cette zone d'aimantation, l'anisotropie magnétique peut être déterminée en fonction de la texture cristallographique Réf.[2.15].

Par contre, pour les autres régions du cycle d'hystérésis (champs faibles et moyens) tout se complique.

La distribution des domaines magnétiques est aussi déterminée par la contribution d'autres énergies. L'énergie magnétocristalline n'est plus le seul paramètre à déterminer la distribution des domaines. Il est alors difficile de formuler et d'expliciter l'influence du paramètre texture cristallographique pour ces autres zones d'aimantation. Les effets anisotropes de la texture cristallographique semblent effectivement exister, mais ils sont indiscernables des effets anisotropes des autres paramètres tels que microstructure et contraintes internes.

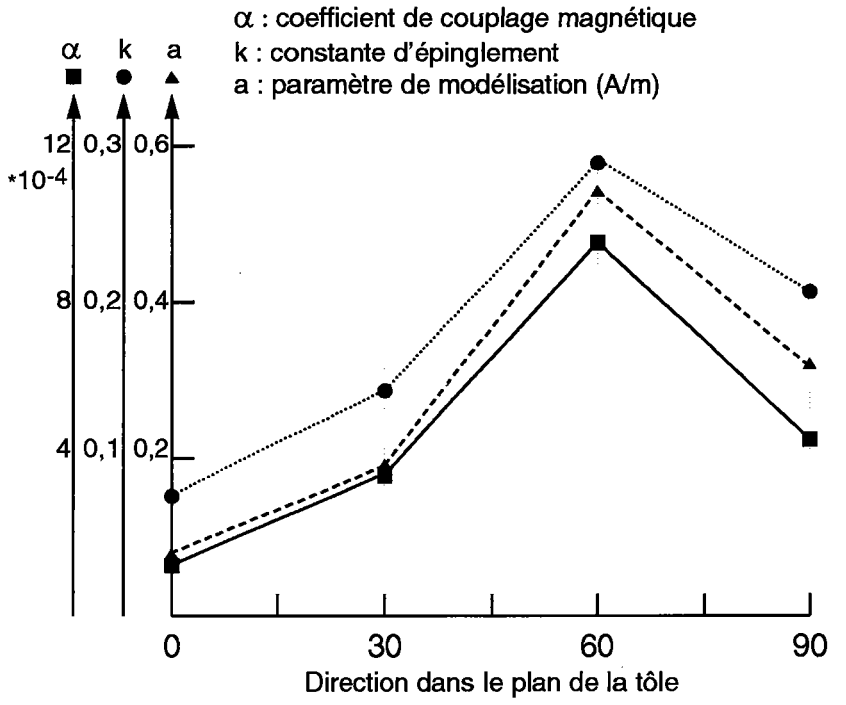


Fig. 2.14 : Paramètres α, k, a de la modélisation phénoménologique en fonction de la direction dans le plan de la tôle. [2.16]

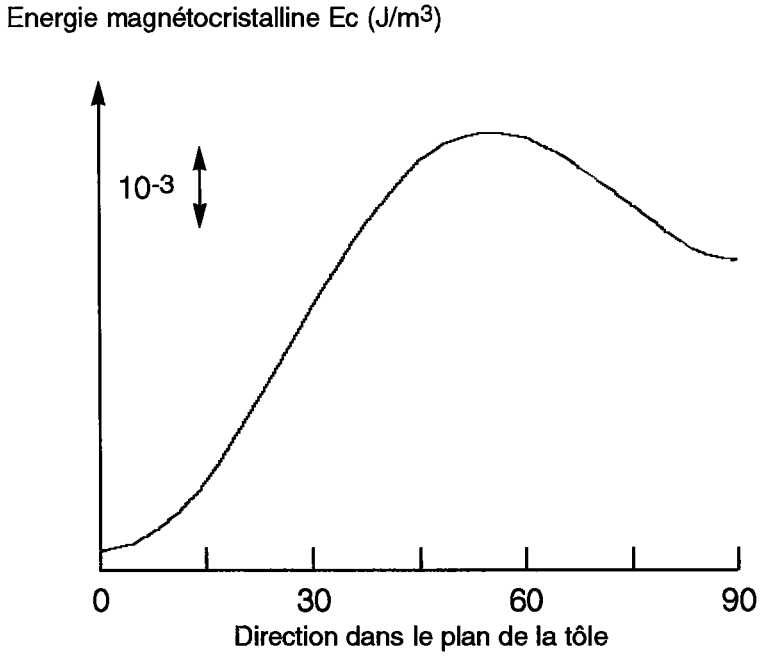


Fig. 2.15 : Energie magnétocristalline moyenne en fonction de la direction dans le plan de la tôle. [2.16]

Une étude de l'anisotropie du cycle d'hystérésis faite par Szpunar Réf.[2.16] rend compte de la réelle complexité de l'influence de la texture cristallographique en dehors de l'approche de la saturation. Szpunar exploite le formalisme phénoménologique de Jiles et Atherton et montre que les paramètres de modélisation, tels que la constante d'épinglement caractérisant les interactions parois / points d'épinglement Eq.(2.19), dépendent explicitement de la texture cristallographique. Il montre en effet que les paramètres de modélisation révèlent une anisotropie similaire à l'anisotropie de l'énergie magnétocristalline moyenne qui est uniquement déterminée par la texture cristallographique (Fig. 2.14 et Fig. 2.15).

En fait, les effets de la texture cristallographique peuvent être très complexes. Par exemple, Graham et Neurath Réf.[2.10] ont montré et vérifié expérimentalement que les orientations stables d'une paroi à 180° en surface de l'échantillon dépendent de l'orientation des cristallites : Une orientation particulière de la paroi est favorisée quand l'énergie mise en jeu est minimum. L'énergie de la paroi résultant de l'équilibre entre sa surface totale et son orientation en fonction de l'orientation du cristallite, l'orientation du cristallite contribue à déterminer l'orientation et la surface de la paroi.

L'intensité des interactions parois-points d'épinglement est probablement relative à la surface et l'orientation des parois si bien qu'il soit possible d'envisager ainsi des effets vraiment complexes de la texture cristallographique.

Pour les champs faibles, il est évident qu'il est difficile de distinguer les effets de la texture cristallographique des effets des autres paramètres microstructuraux et de formuler ainsi une théorie générale.

En ce qui concerne les effets des contraintes, ils ne sont pas moins complexes que les effets de la texture cristallographique. L'application d'une contrainte induit des variations d'aimantation réversibles et irréversibles Réf.[2.17].

Les variations irréversibles s'opèrent à l'application initiale de la contrainte. Sous l'action d'une contrainte des parois se libèrent de leurs points d'épinglement et se déplacent de sorte à réduire l'énergie magnétique totale.

L'aimantation se dirige vers l'équilibre thermodynamique absolu minimum. Les variations irréversibles sont relativement importantes dues aux nombres importants de parois en équilibre métastable.

L'effet réversible des contraintes (effet magnétomécanique) résulte de la variation induite d'énergie magnétoélastique E_{me}. L'énergie magnétoélastique et consécutivement l'équilibre thermodynamique sont modifiés par l'application de contraintes. Il résulte une variation de la distribution des domaines magnétiques.

Il s'agit ici de l'effet inverse de la magnétostriction. La magnétostriction décrit les déformations élastiques induites par une variation de l'aimantation. A l'opposé, l'effet magnétomécanique décrit les variations de distribution des domaines magnétiques induites par des déformations élastiques. C'est une propriété importante des matériaux ferromagnétiques dont Lee a bien analysé les implications : "*Pour le fer,* λ_{100} *est positif de sorte qu'à l'application d'une contrainte de traction, des mouvements de parois s'opèrent dans le matériau polycristallin. Ils s'arrêtent quand tous les domaines magnétiques sont aimantés parallèlement ou antiparallèlement selon la direction de facile aimantation la plus proche de la direction d'application de la contrainte de traction.*" Réf.[2.18]. Les contraintes internes ou appliquées par l'effet magnétomécanique sont un facteur d'anisotropie de la distribution des domaines magnétiques et donc, consécutivement, un facteur d'anisotropie des propriétés magnétiques mesurées aux champs faibles et moyens pour lesquels les déplacements de parois constituent le mécanisme de magnétisation.

L'effet magnétomécanique est fonction de l'orientation du cristallite par rapport à la direction d'aimantation et par rapport aux contraintes appliquées. C'est à dire qu'à l'échelle du polycristal, l'existence d'une texture cristallographique implique l'anisotropie de l'effet magnétomécanique moyen.

Malgré cette déduction simple, il n'existe cependant aucun calcul de corrélation entre la texture cristallographique, les contraintes et l'anisotropie de propriétés magnétiques polycristallines mesurées aux champs faibles.

L'activité Barkhausen est connue comme l'une des propriétés micromagnétiques les plus sensibles à l'effet magnétomécanique. De nombreux brevets ont été déposés reposant sur le principe de mesure qualitative de l'activité Barkhausen pour déterminer, de manière tout aussi qualitative, les contraintes internes mais sans jamais tenir compte de l'incidence de la texture cristallographique. Il nous apparaît pourtant, comme pour la mesure des contraintes internes par diffraction X, nécéssaire de prendre en compte les effets de texture cristallographique dans le cas de matériaux ferromagnétiques texturés comme les tôles d'acier. Cela n'a jamais été ni réalisé, ni proposé alors que c'est techniquement possible.

Références bibliographiques du chapitre 2

[2.0] S. Chikazumi
"Physics of magnetism"
Wiley, New York (1964)

[2.1] B.D. Cullity
"Introduction to magnetic materials"
Addison-Wesley (1972)

[2.2] E. Kneller
"Ferromagnetismus"
Springer Verlag, Berlin (1962)

[2.3] A. Herpin
"Théorie du magnétisme"
Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires
Presses Universitaires de France (1968)

[2.4] L.P. Karjalainen, M. Moilanen
"Detection of plastic deformation during fatigue of mild steel by the measurement of Barkhausen noise"
NDT International (1979) 51-55

[2.5] D.C. Jiles , D.L. Atherton
"Theory of ferromagnetic hysteresis"
J. Appl. Phys., vol. 55, no. 6 (1984) 2115-2120

[2.6] J.A. Szpunar
"Influence of crystal orientation distribution on anisotropy of magnetostriction and magnetocrystalline energy in Fe-Si steel"
J. Appl. Phys., vol. 55, no. 6 (1984) 2133-2135

[2.7] M. Spies
Universität Saarbrücken, IzfP-Thesis (1990)

[2.8] S. Tiitto
"On the influence of microstructure on magnetization transitions in steels"
Acta Polytechnica Scandinavica, Appl. Phys. 119,
Helsinki (1977)

[2.9] H.J. Bunge
"Texture and anisotropy in magnetic materials"
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 4 (1977) 312-313

[2.10] C. D. Graham, P. W. Neurath
"Domain wall orientations in Silicon-Iron crystals"
J. Appl. Phys., vol. 28, no. 8 (1957) 888-891

[2.11] S. Chikazumi
"Physics of magnetism"
Wiley, New York (1964) 168-169

[2.12] C. Bengtsson and S. Hörnfeldt
"Field and stress dependence of the magnetization in a ferromagnetic polycrystalline material of cubic structure"
J. Appl. Phys., vol.53, no.11 (1982) 8311-8313

[2.13] W. Jagusztyn, J. A. Szpunar
"Thermodynamic potential model for magnetization of textured polycrystalline materials"
J. Appl. Phys., vol. 55, no. 6 (1984) 2148-2150

[2.14] D.C. Jiles, D.L. Atherton
"Theory of the magnetisation process in ferromagnets and its application to the magnetomechanical effect"
J. Phys. D: Appl. Phys., vol.17, (1984) 1265-1281

[2.15] H.J. Bunge
"Texture analysis in materials science"
Butterworths London (1982) 308-313

[2.16] J.A. Szpunar
"Texture and anisotropy in magnetic steels"
Directional properties of materials, DGM 129-144

[2.17] D.L. Atherton, T. Sudersena, M. Schönbächler
"Effect of applied stress on the reversible and irreversible differential Permeabilities in 2%Mn pipeline steel"
IEEE Transactions on magnetics, vol.24, no.3 (1988) 2033-2037

[2.18] E.W. Lee
"Magnetostriction and magnetomechanical effects"
Reports on progress in Physics, vol.18, (1955) 185-229

LES GRANDEURS MICROMAGNÉTIQUES DE CONTRÔLE NON-DESTRUCTIF

Chapitre 3

3.1] L'appareil 3MA (Micromagnetic Multiparameter Microstructure and Stress analysis)

Le cycle d'hystérésis B(H) et les grandeurs associées telles que perméabilité, champ coercitif, rémanence, sont sensibles à de nombreux paramètres microstructuraux. La mesure du cycle d'hystérésis devrait donc pouvoir permettre l'inspection non destructive des matériaux ferromagnétiques. Cependant, la mesure du cycle s'effectue par la mesure du flux magnétique B total traversant l'échantillon ce qui nécessite d'entourer l'échantillon d'une bobine à induction. Dans la perspective d'inspection non-destructive, ce n'est pas toujours réalisable. On souhaiterait de préférence utiliser un capteur placé en surface de l'échantillon ce qui augmenterait le potentiel des investigations magnétiques.

Cette restriction fondamentale attachée à la mesure du cycle d'hystérésis oblige donc à avoir recours à la mesure d'autres grandeurs micromagnétiques qui sont, elles, mesurées par un capteur placé en surface de l'échantillon.

Les grandeurs micromagnétiques que nous pouvons ainsi mesurer ne dépendent jamais complètement d'un seul et unique paramètre microstructural, que ce soient texture cristallographique, contraintes ou taille de grains. Pour parvenir à évaluer un seul paramètre microstructural de façon indépendante, il est généralement nécessaire d'associer plusieurs grandeurs micromagnétiques ce qui définit la méthode micromagnétique multiparamètre.

L'appareil 3MA, conçu à l'IzfP et destiné à l'étude non-destructive des matériaux ferromagnétiques, associe différentes techniques micromagnétiques de surface. Il est ainsi susceptible de déterminer de façon indépendante un paramètre microstructural par application de la méthode multiparamètre.

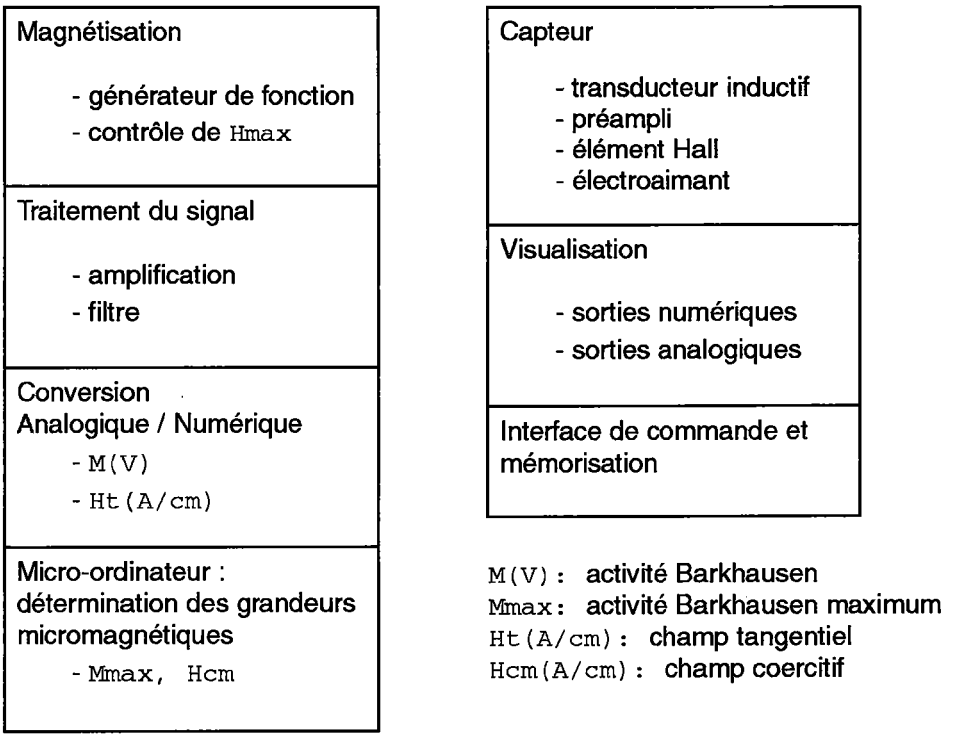


Fig. 3.1 : Principe de fonctionnement de l'appareil 3MA

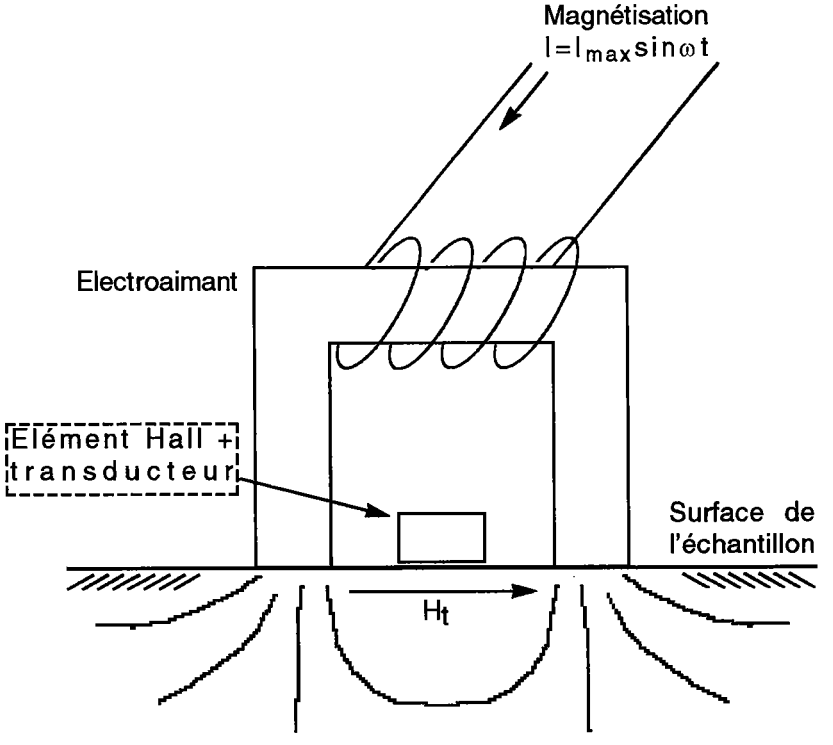


Fig. 3.2 : Principe du capteur micromagnétique

L'appareil 3MA se divise en plusieurs unités de fonctionnement (Fig. 3.1) :

- unité de magnétisation
- unité de traitement des signaux mesurés
- unité de conversion analogique / numérique
- micro-ordinateur
- et divers modules correspondant aux différentes techniques
- micromagnétiques.

Des techniques micromagnétiques sont :

- la mesure de l'activité Barkhausen
- la mesure de l'émission magnétoacoustique
- la mesure de la perméabilité incrémentale
- l'analyse harmonique du champ tangentiel
- la mesure de la magnétostriction dynamique
- et autres, par exemple : l'excitation magnétomécanique

Chaque capteur est spécifique à la technique sélectionnée (Fig. 3.2). En principe, il se compose d'un électroaimant pour générer le champ magnétique extérieur H, d'un transducteur (magnéto-inductif, acoustique, ...) pour la mesure de la propriété micromagnétique et d'un élément Hall pour la mesure du champ magnétique tangentiel H_t.

Le micro-ordinateur pilote la mesure et détermine les différentes grandeurs micromagnétiques associées à la technique sélectionnée. Quelle que soit la technique, le champ tangentiel est toujours simultanément mesuré. La propriété micromagnétique est visualisée et enregistrée en fonction du champ tangentiel H_t.

Les principales applications du 3MA Réf.[3.0] sont :

- la détermination de dureté
- la détermination des contraintes résiduelles
- l'évaluation de la microstructure
- l'évaluation de la texture cristallographique

- mais aussi, pour certaines applications, la détermination de gradients (par exemple, la profondeur de trempe).

Les mesures quantitatives ne sont possibles qu'après étalonnage des grandeurs micromagnétiques à l'aide d'échantillons étalons dont les propriétés étudiées auront été déterminées par des techniques classiques (ex: dureté Vickers, essai de traction, microscopie optique ...).

Par rapport à ces techniques classiques, les techniques micromagnétiques, en plus du principe de l'examen non-destructif, présentent un réel avantage, puisque l'acquisition de la mesure s'effectue en quelques millisecondes. L'appareil 3MA peut être simplifié et automatisé pour des contrôles statistiques de qualité en production.

3.2] Les techniques et grandeurs micromagnétiques

a/ La mesure de l'activité Barkhausen M Réf.[3.1]

Le phénomène Barkhausen a été découvert en 1919 par H. Barkhausen. La technique de mesure de l'activité Barkhausen est la plus populaire des techniques micromagnétiques de contrôle non-destructif.

La mesure de l'activité Barkhausen consiste à magnétiser cycliquement le matériau et à enregistrer les impulsions électriques produites par les changements discontinus de densité de flux dans un transducteur magnéto-inductif lors de la variation du champ magnétique.

L'activité Barkhausen correspond aux mouvements irréversibles et discontinus des parois qui se libèrent des points d'épinglement sous la contrainte du champ H (cf. §2.5]).

On utilise un transducteur magnéto-inductif tel qu'une bobine à air ou une tête de lecture magnétique.

Les grandeurs micromagnétiques mesurées sont l'amplitude maximum de l'activité Barkhausen $Mmax$ et le champ coercitif H_{cM}, valeur du champ H pour laquelle on obtient la valeur $Mmax$.

b/ La mesure de l'émission magnétoacoustique A Réf.[3.2]

La magnétostriction est responsable du phénomène d'émission magnétoacoustique : Lors de la magnétisation, les déplacements des parois magnétostrictives (parois à 90°) provoquent des microdéformations qui s'accompagnent d'émissions acoustiques.

La mesure est similaire à celle du bruit Barkhausen. Seul le type de transducteur change. La détection de l'émission acoustique s'effectue par un transducteur piézo-électrique.

La grandeur micromagnétique mesurée est l'intensité de l'émission acoustique A. L'intensité de l'émission magnétoacoustique A est fonction de la magnétostriction, de l'amplitude et de la fréquence du champ H.

c/ La mesure de la perméabilité incrémentale μ_Δ Réf.[3.3]

La mesure de la perméabilité incrémentale μ_Δ s'effectue par superposition d'un champ magnétique variable à un champ magnétique quasi statique. Il s'agit de la mesure d'impédance des courants de Foucault. La valeur de la perméabilité incrémentale décrit la dynamique de la magnétisation tout au long du cycle d'hystérésis (cf. §2.6] Fig. 2.7) :

$$\left|\mu_\Delta\right| = \mu_o \left|\frac{\Delta B}{\Delta H}\right| \qquad \text{à } H(t=t1)$$

avec $H = H_{max} \sin wt$ et $\Delta H = \Delta H_{max} \sin w' t$

w , w' : pulsations

La perméabilité incrémentale est fonction du mécanisme de magnétisation qui s'opère. C'est à dire résersible ou irréversible :

Pour $\Delta H \leq \frac{H_C}{2}$, les mécanismes de magnétisation réversibles prédominent.

Pour $\Delta H \geq \frac{H_c}{2}$, la perméabilité incrémentale résulte pour l'essentiel des mécanismes irréversibles.

Le transducteur est un capteur spécifique à la détection de courants de Foucault. Les grandeurs micromagnétiques déduites sont :

- l'amplitude maximum de la perméabilité incrémentale $\mu_{\Delta\ max}$
- le champ coercitif $H_c\ \mu_\Delta$
- la largeur du pic à 75% ou 50% de la valeur de $\mu_{\Delta\ max}$ $\Delta\mu_{\Delta 50\%}$, $\Delta\mu_{\Delta 75\%}$

d/ La mesure de la magnétostriction dynamique E_λ Réf.[3.4], [3.5]

Un champ variable ΔH d'une fréquence f de l'ordre du MHz est surimposé à un champ quasi statique H. Le champ ΔH génère des ondes ultrasonores de cisaillement. La propagation des ondes ultrasonores est altérée par les mécanismes magnétostrictifs de la magnétisation. L'amplitude de l'onde ultrasonore E_λ est mesurée en fonction du champ magnétique H. E_λ est désigné comme la magnétostriction dynamique. La magnétostriction dynamique est fonction de la magnétostriction.

Un transducteur EMUS (ÉlectroMagnétique UltraSonore) permet à la fois de produire et d'enregistrer les ondes ultrasonores.

La grandeur micromagnétique utilisée est ici la valeur du champ tangentiel $H_{c\ E_\lambda}$. Celle-ci est mesurée quand l'amplitude de la magnétostriction dynamique $E_\lambda = f(H_t)$ est minimum.

e/ L'analyse harmonique du champ tangentiel H_t Réf.[3.6], [3.7]

Une autre technique micromagnétique consiste en l'analyse harmonique temporelle du champ tangentiel H_t.

Le champ magnétique appliqué est sinusoïdal :

$H(t) = H_{max} \sin wt$

avec w : la pulsation de la magnétisation $w = \frac{2\pi}{T}$; T : période

La magnétisation résultante (cf. §2.6]) est :

$$M(t) = B(t)/\mu_o - H(t)$$

et contient des harmoniques supérieurs :

$$M(t) = A_1 \sin(wt + f_1) + A_3 \sin(3wt + f_3) + ..$$

avec A_1 : amplitude de la fréquence fondamentale

$A_3,...,A_i$: amplitudes des harmoniques supérieurs impairs

La génération d'harmoniques est due à la non linéarité du cycle d'hystérésis. Avec $B(t + T/2) = -B(t)$, seuls les harmoniques impairs sont générés.

Les grandeurs micromagnétiques exploitées sont le facteur de distorsion $K\%$ et la valeur du champ coercitif H_{CO} :

$$K\% = \sqrt{\frac{A_3^2 + A_5^2 + A_7^2}{A_1^2}} \times 100$$

K% caractérise, d'une certaine façon, la sensibilité magnétique du matériau.

3.3] La mesure de l'activité Barkhausen M(V) avec l'appareil 3MA

Le module M-H(NF) du 3MA permet la mesure simultanée de l'activité Barkhausen M(Volt) et du champ magnétique tangentiel H_t (A/cm).

Le capteur configuré pour la mesure de l'activité Barkhausen avec le module M-H(NF) est de la taille d'une main. Il est constitué d'un électroaimant en U, d'un récepteur inductif (bobine à air), d'un élément Hall et de préamplificateurs (Fig. 3.2) :

- l'électroaimant magnétise le matériau
- la bobine inductive mesure l'activité Barkhausen M(Volt)
- l'élément Hall mesure le champ magnétique tangentiel H_t

L'électroaimant, responsable de la magnétisation, est soumis à un courant variable sinusoïdal généré et contrôlé par le 3MA :

- La gamme de fréquence du champ magnétique fe s'étend de 0,1 à 160 Hz.
- L'intensité maximum du champ magnétique $H_{t\ max}$ est maintenue constante par asservissement du courant de magnétisation.

La valeur du champ tangentiel H_t est directement fournie en unité d'aimantation (A/cm) grâce à un étalonnage préalable.

La force électromotrice M(Volt), induite par les mouvements irréversibles des parois et correspondant à la mesure de l'activité Barkhausen, est enregistrée dans une bande de fréquence de 20 à 300 kHz. Le signal électrique est redressé et amplifié de 60 à 100 dB. Après amplification, l'amplitude du signal M(Volt) se situe dans une fourchette de 0 à 10 volts. La mesure de l'activité Barkhausen est uniquement qualitative.

Le signal M(Volt) peut être écrêté par un filtre de fréquence passe-bas de 0.1, 0.5, 2 ou 50 kHz.

Les mesures de M et H_t sont digitalisées en 1024 points par période.

L'amplitude de l'activité Barkhausen est visualisée en fonction du champ tangentiel H_t (Fig. 3.3 et 3.4). Les deux grandeurs micromagnétiques dérivées de la mesure de l'activité Barkhausen sont :

- l'amplitude maximum du bruit Barkhausen Mmax
- le champ coercitif H_{cM}

Les courants de Foucault atténuant l'induction Barkhausen, l'activité Barkhausen enregistrée ne correspond qu'à une zone limitée de la surface du matériau. Considérant la bande de fréquence du signal enregistré (de 20 à 300 kHz), ce sont les variations de flux entre 0.05 et 0.22 millimètres de profondeur qui génèrent le signal enregistré (Fig. 3.5).

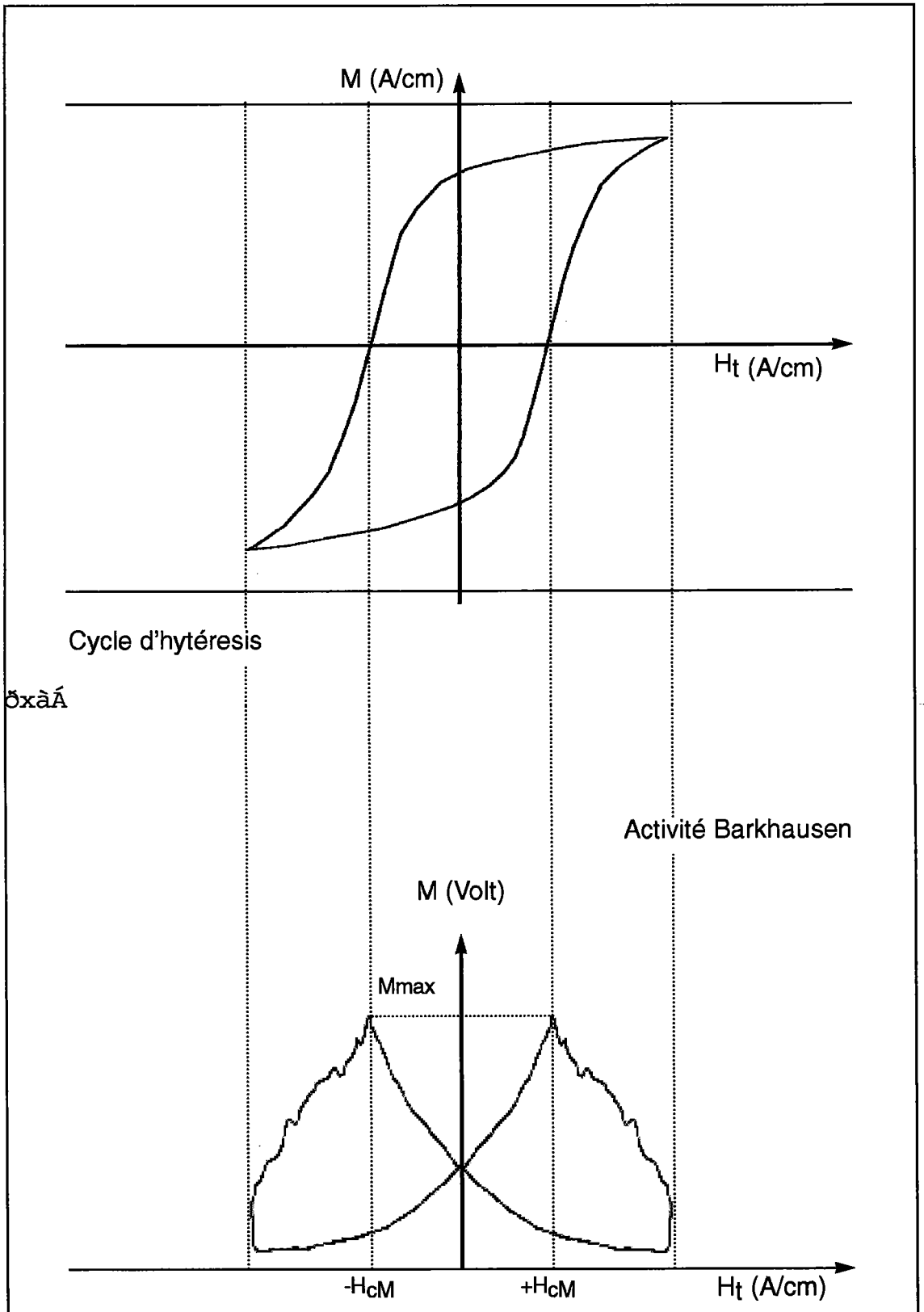


Fig. 3.3 : Les grandeurs micromagnétiques dérivées de la mesure de l'activité Barkhausen

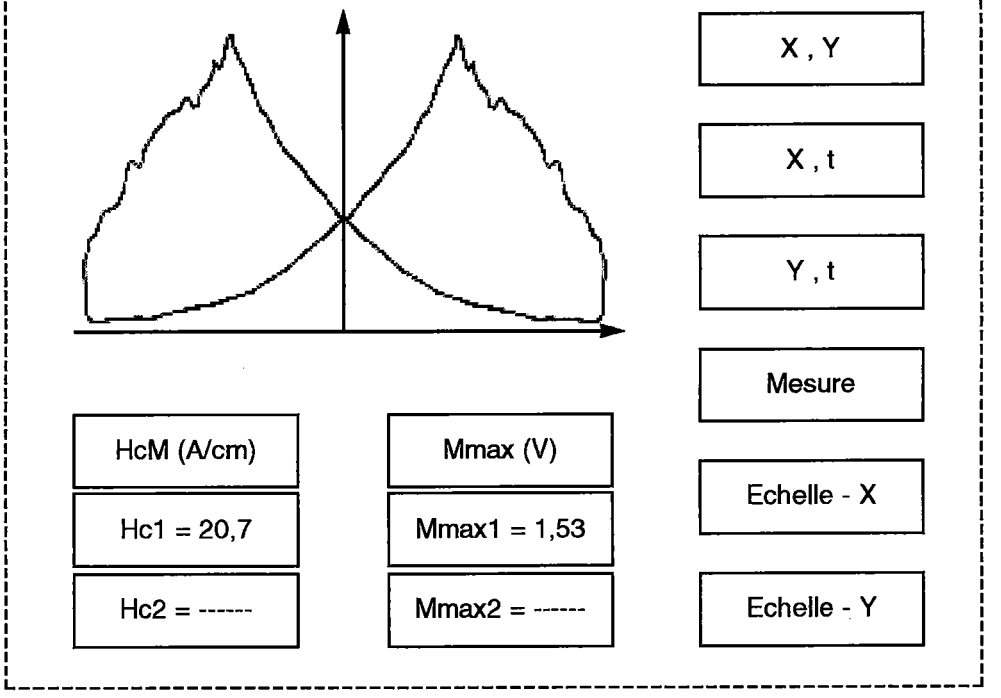


Fig. 3.4 : Visualisation avec le module M-H(NF) de la mesure de l'activité Barkhausen

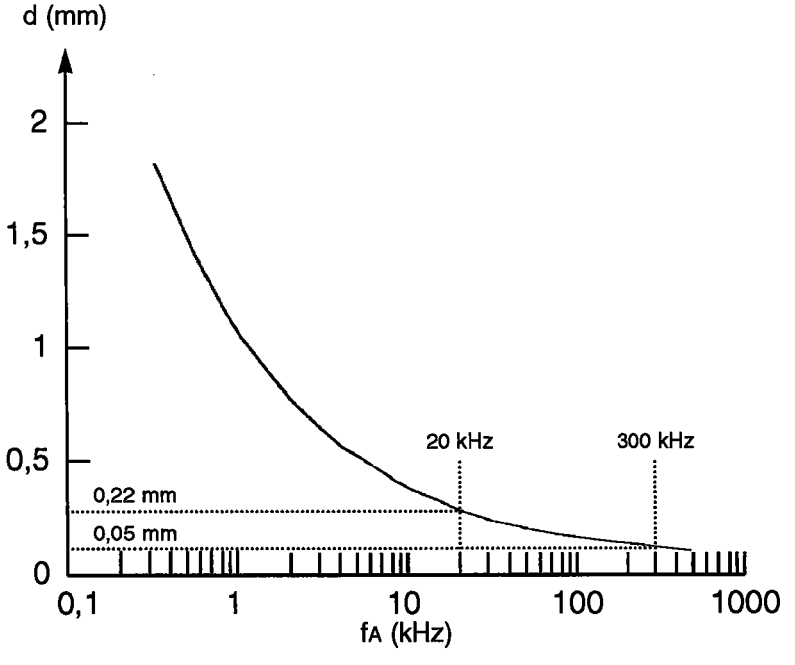


Fig. 3.5 : Profondeur d'enregistrement de l'activité Barkhausen d en fonction de la fréquence d'analyse fA

Données techniques du 3MA et module M-H(NF)

pour la mesure de l'activité Barkhausen

	Appareil de base : 3MA	Module M-H(F)
FONCTION	contrôle et traitement de la mesure	Enregistrement de l'activité Barkhausen M=f(Ht)
ALIMENTATION	50 Hz 220 V 700 VA	
VISUALISATION		Hc(A/cm) Mmax(V) M=f(t) Ht=f(t) M=f(Ht)
ET ANALYSE		Mmax; Hcm
SORTIES		
Sorties analogues	Ht:+/-10 V, Mr:0-10 V	
Sorties numériques	parallèle - RS 232 - Centronics série - IEE 488	
UNITE DE MAGNETISATION	35 V 2 A	
Fréquence de magnétisation fe	0.1 à 160 Hz	
Magnétisation	Htmax: +/- 100 A/cm Ht(t)=Htmax*sin(wt)	
TRAITEMENT DU SIGNAL		
Amplification		50 à 100 dB
Spectre de fréquence		20-300 kHz
Filtre passe-bas		0,1/0,5/2/50 kHz
Post amplification	0,10,20,30 dB	
NUMERISATION	12 bit 2 canaux 1024 pts par période	
ET MEMORISATION	128 kByte/canal	
CAPTEUR		
Transducteurs		M : bobine à air magnéto-inductive Ht : élément Hall
Magnétisation		électroaimant

3.4] Caractérisation de la texture cristallographique par la méthode micromagnétique multiparamètre

Les tôles ferromagnétiques sont des matériaux polycristallins dont les propriétés micromagnétiques dépendent de nombreux paramètres microstructuraux :

- La texture cristallographique

Les propriétés micromagnétiques moyennes du polycristal résultent des contributions additionnées des propriétés micromagnétiques individuelles de chaque cristallite constitutif du polycristal. Les propriétés moyennes sont liées à l'orientation des cristallites, c'est-à-dire à la texture cristallographique.

- L'état microstructural

Les propriétés micromagnétiques sont aussi liées à l'état microstructural du polycristal : structure des grains (taille, forme, arrangement), orientation relative des joints de grains, microstructure à l'intérieur des grains (glissement, maclage), défauts de réseau (dislocations, atomes interstitiels et étrangers, lacunes), ...

Par exemple :

- Les déplacements de parois magnétiques et les rotations des moments magnétiques interagissent avec les défauts de la structure cristalline.
- La forme et l'orientation relative des grains déterminent la densité d'énergie magnétostatique E_{mag} et, en conséquence, la structure des domaines magnétiques.

- Les contraintes internes

Les contraintes internes influent sur les propriétés micromagnétiques. Elles se classent en trois ordres selon l'échelle cristalline considérée Réf.[3.8].

- contraintes d'ordre 1 σ^{I} : Ce sont les contraintes homogènes sur plusieurs cristallites
- contraintes d'ordre 2 σ^{II} : Ce sont les contraintes homogènes sur un cristallite
- contraintes d'ordre 3 σ^{III}: Ce sont des contraintes à l'échelle atomique

Selon l'ordre considéré, les effets de la contrainte sur les propriétés micromagnétiques varient :

Les contraintes d'ordre 3 modifient l'énergie d'épinglement des parois E_p. Les contraintes d'ordre 1 et 2 modifient l'énergie magnétoélastique E_{me} des domaines magnétiques.

Définition et application de la méthode multiparamètre :

Les propriétés micromagnétiques sont étroitement liées aux paramètres structuraux que nous venons d'énumérer.

Considérons la texture cristallographique. Si nous étudions une propriété micromagnétique en particulier, nous savons par expérience que l'influence de la texture cristallographique sur la propriété micromagnétique concernée est indissociable de celle des autres paramètres structuraux. Pour parvenir néanmoins à identifier l'influence de la texture cristallographique, et dans le but de caractériser celle-ci, nous avons envisagé d'associer plusieurs techniques micromagnétiques et de combiner les grandeurs micromagnétiques mesurées ensemble, d'où la méthode dite "multiparamètre".

Nous avions à déterminer les coefficients r_m et Δr de tôles à emboutissage par une approche micromagnétique Réf.[3.9], [3.10]. Les coefficients r_m et Δr renseignent sur l'anisotropie de la tôle. Ils sont étroitement liés à la texture cristallographique de la tôle Réf.[3.11].

Nous avons appliqué la méthode multiparamètre. Nous avons, pour cela, sélectionné et associé les grandeurs micromagnétiques suivantes :

- mesure de l'activité Barkhausen — Mmax, H_{cM}
- mesure de la magnétostriction dynamique — H_c E_λ
- analyse harmonique du champ tangentiel H_t — K%

Les contraintes internes représentent le principal paramètre défavorable à une caractérisation optimale de r_m et de Δr, et par prolongement de la texture cristallographique Réf.[3.12], [3.13]. L'association des grandeurs micromagnétiques mesurées devait permettre de soustraire l'influence des contraintes et d'obtenir une corrélation unique entre r_m, Δr et ces même

grandeurs micromagnétiques, ceci quel que soient l'état de contraintes et la microstructure.

Des tôles provenant de différents fabricants industriels ont été sélectionnées. Les coefficients r_m et Δr de ces tôles ont été préalablement déterminés par essai de traction. Les définitions de r_m et Δr sont :

$$r_m = \frac{r_{00°} + 2\, r_{45°} + r_{90°}}{4}$$

$$\Delta r = \frac{r_{00°} + r_{90°}}{2} - 2\, r_{45°}$$

avec $r_{00°}, r_{45°}, r_{90°}$: valeurs de r (coefficient de Lankford) dans les directions 00°, 45° et 90° repérées par rapport à la direction de laminage dans le plan de la tôle.

