



**HAL**  
open science

# Contribution à la compréhension et à la modélisation de l'effet de la plasticité sur le comportement magnéto-mécanique des matériaux ferromagnétiques

Zakariae Maazaz

## ► To cite this version:

Zakariae Maazaz. Contribution à la compréhension et à la modélisation de l'effet de la plasticité sur le comportement magnéto-mécanique des matériaux ferromagnétiques. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Université Paris-Saclay, 2024. Français. NNT: 2024UPAST057 . tel-04754191v2

**HAL Id: tel-04754191**

**<https://hal.science/tel-04754191v2>**

Submitted on 23 Jan 2025

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

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

Contribution à la compréhension et  
à la modélisation de l'effet de la  
plasticité sur le comportement  
magnéto-mécanique des matériaux  
ferromagnétiques  
*(Contribution to the understanding and modeling of  
the effect of plasticity on the magneto-mechanical  
behavior of ferromagnetic materials)*

**Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay**

École doctorale n° 579 : Sciences Mécaniques et Energétiques, Matériaux et  
Géosciences (SMEMaG)  
Spécialité de doctorat : Mécanique des matériaux  
Graduate School : Sciences de l'ingénierie et des systèmes.  
Réfèrent : ENS Paris-Saclay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **LMPS** - Laboratoire de Mécanique Paris-Saclay  
(Université Paris-Saclay, CentraleSupélec, ENS Paris-Saclay, CNRS), sous la direction de  
**Olivier HUBERT**, Professeur des Universités, le co-encadrement de **Olivier DE LA  
BARRIERE**, Chargé de Recherches CNRS

**Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 23 mai 2024, par**

**Zakariae MAAZAZ**

**Composition du jury**

Membres du jury avec voix délibérative

<b>Laurent DANIEL</b> Professeur des Universités, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay	Président
<b>Vincent MAUREL</b> Directeur de Recherches, Centre des Matériaux, Mines de Paris	Rapporteur & Examineur
<b>Marie-ange RAULET</b> Maîtresse de Conférences HDR, Université Lyon I	Rapporteur & Examinatrice
<b>Pierre-Antoine DUBOS</b> Maître de Conférences, Université de Nantes	Examineur





**Titre :** Contribution à la compréhension et à la modélisation de l'effet de la plasticité sur le comportement magnéto-mécanique des matériaux ferromagnétiques

**Mots clés :** Couplage magnéto-mécanique, compression plastique, cisaillement plastique, cycle d'hystérésis, modélisation magnéto-élastique

**Résumé :** Les actions mécaniques sont connues pour modifier de manière significative le comportement magnétique des matériaux. Parmi ces sollicitations, la déformation plastique conduit probablement aux variations du comportement les plus extrêmes, ce qui constitue un enjeu en terme de pertes d'énergie mais permet également de nouveaux développements en terme d'outils de contrôle non destructif. Traditionnellement, l'effet magnéto-plastique est attribué à la densité des défauts cristallins et leur interaction avec les parois magnétiques. La plasticité génère également des champs mécaniques hétérogènes dans les matériaux, dont l'effet magnéto-élastique peut également expliquer les variations de comportement mesurées. L'objet de cette thèse est d'apporter des éléments pour lever cette controverse. Pour y parvenir, nous avons d'une part conçu des expériences permettant de dé-

velopper différentes sollicitations mécaniques plastiques (traction/compression/torsion) dans un matériau monophasé (fer pur) et un matériau biphasé (acier ferrito-perlitique); nous avons ensuite pu observer puis mesurer la densité de dislocations, et procéder à des mesures magnétiques et magnétostrictives. Nos observations indiquent que les effets de contraintes résiduelles et d'interactions magnéto-élastiques dominent le comportement de l'acier en traction/compression. Les défauts structurels jouent en revanche un rôle non négligeable sur le comportement du fer pur soumis aux mêmes sollicitations. Ils dominent totalement en situation de cisaillement quand l'axe de mesure magnétique et l'axe de torsion sont confondus. L'application de deux modèles de comportement basés sur l'effet de couplage magnéto-élastique a permis de corroborer ces résultats.

**Title :** Contribution to the understanding and modeling of the effect of plasticity on the magneto-mechanical behavior of ferromagnetic materials

**Keywords :** Magneto-mechanical coupling, plastic compression, plastic shear strain, hysteresis cycle, magneto-elastic modeling.

**Abstract :** Mechanical loadings are known to significantly modify the magnetic behavior of materials. Among these stresses, plastic deformation probably leads to the most extreme variations which constitutes a challenge in terms of energy losses but also allows new developments in terms of non-destructive control tools. Traditionally, the magneto-plastic effect is attributed to crystal defects density and their interaction with magnetic domain walls. Plasticity also generates heterogeneous mechanical fields in materials, whose magneto-elastic effect can also explain the magnetic behavior variations. The purpose of this thesis is to provide new elements to resolve this controversy. To achieve this, we have, on the one hand, designed experiments to develop different mechanical loadings and plastic

strain states (traction/compression/torsion) in a single-phase material (pure iron) and a two-phase material (ferrite-pearlitic steel); we were then able to observe and then measure the density of dislocations, and carry out magnetic and magnetostrictive measurements. Our observations indicate that the effects of residual stresses and associated magneto-elastic interactions dominate the behavior of steel in tension/compression. Structural defects, on the other hand, play a significant role in the behavior of pure iron subjected to the same stresses. Defects density completely dominate in a shear situation when the magnetic measurement and the torsion axes coincide. Two constitutive models based on magneto-elastic coupling have been used. They corroborate the experimental results.

# Remerciements

L'aboutissement de ces trois années de travail acharné est enfin à portée de main. Avant de tourner cette page importante de ma vie, je tiens à exprimer ma gratitude à ceux qui ont été à mes côtés tout au long de ce parcours.

Tout d'abord, je souhaite remercier Monsieur Laurent Daniel pour l'honneur d'avoir présidé mon jury de thèse. Je suis également profondément reconnaissant envers Madame Marie-Ange Raulet et Monsieur Vincent Maurel pour leur examen attentif de mon manuscrit et leurs précieux retours. Merci également à Monsieur Pierre-Antoine Dubos pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et pour les discussions enrichissantes qui ont suivi ma soutenance.

Mon parcours a été grandement enrichi par l'encadrement exceptionnel d'Olivier Hubert, mon directeur de thèse. Depuis mon arrivée en tant que stagiaire pour mon projet de fin d'études en 2019, tu m'as accueilli avec bienveillance, patience et une confiance sans faille. Ces trois années de thèse à tes côtés m'ont permis d'apprendre des leçons inestimables : l'attachement à la recherche scientifique, la patience, la rigueur et, surtout, la soif d'apprendre sans cesse. J'aurais aimé poursuivre cette collaboration scientifique encore longtemps.

Je tiens également à remercier Olivier de la Barrière, qui a été d'une aide précieuse dans toutes les mesures magnétiques. Ton soutien constant, ta gentillesse, ton écoute et ta disponibilité, même à la dernière minute, ont été inestimables. Tu as toujours été présent pour m'aider dans les différentes phases de ma thèse, et pour cela, je te suis profondément reconnaissant.

Un merci tout particulier à Xavier Pinelli, dont l'aide inconditionnelle a été cruciale pour la mise en place des essais mécaniques au LMPS. Merci également à Marc Bonnet et Maxime Vallet pour leur aide précieuse dans la réalisation des observations microscopiques. Je n'oublie pas Yoann Guilhem, dont les réponses à mes questions tout au long de ma thèse ont été d'une grande aide, et qui, avec Jeanne, m'a soutenu dans la préparation de ma soutenance.

À mes amis Gadzarts, je vous exprime ma profonde gratitude. El baraka Mohammed, Anas El Kourchi, Yasser Boutaher, Abdessamad Boubekri, Touiti Mehdi, et tant d'autres, merci pour les moments partagés, votre soutien et votre patience, surtout dans les phases finales de ma thèse. Je tiens à exprimer une reconnaissance particulière à Maha Allali. Maha, ton soutien indéfectible, ta patience et ta bonne humeur ont été d'une grande aide tout au long de cette aventure.

Je remercie également mes amis du laboratoire, en particulier les joueurs de foot avec qui

j'ai partagé de bons moments chaque lundi soir. Votre esprit d'équipe a été une bouffée d'air frais et un précieux soutien moral.

Enfin, ma famille, à qui je dédie ce travail : mes parents, pour leur patience et leur aide précieuse, ainsi que mon grand frère, ma grande sœur et ma petite sœur. Sans votre soutien constant, rien de tout cela n'aurait été possible. Merci du fond du cœur.

Merci à tous pour votre soutien et votre présence tout au long de ce voyage scientifique et personnel.

# Table des matières

Remerciements . . . . .	i
Table des matières . . . . .	iii
Liste des tables . . . . .	vii
Liste des figures . . . . .	ix
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Comportement magnéto-plastique : état de l'art</b>	<b>5</b>
1 Comportement découplé des matériaux magnétiques . . . . .	6
1.1 Comportement magnétique . . . . .	6
1.2 Comportement mécanique . . . . .	11
2 Couplage magnéto-mécanique . . . . .	17
2.1 Comportement magnétostrictif . . . . .	17
2.2 Effet magnéto-élastique . . . . .	18
3 Influence de plasticité sur le comportement magnétique et magnétostrictif . .	19
3.1 Aspects expérimentaux . . . . .	19
3.2 Interprétations et modélisations . . . . .	24
4 Problématique . . . . .	27
<b>2 Méthodes expérimentales</b>	<b>31</b>
1 Essais mécaniques . . . . .	32
1.1 Caractérisation du comportement mécanique . . . . .	32
1.2 Essai mécanique de compression plastique . . . . .	33
1.3 Essai mécanique de torsion plastique . . . . .	40
2 Analyse microscopique . . . . .	47
2.1 Microscopie optique . . . . .	47
2.2 Microscopie électronique à balayage (MEB) . . . . .	48
2.3 Microscopie électronique en transmission (MET) . . . . .	49
3 Méthode de mesures magnétiques et magnétostrictives . . . . .	52
3.1 Bancs de mesure à culasses . . . . .	52
3.2 Banc de mesure d'Helmholtz . . . . .	55
4 Conclusion du chapitre . . . . .	59
<b>3 Effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique de l'acier</b>	<b>61</b>
1 Matériau et comportement de référence . . . . .	63
1.1 Microstructure . . . . .	63

1.2	Comportement mécanique de référence . . . . .	63
1.3	Comportement magnétique et magnétostrictif de référence . . . . .	65
1.4	Couplage magnétoélastique . . . . .	65
2	Préparation d'éprouvettes à déformation plastique contrôlée en traction et compression . . . . .	67
2.1	Essais mécaniques . . . . .	67
2.2	Mesure des déformations par corrélation d'images. . . . .	68
2.3	Modélisation de l'écroutissage du matériau . . . . .	72
3	Analyses micrographiques et densités de dislocations . . . . .	76
3.1	Observations . . . . .	76
3.2	Calcul de la densité des dislocations . . . . .	77
4	Effet de la déformation plastique en traction/compression sur le comportement magnétique et magnétostrictif . . . . .	82
4.1	Effet de la déformation plastique sur l'hystérésis magnétique . . . . .	82
4.2	Pertes statiques . . . . .	87
4.3	Mesures anhystérétiques magnétiques . . . . .	88
4.4	Mesures magnétostrictives . . . . .	90
5	Conclusion du chapitre . . . . .	94
<b>4</b>	<b>Effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique du fer pur</b>	<b>97</b>
1	Matériau et comportement de référence . . . . .	99
1.1	Microstructure . . . . .	99
1.2	Comportement mécanique de référence . . . . .	99
1.3	Comportement magnétique et magnétostrictif de référence . . . . .	100
1.4	Couplage magnétoélastique . . . . .	100
2	Préparation d'éprouvettes à déformation plastique contrôlée en traction et compression . . . . .	104
2.1	Essais mécaniques . . . . .	104
2.2	Mesure des déformations par corrélation d'images. . . . .	105
2.3	Modélisation de l'écroutissage du matériau . . . . .	107
3	Analyses micrographiques et densités de dislocations . . . . .	109
3.1	Observations . . . . .	109
3.2	Calcul de la densité des dislocations . . . . .	111
4	Effet de la déformation plastique en traction/compression sur le comportement magnétique et magnétostrictif . . . . .	116
4.1	Effet de la déformation plastique sur l'hystérésis magnétique . . . . .	116
4.2	Pertes statiques . . . . .	120
4.3	Mesures anhystérétiques magnétiques . . . . .	121
4.4	Mesures magnétostrictives . . . . .	123
5	Effet de la déformation plastique de cisaillement sur le comportement magnétique . . . . .	126
5.1	Matériau et procédure expérimentale . . . . .	126
5.2	Résultats mécaniques . . . . .	127
5.3	Modélisation de l'écroutissage du matériau . . . . .	128

5.4	Effet de la déformation plastique de cisaillement sur le comportement magnétique irréversible . . . . .	129
5.5	Effet de la déformation plastique sur le comportement anhystérique . . . . .	133
6	Conclusion du chapitre . . . . .	136
<b>5</b>	<b>Modélisation de l'effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique du fer pur et de l'acier</b>	<b>139</b>
1	Modélisation multi-échelle magnéto-élastique . . . . .	141
2	Approche à deux phases . . . . .	144
2.1	Modèle de plasticité . . . . .	144
2.2	Modèle magnétique . . . . .	145
2.3	Application à la traction/compression de l'acier . . . . .	146
2.4	Application à la traction/compression du fer pur . . . . .	152
2.5	Application au cisaillement du fer pur . . . . .	156
3	Modélisation multi-échelle magnéto-plastique . . . . .	157
3.1	Présentation du modèle . . . . .	157
3.2	Application à la traction/compression du fer pur . . . . .	160
3.3	Application à la traction/compression de l'acier . . . . .	164
3.4	Application au cisaillement du fer pur . . . . .	168
4	Conclusion du chapitre . . . . .	170
	<b>Conclusion</b>	<b>173</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>179</b>





# Liste des tables

1.1	Les systèmes de glissement des structures CFC et CC. . . . .	16
2.1	Combinaisons des paramètres $(R, L_u, L_p)$ pour les différentes géométries. . . . .	35
2.2	Dimensions optimisables des éprouvettes de torsion. . . . .	42
2.3	Valeurs des paramètres pour le calcul de la densité de dislocations. . . . .	52
2.4	Paramètres des bancs à culasses . . . . .	54
3.1	Grandeurs mécaniques caractéristiques issues de l'essai de traction de l'acier. . . . .	64
3.2	Echantillons d'acier et déformations appliquées . . . . .	68
3.3	Paramètres du modèle de l'écrouissage cinématique de l'acier. . . . .	75
3.4	Pour chaque échantillon d'acier: déformation cible, déformation calculée, déformation cumulée et écrouissage cinématique estimé par le modèle. . . . .	76
4.1	Grandeurs mécaniques caractéristiques issues de l'essai de traction du fer pur. . . . .	100
4.2	Echantillons de fer pur et niveaux de déformation . . . . .	104
4.3	Paramètres du modèle de l'écrouissage cinématique du fer pur. . . . .	108
5.1	Echantillons d'acier, déformation cible, déformation calculée et écrouissage estimé par le modèle de plasticité. . . . .	147
5.2	Paramètres magnétiques du fer pur [Hubert and Lazreg, 2017] . . . . .	147
5.3	Paramètres magnétiques de la perlite . . . . .	148
5.4	Echantillons de fer pur, déformation cible, déformation calculée et écrouissage estimé par le modèle de plasticité. . . . .	152



# Liste des figures

1.1	Cycle d’hystérésis magnétique avec paramètres magnétiques associés et courbe de première aimantation (courbe rouge). . . . .	6
1.2	Cycles d’aimantation et de désaimantation pour obtenir un point de la courbe anhystérétique [Gourdin et al., 1998]. . . . .	7
1.3	Courbe d’aimantation anhystérétique construite point par point . . . . .	8
1.4	Mise en évidence des domaines magnétiques dans des cristaux de FeSi[Hubert and Schäfer, 1998].	
1.5	Mise en évidence du processus d’aimantation corrélé à l’évolution de la structure en domaines magnétiques. . . . .	11
1.6	Courbe de traction uniaxiale en contrainte/déformation . . . . .	12
1.7	Courbe de traction $\sigma - \epsilon$ avec mention de l’écrouissage . . . . .	13
1.8	Schématisation de la courbe de traction suivie d’une compression en plasticité uniaxiale. . . . .	14
1.9	Lignes de glissement pour un acier déformé à 35% [Colette et al., 1957] . . . . .	15
1.10	Loi de Schmid [Lemaitre and Chaboche, 1996] . . . . .	16
1.11	Comportement magnétostrictif d’un acier dual-phase [Hubert and Lazreg, 2017]	17
1.12	Aimantation anhystérétique d’un FeCo soumis à une contrainte uniaxiale. [Hubert et al., 2009] . . . . .	18
1.13	Effet de la contrainte de traction et de compression sur l’hystérésis magnétique d’un FeSi [LoBue et al., 2000]. . . . .	19
1.14	Déformation de magnétostriction anhystérétique d’un FeCo soumis à une contrainte uniaxiale. [Hubert et al., 2009] . . . . .	20
1.15	Effet de la déformation plastique en traction uniaxiale sur l’hystérésis magnétique d’un FeSi, f=50 Hz. [Hubert, O. et al., 1999] . . . . .	21
1.16	Effet de la déformation plastique en traction uniaxiale sur les pertes magnétiques d’un FeSi, f=60Hz[Landgraf et al., 2000]. . . . .	22
1.17	(a) Effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique anhystérétique d’un acier dual-phase. (b) Effet de la déformation plastique sur le comportement magnétostrictif anhystérétique d’un acier dual-phase. [Hubert and Lazreg, 2017]. . . . .	23
2.1	Banc d’essai mécanique utilisé pour la caractérisation expérimentale du comportement mécanique monotone et l’écrouissage du matériau. . . . .	33
2.2	Comparaison point de bifurcation expérience/simulation. . . . .	34
2.3	(a) Conditions aux limites .(b) Géométrie de l’éprouvette de compression. . . . .	35

2.4	Représentation de la force en fonction du déplacement pour les différentes combinaisons du tableau 2.1. . . . .	36
2.5	Contrainte équivalente de von Mises avant et après flambage pour les combinaisons: $C_1$ ((a) et (b)) et $C_2$ ((c) et (d)). . . . .	37
2.6	Contrainte équivalente de von Mises avant et après flambage pour les combinaisons: $C_3$ ((a) et (b)) et $C_4$ ((c) et (d)). . . . .	37
2.7	(a) banc mécanique à une seule caméra. (b) banc mécanique à deux caméras. . . . .	38
2.8	Conservation du niveau de gris : le point P doit conserver le même niveau de gris dans les deux images . . . . .	39
2.9	a) Mouchetis de la zone étudiée et région d'intérêt. b) Maillage associé au mouchetis et représentant la zone de calcul des déformations. . . . .	41
2.10	Mouchetis dans la zone utile de l'éprouvette de compression et illustration de la zone A. . . . .	41
2.11	Géométrie de l'éprouvette de torsion. . . . .	43
2.12	Eprouvette de torsion: a) conditions aux limites du problème; b) maillage. . . . .	43
2.13	Moment de torsion en fonction de l'angle de torsion $\phi$ pour différentes tailles de maillage. . . . .	44
2.14	Moment de torsion en fonction de l'angle de torsion $\phi$ pour les 9 combinaisons. . . . .	44
2.15	Tracé de la contrainte équivalente de von Mises pour une déformation plastique de 0,07 en surface, pour les différentes combinaisons : (a) $C_1$ , (b) $C_2$ , (c) $C_3$ , (d) $C_4$ , (e) $C_5$ , (f) $C_6$ , (g) $C_7$ , (h) $C_8$ et (i) $C_9$ . . . . .	45
2.16	Variation relative de la contrainte de von Mises dans l'épaisseur pour les différentes combinaisons pour une déformation plastique de 0,07 en surface. . . . .	46
2.17	Modes de flambage et moments de torsion critiques associés . . . . .	46
2.18	Banc d'essai mécanique de torsion. . . . .	47
2.19	Exemple de figure de Kikuchi obtenue pour un échantillon de fer pur. . . . .	49
2.20	Définition des angles d'Euler en notation de Bunge. . . . .	49
2.21	(a) Zone utile d'identification - l'échelle est de 1,045 nm/px. (b) masque numérique de la zone étudiée. . . . .	51
2.22	(a) Banc de mesure magnétique in-situ #P2C. (b) banc de mesure magnétique pour la mesure locale (#P1C). . . . .	53
2.23	Synoptique en 2D du système de mesure magnétique balistique mis en œuvre. . . . .	56
2.24	Echantillon de traction/compression bobiné et banc de Helmholtz. . . . .	57
2.25	Principe de la mesure du comportement magnétique statique par méthode balistique. . . . .	58
2.26	Comparaison des cycles d'hystérésis obtenus en fonction de la nature du champ utilisé pour la représentation. . . . .	58
3.1	Microstructure de l'acier de pipeline : figure pôles inverse obtenue par EBSD. . . . .	63
3.2	(a) Microstructure de l'acier ferrito-perlitique. (b) Image binaire de la microstructure. . . . .	64
3.3	Courbe rationnelle de traction uni-axiale de l'acier. . . . .	64
3.4	(a) Cycle d'hystérésis magnétique statique de l'acier. (b) Déformation de magnétostriction de l'acier mesurée à une fréquence de 0,1 Hz. . . . .	65

3.5	(a) Courbe de première aimantation pour le champ magnétique de valeur maximale $H_{max} = 5600 A/m$ . (b) Cycle d'hystérésis pour le champ magnétique de valeur maximale $H_{max} = 5600 A/m$ . . . . .	66
3.6	(a) Variation de l'induction rémanente $B_r$ en fonction du champ maximal $H_{max}$ . (b) Variation du champ coercitif $H_c$ en fonction du champ maximal $H_{max}$ . (c) Variation de l'induction rémanente $B_r$ en fonction de la contrainte pour un champ maximal $H_{max} = 5600 A/m$ . (d) Variation du champ coercitif $H_c$ en fonction de la contrainte pour un champ maximal $H_{max} = 5600 A/m$ . . . . .	66
3.7	Courbe force-déplacement des essais sur les éprouvettes d'acier . . . . .	68
3.8	Composantes du tenseur de déformation plastique mesurées via la CIN pour les échantillons #4 et #5 . . . . .	69
3.9	Composantes du tenseur de déformation plastique mesurées via la CIN pour les échantillons #2 et #3 . . . . .	70
3.10	L'évolution de la déformation longitudinale $\epsilon_{xx}$ en relation avec les images capturées durant l'essai. (a) échantillon #2. (b) échantillon #3 face A. (c) échantillon #3 face B. (d) échantillon #4. (e) échantillon #5 . . . . .	71
3.11	Essai de charge/décharge à différentes valeurs de déformation. . . . .	73
3.12	Chargement alterné de traction-compression et effet Baushinger . . . . .	74
3.13	Valeurs expérimentales de l'écrouissage. . . . .	74
3.14	Comparaison modèle/expérience de l'écrouissage. . . . .	75
3.15	Microstructure en dislocations à l'état non déformé (échantillon #1) . . . . .	76
3.16	Microstructure en dislocations de l'échantillon #2 . . . . .	77
3.17	Microstructure en dislocations de l'échantillon #3 . . . . .	78
3.18	Microstructure en dislocations de l'échantillon #5 . . . . .	78
3.19	Densité de dislocations dans les différentes zones issues de l'échantillon non déformé (#1). . . . .	79
3.20	Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon #2	80
3.21	Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon #3.	80
3.22	Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon #5	81
3.23	Variation de la densité moyenne de dislocations en fonction de la déformation plastique de l'acier . . . . .	81
3.24	Courbe de première induction des éprouvettes d'acier (de #1 à #5) . . . . .	82
3.25	Cycle d'hystérésis magnétique de l'acier. (a) $H_{max} = 18kA/m$ . (b) $H_{max} = 3000A/m$ . . . . .	83
3.26	Variation du champ coercitif, de l'induction rémanente et de l'induction maximale en fonction du champ maximal appliqué pour les échantillons de #1 à #5. . . . .	84
3.27	(a) Champ coercitif en fonction de la déformation cumulée. (b) Induction rémanente en fonction de la déformation cumulée. (c) Champ coercitif en fonction de l'écrouissage cinématique. (d) Induction rémanente en fonction de l'écrouissage cinématique. (e) Champ coercitif en fonction de la densité de dislocations. (f) Induction rémanente en fonction de la densité de dislocations	86
3.28	Pertes statiques de l'acier. . . . .	87

3.29	Variation de l'écart moyen en pourcentage en fonction de la déformation plastique cumulée. . . . .	88
3.30	Calcul de la courbe anhystérétique à partir des mesures magnétiques hystériques. . . . .	89
3.31	Courbes anhystérétiques des échantillons #1 à #5 d'acier. . . . .	89
3.32	Perméabilité magnétique à 100 A/m de l'acier en fonction : (a) de l'écroissage cinématique. (b) de la déformation cumulée. . . . .	90
3.33	Déformation de magnétostriction longitudinale anhystérétique des échantillons #1 à #5 d'acier. . . . .	91
3.34	Paramètre $\alpha_{//}$ optimisé pour les échantillons d'acier en fonction : (a) de la déformation cumulée. (b) de l'écroissage cinématique. . . . .	92
4.1	Microstructure du fer pur illustrée par la figure de pôles inverse obtenue par EBSD. . . . .	99
4.2	Courbe rationnelle de traction uni-axiale du fer pur. . . . .	100
4.3	(a) Cycle d'hystérésis magnétique statique du fer pur .(b) Comportement magnétique anhystérétique du fer pur. . . . .	101
4.4	Déformation de magnétostriction anhystérétique du fer pur. . . . .	101
4.5	Cycles d'hystérésis magnétiques du fer pur pour les états mécaniques 0MPa,-100MPa, 50MPa, 100MPa. . . . .	102
4.6	(a) Induction rémanente en fonction de la contrainte mécanique. (b) Champ coercitif en fonction de la contrainte mécanique . . . . .	102
4.7	(a) Comportement anhystérétique du fer pur en fonction de la contrainte mécanique. (b) Perméabilité relative anhystérétique initiale en fonction de la contrainte mécanique. . . . .	103
4.8	Déformation de magnétostriction du fer pur pour les états mécaniques 0MPa,-50MPa,-100MPa, 50MPa, 100MPa. . . . .	103
4.9	Courbe force-déplacement des essais effectués sur les éprouvettes de fer pur. . . . .	105
4.10	Composantes du tenseur des déformations plastiques mesurées via la CIN pour les échantillons #2 et #4 du fer pur. . . . .	106
4.11	Composantes du tenseur de déformation plastique mesurées via la CIN pour l'échantillon #3 du fer pur. . . . .	107
4.12	Evolution de la déformation longitudinale $\epsilon_{xx}$ en relation avec les images capturées durant l'essai sur fer pur. (a) échantillon #2F. (b) échantillon #4F. (c) échantillon #3F face A. (d) échantillon #3F faceB. . . . .	108
4.13	Essai de charge/décharge incrémentale du fer pur pour l'identification de l'écroissage cinématique. . . . .	109
4.14	(a) Evolution expérimentale des variables $R$ et $X$ de l'écroissage du fer pur. (b) Comparaison modèle/expérience. . . . .	109
4.15	Microstructure en dislocations de l'échantillon #1F . . . . .	110
4.16	Microstructure en dislocations de l'échantillon #2F . . . . .	110
4.17	Microstructure en dislocations de l'échantillon #3F . . . . .	111
4.18	Microstructure en dislocations de l'échantillon #4F . . . . .	112

4.19	Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon de référence de fer pur (#1F).	113
4.20	Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon #2F.	113
4.21	Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon #3F.	114
4.22	Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon #4F.	115
4.23	Variation de la densité moyenne des dislocations en fonction de la déformation plastique du fer pur.	115
4.24	Courbe de première aimantation des éprouvettes #1F à #4F de fer pur.	116
4.25	Cycle d'hystérésis magnétique du Fer pur. (a) $H_{max} = 18kA/m$ . (b) $H_{max} = 3000A/m$	117
4.26	Variation du champ coercitif et de l'induction rémanente en fonction du champ maximal appliqué pour les échantillons #1F à #4F.	118
4.27	(a) Champ coercitif en fonction de la déformation plastique cumulée. (b) Induction rémanente en fonction de la déformation plastique cumulée. (c) Champ coercitif en fonction de l'écrouissage cinématique. (d) Induction rémanente en fonction de l'écrouissage cinématique. (e) Champ coercitif en fonction de la densité de dislocations. (f) Induction rémanente en fonction de la densité de dislocations.	119
4.28	Pertes statiques du fer pur.	120
4.29	Ecart moyen de pertes en fonction de la déformation plastique cumulée.	121
4.30	Courbes anhystérétiques des échantillons #1F à #4F de fer pur.	122
4.31	Perméabilité magnétique relative initiale du fer pur en fonction de : (a) l'écrouissage cinématique. (b) la déformation cumulée.	122
4.32	Déformation de magnétostriction longitudinale anhystérétique des échantillons #1F à #4F de fer pur.	123
4.33	Paramètre $\alpha$ optimisé pour les échantillons de fer pur en fonction : (a) de la déformation plastique cumulée. (b) de l'écrouissage cinématique.	124
4.34	Microstructure observée par diffraction des électrons rétrodiffusés (EBSD) obtenue en figure de pôles inverse.	126
4.35	(a) Principe de l'essai de torsion; (b) Exemple de géométrie optimisée et contrainte de cisaillement avec $C=32Nm$ .	127
4.36	Contrainte de cisaillement en fonction de la distorsion pour les échantillons de #2T à #4T	128
4.37	Modèle d'écrouissage cinématique en cisaillement.	129
4.38	Courbe de première aimantation des échantillons de #1T à #4T.	130
4.39	Cycle d'hystérésis statique majeur des échantillons de #1T à #4T.	130
4.40	(a) Induction rémanente en fonction du champ maximal des échantillons #1T à #4T. (b) Champ coercitif en fonction du champ maximal des échantillons #1T à #4T.	131
4.41	(a) Variation du champ coercitif du cycle majeur en fonction de la déformation cumulée. (b) Variation de l'induction rémanente du cycle majeur en fonction de la déformation plastique cumulée.	132
4.42	Pertes statiques en fonction de l'induction maximale des échantillons #1 à #4	132
4.43	Induction magnétique anhystérétique des échantillons #1T à #4T	133



4.44	Perméabilité anhystérétique relative initiale des échantillons #1T à #4T . . . . .	133
4.45	(a) Comparaison des pertes relatives des échantillons de fer déformés en traction/compression/torsion (b) Comparaison de la perméabilité relative des échantillons de fer déformés en traction/compression/torsion . . . . .	135
5.1	Résultats d'essais de traction uniaxiaux de fer pur et de perlite pure. . . . .	146
5.2	Induction anhystérétique des échantillons #1 à #5 calculée par le modèle à deux phases. (a) Modèle. (b) Expérience . . . . .	148
5.3	Perméabilité initiale relative en fonction de l'écroissage cinématique: (a) expérience; (b) modélisation. . . . .	149
5.4	Déformation de magnétostriction longitudinale des échantillons #1 à #5. (a) Modèle. (b) Expérience . . . . .	151
5.5	Evolution du paramètre $\alpha_{//}$ en fonction de l'écroissage cinématique: (a) expérience (b) modélisation. . . . .	151
5.6	Aimantation des échantillons #1F à #4F de fer pur : (a) modèle. (b) expérience. . . . .	153
5.7	Evolution de la perméabilité magnétique relative en fonction de l'écroissage cinématique des échantillons de fer pur : (a) expérience (b) modélisation. . . . .	154
5.8	Déformation de magnétostriction parallèle des échantillons #1F à #4F de fer pur . (a) Modèle. (b) Expérience . . . . .	155
5.9	Evolution du paramètre $\alpha_{//}$ en fonction de l'écroissage cinématique des échantillons de fer pur : (a) expérience (b) modélisation. . . . .	156
5.10	Evolution de la perméabilité relative initiale anhystérétique (a) et du champ coercitif (b) en fonction de la déformation plastique cumulée après essai de torsion. . . . .	157
5.11	Figures de pôles discrètes des directions $\langle 100 \rangle$ , $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ illustrant le VER de 177 orientations. . . . .	160
5.12	Distribution des contraintes résiduelles dans les 177 grains: fréquence (nombre de grains) en fonction du niveau de contrainte. (a) échantillon #2F. (b) échantillon #3F. (c) échantillon #4F. . . . .	161
5.13	Résultat de la modélisation multiéchelle du comportement magnétique des échantillons #1F à #4F. . . . .	162
5.14	Déformation de magnétostriction longitudinale des échantillons #1F à #4F calculée par le modèle multi-échelle. . . . .	163
5.15	Distribution des contraintes résiduelles - 177grains - fréquence (nombre de grains) en fonction du niveau de contrainte. (a) échantillon #2. (b) échantillon #3.(c) échantillon #5. . . . .	165
5.16	Résultats de l'application du modèle multi-échelle pour la simulation du comportement magnétique des échantillons #1,#2,#3 et #5. . . . .	166
5.17	Déformation de magnétostriction longitudinale des échantillons #1, #2, #3 et #5 calculée par le modèle multi-échelle. . . . .	167
5.18	Distribution des contraintes résiduelles - 177 grains - fréquence (nombre de grains) en fonction du niveau de contrainte. (a) échantillon #2T. (b) échantillon #3T.(c) échantillon #4T. . . . .	168

5.19 Résultats de l'application du modèle multi-échelle pour la simulation du comportement magnétique des échantillons #1T à #4T de torsion. . . . . 169



# Introduction générale

Quand un matériau ferromagnétique est soumis à un champ magnétique, il se déforme [Bozorth, 1951]. Cette déformation est associée à deux phénomènes distincts: Les forces d'origine magnétique et la magnétostriction. Les forces magnétiques sont créées dans des zones à gradients d'aimantation, en surface et en volume [Maugin, 1988]. Elles sont ainsi directement reliées à la géométrie de l'échantillon d'où leur nom de "effet de forme". Elles provoquent une déformation finalement purement élastique. La déformation de magnétostriction est une déformation "spontanée" (dite de Joule), intrinsèque au matériau [Cullity, 1972]. Cette déformation dépend de l'état magnétique local du matériau (couplage spin-orbite) et est ainsi reliée à l'aimantation par une loi de comportement. Il s'agit d'une première manifestation du couplage magnéto-mécanique de comportement.

Depuis les premiers travaux de Mateucci et Villari, la contrainte mécanique est connue pour modifier de manière significative le comportement magnétique des matériaux ainsi que leur comportement magnétostrictif. La corrélation entre les états mécaniques, métallurgiques et magnétiques a reçu en particulier une attention croissante de la communauté scientifique ces dernières années en raison du besoin d'augmenter les performances générales des machines électriques [Rekik, 2014] (le couplage magnéto-mécanique peut être vu comme conduisant à une dégradation ou une amélioration des performances de ces machines), ainsi qu'à la capacité de contrôle non destructif des matériaux et des structures que permet ce couplage [Dobmann, 2006, Augustyniak and Usarek, 2015, Maazaz et al., 2023]. Les fabricants d'acier, par exemple, prévoient de généraliser la mise en œuvre de mesures magnétiques in situ [Gabi et al., 2013, Gabi et al., 2014] pour contrôler l'état mécanique et métallurgique des aciers à haute performance (aciers biphasés, TRIP et TWIP) [Mballa-Mballa et al., 2012].

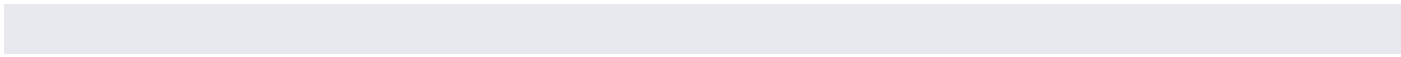
Parmi les sollicitations mécaniques, la déformation plastique conduit probablement aux variations du comportement magnétique les plus extrêmes et de manière fortement non-linéaire [Degauque et al., 1978, Hilzinger and Kronmüller, 1975b]. Comme nous le rappellerons dans le cœur du manuscrit, l'étude de cette influence a fait l'objet de nombreux travaux de recherche depuis ces 50 dernières années, aussi bien pour l'étude des mécanismes physiques en jeu ou leur modélisation, et visant des applications machines électriques (découpe, pliage) ou contrôle (connaissance de l'état d'écrouissage, contraintes résiduelles).

À la fin des années 90, une controverse a émergé concernant l'impact de la déformation plastique sur les propriétés magnétiques des matériaux. Traditionnellement, cet effet est attribué à la densité des défauts cristallins et leur interaction avec les parois magnétiques. Cependant, les travaux de Mughrabi [Mughrabi, 1983] ont démontré que la plasticité génère également des champs mécaniques hétérogènes dans les matériaux, caractérisés par une certaine longueur d'influence dépendant de l'amplitude de la déformation. Ces champs

mécaniques internes pourraient induire un couplage magnéto-élastique local suffisant à expliquer les variations de comportement mesurées. La question suivante peut alors être posée de manière légitime : la déformation plastique affecte-t-elle le comportement magnétique à travers l'influence des défauts cristallins ou via les contraintes internes et leur effet magnéto-élastique ?

Lever cette controverse n'est pas si simple car la littérature se limite généralement à l'observation de l'effet de la déformation plastique sur des échantillons étirés en traction. Y parvenir requiert donc i) de concevoir des expériences permettant de développer différentes sollicitations mécaniques, ii) d'examiner la microstructure des matériaux déformés et iii) de procéder à des mesures magnétiques précises. Nous aborderons successivement chacun de ces points au cours de cette thèse.

Le premier chapitre est un chapitre introductif : nous listons les différentes grandeurs et notions magnétiques, mécaniques et magnéto-mécaniques utiles à la compréhension du manuscrit. Nous faisons également le bilan des travaux antérieurs portant sur l'effet de la plasticité homogène sur les propriétés magnétiques et analysons les interprétations des résultats obtenus dans ce domaine de recherche. Le deuxième chapitre permet d'introduire les différents outils expérimentaux utilisés pour réaliser les essais mécaniques et les mesures magnétiques. Nous introduisons également les outils d'observation microstructurale et les méthodes d'exploitation associées. Le troisième chapitre présente les résultats d'une campagne expérimentale de mesure de l'influence de la plasticité obtenue en traction et compression sur le comportement d'un acier ferrito-perlitique utilisé pour la fabrication de pipelines. Dans le quatrième chapitre, le même type de sollicitation mécanique est appliqué à des éprouvettes de fer pur, permettant de mettre en évidence la part de l'hétérogénéité de la microstructure sur le comportement magnétique de l'acier. Le quatrième chapitre présente également les résultats d'une campagne expérimentale de mesure de l'influence de la plasticité obtenue en torsion sur le comportement du fer pur. Le cinquième et dernier chapitre traite de la modélisation du comportement magnéto-plastique : deux modèles de la littérature basés sur l'influence des contraintes internes sont présentés et appliqués aux situations reportées dans les troisième et quatrième chapitres. Le manuscrit s'achève par une analyse des résultats globaux, quelques conclusions et perspectives.





# 1

## Comportement magnéto-plastique : état de l'art

*Ce chapitre introduit les différentes grandeurs et notions utiles à la compréhension des chapitres suivants. Nous introduisons le comportement magnétique et mécanique des matériaux, ainsi que les principes fondamentaux et l'origine de l'interaction magnéto-mécanique. Nous abordons également les processus d'aimantation et de plasticité aux échelles microscopiques et macroscopiques. Un état de l'art concernant l'influence d'une contrainte mécanique constante sur les propriétés magnétiques, ainsi que l'effet d'une déformation plastique homogène est finalement proposé avant d'aborder les attendus des travaux de thèse.*

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Comportement découplé des matériaux magnétiques</b>	<b>6</b>
1.1	Comportement magnétique	6
1.2	Comportement mécanique	11
<b>2</b>	<b>Couplage magnéto-mécanique</b>	<b>17</b>
2.1	Comportement magnétostrictif	17
2.2	Effet magnéto-élastique	18
<b>3</b>	<b>Influence de plasticité sur le comportement magnétique et magnétostrictif</b>	<b>19</b>
3.1	Aspects expérimentaux	19
3.2	Interprétations et modélisations	24
<b>4</b>	<b>Problématique</b>	<b>27</b>

---



# 1 Comportement découplé des matériaux magnétiques

## 1.1 Comportement magnétique

### 1.1.1 Aspect macroscopique

Le comportement magnétique fait référence à la manière dont les matériaux réagissent à un champ magnétique externe. Il est généralement classifié en plusieurs types, notamment le diamagnétisme, le paramagnétisme, le ferromagnétisme, l'antiferromagnétisme et le ferrimagnétisme.

Trouver une relation entre l'aimantation et le champ consiste à formuler une loi de comportement non-linéaire qui s'écrit en introduisant un tenseur d'ordre 2  $\chi$ , symétrique, correspondant à la susceptibilité magnétique intrinsèque au matériau de sorte que

$$\vec{M} = \chi(\vec{H})\vec{H} \quad (1.1)$$

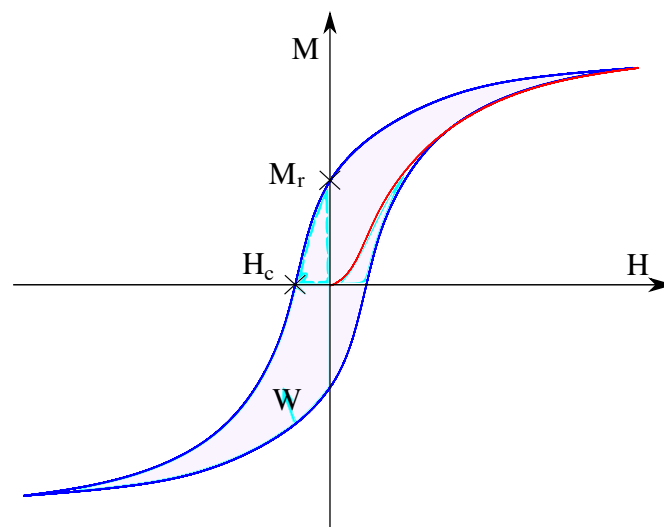
Une autre description de l'état est généralement faite en utilisant les trois grandeurs suivantes : Le champ magnétique  $\vec{H}$ , l'induction magnétique  $\vec{B}$  et l'aimantation  $\vec{M}$ . Ces trois grandeurs sont reliées par l'équation suivante :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.2)$$

Avec  $\mu_0$  la perméabilité du vide ( $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} H/m$ ). La relation entre champ et induction peut également s'écrire selon

$$\vec{B} = \mu_0(\mu_r(\vec{H})\vec{H}) \quad (1.3)$$

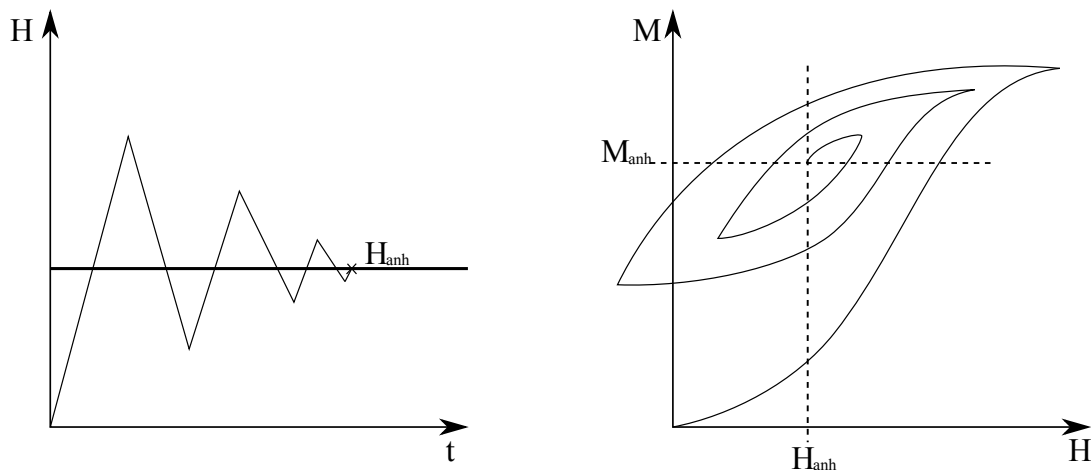
où  $\mu_r$  désigne le tenseur de perméabilité relative qui est relié à la susceptibilité selon  $\mu_r = \mathbf{1} + \chi$ . L'induction et le champ magnétique sont les deux quantités qui interviennent dans la définition de la puissance magnétique.



**Figure 1.1** • Cycle d'hystérésis magnétique avec paramètres magnétiques associés et courbe de première aimantation (courbe rouge).

Un matériau non préalablement aimanté suit une courbe de première aimantation lorsqu'il est soumis à un champ magnétique. Cette dépendance de l'aimantation par rapport au champ n'est pas linéaire. Après avoir atteint une aimantation maximale et lors de la réduction du champ appliqué, l'aimantation du matériau diminue. Lorsque le champ est nul, l'aimantation ne revient pas à zéro mais se stabilise à une valeur résiduelle appelée aimantation rémanente, notée  $M_r$ . Le champ coercitif  $H_c$  est l'intensité de champ nécessaire pour annuler l'aimantation. Les valeurs de  $H_c$  et  $M_r$  sont généralement définies après le parcours d'un cycle complet pour un champ appliqué suffisamment fort pour saturer le matériau ( $H_c$  et  $M_r$  saturent également à champ magnétique appliqué croissant). L'énergie dissipée au cours d'un cycle d'aimantation, principalement sous forme d'effet Joule, est proportionnelle à l'aire du cycle magnétique  $W_{cycle}$ . Ces valeurs varient en fonction de la nature et de l'état du matériau (figure 1.1).

Un équilibre thermodynamique peut être atteint en appliquant des cycles d'aimantation répétés autour d'une intensité de champ magnétique non nulle. La courbe obtenue, qui représente l'aimantation à différents niveaux de champ statique, est réversible et correspond à la courbe d'aimantation idéale ou anhystérétique, représentant un comportement sans les phénomènes dissipatifs.



**Figure 1.2** • Cycles d'aimantation et de désaimantation pour obtenir un point de la courbe anhystérétique [Gourdin et al., 1998].

La procédure expérimentale, expliquée en figure 1.2, est effectuée de manière itérative pour obtenir un point sur la courbe anhystérétique par des cycles d'aimantation et de désaimantation progressifs autour d'une certaine valeur de champ. Un état d'équilibre stable est ainsi atteint à la fin de cette procédure. Il est crucial d'effectuer une désaimantation, suivant le même protocole autour d'un champ statique nul, entre chaque prise de mesure pour annuler l'influence des mesures antérieures.

La Figure 1.3 montre un exemple de courbe anhystérétique, obtenue point par point suivant la méthode décrite précédemment.

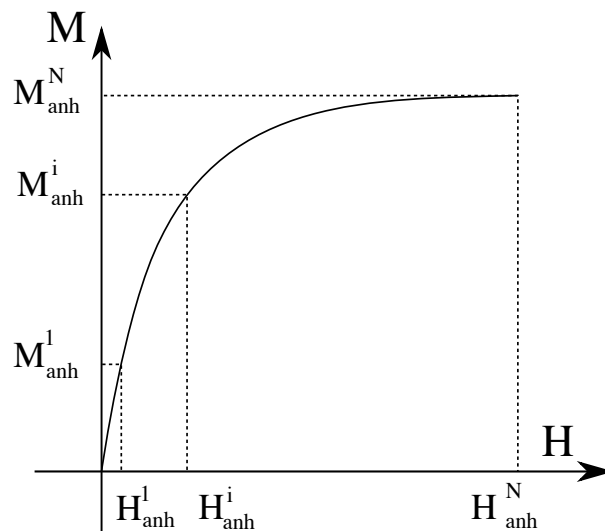


Figure 1.3 • Courbe d'aimantation anhystérétique construite point par point

### 1.1.2 Aspect microscopique

#### *Observation des domaines magnétiques*

Il a été montré qu'un matériau magnétique est divisé en plusieurs entités dites "domaines magnétiques". L'aimantation est de norme constante à l'intérieur de chaque domaine et vaut l'aimantation à saturation  $M_s$ , mais l'orientation du vecteur aimantation varie d'un domaine à l'autre. Les domaines sont séparés par des parois magnétiques [Cullity, 1972]. La figure 1.4 illustre un exemple de la structure en domaines magnétiques à la surface d'un monocristal de fer-silicium (FeSi), observée par microscopie à effet Kerr.

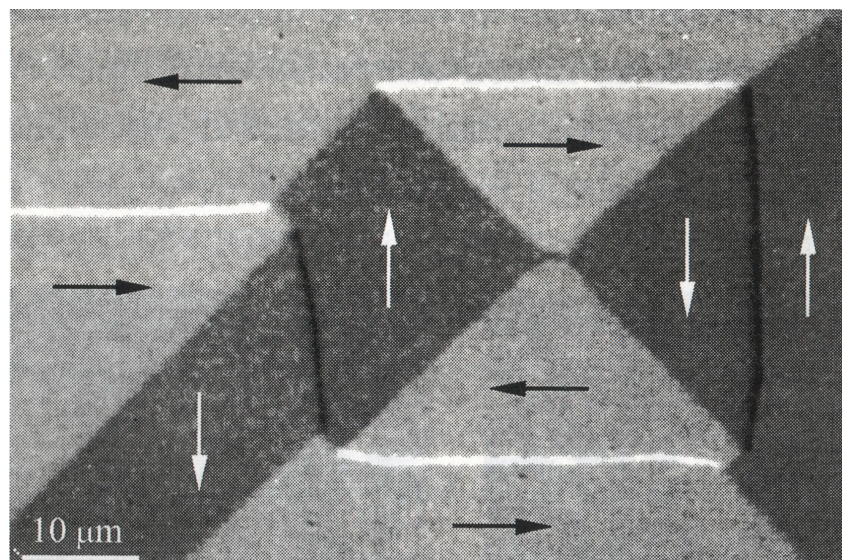


Figure 1.4 • Mise en évidence des domaines magnétiques dans des cristaux de FeSi [Hubert and Schäfer, 1998].

À l'échelle du groupement d'atomes, l'état d'équilibre magnétique décrit ci-dessus peut s'expliquer par la compétition de différents termes énergétiques. L'énergie libre s'écrit ainsi

[Hubert and Schäfer, 1998]:

$$W = W_E + W_K + W_H \quad (1.4)$$

où:

- $W_E$  désigne l'énergie d'échange.
- $W_K$  désigne l'énergie d'anisotropie magnétocristalline.
- $W_H$  désigne l'énergie magnétostatique.

### Energie d'échange

Cette énergie correspond à l'effet de couplage ferromagnétique entre atomes voisins qui tend à rendre uniforme l'aimantation. Elle s'exprime [Hubert and Schäfer, 1998]:

$$W_{ech}^\alpha = A(\mathbf{grad}(\vec{\gamma}))^2 \quad (1.5)$$

$$\vec{M} = M_s \vec{\gamma} = M_s [\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3], \quad \text{avec} \quad (\gamma_1)^2 + (\gamma_2)^2 + (\gamma_3)^2 = 1 \quad (1.6)$$

$A$  est une constante d'échange caractéristique du matériau, et  $\vec{\gamma}$  un vecteur unitaire dans la direction de l'aimantation.  $\vec{\gamma}$  est le vecteur caractéristique du domaine  $\alpha$  qui est un vecteur unitaire défini par ses cosinus directeurs  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  et  $\gamma_3$ .

### Energie d'anisotropie magnétocristalline

Cette énergie tend à aligner les moments magnétiques suivant les axes de facile aimantation. Ces directions sont en général liées aux symétries de la structure cristallographique du matériau. Pour un matériau de structure cristallographique cubique, l'énergie d'anisotropie magnétocristalline s'écrit [Hubert and Schäfer, 1998]:

$$W_{an} = K_1((\gamma_1 \gamma_2)^2 + (\gamma_1 \gamma_3)^2 + (\gamma_2 \gamma_3)^2) + K_2((\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3)^2) \quad (1.7)$$

où  $K_1$  et  $K_2$  désignent les constantes d'anisotropie magnétocristalline, caractéristiques du matériau. Dans le cas du fer et des aciers, de structure cubique centrée, l'aimantation s'aligne sur un axe  $\langle 100 \rangle$  du cristal ( $K_1 > 0$ ). Dans le cas du nickel, de structure cubique à faces centrées, les directions de facile aimantation sont les directions  $\langle 111 \rangle$  ( $K_1 < 0$ ). L'énergie magnétocristalline atteint son minimum lorsque le vecteur aimantation local est aligné avec un axe de facile aimantation.

### Energie magnétostatique

Cette énergie correspond d'une manière générale à l'énergie d'aimantation par un champ magnétique  $\vec{H}$ . Elle s'écrit :

$$W_H = -\mu_0 \vec{H} \cdot \vec{M} \quad (1.8)$$

Le champ  $\vec{H}$  est divisé selon [Hubert and Schäfer, 1998] en deux contributions :

- $\vec{H}_{ext}$  : le champ extérieur appliqué sur le matériau.

- $\vec{H}_d$  : le champ démagnétisant local provoqué par les variations spatiales de l'aimantation.

L'énergie (1.8) se décompose alors en deux contributions. La première liée au champs extérieur  $\vec{H}_{ext}$  est appelée énergie de Zeeman et est donnée par :

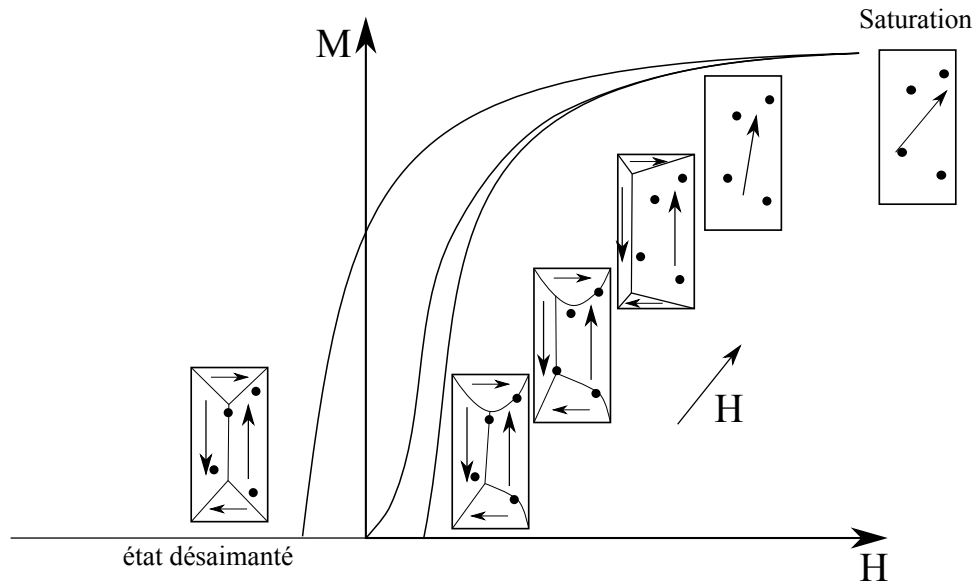
$$W_H = -\mu_0 \vec{H}_{ext} \cdot \vec{M} \quad (1.9)$$

La seconde est une énergie liée au terme de champ démagnétisant et est égale à :

$$W_H = -\mu_0 \vec{H}_d \cdot \vec{M} \quad (1.10)$$

### *Processus d'aimantation*

La théorie des domaines magnétiques offre un référentiel pour expliquer les phénomènes physiques qui se manifestent pendant le processus d'aimantation. En l'absence de champ magnétique externe, l'énergie d'anisotropie magnétocristalline suffit à justifier la présence des domaines magnétiques [Hubert and Schäfer, 1998]. L'énergie d'échange conduit à ce que l'ensemble des moments magnétiques pointent dans le même sens au sein d'un domaine. En l'absence de champ appliqué, les domaines définissent des circulations internes pour réduire les champs démagnétisants. En appliquant un champ magnétique, l'équilibre initial est modifié. Le nouvel état d'équilibre est le résultat de deux mécanismes : le changement de la taille des domaines par déplacement des parois magnétiques et la rotation de l'aimantation dans les domaines. Ces deux mécanismes peuvent co-exister ou se dominer l'un ou l'autre en fonction des constantes d'anisotropie et du niveau de champ. La figure 1.5 illustre comment les processus d'aimantation à l'échelle microscopique et le comportement magnétique macroscopique peuvent être corrélés. Nous considérons pour cela une structure en domaines idéale en deux dimensions (structure de Landau) et l'existence de centres d'accrochage des parois représentés sous la forme de points noirs (assurant une énergie de paroi plus basse). Le début de la courbe d'aimantation est presque linéaire et est caractérisée par l'expansion des parois magnétiques entre deux ou plusieurs centres d'accrochage, un phénomène qui est réversible à très faible champ. À mesure que l'intensité du champ magnétique augmente, les parois parviennent à se libérer des premiers centres d'accrochage pour passer à d'autres, un mouvement qui est irréversible. Le "coude" de la courbe d'aimantation annonce le début de la rotation de l'aimantation dans les domaines en direction du champ appliqué. La valeur de l'aimantation tend vers l'aimantation à saturation  $M_s$ .



**Figure 1.5** • Mise en évidence du processus d'aimantation corrélé à l'évolution de la structure en domaines magnétiques.

## 1.2 Comportement mécanique

### 1.2.1 Comportement élastique

#### *Aspect macroscopique*

Lorsqu'on soumet une éprouvette de longueur utile  $L$  et de section transversale  $S$  à une force  $F$ , une contrainte  $\sigma = F/S$  se développe. En outre l'éprouvette s'allonge d'une quantité  $\Delta L$ . Le rapport  $\Delta L/L$  définit la déformation longitudinale  $\epsilon$ . La relation qui relie la contrainte  $\sigma$  à la déformation  $\epsilon$  est une relation de comportement locale. Tant que la valeur de  $\sigma$  demeure inférieure à la limite d'élasticité  $\sigma_e$ , l'éprouvette retrouve sa longueur initiale dès que la charge  $F$  est supprimée. Ce comportement est caractéristique d'une réponse élastique du matériau et demeure valable aussi longtemps que  $\sigma$  reste inférieur à  $\sigma_e$ . La relation entre la contrainte  $\sigma$  et la déformation  $\epsilon$  suit la loi de Hooke, qui est formulée comme suit :

$$\sigma = E \frac{\Delta L}{L} = E\epsilon \quad (1.11)$$

où :

- $\sigma$  : Chargement mécanique appliqué sur l'éprouvette (MPa).
- $L$  : Longueur de l'éprouvette (mm).
- $\Delta L$  : Allongement de l'éprouvette (mm).
- $E$  : Module d'Young du matériau (MPa).

La loi de Hooke décrit la relation linéaire entre la contrainte mécanique et la déformation élastique résultante dans le matériau. Lorsque la contrainte mécanique dépasse la limite d'élasticité  $\sigma_e$ , des déformations permanentes ou plastiques peuvent se produire.

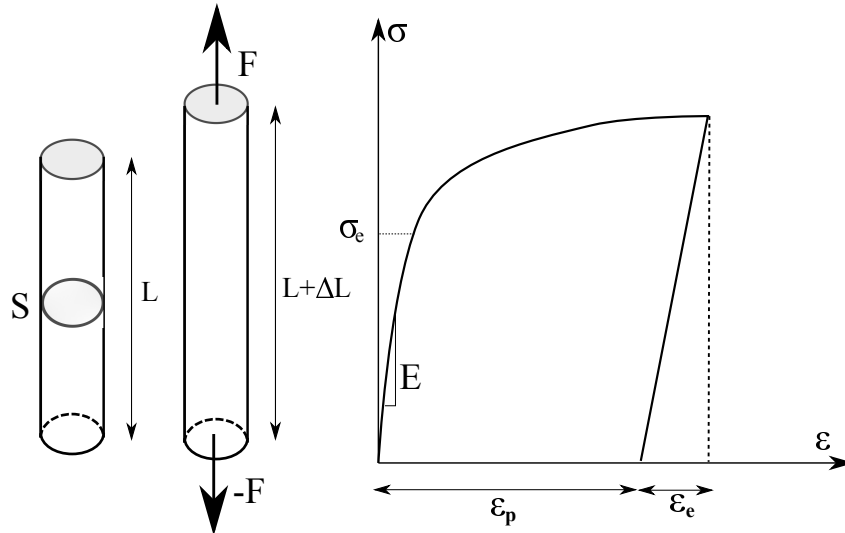


Figure 1.6 • Courbe de traction uniaxiale en contrainte/déformation

De manière générale, l'essai de traction est souvent représenté à l'aide de la courbe contrainte-déformation ( $\sigma - \epsilon$ ), tel qu'illustré dans la figure 1.6.

Une des caractéristiques du comportement élastique est la limite d'élasticité  $\sigma_e$  qui représente la contrainte à partir de laquelle le comportement du matériau devient irréversible.

Dans un contexte multiaxial, on associe à l'état élastique du matériau deux variables tensorielles qui sont : la contrainte mécanique  $\sigma$  qui est un tenseur d'ordre 2 et la déformation  $\epsilon$  qui est également un tenseur d'ordre 2. La loi de Hooke multiaxiale est donnée par :

$$\sigma = \mathbb{C} : \epsilon \quad (1.12)$$

$\mathbb{C}$  est un tenseur d'ordre 4 dit de rigidité. Dans le cas de l'élasticité linéaire les coefficients du tenseur sont constants. La limite d'élasticité dans un cadre multiaxial correspond également à l'apparition d'une non linéarité entre contrainte et déformation. Comme dans le cas unidimensionnel, il est possible de définir un tenseur des déformations élastiques et plastiques.

#### Aspects microscopiques.

Les matériaux concernés par ces travaux de thèse sont polycristallins. Il est généralement admis que les propriétés élastiques varient d'un grain à l'autre. Chaque grain est défini par une orientation cristallographique propre et aléatoire (les orientations peuvent être statistiquement reliées entre elles dans le cadre de l'existence d'une texture, fonction de l'histoire thermomécanique du matériau). À l'intérieur de chaque grain, les propriétés élastiques sont considérées comme homogènes et la relation de comportement est donnée par l'équation suivante :

$$\sigma_g = \mathbb{C}_g : \epsilon_g \quad (1.13)$$

Les orientations cristallographiques, variant d'un grain à l'autre au sein du polycristal, entraînent une différenciation du tenseur  $\mathbb{C}_g$  d'un grain à l'autre. Dans le contexte de l'élasticité linéaire, les coefficients du tenseur  $\mathbb{C}_g$  sont constants. Comme à l'échelle macroscopique,



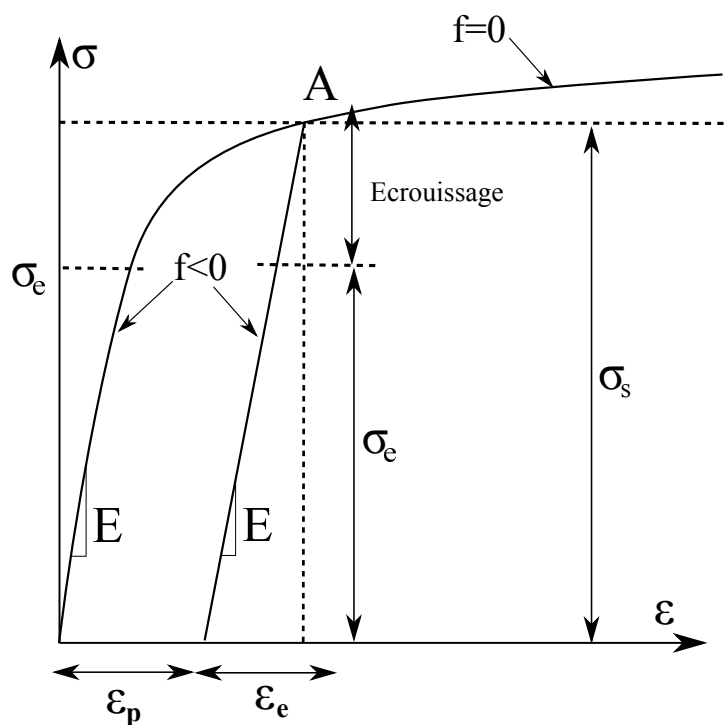
une limite d'élasticité à l'échelle du cristal peut être définie et un comportement non-linéaire apparaît en cas de surcharge.

## 1.2.2 Comportement plastique (Aspects macroscopiques)

Revenons à l'exemple de l'éprouvette soumise à une charge en traction présentée précédemment. Lorsque la contrainte dépasse la limite d'élasticité  $\sigma_e$ , le matériau commence à se déformer plastiquement. La déformation totale  $\epsilon$  peut être décomposée à tout moment en une partie plastique  $\epsilon_p$  et une partie élastique réversible  $\epsilon_e$ .

**Q Remarque 1.1.** *L'additivité des déformations suppose que l'hypothèse des petites perturbations soit retenue.*

La figure 1.7 montre que lorsque nous rechargeons le matériau, son comportement demeure pratiquement linéaire jusqu'au point de décharge (point A). Le comportement redevient alors non linéaire. Ce point représente alors la nouvelle limite d'élasticité du matériau, qui dans ce cas a augmenté. On parle alors d'écrouissage ou de durcissement : il faut appliquer une contrainte plus élevée pour déformer plastiquement de nouveau le matériau. Ces observations serviront de base pour modéliser le comportement élastique et plastique, d'abord dans le cas uniaxial, puis dans le cas multiaxial.



**Figure 1.7** • Courbe de traction  $\sigma - \epsilon$  avec mention de l'écrouissage

Au cours de la déformation plastique, la limite d'élasticité actuelle évolue avec la déformation plastique, elle est égale à la contrainte actuelle  $\sigma$ . Deux situations sont à distinguer :



**Cas d'un chargement monotone**

La limite d'élasticité appelée également contrainte seuil de plasticité  $\sigma_s$  est la plus grande contrainte atteinte au cours d'un chargement. La déformation plastique n'évolue que si  $\sigma = \sigma_s$ , ce qui peut s'écrire sous forme de la fonction  $f = \sigma - \sigma_s = 0$  appelée fonction de charge. La contrainte devient inférieure à ce seuil uniquement lorsque l'on décharge le matériau. La loi d'écoulement plastique s'écrit :

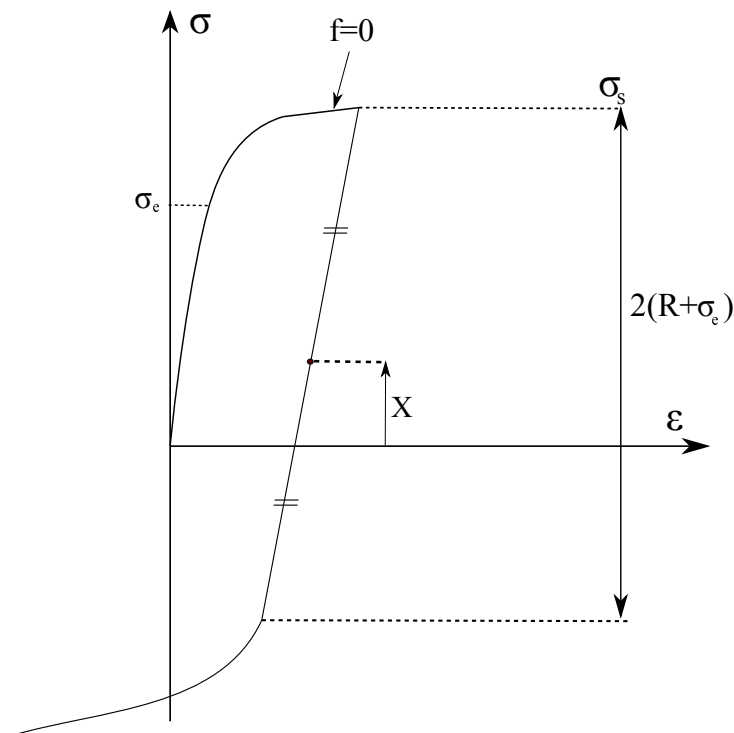
$$\dot{\epsilon}_p = 0 \quad \text{si } \sigma < \sigma_s \quad \text{ou } f < 0$$

$$\dot{\epsilon}_p \geq 0 \quad \text{si } \sigma = \sigma_s \quad \text{ou } f = 0$$

**Cas d'un chargement cyclique**

Une des caractéristiques d'un chargement cyclique est l'apparition fréquente d'un effet Bauschinger, qui correspond à une dissymétrie du comportement mécanique. Avant déformation, il convient de noter que le matériau possède une limite d'élasticité identique en traction et en compression.

Si l'on compare le domaine d'élasticité (le segment reliant la limite d'élasticité en traction et en compression) au début de l'essai et après déformation plastique, on constate que ce segment s'est déplacé le long de l'axe des contraintes. Ce mouvement, contribuant à l'écrouissage du matériau, est appelé l'écrouissage cinématique (Figure 1.8).



**Figure 1.8** • Schématisation de la courbe de traction suivie d'une compression en plasticité uniaxiale.

Dans le cas général, on peut également observer un changement de taille de ce domaine d'élasticité. On parle alors d'écrouissage isotrope.

Le domaine d'élasticité n'est donc pas figé. L'écroissage cinématique, correspondant au centre du domaine d'élasticité est noté  $X$  (il a la dimension d'une contrainte). La taille du segment vaut  $2(R+\sigma_e)$ , où  $R$  est l'écroissage isotrope. L'écroissage est ainsi la somme de deux contributions. Lors d'un chargement monotone, on peut écrire  $\sigma = \sigma_s = \sigma_e + R + X$ . Les écroissages restent constants lors des phases élastiques. La fonction de charge est ainsi définie par :

$$f = |\sigma - X| - R - \sigma_e \quad (1.14)$$

La loi d'écoulement plastique devient :

$$\dot{\epsilon}_p = 0 \quad \text{si} \quad |\sigma - X| < R + \sigma_e \quad \text{ou} \quad f < 0$$

$$\dot{\epsilon}_p > 0 \quad \text{si} \quad |\sigma - X| = R + \sigma_e \quad \text{ou} \quad f = 0$$

### 1.2.3 Comportement plastique (Aspects microscopiques)

Prenons, l'exemple de l'éprouvette déformée par traction évoquée précédemment. Des analyses expérimentales à l'échelle microscopique révèlent l'apparition de lignes parallèles espacées (figure 1.9), désignées sous le nom de lignes de glissement. Elles sont la marque d'un mouvement relatif d'une partie du cristal par rapport à l'autre et définissent une déformation permanente de cisaillement. Le plan de glissement est généralement un plan cristallographique de forte densité atomique. Si l'on poursuit la déformation, des lignes non parallèles aux premières se forment, ce qui traduit le déclenchement de glissements le long d'autres plans cristallographiques.



**Figure 1.9** • Lignes de glissement pour un acier déformé à 35% [Colette et al., 1957]

Le glissement est l'un des mécanismes clés de la déformation plastique des métaux. La capacité d'un métal à se déformer plastiquement par glissement selon des plans et des directions spécifiques dépend de sa structure. Le tableau 1.1 donne les systèmes de glissement des structures cubiques à faces centrées (CFC) et cubiques centrées (CC) (figure 1.10).

Structure	Direction de glissement	Plan de glissement	Nombre de systèmes de glissement
c.f.c	$\langle 110 \rangle$	(111)	12
		(110)	12
c.c	$\langle 111 \rangle$	(112)	12
		(123)	24

Table 1.1 • Les systèmes de glissement des structures CFC et CC.

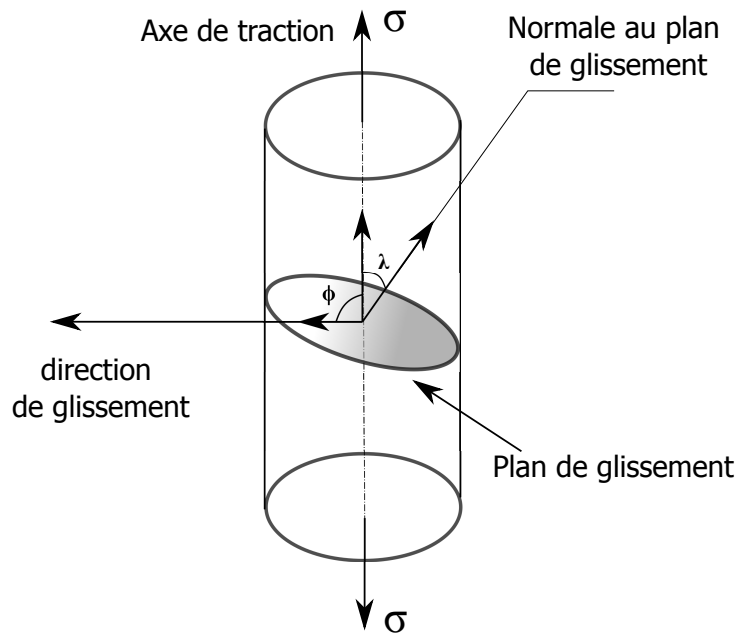


Figure 1.10 • Loi de Schmid [Lemaitre and Chaboche, 1996]

Compte tenu des symétries des cristaux, les systèmes de glissement sont multiples (12 systèmes par exemple pour le système  $\langle 110 \rangle \{111\}$  du CFC). Au cours d'une sollicitation mécanique, le premier système activé est celui qui définit la contrainte de cisaillement la plus élevée. Le glissement s'opère quand la contrainte de cisaillement atteint la valeur seuil du système considéré. Cette observation est décrite par la loi de Schmid définissant la contrainte de cisaillement  $\tau$  pour un système défini par la normale au plan de glissement  $\vec{n}$  et la direction de glissement  $\vec{t}$ .

