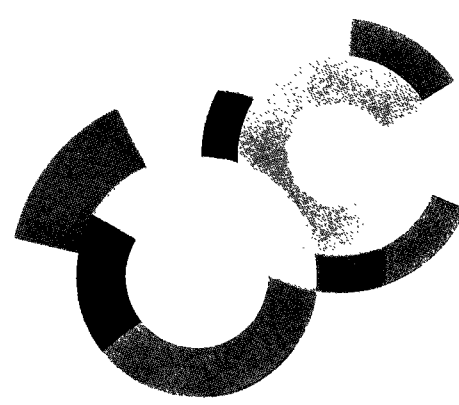


Gestion INIS

Doc. Enreg. le 1/3/2000
N° TRNF. R.O.P. 0.35...7.8



CR A DAPNIA/STCM 99-1001

Thèse soutenue le
26 Octobre 1999

ETUDE DE CABLES Nb_3Sn POUR QUADRIPOLES
SUPRACONDUCTEURS

DAPNIA

Rachid OTMANI

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INPG

Spécialité : "Génie Electrique"

préparée au Service des Techniques de Cryogénie et de Magnétisme (CEA-Saclay)
dans le cadre de l'Ecole Doctorale "Electronique, Electrotechnique Automatique et Traitement du Signal"

présentée et soutenue publiquement

par

Rachid OTMANI

le 26 Octobre 1999

**Etude de câbles Nb₃Sn pour quadripôles
supraconducteurs**

Directeurs de thèse : A. Devred & P. Tixador

JURY

M. Y. BRUNET, président

M. J.P. CHABRERIE,

M. D. CIAZYNSKI,

M. A. DEVRED,

M. G. GRUNBLATT,

M. D. LEROY,

M. A. MAILFERT,

M. P. TIXADOR.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Service Technique de Cryogénie et de Magnétisme du CEA/Saclay, dirigé par Monsieur Marcel Jacquemet, à qui j'exprime mes sincères remerciements pour m'avoir accueilli au sein de son service.

Ce travail a été réalisé en collaboration avec Alstom/MSA. Je tiens à remercier Monsieur Gérard Grunblatt d'avoir permis l'engagement de ce travail.

Que Messieurs D. Cyazinski et A. Mailfert, qui ont accepté la lourde tâche d'être rapporteurs de ce travail, trouvent ici l'expression de ma gratitude.

J'exprime toute ma reconnaissance à Messieurs Arnaud Devred et Pascal Tixador, qui ont dirigé ce travail, pour la confiance qu'ils m'ont accordée pendant ces trois années. Leur rigueur scientifique a largement contribué à l'accomplissement de ce travail et à mon engouement pour la recherche.

Je remercie Monsieur Y. Brunet, Professeur à l'INPG, d'avoir bien voulu me faire l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je tiens à remercier Messieurs Y. Chabrierie et D. Leroy pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce travail, en acceptant de participer au jury.

J'adresserais finalement mes remerciements à toutes les personnes du STCM du CEA/Saclay et du DRFC du CEA/Cadarache et plus particulièrement Madame A.M. Puech et Messieurs T. Schild, J.L. Duchateau, C. Genin et P. Bredy pour leur précieuse aide.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
I CONTEXTE DE L'ETUDE	5
I.1 AIMANTS D'ACCELERATEUR	7
I.1.1 PRINCIPE D'UN AIMANT D'ACCELERATEUR DE PARTICULES	7
I.1.2 LES AIMANTS D'ACCELERATEURS	8
<i>I.1.2.1 Principes des aimants à champ dipolaire</i>	8
<i>I.1.2.2 Principes des aimants à champ quadripolaire</i>	11
<i>I.1.2.3 Les aimants de corrections</i>	12
I.2 L'ETAT DE L'ART : LE PROJET LHC	12
I.2.1 INTRODUCTION	12
I.2.2 CONCEPTION DES DIPOLES	13
<i>I.2.2.1 Conception des bobines</i>	13
<i>I.2.2.2 Masse froide</i>	14
<i>I.2.2.3 Précontrainte des bobines</i>	16
<i>I.2.2.4 Carte du champ et distribution des forces</i>	17
I.2.3 CONCEPTION DES QUADRIPOLES	18
<i>I.2.3.1 Conception des bobines</i>	18
<i>I.2.3.2 Masse froide</i>	20
<i>I.2.3.3 Précontrainte des bobines</i>	22
<i>I.2.3.4 Carte du champ</i>	23
I.2.4 MODE DE FONCTIONNEMENT DU LHC	24
I.3 PERSPECTIVES : NB₃SN CONTRE NBTI	26
I.4 PROBLEMES POTENTIELS	26
I.4.1 PROBLEMES RENCONTRES DANS LES ACCELERATEURS	26
I.4.2 PROBLEMES ETUDIES	31
<i>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</i>	33

II CABLE NB₃SN	35
II.1 PROPRIETES DE BASE : STRUCTURE ET ANCRAGE	37
II.2 ELABORATION DE BRINS MULTIFILAMENTAIRES	40
II.2.1 POURQUOI UN COMPOSITE MULTIFILAMENTAIRE	40
<i>II.2.1.1 "Saut de Flux"</i>	40
<i>II.2.1.2 Stabilité</i>	41
II.2.2 SPECIFICITE DES BRINS POUR AIMANTS D'ACCELERATEUR	43
II.2.3 DIFFERENTES VOIES D'ELABORATION	43
II.2.4 LA VOIE DE L'ETAIN INTERNE	46
II.3 PROPRIETES DES BRINS	48
II.3.1 COURANT, CHAMP ET TEMPERATURE CRITIQUES	48
II.3.2 INTRODUCTION AUX PERTES	50
<i>II.3.2.1 Pertes par hystérésis</i>	51
<i>II.3.2.2 Pertes par courants de couplage intrabrin</i>	52
II.3.3 RRR	54
II.4 FABRICATION ET PROPRIETES DES CABLES DE RUTHERFORD	55
II.4.1 POURQUOI UN CABLE	55
II.4.2 SPECIFICITE DES CABLES POUR AIMANTS D'ACCELERATEUR	56
II.4.3 FABRICATION DES CABLES	57
II.4.4 COURANT CRITIQUE	59
II.5 PROGRAMME D'ETUDE	60
II.5.1 BRIN	60
II.5.2 CABLE	61
<i>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</i>	63

III COURANT CRITIQUE	67
III.1 PROCEDURE EXPERIMENTALE	69
III.1.1 PRINCIPE DE LA MESURE	69
III.1.2 TYPES D'ECHANTILLONS	69
III.1.3 NOMENCLATURE DES ECHANTILLONS	70
III.1.4 PREPARATION DES ECHANTILLONS	72
<i>III.1.4.1 Cas des échantillons IGC2 et IGC4</i>	72
<i>III.1.4.2 Cas des autres échantillons</i>	74
<i>III.1.4.3 Insert de Mesures</i>	75
III.1.5 DISPOSITIF EXPERIMENTAL	76
III.1.6 PROTOCOLE DE MESURE	77
III.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX	78
III.2.1 MESURES BRUTES	78
<i>III.2.1.1 Exemple de mesure typique</i>	78
<i>III.2.1.2 Classification des échantillons</i>	80
III.2.2 DEPOUILLEMENT DES RESULTATS	83
<i>III.2.2.1 Détermination du courant critique</i>	83
<i>III.2.2.2 Détermination de la "N value"</i>	83
III.3 DISCUSSION DES RESULTATS	84
III.3.1 COURANT CRITIQUE ET DENSITE DE COURANT CRITIQUE	84
III.3.2 ETUDE DE LA REPRODUCTIBILITE DES MESURES	93
<i>III.3.2.1 Reproductibilité d'un échantillon</i>	93
<i>III.3.2.2 Reproductibilité sur un brin</i>	95
III.3.3 DEGRADATION DE CABLAGE	100
III.3.4 ETUDE DE LA "N VALUE"	104
III.3.5 COMPARAISON ENTRE MANDRINS EN G10 ET MANDRINS EN TITANE	104
III.3.6 PARAMETRISATION DE SUMMERS	105
III.3.7 INDUCTION MAGNETIQUE CRITIQUE DE SECONDE ESPECE	106
III.3.8 PARAMETRE C_0	111
III.4 CONCLUSION	112

IV EVALUATION ET CONTROLE DES RESISTANCES INTERBRIN

115

IV.1 INTRODUCTION 117

IV.1.1 COURANTS DE COUPLAGE INTERBRIN 117

IV.1.2 CABLES UTILISES 117

IV.1.3 FACTEURS INFLUENÇANT LES RESISTANCES INTERBRIN 120

IV.1.4 SPECIFICATIONS POUR R_a ET R_c 120

IV.1.5 RESISTANCES INTERBRIN DES CABLES ETUDIES 121

IV.2 PROCEDURE EXPERIMENTALE 122

IV.2.1 DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL 122

IV.2.2 PRINCIPE DES MESURES 123

IV.2.3 SEQUENCE DE TESTS 124

IV.2.3.1 LHC1 124*IV.2.3.2 ALS1* 125*IV.2.3.3 ALS2* 126*IV.2.3.4 ALS3* 126*IV.2.3.5 Amenées de courant et prises de potentiels* 127

IV.2.4 EXEMPLES DE MESURES 127

IV.3 INTERPRETATION DES MESURES DE RESISTANCES INTERBRIN

130

IV.3.1 MODELE SIMPLE : SCHEMA ELECTRIQUE EQUIVALENT 130

IV.3.2 INTERPRETATION DES MESURES 132

IV.3.2.1 Cas où la résistance de croisement domine ($R_c \ll R_a$) 132*IV.3.2.2 Cas où la résistance adjacente domine ($R_a \ll R_c$)* 134

IV.3.3 EVOLUTION DES RESISTANCES EN FONCTION DE LA POSITION 136

IV.4 DETERMINATION DES RESISTANCES INTERBRIN : DESCRIPTION DU MODELE COMPLET 143**IV.5 ANALYSE DES PRINCIPAUX RESULTATS** 145

IV.5.1 INTRODUCTION	145
IV.5.2 LHC1 (NbTi, BRINS RECOUVERTS DE "STABRITE")	146
IV.5.3 ALS1 (Nb ₃ Sn, BRINS NON CHROMES)	147
IV.5.4 ALS2 (Nb ₃ Sn, BRINS NON CHROMES, FEUILLARD D'INOX)	147
IV.5.5 ALS3 (Nb ₃ Sn, BRINS CHROMES SANS FEUILLARD)	148
IV.6 CONCLUSION	148
<i>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</i>	150
V MODELES THEORIQUES DES PERTES	151
V.1 GENERALITES ET APPROCHE RETENUE	153
V.1.1 DECOUPAGE EN TROIS CONTRIBUTIONS	153
<i>V.1.1.1 Pertes par hystérésis</i>	153
<i>V.1.1.2 Pertes par courants de couplage intrabrin</i>	153
<i>V.1.1.3 Pertes par courants de couplage interbrin</i>	154
V.1.2 METHODES DE CALCULS	155
V.1.3 MODELES ANALYTIQUES	155
V.1.4 CONSTANTES DE TEMPS	156
<i>V.1.4.1 Cas d'un brin cylindrique isolé dans l'espace</i>	156
<i>V.1.4.2 Analogie pour le cas d'un câble plat</i>	159
V.2 PERTES PAR HYSTERESIS	161
V.2.1 INTRODUCTION	161
V.2.2 COMPORTEMENT MAGNETIQUE D'UN FILAMENT	162
<i>V.2.2.1 Cas d'un filament vierge</i>	162
<i>V.2.2.2 Descente de l'induction après le maximum</i>	164
<i>V.2.2.3 Montée de l'induction après le minimum</i>	165
<i>V.2.2.4 Généralisation</i>	166
V.2.3 PERTES PAR AIMANTATION DANS UN FILAMENT (PERTES PAR HYSTERESIS)	167
V.2.4 COMPORTEMENT D'UN BRIN SUPRACONDUCTEUR	169
V.2.5 DEFINITION DU RAYON EFFECTIF	170

V.3 PERTES PAR COURANTS DE COUPLAGE INTRABRIN	171
V.3.1 DESCRIPTION ET MODELISATION DU BRIN	171
V.3.2 EXPRESSIONS GENERALES DE LA PUISSANCE DISSIPEE	174
V.3.3 EXPRESSIONS GENERALES DES CONSTANTES DE TEMPS	176
V.3.4 ESTIMATIONS DES RAYONS	177
V.3.5 ESTIMATIONS DES RESISTIVITES	178
<i>V.3.5.1 Couronne de bronze</i>	178
<i>V.3.5.2 Couronne de tantale-niobium</i>	179
<i>V.3.5.3 Couronne de cuivre</i>	179
<i>V.3.5.4 Zone multifilamentaire</i>	180
V.3.6 APPLICATION NUMERIQUE	181
V.3.7 INFLUENCE DE CERTAINS PARAMETRES DE FABRICATION	182
V.3.8 DISCUSSION DE L APPROXIMATION "MONOFILAMENTAIRE"	183
V.4 PERTES PAR COURANTS DE COUPLAGE INTERBRIN	184
V.4.1 MODELES	184
V.4.2 PERTES DANS LE CAS OU R_A EST INFINIE	186
<i>V.4.2.1 Expressions des puissances dissipées</i>	186
<i>V.4.2.2 Expression de la constante de temps</i>	187
V.4.3 PERTES DANS LE CAS OU R_C EST INFINIE	187
<i>V.4.3.1 Expressions des puissances dissipées</i>	187
<i>V.4.3.2 Expression de la constante de temps</i>	188
V.4.4 COMPARAISON DES DEUX CONSTANTES DE TEMPS	188
V.5 CONCLUSION	189
<i>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</i>	190
VI MESURES DE PERTES	193
VI.1 MESURES DE PERTES SUR BRINS	195
VI.1.1 PRINCIPE DE LA MESURE	195
VI.1.2 PROCEDURE EXPERIMENTALE	196
<i>VI.1.2.1 Généralités</i>	196

<i>VI.1.2.2 Préparation de l'échantillon</i>	197
<i>VI.1.2.3 Description des bobines de flux</i>	198
<i>VI.1.2.4 Description du circuit électrique</i>	199
<i>VI.1.2.5 Calcul d'aires</i>	201
<i>VI.1.2.6 Dispositif expérimental</i>	201
VI.1.3 PROTOCOLE DE MESURE	202
VI.2 MESURES ET INTERPRETATIONS	202
VI.2.1 MESURES BRUTES	202
VI.2.2 CALCUL DES PERTES	205
<i>VI.2.2.1 Pertes par hystérésis</i>	206
<i>VI.2.2.2 Calcul des diamètres effectifs</i>	208
<i>VI.2.2.3 Détermination des constantes de temps</i>	209
VI.3 MESURES DE PERTES SUR CABLES	210
VI.3.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL	210
VI.3.2 PROTOCOLE DE MESURE	212
VI.3.3 MESURES ET INTERPRETATIONS	212
<i>VI.3.3.1 Courbes brutes</i>	212
<i>VI.3.3.2 Evolution de l'énergie dissipée par cycle en fonction de la fréquence</i>	214
<i>VI.3.3.3 Détermination du facteur de forme</i>	217
<i>VI.3.3.4 Détermination des constantes de temps</i>	220
<i>VI.3.3.5 Etude des différentes positions des bobines de flux</i>	221
<i>VI.3.3.6 Comparaison des différents câbles</i>	224
VI.4 CONCLUSION	226
<i>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</i>	227
VII CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	229
NOMENCLATURE	237

ANNEXE I : DETERMINATION DES RESISTANCES INTERBRIN : DESCRIPTION DU MODELE	245
ANNEXE II A : CALCUL DU POTENTIEL-VECTEUR ASSOCIE A UNE DISTRIBUTION DE COURANT EN COQUILLE	257
ANNEXE II B : CALCUL DU MOMENT MAGNETIQUE ASSOCIE A UNE DISTRIBUTION DE COURANT EN COQUILLE	265
ANNEXE III : CALCUL DES PERTES PAR COURANTS DE COUPLAGE DANS UN BRIN	268
ANNEXE IV : CALCUL DES PERTES PAR COURANTS DE COUPLAGE INTERBRIN	291

INTRODUCTION

En vue de fabriquer un quadripôle supraconducteur en niobium-étain (Nb_3Sn), le STCM (Service Technique de Cryogénie et Magnétisme) du CEA/Saclay (Commissariat à l'Energie Atomique) a lancé en collaboration avec Alstom/MSA un programme de recherche et développement visant à la réalisation d'un prototype.

Un tel aimant est fabriqué à l'aide d'un câble lui-même composé de brins composites multifilamentaire supraconducteur en Nb_3Sn .

Cette étude, située dans le cadre de ce programme, a pour but d'optimiser la conception du conducteur.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux principales caractéristiques des aimants d'accélérateur (Chapitre I). Nous verrons ainsi les différents critères que doit respecter le conducteur, parmi ceux-ci, une forte capacité de transport de courant et de faibles pertes. Les pertes apparaissent lorsque le conducteur est soumis à un champ variable et peuvent conduire, dans un accélérateur, à des pertes du faisceau.

Dans un second temps (chapitre II), nous verrons les méthodes de fabrication ainsi que les problèmes rencontrés lors de la fabrication d'un câble en Nb_3Sn . Nous nous intéresserons aux problèmes liés à la fabrication du matériau puis à ceux liés au brin et enfin ceux liés au câble.

Ensuite, nous chercherons à optimiser les capacités de transport des brins (chapitre III). Cette optimisation s'effectuera sur différents types de brin. Des mesures de la capacité de transport de courants de brins, de différentes conceptions, permettront de déterminer la conception la plus optimale.

En parallèle, une minimisation des pertes sera effectuée. Pour ce faire, des mesures de pertes sur les brins (chapitre VI) seront effectuées. Des modèles analytiques seront développés et utilisés (chapitre V). Ces modèles seront finalement comparés aux mesures.

Une fois déterminée la conception du brin, on se focalisera sur le câble. On démontrera à l'aide de modèles analytiques que les pertes sont inversement proportionnelles aux résistances interbrin (chapitre V). Des mesures de résistances interbrin sur différents types de câble (chapitre IV) seront effectuées. Ces mesures permettront une détermination de la conception optimale du câble (revêtement ou non des brins, introduction ou non d'un feuillard entre les couches de brins...). Afin de valider les modèles, des mesures de pertes sur câble (chapitre VI) seront effectuées.

En conclusion, on cherchera à indiquer les paramètres importants et leur valeur optimale pour la conception d'un câble pour le quadripôle prototype envisagé par le STCM ainsi que les perspectives d'étude.

CHAPITRE I : CONTEXTE DE L'ETUDE

I.1 AIMANTS D'ACCELERATEUR

I.1.1 PRINCIPE D'UN ACCELERATEUR DE PARTICULES

Un accélérateur de particules permet aux particules d'acquérir de très grandes vitesses (proche de la vitesse de la lumière, c) sous l'action de champs électromagnétiques \vec{E} et \vec{B} sur une orbite fermée, puis de provoquer des collisions entre elles. Plus les vitesses sont élevées, plus leur énergie est grande, et plus on peut accéder à la structure intime de la matière.

L'utilisation de champs électromagnétiques dans le cadre des accélérateurs fait appel à des notions simples : une particule plongée dans des champs \vec{E} et \vec{B} est soumise à la force de Lorentz, \vec{F} ,

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \quad (1.1)$$

où q représente la charge de la particule et \vec{V} son vecteur vitesse. Le champ électrique sert à accélérer la particule le long de tronçons droits (par l'intermédiaire de cavités radio-fréquence), alors que l'induction magnétique est utilisée soit pour incurver la trajectoire de la particule (dipôles), soit afin de focaliser le faisceau de particules sur une orbite définie (quadripôles).

Une relation permet de comprendre la nécessité de hauts champs : pour une particule de quantité de mouvement, p , de charge q et soumise à une induction magnétique, B , en utilisant la loi de Lorentz dans la relation fondamentale de la dynamique, appliquée à une orbite circulaire, on obtient

$$\frac{p}{q} = \rho B \quad (1.2)$$

où ρ représente le rayon de courbure de l'accélérateur.

Ainsi, pour une particule de grande impulsion et pour ρ fixé, il est nécessaire d'avoir une induction magnétique élevée afin de vérifier cette égalité. Cette induction magnétique élevée s'obtient en utilisant des aimants supraconducteurs.

En vue d'obtenir des particules d'énergies de plus en plus élevées, il a été nécessaire de développer des aimants ayant des champs intenses. Le Tableau 1.1 présente les différents accélérateurs utilisant des aimants supraconducteurs.

Tableau 1.1. Liste des accélérateurs utilisant des aimants supraconducteurs

Labo.	Accél.	Circonf. (km)	Dipôle		Quadripôle		Temp. de fonct. (K)
			Induction centrale (T)	Diamètre de l'ouverture (mm)	Gradient (T m ⁻¹)	Diamètre de l'ouverture (mm)	
Fermilab	Tevatron	6,3	4,4	76,2	75,8	88,9	4,6
BNL	RHIC	3,8	3,5	80	71,8	80	4,6
DESY	HERA	6,3	4,7	75	91,2	75	4,5
IHEP	UNK	21	5,0	80	96,1	80	4,6
SSCL	SSC	87	6,6	50	206	40	4,35
CERN	LHC	27	8,4	56	223	56	1,9

I.1.2 LES AIMANTS D'ACCELERATEURS

Pour le bon fonctionnement d'un accélérateur deux types d'aimants sont nécessaires : des aimants de type dipolaire et des aimants de type quadripolaire. Chacun de ces aimants a une fonction définie.