Les grandeurs micromagnétiques ont été mesurées pour les directions de laminage 0°, 45° et transverse 90°. De plus, nous avons appliqué, lors de ces mesures, une contrainte de traction dans la direction de laminage, d'amplitude variable, afin de se rendre compte de l'incidence d'une contrainte macroscopique sur la qualité de la corrélation entre les coefficients r, Δr mécaniques et les valeurs r, Δr magnétiques recalculées.

Par analogie aux définitions de r_m et de Δr, nous avons calculé les coefficients micromagnétiques $Mmax^*$, H_{cM}^*, $H_c\, E\lambda^*$, $K\%^*$ et $Mmax^{**}$, H_{cM}^{**}, $H_c\, E\lambda^{**}$, $K\%^{**}$. Soient, par exemple, pour le maximum de l'activité Barkhausen $Mmax$:

$$M^*_{max} = \frac{Mmax_{00°} + 2\, Mmax_{45°} + Mmax_{90°}}{4}$$

$$M^{**}_{max} = \frac{Mmax_{00°} + Mmax_{90°}}{2} - 2\, Mmax_{45°}$$

Nous avons ensuite associé, par un calcul de régression (méthode des moindres carrés), tous les coefficients micromagnétiques * et ** pour obtenir une expression polynomiale de r_m et Δr magnétiques :

$$r_m = a\,M^*_{max} + b\,H^*_{cM} + c\,H^*_{c\,E\lambda} + d\,K\%^*$$

$$+ e\left(M^*_{max}\right)^2 + f\left(H^*_{cM}\right)^2 + g\left(H^*_{c\,E\lambda}\right)^2 + h\left(K\%^*\right)^2$$

$$\Delta r = a'\,M^{**}_{max} + b'\,H^{**}_{cM} + c'\,H^{**}_{c\,E\lambda} + d'\,K\%^{**}$$

$$+ e'\left(M^{**}_{max}\right)^2 + f'\left(H^{**}_{cM}\right)^2 + g'\left(H^{**}_{c\,E\lambda}\right)^2 + h'\left(K\%^{**}\right)^2$$

La figure 3.6 présente les valeurs de r_m magnétique calculées en fonction de r_m mécanique avec et sans la contrainte de traction appliquée.

La figure 3.7 présente les valeurs de Δr magnétique calculées en fonction de Δr mécanique avec et sans application de la contrainte de traction.

Nous concluons grâce à l'analyse de ces graphes qu'il existe effectivement un effet de la texture cristallographique sur les grandeurs micromagnétiques. Cet effet permet de corréler les grandeurs micromagnétiques aux coefficients mécaniques r_m et Δr.

Cependant, il apparaît aussi que l'effet de la contrainte de traction demeure, et reste même important. Nous ne parvenons pas d'éliminer complètement l'effet des contraintes sur les propriétés micromagnétiques pour ne dégager que l'effet unique de la texture cristallographique. La traction appliquée, et par extension les contraintes internes, sont un important facteur de dispersion pour la corrélation entre les grandeurs micromagnétiques et la texture cristallographique.

Nous avons associé cinq grandeurs micromagnétiques pour les corréler à la texture cristallographique via les coefficients r_m et Δr. Cela n'a pas suffi à séparer les effets de la texture cristallographique des effets des contraintes. Il nous faut alors étudier les effets de la texture cristallographique et des contraintes plus en amont, c'est à dire, d'une manière plus précise, plus théorique, pour espérer parvenir à expliquer pourquoi les effets anisotropes de la texture cristallographique et des contraintes sur les grandeurs micromagnétiques que nous mesurons sont indissociables.

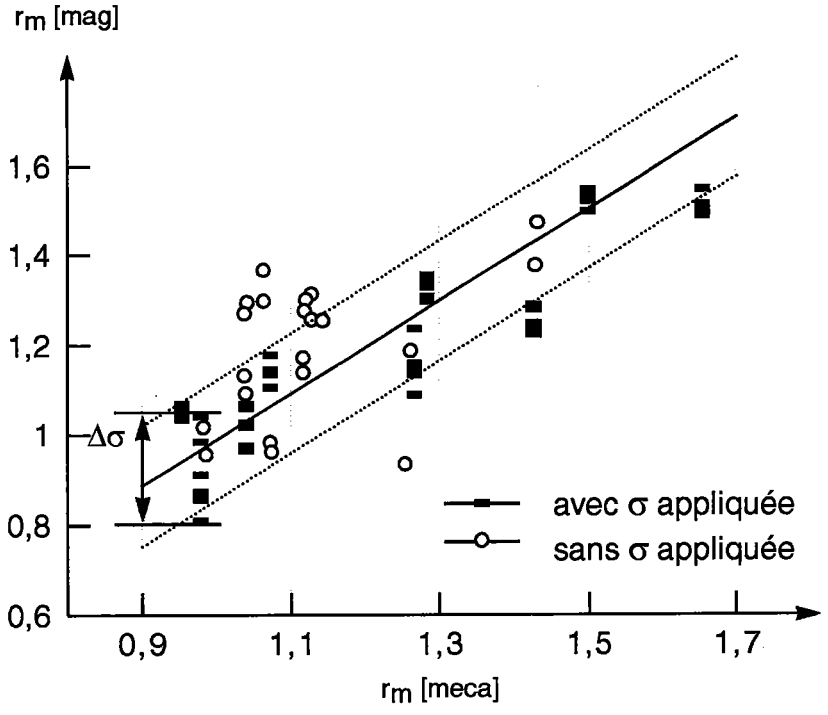


Fig. 3.6 : Corrélation entre rm «magnétique» calculé et rm mécanique

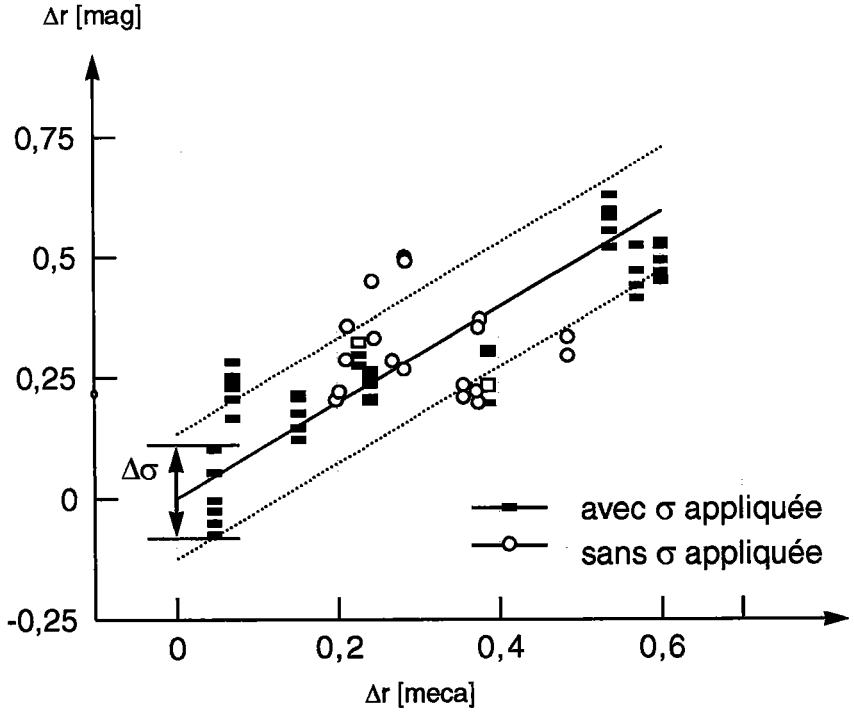


Fig. 3.7 : Corrélation entre Δr«magnétique» calculé et Δr mécanique

Références bibliographiques du chapitre 3

[3.0] W.A. Theiner, B. Reimringer, H. Kopp, M. Gessner
"The 3MA-testing equipment, applications possibilities and experiences"
Nondestructive characterization of materials (ed. by P.Höller, V.Hauk, G.Dobmann, C. Ruud, R.Green),
Springer Verlag, Berlin,
Heidelberg, New York (1989) 699-706

[3.1] G.A. Metzkanin, R.E. Beissner, C.M. Teller
"The Barkhausen effect and its applications to non destructive evaluation"
Non destructive Testing Information Analysis Center NTIAC-79-2 (1979) 2-10

[3.2] D.C. Jiles
"Review of magnetic methods for nondestructive evaluation"
NDT International, vol.21, no.5 (1988) 311-319

[3.3] W.A. Theiner, I. Altpeter
"Determination of residual stresses using micromagnetic parameters"
New procedures in nondestructive testing (ed. by P. Höller)
Springer Verlag, Berlin (1983) 575

[3.4] R. Koch
Nondestructive characterization of materials (ed. by P.Höller, V.Hauk, G.Dobmann, C. Ruud, R.Green) Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1989) 644-651

[3.5] R. Koch
"Entwicklung und Erprobung eines Moduls für Ausnutzung der dynamischen Magnetostriktion als eine Messgrösse zur Charaktisierung von Struktur- und Spannungszuständen im Rahmen des 3MA-Ansatzes"
Dissertation, Univertity of Saarland, Germany (1989)

[3.6] H. Pitsch
"Die Entwicklung und Erprobung der Oberwellenanalyse im Zeitsignal der magnetischen Tangentialfeldstärke als neues Modul des 3MA-Ansatzes"
IzfP Dissertation (1990)

[3.7] G. Dobmann, H. Pitsch
Nondestructive characterization of materials (ed. by P.Höller, V.Hauk, G.Dobmann, C. Ruud, R.Green) Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1989) 636-643

[3.8] V. Hauk, E. Macherauch
"Eigenspannungen und Lastapannungen, Moderne Ermittlung - Ergebnisse - Bewertung"
HTM Beiheft, Carl Hanser Verlag, Müchen/Wien (1982)

[3.9] E. Schneider, I. Altpeter, P. Derycke
"Nondestructive characterization of textures in rolled products using ultrasonic and magnetic techniques"
EGKS P2007 E1.1/88

[3.10] I. Altpeter, G. Dobmann
"Nondestructive characterization of textures in cold-rolled steel products using the magnetic technique"
6th International Symposium on nondestructive characterization of materials, Turtle Bay, Hilton, Hawai, (June 1993)

[3.11] H.J. Bunge, F. Wang
"Theoretical methods of texture analysis"
(ed. by H.J. Bunge), DMG Informationsgesellschaft,
(1987) 163-172

[3.12] W.A. Theiner, I. Altpeter
"Determination of residual stresses using micromagnetic parameters"
Proceedings of the Germany-U.S. workshop (August 1982)

[3.13] W.A. Theiner,I. Altpeter
"Determination of residual stresses using micromagnetic parameters"
New procedures in nondestructive testing (ed. by P. Höller)
Springer Verlag, Berlin (1983) 575

MODÉLISATION DE L'ANISOTROPIE DES PROPRIÉTÉS MICROMAGNÉTIQUES DUE À LA TEXTURE CRISTALLOGRAPHIQUE ET AUX CONTRAINTES. CALCUL DES PROPRIÉTÉS MICROMAGNÉTIQUES MOYENNES

Chapitre 4

Nous montrons dans ce chapitre, par l´analyse d´un exemple simple, que l´orientation des domaines magnétiques par rapport au champ magnétique extérieur détermine les propriétés micromagnétiques (susceptibilité, activité Barkhausen et champ coercitif) du matériau ferromagnétique. Nous mettons en évidence que ces propriétés micromagnétiques sont liées à la texture magnétique existante lors de la magnétisation.

Nous pouvons expliquer, en faisant référence à l´état de l´art, comment et pourquoi la texture cristallographique et les contraintes influent sur l´orientation des domaines. Et nous comprenons que la texture cristallographique et les contraintes induisent alors l´anisotropie des propriétés micromagnétiques.

Considérant certaines hypothèses, nous pouvons modéliser les effets anisotropes de la texture cristallographique et des contraintes sur les propriétés micromagnétiques.

Les éléments de base, qui composent la modélisation, sont empruntés, d´une part, à la science des matériaux ferromagnétiques et à ses auteurs Réf.[4.0] qui se sont encore peu interessés aux matériaux ferromagnétiques texturés et, d´autre part, à l´analyse de la texture cristallographique dont les spécialistes Réf.[4.1] se sont relativement désinteressés des propriétés magnétiques au profit de la mécanique.

4.1] Influence de l'orientation des domaines sur les propriétés micromagnétiques

4.1.1] Déplacement d'une paroi à 180°

Considérons deux domaines d'un cristallite aimantés antiparallèlement. Les deux domaines sont séparés par une paroi à 180° de surface S.

- En l'abscence de champ H extérieur, la paroi se situe en une position x_o correspondant à un minimum local de l'énergie libre E_{lib} (Eq. 2.04). La position x_o caractérise un équilibre métastable tel que :

$$E_{lib} = E_{mag} + E_p + E_c + E_{me} = \text{minimum} \quad \text{soit } dE_{lib} = 0 \qquad (4.00)$$

- Un champ H variable est appliqué (Fig. 4.1) dont la direction forme un angle θ avec l'aimantation du domaine M_{S1}. L'énergie potentielle du champ H (cf. § 2.8.5]) est :

$$E_H = -\mu_o \vec{H} \cdot \vec{M} \qquad (4.01)$$

Les énergies magnétiques E_H des domaines M_{S1} et M_{S2} sont respectivement E_{H1} et E_{H2} telles que :

$$E_{H1} = -\mu_o H M_S V_1 \cos\theta \leq E_{H2} = \mu_o H M_S V_2 \cos\theta \qquad (4.02)$$

avec V_1 et V_2 respectivement les volumes des domaines M_{S1} et M_{S2}

Le domaine M_{S1} favorablement aimanté se développe au dépens du domaine M_{S2}, de plus forte énergie. La variation de volume du domaine M_{S1} est dV. Réciproquement, la variation de volume du domaine M_{S2} sera -dV.

Le champ H fournit à la paroi, l'énergie nécessaire à son déplacement réversible et irréversible. La variation d'énergie magnétique résultant du déplacement de la paroi est :

$$dE_H = dE_{H1} + dE_{H2} = -2\mu_o H M_S dV \cos\theta \qquad (4.03)$$

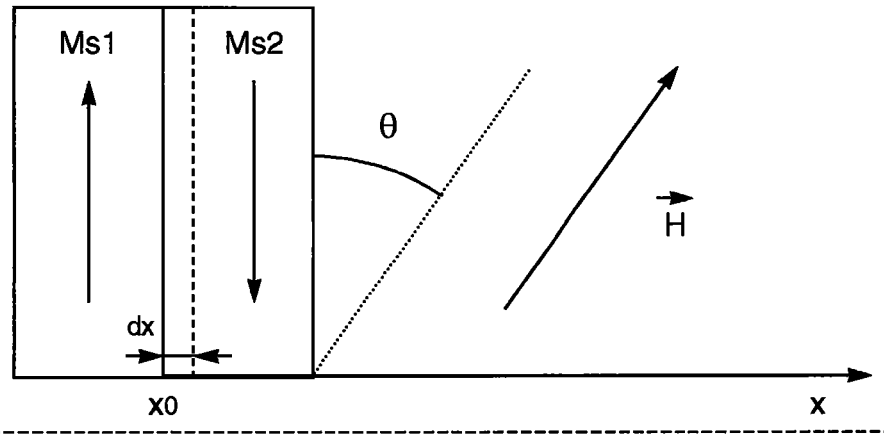


Fig. 4.1 : Domaines `Ms1`, `Ms2` et champ magnétique `H`

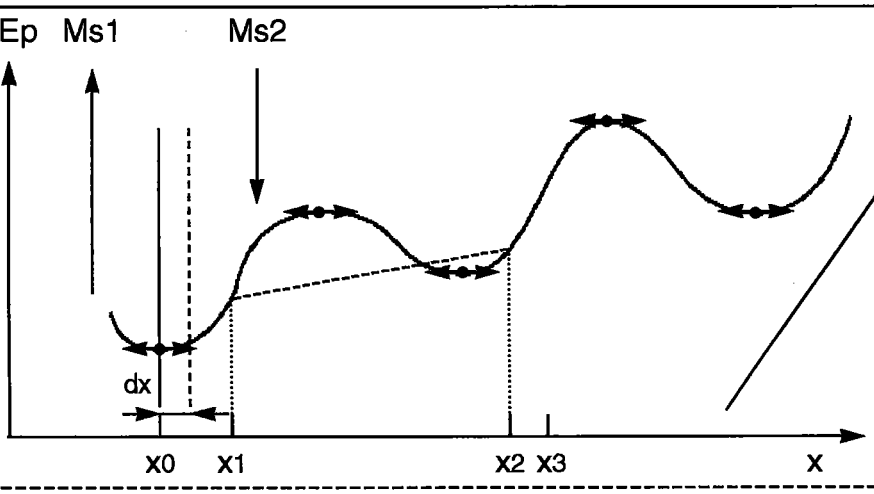


Fig. 4.2 : Barrière de potentiel s'opposant au déplacement de la paroi magnétique

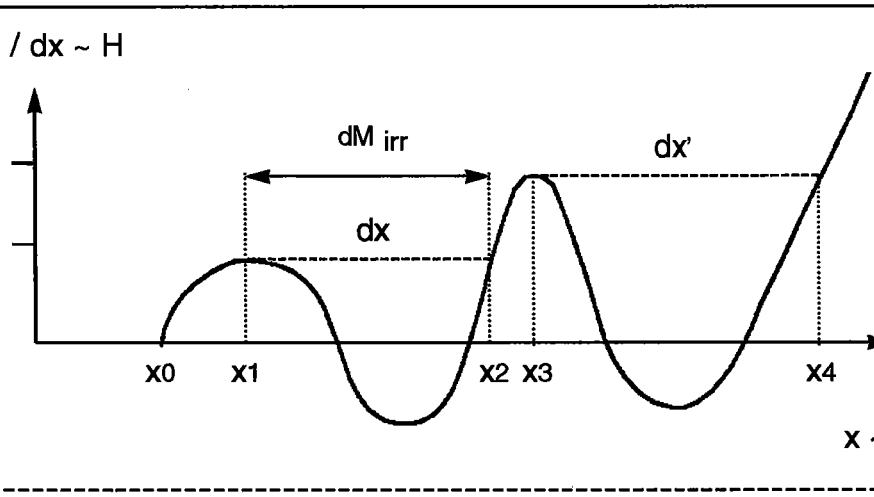


Fig. 4.3 : Variation de l'énergie de la paroi magnétique en fonction de son déplacement

La paroi se déplace d'une quantité $dx = \frac{dV}{S}$ sous l'effet de la pression p du champ H :

$$p = -\frac{1}{S}\left(\frac{dE_H}{dx}\right) = 2\,\mu_o\,H\,M_S\cos\theta \qquad (4.04)$$

La variation de volume relatif des domaines M_{S1} et M_{S2} s'accompagne d'une variation d'aimantation : $dM = 2\,M_S\,Sdx$

Soit par unité de surface de paroi déplacée : $dM = 2\,M_S\,dx$ (4.05)

La composante de la variation d'aimantation par unité de surface déplacée dans la direction du champ H est :

$$dM_{//H} = 2\,M_S\,dx\cos\theta \qquad (4.06)$$

Le travail fourni par le champ H est égal à la variation de l'énergie libre E_{lib} :

$$-dE_H = dE_{lib} \qquad (4.07)$$

Les énergies E_c et E_{me} sont invariantes lors du déplacement de la paroi. Nous ne tiendrons ici pas compte des variations de l'énergie magnétostatique E_{mag}.

$$\text{Soit } -\frac{dE_H}{dx} = \frac{dE_p}{dx} \qquad (4.08)$$

L'augmentation de l'énergie de la paroi E_p en fonction du déplacement dx constitue une force de rappel qui s'oppose à la pression du champ p.

La paroi quitte une position d'équilibre locale x_o pour laquelle le gradient de l'énergie E_p est nul :

$$\frac{dE_p}{dx} = 0 \qquad (4.09)$$

La position de la paroi est déterminée par le gradient de l'énergie E_p satisfaisant la relation :

$$\frac{dE_p}{dx} = -\frac{dE_H}{dx} = 2\,\mu_o\,H\,M_S\cos\theta \qquad (4.10)$$

L'énergie de la paroi E_p s'exprime par une fonction, complexe et indéterminée, de sa position (Fig. 4.2) Réf.[4.2]. Elle est déterminée par la distribution et la nature des points d'épinglement présents dans le cristallite.

Supposons (Fig. 4.3) que la paroi rencontre en x1 un maximum local de $\frac{dE_p}{dx}$

et analysons le caractère du déplacement:

a/ Déplacement réversible

Le déplacement de la paroi de xo à x1 est réversible. Si on annule le champ H avant qu'il n'ait atteint la valeur critique H_{cx1}, la paroi retourne à la position d'équilibre xo. La paroi n'aura pas franchi la barrière de potentiel rencontrée en x1.

De l'égalité Eq. (4.10), nous déduisons le champ critique H_{cx1} :

$$H_{cx1} = \left(\frac{1}{2\,\mu_o\,M_s\cos\theta}\right) \times \left(\frac{dE_p}{dx}\right)_{x\,=\,x1} \quad = \text{maximum local} \qquad (4.11)$$

$$H_{cx1} = \frac{H^o_{cx1}}{\cos\theta} \text{ avec } H^o_{cx1} = \left(\frac{1}{2\,\mu_o\,M_s}\right) \times \left(\frac{dE_p}{dx}\right)_{x\,=\,x1} \qquad (4.12)$$

b/ Déplacement irréversible ou saut Barkhausen :

La paroi atteint la position x1 pour laquelle le champ H a la valeur critique H_{cx1}. Une augmentation infinitésimale du champ engendre un déplacement spontané et irréversible de la paroi de la position x1 à x2 (Fig. 4.3). Le déplacement $dx = x2 - x$ constitue un saut Barkhausen (cf. 2.5).

La position x2 atteinte sera telle que :

$$\left(\frac{dE_p}{dx}\right)_{x\,=\,x2} = 2\,\mu_o\,M_s\,H^o_{cx1} \qquad (4.13)$$

Au déplacement irréversible de la paroi s'oppose une force de frottement du type amortissement visqueux. Le déplacement s'effectue sans accélération (régime stationnaire) Réf.[4.3], c'est à dire à vitesse v constante, la force magnétique F_H s'opposant à la force d'amortissement $F\beta$ Eq. (4.16).

$$F_H = 2\,\mu_o\,M_S\,H_{cx1}\,S\cos\theta \qquad (4.14)$$

$$F\beta = \beta S\frac{dx}{dt} = \beta S v \qquad (4.15)$$

avec β : coefficient d'amortissement par unité de surface de paroi

Soit l'égalité : $2\,\mu_o\,M_S\,H_{cx1}\,S\cos\theta = \beta S\frac{dx}{dt}$ (4.16)

La vitesse v de déplacement de la paroi et la composante fréquencielle f générée par le saut Barkhausen s'obtiennent de l'égalité précédente :

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{2\,\mu_o\,M_S\,H_{cx1}\cos\theta}{\beta} = \frac{2\,\mu_o\,M_S\,H^o_{cx1}}{\beta} \qquad (4.17)$$

$$f = \frac{1}{dt} = \frac{2\,\mu_o\,M_S\,H_{cx1}\cos\theta}{\beta(x2-x1)} = \frac{2\,\mu_o\,M_S\,H^o_{cx1}}{\beta(x2-x1)} \qquad (4.18)$$

Eq.(4.17) et Eq.(4.18) indiquent que :

- la vitesse v de déplacement de la paroi est uniquement déterminée par le champ critique H^o_{cx1} auquel s'opère le saut Barkhausen.
- - la fréquence f est déterminée par le champ critique H^o_{cx1} et la longueur du déplacement $x2-x1$.

Cela signifie que les grandeurs caractéristiques du saut Barkhausen, vitesse et fréquence, sont entièrement déterminées par l'état structurel du matériau.

Le déplacement dx, correspondant à un saut Barkhausen et qui s'effectue au champ critique H^o_{cx1}, induit une variation irréversible d'aimantation dM_{irr} d'arès Eq.(4.05):

$$dM_{irr} = 2\,M_S\,dx = \frac{4\,\mu_o\,M_S^2\,H^o_{cx1}}{\beta} \times \frac{1}{f} \text{ à } H = \frac{H^o_{cx1}}{\cos\theta} \qquad (4.19)$$

La paroi conduite par le champ H se déplace jusqu'au champ critique suivant H_{cx3} pour exécuter un nouveau saut. La paroi surmonte ainsi successivement des champs critiques H_{cxi} de plus en plus forts au fur et à mesure que l'intensité du champ H augmente. Le déplacement de la paroi s'opère jusqu'à disparition totale du domaine d'aimantation défavorable M_{S2}.

4.1.2] Les grandeurs micromagnétiques

Les grandeurs micromagnétiques (susceptibilité irréversible χ_{irr}, activité Barkhausen M(Volt et champ coercitif H_{cM} sont des grandeurs moyennes qui résultent du cumul et de la succession de nombreux sauts Barkhausen. Leur détermination nécessite de considérer un ensemble de sauts Barkhausen. Nous considérons un ensemble de parois de même orientation.

4.1.2.1] Le champ coercitif H_c

Pour franchir successivement les points d'épinglement que rencontrent les parois, le champ H doit être supérieur aux différents champs critiques H_{cxi} attachés à chaque point d'épinglement rencontré.

$$H \geq H_{cxi} = \left(\frac{1}{2\,\mu_o\,M_s\cos\theta}\right) \times \left(\frac{dE_p\,(xi)}{dx}\right)_{max} \qquad (4.20)$$

Le champ coercitif H_c (cf. §2.6) représente la valeur seuil moyenne du champ H nécessaire au déplacement libre des parois Réf.[4.4].

4.1.2.2] La susceptibilité irréversible et la perméabilité irréversible

Pour un champ H et une incrémentation ΔH donnés, les parois réalisent un nombre n de sauts Barkhausen d'amplitudes dxi (Fig. 4.4). La somme de l'ensemble des sauts Barkhausen effectués pour une incrémentation ΔH au champ H est :

$$\Delta X = \sum_i dxi \qquad (4.21)$$

En considérant les égalités élémentaires Eq.(4.17) et Eq.(4.18) pour un saut Barkhausen, la somme des sauts pour $H+\Delta H$ est donc :

$$\Delta X = \frac{2\,\mu_o\,M_s}{\beta} \sum_i \frac{H^o_{cxi}}{f_{xi}} \qquad (4.22)$$

Cette expression qui définit l'activité Barkhausen générée par le déplacement d'un faisceau de parois lors d'une incrémentation ΔH du champ H, ne peut pas

être calculée. Le nombre et l'amplitude des sauts Barkhausen sont fonction de la distribution des points d'épinglement.

- Le nombre de sauts est déterminé par le nombre de champs critiques que rencontrent les parois lors de leurs déplacements.
- L'amplitude des sauts est liée à la distribution spatiale des champs critiques.

Si nous le pouvions, la distribution des champs critiques serait obtenue en mesurant le nombre et l'amplitude des sauts d'une paroi en fonction de son déplacement. Nous obtiendrions alors un histogramme des sauts en fonction du champ H :

$$\frac{\Delta X}{\Delta H}(H) = f(H \qquad (4.23)$$

Nous pouvons malgré tout choisir de modéliser l'activité Barkhausen (amplitude et fréquence des sauts) d'un faisceau de parois de même orientation en déplacement sous la pression d'un champ H par une fonction distribution $f(H)$, par exemple, une fonction de distribution du type Gauss ou Lorentz (Fig. 4.5).

La fonction $f(H)$ indique l'amplitude totale des sauts Barkhausen obtenue au champ $H+\Delta H$:

$$\text{Gauss : } f(H) = \frac{\Delta X}{\Delta H} = e^{-0{,}69\left(\frac{H - Hc}{\Delta H_{50\%}}\right)^2} \times \left(\frac{\Delta X}{\Delta H}\right)_{max} \qquad (4.24)$$

$$\text{Lorentz : } f(H) = \frac{\Delta X}{\Delta H} = \frac{1}{4\left(\frac{H - Hc}{\Delta H_{50\%}}\right)^2 + 1} \times \left(\frac{\Delta X}{\Delta H}\right)_{max} \qquad (4.25)$$

avec $\Delta H_{50\%}$: la largeur de la distribution des sauts à 50% de la valeur maximale obtenue au champ coercitif H_c.

a/ Le champ H et l'aimantation des domaines M_{S1} sont parallèles.

Pour une incrémentation du champ ΔH donnée, les amplitudes additionnées des sauts réalisés par les parois résultent en : $\Delta X = f(H)\Delta H$

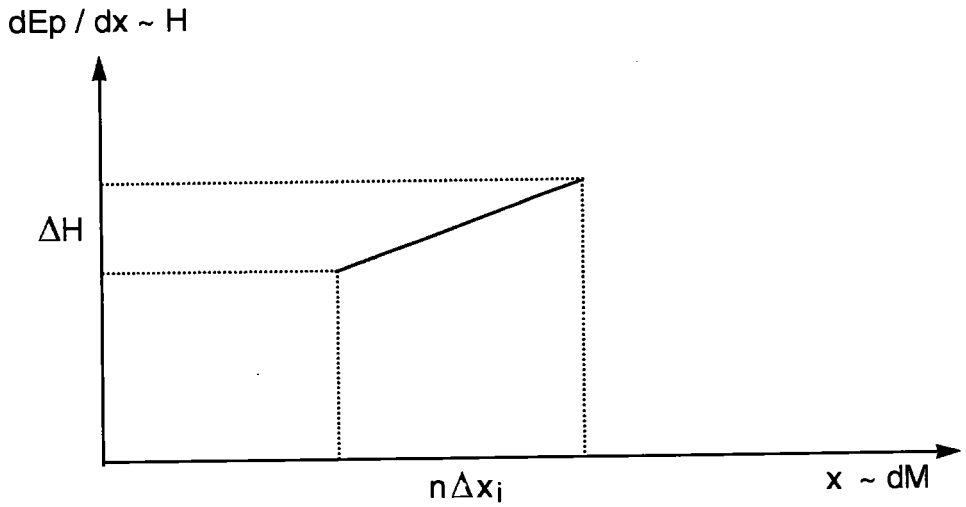


Fig. 4.4 : Variation d'aimantation irréversible pour un champ H et une incrémentation ^{3}H

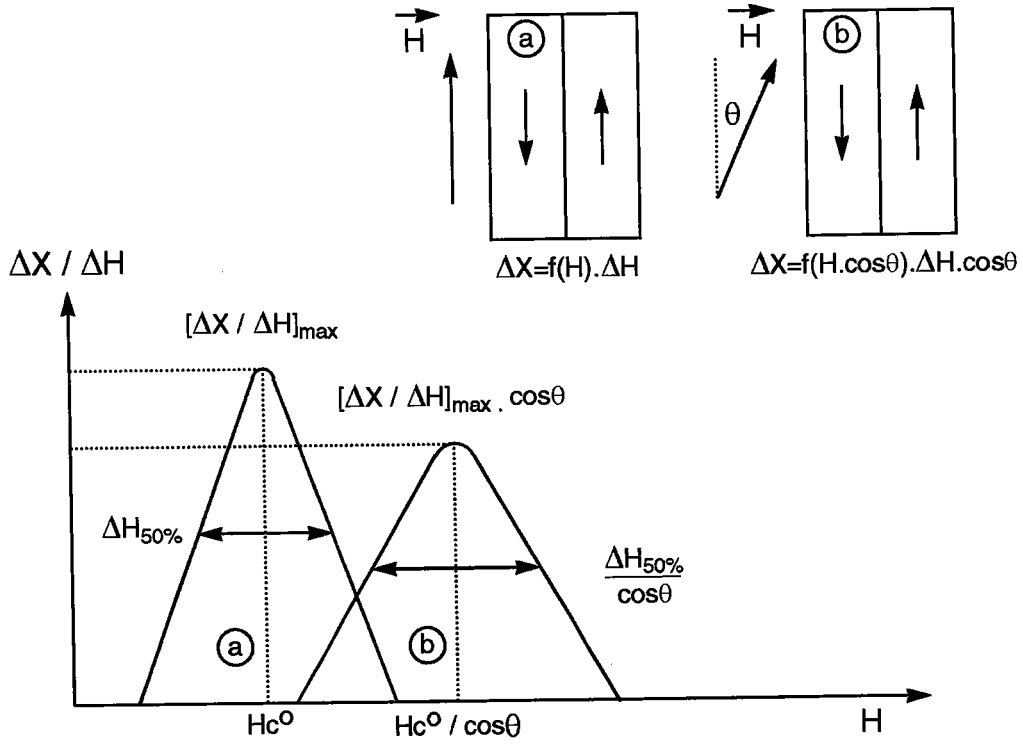


Fig. 4.5 : Représentation de l'activité Barkhausen d'un faisceau de parois d'orientation θ

Nous obtenons :

le maximum de l'activité Barkhausen $= [\Delta X / \Delta H]_{max}$

le champ coercitif $= H_C$

la largeur de la distribution des sauts $= \Delta H_{50\%}$

b/ Le champ H et l'aimantation du domaine M_{S1} forment un angle θ

Toujours pour une même incrémentation du champ ΔH, les amplitudes additionnées des sauts résultent seulement en :

$$\Delta X = f(H \cos\theta) \times \Delta H \cos\theta$$

parce que la valeur effective de l'incrémentation du champ ΔH n'est plus que de $\Delta H \times \cos\theta$.

Le nombre total de sauts qui ont pu être produits par l'incrémentation ΔH se trouve ainsi diminué. Nous noterons que les sauts effectués s'opèrent avec les mêmes vitesses et fréquences que dans le cas a/ (aimantation et champ parallèles) puisque les caractérisques vitesse v Eq. (4.17) et fréquence f Eq. (4.18) de l'activité Barkhausen sont indépendantes de θ, indépendantes de l'orientation du champ magnétique H.

En comparaison à la configuration aimantation et champ parallèles :

Le maximum de l'activité Barkhausen = $[\Delta X / \Delta H]_{max} \times \cos\theta$ est diminué.

Le champ coercitif = $H_C \div \cos\theta$ est augmenté.

La largeur de la distribution = $\Delta H_{50\%} \div \cos\theta$ est augmentée.

La variation d'aimantation irréversible ΔM_{irr} obtenue pour $H+\Delta H$ s'écrit :

$$\Delta M_{irr} = 2 M_S f(H \cos\theta) \times \Delta H \cos\theta \qquad (4.26)$$

La variation d'aimantation irréversible $\Delta M_{irr} / /H$ obtenue pour $H+\Delta H$ dans la direction du champ H s'écrit alors :

$$\Delta M_{irr} / /H = 2 M_S f(H \cos\theta) \times \Delta H \cos^2\theta \qquad (4.27)$$

La susceptibilité irréversible $\chi_{irr}(H$ (cf. §2.5]) obtenue pour $H + \Delta H$ se définit par le rapport de la variation d'aimantation irréversible ΔM_{irr} induite sur l'incrémentation du champ ΔH produite :

$$\chi_{irr}(H) = \frac{\Delta M_{irr}(H}{\Delta H} \qquad (4.28)$$

De Eq.(4.26), nous obtenons la susceptibilité irréversible mesurée parallèlement à l'aimantation des domaines égale à :

$$\chi_{irr}(H) = 2\, M_S\, f(H \cos\theta) \cos\theta \qquad (4.29)$$

La susceptibilité irréversible mesurée dans la direction du champ H est, par ailleurs :

$$\chi_{irr}(H)_{//H} = 2\, M_S\, f(H \cos\theta) \cos^2\theta \qquad (4.30)$$

Si nous exprimons la perméabilité irréversible (cf. §2.6]) mesurée dans la direction du champ, nous obtenons :

$$\mu_{irr\,//H} = \mu_o + \chi_{irr\,//H} = \mu_o + 2\, M_S\, f(H \cos\theta) \cos^2\theta \qquad (4.31)$$

4.1.2.3] La mesure de l'activité Barkhausen

La mesure de l'activité Barkhausen consiste à enregistrer les variations de flux $\Delta\phi$ produites par les déplacements irréversibles des parois. Les variations de flux induisent aux bornes électriques du transducteur (bobine à induction) une force électromotrice m :

$$m = -n \frac{d\phi}{dt} \qquad (4.32)$$

avec n : nombre de spires de la bobine à induction

Les variations de flux $\Delta\phi$ sont proportionnelles aux variations d'aimantation ΔM_{irr}.

$$\Delta\phi = \alpha\, \Delta M_{irr} \qquad (4.33)$$

avec α : coefficient de proportionnalité

La tension électrique M(Volt) enregistrée qui caractérise l'activité Barkhausen est ainsi proportionnelle aux variations irréversibles d'aimantation, c'est-à-dire aux nombres et amplitudes des sauts ΔX réalisés par les parois lors de leur déplacement.

$$M(Volt) \approx \left| n\left(\frac{\Delta\phi}{\Delta t}\right)\right| \approx \left| n\alpha\left(\frac{\Delta M_{irr}}{\Delta t}\right)\right| \approx \left(\frac{\Delta M_{irr}}{\Delta H}\right) \times \left(\frac{\Delta H}{\Delta t}\right)$$

$$M(Volt) \approx \chi_{irr}(H) \times \left(\frac{\Delta H}{\Delta t}\right) \qquad (4.34)$$

Des Eq.(4.34) et Eq.(4.29), nous remarquons ici que la mesure de l'activité Barkhausen correspond en fait à une mesure de la susceptibilité irréversible.

Nous obtenons une expression simple définissant l'activité Barkhausen d'un faisceau de parois de même orientation :

$$M(Volt) \approx 2\, M_S\, f(H\cos\theta)\cos\theta \times \left(\frac{\Delta H}{\Delta t}\right) \qquad (4.35)$$

L'activité Barkhausen est fonction de l'orientation relative du champ magnétique H et de l'aimantation du domaine en expansion M_{S1}.

Définition de l'amplitude maximum de l'activité Barkhausen Mmax :

L'amplitude Mmax de la tension électrique M(Volt) est obtenue pour f(H) maximum, c'est-à-dire pour une valeur spécifique du champ H pour laquelle les parois réalisent les plus grands sauts. Cette valeur du champ est le champ coercitif H_C. Au champ coercitif, le plus grand nombre de sauts de plus grandes amplitudes s'opèrent :

Pour $H = H_C$ $\frac{\Delta X}{\Delta H}$ est maximum ; χ_{irr} est maximum ; M(Volt) = Mmax

$$Mmax \approx 2\, M_S\, f\left(H = Hc = \frac{H_C^0}{\cos\theta}\right)\cos\theta \times \left(\frac{\Delta H}{\Delta t}\right)_{H = Hc = \frac{H_C^0}{\cos\theta}} \qquad (4.36)$$

Remarque : Il apparaît que l'amplitude Mmax est aussi fonction des paramètres expérimentaux de magnétisation que sont la fréquence et la valeur maximale

Hmax du champ H. Usuellement, le champ magnétique généré est sinusoïdal et Hmax est fixé à $2H_c$. Si nous modifions la fréquence ou l'amplitude du champ H, la mesure de l'activité Barkhausen, qui n'est de toute façon qu'une mesure relative, se trouve modifiée.

$$H(t) = H\,max \times \sin\left(\frac{2\pi}{T} \times t\right) \qquad (4.37)$$

$$\frac{dH}{dt} = H\,max \times 2\pi f \cos\left(\frac{2\pi}{T} \times t\right) \qquad (4.38)$$

avec f : fréquence de magnétisation

4.1.3] Influence de l'orientation des domaines M_{S1} et M_{S2}

Grâce à l'analyse de l'exemple simple du déplacement d'une paroi à 180° généralisé à un faisceau de parois de même orientation, nous concluons que les grandeurs micromagnétiques H_{cM}, χ_{irr} et M(Volt) dépendent de l'orientation des domaines par rapport au champ H appliqué.

H_{cM} est minimum, χ_{irr} et M(Volt) sont maximums quand les domaines en expansion sont aimantés dans la direction du champ H.

4.1.4] Déplacement d'une paroi à 90°

Nous n'avons jusqu'alors pas abordé le cas du déplacement des parois à 90°. Leurs déplacements participent pourtant aussi à l'aimantation du matériau. En voici les raisons :

- La paroi à 90° est magnétostrictive (cf. §2.7]). Son déplacement provoque des variations dimensionnelles du cristallite. Il en résulte que le champ critique nécessaire au déplacement de la paroi à 90° est supérieur à celui de la paroi à 180°.

- Pour un même champ H, la pression magnétique p qui s'exerce sur une paroi à 90° est plus faible que celle s'exerçant sur une paroi à 180°.

$$p = \sqrt{2}\,\mu_o\,H\,M_S\cos\phi \qquad (4.39)$$

avec ϕ : angle formé par la direction du champ H et la paroi à 90°

Les contributions à l'activité Barkhausen des déplacements de parois à 180° et 90° ne s'opèreraient, en théorie, donc pas pour les mêmes intensités du champ H ; les déplacements des parois à 90° succédant aux déplacements des parois à 180°.

La mesure Mmax au champ coercitif H_{cM} résulterait alors seulement des déplacements de parois à 180°. Nous argumentons cette analyse plus en détail dans le chapitre 5, car il est important de connaître la nature exacte de l'activité Barkhausen.

4.2] La texture magnétique

4.2.1] Généralités sur l'influence de la texture magnétique sur les grandeurs micromagnétiques

La description du déplacement d'un ensemble de parois de même orientation doit être étendue à l'ensemble des déplacements des parois du cristallite, puis à l'ensemble des cristallites du polycristal. Parallèlement, il faudrait aussi tenir compte d'éventuelles corrélations spatiales et temporelles qui pourraient exister entre les déplacements.

L'intérêt de l'analyse précédente a été de définir les grandeurs micromagnétiques H_{cM}, χ_{irr} et M(Volt) pour une orientation déterminée de domaines et de montrer l'influence de l'orientation relative des domaines et du champ magnétique dans la détermination de ces grandeurs micromagnétiques.

En généralisant notre conclusion précédente (cf. §4.1.3]) à l'échelle du polycristal, nous déduisons que les propriétés micromagnétiques moyennes sont étroitement liées à la distribution des domaines du polycristal, c'est-à-dire à la texture magnétique.