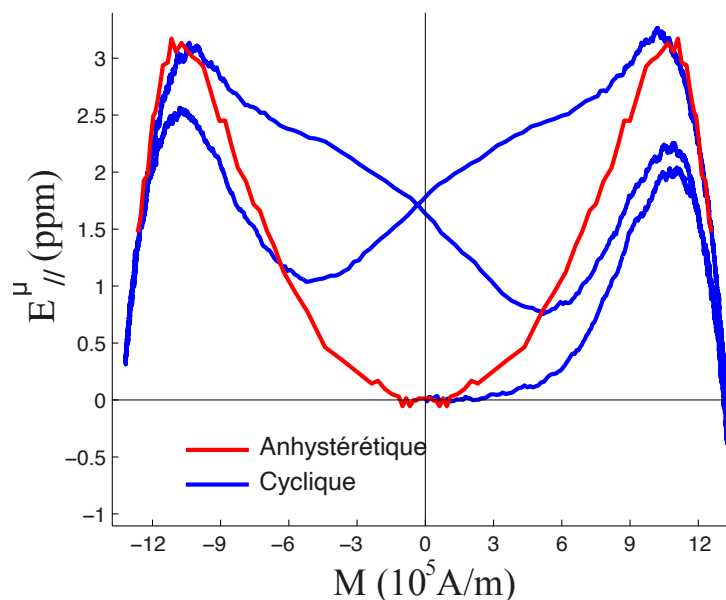
A noter que le glissement ne pourrait pas s'opérer à des niveaux de contrainte observés dans la pratique sans la présence des dislocations. La contrainte de cisaillement sur un système donné crée une force de Peach-Koehler sur la dislocation qui devient mobile et cisaille le cristal, assurant une déformation permanente. Compte tenu de la multiplicité croissante des systèmes de glissement, les dislocations se croisent et se multiplient. Certains croisements conduisent à la formation de crans non glissiles qui engendrent des amas, puis

des murs de débris de dislocations à mesure de l'augmentation de la déformation. Il est d'usage de considérer une augmentation du nombre de dislocations de deux ou trois ordres de grandeurs au cours d'un essai de traction sur un acier doux.

## 2 Couplage magnéto-mécanique

### 2.1 Comportement magnétostrictif

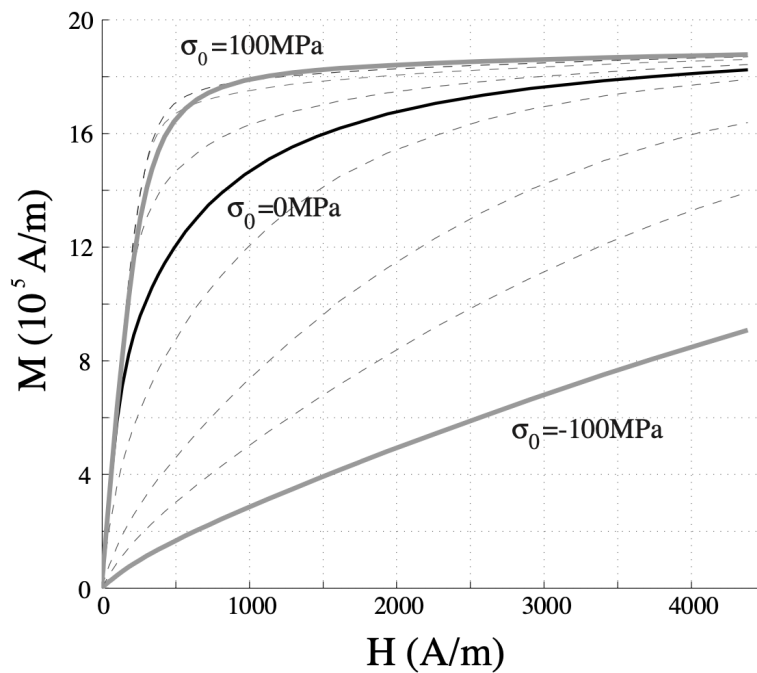
Le processus d'aimantation s'accompagne d'une déformation libre du matériau [Cullity, 1972]. Cette déformation est appelée déformation de magnétostriction [Joule, 1847] et est représentée localement par un tenseur d'ordre 2 que l'on note  $\epsilon^\mu$ . Cette déformation se fait généralement à volume constant, ce qui se traduit par une trace nulle du tenseur. La valeur et le signe de cette déformation varient en fonction du matériau utilisé [de Lacheisserie, 1993]. Par exemple, les alliages de fer présentent une déformation de saturation de l'ordre de  $-5 \cdot 10^{-6}$ , tandis que pour le Terfenol-D, cette valeur atteint  $10^{-3}$ . La figure 1.11 montre le comportement magnétostrictif observé d'un acier biphasé, mesuré dans la direction du champ appliqué. L'évolution de la déformation en fonction de l'aimantation est non seulement non-linéaire mais également non monotone. Par ailleurs, sous l'effet d'un champ alterné, le comportement magnétostrictif décrit un cycle. La valeur de saturation de la déformation est définie comme la valeur atteinte lorsque l'aimantation atteint sa valeur de saturation  $M_s$ . On note cette déformation  $\lambda_s$ . Utilisant la même technique que celle employée pour les mesures magnétiques, il est possible de construire une courbe anhystérétique magnétostrictive. Celle-ci est tracée en rouge figure 1.11 pour la composante longitudinale (mesurée dans la direction du champ appliqué).



**Figure 1.11** • Comportement magnétostrictif d'un acier dual-phase [Hubert and Lazreg, 2017]

## 2.2 Effet magnéto-élastique

L'effet de l'application d'une contrainte mécanique dans le domaine élastique en présence d'un champ magnétique variable a été largement étudié dans la littérature [Bozorth, 1951, Cullity, 1972]. Ce phénomène se manifeste de différentes manières et a un impact significatif sur le comportement magnétique macroscopique des matériaux. Parmi les manifestations observées, on peut citer l'influence sur le cycle d'hystérésis magnétique et ses paramètres dissipatifs associés, tels que le champ coercitif, l'aimantation rémanente et les pertes statiques. De plus, l'effet de la contrainte mécanique peut également affecter des paramètres anhystériques, tels que la perméabilité initiale du matériau. Il convient de noter que ces effets peuvent varier d'un matériau à un autre, reflétant ainsi la diversité des comportements magnéto-mécaniques observés dans différents matériaux. L'aimantation anhystérique d'un alliage de Fer-Cobalt (FeCo) augmente sous l'application d'un chargement mécanique de traction uniaxial alors qu'elle diminue en compression, cet effet est bien illustré figure 1.12.

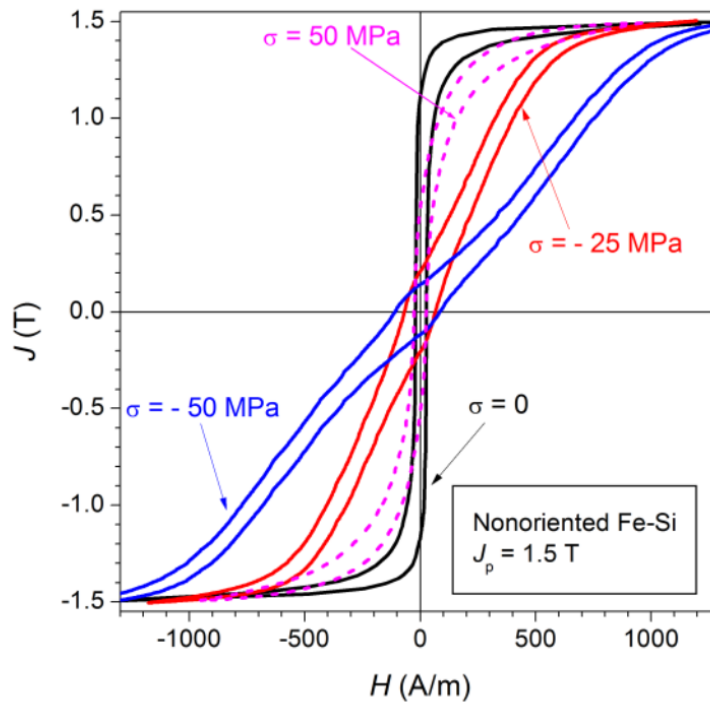


**Figure 1.12** • Aimantation anhystérique d'un FeCo soumis à une contrainte uniaxiale. [Hubert et al., 2009]

Un croisement de courbe est obtenu à partir d'un certain niveau de contrainte de traction. Ce phénomène est connu sous le nom du renversement de Villari. L'effet d'une traction et d'une compression est inversé pour le Nickel du fait de sa magnétostriction négative.

La forme du cycle d'hystérésis est aussi influencée par le chargement mécanique. Cela peut être observé dans le cas du FeSi comme le montre la figure 1.13. Pour ce matériau, le champ coercitif diminue à mesure que la contrainte de traction augmente, tandis que l'aimantation rémanente s'accroît.

Le comportement magnétostrictif est également influencé par l'état mécanique du matériau. La figure 1.14 montre l'influence d'un chargement uniaxial de traction ou de



**Figure 1.13** • Effet de la contrainte de traction et de compression sur l'hystérésis magnétique d'un FeSi [LoBue et al., 2000].

compression sur un alliage de fer-cobalt. Une traction a tendance à diminuer l'amplitude de la déformation tandis qu'une compression l'augmente.

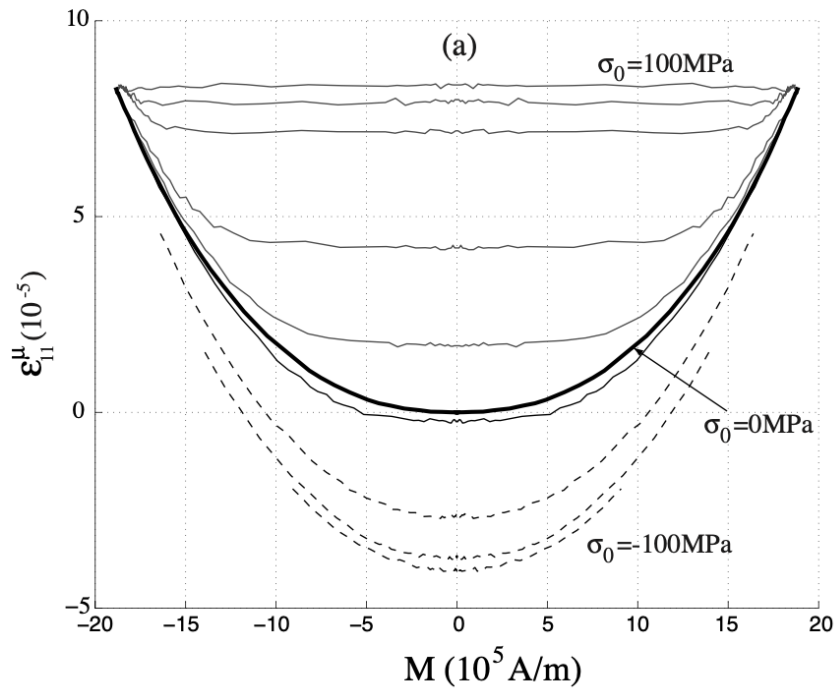
## 3 Influence de plasticité sur le comportement magnétique et magnétostrictif

### 3.1 Aspects expérimentaux

L'effet d'une déformation plastique homogène sur les propriétés magnétiques a été largement étudié depuis plusieurs années. Les recherches ont couvert une large gamme de matériaux, notamment le fer pur [Degauque et al., 1978], les aciers à faible teneur en carbone [Swartzendruber et al., 1997], [Perevertov, 2007], les aciers électriques [Iordache et al., 2003], [Hubert et al., 2005], le fer-cobalt [Hug et al., 2000], et les alliages de nickel [Bozorth, 1951], et les observations sont souvent similaires.

Nous détaillons dans ce qui suit quelques-uns de ces travaux, en soulignant les matériaux étudiés, les méthodes expérimentales employées, les résultats obtenus, et les interprétations proposées par chaque auteur.

L'influence de trois niveaux de déformation plastique sur l'anisotropie des propriétés magnétiques induite par la déformation est abordée dans [Hubert et al., 1998]. Des expériences ont été menées sur un alliage industriel de Fe-3%Si non-orienté (0,5 mm d'épaisseur). Les mesures magnétiques ont été réalisées sur des échantillons (20x20mm) découpés dans des



**Figure 1.14** • Déformation de magnétostriction anhystérétique d'un FeCo soumis à une contrainte uniaxiale. [Hubert et al., 2009]

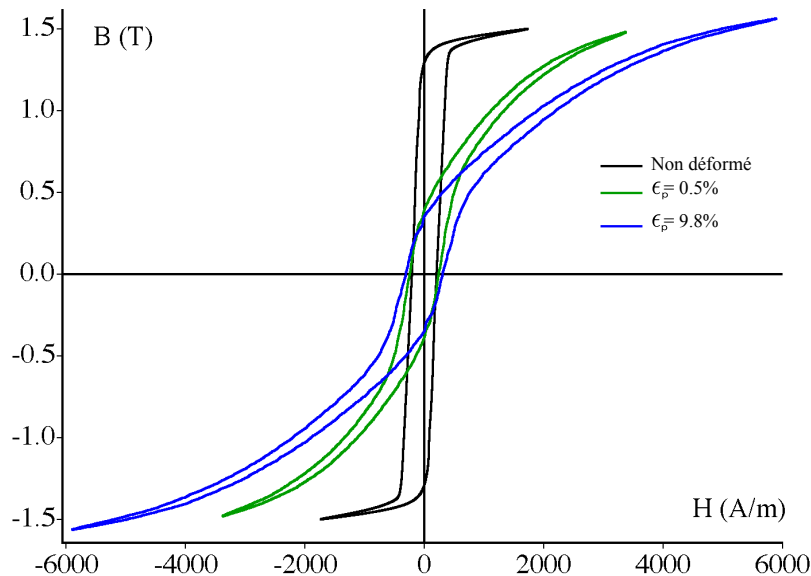
tôles non déformées et des éprouvettes de traction préalablement déformées. Les mesures ont été effectuées à différentes fréquences (0,1Hz et 50Hz), révélant une dégradation générale des propriétés magnétiques avec la déformation plastique (diminution de la perméabilité et augmentation du champ coercitif). Une évaluation de la densité de dislocations et de l'écroissage cinématique a été effectuée pour chaque échantillon. L'auteur suggère que l'anisotropie plastique affectant les propriétés magnétiques pourrait résulter de l'ancrage des parois des domaines contre des défauts métallurgiques et de l'effet des contraintes internes sur ces propriétés.

Dans [Makar and Tanner, 1998a], des mesures des propriétés magnétiques globales des aciers perlitiques ont été effectuées in situ pendant la déformation plastique. Ces mesures ont montré que le champ coercitif est resté constant ou a diminué dans la zone élastique, mais a augmenté dans le cas de la déformation plastique. Les auteurs ont également constaté que l'aimantation rémanente augmentait avec la déformation élastique, mais diminuait en déformation plastique. Dans une seconde étude menée sur les mêmes matériaux perlitiques, [Makar and Tanner, 1998c] ont montré que la perméabilité différentielle totale à bas champ augmentait avec l'augmentation de la contrainte dans le domaine élastique dans la direction du champ magnétique. Cette perméabilité atteint un pic avant la limite d'élasticité et diminue rapidement ensuite.

Dans les travaux de [Hubert, O. et al., 1999], l'effet des déformations plastiques sur le comportement magnétique du Fe-3%Si a été étudié. La figure 1.15 illustre l'influence de la déformation plastique sur l'hystérésis magnétique. On observe une dégradation marquée des propriétés magnétiques dès les premiers stades de la déformation plastique, caractérisée



par une augmentation du champ coercitif et une diminution de la perméabilité. Des mesures magnétiques réalisées perpendiculairement à l'axe de chargement mécanique ont montré un impact moins prononcé de la déformation plastique sur les propriétés magnétiques, comparé aux mesures alignées avec l'axe mécanique. Cet effet "directionnel", connu sous le nom d'anisotropie magnéto-plastique, est interprété comme un effet de contraintes internes.

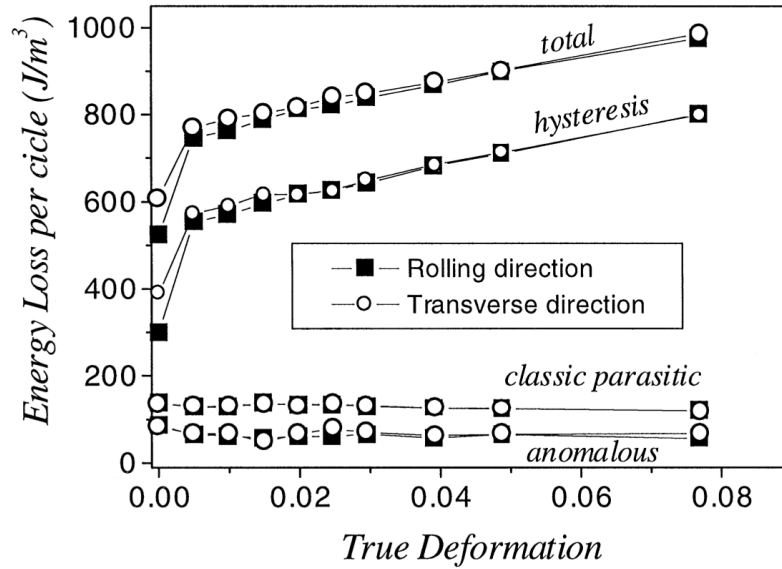


**Figure 1.15** • Effet de la déformation plastique en traction uniaxiale sur l'hystérésis magnétique d'un FeSi,  $f=50$  Hz. [Hubert, O. et al., 1999]

L'effet de la déformation plastique sur les pertes magnétiques a également fait l'objet de plusieurs travaux. Par exemple, dans [Landgraf et al., 2000], des expériences ont été menées en utilisant une bande de 0,5 mm d'épaisseur d'un acier électrique commercial à 2% de silicium. Les échantillons dont la déformation réelle était comprise entre 0,005 et 0,08 ont été comparés à des échantillons non déformés. Des bandes d'Epstein (format de tôle standard pour des mesures magnétiques de référence) ont été prélevées dans le sens du laminage (RD) et dans le sens transversal (TD), et les propriétés magnétiques ont été mesurées dans chaque direction. La séparation des composantes de perte a été effectuée en mesurant la perte totale à 60 Hz et la perte par hystérésis à 0,005 Hz. La figure 1.16 montre qu'une très faible déformation induit une forte augmentation des pertes totales, suivie d'une augmentation presque linéaire entre 0,01 et 0,08. Ces résultats rejoignent les observations de [Hubert et al., 1998] indiquant une très forte non linéarité de la variation des propriétés magnétiques avec la déformation.

Dans [Iordache et al., 2003], l'effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique d'un matériau de Fe-3,5%Si à grains non orientés a été étudié. Des mesures magnétiques in-situ ont été réalisées sur des échantillons de 250 mm de longueur et 20 mm de largeur, coupés dans la direction du laminage et recuits à 720°C pendant 2 heures. Les mesures magnétiques ont été effectuées d'abord à l'état non déformé, puis sous contrainte mécanique dans le domaine élastique et dans le domaine plastique, à l'état chargé et déchargé, à une fréquence de 0,5 Hz. La sensibilité à la contrainte s'est avérée qualitativement similaire à celle du fer polycristallin : un effet favorable a été constaté unique-





**Figure 1.16** • Effet de la déformation plastique en traction uniaxiale sur les pertes magnétiques d'un FeSi,  $f=60\text{Hz}$ [Landgraf et al., 2000].

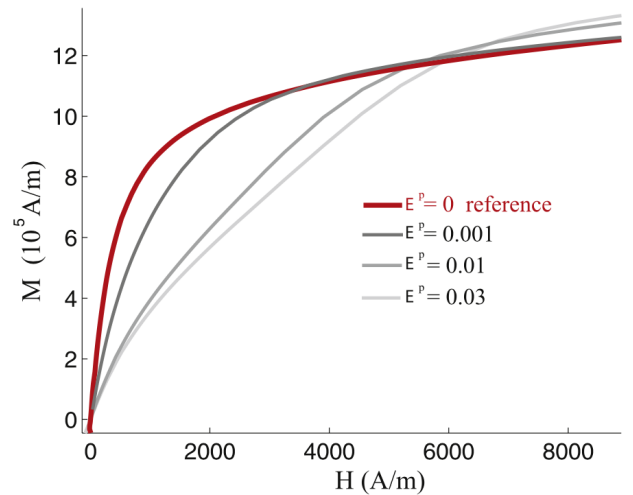
ment sur la perméabilité relative initiale  $\mu_{ir}$  dans la première phase élastique, tandis que l'évolution des autres paramètres traduisait une dégradation du comportement magnétique avec l'augmentation de la contrainte. Pour des contraintes supérieures à la limite d'élasticité, une relation linéaire a été observée entre l'inverse de la perméabilité initiale  $1/\mu_{ir}$ , le champ coercitif  $H_c$ , la perméabilité maximale  $\mu_{max}$  et la contrainte appliquée. En outre, il a été montré que ces mêmes paramètres dépendent linéairement de l'écroissage cinématique  $X$ , représentatif de l'état des contraintes internes.

Dans [Salinas B. and Salinas R., 2016], les effets de la déformation sur la microstructure et les propriétés magnétiques des aciers électriques non orientés ont été étudiés. Ces aciers ont été déformés par traction à quatre niveaux de déformation globale : 0,03, 0,08, 0,12 et 0,25. Il a été observé que la coercivité varie linéairement avec la racine carrée de l'écart d'orientation des grains (Grains Orientation Spread - GOS), suggérant que cette propriété magnétique dépend principalement de la quantité et de la répartition des dislocations générées lors de la déformation. Par ailleurs, les pertes magnétiques augmentent significativement en raison des fortes déformations plastiques.

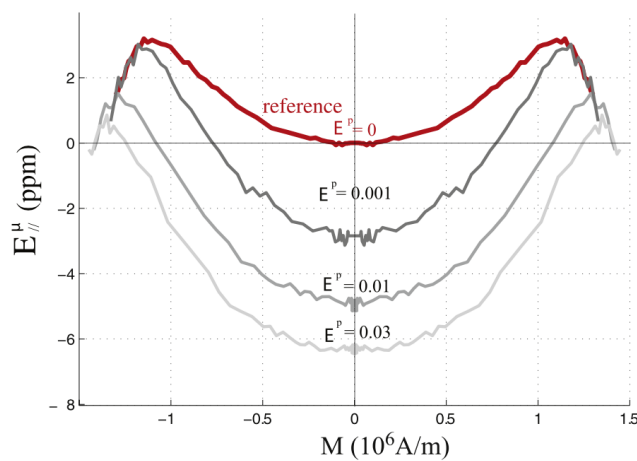
Dans [Singh et al., 2017], une étude expérimentale a été menée sur les propriétés magnétiques des tôles d'acier électrique M400-50A. L'induction magnétique a été mesurée en fonction de l'intensité du champ magnétique sur des échantillons pré-contraints soumis à des déformations plastiques permanentes de 0,05, 0,1 et 0,15. Les mesures ont été effectuées dans les directions du laminage (RD) et transversale (TD). Cette étude a révélé que, bien que les propriétés mécaniques soient quasiment isotropes, les propriétés magnétiques varient sensiblement en fonction de la direction de la déformation. Par exemple, le niveau d'induction anhystérétique observé selon RD pour un échantillon déformé à 0,05 est supérieur à celui enregistré selon TD pour une déformation identique.

L'étude de [Zhao et al., 2021] s'est concentrée sur l'impact de divers traitements ther-

miques sur les propriétés magnétiques d'un acier magnétique doux, en fonction du degré de déformation. Les échantillons sont des cubes prélevés dans des bandes ayant subi différents niveaux de déformation. Les propriétés sont mesurées à l'aide d'un magnétomètre, et les analyses portent sur la relation entre la déformation et le traitement thermique. Les résultats montrent que lors d'un traitement thermique standard en ligne de production, l'augmentation de la déformation induit d'abord une hausse puis une baisse de l'aimantation. De plus, après traitement thermique, les auteurs observent des propriétés magnétiques améliorées pour les échantillons dont la taille de grains est la plus élevée et la plus uniforme.



(a)



(b)

**Figure 1.17** • (a) Effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique anhystérétique d'un acier dual-phase. (b) Effet de la déformation plastique sur le comportement magnétostrictif anhystérétique d'un acier dual-phase. [Hubert and Lazreg, 2017].

Dans [Makar and Tanner, 2000], des mesures d'aimantation et de magnétostriction ont été réalisées sur des échantillons d'acier au carbone déformés plastiquement en traction. Les mesures ont été effectuées à l'état déchargé, révélant que l'amplitude de la magnétostriction

augmente avec le niveau de déformation plastique.

L'étude de l'effet de la plasticité sur le comportement anhystérétique magnétique et magnétostrictif a également été abordée dans la littérature. [Hubert and Daniel, 2006] ont utilisé des tôles de fer-silicium à grains non-orientés (0,5 mm d'épaisseur). Des expériences mécaniques et magnétiques ont été menées sur des échantillons de 250 mm de long et 12,5 mm de large, découpés par électroérosion dans le sens du laminage et transversal (RD et TD). Cinq niveaux de déformation plastique ont été considérés. La magnétostriction a été mesurée dans les directions longitudinale et transversale des échantillons soumis à une contrainte de traction. Il est ressorti que la déformation plastique conduit à une dégradation de l'aimantation anhystérétique mais à une augmentation de l'amplitude de la déformation de magnétostriction rejoignant les résultats de [Makar and Tanner, 2000].

L'impact de la déformation plastique sur les propriétés magnétiques et magnétostrictives anhystérétiques d'un acier dual-phase (DP) a été étudié et est présenté dans [Hubert and Lazreg, 2017]. La Figure 1.17(a) montre clairement comment la déformation plastique par traction affecte le comportement magnétique anhystérétique, révélant une diminution significative de l'aimantation de l'acier en fonction du niveau de déformation imposé. Par ailleurs, la figure 1.17(b) illustre l'augmentation de l'amplitude de la magnétostriction anhystérétique en fonction de la déformation plastique de traction.

L'influence d'une déformation plastique obtenue par compression est beaucoup moins étudiée dans la communauté scientifique. Cela peut s'expliquer par les difficultés pratiques de la mise en place d'une telle expérience. Dans ce domaine, on peut citer les travaux de [Jiles, 1988]. Des échantillons de différents types d'aciers (perlitique, bainitique et martensitique) ont été analysés. Il a été constaté que la déformation plastique affecte la perméabilité, le champ coercitif et les pertes pour tous les matériaux étudiés, avec une augmentation des pertes proportionnelle à la déformation pour les trois matériaux. L'auteur interprète ces résultats par l'augmentation du nombre de dislocations bloquant le mouvement des parois des domaines, entraînant une augmentation de la coercivité et des pertes d'hystérésis, tout en réduisant la perméabilité initiale.

L'effet de la compression plastique sur un acier martensitique à haute teneur en chrome P91 a été étudié dans [Piotrowski et al., 2017]. Des échantillons plats ont été usinés et introduits dans un système de fixation anti-flambage dans les travaux de [Dietrich et al., 2014]. Les mesures ont été réalisées à l'aide d'un système de perméamètre à 0,5Hz. Il a été montré que le comportement magnétique diffère entre la traction et la compression, avec un champ coercitif plus élevé en traction. Selon l'auteur, ce comportement est le résultat de l'effet des contraintes résiduelles de compression caractéristiques de l'état de traction plastique qui augmentent la coercitivité, tandis que la compression plastique génère des contraintes résiduelles de traction. La variation du champ coercitif est alors principalement due aux dislocations. Aucune quantification n'est cependant proposée.

### 3.2 Interprétations et modélisations

Nous résumons dans cette partie une revue bibliographique des travaux de la littérature qui ont traité la modélisation de l'effet de plasticité sur le comportement magnétique.

#### 3.2.1 Modèles basés sur la densité de dislocations

De nombreux travaux de recherche ont exploré la modélisation de l'impact de la déformation plastique sur le comportement des matériaux magnétiques. Ces études, basées sur une approche phénoménologique, ont permis de développer différentes formulations pour lier les propriétés magnétiques à des indicateurs de plasticité. Parmi ces indicateurs, les premiers à avoir été étudiés sont les défauts microstructuraux et en particulier la densité des dislocations.

On peut citer par exemple les travaux de [Seeger et al., 2004], [Lubitz, 1974], [Hilzinger, 1977], [Kronmüller, 1973] et [Hilzinger and Kronmüller, 1975a]. Ceux-ci ont cherché à modéliser l'interaction entre les défauts cristallins et les parois des domaines magnétiques. Ils montrent que le champ élastique autour d'un défaut de type dislocation réduit l'énergie de paroi ce qui a pour effet de l'ancrer.

Dans des études ultérieures, [Šternberk et al., 1983], et [Šternberk et al., 1985] ont établi une corrélation entre le champ coercitif et la densité des dislocations. Cette analyse conduit à proposer une relation de proportionnalité entre le champ coercitif et la racine carrée de la densité de dislocations.

Des modèles d'hystérésis ont ensuite été proposés sur la base de celui de Jiles. Selon Jiles et Atherton, l'énergie fournie au matériau magnétique peut être décomposée en deux : une partie de cette énergie est dissipée par accrochage des parois sur les défauts; l'autre partie est stockée et est associée à la partie réversible du comportement. L'équation caractéristique du modèle est donnée alors par [Jiles and Atherton, 1983]:

$$\int f\left(\frac{M + \lambda H}{a}\right) dB_e = \int M dB_e + \delta \int k dM, \quad (1.15)$$

où  $f$  est une fonction de Langevin et  $k$  est une constante d'accrochage (*pinning*).  $B_e$  est l'induction effective donnée par  $B_e = \mu_0(H + \alpha M)$ .  $\lambda$  et  $a$  sont deux paramètres du modèle identifiables expérimentalement.

En 1984, [Szpunar and Szpunar, 1984] ont mesuré expérimentalement la variation des paramètres du modèle de Jiles, à savoir le coefficient  $k$ , le paramètre  $a$  et le paramètre empirique  $\alpha$  en fonction de la déformation plastique. Ces résultats ont montré une augmentation des valeurs de  $k$  et  $a$  en fonction de la déformation plastique. La variation de ces paramètres est non linéaire: elle est forte dans les premiers stades de la déformation puis sature. En outre, le paramètre  $\alpha$  décroît en fonction de la déformation plastique. L'augmentation du coefficient  $k$  est corrélée à l'augmentation de l'énergie d'accrochage à cause de l'accumulation des dislocations en cours de plasticité.

Une formulation explicite de ces paramètres en fonction la plasticité a ensuite été proposée par les mêmes auteurs dans [Szpunar and Szpunar, 1985]. Le coefficient  $k$  est corrélé de manière linéaire avec la densité de dislocations.

Sablik [Sablik, 2001] a considéré la même relation entre le paramètre  $k$  et le champ coercitif, lequel est lui-même corrélé avec la racine carrée de la densité de dislocations. Suite à cette analyse, il a introduit une nouvelle formulation des paramètres  $k$  et  $a$ . Cette formulation établit une corrélation avec la racine carrée de la densité de dislocations tout en tenant compte de la taille des grains .

Ce modèle a été modifié par [Sablik et al., 2004] pour intégrer une formule de densité de dislocations du matériau à l'état plastifié, tel que développé par [Astie et al., 1981]. Ce

modèle prend en compte l'écroutissage, le module de Coulomb, et le vecteur de Burgers dans sa formulation.

Cette dernière formulation a été de nouveau modifiée dans [Sablík et al., 2005] où la valeur de l'écroutissage utilisée dans la définition de la densité de dislocations a été remplacée par un terme qui dépend linéairement de la racine carrée de la déformation résiduelle.

Ce modèle a été utilisé pour modéliser l'effet de la déformation plastique de tôles minces [Sablík et al., 2010]. Dans cette version, le terme d'écroutissage est décrit par la loi de Ludwik [Chakrabarty, 1987].

Une version révisée basée sur le modèle mentionné précédemment a été élaborée par [Li et al., 2012]. La stratégie de modélisation adoptée consistait à intégrer l'influence de la déformation plastique tant sur le champ effectif que sur les paramètres du modèle de Jiles-Atherton. Ainsi, le champ effectif intègre les contributions de la contrainte résiduelle et de la déformation plastique.

### 3.2.2 Introduction de l'effet des contraintes internes

Il est bien connu depuis les observations de Bauschinger [Bauschinger, 1881, Bauschinger, 1887] et l'interprétation de Mughrabi [Mughrabi, 1983] que la déformation plastique des polycristaux s'accompagne de la génération de contraintes internes y compris pour les essais supposés homogènes. Elles sont en particulier à l'origine de l'écroutissage cinématique évoqué dans les parties précédentes et proviennent de l'hétérogénéité de la microstructure. Ces hétérogénéités peuvent être pré-existantes : orientations cristallines, phases différentes ou créées lors de la déformation, hétérogénéité de la distribution des dislocations, amas, murs de débris de dislocations.

Les premières observations qui lient contraintes internes et comportement magnétique remontent à Degauque en 1985 [Degauque, 1985] et Hug en 1993 [Hug, 1993]. Ces travaux ont été poursuivis par Hubert et al. [Hubert, O. et al., 1999] qui est le premier à avoir montré qu'il existait une relation linéaire entre le champ coercitif et l'écroutissage cinématique.

En suivant le même principe dans [Hubert et al., 2005, Hubert and Daniel, 2006], un modèle de micro-plasticité couplé avec le modèle multi-échelle magnétique a été proposé. Ce modèle consiste à calculer un état de contrainte interne du matériau à l'échelle microscopique par un calcul micromécanique. Cet état de contrainte est ensuite introduit dans un modèle multi-échelle magnétique [Daniel et al., 2008].

Ce modèle a été appliqué au Fe-3%Si non orienté et les simulations de l'effet de la plasticité sont cohérentes avec les observations expérimentales [Hubert et al., 2005, Hubert and Daniel, 2006]. Cependant, cette approche est limitée à la plage de déformation plastique correspondant aux contraintes internes intergranulaires. De plus, seul le chargement monotone a été pris en compte.

Une approche à deux échelles a ensuite été proposée dans [Hubert and Lazreg, 2017]. Ce modèle considère tout matériau magnétique comme un matériau constitué de deux phases possédant chacune des limites d'élasticité différentes. Ce contraste est à l'origine d'un écroutissage cinématique en cours de plasticité. L'écroutissage cinématique évalué de manière expérimentale permet le calcul de l'état de contrainte dans chaque phase. Les contraintes sont ensuite introduites dans un modèle magnéto-élastique permettant de remonter

à l'aimantation de chaque phase en fonction du champ appliqué. Une homogénéisation est finalement mise en place pour estimer le comportement magnétique macroscopique moyen. Ces modèles ont la particularité de ne pas tenir compte de la densité de dislocations puisque celle-ci contribue indirectement aux contraintes internes.

Finalement, dans des travaux récents, [Domenjoud and Daniel, 2023] ont proposé une approche mixte. La modélisation de l'effet de la plasticité sur le comportement magnétique d'un acier électrique se base à la fois sur les contraintes internes et la densité de dislocations. Nous reviendrons sur ces aspects du modèle dans le reste du manuscrit.

## 4 Problématique

L'analyse de la littérature montre que la plasticité macroscopiquement homogène d'un milieu polycristallin ferromagnétique s'accompagne non seulement d'une augmentation de la densité de dislocations dont la structuration peut prendre des formes plus ou moins complexes, mais également du développement de champs de contraintes internes fluctuant dans le matériau. Il existe de ce fait deux interprétations de l'influence de la plasticité sur le comportement magnétique conduisant à deux approches de modélisation différentes : l'interprétation la plus ancienne est celle qui consiste à voir les dislocations et les structures de dislocations comme des points d'ancrage pour les parois de domaines magnétiques; l'interprétation la plus récente (depuis les années 90) se base sur l'effet magnéto-élastique des champs de contrainte interne. Laquelle de ces approches est-elle la plus pertinente? faudrait-il considérer un mélange de ces deux effets? Par manque de résultats expérimentaux, il est difficile de répondre à ces questions et donc finalement de lever la controverse.

En effet, malgré un corpus étendu de recherches illustrant l'impact significatif de la plasticité sur les comportements magnétiques et magnétostrictifs, les résultats expérimentaux à notre disposition ne concernent la plupart du temps que des matériaux soumis à des essais de traction uniaxiale. Ces essais permettent effectivement de faire évoluer la quantité de défauts, mais les contraintes internes évoluent dans le même temps : on ne peut donc pas strictement dissocier leurs effets.

Le premier travail de cette thèse consiste donc à proposer des expériences qui permettent d'obtenir une même quantité de défauts pour deux états de contraintes internes différents. Cette situation est rendue possible par la mise en place d'un essai de compression homogène développant un niveau de plasticité équivalent à un essai de traction. Nous serons également en mesure grâce à ces essais de produire une éprouvette contenant une plus grande quantité de défauts à un niveau de contrainte interne proche. Répondre à la controverse nécessite également de réaliser des mesures de densités de dislocations à différents niveaux de déformations. Il nous semble en effet important de travailler avec des mesures plus qu'avec des hypothèses.

Nous retenons pour ces essais un acier ferrito-perlitique utilisé pour la fabrication de pipelines. Sa structure biphasée permet le développement naturel de contraintes internes intergranulaires intenses, pouvant masquer cependant l'effet propre des défauts cristallins. Il nous est alors paru pertinent d'appliquer le même protocole expérimental à un polycristal de fer pur et de comparer les résultats obtenus avec l'acier. L'essai de torsion offre un

chargement mécanique encore différent, permettant le développement de plasticité dans un cadre multiaxial et donc l'obtention d'un couple inédit densité de défauts/ contraintes internes. Il s'agit du dernier jeu d'expériences réalisé au cours de cette thèse.

Dans le cadre de l'analyse des résultats et de l'interprétation de l'impact de la plasticité sur le comportement magnétique et magnétostrictif, nous comparerons les résultats expérimentaux aux résultats de deux modèles anhystérétiques de comportement magnéto-plastique basés sur une approche magnéto-élastique, négligeant donc l'effet des défauts cristallins en tant que tels. Nous serons ainsi en mesure de proposer une réponse plus argumentée à la controverse initiale.







# 2

## Méthodes expérimentales

*Ce chapitre rassemble les différentes méthodes expérimentales utilisées pendant cette thèse. Il nous est apparu plus simple de les regrouper et ainsi permettre de se concentrer sur les résultats dans les chapitres suivants. Ce chapitre débute par une présentation des outils de caractérisation mécanique des matériaux. Nous détaillons en particulier la conception des éprouvettes destinées aux essais de traction-compression et de torsion, ainsi que les techniques de mesure des déformations. Nous présentons ensuite les méthodes de mesures magnétiques. Celles-ci diffèrent d'un type d'éprouvette à l'autre et en fonction du type d'information recherchée.*

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Essais mécaniques</b> . . . . .	<b>32</b>
1.1	Caractérisation du comportement mécanique . . . . .	32
1.2	Essai mécanique de compression plastique . . . . .	33
1.3	Essai mécanique de torsion plastique . . . . .	40
<b>2</b>	<b>Analyse microscopique</b> . . . . .	<b>47</b>
2.1	Microscopie optique . . . . .	47
2.2	Microscopie électronique à balayage (MEB) . . . . .	48
2.3	Microscopie électronique en transmission (MET) . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Méthode de mesures magnétiques et magnétostrictives</b> . . . . .	<b>52</b>
3.1	Bancs de mesure à culasses . . . . .	52
3.2	Banc de mesure d'Helmholtz . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Conclusion du chapitre</b> . . . . .	<b>59</b>

---

## 1 Essais mécaniques

Cette première partie rassemble des informations utiles à la compréhension des essais mécaniques. Ces essais sont de différentes natures : il s'agit d'une part de permettre une mesure du comportement mécanique des matériaux, et en particulier leur comportement plastique; il s'agit d'autre part de développer grâce à ces essais différents états mécaniques dans la matière et de mesurer l'influence de ces états sur le comportement magnétique et magnétostrictif. Il peut s'agir de mesures magnétiques in situ (le chargement mécanique est maintenu) ou ex-situ (le comportement magnétique est mesuré à l'extérieur de la machine d'essai mécanique).

### 1.1 Caractérisation du comportement mécanique

La caractérisation du comportement mécanique des matériaux étudiés pendant cette thèse s'effectue par des essais de traction monotone et cyclique. Nous souhaitons obtenir d'une part la relation contrainte déformation  $\sigma(\epsilon)$  ( $\gamma$  compris la partie élastique) et d'autre part l'évolution des écrouissages isotrope  $R$  et cinématique  $X$  (voir chapitre 1). Nous disposons pour cela d'une machine électrohydraulique MTS d'une capacité de 10T disposant de mors hydrauliques et dont l'alignement permet de réaliser des essais de compression.

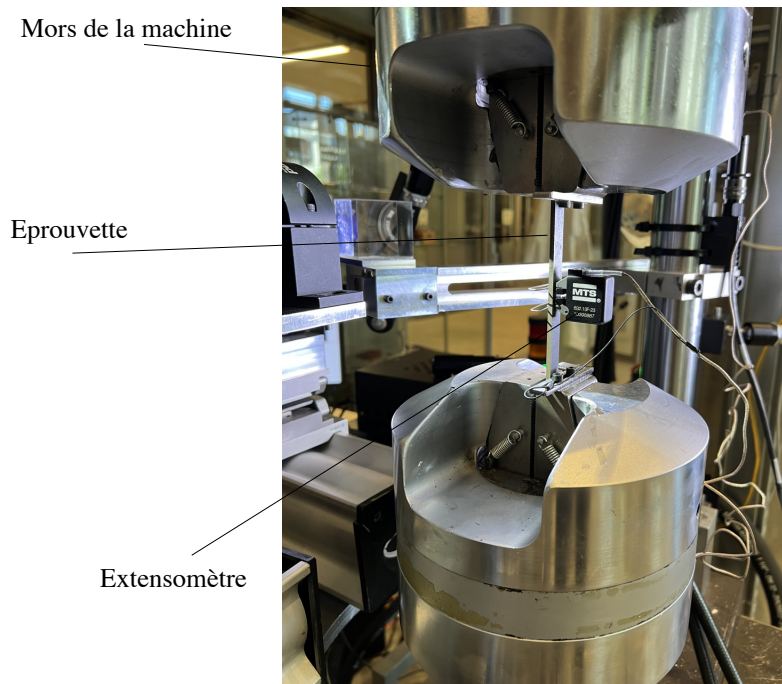
Les essais de traction monotone sont réalisés sur des échantillons de fer et d'acier (voir chapitres suivants). Ces échantillons sont de forme parallélépipédique de longueur 200 mm, de largeur 12 mm et d'épaisseur dépendant de la tôle dans laquelle ils sont prélevés (découpe par électroérosion). Celle-ci varie de 3,5 mm pour le fer pur à 4 mm pour l'acier. Les éprouvettes sont positionnées dans la machine hydraulique et serrées sur une longueur d'environ 30 mm de chaque côté par les deux paires de mors assurant une pression de 50 bars. Les essais de traction cyclique sont réalisés sur les mêmes échantillons. Nous utilisons cette fois une longueur de serrage de 60 mm ce qui réduit la longueur utile à 80mm. Cette réduction permet de réaliser une compression sans risque de flambage jusqu'à une contrainte critique  $\sigma_c$  donnée par la formule d'Euler ci dessous :

$$\sigma_c = -\frac{\pi^2 E e^2}{12 L_f^2} \quad (2.1)$$

avec  $E$  le module d'Young du matériau,  $e$  l'épaisseur de l'éprouvette, et  $L_f$  la longueur de flambement qui vaut la longueur utile en cas d'appuis simples ou la demi-longueur utile en cas de double encastrement (ce qui est le cas ici). Une rapide estimation montre que la contrainte critique vaut 3 à 5 fois la limite d'élasticité en compression ce qui assure la bonne tenue des essais. Ce calcul n'est cependant valable qu'à partir du moment où le régime plastique n'est pas atteint. Nous ne serons capables grâce aux essais cycliques que de détecter la surface de charge mais en aucun cas de réaliser une plasticité de compression significative.

Les essais sont commandés en déplacement. La vitesse de déplacement vaut  $\dot{u}=1\text{mm/min}$  ce qui assure une vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}$  de 1 à  $2.10^{-4}\text{s}^{-1}$ . La mesure de la déformation a été réalisée localement avec un extensomètre à contact qui permet une mesure précise

et instantanée de la déformation sur toute l'étendue de mesure. La machine d'essai et l'éprouvette utilisées sont représentées à la figure 2.1.



**Figure 2.1** • Banc d'essai mécanique utilisé pour la caractérisation expérimentale du comportement mécanique monotone et l'érouissage du matériau.

Les résultats obtenus sont détaillés dans les chapitres suivants. Le même protocole permet de réaliser des échantillons déformés à différents niveaux de plasticité (essais interrompus et mesures magnétiques ex-situ). Nous utilisons également la même géométrie d'échantillon pour les mesures magnétiques et de magnétostriction de référence ainsi que pour les mesures magnétiques in-situ sous chargement appliqué (la commande est maintenant une commande en force constante maintenue).

## 1.2 Essai mécanique de compression plastique

### 1.2.1 Problématique

Considérons une éprouvette d'acier définissant une longueur entre mors de 80mm. Cette géométrie permet une compression sans flambage d'après la formule d'Euler. La figure 2.2 reporte le résultat force-déplacement obtenu. Peu de temps après que la limite d'élasticité soit atteinte (environ -250 MPa, soit -12 kN), l'éprouvette flambe. Cela se traduit par une réduction brutale de l'intensité de la force mesurée par la machine.

Il est possible de confronter ce résultat expérimental avec le résultat d'une simulation numérique utilisant le comportement mécanique élasto-plastique du matériau (établi dans le chapitre suivant). Un choix adapté de type d'élément et de nombre d'éléments dans l'épaisseur permet d'obtenir une charge critique proche de celle observée expérimentalement comme le montre la courbe rouge reportée à la figure 2.2. Ceci suggère que la simulation numérique en trois dimensions peut être une méthode efficace pour proposer un design

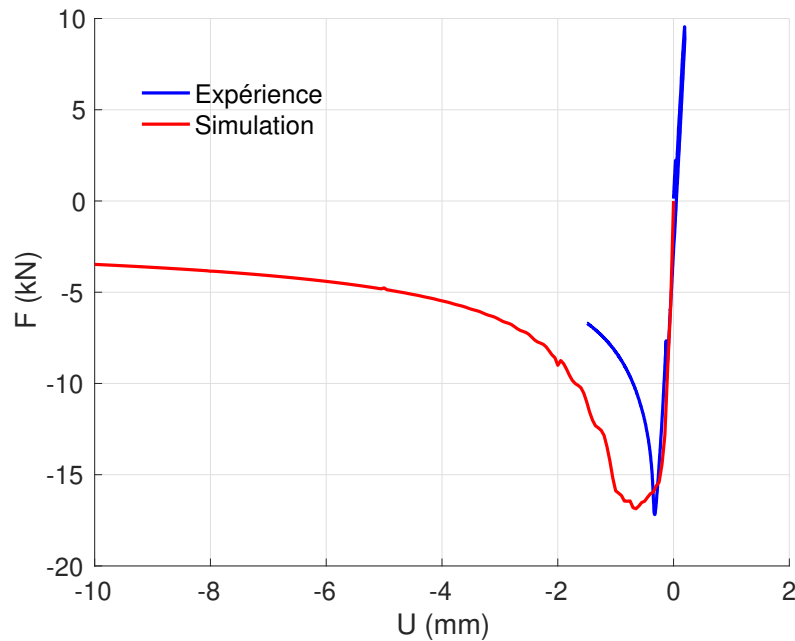


Figure 2.2 • Comparaison point de bifurcation expérience/simulation.

alternatif d'éprouvette qui permettrait d'éviter le flambage. Etant données les imperfections inhérentes aux essais "réels", il est important de prendre en compte un coefficient de sécurité pour ce dimensionnement.

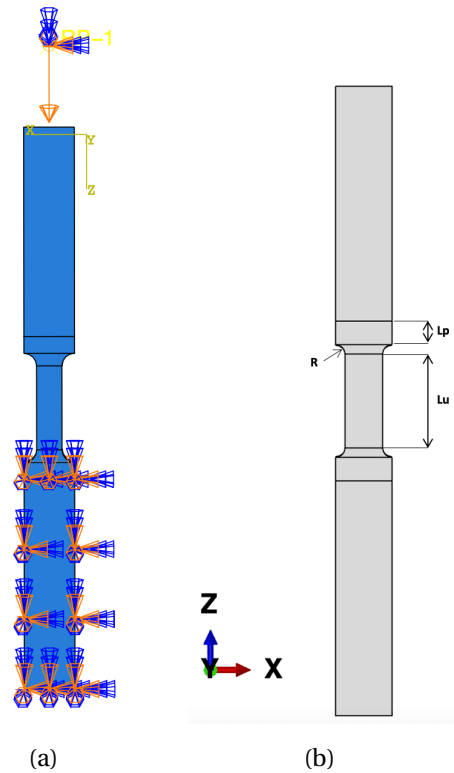
### 1.2.2 Méthode de dimensionnement de l'éprouvette de compression

Nous souhaitons dimensionner une éprouvette à l'aide du logiciel éléments finis Abaqus en partant des tôles d'épaisseur 3,5 ou 4 mm. L'objectif est d'obtenir une déformation plastique suffisante en compression sans flambage, tout en assurant une déformation plastique homogène au centre afin de garantir des mesures magnétiques représentatives. Des congés ont été ajoutés de part et d'autre de la longueur utile de l'éprouvette afin de guider les efforts et de concentrer les contraintes dans cette zone. La figure 2.3(b) illustre la géométrie type de l'éprouvette. L'optimisation de trois paramètres a fait l'objet d'un plan d'expérience :

1. Le rayon du congé, noté  $R$ .
2. La longueur utile, notée  $L_u$ .
3. La distance de prise des mors, notée  $L_p$ .

Il est à noter que certaines contraintes ont imposé des valeurs minimales pour certaines dimensions : la longueur de prise des mors doit être suffisante pour assurer une bonne préhension des éprouvettes, tandis que la longueur utile doit permettre d'effectuer les mesures du champ de déformation et de positionner une bobine pour la mesure du flux magnétique.

La Figure 2.3(a) illustre les conditions aux limites mises en œuvre pour la simulation : une condition d'encastrement est appliquée sur la longueur  $L_p$  à l'extrémité inférieure. À



**Figure 2.3** • (a) Conditions aux limites .(b) Géométrie de l'éprouvette de compression.

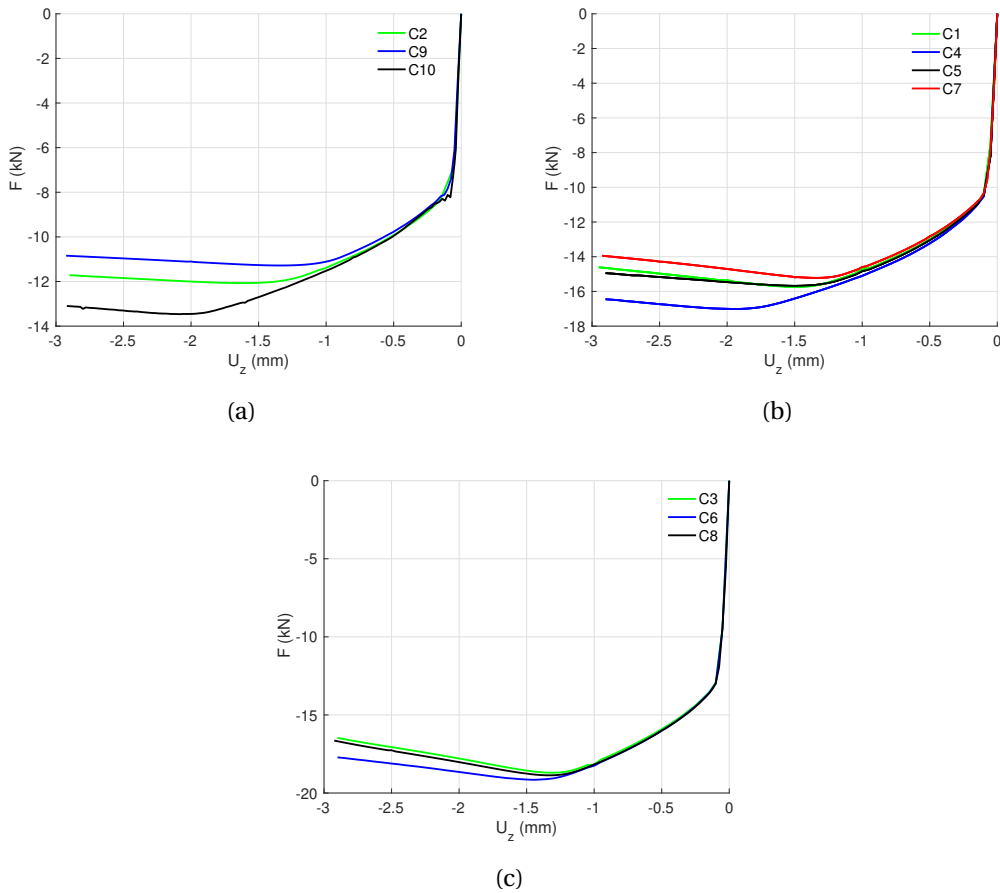
Combinaisons	Paramètres	R (mm)	$L_u$ (mm)	$L_p$ (mm)
$C_1$		2	20	5
$C_2$		3	18	5
$C_3$		1	22	5
$C_4$		2	18	5
$C_5$		2	20	4
$C_6$		1	22	4
$C_7$		2	22	4
$C_8$		1	20	6
$C_9$		3	20	4
$C_{10}$		3	16	4

**Table 2.1** • Combinaisons des paramètres ( $R, L_u, L_p$ ) pour les différentes géométries.

l'extrémité supérieure, et sur une longueur identique, cinq degrés de liberté sont supprimés, et un déplacement le long de l'axe  $z$  est imposé (déplacement guidé).

Le tableau 2.1 récapitule les diverses combinaisons que nous avons simulées en utilisant une méthode de calcul par éléments finis automatisée.

La figure 2.4(a) montre la relation entre la charge  $F$  et le déplacement pour les combinaisons ( $C_3, C_6, C_8$ ), chacune ayant un rayon de  $R = 1$  mm. Le déplacement critique observé est de  $-1,4$  mm pour l'éprouvette  $C_6$ , tandis que pour les éprouvettes  $C_3$  et  $C_8$ , il est de  $-1,34$  mm. Néanmoins, un problème commun aux éprouvettes possédant un rayon de



**Figure 2.4** • Représentation de la force en fonction du déplacement pour les différentes combinaisons du tableau 2.1.

congé de 1 mm est identifié : la plastification se produit hors de la zone centrale. Les figures 2.6(a), 2.6(b) illustrent la répartition de la contrainte équivalente de von Mises dans l'éprouvette  $C_3$  avant et après le flambage. Ces trois combinaisons sont donc exclues.

Concernant les éprouvettes de rayon 2 mm, l'observation de la figure 2.4(b) révèle que la géométrie 4 autorise un déplacement de -1,8 mm avant de flamber, ce qui contraste avec les éprouvettes  $C_1$ ,  $C_5$  et  $C_7$ , qui subissent un flambage précoce. Bien que présente, la plastification en dehors de la zone centrale est relativement faible pour ces éprouvettes, comme illustré figure 2.6(c) pour l'éprouvette  $C_4$  avant le point de bifurcation.

Les éprouvettes avec un rayon de 3 mm présentent une localisation de déformation plus favorable dans la zone utile, comme le démontre l'exemple de l'éprouvette  $C_2$  dans la figure 2.5(c). En outre, l'éprouvette  $C_{10}$  atteint un déplacement critique de 2 mm et se distingue par un flambage survenant nettement après celui des autres éprouvettes. Compte tenu de cette localisation optimale de la déformation plastique, nous avons choisi cette configuration pour le reste de notre étude.

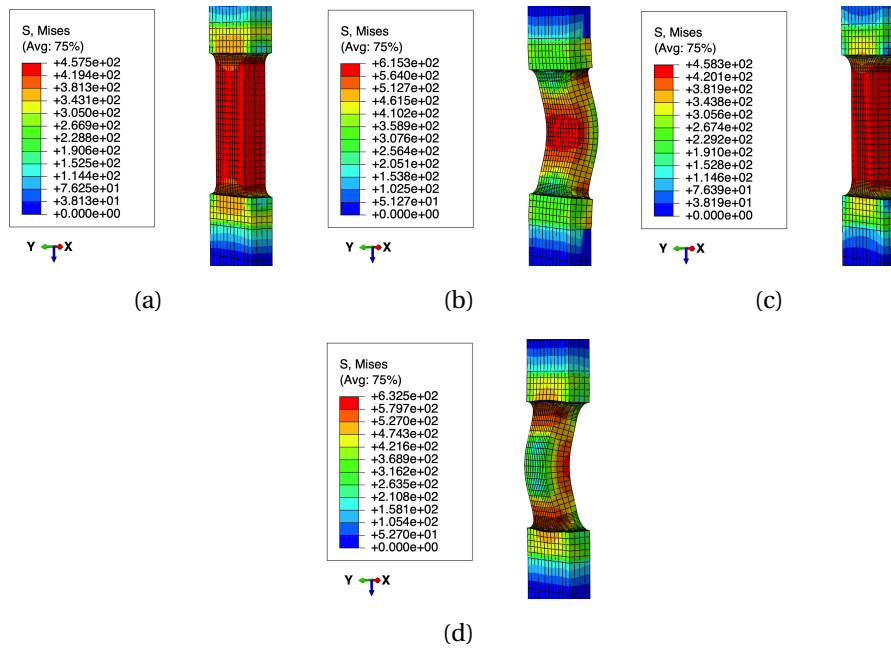


Figure 2.5 • Contrainte équivalente de von Mises avant et après flambage pour les combinaisons:  $C_1$  ((a) et (b)) et  $C_2$  ((c) et (d)).

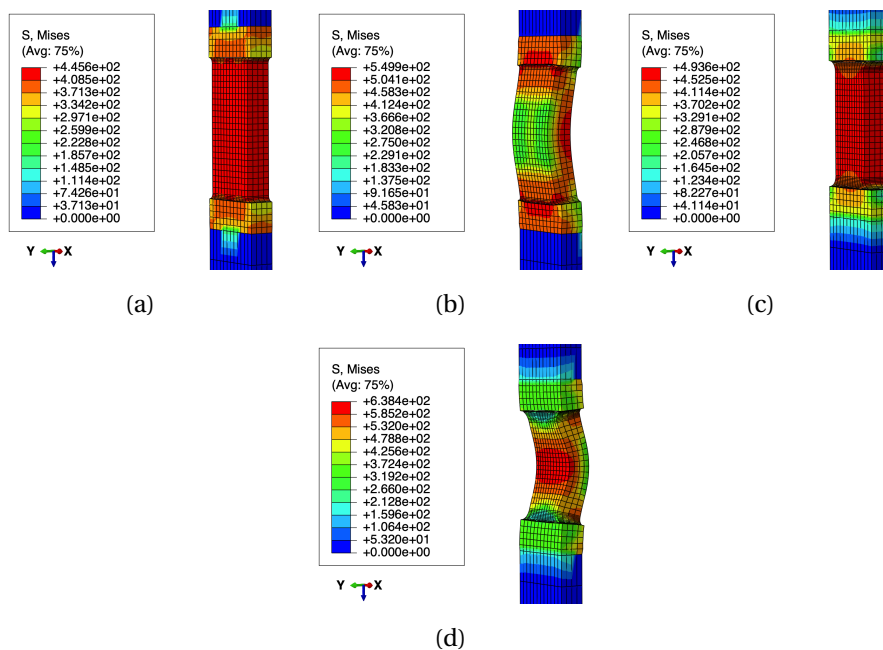


Figure 2.6 • Contrainte équivalente de von Mises avant et après flambage pour les combinaisons:  $C_3$  ((a) et (b)) et  $C_4$  ((c) et (d)).

### 1.2.3 Protocole expérimental

#### Matériel

Les essais de compression ont été conduits à l'aide de la machine de traction/compression électro-hydraulique MTS d'une capacité de 100 kN. Ces essais se sont déroulés à une vitesse de déformation définie par  $\dot{\epsilon}=10^{-3} s^{-1}$ . La mesure de la déformation a été réalisée grâce à



la méthode de corrélation d'images numériques, permettant une observation détaillée du champ de déformation au milieu de l'échantillon. Selon le nombre de caméras employées pour l'acquisition des images, deux configurations ont été établies : la première utilise une caméra unique, et la seconde deux caméras placées de part et d'autre de l'échantillon. La figure 2.7 illustre ces deux configurations.

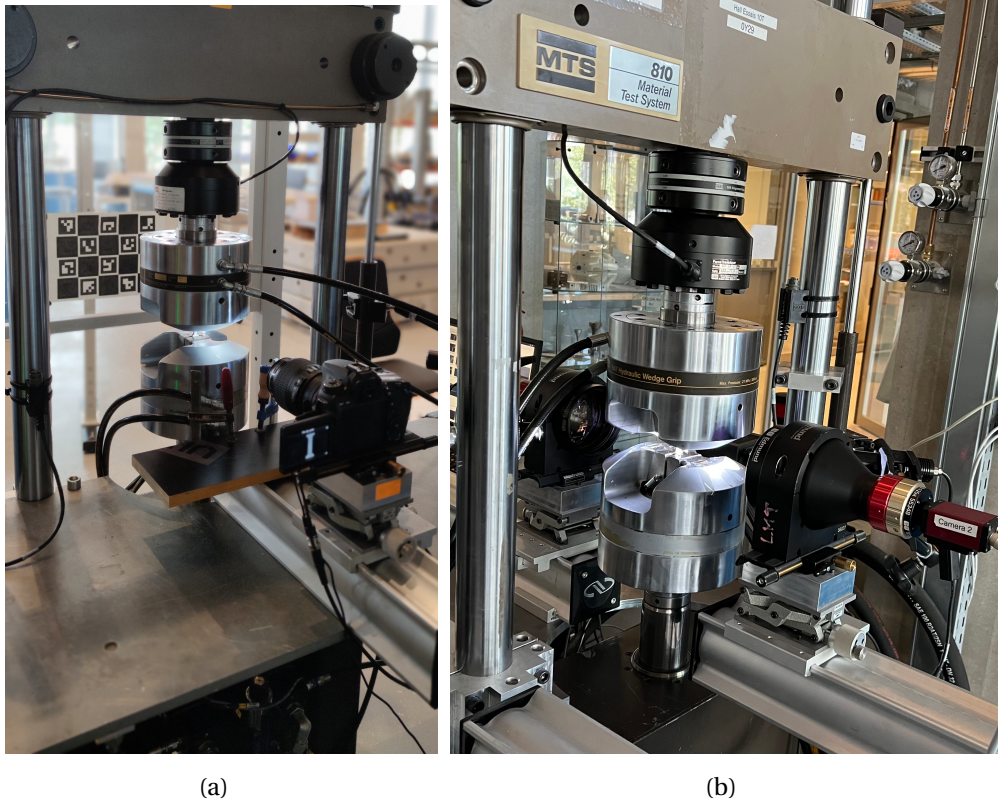


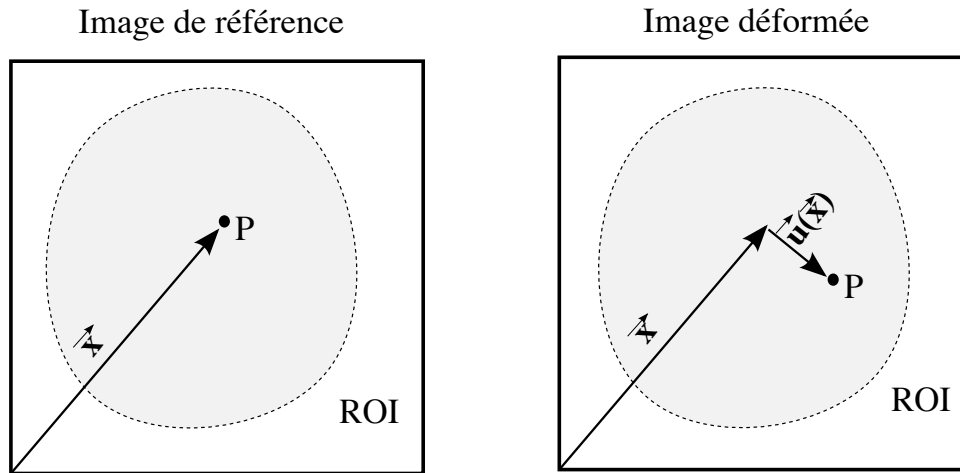
Figure 2.7 • (a) banc mécanique à une seule caméra. (b) banc mécanique à deux caméras.

### Méthode de la mesure par corrélation d'images numériques (CIN)

La corrélation d'images numériques (CIN) est une méthode de mesure de champs de déplacement à partir de l'analyse numérique de niveaux de gris des pixels d'une série d'images prises au cours d'un essai mécanique [Schreier et al., 2009, Sutton, 2013]. Les algorithmes de la CIN se basent sur un principe de conservation de la luminance [Fnaiech et al., 2020], c'est-à-dire que le même niveau de gris peut être trouvé dans des images successives mais à des positions différentes. Si l'on considère la figure 2.8 qui illustre la zone d'intérêt (Region of interest : ROI) dans une image, il ne devrait pas y avoir de différence entre la valeur de gris d'un point matériel  $P$  désigné par le vecteur  $\vec{x}$  dans l'image de référence  $f$  et la valeur de gris du même point matériel dans une seconde image  $g$  où l'on peut supposer que le point s'est déplacé d'une quantité  $\vec{u}(\vec{x})$ . Mathématiquement, cette relation s'exprime selon:

$$f(\vec{x}) \approx g(\vec{x} + \vec{u}(\vec{x})) \quad (2.2)$$

Si nous considérons la conservation de la luminosité pour tous les points matériels de la région d'intérêt, une fonction coût utilisant les moindres carrés peut être formulée.



**Figure 2.8** • Conservation du niveau de gris : le point P doit conserver le même niveau de gris dans les deux images

$$\chi = \int_{ROI} (f(\vec{x}) - g(\vec{x} + \vec{u}(\vec{x})))^2 dx \quad (2.3)$$

Le champ de déplacement  $\vec{u}$  est décomposé ensuite sur une base de fonctions [Besnard et al., 2006] :

$$\vec{u}(\vec{x}) \approx \sum_{i=1}^n a_i \vec{N}_i(\vec{x}) \quad (2.4)$$

où  $a = \{a_1, a_2, \dots, a_n\}$  sont les amplitudes, également appelées degrés de liberté (ddl) des fonctions  $[\vec{N}_i]$ , généralement appelées fonctions d'interpolation ou de forme.

L'équation (2.2) peut être approximée par un développement de Taylor :

$$f(\vec{x}) - g(\vec{x}) - \vec{\nabla} g(\vec{x}) \cdot \vec{u}(\vec{x}) \approx 0 \quad (2.5)$$

La fonction coût est donnée alors par :

$$\chi(\{a\}) = \int_{ROI} \left( f - g - \vec{\nabla} g \cdot \sum_{i=1}^n a_i \vec{N}_i \right)^2 dx. \quad (2.6)$$

Son minimum s'obtient en recherchant les racines de la fonction dérivée :

$$\frac{\partial \chi}{\partial a_i} = 2 \int_{ROI} \vec{\nabla} g \cdot \vec{N}_i (f - \hat{g}) dx = -2b_i, \quad (2.7)$$

avec :

$$\hat{g} = g(\vec{x} + \vec{u}(\vec{x})). \quad (2.8)$$

La solution est calculée par la méthode de Newton-Raphson qui donne :

$$b_i(\{a\}^{it+1}) \approx b_i(\{a\}^{it}) + \sum_j \frac{\partial b_i}{\partial a_j} \delta a_j + \dots = 0, \quad (2.9)$$

Avec :

$$\frac{\partial b_i}{\partial a_j} = - \int_{\text{ROI}} (\vec{\nabla} g \cdot \vec{N}_i)(\vec{N}_j \cdot \vec{\nabla} g) dx = -M_{ij} \quad (2.10)$$

Ce qui conduit finalement au système linéaire suivant :

$$[M]\{\delta a\} = \{b\} \quad (2.11)$$

$[M]$  est la matrice hessienne, également appelée matrice de corrélation d'images numériques, et  $\{b\}$  est la matrice jacobienne. Toutes les contributions dans  $[M]$  et  $\{b\}$  sont connues.  $[M]$  et  $\{b\}$  sont évaluées dans de nombreuses implémentations numériques de corrélation d'images en remplaçant  $\vec{\nabla} g$  par  $\vec{\nabla} f$ . Il s'agit d'une approximation valable dans la plupart des cas [Negggers et al., 2016] et elle conduit à une mise en œuvre beaucoup moins coûteuse puisque  $\vec{\nabla} f$  ne dépend pas du champ de déplacement et est donc le même pour toutes les itérations.

$$M_{ij} = \int_{\text{ROI}} (\vec{\nabla} f \cdot \vec{N}_i)(\vec{N}_j \cdot \vec{\nabla} f) dx, \quad (2.12)$$

$$b_i = \int_{\text{ROI}} (\vec{\nabla} f \cdot \vec{N}_i)(f - \hat{g}) dx. \quad (2.13)$$

Dans le cadre de ce travail, nous avons employé le code *Correli 3.0* [Leclerc et al., 2015], développé au sein de notre laboratoire et basé sur les principes de la CIN décrits dans cette section. Initialement, nous sélectionnons la région d'intérêt (ROI) en fonction de la géométrie de l'éprouvette, comme illustré à la figure 2.9a. Par la suite, un maillage de cette région est réalisé, comme dépeint à la figure 2.9b. Pour chaque élément de maillage  $i$ , le déplacement  $\vec{u}(x, y)$  est déterminé. Ces déplacements nous permettent alors de déduire les composantes du tenseur des déformations dans le plan de l'éprouvette.

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \epsilon_{yy} = \frac{\partial u_y}{\partial y}, \quad \epsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \quad (2.14)$$

La figure 2.10 illustre la zone de calcul de la déformation moyenne, de la déformation maximale et de la déformation minimale. La déformation plastique après essai (force nulle)  $y$  est également estimée. Cette zone sera référée comme la "zone A" dans ce manuscrit.

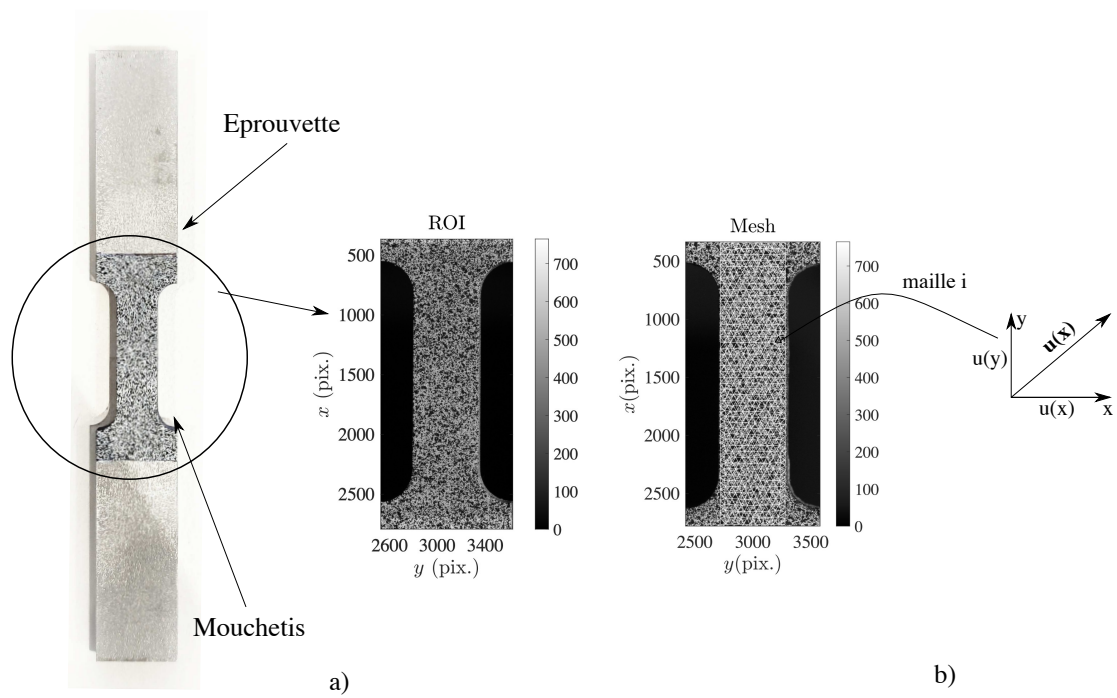
Nous avons déterminé les statistiques (valeurs moyennes, maximales et minimales) du tenseur des déformations selon :

$$\epsilon_{moyenne,CIN} = \sum_{i=1}^{i=N} \frac{\epsilon_{xx}^i}{N}; \quad \epsilon_{max,CIN} = \max\{\epsilon_{xx}^i, i \in [0, N]\}; \quad \epsilon_{min,CIN} = \min\{\epsilon_{xx}^i, i \in [0, N]\} \quad (2.15)$$

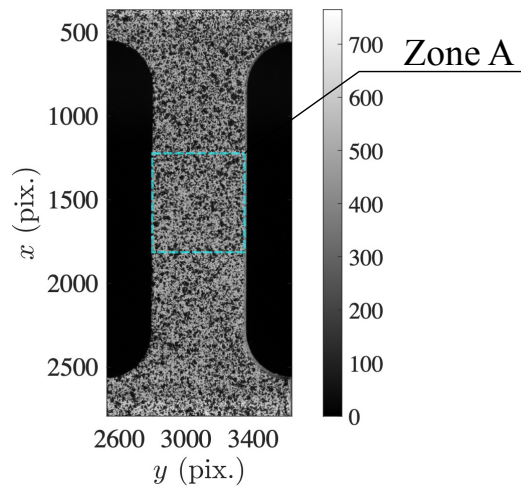
Avec  $N$  le nombre d'éléments dans la zone A.

### 1.3 Essai mécanique de torsion plastique

Observer le comportement magnétique d'éprouvettes ayant subi une torsion plastique significative (niveau de plasticité du même ordre de grandeur que les niveaux obtenus en traction ou compression) fait partie des objectifs de la thèse. Nous disposons pour cela d'une machine électrohydraulique MTS de traction/compression/torsion à 4 colonnes d'une capacité de 10T



**Figure 2.9** • a) Mouchetis de la zone étudiée et région d'intérêt. b) Maillage associé au mouchetis et représentant la zone de calcul des déformations.