I.1.2.1 PRINCIPE DES AIMANTS A CHAMP DIPOLAIRE

Un aimant à champ dipolaire, appelé dipôle, crée une induction \vec{B} uniforme, à une composante, que l'on peut écrire dans un repère orthonormé $(0, x, y, z)$ sous la forme

$$B_x = 0 \quad B_y = B_0 \quad \text{et} \quad B_z = 0 \quad (1.3)$$

Le rôle des dipôles est d'incurver la trajectoire des faisceaux. La production d'une telle induction dipolaire nécessite la réalisation d'une distribution de courant en "cos θ ". La Fig. 1.1(a) illustre cette distribution. Malheureusement une telle distribution n'est pas réalisable. On cherche à approcher cette distribution en réalisant des bobinages permettant aux

courants d'avoir les symétries suivantes : paire par rapport à l'axe des x et impaire par rapport à l'axe des y comme le montre la Fig. 1.2. Ces bobines sont de type "selle de cheval", comme illustré sur la Fig. 1.3.

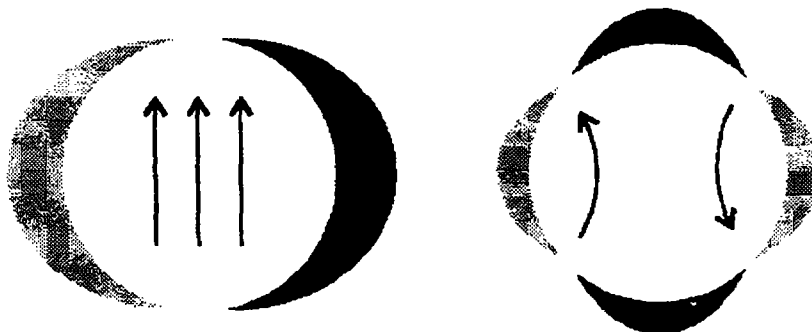


Fig 1.1 : Distributions théoriques des courants pour générer des champs dipolaires (a) et quadripolaires (b)

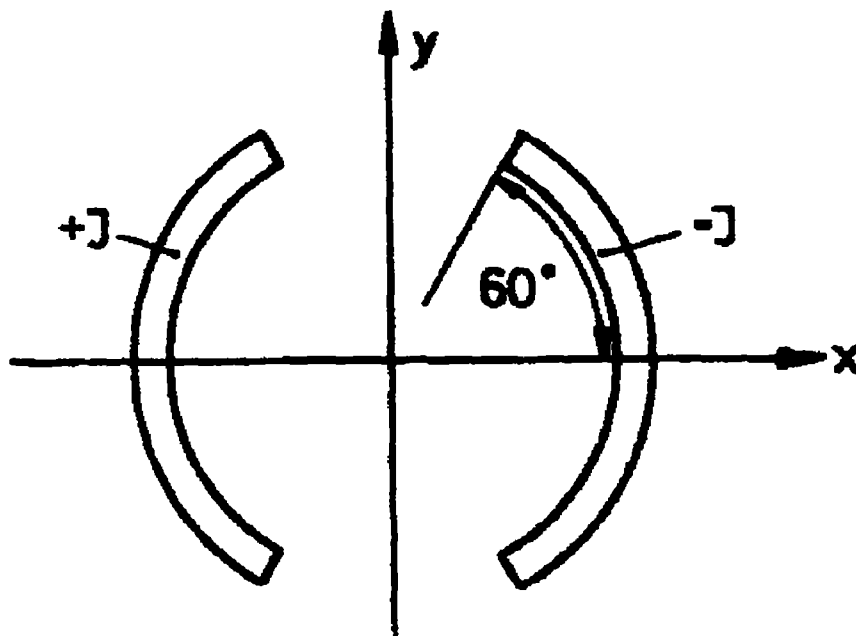


Fig. 1.2 : Distributions approchées des courants pour générer un champ dipolaire

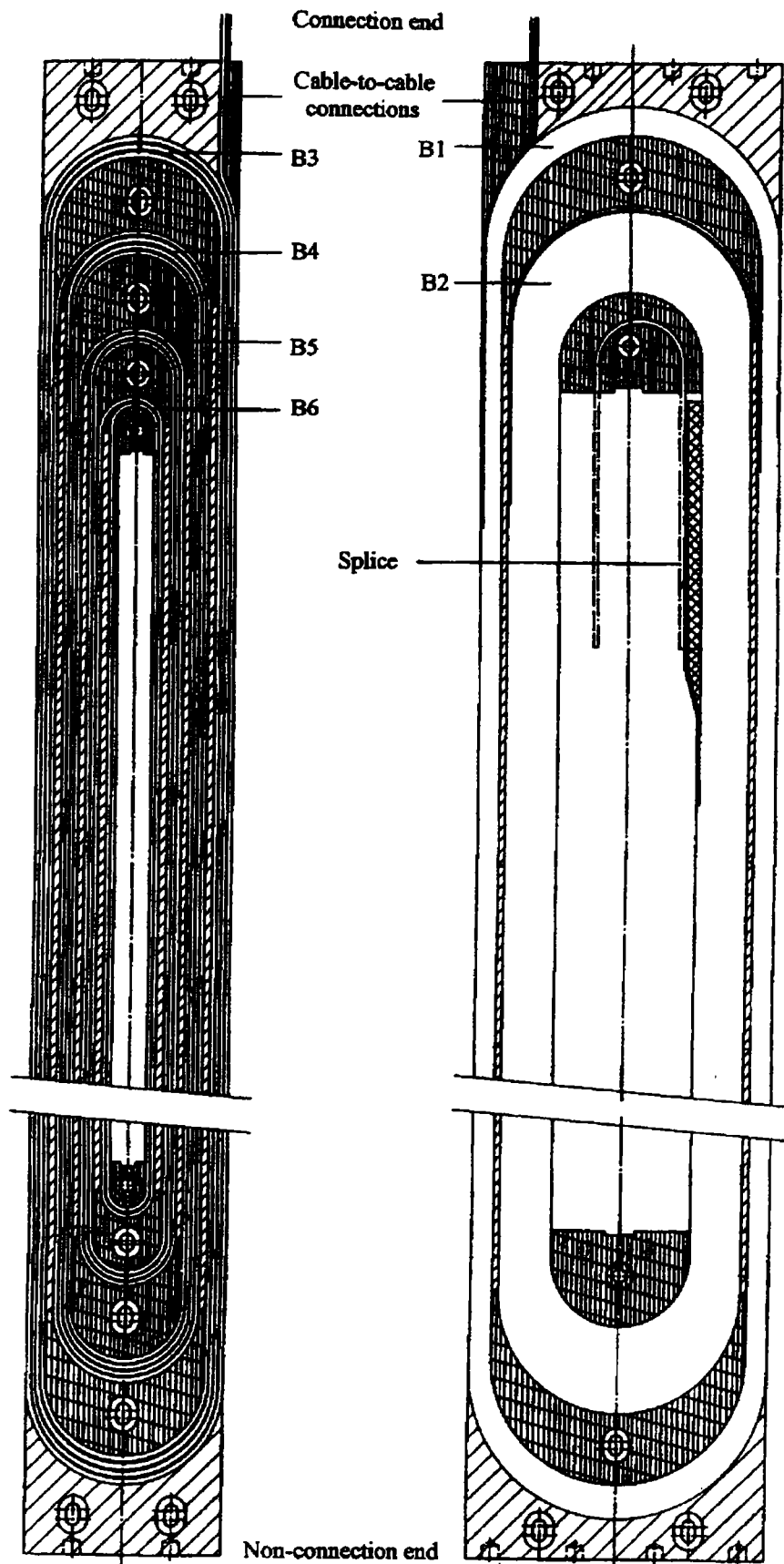


Fig. 1.3 : Vue longitudinale d'un pôle d'un aimant dipolaire ([LHC, 1988])

I.1.2.2 PRINCIPES DES AIMANTS A CHAMP QUADRIPOLAIRE

Un aimant à champ quadripolaire, appelé quadripôle, crée une induction \vec{B} à deux composantes qui peuvent s'exprimer dans un repère orthonormé sous la forme

$$B_x = gy \quad B_y = gx \quad \text{et} \quad B_z = 0 \quad (1.4)$$

où g est une constante, appelée le gradient de l'induction magnétique et exprimée en T/m. Pour produire une telle induction, la distribution en courant doit obéir à une loi en " $\cos 2\theta$ ". La Fig. 1.1(b) illustre cette distribution. De même que pour les dipôles, une telle distribution n'est pas réalisable. Comme le montre la Fig. 1.4, on cherche à approcher cette distribution en réalisant un bobinage de manière à obtenir des courants dont les symétries sont les suivantes : paire par rapport aux axes x et y et impaire par rapport aux deux premières bissectrices.

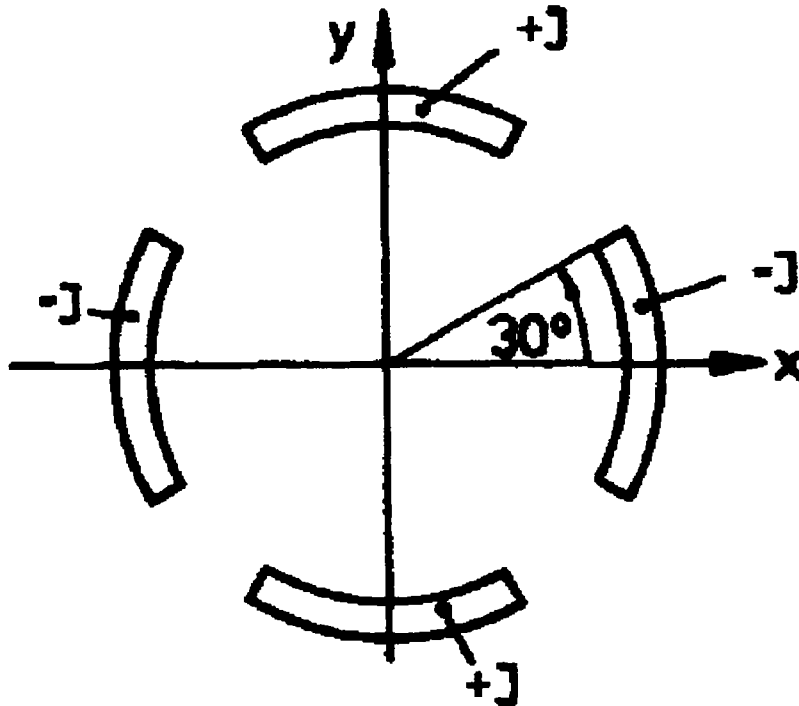


Fig. 1.4 : Distributions approchées des courants pour générer des champs dipolaires et quadripolaires

Il est à noter que, à la focalisation dans une direction, est associée la défocalisation suivant la direction orthogonale. Ainsi pour une focalisation complète, il est nécessaire d'utiliser deux quadripôles pivotés l'un par rapport à l'autre de 90°.

I.1.2.3 LES AIMANTS DE CORRECTIONS

Pour des raisons que nous aborderons par la suite, les aimants présentent un certain nombre de multipôles indésirables. Afin de corriger les erreurs d'orbite dues à ces multipôles, des aimants de correction sont ajoutés. Ces aimants sont principalement des dipôles, des quadripôles, des sextupôles, des octupôles et des décapôles.

I.2 ETAT DE L'ART : LE PROJET LHC

I.2.1 INTRODUCTION

Le LHC (Large Hadron Collider) est un collisionneur proton-proton dont l'énergie sera de 7 TeV par faisceau. Ce collisionneur sera installé dans le tunnel du CERN (Laboratoire Européens pour la physique des particules), creusé à environ 100 mètres de profondeur à la frontière franco-suisse près de Genève. Ce tunnel a une circonférence de 27 km. La luminosité prévue est de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ aux deux points d'interaction dédiés à la physique des hautes énergies. A ces deux points d'interaction seront installés deux détecteurs (CMS -Compact Muon Solenoïde- et ATLAS -Air Core Toroidal for Large Acceptance Spectrometer) qui eux même utilisent des systèmes magnétiques à base d'aimants supraconducteurs.

Les performances de la machine sont indiquées dans le Tableau 1.1 : les aimants fonctionneront à la température de l'hélium superfluide (1,9 K), l'induction des dipôles sera de 8,36 T et le gradient des quadripôles d'arcs de 223 T m^{-1} .

Le LHC sera constitué d'environ 10 000 aimants dont 1300 dipôles (14 m de longueur) et 400 quadripôles d'arcs (3 m de longueur) ainsi qu'un grand nombre d'aimants de correction et d'aimants spéciaux. Selon [Perin, 1998], le coût des aimants représentent 60 % du coût du LHC, les dipôles représentent 70 % du coût des aimants et les quadripôles 20 %. La mise en route de la machine est prévue pour 2005.

En plus de son fonctionnement avec des protons, le LHC sera capable d'utiliser des ions lourds (Pb-Pb) avec des énergies de 1150 TeV (dans le centre de masse) et une luminosité de $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Nous allons maintenant nous intéresser à la conception des dipôles et des quadripôles d'arc du LHC.

I.2.2 CONCEPTION DES DIPOLES

I.2.2.1 CONCEPTION DES BOBINES

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe I.1.2.1, une induction dipolaire parfaitement homogène est générée par une distribution de courant en " $\cos\theta$ ". Une telle géométrie peut être obtenue comme l'intersection de deux cercles ou deux ellipses de centres séparés dans lesquels des courants égaux mais de direction opposée circulent. La Fig. 1.5(a) présente une telle géométrie. Une approximation de cette distribution est réalisée à l'aide d'une configuration dite "en coquille". Le principal avantage de cette configuration est que le conducteur se trouve être très près de l'ouverture (pour une utilisation efficace du supraconducteur). La section d'un quadrant d'une ouverture d'un dipôle du LHC (ancienne conception de 50 mm d'ouverture) est présentée sur la Fig. 1.5(b). Chaque quadrant est constitué de six blocs. Les blocs sont séparés par des cales de cuivre afin d'obtenir la géométrie nécessaire à une induction dipolaire de très bonne qualité. Le Tableau 1.2 résume les principales caractéristiques des dipôles du LHC (conception actuelle de 56 mm d'ouverture).

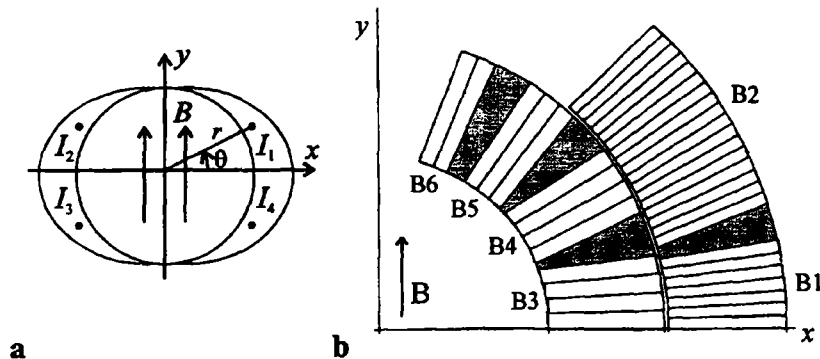


Fig. 1.5(a) : Création d'un champ dipolaire pur à partir de l'intersection de deux ellipses ($I_1=I_4=-I_2=-I_3$)

Fig. 1.5(b) : Section d'un quadrant d'une ouverture d'un dipôle du LHC (ancienne conception de 50 mm d'ouverture) [Verweij, 1995]

Tableau 1.2. Récapitulatif des performances des dipôles du LHC (conception actuelle)

Induction nominale (T)	8,36
Induction maximale sur le conducteur (T)	9,8
Diamètre de l'ouverture (mm)	56
Courant nominal (A)	11470
longueur magnétique (m)	13,145
Nombre de tour de la bobine interne par ouverture (-)	30
Nombre de tour de la bobine externe par ouverture (-)	52
Largeur du câble (mm)	15

I.2.2.2 MASSE FROIDE

La Fig. 1.6 illustre une section d'un aimant dipolaire à deux ouvertures du LHC dans son cryostat (ancienne conception de 50 mm d'ouverture). Cet aimant est de type "2 en 1" c'est à dire que deux ouvertures (dans lesquelles les faisceaux circulent en sens inverse) sont insérées dans une structure commune. Cette structure permet d'obtenir une géométrie plus compacte et plus économique. La partie délimitée par la frette soudée (numérotée 5 sur la Fig. 1.6) est appelée masse froide. Cette masse froide est refroidie à une température de 1,9 K (ou 4,3 K pour certains tests) avant excitation. Les principaux composants de cette masse froide sont :

- Les bobines internes ou externes [voir Fig. 1.5(b)] faites de câbles de type Rutherford en NbTi. Les caractéristiques des brins et des câbles sont données dans le Tableau 1.3 (version actuelle de 56 mm d'ouverture).
- Les colliers en aluminium ou en acier inoxydable, qui permettent de reprendre partiellement les forces de Lorentz et de limiter les déformations des bobines.
- Le circuit magnétique en acier bas carbone qui permet une fermeture des lignes de champ et donc le blindage magnétique de la structure. Ce circuit permet aussi d'accroître l'induction magnétique intérieure d'environ 15 % (au centre de l'ouverture) [Russenschuck, 1993].
- La frette soudée qui assure une rigidité de la structure et qui délimite la région où circule l'hélium. Cette frette joue un rôle important dans la conception mécanique de l'aimant.

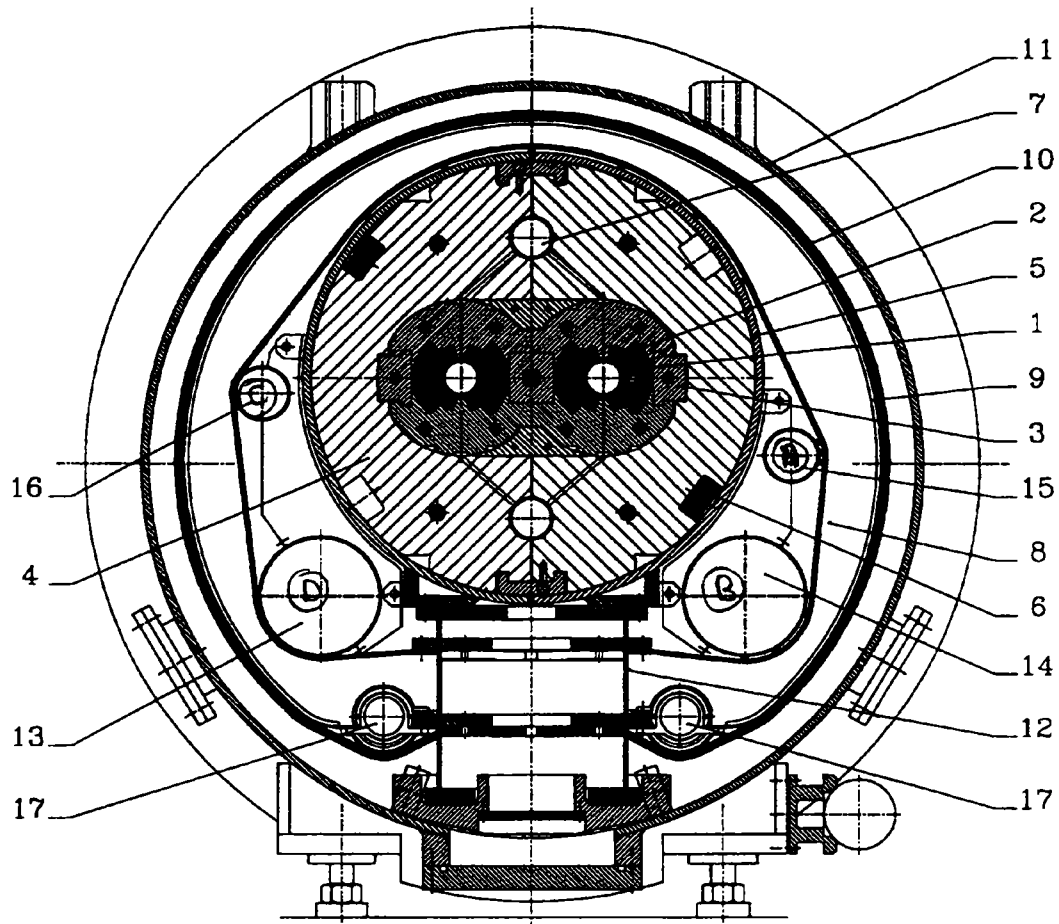


Fig. 1.6 : Section d'un dipôle du LHC (ancienne conception de 50 mm d'ouverture)
[LHC, 1991]

- | | |
|------------------------------------|---------------------------------------|
| 1. Tube faisceau | 10. Superisolation |
| 2. Bobines | 11. Enceinte à vide |
| 3. Colliers | 12. Support |
| 4. Circuit magnétique | 13. Tube hélium gaz (5-10 K) |
| 5. Frette soudée | 14. Tube hélium gaz (1,8 K) |
| 6. "Bus bars" (amenées de courant) | 15. Tube hélium liquide (2,2 K) |
| 7. Echangeur de chaleur | 16. Tube hélium (5 K) |
| 8. Isolation anti-radiation (5 K) | 17. Tube de refroidissement (50-70 K) |
| 9. Ecran thermique (50 K-70 K) | |

Tableau 1.3. Paramètres des brins et câbles des dipôles du LHC (conception actuelle de 56 mm d'ouverture)

Brin			Couche interne	Couche externe
	Diamètre (mm)		1,065	0,825
	Rapport cuivre sur supraconducteur (-)		1,6	1,9
	Taille des filaments (μm)		7	6
	Nombre de filaments (-)		8900	6500
	RRR (-)		≥ 70	70
	Pas de torsade (après câblage) (mm)		18	15
	Courant critique (A)	10 T, 1,9 K	≥ 515	
		9 T, 1,9 K		≥ 380
Câble				
	Nombre de brins (-)		28	36
	Petite hauteur (mm)		1,72	1,34
	Grande hauteur (mm)		2,06	1,60
	Largeur (mm)		15,1	15,1
	Pas de transposition (mm)		110	100
	Angle de câblage (degrés)		1,25	0,9
	Courant critique (A)	10 T, 1,9 K	≥ 13750	
		9 T, 1,9 K		≥ 12950

I.2.2.3 PRECONTRAINTE DES BOBINES

Les colliers sont conçus de manière à appliquer une précontrainte azimutale sur les bobines.