Connaître la texture magnétique en chaque point du cycle d'hystérésis permetterait de comprendre l'évolution de l'aimantation. Voici deux exemples pour illustrer nos propos :

Exemple 1:

- A l'état désaimanté (a) (M=0 et H=0) ainsi qu'au champ coercitif (b) (M=0 et H=Hc), l'aimantation macroscopique est nulle (Fig. 4.6).

A l'état désaimanté, la distribution des domaines est isotrope, et la magnétisation s'effectue selon la courbe de première aimantation.

Au champ coercitif, la texture magnétique est marquée par l'orientation préférentielle des domaines dans la direction du champ H. La magnétisation s'effectue selon la courbe d'hystérésis (Fig. 4.6).

Pour ces deux cas de figure, les distributions volumiques des domaines sont très différentes. Nous constatons que chaque distribution implique un mode de magnétisation particulier et spécifique à la distribution. Les propriétés micromagnétiques sont évidemment fonction du mode de magnétisation qui s'opère, dépendant lui-même de la distribution des domaines.

Exemple 2:

- Entre aimantation rémanente Mr et champ coercitif Hc une fraction des domaines inversent leur aimantation de sorte que l'aimantation macroscopique devienne nulle (Fig. 4.6). La distribution des domaines obtenue au champ coercitif est liée à la distribution des domaines qui existait à l'aimantation rémanente.

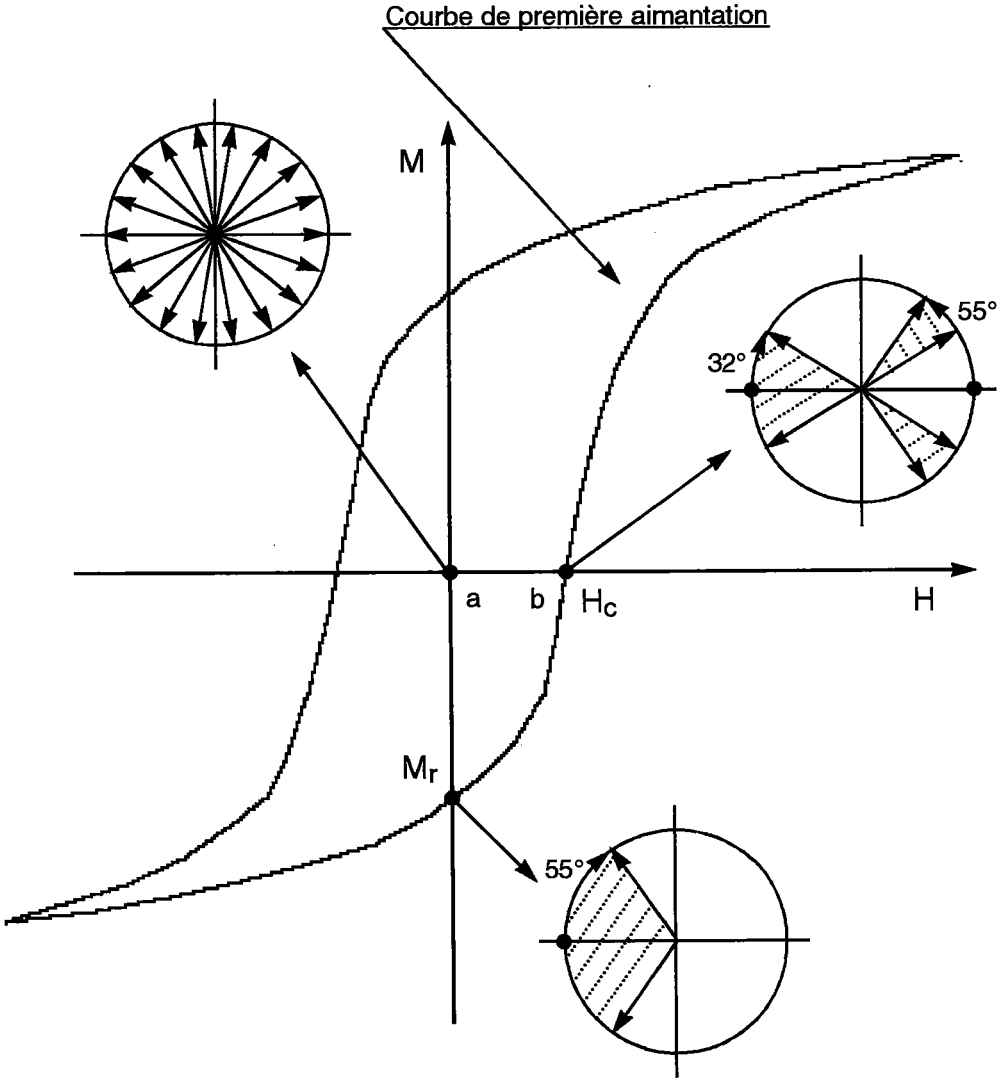
La modification de la texture magnétique de l'aimantation rémanente au champ coercitif s'effectue par un cheminement bien défini qui nécessite déplacements de parois et nucléation de domaines d'aimantation inverse. L'activité Barkhausen est logiquement fonction de ce cheminement.

4.2.2] Origine de la texture magnétique

Les propriétés micromagnétiques seront anisotropes si la distribution des domaines est anisotrope. Les paramètres qui déterminent la distribution des domaines sont la texture cristallographique, les contraintes et la microstructure.

Nous avons :

$$E_{lib} = E_{mag} + E_p + E_c + E_{me} = \text{minimum} \qquad (4.40)$$



Dans le cas de cristallites de symétrie
cubique avec K1>0
Mr/Ms =0,83

Fig. 4.6 : Cycle d'hystérésis et courbe de première aimantation.
Distribution des domaines magnétiques au champ coercitif,
à la rémanence et à l'état désaimanté Réf.[4.15]

4.2.2.1] Anisotropies d'origine non cristallographique : les effets de la microstructure

Anisotropie de la distribution des points d'épinglement :

La distribution des points d'épinglement détermine l'énergie de paroi E_p (Fig. 4.2). S'il existe une distribution anisotrope des points d'épinglement, les propriétés micromagnétiques seront anisotropes.

Anisotropie de forme :

Les cristallites ne sont pas équiaxes. L'aimantation s'oriente dans la direction de plus grande dimension du cristallite pour laquelle l'énergie de démagnétisation E_{mag} est minimum (cf. §2.8.1] c/).

4.2.2.2] Anisotropies cristallographiques : les effets de l'énergie magnétocristalline E_c et magnétoélastique E_{me}

L'effet de la texture cristallographique et des contraintes sur l'orientation des domaines magnétiques dans un cristallite de fer s'explicite en terme d'énergie d'anisotropie cristalline d'aimantation E_{ani} dans un cristal cubique contraint. L'énergie d'anisotropie cristalline d'aimantation E_{ani} se définit par la somme de l'énergie magnétocristalline E_c et de l'énergie magnétoélastique E_{me} Réf.[4.5]:

$$E_{ani} = E_c + \frac{dE_c}{d\varepsilon_{ij}} = E_c + E_{me} \qquad (4.41)$$

$$\text{Avec : } E_c = K_o + K_4\left(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2\right) \qquad (4.42)$$

$$\text{et } E_{me} = B_1\left(\varepsilon_{11}\left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3}\right) + \varepsilon_{22}\left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3}\right) + \varepsilon_{33}\left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3}\right)\right) \qquad (4.43)$$

$$+ B_2\left(\varepsilon_{12}\alpha_1\alpha_2 + \varepsilon_{23}\alpha_3 + \varepsilon_{13}\alpha_1\alpha_3\right)$$

K_0 , K_4 : constantes d'anisotropie magnétocristalline

B_1 , B_2 : constantes d'anisotropie magnétoélastique

α_i : cosinus directeur de l'aimantation M_S

ε_{ij} : tenseur des déformations

Si nous exprimons les déformations ε_{ij} en fonction des contraintes σ_i (Loi de Hooke pour la symétrie cubique) et substituons les contraintes aux déformations dans l'égalité Eq.(4.43), nous obtenons une nouvelle expression de l'énergie magnétoélastique Eq.(4.45) et donc de l'énergie d'anisotropie cristalline d'aimantation E_{ani} Eq.(4.46).

Relation déformations / contraintes pour la symétrie cubique :

$$\begin{vmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} \\ \varepsilon_{12} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{31} \\ \sigma_{12} \end{vmatrix} \qquad (4.44)$$

avec S_{12} : modules élastiques

$$E_{me} = B_1 \left(S_{11} - S_{12}\right)\left(\sigma_{11}\alpha_1^2 + \sigma_{22}\alpha_2^2 + \sigma_{33}\alpha_3^2 - \frac{1}{3}\Sigma\sigma_{ii}\right) \qquad (4.45)$$

$$+ B_2 S_{44}\left(\sigma_{12}\alpha_1\alpha_2 + \sigma_{23}\alpha_2\alpha_3 + \sigma_{13}\alpha_1\alpha_3\right)$$

$$E_{ani} = K_o + K_4\left(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2\right) \qquad (4.46)$$

$$- \frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\sigma_{11}\alpha_1^2 + \sigma_{22}\alpha_2^2 + \sigma_{33}\alpha_3^2 - \frac{1}{3}\Sigma\sigma_{ii}\right)$$

$$- 3\lambda_{111}\left(\sigma_{12}\alpha_1\alpha_2 + \sigma_{23}\alpha_2\alpha_3 + \sigma_{13}\alpha_1\alpha_3\right)$$

avec : σ_i : tenseur de contrainte

λ_{100} et λ_{111} : constantes de la magnétostriction (cf. §2.8.4])

$$\lambda_{100} = -\frac{2}{3}B_1\left(S_{11} - S_{12}\right) \text{ et } \lambda_{111} = -\frac{1}{3}B_2 S_{44} \qquad (4.47)$$

Dans le cas du fer, les constantes de magnétostriction et d'anisotropie magnétocristalline sont :

$\lambda_{100} = 20 \times 10^{-6}$, $\lambda_{111} = -21 \times 10^{-6}$ et $K_4 = 48 \times 10^{+4}$ J / m^3

Pour que l'énergie magnétoélastique E_{me} soit de l'ordre de l'énergie magnétocristalline E_c, il faudrait appliquer une contrainte de l'ordre de 1600 Mpa. L'énergie magnétocristalline E_c est prépondérante vis à vis de l'énergie magnétoélastique E_{me} et détermine la direction d'aimantation du domaine.

Comme il a déjà été précisé (cf. §2.2), quel que soit l'état de contrainte et pour de faibles et moyennes amplitudes du champ magnétique, les domaines sont aimantés selon les trois axes quaternaires du cristallite.

Malgré tout, l'application d'une tension uniaxiale σ suivant une direction donnée réduit l'état d'énergie d'anisotropie cristalline d'aimantation E_{ani} des axes quaternaires <100>. La direction <100> la plus proche de la direction de tension se caractérise par le niveau d'énergie E_{ani} minimum. L'aimantation selon cette direction de facile aimantation est favorisée Réf.[4.6]. Les axes quaternaires de facile aimantation ne sont alors plus énergétiquement équivalents.

4.2.2.2.1] Influence d'une contrainte

Nous supposons deux domaines M_{s1} et M_{s2} aimantés antiparallèlement ou orthogonalement, et appliquons une contrainte de traction σ. La direction de traction forme un angle ϕ avec la paroi des domaines M_{s1} et M_{s2}. La position de la paroi et les volumes relatifs v_1, v_2 des domaines sont imposés par la condition d'énergie minimum.

$$\sigma_{ij} = \sigma \gamma_i \gamma \qquad (4.48)$$

avec γ_i : les cosinus directeurs de la direction de traction

a/ M_{s1} et M_{s2} sont aimantés antiparallèlement et séparés par une paroi à 180° (Fig. 4.7 (a))

Considérant que, selon la configuration proposée, nous avons :

pour M_{s1} : $\alpha_1^2 = 1, \alpha_2^2 = 0, \alpha_3^2 = 0$

pour M_{s2} : $\alpha_1^2 = 1, \alpha_2^2 = 0, \alpha_3^2 = 0$

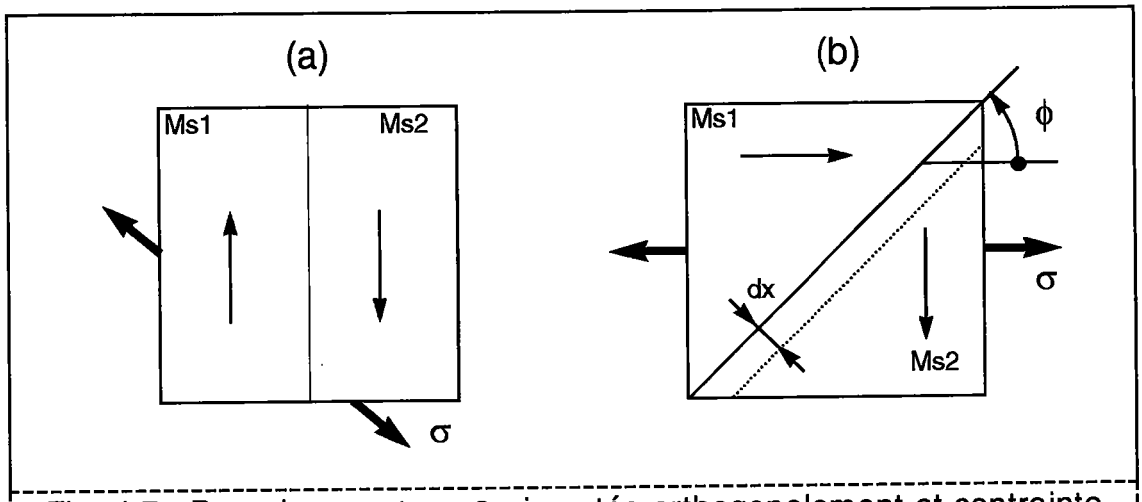


Fig. 4.7 : Domaines Ms1, Ms2 aimantés orthogonalement et contrainte uniaxiale appliquée σ

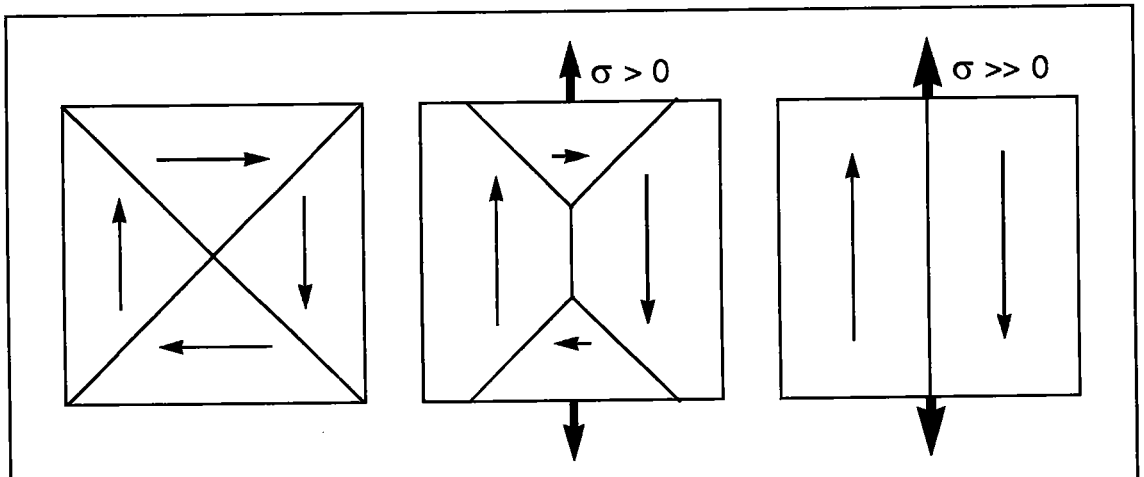


Fig. 4.8 : Effet de la contrainte de traction sur la distribution des domaines

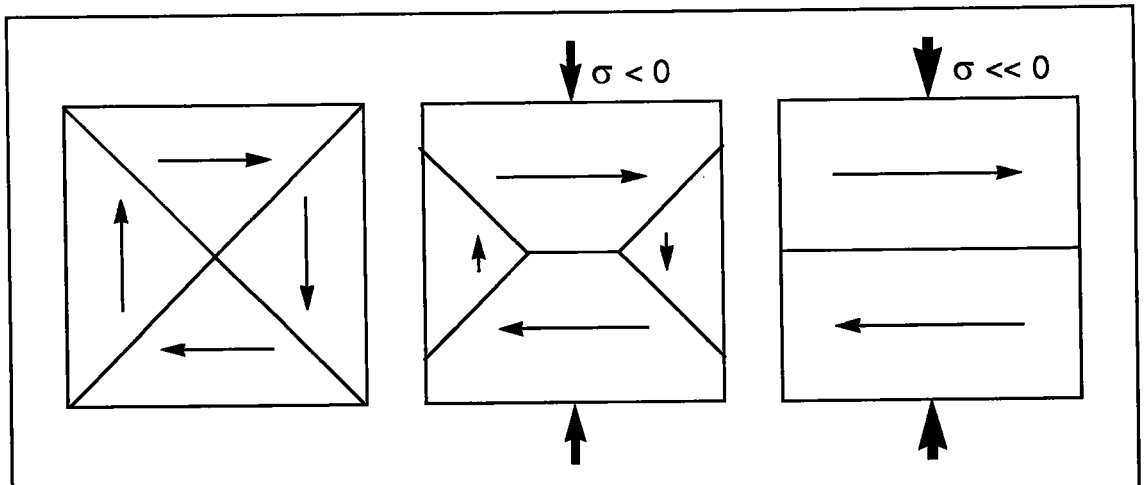


Fig. 4.9 : Effet de la contrainte de compression sur la distribution des domaines

et pour la traction : $\sigma_{11} = \sigma \gamma_1^2 = \sigma \cos^2 \phi$

$$\sigma_{22} = \sigma \gamma_2^2 = \sigma \cos^2\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right) = \sigma \sin^2 \phi$$

(Les angles sont définies par rapport à la parois séparant les deux domaines.)

nous déduisons de l'égalité Eq.(4.46) les expressions des énergies d'anisotropie magnétique des domaines M_{S1} et M_{S2} :

$$E_{ani1} = K_o - \frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\sigma_{11}\alpha_1^2 - \frac{1}{3}\sigma\right) \qquad (4.49)$$

$$= K_o - \frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma\left(\cos^2\phi - \frac{1}{3}\right)$$

$$E_{ani2} = K_o - \frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\sigma_{11}\alpha_1^2 - \frac{1}{3}\sigma\right) \qquad (4.50)$$

$$= K_o - \frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma\left(\cos^2\phi - \frac{1}{3}\right)$$

Soit : $E_{ani1} = E_{ani2}$ (4.51)

Les énergies d'anisotropie magnétique E_{ani1}, E_{ani2} des deux domaines sont égales. La paroi à 180° ne se déplace pas. La traction est inactive.

b/ M_{S1} et M_{S2} sont aimantés orthogonalement et séparés par une paroi à 90° (Fig. 4.7 (b))

Considérant cette nouvelle configuration, nous avons :

pour M_{S1} : $\alpha_1^2 = 1, \alpha_2^2 = 0, \alpha_3^2 = 0$

pour M_{S2} : $\alpha_1^2 = 0, \alpha_2^2 = 1, \alpha_3^2 = 0$

et pour la traction : $\sigma_{11} = \sigma \gamma_1^2 = \sigma \cos^2\left(\frac{\pi}{4} - \phi\right)$

$$\sigma_{22} = \sigma \gamma_2^2 = \sigma \cos^2\left(\frac{\pi}{4} + \phi\right)$$

(ϕ est définie par rapport à la parois séparant les deux domaines.)

nous obtenons cette fois :

$$E_{ani1} = K_o - \frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\sigma_{11}\alpha_1^2 - \frac{1}{3}\sigma\right) \qquad (4.52)$$

$$= K_o - \frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma\left(\cos^2\left(\frac{\pi}{4} - \phi\right) - \frac{1}{3}\right)$$

$$E_{ani2} = K_o - \frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\sigma_{22}\alpha_2^2 - \frac{1}{3}\sigma\right) \qquad (4.53)$$

$$= K_o - \frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma\left(\cos^2\left(\frac{\pi}{4} + \phi\right) - \frac{1}{3}\right)$$

Soit : $E_{ani1} \leq E_{ani}$ pour $\phi \geq 0$ (4.54)

Le domaine M_{s1} est énergétiquement plus favorablement aimanté que M_{s2}. Sous l'effet de la traction, le domaine M_{s1} s'étend aux dépens du domaine M_{s2}.

$$dE_\sigma = dE_{ani1} + dE_{ani2} = -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma(Sdx)\sin 2\phi \qquad (4.55)$$

Il s'exerce sur la paroi à 90° une pression p_σ.

$$p_\sigma = -\frac{1}{S}\left(\frac{dE_{me}}{dx}\right) = \frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma\sin 2\phi \qquad (4.56)$$

Comme au paragraphe précédent (§4.1.1]), nous supposons que la paroi à 90° rencontre en $x1$ un maximum local d'épinglement caractérisé par un champ critique H^o_{cx1}.

- La traction σ est telle que la paroi ne surmonte pas l'interaction avec le point d'épinglement :

$$p_\sigma = \frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma\sin 2\phi << p_{épinglement} = \sqrt{2}\,\mu_o H^o_{cx1} M_s \qquad (4.57)$$

Si la traction est maintenue, la paroi emmagasine une énergie équivalente à celle d'un champ H_σ qui serait appliqué selon la direction de contrainte.

$$p_\sigma = \sqrt{2}\,\mu_o H_\sigma M_s \cos\phi \quad (4.39) \qquad \text{Soit } H_\sigma = \frac{\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma\sin 2\phi}{\sqrt{2}\,\mu_o M_s \cos\phi} \qquad (4.58)$$

Remarque : Si nous appliquons un champ H tendant à augmenter le volume du domaine M_{S1}, le champ critique de déplacement de la paroi à 90° se trouve diminué par l'effet de la traction σ :

$$H_C = \frac{H_C^O}{\cos\theta} - H_\sigma \qquad (4.59)$$

- La traction σ est suffisante pour que le déplacement dx de la paroi s'opère :

La paroi se déplace de sorte à augmenter le volume du domaine favorablement aimanté par rapport à la traction σ. Le déplacement s'effectuera jusqu'à annihilation totale du domaine M_{S2} défavorablement aimanté.

Conclusion :

La traction σ force la redistribution des domaines selon les directions de facile aimantation les plus proches de la direction de traction σ (Fig. 4.8).

A l'échelle du polycristal, la traction induit, dans et autour de sa direction d'application, une augmentation du volume relatif des domaines aimantés antiparallèlement. L'isotropie, si tel était le cas, de la distribution volumique des domaines disparaît ce qui impliquera consécutivement l'anisotropie des propriétés micromagnétiques.

4.2.2.2.2] Influence d'une contrainte en présence d'un champ H

Nous supposons que le cristallite ou le polycristal sous traction σ est soumis à un champ H.

a/ Le champ H est appliqué dans la direction de traction

Le volume relatif des domaines favorablement orientés dans la direction du champ H est plus important qu'il ne l'aurait été en l'abscence de traction σ. La traction et le champ ont une action coopérative d'orientation des domaines magnétiques.

La magnétisation est alors facilitée et il en résulte que :

- le champ coercitif est diminué
- la susceptibilité, la perméabilité et l'activité Barkhausen sont augmentées.

(A noter aussi que les champs critiques s'opposant aux déplacements des parois à 90° sont réduits.)

b/ Le champ H est appliqué perpendiculairement à la direction de traction

La traction favorise la distribution des domaines selon sa direction d'application et par conséquent selon la direction transverse au champ H. Ici c'est le cas de figure inverse. La traction et le champ H ont une action antagoniste. La magnétisation est rendue plus difficile par l'application de la traction.

c/ Dans le cas d'une contrainte de compression (Fig. 4.9)

Si la contrainte de compression est appliquée selon la direction [100], la distribution des domaines s'effectue préférentiellement selon les axes de facile aimantation [010] et [001] transverses à la direction de contrainte.

Si un champ H est appliqué dans la direction de compression, nous observons que la magnétisation est plus difficile que la magnétisation obtenue en appliquant le champ dans la direction transverse à la compression.

4.2.2.3] Conclusion

La discussion précédente a conduit à reconnaître l'influence qualitative de l'énergie magnétocristalline E_C et de l'énergie magnétoélastique E_{me} sur la distribution volumique des domaines du cristallite :

1) L'énergie magnétocristalline E_C impose l'aimantation des domaines selon les 6 orientations <100> du cristallite, i.e. 6 orientations de facile aimantation.

2) L'énergie magnétoélastique E_{me} contrôle la distribution volumique de l'aimantation selon les 3 directions [100], [010] et [001].

Les propriétés micromagnétiques sont liées à la distribution des domaines magnétiques. Les propriétés micromagnétiques sont donc fonction de l'état de contrainte, c'est-à-dire fonction de la distribution volumique des domaines magnétiques que l'état de contrainte induit :

- Quand contrainte et champ magnétique sont parallèles, la traction facilite l´aimantation et la compression handicape l´aimantation.

Quand contrainte et champ magnétique sont perpendiculaires, la traction handicape l´aimantation et la compression favorise l´aimantation.

Explication du comportement magnétique :

- La traction regroupe les domaines dans et approximité de sa direction d´application.
- la compression disperse les domaines dans les directions transverses à sa direction d´application.

L'état de contrainte contribue à l' anisotropie des propriétés micromagnétiques.

Différence entre champ magnétique H et champ de contraintes :

- Un champ magnétique H est susceptible d´orienter l´aimantation des domaines, c´est-à-dire d´imposer la direction et le sens de l´aimantation.
- Une contrainte est susceptible d´imposer la direction d´aimantation des domaines sans pour autant en contrôler le sens d´aimantation.

Pour un échantillon désaimanté, il n'apparaîtra pas d´aimantation macroscopique suite à l´application d´une contrainte contrairement à l´application d´un champ magnétique. Néanmoins, si l´échantillon est déjà aimanté, l´application d´une contraintre pourra modifier la valeur de l´aimantation Réf.[4.7].

Règle générale :

L´effet des contraintes tout comme celui de la texture cristallographique et de la microstructure est de regrouper ou disperser la distribution des domaines dans la direction du champ modifiant ainsi les valeurs des grandeurs micromagnétiques (champ coercitif, susceptibilité et activité Barkhausen).

Contraintes, texture cristallographique et microstructure déterminent la texture magnétique.

4.3] Les propriétés micromagnétiques moyennes du polycristal

4.3.1] Susceptibilité irréversible, activité Barkhausen et champ coercitif du cristallite

Si nous considérons un cristallite contraint, en l'absence d'anisotropie microstructurale, la distribution volumique d'aimantation des domaines selon les 3 directions cristallines <100> est déterminée par l'état de contraintes :

La diminution de l'énergie magnétoélastique E_{me} du cristallite est acquise par augmentation de la fraction volumique de domaines de plus faible énergie magnétoélastique. Les domaines magnétiques caractérisés par un état plus élevé d'énergie magnétoélastique réduisent de volume et tendent à disparaître. Cette évolution s'accompagne parallèlement de l'augmentation de l'énergie magnétostatique E_{mag} qui s'oppose à la diminution de l'énergie magnétoélastique. L'énergie magnétostatique E_{mag} augmente dès que le flux magnétique se referme moins bien sur lui-même (cf. §2.8.1])

L'augmentation de E_{mag} est fonction de l'organisation des domaines (cf. Fig. 2.12). L'organisation des domaines n'est simple, observée et interprétée que pour des cas particuliers. Dans l'absolu, nous ne pouvons pas déterminer la valeur et l'augmentation de l'énergie magnétostatique E_{mag}.

Dans ce cas, il n'est pas possible d'expliciter l'égalité thermodynamique suivante:

$$dE_{mag} = - dE_{me} \qquad (4.60)$$

et par conséquent, nous ne pouvons pas exprimer les variations des fractions volumiques des domaines en fonction des variations de l'état de contraintes.

Nous proposons alors d'admettre que la fraction volumique de domaines aimantés selon une direction de facile aimantation <100> est une fonction linéaire simple de l'état d'énergie magnétoélastique de cette même direction.

Si v_1, v_2 et v_3 sont respectivement les volumes relatifs des domaines aimantés selon des directions cristallines [100], [010] et [001], nous proposons d'exprimer les fractions volumiques par les expressions suivantes :

$$v_1 = \frac{1}{3} + \frac{3}{2}\lambda \left(\sigma_{11} - \frac{1}{3}\Sigma\sigma_{ii}\right)$$

$$v_2 = \frac{1}{3} + \frac{3}{2}\lambda \left(\sigma_{22} - \frac{1}{3}\Sigma\sigma_{ii}\right) \qquad (4.61)$$

$$v_3 = \frac{1}{3} + \frac{3}{2}\lambda \left(\sigma_{33} - \frac{1}{3}\Sigma\sigma_{ii}\right)$$

avec $v_1 + v_2 + v_3 = 1$ et les indices 1,2,3 identifiant respectivement les directions cristallines [100], [010] et [001]

Les expressions des volumes relatifs des domaines magnétiques ne tiennent compte ici que de l'incidence des contraintes. Le deuxième terme de l'expression v_x est calquée sur l'expression de l'énergie magnétoélastique Eq. (4.49) de la direction cristalline x :

$$E_{me} / /x = -\frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\sigma_{xx} - \frac{1}{3}\Sigma\sigma_{ii}\right) \qquad (4.62)$$

Puisque la fraction volumique v_x augmente quand l'état d'énergie magnétoélastique de la direction x est diminué, nous supposons une relation de proportionnalité:

$$v_x \approx - E_{me} / /x \qquad (4.63)$$

Nous avons considéré que seul l'état de contraintes serait facteur d'anisotropie de la distribution de l'aimantation. En l'absence de contrainte, la distribution des domaines magnétiques est donc isotrope :

$$v_1 = v_2 = v_3 = \frac{1}{3}$$

Le premier terme de l'expression v_x Eq. (4.61) est $\frac{1}{3}$.

En présence d'une contrainte uniaxiale σ appliquée selon la direction cristalline 1 i.e. [100], nous obtiendrons, à partir des expressions Eq. (4.61), les fractions volumiques suivantes :

$$v_1 = \frac{1}{3} + \lambda\ \sigma$$

$$v_2 = \frac{1}{3} - \frac{\lambda}{2}\sigma \qquad (4.65)$$

$$v_3 = \frac{1}{3} - \frac{\lambda}{2}\sigma$$

La variation de la fraction volumique v_1 en fonction de la contrainte σ est double et opposée aux variations des fractions volumiques v_2 et v_3 :

$$\frac{dv_1}{d\sigma} = -2\frac{dv_2}{d\sigma} = -2\frac{dv_3}{d\sigma} = \lambda \qquad (4.66)$$

Nous obtenons les distributions volumiques :

$$v_1 = 1 \text{ et } v_2 = v_3 = 0 \qquad (4.67)$$

pour une valeur remarquable de la contrainte :

$$\sigma_{max} = \frac{2}{3\lambda} \qquad (4.68)$$

La contrainte σ_{max}, pour laquelle la distribution de l'aimantation est telle que $v_1 = 1$, devrait être déterminée par l'équilibre thermodynamique Eq. (4.60). Cependant la valeur de σ_{max} est en fait surtout fonction de l'intensité d'interaction parois / points d'épinglement, c'est à dire, liée à l'état structural du matériau. Cette observation s'impose à l'esprit parce que les parois à 90° pour se déplacer ont avant tout à surmonter tous les points d'épinglement qu'elles peuvent rencontrer plutôt que de se soumettre à l'équilibre thermodynamique absolu (cf. §2.8]). Le déplacement des parois à 90° sous l'effet des contraintes internes est soumis à l'hystérésis du matériau.

Cette remarque est très importante puisqu'en d'autres termes les variations des fractions volumiques d'aimantation en fonction de l'état de contraintes sont liées à la microstructure et que réciproquement ceci permet éventuellement de caractériser la microstructure (cf. §5.1.2).

Nous avons une propriété caractéristique des matériaux ferromagnétiques, l'hystérésis, qui, pour des causes semblables, champ magnétique ou

contrainte, induit le même effet : retard de la redistribution des domaines magnétiques.

Soit :

$$\frac{dV_1}{d\sigma} = -2\frac{dV_2}{d\sigma} = -2\frac{dV_3}{d\sigma} = \lambda = \text{fonction de la microstructure} \neq \lambda_{100} \quad (4.69)$$

Récapitulatif :

- La diminution de l'énergie magnétostatique E_{mag} implique la division de l'aimantation du matériau en domaines magnétiques dont la distribution est *a priori* isotrope.
- L'augmentation du nombre et de la surface des parois, et donc de l'énergie E_p limite la division en domaines magnétiques de l'aimantation.
- L'énergie magnétocristalline E_c impose l'aimantation des domaines selon les axes quaternaires [100], [010] et [00$\bar{1}$] du cristallite. Il résulte une distribution volumique des domaines probable d'un tiers par axe quaternaire. (Nous confondons ici les domaines aimantés antiparallèlement.)
- L'énergie magnétoélastique E_{me} en différenciant l'état énergétique des 3 axes quaternaires est susceptible de modifier la distribution volumique des domaines.

Si la distribution volumique des domaines est rendue anisotrope, alors les propriétés magnétiques seront, elles aussi, rendues anisotropes.

Les grandeurs micromagnétiques, susceptibilité irréversible Eq. (4.29) et activité Barkhausen Eq. (4.34), ont été définies dans le cas où nous avions une seule direction d'aimantation en présence. Pour déterminer les grandeurs micromagnétiques du cristallite, il nous faut considérer les trois directions d'aimantation possible [100], [010] et [001] en tenant compte de la distribution volumique de l'aimantation selon ces directions Eq. (4.61).

a/ La susceptibilité irréversible du cristallite

Si nous appliquons le champ H dans la direction cristalline 1 i.e. [100], nous pouvons relever selon les directions cristallines 1, 2 et 3 et en tenant compte

de la distribution volumique des domaines, les susceptibilités irréversibles Eq.(4.29/4.28) suivantes (Fig. 4.10) :

$$\chi_{irr[100]}(H) = \chi_{11} \times V_1 = 2\,M_S \frac{\Delta X_1}{\Delta H_1} = 2\,M_S\, f_1(H) \times V_1$$

$$\chi_{irr[010]}(H) = \chi_{21} \times V_2 = 2\,M_S \frac{\Delta X_2}{\Delta H_1} = 0 \qquad (4.70)$$

$$\chi_{irr[001]}(H) = \chi_{31} \times V_3 = 2\,M_S \frac{\Delta X_3}{\Delta H_1} = 0$$

avec ΔX_i : la somme des déplacements irréversibles des parois à 180° des domaines de direction i obtenus pour l'incrémentation ΔH_1 du champ H.

Par extension, nous avons, quelques soient $j = 1, 2,$:

$$\chi_{ij}(H) = 0$$

$$\chi_{ii}(H) = 2\,M_S\, f_i(\alpha_i H \qquad (4.71)$$

La susceptibilité irréversible du cristallite peut s'exprimer sous la forme d'une propriété tensorielle $\left[\chi_{ij}\right]$.

$$\begin{vmatrix} \Delta M_1 \\ \Delta M_2 \\ \Delta M_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} V_1\,\chi_{11}(H) & 0 & 0 \\ 0 & V_2\,\chi_{22}(H) & 0 \\ 0 & 0 & V_3\,\chi_{33}(H) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Delta H_1 \\ \Delta H_2 \\ \Delta H_3 \end{vmatrix} \qquad (4.72)$$

Avec le vecteur appliqué : les variations du champ magnétique H ΔH

le vecteur induit : les variations irréversibles d'aimantation ΔM

la propriété tensorielle : la susceptibilité irréversible χ

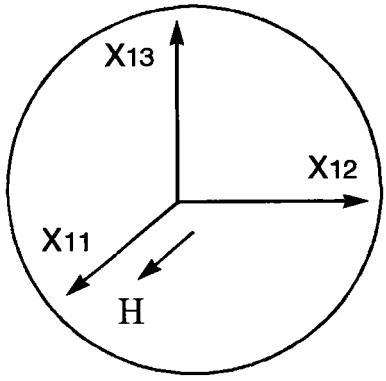


Fig. 4.10

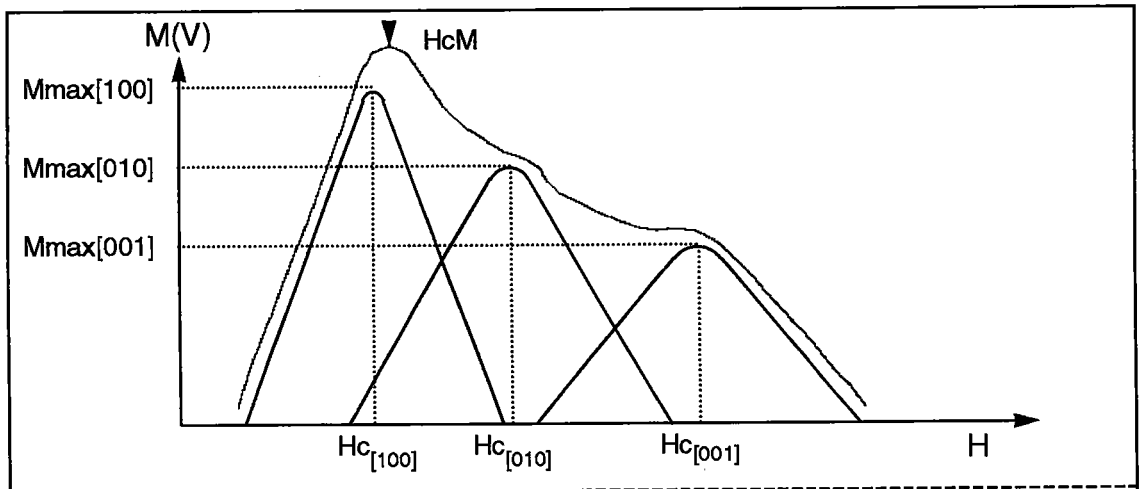


Fig. 4.11 : Représentation de l'activité Barkhausen M(V)

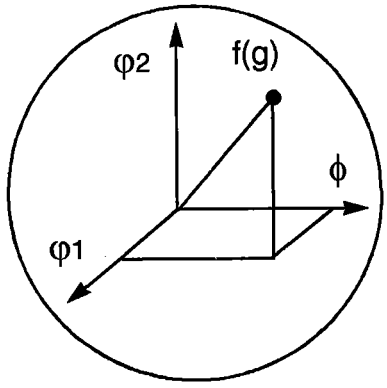


Fig. 4.12 : Représentation ODF

En l'absence de toute anisotropie microstructurale et selon cette hypothèse,

c'est à dire si : $f_1 = f_2 = f_3 = f$ soit : $\chi_{11} = \chi_{22} = \chi_{33}$,

la susceptibilité irréversible du cristallite $[\chi_{ij}]$ est une propriété :

- isotrope si la distribution volumique de l'aimantation selon les directions [100], [010] et [001] est isotrope
- anisotrope si la distribution volumique est rendue anisotrope par l'application de contraintes.