**Figure 2.10** • Mouchetis dans la zone utile de l'éprouvette de compression et illustration de la zone A.

pour la traction/compression et de 2 kN.m pour la torsion. Les éprouvettes sont généralement tubulaires d'épaisseur très inférieure au diamètre afin d'assurer un état de contrainte de cisaillement homogène dans le volume.

### 1.3.1 Problématique

La réalisation d'un essai de torsion plastique jusqu'à 0,1 de déformation implique une rotation substantielle de l'éprouvette au cours de l'essai. Cette rotation excessive peut conduire

à des inhomogénéités jusqu'au flambement de l'éprouvette avant d'atteindre le niveau de déformation souhaité. Ainsi, notre première étape consiste à concevoir une éprouvette appropriée pour ces essais. Nous nous basons sur une géométrie issue de la thèse de [Lavernhe Taillard, 2006].

### 1.3.2 Dimensionnement des éprouvettes de torsion

Afin d'assurer des caractérisations magnétiques précises de l'effet de la déformation plastique en cisaillement sur le comportement magnétique, il est essentiel de garantir que la déformation plastique soit homogène dans toute l'épaisseur de la zone centrale de l'éprouvette. La figure 2.11 illustre la géométrie de l'éprouvette où la partie têtes de liaison ne peut pas être modifiée (elles doivent s'adapter à l'outillage). La longueur utile  $L$  est également fixée ( $L=63$  mm). Nous choisissons d'optimiser les deux paramètres suivants:

1. Le rayon intérieur de l'éprouvette  $R_{int}$ .
2. L'épaisseur  $e$ .

Nous considérons dans la suite 9 configurations correspondant à différentes combinaisons  $C(R_{int}, e)$ . Le tableau 2.2 regroupe l'ensemble des combinaisons étudiées.

Combinaisons \ Paramètres	$R_{int}(mm)$	$e(mm)$
$C_1$	5,5	1
$C_2$	5,5	1,5
$C_3$	5,5	2
$C_4$	6	1
$C_5$	6	1,5
$C_6$	6	2
$C_7$	6,5	1
$C_8$	6,5	1,5
$C_9$	6,5	2

**Table 2.2 •** Dimensions optimisables des éprouvettes de torsion.

Pour la résolution du problème éléments finis, les conditions aux limites illustrées figure 2.12a ont été utilisées. Six degrés de liberté ont été supprimés à la base de l'éprouvette; cinq à l'extrémité supérieure (incluant deux rotations et trois déplacements). Une rotation d'angle  $\phi$  autour de l'axe  $y$  a été appliquée au point RP.

Un maillage hexaédrique linéaire a été employé (figure 2.12b). La taille des mailles est définie par trois dimensions  $d_1, d_2, d_3$ . La dimension  $d_2$  relative à la dimension radiale a été fixée à 0,5 mm afin d'assurer la présence d'au moins deux éléments à travers l'épaisseur du cylindre. Nous avons alors fait varier la dimension  $d_3$  (orthoradiale) dans le but d'étudier la convergence du maillage. La figure 2.13 illustre le moment de torsion calculé pour différentes tailles de maillage. Nous pouvons observer que le calcul converge dès que  $d_3 = 1,75$  mm. Par

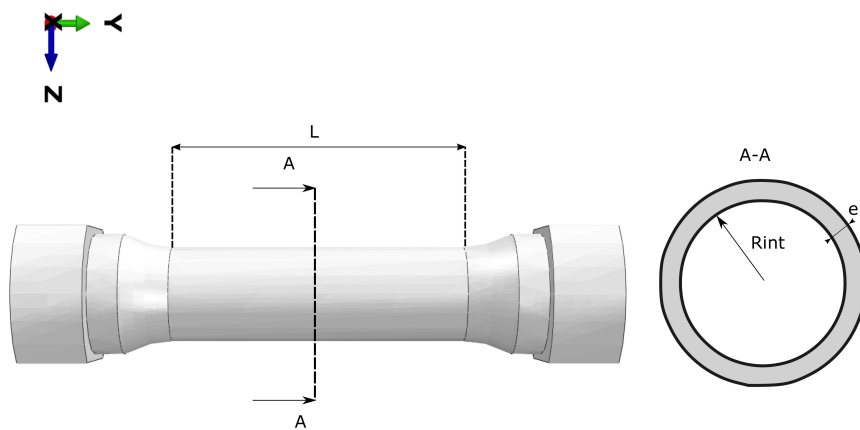


Figure 2.11 • Géométrie de l'éprouvette de torsion.

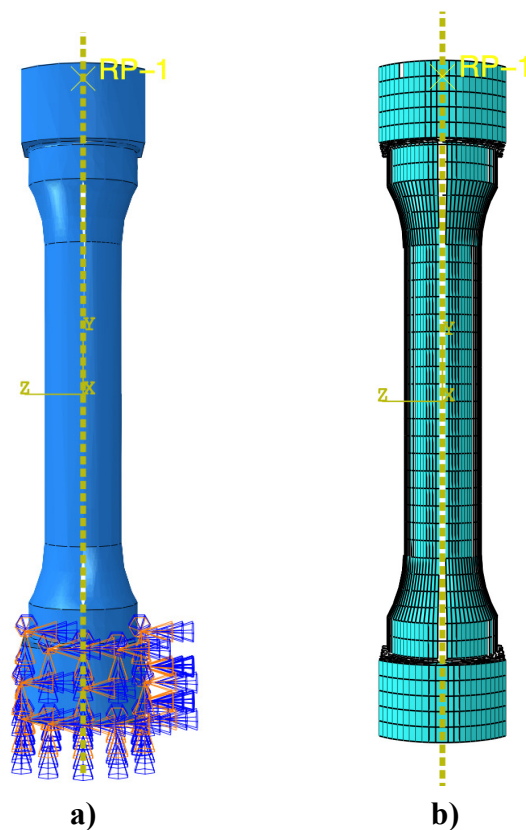
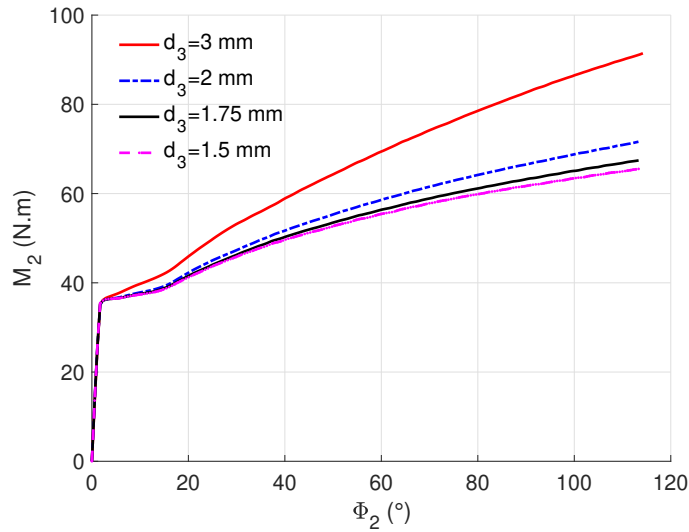


Figure 2.12 • Epreuve de torsion: a) conditions aux limites du problème; b) maillage.

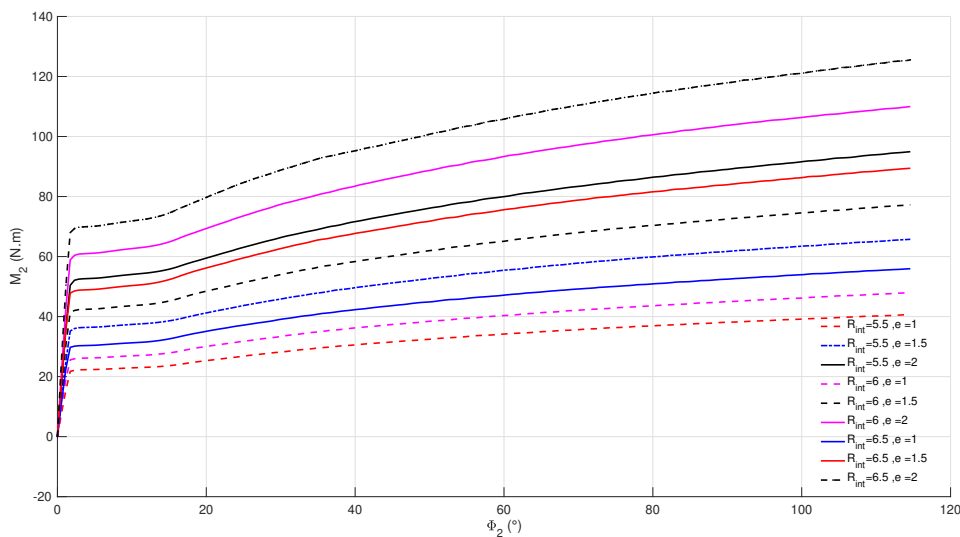
conséquent, nous utilisons une taille de maillage de  $d_3 = 1,5 \text{ mm}$  pour les calculs suivants. La dimension axiale  $d_1$  est fixée à  $3,5 \text{ mm}$  (ce paramètre a relativement peu d'importance).

Les figures 2.14 et 2.15 illustrent respectivement l'évolution du moment de torsion avec



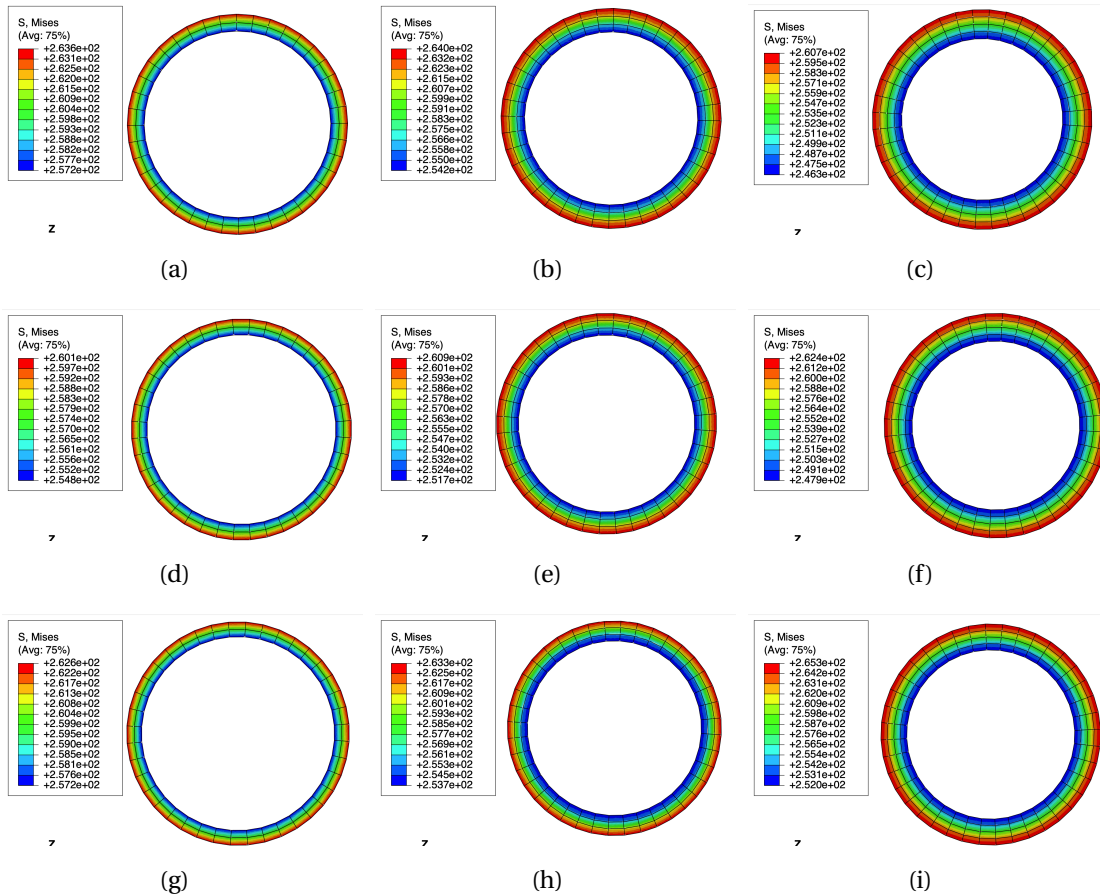


**Figure 2.13** • Moment de torsion en fonction de l'angle de torsion  $\phi$  pour différentes tailles de maillage.



**Figure 2.14** • Moment de torsion en fonction de l'angle de torsion  $\phi$  pour les 9 combinaisons.

l'angle de torsion, et l'intensité de la contrainte équivalente de von Mises dans l'épaisseur des éprouvettes pour une déformation plastique de 0,07 en surface pour les différentes combinaisons. Nous constatons sans surprise que les géométries définies avec une épaisseur de 1mm conduisent à une meilleure homogénéité des contraintes (et donc des déformations). Ceci est moins vrai pour les faibles moments de torsion (ce qui est lié à la plasticité quasi parfaite du matériau en début de plasticité). A  $\phi = 60^\circ$ , le moment de torsion est de 47 N.m pour la configuration  $C_7$ , ce qui est faible comparé aux géométries à plus forte épaisseur. Les combinaisons  $C_3$ ,  $C_6$  et  $C_9$  conduisent à un moment de torsion plus important, mais à une déformation peu homogène dans l'épaisseur. Le meilleur compromis moment/homogénéité est obtenu pour l'éprouvette  $C_8$  où le moment atteint 75 N.m à  $60^\circ$  de rotation.



**Figure 2.15** • Tracé de la contrainte équivalente de von Mises pour une déformation plastique de 0,07 en surface, pour les différentes combinaisons : (a) C<sub>1</sub>, (b) C<sub>2</sub>, (c) C<sub>3</sub>, (d) C<sub>4</sub>, (e) C<sub>5</sub>, (f) C<sub>6</sub>, (g) C<sub>7</sub>, (h) C<sub>8</sub> et (i) C<sub>9</sub>

La figure 2.16 illustre ensuite la variation relative de la contrainte de von Mises dans l'épaisseur pour les 9 combinaisons (pour une déformation plastique de 0,07 en surface). Cette variation relative est donnée par :

$$\Delta\sigma^{VM}(\%) = \frac{\sigma_{ext}^{VM} - \sigma_{int}^{VM}}{\sigma_{ext}^{VM}} \times 100(\%) \quad (2.16)$$

$\sigma_{ext}^{VM}$  et  $\sigma_{int}^{VM}$  représentent respectivement la contrainte de von Mises au niveau du rayon extérieur et du rayon intérieur de l'éprouvette.

Les formes utilisant un rayon de 6,5 mm présentent un bon compromis entre homogénéité et stabilité. La configuration C<sub>8</sub> conduit à une variation relative de 3,3%.

Nous avons complété ces résultats avec une analyse des modes de flambement en torsion. La figure 2.17 représente les modes de flambement de l'éprouvette C<sub>8</sub>. Ces modes ne sont atteints que pour des valeurs très élevées de moment de torsion. Ce calcul nous assure une bonne tenue de l'essai.



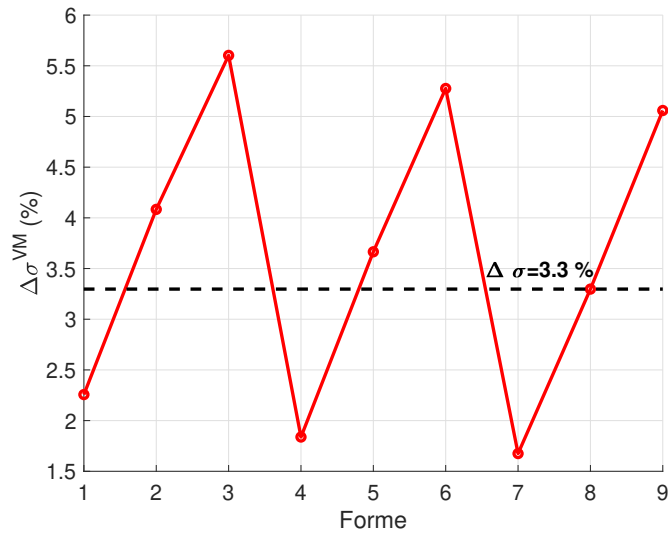


Figure 2.16 • Variation relative de la contrainte de von Mises dans l'épaisseur pour les différentes combinaisons pour une déformation plastique de 0,07 en surface.

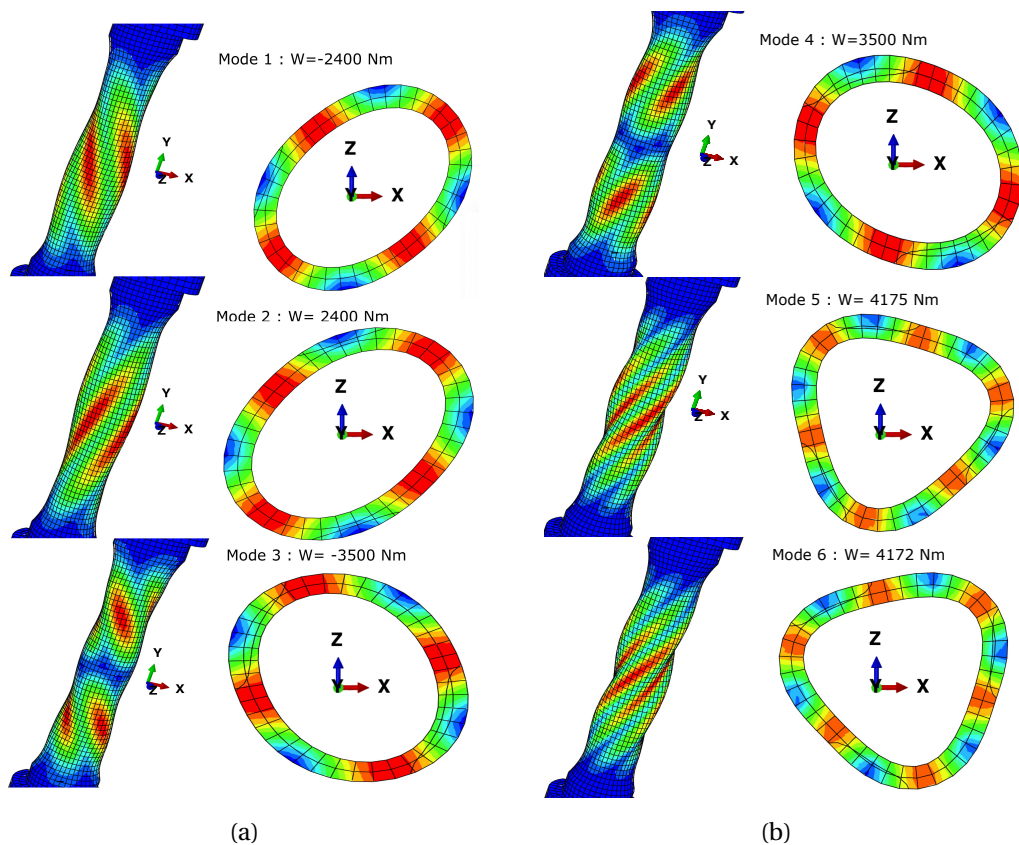
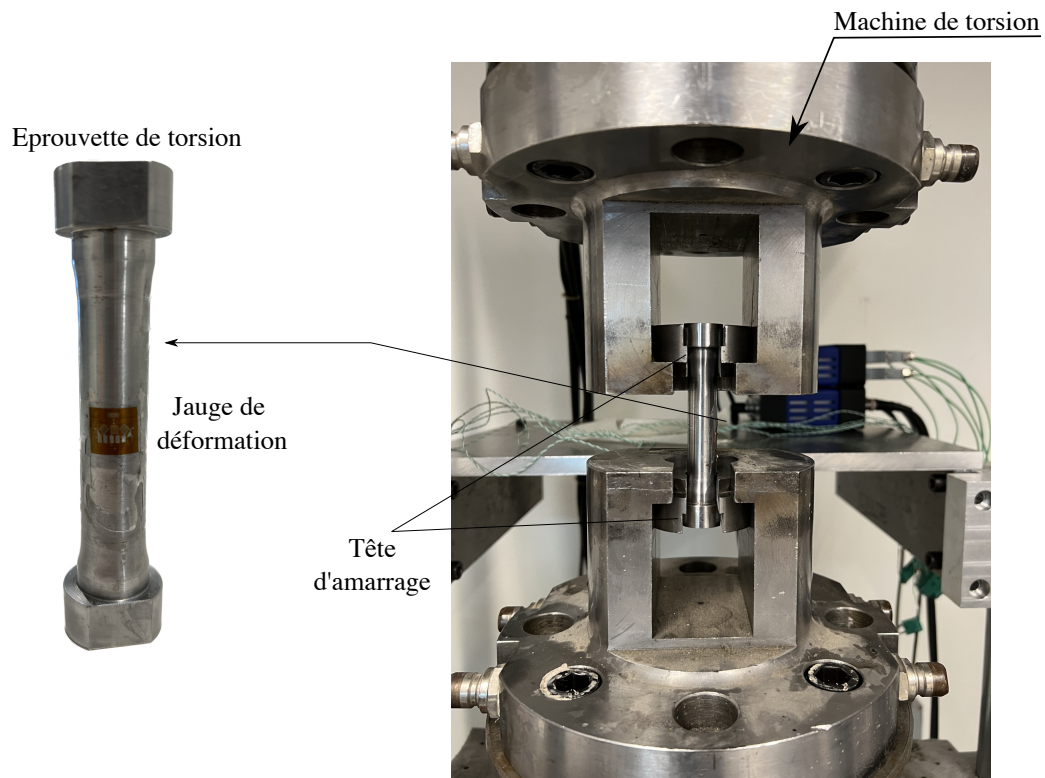


Figure 2.17 • Modes de flambage et moments de torsion critiques associés

### 1.3.3 Protocole expérimental

Les essais mécaniques de torsion ont été réalisés de manière à atteindre une vitesse de déformation de  $\dot{\epsilon} = 10^{-3} s^{-1}$  dans la zone homogène. La Figure 2.18 illustre la configuration

mécanique utilisée.



**Figure 2.18** • Banc d'essai mécanique de torsion.

Le protocole d'amarrage de l'éprouvette dans la machine de torsion implique l'utilisation de têtes d'amarrage adaptées aux mors de la machine et à l'éprouvette. Cette configuration permet de transmettre le couple de la machine à l'éprouvette tout en éliminant tous les degrés de liberté et sans introduire de contraintes supplémentaires.

La mesure locale de la déformation est assurée par l'utilisation d'une jauge de déformation tridirectionnelle (rosette à 0, 45° et -45°) comme illustré à la figure 2.18. Les jauges sont reliées à un pont de Wheatstone monté en quart pont. Les jauges sont orientées sur l'éprouvette de manière adéquate pour accéder à la distorsion angulaire induite par la torsion.

Un étalonnage est effectué avant chaque essai (mesure du module de Coulomb dans le domaine élastique). Le pont de jauges est équilibré à couple nul. Durant l'essai, la machine de torsion est commandée en angle de rotation imposé et le moment de torsion est mesuré à tout instant. Nous définissons un angle cible de manière à atteindre une déformation plastique voulue ce qui suppose de tenir compte de la distorsion élastique.

## 2 Analyse microscopique

### 2.1 Microscopie optique

Toute microscopie (optique ou électronique) suppose une préparation initiale de la surface de l'échantillon à observer. Nous avons commencé par découper l'échantillon en forme de parallépipède ( $4 \times 12 \times 12 \text{ mm}^3$  pour l'acier,  $3,5 \times 12 \times 12 \text{ mm}^3$  pour le fer pur). L'échantillon

est ensuite enrobé dans une résine thermodurcissable, puis poli de manière graduelle grâce à l'emploi de papiers abrasifs puis de pâte diamantée. L'objectif est d'obtenir une surface parfaitement plane et exempte de rayures. L'échantillon est finalement attaqué par une solution de nital à 4% (adapté au fer pur et à l'acier) de manière à révéler la microstructure. Un microscope numérique Keyence est utilisé pour l'observation des phases présentes dans l'acier. La microscopie électronique a nécessité d'ajouter une étape d'électropolissage (électrolyte A2 de struers - tension de 40V pour 30s de traitement).

## 2.2 Microscopie électronique à balayage (MEB)

### 2.2.1 Principes

Outre l'observation de surface, la microscopie électronique à balayage permet de mesurer l'orientation des cristaux. Cette information est en effet importante pour s'assurer de l'absence de texture du matériau (dont l'influence est reconnue sur les propriétés mécaniques et magnétiques). Nous employons pour cela un dispositif de diffraction des électrons rétrodiffusés (Electron Back Scattering Diffraction : EBSD) intégré à un microscope électronique à balayage (MEB) Hitachi S3000.

### 2.2.2 Texture cristallographique

Le faisceau d'électrons incidents interagit avec le matériau, ce qui entraîne l'émission d'électrons rétrodiffusés. La diffraction de ces électrons rétrodiffusés par les plans cristallographiques engendre la formation de cônes de diffraction. Un écran phosphorescent placé à proximité de l'échantillon permet une visualisation par une caméra CCD de l'intersection de ces cônes avec un plan. Il en résulte un réseau de bandes parallèles dont la distribution est caractéristique du matériau, de sa structure cristallographique et de l'orientation spatiale du cristal soumis au faisceau. Un exemple de cette figure de diffraction, nommée figure de Kikuchi, est illustré figure 2.19 pour l'échantillon de fer pur.

Sur cette figure, chaque paire de lignes est représentative d'un plan cristallographique. L'espacement entre ces lignes est inversement proportionnel à la distance inter-réticulaire pour le plan considéré. L'intersection de deux lignes de Kikuchi représente l'intersection entre deux plans, c'est à dire une direction cristallographique (figure 2.19).

Quand la structure cristalline de l'échantillon observé est connue, la comparaison de la figure de Kikuchi à des figures simulées permet de remonter à l'orientation du cristal dans le repère de l'échantillon. Cette orientation est exprimée par ses angles d'Euler ( $\Phi_1, \Psi, \Phi_2$ ), dont la représentation, en notation de Bunge, est donnée sur la figure 2.20.

- $\Phi_1$  correspond à une première rotation autour de l'axe ( $oz$ ) ; le nouveau système de coordonnées est noté  $(\vec{x}', \vec{y}', \vec{z}')$
- $\Psi$  correspond à une deuxième rotation autour de l'axe ( $ox'$ ) ; le nouveau système de coordonnées est noté  $(\vec{x}'', \vec{y}'', \vec{z}'')$
- $\Phi_2$  correspond à une troisième rotation autour de l'axe ( $oz''$ ) ; le nouveau système de coordonnées est noté  $(\vec{x}''', \vec{y}''', \vec{z}''')$

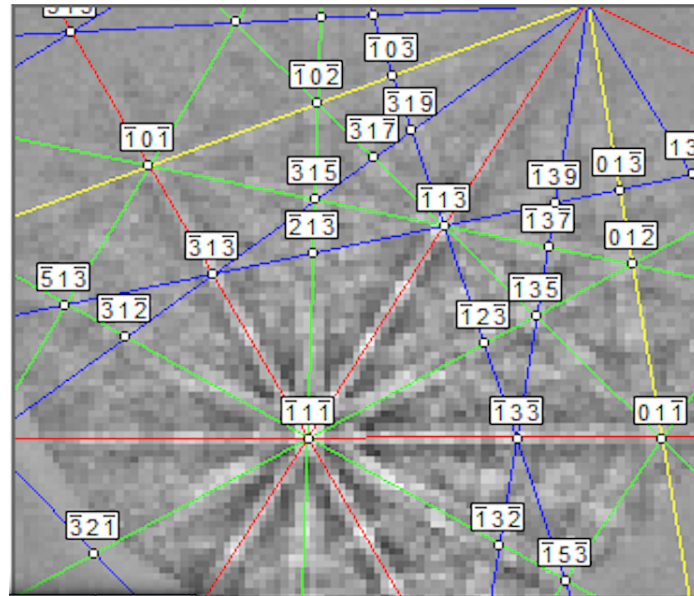


Figure 2.19 • Exemple de figure de Kikuchi obtenue pour un échantillon de fer pur.

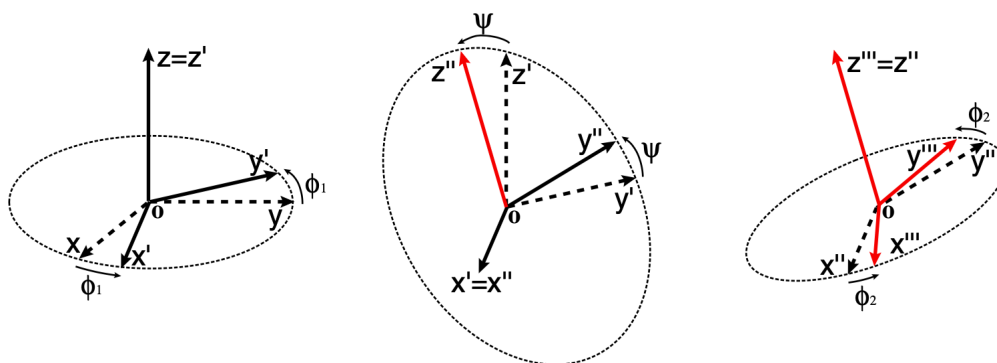


Figure 2.20 • Définition des angles d'Euler en notation de Bunge.

La texture cristallographique est couramment représentée par une figure de pôles, basée sur la projection stéréographique. Dans ce processus, une direction spécifique dessine un point P sur la sphère unitaire. La projection stéréographique de ce point sur le plan équatorial est obtenue en trouvant le point d'intersection entre le plan équatorial et la ligne qui joint le point P au pôle sud de la sphère.

## 2.3 Microscopie électronique en transmission (MET)

### 2.3.1 Principes

La microscopie électronique en transmission permet l'observation directe des structures atomiques et des défauts cristallins tels que les dislocations. Nous avons utilisé la méthode STEM en champ clair (Bright Field Scanning Transmission Electron Microscopy, BF-STEM), qui combine la haute résolution de la microscopie électronique à balayage avec la capacité de transmission pour explorer la microstructure des matériaux.

La méthode BF-STEM utilise un faisceau d'électrons finement focalisé qui balaye l'échantillon point par point. Contrairement à la microscopie électronique en transmission conventionnelle, où l'image est formée par l'ensemble du faisceau transmis à travers l'échantillon, en BF-STEM, l'image est construite progressivement à partir du signal de chaque point balayé. Les électrons qui traversent l'échantillon sans subir de diffusion significative sont capturés par un détecteur situé directement en ligne avec le faisceau incident, produisant une image en champ clair.

Le contraste dans ces images provient principalement des variations de masse et d'épaisseur de l'échantillon. Les zones plus denses ou plus épaisses diffusent davantage d'électrons et apparaissent plus sombres, tandis que les régions moins denses sont plus lumineuses. Cette capacité à générer un contraste basé sur la masse et l'épaisseur rend la méthode BF-STEM particulièrement adaptée pour examiner la structure cristalline et les défauts dans les matériaux.

La méthode BF-STEM est particulièrement efficace pour visualiser les dislocations. Les perturbations locales dans la structure cristalline causées par les dislocations modifient la façon dont les électrons sont diffusés lorsqu'ils traversent le matériau. Ces variations de diffusion sont rendues visibles dans l'image BF-STEM, où les dislocations apparaissent comme des lignes ou des boucles contrastées par rapport au réseau cristallin environnant.

### 2.3.2 Préparation des échantillons

La préparation des échantillons pour cette microscopie est une étape critique car elle doit permettre d'obtenir des échantillons suffisamment fins pour être traversés par les électrons. Nous résumons ci-après les principales étapes de cette préparation :

- **Extraction de l'échantillon** : une zone parallépipédique, perpendiculaire à la direction du chargement mécanique (Traction/compression), a été extraite. Il s'agit d'une lame d'épaisseur  $500 \mu\text{m}$  et de section de  $4 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$  pour l'acier et  $3,5 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$  pour le fer pur.
- **Polissage mécanique** : l'échantillon a été poli mécaniquement afin de réduire son épaisseur à une valeur inférieure ou égale à  $100 \mu\text{m}$  et de supprimer les altérations de surface.
- **Découpage de l'échantillon** : suite au polissage mécanique, les échantillons ont été découpés en disques de  $3 \text{ mm}$  de diamètre pour s'adapter aux porte-échantillons du microscope.
- **Affinement électrolytique** : cette phase implique l'immersion de l'échantillon dans un électrolyte et l'application d'une tension pour éroder électrochimiquement le matériau d'étude. L'électropolissage s'effectue sur chaque face, créant un double ménisque. L'affinement est terminé une fois la lame mince percée. Les zones autour du trou sont alors jugées suffisamment minces pour pouvoir être traversées par le faisceau électronique. Nous avons utilisé une solution composée de 90% acide acétique + 10% acide perchlorique



### 2.3.3 Méthode de calcul de la densité des dislocations

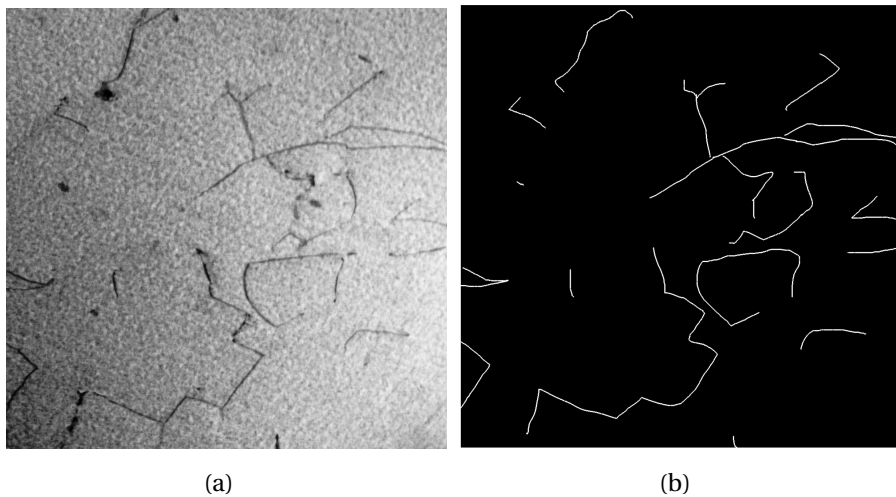
Les dislocations apparaissent comme des fines lignes noires sur un fond clair (la matrice). Les dislocations apparaissent comme des lignes sans épaisseur. Le calcul de leur densité revient donc à rapporter leur longueur totale ( $L$ ) par rapport au volume ( $V$ ).

$$\rho = \frac{L}{V} \quad (2.17)$$

Nous avons ensuite créé un masque numérique dérivé de l'image issue du microscope. Ce masque est composé de pixels assignés soit à 0, soit à 1, indiquant l'absence ou la présence de dislocations respectivement. Cette technique comporte trois étapes clés :

1. **Préparation de l'image** : la première étape consiste à préparer l'image de la microstructure pour l'analyse en éliminant le bruit, et en améliorant le contraste.
2. **Création du masque** : cette étape consiste à créer un masque de l'image de la microstructure ayant juste 2 valeurs possibles par pixel (0 ou 1), 1 si une dislocation est présente, 0 sinon.
3. **Calcul de la densité** : le calcul se fait en sommant les pixels ainsi définis et rapportant ce nombre au nombre de pixels total de l'image.

La figure 2.21 présente une image de la microstructure de l'acier dans son état de référence. La taille de l'image est de 1100 pixels  $\times$  1100 pixels. La figure 2.21(b) montre le masque créé à partir de cette image.



**Figure 2.21** • (a) Zone utile d'identification - l'échelle est de 1,045 nm/px. (b) masque numérique de la zone étudiée.

La formule de calcul de la densité des dislocations est inspirée de [Gallet et al., 2023]. On obtient :

$$\rho = \frac{n \cdot l_p}{l_p^2 N_L N_w t} = \frac{n}{l_p N_L N_w t} (\mu m / \mu m^3) \quad (2.18)$$

avec :

$n$  : nombres de pixels

$l_p$  : longueur d'un pixel en  $\mu\text{m}$ .

$N_L$  : nombre de pixels dans la longueur de la zone d'études.

$N_w$  : nombre de pixels dans la largeur de la zone d'études.

$t$ : épaisseur de la zone étudiée en  $\mu\text{m}$ .

Dans tout ce qui suit nous utiliserons les valeurs de paramètres donnés dans le tableau 2.3 :

$l_p(\mu\text{m})$	$N_L$ (pixel)	$N_w$ (pixel)	$t_p(\mu\text{m})$
$1,054 \cdot 10^{-3}$	1100	1100	0,250

**Table 2.3** • Valeurs des paramètres pour le calcul de la densité de dislocations.

### 3 Méthode de mesures magnétiques et magnétostrictives

Dans cette partie, nous décrivons les différents dispositifs de mesure magnétique utilisés dans le reste du document. Chaque dispositif est identifié par une référence unique pour faciliter sa mention ultérieure dans ce rapport. Nous commençons par présenter les dispositifs basés sur le principe du perméamètre, qui varient principalement en fonction du type et du nombre de culasses utilisées, adaptés selon les objectifs spécifiques de chaque mesure. Ensuite, nous introduisons le banc d'Helmholtz, conçu spécifiquement pour ces travaux, permettant de réaliser des mesures balistiques locales.

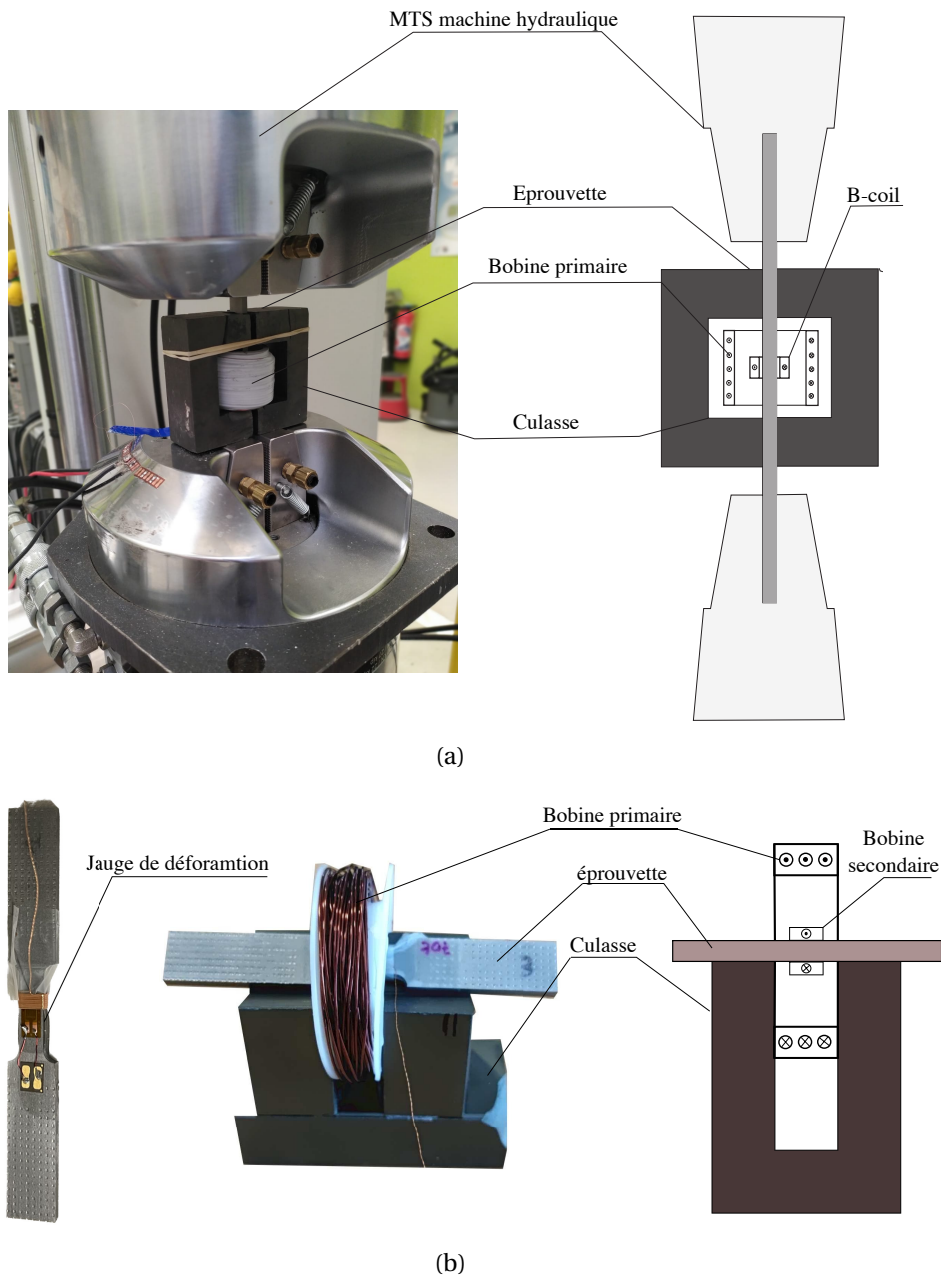
#### 3.1 Bancs de mesure à culasses

Nous avons employé deux configurations de banc de mesures. La première configuration comprenait deux culasses, adaptée aux éprouvettes de type bande. Ce type de banc est utilisé principalement pour des mesures in-situ, comme illustré dans la figure 2.22(a). Son utilisation in-situ est particulièrement adaptée aux contraintes d'encombrement imposées par la machine d'essai mécanique.

La seconde configuration utilise un banc d'essai avec une seule culasse, conçue pour évaluer localement le comportement magnétique et magnétostrictif (Figure 2.22(b)). Ce banc est spécifiquement employé pour mesurer la magnétostriction, où la précision du champ magnétique n'est pas un facteur critique.

Ces bancs magnétiques fonctionnent sur le principe d'un perméamètre [Gourdin et al., 1998]. L'échantillon est positionné soit sur une culasse, soit entre deux culasses composées de ferrite. L'emploi des culasses en ferrite, un matériau à très haute perméabilité, est crucial car il minimise la chute de potentiel magnétique le long de ces dernières, et permet ainsi de fermer le chemin magnétique.

Une bobine primaire d'excitation est traversée par un courant  $I$  qui est généré par un amplificateur de courant piloté par un script Labview adapté. Selon le théorème d'Ampère,



**Figure 2.22** • (a) Banc de mesure magnétique in-situ #P2C. (b) banc de mesure magnétique pour la mesure locale (#P1C).

on a :

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = NI. \quad (2.19)$$

Cette relation est appliquée au système pour permettre le calcul de l'intensité du champ magnétique  $H$  dans une zone réputée homogène de l'échantillon (homogène magnétiquement et mécaniquement). On peut montrer en première approximation, que ce champ magnétique est directement proportionnel au courant appliqué :

$$H = \frac{NI}{L_{\text{equi}}} \quad (2.20)$$

où  $L_{\text{equi}}$  représente une longueur équivalente sur l'échantillon, approximativement égale à



la distance entre les extrémités de la bobine. L'induction magnétique  $B$  est ensuite déduite par l'intégration temporelle de la tension induite  $V(t)$  mesurée au bornes d'un bobinage secondaire comportant  $n$  spires et directement enroulé autour de la zone utile de l'échantillon :

$$B = -\frac{1}{nS} \int V(t) dt. \quad (2.21)$$

Ici,  $S$  désigne la section de l'échantillon sous la bobine secondaire. La connaissance à la fois de l'induction magnétique  $B$  et du champ magnétique  $H$  permet de calculer l'aimantation  $M$  comme suit :

$$M = \frac{1}{\mu_0} B - H. \quad (2.22)$$

**Table 2.4 • Paramètres des bancs à culasses**

Code banc	N (tours)	n(tours)	$L_{equi}$ (mm)
#P2C	55	60	37
#P1C	91	70	10

Pour caractériser les propriétés irréversibles, nous avons employé une fréquence quasi-statique de 0,1 Hz. La courbe anhystérétique a été construite en utilisant la méthode expliquée au premier chapitre.

Les bancs de mesure #P2C et #P1C ont été utilisés pour évaluer la déformation de magnétostriction. Plus précisément, le banc #P2C a permis de mesurer l'effet de la contrainte mécanique sur la magnétostriction, tandis que le banc #P1C a été employé pour mesurer la déformation magnétostriction des échantillons déformés plastiquement (sans chargement mécanique). Pour chacune de ces configurations, la magnétostriction a été mesurée en utilisant des jauges de déformation, lesquelles ont été placées en vis-à-vis sur les deux faces de l'échantillon (voir figure 2.22(b)). Les jauges ont été disposées de manière à mesurer la magnétostriction parallèlement à la direction de la sollicitation mécanique (traction ou compression). Elles sont connectées à un pont de Wheatstone configuré en quart de pont.

**Q Remarque 2.1.** *Pour la mesure in-situ, la remise à zéro des ponts de Wheatstone pour chaque niveau de contrainte appliqué est indispensable pour exclure la composante élastique de la déformation totale, cette dernière surpassant la magnétostriction par un facteur de l'ordre de mille. Cependant, et malgré cette remise à zéro, la valeur intrinsèque de la magnétostriction ne peut être directement mesurée, car la configuration des domaines magnétiques initiaux reste inconnue, et la magnétostriction sans champ magnétique appliqué demeure inaccessible. Ainsi, comme le montre l'équation 2.23, ni la composante élastique ni la déformation associée à l'effet  $\Delta E$  [Cullity, 1972] ne sont mesurées.*

$$\epsilon_{(H=0, \sigma \neq 0)}^{tot} = \epsilon^e(\sigma) + \epsilon^{\mu}(\sigma) = 0 \quad (2.23)$$

*Par conséquent, ce sont uniquement les variations de magnétostriction qui sont mesurables :*

$$\Delta\epsilon_{(H\neq 0, \sigma=cte)}^{tot} = \epsilon_{\sigma=cte}^{\mu}(H) \quad (2.24)$$

Pour résumer, l'ensemble de paramètres caractéristiques de chaque banc sont regroupés dans le tableau 2.4.

## 3.2 Banc de mesure d'Helmholtz

### 3.2.1 Problématique

La caractérisation magnétique des éprouvettes en traction/compression (fer pur et acier) n'est pas un problème facile sur le plan expérimental. En effet, étant données les forces mises en jeu pour atteindre la déformation plastique (en particulier en compression), les éprouvettes sont en général courtes, et de section importante. Les difficultés sont alors de deux ordres :

- D'une part, la section importante de matériau conducteur massif rend très difficile la caractérisation statique : par une méthode fluxmétrique classique, il faudrait descendre à des fréquences très faibles (moins de 0,1 Hz) ;
- Par ailleurs, la forme des échantillons, courte et épaisse pour supporter la compression sans flambage, est la source d'importants champs démagnétisants . Par conséquent, les perméamètres conventionnels, qui doivent être adaptés à la forme et en particulier à la faible longueur des échantillons, ne permettent pas un pilotage précis du champ magnétique (si ce dernier est évalué, par le théorème d'Ampère). Modérons le propos en disant que ces systèmes sont efficaces dans des études comparatives.

Il convient enfin de noter que ces remarques s'appliquent également aux éprouvettes de torsion : section forte nécessaire pour assurer un couple significatif ; existence de têtes d'amarrage pour assurer une bonne préhension.

Notre objectif est de développer un banc de mesure des échantillons plastiquement déformés (donc ne nécessitant pas de mesures in-situ dans un système mécanique), en résolvant le problème de la condition statique, tout en effectuant une mesure locale par sonde à effet Hall du champ magnétique. Cela nous a conduit à développer un banc de caractérisation magnétique spécifique pour ce travail : la bobine de Helmholtz couplée à une méthode balistique et à une mesure du champ magnétique local.

### 3.2.2 Descriptif du système expérimental

Etant donné que nous nous sommes orientés vers une mesure de type balistique, une désaimantation préalable de l'échantillon, comme nous l'expliquerons plus loin, est fondamentale. Cela nous interdisait l'utilisation des systèmes à culasses, qui, bien que limitant la puissance apparente à fournir afin d'aimanter un échantillon et réduisant les champs démagnétisants, sont difficiles à désaimanter correctement (une petite induction rémanente dans la culasse peut suffire à polariser un échantillon de section bien moindre). Nous nous sommes donc orientés vers un système à air, ouvert. Les bobines d'Helmholtz sont pertinentes dans cette perspective, car capables d'appliquer un champ magnétique homogène

dans la zone centrale où nous mettrons l'échantillon, tout en fournissant l'accès au centre du dispositif (contrairement à un solénoïde classique), pour y positionner une sonde à effet Hall. Le synoptique en 2D du système est donné figure 2.23. On rappelle que les bobines d'Helmholtz sont deux spires parcourues par le même nombre d'ampères-tours, de même axe, éloignées d'une distance égale à leur rayon (figure 2.24).

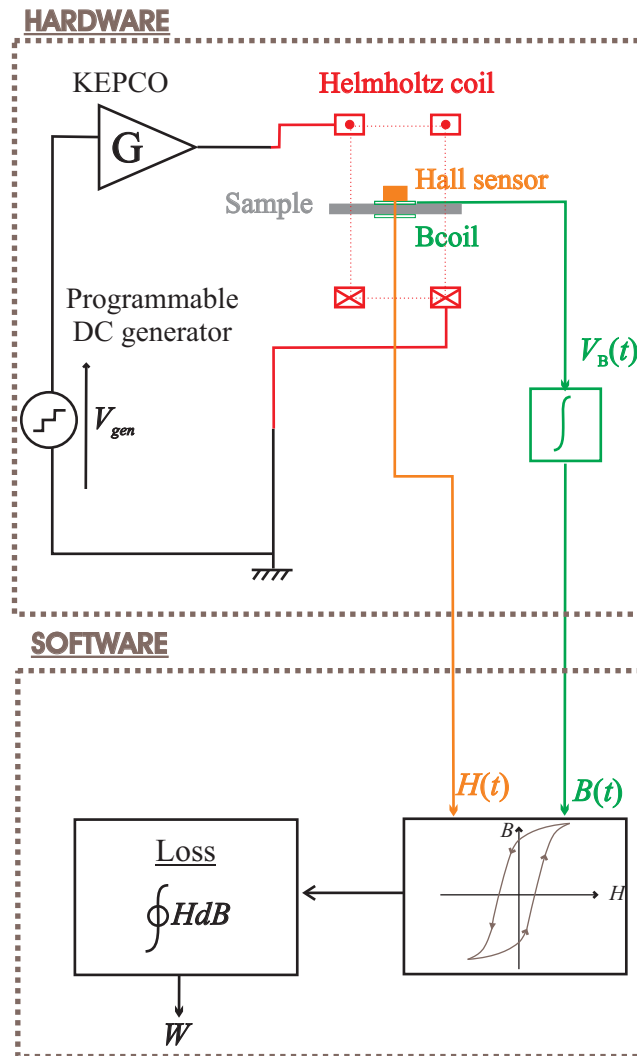


Figure 2.23 • Synoptique en 2D du système de mesure magnétique balistique mis en œuvre.

Le champ appliqué au centre de la bobine de Helmholtz a été mesuré par une sonde à effet Hall en l'absence de tout échantillon. Il est directement proportionnel au courant  $I$  dans le bobinage :

$$H_a(t) = \left( \frac{N}{L} \right)_H I(t) \quad (2.25)$$

Le coefficient de proportionnalité  $\left( \frac{N}{L} \right)_H$  de notre bobine d'Helmholtz est calibré à 1855 tours/m. Le champ appliqué  $H_a$  est donc identifié par la mesure du courant primaire  $I(t)$ , par l'intermédiaire de la résistance de mesure  $R_{mes}$ . Une sonde à effet Hall mesure localement, à la surface de l'échantillon, le champ magnétique  $H$ , qui diffère de  $H_a$  à cause des effets démagnétisants de l'échantillon. Une intégration analogique par fluxmètre permet de trouver

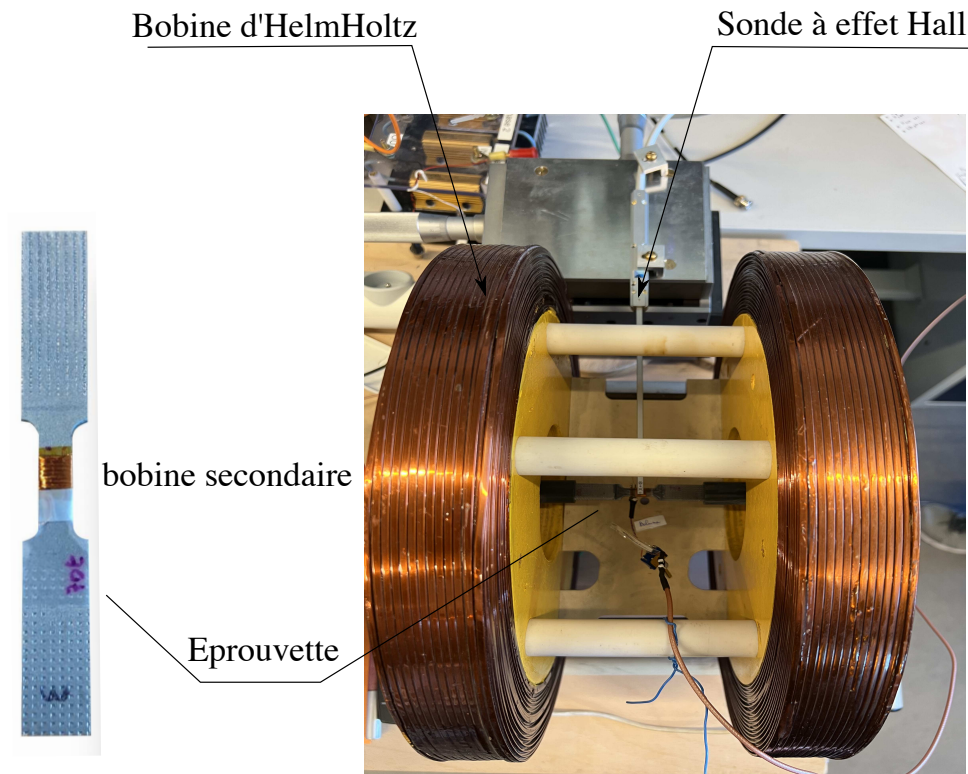


Figure 2.24 • Echantillon de traction/compression bobiné et banc de Helmholtz.

l'induction à partir d'un bobinage secondaire de l'échantillon (Bcoil). La génération de puissance est faite par l'intermédiaire d'un générateur programmable (utilisé en mode DC), dont la puissance est amplifiée par un amplificateur linéaire.

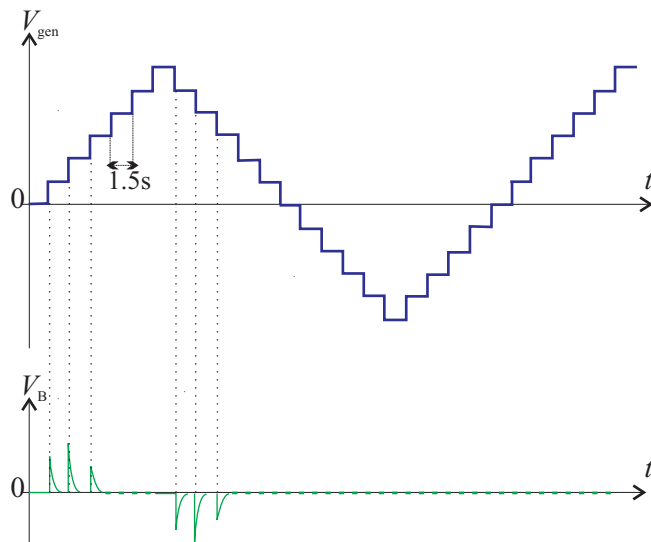
### 3.2.3 Principe de la mesure et analyse

Le principe est illustré au niveau de la figure 2.23. Après avoir désaimanté l'échantillon soigneusement à la fréquence la plus basse possible (pour éviter les courants de Foucault), on impose le champ appliqué  $H_a^*$  associé au courant  $I^*$ , par le biais de la tension du générateur  $V_{gen}$ . Les niveaux de tension successifs à appliquer afin d'atteindre le champ appliqué  $H_a^*$  sont donnés par l'équation :

$$H_a^* = \left(\frac{N}{L}\right)_H I^* = \left(\frac{N}{L}\right)_H \frac{V_{gen}G}{R_{mes}} \quad (2.26)$$

où  $G$  est le gain de l'amplificateur et  $R_{mes}$  la résistance du circuit primaire.

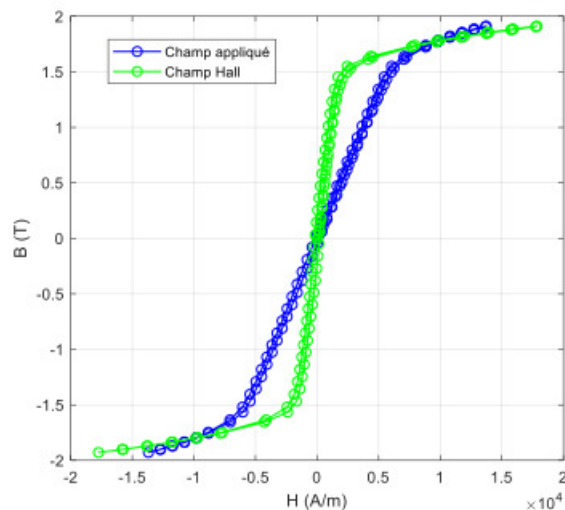
A chaque changement de niveau de tension  $V_{gen}$  (donc de champ appliqué en vertu de l'équation 2.26), un changement d'induction apparaît. On observe donc une impulsion de tension aux bornes de la Bcoil. L'intégration de ces impulsions par le fluxmètre permet de mesurer l'induction atteinte. Comme illustré figure 2.25, nous attendons 1,5 s entre chaque point le temps de l'amortissement du transitoire, ce qui permet de s'affranchir des effets dynamiques.



**Figure 2.25** • Principe de la mesure du comportement magnétique statique par méthode balistique.

### 3.2.4 Comparaison champ local/champ appliqué

La figure 2.26 permet de comparer le cycle magnétique obtenu en utilisant la théorie d'Ampère pour le calcul du champ avec le cycle obtenu quand le champ est mesuré (effet Hall). Les champs démagnétisants expliquent la différence entre les deux cycles.



**Figure 2.26** • Comparaison des cycles d'hystérésis obtenus en fonction de la nature du champ utilisé pour la représentation.

Afin d'étudier la robustesse de la mesure de ce champ par la sonde à effet Hall, nous avons réalisé des mesures en positionnant le capteur au plus près de l'échantillon puis à 1mm de distance. Pour les éprouvettes de traction/compression, les résultats sont les mêmes. Pour

les échantillons de torsion, un certain écart a été constaté, ce qui justifierait une évaluation du champ par extrapolation des mesures réalisées en surface. Nous nous sommes contentés de la mesure obtenue pour une sonde à effet Hall positionnée au plus proche de l'échantillon pour les résultats de l'étude.

#### Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons introduit les principales méthodes expérimentales utilisées pour mesurer les différentes quantités mécaniques et magnétiques décrites dans cette thèse. Cette présentation vise à aider le lecteur à mieux appréhender les méthodologies et les résultats qui seront exposés dans les sections suivantes.



# 3

## Effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique de l'acier

*Dans ce chapitre, l'analyse porte sur l'impact de la déformation plastique sur les propriétés magnétiques et magnétostrictives d'un acier ferrito-perlitique. L'étude est structurée en trois parties: la première partie présente le matériau, son comportement mécanique, magnétique et magnéto-élastique de référence; la deuxième partie regroupe les résultats d'une campagne de préparation d'éprouvettes à différents niveaux de déformation plastique contrôlée; l'écroissage cinématique est également mesuré et modélisé; la troisième partie rassemble les résultats des mesures magnétiques et de magnétostriction des échantillons présentés en deuxième partie. L'objectif est d'évaluer les variations des propriétés magnétiques post-déformation et de les corréler avec les paramètres mécaniques.*

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Matériau et comportement de référence</b>	<b>63</b>
1.1	Microstructure	63
1.2	Comportement mécanique de référence	63
1.3	Comportement magnétique et magnétostrictif de référence	65
1.4	Couplage magnétoélastique	65
<b>2</b>	<b>Préparation d'éprouvettes à déformation plastique contrôlée en traction et compression</b>	<b>67</b>
2.1	Essais mécaniques	67
2.2	Mesure des déformations par corrélation d'images.	68
2.3	Modélisation de l'écroissage du matériau	72
<b>3</b>	<b>Analyses micrographiques et densités de dislocations</b>	<b>76</b>
3.1	Observations	76
3.2	Calcul de la densité des dislocations	77
<b>4</b>	<b>Effet de la déformation plastique en traction/compression sur le comportement magnétique et magnétostrictif</b>	<b>82</b>



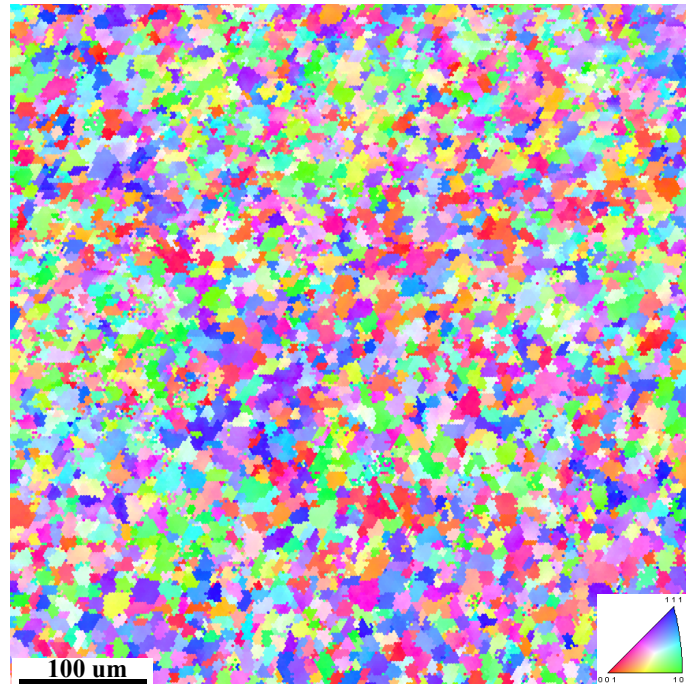
4.1	Effet de la déformation plastique sur l'hystérésis magnétique . . . . .	82
4.2	Pertes statiques . . . . .	87
4.3	Mesures anhystérétiques magnétiques . . . . .	88
4.4	Mesures magnétostrictives . . . . .	90
<b>5</b>	<b>Conclusion du chapitre . . . . .</b>	<b>94</b>

---

## 1 Matériau et comportement de référence

### 1.1 Microstructure

Le matériau d'étude est un acier bas carbone utilisé pour la fabrication pipelines et dont la composition est la suivante: wt.%C=0,19; wt.%Mn=0,85 et wt.%Si=0,2. Sa microstructure, illustrée figure 3.1, révèle une distribution équiaxe des grains sans orientation préférentielle. La taille de grains est de l'ordre d'une dizaine de micromètres.

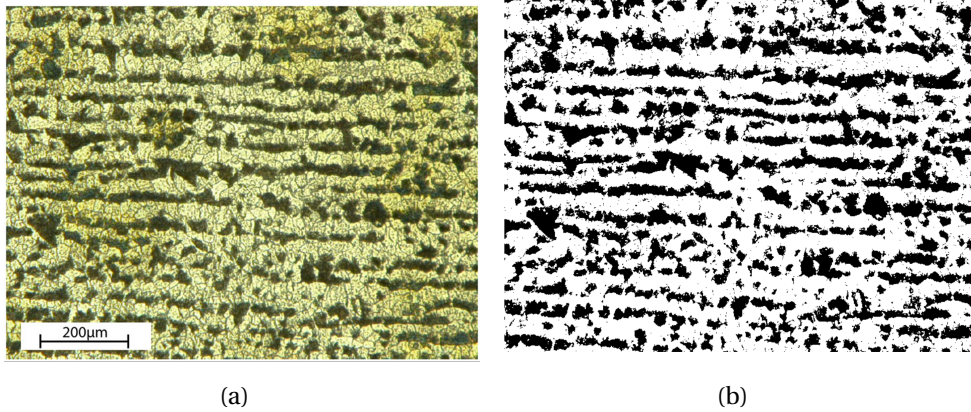


**Figure 3.1** • Microstructure de l'acier de pipeline : figure pôles inverse obtenue par EBSD.

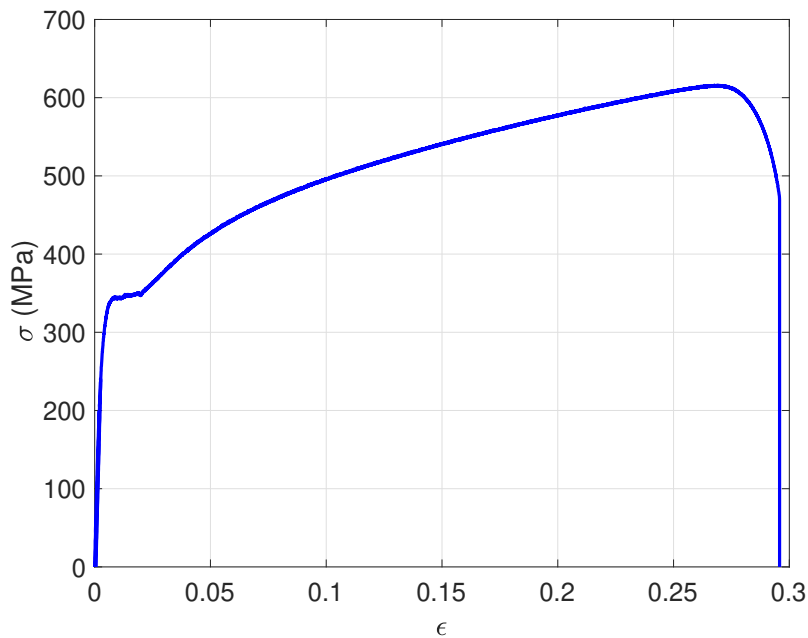
Au-delà de l'examen effectué au microscope électronique à balayage, le matériau a également été analysé en microscopie optique. La figure 3.2(a) présente une micrographie après attaque chimique révélant la présence de deux phases distinctes : une matrice ferritique prédominante et des inclusions de perlite dispersées au sein de celle-ci. Pour quantifier la proportion de chaque phase, l'image microstructurale a été convertie en une image binaire (voir Figure 3.2(b)). Grâce à un algorithme de traitement d'image, nous avons déterminé que la fraction volumique de ferrite s'élève à 0,7 tandis que celle de la perlite est de 0,3.

### 1.2 Comportement mécanique de référence

La caractérisation du comportement mécanique de ce matériau est réalisée selon le protocole expérimental mentionné dans le deuxième chapitre. La figure 3.3 illustre la courbe de traction  $\sigma(\epsilon)$  du matériau (représentation rationnelle). Ce tracé permet de déterminer les différents paramètres caractérisant l'état mécanique du matériau à savoir, le module d'Young  $E$ , la limite d'élasticité  $\sigma_e$ , la contrainte maximale  $\sigma_m$  et l'allongement à la rupture  $A_r$  %. Les valeurs obtenues sont regroupées dans le tableau 3.1.



**Figure 3.2** • (a) Microstructure de l'acier ferrito-pertitique. (b) Image binaire de la microstructure.



**Figure 3.3** • Courbe rationnelle de traction uni-axiale de l'acier.

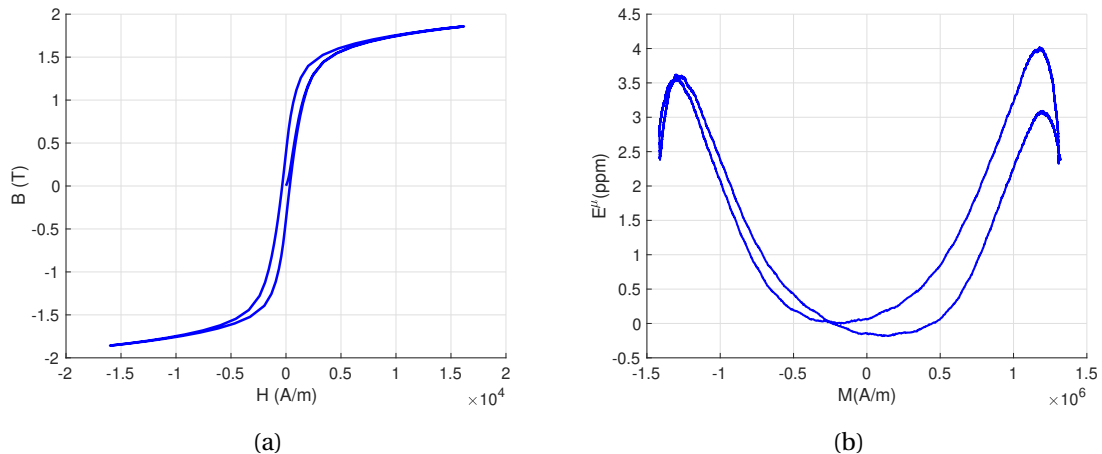
Module d'Young (GPa)	E	198,3
Limite d'élasticité (MPa)	$\sigma_e$	340
Contrainte maximale (MPa)	$\sigma_m$	612,8
Allongement à la rupture (%)	$A_r$ %	28,7

**Table 3.1** • Grandeurs mécaniques caractéristiques issues de l'essai de traction de l'acier.

Les quantités mesurées sont standards pour un acier relativement doux avec une limite d'élasticité au delà de 300MPa et un allongement à rupture proche de 30%. Cet acier ductile est ainsi conçu pour résister à la propagation de fissures en présence d'hydrogène ou d'hydrocarbures.

### 1.3 Comportement magnétique et magnétostrictif de référence

Le comportement magnétique intrinsèque du matériau étudié est illustré figure 3.4(a) à travers son cycle d'hystérésis statique mesuré par le banc d'Helmholtz présenté dans le paragraphe 3.2.2 du deuxième chapitre.



**Figure 3.4** • (a) Cycle d'hystérésis magnétique statique de l'acier. (b) Déformation de magnétostriction de l'acier mesurée à une fréquence de 0,1 Hz.

Sous l'influence d'un champ d'excitation maximal de 16000 A/m, ce matériau présente un champ coercitif de 350 A/m.

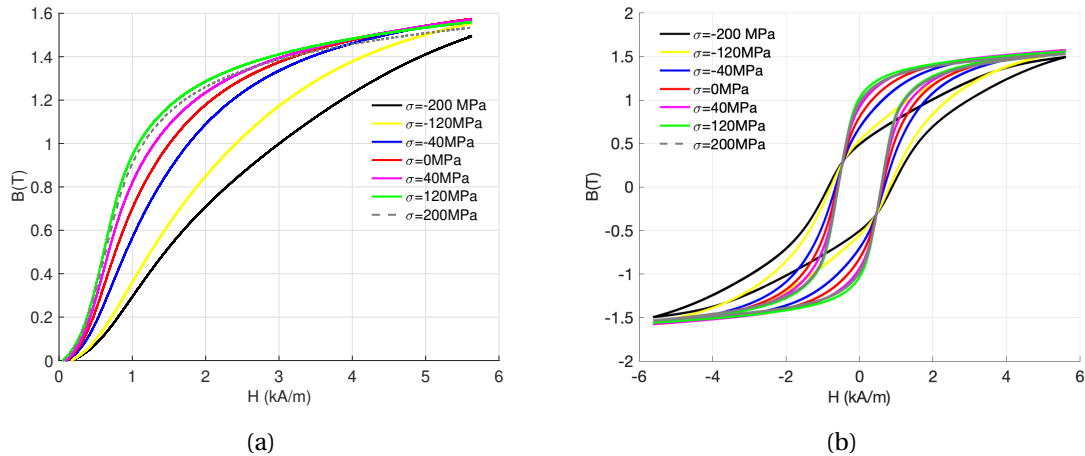
L'induction magnétique atteint une valeur de 1,85 T sous l'excitation d'un champ de valeur maximale de 16000 A/m. De plus, ce matériau conserve une induction rémanente de 0,39 T. En ce qui concerne les pertes statiques, elles s'élèvent à  $3 \text{ kJ/m}^3$  pour une induction magnétique maximale de 1,85 T.

La mesure de la magnétostriction a été réalisée par le banc à culasse (#P1C) présenté dans le deuxième chapitre. Le matériau présente une magnétostriction typique d'un acier : la magnétostriction est d'abord positive et relativement quadratique (figure 3.4(b)). Elle atteint une valeur maximale avant de diminuer progressivement. L'amplitude maximale atteinte est de 3,5 ppm.

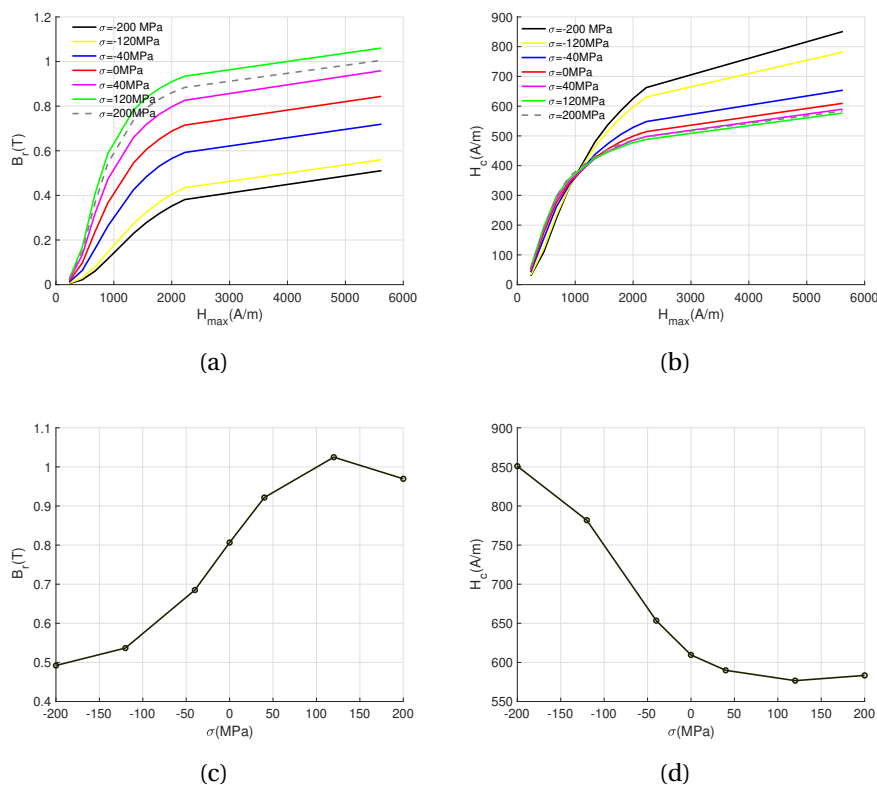
### 1.4 Couplage magnétoélastique

Des mesures magnétiques in-situ ont été menées en utilisant le dispositif magnétique #P2C décrit dans le deuxième chapitre. Ces mesures sont réalisées pour des niveaux de chargement mécanique, allant de -200 MPa à +200 MPa. La figure 3.5(a) présente les courbes de première aimantation correspondant à chaque niveau de contrainte mécanique.