Cette précontrainte permet de compenser la composante azimutale de la force de Lorentz qui apparaît lors de l'excitation. Cette force tend à comprimer les bobines vers le plan

médian et peut causer un décollement au niveau du pôle résultant en une sérieuse dégradation du champ. La valeur de la précontrainte à imposer est difficilement calculable à cause, entre autres, des risques de fluage, des différents coefficients de friction, des possibles déformations plastiques ainsi que des différents rétreints thermiques des éléments constitutifs de l'aimant lors de la mise en froid. La valeur de précontrainte demandée est de 80 MPa pour la couche interne [Perin, 1998]. Durant la phase de frettage, la contrainte peut être de 30 % à 40 % supérieure à la valeur désirée, afin de permettre l'insertion de longues tiges (d'une longueur égale à celle de l'aimant) qui assurent le maintien des colliers entre eux.

La précontrainte exercée sur les bobines est un paramètre très important pour les résistances interbrin (voir Chapitre IV) et donc pour les pertes par courants de couplage interbrin (voir Chapitres V et VI).

I.2.2.4 CARTE DU CHAMP ET DISTRIBUTION DES FORCES

La carte de l'induction dans le premier quadrant d'un dipôle est représentée sur la Fig. 1.7. Il est à noter qu'il s'agit d'un dipôle de l'ancienne génération [LHC, 1991] (induction nominale de 10 T, courant nominal de 15060 A, d'ouverture de 50 mm et longueur magnétique de 9 m). Les valeurs minimales et maximales de l'induction par bloc de conducteur sont données dans le Tableau 1.4. Il est à noter que l'induction varie fortement et change même de sens entre les blocs 1 et 2.

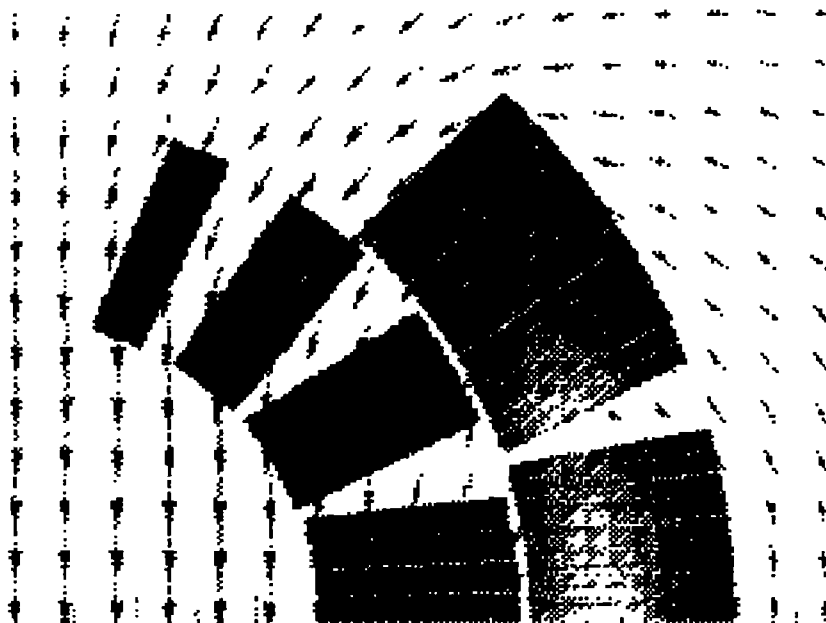


Fig. 1.7 : Carte d'induction dans le premier quadrant d'un dipôle (ancienne conception de 50 mm d'ouverture) [Russenschuk, 1993]

Le Tableau 1.4 présente les valeurs minimales et maximales des contraintes azimutales qui s'exercent sur chaque bloc. Dans un aimant "2 en 1", les contraintes sont plus importantes sur les blocs près du centre de la structure et un peu plus faibles dans ceux à la périphérie de celle-ci.

Tableau 1.4. Récapitulatif des valeurs de l'induction (minimales et maximales) [Russenschuk, 1993] et des contraintes par bloc [Spigo, 1994] dans un dipôle du LHC (ancienne conception de 50 mm d'ouverture)

Numéro du bloc	B_x		B_y		B_z		σ_θ	σ_θ	σ_θ
	(T)	(T)	(T)	(T)	(T)	(T)	(300 K) (MPa)	(2 K, 0 T) (MPa)	(2 K, 10 T) (MPa)
1	0	2,3	-3,1	4,6	-3,1	4,5	40	55	90
2	0,5	5,8	-2,4	7,6	-3,1	4,3	40	55	55
3	0	1,3	4,5	9,8	4,5	9,8	55	75	105
4	-0,1	2,2	5,5	9,9	4,6	8,7	55	75	90
5	0	3,7	7,3	0,1	1,3	6,1	60	75	70
6	0	2,8	7,2	0,2	0,5	4,2	60	80	50

I.2.3 CONCEPTION DES QUADRIPOLES

I.2.3.1 CONCEPTION DES BOBINES

La conception des quadripôles est gouvernée par les mêmes considérations que les dipôles. Pour approcher une distribution de courant en " $\cos 2\theta$ ", une configuration "en coquille" est également utilisée. La section d'une ouverture d'un quadripôle est présentée sur la Fig. 1.8. La configuration "en coquille" est utilisée pour les mêmes raisons que précédemment. Chaque quadrant correspond à un pôle. Les caractéristiques des quadripôles des arcs du LHC sont reportées dans le Tableau 1.5.

Tableau 1.5. Récapitulatif des performances des quadripôles du LHC (conception actuelle de 56 mm d'ouverture)

Gradient nominal (T/m)	223
Induction maximale sur le conducteur (T)	6,87
Courant nominal (A)	11780
Diamètre de l'ouverture (mm)	56
longueur magnétique (m)	3,10
Nombre de tour de la bobine interne par ouverture (-)	2+8
Nombre de tour de la bobine externe par ouverture (-)	7+7
Largeur du câble (mm)	15,1

Les deux couches des bobines sont réalisées avec le même câble. Le bobinage se fait en utilisant la méthode de la "double galette" : avant de bobiner la première couche, on place la quantité de conducteur nécessaire à la seconde couche sur une bobine de stockage intermédiaire. Une fois la première couche bobinée et polymérisée, la seconde couche est bobinée au-dessus de celle-ci et les deux couches sont de nouveau soumises à un cycle de polymérisation. Ceci est réalisé afin d'éviter les jonctions internes entre les deux couches.

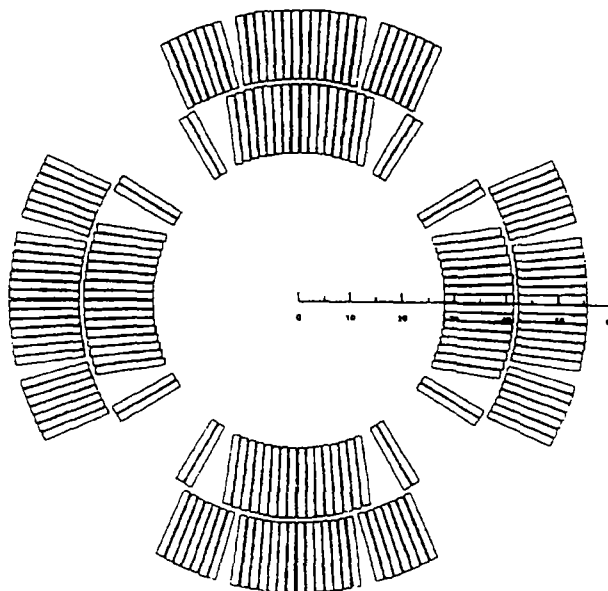


Fig. 1.8 : Section d'une ouverture d'un quadripôle des arcs du LHC (conception actuelle de 56 mm d'ouverture) [LHC, 1995]

I.2.3.2 MASSE FROIDE

La Fig. 1.9 illustre une section d'un aimant quadripolaire à deux ouvertures des arcs du LHC dans son cryostat. Cet aimant est lui aussi de type "2 en 1". La partie délimitée par le tube d'inertie est appelée masse froide. Comme dans le cas des dipôles, cette masse froide est refroidie à une température de 1,9 K. Les principaux composants de cette masse froide sont :

- Les bobines faites de câbles de type Rutherford en NbTi. Les caractéristiques des brins et des câbles sont données dans le Tableau 1.6.
- Les colliers en acier austénitique, qui permettent de reprendre toutes les forces de Lorentz et de limiter les déformations des bobines.
- Le circuit magnétique en acier bas carbone, qui permet une fermeture des lignes de champs et donc le blindage magnétique de la structure. Ce circuit permet aussi d'accroître le gradient d'induction magnétique intérieure d'environ 4 % (au centre de l'ouverture).
- Le tube d'inertie assure une rigidité de la structure en flexion et en torsion. De plus, il sert aussi de réservoir d'hélium pour la masse froide.

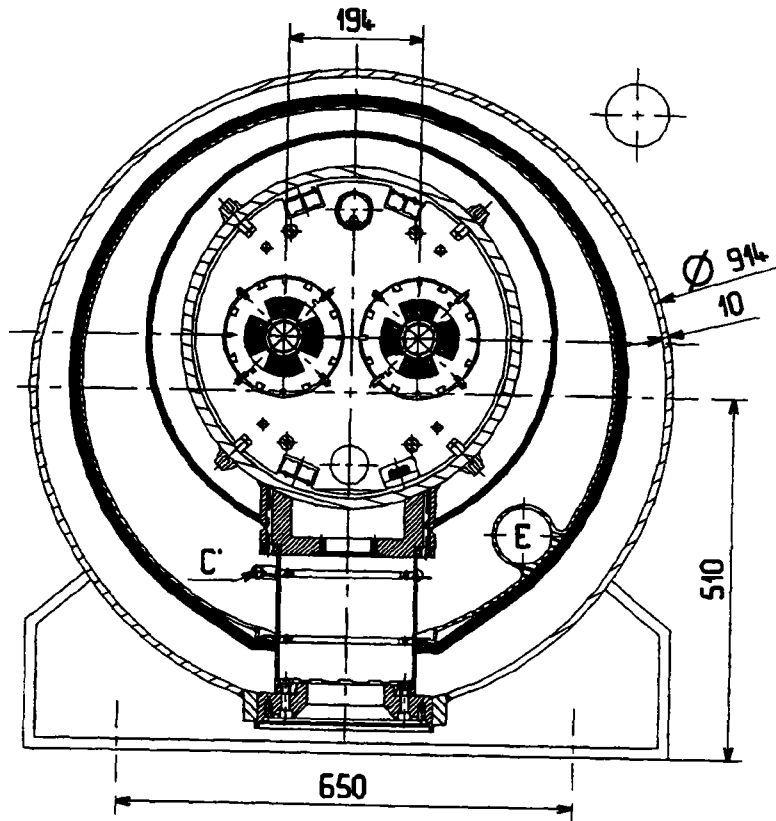


Fig. 1.9 : Section d'un aimant quadripolaire [LHC, 1995]

Tableau 1.6. Récapitulatif des brins et câbles des quadripôles des arcs du LHC (conception actuelle de 56 mm d'ouverture)

Brin			
	Diamètre (mm)		0,825
	Rapport cuivre sur supraconducteur (-)		1,9
	Taille des filaments (μm)		6
	Nombre de filaments (-)		6500
	RRR (-)		
	Pas de torsade (après câblage) (mm)		25
	Courant critique (A)	9 T, 1,9 K	380
Câble			
	Nombre de brins (-)		36
	Petite hauteur (mm)		1,362
	Grande hauteur (mm)		1,598
	Largeur (mm)		15,1
	Pas de transposition (mm)		100
	Angle de câblage (degrés)		1,0
	Courant critique (A)	9 T, 1,9 K	12960

I.2.3.3 PRECONTRAINTE DES BOBINES

Comme dans le cas des dipôles, les colliers sont conçus de manière à appliquer une précontrainte azimutale sur les bobines. Le but de cette précontrainte est identique à celui des dipôles : compenser les effets des forces de Lorentz afin d'éviter la déformation et le mouvement de la bobine (en particulier que celle-ci ne se sépare des colliers). Comme dans le cas des dipôles, la valeur de la précontrainte est difficile à calculer (fluage, déformations plastiques, rétreints thermiques différentiels, etc...).

Le Tableau 1.7 présente les valeurs moyennes et maximales des contraintes de compression qui s'appliquent sur les bobines lors du frettage, après frettage, à froid (2 K) et

lors de la mise sous tension de l'aimant. Il apparaît que les contraintes appliquées varient fortement au cours de ces différentes phases.

Tableau 1.7. Récapitulatif des valeurs des contraintes dans un quadripôle du LHC (conception actuelle de 56 mm d'ouverture) [Gourdin, 1999]

	Contraintes de compression	
	Moyenne (MPa)	Maximale (MPa)
Frettage	50	93
Après frettage	42	77
A froid (2 K)	39	71,5
A la mise sous tension	19,5	36,5

I.2.3.4 CARTE DU CHAMP

La Fig. 1.10 présente la carte de l'induction d'une moitié d'ouverture.

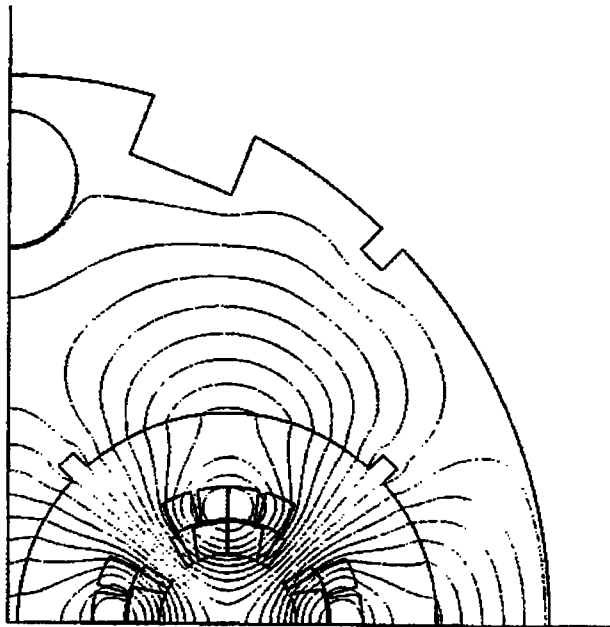


Fig. 1.10 : Carte d'induction d'une moitié d'ouverture d'un quadripôle (conception actuelle de 56 mm d'ouverture) [LHC, 1995]

I.2.4 MODE DE FONCTIONNEMENT DU LHC

Le faisceau de particules pré-accélééré est injecté dans l'accélérateur à une énergie, E_{inj} , pour laquelle l'induction des dipôles est B_{inj} (dans le cas du LHC, $E_{inj}= 450$ GeV et $B_{inj}= 0,58$ T). La vitesse de montée de l'induction de 0 à B_{inj} peut être définie librement puisque le faisceau n'est pas encore été injecté.

Le plateau d'injection dure environ 400 s, après quoi les particules sont accélérées jusqu'à l'énergie, E_{max} , et l'induction des dipôles est montée jusqu'à B_{max} (dans le cas du LHC, $E_{max}= 7$ TeV et $B_{max}= 8,36$ T). La montée dure environ 1200 s et correspond à une vitesse de $0,0065$ T s⁻¹. Cette vitesse de montée n'a pas à être constante et peut varier durant la montée. A l'injection et au nominal, l'homogénéité de l'induction et sa stabilité temporelle doivent répondre à certaines spécifications et ce afin de faciliter les corrections.

I.3 PERSPECTIVES : NB₃SN CONTRE NBTI

Afin d'obtenir des inductions magnétiques élevées, les aimants du LHC en NbTi doivent fonctionner à 1,9 K. Ainsi, un prototype de dipôle du LHC possède le record mondial d'induction (pour un aimant à câble NbTi) en atteignant 10,42 T à 1,9 K [Leroy, 1997]. Cependant, si l'on désire travailler à des inductions supérieures à 11 T, il n'est pas envisageable d'utiliser cette technologie. En effet, et comme le montre la Fig. 1.11, la densité de courant critique du NbTi à 1,9 K (d'après des mesures de courant critique sur un brin de type LHC ramenées à la section de NbTi dans le brin [Hoang, 1995]) décroît quasi-linéairement en fonction de l'induction. Pour aller au delà des 11 T, il apparaît donc nécessaire de changer de matériau.

A l'heure actuelle, le seul matériau qui existe sur le marché, avec de bonnes performances à haut champ, et qui peut être produit de manière quasi-industrielle est le niobium-étain (Nb₃Sn). Ce matériau, dont les propriétés supraconductrices ont été découvertes avant celles du NbTi, connaît un renouveau depuis quelques années, notamment grâce aux programmes de développement engagés pour l'International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER), un tokamak géant [Aymar, 1997]. Comme le montre la Fig. 1.11, la courbe de densité du Nb₃Sn à 4,2 K [d'après des mesures de courant critique sur un brin fabriqué par Alstom selon la méthode l'étain interne et ramenées à la section de non-cuivre (voir Chapitre III)] croise la courbe du NbTi à 1,8 K aux alentours de 11 T, ce qui permet d'envisager l'usage

du Nb₃Sn à des inductions plus élevées. Il est bien sûr à noter que l'on compare des performances à 4,2 K avec des performances à 1,9 K. Le gain en densité de courant entre les deux matériaux est beaucoup plus important lorsqu'on effectue ces comparaisons à la même température.

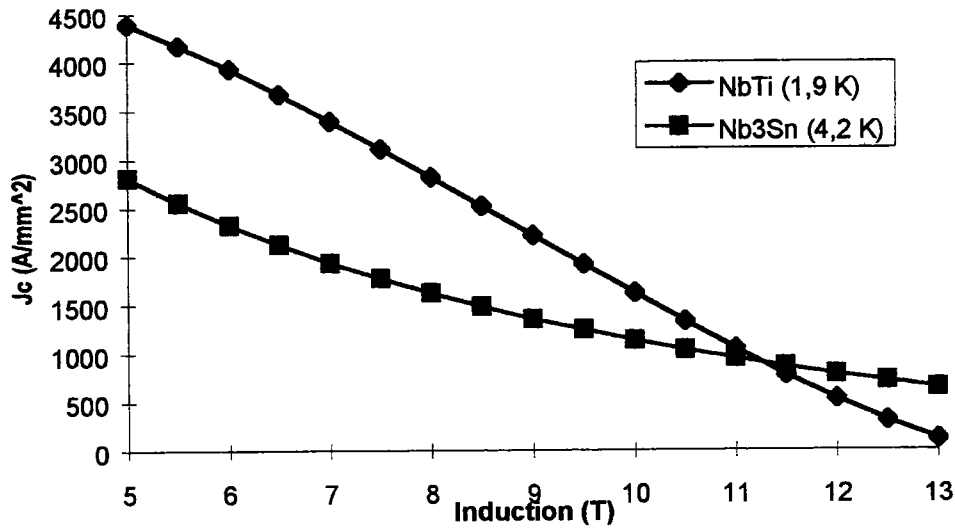


Fig. 1.11 : Evolution de la densité de courant critique (dans le non cuivre) en fonction de l'induction appliquée pour du NbTi à 1,9 K et du Nb₃Sn à 4,2 K (mesurée sur des brins fabriqués par Alstom)

Le Nb₃Sn présente une autre particularité vis à vis du NbTi : il a un champ critique de seconde espèce, H_{c2} , et une température critique, T_c , nettement plus élevées. Par exemple, la température critique du NbTi pour une induction de 10 T est de l'ordre de 4,5 K, alors que celle du Nb₃Sn (ternaire) est de l'ordre de 14,5 K. Le Tableau 1.8 présente les caractéristiques critiques de ces deux matériaux.

Tableau 1.8. Récapitulatif des caractéristiques critiques du NbTi et du Nb₃Sn (ternaire) obtenues pour des brins fabriqués par Alstom

	NbTi	Nb ₃ Sn
T_{c0} (K)	9	18
B_{c2} à 4,2 K (T)	12	26
J_c (non Cu) à 4,2 K et 5 T (A mm ⁻²)	3000	2700
J_c (non Cu) à 4,2 K et 9 T (A mm ⁻²)	600	1300

Le Nb₃Sn semble donc être un matériau prometteur pour la fabrication d'aimants à champ intense. Il reste néanmoins difficile à utiliser, car il est fragile et ses propriétés sont sensibles à la déformation. Ce matériau sera étudié plus en détail dans le chapitre II.