La valeur de la susceptibilité irréversible du cristallite relevée dans la direction d'application du champ magnétique H, $\chi_{irr\,//H}$, est la somme des composantes, parallèle au champ H, des variations irréversibles d'aimantation des trois directions d'aimantation [100], [010] et [001] du cristallite :

$$\chi_{irr\,//H} = \frac{\Delta M_{irr\,//H}}{\Delta H} = \frac{\sum_i \alpha_i \left[2\, M_S\, \Delta X_i\right]}{\Delta H} \qquad (4.73)$$

avec α_i : les cosinus directeurs du champ magnétique H

$$\chi_{irr\,//H} = \frac{2\, M_S}{\Delta H}\left(\alpha_1\, \Delta X_1 + \alpha_2\, \Delta X_2 + \alpha_3\, \Delta X_3\right) \qquad (4.74)$$

Puisque nous avons (4.70), soit $2\, M_S\, \Delta X_i = V_i\, \chi_{ii}\, \Delta H_i$, nous pouvons encore écrire :

$$\chi_{irr\,//H} = \frac{1}{\Delta H}\left(\alpha_1\, V_1\, \chi_{11}\, \Delta H_1 + \alpha_2\, V_2\, \chi_{22}\, \Delta H_2 + \alpha_3\, V_3\, \chi_{33}\, \Delta H_3\right) \qquad (4.75)$$

Comme $\Delta H_i = \alpha_i\, \Delta H$, nous obtenons finalement l'expression de la susceptibilité irréversible du cristallite mesurée dans la direction du champ H :

$$\chi_{irr\,//H} = \alpha_1^2\, V_1\, \chi_{11} + \alpha_2^2\, V_2\, \chi_{22} + \alpha_3^2\, V_3\, \chi_{33} \qquad (4.76)$$

avec $\chi_{ii}(H) = 2\, M_S\, f_i(\alpha_i\, H$ et $V_i = \frac{1}{3} + \frac{3}{2}\,\lambda\left(\sigma_{ii} - \frac{1}{3}\sum_n \sigma_{nn}\right)$

b/ L'activité Barkhausen M(volt)

L'amplitude de l'activité Barkhausen M(Volt) se déduit de Eq.(4.76) et de l'expression de l'activité Barkhausen Eq.(4.34).

$$M(Volt) \approx \chi_{irr} \,//\, H \times \left(\frac{\Delta H}{\Delta t}\right)$$

$$M(Volt) \approx \left(\alpha_1^2 V_1 \chi_{11} + \alpha_2^2 V_2 \chi_{22} + \alpha_3^2 V_3 \chi_{33}\right) \times \left(\frac{\Delta H}{\Delta t}\right) \qquad (4.77)$$

c/ Le champ coercitif H_{cM}

L'activité Barkhausen du cristallite résulte des contributions à la magnétisation des trois directions d'aimantation <100> (Fig. 4.11). Le champ coercitif H_{cM} est la valeur particulière du champ H pour laquelle l'activité Barkhausen est maximum.

$$\frac{dM(Volt)}{dH} = 0 \text{ pour } H = H_{cM} \qquad (4.78)$$

En acceptant une approximation, le champ coercitif H_{cM} serait la valeur moyenne des champs coercitifs H_{ci} de chaque direction d'aimantation pondérés par l'intensité maximale de l'activité Barkhausen de cette même direction :

$$H_{cM} = \frac{H_{c1}\left[\alpha_1^2 V_1 \chi_{11}(H_{c1})\right] + H_{c2}\left[\alpha_2^2 V_2 \chi_{22}(H_{c2})\right] + H_{c3}\left[\alpha_3^2 V_3 \chi_{33}(H_{c3})\right]}{\alpha_1^2 V_1 \chi_{11}(H_{c1}) + \alpha_2^2 V_2 \chi_{22} V_2(H_{c2}) + \alpha_3^2 V_3 \chi_{33}(H_{c3})} \qquad (4.78)$$

avec $M_{[100]} = \alpha_1^2 V_1 \chi_{11}(H_{c1}) \approx \alpha_1^2 V_1 \times \left[\frac{\Delta X}{\Delta H}\right]_{max} \alpha_1$

et $H_{c1} = H_{c[100]} = \frac{H_c^o}{\alpha_1}$ d'après Eq.(4.19) (cf. Fig. 4.5)

Soit $H_{cM} \approx \frac{\alpha_1^2 V_1 + \alpha_2^2 V_2 + \alpha_3^2 V_3}{\alpha_1^3 V_1 + \alpha_2^3 V_2 + \alpha_3^3 V_3} \times H_c^o \qquad (4.79)$

d/ Détermination de la valeur maximum de l'activité Barkhausen Mmax du cristallite

La valeur Mmax de l'activité Barkhausen Eq.(4.77) est obtenue pour $H = H_{cM}$:

$$M(\text{Volt})_{H = H_{cM}} \approx \begin{pmatrix} \alpha_1^2 V_1 \left[2 M_s f(\alpha_1 H_{cM})\right] + \\ \alpha_2^2 V_2 \left[2 M_s f(\alpha_2 H_{cM})\right] + \\ \alpha_3^2 V_3 \left[2 M_s f(\alpha_3 H_{cM})\right] \end{pmatrix} \times \left(\frac{\Delta H}{\Delta t}\right)_{H = H_{cM}} \quad (4.80)$$

En introduisant les expressions des volumes relatifs V_x Eq.(4.61) et en ne considérant que les termes de l'équation caractérisant l'anisotropie, nous obtenons, en première approximation, Mmax proportionnel à l'expression suivante :

$$M\,max \approx \frac{3}{2}\lambda \times (\sigma_{11}\alpha_1^2 + \sigma_{22}\alpha_2^2 + \sigma_{33}\alpha_3^2 - \frac{1}{3}\Sigma\sigma_{ii} \quad (4.81)$$

L'expression de Mmax pour une contrainte uniaxiale Eq.(4.48) appliquée dans la même direction que le champ magnétique H est :

$$M\,max \approx \frac{3}{2}\lambda \times \sigma \times (\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4 - \frac{1}{3} \quad (4.82)$$

ou encore

$$M\,max \approx \frac{3}{2}\lambda \times \sigma \times (\frac{2}{3} - 2(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) \quad (4.83)$$

La mesure de l'activité Barkhausen maximum Mmax le long des directions <100> d'un monocristal en fonction de la contrainte donnerait :

$$M\,max[100] \approx \frac{3}{2}\lambda \times \sigma \times \left(1 - \frac{1}{3}\right) \approx \lambda\sigma$$

$$M\,max[110] \approx \frac{3}{2}\lambda \times \sigma \times \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3}\right) \approx \frac{\lambda\sigma}{4} \quad (4.84)$$

$$M\,max[111] \approx \frac{3}{2}\lambda \times \sigma \times \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{3}\right) \approx \text{indépendant de la contrainte}$$

Nous ne connaissons aucun travail reportant de telles mesures et qui pourrait corroborer ces expressions. L'activité Barkhausen se déduit du mouvement irréversible d'un grand nombre de parois. Seul un monocristal présentant un nombre "suffisant" de parois et de domaines permettrait la mesure de l'activité Barkhausen le long de directions remarquables.

Nous pouvons par contre indiquer qu'en ce qui concerne la mesure de l'émission acoustique (cf. §3.2] b/), Réf.[4.8] reporte des mesures de l'émission acoustique le long des directions <100> d'un monocristal. Il semble apparaître que l'intensité de l'émission acoustique vérifie des propriétés similaires aux expressions `Eq.(4.84)`. Il nous faut ici préciser que le comportement de l'activité Barkhausen et de l'émission acoustique vis à vis des contraintes est de même nature mais opposé. Si l'application d'une contrainte de traction induit une augmentation de l'activité Barkhausen, on observe parallèlement une diminution de l'émission acoustique Réf.[4.9].

4.3.2] La texture cristallographique

Les propriétés micromagnétiques du cristallite, susceptibilité irréversible et activité Barkhausen, dépendent de l'orientation du cristallite par rapport à la direction d'application du champ magnétique `H` et de l'état de contraintes. Ce sont des propriétés anisotropes liées à l'orientation du cristallite.

A l'échelle du polycristal, la susceptibilité irréversible moyenne et l'activité Barkhausen moyenne se déduisent de l'intégration sur l'ensemble des orientations cristallographiques des propriétés particulières à chaque cristallite constitutif.

Pour parvenir à effectuer le calcul d'intégration, la distribution des orientations cristallographiques, c'est à dire la texture cristallographique, est décrite par la fonction mathématique de densité des orientations ODF : `f(g)` Réf.[4.10].

La fonction `f(g)` décrit la densité de probabilité de trouver un cristallite ayant une orientation `g` donnée dans le repère lié à l'échantillon `KA`.

Taille, forme et arrangement des cristallites dans le polycristal ne sont pas ici considérés.

$$f(g)dg = \frac{dV}{V} = f(\varphi_1, \phi, \varphi_2 \qquad (4.85)$$

avec $\frac{dV}{V}$ fraction volumique de cristallites d'orientation g, à dg près.

$$KA \xrightarrow{g} KB$$

L'orientation g est paramétrée par les angles d'Euler (Fig. 4.12) ou la matrice de transformation $[a_{ij}]$ du repère lié au polycristal vers le repère lié au cristallite.

4.3.3] Calcul de l'activité Barkhausen moyenne $\overline{M_{max}}$

4.3.3.1] Principe de calcul de la valeur moyenne $\overline{M_{max}}$

L'activité Barkhausen M_{max} du cristallite Eq. (4.81) liée à l'état de contraintes peut s'exprimer à l'aide d'un tenseur d'ordre 4 $[M_{ijkl}]$. En effet l'expression de M_{max} correspond, aux constantes près, au premier terme de l'expression de l'énergie magnétoélastique Eq. (4.45) qui, si on consulte la littérature Réf.[4.11], peut aussi se formuler sous la forme d'un tenseur de rang 4. Cette formulation de M_{max} est avantageuse car la méthode de calcul de la valeur moyenne $\overline{M_{max}}$ nous est donné par Bunge Réf.[4.12].

Nous profitons ici de l'opportunité pour faire la remarque suivante :

Nous nous sommes attaché à déterminer, de manière rigoureuse, l'expression qui décrirait l'anisotropie de l'activité Barkhausen M_{max} Eq. (4.81). Or nous aurions pu dire, d'une manière peu rigoureuse et simplificatrice, que l'énergie magnétoélastique Eq. (4.45) décrit l'anisotropie induite par l'état de contraintes, que puisque l'aimantation en dehors des axes de facile aimantation n'est pas possible pour des champs appliqués de l'ordre du champ coercitif, alors l'expression de l'énergie magnétoélastique se réduit au premier terme. Et c'est ce premier terme qui détermine l'anisotropie de distribution de l'aimantation, i.e. des domaines magnétiques, et rend, par conséquent, anisotrope les propriétés micromagnétiques comme l'activité Barkhausen. L'anisotropie de l'activité Barkhausen serait décrite par ce premier terme de l'énergie magnétoélastique.

$$M\,max \approx E_{me} =$$

$$B_1 (S_{11} - S_{12})\left(\sigma_{11}\,\alpha_1^2 + \sigma_{22}\,\alpha_2^2 + \sigma_{33}\,\alpha_3^2 - \frac{1}{3}\sum \sigma_{ii}\right) \qquad (4.86)$$

En considérant la possibilité d'exprimer par un tenseur de rang 4 la grandeur micromagnétique cristalline Mmax, nous déduisons l'expression suivante de Mmax considéré dans le repère du cristallite :

$$M\,max = \sum \sigma_{ij}\,M_{ijkl}\,\alpha_k\,\alpha_l \qquad (4.87)$$

avec M_{ijkl} composantes du tenseur dans le repère du cristallite

σ_i composantes du tenseur de contraintes

α_i cosinus directeurs de la direction de magnétisation

Le tenseur $[M_{ijkl}]$ est dans le repère du cristallite KB :

$$\begin{vmatrix} \lambda & \frac{-\lambda}{2} & \frac{-\lambda}{2} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-\lambda}{2} & \lambda & \frac{-\lambda}{2} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-\lambda}{2} & \frac{-\lambda}{2} & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \qquad (4.88)$$

Remarque : Les valeurs des composantes du champ de contraintes sont symétriques par rapport aux deux indices . Nous avons le tenseur $[M_{ijkl}]$ à 81 composantes qui se réduit à 36 composantes distinctes. En adoptant la contraction du système des indices suivante, nous obtenons l'expression précédente.

ij	1	22	33	23/32	31/13	12/21
m	1	2	3	4	5	6

Si l'on décrit la propriété Mmax dans le repère du polycristal KA, les composantes du tenseur $[M_{ijkl}]$ deviennent dépendantes de l'orientation g du cristallite dans le repère polycristallin.

La grandeur cristalline Mmax dans le repère du polycristal KA s'écrit :

$$M\,max = \Sigma\, \sigma_{op}\, M_{opqr}\,(g^{-1})\, \alpha_q\, \alpha_r \qquad (4.89)$$

avec :

$$M_{opqr}\,(g^{-1}) = a_{oi}\,(g^{-1})\, a_{pj}\,(g^{-1})\, a_{qk}\,(g^{-1})\, a_{rl}\,(g^{-1})\, M_{ijkl} \qquad (4.90)$$

Les coefficients de transformation a_{mn} sont les cosinus directeurs du système d'axes Xm du repère monocristallin KB dans le système d'axes Xn du repère polycristallin KA.

En négligeant les interactions élastiques et magnétiques entre cristallites du polycristal, il est possible de déterminer en première approximation la grandeur macroscopique moyenne $\overline{M\,max}$:

Le tenseur $[M_{opqr}]$ pondéré par la fonction de texture f(g) est moyenné sur l'ensemble des orientations g du polycristal.

La grandeur moyenne $\overline{M\,max}$ est obtenue en considérant l'état de contrainte σ_i homogène dans tout le polycristal : Hypothèse de Reuss

La grandeur polycristalline moyenne $\overline{M\,max}$ s'exprime alors :

$$\overline{M\,max} = \Sigma\, \sigma_{op}\, \overline{M_{opqr}}\, \alpha_q\, \alpha_r \qquad (4.91)$$

avec :

$$\overline{M_{opqr}} = \oint_g M_{opqr}(g) f(g) dg \qquad (4.92)$$

4.3.3.2] Calcul formel

Le calcul d'intégration sur toutes les orientations g du polycristal de la propriété cristalline $[M_{ijkl}]$ est rendu possible par la méthode harmonique d'analyse de la texture cristallographique Réf.[4.10].

a) La fonction de texture $f(g)$

$f(g)$ se développe en une série de fonctions harmoniques sphériques symétriques généralisées :

$$f(g) = \sum_{\ell'=0}^{\infty} \sum_{\mu=1}^{M(\ell')} \sum_{\nu=1}^{N(\ell')} \sum_{m'=-\ell'}^{+\ell'} \sum_{n'=-\ell'}^{+\ell'} C_{\ell'}^{\mu\nu} : \underset{A_{\ell'}}{\overset{m'\,\mu}{\cdot}} \; \underset{A_{\ell'}}{\overset{m'\,\nu}{\cdot}} \; T_{\ell'}^{m'\,n'}(g \qquad (4.93)$$

ou encore :

$$f(g) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{\mu=1}^{M(\ell)} \sum_{\nu=1}^{N(\ell)} C_{\ell}^{\mu\nu} : \underset{T_{\ell}}{\overset{\mu\nu}{\cdot}}(g \qquad (4.94)$$

avec g : orientation du cristallite dans le polycristal

$\underset{T_{\ell}}{\overset{\mu\nu}{\cdot}}$: fonctions harmoniques sphériques symétriques généralisées

$C_{\ell}^{\mu\nu}$: coefficient du développement définissant la texture cristallographique

ℓ : ordre de développement de la série

Le système de fonctions orthonormées symétrisées T est invariant vis à vis des opérations de symétrie de l'échantillon (notation: points de droite) et du cristal (notation: points de gauche).

Les limites supérieures du développement $M(\ell)$ et $N(\ell)$ sont fonction respectivement de la symétrie du cristal et de la symétrie de l'échantillon.

Remarque :

Les trois coefficients du développement d'ordre 4, C_4^{11}, C_4^{12} et C_4^{13}, peuvent suffire en première approximation à décrire la texture pour l'évaluation du comportement élastique ou plastique dans le cas de matériaux cubiques de symétrie d'échantillon orthorhombique (produits laminés) Réf.[4.13],

b) La propriété cristalline [M_{opqr}]

Les composantes du tenseur [M_{opqr}] dans le repère du polycristal KA s'expriment en fonction des composantes du tenseur [M_{ijkl}] dans le repère du cristallite KB et des coefficients de la matrice de transformation [a_{mn}] Eq.(4.90).

Les coefficients a_{mn} se développent en séries de fonctions harmoniques généralisées du premier degré :

$$a_{ij}(g) = \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \sum_{n=-\ell}^{n=+\ell} \mu_{im}\, \nu_{jn}\, T_{\ell}^{mn} \qquad (4.95)$$

Comme le produit de deux fonctions harmoniques est une fonction harmonique, le produit des coefficients a_{mn} peut se réduire à une fonction harmonique :

$$a_{oi}(g)\, a_{pj}(g)\, a_{qk}(g)\, a_{rl}(g) =$$

$$\sum_{\ell=0}^{4} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \sum_{n=-\ell}^{+\ell} a_{\ell}^{mn}(opqr;ijkl)\, T_{\ell}^{mn}(g \qquad (4.96)$$

Finalement l'expression (4.90) devient :

$$M_{opqr} = \sum_{\ell=0}^{4} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \sum_{n=-\ell}^{+\ell} a_{\ell}^{mn}(opqr;ijkl)\, T_{\ell}^{mn}(g)\, M_{ijkl} \qquad (4.97)$$

c) Le calcul d'intégration

Les fonctions harmoniques sont des fonctions aux propriétés d'orthogonalité, c'est à dire telles que :

$$\oint_g T_{\ell'}^{m'n'}(g)\, T_{\ell}^{*\,mn}(g) = \frac{1}{2\ell+1}\, \delta_{nn'}\, \delta_{mm'}\, \delta_{\ell\ell'} \qquad (4.98)$$

avec $T_{\ell}^{*\,nm}(g) = T_{\ell}^{mn}(g^{-1}$: fonction harmonique conjuguée notée par l'astérisque *.

$$\overline{M_{opqr}} = \oint_g \left(\sum_{\ell=0}^{4} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \sum_{n=-\ell}^{+\ell} a_\ell^{mn}(opqr;ijkl)\, T_\ell^{*\,nm}(g)\, M_{ijkl} \right) \times \left(\sum_{\ell'=0}^{\infty} \sum_{\mu=1}^{M(\ell')} \sum_{\nu=1}^{N(\ell')} \sum_{m'=-\ell'}^{+\ell'} \sum_{n'=-\ell'}^{+\ell'} C_{\ell'}^{\mu\nu} \, {}^{:m'\mu}_{A_{\ell'}} \, {}^{.n'\nu}_{A_{\ell'}} \, T_{\ell'}^{m'n'}(g) \right) dg \qquad (4.99)$$

$\overline{M_{opqr}}$ n'est différent de zéro que si : $\ell = \ell'$, $m = m'$ et $n = n'$

On obtient par conséquent l'expression finale suivante :

$$\overline{M_{opqr}} = \sum_{\ell=0}^{4} \sum_{\mu=1}^{M(\ell)} \sum_{\nu=1}^{N(\ell)} \left(\sum_{m=-\ell}^{+\ell} \sum_{n=-\ell}^{+\ell} a_\ell^{mn}(opqr;ijkl \; {}^{:m\mu}_{A_\ell} \, {}^{.\nu n}_{A_\ell} \, \frac{1}{2\ell+1} \right) C_\ell^{\mu\nu} M_{ijkl} \qquad (4.100)$$

$$\overline{M_{opqr}} = \sum_{\ell=0}^{4} \sum_{\mu=1}^{M(\ell)} \sum_{\nu=1}^{N(\ell)} \overline{a_\ell^{\mu\nu}(opqr;ijkl)}\, C_\ell^{\mu\nu} M_{ijkl} \qquad (4.101)$$

avec $\overline{a_\ell^{\mu\nu}(opqr;ijkl)} =$

$$\frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \sum_{n=-\ell}^{+\ell} a_\ell^{mn}(opqr;ijkl) \; {}^{:m\mu}_{A_\ell} \, {}^{.\nu n}_{A_\ell} \qquad (4.102)$$

et donc d'après Eq. (4.91) : $\overline{M\,max} = \Sigma\, \sigma_{op}\, \overline{M_{opqr}}\, \alpha_q\, \alpha_r \qquad (4.103)$

La grandeur moyenne $\overline{M\,max}$ mesurée dans la direction du champ magnétique H est fonction : - de la texture cristallographique $C_\ell^{\mu\nu}$

- de la propriété micromagnétique du cristallite M_{ijkl}.

- et de l'état de contraintes σ_{op}

4.3.3.3] Calcul pratique de la grandeur moyenne $\overline{M\,max}$

La méthode de calcul de $\overline{M\,max}$, c'est-à-dire de détermination de l'anisotropie de l'activité Barkhausen, qui est présentée ici, est similaire au calcul de

l'élasticité moyenne proposé par Bunge dans le cas de matériaux cubique de symétrie d'échantillon orthorhombique Réf.[4.14].

Nous exposons brièvement, dans ce qui suit, la démarche à suivre qui s'appuie sur une astuce de calcul :

Tout comme pour le tenseur d'élasticité $[S_{opqr}]$, le tenseur $[M_{opqr}]$ Eq.(4.88) de l'activité Barkhausen peut se décomposer en un tenseur isotrope $[M^{iso}_{opqr}]$ et un tenseur anisotrope $[t_{opqr}]$:

$$M_{opqr} = M^{iso}_{opqr} + M_a\, t_{opqr} \tag{4.104}$$

$$\text{avec } M_a = M_{1111} - M_{1122} - 2\,M_{1212} = \frac{3}{2}\lambda \tag{4.105}$$

M_a caractérise le taux d'anisotropie

Soit l'égalité Eq.(4.104) développée donne :

$$M_{opqr} = -\frac{1}{2}\lambda \times \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} + \frac{3}{2}\lambda \times \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \tag{4.106}$$

La détermination du tenseur moyen, pour un matériau texturé, ne présente aucune difficulté en ce qui concerne le tenseur isotrope puisqu'il est indépendant de l'orientation du cristallite. Nous avons donc :

$$\overline{M^{iso}_{opqr}} = M^{iso}_{opqr}$$

Il résulte que :

$$\overline{M_{opqr}} = M^{iso}_{opqr} + M_a\, \overline{t_{opqr}} \tag{4.104}$$

$$\text{avec } M^{iso}_{opqr} = M_{opqr} - M_a\, t_{opqr} \tag{4.107}$$

On obtient finalement l'expression de la propriété moyenne :

$$\overline{M_{opqr}} = M_{opqr} + M_a\,(\overline{t_{opqr}} - t_{opqr} \tag{4.108}$$

Pour la symétrie cubique du cristal et la symétrie orthorhombique de l'échantillon, le tenseur $\overline{t_{opqr}}$ s'exprime en fonction des coefficients du développement de la fonction de texture Eq. (4.94) C_4^{11}, C_4^{12}, C_4^{13}.

$$t_{opqr} = a_{oi}(g^{-1})\, a_{pj}(g^{-1})\, a_{qk}(g^{-1})\, a_{rl}(g^{-1})\, t_{ijkl} \qquad (4.109)$$

$$t_{opqr} = \sum_{\ell=0}^{4} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \sum_{n=-\ell}^{+\ell} a_\ell^{mn}(opqr;iiii)\, T_\ell^{*\,mn}(g \qquad (4.110)$$

$$\overline{t_{opqr}} = \overline{a_0^{11}}(opqr) + \overline{a_4^{11}}(opqr)\, C_4^{11} + \overline{a_4^{12}}(opqr)\, C_4^{12} + \overline{a_4^{13}}(opqr)\, C_4^{13} \qquad (4.111)$$

$$\overline{M_{opqr}} = M_{opqr} + M_a\,(\overline{a_0^{11}}(opqr) - t_{opqr} + \overline{a_4^{11}}(opqr)\, C_4^{11} + \overline{a_4^{12}}(opqr)\, C_4^{12} + \overline{a_4^{13}}(opqr)\, C_4^{13}) \qquad (4.112)$$

Les constantes $\overline{a_\ell^{mn}}$ sont des quantités mathématiques, calculées en prenant en compte la symétrie de l'échantillon et du cristallite. Elles sont indépendantes de la texture cristallographique et des propriétés physiques cristallines.

Tableau des constantes $\overline{a_\ell^{mn}}$ d'après Bunge Réf.[4.14] :

ijkl	$\overline{a_0^{11}}$(ijkl) − t(ijkl)	$\overline{a_4^{13}}$(ijkl)	$\overline{a_4^{12}}$(ijkl)	$\overline{a_4^{13}}$(ijkl)
1111	− 0.4	+ 0.021818	− 0.032530	+ 0.043032
2222	− 0.4	+ 0.021818	+ 0.032530	+ 0.043032
3333	− 0.4	+ 0.058182	0	0
1122	+ 0.2	+ 0.007273	0	− 0.043032
1133	+ 0.2	− 0.029091	+ 0.032530	0
2233	+ 0.2	− 0.029091	− 0.032530	0
1212	+ 0.2	+ 0.007273	0	− 0.043032
1313	+ 0.2	− 0.029091	+ 0.032530	0
2323	+ 0.2	− 0.029091	− 0.032530	0

(4.113)

4.3.4] Conclusion

Puisque le tenseur moyen $\overline{M_{opqr}}$ décrivant la propriété activité Barkhausen du polycristal est maintenant explicité, nous pouvons calculer, à partir des expressions Eq.(4.103) et Eq.(4.112), la grandeur micromagnétique moyenne $\overline{M\,max}$ mesurée dans la direction d'application du champ magnétique H. Il faut toutefois préciser que la valeur théorique de $\overline{M\,max}$, que nous sommes susceptible de fournir, est une valeur relative. La valeur de $\overline{M\,max}$ mesurée expérimentalement est aussi une valeur relative! Ce n'est donc pas un problème.

Tout l'intérêt de l'expression théorique de $\overline{M\,max}$ est de décrire pour la première fois, l'anisotropie de l'activité Barkhausen induite par l'état de contraintes internes et la texture cristallographique.

$$\begin{aligned}\overline{M\,max} = {} & \sigma_{11}\,\overline{M_{1111}}\,\alpha_1^2 + \sigma_{22}\,\overline{M_{2222}}\,\alpha_2^2 + \sigma_{33}\,\overline{M_{3333}}\,\alpha_3^2 \\ & + \sigma_{11}\,\overline{M_{1122}}\,\alpha_2^2 + \sigma_{22}\,\overline{M_{2211}}\,\alpha_1^2 \\ & + \sigma_{33}\,\overline{M_{3311}}\,\alpha_1^2 + \sigma_{11}\,\overline{M_{1133}}\,\alpha_3^2 \\ & + \sigma_{22}\,\overline{M_{2233}}\,\alpha_3^2 + \sigma_{33}\,\overline{M_{3322}}\,\alpha_2^2 \\ & + 4\,\sigma_{12}\,\overline{M_{1212}}\,\alpha_1\,\alpha_2 + 4\,\sigma_{13}\,\overline{M_{1313}}\,\alpha_1\,\alpha_3 + 4\,\sigma_{23}\,\overline{M_{2323}}\,\alpha_2\,\alpha_3\end{aligned} \qquad (4.114)$$

Références bibliographiques du chapitre 4

[4.0] E.W. Lee
"Magnetostriction and magnetomechanical effects"
Reports on progress in physics, 18 (1955) 185-229

[4.1] H.J. Bunge
"Influence of texture on mechanical properties"
Microstructure and mechanical properties of materials
(ed. by E.Tenckhoff, O.Vöhringer)
DGM Informationsgesellschaft mbH (1990) 51-62

[4.2] D.J. Craik, R.S. Tebble
"Ferromagnetism and ferromagnetic domains"
North-Holland publishing company - Amsterdam (1965) 41-43

[4.3] Williams
"Studies of propagation velocity of ferromagnetic
domain boundary"
Phys. rev. 80 (1950)

[4.4] A. Herpin
"Théorie du magnétisme"
Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires
Presses universitaires de France (1968) 788-791

[4.5] C. Kittel
Rev. mod. phys. 21 (1949) 558

[4.6] E.W. Lee
"Magnetostriction and magnetomechanical effects"
Reports on progress in physics, 18 (1955) 210-214

[4.7] B.D. Cullity
"Introduction to magnetic materials"
Addison-Wesley publishing company (1976) 269

[4.8] V.A. Khamitov, É.S. Gorkunov, O.A.Bartenev
"Effect of elastic stresses on magnetoelastic acoustic emission in ferromagnetics"
The Soviet journal of nondestructive testing, 9 (1988) 571-577

[4.9] M. Namkung, R. Denale, P.W. Kushnick, J.L. Grainger
"Uniaxial stress effects on magnetoacoustic emission"
Ultrasonics symposium (1989) 1167-1170

[4.10] H.J. Bunge
"Texture Analysis in Materials Science - Mathematical methods"
Butterworths (1982)

[4.11] H. Kronmüller
"Magnetisierungskurve der Ferromagnetika"
Moderne Probleme der Metallphysik
Springer-Verlag Berlin (1966)

[4.12] H.J Bunge
"Texture and anisotropy in magnetic materials"
Journal of magnetism and magnetic materials, 4 (1977) 311-312

[4.13] H.J. Bunge
"Texture and directional properties of materials"
Directional properties of materials
DGM Informationsgesellschaft mbH (1988) 35-38

[4.14] H.J. Bunge

"Texture Analysis in Materials Science - Mathematical methods"

Butterworths (1982) 321-325

[4.15] B.D. Cullity

"Introduction to magnetic materials"

Addison-Wesley publishing company (1976) 350

ANALYSE DES EFFETS DES CONTRAINTES SUR LA MESURE DE L'ACTIVITÉ BARKHAUSEN

Chapitre 5

Les travaux et publications qui traitent de l'influence des contraintes sur les propriétés micromagnétiques sont très nombreux. Ils s'intéressent, pour l'essentiel, à la mesure non-destructive des contraintes internes. Dans le cas d'états de contraintes anisotropes ou de matériaux ferromagnétiques texturés, nous constatons qu'ils se limitent souvent à la seule approche expérimentale.

Le chapitre 5 traite des modifications de l'activité Barkhausen en fonction des contraintes d'un point de vue général. A l'aide de quelques publications importantes, nous présentons l'état des connaissances sur les relations activité Barkhausen et contraintes. Nous apportons ici notre propre analyse. Le chapitre 5, nous permet de justifier et de commenter la modélisation des effets anisotropes de la texture cristallographique et des contraintes que nous avons présentéeposée dans le chapitre précédent.

5.1] La mesure de l'activité Barkhausen en fonction de l'état de contrainte

5.1.1] L'activité Barkhausen en fonction d'une contrainte uniaxiale

La mise en évidence de la modification de l'activité Barkhausen en fonction de l'état de contrainte ne présente aucune difficulté. Il suffit d'appliquer une quelconque contrainte à un échantillon pour observer les variations immédiates et réversibles des quantités micromagnétiques M_{max} et H_{cM} déduites de la mesure de l'activité Barkhausen.

Figure 5.1: L'activité Barkhausen est enregistrée pour deux états de contraintes. L'échantillon, découpé dans la tôle et pour lequel la mesure est réalisée, a la forme d'une éprouvette de traction. L'activité Barkhausen est enregistrée une première fois sans contrainte appliquée (courbe de gauche $\sigma = 0$Mpa). Puis l'éprouvette est placée dans une machine de traction et soumise à une contrainte de traction uniaxiale de 130 Mpa. La courbe de droite présente le deuxième enregistrement de l'activité Barkhausen correspondant à l'application de la traction.

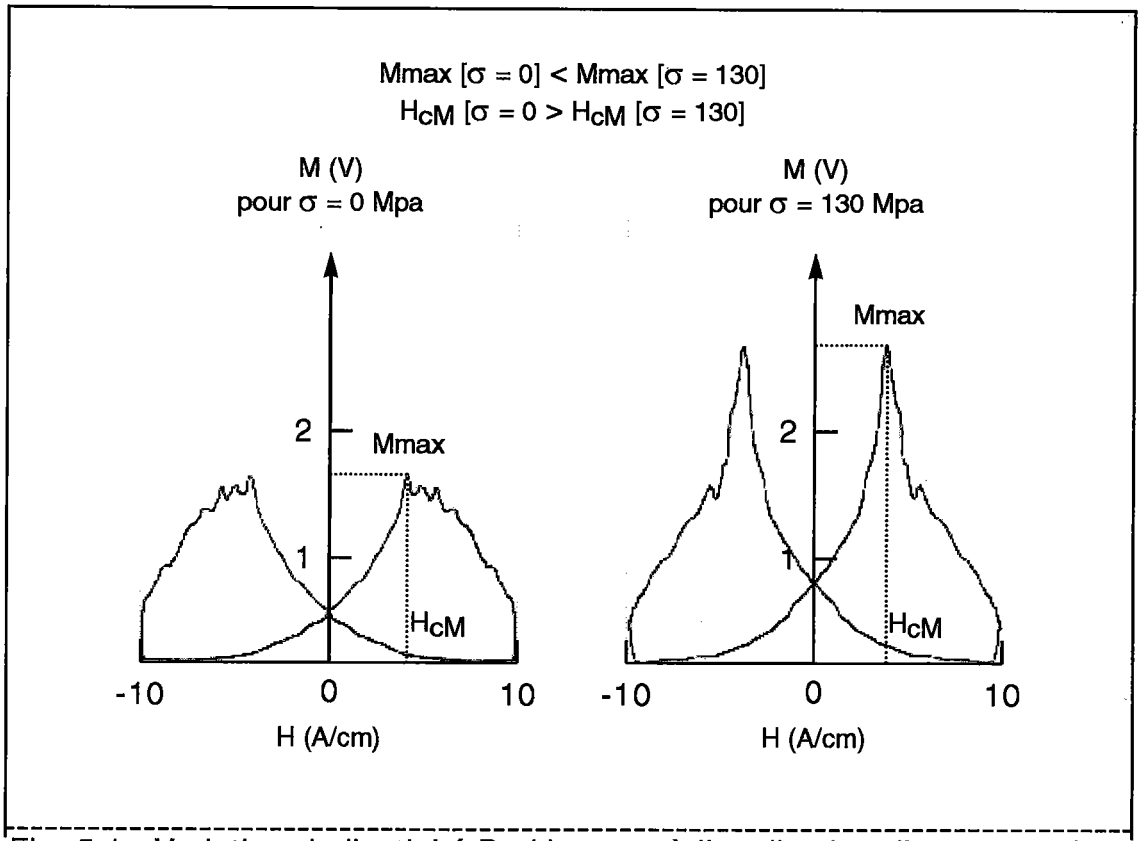


Fig. 5.1 : Variation de l'activité Barkhausen à l'application d'une contrainte
Courbe de gauche sans contrainte / courbe de droite avec traction

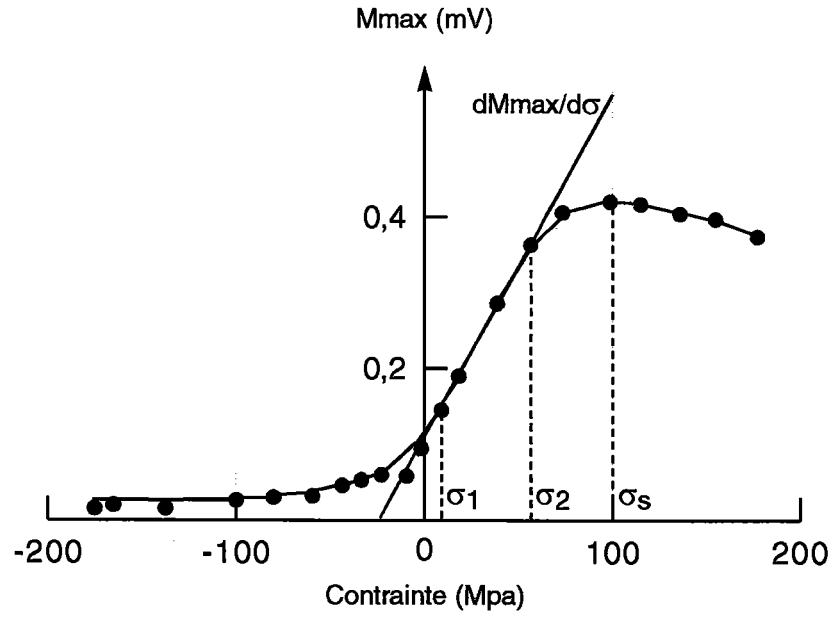


Fig. 5.2 : Variation du maximum de l'activité Barkhausen Mmax(V) en fonction de la contrainte appliquée

Il apparaît à la comparaison des deux enregistrements de l'activité Barkhausen que l'application de la contrainte de traction induit :

- l'augmentation du maximum de l'activité Barkhausen M_{max}

- et la réduction du champ coercitif H_{cM}.

Les variations relatives des quantités micromagnétiques M_{max} et H_{cM} sont, pour cet échantillon T1 (cf. §6.1]), respectivement de 63% et 20%. M_{max} est la quantité micromagnétique la plus sensible à l'application de la contrainte.

Si nous relèvons les variations de M_{max} en fonction de la contrainte (Fig. 5.2), il apparaît que la sensibilité de M_{max} à la contrainte (susceptibilité magnétoélastique) est variable en fonction de l'intensité de la contrainte appliquée. Néanmoins dans le domaine des petites valeurs de contraintes étendu vers de plus grandes valeurs de traction, la variation de l'activité Barkhausen M_{max} est sensiblement linéaire en fonction de la contrainte.

Susceptibilité magnétoélastique : $\frac{dM_{max}}{d\sigma} \approx$ constante pour $\sigma_1 \leq \sigma \leq \sigma_2$

Nous notons que pour une valeur de traction remarquable σ_S, l'accroissement de M_{max} en fonction de la contrainte atteint sa valeur maximum. Une augmentation supplémentaire de la traction provoque curieusement la diminution de l'activité Barkhausen.

5.1.2] L'activité Barkhausen en fonction des contraintes résiduelles.

Puisque l'amplitude de l'activité Barkhausen M_{max} est modifiée par l'application d'une contrainte, l'existence de contraintes résiduelles dans le matériau influe obligatoirement sur l'activité Barkhausen.

Les figures 5.3 et 5.4 présentent respectivement la distribution de l'intensité de l'activité Barkhausen M_{max} et des contraintes résiduelles à la proximité d'un joint de soudure reliant deux tôles Réf.[5.0] [5.1].

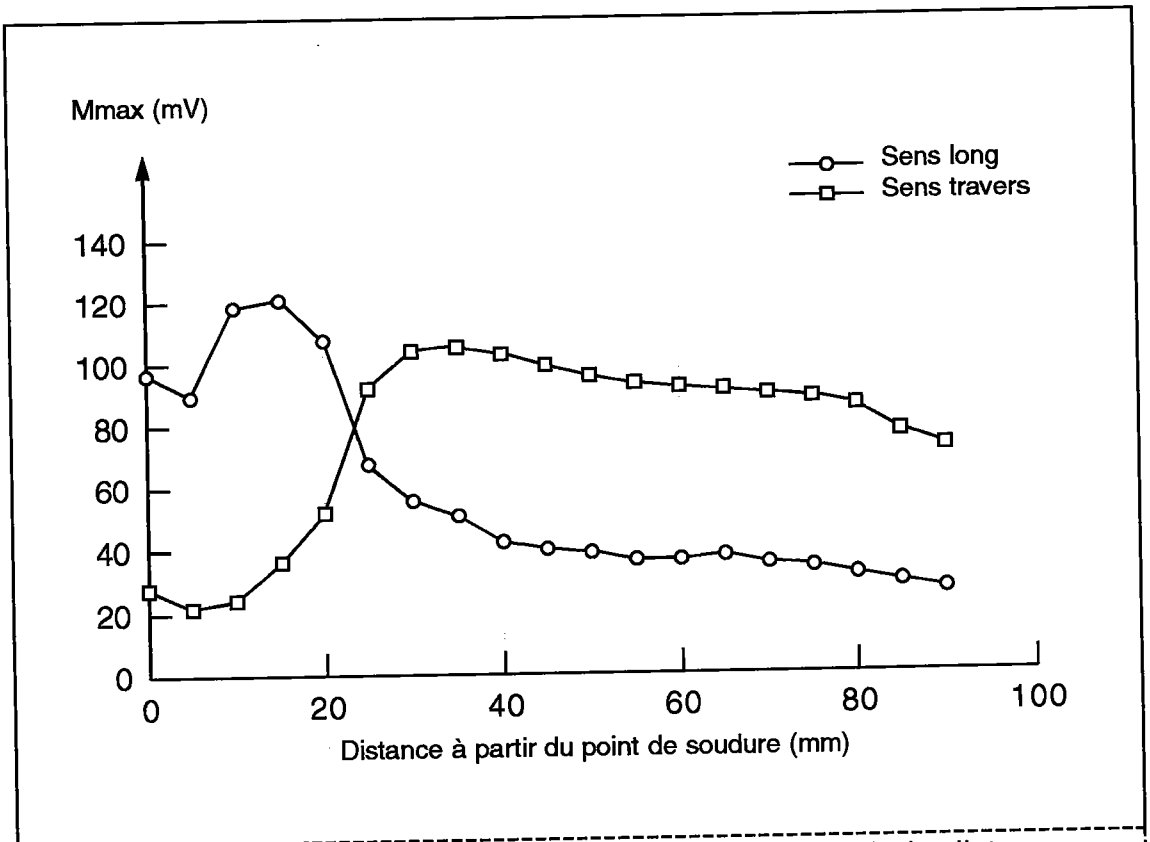


Fig. 5.3 : Mesure de l'activité Barkhausen en fonction de la distance au point de soudure dans les sens long et travers de la tôle Réf.[5.0]

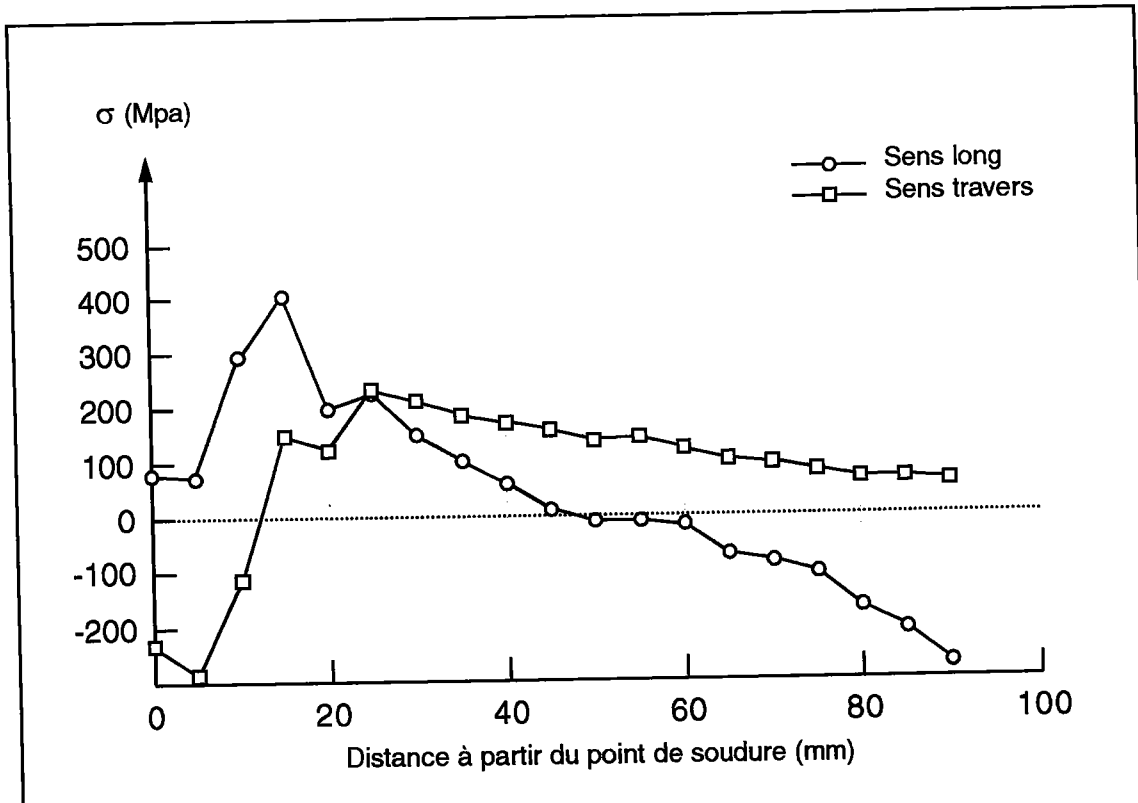


Fig. 5.4 : Mesure de la contrainte par diffraction X en fonction de la distance au point de soudure dans les sens long et travers de la tôle Réf.[5.0]

L'activité Barkhausen a été enregistrée à l'aide du Rollscan, appareil similaire au 3MA pour la mesure de l'activité Barkhausen, dans les directions transverse et longitudinale aux tôles. Les contraintes résiduelles ont été mesurées par diffraction X. On constate que l'induction Barkhausen Mmax reproduit de manière assez fidèle la distribution des contraintes ce qui permet de confirmer que Mmax est effectivement fonction de l'état de contraintes et de supposer encore que les profondeurs de pénétration de la mesure par rayons X et de la mesure de l'activité Barkhausen sont similaires.