Nous observons un résultat classique pour les aciers : le niveau d'induction diminue sous compression et augmente en traction. On observe cependant un changement de sens de variation au delà de 120 MPa : l'induction à 200 MPa est par exemple inférieure à celle observée à 120 MPa, ce qui est caractéristique du renversement de Villari. Les formes des cycles d'hystérésis sont aussi influencées par le niveau de contrainte mécanique, comme



**Figure 3.5** • (a) Courbe de première aimantation pour le champ magnétique de valeur maximale  $H_{max} = 5600 A/m$ . (b) Cycle d'hystérésis pour le champ magnétique de valeur maximale  $H_{max} = 5600 A/m$



**Figure 3.6** • (a) Variation de l'induction rémanente  $B_r$  en fonction du champ maximal  $H_{max}$ . (b) Variation du champ coercitif  $H_c$  en fonction du champ maximal  $H_{max}$ . (c) Variation de l'induction rémanente  $B_r$  en fonction de la contrainte pour un champ maximal  $H_{max} = 5600 A/m$ . (d) Variation du champ coercitif  $H_c$  en fonction de la contrainte pour un champ maximal  $H_{max} = 5600 A/m$

l'indiquent les figures 3.5(b), correspondant aux cycles d'hystérésis obtenus pour des champs

d'excitation dont la valeur maximale est de  $H_{max} = 5600 A/m$ .

La figure 3.6(a) montre que la variation de l'induction rémanente  $B_r$  en fonction du champ maximal est monotone pour tous les niveaux de contraintes, avec une tendance à la saturation à des champs élevés. L'induction rémanente diminue pour les contraintes de compression tandis qu'elle augmente en traction, cette augmentation étant limitée à un seuil où le renversement de Villari se manifeste ensuite. Cette variation est clairement visible figure 3.6(c), qui représente la variation de  $B_r$  en fonction de la contrainte mécanique pour  $H_{max} = 5600 A/m$ . La figure 3.6(b) illustre la variation du champ coercitif  $H_c$  en fonction du champ maximal pour les différents niveaux de contrainte mécanique. La figure 3.6(d) illustre la variation de ce champ en fonction de la contrainte mécanique pour  $H_{max} = 5600 A/m$ , on observe qu'il diminue légèrement en traction tandis qu'il augmente en compression. Il est à noter que cette variation n'est pas symétrique entre traction et compression, le champ coercitif augmentant considérablement en compression tandis que sa diminution en traction est faible. La sensibilité du champ coercitif est donc faible en traction comparée à la compression dans le cas de l'acier.

## 2 Préparation d'éprouvettes à déformation plastique contrôlée en traction et compression

### 2.1 Essais mécaniques

Les caractéristiques géométriques des échantillons utilisés pour les essais mécaniques, ainsi que la méthode employée pour leur dimensionnement, ont été décrites au cours du deuxième chapitre. Les dimensions caractéristiques de la géométrie optimisée de ces échantillons sont les suivantes : une épaisseur de 4 mm, une largeur de 6 mm, une longueur utile ( $L_u$ ) de 16 mm, et une longueur de prise de mors ( $L_p$ ) de 4 mm.

Nous avons produit dans cette étude 4 échantillons présentant des états de déformation variés. Notre but est d'obtenir des matériaux déformés en traction et compression mais à déformation cumulée égale, des matériaux à déformation cumulée égale mais dont la trajectoire de chargement est différente et finalement des matériaux dont l'état de déformation est similaire mais dont le cumul est différent.

Les échantillons d'acier sont désignés par les numéros #1, #2, #3, #4 et #5. L'échantillon #1 sert d'échantillon de référence et reste non déformé. La figure 3.7 illustre la courbe force-déplacement des quatre autres échantillons. L'échantillon #2 a été soumis à une traction monotone jusqu'à atteindre une déformation plastique de 0,03. L'échantillon #3 a subi une compression monotone jusqu'à une déformation plastique de -0,03, réalisant ainsi une antisymétrie avec l'échantillon précédent. Tous deux présentent ainsi des déformations plastiques de signe opposé mais de même amplitude cumulée.

L'échantillon #4 a subi un cycle de chargement mécanique : il a d'abord été comprimé jusqu'à atteindre un niveau de déformation similaire à celui de l'échantillon #3, puis il a été étiré jusqu'à atteindre une déformation plastique équivalente à celle de l'échantillon #2. En raison de l'écrouissage, le niveau de contrainte de l'échantillon #4 est supérieur à celui de l'échantillon #2. Enfin, l'échantillon #5 a été étiré jusqu'à une déformation plastique de 0,09.

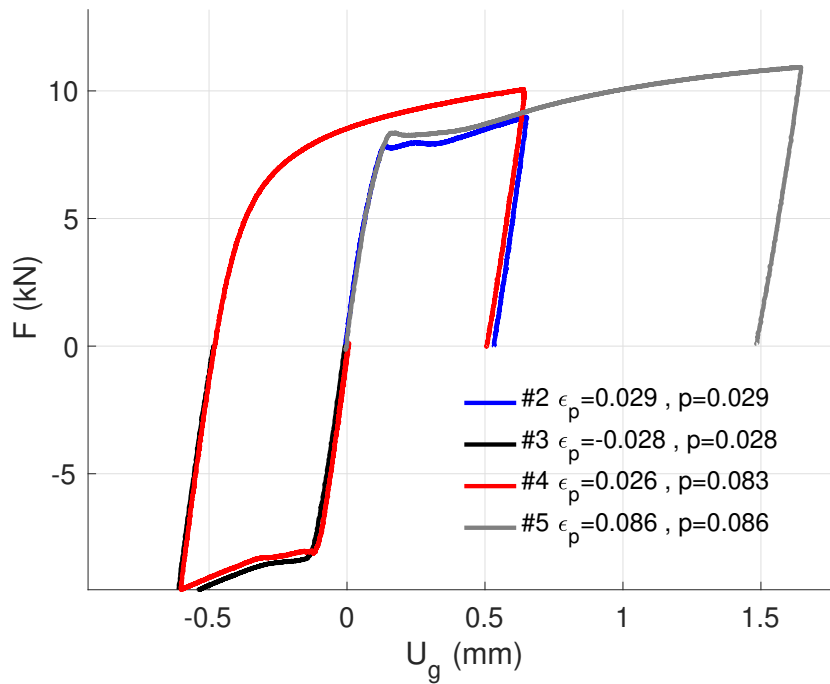


Figure 3.7 • Courbe force-déplacement des essais sur les éprouvettes d'acier

Théoriquement, les échantillons #4 et #5 possèdent une déformation cumulée identique. Le tableau 3.2 récapitule les références des échantillons et les déformations appliquées.

Référence éprouvette	$\epsilon_p$	Déformation cumulée $p$
#2	0,03	0,03
#3	-0,03	0,03
#4	0,03	0,09
#5	0,09	0,09

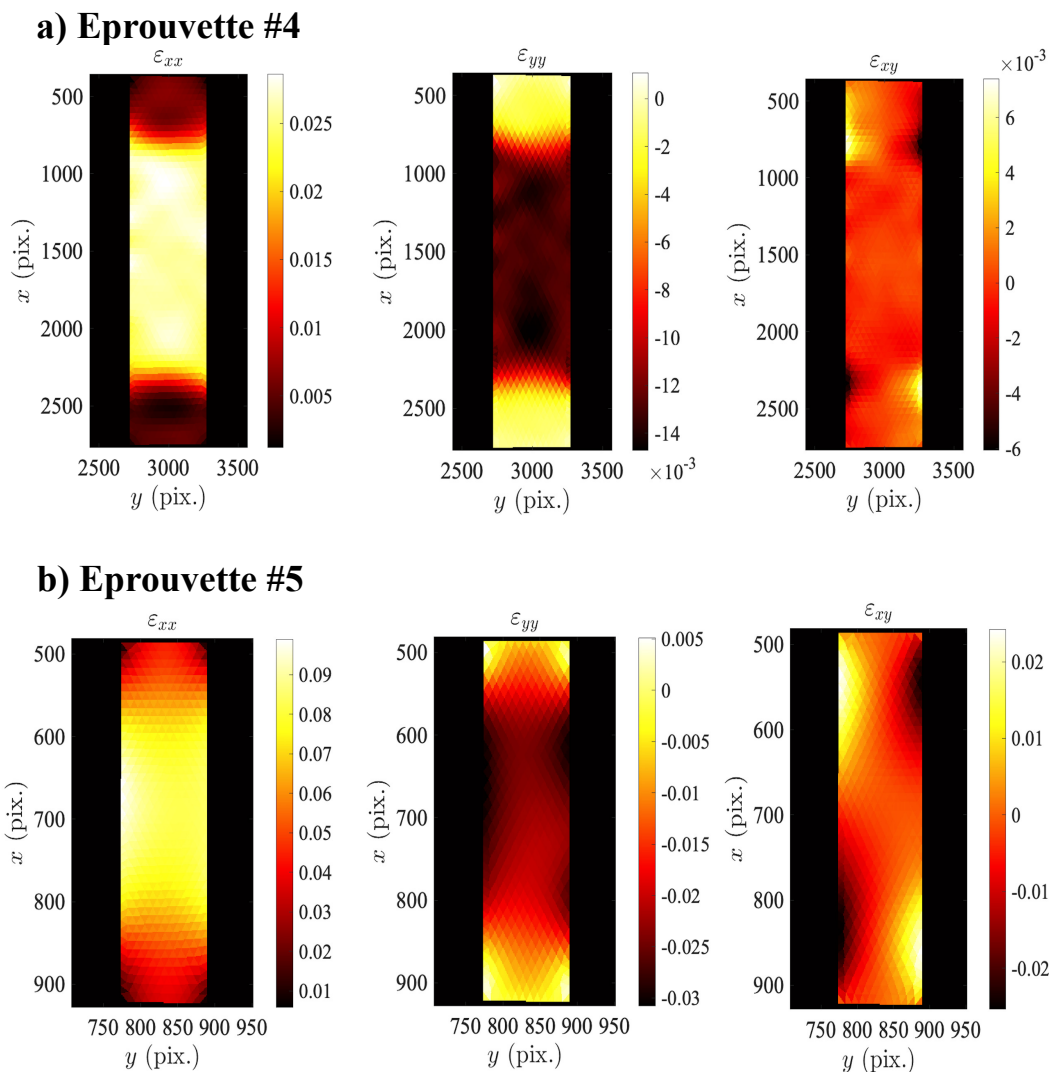
Table 3.2 • Echantillons d'acier et déformations appliquées

## 2.2 Mesure des déformations par corrélation d'images.

Dans cette section, nous exposons les mesures du champ de déformation par la corrélation d'images. L'objectif est double : suivre l'évolution du champ de déformation au centre de l'éprouvette et évaluer son homogénéité dans la zone de mesure magnétique (zone A définie au chapitre 2).

La Figure 3.9 illustre le champ de déformation résiduelle présent dans les éprouvettes #2 et #3 (ses deux faces) en fin d'essai. Les trois composantes du tenseur des déformations sont tracées. En examinant l'éprouvette #2, il est clair que la déformation longitudinale  $\epsilon_{xx}$  est homogène au milieu de l'éprouvette, ce qui est également le cas pour la déformation transversale  $\epsilon_{yy}$ . La composante de cisaillement de la déformation  $\epsilon_{xy}$  est globalement nulle dans la zone utile de l'éprouvette. Les zones hétérogènes sont localisées dans les congés ce qui est attendu. Notre intérêt se porte particulièrement sur la zone où le flux magnétique est



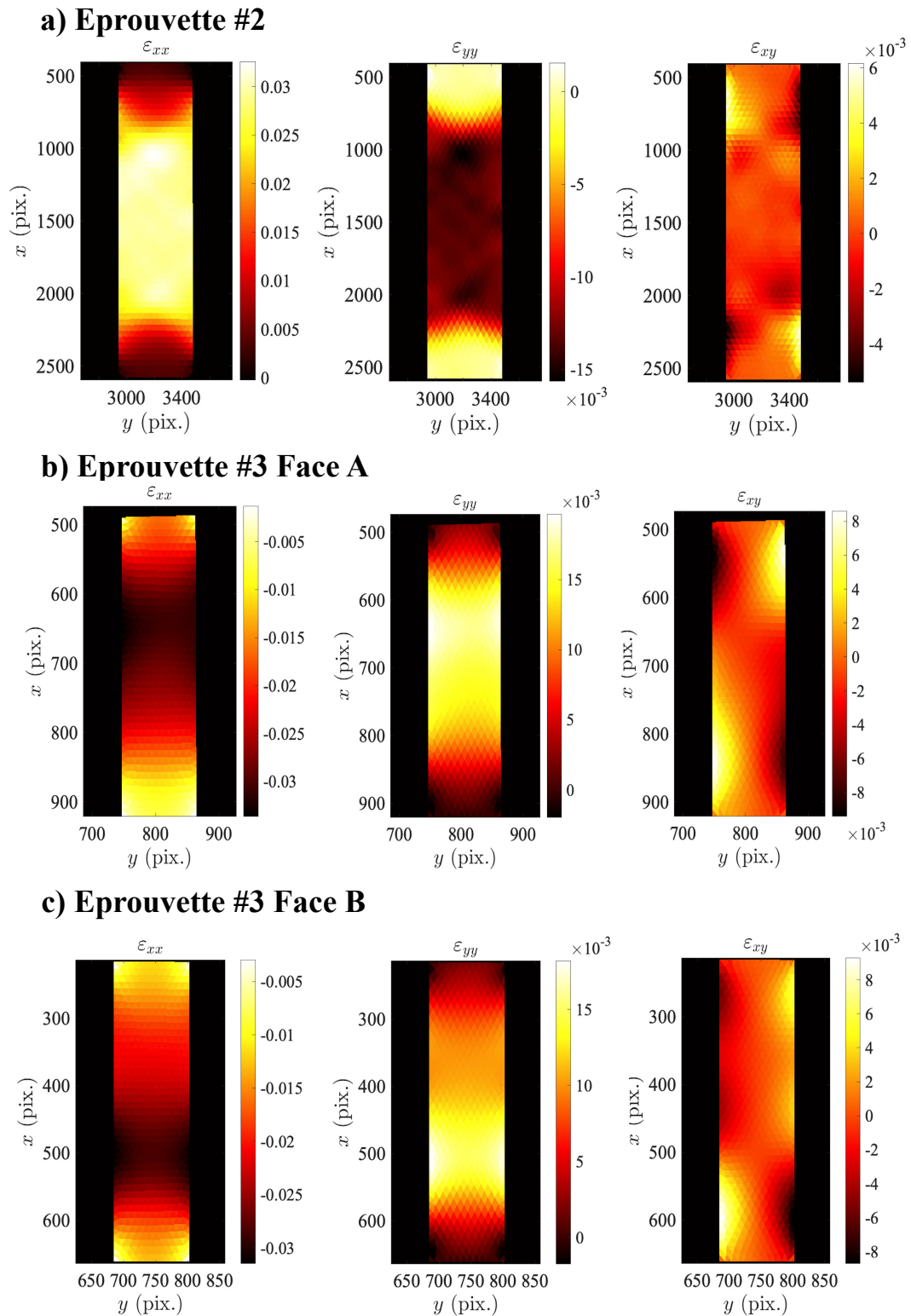


**Figure 3.8** • Composantes du tenseur de déformation plastique mesurées via la CIN pour les échantillons #4 et #5

mesuré: il s'agit d'un carré de côté égal à la largeur de la zone utile et positionné au centre. Dans cette zone, nous avons calculé la déformation moyenne ainsi que les valeurs minimales et maximales. Leur évolution est reportée figure 3.10(a). On constate que la déformation moyenne résiduelle  $\epsilon_{xx}$  s'élève à 0,029 en fin d'essai. La différence entre la déformation moyenne et les valeurs extrêmes clairement observée en début d'essai s'explique par un phénomène de bande de Lüders: la déformation démarre sur un congé et progresse jusqu'à l'autre congé. Ce phénomène est typique des aciers au carbone. Il rend souvent délicate la mesure du comportement magnétique à faible déformation plastique puisqu'il n'est jamais garanti que la zone mesurée soit plastifiée au niveau attendu. L'écart entre la valeur minimale et maximale des déformations tend à diminuer au delà d'une déformation de 0,02. Cette valeur est à mettre en correspondance avec l'amplitude du palier de Lüders qu'on observe sur la courbe de traction figure 3.3.

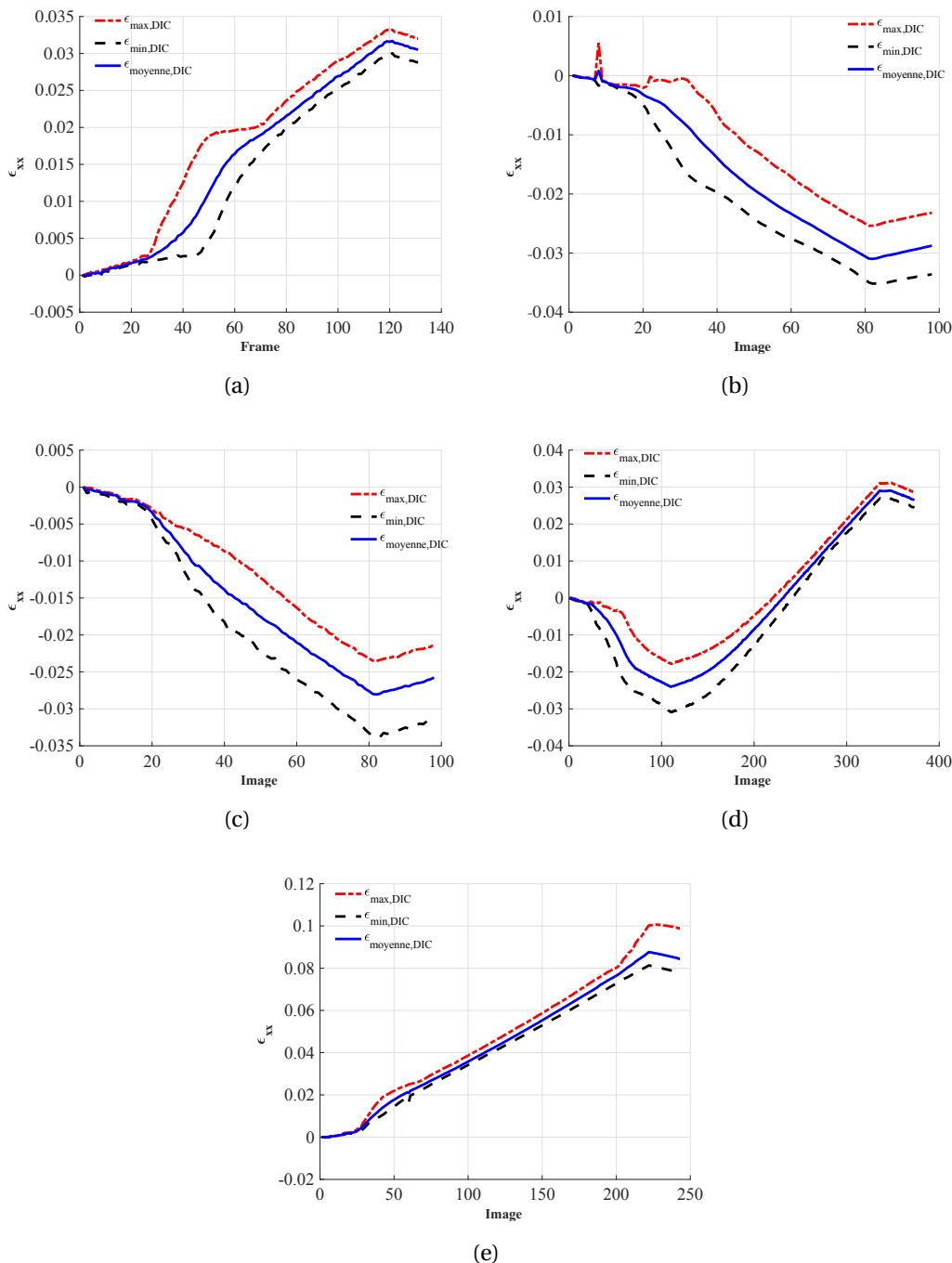
L'échantillon #3 correspond à la compression plastique. Pour cet essai, nous avons utilisé deux caméras positionnées de part et d'autre de l'échantillon afin d'évaluer l'homogénéité tridimensionnelle de la déformation. Sur la face A, une légère disparité du champ de dé-





**Figure 3.9** • Composantes du tenseur de déformation plastique mesurées via la CIN pour les échantillons #2 et #3

formation  $\epsilon_{xx}$  est perceptible. Plus précisément, certaines zones de la région observée, en particulier dans la partie inférieure, présentent une déformation atteignant -0,04. Les observations faites sur la face B diffèrent. En effet, la zone la moins déformée est maintenant



**Figure 3.10** • L'évolution de la déformation longitudinale  $\epsilon_{xx}$  en relation avec les images capturées durant l'essai. (a) échantillon #2. (b) échantillon #3 face A. (c) échantillon #3 face B. (d) échantillon #4. (e) échantillon #5

localisée dans la partie supérieure de l'éprouvette. Ces observations suggèrent la possibilité d'un léger flambement (de type bi-modal) de l'échantillon au cours de la compression plastique. La déformation transversale est cohérente avec ce qu'on observe pour la déformation longitudinale. Le champ de déformation de cisaillement est très comparable à celui observé en traction pour l'éprouvette #2.

La figure 3.10(b) présente l'évolution de la composante  $\epsilon_{xx}$  de la déformation plastique

observée sur la face A de l'échantillon #3. Dans cette région, la déformation moyenne enregistrée s'élève à -0,029. La déformation maximale atteint -0,023, tandis que la déformation minimale descend à -0,034. Pour ce qui est de la face B (figure 3.10(c)), la déformation moyenne s'établit à -0,026, avec des valeurs minimales et maximales respectives de -0,024 et -0,032. Comme pour la traction, une dissymétrie de type palier de Lüders semble se dessiner face A. Elle est moins perceptible face B. .

La Figure 3.8 fournit une représentation graphique du champ de déformation résiduelle observé pour les éprouvettes #4 et #5. Dans la zone d'intérêt de l'échantillon #4, le champ de déformation résiduelle est uniforme. La déformation moyenne plastique enregistrée est de 0,026, avec des valeurs minimales et maximales de déformation atteignant respectivement 0,024 et 0,027. Concernant l'échantillon #5, le champ de déformation est également uniforme au centre de l'éprouvette. La moyenne de la déformation plastique est évaluée à 0,086, tandis que les valeurs minimales et maximales de déformation se situent respectivement à 0,08 et 0,1.

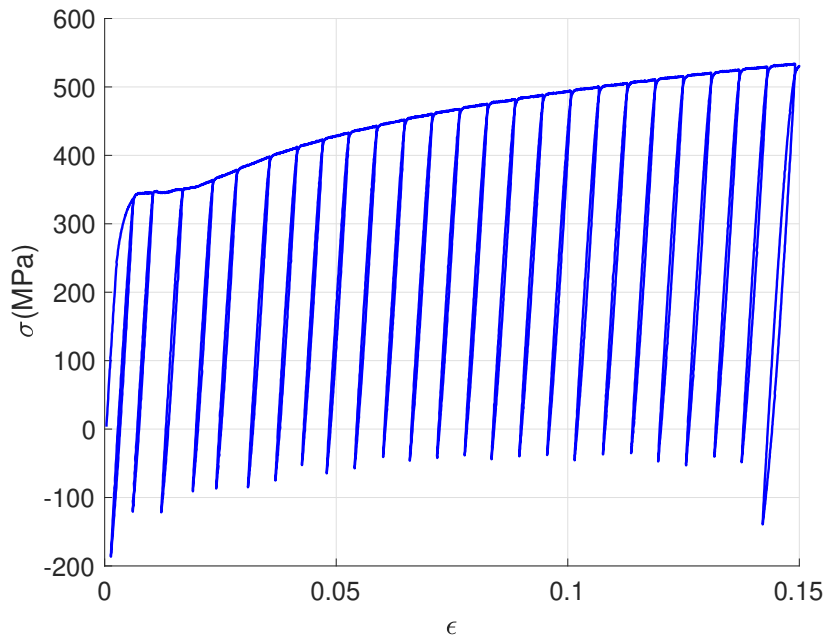
La figure 3.10(d) présente l'évolution de la composante  $\epsilon_{xx}$  de la déformation plastique observée pour l'échantillon #4. L'essai a commencé par une compression plastique. Les courbes observées sur cette première partie suggèrent une situation proche de celle observée pour l'échantillon #3. L'étirement plastique qui s'ensuit a tendance à homogénéiser la déformation. L'écart entre la valeur minimale et la valeur maximale diminue ainsi progressivement. La figure 3.10(e) présente l'évolution de la composante  $\epsilon_{xx}$  de la déformation plastique observée pour l'échantillon #5. Il s'agit d'une traction uniaxiale monotone. L'écart entre la valeur minimale et la valeur maximale est réduite dès le départ (mis à part le tout début où une bande de Lüders se propage). On observe que l'écart augmente lors de la décharge élastique finale. Un écrouissage cinématique très prononcé pourrait être à l'origine de cet écartement.

En conclusion, les mesures par corrélation d'images ont révélé une hétérogénéité de déformation qui atteint tout au plus 20% pour l'échantillon #3. Cela signifie que les déformations visées sont globalement atteintes et relativement homogènes.

### 2.3 Modélisation de l'écrouissage du matériau

Observons un instant le comportement mécanique de l'échantillon #4 (courbe rouge) figure 3.7. Le rechargement après compression plastique permet d'apprécier la totalité du domaine élastique. Ce domaine apparaît comme très nettement décalé par rapport à l'axe de contrainte nulle, ce qui est la marque d'un écrouissage cinématique très significatif. La taille du domaine élastique semble également avoir diminué par rapport au domaine d'élasticité initial, ce qui correspondrait à un écrouissage isotrope négatif. Nous proposons dans cette partie de caractériser les écrouissages isotrope et cinématique de ce matériau. Nous utilisons pour cela le protocole expérimental mentionné dans le deuxième chapitre.

La figure 3.11 montre les courbes de chargement et de déchargement obtenues durant un essai de traction/décharge cyclique. La procédure expérimentale consiste à appliquer des chargements à l'éprouvette jusqu'à une déformation plastique de valeur  $p$ , puis une décharge élastique jusqu'à l'apparition d'une non-linéarité significative en compression. On répète la même procédure jusqu'à une déformation de 0,15 (figure 3.11). La figure 3.12 illustre un



**Figure 3.11** • Essai de charge/décharge à différentes valeurs de déformation.

exemple de cycle de chargement alterné. Au point A l'échantillon a subi une déformation plastique  $\epsilon_p$ . Si nous déchargeons l'échantillon, nous dépassons au point B la limite élastique en compression du matériau plastifié. La dissymétrie entre la valeur de la contrainte  $\sigma_A$  et  $\sigma_B$  est connue sous le nom d'effet de Baushinger. La partition de la contrainte appliquée est donnée par:

$$\sigma = \sigma_0 + R + X \quad (3.1)$$

$R$  désigne l'écrouissage isotrope du matériau.

$\sigma_0$  c'est une contrainte initiale prise égale à la limite élastique.

$X$  est le centre de la surface de charge, relié à l'écrouissage cinématique du matériau.

Pour estimer l'écrouissage cinématique nous avons utilisé la méthode de Cottrell [Cottrell, 1953], qui consiste en une estimation précise de la valeur de contrainte maximale  $\sigma_A$  et minimale  $\sigma_B$  pour chaque niveau de plasticité  $\epsilon_p$ . La détermination de  $\sigma_B$  en particulier repose sur le choix d'un offset en déformation qui permet de définir le début de la non-linéarité. Ce choix joue un rôle primordial dans l'estimation de l'écrouissage. Nous avons estimé la valeur de l'écrouissage cinématique  $X$  pour un offset de 0,001%.

La figure 3.13 illustre le suivi des valeurs de  $X$  obtenues, ainsi que la variation de la taille du domaine élastique, représentée par la variable  $R$ . Nous remarquons un fort écrouissage au début de la déformation pour cet acier, avec une valeur autour de 200 MPa, mettant en évidence l'hétérogénéité du matériau. La valeur de  $R$  demeure relativement stable et légèrement négative, indiquant un léger adoucissement. Ces estimations sont en accord avec les résultats obtenus avec les échantillons #2 à #5.

Nous utilisons le modèle de Lemaître-Chaboche [Lemaître, 1988] tridimensionnel pour la modélisation de ces écrouissages. La contrainte nominale est définie par l'équation 3.1. Nous faisons le choix d'une décomposition du tenseur d'écrouissage cinématique  $\mathbf{X}$  en 3 termes : un terme linéaire  $\mathbf{X}_1$  et deux termes non-linéaires  $\mathbf{X}_2$  et  $\mathbf{X}_3$ .

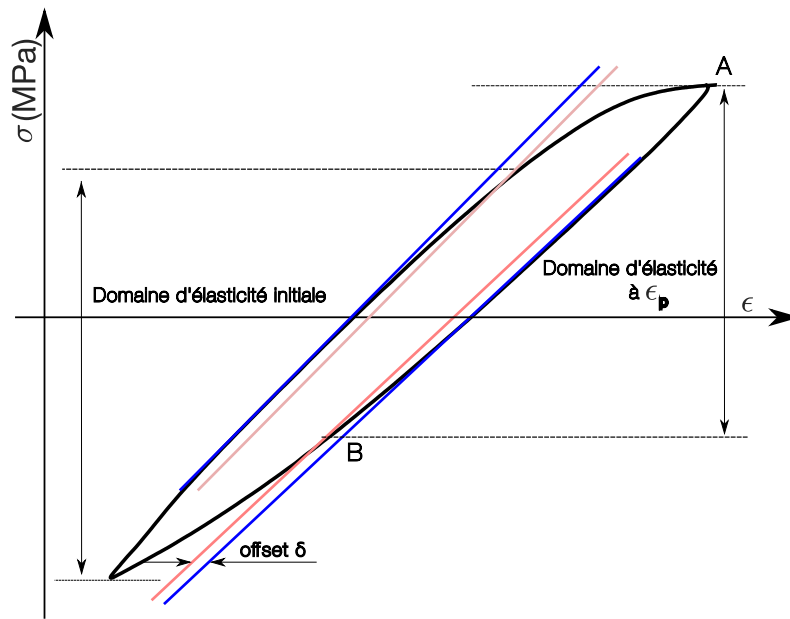


Figure 3.12 • Chargement alterné de traction-compression et effet Baushinger

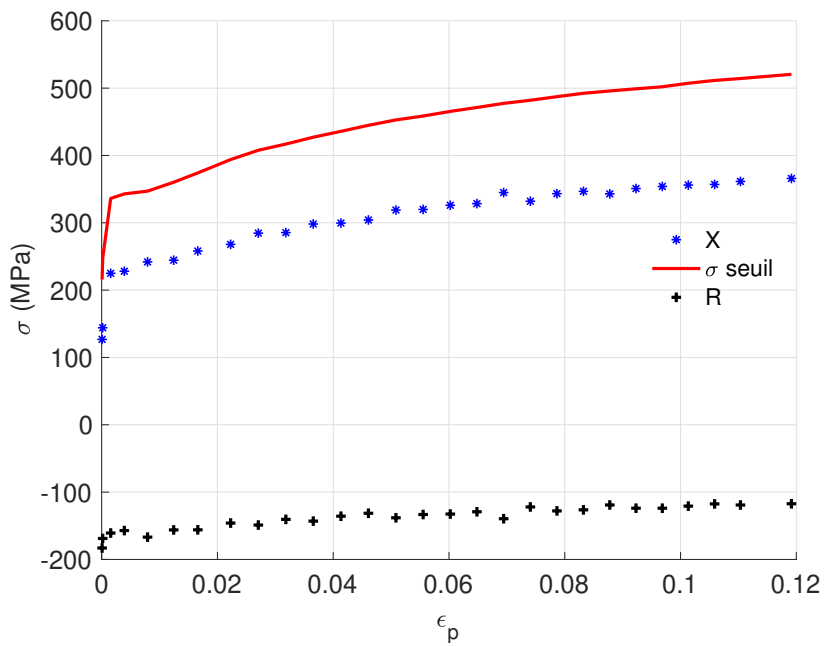


Figure 3.13 • Valeurs expérimentales de l'écrouissage.

$$\dot{\mathbf{X}} = \dot{\mathbf{X}}_1 + \dot{\mathbf{X}}_2 + \dot{\mathbf{X}}_3 \quad (3.2)$$

avec :

$$\dot{\mathbf{X}}_1 = \frac{2}{3} C_1 \dot{\epsilon}_p \quad (3.3)$$

$$\dot{\mathbf{X}}_2 = \frac{2}{3}C_2\dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p - \gamma_2\mathbf{X}_2\dot{p} \quad (3.4)$$

$$\dot{\mathbf{X}}_3 = \frac{2}{3}C_3\dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p - \gamma_3\mathbf{X}_3\dot{p} \quad (3.5)$$

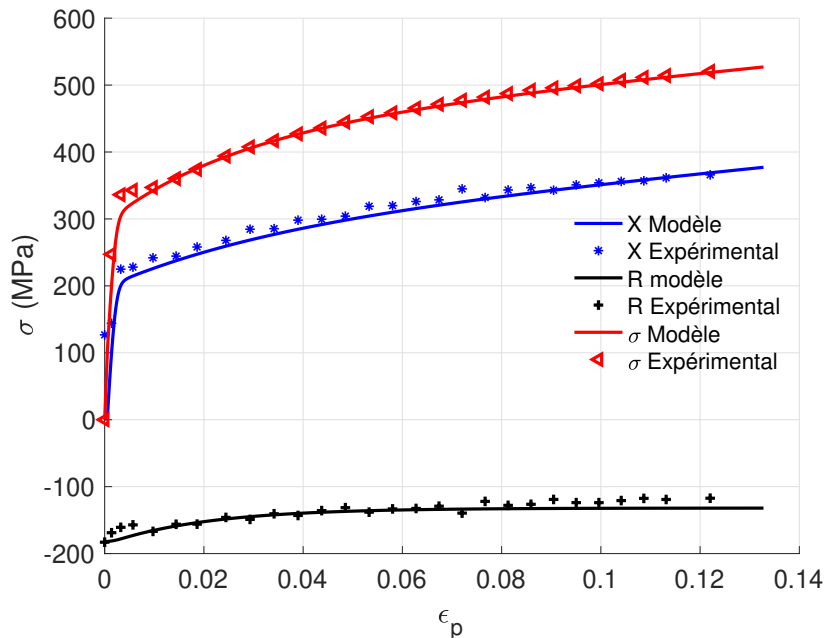
avec :

$$\dot{p} = \sqrt{\frac{2}{3}\dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p} \quad (3.6)$$

le tableau 3.3 donne les valeurs optimisées des paramètres de cette modélisation.

$C_1$	$C_2$	$\gamma_2$	$C_3$	$\gamma_3$
620 MPa	2500 MPa	30	506250 MPa	2250

**Table 3.3** • Paramètres du modèle de l'écrouissage cinématique de l'acier.



**Figure 3.14** • Comparaison modèle/expérience de l'écrouissage.

La figure 3.14 illustre la comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par modélisation de l'écrouissage du matériau. En résumé, l'étude sur l'écrouissage de l'acier a confirmé qu'un niveau élevé d'écrouissage cinématique apparaît dès les premiers stades de la déformation plastique de l'acier. Cette caractéristique est principalement attribuée à l'hétérogénéité et l'incompatibilité de déformation en raison de deux phases distinctes dans le matériau dont les propriétés mécaniques sont très différentes.

A l'aide du modèle, il est maintenant possible d'estimer l'écrouissage cinématique des quatre échantillons déformés ce qui complète les informations. Le tableau 3.4 regroupe finalement les estimations de l'écrouissage cinématique, la déformation plastique et la déformation cumulée de l'ensemble des échantillons d'acier dont nous allons mesurer ensuite le comportement magnétique.

**Table 3.4** • Pour chaque échantillon d'acier: déformation cible, déformation calculée, déformation cumulée et écrouissage cinématique estimé par le modèle.

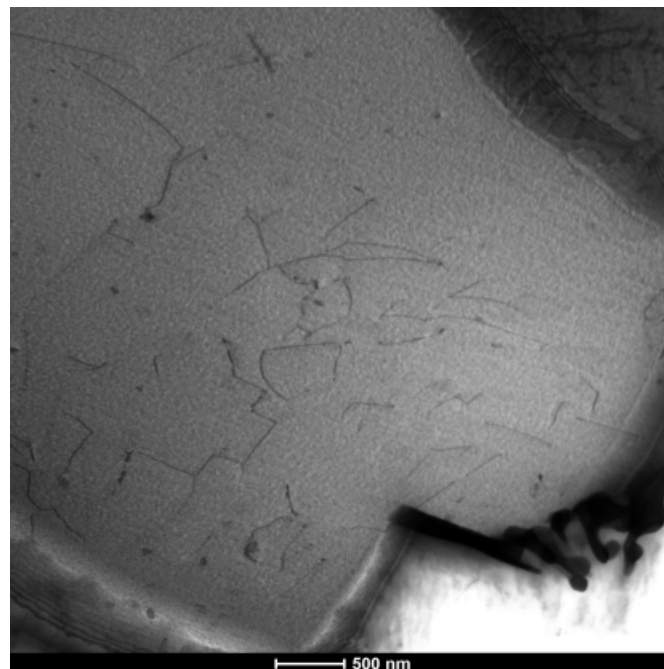
Id échantillon	$\varepsilon_p(\text{cible})$	$\varepsilon_p(\text{mesurée})$	p	X (MPa)
#1	0,0	0,0	0,0	0
#2	0,03	$0,029 \pm 0,004$	0,029	$260 \pm 10$
#3	-0,03	$-0,028 \pm 0,007$	0,028	$-260 \pm 10$
#4	0,03	$0,026 \pm 0,004$	0,084	$270 \pm 10$
#5	0,09	$0,086 \pm 0,004$	0,086	$350 \pm 10$

### 3 Analyses micrographiques et densités de dislocations

Nous présentons dans cette partie les observations des dislocations de l'ensemble des échantillons d'acier. A noter que ces observations, nécessairement destructives pour les échantillons, ont été réalisées une fois les mesures magnétiques et mesures de magnétostriction achevées. Nous les présentons avant les mesures magnétiques pour faciliter la discussion finale des résultats.

#### 3.1 Observations

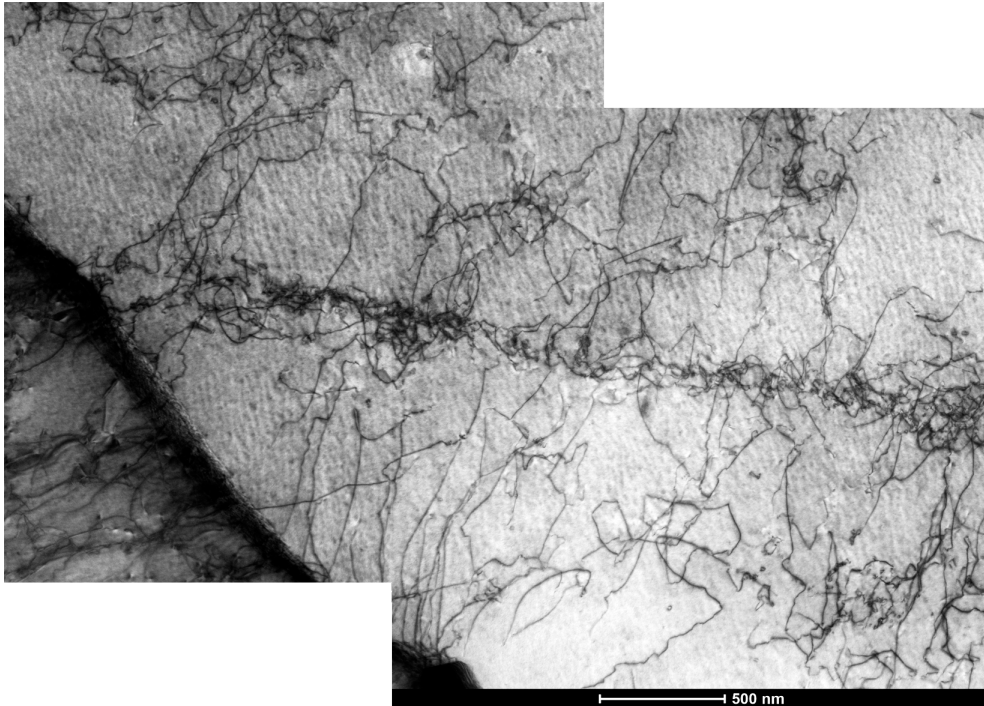
La densité de dislocations des échantillons déformés est mesurée par microscopie électronique en transmission en suivant le protocole décrit dans le chapitre 2.



**Figure 3.15** • Microstructure en dislocations à l'état non déformé (échantillon #1)

La figure 3.15 montre une microstructure de l'échantillon #1 d'acier non déformé. Pour cet état mécanique, nous constatons un très faible nombre de dislocations isolées présentes dans le matériau.





**Figure 3.16** • Microstructure en dislocations de l'échantillon #2

La densité de dislocations et de débris augmente rapidement avec la déformation plastique. La figure 3.16 montre la présence de boucles de dislocations pour l'échantillon #2 déformé en traction. De petits amas commencent à se former également à partir d'un enchevêtrement de dislocations.

Pour l'échantillon #3 soumis à une déformation par compression, on observe une microstructure en dislocations parfaitement semblable à celle observée pour l'échantillon #2 déformé en traction, et dont le niveau de déformation plastique cumulée est presque identique. La figure 3.17 met en évidence des boucles de dislocations et la constitution de petits regroupements de dislocations.

La microstructure évolue vers la formation de structures de plus en plus hétérogènes à déformation croissante. L'échantillon #5 ayant subi une déformation plastique d'environ 0,09, on observe la formation de cellules saturées de dislocations, caractérisées par une forte présence de boucles et de débris. À ce niveau de déformation, les amas de dislocations se densifient aussi en créant des murs de dislocations, comme on peut l'observer figure 3.18.

Ces résultats sont sans surprise en accord avec la très nombreuse littérature dans le domaine concernant le fer et les aciers [Anderson et al., 2017, Degauque et al., 1978, Hug, 1993, Hubert et al., 1998].

## 3.2 Calcul de la densité des dislocations

Nous utilisons la méthode expliquée dans le chapitre précédent pour calculer la densité des dislocations des échantillons d'acier (#1, #2, #3 et #5). Nous commençons par évaluer la densité de référence, qui correspond à la densité de l'échantillon d'acier non déformé. Nous appliquons ensuite cette méthode à trois zones différentes, issues de trois grains distincts de



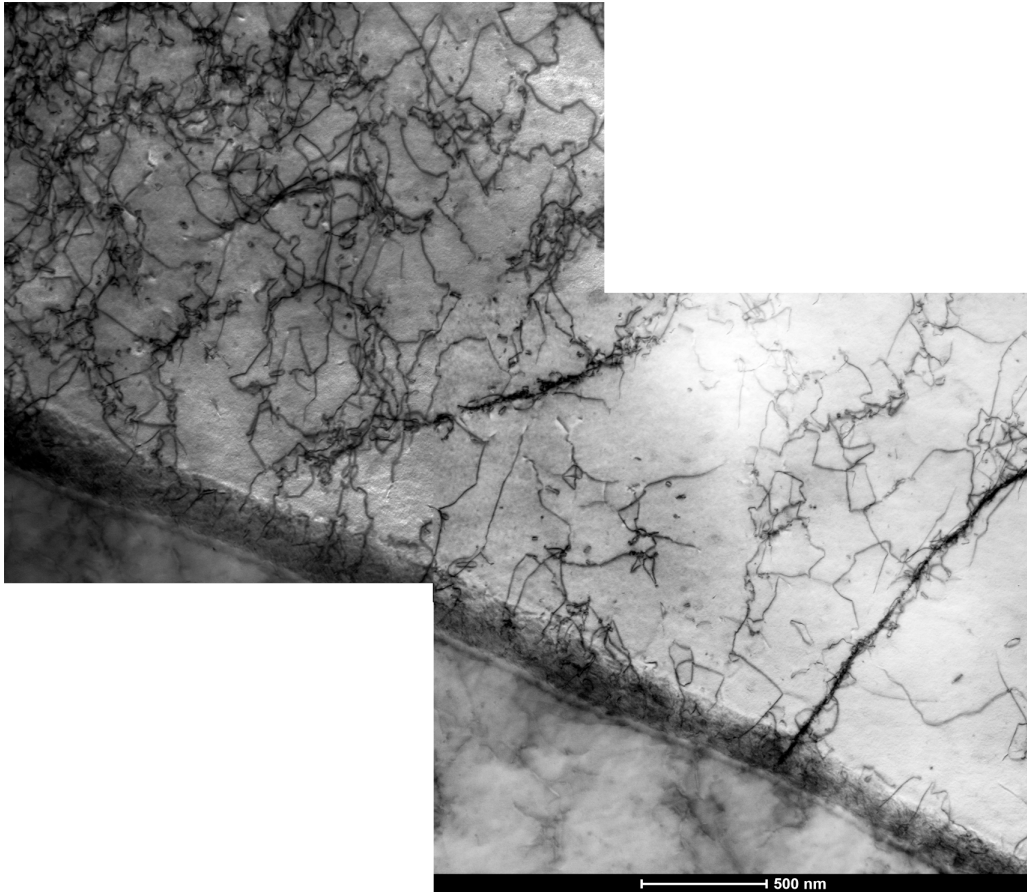


Figure 3.17 • Microstructure en dislocations de l'échantillon #3

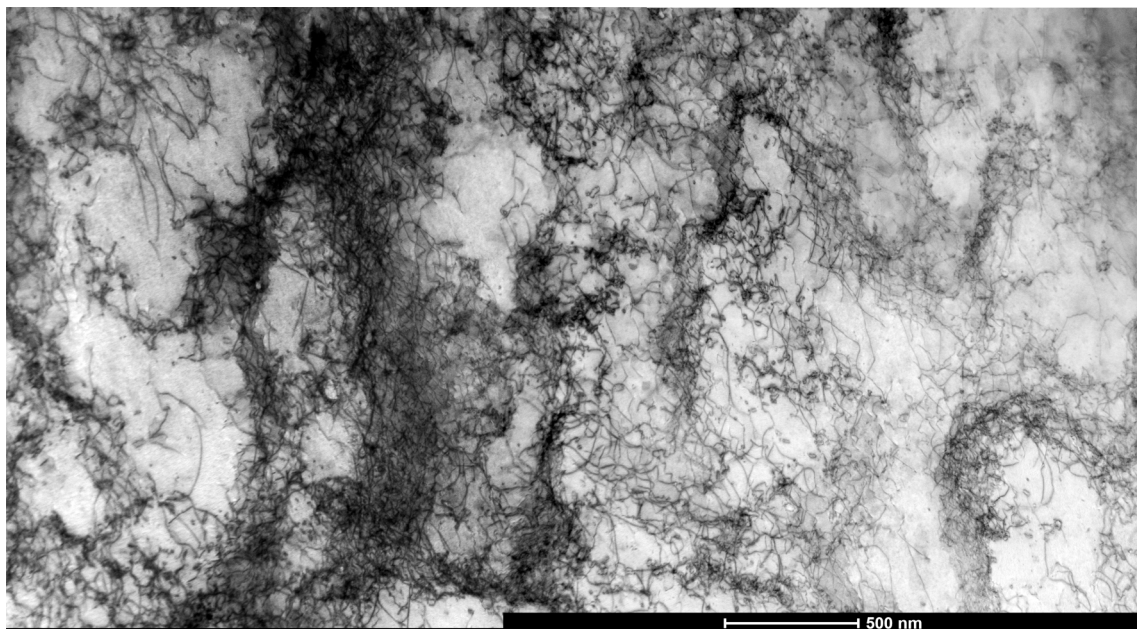
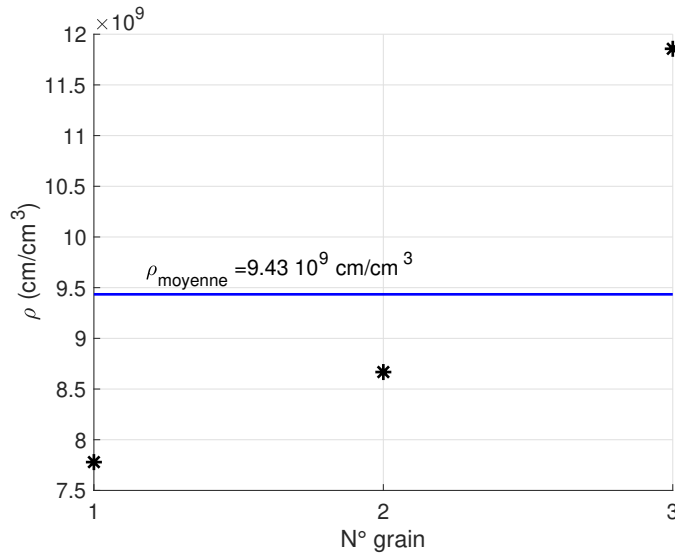


Figure 3.18 • Microstructure en dislocations de l'échantillon #5

cet échantillon.

Une fois le masque obtenu, nous avons procédé au calcul de la densité en utilisant l'équation 2.18. La figure 3.19 illustre les densités calculées pour chaque zone et leur valeur

moyenne. Pour le grain 1, la densité de dislocations dans la zone 1 est de  $7,78.10^9 cm/cm^3$ , tandis que les zones 2 et 3 présentent des densités de  $8,68.10^9 cm/cm^3$  et  $1,18.10^{10} cm/cm^3$ , respectivement.



**Figure 3.19** • Densité de dislocations dans les différentes zones issues de l'échantillon non déformé (#1).

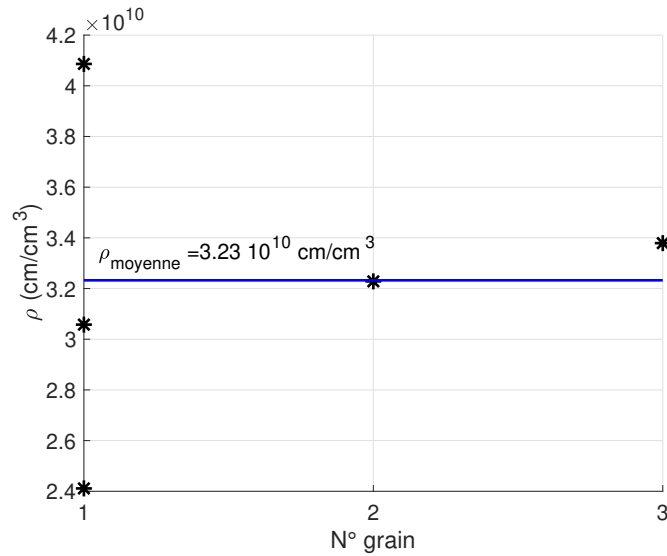
La moyenne sur les 3 zones est égale à  $9,43.10^9 cm/cm^3$ . Pour évaluer la variabilité de la densité de dislocations, nous avons calculé pour chaque échantillon l'écart type donné par la formule suivante :

$$s = \frac{\sum_{i=1}^{i=N} (\rho_i - \rho_{moyenne})^2}{\rho_{moyenne}} \times 100(\%) \quad (3.7)$$

Nous obtenons pour l'état de référence un écart type de 23% (ce qui revient pour nous à une estimation de l'erreur de mesure).

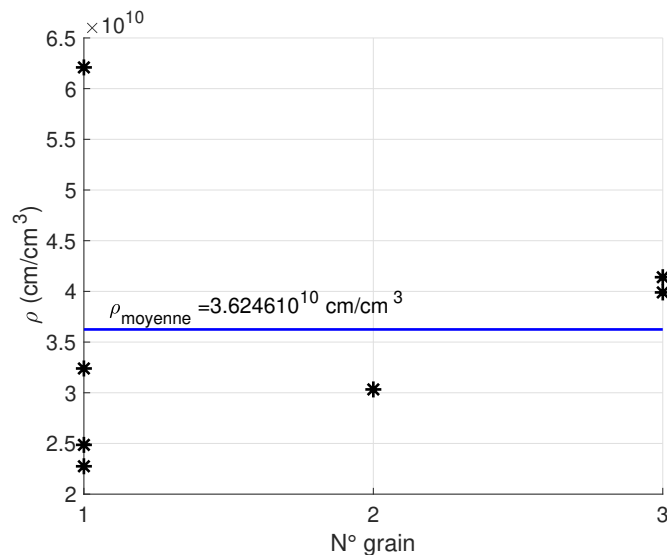
Après avoir calculé la densité de référence des dislocations, nous avons évalué cette densité pour l'échantillon #2. Nous avons utilisé la méthode d'identification des dislocations précédemment détaillée pour déterminer le masque pour cinq zones distinctes : trois sont issues du même grain, dénommé grain 1, une provient du grain 2 et une du grain 3. Dans le grain 1, les densités calculées dans les trois zones sont de  $2,41.10^{10} cm/cm^3$ ,  $3,06.10^{10} cm/cm^3$  et  $4,08.10^{10} cm/cm^3$ , mettant en évidence une hétérogénéité de la distribution des dislocations à l'intérieur d'un même grain. La densité moyenne calculée dans le premier grain est approximativement de  $3,18.10^{10} cm/cm^3$ . En ce qui concerne les zones 4 et 5, qui correspondent aux grains 2 et 3, la densité est respectivement de  $3,22.10^{10} cm/cm^3$  et  $3,37.10^{10} cm/cm^3$ . La densité moyenne globale pour cet échantillon est de  $3,23.10^{10} cm/cm^3$  avec un écart type de 19%. La figure 3.20 illustre l'ensemble de ces valeurs et leur positionnement par rapport à la valeur moyenne.

Par la suite, nous avons évalué la densité des dislocations de l'échantillon #3 déformé en compression. Pour cette évaluation, trois grains ont été considérés : quatre zones distinctes pour le premier grain, une zone pour le second grain et deux zones pour le troisième



**Figure 3.20** • Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon #2

grain. Les densités calculées sont illustrées figure 3.21. La densité du premier grain varie de  $2,27.10^{10} \text{ cm}/\text{cm}^3$  à  $6,21.10^{10} \text{ cm}/\text{cm}^3$ , avec une valeur moyenne estimée à  $3,55.10^{10} \text{ cm}/\text{cm}^3$ . La densité de dislocations évaluée dans le deuxième grain est de  $3,03.10^{10} \text{ cm}/\text{cm}^3$ . Elle est de  $4,13.10^{10} \text{ cm}/\text{cm}^3$  et de  $3,98.10^{10} \text{ cm}/\text{cm}^3$  dans ses deux zones respectives du troisième grain. L'écart type pour cet échantillon est de 36%. Cette valeur élevée comparée aux deux états mécaniques précédents pourrait s'expliquer par une hétérogénéité plus forte de déformation. En effet, la déformation peut varier de manière significative à l'intérieur d'un même grain. Certaines régions du grain peuvent subir une déformation plus importante que d'autres, ce qui engendre une hausse de la densité de dislocations dans ces zones.

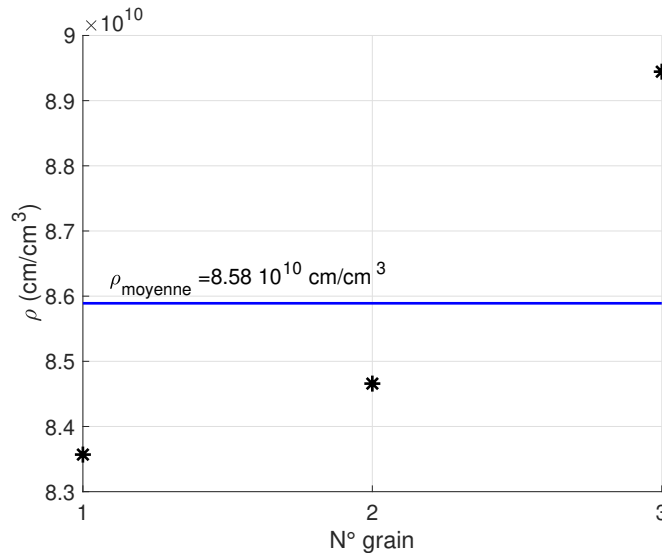


**Figure 3.21** • Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon #3.

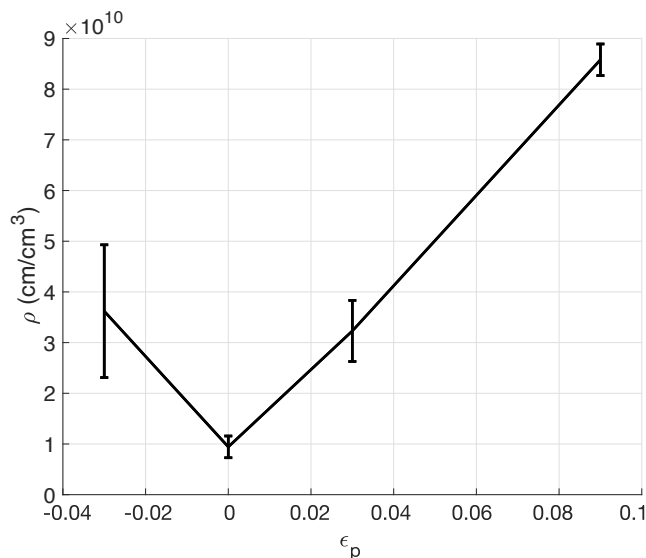
Enfin, nous avons calculé la densité de dislocations pour l'échantillon #5 déformé à 0,09.

Comme nous l'avons souligné auparavant, ce niveau de déformation est caractérisé par la formation de murs denses de dislocations, ce qui peut rendre leur identification légèrement délicate. Après calcul, nous avons obtenu les densités présentées figure 3.22.

Pour le premier grain, la densité calculée est de  $8,35 \cdot 10^{10} \text{ cm/cm}^3$ . Pour les grains 2 et 3, les densités obtenues sont respectivement de  $8,46 \cdot 10^{10} \text{ cm/cm}^3$  et  $8,94 \cdot 10^{10} \text{ cm/cm}^3$ . La valeur moyenne de la densité de dislocations dans ces trois grains est de  $8,58 \cdot 10^{10} \text{ cm/cm}^3$  et l'écart type est estimé à 3,6%.



**Figure 3.22** • Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon #5



**Figure 3.23** • Variation de la densité moyenne de dislocations en fonction de la déformation plastique de l'acier

La figure 3.23 rassemble finalement les valeurs moyennes de la densité des dislocations pour les divers échantillons en fonction de la déformation moyenne de chaque échantillon. Il est intéressant de noter que les densités de dislocations pour les échantillons #2 et #3 sont

très similaires, ce qui était attendu et s'explique par la symétrie des processus de déformation en traction et en compression. Nous observons par ailleurs une augmentation considérable de la densité de dislocations pour l'échantillon déformé à 0,09. Ce résultat est cohérent et s'explique par la formation de murs de dislocations denses à ce niveau de déformation. Là encore ces évolutions sont en accord avec les résultats de la littérature qui soulignent tous une évolution relativement linéaire de la densité de dislocations avec la déformation plastique cumulée.

## 4 Effet de la déformation plastique en traction/compression sur le comportement magnétique et magnétostrictif

### 4.1 Effet de la déformation plastique sur l'hystérésis magnétique

Les résultats de cette section ont été obtenus en appliquant la méthode balistique décrite dans le paragraphe 3.2 du chapitre 2. La figure 3.24 illustre les courbes de première aimantation des échantillons d'acier #1 à #5 sous un champ magnétique appliqué de valeur maximale de  $H_{max} = 18000 A/m$ . Nous observons que l'induction magnétique des échantillons soumis à une déformation plastique en traction (#2, #4 et #5) diminue significativement par rapport à l'état de référence. Ce résultat est en accord avec la littérature (par exemple les travaux rapportés dans [Sablik et al., 2004]).

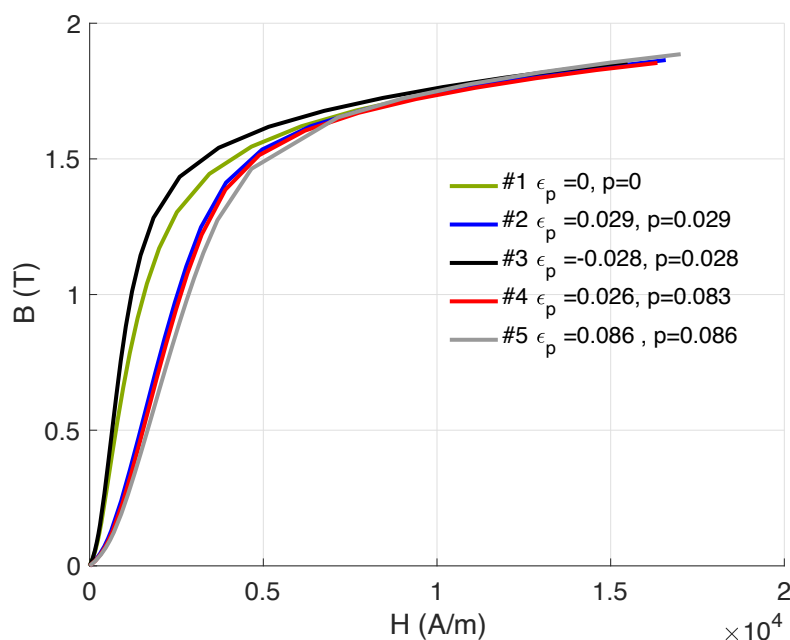
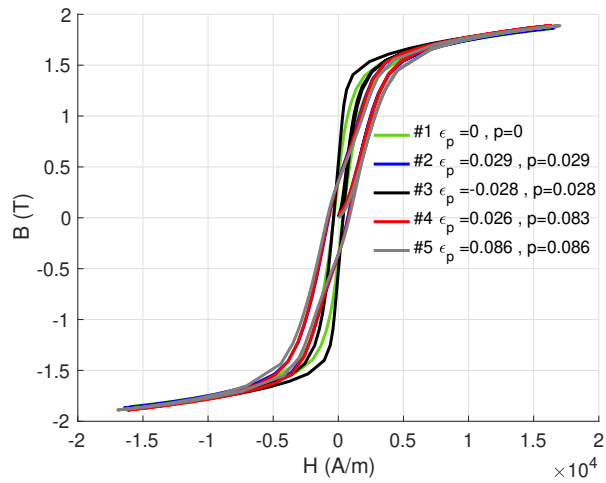


Figure 3.24 • Courbe de première induction des éprouvettes d'acier (de #1 à #5)

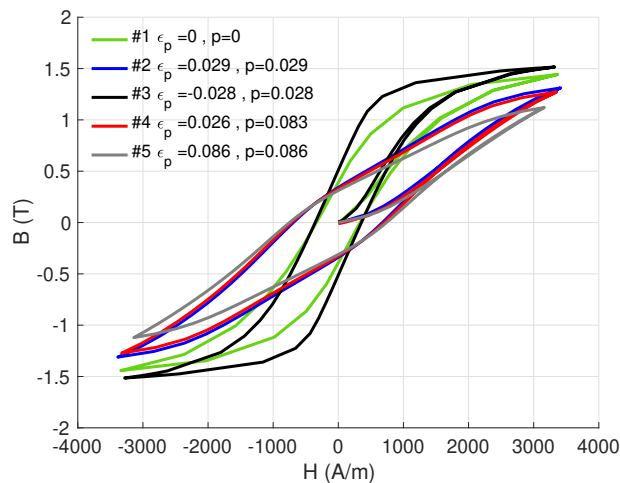
En revanche, l'échantillon #3, qui a subi une déformation plastique en compression, présente un comportement totalement différent avec une induction nettement plus élevée par rapport à l'état de référence. Ces constatations sont corroborées par les formes d'hystérésis

#### 4. Effet de la déformation plastique en traction/compression sur le comportement magnétique et magnétostrictif

représentées figure 3.25(a), où les cycles majeurs et moyens des cinq échantillons étudiés sont tracés.



(a)



(b)

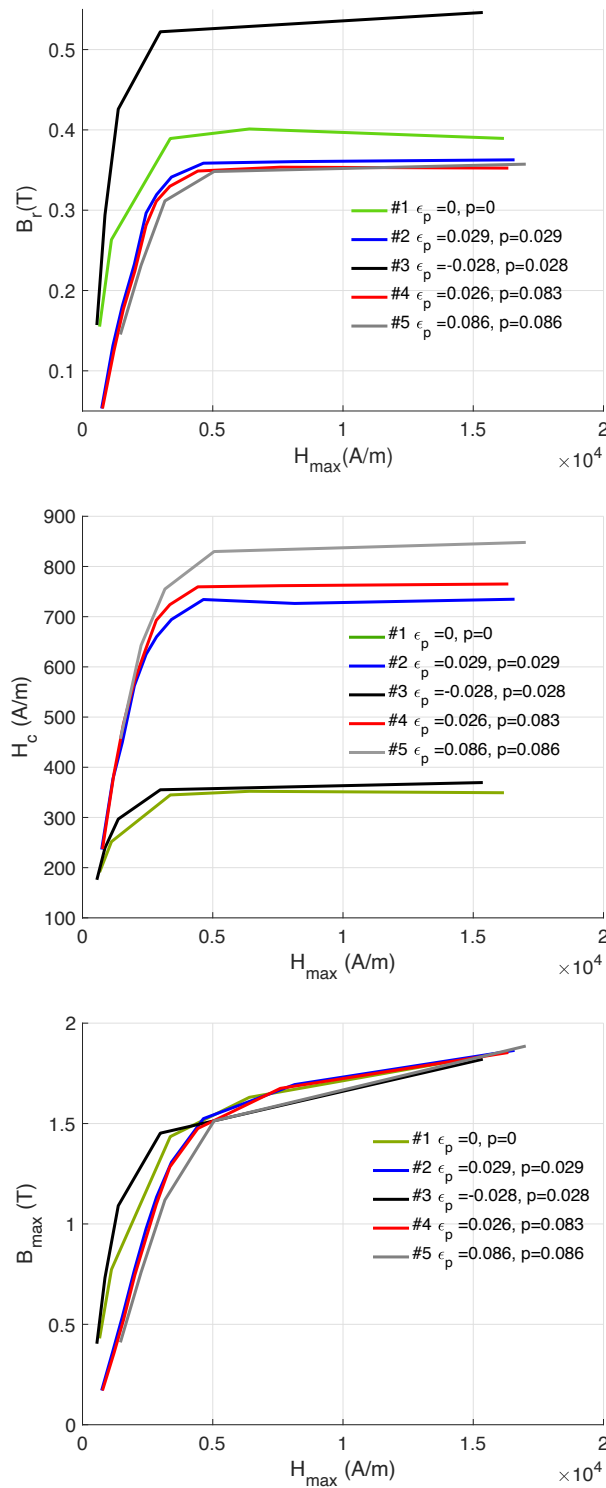
**Figure 3.25** • Cycle d'hystérésis magnétique de l'acier. (a)  $H_{max} = 18kA/m$ . (b)  $H_{max} = 3000A/m$

L'échantillon #2, qui a subi une déformation plastique de traction, présente un cycle magnétique plus large et une induction magnétique plus faible par rapport à l'état de référence (#1).

Le comportement magnétique de l'échantillon #3, qui a été soumis à une déformation plastique cumulée équivalente mais par compression, est très nettement différent de celui de l'échantillon soumis à la traction: son niveau d'induction magnétique est nettement plus élevé.

La figure 3.26 regroupe les grandeurs magnétiques suivantes : le champ coercitif ( $H_c$ ), l'induction rémanente ( $B_r$ ) et l'induction maximale ( $B_{max}$ ) en fonction du champ magnétique maximal appliqué pour les échantillons d'acier. L'induction rémanente présente une courbe croissante en fonction du champ maximal. Pour les échantillons soumis à une dé-

formation en traction (échantillons #2, #4 et #5), l'induction rémanente se situe en dessous de celle de l'échantillon de référence (#1). Ces observations rejoignent les résultats obtenus pour le même matériau dans [Maazaz et al., 2021]. L'échantillon #3, qui a été déformé en compression, présente un  $B_r$  plus élevé par rapport à la référence.



**Figure 3.26** • Variation du champ coercitif, de l'induction rémanente et de l'induction maximale en fonction du champ maximal appliqué pour les échantillons de #1 à #5.



Selon la même figure (3.26), les échantillons déformés en traction, quels que soient leur déformation cumulée et leur trajectoire de chargement (#2, #4 et #5), présentent des courbes de champ coercitif nettement plus élevées que celle de la référence. L'échantillon déformé en compression (#3) présente en revanche un champ coercitif très proche du champ coercitif de référence.

Pour une analyse plus approfondie, la figure 3.27 présente en détail la variation du champ coercitif et de l'induction rémanente du cycle majeur en fonction de la déformation plastique cumulée, de la densité de dislocations, et de l'écroissage cinématique.

La variation du champ coercitif est fortement non linéaire et non monotone en fonction de la déformation cumulée et de la densité de dislocations. En partant d'une déformation cumulée de 0 et de la densité de dislocations initiale du matériau, le champ coercitif évolue de 350 A/m à 740 A/m à 0,029 de déformation cumulée et  $3,1 \cdot 10^{10} \text{ cm/cm}^3$  de densité de dislocations. Ensuite, le champ coercitif diminue en compression pour l'échantillon #3, atteignant une valeur proche de celle de la référence, soit 360 A/m. Par la suite, il augmente continuellement pour les échantillons #4 et #5, atteignant successivement 760 A/m et 850 A/m.

Quand on trace cette variation en fonction de la variable de l'écroissage cinématique, on obtient a contrario une évolution approximativement monotone. Le champ coercitif augmente légèrement pour l'échantillon #3 déformé en compression par rapport à la référence, puis il augmente progressivement pour les échantillons #2, #4, et atteint finalement la valeur la plus élevée pour l'échantillon #5.

La figure 3.27(b) montre que la variation de l'induction rémanente en fonction de la déformation plastique cumulée et de la densité de dislocations est non monotone. À l'état de référence (#1),  $B_r$  est de 0,39 T. Après une traction à 0,029, l'induction rémanente diminue pour atteindre 0,36 T. Lorsque la déformation plastique est appliquée en compression au même niveau de déformation cumulée, l'induction rémanente augmente considérablement, atteignant 0,53 T. Elle diminue ensuite progressivement jusqu'à 0,36 T pour une déformation cumulée de 0,083 en chargement alterné. Enfin, elle continue à décroître pour atteindre 0,35 T pour une déformation cumulée de 0,086 en traction monotone.

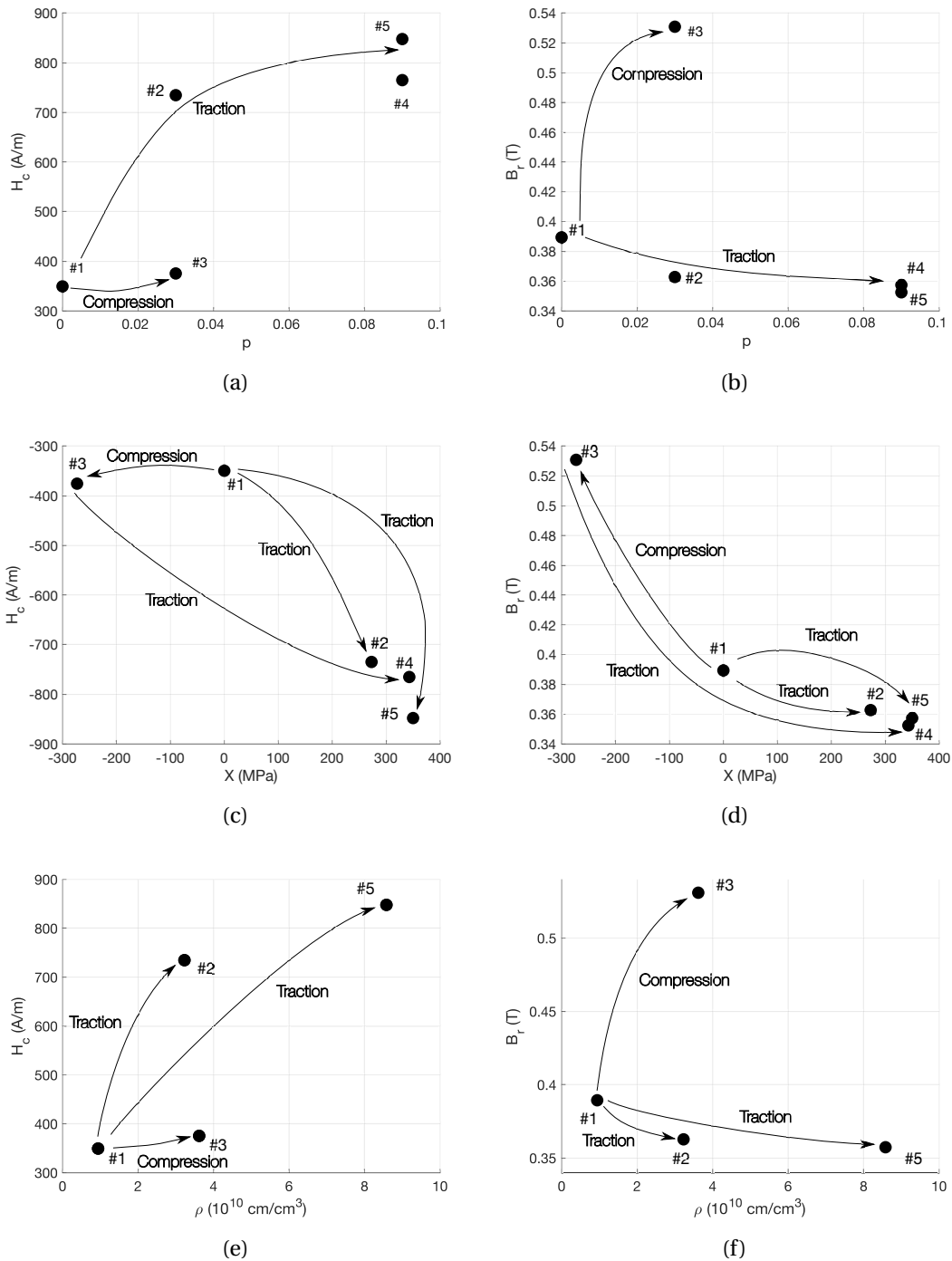
Sur la figure 3.27(d), nous observons une relation décroissante entre l'induction rémanente et l'écroissage cinématique. L'induction rémanente est maximale pour l'échantillon #3, qui a été déformé en compression et présente un écroissage négatif. Elle atteint son minimum pour l'échantillon #5, lequel a été déformé en traction monotone jusqu'à 0,086 de déformation cumulée et présente l'écroissage cinématique maximal.