Un programme de recherche et développement en vue de la fabrication d'un quadripôle en Nb₃Sn a été mis en oeuvre au Service Technique de Cryogénie et Magnétisme (STCM) du CEA/Saclay. C'est dans le cadre de cette étude que se situe la thèse. La réalisation de quadripôles en Nb₃Sn présente plusieurs intérêts : tout d'abord la possibilité de réduire la taille de l'aimant par rapport à un quadripôle en NbTi pour un même gradient. Ce moindre encombrement permet leur utilisation au niveau des points d'interaction. En effet, au niveau de ces points d'interaction, la place disponible pour les aimants est limitée par les détecteurs. De plus, le Nb₃Sn possédant un champ critique de seconde espèce très élevé, il est envisageable de placer les quadripôles d'interaction dans le champ du détecteur ce qui permettrait un gain de place supplémentaire. Il est à noter que, dans le cas d'une utilisation dans le champ d'un détecteur, le circuit magnétique doit être supprimé.

I.4 PROBLEMES POTENTIELS

Lors du fonctionnement d'un accélérateur, un certain nombre de problèmes peuvent apparaître. Après avoir résumé les principaux phénomènes pouvant conduire à des pertes du faisceau et apparaissant au niveau des aimants, nous dresserons la liste des problèmes étudiés dans la cadre de cette étude.

I.4.1 PROBLEMES RENCONTRES DANS LES ACCELERATEURS

Les phénomènes qui apparaissent lors du fonctionnement de l'accélérateur ont pour conséquence la création de multipôles indésirables qui perturbent la carte de champ et peuvent conduire à la perte du faisceau. Ces phénomènes peuvent être classés en deux catégories : les phénomènes de nature quasi-statique et les phénomènes de nature dynamique.

Les phénomènes de nature quasi-statique sont [Mess, 1996]:

- Les erreurs géométriques. Ces erreurs sont liées à la précision des placements des câbles ainsi que leur mouvement lors de l'excitation de l'aimant.
- L'aimantation du circuit magnétique. Celui-ci étant en acier bas carbone, il peut saturer lors de l'excitation.

- L'aimantation due aux courants persistants des filaments supraconducteurs (voir Chapitre V et VI).

Les deux premiers phénomènes (erreurs géométriques et aimantation du fer) ne présentent pas ou peu de comportement dynamique (l'influence des pertes par courants de Foucault dans le fer peut être considérée comme négligeable en regard des phénomènes étudiés ici). Ils dépendent seulement du courant d'excitation. Le troisième phénomène est en principe lui aussi indépendant du temps mais il présente en fait une très légère dépendance temporelle (comme nous le verrons au chapitre V, cette aimantation décroît de manière très lente avec le temps). L'effet principal des courants persistants est l'apparition d'une grande hystérésis dans certains multipôles entre la montée et la descente sur la droite de charge de l'aimant.

La contribution de ces trois phénomènes apparaît clairement sur la Fig. 1.12 qui présente la mesure de la composante sextupolaire normale d'un dipôle. La mesure a été effectuée dans des conditions quasi-statiques à différents niveaux de courants pendant la montée et la descente d'un dipôle du SSC (la courbe a été recentrée). La valeur moyenne (prise entre la montée et la descente) de la composante sextupolaire est constante pour des courants inférieurs à 5000 A et correspond aux erreurs géométriques. Au dessus de 5000 A, cette moyenne dévie à cause de la saturation du circuit magnétique. Enfin l'aimantation des filaments est responsable de l'hystérésis entre la branche de charge et la branche de décharge. Nous verrons au Chapitre V que l'aimantation des filaments tend rapidement vers un maximum.

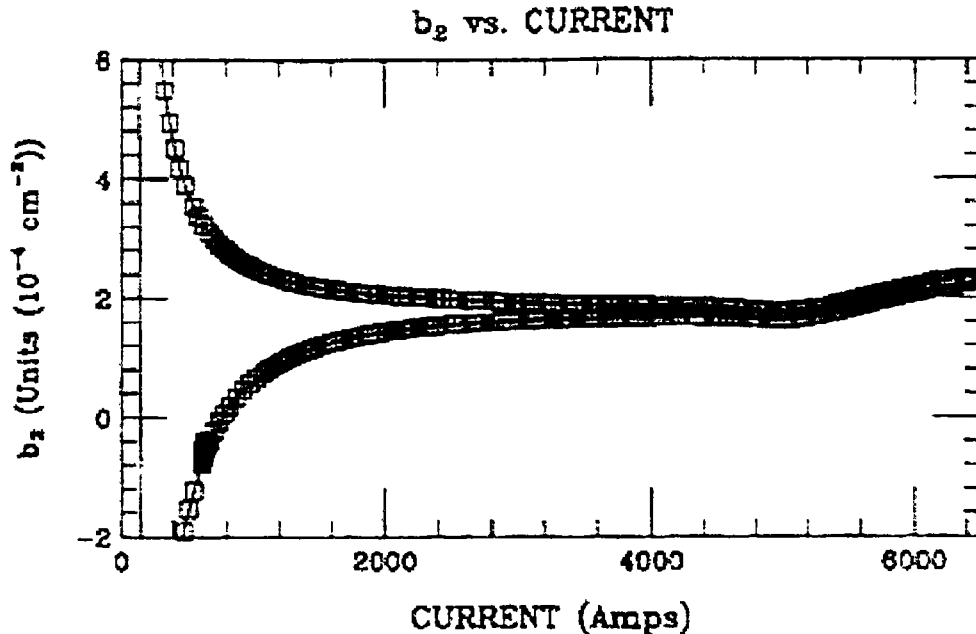


Fig. 1.12 : Composante sextupolaire normale lors du fonctionnement d'un dipôle

Les phénomènes de nature dynamique sont :

- L'aimantation due aux courants induits dits de couplages. Ceux-ci apparaissent lors d'une variation de l'induction extérieure tant au niveau des brins qu'au niveau des câbles (voir Chapitre V et VI). Ils dépendent de la vitesse de montée de l'induction.
- La périodicité du champ. Elle serait liée à des phénomènes de redistribution de courant dans les câbles.
- La dérive du champ qui apparaît durant les paliers de courant (en particulier lors du palier nécessaire à l'injection du faisceau).

Intéressons-nous tout d'abord à l'aimantation par courants de couplage. Celle-ci est directement proportionnelle à la vitesse de montée de l'aimant. La Fig. 1.13, tirée de [Devred, 1994] illustre ce phénomène. Sur cette figure est représentée la valeur de la composante quadripolaire normale d'un dipôle en fonction du courant pour différentes vitesses de montée. Il apparaît que cette composante dépend de la vitesse de montée. A vitesse élevée, on assiste même à un renversement de l'hystérésis due aux courants persistants

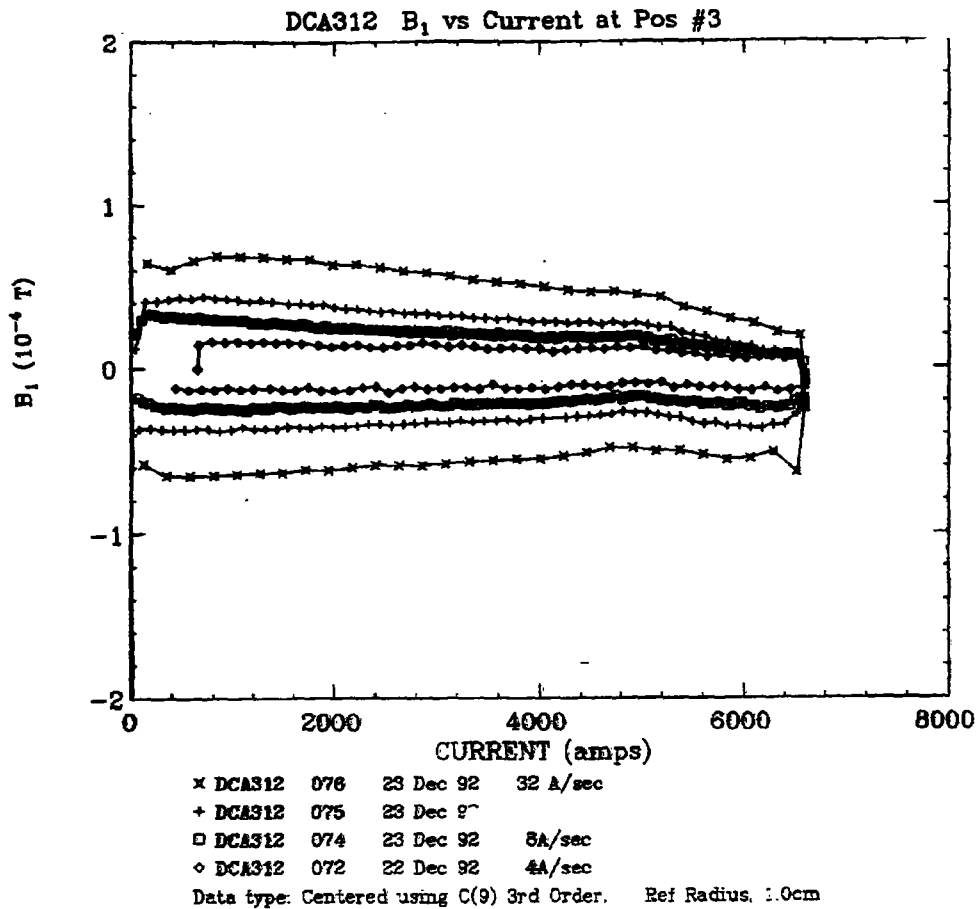


Fig. 1.13 : Composante quadripolaire normale d'un dipôle en fonction du courant pour différentes vitesses de montée du courant [Devred, 1994]

La périodicité du champ a été mise en évidence lors de la mesure de la composante sextupolaire normale d'un dipôle d'HERA [Brueck, 1991] à l'aide de sondes de Hall. La Fig. 1.14 présente les résultats obtenus lors de ces mesures pour différents précycles et différents courants de fonctionnement. Cette composante présente de grandes variations dont la valeur moyenne est approximativement égale à la valeur de la composante mesurée à l'aide d'une longue sonde. De plus, la valeur moyenne et l'amplitude varient suivant le cycle mais la fréquence des oscillations restent inchangées. La période de ces oscillations est égale à la valeur du pas de transposition (95 ± 2 mm dans ce cas). Une explication de cette périodicité serait un déséquilibre de la distribution du courant dans les brins du câble. Ce déséquilibre pourrait avoir au moins trois origines :

1. des brins ayant des propriétés non uniformes,
2. des soudures entre les bobines (placées en série) et les amenées de courant non uniformes,
3. des grandes et longues boucles de courants circulant entre les brins qui se superposent au courant de transport [Akhmetov, 1994]. Ces boucles de courants peuvent

être induites par des variations spatiales de la dérivée temporelle du champ magnétique auxquelles est soumis le câble aux extrémités de la bobine ou au niveau des amenées de courant [Verweij, 1995].

La dérive du champ lorsque l'aimant est en palier a été mis en évidence lors de la mise en opération du Tevatron [Finley, 1987]. La Fig. 1.15 présente la valeur de la composante sextupolaire (déduite des mesures de chromaticité) après une injection de courant. Il apparaît que la composante sextupolaire diminue légèrement en fonction du temps. Des essais ont été ensuite menés sur les aimants du Tevatron. Il apparaît que ces aimants possèdent une mémoire de leur pré-cycle. Cette mémoire ne peut être effacée qu'en faisant transiter l'aimant. Cette dérive proviendrait d'une dérive de l'aimantation des brins [Gilbert, 1989]. La diminution de l'aimantation des brins ne pourrait pas s'expliquer entièrement par un modèle de "flux creep" [Devred, 1991] (voir Chapitre II). Selon Stiening [Stiening, 1991], cette diminution pourrait s'expliquer par des phénomènes de redistribution de courant. En effet, lorsque ceux-ci ont lieu, l'induction magnétique locale (et plus particulièrement l'induction propre) varie fortement. Ces variations induisent alors des changements dans l'état d'aimantation des filaments. Selon [Wolf, 1997], la constante de temps liée à ces redistributions de courant est du même ordre de grandeur que celle de la dérive de l'induction magnétique.

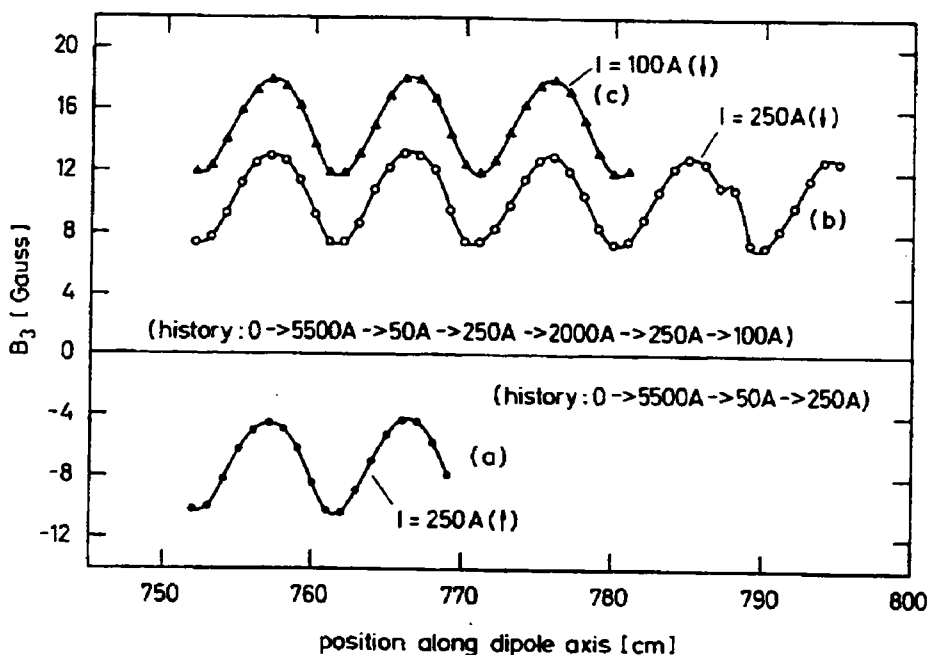


Fig. 1.14 : Composante sextupolaire normale le long d'un dipôle d'HERA pour différents cycles de courant (d'après [Brueck, 1991])

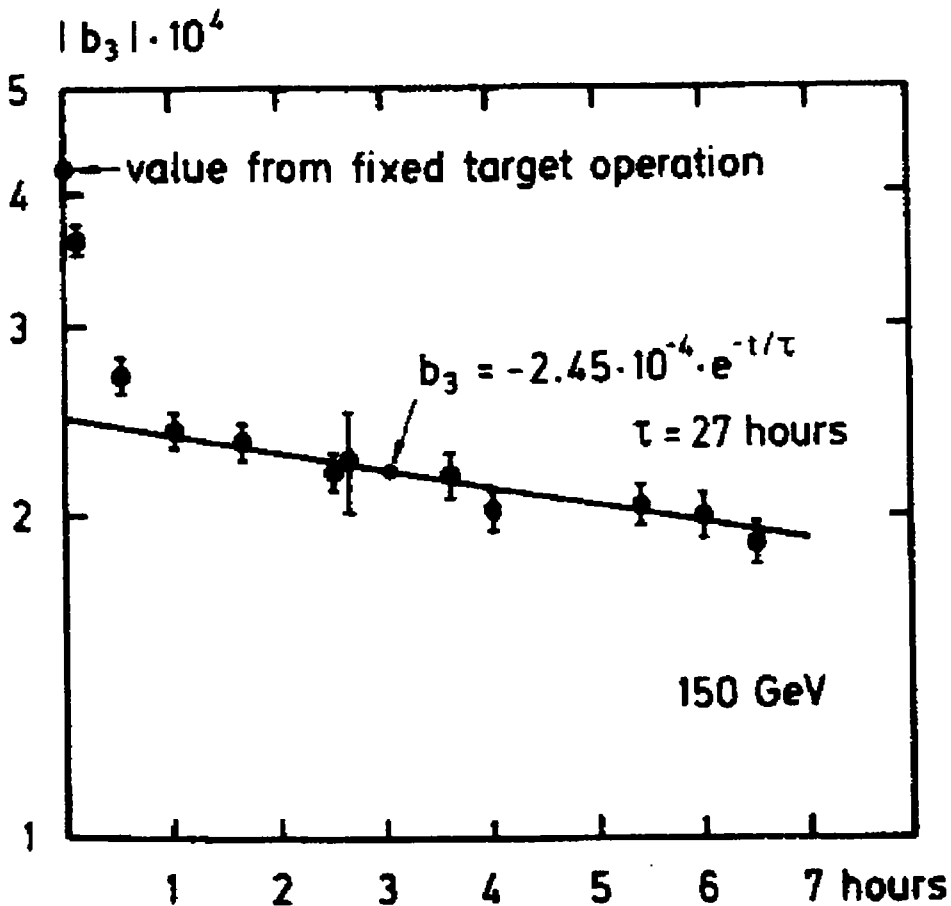


Fig. 1.15 : Composante sextupolaire après une rampe de courant [Finley, 1987]

I.4.2 PROBLEMES ETUDIES

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, un certain nombre de problèmes pouvant conduire à des pertes du faisceau apparaissent lors du fonctionnement d'un accélérateur.

En vue de la construction d'un quadripôle en Nb_3Sn utilisable dans un accélérateur, nous nous sommes intéressés à un certain nombre de ces problèmes.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux problèmes liés à la fabrication du matériau Nb_3Sn puis à ceux liés au brin et enfin ceux liés au câble.

Ensuite, nous chercherons à optimiser les capacités de transport des brins.

En parallèle, une minimisation des pertes sera effectuée. On cherchera à minimiser autant l'aimantation des filaments que les courants de couplage intrabrin. Pour ce faire, des mesures de pertes sur les brins seront effectuées. Des modèles analytiques seront développés et utilisés. Ces modèles seront ensuite confrontés aux mesures.

Une fois la conception du brin optimal déterminée, on se focalisera sur le câble. Les pertes par courant de couplage interbrin étant fort gênantes, on cherchera à minimiser celles-ci. On démontrera à l'aide de modèles analytiques que ces pertes sont inversement proportionnelles aux résistances interbrin. Des mesures de résistances interbrin sur différents types de câble seront effectuées. Afin de valider les modèles, des mesures de pertes sur câble seront aussi effectuées.

REFERENCES

A. Akhmetov, A. Devred, R. Schermer and R. Mints, "Current loop decay in Rutherford type cables," *Supercollider*, edited by P. Hale, Plenum Press, New-York (1994).

R. Aymar, "Overview of the ITER project," in T. Haruyama, T. Mistui and K. Yamafuji (eds.), *Proceedings of the 16th International Cryogenic Materials Conference*, London, Elsevier, p. 53-59 (1997).

H. Brueck, et al., "Observation of a periodic pattern in the persistent current fields of the superconducting HERA magnets," *Proceedings of IEEE Particles Accelerator Conference*, San Francisco (1991).

A. Devred and T. Ogitsu, "Time decay measurements of the sextupole component of the magnetic field in a 4 cm aperture, 17 m long SSC dipole magnet prototype," *Proc. of 14th Particle Accelerator Conference*, San Francisco CA (1991).

A. Devred and T. Ogitsu, "Ramp rate sensitivity of SSC dipole magnets prototypes," *J. of Cryo. Soc. of Jap.*, Vol. 29 (9) (1994).

D.A. Finley, et al., "Time dependant Chromaticity changes in Tevatron," *Proceedings of the 12th Particle Accelerator Conference* (1987).

W.S. Gilbert, R.F. Althaus, P.J. Barale, R.W. Benjegerdes, M.A. Green, M.I. Green and R.M. Scanlan, "Magnetic Field Decay in Model SSc Dipoles," *IEEE Trans. Magn.*, Vol 25 (#2), p.1459-1462 (1989).

C. Gourdin, Private Communication (1999).

G.K. Hoang, C.E. Bruzek, L. Oberli and D. Leroy , " Development of Nb44wt%Ti25wt%Ta based superconducting conductors for LHC magnets," *IEEE Trans. App. Supercond.*, Vol. 5(2), p. 412-415 (1995).

D. Leroy, L. Oberli, D. Perni, A. Siemko and G. Spigo, " Design features and performance of a 10 T twin aperture model dipole for the LHC, " presented at the 15th International Conference on Magnet Technology (MT15), Beijing, China (1997).

LHC, From : Specifications *CERN SPS/EMA 88-1* (1988).

LHC, "Design study of the Large Hadron Collider, " *CERN 90-03* (1991).

LHC, "The Large Hadron Collider : conceptual design," *CERN/AC/95-05* (1995).

K.-H. Mess, P. Schmüser and S. Wolff, "Superconducting accelerator magnets", World Scientific (1996).

R. Perin and D. Leroy, "Superconducting magnets for particle accelerators (dipoles, multipoles), Handbook of Applied Superconductivity," edited by Bernd Seeber, Institute of Physics Publishing (1998).

S. Russenschuk, "ROXIE, the routine for the optimization of magnet X-section, inverse problem solving and end region design," *CERN LHC Note 238* (1993).

G.-C. Spigo, CERN Div. AT-MA, CH1211 Geneva 23, unpublished calculations (1994).