Cette relation simple entre intensité de l'activité Barkhausen Mmax et état de contraintes est le fondement de toutes les investigations qui ont été faites pour déterminer de manière non-destructive l'état de contraintes résiduelles de pièces ferromagnétiques. La principale difficulté dans cette démarche est de réaliser une détermination quantitative des contraintes.

5.1.3] Sensibilité à la microstructure de l'effet de contrainte sur l'activité Barkhausen

Pour effectuer une détermination quantitative de l'état de contraintes, il faudrait que l'activité Barkhausen ne dépende que de l'état de contraintes. Mais l'on sait que l'activité Barkhausen et la susceptibilité magnétoélastique sont aussi liées à l'état microstructural du matériau Réf.[5.2]. Pour une détermination quantitative des contraintes par la mesure de Mmax, on a obligatoirement recours à des mesures de calibration pour chaque qualité de métal considérée.

La figure 5.5 présente, pour des échantillons de différentes microstructures, l'activité Barkhausen Mmax en fonction de la contrainte appliquée. Il apparaît clairement, en considérant les temps de recuit auxquels a été soumis l'échantillon de référence et les différents degrés de dureté (HV10) obtenus, que les variations de l'intensité de l'activité Barkhausen et surtout de la susceptibilité magnétoélastique soient liées aux variations de microstructure.

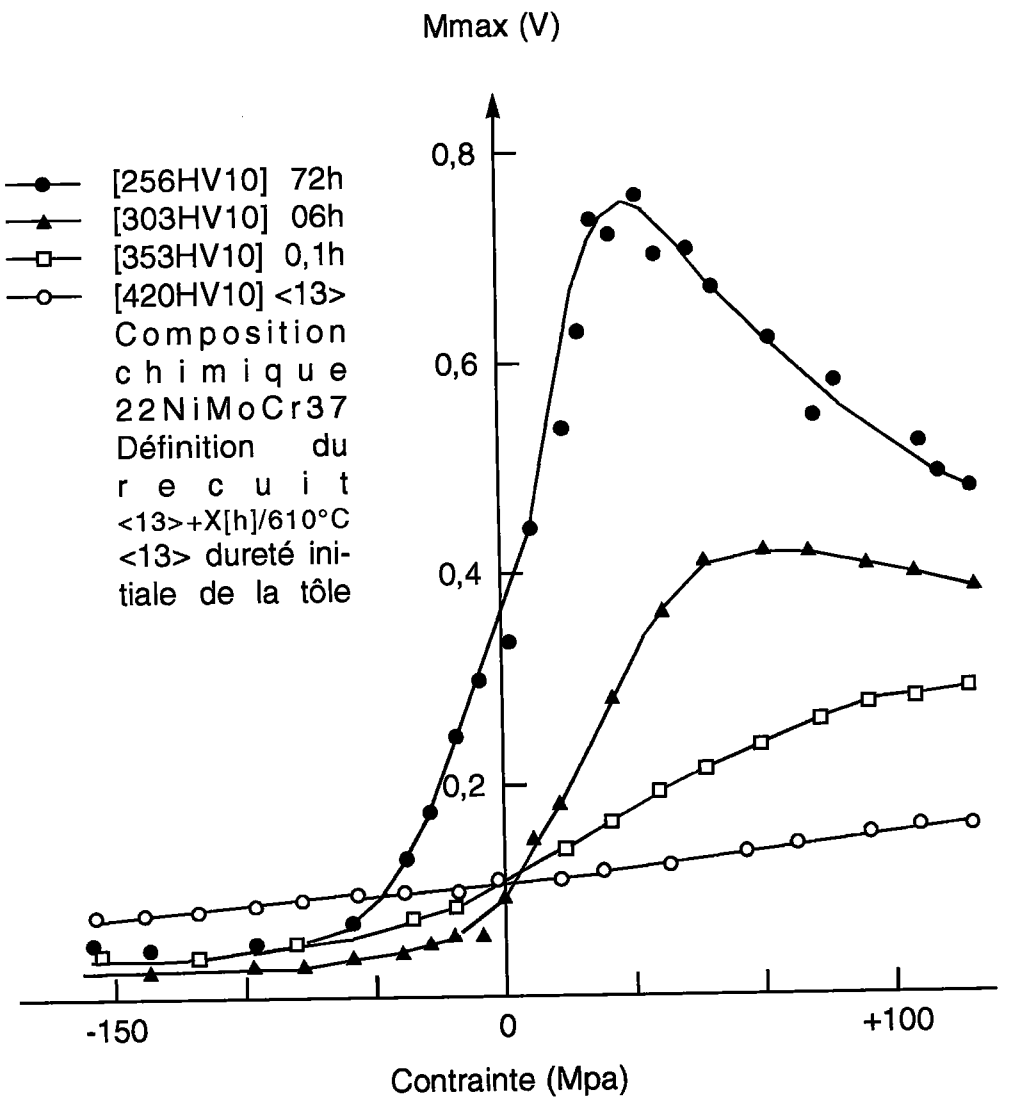


Fig. 5.5 : Variation de l'activité Barkhausen en fonction de la contrainte pour différentes microstructures (degré de dureté variable) Réf.[5.2]

La modélisation de l'activité Barkhausen en fonction de l'état de contraintes et de la texture cristallographique est rendue plus complexe en raison de l'influence de la microstructure sur l'activité Barkhausen comme nous l'avons précisé au paragraphe §4.3.1] Eq.(4.69). Le phénomène de l'activité Barkhausen résultant de l'existence même de la microstructure, cela ne peut donc pas être autrement.

5.1.4] Observation des domaines sous contraintes

Diverses techniques microscopiques permettent d'observer les domaines magnétiques émergeant à la surface du matériau Réf.[5.3]. Il est ainsi possible d'étudier visuellement le comportement des domaines d'un échantillon soumis à une contrainte. L'expérience montre des opérations de réorientation et de restructuration des domaines magnétiques.

Observation des domaines sous l'influence d'une traction Réf.[5.4] : Orientation des domaines dans la direction de traction

La contrainte de traction est appliquée dans la direction des domaines longitudinaux. Elle contrôle le volume relatif des domaines transverses défavorablement aimantés et longitudinaux favorablement aimantés. Si l'amplitude de la traction est augmentée, il résulte que le volume des domaines longitudinaux s'accroît.

Dans le cas où il se produit une déformation plastique :

Pour cela, la contrainte de traction est augmentée au delà de la limite élastique puis relaxée. Une texture magnétique rémanente est alors observée présentant des analogies avec la configuration des domaines observée à l'application de la contrainte de traction. L'existence de la texture magnétique rémanente s'explique par l'apparition de contraintes résiduelles suite à la déformation plastique.

Ce n'est ici qu'une confirmation visuelle de la corrélation qui a été observée entre l'activité Barkhausen et l'état de contraintes à proximité du point de soudure (cf. §5.1.2]) : Les contraintes résiduelles, en influant sur la distribution des domaines magnétiques, contribuent à l'anisotropie des propriétés micromagnétiques.

5.2] Nature de la mesure de l'activité Mmax au champ coercitif H_{CM}

5.2.1] Mouvements des parois à 180° et 90°

En principe l'induction Barkhausen M(V) mesurée résulte des contributions additionnées des déplacements irréversibles des deux types de parois à 180° et 90°. Il n'est pas possible a priori de distinguer les deux contributions lors de la mesure de l'activité Barkhausen M(V). Les surfaces relatives de parois à 180° et 90°, et les volumes relatifs des domaines longitudinaux et transverses évoluent en sens inverse lors de l'application d'une contrainte. Ce caractère antagoniste est susceptible d'occulter la sensibilité des grandeurs micromagnétiques à l'état de contraintes.

La discussion théorique (cf. §4.1.4]) a supposé que l'activité Barkhausen maximum Mmax ne résultait que des déplacements de parois à 180° ce que nous allons maintenant essayer de justifier.

La théorie Réf.[5.5] prévoit que les gammes de champ H nécessaire pour initier les mouvements irréversibles des parois à 180° et 90° diffèrent parce que les parois à 180° et 90° sont respectivement non magnétostrictives et magnétostrictives. Puisque la paroi à 90° est magnétostrictive, son déplacement implique des variations d'énergie élastique. Des considérations énergétiques précisent que les parois à 180° se déplacent irréversiblement pour des champs coercitifs plus faibles que les parois à 90°.

Observations expérimentales :

L'émission magnétoacoustique A Réf.[5.6] qui est générée par le déplacement magnétostrictif des parois à 90° (cf. §3.2]b/) confirme expérimentalement l'analyse précédente :

- l'enregistrement de l'émission magnétoacoustique s'effectue pour des valeurs de champ supérieures aux champs coercitifs H_{cM} de l'activité Barkhausen.

- les variations des intensités maximales de l'émission magnétoacoustique A et de l'activité Barkhausen Mmax à l'application d'une contrainte évoluent en sens inverse. La grandeur micromagnétique Mmax est vraisemblablement liée aux déplacements spécifiques des parois à 180°.

La magnétostriction Réf.[5.7] résulte exclusivement des déplacements de parois à 90° $(\lambda_{ech}\rangle 0)$ et des rotations des moments magnétiques hors des directions de facile aimantation $(\lambda_{ech}\langle 0)$ (cf. §2.7]). La magnétostriction est pour le champ coercitif H_{cM} nulle confirmant que la magnétisation en H_{cM} s'accomplit par des mécanismes uniquement non magnétostrictifs et donc par déplacements de parois à 180°.

L'excitation magnétomécanique Réf.[5.8] :

Si on superpose, à la mesure de l'activité Barkhausen, une excitation mécanique de fréquence f et d'amplitude X susceptible de libérer les parois à 90° de leurs points d'épinglement et de les faire participer plus tôt, qu'elles n'auraient dû, à l'aimantation, on note que l'excitation magnétomécanique de l'activité Barkhausen n'est effective qu'à des valeurs de champ magnétique supérieures au champ coercitif Barkhausen H_{cM}.

La valeur Mmax obtenue en H_{cM} reste inchangée, confirmant la non contribution des parois à 90° à l'induction Barkhausen en H_{cM}.

Conclusion :

Au champ coercitif H_{cM}, seuls les déplacements irréversibles de parois à 180° (non magnétostrictifs) sont responsable de l'induction Barkhausen maximum Mmax. On dispose donc d'une grandeur micromagnétique induite par un seul mécanisme de magnétisation, ce qui présente un grand avantage pour l'étude des paramètres texture cristallographique, contraintes et microstructure. En comparaison les propriétés magnétiques déduites de la mesure du cycle d'hystérésis résultent de l'association globale des mécanismes d'aimantation qui sont liés de manières différentes aux paramètres structuraux précités.

5.2.2] Nature de l'activité Barkhausen

Il est apparu expérimentalement Réf.[5.9] que l'augmentation de la valeur de l'activité Barkhausen Mmax induite par l'application d'une traction résultait de l'augmentation du nombre de sauts Barkhausen (Fig. 5.6) mais aussi de l'augmentation de l'amplitude moyenne des sauts (Fig. 5.7).

Nous savons que la traction a pour effet de réorienter les domaines magnétiques dans la direction de son application (cf. Fig. 4.8). Si nous appliquons le champ magnétique H dans la même direction que la traction, nous aurons obtenu grâce à la traction, d'une part, l'augmentation du volume de domaines favorablement orientés et en conséquence, d'autre part, l'augmentation de la densité relative de parois à 180° actives. Ces deux implications de l'application de la traction seraient respectivement responsable de l'augmentation de l'amplitude moyenne des sauts Barkhausen et de l'augmentation du nombre de sauts.

Il est précisé dans cette étude, contre toute attente des auteurs, que l'augmentation du nombre de sauts Barkhausen et l'augmentation de l'amplitude des sauts contribuent respectivement pour 20% et 80% à l'intensité de l'activité Barkhausen alors qu'ils pensaient, en première analyse, expliquer l'accroissement de Mmax uniquement par l'augmentation du nombre de sauts.

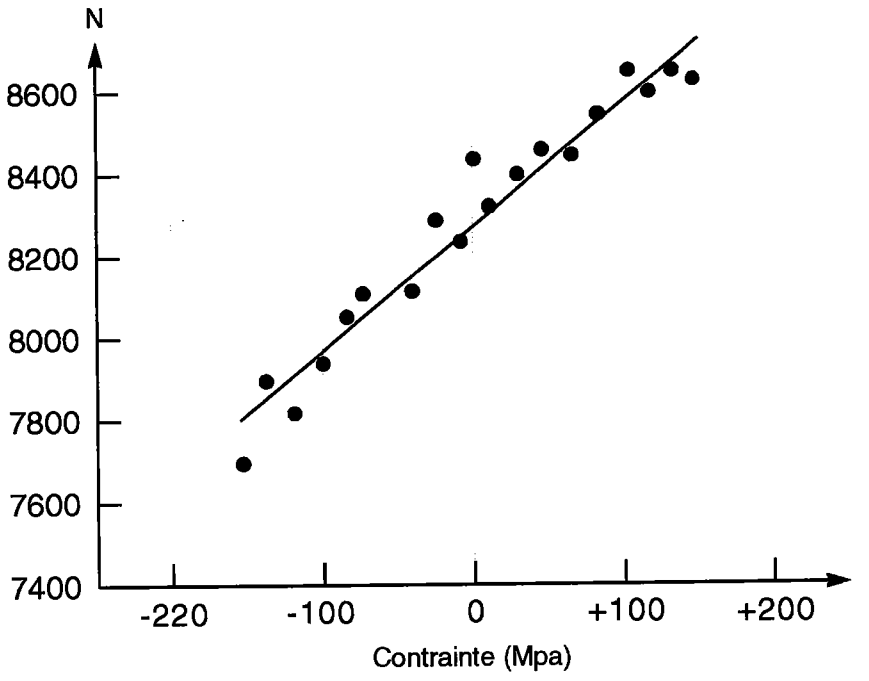


Fig. 5.6 Variation du nombre de sauts Barkhausen N en fonction de la contrainte Réf.[5.9]

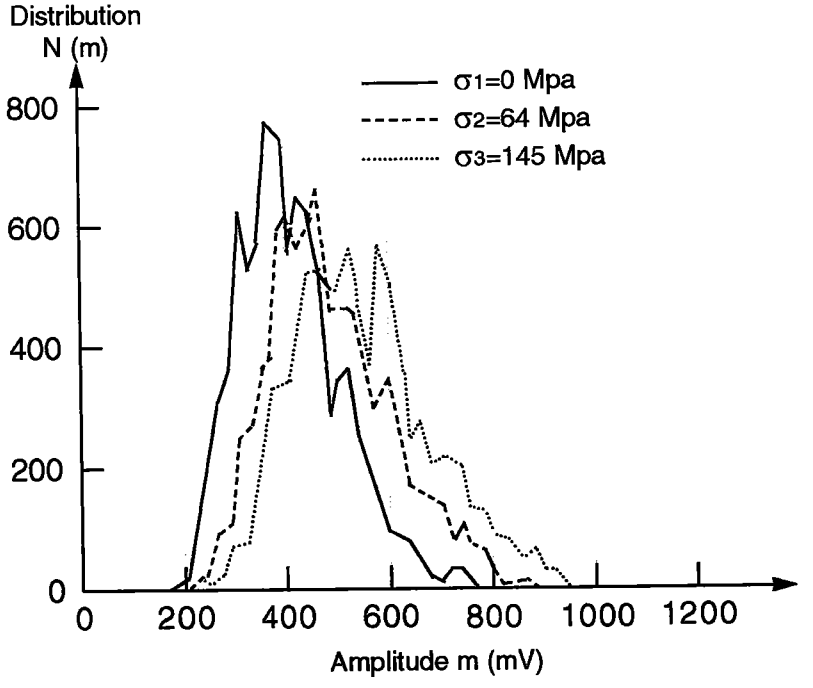


Fig. 5.7 : Distribution de l'amplitude des sauts Barkhausen m pour trois états de contrainte Réf.[5.9]

L'augmentation de l'induction Barkhausen Mmax en fonction de la contrainte est principalement due à l'augmentation de l'amplitude des sauts. L'augmentation de l'amplitude des sauts résulte de la réorientation des domaines dans la direction de traction comme il a été considéré dans la discussion théorique. Si la direction du champ H est celle de la traction, le volume relatif des domaines favorablement orientés, longitudinaux, est accru au dépens des domaines transverses. Les domaines longitudinaux sont donc plus grands. Les déplacements des parois à 180° de ces domaines sont plus conséquents. L'amplitude des sauts est augmentée. Ceci correspond à l'augmentation de la susceptibilité magnétique Eq. (4.76) dans la direction du champ H induite par la traction.

Influence de la taille des cristallites sur l'activité Barkhausen :

Analogue à l'application d'une traction, l'augmentation de la taille des cristallites résulte en l'augmentation de l'amplitude moyenne des sauts (Fig. 5.8) Réf.[5.10] ce qui s'explique par une dépendance entre taille de cristallites et largeur des domaines magnétiques (Fig. 5.9) Réf.[5.11]: Plus grands sont les cristallites (ou plus grande est la traction), plus grands sont les domaines participant à la magnétisation, plus grande est l'amplitude des sauts Barkhausen et plus grande est finalement l'intensité Barkhausen.

5.2.3] Annihilation des domaines transverses et affinement des domaines longitudinaux sous l'effet d'une traction

La décomposition en domaines transverses et longitudinaux, comme nous l'avons déjà dit, assure l'annulation de l'énergie magnétostatique E_{mag} (cf. Fig. 2.12). La largeur des domaines longitudinaux d est déterminée par la condition de réduction de l'énergie totale Eq. (2.04) :

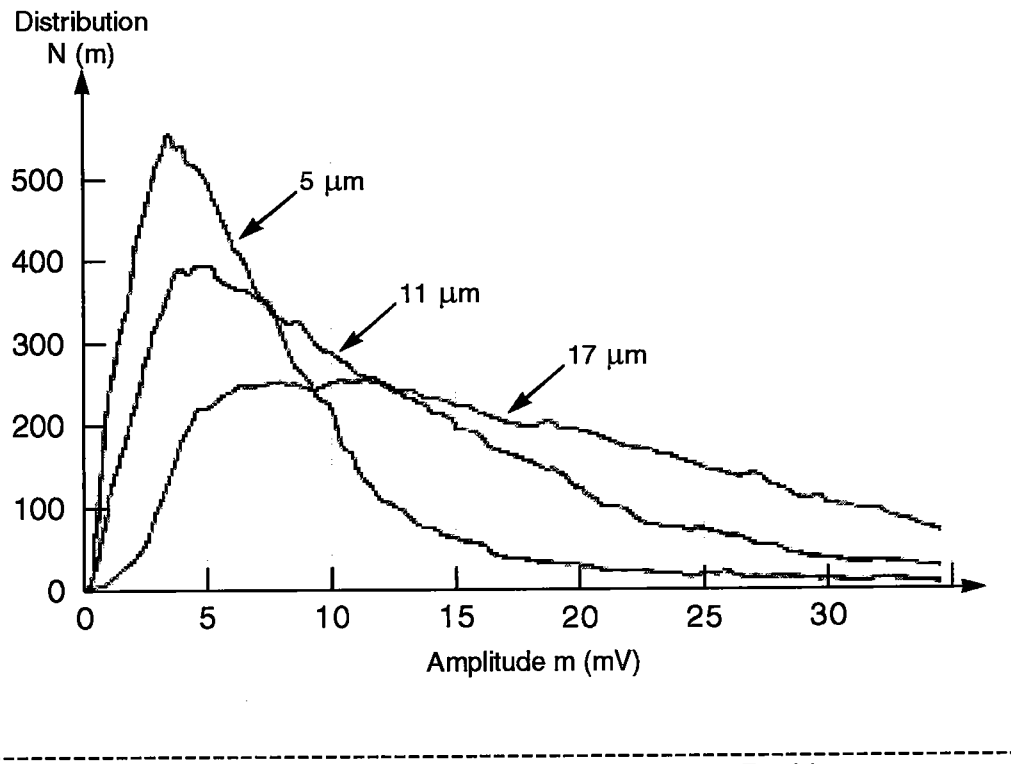


Fig. 5.8 : Distribution de l'amplitude des sauts Barkhausen m pour différentes tailles de grain Réf.[5.10]

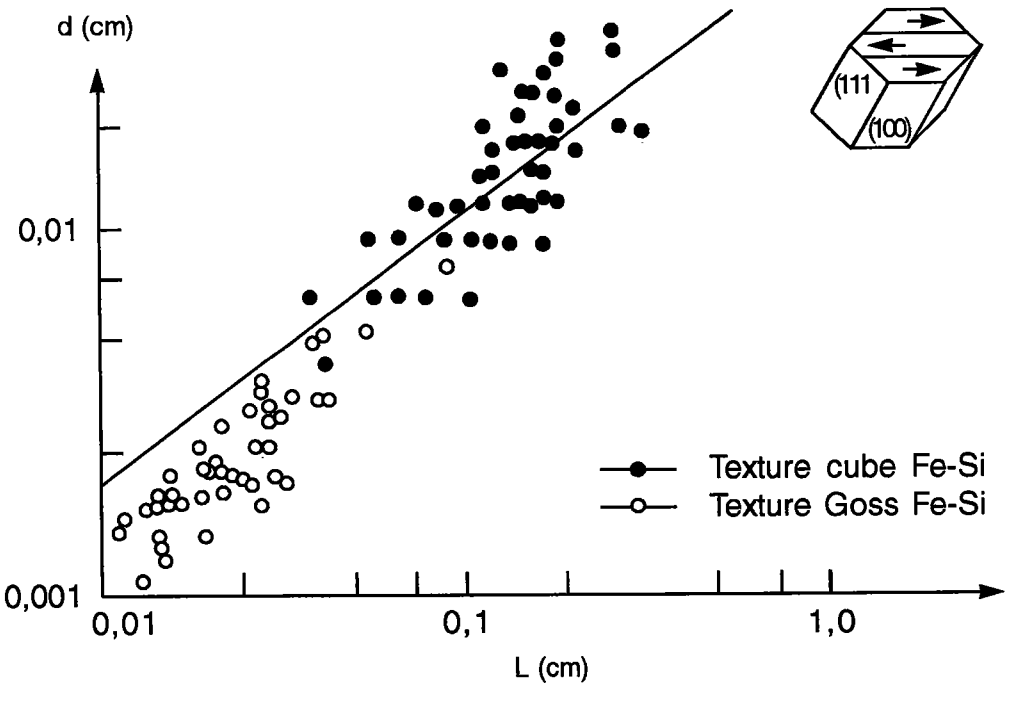


Fig. 5.9 : Variation de la largeur des domaines longitudinaux en fonction de la taille de grain Réf.[5.11]

$E_{tot\,min} = E_{me} + E_p + E_{el}$

- E_{me} Energie magnétoélastique,
- E_p Energie des parois
- E_{el} Energie élastique magnétostrictive

L'énergie élastique magnétostrictive est emmagasinée par les domaines transverses qui ne peuvent pas se déformer librement, bloqués entre deux domaines longitudinaux.

L'égalité précédente de l'énergie totale minimale permet d'exprimer la largeur des domaines longitudinaux d en fonction de la contrainte σ Réf.[5.04] :

$$d = \sqrt{\frac{4a \times \gamma_{180°}}{\left(\frac{3}{2}\sigma\,\lambda_{100}\left(\cos^2\theta - \sin^2\theta\right) + \frac{9\,C_{11}}{8}\lambda_{100}^2\right)}}$$

avec : $\gamma_{180°}$ l'énergie superficielle de la paroi à 180°

C_{11} constante d'élasticité

Nous déduisons de cette relation que si la traction est augmentée alors la largeur des domaines longitudinaux d décroît et par conséquent la densité de parois à 180° s'accroît.

La traction atteint une valeur critique pour laquelle les domaines transverses disparaissent. Il en résulte aussitôt l'apparition de champs démagnétisants et d'une énergie magnétostatique non nulle, et par suite, de la multiplication des domaines longitudinaux pour limiter l'augmentation d'énergie magnétostatique et donc de la diminution encore plus grande de la largeur d (L'accroissement de la surface de parois limitant en tout état de cause la multiplication des domaines.).

Nous obtenons une nouvelle expression de la largeur des domaines longitudinaux d. Le terme d'énergie magnétostatique dans l'égalité suivante remplace le terme d'énergie élastique magnétostrictive de l'égalité précédente puisque les domaines transverses ont ici disparus.

$$d = \sqrt{\frac{4a \times \gamma_{180°}}{\left(\frac{3}{2}\lambda_{100}\,\sigma\left(\cos^2\theta - \sin^2\theta\right) + E_{mag}\right)}}$$

La largeur des domaines longitudinaux d diminue en fonction de l'amplitude de la contrainte de traction (Fig. 5.10 et 5.11).

Il est important de considérer que, parallèlement à l'augmentation du volume relatif des domaines longitudinaux, la contrainte de traction induit aussi la diminution de la largeur d de ces domaines. La réduction de la largeur des domaines provoque la diminution de l'amplitude des sauts Barkhausen et donc de l'induction Barkhausen enregistrée.

Une autre conséquence de l'application de la traction, c'est à dire l'apparition de champs démagnétisants due à la disparition des domaines transverses, est aussi à considérer. L'apparition de champs démagnétisants diminue, en effet, le champ magnétique effectif. Nous avons Heff=H-Hd ce qui signifie alors que la magnétisation recule.

La contrainte de traction induit l'augmentation de Mmax mais cet effet s'inverse pour la valeur de traction remarquable σ_s (cf. Fig. 5.2]). Ce phénomène pourrait éventuellement s'expliquer par l'apparition de ces champs démagnétisants.

5.3] Conclusion

Nous avons montré que l'influence de la contrainte sur l'activité Barkhausen est plus complexe que le simple effet de réorientation des domaines magnétiques. La contrainte implique des effets multiples coopératifs ou compétitifs. Néanmoins l'augmentation du volume relatif des domaines dans la direction d'application de la traction semble prépondérante vis à vis des autres effets de la contrainte. Si nous considérons de plus que la mesure de Mmax en HcM concerne exclusivement les mouvements de parois à 180°, nous pouvons envisager d'appliquer, avec succès, notre modélisation pour prédire les effets anisotropes de l'état de contraintes et de la texture cristallographique sur l'activité Barkhausen Mmax.

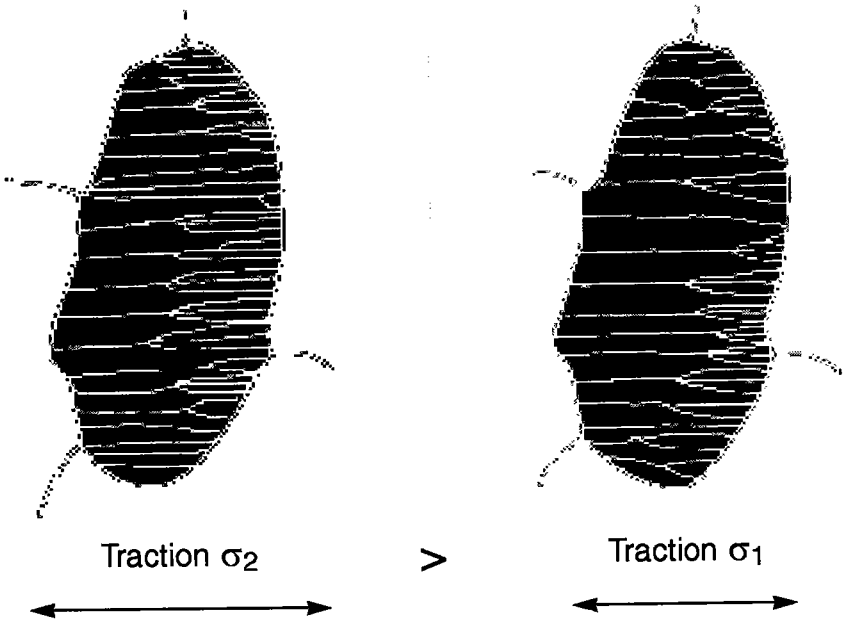


Fig. 5.10 : Modification de la largeur des domaines longitudinaux en fonction de la contrainte appliquée Réf.[5.4]

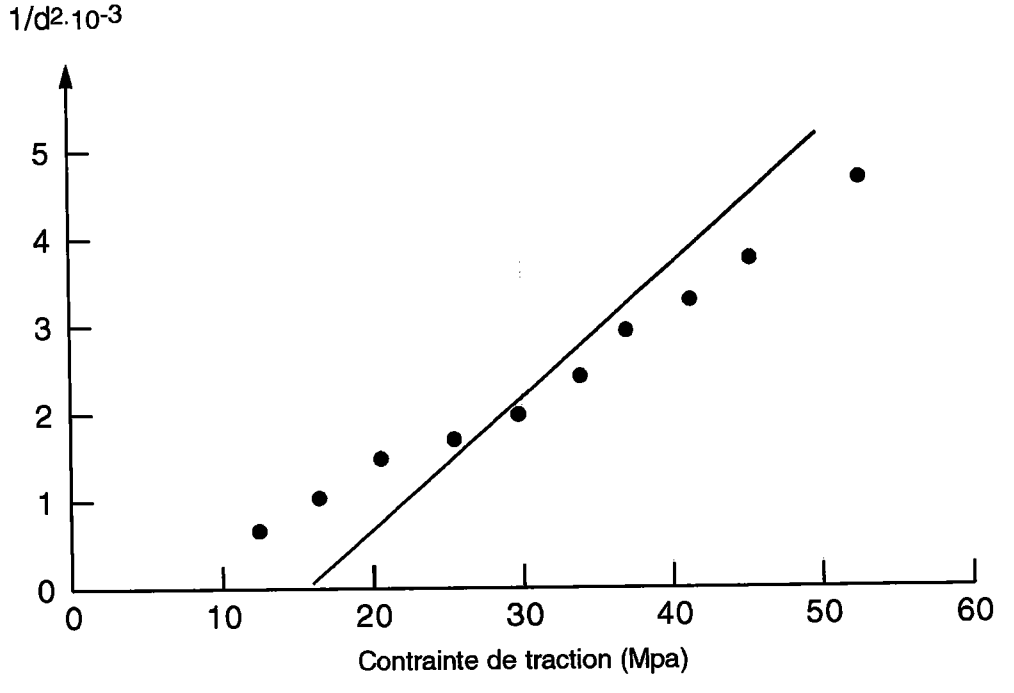


Fig. 5.11 : Variation de la largeur d des domaines longitudinaux en fonction de la contrainte (relation théorique et mesures expérimentales) Réf.[5.4]

Références bibliographiques du chapitre 5

[5.0] A.S. Wojtas, W.J.P. Vink, G. den Ouden
"Stress measurements in GTA welded steel by means of the Barkhausen effect"
Delft University of Technology (communication privée)

[5.1] "Microstructural and residual stress analysis of metallic materials"
BRITE project, no. RI1B-0283-C(GDF)
(1989-1992) 116-122

[5.2] W. Theiner, I. Altpeter
"Determination of residual stresses using micromagnetic parameters"
New Procedures in Nondestructive Testing (Ed. by P. Höller)
Springer Verlag, Berlin (1983) 581-582

[5.3] R. Carey, E.D. Isaac
"Magnetic domains and techniques for their observation"
The English Universities Press Limited,
St. Paul´s House, London (1964) 62-124

[5.4] L.J. Dijkstra, U.M. Martius
"Domain pattern in silicon-Iron under Stress"
Reviews of modern physics, vol.25, no. 1 (1953) 146-150

5.5] S. Chikazumi
"Physics of magnetism"
Krieger New York (1978)

[5.6] M. Namkung, R. Denale, P.W. Kushnick, J.L. Grainger
R.G. Todhunter
"Uniaxial stress effects on magnetoacoustic emission"
IEEE 1989 Ultrasonics symposium, Montréal,
vol. 2 (1989) 1167-1170

[5.7] M. Spies
Fraunhofer institut thesis -University of Saarbrücken (1990)

[5.8] T. Koble
Fraunhofer institut thesis -University of Saarbrücken (1993)

[5.9] C. Jagadish, L. Clapham, D. L. Atherton
"Influence of uniaxial elastic stress on power spectrum
and pulse height distribution of surface Barkhausen noise in
pipeline steel"
IEEE Transactions on magnetics, vol. 26,
no.3 (1990) 1160-1163

[5.10] O. Sundström, K. Törrönen
"The use of Barkhausen noise analysis in nondestructive
testing"
Mat. Eval. (1979) 53

[5.11] R. Carey, E.D. Isaac
"Magnetic domains and techniques for their observation"
The English Universities Press Limited,
St. Paul´s House, London (1964) 62-148

ANALYSE EXPÉRIMENTALE DES EFFETS ANISOTROPES DES CONTRAINTES ET DE LA TEXTURE CRISTALLOGRAPHIQUE

Chapitre 6

Le chapitre 6 concerne les aspects anisotropes de l'activité Barkhausen pour des tôles texturées et des états de contraintes anisotropes. Ce chapitre 6 regroupe nos principaux résultats expérimentaux. Nous avons sélectionné les résultats expérimentaux les plus caractéristiques. Ces résultats nous permettent de valider notre modélisation de l'anisotropie micromagnétique induite par les contraintes et la texture cristallographique.

6.1] Variation de l'activité Barkhausen en fonction de la contrainte pour différentes directions dans le plan de la tôle

a/ Procédure expérimentale :

L'activité Barkhausen est enregistrée par l'appareil 3MA équipé du module M-H(NF) (cf. §3.3]) qui, rappelons le, a été spécialement conçu pour la mesure de l'activité Barkhausen. Nos mesures sont effectuées selon certaines conditions :

- La variation du champ magnétique H est sinusoïdale.
- La fréquence de magnétisation fe est fixée à 50 Hz.
- L'amplitude maximale Hmax de magnétisation est fixée à environ deux fois la valeur du champ coercitif H_{cM}.
- La bande de fréquence d'analyse du signal est 20-300 kHz. L'activité Barkhausen sera enregistrée jusqu'à une profondeur maximale approximative de 0,2 mm (cf. §3] Fig. 3.5).

Les tôles ont été découpées en plusieurs éprouvettes selon différentes directions comprises entre direction de laminage 00° et direction transverse 90°. Une contrainte mécanique uniaxiale de traction σ et le champ magnétique H ont été appliqués à chaque éprouvette. La contrainte fixée à une valeur

inférieure à la limite élastique a été relaxée par paliers. L'activité Barkhausen a été enregistrée en fonction de l'état de contrainte pour chaque direction.

Les résultats expérimentaux sont présentés pour des tôles de qualité métallurgique et de texture cristallographique variables. Ces tôles proviennent de différents fabricants.

Tôle	Qualité métallurgique	Eprouvettes de direction*
T1	Laminée à froid	00° 30° 45° 60° 90°
T2	Double réduction	00°15° 30° 45° 60° 75°90°
T3	Recuite étamée	00° 30° 45° 60° 90°
T4	Biphasée ferrite/austénite	00° 25° 45° 65° 90°
T5	Laminée à chaud	200*150 mm
T6	Laminée à froid + recuit	00°15° 30° 45° 60° 75°90°

* Les directions sont définies à partir de la direction de laminage 00°.

La texture cristallographique de chaque tôle a été préalablement déterminée par diffraction X. Les coefficients C_4^{11}, C_4^{12}, C_4^{13} suffisent à définir la texture cristallographique en première approximation (cf. 4.3.3.2].

	T1	T2	T3	T4	T5	T6*
C411	-1,01210	-1,28340	-2,74330	-0,13958	-0,59672	0,334
C412	-0,64173	-0,85428	-0,40500	-1,06716	-0,10465	-0,457
C413	-1,53350	-1,24716	0,35130	-0,15839	-0,23288	0,434

* Les valeurs ont été obtenues par la mesure des vitesses de propagation des ultrasons Réf.[6.0].

Les ODF sont présentés en annexe.

b/ Résultats et discussion:

La figure 6.1 regroupe l'activité Barkhausen enregistrée le long des trois directions 00°, 45° et 90° de la tôle T1 d'abord sans traction puis pour une traction de 130 Mpa.

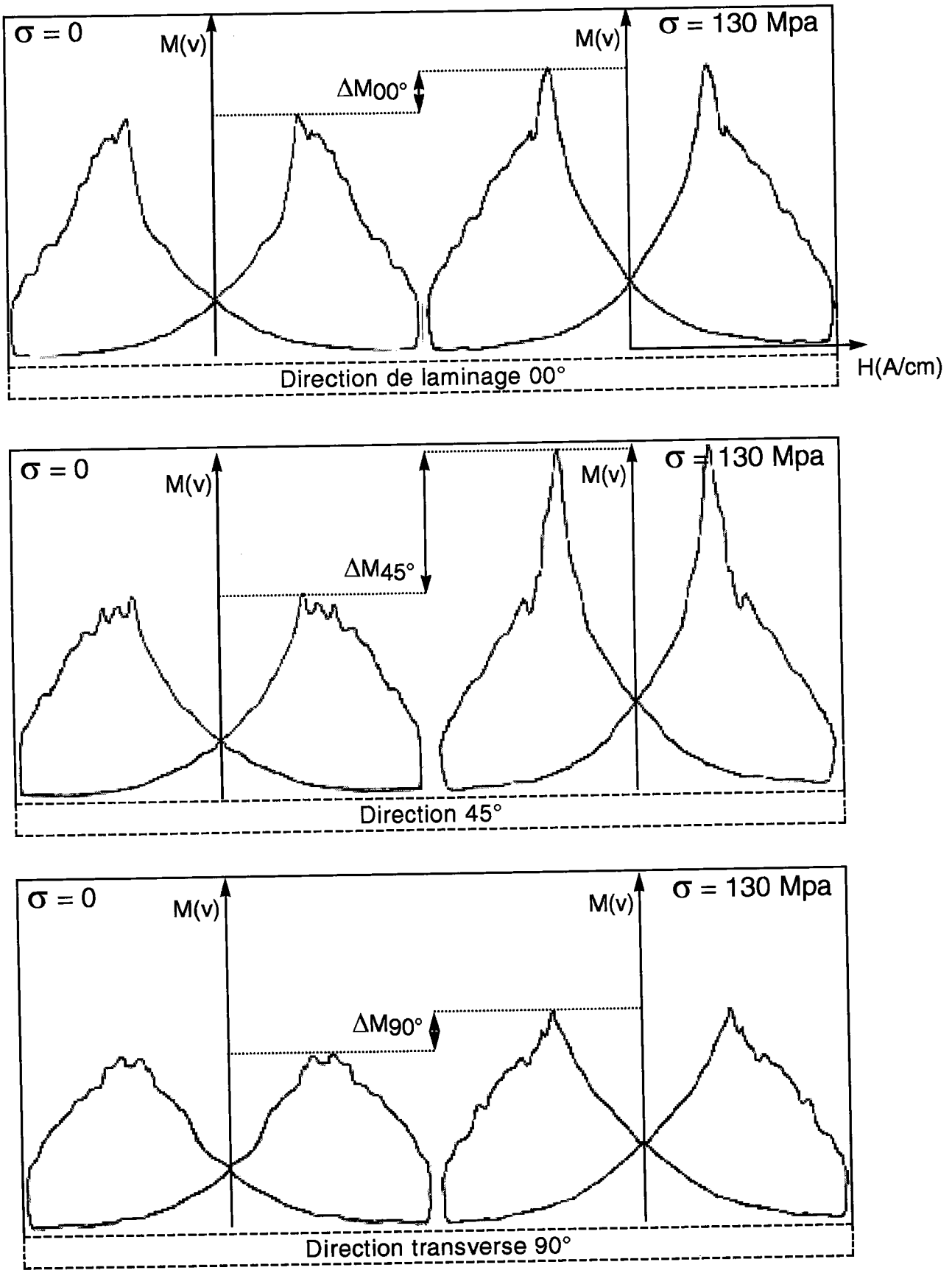


Fig. 6.1 : Tôle T1 / Activité Barkhausen mesurée selon 3 directions dans le plan de la tôle pour σ =0 MPa (g) et σ =130 MPa (d). Hmax=10A/cm

Pour ces trois directions, la valeur de Mmax s'accroît à l'application de la traction. Nous notons une sensibilité à la contrainte de l'activité Barkhausen différente pour chaque éprouvette, c'est à dire différente selon la direction de mesure. Les variations de Mmax relevées selon les directions entre état contraint et non contraint sont :

$\Delta M\ max_{00°} = 0{,}41V$
$\Delta M\ max_{45°} = 1{,}69V$
$\Delta M\ max_{90°} = 0{,}24V$

Le champ coercitif pour chaque direction est parallèlement réduit à l'application de la contrainte.

$\Delta HcM_{00°} = -0{,}1\ A/cm$
$\Delta HcM_{45°} = -0{,}9\ A/cm$
$\Delta HcM_{90°} = -0{,}1\ A/cm$

La direction à 45° est plus sensible à la contrainte que les deux autres directions étudiées que ce soit pour la mesure de Mmax ou H_{cM}. Nous notons, par ailleurs, que les variations du champ coercitif H_{cM} en fonction de la contrainte sont relativement petites.

La figure 6.2 présente la valeur Mmax pour dix états de traction différents le long des directions 00°, 30°, 45°, 60° et 90° de la tôle T2 :

Nous constatons une anisotropie prononcée de la sensibilité de Mmax à la contrainte :

- chaque direction se caractérise par une sensibilité différente à la contrainte $\frac{dM\ max}{d\sigma}$ que nous définissons comme la susceptibilité magnétoélastique de l'activité Barkhausen.

Par régression linéaire (méthode des moindres carrés), nous pouvons déterminer la susceptibilité magnétoélastique des tôles T1, T2, T3, T4 pour chaque direction.