Nous observons en conclusion une différence significative entre le comportement du champ coercitif et de l'induction rémanente des échantillons #2 et #3, ce qui met en évidence l'effet du mode de sollicitation mécanique sur le comportement magnétique.

Par ailleurs, il est à noter que le comportement magnétique de l'échantillon #4, soumis à un chargement mécanique combinant compression et traction, présente des similitudes frappantes avec celui de l'échantillon #2. Cette similarité se manifeste dans les courbes des cycles d'hystérésis comme illustré figure 3.25. De plus, ces similitudes se retrouvent au niveau du champ coercitif et de l'induction rémanente, où les deux échantillons affichent des valeurs très proches.

En revanche, l'échantillon #5, qui a été soumis à une traction monotone jusqu'à atteindre





**Figure 3.27** • (a) Champ coercitif en fonction de la déformation cumulée. (b) Induction rémanente en fonction de la déformation cumulée. (c) Champ coercitif en fonction de l'écroutissage cinématique. (d) Induction rémanente en fonction de l'écroutissage cinématique. (e) Champ coercitif en fonction de la densité de dislocations. (f) Induction rémanente en fonction de la densité de dislocations

une déformation plastique de 0,086, présente un comportement magnétique distinct, même s'il partage la même déformation cumulée que l'échantillon #4. Cette différence se traduit par des caractéristiques magnétiques contrastées.

A la vue de ces résultats, la déformation plastique cumulée, pourtant en étroite relation avec la densité de dislocations, ne semble ainsi pas la variable pertinente du problème de l'influence de la plasticité sur le comportement magnétique des aciers. L'écrouissage cinématique, relié aux contraintes internes semble une variable beaucoup plus adaptée pour expliquer les variations observées.

## 4.2 Pertes statiques

Dans cette section, nous examinons l'impact de la déformation plastique sur les pertes statiques. Initialement, nous avons tracé la variation des pertes en fonction du niveau d'induction maximal pour les échantillons #1 à #5 comme illustré figure 3.28.

L'analyse de cette figure révèle que les pertes de l'échantillon #3 déformé en compression plastique sont très proches de celles de l'échantillon de référence. Par contraste, l'échantillon #2, déformé en traction, affiche des pertes nettement supérieures, se rapprochant de celles de l'échantillon #4 déformé en compression suivie d'une traction. Enfin, l'échantillon #5 déformé en traction monotone présente la valeur de pertes la plus élevée. Afin de quantifier la variation des pertes en fonction de la déformation plastique, nous avons calculé leur valeur moyenne pour chaque échantillon en utilisant la formule suivante :

$$W^m(\#k) = \frac{\sum W(B_i)}{N} \quad (3.8)$$

Où  $W^m(\#k)$  désigne les pertes moyennes de l'échantillon #k, N est le nombre de niveaux d'induction maximale considérés.

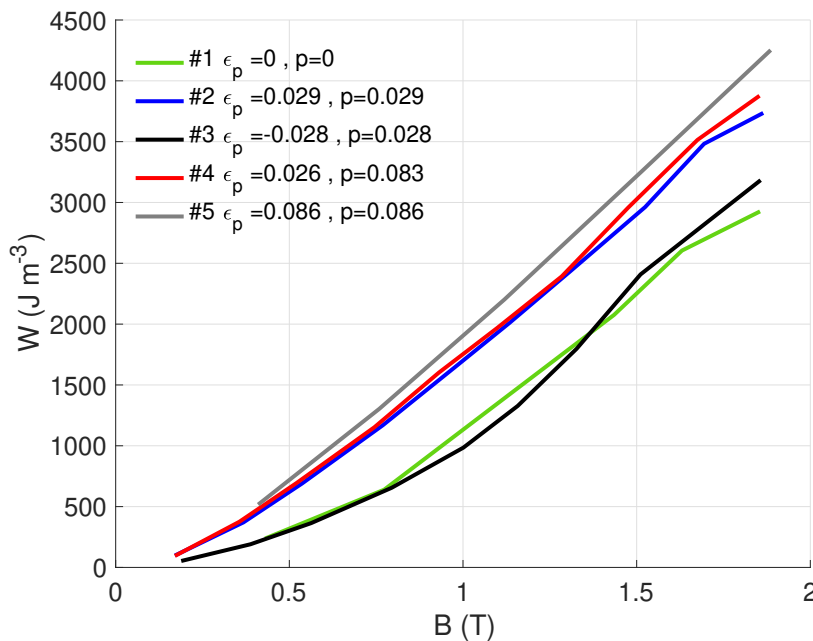
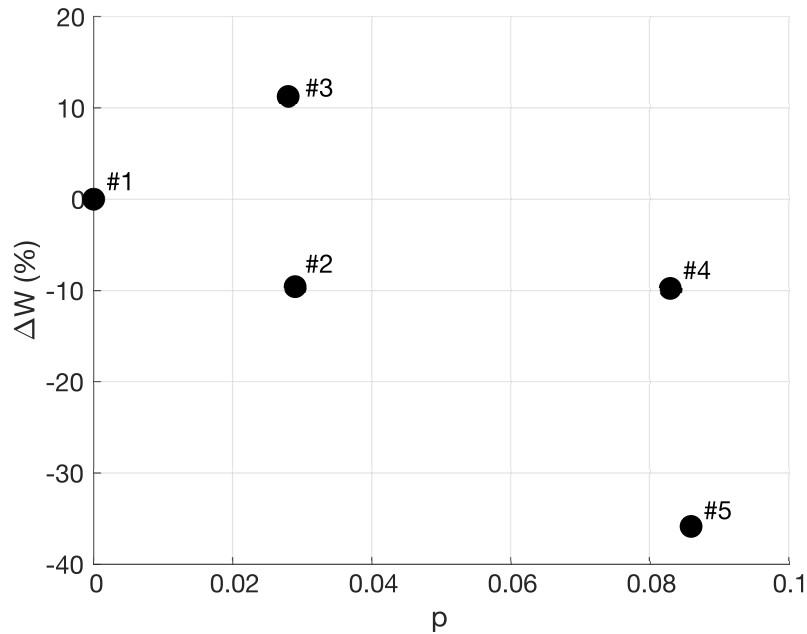


Figure 3.28 • Pertes statiques de l'acier.

Nous avons ensuite calculé le pourcentage de variation des pertes par rapport à la référence par la relation suivante :

$$\Delta W(\#k) = \frac{W^m(\#1) - W^m(\#k)}{W^m(\#1)} \times 100(\%) \quad (3.9)$$



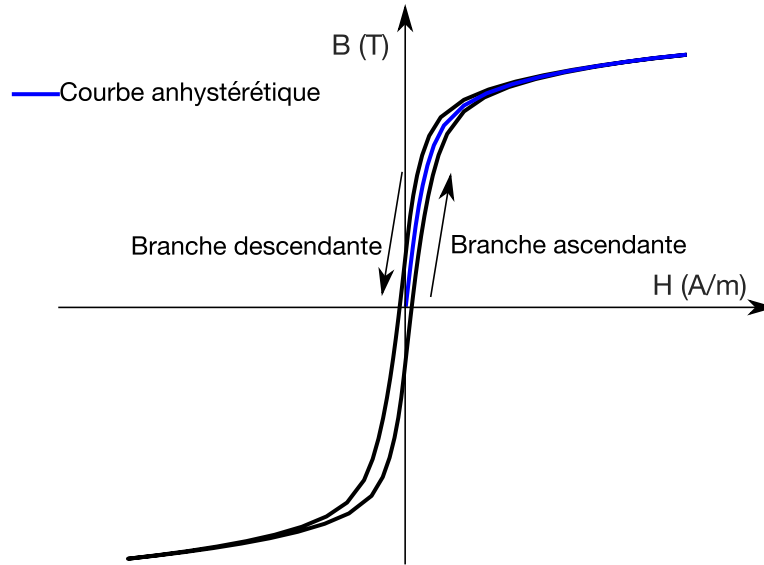
**Figure 3.29** • Variation de l'écart moyen en pourcentage en fonction de la déformation plastique cumulée.

Nous observons que les échantillons déformés en traction présentent une augmentation des pertes moyennes. Plus précisément, les échantillons #2 et #4 manifestent une croissance de 10%, tandis que l'échantillon #5 fait état d'une hausse de 30%. Il est pertinent de noter que, malgré des déformations cumulées considérablement différentes, les échantillons #2 et #4 présentent le même écart par rapport aux pertes de référence. En contraste, bien que les échantillons #4 et #5 aient connu des déformations cumulées similaires, ils révèlent un écart notable de pertes moyennes. De plus, l'échantillon #3, déformé par compression, développe des pertes inférieures de près de 10% par rapport aux pertes de référence.

Ces résultats montrent que les pertes statiques dépendent également de l'état de déformation de cet acier, ainsi que du signe de la sollicitation. En revanche, la déformation cumulée ne présente pas une forte corrélation avec la variation des pertes.

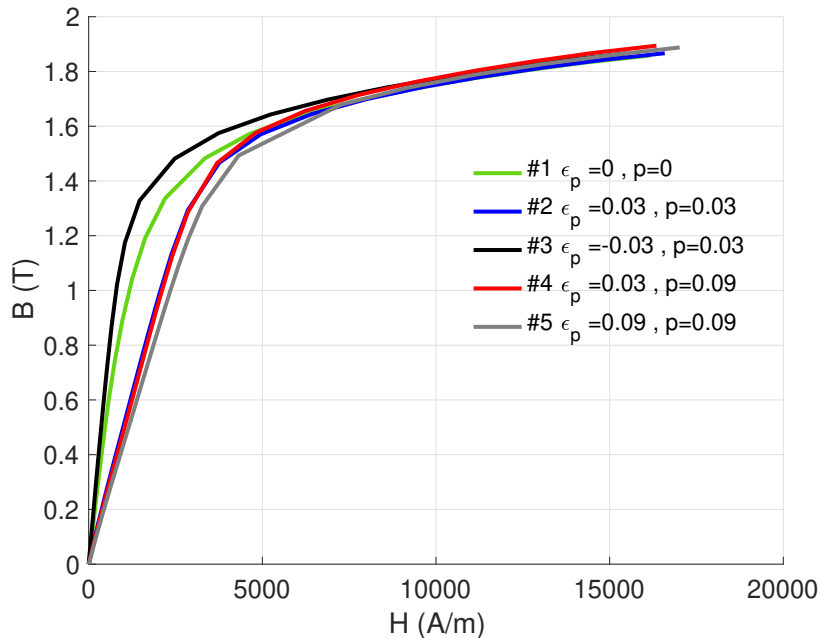
### 4.3 Mesures anhystériques magnétiques

Dans cette section, nous abordons l'impact de la déformation plastique sur le comportement anhystérique des matériaux, en mettant l'accent sur leurs changement de perméabilité magnétique. Pour obtenir un comportement réversible, nous avons réutilisé les mesures des cycles mesurés précédemment sur le banc d'Helmholtz. Nous avons ainsi calculé la valeur moyenne des branches ascendante et descendante de ces cycles, comme le montre la figure 3.30.



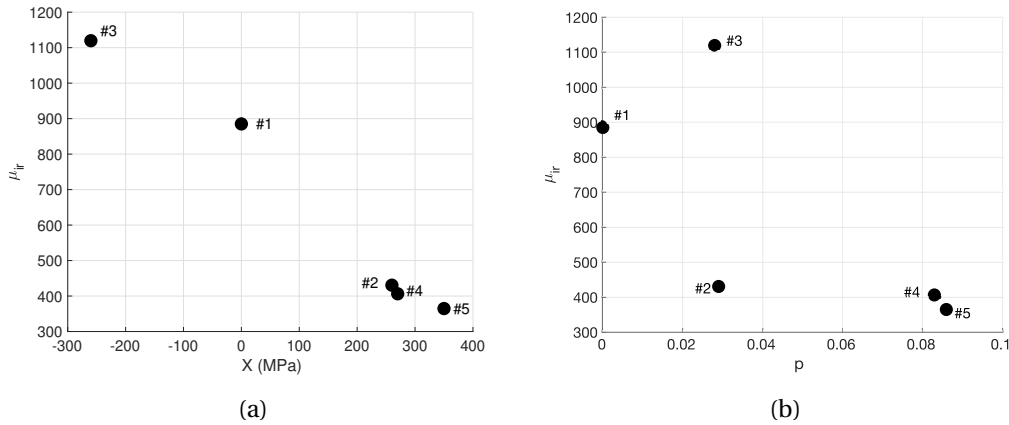
**Figure 3.30** • Calcul de la courbe anhystérétique à partir des mesures magnétiques hystériques.

La figure 3.31 illustre les courbes anhystérétiques magnétiques obtenues pour les échantillons d'acier numérotés de #1 à #5. l'échantillon #2 déformé en traction plastique présente une induction anhystérétique inférieure à celle de l'échantillon de référence (#1). L'échantillon #3 déformé en compression présente une induction anhystérétique plus grande que celle de l'état non déformé. L'induction diminue ensuite progressivement pour les échantillons #4 et #5.



**Figure 3.31** • Courbes anhystérétiques des échantillons #1 à #5 d'acier.

Nous analysons ensuite l'effet de la déformation plastique sur la perméabilité relative initiale. Pour ce faire, nous avons tracé cette perméabilité en fonction de l'écrouissage



**Figure 3.32** • Perméabilité magnétique à 100 A/m de l'acier en fonction : (a) de l'écroutissage cinématique. (b) de la déformation cumulée.

cinématique et de la déformation plastique cumulée pour les échantillons numérotés de #1 à #5

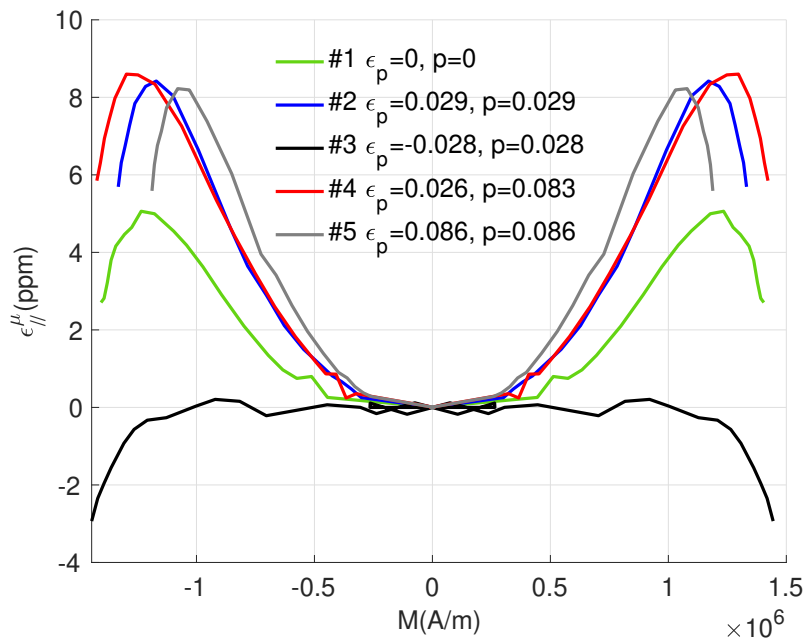
La variation de la perméabilité relative initiale est non linéaire et décroissante en fonction de l'écroutissage comme illustré figure 3.32(a). La perméabilité relative est ainsi maximale à l'état déformé en compression, atteignant une valeur de 1100. Elle diminue ensuite pour atteindre 900 pour l'échantillon de référence non déformé. La perméabilité relative continue de diminuer successivement pour atteindre 430, 400 et 364 pour les échantillons #2, #4 et #5 respectivement. En revanche, la variation de la perméabilité relative en fonction de la déformation cumulée n'est pas monotone, comme le montre la figure 3.32(b).

Comme nous l'avons observé pour les paramètres dissipatifs, nous constatons que les échantillons #2 et #3 présentent des perméabilités relatives différentes. Bien que ces deux échantillons aient subi la même déformation plastique cumulée, la nature de la déformation plastique, qu'elle soit due à la traction ou à la compression, a un impact significatif. De plus, les échantillons #2 et #4, ayant des déformations résiduelles similaires et des niveaux d'écroutissage cinématique proches, présentent des valeurs de perméabilité très similaires, même si leurs déformations cumulées diffèrent considérablement. Finalement les échantillons #4 et #5 caractérisés par une même déformation plastique cumulée et un état de déformation différent ont des perméabilités relatives différentes. A nouveau, et en accord avec les résultats obtenus pour le comportement irréversible, nous observons une absence de corrélation entre le comportement magnétique et la déformation cumulée de ce matériau, mais un bien meilleur accord avec l'intensité de l'écroutissage cinématique.

#### 4.4 Mesures magnétostrictives

Les mesures de magnétostriction ont été réalisées à l'aide du banc #P1C. La déformation de magnétostriction de l'acier révèle une sensibilité particulièrement marquée à la déformation plastique, comme l'illustre la figure 3.33. L'échantillon #2, ayant subi une traction monotone, affiche une amplitude plus importante que la référence, ce qui est conforme à ce que rapporte la littérature [Makar and Tanner, 1998b][Hubert and Daniel, 2006][Hubert and Lazreg, 2017].

Toutefois, à l’instar de l’aimantation, le comportement magnétostrictif dépend également de la nature de la sollicitation mécanique appliquée à l’acier. En effet, la déformation de magnétostriction de l’échantillon #3, déformé en compression, présente une amplitude plus faible que celle observée pour l’échantillon de référence et est de nature négative. Cela renforce la distinction de comportement entre la traction et la compression. Quant à l’échantillon #4, sa magnétostriction demeure très similaire à celle de l’échantillon #2, malgré leurs parcours différents. Finalement, l’échantillon #5 se distingue en affichant l’amplitude la plus élevée parmi tous les échantillons. Il est important de souligner que, dans le cas d’un acier similaire étudié dans la littérature, la magnétostriction des échantillons déformés plastiquement par traction est comparable à celle observée en compression élastique, tandis que la magnétostriction en compression plastique est similaire à celle observée en traction élastique.



**Figure 3.33** • Déformation de magnétostriction longitudinale anhystrétique des échantillons #1 à #5 d’acier.

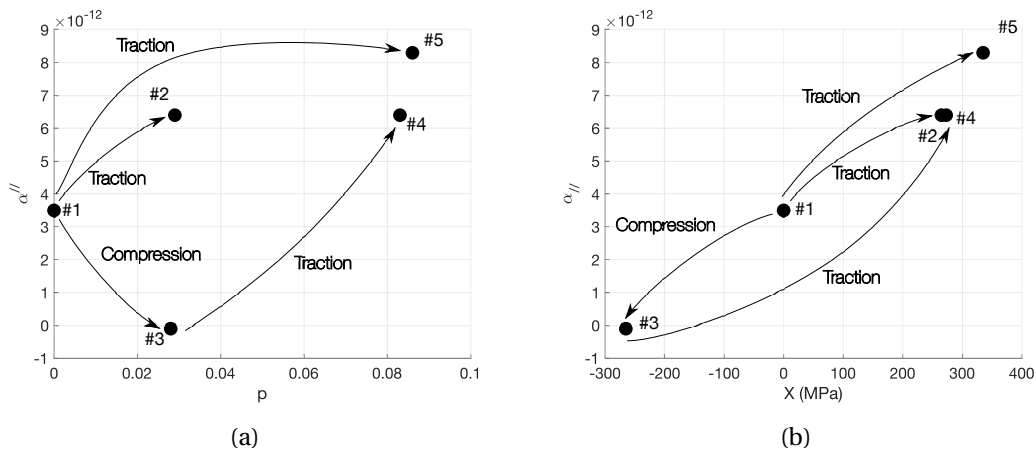
Afin de mieux observer les variations de la déformation en fonction de la déformation cumulée et de l’écrouissage cinématique, nous avons opté pour une approximation des courbes à l’aide de paraboles, conformément à la définition proposée par [Jiles, 1995]:

$$\epsilon_{ll}^{\mu} = \alpha_{ll} M^2 \quad (3.10)$$

Par la suite, nous avons procédé à l’identification de ce paramètre pour chacun des échantillons, numérotés de #1 à #5. Ensuite, nous avons fait des représentations graphiques de ces paramètres en fonction de la déformation cumulée et de l’écrouissage cinématique de chaque échantillon, comme illustré figure 3.34. Pour des valeurs de déformation cumulée très similaires, des différences significatives ont été observées entre les échantillons #2 (soumis à une traction) et #3 (soumis à une compression), avec des valeurs de paramètre ayant des

signes opposés. Les échantillons #4 et #5, partageant une même déformation plastique cumulée, affichent des valeurs de paramètre différentes, comme le montre la figure 3.34(a).

Contrairement à la déformation cumulée, il semble que la variable de l'écroutissage cinématique soit à nouveau la plus significative. En effet, les différences observées dans les valeurs du paramètre  $\alpha_{//}$  entre les échantillons #2 et #3 peuvent être attribuées à leurs modes d'écroutissage distincts, résultant de leurs sollicitations en compression et en traction, respectivement. Les échantillons #2 et #4, qui présentent des niveaux d'écroutissage très similaires, définissent des paramètres  $\alpha_{//}$  très proches. De plus, l'échantillon #5, caractérisé par un niveau d'écroutissage plus élevé, affiche également le paramètre  $\alpha_{//}$  le plus élevé parmi tous les échantillons étudiés.



**Figure 3.34** • Paramètre  $\alpha_{//}$  optimisé pour les échantillons d'acier en fonction : (a) de la déformation cumulée. (b) de l'écroutissage cinématique.

Ces résultats mettent donc une fois de plus en évidence que la simple déformation cumulée n'est pas suffisante pour décrire de manière complète l'impact de la déformation plastique sur le comportement magnétostrictif. Ceci vient s'ajouter aux conclusions précédentes concernant le comportement magnétique dont les variations étaient beaucoup plus en accord avec les variations de l'écroutissage cinématique.

**Q Discussion 3.1.** Les résultats obtenus tiennent en trois points essentiels :

1. Les propriétés magnétiques (hystérésis, paramètres associés et comportement magnétique anhystérétique) ainsi que les propriétés magnétostrictives des échantillons #2 et #3, qui ont la même déformation cumulée mais un signe de déformation opposé, sont différentes.
2. Les échantillons ayant la même déformation cumulée mais des états mécaniques différents (échantillons #4 et #5) présentent des comportements magnétiques et magnétostrictifs distincts.
3. Les échantillons partageant le même état mécanique mais avec des déformations cumulées différentes montrent des comportements magnétiques et magnétostrictifs similaires (échantillons #2 et #4).

*Les résultats que nous avons obtenus pour les échantillons #2, #4 et #5, soumis à une déformation plastique en traction, sont cohérents avec ceux rapportés dans la littérature concernant l'effet de la traction plastique sur le comportement magnétique des matériaux similaires au nôtre. Ces résultats incluent des comportements à la fois irréversibles (caractérisés par la forme d'hystérésis, le champ coercitif, l'induction rémanente et les pertes) et anhystérétiques (tels que la perméabilité relative initiale). Les auteurs de ces études attribuent souvent ces phénomènes à l'interaction des parois magnétiques avec les défauts, notamment les dislocations produites lors de la plasticité. Les résultats obtenus pour l'échantillon #3, déformé en compression, mais dont la densité de dislocations est très proche de celle mesurée avec l'échantillon #2, sont en contradiction complète avec cette interprétation.*

*Ainsi, si on suppose que la densité de dislocation est à l'origine de l'effet de la déformation plastique sur les propriétés magnétiques, les échantillons #2 et #3 devraient, ayant une densité de dislocations similaire, montrer des propriétés magnétiques similaires. D'autre part, en considérant les échantillons #2 et #4, qui ont des densités de dislocations très différentes, l'interprétation classique suggérerait des comportements magnétiques et magnétostrictifs complètement différents. Or, les résultats expérimentaux montrent le contraire. Finalement, les échantillons #4 et #5, qui ont des densités de dislocation théoriquement similaires, montrent manifestement un comportement magnétique différent d'après les résultats expérimentaux. Il ressort donc que l'hypothèse de l'influence "dominante" de la densité de dislocations ne tient pas.*

*Nous pouvons proposer une autre lecture des résultats: l'échantillon #2, qui a subi une déformation plastique en traction, présente un écrouissage cinématique positif ce qui est la traduction mécanique de l'existence de contraintes résiduelles de compression dans la matrice ferritique (équilibrées par des contraintes résiduelles de "traction" dans les nodules de perlite). Ces contraintes sont connues pour leur impact négatif sur les propriétés magnétiques. À l'inverse, l'échantillon déformé en compression plastique développe des contraintes résiduelles de traction dans sa matrice ferritique, ce qui est en accord avec le comportement observé expérimentalement, similaire à celui d'un matériau soumis à une traction élastique. Les échantillons #4 et #5, malgré une déformation cumulée similaire, présentent des contraintes résiduelles différentes en raison de leurs états mécaniques distincts. Cela pourrait expliquer que ces échantillons possèdent des comportements magnétiques différents. Enfin, les échantillons #2 et #4, dont l'état de déformation est similaire (autour de 0,03), développent probablement des contraintes résiduelles du même ordre. Cela pourrait expliquer que ces deux échantillons présentent des comportements magnétiques similaires.*

*Bien que ces résultats semblent pertinents et apportent une réponse à la question posée et lèvent une partie de la controverse, il est nécessaire de vérifier que cette explication fonctionne toujours avec un matériau différent. C'est un des objectifs du chapitre suivant.*



### Conclusion du chapitre

L'analyse de l'impact de la déformation plastique sur les propriétés magnétiques de l'acier de pipeline, étudié dans divers contextes de déformation, révèle plusieurs conclusions clés. Premièrement, pour une déformation cumulée identique mais des signes de sollicitation opposés, les comportements magnétiques observés diffèrent considérablement. Cette différence suggère une analogie avec le comportement magnéto-élastique : une corrélation entre la traction plastique et la compression élastique, et inversement entre la compression plastique et la traction élastique. Cela met en évidence un effet marquant des contraintes résiduelles sur le comportement magnétique, une conclusion confirmée par les mesures magnétostrictives. Deuxièmement, à déformation cumulée égale et déformation plastique différente, le comportement magnétique ainsi que le comportement magnétostrictif varient. Finalement, dans des situations d'état mécanique identique et de déformation cumulée différente, le comportement magnétique est très proche, indiquant que l'effet des contraintes résiduelles prédomine sur la déformation cumulée ou la densité de dislocations.





# 4

## Effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique du fer pur

*Dans ce chapitre, en continuité avec le travail réalisé sur l'acier, l'analyse porte sur l'impact de la déformation plastique sur les propriétés magnétiques et magnétostrictives d'un fer pur. À la différence de l'acier, ce matériau est de nature monphasée ce qui réduit considérablement les sources d'hétérogénéité. Comme dans le chapitre précédent, l'étude est structurée en trois parties: la première partie présente le matériau, son comportement mécanique, magnétique et magnéto-élastique de référence; la deuxième partie regroupe les résultats de la campagne de préparation des éprouvettes à différents niveaux de déformation plastique contrôlée; l'écroutissage cinématique est également mesuré et modélisé; la troisième partie rassemble les résultats des mesures magnétiques et de magnétostriction des échantillons présentés en deuxième partie. L'objectif est de comparer le sensibilité de ce matériau à la déformation plastique avec celle de l'acier. Le travail est complété par une étude de l'effet des déformations plastiques de cisaillement sur les propriétés magnétiques du matériau.*

### Sommaire

<b>1</b>	<b>Matériau et comportement de référence</b>	<b>99</b>
1.1	Microstructure	99
1.2	Comportement mécanique de référence	99
1.3	Comportement magnétique et magnétostrictif de référence	100
1.4	Couplage magnétoélastique	100
<b>2</b>	<b>Préparation d'éprouvettes à déformation plastique contrôlée en traction et compression</b>	<b>104</b>
2.1	Essais mécaniques	104
2.2	Mesure des déformations par corrélation d'images.	105
2.3	Modélisation de l'écroutissage du matériau	107
<b>3</b>	<b>Analyses micrographiques et densités de dislocations</b>	<b>109</b>
3.1	Observations	109

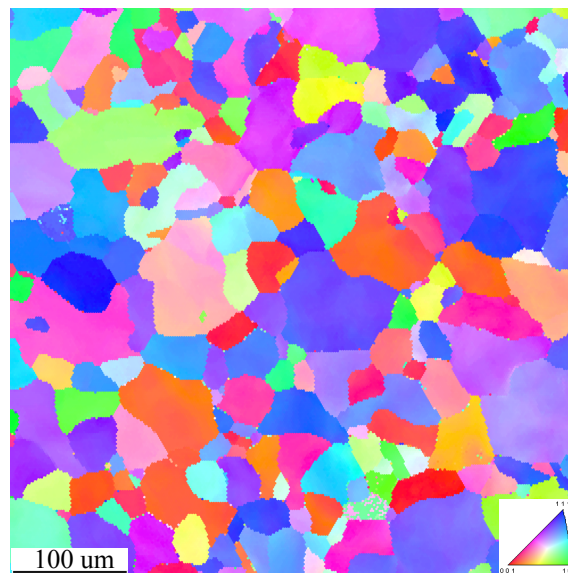
3.2	Calcul de la densité des dislocations . . . . .	111
<b>4</b>	<b>Effet de la déformation plastique en traction/compression sur le comportement magnétique et magnétostrictif . . . . .</b>	<b>116</b>
4.1	Effet de la déformation plastique sur l'hystérésis magnétique . . . . .	116
4.2	Pertes statiques . . . . .	120
4.3	Mesures anhystérétiques magnétiques . . . . .	121
4.4	Mesures magnétostrictives . . . . .	123
<b>5</b>	<b>Effet de la déformation plastique de cisaillement sur le comportement magnétique . . . . .</b>	<b>126</b>
5.1	Matériau et procédure expérimentale . . . . .	126
5.2	Résultats mécaniques . . . . .	127
5.3	Modélisation de l'écroissage du matériau . . . . .	128
5.4	Effet de la déformation plastique de cisaillement sur le comportement magnétique irréversible . . . . .	129
5.5	Effet de la déformation plastique sur le comportement anhystérétique	133
<b>6</b>	<b>Conclusion du chapitre . . . . .</b>	<b>136</b>

---

## 1 Matériau et comportement de référence

### 1.1 Microstructure

Le matériau d'étude est un fer pur de qualité IF (abréviation de l'anglais "Interstitial Free"). Ce matériau a subi un traitement spécifique pour éliminer presque tous les atomes interstitiels, notamment le carbone et l'azote. La figure 4.1 illustre sa microstructure. L'observation est obtenue par diffraction des électrons (EBSD) au sein d'un microscope électronique à balayage. Ce matériau est caractérisé par une taille moyenne de grains de l'ordre de  $70\mu\text{m}$  de structure équiaxe et sans orientation préférentielle. La taille de grains est environ 10 fois celles de l'acier. Elle reste très inférieure à l'épaisseur des échantillons ce qui ne devrait donc pas conduire à une influence notable sur l'ensemble des propriétés.



**Figure 4.1** • Microstructure du fer pur illustrée par la figure de pôles inverse obtenue par EBSD.

### 1.2 Comportement mécanique de référence

La caractérisation du comportement mécanique de ce matériau est réalisée selon le protocole expérimental mentionné dans le deuxième chapitre. La courbe contrainte-déformation du matériau est présentée figure 4.2. Les principales caractéristiques mécaniques dérivées de l'essai de traction sont résumées dans le tableau 4.1. On y retrouve le module d'Young  $E$ , la limite d'élasticité  $\sigma_e$ , la contrainte maximale  $\sigma_m$  et l'allongement à la rupture  $A_r$  %.

Le module d'Young est standard pour le fer pur. La limite d'élasticité est deux fois plus faible que pour l'acier. Ce résultat était attendu compte tenu de l'absence de seconde phase durcissante et de la taille de grains élevée. L'érouissage est significatif avec un gain d'environ 200 MPa pendant la plasticité.

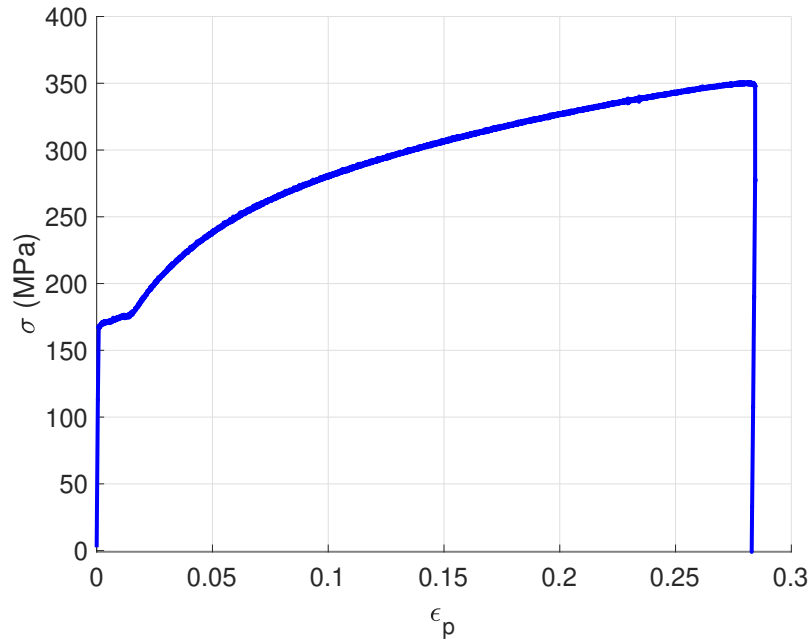


Figure 4.2 • Courbe rationnelle de traction uni-axiale du fer pur.

Module d'Young (GPa)	E	198
Limite d'élasticité (MPa)	$\sigma_e$	170
Contrainte maximale (MPa)	$\sigma_m$	350
Allongement à la rupture (%)	$A_r\%$	27

Table 4.1 • Grandeurs mécaniques caractéristiques issues de l'essai de traction du fer pur.

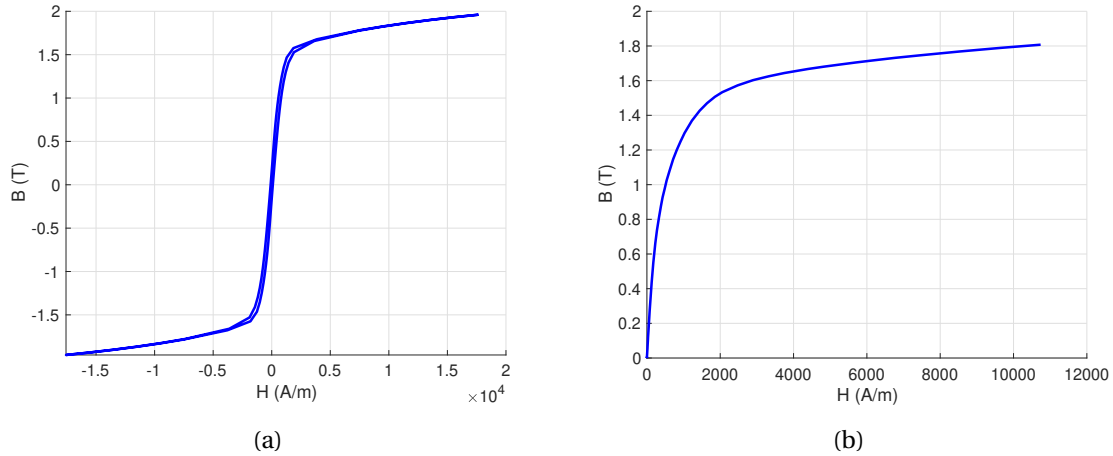
### 1.3 Comportement magnétique et magnétostrictif de référence

Ce matériau appartient à la catégorie des matériaux magnétiques doux, caractérisé par un cycle d'hystérésis statique très fin, comme le montre la figure 4.3(a). Ce cycle est mesuré à l'aide du banc d'Helmholtz présenté précédemment. Ce matériau se caractérise par un champ coercitif de 95 A/m et une induction rémanente de 0,16 T sous un champ d'excitation maximal de 17000 A/m. Il affiche également une perméabilité relative anhystérétique initiale de 1350 et atteint une induction maximale de 1,95 T.

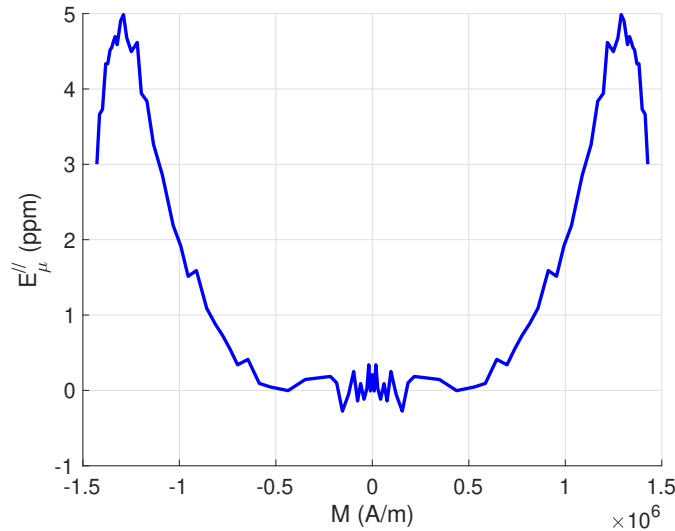
La mesure de la magnétostriction a été réalisée à l'aide du banc à culasse #P1C présenté chapitre 2. La figure 4.4 illustre le comportement magnétostrictif anhystérétique du fer pur. Ce matériau présente sans surprise une magnétostriction positive. Elle atteint une valeur maximale de 5ppm avant de diminuer progressivement (la saturation théorique est négative mais cette valeur est loin d'être atteinte).

### 1.4 Couplage magnétoélastique

Dans cette partie, nous examinons comment les contraintes mécaniques de traction et de compression affectent les comportements magnétique et magnétostrictif. Ces expériences ont été conduites avec le dispositif #P2C, décrit dans le chapitre 2, pour des contraintes allant



**Figure 4.3** • (a) Cycle d'hystérésis magnétique statique du fer pur .(b) Comportement magnétique anhystérétique du fer pur.



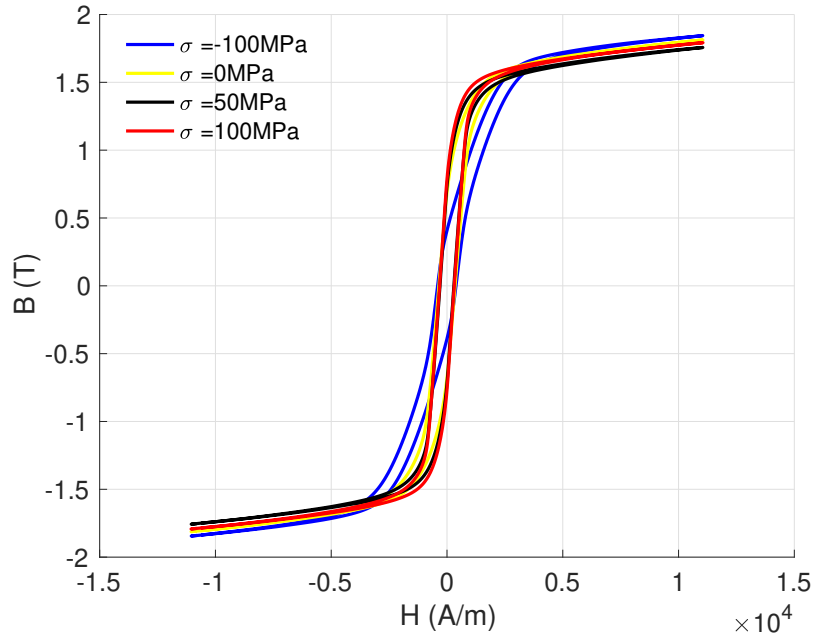
**Figure 4.4** • Déformation de magnétostriction anhystérétique du fer pur.

de -100 MPa à +100 MPa. La figure 4.5 montre que la forme du cycle d'hystérésis est modifiée de manière significative par la contrainte mécanique.

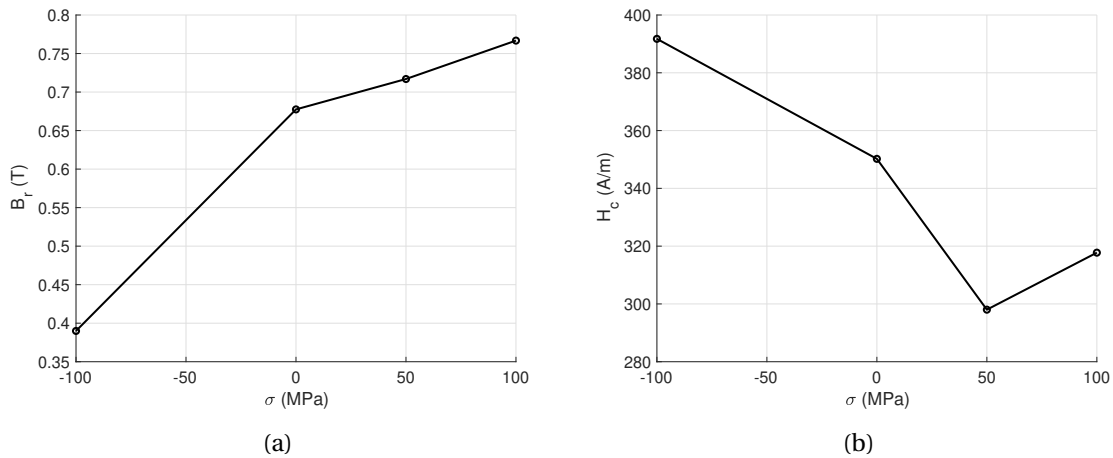
Afin d'analyser ces variations plus en détail, nous avons représenté figure 4.6(b) l'évolution du champ coercitif et de l'induction rémanente du cycle majeur en fonction de la contrainte appliquée. Il est observé que l'induction rémanente augmente avec la contrainte de traction mais diminue en compression, et cette variation n'est pas symétrique entre traction et compression: l'augmentation en traction est nettement moindre que la diminution en compression. La figure 4.6(b) montre que le champ coercitif  $H_c$  augmente sous l'effet de la contrainte de compression et diminue en traction.

Nous avons ensuite analysé les comportements anhystérétiques magnétiques et magnétostrictifs du fer pur. Les niveaux de contrainte mécanique considérés vont de -100 MPa à +150 MPa. Les observations tirées de la figure 4.7(a) sont cohérentes avec les mesures





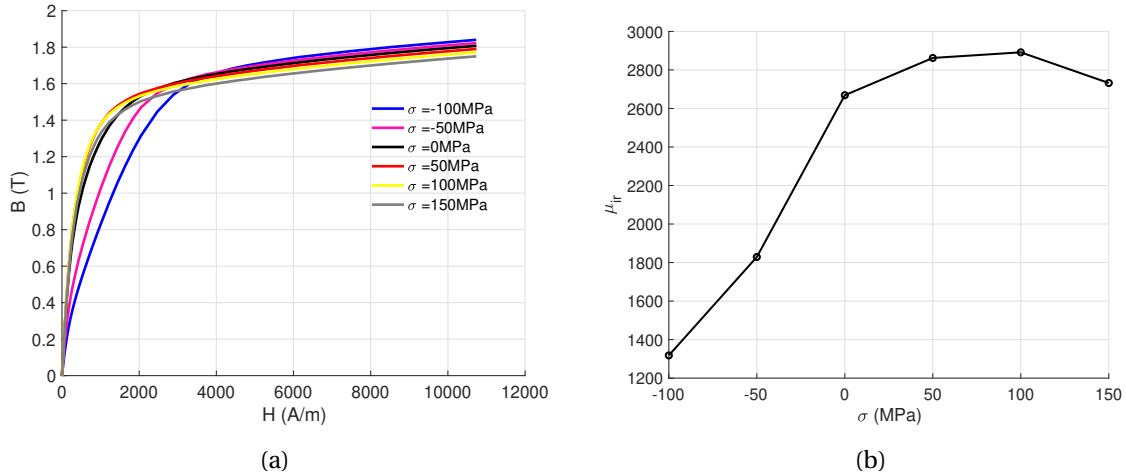
**Figure 4.5** • Cycles d’hystérésis magnétiques du fer pur pour les états mécaniques 0MPa, -100MPa, 50MPa, 100MPa.



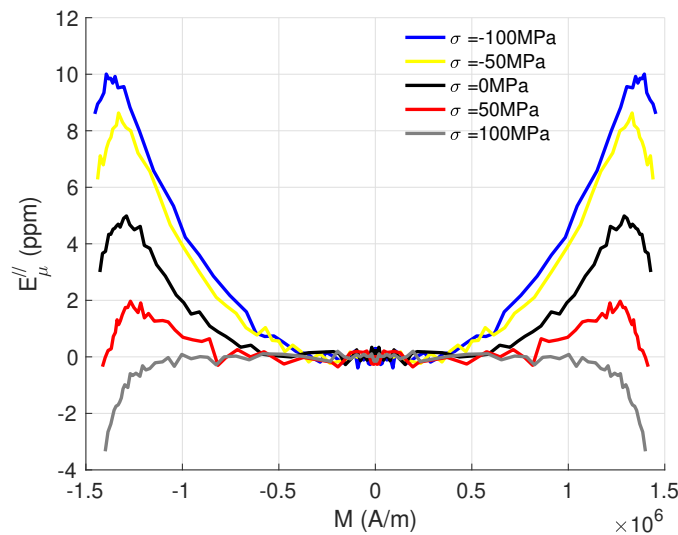
**Figure 4.6** • (a) Induction rémanente en fonction de la contrainte mécanique. (b) Champ coercitif en fonction de la contrainte mécanique

des cycles. Elles montrent que l’induction magnétique diminue sous compression mais augmente en traction. Cette tendance est corroborée par les changements de la perméabilité magnétique relative initiale, illustrés figure 4.7(b). La perméabilité initiale anhystérétique diminue sous compression et augmente sous traction jusqu’à un certain seuil, au-delà duquel elle commence à décroître. Ce phénomène est à mettre en relation avec le renversement de Villari, déjà observé dans le cas de l’acier.

La figure 4.8 illustre finalement l’impact des contraintes mécaniques sur la magnétostriction anhystérétique. Nous observons que l’amplitude de la déformation magnétostrictive s’accroît sous l’effet d’une contrainte de compression, alors qu’elle diminue sous traction.



**Figure 4.7** • (a) Comportement anhystérétique du fer pur en fonction de la contrainte mécanique. (b) Perméabilité relative anhystérétique initiale en fonction de la contrainte mécanique.



**Figure 4.8** • Déformation de magnétostriction du fer pur pour les états mécaniques 0MPa, -50MPa, -100MPa, 50MPa, 100MPa.

Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus avec l'acier. La magnétostriction devient même "négative" lorsqu'une contrainte de traction supérieure à 100MPa est appliquée.

## 2 Préparation d'éprouvettes à déformation plastique contrôlée en traction et compression

### 2.1 Essais mécaniques

Des calculs similaires à ceux réalisés pour les éprouvettes d'acier ont été effectués afin de s'assurer d'une limite de flambage suffisamment élevée pour des éprouvettes de fer. Bien que la géométrie des éprouvettes de fer soit similaire à celle de l'acier, elles se distinguent par une épaisseur moindre, soit 3,5 mm. La simulation mécanique, telle qu'elle est détaillée dans le chapitre 2, a conclu à une plus grande sensibilité du fer pur au flambage. Malgré plusieurs tentatives et un coefficient de sécurité assez large, il n'a pas été possible de réaliser une déformation plastique homogène au delà de 0,02 de déformation plastique en compression.

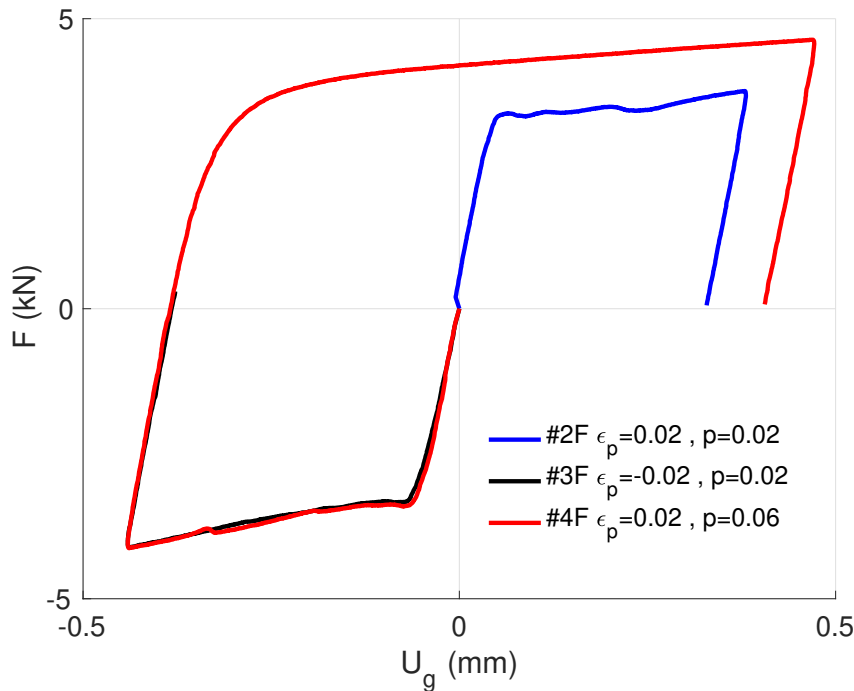
Nous avons effectué des tests mécaniques sur 3 éprouvettes. Comme pour l'acier, notre objectif est d'obtenir des matériaux présentant différents états de déformation et de cumul. Nous nous sommes limités à deux situations: la situation de matériaux déformés en traction et en compression mais à déformation cumulée égale; la situation de matériaux dont l'état de déformation est similaire mais dont le cumul est différent. Nous avons réalisé ces essais en utilisant la machine de traction /compression présentée dans le chapitre 2.

Les échantillons de fer sont désignés par les numéros #1F, #2F, #3F, et #4F. L'échantillon #1F sert d'échantillon de référence. La figure 4.9 montre la courbe force-déplacement des trois autres échantillons. L'échantillon #2F a été exposé à une traction monotone, induisant 0,02 de déformation plastique. L'échantillon #3F a subi une compression monotone jusqu'à -0,02 de déformation plastique, réalisant une antisymétrie avec l'échantillon précédent (la même stratégie a été utilisée avec l'acier). Tous deux présentent ainsi des déformations plastiques de signe opposé mais de même amplitude cumulée.

L'échantillon #4F a subi un cycle de chargement mécanique : il a d'abord été comprimé jusqu'à atteindre un niveau de déformation similaire à celui de l'échantillon #3F (on notera au passage la très bonne répétabilité de la mesure), puis il a été étiré jusqu'à atteindre une déformation plastique équivalente à celle de l'échantillon #2F. En raison de l'écrouissage, le niveau de contrainte de l'échantillon #4F est supérieur à celui de l'échantillon #2F. Les échantillons #2F et #4F affichent ainsi des déformations relativement identiques mais des cumuls distincts. Le tableau 4.2 récapitule les références des échantillon et les déformations appliquées.

Référence éprouvette	$\epsilon_p$	Déformation cumulée $p$
#1F	0	0
#2F	0,02	0,02
#3F	-0,02	0,02
#4F	0,02	0,06

**Table 4.2** • Echantillons de fer pur et niveaux de déformation



**Figure 4.9** • Courbe force-déplacement des essais effectués sur les éprouvettes de fer pur.

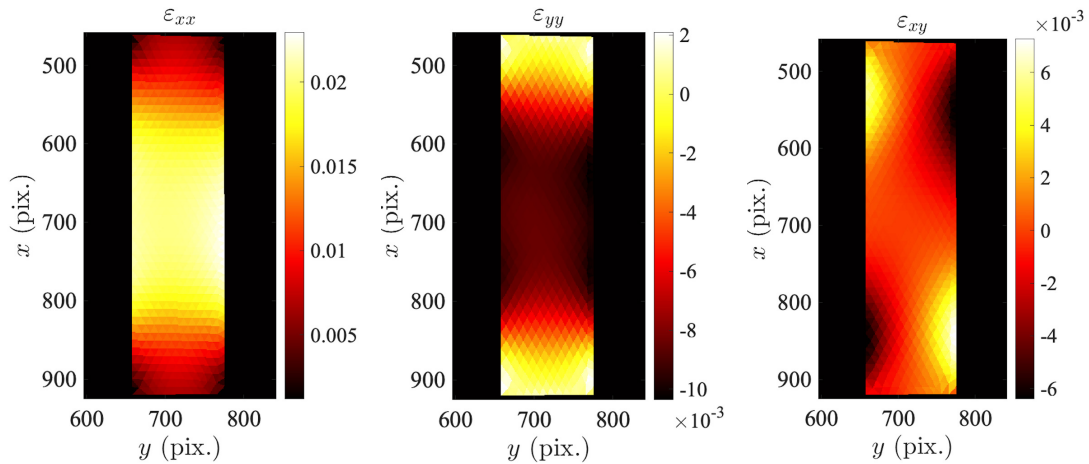
## 2.2 Mesure des déformations par corrélation d'images.

Dans cette section, nous exposons les résultats des mesures des champs de déformation par corrélation d'images. Comme pour l'acier, l'objectif est double : suivre l'évolution du champ de déformation global de l'éprouvette et évaluer son homogénéité dans la zone centrale (zone A) (voir chapitre 2).

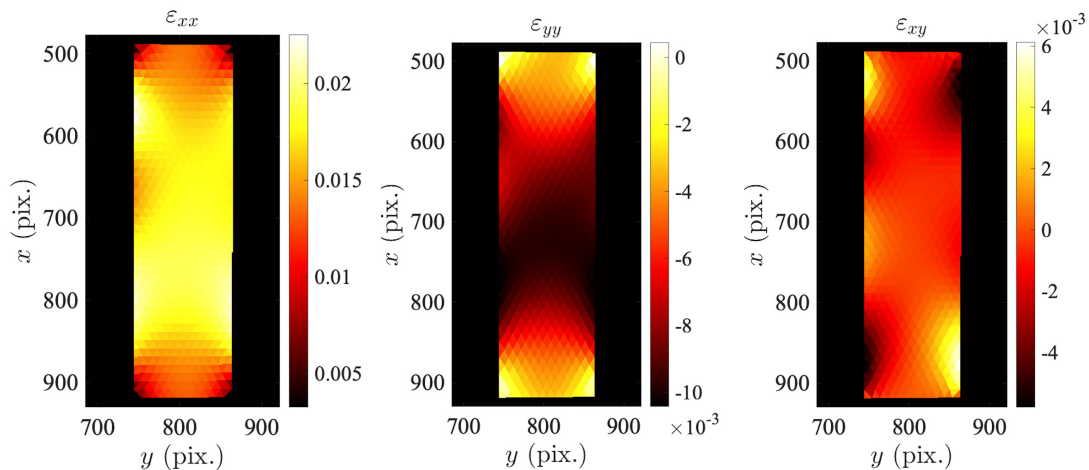
La figure 4.10 illustre le champ de déformation résiduelle présent dans les éprouvettes #2F et #4F. Les trois composantes du tenseur des déformations sont tracées. Pour l'échantillon #2F, les déformations longitudinales et transversales sont uniformes au centre de l'éprouvette. Mis à part la zone de congé des éprouvettes, la composante de cisaillement de la déformation  $\epsilon_{xy}$  est globalement nulle. Comme pour l'acier, nous prêtons attention à la zone où le flux magnétique est mesuré. L'évolution de la composante moyenne dans cette région de la déformation axiale  $\epsilon_{xx}$  est tracée figure 4.12(a) en fonction du numéro d'image. La déformation moyenne résiduelle atteinte est de 0,021 en fin d'essai. Elle fluctue entre 0,018 et 0,024. Ces valeurs confirment l'uniformité du champ de déformation dans cette partie de l'éprouvette. Des observations de l'autre face ont été réalisées simultanément. Ces résultats, de même nature, ne sont pas présentés pour cette éprouvette,

L'échantillon #4F, soumis à un chargement alterné, présente également des champs de déformation plastique axial  $\epsilon_{xx}$  et latéral  $\epsilon_{yy}$  uniformes. L'observation de la déformation de cisaillement conduit à des remarques identiques à celles faites pour l'éprouvette #2F et les éprouvettes d'acier. La figure 4.12(b) montre les variations de la déformation axiale  $\epsilon_{xx}$  tout au long de l'essai dans la zone de mesure magnétique. La déformation plastique moyenne en fin d'essai est de 0,018. Elle fluctue entre 0,015 et 0,021. On peut donc conclure également à une relative homogénéité de la déformation plastique pour cet échantillon.

a) Eprouvette #2F



b) Eprouvette #4F

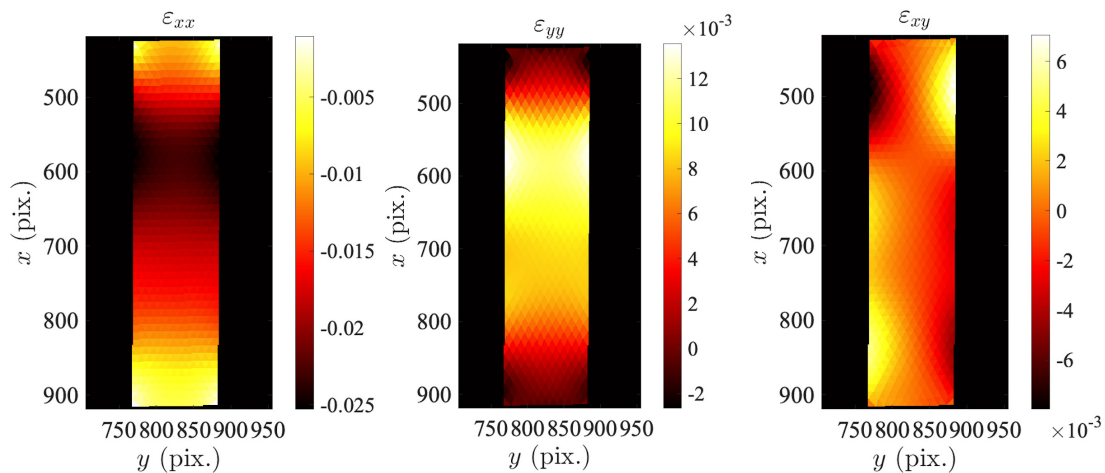


**Figure 4.10** • Composantes du tenseur des déformations plastiques mesurées via la CIN pour les échantillons #2 et #4 du fer pur.

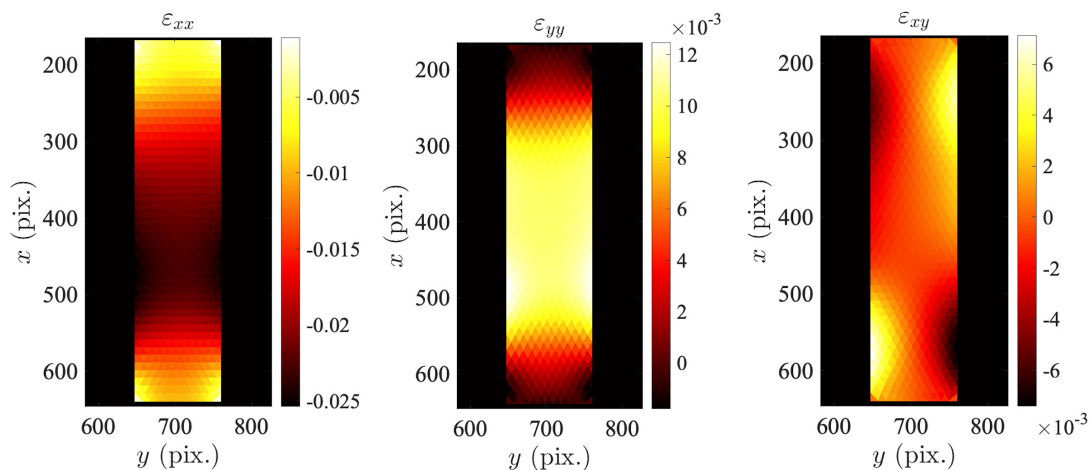
Les résultats provenant des deux caméras positionnées de part et d'autre de l'échantillon #3F déformé en compression sont présentés figure 4.11 en fin d'essai. L'image de la face A indique que l'éprouvette présente un léger gradient de déformation plastique axiale qui s'étend de  $-0,025$  dans la partie haute à  $-0,015$  dans la partie basse. Les observations faites sur la face B diffèrent. En effet, la zone la moins déformée est maintenant localisée dans la partie supérieure de l'éprouvette. Comme pour l'acier, ces observations suggèrent la possibilité d'un léger flambement (de type bi-modal) de l'échantillon au cours de la compression plastique.

En examinant plus en détail l'évolution de la déformation dans la zone d'intérêt de l'éprouvette tracée figure 4.12, on observe que la déformation moyenne est de l'ordre de  $-0,020$  sur la face A, fluctuant entre  $-0,025$  et  $-0,015$ . Sur la face B, la déformation plastique moyenne est de  $-0,022$ . Elle varie entre  $-0,017$  et  $-0,025$ . Ces variations correspondent à des écarts relatifs compris entre  $+13\%$  et  $-21\%$  par rapport à la moyenne pour la face A, et d'environ  $\pm 20\%$  pour la face B. Ces écarts, assez similaires pour les deux faces, sont

## a) Eprouvette #3F Face A



## b) Eprouvette #3F Face B

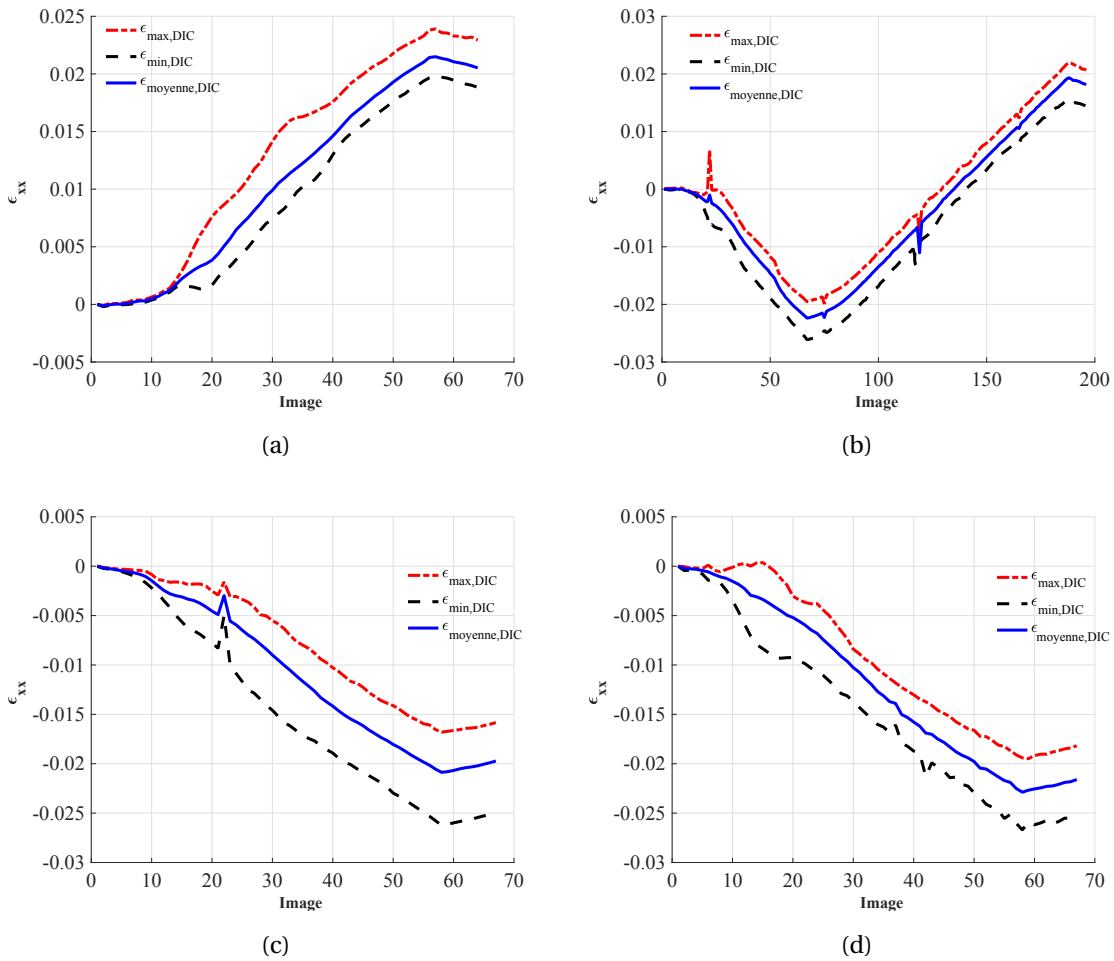


**Figure 4.11** • Composantes du tenseur de déformation plastique mesurées via la CIN pour l'échantillon #3 du fer pur.

considérés comme acceptables. Les déformations plastiques moyennes des deux faces restent très proches l'une de l'autre.

### 2.3 Modélisation de l'écroutissement du matériau

Comme pour l'acier, la courbe de rechargement après compression plastique de l'éprouvette #4F permet d'observer un assez net décalage du domaine élastique par rapport à l'axe de contrainte nulle. Ce décalage, sensiblement moins marqué que pour l'acier mais bien présent est la marque de l'existence d'un écroutissement cinématique. Sa nature n'est pas liée à l'existence d'une autre phase comme pour l'acier mais plus probablement aux incompatibilités de déformation de grain à grain (orientations cristallines et tailles de grains variables par exemple). Une méthode identique à celle employée pour l'acier a été utilisée pour identifier l'écroutissement cinématique. Nous avons réalisé des cycles de charge/décharge incrémentaux en prenant soin de bien atteindre le seuil plastique en compression. Les résultats de cet essai



**Figure 4.12** • Evolution de la déformation longitudinale  $\epsilon_{xx}$  en relation avec les images capturées durant l’essai sur fer pur. (a) échantillon #2F. (b) échantillon #4F. (c) échantillon #3F face A. (d) échantillon #3F face B.

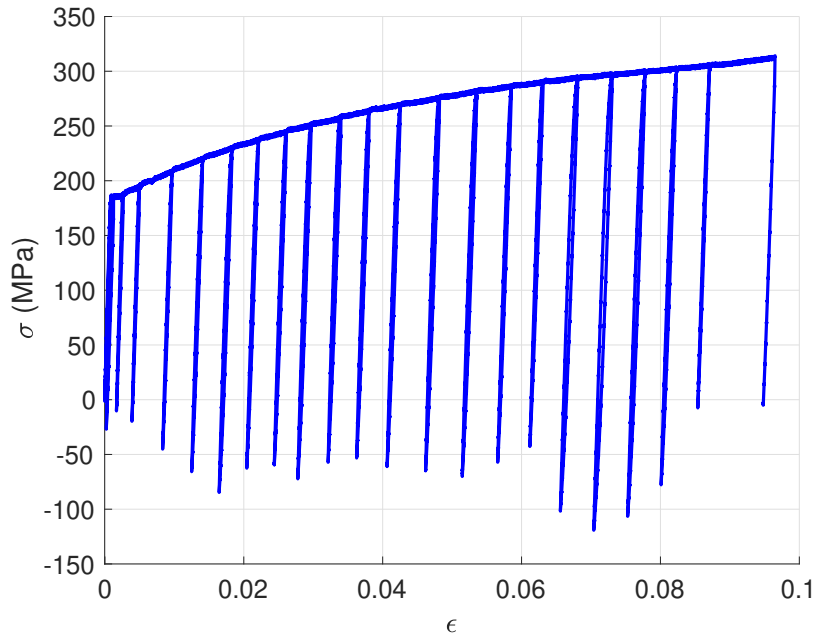
sont illustrés figure 4.13.

L’écroissage cinématique a ensuite été estimé en suivant la même procédure que celle utilisée pour l’acier, produisant ainsi le tracé de l’évolution des écroissages reporté figure 4.14(a).

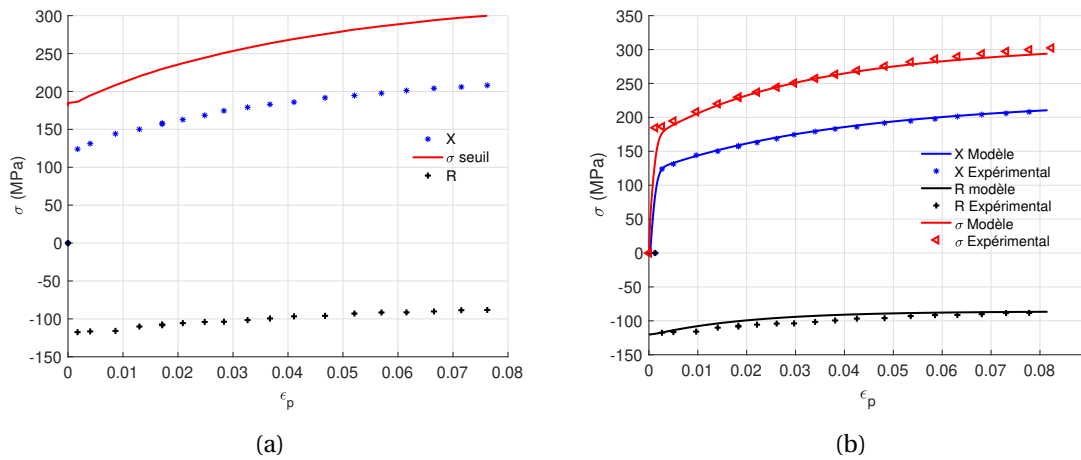
$C_1$	$C_2$	$\gamma_2$	$C_3$	$\gamma_3$
150 MPa	2500 MPa	30	307000 MPa	2500

**Table 4.3** • Paramètres du modèle de l’écroissage cinématique du fer pur.

En comparaison avec les résultats obtenus pour l’acier, le fer pur manifeste un écroissage initial plus faible, commençant aux alentours de 100 MPa et tendant à saturer à 200 MPa. Ces valeurs sont cependant importantes par rapport à la limite d’élasticité initiale, définissant un centre de charge assez fortement décalé. Nous avons ensuite utilisé le même modèle de comportement mécanique que celui employé pour simuler le comportement de l’acier (2 écroissages isotropes, 3 écroissages cinématiques). Le tableau 4.3 regroupe les paramètres



**Figure 4.13** • Essai de charge/décharge incrémentale du fer pur pour l'identification de l'érouissage cinématique.



**Figure 4.14** • (a) Evolution expérimentale des variables  $R$  et  $X$  de l'érouissage du fer pur. (b) Comparaison modèle/expérience.

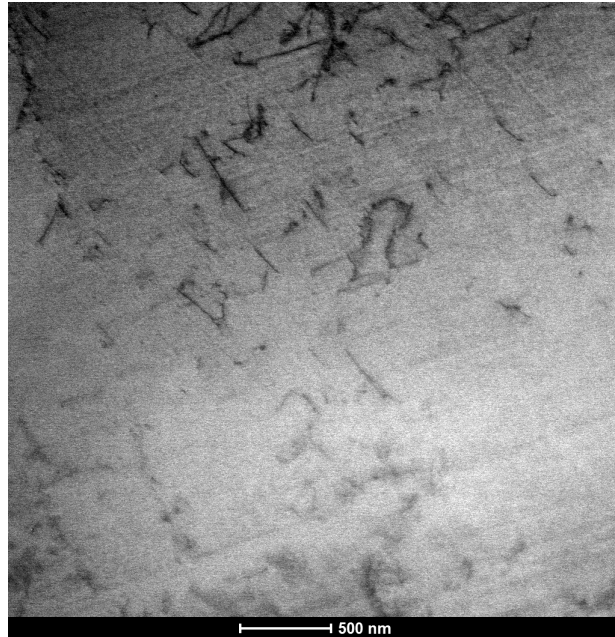
des 3 érouissages cinématiques.

### 3 Analyses micrographiques et densités de dislocations

#### 3.1 Observations

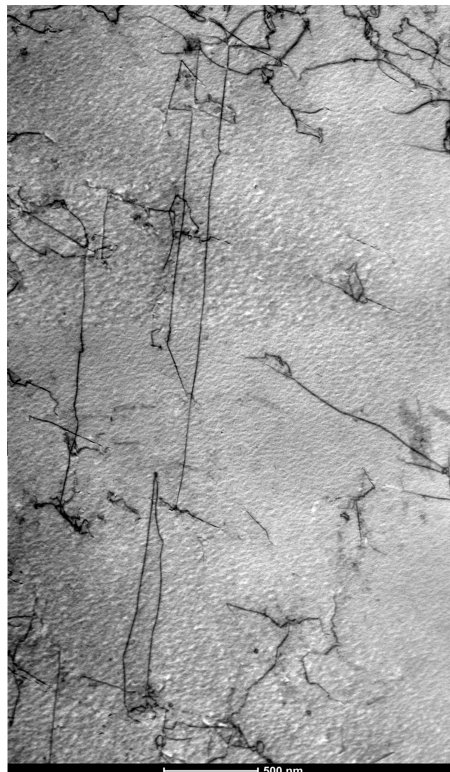
La préparation des échantillons de fer pur pour les observations microscopiques est similaire à celle utilisée pour les échantillons d'acier. Elle est détaillée dans le chapitre 2.