R. Stiening, "A possible Mechanism for Enhanced Persistent Current sextupole Decay in SSC Dipoles, *SSCL-359* (1991).

A.P. Verweij, "Electrodynamics of superconducting cables in accelerator magnets," *Thèse de doctorat*, Université de Twente (1995).

R. Wolf, "Decay of the field integral in superconducting accelerator magnets wound with Rutherford type cables," in L. Liangzhen, S. Guoliao and Y. Luguang (eds.), *Proceedings of the 15th International Conference on Magnet Technology*, Science Press, Beijing, China, p. 238-241 (1997).

CHAPITRE II : CABLE NB_3SN

II.1 PROPRIETES DE BASE : STRUCTURE ET ANCRAGE

Le niobium étain, utilisé dans la fabrication d'aimant supraconducteur, est un composé intermétallique fragile qui a une stœchiométrie de type Nb_3Sn . Cependant, la composition de cette phase supraconductrice peut présenter de faibles écarts. La structure cristalline est de type A15 comme montré sur la Fig. 2.1. Les A15 se forment à la composition A_3B où A est un élément de transition (groupes IV, V et VI de la table périodique) et B peut être de transition (VIII) ou non (III, IV, V) [Kodher, 1984]. Les éléments B forment un réseau cubique centré, tandis que les éléments A se répartissent en paires d'atomes sur les faces du cube, formant trois familles de chaînes orthogonales non sécantes. Cette disposition particulière des éléments A est l'une des caractéristiques principales de la structure des A15. La Fig. 2.2 présente le diagramme de phase du composé niobium-étain. Il apparaît sur ce diagramme que la phase A15 supraconductrice est présente à toutes les températures [Flükiger, 1984]. Cette propriété est très importante car elle permet une limitation de la température de réaction permettant la production du Nb_3Sn (comme nous le verrons dans la section suivante, les températures de réaction pratiquées industriellement sont aux alentours de $660\text{ }^\circ\text{C}$).

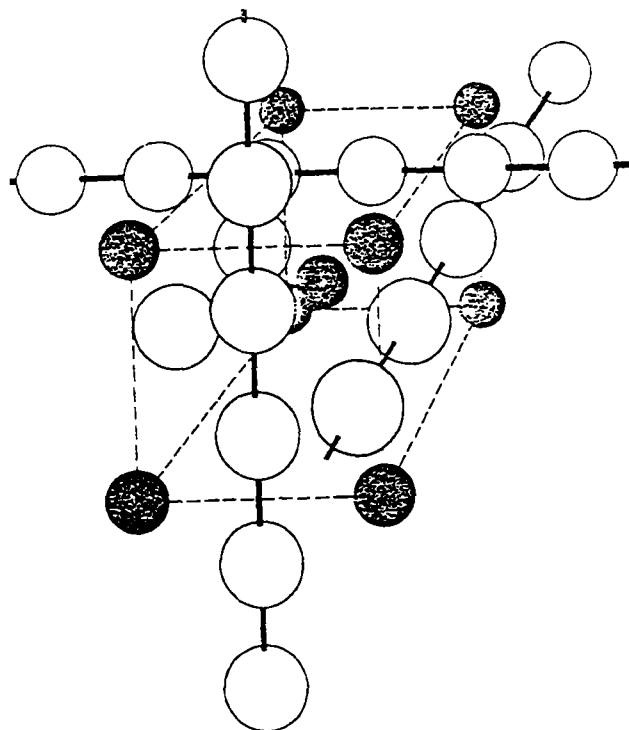


Fig. 2.1 : Structure cristalline du Nb_3Sn [Roberts, 1967] (en noir figurent les atomes d'étain et en blanc les atomes de niobium)

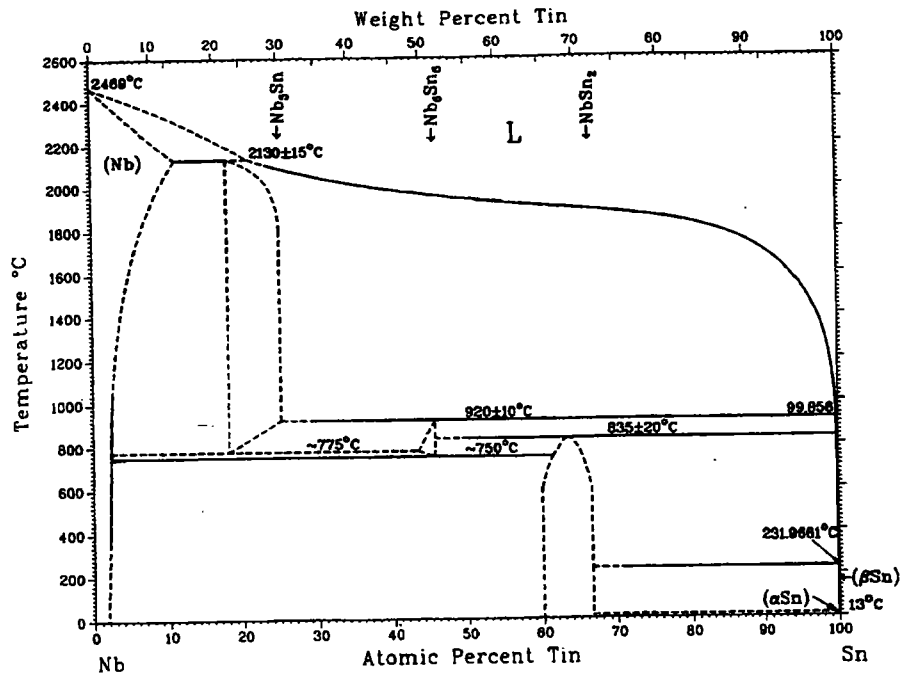


Fig. 2.2 : Diagramme de phase du Nb₃Sn [Sunk, 1981]

Le Nb₃Sn est un supraconducteur de type II. Lorsqu'il est soumis à un champ magnétique, il se crée donc des vortex à l'intérieur qui, en se déplaçant, peuvent être responsables de la perte du comportement supraconducteur (voir section II.3.1). Il est donc nécessaire de fixer ces vortex. Ceci est réalisé à l'aide de points d'ancrage. Les joints de grains sont les principaux points d'ancrage dans le Nb₃Sn [Larbalestier, 1985]. En effet, il est apparu que beaucoup d'échantillons possédant de bonnes propriétés supraconductrices ne présentaient quasiment aucun défaut microstructural à part des joints de grains [Wilson, 1983]. De nombreux auteurs ont étudiés la dépendance de la force d'ancrage en fonction de la taille des grains [Schauer, 1981]. Il est apparu que celle-ci augmente en proportion inverse de la taille des grains. La Fig. 2.3 tirée de [Schauer, 1981] illustre cette dépendance et montre le rôle primordial joué par les joints de grains sur l'ancrage des vortex.

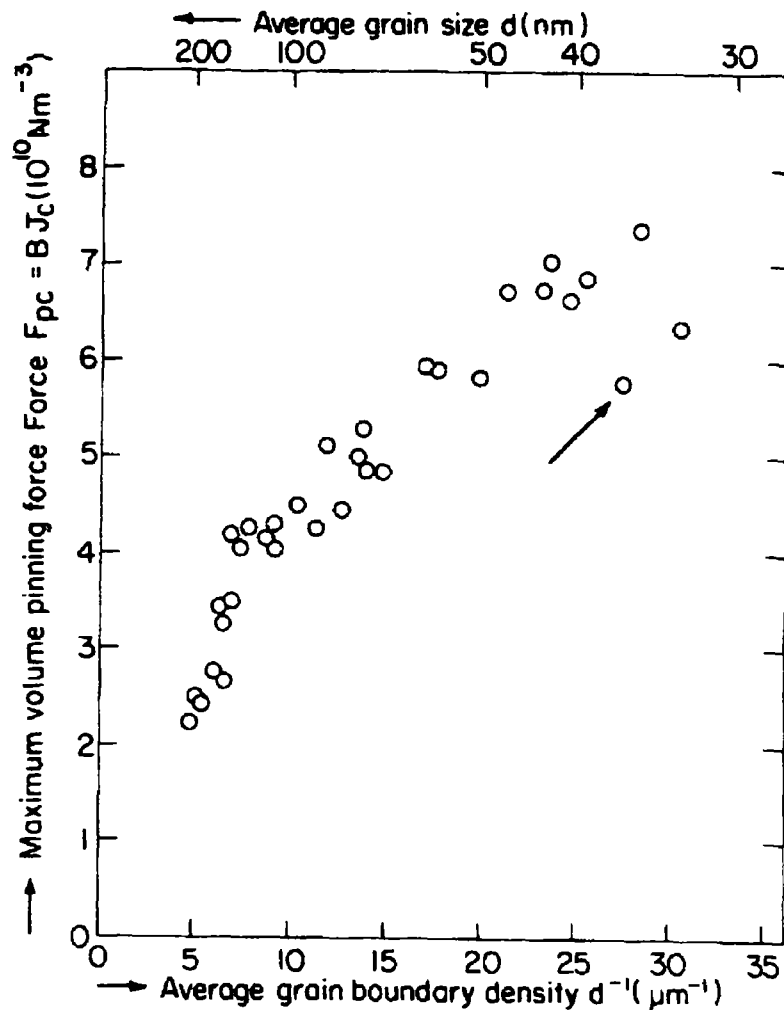


Fig. 2.3 : Evolution de la force d'ancrage en fonction de la densité moyenne des joints de grains [Schauer, 1981]

Outre sa fragilité, le Nb_3Sn présente également comme inconvénient que ses performances critiques sont sensibles aux contraintes mécaniques, tant axiales [Ekin, 1980] que transversales [Specking, 1988]. La Fig. 2.4 tiré de [Ekin, 1978] montre la dépendance de la densité de courant critique (qui sera définie au Chapitre III) en fonction du taux de déformation. Nous constatons que le courant critique diminue toujours avec le taux de déformation, que celui-ci soit positif (tension) ou négatif (compression). Selon [Matshushita, 1994], cette diminution de la densité de courant critique est liée à celle du champ critique (défini comme le champ magnétique maximal que peut subir le matériau dans l'état supraconducteur). Ces diminutions seraient causées par la déformation du réseau cristallin résultant des contraintes appliquées.

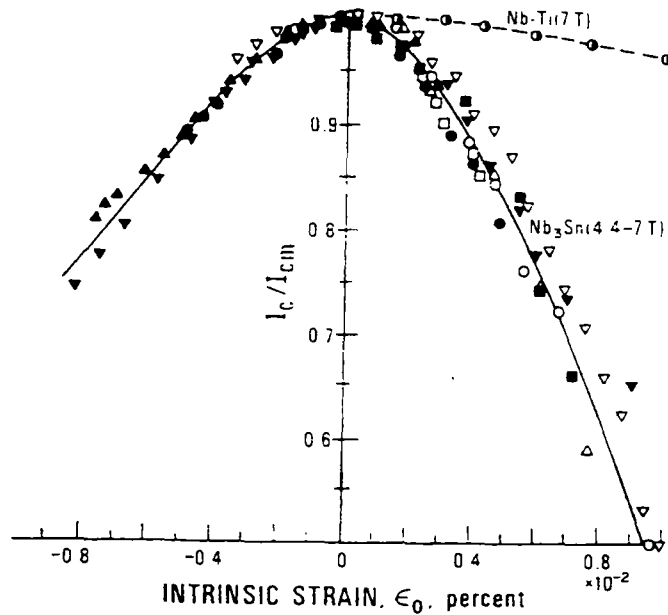


Fig. 2.4 : Courants critiques relatifs (normalisés sur leur maximum) en fonction du taux de déformation pour le Nb₃Sn et le NbTi (d'après [Ekin, 1978])

II.2 ELABORATION DE BRINS MULTIFILAMENTAIRES

II.2.1 POURQUOI UN COMPOSITE MULTIFILAMENTAIRE

II.2.1.1 "SAUT DE FLUX"

Le "saut de flux" est un phénomène indésirable qui a toujours limité l'utilisation de supraconducteur massif. Ce phénomène, qui apparaît sous certaines conditions, a été étudié expérimentalement par Wipf [Wipf, 1965] et théoriquement par Swartz [Swartz, 1968]. Nous donnerons ici une brève explication phénoménologique.

Considérons un filament supraconducteur de section cylindrique soumis à une variation de l'induction magnétique extérieure et supposons que le filament subisse un échauffement local. Cet échauffement va résulter en une baisse de la densité de courant critique du brin. Cette baisse de la densité de courant critique s'accompagne d'une réorganisation des vortex. Cette réorganisation des vortex s'effectue par déplacements de ceux-ci. Ces déplacements

s'accompagnent d'une dissipation de chaleur. Cette dissipation, si elle est trop importante augmente encore l'échauffement et peut résulter en une perte de l'état supraconducteur.

Afin d'éviter les sauts de flux, il est nécessaire de limiter le diamètre du filament. A l'aide de modèle simple, il est possible de calculer le rayon maximum des filaments. Ce rayon maximum, r_{\max} , est donné par [Mess, 1996]

$$r_{\max} = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{C(T_c - T_0)}{\mu_0 J_c^2}} \quad (2.1)$$

où C est la chaleur spécifique par unité de volume du filament, T_0 la température initiale, T_c la température critique du filament supraconducteur, μ_0 la perméabilité magnétique du vide et J_c la densité de courant critique du filament.

Appliquons la dernière équation au NbTi à 4,2 K et 1 T, [Ogasawara, 1994] nous donne $J_c = 6 \cdot 10^9 \text{ A m}^{-2}$, $C = 4 \cdot 10^3 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$ et $T_c = 8,6 \text{ K}$, nous obtenons $r_{\max} = 15 \text{ }\mu\text{m}$. Dans le cas du Nb₃Sn, avec $J_c = 2 \cdot 10^{10} \text{ A m}^{-2}$, $C = 1,2 \cdot 10^3 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$ et $T_c = 16 \text{ K}$, nous obtenons $r_{\max} = 4 \text{ }\mu\text{m}$.

Afin de se protéger du "saut de flux", il est nécessaire de subdiviser le supraconducteur en éléments de très faibles rayons. Comme nous le verrons dans la section suivante, ceci est obtenu en fabriquant des brins composites multifilamentaires.

Il est à noter que, dans la formule donnée ci-dessus, le refroidissement par l'hélium liquide dans lequel baigne le brin a été négligé. Pour cette raison, l'Eq. (2.1) est appelé le critère adiabatique de stabilité du "saut de flux". Il existe une théorie dynamique de la stabilité [Ogasawara, 1994] que nous n'aborderons pas ici. Il est à noter que, dans cette théorie, les valeurs de rayons maximum obtenues sont plus élevées (plusieurs dizaines de micromètres pour le NbTi).

II.2.1.2 STABILITE

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, il est nécessaire de subdiviser le supraconducteur afin de se prémunir contre les effets de "saut de flux". Les brins supraconducteurs utilisés de nos jours sont fabriqués sous la forme de composites multifilamentaires. La Fig. 2.5 présente une coupe d'un tel brin.

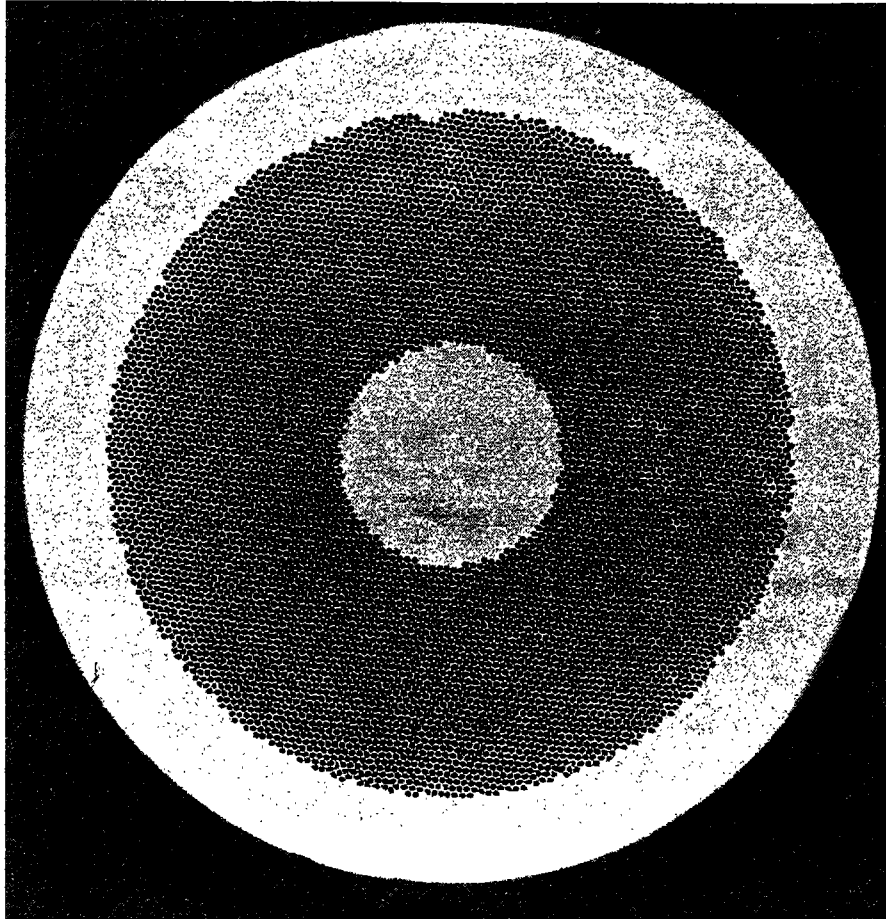


Fig. 2.5 : Coupe d'un brin composite multifilamentaire (brin de type LHC fabriqué par Alstom)

Un brin est en fait composé de quelques dizaines à plusieurs milliers de fins filaments supraconducteurs noyés dans une matrice métallique. Le cuivre est souvent choisi pour ses bonnes conductibilités électrique et thermique ainsi que pour sa ductilité qui est utile lors de la fabrication du brin. Une bonne conductibilité thermique est évidemment nécessaire à un bon refroidissement des filaments supraconducteurs. Une bonne conductibilité électrique est très utile pour la stabilité dynamique contre le "saut de flux". De plus, elle permet de protéger le brin en cas de transition. En effet, la résistivité des filaments dans l'état normal étant beaucoup plus élevée que celle du cuivre (si celui-ci est très pur), ce dernier sert alors de chemin parallèle au courant lors de la transition d'un filament (la résistivité du cuivre de RRR= 100 à 10 K et 0 T est de $1,6 \cdot 10^{-10} \Omega\text{m}$, celle du NbTi dans l'état normal est de $5 \cdot 10^{-7} \Omega\text{m}$). Le courant se redistribue alors dans les autres filaments en permettant au filament de recouvrer son état supraconducteur. De plus, en cas de transition du brin, la présence de cuivre permet de limiter l'élévation de température.

II.2.2 SPECIFICITE DES BRINS POUR AIMANTS D'ACCELERATEUR

Les brins pour aimants d'accélérateur doivent répondre à deux exigences : un fort courant critique et une faible aimantation.

Les champs (ou les gradients de champs) demandés dans les accélérateurs modernes sont de plus en plus élevés. Il est donc nécessaire d'obtenir des courants critiques de plus en plus forts. La conception des brins devient alors primordial pour atteindre ces forts courants. Les brins doivent posséder un nombre de filaments important afin d'obtenir une densité de courant moyenne dans le brin élevée. Malheureusement, dans le cas des brins en Nb_3Sn , ce nombre important de filaments entre en conflit avec la deuxième exigence.

Comme nous le verrons dans le chapitre V, lorsqu'un aimant d'accélérateur est soumis à un cycle de courant, il se crée des coquilles de courants d'aimantation dans les filaments qui agissent comme autant de petits moments magnétiques. Ces moments produisent des distorsions du champ central de l'aimant qui sont indésirables. Les moments magnétiques dépendent de la densité de courant critique et sont proportionnels au diamètre des filaments. L'exigence sur le courant critique étant primordial, seul la réduction du diamètre des filaments permet de limiter cette aimantation. Malheureusement, son élimination est impossible et les distorsions liées à cette aimantation sont l'un des principaux inconvénients à l'utilisation d'aimants supraconducteurs pour les accélérateurs.

II.2.3 DIFFERENTES VOIES D'ELABORATION

Il existe différentes méthodes permettant de fabriquer le composite niobium étain. La toute première tentative de fabrication du composé Nb_3Sn sous forme de conducteur est due à Kunzler et al [Kunzler, 1961]. Leur méthode consistait à compacter des poudres de niobium et d'étain dans un tube d'étain puis d'étirer ce composite jusqu'à former un brin. Une autre méthode proposée par Hanak [Hanak, 1964] consistait à utiliser la technique de dépôt par vapeur chimique pour déposer du Nb_3Sn sur des substrats en forme de ruban.

Par la suite, nous nous intéresserons aux procédés industriels de fabrication du Nb_3Sn . Nous verrons trois de ces procédés : la méthode dite du bronze [Kauffman, 1970], la méthode dite du "Jelly Roll" [MacDonald, 1983] et la méthode de l'étain interne [Hashimoto, 1979] que nous aborderons dans une section distincte.

Avant de nous intéresser aux méthodes de fabrication des brins, il est nécessaire d'insister sur la difficulté de fabriquer des conducteurs en Nb_3Sn . Comme nous l'avons vu précédemment, le Nb_3Sn est un composé très fragile une fois formé. Il n'est donc pas envisageable de faire subir à ce matériaux des opérations mécaniques aussi violentes que des étirages ou des filages. On conditionne donc les éléments nécessaires à la formation du brin avant de réagir celui-ci. Ainsi, toutes les opérations mécaniques doivent être effectuées avant le traitement thermique nécessaire à la fabrication du composé Nb_3Sn .