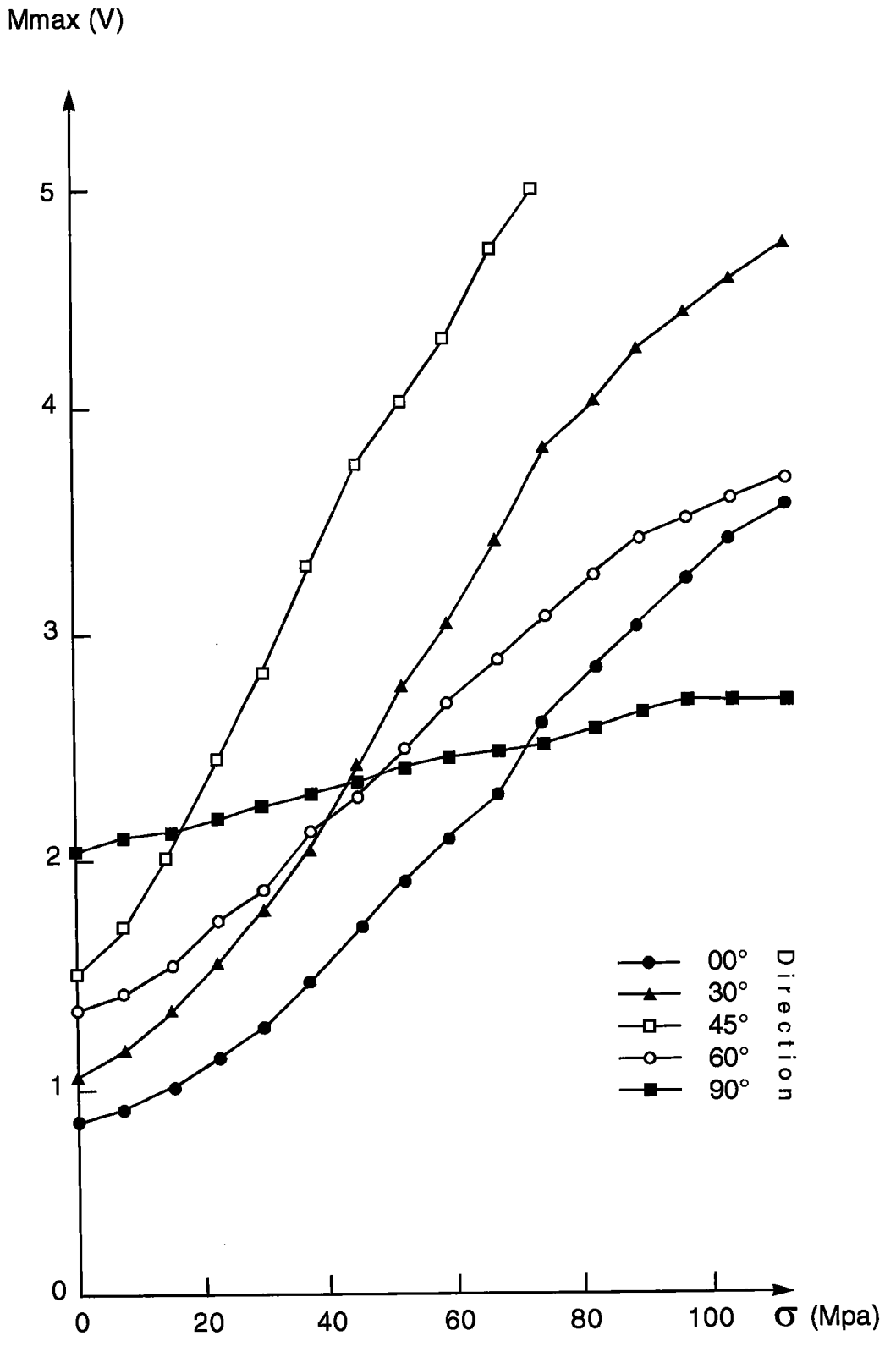


Fig. 6.2 : Tôle T2 / Variation de l'activité Barkhausen Mmax en fonction de la contrainte de traction appliquée pour les directions 00°, 30°, 45°, 60° et 90°.

Parallèlement, en reprenant l'expression théorique de l'activité Barkhausen Mmax Eq.(4.112) décrivant l'anisotropie induite par la texture cristallographique et l'état de contraintes :

$$\overline{M\,max} \approx \sigma_{11}\,\overline{M_{1111}}\,\alpha_1^2 + \sigma_{22}\,\overline{M_{2222}}\,\alpha_2^2 + \sigma_{33}\,\overline{M_{3333}}\,\alpha_3^2 \qquad (6.00)$$
$$+ \sigma_{11}\,\overline{M_{1122}}\,\alpha_2^2 + \sigma_{22}\,\overline{M_{2211}}\,\alpha_1^2$$
$$+ \sigma_{33}\,\overline{M_{3311}}\,\alpha_1^2 + \sigma_{11}\,\overline{M_{1133}}\,\alpha_3^2$$
$$+ \sigma_{22}\,\overline{M_{2233}}\,\alpha_3^2 + \sigma_{33}\,\overline{M_{3322}}\,\alpha_2^2$$
$$+ 4\,\sigma_{12}\,\overline{M_{1212}}\,\alpha_1\,\alpha_2 + 4\,\sigma_{13}\,\overline{M_{1313}}\,\alpha_1\,\alpha_3 + 4\,\sigma_{23}\,\overline{M_{2323}}\,\alpha_2\,\alpha_3$$

et en prenant en compte les conditions expérimentales, c'est à dire que la contrainte de traction est uniaxiale et appliquée parallèlement au champ magnétique H dans le plan de la tôle, soit :

$$\sigma_{ij} = \sigma\,\alpha_i\,\alpha_j, \quad \alpha_3 = 0, \quad \sigma_{33} = 0 \qquad (6.01)$$

nous déduisons l'expression simplifiée suivante indicative de la valeur Mmax :

$$\overline{M\,max} \approx \sigma \times (\overline{M_{1111}}\,\alpha_1^4 + \overline{M_{2222}}\,\alpha_2^4 \qquad (6.02)$$
$$+ \overline{M_{1122}}\,\alpha_2^2\,\alpha_1^2 + \overline{M_{2211}}\,\alpha_1^2\,\alpha_2^2 + 4\overline{M_{1212}}\,\alpha_1^2\,\alpha_2^2$$

Nous obtenons, par suite, l'expression théorique de la susceptibilité magnétoélastique de l'activité Barkhausen :

$$\frac{d\overline{M\,max}}{d\sigma} \approx \overline{M_{1111}}\,\alpha_1^4 + \overline{M_{2222}}\,\alpha_2^4 + 2\left(\overline{M_{1122}} + 2\overline{M_{1212}}\right)\alpha_1^2\,\alpha_2^2 \qquad (6.03)$$

La susceptibilité magnétoélastique dans cette expression est uniquement déterminée par la texture cristallographique (i.e. C_4^{11}, C_4^{12}, C_4^{13}).

Les figures 6.3, 6.4, 6.5 et 6.6 représentent l'anisotropie expérimentale et théorique de la susceptibilité magnétoélastique pour les tôles T1, T2, T3 et T4.

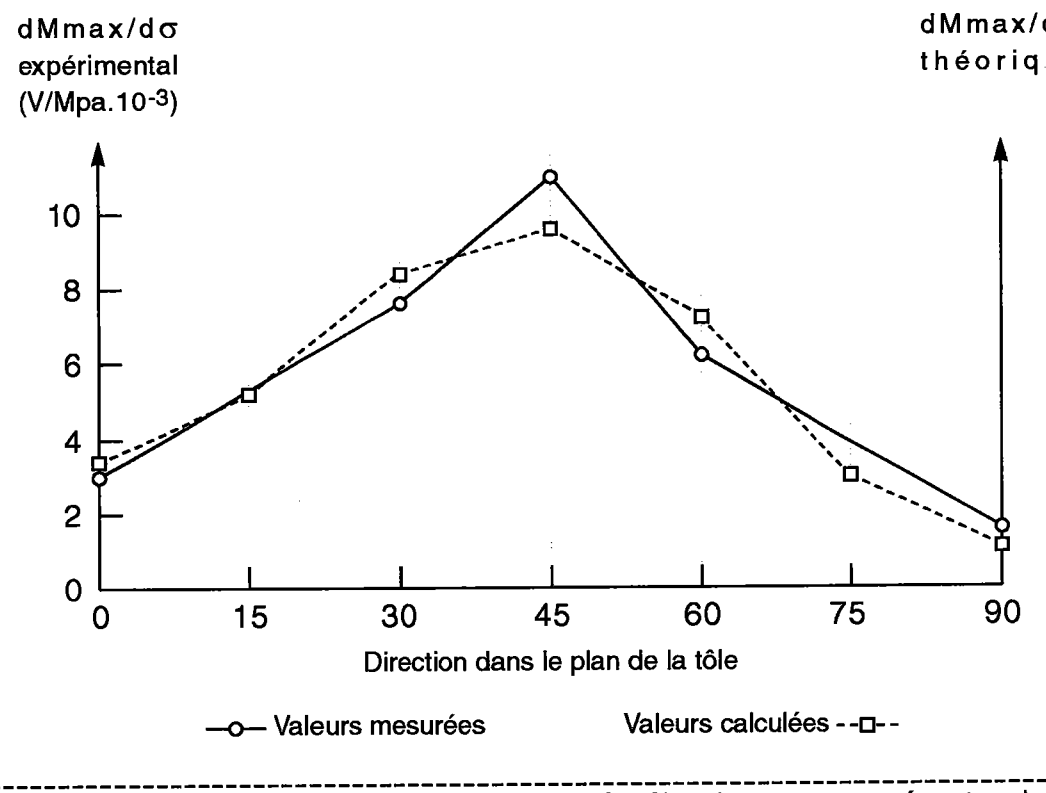


Fig. 6.3 : Tôle T1 / Susceptibilités magnétoélastiques mesurée et calculée de l'activité Barkhausen Mmax en fonction de la direction de mesure.

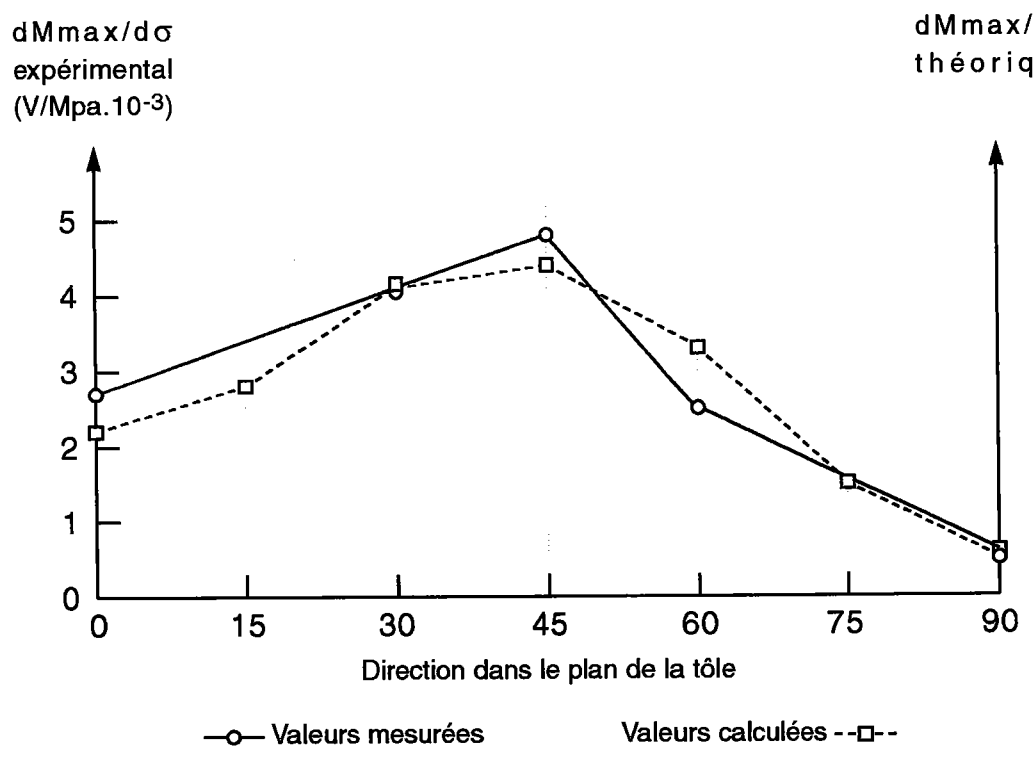


Fig. 6.4 : Tôle T2 / Susceptibilités magnétoélastiques mesurée et calculée de l'activité Barkhausen en fonction de la direction de mesure.

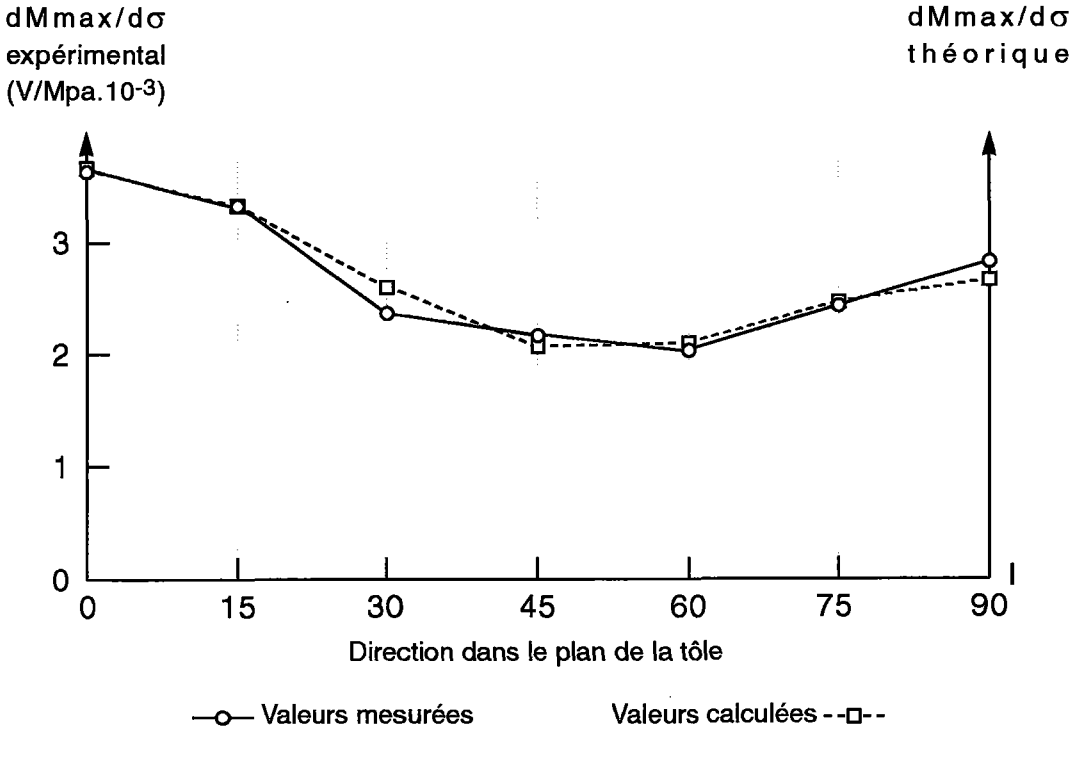


Fig. 6.5 : Tôle T3 / Susceptibilités magnétoélastiques mesurée et calculée de l'activité Barkhausen en fonction de la direction de mesure.

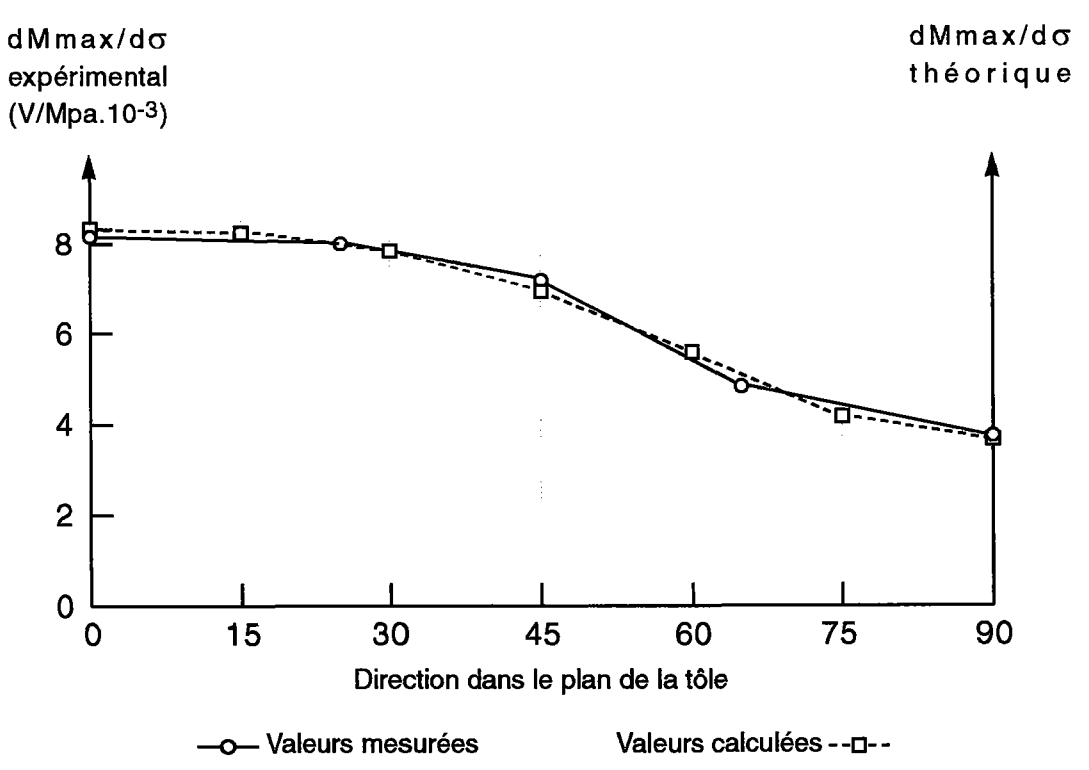


Fig. 6.6 : Tôle T4 / Susceptibilités magnétoélastiques mesurée et calculée de l'activité Barkhausen en fonction de la direction de mesure.

Les mesures expérimentales et les calculs théoriques s'accordent. La forme d'anisotropie de la susceptibilité magnétoélastique théorique définie par la seule texture cristallographique coïncide avec l'anisotropie expérimentale observée.

6.2] Variation de la perméabilité incrémentale en fonction de la contrainte pour différentes directions dans le plan de la tôle

a/ Procédure expérimentale:

L'appareil est utilisé muni du module destiné à la mesure de la perméabilité incrémentale (cf. §3.2]).

- La fréquence fe et l'amplitude H_{max} de magnétisation sont respectivement fixées à 21 Hz et 80 A/cm.

- La fréquence incrémentale fd est de 15 kHz. Le champ incrémental ΔH est réglé à environ la moitié de la valeur du champ coercitif $H_{c\mu\Delta}$ de sorte à enregistrer magnétisations réversible et irréversible.

La perméabilité incrémentale est mesurée en fonction de l'état de contrainte pour les 5 éprouvettes de la tôle T1.

b/ Résultats et discussion:

Les figures 6.7 et 6.8 présentent les variations de la perméabilité incrémentale $\mu_{\Delta max}$ et du champ coercitif $Hc_{\mu\Delta max}$. Les deux grandeurs micromagnétiques révèlent des sensibilités à la contrainte fortement anisotropes. Les variations de la perméabilité incrémentale $\mu_{\Delta max}$ et du champ coercitif $Hc_{\mu\Delta max}$ sont maximales le long de la direction 45°.

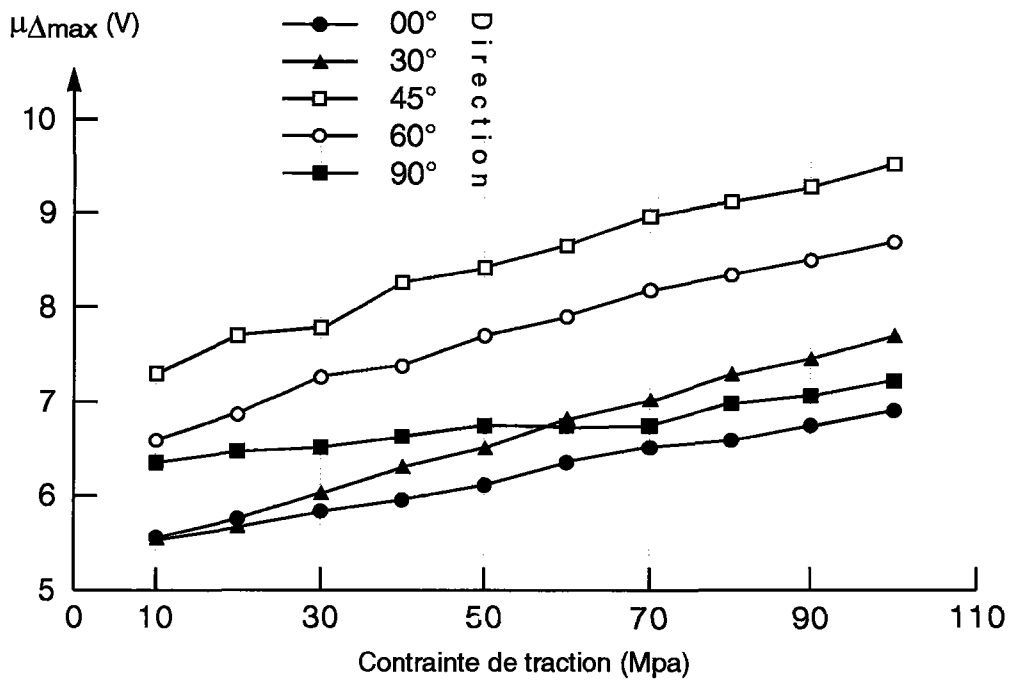


Fig. 6.7 : Tôle T1 / Variation de la perméabilité incrémentale $\mu_{\Delta max}$ en fonction de la contrainte de traction appliquée pour les directions 00°, 30°, 45°, 60° et 90°.

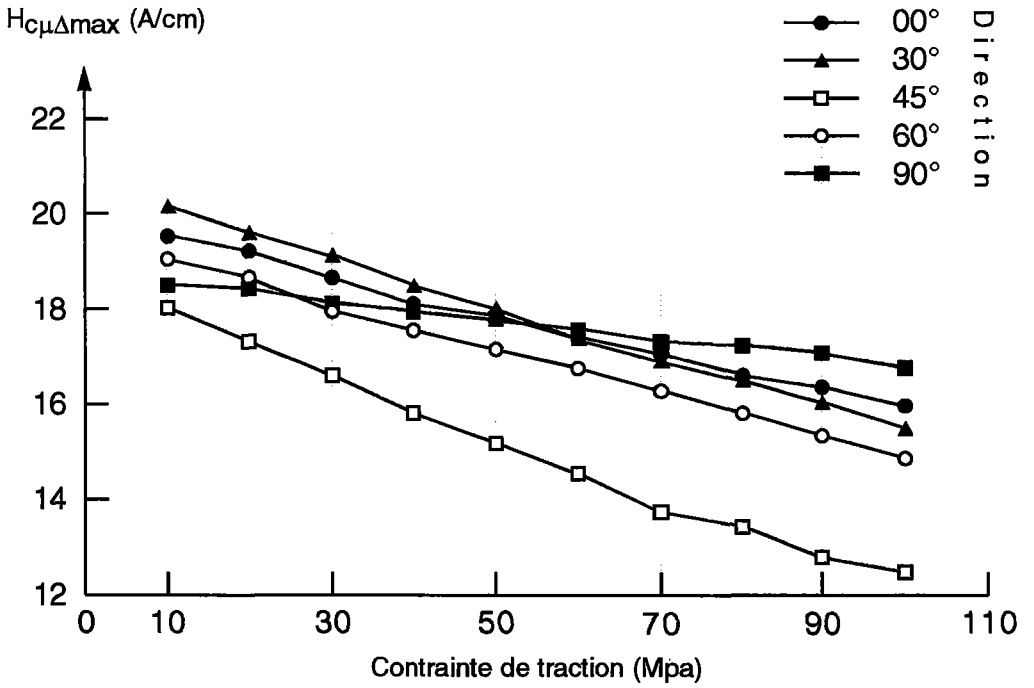


Fig. 6.8 : Tôle T1 / Variation du champ coercitif de la perméabilité incrémentale $H_{c\mu\Delta max}$ en fonction de la contrainte de traction appliquée pour les directions 00°, 30°, 45°, 60° et 90°.

La forme d'anisotropie de la susceptibilité magnétoélastique de la perméabilité incrémentale (Fig. 6.9) est comparable à la forme d'anisotropie de la susceptibilité magnétoélastique de l'activité Barkhausen (Fig. 6.3) :

Soit : $$\frac{d\,\mu_{\Delta}\,max}{d\sigma}(\alpha) \cong \frac{dM\,max}{d\sigma}(\alpha \qquad (6.04)$$

$$\chi_{diff}\,max = (\chi_{irr} + \chi_{rev})\,max \approx M\,max \qquad (6.05)$$

Si ΔH est tel que : $\mu_{\Delta} = \mu_{\Delta irr} + \mu_{\Delta rev}$, soit $\Delta H \geq \frac{H_C}{2}$ (cf. §3.2] c/), nous avons :

$$\chi_{diff}\,max \approx \mu_{\Delta}\,max \text{ et } M\,max \approx \mu_{\Delta}\,max \qquad (6.06)$$

Nous remarquons, sans pouvoir en déterminer, les raisons que les variations du champ coercitif $H_{C\mu\Delta}$ en fonction de la contrainte (Fig. 6.10) sont beaucoup plus marquées que les variations du champ coercitif H_{CM} de l'activité Barkhausen.

La susceptibilité du champ coercitif $H_{C\mu\Delta}$ à la contrainte est proportionnelle à la susceptibilité de la perméabilité incrémentale $\mu_{\Delta max}$ mais opposée en signe ce qui est en accord avec la théorie.

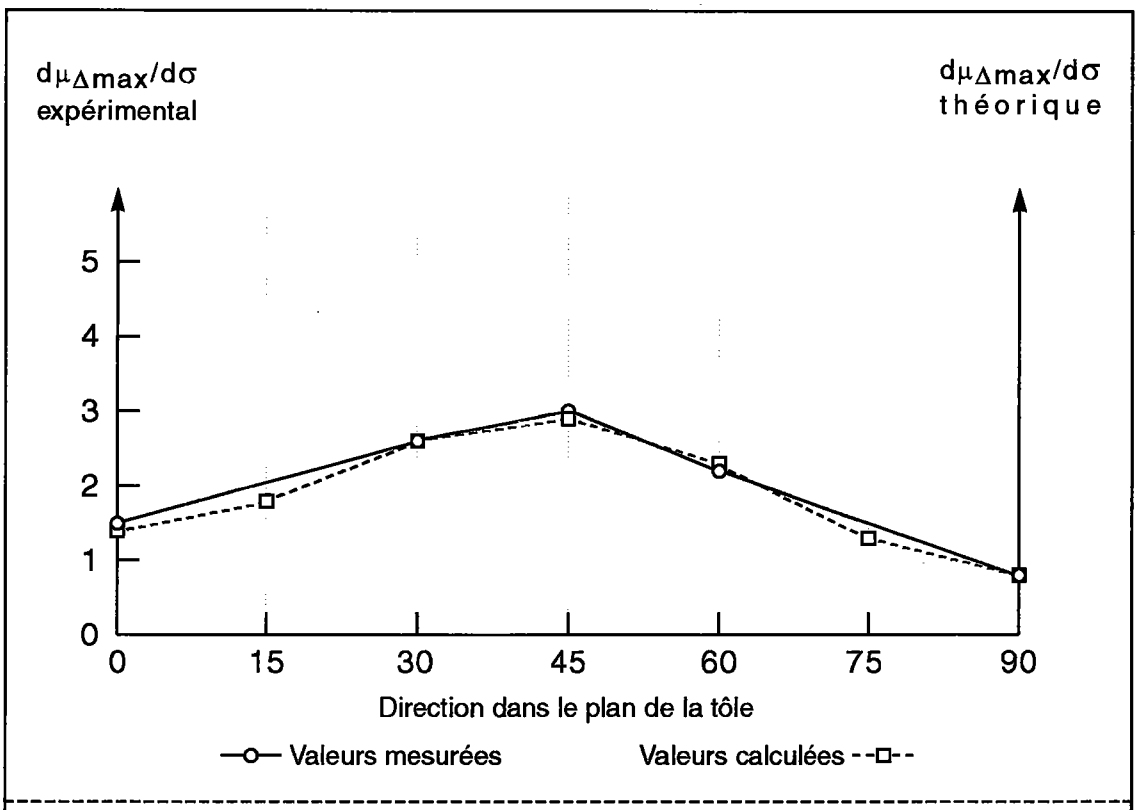


Fig. 6.9 : Tôle T1 / Susceptibilités magnétoélastiques mesurée et calculée de la perméabilité incrémentale $\mu_{\Delta max}$ en fonction de la direction de mesure.

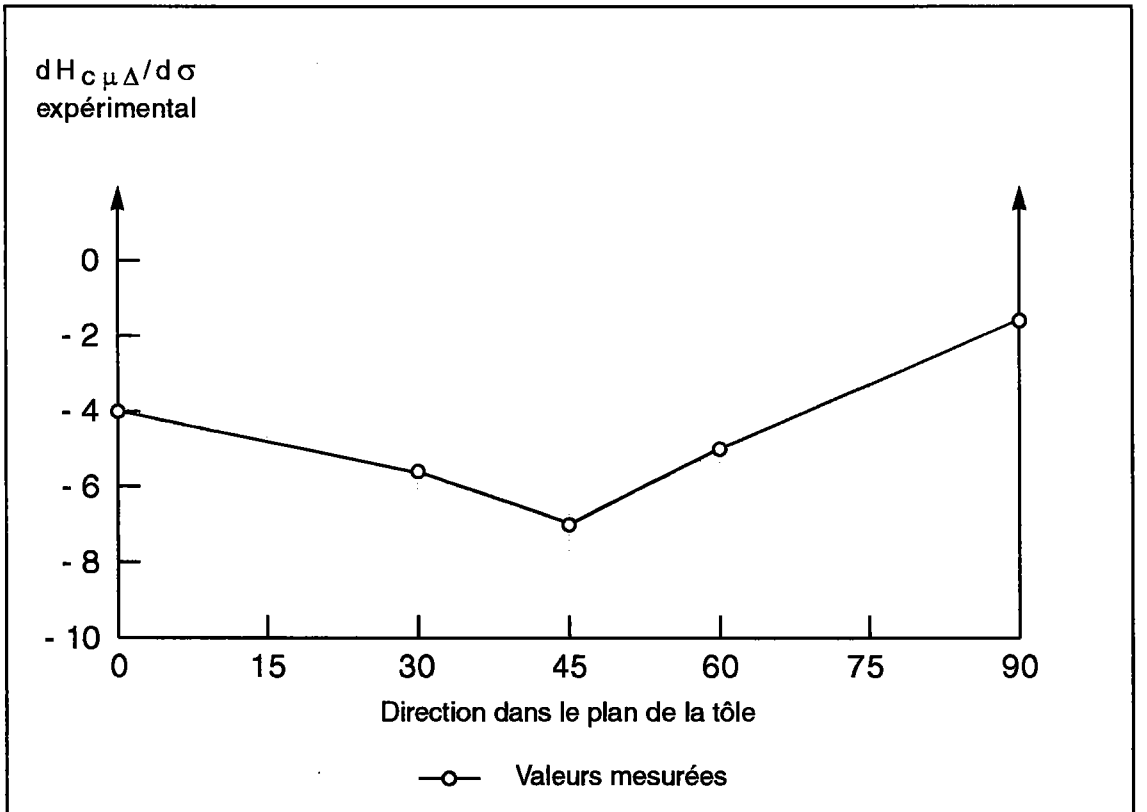


Fig. 6.10 : Tôle T1 / Susceptibilité du champ coercitif $H_C\mu_\Delta$ à la contrainte en fonction de la direction de mesure.

6.3] Variation de l'activité Barkhausen dans le plan de la tôle en fonction d'une contrainte uniaxiale

a/ Procédure expérimentale :

Une contrainte uniaxiale de traction d'amplitude variable est appliquée selon la direction transverse 90° dans le plan de la tôle. La contrainte est relaxée par paliers et pour chaque palier, l'activité Barkhausen Mmax est mesurée selon plusieurs directions.

b/ Résultats et discussion :

Dans le plan de la tôle, l'expression de l'activité Barkhausen Mmax Eq.(4.114) ou Eq.(6.00) se réduit à l'expression :

$$\begin{aligned}\overline{M\,max} \approx\ & \sigma_{11}\,\overline{M_{1111}}\,\alpha_1^2 + \sigma_{22}\,\overline{M_{2222}}\,\alpha_2^2 \\ & + \sigma_{11}\,\overline{M_{1122}}\,\alpha_2^2 + \sigma_{22}\,\overline{M_{2211}}\,\alpha_1^2 \\ & + \sigma_{33}\,\overline{M_{3311}}\,\alpha_1^2 \\ & + \sigma_{33}\,\overline{M_{3322}}\,\alpha_2^2 \\ & + 4\,\sigma_{12}\,\overline{M_{1212}}\,\alpha_1\,\alpha_2\end{aligned} \qquad (6.07)$$

Par ailleurs la contrainte appliquée est telle que :

$$\sigma_{11} = 0,\quad \sigma_{22} = \sigma,\quad \sigma_{33} = 0,\quad \sigma_{12} = 0 \qquad (6.08)$$

L'expression de l'activité Barkhausen Mmax pour une contrainte uniaxiale appliquée dans la direction transverse est :

$$\overline{M\,max} \approx \sigma(\overline{M_{2222}}\,\alpha_2^2 + \overline{M_{2211}}\,\alpha_1^2 \qquad (6.09)$$

La susceptibilité magnétoélastique de l'activité Barkhausen selon la direction de mesure α est :

$$\frac{d\overline{M\,max}(\alpha)}{d\sigma} \approx \overline{M_{2222}}\,\sin^2\alpha + \overline{M_{2211}}\,\cos^2\alpha \qquad (6.10)$$

La direction α_o pour laquelle $\frac{d\overline{M\ max}}{d\sigma} = 0$ se déduit de l'égalité :

$$tg^2\,\alpha_o = \frac{\alpha_2^2}{\alpha_1^2} = \frac{\sin^2\alpha_o}{\cos^2\alpha_o} = -\frac{\overline{M_{2211}}}{\overline{M_{2222}}} \qquad (6.11)$$

Nous obtenons, pour la tôle T5, une valeur théorique α_o de 35,7°.

Dans le cas d'une distribution isotrope des cristallites, nous obtiendrions :

$$tg^2\,\alpha_o = \frac{\alpha_2^2}{\alpha_1^2} = \frac{1}{2} \quad \text{soit : } \alpha_o = 35{,}2° \qquad (6.12)$$

Puisqu'en considérant les coefficients de la texture cristallographique c_4^{11}, c_4^{12} et c_4^{13} comme nuls (pas de texture), nous avons (Eq. 4.88, 4.112 et 4.113):

$$\overline{M_{2211}} = M_{2211} + M_a\,(\overline{a_0^{11}}(2211) - t_{2211}) = -\frac{\lambda}{5} \qquad (6.13)$$

$$\overline{M_{2222}} = M_{2222} + M_a\,(\overline{a_0^{11}}(2222) - t_{2222}) = \frac{2\lambda}{5}$$

La tôle T5 a une texture cristallographique peu marquée (Indice de texture J=1,047). La valeur de α_o théorique pour cette tôle s'écarte peu du cas isotrope.

Les figures 6.11 et 6.12 présentent l'activité Barkhausen Mmax mesurée en fonction de la contrainte de traction :

- Pour les directions comprises entre la direction de laminage et la direction α_o, Mmax est une fonction décroissante de la contrainte.
- Pour les directions comprises entre la direction de traction transverse et la direction α_o, Mmax est une fonction croissante de la contrainte.
- La direction neutre α_o est mesurée à environ 38° ce qui est relativement proche de la valeur attendue de 35,7°.

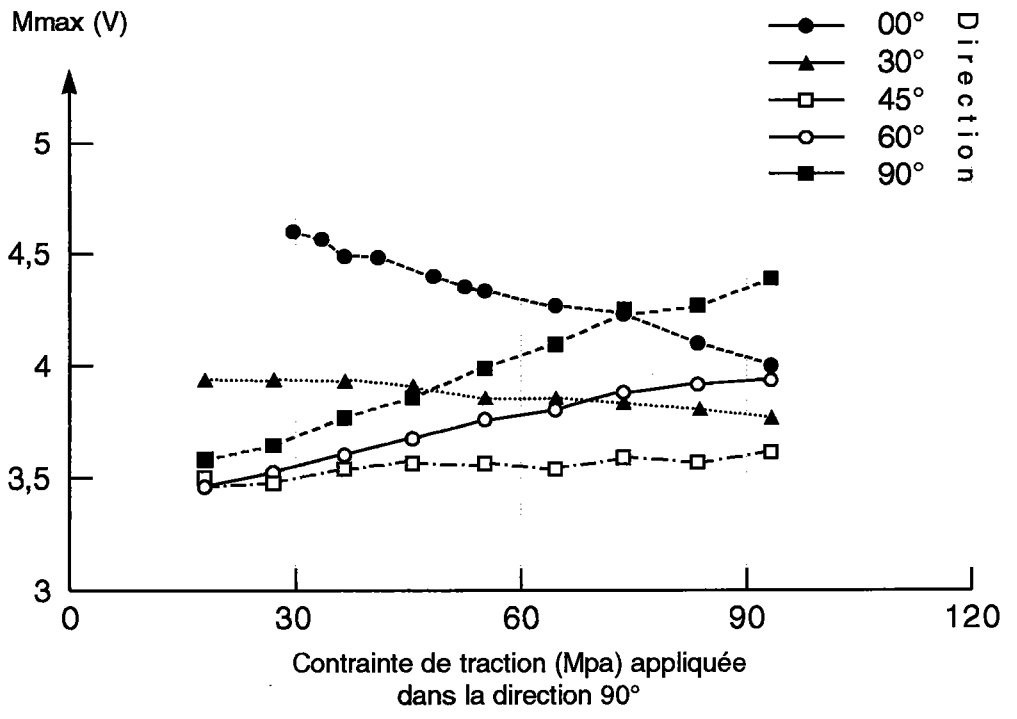


Fig. 6.11 : Tôle T5 / Variation de l'activité Barkhausen Mmax en fonction de la contrainte transverse pour les directions 00°, 30°, 45°, 60° et 90°.

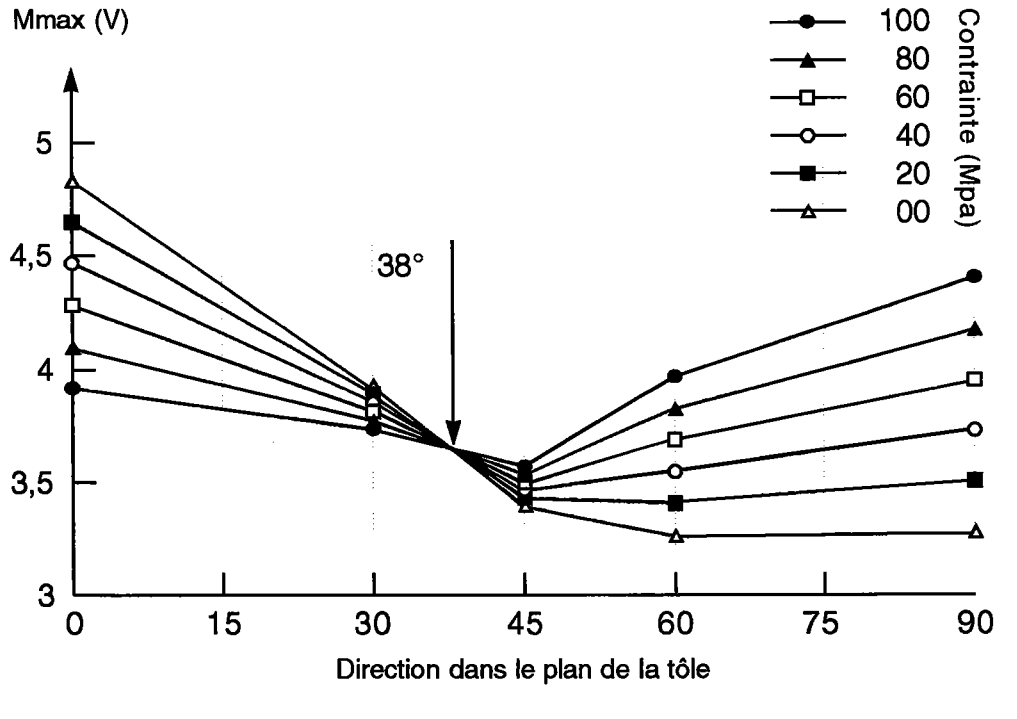


Fig. 6.12 : Tôle T5 / Variation de l'activité Barkhausen Mmax en fonction de la direction de mesure pour différentes valeurs de la contrainte transverse.

La figure 6.13 vérifie la corrélation entre les susceptibilités magnétoélastiques mesurée et calculée :

$$\overline{\frac{dM\ max}{d\sigma_{90°}}}\ \text{expérimental} \approx \overline{M_{2222}}\ \sin^2\alpha + \overline{M_{2211}}\ \cos^2\alpha \qquad (6.14)$$

Avant cette étude il avait été admis Réf.[6.1], en supposant la magnétostriction cristalline isotrope $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda$, que la propriété magnétique M en appliquant une contrainte uniaxiale serait proportionnelle à l'expression suivante :

$$M \approx \frac{3}{2}\lambda \cos^2\phi \qquad (6.15)$$

avec ϕ : angle entre direction de magnétisation et contrainte

Il apparaît expérimentalement que cette expression Eq.(6.15) ne rend vraiment pas compte des variations de la propriété magnétique dans le plan de l'échantillon. La direction pour laquelle la propriété magnétique est invariante à l'application de la contrainte est la direction transverse à la direction d'application de la contrainte ce qui ne correspond pas à la réalité expérimentale.