**Figure 4.15** • Microstructure en dislocations de l'échantillon #1F

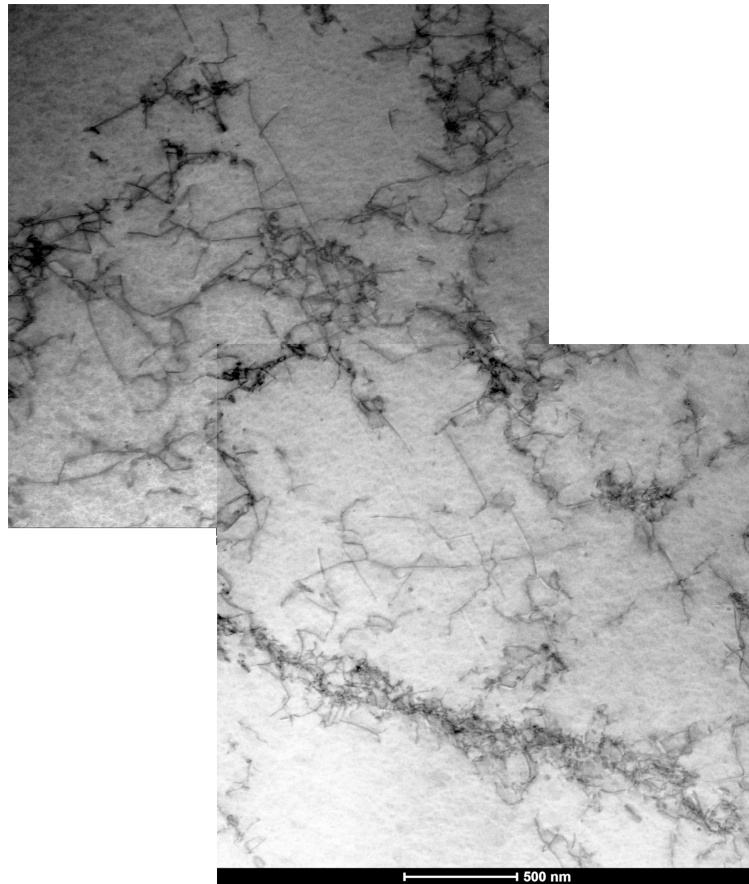
La figure 4.15 montre une microstructure de l'échantillon #1F non déformé. Nous observons quelques dislocations isolées de petite dimension présentes dans le matériau.



**Figure 4.16** • Microstructure en dislocations de l'échantillon #2F

La figure 4.16 illustre la microstructure de dislocations de l'échantillon #2F. La structure dominante est constituée de longues dislocations vis. Nous constatons également à ce niveau de déformation le début de formation des débris et de boucle de dislocations. La densité de

dislocations a augmenté comparé au matériau à l'état non déformé.



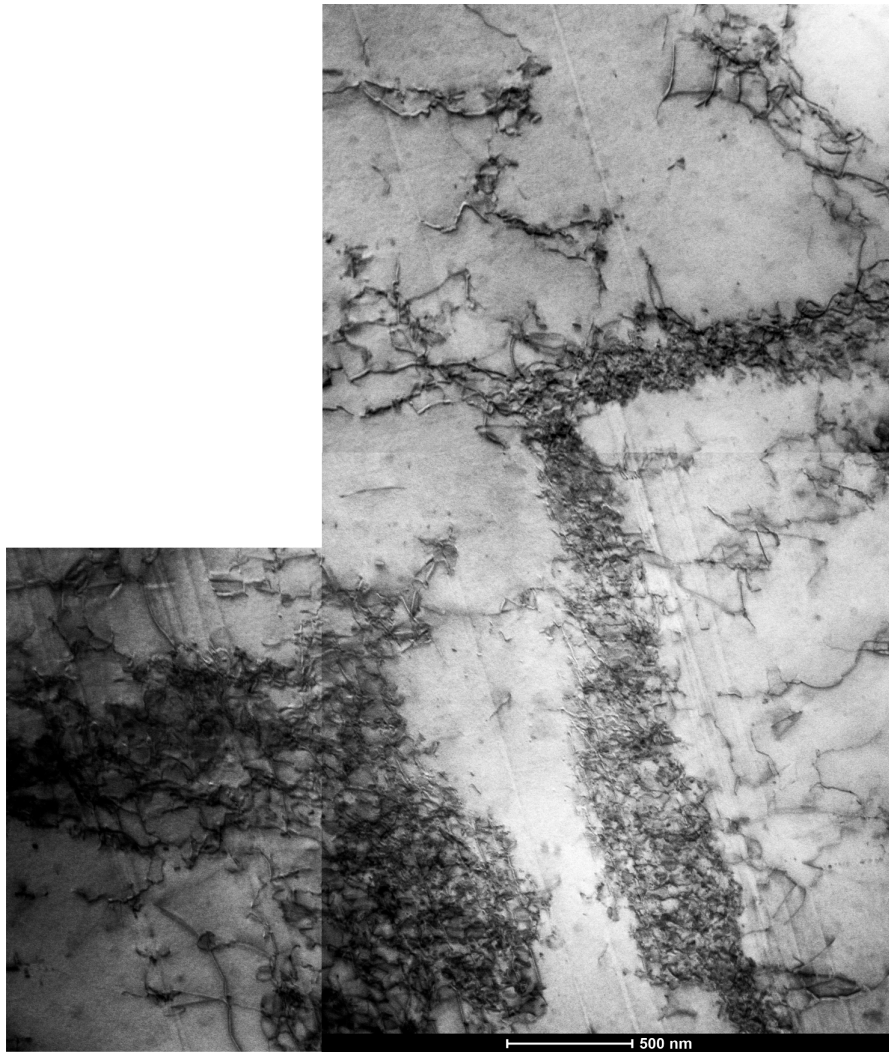
**Figure 4.17** • Microstructure en dislocations de l'échantillon #3F

Comme pour l'échantillon #2F, la densité de dislocations de l'échantillon #3F observée figure 4.17 a fortement augmenté par rapport à la référence. Nous observons également l'apparition de petits amas formés de boucles et de débris de dislocations. La distribution des dislocations à l'intérieur du grain est hétérogène : certaines zones sont manifestement plus denses en dislocations que d'autres.

L'échantillon #4F a subi une déformation plastique cumulée d'approximativement 0,06, donc trois fois plus élevée que pour les deux autres échantillons déformés. Nous observons figure 4.18 que les amas de dislocations se sont multipliés. Ils sont composés d'une abondance de boucles de dislocations. Un mur de dislocations est même observable. La distribution des dislocations semble plus hétérogène que pour les deux autres échantillons: certaines zones semblent fortement saturées en dislocations tandis que d'autres en contiennent très peu.

### 3.2 Calcul de la densité des dislocations

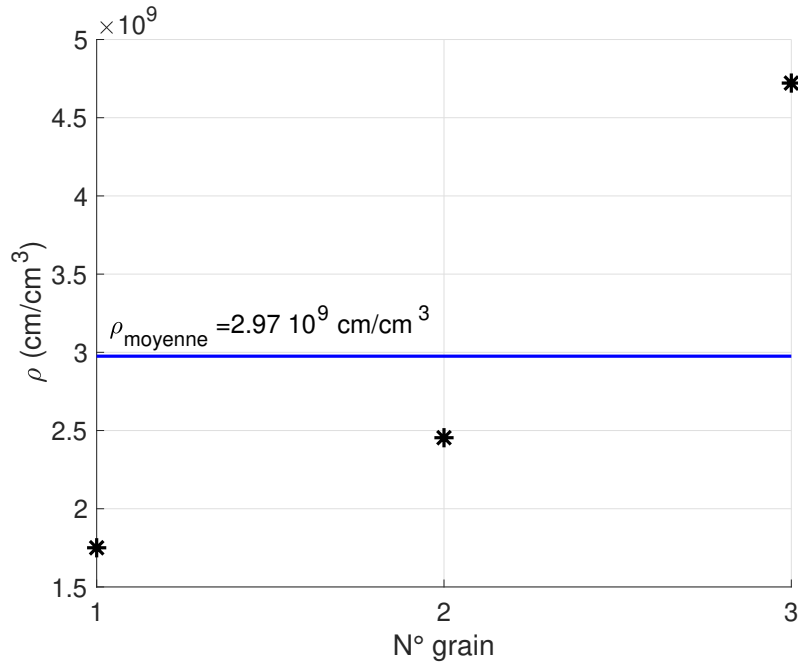
Dans cette section, nous réalisons le calcul de la densité de dislocations pour les échantillons de fer pur. La méthodologie de calcul a été exposée chapitre 2 et utilisée pour l'acier chapitre 3. Nous entamons cette analyse par le calcul de la densité des dislocations pour l'échantillon de référence (#1F). Pour le calcul nous avons utilisé des régions provenant de trois grains dis-



**Figure 4.18** • Microstructure en dislocations de l'échantillon #4F

tincts. L'équation 2.18 est utilisée pour le calcul de la densité. Nous avons obtenu une densité de dislocations respectivement de  $1,75 \cdot 10^9 \text{ cm/cm}^3$ ,  $2,45 \cdot 10^9 \text{ cm/cm}^3$  et  $4,72 \cdot 10^9 \text{ cm/cm}^3$  pour les trois grains. La moyenne obtenue est de  $2,95 \cdot 10^9 \text{ cm/cm}^3$  et cette valeur servira de référence pour les autres échantillons déformés. La figure 4.19 montre les différentes valeurs de densités obtenues en comparaison avec la valeur moyenne.

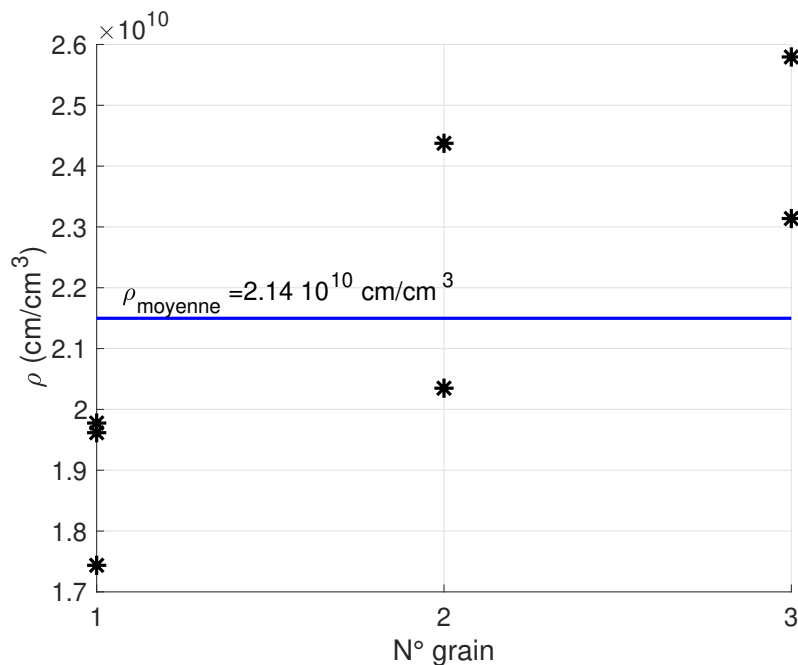
Nous avons ensuite déterminé la densité de dislocations pour l'échantillon #2F. Comme pour l'échantillon #1F, trois grains différents ont été utilisés. La mesure a été réalisée dans trois zones du premier grain, deux zones du deuxième grain et deux zones du troisième grain. Pour le premier grain, les densités oscillent entre  $1,74 \cdot 10^{10} \text{ cm/cm}^3$  et  $1,97 \cdot 10^{10} \text{ cm/cm}^3$ . Une densité de  $2,03 \cdot 10^{10} \text{ cm/cm}^3$  dans la première zone et  $2,43 \cdot 10^{10} \text{ cm/cm}^3$  dans la seconde ont été obtenus dans le deuxième grain. Une densité de  $2,31 \cdot 10^{10} \text{ cm/cm}^3$  dans la première zone et de  $2,57 \cdot 10^{10} \text{ cm/cm}^3$  ont été évaluées pour le troisième grain. La densité moyenne des dislocations varie donc d'un grain à l'autre, ce qui traduit une déformation hétérogène des grains. La densité moyenne globale de l'échantillon #2F est de  $2,14 \cdot 10^{10} \text{ cm/cm}^3$ , ce qui est bien supérieur à celle de l'état de référence. La figure 4.20 regroupe les densités de dislocations calculées pour les différentes zones et grains examinés, en comparaison avec la



**Figure 4.19** • Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon de référence de fer pur (#1F).

moyenne globale.

On observe une distribution hétérogène des densités au sein du même grain, signifiant probablement une hétérogénéité de la déformation à l'échelle du grain.

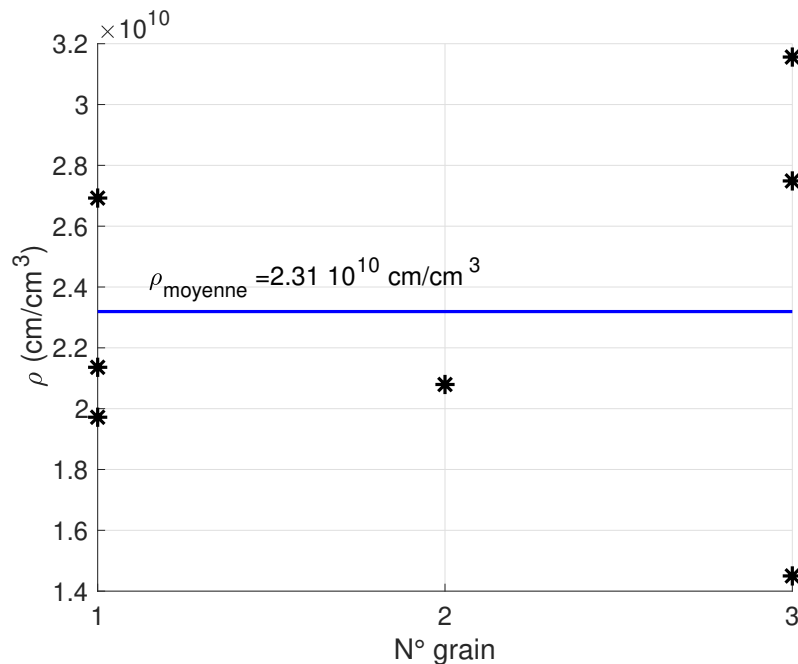


**Figure 4.20** • Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon #2F.

Nous avons déterminé ensuite la densité des dislocations de l'échantillon #3F déformé



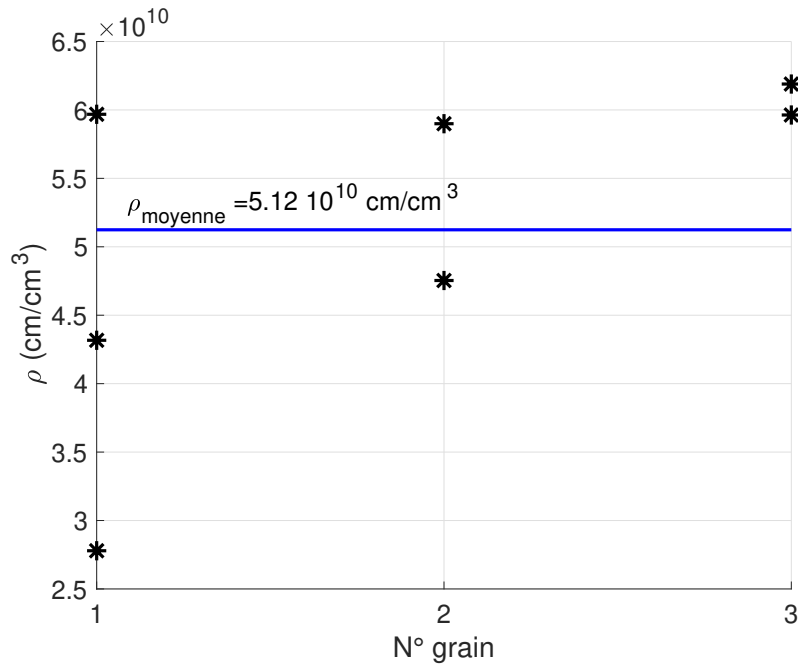
de 0,02 en compression. Trois zones distinctes ont été prises en compte dans le premier grain. Leurs densités de dislocations mesurées sont respectivement de  $1,97.10^{10} \text{ cm/cm}^3$ ,  $2,13.10^{10} \text{ cm/cm}^3$  et  $2,69.10^{10} \text{ cm/cm}^3$ . Une unique zone présentant une densité de dislocations de  $2,08.10^{10} \text{ cm/cm}^3$  a été considérée dans le deuxième grain. Trois zones différentes ont été analysées dans le troisième grain. Les densités de dislocations mesurées oscillent entre  $1,45.10^{10} \text{ cm/cm}^3$  et  $3,15.10^{10} \text{ cm/cm}^3$ . À l'instar des échantillons précédemment analysés, nous observons une distribution hétérogène des dislocations d'un grain à l'autre et à l'intérieur même d'un grain. La figure 4.21 rassemble l'ensemble des densités de dislocations estimées pour l'échantillon #3F. La moyenne globale de la densité des dislocations sur l'échantillon s'établit à  $2,31.10^{10} \text{ cm/cm}^3$ .



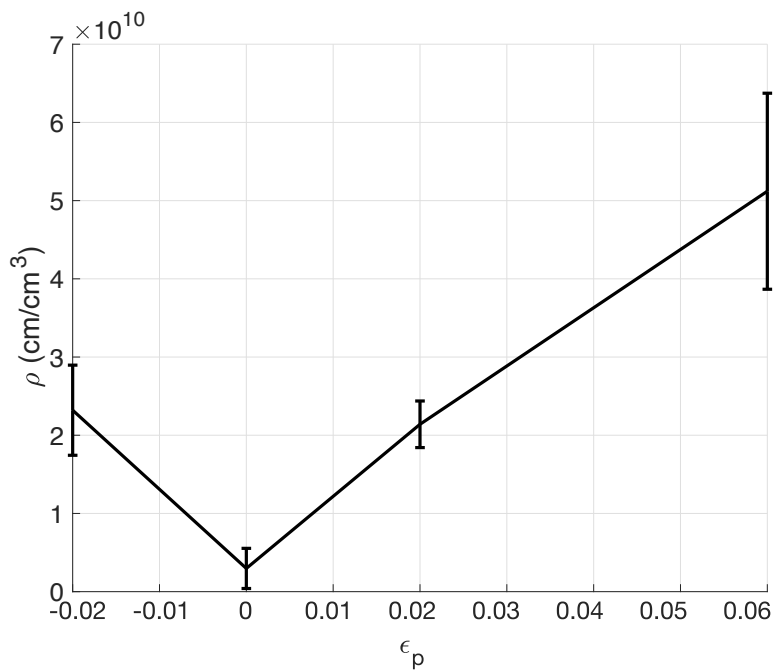
**Figure 4.21** • Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon #3F.

L'analyse finale porte sur l'échantillon #4F. Trois grains provenant de cet échantillon ont été examinés. Le premier grain comporte 3 zones d'analyse. Les valeurs des densités de dislocations pour ces zones sont respectivement  $2,78.10^{10} \text{ cm/cm}^3$ ,  $4,31.10^{10} \text{ cm/cm}^3$  et  $5,96.10^{10} \text{ cm/cm}^3$ . L'apparition de murs denses s'accompagne d'une augmentation significative de la densité de dislocations. La densité de dislocations peut varier considérablement dans les grains qui présentent une alternance de murs et de surface quasi-vierges. C'est ce que nous observons dans ce premier grain. Dans le deuxième grain, les valeurs de densité de dislocations dans les deux zones étudiées sont respectivement de  $4,75.10^{10} \text{ cm/cm}^3$  et  $5,89.10^{10} \text{ cm/cm}^3$ . Le troisième grain présente une densité de dislocations légèrement supérieure allant de  $5,96.10^{10} \text{ cm/cm}^3$  à  $6,18.10^{10} \text{ cm/cm}^3$ . Les valeurs de densité de dislocations des différentes zones de l'échantillon #4F sont regroupées dans la figure 4.22.

Cette campagne expérimentale nous permet de représenter figure 4.23 l'évolution de la densité moyenne des dislocations en fonction de la déformation plastique. Les points de mesures sont accompagnés des barres d'erreur pour chaque échantillon. Ces barres d'erreur



**Figure 4.22** • Densité de dislocations dans les différentes zones provenant de l'échantillon #4E.



**Figure 4.23** • Variation de la densité moyenne des dislocations en fonction de la déformation plastique du fer pur.

sont calculées à partir de la formule de l'écart type mentionnée précédemment. Elles utilisent des valeurs réelles.

Comme pour l'acier, la densité de dislocations augmente de manière linéaire avec la déformation plastique. La déformation plastique est en effet le résultat du mouvement des dislocations. A mesure de l'intensification de la déformation plastique, de plus en plus

de dislocations sont mobilisées. Ces dislocations interagissent entre elles, se bloquent et s'accumulent, formant des "murs de dislocations", un phénomène que nous avons observé à des taux de déformation cumulés de 0,06 pour le fer. Ces structures ont été observées pour l'acier déformé à 0,09. Cela ne signifie pas qu'elles n'auraient pas pu être observées dès 0,06, mais nous ne disposons pas d'échantillon intermédiaire. Ces amas de dislocations peuvent entraver le mouvement ultérieur des dislocations mobiles, renforçant ainsi la résistance du matériau à la déformation et augmentant de manière significative la contrainte nécessaire à leur mouvement. Ces résultats confirment que la densité de dislocations pour le fer pur et pour l'acier dépend principalement du cumul de la déformation, et non de son niveau résiduel ou de son signe. Elle ne dépend pas manifestement du signe de la contrainte mobilisée pour la déformation (traction ou compression). Nous constatons ainsi que les densités moyennes de dislocations du fer pur déformé à 0,02 en traction et en compression sont très similaires. Nous avons observé le même résultat pour l'acier pour une déformation de 0,03 en traction et en compression.

## 4 Effet de la déformation plastique en traction/compression sur le comportement magnétique et magnétostrictif

### 4.1 Effet de la déformation plastique sur l'hystérésis magnétique

Les résultats de cette section ont été obtenus en appliquant la méthode balistique décrite dans chapitre 2 aux échantillons de fer (#1F, #2F, #3F et #4F), comme pour les échantillons d'acier. Le tracé des courbes de première aimantation figure 4.24 indique que le niveau d'induction diminue pour tous les échantillons déformés, quelle que soit la nature de la déformation (traction, compression ou une combinaison des deux). L'échantillon #3F, soumis à une

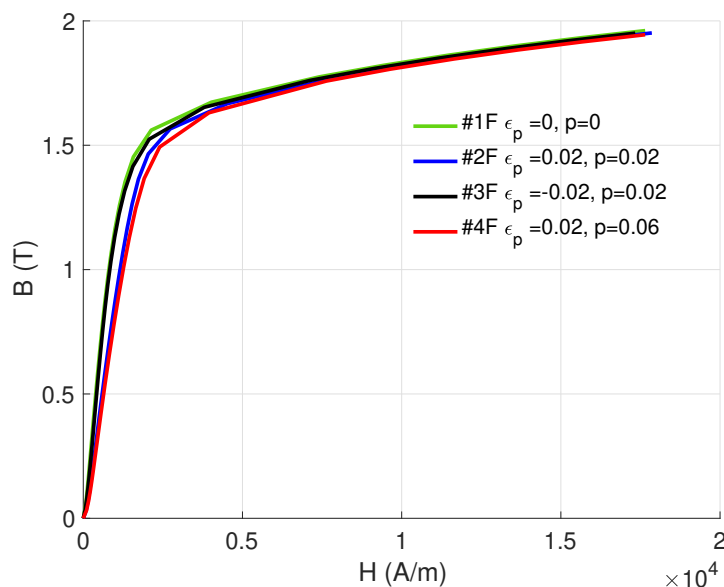
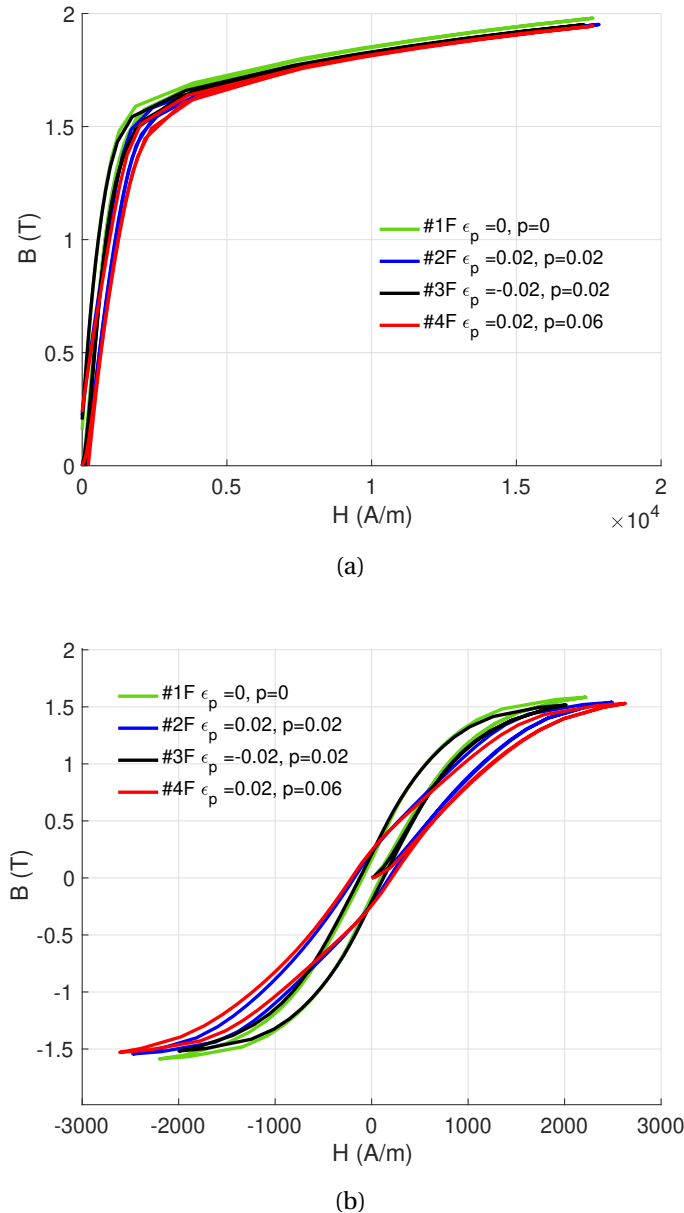


Figure 4.24 • Courbe de première aimantation des échantillons #1F à #4F de fer pur.

#### 4. Effet de la déformation plastique en traction/compression sur le comportement magnétique et magnétostrictif

déformation de compression, présente une induction plus proche de celle de l'échantillon de référence. L'échantillon #2F, déformé en traction monotone, présente un comportement encore plus dégradé. L'échantillon #4F présente la plus faible des inductions à champ donné.

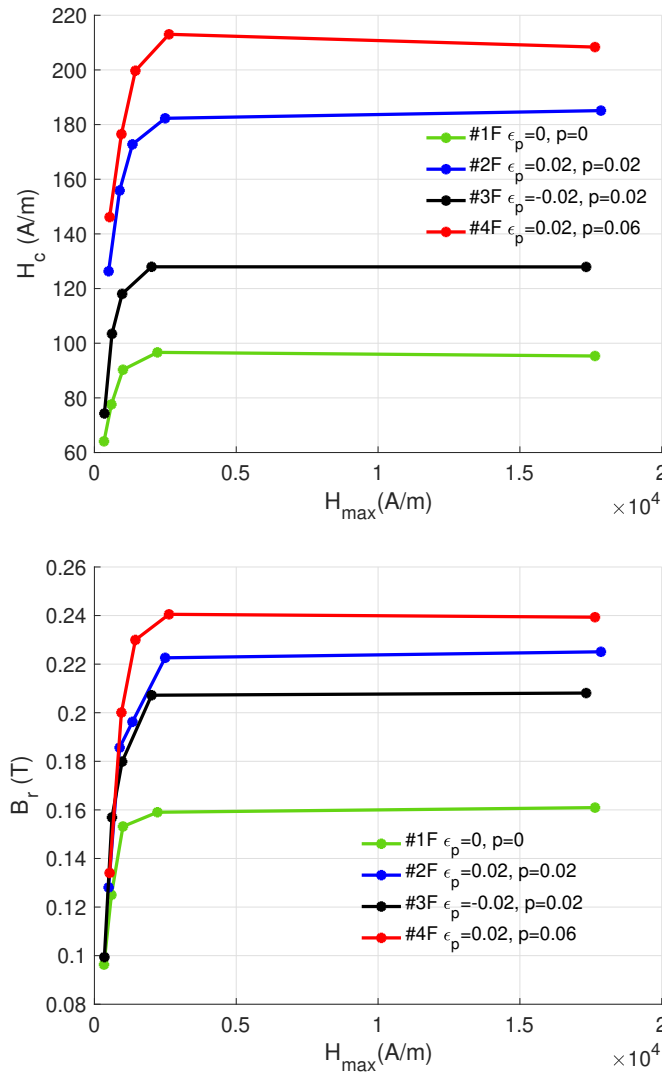


**Figure 4.25** • Cycle d'hystérésis magnétique du Fer pur. (a)  $H_{max} = 18kA/m$ . (b)  $H_{max} = 3000A/m$

Les mêmes commentaires s'appliquent pour les cycles d'hystérésis des échantillons étudiés reportés figures 4.25(a) et 4.25(b). En particulier, l'échantillon #2F présente un cycle d'hystérésis dont le niveau d'induction est plus bas que l'état de référence. Bien que l'échantillon #3F ait subi une déformation plastique cumulée d'un même niveau que celle de l'échantillon #2F, son comportement magnétique est proche de celui de l'échantillon de référence. L'échantillon #4F présente l'induction la plus basse de tous les échantillons. La figure 4.25(b) représente les mêmes comportements pour un champ magnétique maximal



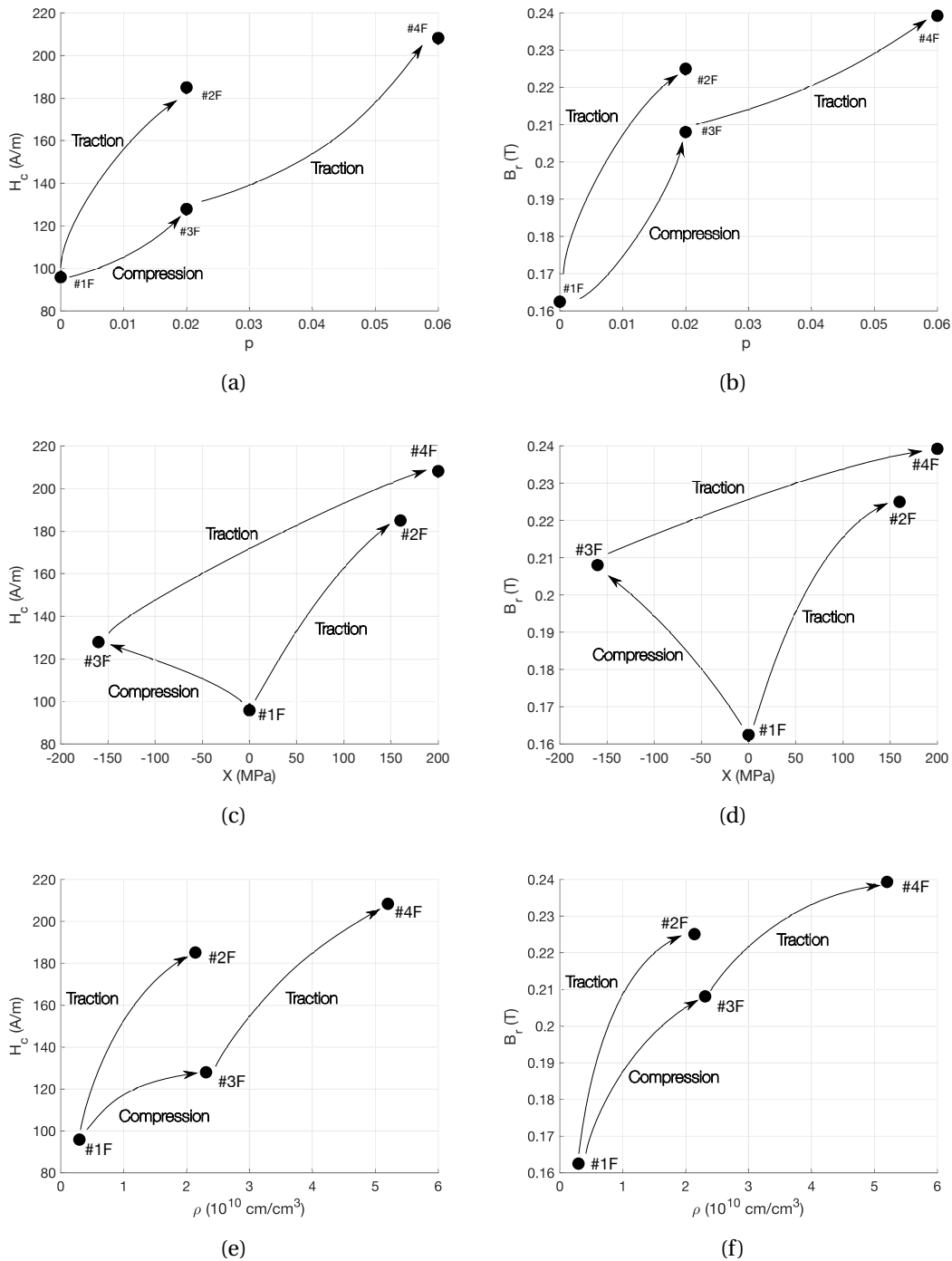
de 3000 A/m. Il est important de noter que la déformation plastique a une incidence non seulement sur le niveau d'induction, mais également sur la largeur du cycle d'hystérésis. Dans ce contexte, l'échantillon #4F présente le cycle le plus large, suivi des échantillons #2F et #3F, puis de l'échantillon de référence #1F.



**Figure 4.26** • Variation du champ coercitif et de l'induction rémanente en fonction du champ maximal appliqué pour les échantillons #1F à #4F.

Ces constatations se retrouvent dans les variations des paramètres principaux des cycles, à savoir le champ coercitif et l'induction rémanente. La figure 4.26 illustre le propos. Le champ coercitif et l'induction rémanente ont tendance à augmenter pour tous les échantillons en fonction du champ maximal, avec une tendance à la saturation pour les champs très élevés. De plus, les courbes d'induction rémanente et de champ coercitif des échantillons déformés se situent toutes nettement au-dessus de celles de l'échantillon de référence. Seuls le champ coercitif et l'induction rémanente de l'échantillon #3F, soumis à une déformation en compression, se rapprochent des valeurs de l'échantillon de référence. Le comportement de l'échantillon #2F, soumis à une déformation en traction, vient ensuite. L'échantillon #4F présente le comportement le plus éloigné de celui de l'échantillon de référence.

## 4. Effet de la déformation plastique en traction/compression sur le comportement magnétique et magnétostrictif



**Figure 4.27** • (a) Champ coercitif en fonction de la déformation plastique cumulée. (b) Induction rémanente en fonction de la déformation plastique cumulée. (c) Champ coercitif en fonction de l'écroissage cinématique. (d) Induction rémanente en fonction de l'écroissage cinématique. (e) Champ coercitif en fonction de la densité de dislocations. (f) Induction rémanente en fonction de la densité de dislocations.

Pour une analyse plus approfondie des paramètres dissipatifs du matériau, nous avons tracé à la figure 4.27 les variations du champ coercitif et de l'induction rémanente en fonction

de la déformation cumulée, de la densité de dislocations et de l'écroissage cinématique pour les échantillons #1F, #2F, #3F, et #4F. Tout comme pour l'acier, la variation du champ coercitif présente une forte non-linéarité avec les paramètres mécaniques (figure 4.27(a)). À l'état de référence, le champ coercitif est de 90 A/m. Cette valeur augmente significativement, dépassant les 180 A/m pour l'échantillon #2F. Son augmentation est moindre pour l'échantillon #3F, déformé au même niveau que l'échantillon #2F en valeur absolue, où il atteint 125 A/m. Le champ coercitif augmente pour atteindre une valeur de 210 A/m pour l'échantillon #4F. A la différence de l'acier, nous n'observons donc pas de diminution du champ coercitif pour l'échantillon soumis à la compression plastique. En conséquence, son évolution avec l'écroissage cinématique n'est pas monotone. La figure 4.27(b) montre que la variation de l'induction rémanente est également non-linéaire et non monotone en fonction de la déformation cumulée, de la densité de dislocations et de l'écroissage cinématique. À l'état de référence, l'induction rémanente est de 0,16 T. Elle augmente ensuite pour atteindre 0,225 T pour l'échantillon #2F. L'échantillon #3F déformé au même niveau mais en compression présente également une induction rémanente supérieure à celle de la référence, s'élevant à 0,21 T. Enfin, l'échantillon #4F affiche la valeur la plus élevée de l'induction rémanente, avec une mesure de 0,24 T. Comme pour le champ coercitif, la monotonie de l'induction rémanente avec l'écroissage cinématique n'apparaît plus. Mais on ne peut pas non plus considérer que le comportement des échantillons #2F et #3F soient les mêmes.

## 4.2 Pertes statiques

Les pertes sont tracées en fonction de l'induction maximale figure 4.28. L'échantillon non déformé #1F présente les pertes les plus faibles. Vient ensuite l'échantillon #3F, puis l'échantillon #2F. Les pertes sont maximales pour l'échantillon #4F.

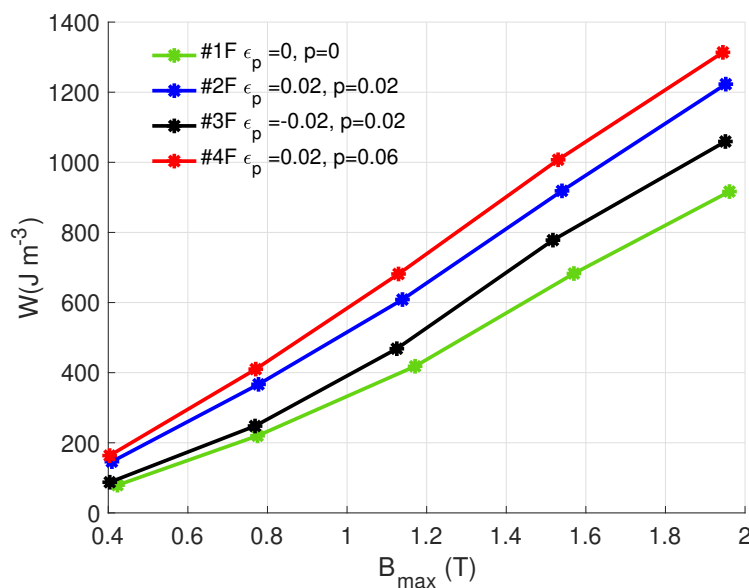
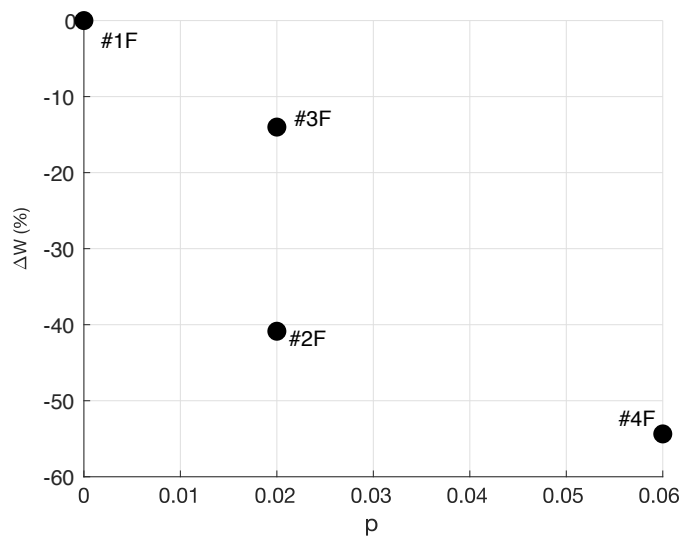


Figure 4.28 • Pertes statiques du fer pur.

Figure 4.29, nous avons quantifié l'impact de la déformation plastique sur les propriétés magnétiques en appliquant la formule de l'écart moyen en pourcentage, telle qu'utilisée

dans le chapitre 2 pour l'acier. La figure met en évidence la fluctuation de cet écart en lien avec la déformation plastique cumulée. L'échantillon #2F montre une hausse des pertes



**Figure 4.29** • Ecart moyen de pertes en fonction de la déformation plastique cumulée.

de 40%, alors que l'échantillon #3F, déformé au même niveau en compression, n'enregistre qu'une augmentation de 14% par rapport à la référence. De son côté, l'échantillon #4 révèle une augmentation maximale de 54% par rapport à la valeur de référence. Contrairement à l'acier, tous les échantillons de fer pur déformés observent une hausse des pertes. Nous constatons d'une part que les échantillons #2F et #3F n'ont pas le même niveau de pertes bien que soumis à la même déformation plastique cumulée. Nous constatons d'autre part que les échantillons #2F et #4F n'ont pas le même niveau de pertes bien que soumis à la même déformation résiduelle. On peut donc conclure que les mécanismes à l'oeuvre dans le fer pur semblent mêler deux types d'influence: la déformation plastique cumulée joue manifestement un rôle partagé avec l'écroutissage cinématique.

### 4.3 Mesures anhystériques magnétiques

La figure 4.30 présente les courbes anhystériques magnétiques des différents échantillons de fer pur obtenus avec la méthode utilisée pour les échantillons d'acier. Ces mesures sont cohérentes avec les cycles d'hystérésis présentés plus haut. Il ressort une nouvelle fois que les échantillons #2F et #3F n'ont pas le même comportement et que le comportement de l'échantillon #3F, soumis à une compression plastique, est plus proche du comportement de référence que celui de l'échantillon #2F.

La figure 4.31 montre ensuite la variation de la perméabilité relative initiale  $\mu_{r \text{ init}}$  en fonction de l'écroutissage cinématique de chaque éprouvette et de la déformation plastique cumulée. La variation de la perméabilité est non linéaire et non monotone en fonction de l'écroutissage cinématique et de la déformation cumulée. En compression, l'échantillon #3F présente une valeur de perméabilité de 1340, relativement similaire à celle de l'échantillon non déformé. Elle décroît ensuite pour les deux autres échantillons atteignant 950 pour l'échantillon #2F (diminution de 30%) puis 880 pour l'échantillon #4F (diminution de 35%).

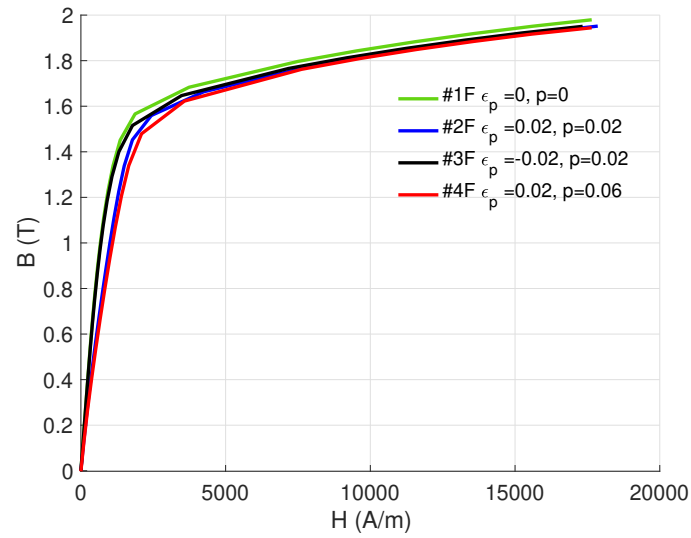
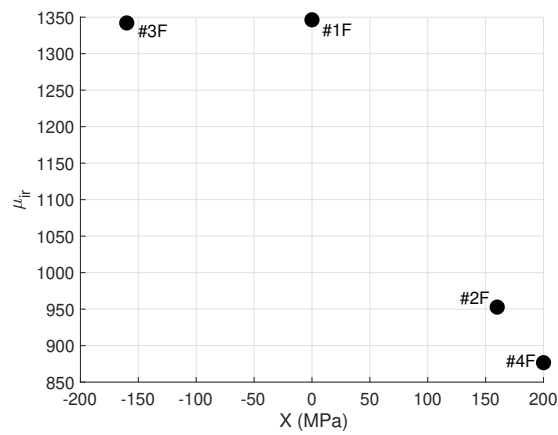
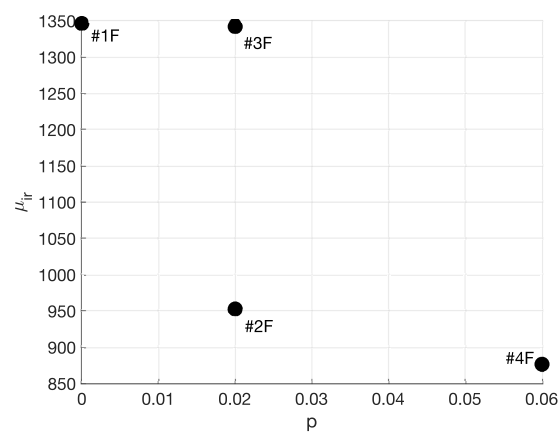


Figure 4.30 • Courbes anhystériques des échantillons #1F à #4F de fer pur.



(a)



(b)

Figure 4.31 • Perméabilité magnétique relative initiale du fer pur en fonction de : (a) l'écroutissage cinématique. (b) la déformation cumulée.

Les échantillons #2F et #3F, malgré une déformation plastique cumulée identique, présentent des valeurs de perméabilité très différentes, mettant en évidence un effet du mode de déformation (traduit par l'écroissage cinématique) et une influence réduite du cumul. Les échantillons #2F et #4F démontrent au contraire un effet significatif du cumul. En somme, ces résultats (comme les précédents) semblent conduire à un effet mixte des déformations cumulées et des contraintes résiduelles.

#### 4.4 Mesures magnétostrictives

Le comportement magnétostrictif anhystérétique des échantillons de fer pur est tracé figure 4.32. L'échantillon #2F, soumis à une traction, présente une amplitude de déformation plus élevée que celle de l'éprouvette de référence non déformée. Ce résultat rejoint les résultats obtenus pour l'acier. L'amplitude de la magnétostriction de l'échantillon #3F, soumis au même taux de déformation plastique mais en compression, est en revanche légèrement inférieure à celle de l'échantillon de référence. Ce résultat rejoint également les résultats obtenus pour l'acier même si la diminution d'amplitude est moins significative. L'amplitude de la magnétostriction de l'échantillon #4F, dont la déformation résiduelle est du même ordre que celle de l'échantillon #2F, est la plus élevée. Ce résultat diffère de celui obtenu pour l'acier, mettant en évidence un effet manifeste du cumul de déformation.

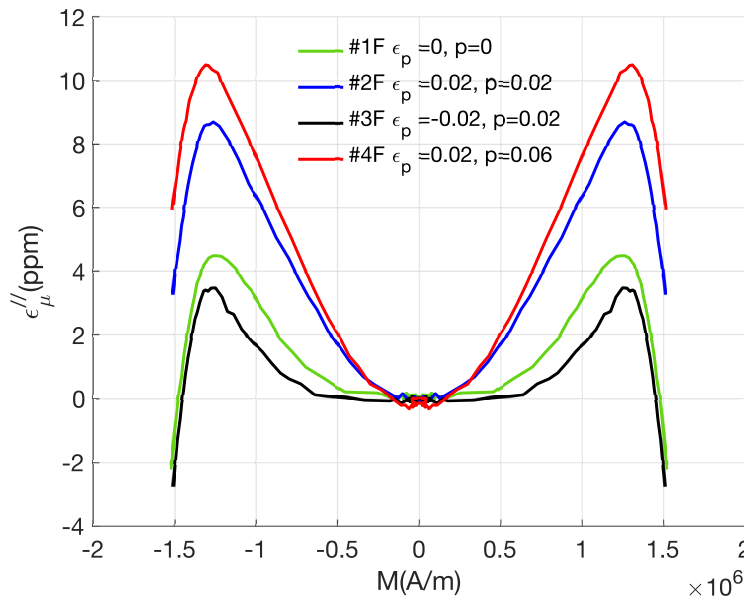
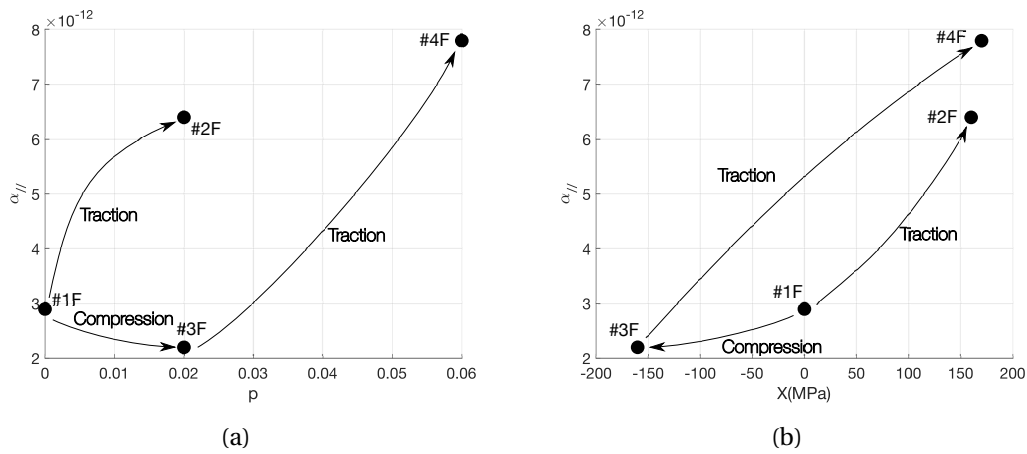


Figure 4.32 • Déformation de magnétostriction longitudinale anhystérétique des échantillons #1F à #4F de fer pur.

Comme pour l'acier, nous avons calculé le paramètre  $\alpha_{//}$  de l'approximation quadratique du comportement magnétostrictif à bas champ des échantillons. La figure 4.33(a) illustre la variation de ce paramètre en fonction de la déformation plastique cumulée. Ce tracé met en évidence l'influence significative du mode de déformation (traction ou compression), comme pour l'acier. Cela se traduit par une certaine monotonie de l'évolution de ce paramètre avec l'écroissage cinématique. Il met également en évidence l'effet de cumul des déformations

plastiques: les échantillons #2F et #4F, malgré un niveau d'écroissage cinématique assez proche, ne présentent pas le même comportement.



**Figure 4.33** • Paramètre  $\alpha$  optimisé pour les échantillons de fer pur en fonction : (a) de la déformation plastique cumulée. (b) de l'écroissage cinématique.

Nous pouvons donc conclure que, contrairement aux résultats obtenus pour l'acier, le comportement magnétostrictif du fer pur dépend certes des contraintes internes mises en évidence par l'écroissage cinématique, mais également de la densité des défauts dont la linéarité avec la déformation plastique cumulée a été démontrée.

**Q Discussion 4.1.** Rappelons tout d'abord que le comportement magnétique de l'acier sous l'effet de la déformation plastique a pu être clairement interprété en termes d'influence des contraintes résiduelles et de couplage magnéto-élastique dans le chapitre précédent.

Rappelons les résultats clés obtenus dans le cas du fer pur :

1. Les propriétés magnétiques ainsi que les propriétés magnétostrictives des échantillons #2F et #3F, qui ont la même déformation plastique cumulée mais un signe de déformation opposé, sont différentes.
2. Les échantillons partageant le même état mécanique mais avec des déformations cumulées différentes montrent des comportements magnétiques et magnétostrictifs également différents.
3. La monotonie de la variation des propriétés magnétiques avec l'écroissage cinématique n'est pas observée de manière générale.

L'hypothèse selon laquelle le comportement magnétique à l'état plastifié est uniquement lié à la densité de dislocations impliquerait que les échantillons #2F et #3F aient le même comportement magnétique et magnétostrictif. Ce résultat n'est pas observé. L'hypothèse selon laquelle le comportement magnétique à l'état plastifié est uniquement lié aux contraintes résiduelles impliquerait que les échantillons #2F et #4F aient le même comportement magnétique et magnétostrictif. Ce résultat n'est pas observé non plus. Il

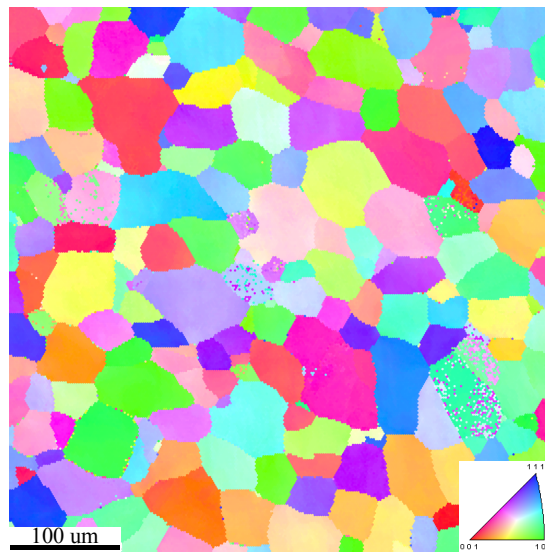
*impliquerait également que le champ coercitif et l'induction rémanente de l'échantillon #3F soient plus faibles que ceux de l'échantillon de référence. Il impliquerait en outre que la perméabilité initiale anhystérétique de l'échantillon #3F soit plus élevée que celle de l'échantillon de référence. Ces variations ne sont pas observées. Seul le comportement magnétostrictif semble rejoindre cette règle, à l'image de ce qui a pu être observé pour l'acier. En conclusion, il semble que le fer pur plastifié soit le siège d'une influence partagée des défauts cristallins et des contraintes résiduelles. Ce résultat n'est finalement que partiellement surprenant si on s'arrête sur l'origine et l'intensité des contraintes résiduelles. Pour l'acier, la phase perlitique joue probablement un rôle majeur. Cette phase est plus dure que la matrice ferritique. Elle joue un rôle composite et se déforme moins au cours de la plasticité que la matrice. A l'état déchargé, elle reste sous "traction" (relativement à l'axe de mesure magnétique) alors que la matrice subit une "compression" homogène significative. Dans le cas du fer, séparer le matériau en phase dure et phase molle est beaucoup plus délicat. Bien que les niveaux observés d'écrouissage cinématique soit élevés, la répartition des contraintes résiduelles se fait sur la même matière, subissant à la fois l'effet de "traction" et de "compression". Cette compétition semble alors mettre plus en relief l'influence des défauts cristallins (dislocations, amas de dislocations). Leur effet sur le comportement de l'acier existe donc probablement mais est également probablement masqué par l'effet beaucoup plus significatif des contraintes résiduelles.*



## 5 Effet de la déformation plastique de cisaillement sur le comportement magnétique

### 5.1 Matériau et procédure expérimentale

Le matériau utilisé dans cette étude est du fer pur différent de celui utilisé dans la partie précédente. Il s'agit d'un fer pur de qualité ARMCO mais dont les caractéristiques mécaniques (contrainte-déformation) sont très proches du matériau précédent. L'impossibilité d'usiner une éprouvette de torsion dans le fer pur IF explique ce changement. Le fer pur ARMCO est caractérisé par des propriétés magnétiques et mécaniques isotropes, attribuées à une faible texture cristallographique et à une structure en grains ferritiques équiaxes, comme illustré figure 4.34.



**Figure 4.34** • Microstructure observée par diffraction des électrons rétrodiffusés (EBSD) obtenue en figure de pôles inverse.

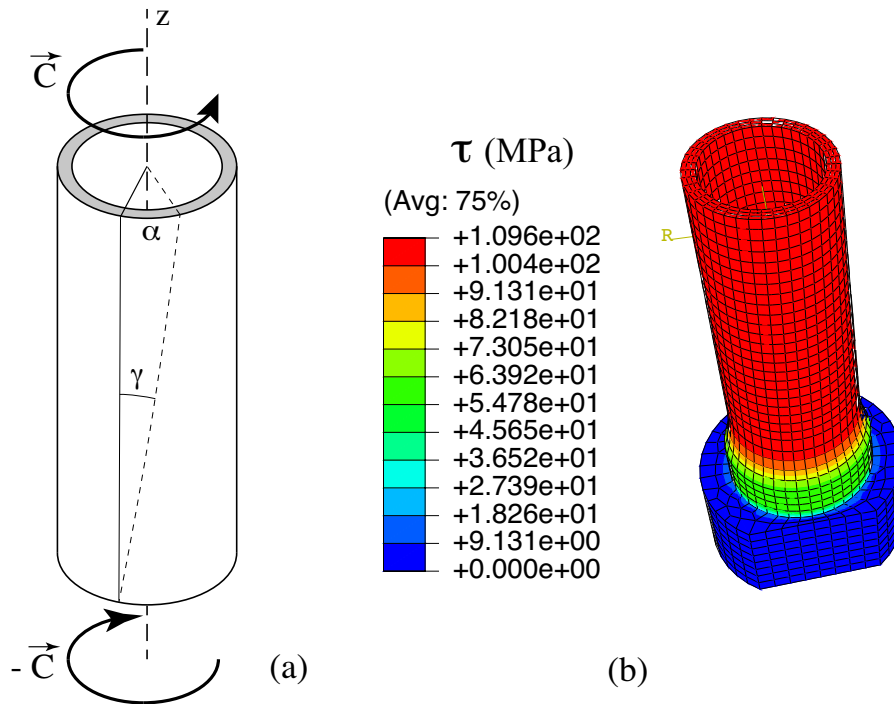
Rappelons qu'un essai de torsion consiste à appliquer un couple  $\vec{C}$  le long de l'axe  $z$  d'une éprouvette (figure 4.35a). Le couple produit un angle de torsion  $\alpha$ . Dans ces conditions, les tenseurs des contraintes et des déformations  $\sigma$  et  $\epsilon$  sont homogènes et donnés dans le repère cylindrique  $(r\theta z)$  par :

$$\sigma = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \tau \\ 0 & \tau & 0 \end{pmatrix} \quad \epsilon = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma/2 \\ 0 & \gamma/2 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

où  $\gamma$  est la distorsion (correspondant à deux fois le terme de déformation en cisaillement - voir figure 4.35a). Le comportement mécanique en cisaillement d'un matériau est obtenu en traçant la contrainte de cisaillement  $\tau$  en fonction de l'angle de distorsion  $\gamma$ .  $\tau$  est lié au couple  $\vec{C} = C\vec{e}_z$  par :

$$\tau = \frac{C(R_o + R_i)}{\pi(R_o^4 - R_i^4)} \quad (4.2)$$

$R_o$  et  $R_i$  sont les rayons extérieur et intérieur de l'éprouvette. L'éprouvette a été méticuleusement dimensionnée à l'aide d'une formulation par éléments finis mécaniques non linéaires (et un comportement de référence obtenu à partir d'un essai de traction préalable) en utilisant la méthode de calcul présentée dans le chapitre 2. Nous avons ainsi identifié une configuration optimale, caractérisée par un diamètre intérieur de 13 mm, un diamètre extérieur de 14,9 mm, et une longueur utile de 71 mm. Quatre échantillons sont considérés. Ils sont référencés de #1T à #4T.



**Figure 4.35** • (a) Principe de l'essai de torsion; (b) Exemple de géométrie optimisée et contrainte de cisaillement avec  $C=32\text{Nm}$ .

### 5.2 Résultats mécaniques

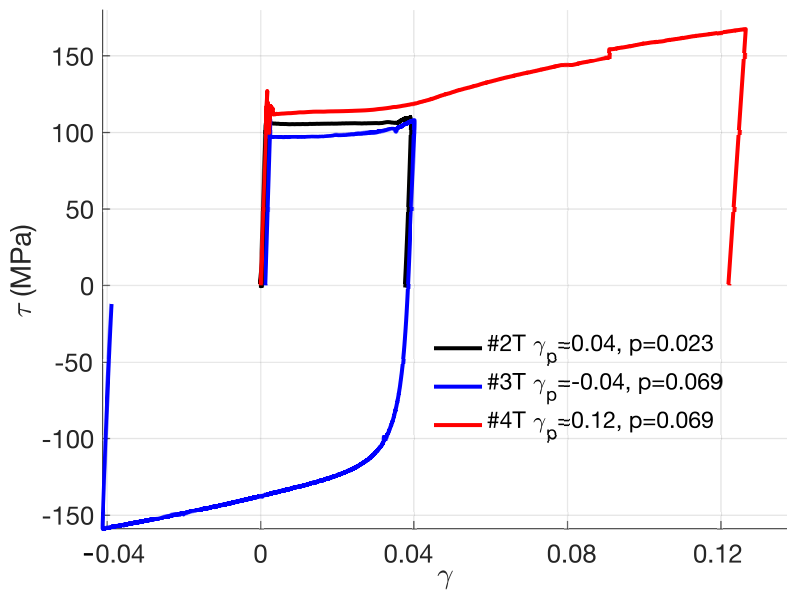
L'échantillon #1T n'a subi aucune déformation. La figure 4.36 présente les courbes associées de contrainte de cisaillement-distorsion ( $\tau$ - $\gamma$ ) pour les échantillons déformés.

L'échantillon #2T a été soumis à une torsion monotone jusqu'à +0,04 de distorsion. L'échantillon #3T a été soumis à un chargement composé, commençant par une rotation dans le sens direct, similaire à l'échantillon #2T, suivie d'une rotation dans le sens indirect pour atteindre une distorsion plastique finale de 0,04. L'échantillon #4T a été soumis à une rotation monotone dans le sens direct jusqu'à une distorsion de 0,12.

Selon la description de Levy-Mises, la déformation plastique cumulée est définie par :

$$p = \int_0^T \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\epsilon}_p : \dot{\epsilon}_p} dt \quad (4.3)$$

où  $\epsilon_p$  est le tenseur de déformation plastique et  $T$  l'instant final de l'essai mécanique. En considérant une déformation plastique de cisaillement pur, la déformation plastique cumulée



**Figure 4.36** • Contrainte de cisaillement en fonction de la distorsion pour les échantillons de #2T à #4T

s'écrit :

$$p = \int_0^T \left| \frac{\dot{\gamma}_p}{\sqrt{3}} \right| dt \quad (4.4)$$

Les échantillons #3T et #4T sont ainsi caractérisés par le même niveau de déformation plastique cumulée mais des niveaux de déformation plastique résiduelle différents (figure 4.36).

### 5.3 Modélisation de l'écrouissage du matériau

La courbe de déchargement dans le sens indirect après torsion plastique dans le sens direct de l'éprouvette #3T permet d'observer un décalage du domaine élastique par rapport à l'axe de contrainte nulle. Ce décalage, comme pour les essais de traction/compression est la marque de l'écrouissage cinématique. Aucune expérience de type charge/décharge plastique n'a pu être mise en oeuvre pour établir sa loi d'évolution. Nous nous basons sur les résultats du modèle à 3 écrouissages dont les paramètres ont été identifiés dans la partie précédente (tableau 4.3).

La figure 4.37 illustre les résultats de ce modèle en terme d'évolution de la contrainte de cisaillement cinématique en fonction de la distorsion plastique. On constate une probable surestimation de son amplitude par rapport aux résultats expérimentaux. Cela ne modifie pas les conclusions qu'on peut tirer.

Les échantillons #2T et #3T sont ainsi caractérisés par un écrouissage cinématique opposé. On note également que l'écrouissage cinématique de l'échantillon #4T est relativement proche de celui de l'échantillon #2T bien que leurs niveaux de cumul soient très différents.

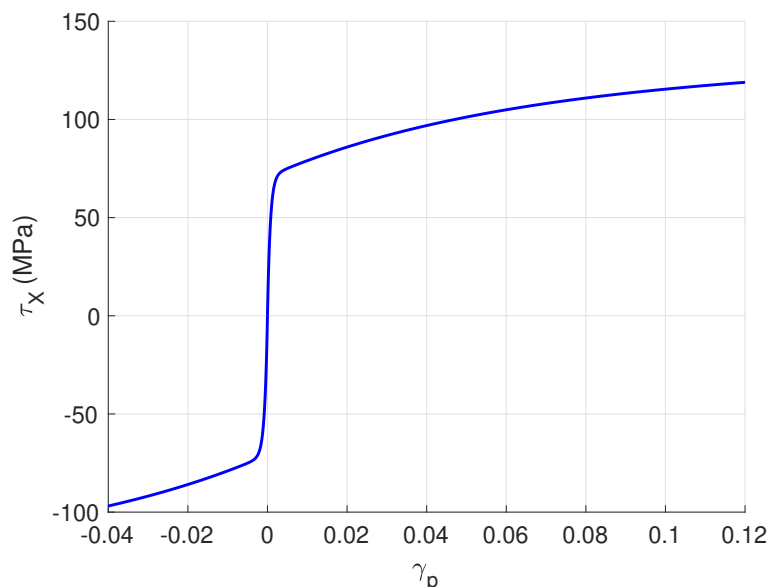


Figure 4.37 • Modèle d'écrouissage cinématique en cisaillement.

#### 5.4 Effet de la déformation plastique de cisaillement sur le comportement magnétique irréversible

Nous avons réalisé des mesures magnétiques des échantillons de #1T à #4T pour des champs d'excitations alternée de valeurs maximales successivement de 500A/m, 800A/m, 1200A/m, 2000A/m et 10000A/m. Nous présentons en particulier dans cette partie les résultats obtenus pour le plus grand champ d'excitation  $H_{max} = 10000 A/m$ . Toutes les mesures ont été effectuées avec le banc d'Helmholtz présenté chapitre 2.

La figure 4.38 illustre les courbes de première aimantation des échantillons #1T à #4T, soumis à un champ magnétique maximal de  $H_{max} = 10000 A/m$ . On observe une diminution significative des inductions des échantillons déformés, en commençant par l'échantillon #2T, suivi par les échantillons #3T et #4T. Il est à noter que les comportements magnétiques des échantillons #3T et #4T sont très proches. Ces tendances se trouvent corroborées par les courbes d'hystérésis présentées dans la figure 4.39, qui montre les cycles hystérétiques majeurs des quatre échantillons.

Les principales observations sont les suivantes : l'échantillon non déformé présente le niveau d'induction le plus élevé. La plasticité entraîne une diminution de l'induction magnétique, en accord avec les observations de nombreux auteurs. Il s'agit cependant à notre connaissance la première fois que l'effet d'une plasticité en torsion sur le comportement magnétique est mesuré. Les résultats ont fait l'objet d'une présentation en conférence internationale et ont été publiés [Maazaz et al., 2024]. Il est intéressant de noter qu'à la différence des résultats obtenus sur l'acier et en partie sur le fer pur en traction/compression, l'évolution de l'induction est corrélée au niveau de plasticité cumulée mais n'est pas liée au niveau d'écrouissage cinématique: le comportement de l'échantillon #2T est intermédiaire entre celui des échantillons #1T et #4T. Les échantillons #3T et #4T, caractérisés par un même niveau de déformation plastique cumulée mais un écrouissage cinématique opposé, présen-

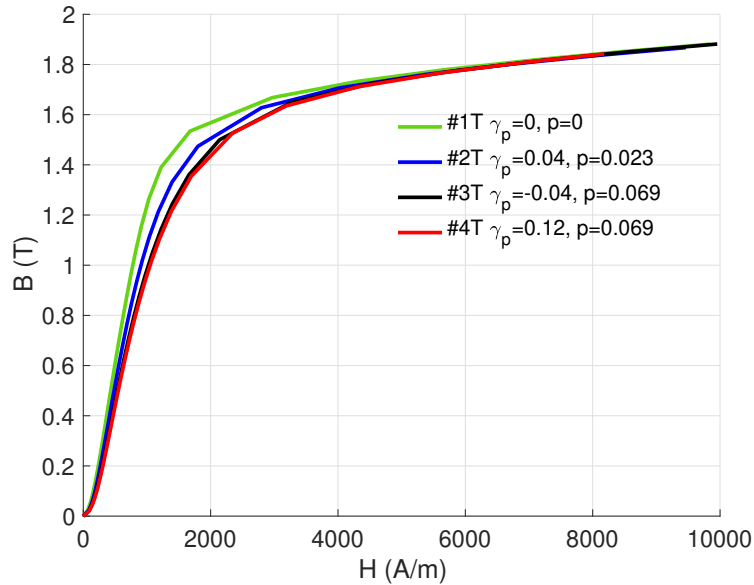


Figure 4.38 • Courbe de première aimantation des échantillons de #1T à #4T.

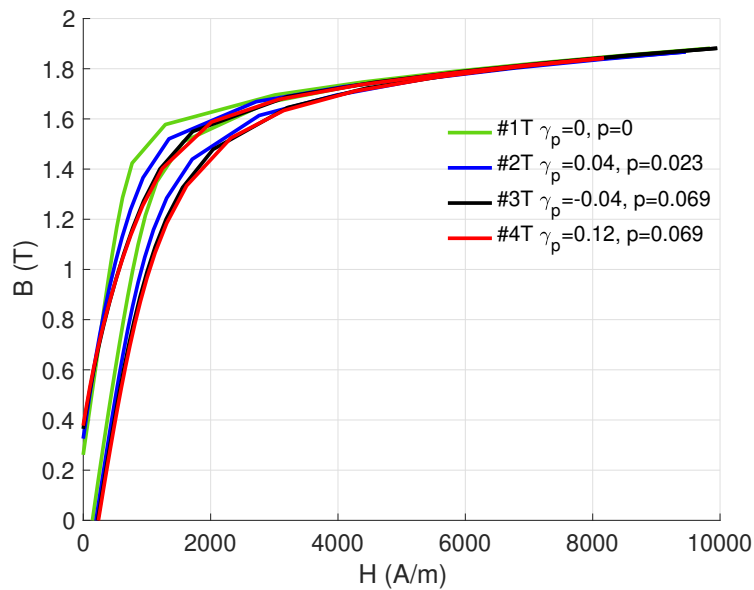
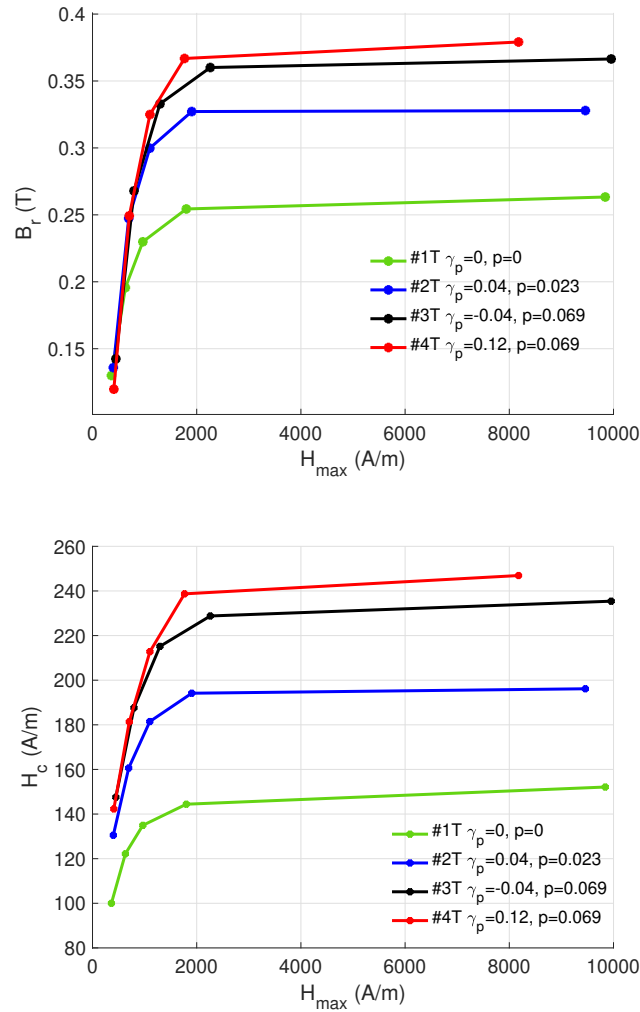


Figure 4.39 • Cycle d'hystérésis statique majeur des échantillons de #1T à #4T.

tent des comportements magnétiques très similaires (l'échantillon #4T est légèrement plus déformé que l'échantillon #3T, comme observé figure 4.36, ce qui peut expliquer leur légère différence). A l'inverse les comportements des échantillons #2T et #4T sont très différents alors que leur écrouissage cinématique est du même ordre de grandeur. La déformation plastique cumulée semble avoir un effet dominant.

La figure 4.40(b) montre la variation du champ coercitif  $H_c$ , extrait des cycles hystérésis des échantillons de #1T à #4T, en fonction de la valeur maximale  $H_{max}$  du champ magnétique. Comme attendu, le champ coercitif augmente de manière non linéaire avec le champ magnétique maximal appliqué. Il augmente également en fonction de la déformation plastique



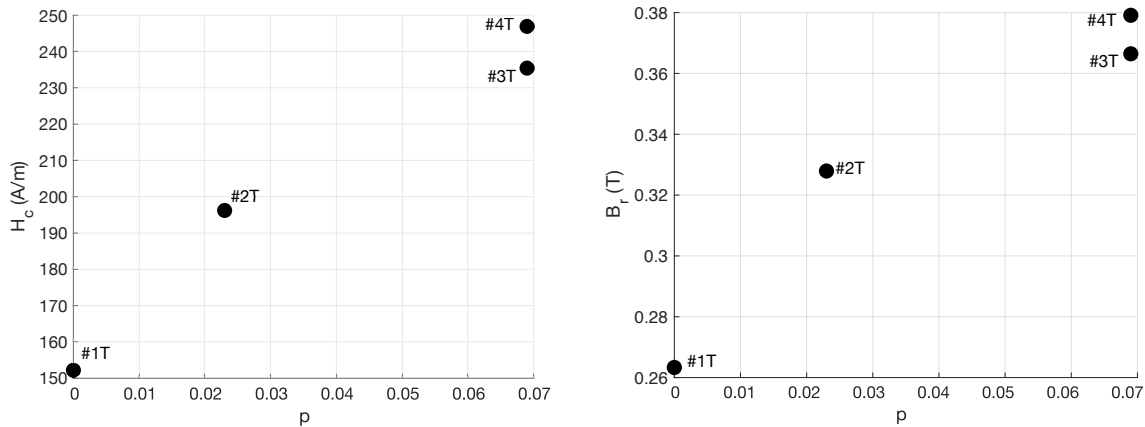
**Figure 4.40** • (a) Induction rémanente en fonction du champ maximal des échantillons #1T à #4T. (b) Champ coercitif en fonction du champ maximal des échantillons #1T à #4T.

cumulée. Les valeurs atteintes sont significativement plus élevées que celles de l'échantillon de référence. De nouveau, les courbes du champ coercitif des échantillons #3T et #4T sont très proches l'une de l'autre alors que leur écrouissage cinématique est quasiment opposé. Celles des échantillons #2T et #4T sont très différentes alors que leur écrouissage cinématique est très proche.