Une des méthodes de fabrication des composites multifilamentaires est la méthode du bronze [Tachikawa, 1971]. Dans cette méthode, représentée schématiquement Fig. 2.6, des barreaux de niobium pur, ou de niobium contenant de faibles pourcentages de tantale ou de titane, sont introduits dans un tube en bronze. Après extrusion, ces billettes sont étirées jusqu'à former des barreaux hexagonaux. Ils sont alors introduits dans un autre tube en bronze et de nouveau extrudés. Après avoir été étiré jusqu'à la taille finale, le brin est soumis à un traitement thermique d'environ 650 °C. Durant ce traitement, l'étain du bronze diffuse à travers le niobium pour former le composé Nb_3Sn . Les désavantages de cette méthode proviennent du durcissement des alliages lors des traitements mécaniques (extrusion et étirage) qui nécessitent un grand nombre de recuits intermédiaires. Si des précautions ne sont pas prises, ces recuits peuvent résulter en une pré réaction entre l'étain du bronze et le niobium, résultant en la formation de Nb_3Sn ainsi que de phases indésirables pendant la fabrication [Smathers, 1983]. De plus, les performances critiques des brins fabriqués par cette méthode sont limitées à cause de la faible concentration de l'étain dans le bronze [Gregory, 1992a]. La concentration d'étain doit en effet être limité pour des problèmes de dureté. Selon Yoshizaki [Yoshizaki, 1983], le pourcentage maximal d'étain dans le bronze se situe autour de 14 % (en masse). Cette faible concentration nuit à la réaction complète des filaments de niobium.

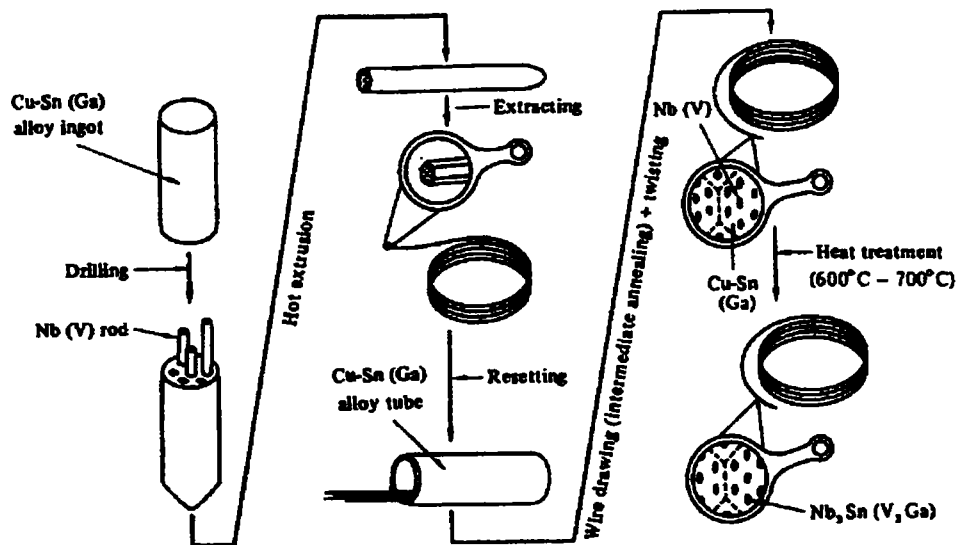


Fig. 2.6 : Méthode de fabrication de brins Nb₃Sn par la méthode dite du bronze (d'après [Lee, 1994])

Dans le cas du composé Nb₃Sn, l'ajout au niobium de faibles quantités de tantale ou de titane augmente la cinétique de formation du Nb₃Sn. De plus, la présence de titane ou de tantale augmente de manière importante les performances à haut champ (> 12 T) du composé supraconducteur [Gregory, 1992b]. Le niobium et le titane (ou le tantale) étant complètement miscibles, les atomes de titane (ou de tantale) peuvent occuper les sites de niobium sans causer d'effet sur la taille du réseau mais surtout sans modifier la ductilité ni augmenter l'écroutissage [Springer, 1980]. Selon Gregory [Gregory, 1992a], la densité de courant critique à haut champ est plus élevée dans le cas d'un conducteur contenant du titane (à 1 % en masse) que dans le cas d'un conducteur utilisant du tantale (à 7,5 % en masse).

Une autre méthode visant à fabriquer des composites multifilamentaires est la méthode du "Jelly Roll" ou plus précisément la méthode du "Modified Jelly Roll" qui en est la version optimisée. Dans cette méthode, représentée schématiquement Fig. 2.7, des grillages de niobium pur, ou d'alliage de niobium, sont interfoliées avec des feuilles de bronze formant ainsi un "Jelly Roll". Ce dernier est ensuite enroulé autour d'un barreau d'étain, l'ensemble étant finalement inséré dans un tube en cuivre. Une ou plusieurs barrières anti-diffusion sont placées entre le "Jelly Roll" et le cuivre et ce afin d'empêcher l'étain de venir polluer le cuivre et donc de réduire sa conductibilité électrique à basse température. Cette billette est ensuite étirée jusqu'à former des barreaux hexagonaux. Ces barreaux sont alors introduits dans un tube de cuivre et de nouveau extrudés. Après avoir été étiré jusqu'à la taille finale, le brin est soumis à un traitement thermique d'environ 700 °C. Durant ce traitement, l'étain diffuse à travers le bronze pour former le composé Nb₃Sn.

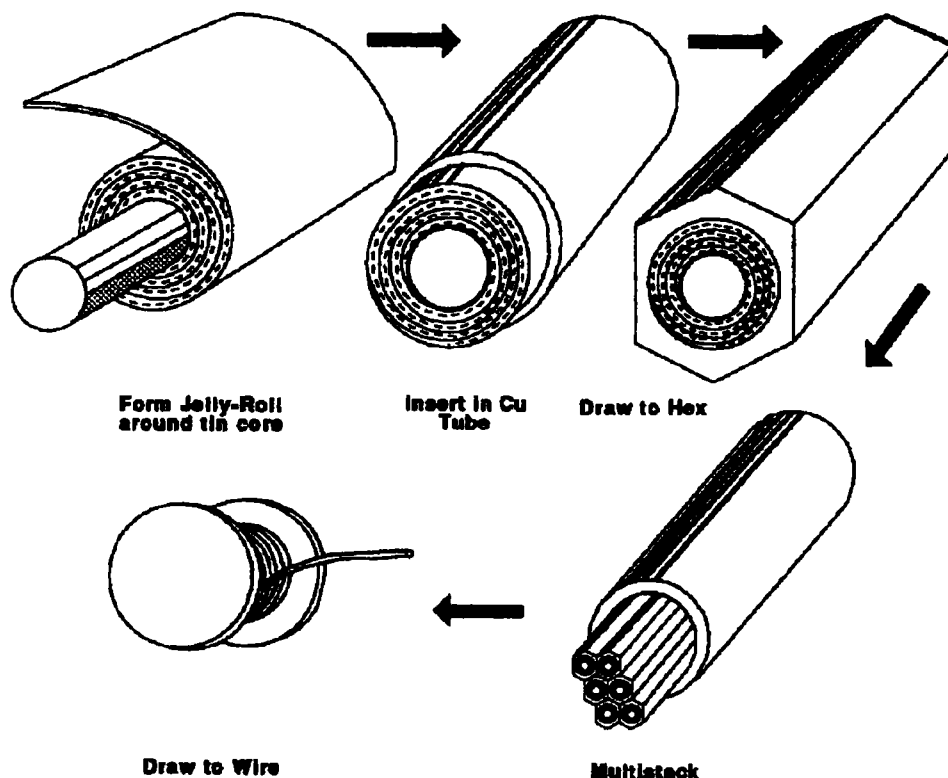


Fig. 2.7 : Méthode de fabrication de brins Nb₃Sn par la méthode dite du "Jelly Roll" (d'après [Lee, 1994])

II.2.4 LA VOIE DE L'ETAIN INTERNE

Dans cette méthode, représentée schématiquement Fig. 2.8, des barreaux de niobium pur, ou de niobium contenant de faibles pourcentages de tantale ou de titane sont introduits dans une matrice de cuivre préalablement usinée et contenant une "piscine" d'étain [Schwall, 1983]. Plusieurs de ces billettes, appelées sous-éléments, sont étirées puis placées dans un autre tube en cuivre. Une ou plusieurs barrières anti-diffusion sont placées entre les sous-éléments et la couronne extérieure de cuivre. Après avoir été étiré jusqu'à la taille finale, le brin est soumis à un traitement thermique d'environ 650 °C [Bruzek, 1996]. Durant ce traitement, l'étain diffuse à travers le cuivre, pour former du bronze, et réagit avec le Nb pour former du Nb₃Sn.

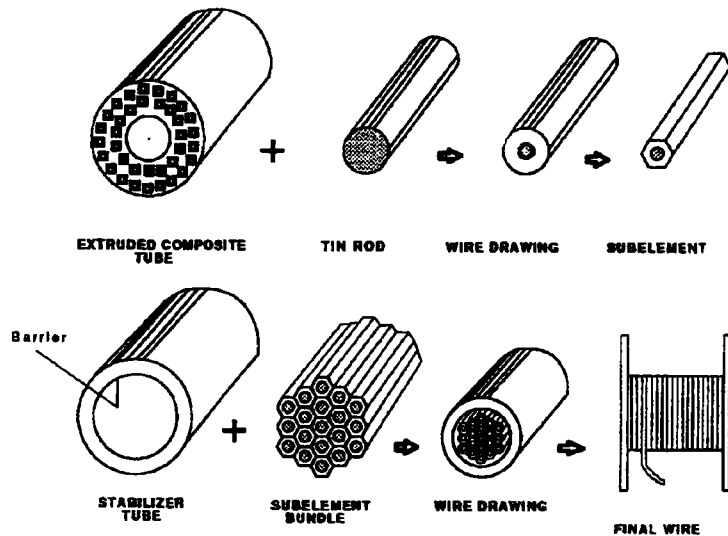


Fig. 2.8 : Méthode de fabrication de brins Nb_3Sn par la méthode dite de "l'étain interne" (d'après [Lee, 1994])

Le principal avantage de cette méthode vient du fait que le procédé de fabrication ne fait pas intervenir de recuits intermédiaires durant la fabrication du brin [Gregory, 1992b]. Ceci permet alors de s'affranchir des problèmes de préréaction entre l'étain et le niobium. De plus cette méthode permet de ne pas limiter la concentration d'étain dans le bronze et donc de pouvoir mieux réagir les filaments. L'un des désavantages de cette méthode est l'apparition du phénomène de pontage entre les filaments [Kanithi, 1989] ce qui peut limiter l'utilisation de ces brins en courant (ou champ magnétique). Ce pontage apparaît car l'espace entre les filaments de niobium peut être réduit par rapport à la méthode du bronze et ceux-ci peuvent se ponter pendant le traitement thermique à cause de la transformation du niobium en un plus volumineux Nb_3Sn . Ce pontage va résulter en un comportement magnétique collectif des filaments pontés. Ces problèmes de pontage peuvent être résolus en espaçant davantage les filaments ou en augmentant le nombre de sous-éléments. Malheureusement ceci s'effectuera au détriment du courant critique du brin ce qui réduira l'un des avantages clefs de cette méthode.

Les barrières anti-diffusion sont souvent fabriquées en niobium et/ou tantale. Les barrières en niobium seules sont généralement évitées car lors de la diffusion de l'étain, elles se transforment en Nb_3Sn et augmentent alors la valeurs des pertes par hystérésis. Le tantale seul empêche de manière efficace la diffusion de l'étain dans la couronne de cuivre mais, à cause de sa dureté, il n'est pas très bon pour la cohésion mécanique du brin [McKinnell, 1996]. Il est donc souvent recouvert d'une barrière de niobium qui est un matériau plus ductile. La barrière la plus couramment utilisée est donc une barrière mixte de Ta/Nb. La Fig. 2.9 présente la coupe d'un brin fabriqué par cette méthode.

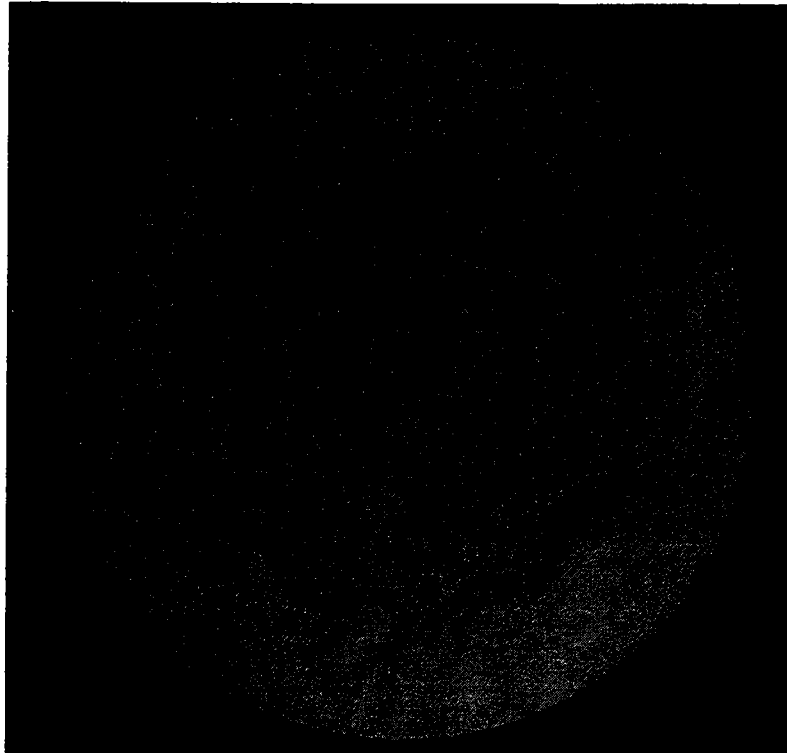


Fig. 2.9 : Coupe transversale d'un brin en niobium-étain à 19 sous-éléments fabriqué par la méthode de l'étain interne (fabriqué par Alstom)

II.3 PROPRIETES DES BRINS

II.3.1 COURANT, CHAMP ET TEMPERATURE CRITIQUES

Les supraconducteurs comme le NbTi ou le Nb₃Sn sont des matériaux supraconducteurs de type II. Les supraconducteurs de type II se caractérisent par deux champs critiques, $H_{C1}(T)$ et $H_{C2}(T)$ appelés champ critique de première et de seconde espèce. De 0 à $H_{C1}(T)$, le supraconducteur de type II a les mêmes propriétés que le supraconducteur de type I, c'est à dire qu'il règne à l'intérieur du matériau un champ nul, sauf sur une faible profondeur en périphérie, appelée longueur de pénétration de London, noté λ_L , où le champ extérieur pénètre. Entre $H_{C1}(T)$ et $H_{C2}(T)$, le champ magnétique pénètre dans le supraconducteur. C'est pendant cette pénétration qu'une création de vortex apparaît. Chacun de ces vortex porte un quantum de flux élémentaire ϕ_0 ($\phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Wb, où h est la constante de Planck et e la charge de l'électron). La densité de ces vortex est proportionnelle au champ magnétique extérieur. A l'intérieur de ces vortex, la densité d'électrons supraconducteurs tend vers 0 vers l'intérieur sur une distance caractéristique appelée longueur

de cohérence, noté ξ_1 . Autour de chaque vortex, sur une distance comprise entre la longueur de cohérence et la longueur de pénétration de London, circulent des électrons supraconducteurs. Ces électrons sont à l'origine de courants appelés supercourants qui écrantent l'induction extérieure. Si l'augmentation du champ est trop importante, la densité de vortex peut être suffisamment élevée pour que l'on assiste à un recouvrement des cœurs normaux de ces vortex et que l'on brise la propriété de supraconduction. C'est ce qui caractérise le champ critique H_{c2} .

Dans le cas où le réseau de vortex est régulier et uniforme, le champ magnétique à l'intérieur du supraconducteur est aussi uniforme. L'utilisation de l'équation de Maxwell-Ampère, implique alors qu'il ne peut exister de courant macroscopique circulant à l'intérieur du supraconducteur. Des mesures sur des échantillons de supraconducteurs de type II très purs et bien recuits ont corroboré cette prédiction [Wilson, 1983]. Afin de produire un matériau capable de transporter un courant macroscopique, il est nécessaire de rendre la distribution de vortex non uniforme. Nous pouvons envisager ce problème sous un angle légèrement différent comme le montre la Fig. 2.10. Dans le cas d'un réseau de vortex uniforme (Fig. 2.10(a)), la contribution des supercourants au niveau macroscopique est nulle. Dans la Fig. 2.10(b), il y a au contraire un gradient de la densité de vortex entre le haut et le bas. Cela veut dire qu'entre chaque rangée, une proportion de supercourant ne s'annule pas et donc qu'il existe une densité de courant macroscopique. Du fait des forces répulsives entre les différents vortex, un gradient dans la concentration de vortex donne naissance à une force par unité de volume, F_v , définie par [Wilson, 1983] (pour $H_c \gg H_{c1}$)

$$F_v = \frac{B}{\mu_0} \frac{dB}{dx} \quad (2.2)$$

où B est l'induction macroscopique dans le supraconducteur.

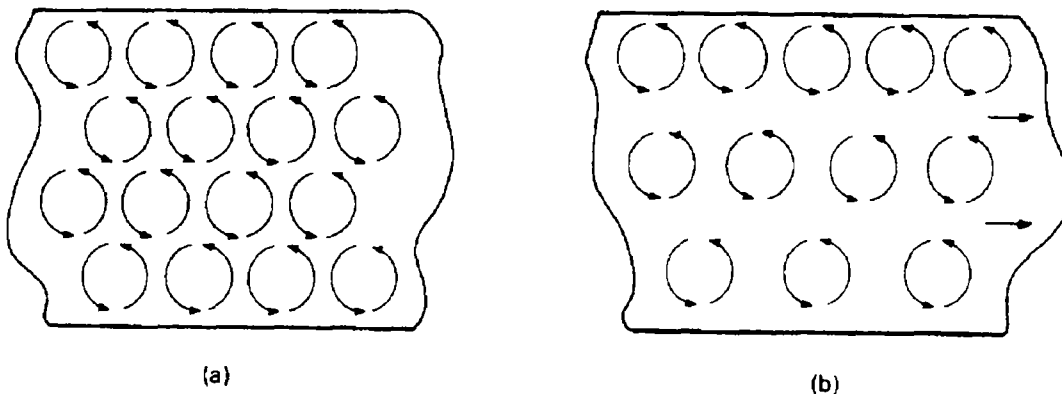


Fig. 2.10 : Distribution de vortex dans un supraconducteur : (a) distribution uniforme, (b) distribution non uniforme

Cet argument qualitatif peut être généralisé à des cas tridimensionnels plus généraux, [Campbell, 1972], pour montrer que \vec{F}_v peut s'écrire

$$\vec{F}_v = -\frac{1}{\mu_0} \vec{B}(\vec{\nabla} \times \vec{B}) = -\vec{B} \times \vec{J} \quad (2.3)$$

où \vec{J} représente le vecteur densité de courant macroscopique circulant à travers le supraconducteur.

La force créée par le gradient de concentration de vortex est très semblable à la force de Lorentz agissant sur une densité de courant macroscopique et tend à déplacer les vortex. Afin d'éviter le déplacement des vortex et donc la création de pertes, le réseau cristallin et ses défauts doivent pouvoir opposer une force par unité de volume au moins égale. Cette force est appelée force d'ancrage et est notée \vec{F}_p . La force d'ancrage est créée au niveau des défauts microstructuraux. Ces défauts sont dans l'état normal. Comme nous l'avons vu précédemment, le "cœur" du vortex est quasiment dans l'état normal (en fait, il s'agit de la région centrale du vortex sur un rayon égal à la longueur de cohérence). L'énergie libre de celui-ci est supérieure à celle de l'état supraconducteur [Fetter, 1969]. Lorsque le cœur rencontre un défaut, le volume dans lequel la propriété de supraconduction est brisée est plus faible et la situation est donc plus favorable [Matsushita, 1994]. Les défauts microstructuraux agissent ainsi comme des points d'ancrage attractifs. Lorsque la pseudo-force de Lorentz est supérieure à la force d'ancrage, les vortex commencent à bouger. Ce mouvement produit alors un champ électrique dans l'échantillon. Ce phénomène est similaire à l'apparition d'une résistance, cette résistance est connue sous le nom de "résistance de flux flow" [Matsushita, 1994]. Le courant critique théorique à $T=0$ correspond au point où les vortex se mettent en mouvement.

II.3.2 INTRODUCTION AUX PERTES

Lorsqu'un brin multifilamentaire est soumis à un champ magnétique variable dans le temps deux types de pertes peuvent apparaître : les pertes par hystérésis et les pertes par courants de couplage intrabrin. Ces pertes seront étudiées plus en détail dans le chapitre V.