Il a alors été proposé d'associer la propriété magnétique à la déformation élastique $\frac{dl}{l}$ Réf.[6.2] [6.3] :

$$M \approx \frac{3}{2}\lambda\left(\frac{dl}{l}\right) = \frac{3}{2}\lambda(\cos^2\phi - \nu \sin^2\phi \qquad (6.16)$$

avec ν : coefficient de Poisson

$\frac{dl}{l}$: déformation élastique dans la direction ϕ

La direction neutre α_o est, dans cette hypothèse, déterminée par le coefficient ν. Soit pour un acier isotrope de coefficient de Poisson ν=0,28, un angle de 27,8° qui diffère de la direction neutre de 35,2° précédemment obtenue.

La comparaison des propriétés élastiques et magnétoélastiques cristallines permet de démontrer la non validité de l'expression Eq.(6.16).

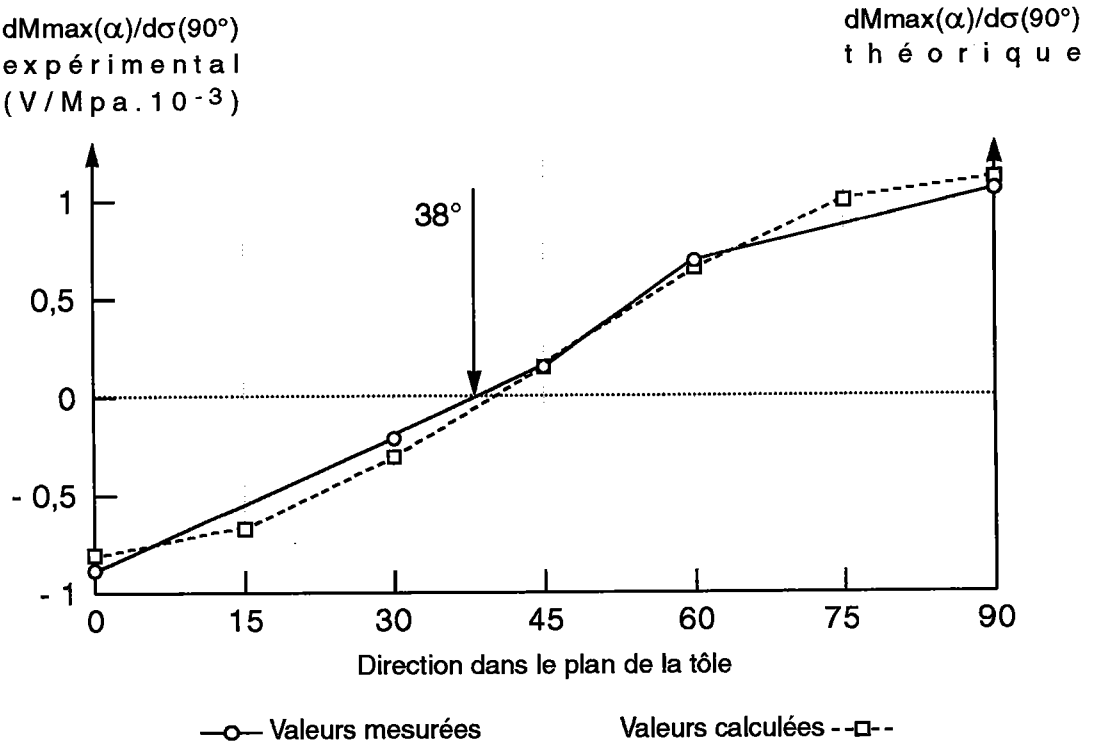


Fig. 6.13 : Tôle T5 / Susceptibilités magnétoélastiques mesurée et calculée de l'activité Barkhausen Mmax en fonction de la direction de mesure pour une contrainte appliquée en sens travers 90°.

Différence entre magnétoélasticité et élasticité :

1/ L'élasticité

Le cristallite soumis à une traction uniaxiale se déforme élastiquement dans toutes les directions :

- allongement dans la direction de traction
- contraction dans les directions transverses

Les variations dimensionnelles sont décrites par la loi de Hooke Eq. (4.44). Pour une direction donnée, la variation relative de longueur est :

$$\frac{dl}{l} = \sum \varepsilon_{ij} \alpha_i \alpha_j \qquad (6.17)$$

avec ε_{ij} : composantes du tenseur de déformation

α_i : cosinus directeurs de la direction d'observation

Si la contrainte est appliquée selon la direction [100], si la déformation est considérée dans le plan (001), l'expression de la déformation est :

$$\frac{dl}{l} = \varepsilon_{11} \alpha_1^2 + \varepsilon_{22} \alpha_2^2 = \sigma\left(s_{11} \alpha_1^2 + s_{12} \alpha_2^2\right) \qquad (6.18)$$

$$\frac{dl}{l} = 0 \text{ est obtenu pour } \cot g^2 \alpha_o = \frac{\alpha_1^2}{\alpha_2^2} = -\frac{\varepsilon_{22}}{\varepsilon_{11}} = -\frac{s_{12}}{s_{11}} = \nu \qquad (6.19)$$

avec s_{12} et s_{11} : modules d'élasticité

La direction neutre α_o est repérée par rapport à la direction d'application de la contrainte [100]. Soit un angle de 59,4° pour le cristal de fer dont les modules d'élasticité sont $s_{11} = 0,8$ et $s_{12} = -0,28$.

2/ La magnétoélasticité

En ce qui concerne la magnétoélasticité, la propriété magnétique M est déterminée par la distribution des aimantations Eq. (4.77), elle-même déterminée par l'état d'énergie magnétoélastique des directions d'aimantation <100> du cristallite Eq. (4.61) :

$$V[100] = V_1 = \frac{1}{3} + \frac{3}{2}\lambda \left(\sigma_{11} - \frac{1}{3}\Sigma\sigma_{ii}\right) \qquad (4.61)$$

$$V[010] = V_2 = \frac{1}{3} + \frac{3}{2}\lambda \left(\sigma_{22} - \frac{1}{3}\Sigma\sigma_{ii}\right)$$

$$V[001] = V_3 = \frac{1}{3} + \frac{3}{2}\lambda \left(\sigma_{33} - \frac{1}{3}\Sigma\sigma_{ii}\right)$$

et

$$M \approx V_1\alpha_1^2 + V_2\alpha_2^2 + V_3\alpha_3^2 \qquad (4.77)$$

En introduisant Eq.(4.61) dans Eq.(4.77) et en considérant $\sigma_{11} = \sigma$, $\sigma_{22} = 0$ et $\sigma_{33} = 0$, nous obtenons :

$$M \approx \frac{3}{2}\lambda_{100} \times (\sigma_{11}\alpha_1^2 + \sigma_{22}\alpha_2^2 + \sigma_{33}\alpha_3^2 - \frac{1}{3}\Sigma\sigma_{ii}) + \frac{1}{3} \qquad (6.20)$$

soit :

$$\frac{dM}{d\sigma} \approx \frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3}\alpha_2^2\right) = \lambda_{100}\left(\alpha_1^2 - \frac{1}{2}\alpha_2^2\right) \qquad (6.21)$$

$$\frac{dM}{d\sigma} = 0 \text{ est obtenu pour } \cot g^2\,\alpha_o = \frac{\alpha_1^2}{\alpha_2^2} = \frac{1}{2} \qquad (6.22)$$

La direction neutre α_o pour la magnétoélasticité est 54,8°. Le coefficient de "Poisson magnétoélastique" est 0,5.

Les directions neutres pour l'élasticité et la magnétoélasticité, respectivement $\alpha_o = 59,4°$ et $\alpha_o = 54,8°$ par rapport à la direction d'application de la contrainte, sont différentes pour le cristallite contraint. Par extension, elles seront aussi différentes pour le polycristal.

Les modules M_{11} et M_{12} de la magnétoélasticité Eq.(6.13) sont liés, alors que les modules de l'élasticité S_{11} et S_{12} sont indépendants :

$$\frac{M_{12}}{M_{11}} = -\frac{1}{2} \text{ et } \frac{S_{12}}{S_{11}} = -\nu \qquad (6.23)$$

Il résulte que l'assimilation de la magnétoélasticité à la déformation élastique Eq. (6.16) n'est pas possible.

6.4] Anisotropie de l'activité Barkhausen dans le plan de la tôle

a/ Procédure expérimentale :

L'activité Barkhausen est enregistrée selon plusieurs directions dans le plan de la tôle. Les mesures ont été effectuées sur les tôles T4 et T5.

Les contraintes internes d'ordres I + II (cf. §3.4]) ont été déterminées préalablement par diffraction X :

	σ_{11} (Mpa)	σ_{22} (Mpa)
T4 Ferrite	-96 (+/- 13)	-225 (+/- 16)
T4 Austénite	234	78
T5 face convexe	-10	-23
T5 face concave	-54	-34

Remarque :

La composante de contrainte σ_{33} normale à la tôle est relaxée à la surface de l'échantillon. En raison de l'atténuation par les courants de Foucault de l'induction Barkhausen (cf. Fig. 3.5), nous pouvons alors considérer dans notre modélisation la composante σ_{33} toujours nulle.

L'activité Barkhausen est enregistrée pour une profondeur finie et très petite pour laquelle :

$$\sigma_{33}\ \text{surface} \cong 0 \qquad (6.24)$$

Nous obtenons après simplification de l'expression de l'activité Barkhausen Eq. (6.07) dans le plan de la tôle :

$$\begin{aligned} \overline{M\,max} = {} & \sigma_{11}\,\overline{M_{1111}}\,\alpha_1^2 + \sigma_{22}\,\overline{M_{2222}}\,\alpha_2^2 \\ & + \sigma_{11}\,\overline{M_{1122}}\,\alpha_2^2 + \sigma_{22}\,\overline{M_{2211}}\,\alpha_1^2 \\ & + 4\,\sigma_{12}\,\overline{M_{1212}}\,\alpha_1\,\alpha_2 \end{aligned} \qquad (6.25)$$

b/ Résultats et discussion :

α) La tôle T4 a ceci de remarquable qu'en présence d'une phase austénitique (27%), la phase ferritique (73%) est élastiquement comprimée. L'austénite n'étant pas magnétique, la mesure de l'activité Barkhausen ne concerne que la phase ferritique et permet l'investigation de l'état de contrainte, des orientations cristallographiques et de la microstructure de cette seule phase.

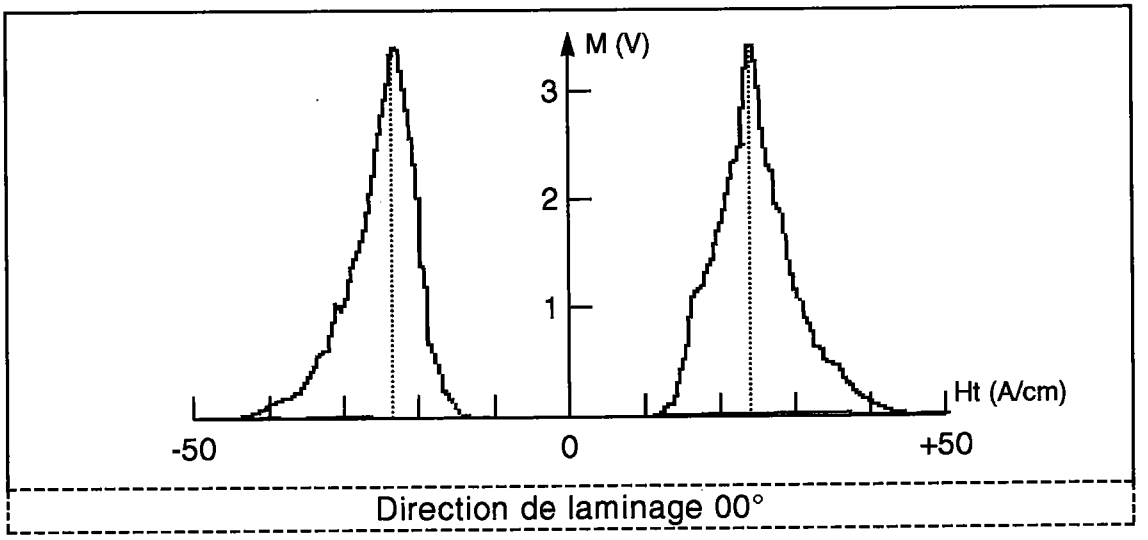
La figure 6.14 présente les enregistrements de l'activité Barkhausen pour les directions de laminage 00°, 45° et transverses 90°.

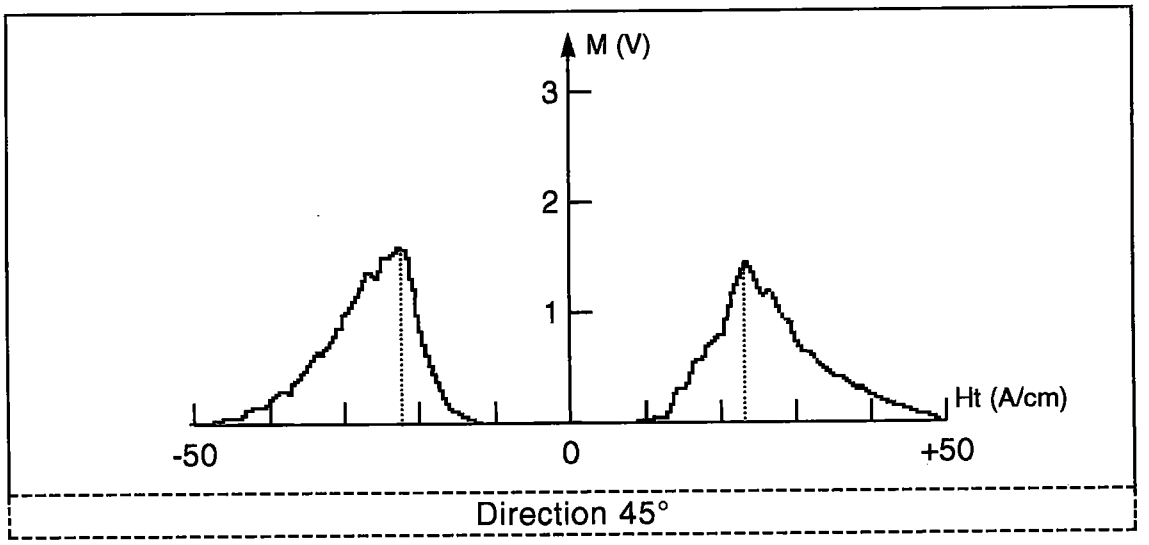
L'activité Barkhausen est fortement anisotrope. M_{max} est maximum dans la direction de laminage, et minimum dans la direction transverse.

La valeur du champ coercitif H_{cM} est particulièrement importante ce qui s'expliquerait soit par des champs magnétostatiques non nuls dus à la présence d'une seconde phase, soit encore par un fort taux de plastification du matériau (limite élastique de 1765 Mpa) qui bloquerait fortement les déplacements de parois ou, peut-être, les deux causes combinées?.

Les figures 6.15 et 6.16 représentent l'anisotropie de l'activité Barkhausen M_{max} et du champ coercitif H_{cM} dans le plan de la tôle. Nous notons que si l'activité Barkhausen M_{max} est fortement anisotrope, au contraire l'anisotropie du champ coercitif H_{cM} est nettement moins marquée.

La figure 6.17 confronte l'activité Barkhausen M_{max} mesurée à l'activité Barkhausen $\overline{M_{max}}$ calculée à partir des données de texture cristallographique et de contraintes résiduelles. Les formes d'anisotropie expérimentale et théorique de l'activité Barkhausen coïncident.





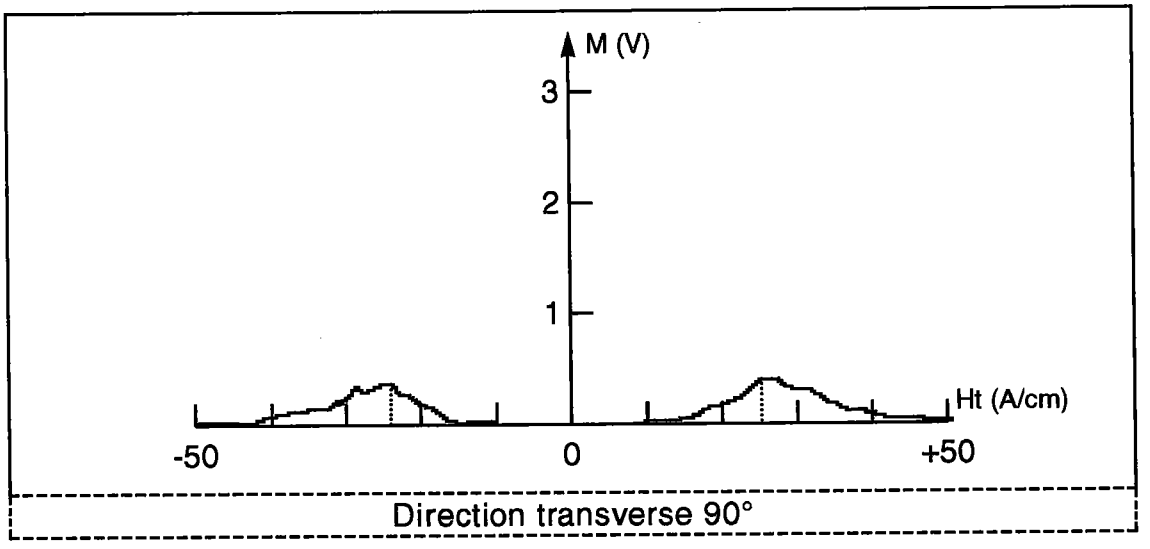


Fig. 6.14 : Activité Barkhausen selon les directions 00°, 45° et 90°.
Tôle T4

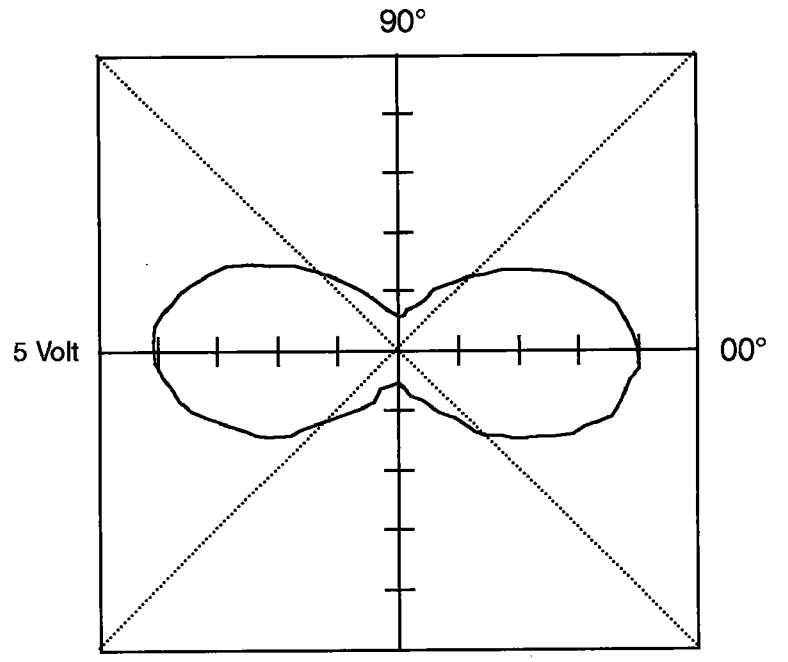


Fig. 6.15 : Anisotropie de l'activité Barkhausen Mmax dans le plan de la tôle. Tôle T4

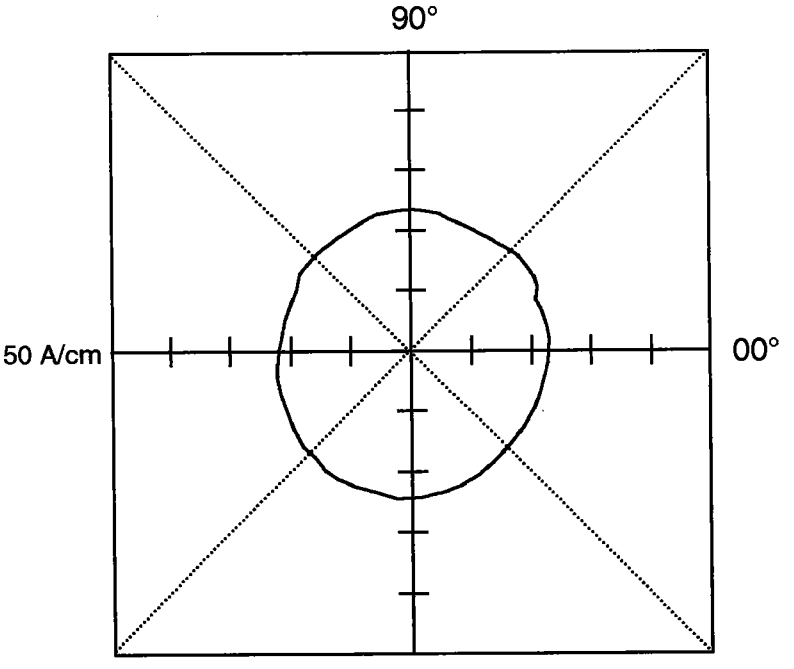


Fig. 6.16 : Isotropie du champ coercitif H_{cM} de l'activité Barkhausen dans le plan de la tôle. Tôle T4

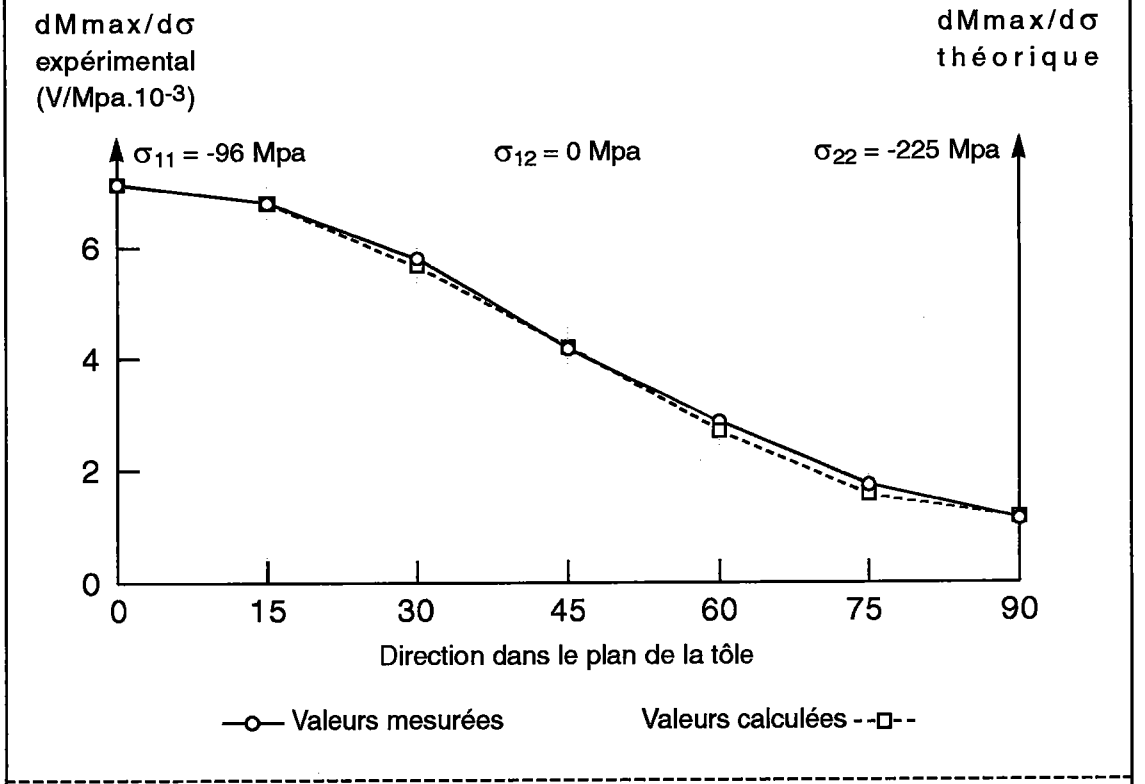


Fig. 6.17 : Tôle T4 / Activités Barkhausen Mmax mesurée et calculée en fonction de la direction de mesure dans le plan de la tôle.

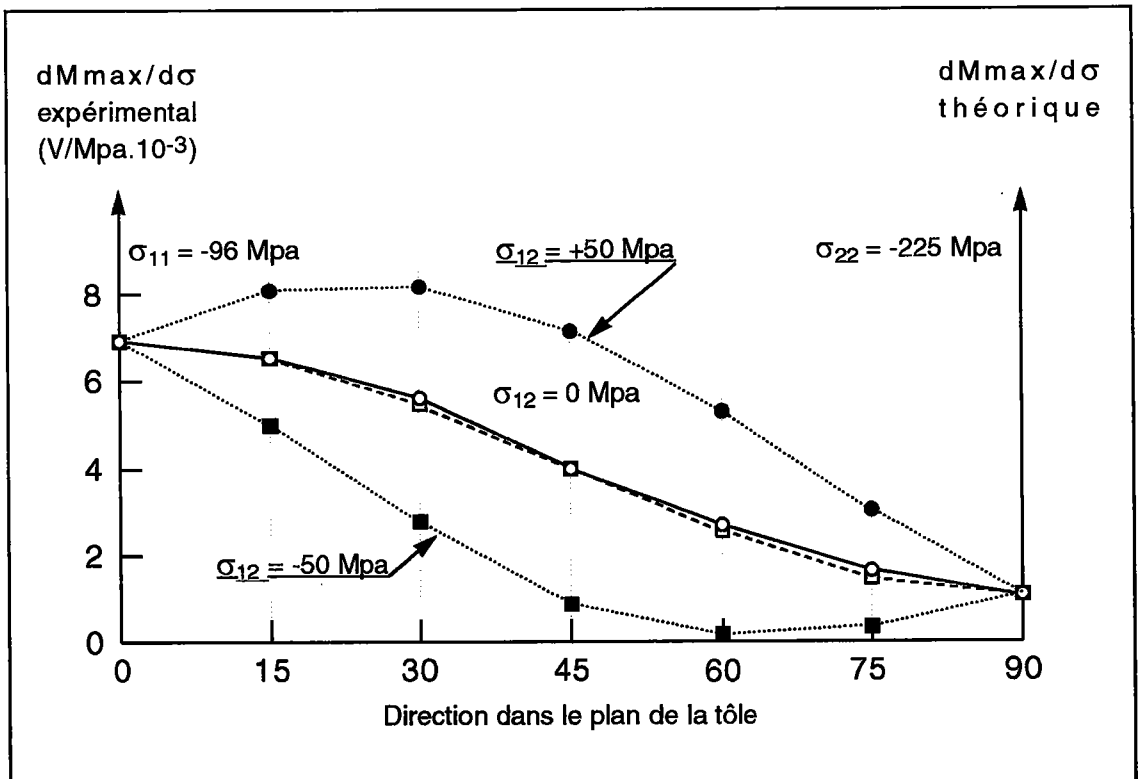


Fig. 6.18 : Tôle T4 / Activités Barkhausen Mmax mesurée et calculées pour les valeurs de contraintes internes suivantes : σ_{11}=-96 MPa, σ_{22}=-225 MPa et σ_{12}= 0, -50 et +50 MPa.

La composante du tenseur de contrainte σ_{12} n'a pas été déterminée par diffraction X. Il est possible de simuler le cas où σ_{12} serait non nulle. La figure 6.18 représente les variations de l'anisotropie pour $\sigma_{12} = +50\,Mpa$ et $\sigma_{12} = -50\,Mpa$. Les deux formes d'anisotropie ne correspondent pas à l'anisotropie de l'activité Barkhausen Mmax mesurée ce qui imposerait la conclusion qu'effectivement la composante de contrainte σ_{12} est nulle.

β) Les figures 6.19 représentent l'activité Barkhausen Mmax enregistrée dans le plan de la tôle T5 pour chaque face de l'échantillon.

La tôle a été roulée en bobine pour le stockage et le transport, et l'échantillon prélevé a, par suite du mode de stockage, gardé une forme courbée.

La mesure des contraintes résiduelles par diffraction X confirme la déformation de la tôle. Les surfaces de l'échantillon sont dans un état général de compression. Mais nous avons cependant :

pour la face convexe $\quad \sigma_{11} \geq \sigma_{22}$

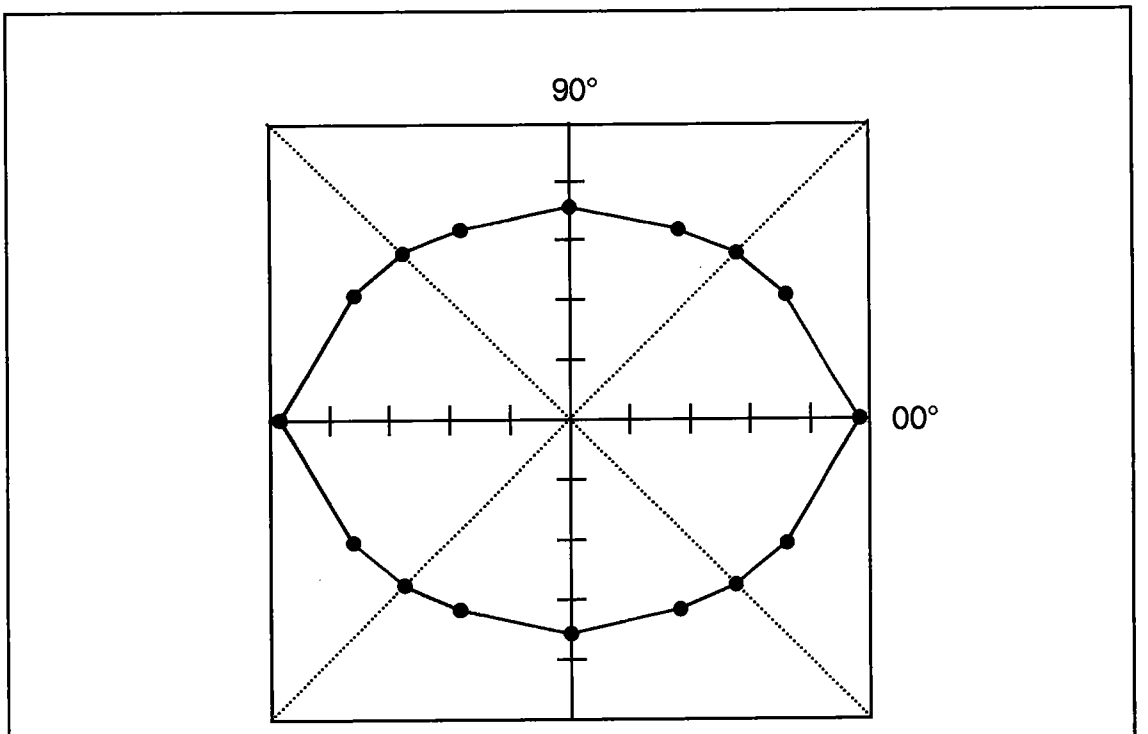
pour la face concave $\quad \sigma_{11} \leq \sigma_{22}$

La mesure de l'activité Barkhausen (Fig. 6.20 et 6.21) confirme la déformation de l'échantillon. Nous avons :

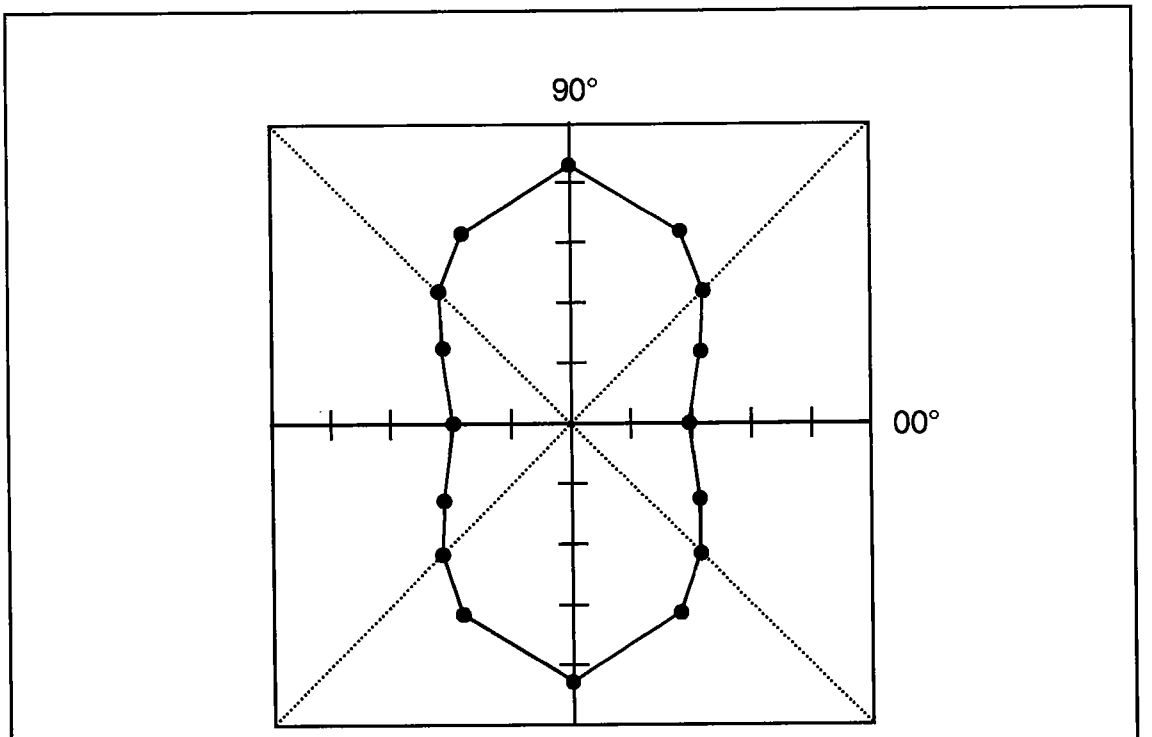
pour la face convexe $\quad M\,max(00°) \geq M\,max(90°$

pour la face concave $\quad M\,max(00°) \leq M\,max(90°$

De plus, les formes d'anisotropie théoriques pour les deux faces de la tôle T5, obtenues en introduisant dans l'expression Eq.(6.25) les valeurs de contraintes mesurées par diffraction X, coïncident avec l'anisotropie observée de l'activité Barkhausen, vérifiant encore la validité de notre modélisation.



Face convexe



Face concave

Fig. 6.19 : Anisotropie de l'activité Barkhausen Mmax mesurée sur les deux faces de la tôle. Tôle T5

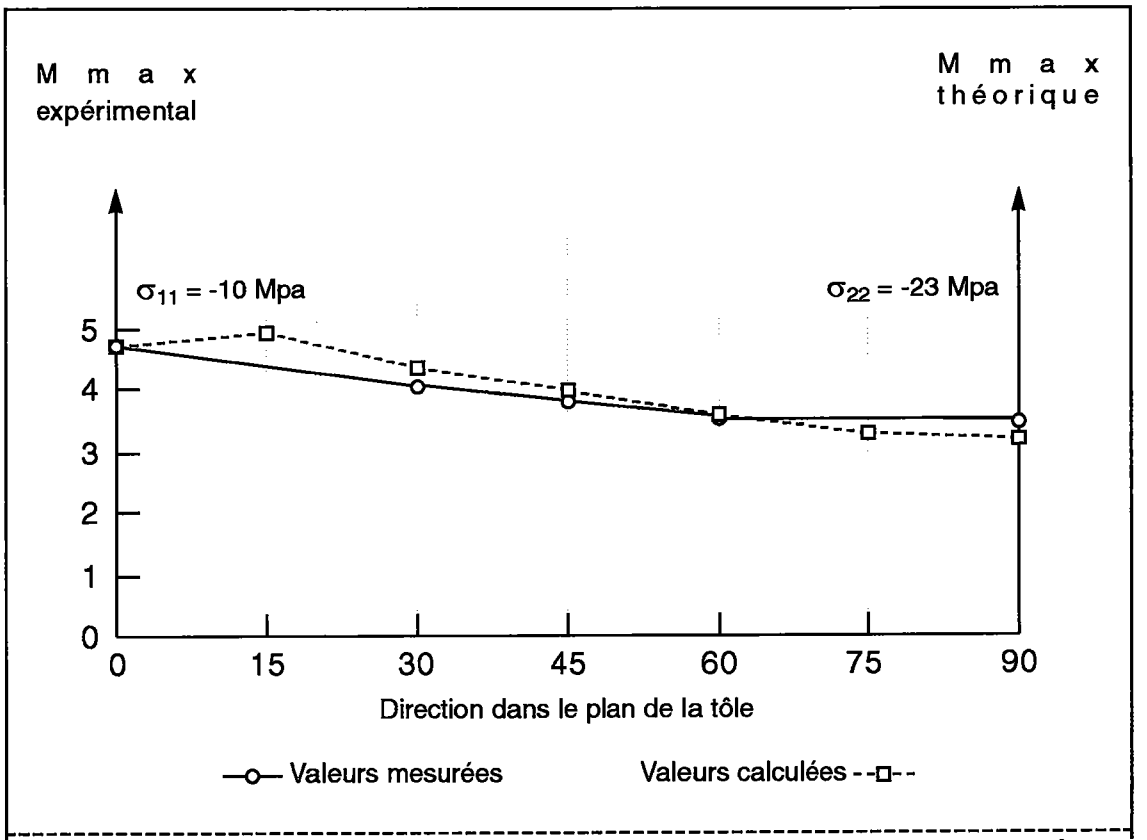


Fig. 6.20 : Tôle T5 / Face convexe / Activité Barkhausen Mmax mesurée et calculée en fonction de la direction de mesure dans le plan de la tôle.

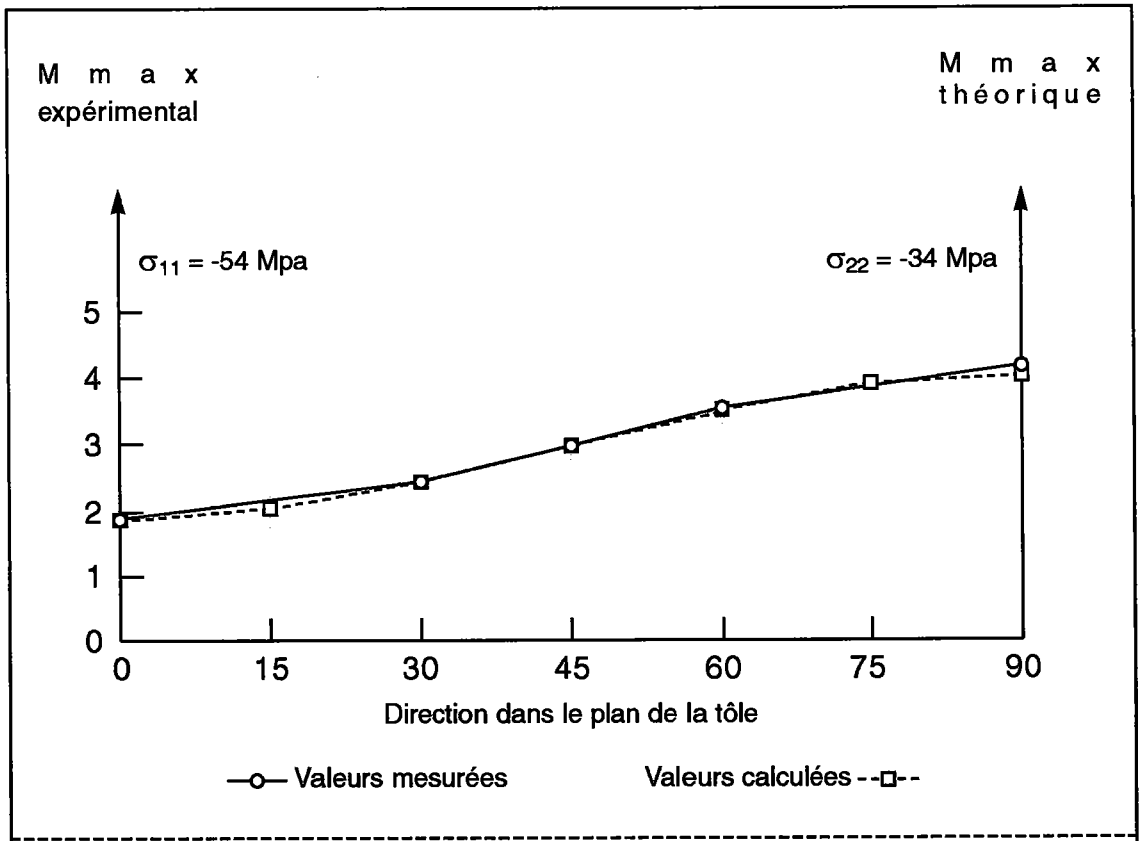


Fig. 6.21 : Tôle T5 / Face concave / Activité Barkhausen Mmax mesurée et calculée en fonction de la direction de mesure dans le plan de la tôle.

6.5] Anisotropie résultant du seul effet de la texture cristallographique

a/ Procédure expérimentale

Suite à toutes nos mesures de l'activité Barkhausen qui ont associé l'existence d'une texture cristallographique et un état de contraintes soit imposé, soit résiduel, nous présentons maintenant les résultats expérimentaux obtenus pour la tôle T6 qui a été relaxée par un recuit approprié. La tôle T6 ne présente donc aucune contrainte résiduelle.

b/ Résultats et discussion

La figure 6.22 présente l'activité Barkhausen Mmax mesurée dans le plan de la tôle T6 pour deux valeurs différentes de l'amplitude maximale de magnétisation Hmax (a) / (b). Nous rappelons ici que, pour toutes nos mesures expérimentales, l'amplitude maximale de magnétisation Hmax avait été jusqu'alors fixée à environ deux fois la valeur du champ coercitif H_{cM}.

La courbe (a) de la figure 6.22 a été obtenue pour un champ Hmax = 4 A/cm correspondant approximativement à deux fois la valeur du champ coercitif mesurée de la tôle T6. La courbe (b) a été, par contre, obtenue pour une intensité plus importante de la magnétisation avec Hmax = 10 A/cm.

Nous constatons que, pour (a), l'activité Barkhausen mesurée dans le plan de la tôle semble être relativement isotrope. Le champ coercitif H_{cM} (Fig. 6.23), relevé pour chaque direction de mesure, révèle cependant une anisotropie.