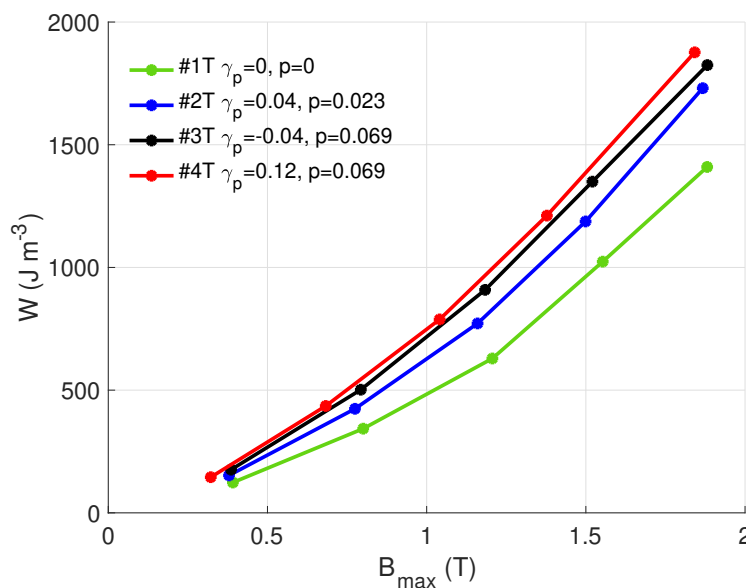
La figure 4.40(a) illustre l'induction rémanente identifiée à partir des cycles d'hystérésis des échantillons #1T à #4T pour différents niveaux de champs d'excitations. Comme pour le champ coercitif, l'induction rémanente augmente en fonction de la valeur maximale du champ appliqué et augmente également en fonction de la déformation plastique cumulée. L'évolution de ce paramètre comme les autres paramètres magnétiques ne semble pas du tout en relation avec l'évolution de l'écrouissage cinématique.

La figure 4.41 montre l'évolution du champ coercitif ( $H_c$ ) et de l'induction rémanente ( $B_r$ ) en fonction de la déformation plastique cumulée, pour un champ magnétique maximal de  $H_{max} = 8000$  A/m. Cette illustration révèle une très bonne corrélation entre la déformation

plastique cumulée et l'accroissement des valeurs de  $H_c$  et  $B_r$ . La disparité observée entre les échantillons #3T et #4T est faible démontrant la non influence manifeste de l'écroutissage cinématique sur le comportement magnétique du matériau.



**Figure 4.41** • (a) Variation du champ coercitif du cycle majeur en fonction de la déformation cumulée. (b) Variation de l'induction rémanente du cycle majeur en fonction de la déformation plastique cumulée.



**Figure 4.42** • Pertes statiques en fonction de l'induction maximale des échantillons #1 à #4

L'évaluation des pertes statiques des échantillons de #1T à #4T sous divers champs d'excitations corrobore ces analyses. La figure 4.42 illustre les densités de pertes d'énergie en ( $W.m^{-3}$  - aire des cycles d'hystérésis) en fonction de l'induction magnétique maximale  $B_{max}$ . Parmi ceux-ci, l'échantillon non déformé (#1T) présente les pertes les plus basses. On observe ensuite une hausse remarquable des pertes pour l'échantillon #2T, suivie des échantillons #3T et #4T. Il est important de souligner que les échantillons #3T et #4T affichent des pertes

très proches, ce qui permet de confirmer la corrélation significative entre le comportement magnétique et la déformation plastique cumulée en cisaillement.

### 5.5 Effet de la déformation plastique sur le comportement anhystérique

Les courbes anhystériques ont été calculés à partir des mesures cycliques en calculant la moyenne des branches ascendantes et descendantes comme expliqué dans le chapitre 2. Il n'était effectivement pas possible d'utiliser un banc à culasse compte tenu de la géométrie des échantillons.

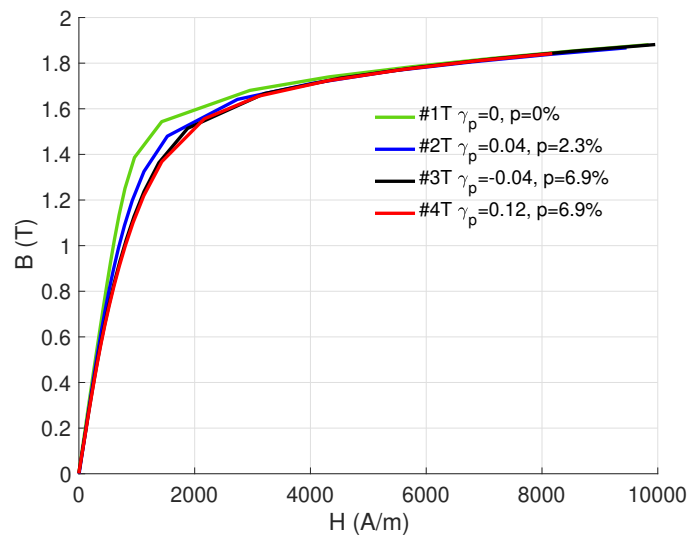


Figure 4.43 • Induction magnétique anhystérique des échantillons #1T à #4T

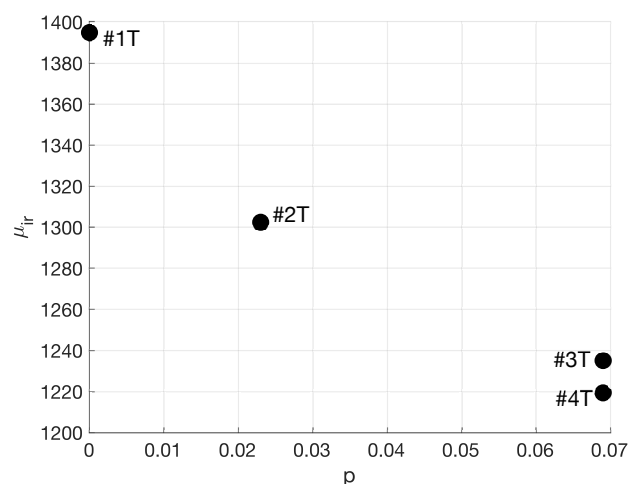


Figure 4.44 • Perméabilité anhystérique relative initiale des échantillons #1T à #4T

La Figure 4.43 présente les courbes anhystériques magnétiques obtenues pour les éprouvettes #1T à #4T. Ces courbes sont naturellement cohérentes avec les cycles d'hystérésis



dont elles sont issues. La figure 4.44 montre l'évolution de la perméabilité relative initiale issue des courbes anhystérétiques en fonction de la déformation plastique cumulée.

La perméabilité initiale est décroissante avec la déformation plastique cumulée. On constate ce résultat à partir de l'observation du comportement des échantillons #2T et #3T. Les échantillons #3T et #4T affichent des valeurs de perméabilité très proches, à l'image des paramètres irréversibles.

**Q Discussion 4.2.** *Lorsqu'il s'agit de cisaillement plastique, nous observons que le comportement magnétique subit une 'dégradation', indépendamment du niveau d'écroutissage cinématique. Cette dégradation se manifeste par une baisse de la perméabilité initiale des échantillons #2T à #4T, une augmentation du champ coercitif et une hausse des pertes magnétiques. Cela amène à reconsidérer les phénomènes sous-jacents responsables de l'impact de la déformation plastique sur les propriétés magnétiques. Pour le fer pur soumis à des déformations en traction ou en compression, il a été établi que la densité de dislocations et les contraintes résiduelles jouent un rôle partagé dans ce processus. Dans le cas des déformations par cisaillement plastique, les résultats obtenus suggèrent que seule l'influence des défauts cristallins agit sur le comportement magnétique. Cette hypothèse est corroborée par l'observation des différences de comportement des échantillons #2T et #4T dont l'écroutissage cinématique est similaire mais les déformations plastiques cumulées différentes. De même, les échantillons #3T et #4T, partageant une déformation cumulée similaire, montrent des comportements magnétiques comparables pour un écroutissage cinématique très différent.*

*Dans la suite nous tentons de croiser les résultats des mesures magnétiques des échantillons déformés en traction/compression avec ceux déformés en torsion. Nous choisissons pour faire cette comparaison deux paramètres : les pertes relatives définies par la formule que nous rappelons ci-après:*

$$W^m(\#k) = \frac{\sum W(B_i)}{N} \quad (4.5)$$

*$W^m(\#k)$  désigne les pertes moyennes de l'échantillon #k, et N le nombre de niveaux d'induction maximale considérés. Ces valeurs sont calculées pour un champ  $H_{max} = 10000 A/m$ . Les pertes relatives sont données pour chaque échantillon par :*

$$\Delta W(\#k) = \frac{W^m(\#I) - W^m(\#k)}{W^m(\#I)} \times 100(\%) \quad (4.6)$$

*#I indique l'échantillon à l'état non déformé en cas de traction, compression ou torsion. Le deuxième paramètre de comparaison est la perméabilité relative définie pour chaque échantillon par :*

$$\Delta \mu_{ir}(\#k) = \frac{\mu_{ir}(\#k) - \mu_{ir}(\#I)}{\mu_{ir}(\#I)} \times 100(\%) \quad (4.7)$$

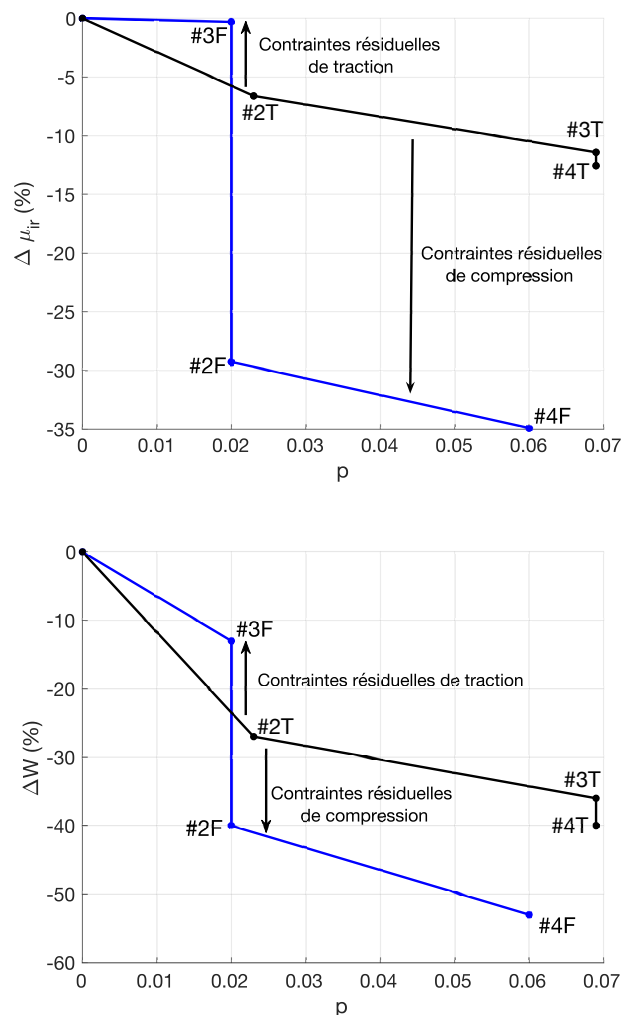
*$\mu_{ir}(\#k)$  et  $\mu_{ir}(\#I)$  désignent respectivement la perméabilité initiale relative de l'échantillon #k et celle de l'échantillon non déformé.*

*Cette illustration permet de mettre en évidence de manière distincte les effets des défauts causés par la déformation plastique et l'impact des contraintes résiduelles. L'échantillon*

## 5. Effet de la déformation plastique de cisaillement sur le comportement magnétique

#2T est uniquement influencé par les défauts cristallins, qui ont tendance à réduire la perméabilité. Pour l'échantillon #3F, outre les défauts, les contraintes de traction présentes semblent compenser la diminution de la perméabilité. Enfin, l'échantillon #2F est soumis à l'effet cumulatif des défauts et des contraintes résiduelles de compression, entraînant une détérioration moindre de la perméabilité. Ce constat est renforcé en comparant le comportement de l'échantillon #4F, déformé à 0,06 en traction, avec le comportement des échantillons #3T et #4T, déformés à 0,069 en torsion. La différence de comportement attribuable aux contraintes résiduelles est manifeste entre ces échantillons.

Les mêmes commentaires peuvent être faits pour la variation des pertes statiques tracées figure 4.45(b). Les échantillons qui ont été déformés en torsion (#2T, #3T et #4T) présentent un comportement intermédiaire entre celui des échantillons déformés en compression plastique d'une part, et celui des échantillons déformés en traction plastique d'autre part.



**Figure 4.45** • (a) Comparaison des pertes relatives des échantillons de fer déformés en traction/compression/torsion (b) Comparaison de la perméabilité relative des échantillons de fer déformés en traction/compression/torsion

### Conclusion du chapitre

En conclusion de ce chapitre, nous avons mis en évidence une sensibilité plus complexe du comportement magnétique et magnétostrictif du fer pur à la déformation plastique, comparativement à l'acier. Contrairement à l'acier, le fer pur démontre une plus faible sensibilité aux contraintes résiduelles et une influence plus marquée (tout du moins rééquilibrée par rapport à l'acier) de la densité de défauts. Il semble ainsi acquis, à l'issue de ce travail expérimental, que l'effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique résulte d'une combinaison de l'effet des contraintes résiduelles et de celui des défauts (de leur densité tout du moins). La nature du matériau influe ainsi naturellement puisque sa capacité à développer des contraintes internes dépend de la présence ou non d'une seconde voire d'une troisième phase et de ses propriétés mécaniques et magnétiques. Il en va de même pour la production de défauts (dépendance aux systèmes de glissement par exemple). En cisaillement, il est notable que les variations du comportement magnétique sont uniquement liées au niveau de déformation plastique cumulée. La présence d'un écrouissage cinématique est pourtant avérée, mais il ne semble pas interagir avec le comportement magnétique. Nous revenons sur ce point en détail dans le chapitre modélisation.





# 5

## Modélisation de l'effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique du fer pur et de l'acier

*Dans ce dernier chapitre, nous présentons les résultats de la modélisation de l'influence de la plasticité sur le comportement magnétique et magnétostrictif de l'acier et du fer pur. Deux modèles de comportement sont utilisés, tous deux basés sur le couplage magnéto-élastique. Le premier modèle décrit le matériau comme l'assemblage de deux phases soumis à un champ de contrainte directement issu de l'évaluation de l'écroûissage cinématique. Le deuxième modèle est un modèle multiéchelle polycristallin. Un premier calcul micromécanique permet d'évaluer l'état de contrainte multiaxial résiduel par grain. Ce champ de contrainte est ensuite introduit comme chargement mécanique préalable à un modèle multiéchelle (MME) magnéto-mécanique. Après identification d'un certain nombre de constantes (dont de nombreuses constantes physiques et quelques constantes ajustées), les trois situations expérimentales détaillées dans les chapitres précédents sont simulées: la traction et la compression du fer pur et de l'acier, ainsi que la torsion plastique du fer pur. Une comparaison directe entre les résultats du modèle et les essais est effectuée, permettant de conclure sur la pertinence de l'approche magnéto-élastique et ses limites.*

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Modélisation multi-échelle magnéto-élastique</b>	<b>141</b>
<b>2</b>	<b>Approche à deux phases</b>	<b>144</b>
2.1	Modèle de plasticité	144
2.2	Modèle magnétique	145
2.3	Application à la traction/compression de l'acier	146
2.4	Application à la traction/compression du fer pur	152
2.5	Application au cisaillement du fer pur	156
<b>3</b>	<b>Modélisation multi-échelle magnéto-plastique</b>	<b>157</b>
3.1	Présentation du modèle	157

3.2	Application à la traction/compression du fer pur . . . . .	160
3.3	Application à la traction/compression de l'acier . . . . .	164
3.4	Application au cisaillement du fer pur . . . . .	168
<b>4</b>	<b>Conclusion du chapitre . . . . .</b>	<b>170</b>

---

## 1 Modélisation multi-échelle magnéto-élastique

La modélisation multi-échelle du comportement magnétique est une approche éprouvée qui permet à la fois une meilleure compréhension des phénomènes de couplage magnéto-élastique, la réalisation d'essais virtuels, ainsi que la simulation de certaines situations de chargement expérimentales. Il tient compte du fait que les propriétés magnétiques d'un matériau sont le résultat de phénomènes qui se produisent à différentes échelles, de l'échelle des domaines magnétiques à l'échelle macroscopique. L'approche que nous utilisons se base sur une description microscopique du comportement issus des travaux de [Buiron, N. et al., 1999, Daniel et al., 2008] se traduisant par une formulation de l'énergie libre à l'échelle du domaine magnétique négligeant l'influence des parois magnétiques.

### Modèle micromagnétique

Notons  $\alpha$  une famille de domaines magnétiques. L'aimantation  $\vec{M}_\alpha$  ainsi que la déformation de magnétostriction  $\epsilon_\alpha^\mu$  associées à chaque famille de domaines  $\alpha$  sont définies comme suit :

$$\vec{M}_\alpha = M_s \vec{\gamma}_\alpha = M_s [\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^2 \gamma_\alpha^3] \quad (5.1)$$

$$\epsilon_\alpha^\mu = \frac{3}{2} \begin{pmatrix} \lambda_{100}((\gamma_\alpha^1)^2 - \frac{1}{3}) & \lambda_{111} \gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^2 & \lambda_{111} \gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^3 \\ \lambda_{111} \gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^2 & \lambda_{100}((\gamma_\alpha^2)^2 - \frac{1}{3}) & \lambda_{111} \gamma_\alpha^2 \gamma_\alpha^3 \\ \lambda_{111} \gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^3 & \lambda_{111} \gamma_\alpha^2 \gamma_\alpha^3 & \lambda_{100}((\gamma_\alpha^3)^2 - \frac{1}{3}) \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

$\vec{\gamma}_\alpha$  indique la direction de l'aimantation dans le domaine  $\alpha$  et les termes  $\gamma_\alpha^i$  sont ses cosinus directeurs.  $M_s$  indique l'aimantation à saturation.  $\lambda_{100}$  et  $\lambda_{111}$  sont les constantes de magnétostriction du matériau considéré.

Dans ce modèle, nous supposons que l'énergie d'échange est nulle en raison de l'uniformité de l'aimantation au niveau du domaine magnétique [De Simone, 1993, Daniel et al., 2008]. Si nous supposons que le champ au niveau du domaine est le même que celui appliqué au monocristal (ou grain  $g$ )  $\vec{H}_g$ , alors l'énergie magnétostatique est déterminée comme suit :

$$W_\alpha^H = -\mu_0 \vec{M}_\alpha \cdot \vec{H}_g \quad (5.3)$$

Le domaine magnétique est une sous-structure d'un monocristal dont les propriétés élastiques sont uniformes. La déformation de magnétostriction et la contrainte mécanique sont également uniformes à l'échelle du domaine, comme expliqué dans [Daniel et al., 2008]. En considérant la contrainte homogène par grain, l'énergie magnétoélastique, est donnée par :

$$W_\alpha^\sigma = -\sigma_g : \epsilon_\alpha^\mu \quad (5.4)$$

où  $\sigma_g$  indique le tenseur des contraintes à l'échelle du cristal.

L'énergie magnétocristalline est le troisième terme énergétique. Elle est uniforme pour chaque famille de domaines  $\alpha$  et est donnée pour un système de symétrie cubique par :

$$W_\alpha^{an} = K_1((\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^2)^2 + (\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^3)^2 + (\gamma_\alpha^2 \gamma_\alpha^3)^2) + K_2((\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^2 \gamma_\alpha^3)^2) \quad (5.5)$$



où  $K_1$  et  $K_2$  sont les deux constantes d'anisotropie magnétocristalline.

L'énergie de configuration est le quatrième et dernier terme. Elle a été introduite pour la première fois dans [Hubert and Daniel, 2008] pour tenir compte de l'effet démagnétisant lié à l'existence d'une surface libre magnétique et conduisant à une distribution déséquilibrée des domaines en l'absence de tout chargement. Il est ainsi fréquemment constaté que la distribution en domaines n'est pas équilibrée à 1/6 à l'intérieur d'un monocristal de fer. L'ajout d'une contrainte de configuration  $\sigma^{conf}$  permet ce déséquilibre sans créer d'aimantation. Cette introduction permet en particulier de mieux ajuster l'amplitude maximale de la déformation de magnétostriction longitudinale [Hubert, 2019].

$$W_\alpha^{conf} = -\sigma^{conf} : \epsilon_\alpha^\mu \quad (5.6)$$

le tenseur des contraintes de configuration  $\sigma^{conf}$  est souvent choisi sous la forme d'un tenseur uniaxial d'amplitude  $\sigma^{conf}$  :

$$\sigma^{conf} = \begin{pmatrix} \sigma^{conf} & & \\ & 0 & \\ & & 0 \end{pmatrix}$$

L'énergie totale (énergie libre de Gibbs) est la somme des contributions énergétiques présentées précédemment, elle est donnée alors par [Daniel et al., 2008, Hubert, 2019]:

$$W_\alpha = -\mu_0 \vec{M}_\alpha \cdot \vec{H}_g - \sigma_g : \epsilon_\alpha^\mu + K_1((\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^2)^2 + (\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^3)^2 + (\gamma_\alpha^2 \gamma_\alpha^3)^2) + K_2((\gamma_\alpha^1 \gamma_\alpha^2 \gamma_\alpha^3)^2) - \sigma^{conf} : \epsilon_\alpha^\mu \quad (5.7)$$

Une fois l'énergie de chaque domaine  $\alpha$  formulée, et connaissant les chargements à l'échelle du grain ( $\sigma_g, \vec{H}_g$ ), le calcul de la direction d'aimantation par domaine  $\vec{\gamma}_\alpha$  peut se faire en minimisant cette énergie dans le système de coordonnées sphériques, selon:

$$(\phi_\alpha, \theta_\alpha) = \underset{(\theta_\alpha, \phi_\alpha)}{\operatorname{argmin}}(W_\alpha) \quad (5.8)$$

avec

$$\vec{\gamma}_\alpha = \begin{pmatrix} \cos \phi_\alpha \sin \theta_\alpha \\ \sin \phi_\alpha \sin \theta_\alpha \\ \cos \theta_\alpha \end{pmatrix}$$

Une fois les directions optimales des domaines calculées, la fraction volumique de chaque famille de domaines  $f_\alpha$  est calculée par une fonction de Boltzmann comme indiqué dans [Chikazumi, 1997, Buiron, N. et al., 1999] :

$$f_\alpha = \frac{\exp(-A_s W_\alpha)}{\sum_\alpha \exp(-A_s W_\alpha)} \quad (5.9)$$

$A_s$  est un paramètre modèle identifié à partir des données expérimentales. On peut montrer que  $A_s$  est relié à la susceptibilité anhystérétique initiale  $\chi_0$  selon:

$$A_s = \frac{3\chi_0}{\mu_0 M_s^2} \quad (5.10)$$

où  $\mu_0$  est la perméabilité magnétique du vide.

### Comportement d'un monocristal

L'aimantation moyenne d'un monocristal est donnée par la somme de l'aimantation de chacun des domaines pondérée de sa fraction volumique:

$$\vec{M}_g = \langle \vec{M}_\alpha \rangle = \sum_\alpha f_\alpha \vec{M}_\alpha \quad (5.11)$$

L'homogénéité des propriétés élastiques à l'échelle du monocristal [Daniel et al., 2008], permet un calcul simple de la déformation de magnétostriction moyenne selon les mêmes principes que l'aimantation:

$$\epsilon_g^\mu = \langle \epsilon_\alpha^\mu \rangle = \sum_\alpha f_\alpha \epsilon_\alpha^\mu \quad (5.12)$$

### Passage au polycristal

Dans un polycristal, l'orientation cristallographique diffère d'un grain à l'autre ce qui est à l'origine d'une forte hétérogénéité des grandeurs magnétiques et mécaniques. Le matériau est défini alors par sa fonction de distribution des orientations (ODF) ou sa texture. Considérons un matériau ferromagnétique polycristallin soumis à un champ  $\vec{H}$  et à un tenseur des contraintes  $\Sigma$ , le matériau développe une aimantation  $\vec{M}$  et une déformation  $E$  macroscopiques. Le calcul de ces grandeurs se fait en deux étapes : une étape de localisation et une étape d'homogénéisation. Nous rappelons ci-après quelques éléments de cette procédure.

Le tenseur des contraintes à l'échelle d'un cristal  $\sigma_g$  s'exprime en fonction du tenseur des contraintes macroscopique  $\Sigma$  et du contraste des déformations de magnétostriction à l'échelle du cristal  $\epsilon_g^\mu$  et à l'échelle macroscopique  $E^\mu$  [Hill, 1965, Daniel et al., 2008] selon:

$$\sigma_g = \mathbb{B}_g : \Sigma + \mathbb{C}_g^{acc} : (E^\mu - \epsilon_g^\mu) \quad (5.13)$$

$\mathbb{B}_g$  est le tenseur de concentration de contrainte et  $\mathbb{C}_g^{acc}$  est le tenseur d'accommodation des déformations d'ordre 4. Le chargement local est donc d'une part associé au chargement macroscopique  $\Sigma$  et d'autre part aux incompatibilités de déformations associées à la déformation de magnétostriction moyenne dans le grain.

Le champ magnétique local  $\vec{H}_g$  peut de la même façon s'exprimer en fonction du champ magnétique appliqué  $\vec{H}$  et du contraste d'aimantation à l'échelle du cristal  $\vec{M}_g$  et à l'échelle macroscopique  $\vec{M}$  [Daniel et al., 2004]:

$$\vec{H}_g = \vec{H} + \frac{1}{3 + 2\chi_m} (\vec{M} - \vec{M}_g) \quad (5.14)$$

$\chi_m = \frac{\|\vec{M}\|}{\|\vec{H}\|}$  est la susceptibilité sécante.

L'étape de localisation permet de définir les chargements mécanique et magnétique par cristal. La loi de comportement produit la déformation de magnétostriction et l'aimantation. Il suffit alors de réaliser une moyenne de ces quantités pour obtenir l'aimantation et la déformation de magnétostriction macroscopiques. On obtient:

$$\vec{M} = \langle \vec{M}_g \rangle \quad (5.15)$$

$$E^\mu = \langle {}^t \mathbb{B}_g : \epsilon_g^\mu \rangle \quad (5.16)$$

Deux versions du modèle multiéchelle sont employées par la suite: une version simplifiée, puis une version complète. Le calcul des champs mécaniques est cependant un préalable. Il diffère pour les deux modèles proposés.

## 2 Approche à deux phases

### 2.1 Modèle de plasticité

La déformation plastique induit un état de contraintes résiduelles multi-axiales qui peut être intergranulaire (à l'échelle du grain) ou intragranulaire et dont l'origine provient d'hétérogénéités multiples. La description la plus simple qu'on puisse faire de cette situation est de considérer le matériau comme un matériau biphasé [Mughrabi, 1983], composé d'une phase dure ' $d$ ' (i.e. de haute limite d'élasticité) et d'une phase molle ' $m$ ' (i.e. de plus basse limite d'élasticité) de fractions volumiques  $f_d$  et  $f_m$ . Nous considérons un volume élémentaire représentatif (VER) composé de ces deux phases et soumis à un tenseur de contrainte  $\Sigma$ .  $E^e$ ,  $E^p$ , et  $E$  symbolisent respectivement la déformation élastique, plastique et totale. Ainsi, nous avons, si nous retenons l'hypothèse de petites perturbations, la décomposition additive suivante:

$$E = E^e + E^p = C^{-1} : \Sigma + E^p \quad (5.17)$$

$C$  est le tenseur d'élasticité du VER. Une telle décomposition est faite pour chaque phase et nous obtenons alors :

$$\epsilon_d = \epsilon_d^e + \epsilon_d^p = C_d^{-1} : \sigma_d + \epsilon_d^p \quad (5.18)$$

$$\epsilon_m = \epsilon_m^e + \epsilon_m^p = C_m^{-1} : \sigma_m + \epsilon_m^p \quad (5.19)$$

Où  $C_d$  et  $C_m$  représentent les tenseurs d'élasticité de la phase dure et de la phase molle.  $\epsilon^e$  et  $\epsilon^p$  désignent les déformations élastique et plastique dans chacune des phases. La contrainte et la déformation macroscopiques vérifient toujours :

$$\Sigma = f_d \sigma_d + f_m \sigma_m \quad (5.20)$$

$$E = f_d \epsilon_d + f_m \epsilon_m \quad (5.21)$$

La contrainte locale dans chaque phase est donnée par la relation de Hill [Hill, 1965]:

$$\sigma_m = \Sigma + C^* : (E - \epsilon_m) \quad (5.22)$$

$$\sigma_d = \Sigma + C^* : (E - \epsilon_d) \quad (5.23)$$

$C^*$  est le tenseur d'influence de Hill. En décomposant la déformation totale en parties élastique et plastique et en introduisant ces expressions dans les relations de Hill [Berveiller and Zaoui, 1978], il vient :

$$\sigma_m = \mathbb{B}_m : \Sigma + C_m^{acc} : (E^p - \epsilon_m^p) \quad (5.24)$$

$$\sigma_d = \mathbb{B}_d : \Sigma + C_d^{acc} : (E^p - \epsilon_d^p) \quad (5.25)$$

$\mathbb{C}_d^{acc}$ ,  $\mathbb{C}_m^{acc}$  sont deux tenseurs d'accommodation d'ordre 4,  $\mathbb{B}_m$  et  $\mathbb{B}_d$  sont deux tenseurs de concentration de contrainte. Les tenseurs de contraintes dans chaque phase peuvent alors se mettre sous la forme suivante:

$$\boldsymbol{\sigma}_m = \mathbb{B}_m : \boldsymbol{\Sigma} + \mathbf{D}_m \quad (5.26)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_d = \mathbb{B}_d : \boldsymbol{\Sigma} + \mathbf{D}_d \quad (5.27)$$

où  $\mathbf{D}_m$  et  $\mathbf{D}_d$  figurent les tenseurs des contraintes résiduelles dans chaque phase du matériau. Ceux-ci vérifient la relation suivante:

$$f_m \mathbf{D}_m + f_d \mathbf{D}_d = \mathbf{0} \quad (5.28)$$

où  $\mathbf{0}$  figure le tenseur nul d'ordre 2. Les tenseurs de concentration de contraintes vérifient de leur côté:

$$f_m \mathbb{B}_m + f_d \mathbb{B}_d = \mathbb{I} \quad (5.29)$$

où  $\mathbb{I}$  figure le tenseur identité d'ordre 4.

Il a été montré dans [Hubert and Lazreg, 2017] qu'il est possible de relier ces deux tenseurs  $\mathbf{D}_m$  et  $\mathbf{D}_d$  au tenseur d'écrouissage cinématique  $\mathbf{X}$ , ce qui conduit à l'expression des contraintes dans chaque phase selon :

$$\boldsymbol{\sigma}_m = \mathbb{B}_m : \boldsymbol{\Sigma} - \mathbf{X} \quad (5.30)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_d = \mathbb{B}_d : \boldsymbol{\Sigma} + \frac{f_m}{f_d} \mathbf{X} \quad (5.31)$$

## 2.2 Modèle magnétique

Nous disposons maintenant d'un tenseur des contraintes par phase. En annulant  $\boldsymbol{\Sigma}$ , ces tenseurs deviennent des tenseurs de contrainte résiduelle à moyenne nulle

$$f_m \boldsymbol{\sigma}_m + f_d \boldsymbol{\sigma}_d = -f_m \mathbf{X} + \frac{f_d f_m}{f_d} \mathbf{X} = \mathbf{0} \quad (5.32)$$

Il convient ensuite d'introduire ces contraintes dans un modèle de comportement magnétique représentatif de chacune des phases. Le choix s'est porté sur le modèle multidomaine présenté dans [Lazreg and Hubert, 2011] déjà utilisé dans un cadre biphasé par [Mballa-Mballa et al., 2012]. Ce modèle utilise la description du modèle de monocristal décrit au début du chapitre. Il considère en outre qu'un polycristal peut être considéré comme un monocristal soumis à un champ magnétique dans une direction bien particulière  $\vec{n}_i$  de l'espace définie par deux angles du repère sphérique  $\phi_i$  et  $\theta_i$ . Les angles  $\phi_i = 38,81^\circ$  et  $\theta_i = 77,54^\circ$  correspondent théoriquement à la situation du polycristal isotrope; ils sont retenus pour nos modélisations. L'influence d'une contrainte peut également être modélisée à condition de considérer une contrainte uniaxiale appliquée dans la direction du champ.

Cette contrainte peut être calculée dans chaque phase à partir de la connaissance du tenseur d'écrouissage cinématique  $\mathbf{X}$  et du vecteur directeur  $\vec{n}$  du champ magnétique

dans le repère des contraintes, selon la procédure proposée dans [Daniel and Hubert, 2009, Hubert and Daniel, 2011]

$$\sigma_m^{eq} = -\frac{3}{2} {}_t\vec{n} \cdot \mathbf{X} \cdot \vec{n} \quad (5.33)$$

$$\sigma_d^{eq} = \frac{3}{2} {}_t\vec{n} \cdot \frac{f_m}{f_d} \mathbf{X} \cdot \vec{n} \quad (5.34)$$

S'agissant d'un passage d'un tenseur d'ordre 2 à un scalaire, la contrainte ainsi définie est une contrainte équivalente. Les contraintes  $\sigma_d^{eq}$  et  $\sigma_m^{eq}$ , le champ magnétique  $\vec{H}$  et sa direction  $\vec{n}_i$  étant connues, l'énergie de Gibbs par famille de domaines magnétiques, leur orientation minimisant cette énergie et les fractions volumiques sont calculées, aboutissant à l'aimantation et à la déformation pour chacune des phases [Bormio-Nunes and Hubert, 2015].

Le comportement magnétique à l'état plastifié est ainsi calculé à partir du comportement magnéto-élastique et magnétostrictif de chacune des deux phases du matériau:

$$\vec{M}(\vec{H}, E_p) = f_d \vec{M}_d(\vec{H}, \sigma_d^{eq}(\mathbf{X})) + f_m \vec{M}_m(\vec{H}, \sigma_m^{eq}(\mathbf{X})) \quad (5.35)$$

### 2.3 Application à la traction/compression de l'acier

Nous commençons à mettre en œuvre ce modèle dans le contexte de l'acier, où deux phases distinctes coexistent : une phase de ferrite agissant en tant que matrice, et une phase de perlite dispersée au sein de cette matrice. La perlite est une phase elle-même constituée d'une alternance de lamelles de ferrite et de cémentite (composé défini de fer et de carbone:  $\text{Fe}_3\text{C}$ ). La figure 5.1 montre les résultats d'essais de traction uniaxiaux réalisés sur un échantillon de fer pur et de perlite pure (matériau fourni par l'entreprise Tata Steel dans le cadre du projet européen OMA [van den Berg et al., 2023]). Les limites d'élasticité des deux matériaux sont très différentes. La perlite joue ici clairement le rôle de la phase dure.

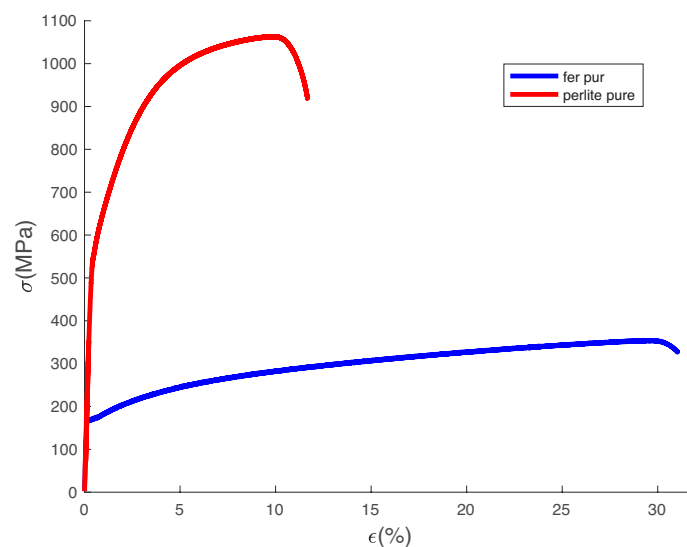


Figure 5.1 • Résultats d'essais de traction uniaxiaux de fer pur et de perlite pure.

### 2.3.1 Résultats mécaniques

L'application du modèle à deux phases nécessite la connaissance de l'écroissage cinématique des états de plasticité pour lesquels l'étude du comportement magnétique a été réalisée. L'écroissage cinématique des échantillons d'acier numérotés de #1 à #5 a été calculé en utilisant le modèle d'écroissage identifié dans le chapitre 3. Pour chaque échantillon, nous déterminons ensuite la contrainte uniaxiale équivalente à considérer dans chaque phase en utilisant l'équation (5.34) pour la phase dure et l'équation (5.33) pour la phase molle.

Nous rappelons que les fractions volumiques estimées pour chaque phase sont de 0,7 pour la phase molle (ferrite) et de 0,3 pour la phase dure (perlite).

Les estimations de l'écroissage cinématique, la déformation plastique, la déformation plastique cumulée ainsi que les contraintes équivalentes pour chaque phase, pour ces échantillons, sont récapitulées dans le tableau 5.1. A noter que l'écroissage cinématique estimé à la décharge lors de l'essai de traction/compression vaut 3/2 de la composante  $X$  du tenseur d'écroissage cinématique  $\mathbf{X}$ . Cela explique le mode de report dans le tableau.

**Table 5.1** • Echantillons d'acier, déformation cible, déformation calculée et écroissage estimé par le modèle de plasticité.

Id échantillon	$\varepsilon_p(\text{cible})$	$\varepsilon_p(\text{mesurée})$	p	3/2X (MPa)	$\sigma_m^{eq}$ (MPa)	$\sigma_d^{eq}$ (MPa)
#1	0,0	0.0	0.0	0	0	0
#2	0,03	0,029±0,004	0,029	260±10	-260	607
#3	-0,03	-0,028±0,007	0,028	-260±10	260	-607
#4	0,03	0,026±0,004	0,084	270±10	-270	630
#5	0,09	0,086±0,004	0,086	350±10	350	817

### 2.3.2 Résultats magnétiques

Nous avons entrepris l'identification des caractéristiques magnétiques des deux phases constituant le matériau, en nous basant sur des mesures expérimentales. Les paramètres magnétiques de la ferrite correspondent à ceux du fer pur et sont issus de la littérature. Les deux seuls paramètres ajustables sont la susceptibilité initiale  $\chi_0$  et la contrainte de configuration  $\sigma^{conf}$ . Leurs valeurs sont ajustées afin que la simulation corresponde au mieux aux résultats expérimentaux obtenus pour le fer pur. Les paramètres utilisés sont regroupés dans le tableau 5.2.

Param.	$M_s$ (A/m)	$K_1$ (kJ.m <sup>-3</sup> )	$\lambda_{100}; \lambda_{111}$ (ppm)	$\chi_0$	$\sigma^{conf}$ (MPa)
Value	1,71.10 <sup>6</sup>	48	21;-21	2000	9

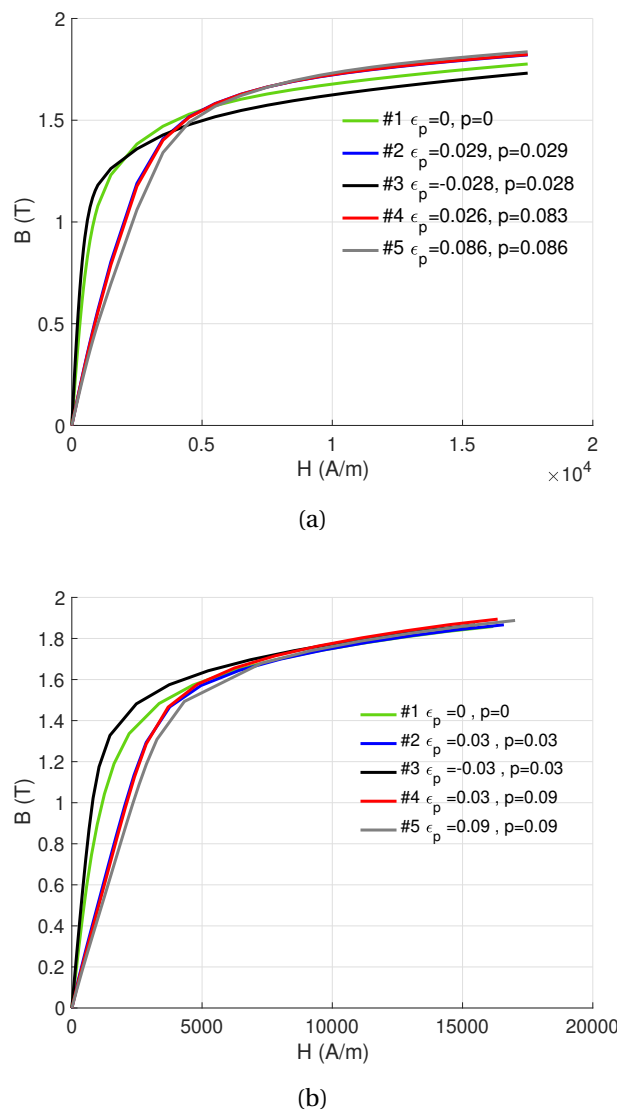
**Table 5.2** • Paramètres magnétiques du fer pur [Hubert and Lazreg, 2017]

Nous avons d'autre part procédé à des mesures expérimentales sur l'échantillon de perlite fourni par Tata Steel afin d'identifier les paramètres magnétiques manquant pour cette phase. La méthode VSM (Vibrating-Sample Magnetometer), détaillée dans [Foner, 2004], nous a permis de mesurer l'aimantation à saturation. Nous avons ensuite identifié la susceptibilité

initiale  $\chi_0$  à partir de la courbe d'aimantation anhystérétique du matériau non déformé. Nous avons ajusté les valeurs de  $\lambda_{100}$  et  $\lambda_{111}$  pour la perlite en considérant qu'elle est constituée à 90% de ferrite. Nous avons également comparé les résultats du modèle de ce matériau à une mesure expérimentale de magnétostriction. Nous avons également assimilé la constante  $K_1$  de la perlite à celle du fer. Les paramètres magnétiques déterminés pour la perlite sont récapitulés dans le tableau 5.3

Param.	$M_s(A/m)$	$K_1(kJ.m^{-3})$	$\lambda_{100}; \lambda_{111}$ (ppm)	$\chi_0$	$\sigma^{conf}$ (MPa)
Value	$1,52.10^6$	48	19;-19	600	0

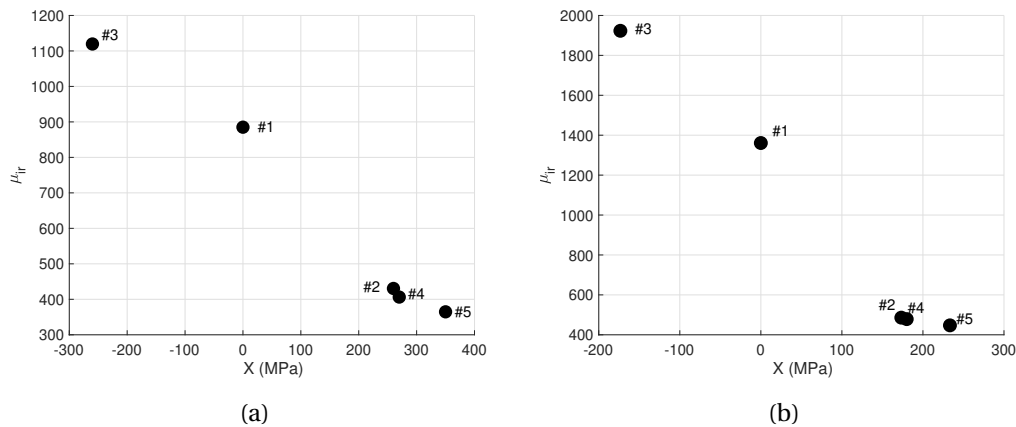
**Table 5.3 • Paramètres magnétiques de la perlite**



**Figure 5.2 • Induction anhystérétique des échantillons #1 à #5 calculée par le modèle à deux phases. (a) Modèle. (b) Expérience**

La figure 5.2(a) présente les courbes d'induction des échantillons numérotés de #1 à #5, obtenues grâce au modèle de calcul à deux phases. En comparant ces résultats avec les don-

nées expérimentales (figure 5.2(b)), nous constatons que le comportement de l'échantillon de référence est proche de celui simulé. Lorsqu'une déformation plastique de compression (négative) est appliquée dans le modèle, l'écroissage cinématique conduit à l'application d'une traction élastique équivalente sur la phase molle et une compression élastique équivalente sur la phase dure. De fait, compte tenu des susceptibilités de départ et des proportions, c'est bien la phase molle qui exerce l'impact le plus significatif sur le comportement global. La déformation plastique de compression conduit bien à un effet moyen proche de celui d'une traction dans le domaine élastique, reconnue pour améliorer le comportement magnétique en augmentant la perméabilité. Cette constatation est cohérente avec nos expériences (voir chapitre 3).



**Figure 5.3** • Perméabilité initiale relative en fonction de l'écroissage cinématique: (a) expérience; (b) modélisation.

L'échantillon #2 a subi la même déformation cumulée que l'échantillon #3 mais en traction. Le comportement expérimental et la simulation sont en accord qualitatif et conformes avec ce qui est observé usuellement dans la littérature. Cela se traduit par une dégradation du comportement magnétique (diminution de la perméabilité). En effet, l'écroissage cinématique est maintenant d'un signe opposé à celui mesuré sous compression plastique. La contrainte équivalente qui s'applique sur la phase ferritique est cette fois-ci une compression élastique qui tend naturellement à réduire la perméabilité magnétique du matériau.

Les échantillons #2 et #4 présentent un comportement magnétique simulé très similaire, du fait qu'ils partagent un niveau d'écroissage cinématique semblable. Ce résultat est cohérent avec les constatations expérimentales pour ces deux échantillons. Finalement, l'échantillon #5 se distingue par un comportement magnétique fortement dégradé, principalement en raison de son écroissage positif particulièrement prononcé. Simulation et expérience sont là encore assez proches.

La figure 5.3 permet de comparer les variations de la perméabilité anhystérique relative expérimentale et modélisée. Aucune cohérence n'avait été observée quand on cherchait à relier la perméabilité anhystérique initiale avec la déformation plastique cumulée. Son évolution est en revanche monotone et cohérente avec l'écroissage cinématique: elle est la plus élevée lorsque l'écroissage est négatif (échantillon #3) et diminue progressivement pour atteindre son niveau le plus bas pour l'échantillon #5. Cette tendance est en accord avec



les résultats expérimentaux présentés au chapitre 3.

Pour résumer, le modèle à deux phases offre une simulation qualitative remarquable du comportement magnétique sous traction et compression dans le cas de l'acier. La prise en compte de l'état de plasticité à travers la variable d'écroutissage cinématique permet de distinguer efficacement l'effet de la traction de celui de la compression, et de reproduire les tendances expérimentales observées. Toutefois, ce modèle ne fournit pas une estimation quantitative optimale: on observe des croisements de type renversement de Villari pour les simulations. Ils ne sont pas observés expérimentalement. Ce défaut pourrait être lié aux simplifications opérées à plusieurs niveaux: description simpliste du matériau, état uniaxial équivalent, homogénéité dans chaque phase.

### 2.3.3 Résultats magnétostrictifs

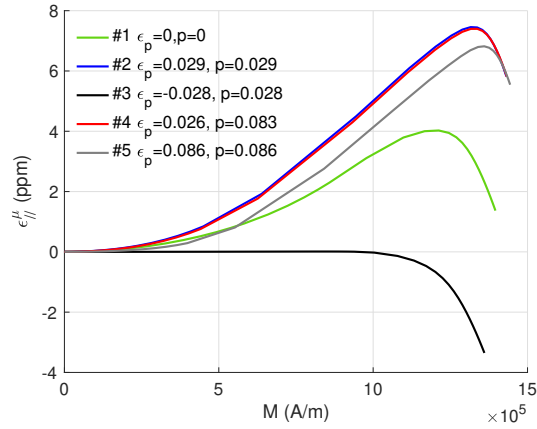
La déformation de magnétostriction longitudinale (mesurée parallèlement à la direction du champ magnétique) a été simulée en utilisant les mêmes paramètres que ceux employés pour le calcul magnétique. Les résultats sont représentés figure 5.4(a). Le modèle reproduit correctement le comportement magnétostrictif de référence, avec une amplitude légèrement inférieure à la valeur expérimentale.

La traction plastique conduit à une augmentation de l'amplitude cohérente avec les résultats expérimentaux. Le modèle prévoit cependant un niveau de magnétostriction supérieur pour les échantillons #2 et #4 par rapport à l'échantillon #5, ce qui diffère des observations expérimentales. La différence de comportement pour l'échantillon plastifié en compression est remarquable: l'amplitude de magnétostriction simulée est quasiment nulle ce qui est en total accord avec l'expérience. Une analyse proche de celle faite pour le comportement magnétique peut être proposée: le comportement de la ferrite domine celui de la perlite. Ainsi, la compression plastique se traduit par une traction équivalente de la phase ferritique: la traction est connue pour saturer la magnétostriction ce qui est bien observé. La compression plastique a un effet inverse.

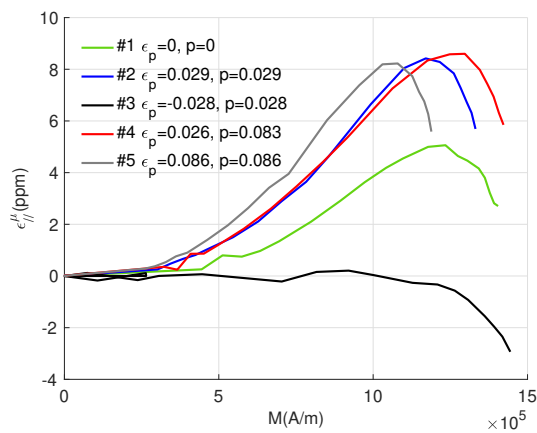
Afin de préciser l'analyse, nous pouvons observer l'évolution du paramètre  $\alpha_{//}$  introduit dans la partie expérimentale (chapitre 3). Il permet d'évaluer la courbure de la magnétostriction à aimantation nulle. Nous rappelons ci-dessous la forme quadratique correspondante:

$$\epsilon_{//}^{\mu} = \alpha_{//} M^2 \quad (5.36)$$

Ce paramètre est tracé pour les 5 échantillons figure 5.5 en fonction de la déformation plastique cumulée et de l'écroutissage cinématique. Là encore la dépendance à l'écroutissage cinématique paraît beaucoup plus pertinente. Le paramètre  $\alpha_{//}$  augmente avec l'écroutissage cinématique, mais il diminue après l'échantillon #4 alors que l'écroutissage continue à augmenter. L'expérience montre au contraire une augmentation continue. Malgré cet écart qu'on peut attribuer à la trop grande simplicité du modèle et aux hypothèses fortes utilisées dans le modèle à deux phases, les résultats globaux de prédiction de la magnétostriction sont remarquables. Ils vont clairement dans le sens d'une influence majeure des contraintes internes comparé à l'influence des défauts représentée par la déformation plastique cumulée.

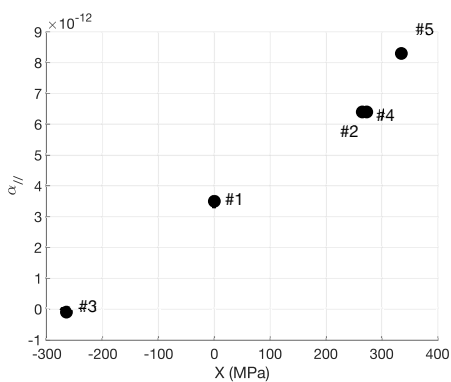


(a)

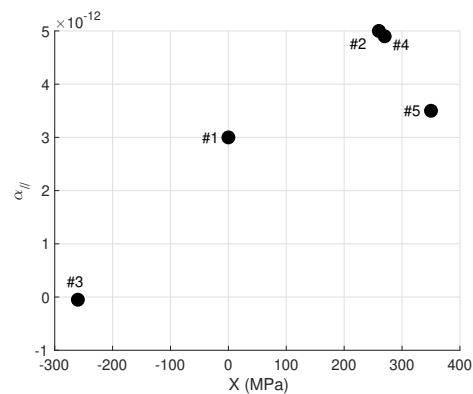


(b)

**Figure 5.4** • Déformation de magnétostriction longitudinale des échantillons #1 à #5. (a) Modèle. (b) Expérience



(a)



(b)

**Figure 5.5** • Evolution du paramètre  $\alpha_{||}$  en fonction de l'écroissage cinématique: (a) expérience (b) modélisation.

## 2.4 Application à la traction/compression du fer pur

### 2.4.1 Résultats mécaniques

Dans cette partie, nous étendons l'application du modèle à deux phases au cas du fer pur. Ce matériau, contrairement à l'acier, est monophasé. Toutefois, comme démontré dans [Hubert and Lazreg, 2017], il est possible d'appliquer le modèle à deux phases à un matériau monophasé où d'autres natures d'hétérogénéités apparaissent : orientation des cristaux, hétérogénéité de distribution des dislocations..

Pour simplifier, nous avons adopté une fraction de phase molle  $f_m = 0,9$  et une fraction de phase dure  $f_d = 0,1$ , représentant par exemple les joints de grains, et ce, indépendamment de l'état de déformation plastique. Cette stratégie est déjà utilisée dans [Hubert and Lazreg, 2017]. Comme pour l'acier, l'utilisation du modèle à deux phases nécessite de connaître l'écouissage cinématique des différentes éprouvettes déformées plastiquement et pour lesquelles nous avons mesuré les comportements magnétiques et magnétostrictifs. Les valeurs d'écouissage ont été évaluées au chapitre 4 en utilisant le modèle d'écouissage cinématique. La connaissance de l'écouissage cinématique permet de calculer les contraintes uniaxiales équivalentes à utiliser pour chaque phase. L'ensemble de ces valeurs est regroupé dans le tableau 5.4.

**Table 5.4** • Echantillons de fer pur, déformation cible, déformation calculée et écouissage estimé par le modèle de plasticité.

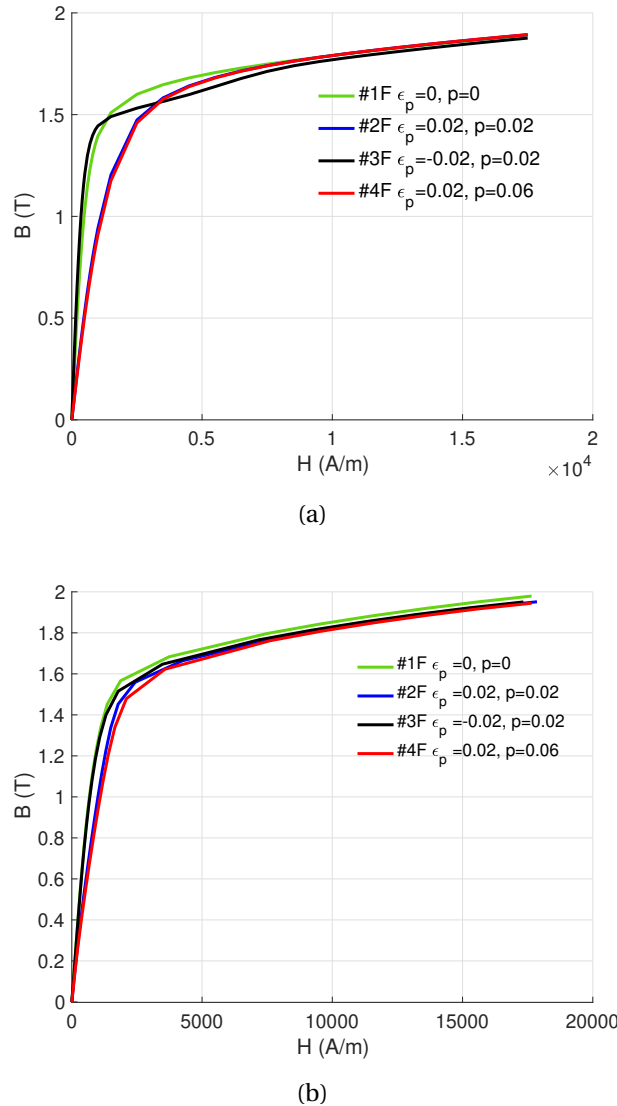
Id échantillon	$\varepsilon_p$ (cible)	$\varepsilon_p$ (mesurée)	p	3/2X (MPa)	$\sigma_m^{eq}$ (MPa)	$\sigma_d^{eq}$ (MPa)
#1F	0,0	0.0	0.0	0	0	0
#2F	0,02	0,021±0,002	0,021	160±10	-160	1440
#3F	-0,02	-0,021±0,004	0,021	-160±10	160	-1440
#4F	0,02	0,018±0,004	0,059	200±10	-200	1530

Par ailleurs, les paramètres matériau pour le modèle sont strictements les mêmes que ceux employés pour la phase ferritique de l'acier. Ils sont donc regroupés dans le tableau 5.2.

### 2.4.2 Résultats magnétiques

La figure 5.6(a) représente les différentes courbes anhystérétiques prédites par le modèle. Ces résultats sont à comparer avec les données expérimentales reportées figure 5.6(b). Le comportement de l'échantillon de référence #1F est bien modélisé. Pour l'échantillon #2F déformé en traction, le niveau d'induction prédit par le modèle est légèrement inférieur à celui observé expérimentalement. Le niveau d'induction de l'échantillon #3F déformé en compression prédit par le modèle est revanche plus élevé que le niveau observé dans l'expérience. Enfin, le modèle et l'expérience sont en relatif bon accord pour l'échantillon #4F. Son niveau d'induction est très similaire à celui de l'échantillon #2F. Ce résultat n'est pas en accord avec l'expérience.

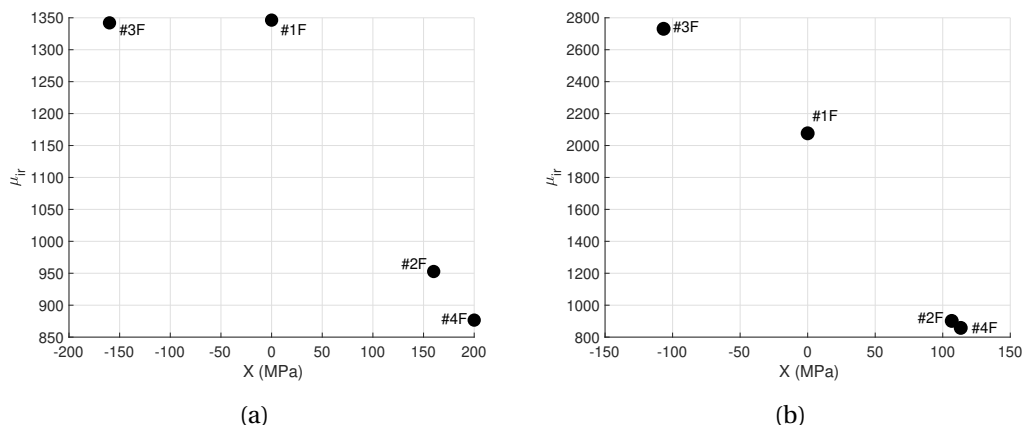
Le figure 5.7 montre l'évolution de la perméabilité magnétique relative initiale expérimentale et celle calculée par le modèle en fonction de l'écouissage cinématique. Certes la perméabilité de l'échantillon déformé en compression est supérieure à celle de l'échantillon



**Figure 5.6** • Aimantation des échantillons #1F à #4F de fer pur : (a) modèle. (b) expérience.

déformé en traction à un niveau de plasticité équivalent comme nous avons pu le commenter dans le chapitre précédent. Cet aspect est correctement modélisé. Mais le modèle prédit une perméabilité plus élevée pour l'échantillon déformé en compression que celle de l'échantillon de référence ce qui est contraire aux résultats expérimentaux. Par ailleurs, les échantillons #2F et #4F présentent des perméabilités initiales très similaires, ce qui contraste avec les résultats expérimentaux.

Ces résultats montrent les limitations du modèle. La modélisation de la plasticité à travers l'effet des contraintes résiduelles permet de décrire une partie du phénomène, mais elle ne fait pas tout. Autant cette approche prend tout son sens quand la source d'hétérogénéité est significative comme dans un milieu multiphasé, autant elle donne des résultats mitigés pour un matériau monophasé homogène. L'évolution de la densité de défauts cristallins doit probablement également être considérée, en association avec la déformation plastique cumulée.



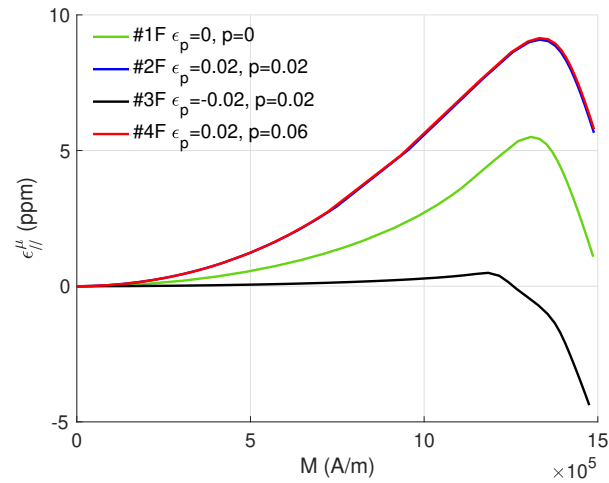
**Figure 5.7** • Evolution de la perméabilité magnétique relative en fonction de l'écroutissage cinématique des échantillons de fer pur : (a) expérience (b) modélisation.

### 2.4.3 Résultats magnétostrictif

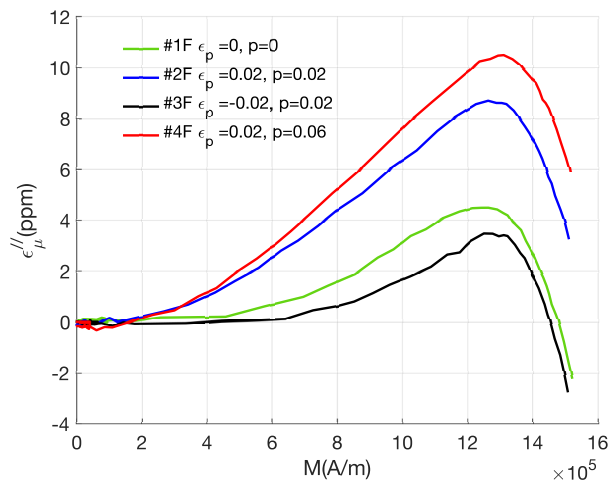
La figure 5.8 illustre une comparaison entre le modèle et la mesure longitudinale de la déformation de magnétostriction. Bien que le modèle ne fournisse pas une estimation précise de l'impact de la déformation en compression sur le comportement magnétique, il prédit de manière qualitative acceptable le comportement magnétostrictif sous compression.

Plus spécifiquement, l'amplitude de la magnétostriction diminue sous compression plastique par rapport à la référence et augmente ensuite successivement pour les échantillons #2F et #4F. Il est important de souligner que le modèle génère des comportements magnétostrictifs similaires pour les échantillons #2F et #4F, un phénomène non observé expérimentalement, attribuable à l'approximation des contraintes résiduelles par le tenseur d'écroutissage cinématique. Des observations similaires peuvent également être constatées dans les variations du paramètre  $\alpha_{//}$ , comme le montre la figure 5.9.

**Q Discussion 5.1.** Suite à l'examen des résultats fournis par le modèle à deux phases, tant pour l'acier que pour le fer, diverses observations et conclusions peuvent être tirées. Le principe de base du modèle à deux phases est la considération qu'un état de déformation plastique équivaut à un état de contraintes résiduelles, impactant ensuite le comportement magnétique par l'intégration de cet état de contrainte dans la formulation du modèle magnéto-élastique. Dans ce modèle, cet état de contrainte résiduelle est approximé par le tenseur d'écroutissage cinématique du matériau. Dans l'exemple de l'acier, le modèle a démontré sa capacité à bien simuler le comportement magnétique, une affirmation également appuyée par les résultats magnétostrictifs, indiquant que considérer l'état de contrainte résiduelle peut suffire pour la modélisation. Toutefois, certaines divergences ont été remarquées en lien avec l'approximation des contraintes résiduelles par le tenseur d'écroutissage cinématique et la simplification du calcul magnétique. En ce qui concerne le fer, l'application des contraintes résiduelles dans la modélisation demeure pertinente, bien que le modèle n'ait pas fourni une estimation exacte du comportement magnétique en compression. Il a néanmoins bien modélisé la variation de la déformation



(a)



(b)

**Figure 5.8** • Déformation de magnétostriction parallèle des échantillons #1F à #4F de fer pur . (a) Modèle. (b) Expérience

*de magnétostriction, confirmant la validité de l'utilisation des contraintes résiduelles dans la modélisation, mais soulignant que d'autres facteurs, comme la densité de défauts, doivent être considérés pour compléter la modélisation et obtenir un modèle valable pour les matériaux à faible hétérogénéité tels que le fer.*

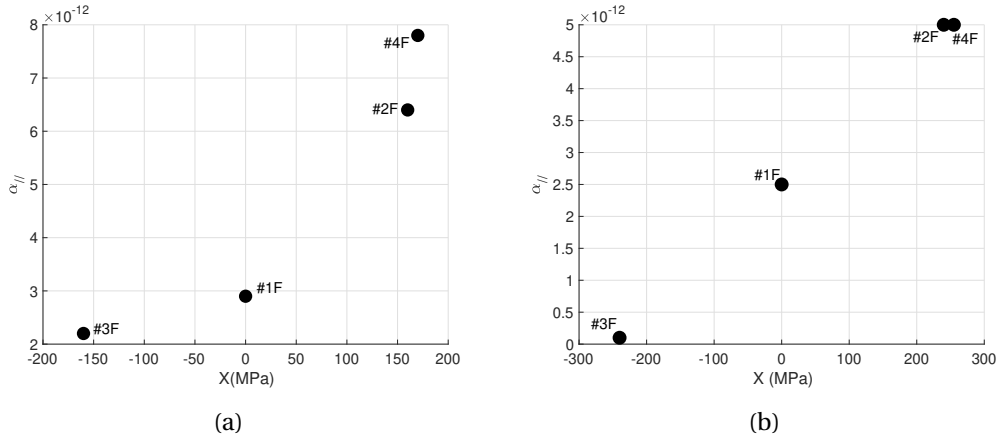


Figure 5.9 • Evolution du paramètre  $\alpha_{//}$  en fonction de l'écrouissage cinématique des échantillons de fer pur : (a) expérience (b) modélisation.

## 2.5 Application au cisaillement du fer pur

Nous présentons dans cette section une application du modèle à deux phases dans le cas d'une sollicitation de cisaillement pur et comparons les résultats obtenus avec les mesures magnétiques obtenues après les essais de torsion. Nous rappelons que ce modèle se base sur la séparation du matériau en une phase dure et une phase molle, chacune soumise à un tenseur des contraintes (résiduelles) dont la moyenne sur le volume est nulle. A l'état déchargé, chaque tenseur est proportionnel au tenseur d'écrouissage cinématique que nous pouvons mesurer expérimentalement et modéliser, selon:

$$\sigma_m = -X \quad \text{et} \quad \sigma_d = \frac{f_m}{f_d} X \quad (5.37)$$

Ces valeurs de contraintes sont ensuite introduites dans le modèle multi-domaine de comportement magnéto élastique. Remarquons simplement à ce stade, que compte tenu du chargement mécanique de torsion dont il est issu, le tenseur de déformation (élastique et plastique) dans les coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  est de la forme :

$$\epsilon = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\theta z} \\ 0 & \epsilon_{\theta z} & 0 \end{pmatrix} \quad (5.38)$$

avec  $z$  l'axe de torsion. Le tenseur d'écrouissage cinématique, relié structurellement au tenseur des déformations plastiques, prend donc également une forme équivalente:

$$X = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & X_{\theta z} \\ 0 & X_{\theta z} & 0 \end{pmatrix} \quad (5.39)$$

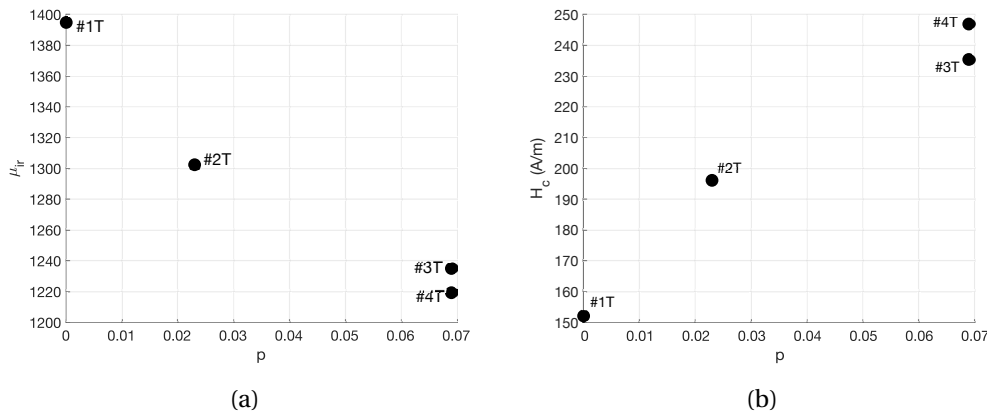
La contrainte équivalente dans chaque phase du modèle est alors donnée par :

$$\sigma_m^{eq} = -{}^t \vec{n} \cdot X \cdot \vec{n} \quad \text{et} \quad \sigma_d^{eq} = {}^t \vec{n} \cdot \frac{f_m}{f_d} X \cdot \vec{n} \quad (5.40)$$

où  $\vec{n}$  indique la direction de l'application du champ magnétique. Cette direction étant parallèle à l'axe  $z$ , on constate que les contraintes équivalentes se simplifient selon:

$$\sigma_m^{eq} = 0 \quad \text{et} \quad \sigma_d^{eq} = 0 \quad (5.41)$$

D'après le modèle à deux phases, une déformation plastique de cisaillement ne devrait donc avoir aucun effet sur le comportement magnétique. Ce résultat ne concorde manifestement pas avec les observations expérimentales. On observe au contraire une variation significative de la susceptibilité relative initiale et du champ coercitif (pout ne citer qu'eux) avec la déformation plastique cumulée (résultats rappelés figure 5.10) et donc, par voie de conséquence, la densité de défauts. Ce résultat nous amène à la conclusion déjà exprimée à l'issue des essais de traction/compression sur le fer pur, que la prise en compte des contraintes résiduelles, même si elle semble nécessaire, n'est manifestement pas suffisante pour modéliser l'influence de la déformation plastique sur le comportement magnétique (et magnétostrictif).



**Figure 5.10** • Evolution de la perméabilité relative initiale anhystérétique (a) et du champ coercitif (b) en fonction de la déformation plastique cumulée après essai de torsion.

### 3 Modélisation multi-échelle magnéto-plastique

#### 3.1 Présentation du modèle

Le modèle magnéto-élastique multi-échelle couplé à un modèle de micro-plasticité est issu des travaux de [Hubert et al., 2005, Hubert and Daniel, 2006]. Ce modèle est élaboré en deux étapes : tout d'abord, nous simulons le comportement élasto-plastique d'un ensemble polycristallin à l'aide d'un modèle de plasticité microcristalline autocohérent. Cette stratégie de modélisation de la plasticité a été initialement introduite par Kröner [Kröner, 1961], puis Hill [Hill, 1965] et enfin Berveiller-Zaoui [Berveiller and Zaoui, 1978]. Cette modélisation donne accès au tenseur des contraintes complet dans chaque grain au cours de la plasticité et jusqu'à la décharge. Il donne donc accès aux contraintes résiduelles par grain. Celles-ci sont multiaxiales et peuvent être introduites naturellement comme entrée du modèle multi-échelle



magnéto-élastique présenté en début de ce chapitre. Cette modélisation ne nécessite pas de simplifier la description du matériau. Elle ne nécessite aucun passage par une contrainte équivalente. Elle permet en outre de prendre en compte la texture cristallographique du matériau considéré. Bien sûr un certain nombre de paramètres supplémentaires doivent être identifiés.

Les paramètres d'entrée incluent un volume élémentaire représentatif (une distribution de directions cristallographiques caractéristiques du matériau), la connaissance des constantes d'élasticité, ainsi qu'un certain nombre de constantes représentatives du comportement mécanique plastique monocristallin. Le chargement du modèle plastique se fait par l'intermédiaire de l'application d'une contrainte mécanique macroscopique  $\Sigma$ . Les résultats obtenus sont les déformations plastiques à l'échelle macroscopique  $E^p$  et à l'échelle microscopique (par grain  $g$ )  $\epsilon_g^p$ , ainsi que le tenseur des contraintes par grain  $\sigma_g$ .

Les coefficients élastiques du polycristal sont calculés de manière préliminaire à l'aide d'une méthode autocohérente et de la connaissance des constantes d'élasticité du monocristal (issus de la littérature). On obtient après calcul le tenseur d'élasticité macroscopique autocohérent  $C_{AC}$ . On considère ce tenseur comme étant invariant pendant la simulation, signifiant que la rotation du réseau cristallin n'est pas considérée.