II.3.2.1 PERTES PAR HYSTERESIS

Les pertes par hystérésis apparaissent au niveau des filaments supraconducteurs. Comme nous l'avons vu à la section précédente, lorsque le champ magnétique dépasse la valeur du champ critique de première espèce, le flux magnétique commence à pénétrer le supraconducteur sous forme de vortex et les vortex sont capturés par les points d'ancrage. Lorsque le champ magnétique est de nouveau réduit, ces lignes de flux restent prises au piège et l'échantillon laisse alors apparaître une aimantation résiduelle même pour un champ extérieur nul. C'est en inversant la polarité du champ extérieur qu'il est possible d'obtenir une aimantation nulle. Malheureusement, l'état initial où le champ magnétique à l'intérieur de l'échantillon est nul et où aucune ligne de flux n'est piégé ne peut être recouvert qu'en réchauffant l'échantillon afin de lui faire perdre son état supraconducteur. La Fig. 2.11 représente une courbe typique d'hystérésis. Cette hystérésis est associée à une dissipation d'énergie. Lorsqu'un tel supraconducteur est soumis à une induction magnétique, B , cyclique dans le temps, les pertes associées, appelées pertes par hystérésis, Q_{hys} , sont données par l'intégrale [Carr, 1983]

$$Q_{\text{hys}} = -\oint M(B)dB \quad (2.4)$$

où M est l'aimantation dans le supraconducteur.

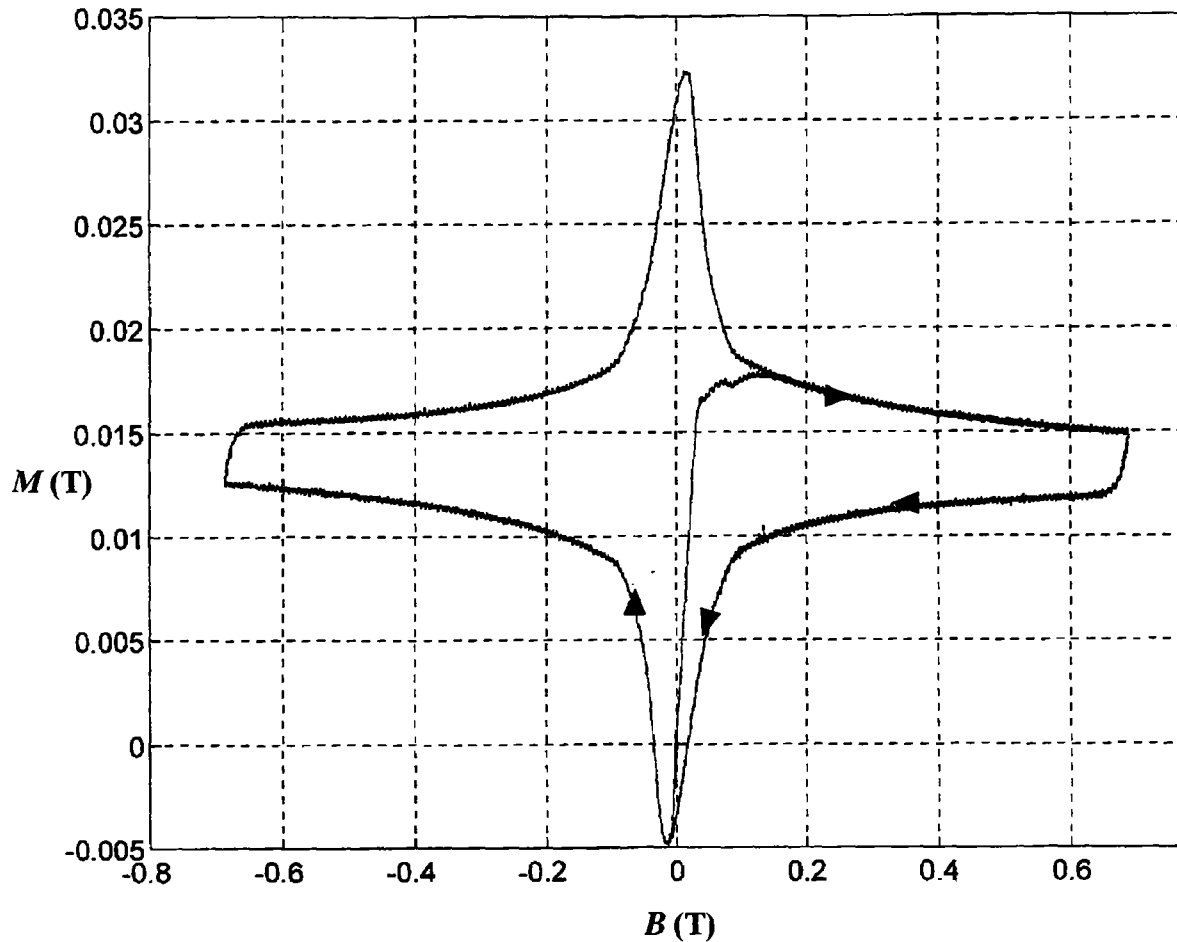


Fig. 2.11 : Aimantation en fonction de l'induction extérieure dans un supraconducteur

Ces pertes par hystérésis sont dues à des frictions qui apparaissent lors du déplacement des vortex à l'intérieur de l'échantillon.

II.3.2.1 PERTES PAR COURANTS DE COUPLAGE INTRABRIN

Comme nous l'avons vu à la section II.2.1.2, un brin est composé d'un grand nombre de filaments (de plusieurs dizaines à plusieurs milliers). Ces filaments sont noyés dans une matrice de cuivre de faible résistivité électrique. Malheureusement, la faible résistivité électrique du cuivre a pour conséquence indésirable de coupler les filaments entre eux lorsque ceux-ci sont soumis à une induction magnétique variable. La Fig. 2.12 présente une illustration qualitative de ce phénomène que nous aborderons plus en détail dans le chapitre V consacré aux pertes. La Fig. 2.12(a) présente un composite soumis à une variation d'induction

magnétique lorsque les filaments ne sont pas couplés. Dans ce cas, chaque filament porte sa propre distribution de courant bipolaire. Il n'y a aucun courant circulant à travers la matrice et le champ magnétique entre les filaments est le même que le champ extérieur. Ces courants décroissent avec une constante de temps très longue et sont appelés courants persistants. Lorsque le champ varie avec le temps, des courants d'écrantage circulent alors à travers la matrice en couplant les filaments comme l'illustre la Fig. 2.12(b). Ces courants de couplage dit intrabrin viennent se superposer aux courants persistants. Il est évident que l'effet d'écrantage du champ extérieur est plus important dans le cas de filaments couplés. Il est à noter que ces courants de couplage intrabrin décroissent avec une constante de temps très faible.

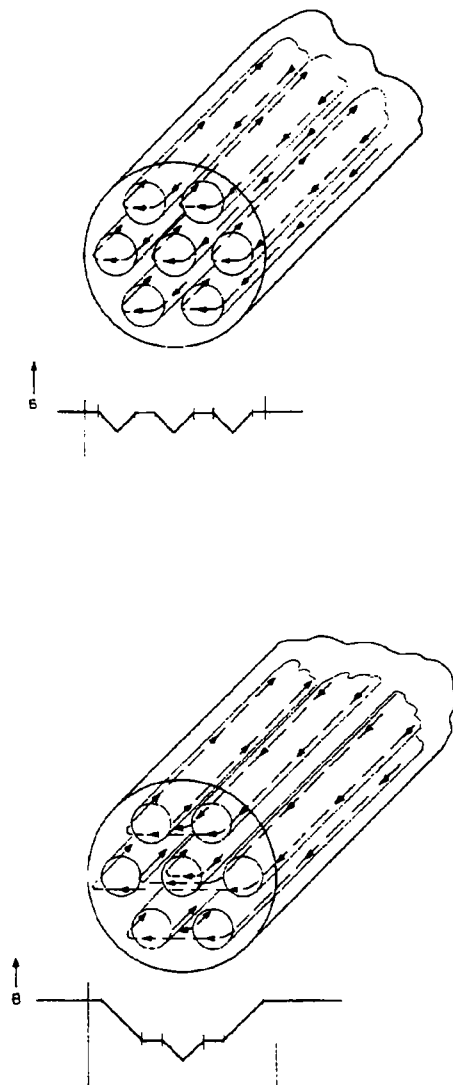


Fig. 2.12 : Profil des courants et de l'induction à l'intérieur d'un composite multifilamentaire lorsque les filaments sont découplés (matrice isolante) (a) et lorsqu'ils sont couplés (b) [Wilson, 1983]

Ce couplage entre les filaments est indésirable car il peut provoquer des "sauts de flux". La distance caractéristique de ce phénomène devient alors le rayon du brin plutôt que celui des filaments. Cette distance étant très supérieur à r_{\max} , un "saut de flux" couplé entre les filaments peut apparaître [Wilson, 1983].

Il est heureusement possible de réduire ce couplage en augmentant la distance entre les filaments ou en torsadant les filaments entre eux. Une augmentation de la distance inter-filamentaire s'effectuera au détriment du courant critique du brin. On préfère donc torsader les filaments. Une variation du champ magnétique extérieur produit alors un champ électrique entre les filaments qui s'inverse tous les demi pas de torsade. Si le pas de torsade est suffisamment petit, la distance disponible pour la création des courants d'écrantage sera insuffisante et les filaments resteront découplés.

En plus de créer une aimantation indésirable, ces courants de couplage sont responsables de pertes. En effet, les courants de couplage en traversant la matrice de métal sont responsables d'un dégagement de chaleur par effet Joule.

II.3.3 RRR

Comme nous l'avons vu dans les sections II.2.3 et II.2.4, un brin pour aimant d'accélérateur est principalement constitué d'une zone multifilamentaire entourée d'une couronne de cuivre. Cette couronne de cuivre doit avoir une bonne conductibilité électrique à basse température afin de servir de chemin parallèle au courant en cas de transition de la zone filamentaire (la résistivité du supraconducteur dans son état normal est généralement beaucoup plus importante que la résistivité à basse température du cuivre si celui-ci est très pur). On utilise un critère appelé RRR, pour Rapport de Résistivité Résiduelle, défini comme le rapport de résistances du brin entre 300 K et la température critique. Dans le cas de brins pour aimants d'accélérateur, ce RRR doit être de l'ordre de 100 [Mess, 1996]. Il est à noter qu'il est aussi possible de jouer sur l'épaisseur de la couronne de cuivre pour améliorer la stabilité du brin. On parle alors de rapport cuivre-sur-non-cuivre pour caractériser le rapport de la surface de la couronne de cuivre sur celle du non-cuivre.

II.4 FABRICATION ET PROPRIETES DES CABLES DE RUTHERFORD

II.4.1 POURQUOI UN CABLE

La plupart des aimants d'accélérateur sont construits, de nos jours, en bobinant des câbles dit de Rutherford. Comme illustré sur la Fig. 2.13, un câble de Rutherford est un câble plat, légèrement trapézoïdal, constitué de plusieurs dizaines de brins répartis en deux couches et torsadés entre eux [Royet, 1987]. La forme trapézoïdale est nécessaire pour qu'on s'approche d'une géométrie en arche, en empilant les conducteurs afin d'obtenir des bobines de formes voulues par la conception de l'aimant (voir Fig. 1.5(b) du Chapitre I).

Le faible rayon de courbure aux extrémités de la bobine exclut la possibilité d'utiliser un conducteur monolithique car celui-ci serait trop dur à tordre. Il est préférable d'utiliser un câble multi-brins à un seul conducteur pour au moins trois raisons [Devred, 1998] :

1. la redistribution du courant entre les brins est possible dans le cas d'un défaut localisé ou dans le cas où un brin transite [Ghosh, 1997],
2. le nombre de spires est limité et le bobinage est facilité,
3. l'inductance de la bobine est limitée (l'inductance d'une bobine réalisée avec un câble à N brins est $1/N^2$ fois plus faible que celle d'une bobine similaire réalisée avec un seul brin). Une plus petite inductance réduit la tension nécessaire au générateur de puissance pour monter les aimants à leur courant de fonctionnement en un temps donné et limite la tension maximale à la terre en cas de transition de l'aimant.

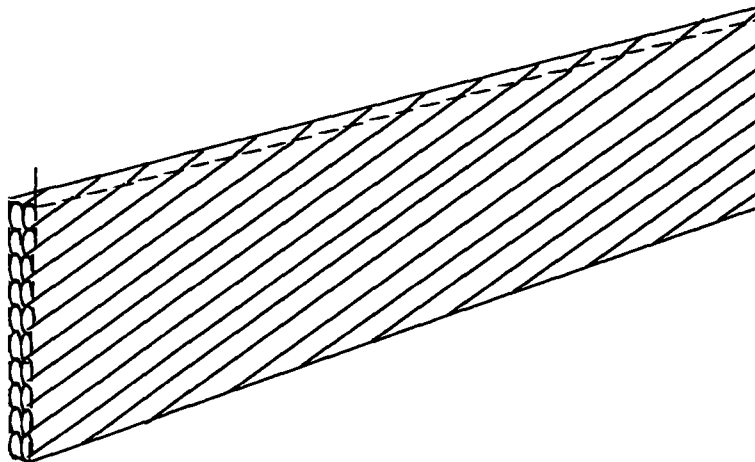


Fig. 2.13 : Câble de Rutherford

Le principal inconvénient à l'utilisation d'un câble multi-brins est la très grande valeur du courant de fonctionnement qui requiert un puissant générateur de courant et d'importantes amenées de courant.

II.4.2 SPECIFICITE DES CABLES POUR AIMANTS D'ACCELERATEUR

Les câbles utilisés pour la fabrication d'aimants doivent répondre à quatre critères.

Le premier critère concerne la compaction. Le taux de compaction, Γ , est défini par

$$\Gamma = \frac{N_b \pi d^2}{2(2c)h_m \cos \phi} \quad (2.5)$$

où N_b est le nombre de brins, d est le diamètre des brins, $(2c)$ la largeur du câble, h_m la hauteur moyenne du câble et ϕ l'angle de câblage. L'angle de câblage est lui même défini par

$$\tan \phi = \frac{2c}{L_c} \quad (2.6)$$

où L_c est le pas de torsade du câble.

Ce taux de compaction doit être assez élevé pour assurer une bonne stabilité mécanique et une grande densité de courant moyenne. Ce taux doit tout de même être assez faible pour laisser assez de vide afin de permettre un bon passage de l'hélium.

Le second critère concerne les dimensions externes du câble. Ces dimensions doivent être rigoureusement contrôlées afin d'obtenir la géométrie de bobine désirée et une bonne cohésion mécanique.

Le troisième critère concerne les dégradations de formage et de frettage. Comme nous l'avons vu dans la section II.1, les performances du niobium étain sont très sensibles à la contrainte appliquée. Les dégradations de formage sont les dégradations liées à la fabrication du câble et des bobines. Ainsi, lors du câblage, les brins sont soumis à des opérations mécaniques qui peuvent déformer les filaments allant même jusqu'à les casser ou jusqu'à casser les barrières anti-diffusion. De même, lors du bobinage, les câbles sont cintrés sur de faibles rayons de courbure dans les têtes. Ce cintrage peut lui aussi causer des déformations [Shintomi, 1990]. Une fois l'aimant fabriqué et réagi, celui-ci est fretté. De fortes contraintes sont alors appliquées perpendiculairement aux câbles. L'ensemble de ces contraintes (dues au

formage et au frettage) peut résulter en des dégradations de la densité de courant critique. Ce sont ces dégradations de courant qu'il faut limiter.

Le quatrième critère concerne les résistances interbrins. Comme nous le verrons dans le chapitre IV, nous pouvons décrire les contacts entre les brins sous la forme de résistance interbrin. Lorsque le champ magnétique extérieur varie, il se crée des courants qui circulent à travers ces résistances. La valeur de ces courants est directement proportionnelle à celles des résistances. Il est donc nécessaire de contrôler les valeurs de ces résistances. Pour contrôler celles-ci, il est possible de chromer les brins ou de placer un feuillard isolant entre les deux couches de brins. Ces résistances ne doivent pas être trop faibles afin de limiter les distorsions de champ créées par ces courants de couplage lors de la montée en champ de l'aimant. Ces résistances ne doivent pas être trop élevées non plus afin de permettre une redistribution du courant entre les brins en cas de transition [Devred, 1998].

II.4.3 FABRICATION DES CABLES

Les câbles sont fabriqués par des machines, appelées câbleuses, qui sont équipées du nombre nécessaire de bobines de brins. La Fig. 2.14 présente une telle machine. Les brins sont guidés autour d'un mandrin en forme de "lame de couteau" et roulés à la section voulue par quatre rouleaux appelés "têtes de turc". La forme trapézoïdale est réalisée soit par ces têtes de turc soit dans une seconde étape de roulage. Il est à noter que le câblage de brins chromés use très rapidement les outillages de la câbleuse en particulier le mandrin en "lame de couteau".

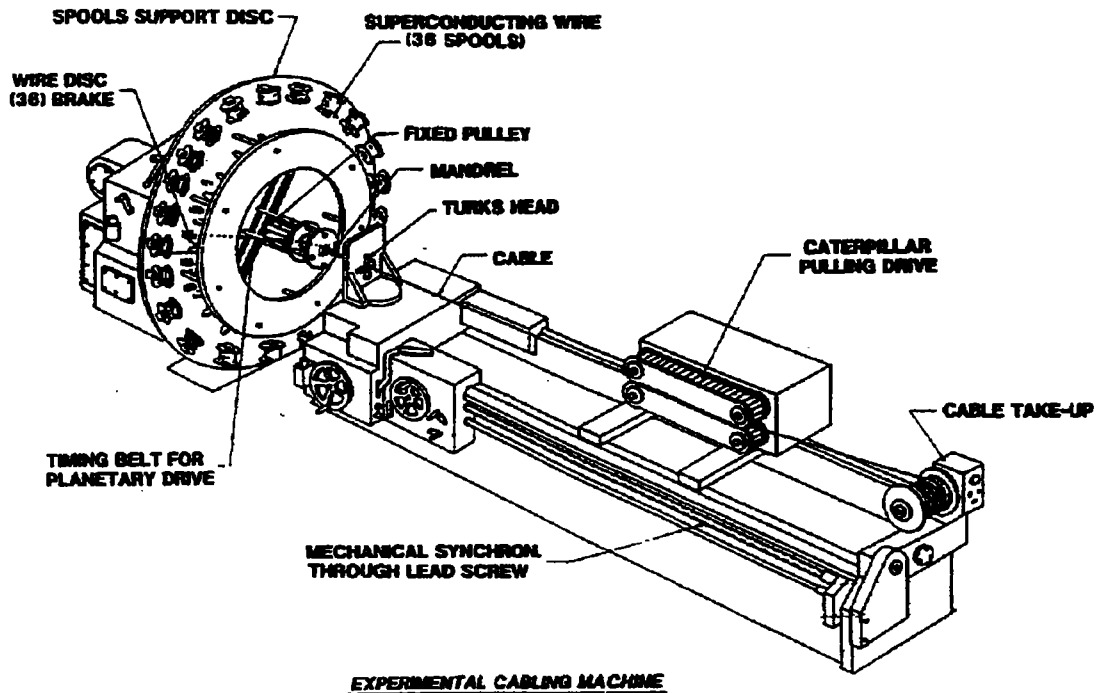


Fig. 2.14 : Schéma d'une câbleuse [Royet, 1987]

Une grande attention lors du câblage doit être portée afin d'éviter autant les cassures de brins (de filaments ou de barrières) que les bavures ou les angles vifs qui pourraient déchirer l'isolation et provoquer des courts-circuits. Tous les paramètres de la câbleuse doivent être ajustés et les tensions de câblage contrôlées afin d'éviter d'endommager le câble [Adam, 1997].

Une fois le câble réalisé, il est judicieux de pouvoir contrôler la qualité du câblage. Pour ce faire, des méthodes inductives ou visuelles permettent de détecter les cassures ou le chevauchement ("cross-over") de brins. Pour contrôler la dimension des câbles, des appareillages ont été mis au point : le câble est périodiquement pressé à une pression donnée et une mesure des caractéristiques géométriques du câble est effectuée.

Le câble doit ensuite être isolé afin de ne pas avoir de court-circuit entre les différents tours de la bobine. L'isolation doit avoir les propriétés suivantes : 1) une bonne tenue diélectrique (typiquement une tension de claquage de plus de 2 kV/mm à 300 K dans l'hélium et sous une pression transverse élevée), 2) être de faibles dimensions et ce afin de conserver une densité de courant globale élevée, 3) de bonnes propriétés mécaniques (élasticité et limite élastique) sur une grande plage de température (entre la température de traitement thermique et celle de fonctionnement), 4) une bonne tenue aux radiations à température ambiante et à

température cryogénique. De plus, une certaine porosité à l'hélium est aussi demandée pour le refroidissement du conducteur. Il est à noter que la tenue diélectrique de l'hélium gaz est plus mauvaise que celle de l'hélium liquide et qu'elle se dégrade avec la température [Haarman, 1975].

L'isolation des câbles en Nb₃Sn est basée sur l'utilisation d'un ruban (ou d'une chaussette) de fibres de verre positionné sur le câble non réagi avant bobinage. Une fois le bobinage effectué, la bobine est réagie en vue de former le Nb₃Sn. Elle est ensuite transférée dans un mandrin de dimensions précises pour être imprégnée sous vide de résine. La fibre de verre doit donc être capable de supporter le traitement thermique sans dégradation. De plus, les matières organiques dues à l'ensimage des fibres doivent être supprimées et ce afin d'empêcher la formation de composés carbonés qui pourrait diminuer la tenue diélectrique de l'aimant. Ce désensimage s'effectue par carbonisation de la fibre dans l'air avant l'isolation du conducteur. Il est à noter que toutes ces opérations compliquent la fabrication des aimants en Nb₃Sn. De plus, l'imprégnation de la bobine empêche la pénétration de l'hélium diminuant ainsi les capacités de refroidissement et donc la stabilité de l'aimant.