Pour les mesures (b) avec Hmax = 10 A/cm, nous obtenons une anisotropie marquée de l'activité Barkhausen.

Selon ces deux conditions expérimentales, nous observons une ou pas d'anisotropie de l'activité Barkhausen. En l'absence de contraintes résiduelles, l'anisotropie observée résulte de la seule influence de la texture cristallographique s'il n'y a pas, bien sûr, d'autre paramètre microstructural intervenant tel que la forme des cristallites.

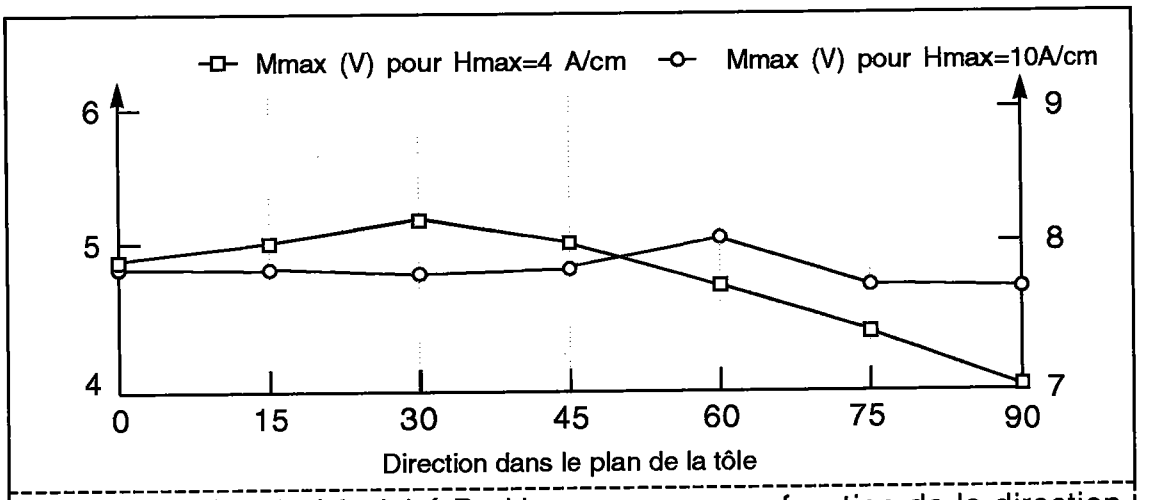


Fig. 6.22 : Tôle T6 / Activité Barkhausen Mmax en fonction de la direction de mesure pour des intensités de magnétisation de 4 et 10 A/cm.

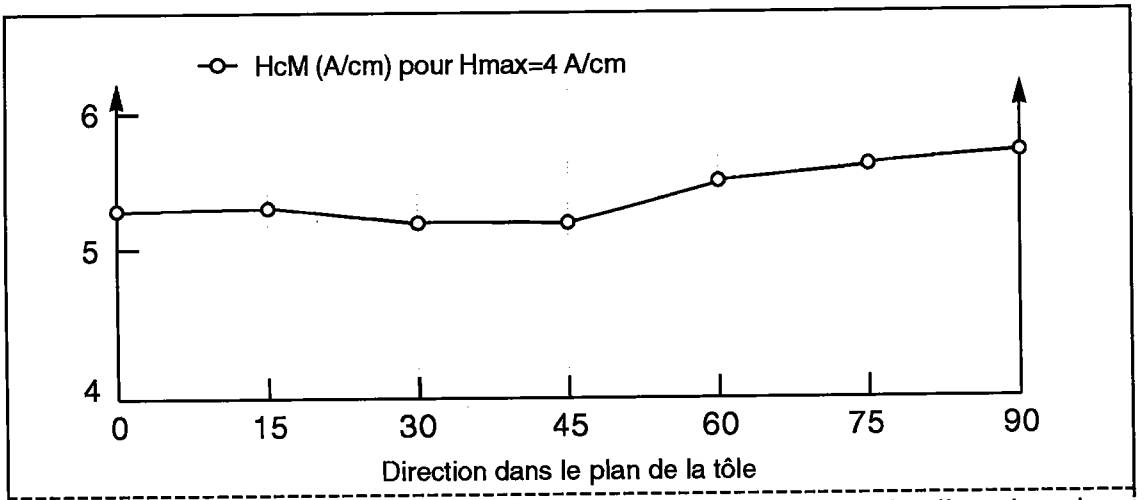


Fig. 6.23 : Tôle T6 / Champ coercitif Hcm en fonction de la direction de mesure pour une intensité de magnétisation de 4 A/cm.

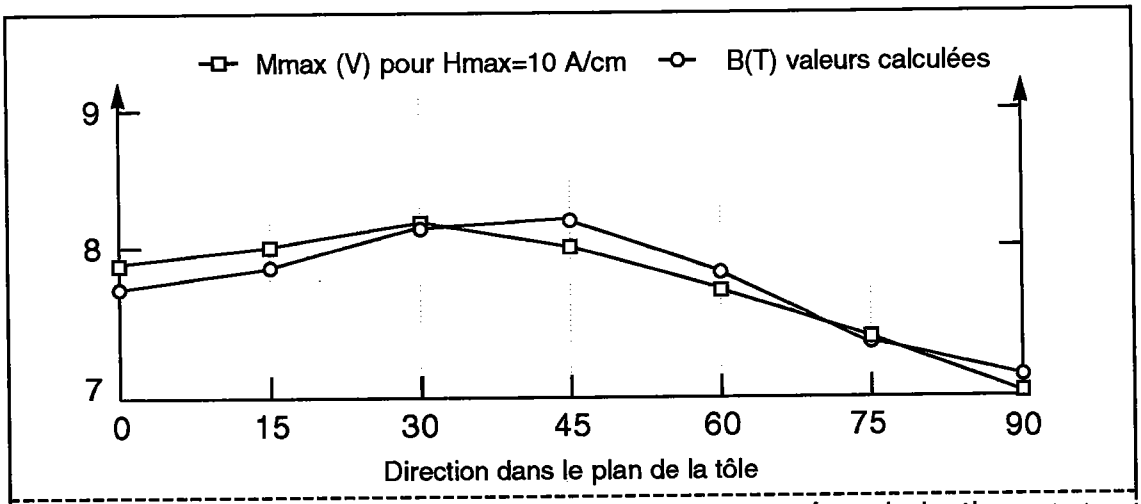


Fig. 6.24 : Tôle T6 / Activité Barkhausen Mmax mesurée et induction B(T) calculée en fonction de la direction de mesure dans le plan de la tôle.

Nous nous proposons de déterminer les valeurs théoriques de l'induction B(T) déduites du modèle semi-empirique de Jäckel, Tobisch, Kleinstück qui considère en particulier l'influence de la texture cristallographique Réf.[6.4].

$$B(\alpha) = A_0 + \frac{A_4}{50}(10 - 0{,}5455\, C_4^{11} + 0{,}8133\, C_4^{12} \times \cos 2\alpha \qquad (6.26)$$

$$- 1{,}0758\, C_4^{13} \times \cos 4\alpha$$

avec pour Hmax = 25 A/cm, A_0=2T et A_4=2T

α : direction dans le plan de la tôle

Si nous comparons les valeurs de l'induction B(T) aux valeurs de l'activité Barkhausen Mmax (b), nous constatons que les formes d'anisotropie sont similaires (Fig. 6.24). L'anisotropie observée de l'activité Barkhausen pour (b) résulterait de l'effet anisotrope de la texture cristallographique.

Nous pouvons tenter de donner une explication à ces résultats en rappelant la propriété importante d'hystérésis des matériaux ferromagnétiques et en nous référant aux propos du paragraphe §4.2.1] illustrés par la figure 4.6.

Si nous magnétisons le matériau jusqu'à une aimantation pour laquelle l'influence de la texture cristallographique est nettement marquée et que nous inversions cette aimantation, au passage du champ coercitif, la distribution des domaines magnétiques, que l'on pourrait alors observer, est marquée de l'influence de la texture cristallographique comme par un effet de mémoire. En effet, la distribution des domaines magnétiques au champ coercitif est liée à la distribution des domaines magnétiques obtenus à l'aimantation maximum induite, elle-même déterminée par la texture cristallographique si et seulement si l'aimantation a été suffisante pour marquer l'influence de la texture cristallographique. C'est pourquoi dans le cas expérimental (a), aucune anisotropie due à la texture cristallographique n'est révélée. L'amplitude de magnétisation Hmax n'est pas suffisamment importante alors que, pour (b), elle l'est assez pour que l'activité Barkhausen soit marquée de la présence de la texture cristallographique.

Références bibliographiques du chapitre 6

[6.0] E. Schneider, I. Altpeter, P. Derycke
"Zerstörungsfreie Bestimmung von Texturen in Walzprodukten mit Ultraschall- und magnetischen Verfahren"
EGKS-Vorhaben P2007, E1.1/88

[6.1] R. Becker, W. Döring
"Ferromagnetismus"
Berlin : Springer 1939

[6.2] D.A. Kaminski, D.C. Jiles, S.B. Biner, M.J. Sablik
"Angular dependence of the magnetic properties of polycrystalline iron under the action of uniaxial stress"
Journal of magnetism and magnetic Materials,
104-107 (1992) 382-384

[6.3] H. Kwun
"Investigation of the dependence of Barkhausen Noise on stress and the angle between the stress and magnetization directions"
Journal of magnetism and magnetic Materials,
49 (1985) 235-240

[6.4] K.H.Jäckel, J. Tobisch, K. Kleinstück
"Quantitativer Einfluss der verschiedenen Texturkomponenten auf die magnetische Induktion von Elektroblechen "
Elektrie, Berlin 39, (1985) 11

CONCLUSION GÉNÉRALE

Chapitre 7

Le but de ce travail de thèse était de contribuer à la compréhension des effets anisotropes de la texture cristallographique et des contraintes internes sur les propriétés micromagnétiques afin que soit possible l'application de techniques magnétiques nondestructives pour l'évaluation de grandeurs mécaniques.

Dans le chapitre 3], nous avons explicité qu'elles étaient ces techniques et quels problèmes nous pouvions rencontrer dans leur utilisation.

Le chapitre 4] nous a permis de présenter une modélisation de l'influence anisotrope de la texture cristallographique et des contraintes sur la principale grandeur micromagnétique qu'est l'activité Barkhausen.

Dans le chapitre 5], nous avons pu préciser l'utilisation du modèle proposé en constatant la complexité des mécanismes d'aimantation. Des précisions importantes sur la nature de l'activité Barkhausen ont été avancées.

Le chapitre 6] a fourni tous les résultats expérimentaux nécessaires à la validation de notre modèle.

Il nous a été possible de modéliser les effets anisotropes des contraintes et de la texture cristallographique sur l'activité Barkhausen.

La modélisation a le bénéfice de pouvoir être transposée à d´autres grandeurs micromagnétiques que l´activité Barkhausen. Elle peut s'appliquer à la perméabilité incrémentale mais aussi se généraliser l'émission acoustique si l'on considère non pas les mouvements de parois à 180°, mais les mouvements de parois à 90° dans la modélisation.

Dans le cas du Nickel, pour lequel l'énergie magnétoélastique est prépondérante devant l'énergie magnétocristalline, l'application de la modélisation est d'autant plus évidente.

Nous pouvons aussi envisager l'analyse des contraintes en fonction de la profondeur si on modifie la bande passante du signal enregistré.

La modélisation et les vérifications expérimentales permettront de perfectionner les techniques micromagnétiques dans leur utilisation. Nous pensons, par exemple, au microscope micromagnétique qui pourrait donner une meilleure cartographie des contraintes résiduelles en surface si notre modélisation était prise en compte.

Le présent travail ouvre la voie à une détermination réellement quantitative de l'activité Barkhausen. Toutefois, à cet effet, un étalonnage reste nécessaire.

En effet, pour déterminer de façon réellement quantitative le bruit Barkhausen, il faudrait déterminer précisément l´amplitude et la direction des variations irréversibles d´aimantation, modéliser la dynamique des sauts d´aimantation et connaître les mécanismes de couplage entre sauts Barkhausen.

ANNEXE

Fonctions de distribution des orientations :

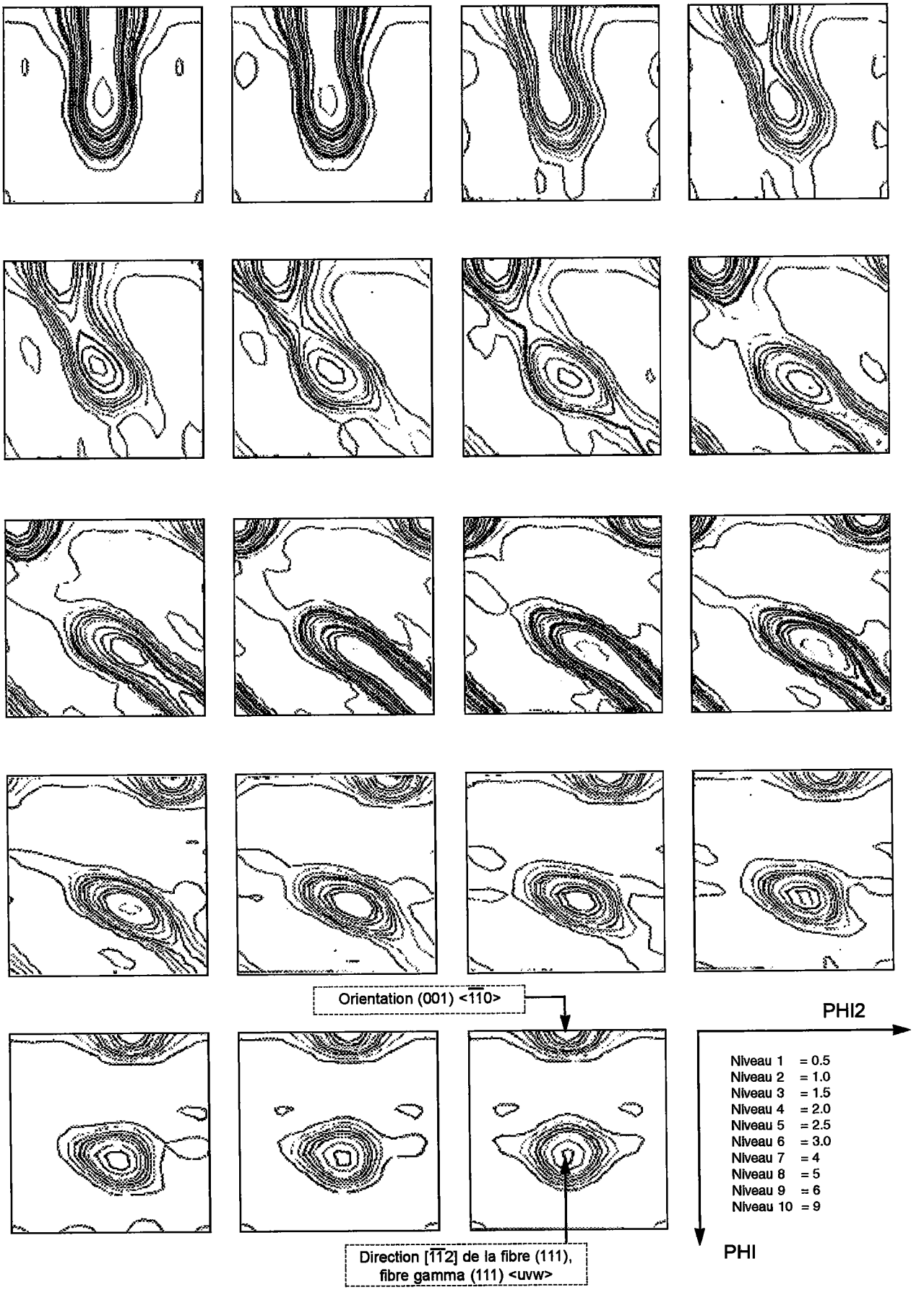
Les textures cristallographiques des échantillons étudiés et présentés dans la partie expérimentale de notre travail sont illustrées dans cette annexe par les fonctions de distribution des orientations ODF des coupes selon l'angle d'Euler PHI1 ou PHI2.

Nous avons annoté sur les illustrations les orientations caractéristiques des échantillons. Nous notons que les échantillons T1, T2, T4 (phase ferritique) ont une texture cristallographique prononcée se caractérisant par la fibre gamma (111) <uvw> résultant du laminage à froid.

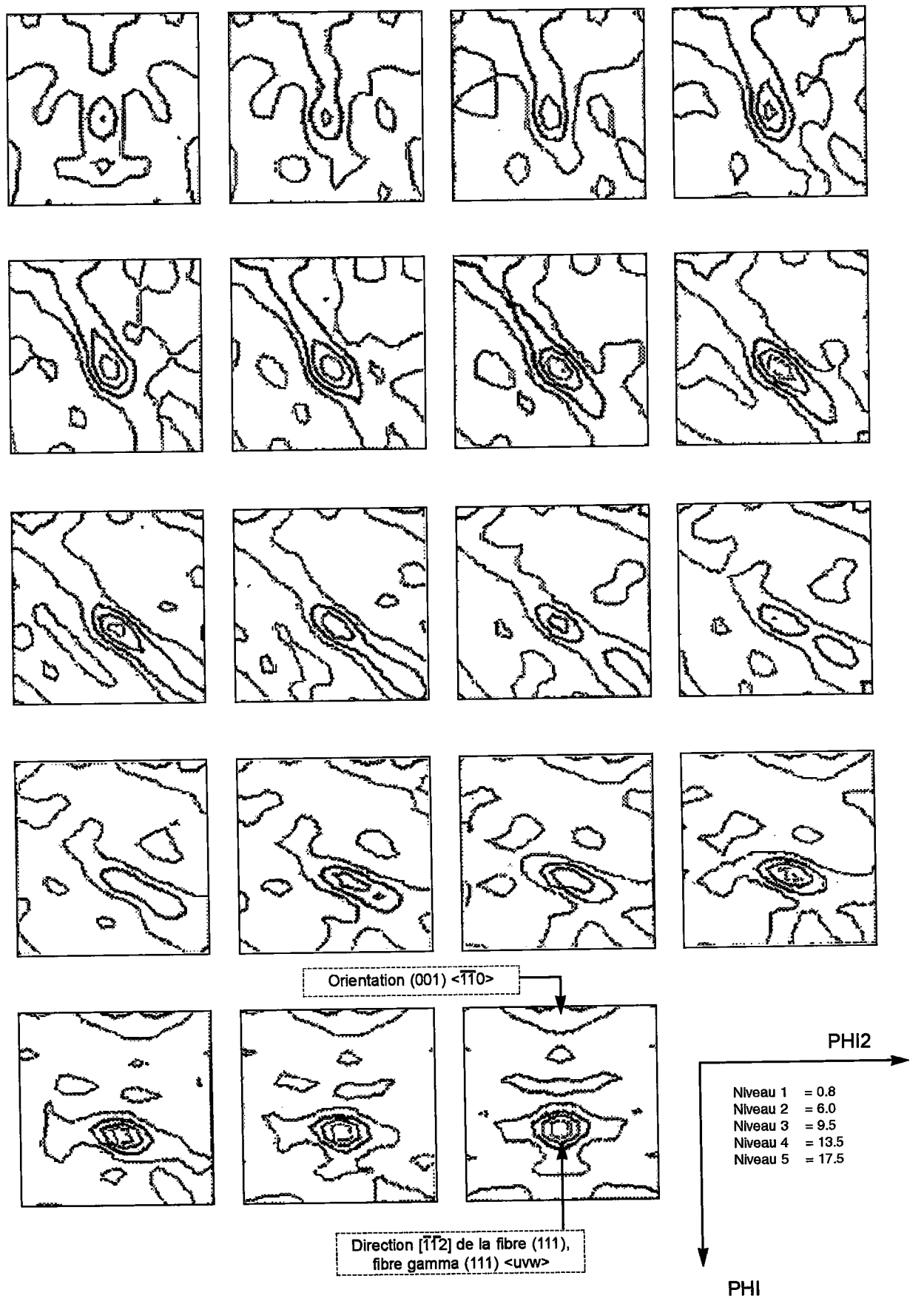
- ODF de l'échantillon T1 P. 172
- ODF de l'échantillon T2 P. 173
- ODF de l'échantillon T3 P. 174
- ODF de l'échantillon T4 (phase austénitique) P. 175
- ODF de l'échantillon T4 (phase ferritique) P. 176
- ODF de l'échantillon T5 P. 177

Détermination des contraintes internes par diffraction X :

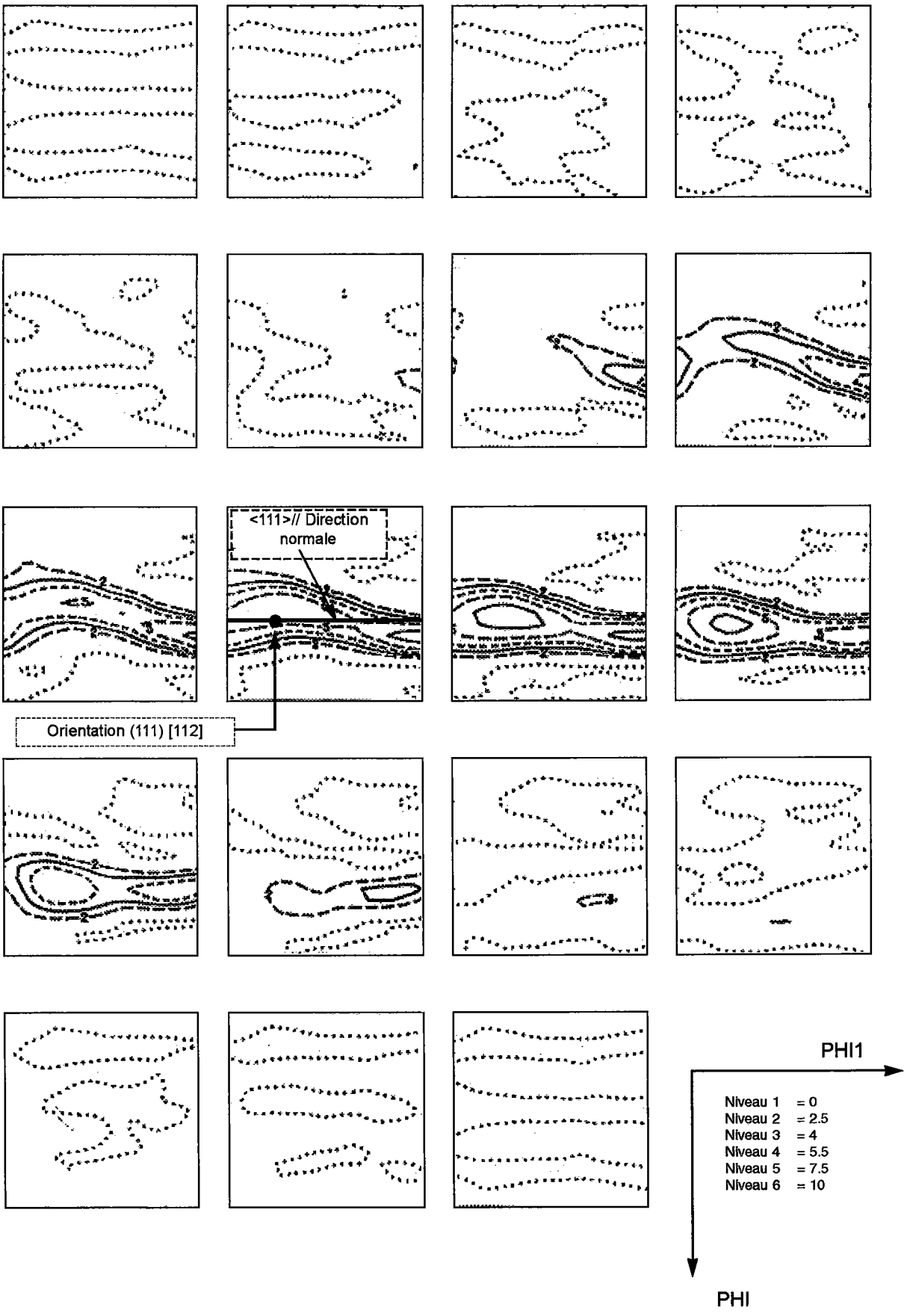
- échantillon T4 (phase austénitique) P. 178
- échantillon T4 (phase ferritique) P. 179



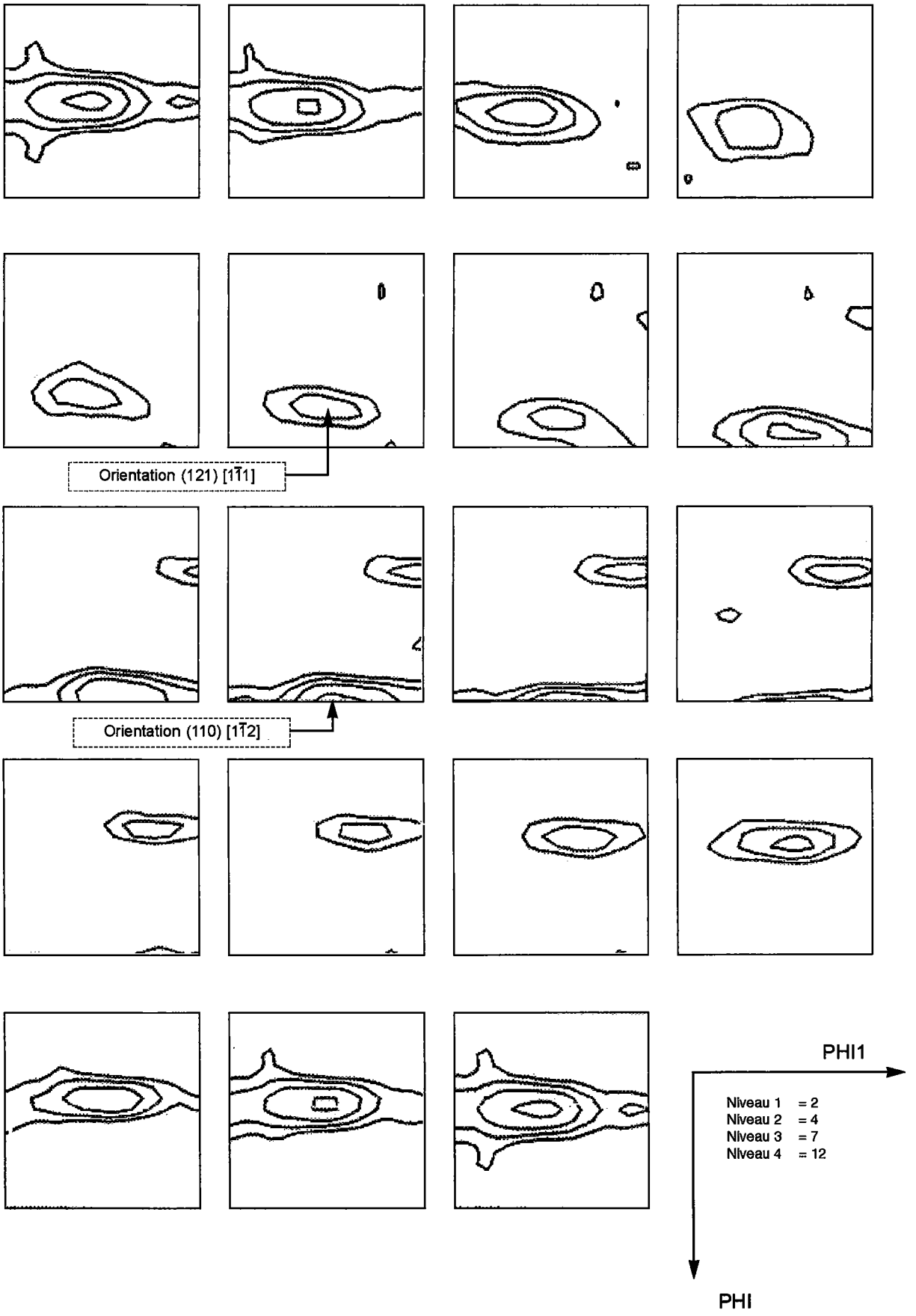
Fonction de distribution des orientations de l'échantillon T1 à PHI1 constant



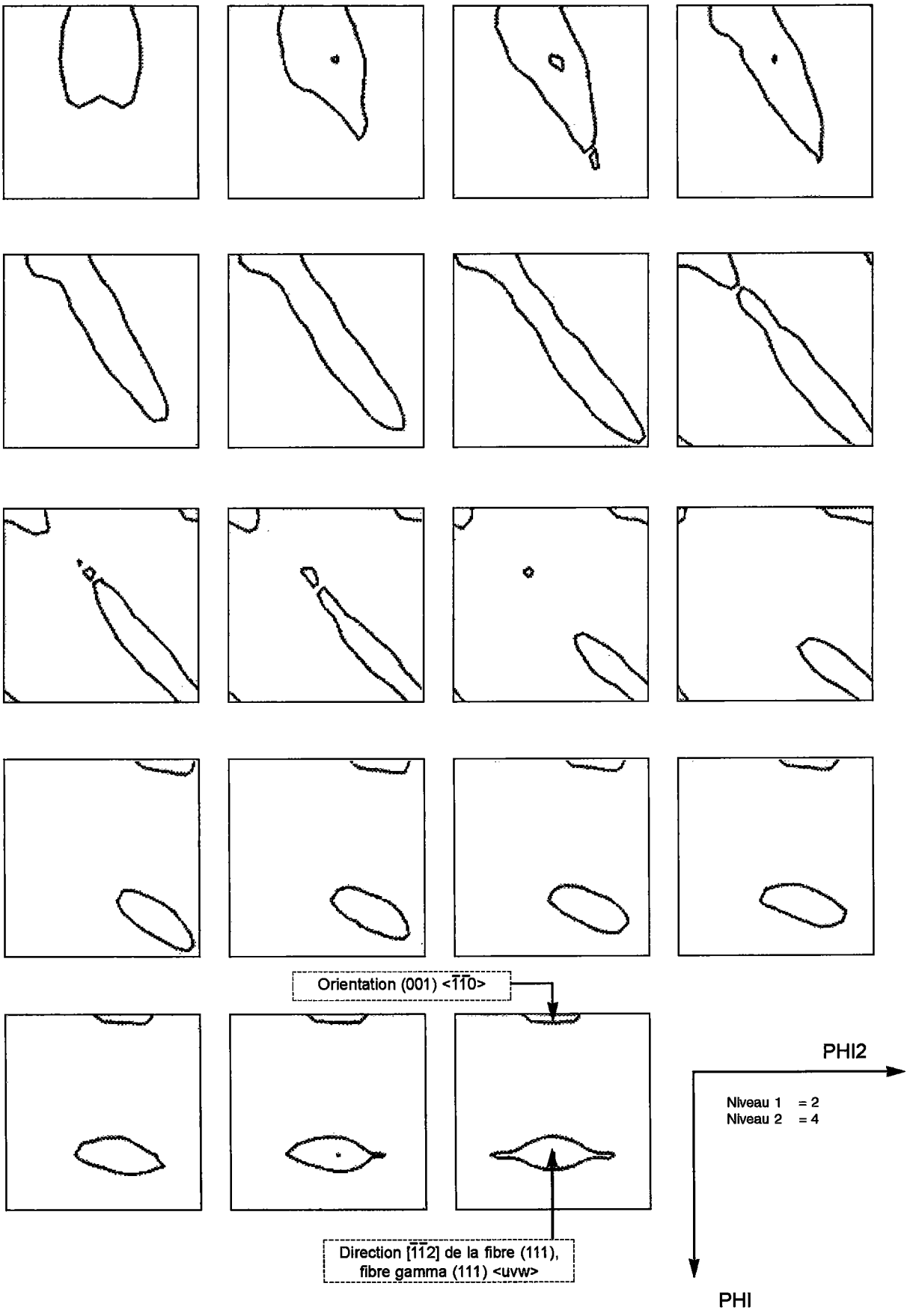
Fonction de distribution des orientations de l'échantillon T2 à PHI1 constant



Fonction de distribution des orientations de l'échantillon T3 à PHI2 constant

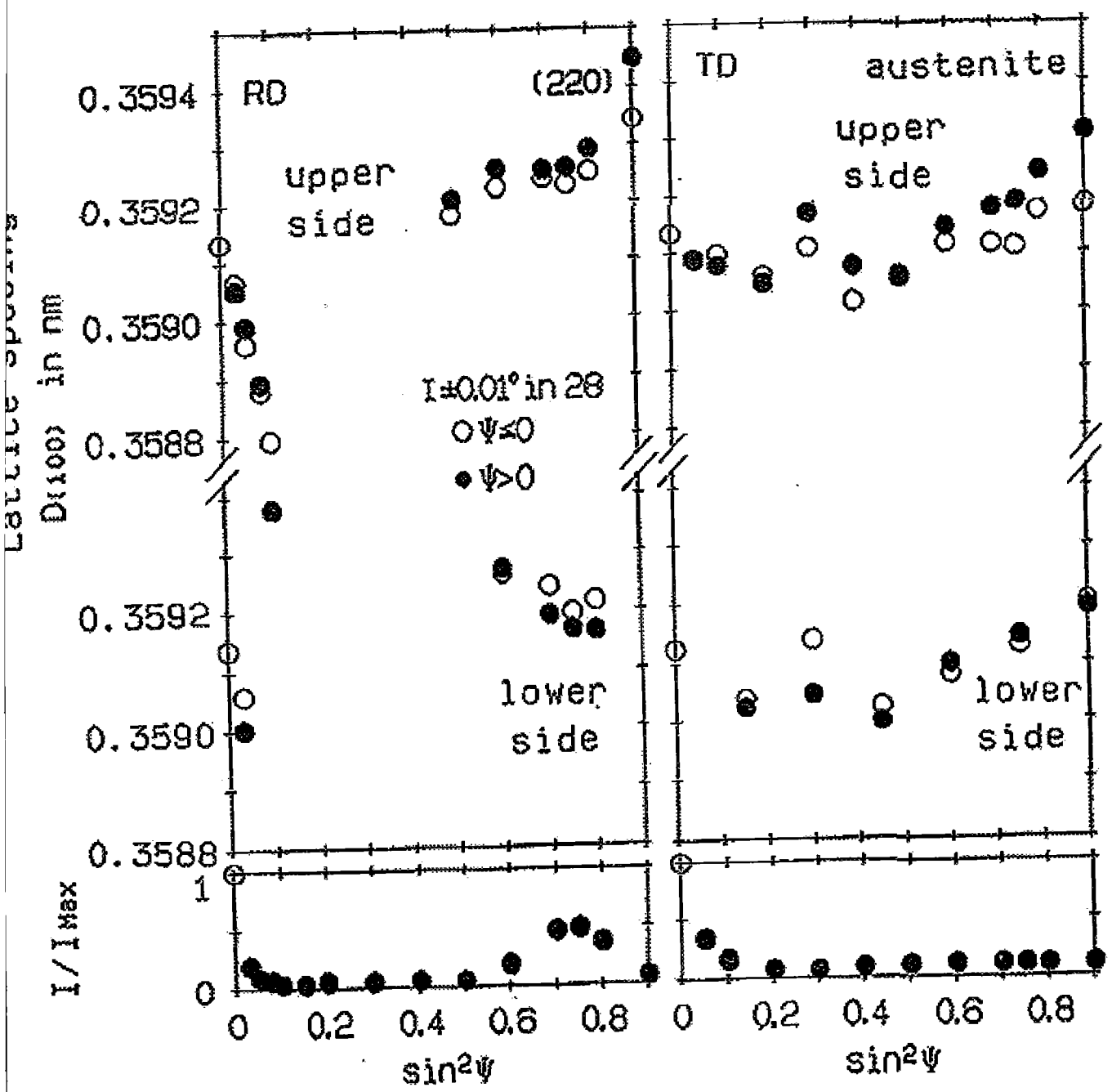


Fonction de distribution des orientations de l'échantillon T4 (phase austénitique) à PHI2 constant

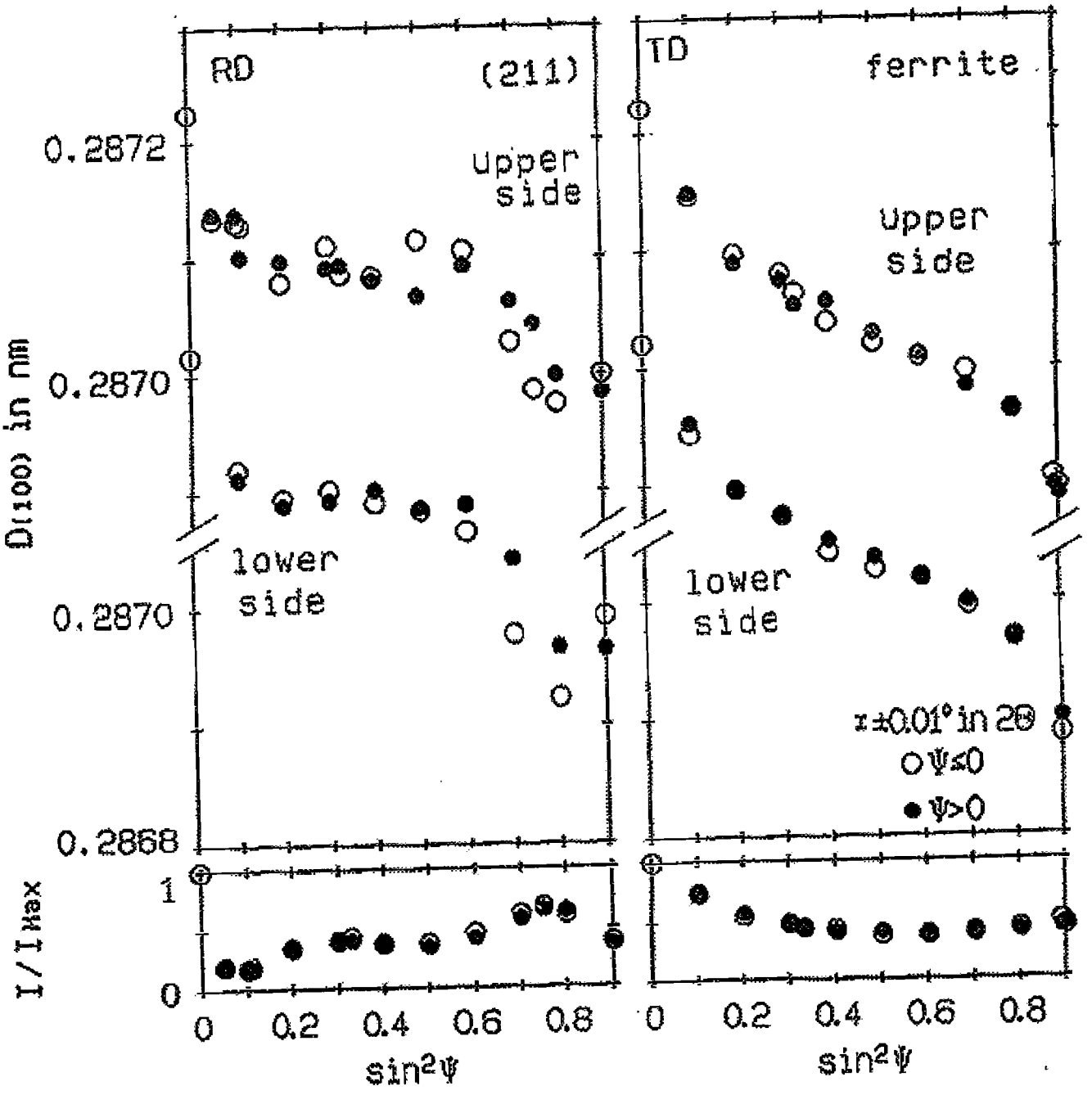


Fonction de distribution des orientations de l'échantillon T4 (phase ferritique) à PHI1 constant

Fonction de distribution des orientations de l'échantillon T5 à PHI1 constant



Echantillon T4 : déformation de la maille dans la direction de laminage et la direction transverse pour la phase austénitique



Echantillon T4 : déformation de la maille dans la direction de laminage et la direction transverse pour la phase ferritique

Great interest has been dedicated to magnetic techniques for nondestructive determination of quantities as stress, crystallographic texture, mechanical parameters. But in the last 10 years, the lack of an appropriate theoretical study to model the anisotropic influences of stress and crystallographic texture on micromagnetic properties has impeded the development of actual applications of magnetic nondestructive techniques.

In this thesis, the anisotropic effects induced by stress fields and crystallographic texture on micromagnetic quantities as Barkhausen noise are studied for different textured steel grades.

The developed theoretical model is able to explain the observed anisotropic stress and texture effects. The Barkhausen noise amplitude measurements are correlated to the existing crystallographic texture and stress states of the material.

The results of this thesis allow a relevant improvement of the possibilities to perform and design stress or texture sensitive non-destructive magnetic techniques.

Les techniques magnétiques ont toujours été considérées très intéressantes pour la détermination non destructive de grandeurs telles que les contraintes, la texture cristallographique et, d'une manière générale, les paramètres mécaniques de pièces métalliques magnétiques. A ce titre elles ont été largement étudiées. Mais durant les dernières dix années, on note l'absence d'étude théorique appropriée qui aurait permis d'obtenir une modélisation des influences anisotropes des contraintes internes et de la texture cristallographique sur les propriétés magnétiques. A ce jour, cette situation a considérablement freiné le développement d'applications non destructives concrètes basées sur des techniques magnétiques.

Cette thèse propose une étude des effets anisotropes, induits par des champs de contraintes et par la texture cristallographique, sur des grandeurs micromagnétiques telles que l'activité Barkhausen, et ceci pour différentes qualités d'aciers.

Le modèle théorique présenté dans ce document permet d'expliquer les effets anisotropes des contraintes et de la texture cristallographique. La mesure de l'activité Barkhausen a été corrélée à la texture cristallographique et aux contraintes internes du matériau.

Les résultats de cette thèse permettent d'augmenter considérablement les possibilités des techniques magnétiques non destructives visant à déterminer les contraintes internes et la texture cristallographique.

Keywords: crystallographic texture, residual stresses, micromagnetic non-destructive testings

barkhausen noise, steel sheets