Reprenons quelques éléments de calcul de ce modèle. La contrainte locale est exprimée par rapport à la contrainte macroscopique en suivant la relation de Hill [Hill, 1965].

$$\sigma_g = \Sigma + C^* : (E - \epsilon_g) \quad (5.42)$$

$C^*$  est le tenseur d'influence de Hill. Il s'exprime, dans le cadre autocohérent, en fonction du tenseur d'élasticité  $C_{AC}$ , du tenseur d'Eschelby  $S_E$  (voir [Hubert, 2008]) et de la matrice identité d'ordre 4  $\mathbb{I}$  selon:

$$C^* = C_{AC} : (S_E^{-1} - \mathbb{I}) \quad (5.43)$$

La partition des déformations totales (macroscopique et microscopique) en déformations élastiques et déformations plastiques est donnée (à l'image de la partition réalisée avec la déformation de magnétostriction) par :

$$\begin{cases} E = E^e + E^p = C_{AC}^{-1} : \Sigma + E^p \\ \epsilon_g = \epsilon_e + \epsilon_p = C_g^{-1} : \sigma_g + \epsilon_p \end{cases} \quad (5.44)$$

Les deux équations (5.42) et (5.44) conduisent à la définition de la contrainte microscopique suivante :

$$\sigma_g = (\mathbb{I} + C^* C_g^{-1})^{-1} (\mathbb{I} + C^* C_{AC}^{-1}) : \Sigma + (\mathbb{I} + C^* C_g^{-1})^{-1} C^* : (E^p - \epsilon_g^p) \quad (5.45)$$

Cette relation devient :

$$\sigma_g = \mathbb{B}_g : \Sigma + C_g^{acc} : (E^p - \epsilon_g^p) \quad (5.46)$$

Où  $C_g^{acc}$  est un tenseur d'accommodation élastique par grain. Les déformations plastiques macroscopique et microscopique sont liées par la relation suivante:

$$E^p = \langle {}^t \mathbb{B}_g : \epsilon_g^p \rangle \quad (5.47)$$

L'équation qui définit la contrainte locale est implicite car elle est exprimée en fonction de  $\mathbf{E}^p$ . Ainsi, le calcul nécessite une approche itérative.

Par ailleurs, un modèle de comportement plastique permet de relier de manière univoque la contrainte et la déformation plastique à l'échelle du grain. Pour chaque système de glissement noté  $s$ , une contrainte de cisaillement (ou cission), notée par  $\tau_s$  peut être déterminée (loi de Schmid) :

$$\tau^s = \boldsymbol{\sigma}_g : \mathbf{m}^s \quad (5.48)$$

où  $\mathbf{m}^s$  représente le tenseur d'orientation du système de glissement, défini en tant que produit matriciel de la normale au plan de glissement  $\vec{n}^s$  avec la direction du glissement  $\vec{t}^s$ . Ce tenseur est exprimé par :

$$\mathbf{m}^s = \vec{t}^s \otimes \vec{n}^s \quad (5.49)$$

En dessous d'un seuil de glissement  $\tau_y$  (limite d'élasticité locale en cisaillement), le chargement ne produit pas de glissement plastique sur le système (critère de Schmid). Au delà, une loi de comportement à l'échelle microscopique permet de relier la cission résolue  $\tau^s$  associée au  $s^{ieme}$  système de glissement, au glissement plastique  $\gamma_r^p$  du  $r^{ieme}$  système de glissement:

$$\Delta \tau_s = \tau^s - \tau_y = \sum_r (H_{rs} \gamma_r^p) \quad (5.50)$$

$H_{rs}$  est la matrice d'écrouissage qui permet de rendre compte des interactions entre plusieurs systèmes de glissement [François et al., 1991]. Connaissant la contrainte de cisaillement par l'intermédiaire du tenseur des contraintes par grain  $\boldsymbol{\sigma}_g$ , le glissement plastique est obtenu alors en inversant la loi de comportement :

$$\gamma_r^p = \sum_s ((H^{rs})^{-1} |\tau^s - \tau_y|) \quad (5.51)$$

où :  $|\dots|$  désigne la partie positive de  $\tau^s - \tau_y$ . Le tenseur de déformation plastique à l'échelle du grain est reconstruit finalement et est donné par :

$$\boldsymbol{\epsilon}_g^p = \sum_r \left( \frac{1}{2} (\mathbf{m}^r + {}^t \mathbf{m}^r) \gamma_r^p \right) \quad (5.52)$$

Une homogénéisation finalise la procédure, permettant le calcul de la déformation plastique macroscopique:

$$\boldsymbol{\epsilon}_g^p = \langle {}^t \mathbb{B}_g : \boldsymbol{\epsilon}_g^p \rangle \quad (5.53)$$

Le tenseur des contraintes résiduelles après décharge pour chaque grain est en outre obtenu par :

$$\boldsymbol{\sigma}_g^{res} = \mathbb{C}_g^{acc} : (\mathbf{E}^p - \boldsymbol{\epsilon}_g^p) \quad (5.54)$$

Elle vient s'ajouter aux contraintes résiduelles issues de l'incompatibilité de la déformation de magnétostriction. Les étapes suivantes consistent à considérer les différents

cas de chargement (traction/compression, torsion), à introduire les contraintes résiduelles dans le modèle multi-échelle magnéto-élastique (vu en début de chapitre) puis à simuler le comportement magnétique et magnétostrictif.

## 3.2 Application à la traction/compression du fer pur

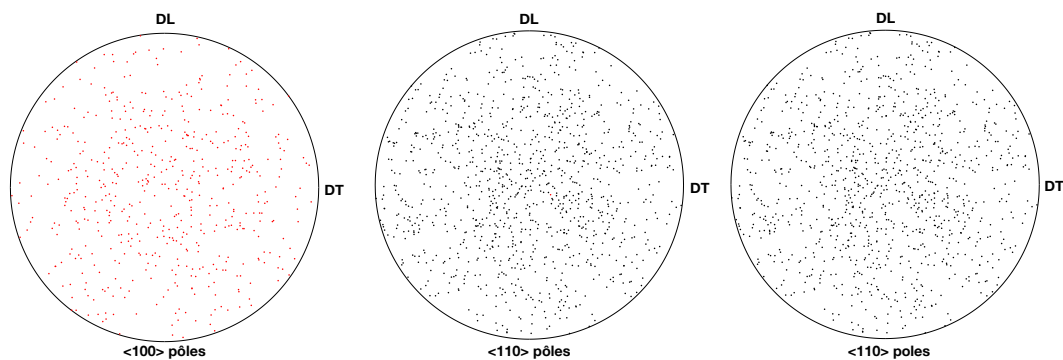
### 3.2.1 Résultats mécaniques

Nous allons appliquer ce modèle dans le cas du fer pur pour les états de déformation plastique cités précédemment à savoir : l'état non déformé, déformé en traction monotone à 0,02 de déformation plastique, déformé en compression à -0,02 et le dernier qui correspond au chargement alterné.

Commençons tout d'abord par les paramètres du modèle mécanique, nous avons considéré 12 systèmes de glissements définis par les directions de glissement  $\langle 111 \rangle$  et les plans de glissement  $\{110\}$ . En supposant l'absence de toute interaction entre les 12 systèmes de glissement, la matrice d'interaction  $H_{r,s}$  est donnée alors par :

$$H = \begin{bmatrix} h & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & h & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & h & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & h \end{bmatrix}_{12 \times 12} \quad (5.55)$$

$h$  est un coefficient d'écroûissage dont la valeur a été ajustée à  $h=120$  MPa. Un fichier de 177 orientations cristallographiques (issu de l'EBSID du fer pur) a été utilisé, les figures de pôles discrètes sont illustrées figure 5.11 :

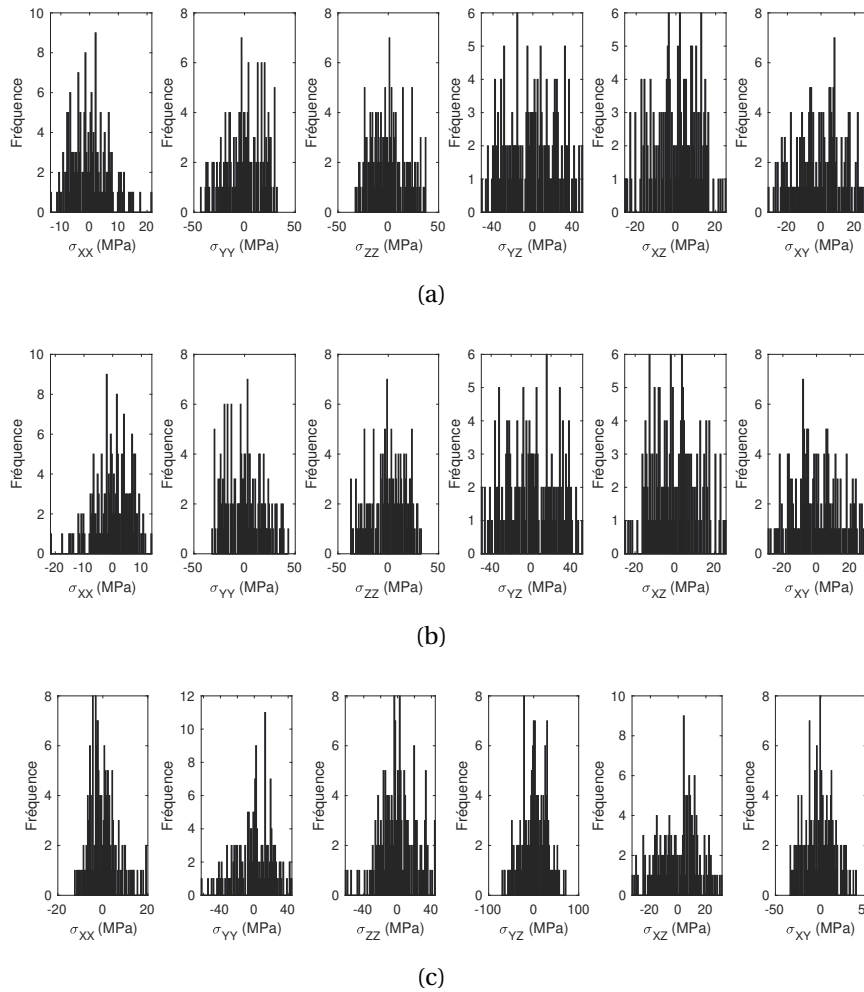


**Figure 5.11** • Figures de pôles discrètes des directions  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  et  $\langle 111 \rangle$  illustrant le VER de 177 orientations.

Nous avons estimé une contrainte seuil de cisaillement  $\tau_y$  différente d'un grain à l'autre à partir de la distribution de taille de grains et de la formule de Hall-Petch (équation 5.56) qui permet de déterminer un seuil plastique en fonction de la taille de grain  $d$ .  $\tau_0$  et  $k$  sont deux constantes estimées à partir du seuil plastique macroscopique observé pour notre matériau et des valeurs de la littérature pour le monocristal de fer ( $\tau_0 = 120$  MPa et  $k = 0,332$  MPa $\sqrt{m}$ ) [François et al., 1991].

$$\tau_y = \tau_0 + k(d)^{-\frac{1}{2}} \quad (5.56)$$

Les différentes situations de chargement expérimentales sont ensuite simulées. Les contraintes maximales visées sont ainsi respectivement de +188 MPa, -188 MPa et +235 MPa, correspondant aux contraintes atteintes lors des essais présentés dans le quatrième chapitre, pour les échantillons #2F, #3F et #4F respectivement.

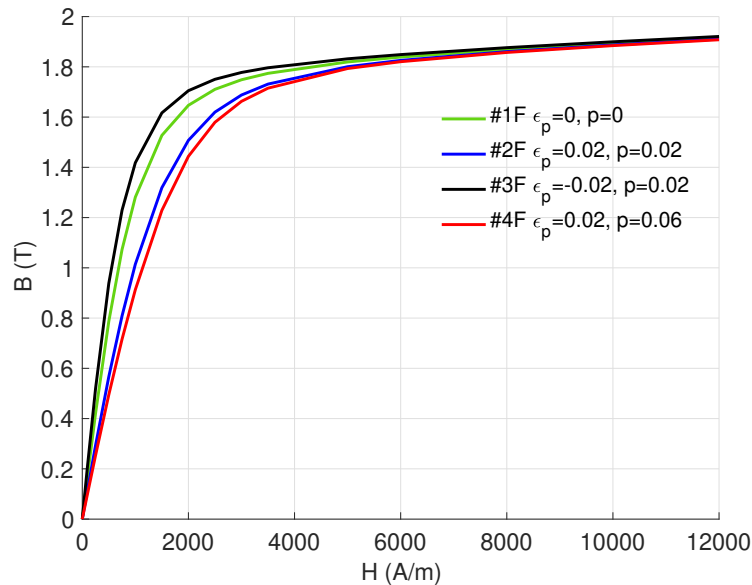


**Figure 5.12** • Distribution des contraintes résiduelles dans les 177 grains: fréquence (nombre de grains) en fonction du niveau de contrainte. (a) échantillon #2F. (b) échantillon #3F. (c) échantillon #4F.

Les états de contraintes résiduelles ( $\sigma_{ij}$  dans le repère macroscopique  $(x, y, z)$  où  $x$  figure l'axe de traction) calculés par le modèle pour les échantillons #2F, #3F et #4F sont illustrés respectivement dans les figures 5.12(a), 5.12(b) et 5.12(c). Pour les échantillons #2F et #4F, les contraintes résiduelles dans la direction parallèle au champ magnétique  $x$  se traduisent par une compression de faible amplitude sur une majorité de grains tandis qu'une minorité est soumise à une traction de plus forte amplitude. La situation est inversée pour l'échantillon #3F.

### 3.2.2 Résultats magnétiques

Outre le chargement mécanique directement issu du modèle de plasticité microcristalline, le modèle utilise les constantes magnétiques et magnétostrictives rassemblées dans le tableau 5.2.



**Figure 5.13** • Résultat de la modélisation multiéchelle du comportement magnétique des échantillons #1F à #4F.

La figure 5.13 illustre le résultat du modèle multi-échelle appliqué pour les échantillons #1F, #2F, #3F et #4F. Nous pouvons à la suite de ces résultats faire deux comparaisons : la première avec les mesures expérimentales anhystériques et la deuxième avec les résultats du modèle à deux phases (voir figure 5.6).

#### Comparaison modèle/essai

Les courbes d'induction, calculées par le modèle et présentées dans la figure 5.13, montrent que le modèle assure une estimation précise de l'induction à l'état de référence (#1F). Il prédit également correctement l'induction pour les échantillons #2F et #4F, bien qu'une légère différence dans les valeurs soit à noter, tout en maintenant une cohérence dans la variation. La réduction de l'induction des échantillons #2F et #4F est en accord avec l'impression de domination des contraintes résiduelles de compression dans la direction du champ magnétique. Nous observons ainsi l'effet magnéto-élastique associé. Le modèle de l'échantillon #3F diffère en revanche considérablement de l'expérience. Les contraintes résiduelles à dominante de traction dans la direction du champ magnétique conduisent à une augmentation significative de l'induction à bas champ.

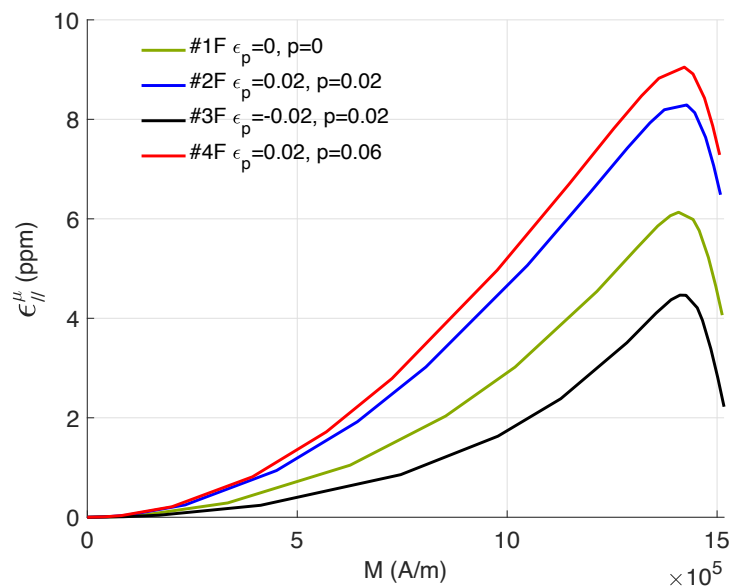
#### Comparaison avec le modèle à deux phases :

Trois différences principales sont à souligner quand on compare les résultats des deux

modèles. Tout d'abord, à la différence du modèle à deux phases, le modèle polycristallin ne fait ressortir aucun croisement des courbes d'aimantation. Le calcul polycristallin semble ainsi plus réaliste. Deuxièmement, les variations de valeurs d'induction sont beaucoup plus fortes avec le modèle à deux phases, le modèle multi-échelle s'avérant plus efficace pour simuler le comportement magnétique en lissant mieux l'effet des contraintes résiduelles. Ce résultat souligne les limites d'une description à un seul écrouissage cinématique dans le modèle à deux phases et l'emploi d'une contrainte équivalente. Enfin, ni l'un ni l'autre des modèles ne parvient à simuler de manière adéquate l'effet de la compression plastique: ils prédisent tous les deux une augmentation de la perméabilité. L'hypothèse commune aux deux modèles selon laquelle les contraintes résiduelles sont l'unique facteur influençant le comportement magnétique dans le domaine plastique semble devoir être remise en cause.

### 3.2.3 Résultats magnétostrictifs

La même stratégie a été employée pour la simulation de la magnétostriction. La figure 5.14 illustre les résultats obtenus pour les 4 états. De manière similaire à l'induction magnétique, nous avons effectué deux comparaisons : la première avec les mesures expérimentales, la seconde avec le modèle à deux phases (voir figure 5.8).



**Figure 5.14** • Déformation de magnétostriction longitudinale des échantillons #1F à #4F calculée par le modèle multi-échelle.

#### Comparaison modèle/essai :

Bien que le modèle multi-échelle ne prédise pas avec précision l'induction en cas de compression plastique, il simule de manière relativement adéquate le comportement magnétostrictif dans les mêmes conditions. De plus, il prédit correctement la magnétostriction des échantillons #2F et #4F.

### Comparaison avec le modèle à deux phases :

On constate une bonne capacité des deux modèles à prédire avec précision les variations de la déformation de magnétostriction en traction comme compression par rapport à la référence. La prise en compte des contraintes résiduelles semble ainsi suffisante pour modéliser l'influence de la plasticité sur ce comportement. Malgré des ressemblances, le modèle multi-échelle semble néanmoins offrir une meilleure évaluation de la variation d'amplitude de magnétostriction. L'écart d'amplitude entre les échantillons #3F et #4F est ainsi beaucoup plus forte avec le modèle à deux phases. De plus, le modèle à deux phases ne parvient pas à évaluer de manière satisfaisante la différence entre les échantillons #2F et #4F, contrairement au modèle multi-échelle.

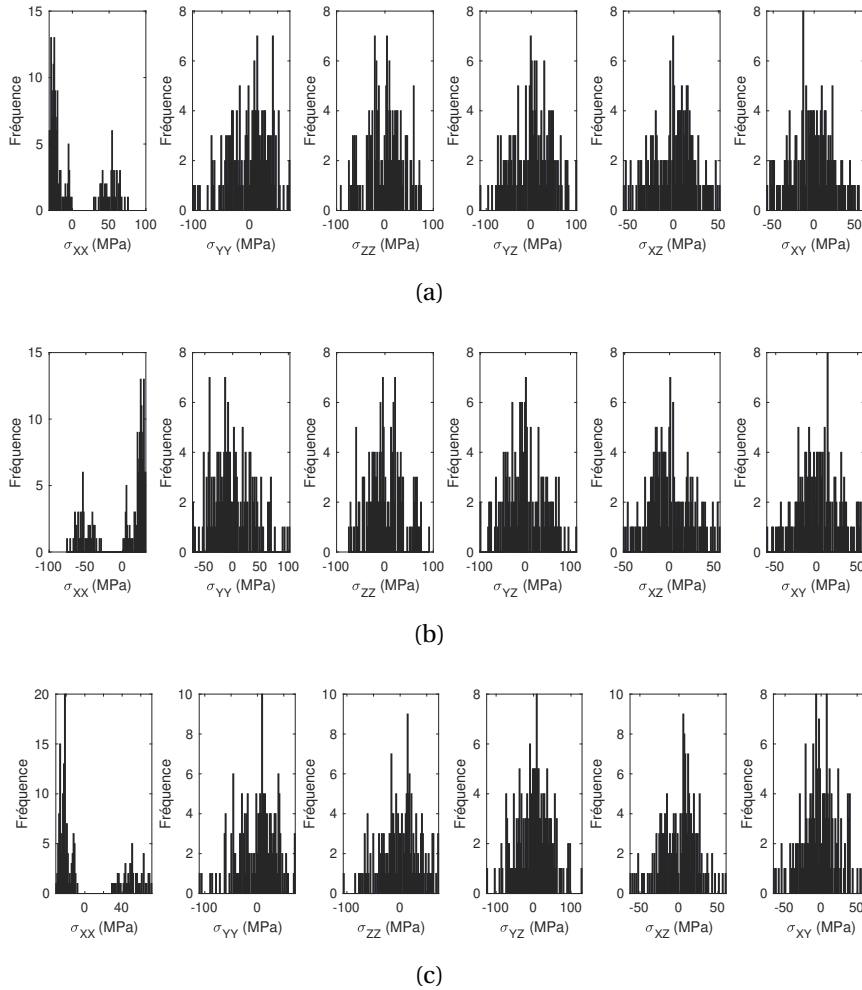
## 3.3 Application à la traction/compression de l'acier

### 3.3.1 Résultats mécaniques

Dans cette section, nous appliquons la procédure multi-échelle (calcul de plasticité polycristalline puis modèle multi-échelle magnétique) à l'acier ferrito-perlitique qui a fait l'objet de la première étude expérimentale (chapitre 3). Nous nous intéressons en particulier aux déformations plastiques de 0,03 en traction et compression, ainsi qu'à la déformation plastique monotone de 0,09. Nous commençons par lister les paramètres mécaniques utilisés pour calculer les contraintes résiduelles.

Notre simulation intègre 177 orientations cristallographiques, réparties entre 70% de fer pur dont les caractéristiques mécaniques sont strictement les mêmes que celles utilisées pour la modélisation précédente, et 30% de perlite. Pour la simulation de cette deuxième phase, une limite d'élasticité en cisaillement  $\tau_y=180$  MPa pour chaque système de glissement dans tous les grains de la phase a été considérée. Les 12 systèmes de glissement de la structure cubique centrée ont été considérés comme pour le fer pur. Seules la constante  $h$  de la matrice d'interaction  $H_{rs}$  a été réévaluée à 360 MPa (au lieu de 120MPa pour le fer pur) traduisant un auto-écrouissage plus fort en accord avec le comportement mécanique expérimental de cette phase (figure 5.1).

Les différentes situations expérimentales de chargement sont ensuite simulées. Les contraintes maximales visées sont ainsi respectivement de +330 MPa, -330 MPa et +380 MPa, correspondant aux contraintes atteintes lors des essais présentés dans le troisième chapitre, pour les échantillons #2, #3 et #5 respectivement. Les états de contraintes résiduelles calculés par le modèle pour ces échantillons sont représentés dans les figures 5.15(a), 5.15(b) et 5.15(c). A la différence du fer pur, nous constatons en particulier pour le composante axiale  $\sigma_{xx}$  une séparation en deux populations de grains. Pour les échantillons #2 et #5, les grains les plus "durs" correspondent à la perlite. Ils sont moins déformés et leur état de contrainte résiduelle est un état de traction. Les grains les plus "mous" correspondent à la ferrite. Ils sont beaucoup plus déformés et leur état de contrainte résiduelle est un état de compression. La situation est inversée pour l'échantillon #3 (l'inversion est d'ailleurs parfaite avec l'échantillon #2).



**Figure 5.15** • Distribution des contraintes résiduelles - 177grains - fréquence (nombre de grains) en fonction du niveau de contrainte. (a) échantillon #2. (b) échantillon #3. (c) échantillon #5.

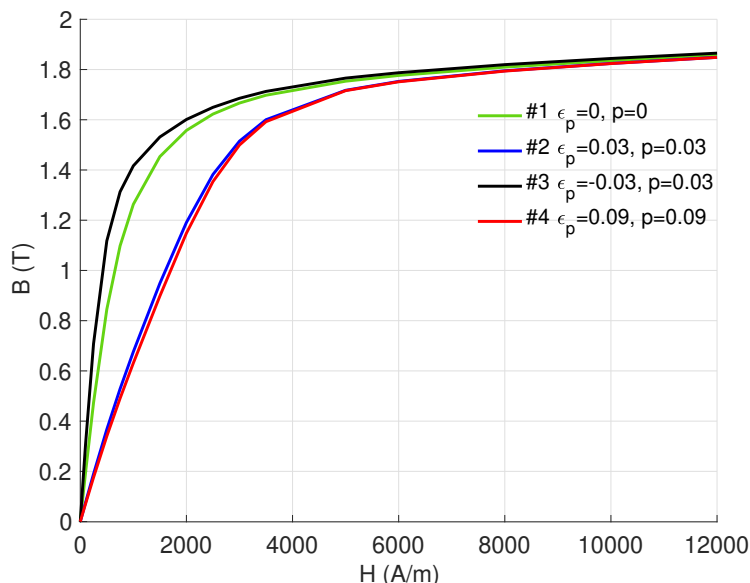
### 3.3.2 Résultats magnétiques

La figure 5.16 illustre le résultat de la simulation du comportement magnétique des 4 échantillons d'acier (#1, #2, #3 et #5) à l'aide du modèle multi-échelle. Nous allons à la suite de ces résultats faire deux comparaisons : la première avec les mesures expérimentales anhystériques et la deuxième avec les résultats du modèle à deux phases (voir figure 5.2).

#### Comparaison modèle/essai :

Les courbes d'induction magnétique générées par notre modèle et illustrées figure 5.16 démontrent que le modèle fournit une estimation précise de l'induction magnétique de référence, correspondant à l'état non déformé de l'échantillon. La courbe d'induction de l'échantillon déformé en traction à 0,03 montre en outre une similitude notable avec le comportement observé expérimentalement, tout comme celle de l'échantillon déformé en compression. On constate cependant que l'induction de l'échantillon #5 est légèrement





**Figure 5.16** • Résultats de l'application du modèle multi-échelle pour la simulation du comportement magnétique des échantillons #1,#2,#3 et #5.

sous-estimée par le modèle par rapport aux données expérimentales. Au final, le modèle offre une prédiction améliorée du comportement magnétique dans le contexte spécifique de l'acier.

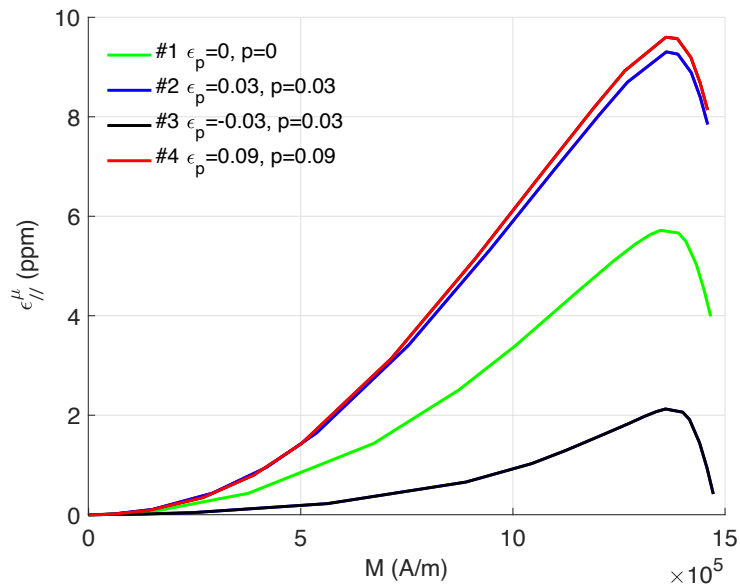
Le modèle multiéchelle employé ici se révèle en particulier plus efficace pour l'acier que pour le fer pur. Ce résultat était attendu compte tenu du fait que la plasticité de l'acier, de par l'existence des deux phases, génère naturellement un champ de contrainte résiduel bi-modal. L'approche multiéchelle se révèle être adéquate et efficace pour ce matériau.

### Comparaison avec le modèle à deux phases :

A la différence du fer, le modèle à deux phases donnait des résultats relativement convaincants pour l'acier. L'approche multiéchelle conduit à une prédiction de modélisation encore améliorée. A l'instar des observations pour le fer pur, nous remarquons l'absence de croisement des courbes d'induction, un phénomène presque inhérent au modèle à deux phases. Cette différence peut s'expliquer principalement par la grande simplicité des calculs magnétiques. L'échantillon #3 est particulièrement concerné: le modèle à deux phases prévoit un croisement de la courbe de référence (#1) dès les bas niveaux de champ magnétique. Ce croisement disparaît avec le modèle multiéchelle.

### 3.3.3 Résultats magnétostrictifs

Le calcul multiéchelle permet de simuler le comportement magnétostrictif des différents échantillons d'acier. Les résultats sont présentés figure 5.17. De manière similaire à l'induction magnétique, nous avons effectué deux comparaisons : la première avec les mesures expérimentales, la seconde avec le modèle à deux phases (voir figure 5.4).



**Figure 5.17** • Déformation de magnétostriction longitudinale des échantillons #1, #2, #3 et #5 calculée par le modèle multi-échelle.

#### Comparaison modèle/essai :

La magnétostriction prédite par ce modèle pour l'échantillon de référence se montre très similaire aux résultats expérimentaux: seule l'amplitude semble légèrement supérieure. Le modèle prédit ensuite correctement la déformation de magnétostriction des autres échantillons: l'amplitude la plus importante est observée pour l'échantillon déformé à 0,09. Vient ensuite l'échantillon déformé à 0,03, ce qui est en accord avec les expériences. L'amplitude de la déformation de magnétostriction de l'échantillon déformé en compression #3 est inférieure à celle de l'éprouvette de référence. Son amplitude reste toutefois d'un niveau supérieur à l'amplitude mesurée.

Ces résultats confirment que le comportement magnétostrictif est dépendant des contraintes résiduelles dans le domaine plastique. La courbe de magnétostriction pour les états déformés en traction correspond à celle observée en compression élastique. On observe l'effet inverse après compression plastique.

#### Comparaison avec le modèle à deux phases :

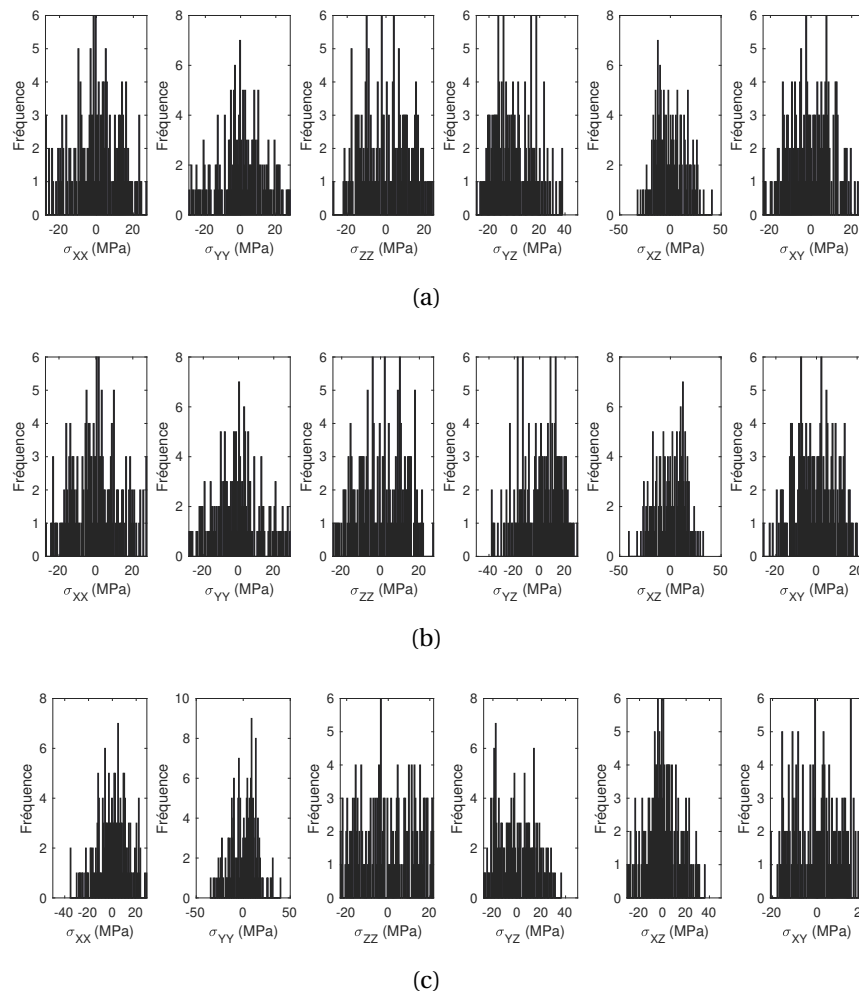
Les deux modèles prédisent correctement le comportement magnétostrictif de référence pour l'échantillon non déformé. En traction, l'estimation de la magnétostriction est plus précise avec le modèle multi-échelle. En effet, l'amplitude de la magnétostriction pour l'échantillon #3 est supérieure à celle de l'échantillon #5 d'après le modèle à deux phases, ce qui est contraire aux observations expérimentales. Pour le modèle multi-échelle, c'est l'échantillon #5 qui présente la plus grande amplitude, en accord avec les résultats expérimentaux. Pour la compression plastique, le modèle à deux phases fournit un résultat plus proche de l'expérience.

### 3.4 Application au cisaillement du fer pur

#### 3.4.1 Résultats mécaniques

Il s'agit dans cette dernière partie des travaux de réaliser une simulation polycristalline du cisaillement plastique puis d'introduire l'état de contrainte résiduel solution dans le code multiéchelle magnéto-élastique. Remarquons qu'aucune comparaison avec le modèle à deux phases ne peut être proposée puisque celui-ci prédit tout simplement une absence d'effet de la plasticité. Rappelons que l'état de déformation plastique en cisaillement pur est obtenu grâce à une torsion d'axe  $z$ . Le tenseur des déformations s'exprime alors en coordonnées cartésiennes selon:

$$\boldsymbol{\epsilon} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \gamma \\ 0 & 0 & \gamma \\ \gamma & \gamma & 0 \end{pmatrix} \quad (5.57)$$



**Figure 5.18** • Distribution des contraintes résiduelles - 177 grains - fréquence (nombre de grains) en fonction du niveau de contrainte. (a) échantillon #2T. (b) échantillon #3T. (c) échantillon #4T.

$\gamma$  est la distorsion angulaire. Elle vaut deux fois la déformation de cisaillement pour

chaque composante concernée. Nous nous intéressons en particulier aux déformations plastiques correspondant aux distorsions de  $\gamma_p = 0,04$ ,  $\gamma_p = -0,04$  et  $\gamma_p = 0,12$  (soit des déformations de cisaillement de  $\pm 0,02$  et de  $0,06$ ). La première étape consiste à calculer les contraintes résiduelles associées à ces états de déformation en utilisant le modèle micro-mécanique. Cette simulation utilise le même fichier d'orientations que celui employé dans les sections précédentes et qui compte 177 orientations. La limite élastique suit la même loi de Hall-Petch et les systèmes de glissement sont les mêmes que ceux utilisés pour le fer pur. La valeur du paramètre  $h$  de la matrice d'interaction  $H_{rs}$  reste à 120MPa.

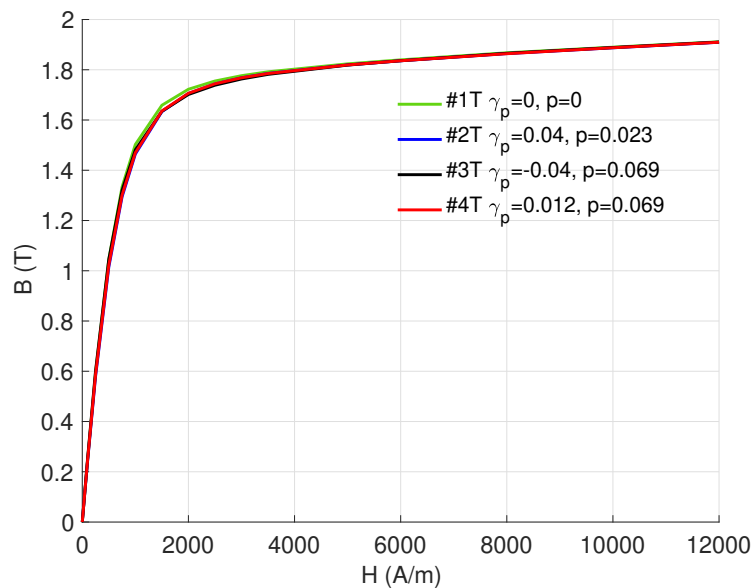
Le tenseur des contraintes utilisé pour la simulation micro-cristalline est donné par:

$$\Sigma = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \tau_s \\ 0 & 0 & \tau_s \\ \tau_s & \tau_s & 0 \end{pmatrix} \quad (5.58)$$

Les différentes situations de chargement expérimentales sont ensuite simulées. Les contraintes de cisaillement  $\tau_s$  maximales visées sont ainsi respectivement de +110 MPa, -150 MPa et +170 MPa, correspondant aux contraintes de cisaillement atteintes lors des essais présentés dans le quatrième chapitre, pour les échantillons #2T, #3T et #4T. Les états de contraintes résiduelles calculés par le modèle pour ces échantillons sont représentés dans les figures 5.18(a), 5.18(b) et 5.18(c). Les résultats ne montrent aucune dissymétrie quelle que soit la composante des contraintes concernée.

#### 3.4.2 Résultats magnétiques

La figure 5.19 illustre les résultats du modèle multi-échelle appliqué aux 4 échantillons de fer pur #1T, #2T, #3T et #4T après torsion plastique.



**Figure 5.19** • Résultats de l'application du modèle multi-échelle pour la simulation du comportement magnétique des échantillons #1T à #4T de torsion.

L'impact de la déformation plastique en cisaillement sur les propriétés magnétiques prédites est très faible voire inexistant. Ce résultat est bien évidemment en désaccord avec les observations expérimentales mais rejoint finalement les prédictions du modèle à deux phases. Les ingrédients des deux modèles sont en effet les mêmes: si aucune contrainte significative n'agit dans la direction de mesure magnétique (ce qui est le cas ici), l'effet du chargement mécanique (appliqué ou résiduel) est nul. Dans le détail, l'échantillon #2T présente une perméabilité légèrement plus réduite par rapport à l'état de référence: cette tendance est conforme aux observations expérimentales. L'échantillon #3T semble au contraire présenter une augmentation de la perméabilité ce qui est en contradiction avec les résultats expérimentaux. De même, le modèle prédit une légère augmentation de la perméabilité pour l'échantillon #4T ce qui est également contraire à l'expérience. Les variations du modèle ne sont cependant pas significatives.

Force est de constater que ni le modèle à deux phases, ni le modèle multi-échelle ne sont en mesure de reproduire l'effet d'une plasticité en cisaillement sur le comportement magnétique. Cette influence est pourtant manifeste. Si nous partons du principe que les contraintes résiduelles sont correctement reproduites par le modèle micromécanique, il n'existe aucune explication magnéto-élastique à la dégradation des propriétés générales observée. Nous mettons ici donc bien en relief la deuxième explication à la dégradation: l'augmentation de la densité de dislocations telle qu'observée expérimentalement, la déformation plastique cumulée étant son marqueur macroscopique.

### Conclusion du chapitre

La simulation de l'effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique, réalisée à l'aide du modèle multi-échelle et du modèle à deux phases, a révélé son efficacité dans certaines situations et ses limites dans d'autres. Cette situation résulte de la philosophie du modèle, qui postule que l'impact de la déformation plastique sur le comportement magnétique est similaire à celui des contraintes résiduelles, indépendamment du matériau ou du type de déformation. Bien que cette hypothèse ait été jugée pertinente pendant des années, notamment dans les études utilisant des matériaux industriels tels que les aciers électriques et dans des cas de chargements limités à la traction ou à la compression plastique, une validation approfondie de cette hypothèse n'a toujours pas été effectuée.

Dans ce chapitre, nous avons cependant démontré la validité de cette hypothèse pour l'acier soumis à une déformation en traction et/ou en compression. Cette hypothèse s'est avérée moins pertinente dans le cas du fer pur déformé en traction et/ou en compression plastique. Dans ces situations, les contraintes résiduelles se sont révélées insuffisantes pour modéliser correctement l'effet de la plasticité (seul le comportement magnétostrictif semble plus robuste). Il est donc essentiel de prendre en compte l'effet des défauts ou de la densité de dislocations sur le comportement magnétique dans une démarche de modélisation plus complète, en parallèle des contraintes résiduelles.

Cette conclusion est renforcée par nos analyses en torsion : il apparaît que les contraintes résiduelles ne permettent pas de prédire l'impact de la plasticité sur les pro-

priétés magnétiques. Les expériences ont clairement démontré que cet effet est principalement lié à la déformation plastique cumulée et, en conséquence, aux défauts microcristallins. Cela souligne l'importance d'adopter un modèle qui intègre à la fois l'effet des contraintes résiduelles et celui de la déformation plastique cumulée ou de la densité de dislocations. Se passer de l'un ou de l'autre ne peut conduire qu'à une modélisation incomplète. Un tel modèle fournirait une représentation plus réaliste et précise de l'influence de la plasticité sur le comportement magnétique et magnétostrictif.



## Conclusion et perspectives

L'étude des couplages magnéto-mécaniques est à la croisée de plusieurs champs disciplinaires et requiert une approche multiéchelle. L'intérêt pour ce sujet provient d'une part d'une forme de curiosité pour un phénomène toujours mal compris et d'autre part des applications potentielles au contrôle non destructif ou à l'amélioration du rendement des machines électriques.

Dans ce cadre général, le travail de thèse réalisé vise à mieux comprendre l'effet de la déformation plastique sur les propriétés magnétiques. Nous cherchons en particulier à répondre à la question de la part relative des contraintes internes et des défauts cristallins, induits par la déformation plastique, sur le comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques. À cette fin, plusieurs expérimentations ont été pensées et réalisées. Une première expérimentation a porté sur un acier ferrito-perlitique soumis à des déformations plastiques en traction et compression, permettant de développer des états de contrainte résiduelle opposés à même déformation plastique cumulée et des états de contrainte résiduelle proches à niveaux de déformation plastique cumulée très différents. Une stratégie d'essai identique a été appliquée à des éprouvettes de fer pur. Ces essais de traction/compression sont finalement complétés par des essais de torsion permettant la création de différents états de déformation plastique en cisaillement.

Les travaux ont débuté par l'analyse du comportement magnétique (et magnétostrictif) de l'acier. Il a tout d'abord été établi que le comportement magnétique de l'acier diffère fortement en fonction qu'il soit soumis à une traction ou compression plastique à même niveau. On a pu rapidement détecter une analogie avec le comportement magnéto-élastique: une plasticité après traction conduit à un comportement qui s'apparente à celui d'un matériau soumis à une compression élastique; une plasticité en compression conduit à l'inverse à un comportement s'apparentant à celui d'un matériau soumis à une traction élastique. Les comportements après traction plastique ou compression plastique diffèrent en outre même si la déformation plastique cumulée est la même. A l'inverse, il a été possible d'observer un comportement magnétique identique pour un acier présentant des cumuls de déformation plastique complètement différents mais dont les contraintes internes, mesurées par l'écroutissage cinématique, sont proches. Cette analyse a été complétée par une mesure rigoureuse de la densité de dislocations dans les différentes éprouvettes testées. Ces mesures démontrent que les échantillons dont la déformation plastique cumulée est la même présentent une densité de dislocations comparable, quel que soit le mode de déformation employé. En outre cette densité augmente de manière linéaire (sur la gamme de déformation étudiée) avec le niveau de déformation plastique cumulée.

Pour ce matériau, nous avons clairement montré une influence des contraintes résiduelles



beaucoup plus significative que celle des défauts cristallins: il existe ainsi une forte corrélation entre les propriétés magnétiques (perméabilité initiale, champ coercitif, induction rémanente et pertes) et l'écrouissage cinématique. La valeur élevée de l'écrouissage cinématique peut s'expliquer par la grande hétérogénéité du matériau due à la coexistence des deux phases (ferrite et perlite) dont les propriétés mécaniques sont très différentes.

L'étude presque analogue réalisée avec des échantillons de fer pur, un autre matériau ferromagnétique, a permis de contraster les résultats obtenus avec l'acier. Le fer pur est en effet un matériau monphasé. Il manifeste par conséquent une hétérogénéité mécanique considérablement moindre que celle de l'acier. Premièrement, nous avons observé, comme pour l'acier, que le comportement magnétique et magnétostrictif du fer pur déformé en traction ou compression est différent à même niveau de plasticité cumulée. Contrairement à l'acier, cette différence de comportement ne semble pas résulter seulement d'un effet de contrainte résiduelle: il semble moins évident de pouvoir corrélérer plasticité et effet magnéto-élastique pour ce matériau. Ainsi, à même état de contrainte résiduelle mais à cumul plastique différent, le comportement magnétique n'est pas le même. À l'inverse de l'acier, le cumul de déformation plastique a une influence directe sur le comportement magnétique du fer. Cette étude a été complétée, comme pour l'acier, par une analyse de la densité des dislocations dans les échantillons déformés. Elle démontre à nouveau l'existence d'une relation linéaire entre la déformation plastique cumulée et la densité de dislocations (dans la gamme étudiée). Les travaux réalisés avec le fer pur ont ainsi démontré que l'effet de la déformation plastique ne peut pas être interprété uniquement en termes de contrainte résiduelle et d'effet magnéto-élastique. Ils ont également démontré que les défauts cristallins ne sont pas non plus les seuls responsables du changement de comportement. La combinaison des deux facteurs (contraintes résiduelles et défauts cristallins) semble être la clé d'une interprétation adéquate de l'effet de la plasticité sur le comportement magnétique et magnétostrictif.

En complément de l'étude de l'effet de la déformation plastique en traction/compression, nous avons exploré l'effet d'un cisaillement plastique sur le comportement magnétique d'un fer pur par l'intermédiaire d'essais de torsion. Ces essais montrent que deux niveaux de plasticité cumulée différents conduisent à des comportements magnétiques nettement distincts, même lorsque la déformation résiduelle est identique (même angle de déformation). Par ailleurs, des déformations cumulées équivalentes conduisent à des comportements magnétiques très similaires, indépendamment de la déformation résiduelle.

Ainsi, contrairement à l'effet de la plasticité obtenue en traction/compression où les contraintes résiduelles jouent un rôle significatif (mais pas exclusif), l'état magnétique du fer pur déformé plastiquement en cisaillement semble uniquement déterminé par le niveau de déformation plastique cumulée. Cela suggère que, dans la situation de l'essai réalisé, les contraintes résiduelles n'apportent pas de contribution notable au comportement magnétique même si leur présence est observée et modélisée. Ainsi, l'interprétation de l'impact de la déformation plastique sur le comportement magnétique ne peut pas se limiter aux simples concepts de plasticité cumulée ou de contraintes résiduelles. C'est un processus plus complexe, dépendant du mode de sollicitation (multiaxialité, monotonie), de la nature tensorielle de la déformation plastique, de son signe, du matériau et de ses hétérogénéités, et finalement de l'orientation du champ magnétique relativement aux opérateurs mécaniques.

Pour approfondir notre compréhension, nous avons appliqué les différents scénarios

expérimentaux, incluant la traction et la compression tant pour l'acier que pour le fer pur, ainsi que la torsion du fer pur, à deux modèles de comportement magnéto-plastiques. Ces deux modèles se caractérisent par le fait que la plasticité est uniquement considérée via le champ de contraintes résiduelles associé. Il n'est aucunement question de la prise en compte des défauts cristallins. Les simulations effectuées à l'aide du modèle à deux phases et du modèle magnéto-plastique multi-échelle démontrent leur efficacité dans certains cas, tout en exposant leurs limitations dans d'autres contextes. Ces modèles s'appuient sur une approche en deux étapes : initialement, une modélisation mécanique est réalisée pour calculer les états de contraintes résiduelles résultant de la déformation plastique. Pour le modèle à deux phases, cette modélisation est macroscopique et se base sur l'estimation de l'écrouissage cinématique. Pour le modèle multi-échelle, l'approche est microscopique utilisant une localisation des contraintes par grain, un modèle de plasticité microcristalline (critère de Schmid, composition des systèmes de glissement) et un processus d'homogénéisation. Les contraintes résiduelles sont appliquées dans le premier cas à chacune des phases du modèle à deux phases magnétique, dans le deuxième cas à chaque cristal qui compose le polycristal du modèle multi-échelle magnétique. Les modèles sont dans les deux cas des modèles de comportement magnéto-élastique anhystérétiques.

Les deux modèles affichent une performance satisfaisante pour l'acier soumis à des déformations plastiques en traction et compression. Bien que le modèle à deux phases ne fournisse pas une estimation quantitative précise de l'effet de la déformation plastique, il offre une estimation qualitative adéquate, différenciant efficacement l'effet de la traction et de la compression plastique. La prédiction est nettement améliorée avec le modèle multi-échelle dont les résultats sont plus proches des observations expérimentales. Les modèles confirment ainsi les interprétations proposées pour l'acier indiquant que le comportement magnétique sous déformation plastique est principalement piloté par les contraintes résiduelles induites par la plasticité.

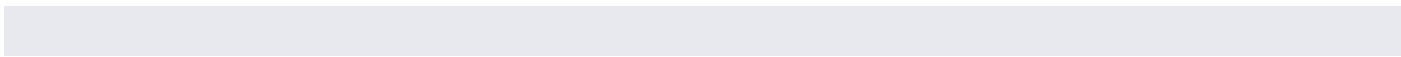
Les deux modèles rencontrent en revanche des difficultés à prédire avec précision l'effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique anhystérétique du fer pur soumis à des déformations plastiques en traction et en compression. Cette limitation est moins visible en traction. Dans cette situation, l'effet prédominant est celui des contraintes résiduelles de compression. En situation de compression plastique, l'effet de cumul associé aux défauts cristallins semble l'emporter sur celui des contraintes résiduelles.

Aucun des deux modèles n'a été capable de prédire de manière adéquate l'effet de la plasticité sur le comportement magnétique après cisaillement plastique. L'explication provient de l'orientation relative du champ magnétique et du tenseur d'écrouissage cinématique. Ce dernier est déviatorique et les termes diagonaux du tenseur sont nuls dans le repère cylindrique de l'éprouvette de torsion. Cette situation conduit à une énergie magnéto-élastique globale et locale (contraction double du tenseur des contraintes avec le tenseur de magnétostriction) nulle. Si l'effet des contraintes résiduelles disparaît, il ne reste plus que celui des défauts cristallins. Cette observation est en accord avec les expériences qui démontrent un lien clair entre l'évolution du comportement magnétique et la déformation plastique cumulée.

Les recherches menées permettent très clairement une meilleure compréhension de l'impact de la plasticité sur le comportement magnétique. Nous montrons que la contro-

verse des années 2000 n'a pas lieu d'être puisque les deux mécanismes coexistent. Ces recherches ouvrent également des perspectives pour des développements futurs prometteurs. Les essais de torsion, en particulier, se sont avérés judicieux pour séparer les effets. Pour approfondir cette ligne de recherche, il serait extrêmement intéressant de réaliser des mesures in situ du comportement magnétique, c'est à dire au cours de l'essai de torsion, dans le domaine élastique, plastique puis en cours de décharge. Nous devons également compléter les mesures magnétiques avec des mesures de magnétostriction des échantillons disponibles, et des mesures de magnétostriction in situ. La mesure de densité de dislocations au sein des éprouvettes de torsion n'a également pas été réalisée faute de temps. Il serait pertinent de le faire même s'il ne s'agit que d'une vérification d'usage. L'extension de la démarche utilisée pour le fer et l'acier à d'autres matériaux, tels que le nickel, me semble également une perspective particulièrement pertinente. Le nickel est un matériau ferromagnétique dont les constantes de magnétostriction sont négatives. Sa sensibilité à la plasticité est relativement méconnue. Une confrontation de résultats expérimentaux de comportement magnétique de nickel plastifié avec les prédictions du modèle multiéchelle permettrait d'évaluer sa robustesse: l'effet des contraintes résiduelles est en théorie inversé par rapport au fer. L'étude de l'évolution de la structure en domaines magnétiques sous l'effet de la déformation plastique a déjà été traitée dans la littérature, mais seulement en ex-situ (sans champ magnétique appliqué). L'étude de l'interaction entre des parois magnétiques en mouvement et défauts structuraux permettrait de proposer les bases d'autres types de modèles d'interaction entre plasticité et comportement magnétique. Différents modes de déformation plastique (traction, compression, torsion) pourraient être testés.

Du point de vue de la modélisation justement, deux principales voies d'amélioration peuvent être envisagées. Il s'agit bien évidemment d'une part d'ajouter l'influence des défauts cristallins aux modèles dont nous disposons déjà. Nous pouvons citer à ce titre le travail récent de [Domenjoud and Daniel, 2023]. Les auteurs réalisent une combinaison entre contraintes résiduelles et défauts. La densité de dislocations est ainsi incorporée à la définition du coefficient  $A_s$  du modèle multi-échelle (nous faisons référence à l'équation 5.10 du chapitre 5). Toutefois, cette approche présuppose que le champ coercitif est exclusivement lié à la densité de dislocations, ce qui semble en contradiction avec nos résultats expérimentaux montrant une contribution notable des contraintes résiduelles sur ce paramètre. La deuxième voie d'amélioration concerne justement les aspects cycliques. Bien que l'approche anhystérique soit intéressante, elle reste insuffisante. L'effet de la plasticité sur les propriétés dissipatives, telles que le champ coercitif, l'induction rémanente et le cycle magnétique en général, n'est en effet pas modélisé et aucun modèle à notre connaissance ne permet de considérer l'effet combiné des contraintes résiduelles et des défauts. Les données rassemblées dans cette thèse constituent une base expérimentale de choix pour travailler sur un tel modèle.





# Bibliographie

- [Anderson et al., 2017] Anderson, P., Hirth, J., and Lothe, J. (2017). *Theory of dislocations*. 3rd ed. Cambridge University Press.
- [Astie et al., 1981] Astie, B., Degauque, J., Porteseil, J., and Vergne, R. (1981). Influence of the dislocation structures on the magnetic and magnetomechanical properties of high-purity iron. *IEEE Transactions on Magnetics*, 17(6):2929–2931.
- [Augustyniak and Usarek, 2015] Augustyniak, M. and Usarek, Z. (2015). M. augustyniak, z. usarek, j. non destruct. eval. 34 (21) (2015) 1–9. *Journal of Nondestructive Evaluation*, 34(21):1–9.
- [Bauschinger, 1881] Bauschinger, J. (1881). Ueber die veränderung der elasticitätsgrenze und des elasticitätsmodulus verschiedener metalle (on the changes of the elastic limit and elastic modulus of various metals). *Civilingenieur*, 27(19):289–348.
- [Bauschinger, 1887] Bauschinger, J. (1887). Variations in the elastic limit of iron and steel (translated summary of "mitterlungen aus dem mechanischen laboratorium der k. hochschule in münchen"). *Journal of The Iron and Steel Institute*, 1:442–444.
- [Berveiller and Zaoui, 1978] Berveiller, M. and Zaoui, A. (1978). An extension of the self-consistent scheme to plastically-flowing polycrystals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 26(5):325–344.
- [Besnard et al., 2006] Besnard, G., Hild, F., and Roux, S. (2006). "finite-element" displacement fields analysis from digital images: Application to portevin–le châtelier bands. *Exp Mech*, 46:789–803.
- [Bormio-Nunes and Hubert, 2015] Bormio-Nunes, C. and Hubert, O. (2015). Piezomagnetic behavior of fe-al-b alloys. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 393:404–418.
- [Bozorth, 1951] Bozorth, R. M. (1951). *Ferromagnetism*. Van Nostrand.
- [Buiron, N. et al., 1999] Buiron, N., Hirsinger, L., and Billardon, R. (1999). A multiscale model for magneto-elastic couplings. *J. Phys. IV France*, 09:Pr9–187–Pr9–196.
- [Chakrabarty, 1987] Chakrabarty, J. (1987). *Theory of Plasticity*. McGraw-Hill, New York.

- [Chikazumi, 1997] Chikazumi, S. (1997). *Physics of Ferromagnetism*. Clarendon Press, Oxford, 2 edition.
- [Colette et al., 1957] Colette, G., Crussard, C., Kohn, A., Plateau, J., Pomey, G., and Weiz, M. (1957). Contribution à l'étude des transformations des austénites à 12 *Revue de Métallurgie*, 54(6):433–486.
- [Cottrell, 1953] Cottrell, A. (1953). Dislocations and plastic flow in crystals. *Oxford University press, London*.
- [Cullity, 1972] Cullity, B. D. (1972). *Introduction to Magnetic Materials*. Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts.
- [Daniel and Hubert, 2009] Daniel, L. and Hubert, O. (2009). An equivalent stress for the influence of multiaxial stress on the magnetic behavior. *Journal of Applied Physics - J APPL PHYS*, 105.
- [Daniel et al., 2004] Daniel, L., Hubert, O., and Billardon, R. (2004). Multiscale modelling of the magneto strictive behaviour of electrical steels - demagnetising surface effect and texture gradient. pages 293–297.
- [Daniel et al., 2008] Daniel, L., Hubert, O., Buiron, N., and Billardon, R. (2008). Reversible magneto-elastic behavior: A multiscale approach. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 56(3):1018–1042.
- [de Lacheisserie, 1993] de Lacheisserie, E. D. T. (1993). CRC Press, Boca Raton.
- [De Simone, 1993] De Simone, A. (1993). Energy minimizers for large ferromagnetic bodies. *Arch. Rational Mech. Anal.*, 125:99–143.
- [Degauque, 1985] Degauque, J. (1985). Les pertes d'énergie dans les ferromagnétiques métalliques doux: origine physique. *Mémoires et Etudes Scientifiques de la Revue de Métallurgie*, 1:5.
- [Degauque et al., 1978] Degauque, J., Astie, B., and Kubin, L. P. (1978). Evidence for the interaction between magnetic domain walls and dislocations in high-purity iron from magnetomechanical damping experiments. *physica status solidi (a)*, 45(2):493–501.
- [Dietrich et al., 2014] Dietrich, L., Socha, G., and Kowalewski, Z. L. (2014). Anti-buckling fixture for large deformation tension–compression cyclic loading of thin metal sheets. *Strain*, 50(2):174–183.
- [Dobmann, 2006] Dobmann, G. (2006). *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (VII)*. IOS Press, Amsterdam, The Netherlands.

- [Domenjoud and Daniel, 2023] Domenjoud, M. and Daniel, L. (2023). Effects of plastic strain and reloading stress on the magneto-mechanical behavior of electrical steels: Experiments and modeling. *Mechanics of Materials*, 176:104510.
- [Fnaiech et al., 2020] Fnaiech, E., Munsch, M., Corbineau, S., Marzin, M., Rohart, P., and Takillah, S. (2020). Large stand-off magnetometry (lsm) for buried pipeline inspection experimental study: Influence of dent depth on residual magnetic signal.
- [Foner, 2004] Foner, S. (2004). Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer. *Review of Scientific Instruments*, 30(7):548–557.
- [François et al., 1991] François, D., Pineau, A., and Zaoui, A. (1991). *Comportement mécanique des matériaux - Élasticité et plasticité*. Hermes, Paris.
- [Gabi et al., 2013] Gabi, Y., Kedous-Lebouc, A., Meunier, G., Wolter, B., Geoffroy, O., Meilland, P., Labie, P., Guérin, C., and Martins, O. (2013). Assessment of 3ma technique potentiality for nondestructive evaluation of dual-phase steels using 2-d nonlinear fem and taking hysteretic behavior into account. In *Proceedings of the 19th Conference Comput. Electromagn. Fields*, pages 48–48.
- [Gabi et al., 2014] Gabi, Y., Wolter, B., Gerbershagen, A., Ewen, M., Braun, P., and Martins, O. (2014). Fem simulations of incremental permeability signals of a multi-layer steel with consideration of the hysteretic behavior of each layer. *IEEE Transactions on Magnetics*, 50(4):1–4.
- [Gallet et al., 2023] Gallet, J., Perez, M., Guillou, R., Ernould, C., Le Bourlot, C., Langlois, C., Beausir, B., Bouzy, E., Chaise, T., and Cazottes, S. (2023). Experimental measurement of dislocation density in metallic materials: A quantitative comparison between measurements techniques (xrd, r-ecci, hr-ebds, tem). *Materials Characterization*, 199:112842.
- [Gourdin et al., 1998] Gourdin, C., Hirsinger, L., Barbier, G., and Billardon, R. (1998). Experimental identification of the coupling between the anhysteretic magnetic and magnetostrictive behaviours. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 177-181:201–202. International Conference on Magnetism.
- [Hill, 1965] Hill, R. (1965). Continuum micro-mechanics of elastoplastic polycrystals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 13(2):89–101.
- [Hilzinger and Kronmüller, 1975a] Hilzinger, H. and Kronmüller, H. (1975a). *J. of Magn. and Magn. Mater.*, 2(1):11–17.
- [Hilzinger and Kronmüller, 1975b] Hilzinger, H. and Kronmüller, H. (1975b). Statistical theory of the pinning of bloch walls by randomly distributed defects. *Physics Letters A*, 51:59–60.
- [Hilzinger, 1977] Hilzinger, H. R. (1977). The influence of planar defects on the coercive field of hard magnetic materials. *Applied Physics*, 12(3):253–260.



- [Hubert and Schäfer, 1998] Hubert, A. and Schäfer, R. (1998). *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer.
- [Hubert, 2008] Hubert, O. (2008). *Comportement magnéto-mécanique des matériaux magnétiques*. Habilitation à diriger des recherches, UPMC - Université Paris 6 Pierre et Marie Curie.
- [Hubert, 2019] Hubert, O. (2019). Multiscale magneto-elastic modeling of magnetic materials including isotropic second order stress effect. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 491:165564.
- [Hubert and Daniel, 2006] Hubert, O. and Daniel, L. (2006). Effect of plastic straining on magnetostriction of ferromagnetic polycrystals—experiments and multiscale modeling. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 304(2):e489–e491. Proceedings of the 17th International Symposium on Soft Magnetic Materials.
- [Hubert and Daniel, 2008] Hubert, O. and Daniel, L. (2008). Multiscale modeling of the magneto-mechanical behavior of grain-oriented silicon steels. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7):1412–1422.
- [Hubert and Daniel, 2011] Hubert, O. and Daniel, L. (2011). Energetical and multiscale approaches for the definition of an equivalent stress for magneto-elastic couplings. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 323(13):1766–1781.
- [Hubert et al., 1998] Hubert, O., Hug, E., Guillot, I., and Clavel, M. (1998). Effect of internal stresses and dislocation features on the magnetic properties of soft ferromagnetic materials. *Journal de Physique IV Proceedings*, 08(PR2):Pr2–515 – Pr2–518.
- [Hubert et al., 2005] Hubert, O., Jendly, N., and Daniel, L. (2005). Modelling of the influence of micro-plasticity on the magnetic behaviour of ferromagnetic polycrystals through a multiscale approach. *steel research international*, 76(6):440–447.
- [Hubert and Lazreg, 2017] Hubert, O. and Lazreg, S. (2017). Two phase modeling of the influence of plastic strain on the magnetic and magnetostrictive behaviors of ferromagnetic materials. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 424:421–442.
- [Hubert et al., 2009] Hubert, O., Waberi, R., Lazreg, S., Kim, H.-S., and Billardon, R. (2009). Measurement and two-scales modeling of the  $\Delta E$  effect. *Advanced Materials Research*, 89-91:7–11.
- [Hubert, O. et al., 1999] Hubert, O., Clavel, M., Guillot, I., and Hug, E. (1999). Magnetism and internal stresses : Concept of magneto-plastic anisotropy. *J. Phys. IV France*, 09:Pr9–207–Pr9–216.
- [Hug, 1993] Hug, E. (1993). *Etude des dégradations des propriétés magnétiques d'alliages Fe-3%Si avec les déformations plastiques. Application à la mise en œuvre des tôles utilisées*

- dans la conception des moteurs électriques*. PhD thesis, Université de Technologie de Compiègne (UTC).
- [Hug et al., 2000] Hug, E., Hubert, O., and Guillot, I. (2000). Effect of strengthening on the magnetic behaviour of ordered intermetallic 2%v-cofe alloys. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 215-216:197–200.
- [Iordache et al., 2003] Iordache, V., Hug, E., and Buiron, N. (2003). Magnetic behaviour versus tensile deformation mechanisms in a non-oriented fe-(3 wt. *Materials Science and Engineering: A*, 359(1):62–74.
- [Jiles, 1988] Jiles, D. (1988). D.c. jiles, *ndt int.* 21 (1988) 311–319. *NDT International*, 21(4):311–319.
- [Jiles, 1995] Jiles, D. (1995). Theory of the magnetomechanical effect. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 28:1537–1546.
- [Jiles and Atherton, 1983] Jiles, D. and Atherton, D. (1983). Ferromagnetic hysteresis. *IEEE Transactions on Magnetics*, 19(5):2183–2185.
- [Joule, 1847] Joule, J. (1847). Xvii. on the effects of magnetism upon the dimensions of iron and steel bars. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 30(199):76–87.
- [Kröner, 1961] Kröner, E. (1961). Plastischer verformung des vielkristalls. *Acta Metallurgica*, 9:p155.
- [Kronmüller, 1973] Kronmüller, H. (1973). Microstructure and Micromagnetism. *AIP Conference Proceedings*, 10(1):1006–1025.
- [Landgraf et al., 2000] Landgraf, F., Emura, M., Ito, K., and Carvalho, P. (2000). Effect of plastic deformation on the magnetic properties of non-oriented electrical steels. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 215-216:94–96.
- [Lavernhe Taillard, 2006] Lavernhe Taillard, K. (2006). *Etude du comportement thermomécanique des Alliages à Mémoire de Forme sous sollicitations multiaxiales complexes*. Theses, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan.
- [Lazreg and Hubert, 2011] Lazreg, S. and Hubert, O. (2011). A multidomain modeling of the magnetoelastic behavior for nondestructive evaluation. *J. of Appl. Phys.*, 109(7):07E508.
- [Leclerc et al., 2015] Leclerc, H., Neggers, J., Mathieu, F., Hild, F., and Roux, S. (2015). Correli 3.0. IDDN.FR.001.520008.000.s.p.2015.000.31500. Agence pour la Protection des Programmes, Paris (France).
- [Lemaitre and Chaboche, 1996] Lemaitre, J. and Chaboche, J. L. (1996). *Mécanique des matériaux solides*.

- [Lemaître, 1988] Lemaître, J. et Chaboche, L. (1988). *Mécanique des matériaux solides*. 2ème édition Dunod, Bordas.
- [Li et al., 2012] Li, J., Xu, M., Leng, J., and Xu, M. (2012). Modeling plastic deformation effect on magnetization in ferromagnetic materials. *Journal of Applied Physics*, 111(6):063909.
- [LoBue et al., 2000] LoBue, M., Sasso, C., Basso, V., Fiorillo, F., and Bertotti, G. (2000). Power losses and magnetization process in fe–si non-oriented steels under tensile and compressive stress. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 215-216:124–126.
- [Lubitz, 1974] Lubitz, K. (1974). Magnetic studies of the dislocation structure of iron single crystals deformed at 295 k. *Applied Physics*, 4:51–61.
- [Maazaz et al., 2024] Maazaz, Z., de la Barrière, O., and Hubert, O. (2024). Influence of plastic shear strain on the magnetic behaviour of pure iron. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 591:171753.
- [Maazaz et al., 2021] Maazaz, Z., Hubert, O., Fnaiech, E. A., and Kassir, L. (2021). Effect of plastic straining on the remanent magnetization of ferritic-pearlitic steel: Experimental and modeling aspects. *AIP Advances*, 11(2):025015.
- [Maazaz et al., 2023] Maazaz, Z., Hubert, O., and Zemmouri, E. (2023). Inverse identification of pipeline steel mechanical state by means of coupled magnetic measurements and artificial neural networks. *NDT E International*, 134:102782.
- [Makar and Tanner, 1998a] Makar, J. and Tanner, B. (1998a). The effect of stresses approaching and exceeding the yield point on the magnetic properties of high strength pearlitic steels. *NDT E International*, 31(2):117–127.
- [Makar and Tanner, 1998b] Makar, J. and Tanner, B. (1998b). The in situ measurement of the effect of plastic deformation on the magnetic properties of steel: Part i – hysteresis loops and magnetostriction. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 184(2):193–208.
- [Makar and Tanner, 1998c] Makar, J. and Tanner, B. (1998c). The in situ measurement of the effect of plastic deformation on the magnetic properties of steel: Part ii – permeability curves. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 187(3):353–365.
- [Makar and Tanner, 2000] Makar, J. and Tanner, B. (2000). The effect of plastic deformation and residual stress on the permeability and magnetostriction of steels. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 222(3):291–304.
- [Maugin, 1988] Maugin, G. (1988). *Continuum Mechanics of Electromagnetic Solids*. North-Holland, Amsterdam.
- [Mballa-Mballa et al., 2012] Mballa-Mballa, F., Hubert, O., Lazreg, S., and Meilland, P. (2012). Multidomain modelling of the magneto-mechanical behaviour of dual-phase steels. In

- Proceedings of the 18th WCNDT - World Conference on Nondestructive Testing*, Durban, South Africa.
- [Mughrabi, 1983] Mughrabi, H. (1983). Dislocation wall and cell structures and long-range internal stresses in deformed metal crystals. *Acta Metallurgica*, 31(9):1367–1379.
- [Neggers et al., 2016] Neggers, J., Blaysat, B., Hoefnagels, J. P. M., and Geers, M. G. D. (2016). On image gradients in digital image correlation. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 105(4):243–260.
- [Perevertov, 2007] Perevertov, O. (2007). Influence of the residual stress on the magnetization process in mild steel. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(4):949.
- [Piotrowski et al., 2017] Piotrowski, L., Chmielewski, M., and Kowalewski, Z. (2017). The dominant influence of plastic deformation induced residual stress on the barkhausen effect signal in martensitic steels. *Journal of Nondestructive Evaluation*, 36.
- [Rekik, 2014] Rekik, M. (2014). *Mesure et modélisation du comportement magnéto-mécanique dissipatif des matériaux ferromagnétiques à haute limite élastique sous chargement multi-axial*. Theses, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan.
- [Sablík et al., 2004] Sablík, M., Yonamine, T., and Landgraf, F. (2004). Modeling plastic deformation effects in steel on hysteresis loops with the same maximum flux density. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 40:3219 – 3226.
- [Sablík, 2001] Sablík, M. J. (2001). Modeling the effect of grain size and dislocation density on hysteretic magnetic properties in steels. *Journal of Applied Physics*, 89(10):5610–5613.
- [Sablík et al., 2010] Sablík, M. J., Geerts, W. J., Smith, K., Gregory, A., Moore, C., Palmer, D., Bandyopadhyay, A., Landgraf, F. J. G., and de Campos, M. F. (2010). Modeling of plastic deformation effects in ferromagnetic thin films. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(2):491–494.
- [Sablík et al., 2005] Sablík, M. J., Rios, S., Landgraf, F. J. G., Yonamine, T., and de Campos, M. F. (2005). Modeling of sharp change in magnetic hysteresis behavior of electrical steel at small plastic deformation. *Journal of Applied Physics*, 97(10):10E518.
- [Salinas B. and Salinas R., 2016] Salinas B., J. and Salinas R., A. (2016). Evaluation of microstructure and magnetic properties in non-oriented electrical steel strained by tension. *Journal of Iron and Steel Research, International*, 23(2):166–170.
- [Schreier et al., 2009] Schreier, H., Orteu, J.-J., and Sutton, M. A. (2009). *Image Correlation for Shape, Motion and Deformation Measurements*. Springer New York, NY, 1 edition.
- [Seeger et al., 2004] Seeger, A., Kronmüller, H., Rieger, H., and Träuble, H. (2004). Effect of Lattice Defects on the Magnetization Curve of Ferromagnets. *Journal of Applied Physics*, 35(3):740–748.

- [Singh et al., 2017] Singh, D., Mökkönen, K., Poutala, J., Rasilo, P., Belahcen, A., and Kouhia, R. (2017). Preliminary results on the effect of plastic deformation on magnetic properties. *Rakenteiden Mekaniikka*, 50:372.
- [Sutton, 2013] Sutton, M. A. (2013). Computer Vision-Based, Noncontacting Deformation Measurements in Mechanics: A Generational Transformation. *Applied Mechanics Reviews*, 65(5):050802.
- [Swartzendruber et al., 1997] Swartzendruber, L., Hicho, G., Chopra, H., Leigh, S., and Adam, G. (1997). Effect of plastic strain on magnetic and mechanical properties of ultralow carbon sheet steel. *Journal of Applied Physics*, 81:4263–4265.
- [Szpunar and Szpunar, 1984] Szpunar, B. and Szpunar, J. (1984). Influence of stresses on the hysteresis curve in constructional steel. *IEEE Transactions on Magnetics*, 20(5):1882–1884.
- [Szpunar and Szpunar, 1985] Szpunar, J. A. and Szpunar, B. (1985). Modeling of the ferromagnetic hysteresis in textured and strained steel. *Journal of Applied Physics*, 57(8):4232–4234.
- [van den Berg et al., 2023] van den Berg, F. et al. (2023). How the eu project 'online microstructure analytics' advances inline sensing of microstructure during steel manufacturing. In *Proceedings of the European Conference on Non-Destructive Testing (ECNDT)*, Lisbon, Portugal.
- [Zhao et al., 2021] Zhao, J., Hu, C., Zhao, Z., Tang, M., and Tang, X. (2021). Effects of deformation degree on the magnetic properties of soft magnetic steel after heat treatment. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 533:167991.
- [Šternberk et al., 1985] Šternberk, J., Kratochvílová, E., and Gemperle, A. e. a. (1985). Dependence of characteristics of hysteresis loops on dislocation densities for low-alloy cr-mo steel. *Czech Journal of Physics*, 35:1259–1266.
- [Šternberk et al., 1983] Šternberk, J., Kratochvílová, E., Hřebík, J., and Gemperle, A. (1983). Coercivity and microstructure of low-alloy cr-mo steel. *physica status solidi (a)*, 79:523–529.