II.4.4 COURANT CRITIQUE

Comme dans le cas des brins, le courant maximal que peut porter un câble dans son état supraconducteur peut être déterminé par des mesures sur des échantillons de câble. Les tests effectués sont réalisés sous champ magnétique et en faisant varier la pression transverse appliquée au câble [ten Kate, 1993]. En comparant les résultats obtenues entre les échantillons de câbles et de brins non câblés, il est possible de déterminer la dégradation en courant critique due au câblage et au frettage. Cette dégradation, d_r , définie comme

$$d_r = \frac{J_c(\text{brin}) - J_c(\text{cable})}{J_c(\text{brin})} \quad (2.7)$$

où $J_c(\text{brin})$ est la densité de courant critique du brin non câblé et $J_c(\text{câble})$ est la densité de courant critique du câble, est un bon critère pour comparer les qualités de câblage et de frettage. Dans le cas du NbTi, la qualité du câble est jugée satisfaisante si la dégradation est inférieure à 2 % [Mess, 1996]; pour le Nb₃Sn la dégradation doit être inférieure à 30 % [CEA, 1996]. Dans le cadre de cette étude, nous ferons des mesures de courant critique sur brins décâblés et brins non câblés afin de déterminer uniquement les dégradations de câblage. Nous n'étudierons donc pas les dégradations dues au frettage.

II.5 PROGRAMME D'ETUDE

II.5.1 BRIN

Dans le cadre de cette étude, nous disposons de 6 types de brins. Le Tableau 2.1 donne les caractéristiques de ces brins. Les échantillons de brin référencé ITER/IGC nous ont été fournis par le laboratoire Lawrence Berkeley (LBL), Berkeley, USA. Les autres échantillons de brins nous ont été fournis par la société Alstom de Belfort. L'ensemble de ces brins a été fabriqué en utilisant la méthode de "l'étain interne".

Tableau 2.1 : Caractéristiques des brins

Réf.	Diam (mm)	Nb. ss-élts	Nb. de fil. (/ss elt)	Rap. Cu/non-Cu	Pas de torsade (mm)	Chrome
ITER/ IGC	0,81	19	162	1,44	8,5	OUI
5/2856	0,78	7	408	1,2	10	NON
6/2856	0,78	7	408	1,4	10	OUI
4/2856	0,78	7	408	1,8	10	NON
1/7752	0,78	19	408	1,23	10	NON
2/7752	0,825	19	408	1,35	10	NON

Les paramètres variables de ces brins sont le diamètre, le nombre de sous-éléments, le nombre de filaments par sous-éléments, le rapport cuivre-sur-non-cuivre et l'existence ou non d'un chromage sur ces brins. Pour chaque type de brins, le courant critique d'échantillons provenant de câble et d'échantillons de brins non câblés sera mesuré. Cela nous permettra d'une part de comparer les performances entre les différents types de brins mais aussi de comparer les dégradations dues au câblage de ces brins. De plus, des mesures de pertes seront effectuées sur chaque type de brins.

A l'issue de ces mesures, nous chercherons à déterminer le brin optimal pour la fabrication d'un câble utilisable pour un quadripôle supraconducteur. Le brin choisi devra avoir une densité de courant critique la plus élevée possible avec des dégradations de câblage minimales. Ceci nous permettra d'obtenir un gradient de champ élevé dans l'aimant. De plus, ce brin devra avoir de faibles pertes afin de ne pas entraîner de distorsions de champ trop grandes lors de la montée en courant dans l'aimant.

II.5.2 CABLE

Cinq câbles ont été réalisés à partir de trois des six types de brins. Les brins contenant 19 sous-éléments fabriqués par Alstom n'ont pas été utilisés. Le Tableau 2.2 donne les caractéristiques de ces câbles. Nous avons aussi étudié un câble en NbTi fourni par le CERN (Ref. 02C080). Ce câble nous servira de référence pour des comparaisons entre câbles en NbTi et Nb₃Sn. La référence et les caractéristiques du brin utilisé pour ce câble ne nous ont pas été fournies. Il est à noter que les brins du câble NbTi sont recouverts de "stabrite", une soudure étain-argent (95 % en masse d'étain et 5 % argent) d'une épaisseur de deux micromètres.

Tableau 2.2 : Caractéristiques des câbles

Nom du câble	IGC1	IGC2	ALS1	ALS2	ALS3	LHC1
brin utilisé	ITER/IGC	ITER/IGC	5/2856	5/2856	6/2856	Brin externe
nombre de brins	30	30	36	36	36	36
petite hauteur (mm)	1,44	1,44	1,286	1,286	1,291	1,362
grande hauteur (mm)	1,44	1,44	1,518	1,518	1,525	1,598
largeur (mm)	12,39	12,39	14,85	14,85	14,85	15,1
pas de twist (mm)	83	83	73	73	84	100
compaction	0,9	0,9	0,89	0,87	0,87	0,9
revêtement des brins	chrome	chrome	aucun	aucun	chrome	stabrite
feuillard (µm)	NON	12,5	NON	25	NON	NON

Les câbles étudiés ont différentes dimensions, pas de torsade et nombre de brins. De manière à pouvoir faire des études comparatives, il a été choisi d'utiliser des câbles ayant approximativement les mêmes dimensions hors tout et le même taux de compaction. Les paramètres variables sont l'existence ou non d'un chromage ainsi que celle d'un feuillard d'inox. Pour chaque type de câbles, des mesures de résistances interbrin ainsi que des mesures de pertes sont effectuées. Il est à noter que dans le cas du câble noté IGC2, le feuillard d'inox avait été oxydé pour augmenter sa résistance. Après traitement thermique, il est apparu qu'il était devenu fragile et légèrement magnétique. Dans le cas des câbles fabriqués par Alstom, le feuillard utilisé est en inox 316L recuit.

A l'issue de ces mesures, nous cherchons à déterminer le câble optimal pour la réalisation d'un quadripôle supraconducteur. Le câble choisi devra avoir des résistances interbrin assez fortes pour pouvoir avoir de faibles pertes. Cependant, ces résistances doivent être assez faibles pour permettre une redistribution de courant rapide entre les brins en cas de transition. On cherche ainsi à déterminer si les brins doivent être chromés et/ou si l'utilisation d'un feuillard est nécessaire.

REFERENCES

J.D. Adam, D. Leroy, L.R. Oberli, D. Richter, M.N. Wilson, R. Wolf, H. Higley, A.D. McInturff, R.M. Scanlan, A. Nijhuis, H.H.J. ten Kate and S. Wessel, "Rutherford cables with anisotropic transverse resistance", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 7(2), p. 958-961 (1997).

C.P. Bean, "Magnetization of high-field superconductors", *Rev. of M. Phys.*, Vol. 36 (Part 1), p. 31-39 (1964).

C.E. Bruzek, P. Sulten, P. Mocaer, P. Mougnot, F. Peltier and G. Grunblatt, "Development of superconducting wires for fusion application", *Adv. in Cryo. Engin.*, Vol 42, p. 1369-1376 (1996).

A.M. Campbell and J.E. Evetts, "Flux vortices and transport currents in type II superconductors", *Adv. Phys.*, p. 21-199 (1972).

W.J. Carr, Jr., "AC loss and macroscopic theory of superconductors", Gordon and Breach Science Publisher, New York (1983).

CEA Saclay, GEC Alsthom, "Accord de collaboration concernant le développement et la fabrication d'un quadripôle supraconducteur en niobium-étain," *Note interne STCM/Nb₃Sn*, 5-2650B-00210274 96 (1996).

A. Devred, "Review of superconducting dipole and quadrupole magnets for particle accelerators", in *The Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronic Engineering*, (1998).

J.W. Ekin, "Fatigue and stress effects in NbTi and Nb₃Sn multifilamentary superconductors", *Adv. Cryog. Eng.*, Vol 24, p. 306-316 (1978).

J.W. Ekin, "Strain scaling law and the prediction of uniaxial and bending strain effects in multifilamentary superconductors", in *Filamentary A15 superconductors*, M. Suenaga and A.F. Clark, eds., Plenum Press, New York (1980).

A.L. Fetter and P.C. Hohenberg in "Superconductivity", edited by R. D. Parks, Marcel Dekker, New York, p. 817-920 (1969).

R. Flükiger, "Metallurgy, superconducting properties and technology of A15 phases", *Journées Cryogénie-Matériaux Supraconducteurs*, Annales de Chimie, Masson, Paris, p. 45-54 (1984).

A.K. Gosh, W.B. Sampson and M.N. Wilson, "Minimum quench energies of Rutherford cables and single wires", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 7(2), p. 954-957 (1997).

E. Gregory, G.M. Ozeryansky and B.A. Zeitlin, "Improvement of the structure and properties of internal tin Nb₃Sn conductors", *Adv. Cryo. Engin. (Materials)*, Vol. 38, p. 579-586 (1992a).

E. Gregory, in "The physics of particle accelerators", *AIP Conf. Proc.*, Vol 249, p. 1216-1227 (1992b).

R.A. Haarman and K.D. Williamson, "Electrical breakdown and tracking characteristics of pulsed high voltage in cryogenics helium and nitrogen", *Adv. Cryo. Engin.* Vol. 21, p. 102-108 (1975).

J.J. Hanak, K. Strater and R.W. Curren, "Preparation and properties of vapor-deposited niobium stannide", *RCA Rev.*, Vol. 25, p. 342 (1964).

Y. Hashimoto, K. Yoshizaki, O. Taguchi and M. Tanaka, *Proc. 7th ICEC*, IPC Science and Technology Press, London (1979).

H.C. Kanithi, L.R. Motowidlo, G.M. Ozeryanski, D.W. Hazelton and B.A. Zeitlin, "Low loss and high current Nb₃Sn conductors made by the internal tin method", *IEEE Tran. Magn.*, MAG-25, p. 2204-2207 (1989).

H.H.J. ten Kate, H. Weijers and J.M. van Ort, "Critical current degradation in Nb₃Sn cables under transverse pressure", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol.3 (1), p. 1334-1337 (1993).

A.R. Kauffman and J.J. Pickett, *Bull. Am. Phys. Soc.*, Vol. 15, p. 833 (1970).

A.F. Khoder, J. Labbé and M. Couach, "Supraconductivité dans les A15 : effet de la tétragonalité", *Journées Cryogénie-Matériaux Supraconducteurs*, Annales de Chimie, Masson, Paris, p. 55-63 (1984).

J.E. Kunzler, E. Buehler, F.S.L. Hsu and J.H. Wernick, "Superconductivity in Nb₃Sn at high current density in a magnetic field of 88 kG", *Phys. Rev. Lett.*, p. 6-89 (1961).

D.C. Larbalestier, "Toward a microstructural description of the superconducting properties", *IEEE Tran. Magn.*, MAG-21 (2), p. 257-264 (1985).

P.J. Lee, D.C. Larbalestier, K. Togano, K. Tachikawa, M. Suzuki, K. Hamasaki, K. Noto and K. Watanabe in "Composite superconductors", edited by Kozo Osamura, Marcel Dekker, New York (1994).

W.K. McDonald, C.W. Curtis, R.M. Scanlan, D.C. Larbalestier, K. Marken and D.B. Smather, "Manufacture and evaluation of Nb₃Sn conductors fabricated by the MJR method", *IEEE Trans. Magn.*, MAG-19, p. 1124-1127 (1983).

J.C. Mac Kinnell, P.M. O'Larey and P.D. Jablonski, "Tantalum-Niobium alloy diffusion barriers for superconducting Nb₃Sn wires in fusion application", *Adv. Cryo. Engin.*, Vol 42, p.1415-1421 (1996).

T. Matsushita and J.W. Ekin, in "Composite superconductors", edited by Kozo Osamura, Marcel Dekker, New York (1994).

K.-H. Mess, P. Schmüser and S. Wolff, "Superconducting accelerator magnets", World Scientific (1996).

T. Ogasawara, in "Composite superconductors", edited by Kozo Osamura, Marcel Dekker, New York, p. 177 (1994).

C.P. Poole, H.A. Farach, R.J. Creswick, "Superconductivity", Academic Press, San Diego, USA (1995).

B.W. Roberts, "Superconductive properties," in *Intermetallics compounds*, edited by Westbrook, p. 581 (1967).

J.M. Royet and R.M. Scanlan, "Manufacture of keystoneed flat superconducting cables for use in SSC dipoles", *IEEE Trans. Magn.*, Mag 23(2), p. 480-483 (1987).

W. Schauer and W. Schelb, "Improvement of Nb₃Sn high field critical current by a two-stage reaction", *IEEE Tran. Magn.*, MAG-17 (1), p. 374-377 (1981).

R.E. Schwall, G.M. Ozeryanski, D.W. Hazelton, S.F. Cogan and R.M. Rose, "Properties and performance of high current density Sn-core process MF in Nb₃Sn", *IEEE Trans. Magn.*, MAG-19, p. 1135-1138 (1983).

T. Shintomi, A. Terashima, H. Hirabayashi, M. Ikeda and H. Li, "Development of large keystone angle cable for dipole magnet with ideal arch structure", *Adv. Cryo. Engin. (Materials)*, 36(A):323-328 (1990).

D.B. Smathers, K.R. Marken and D.C. Larbalestier, "Observation of the effect of prereaction on the properties of Nb₃Sn bronze composites", *IEEE Trans. Magn.*, Mag 19, p. 1417-1420 (1983).

W. Specking, W. Goldacker and R. Flükiger, "Effect of transverse compression on I_c of Nb₃Sn multifilamentary wire", *Adv. Cryo. Eng.*, Vol 34, p. 569-575 (1988).

E. Springer, M. Wilhelm, H.J. Weisse and G. Rupp, "Properties of (NbTa)₃Sn filamentary conductors", in *Filamentary A15 superconductors*, M. Suenaga and A.F. Clark, eds., Plenum Press, New York (1980).

Sunk, "The Nb-Sn (niobium-tin) system", *Bull. Alloy Phase Diag.*, Vol. 2, p. 1698 (1981).

P.S. Swartz and C.P. Bean, "A model for magnetic instabilities in hard superconductors : The adiabatic critical state model", *J. Appl. Phys.*, Vol. 39, p. 4991-4998 (1968).

K. Tachikawa, *Proc. 3rd ICEC*, Iliffe, Surrey, England, p. 339 (1971).

M.N. Wilson, "Superconducting magnets", Oxford Science Publication, Clarendon Press, Oxford, p. 135 (1983).

S.L. Wipf and M.S. Lubell, "Flux jumping in Nb-25% Zr under nearly adiabatic conditions", *Phys. Lett.*, p. 15-103 (1965).

K. Yoshizaki, M. Wakata, F. Fujiwara, M. Imaizumi, O. Taguchi and Y. Hashimoto, "Properties of Nb₃Sn discrete filamentary wires by a new reliable process", *IEEE Trans. Magn.*, MAG-19 (3), p.1128-1130 (1983).

CHAPITRE III : COURANT CRITIQUE

III.1 PROCEDURE EXPERIMENTALE

III.1.1 PRINCIPE DE LA MESURE

L'expérience consiste à déterminer le courant critique d'un brin composite multifilamentaire supraconducteur plongé dans une induction magnétique supposée homogène et orientée perpendiculairement au brin.

Cette expérience demande une attention particulière tant en ce qui concerne la réalisation du montage, qu'en ce qui concerne les mesures électriques, compte tenu du faible niveau de différence de potentiel mesurée (de l'ordre de quelques μV). La détermination du courant critique s'effectue en mesurant la différence de potentiel aux extrémités d'un échantillon du brin lors du passage du courant. Cette différence de potentiel est prise sur une distance connue. Il existe plusieurs critères pour définir le courant critique [Goodrich, 1995a]. Le courant critique est ici défini comme étant la valeur du courant pour laquelle le champ électrique apparent atteint $0,1 \mu\text{V}/\text{cm}$.

III.1.2 TYPES D'ECHANTILLONS

Comme nous l'avons vu au chapitre II, nous disposons de six types de brins : un brin de type IGC, fourni par le Laboratoire Lawrence Berkeley (Berkeley, USA) et 5 brins fournis par la société Alstom.

Le Tableau 3.1 récapitule les principales caractéristiques de ces brins. Il est à noter que le brin de type IGC ainsi que les brins Alstom référencés 1/7752 et 2/7752 sont des brins à 19 sous-éléments. Les autres brins sont constitués de 7 sous-éléments. Ces sous-éléments sont ronds. Chaque sous-élément est constitué d'un grand nombre de filaments (162 pour les brins IGC et 408 pour les brins Alstom) en Nb 7,5% Ta (en masse). Ces filaments sont disposés de manière circulaire (en 4 couronnes concentriques pour le brin IGC et 6 couronnes pour les brins Alstom) autour d'une piscine d'étain. Pour les brins à 19 sous-éléments, six espaceurs en CuSn permettent de répartir les sous-éléments à l'intérieur du brin. De plus, ces espaceurs sont une source d'étain supplémentaire pour la réaction des filaments.

Tableau 3.1. Caractéristiques des brins

Réf.	Diam (mm)	Nb. ss-élt	Nb. de fil. (/ss elt)	Rap. Cu/non-Cu	Torsade (mm)	Chrome	Section de non-cuivre (mm ²)
ITER/ IGC	0,81	19	162	1,44	8,5	OUI	0,211
5/2856	0,78	7	408	1,2	10	NON	0,217
6/2856	0,78	7	408	1,4	10	OUI	0,199
4/2856	0,78	7	408	1,8	10	NON	0,17
1/7752	0,78	19	408	1,23	10	NON	0,214
2/7752	0,825	19	408	1,35	10	NON	0,227

Pour chaque type de brins, des essais sur des échantillons extraits de câbles ainsi que sur des échantillons bruts (non câblés) sont effectués. Ces essais nous permettent en particulier de déterminer les dégradations dues au câblage.

De plus, dans le cas des brins Alstom, trois échantillons de chaque type de brins sont mesurés. Ces essais nous permettent en particulier de déterminer la reproductibilité de nos mesures.

Dans le cas des brins chromés, la couche de chrome a été dissoute à l'aide d'acide chlorhydrique pour permettre des soudures.

III.1.3 NOMENCLATURE DES ECHANTILLONS

Nous avons référencé chaque échantillon de brins en utilisant la nomenclature donnée dans le Tableau 3.2.

Tableau 3.2. Nomenclature des échantillons de brins

Nom	Fournisseur	Billette	Brin extrait	Mandrin		Remarques
				Réaction	Mesure	
IGC2	IGC	?	non	Carbone	G10	
IGC4	IGC	?	oui	Carbone	G10	
IGC6	IGC	?	oui	Titane	Titane	
IGC7	IGC	?	non	Titane	Titane	
IB11 à IB16	Alstom	5/2856	non	Titane	Titane	problème lors de l'assemblage de la billette
IE11 à IE13	Alstom	5/2856	oui	Titane	Titane	extrait de ALS1 problème lors de l'assemblage de la billette
IA11 à IA13	Alstom	5/2856	oui	Titane	Titane	extrait de ALS2 problème lors de l'assemblage de la billette
IB21 à IB23	Alstom	6/2856	non	Titane	Titane	problème lors de l'assemblage de la billette
IE21 à IE23	Alstom	6/2856	oui	Titane	Titane	extrait de ALS3 problème lors de l'assemblage de la billette
IB31 à IB33	Alstom	4/2856	non	Titane	Titane	
IE31 à IE33	Alstom	4/2856	oui	Titane	Titane	
IB39, IB40, IB42	Alstom	17752	non	Titane	Titane	
IB38, IE41, IE43	Alstom	1/7752	oui	Titane	Titane	
IB50 à IB52	Alstom	2/7752	non	Titane	Titane	

Il est à noter que des problèmes ont été rencontrés lors des assemblages des billettes correspondant aux brins référencés 5/2856 et 6/2856. A l'issue de l'étirage, des micrographies réalisées sur ces deux brins ont mis en évidence des ruptures de barrières anti-diffusion. Les autres billettes ont été montées sans problème et les micrographies ne font pas apparaître de rupture de barrière.

III.1.4 PREPARATION DES ECHANTILLONS

III.1.4.1 CAS DES ECHANTILLONS IGC2 ET IGC4

Avant de procéder aux mesures, les échantillons doivent être réagis thermiquement. Pour ce faire, ils sont bobinés sur des mandrins en carbone. La raison du choix de ce matériau pour le mandrin de réaction thermique est la suivante : durant le traitement thermique, on souhaite que le mandrin se dilate moins que le brin pour ne pas exercer de contraintes sur le niobium étain ce qui pourrait dégrader ses performances. Le brin étant composé en majorité de cuivre (le rapport cuivre-sur-non-cuivre est supérieur à 1), c'est ce dernier qui fixe l'amplitude du rétreint thermique du brin. En regardant les coefficients de dilatation thermique du carbone et du cuivre donnés dans le Tableau 3.3 (fournie par J.L. Duchateau [Duchateau, 1996]), on voit que le carbone répond à ce critère. La Fig. 3.1 présente une photo des mandrins utilisés. Leurs caractéristiques sont les suivantes : 30 mm de diamètre, 5 mm de pas de torsade et gorge ouverte à 60° de 1 mm de profondeur. Le brin est simplement bobiné sur le mandrin et il est maintenu par deux vis aux extrémités.

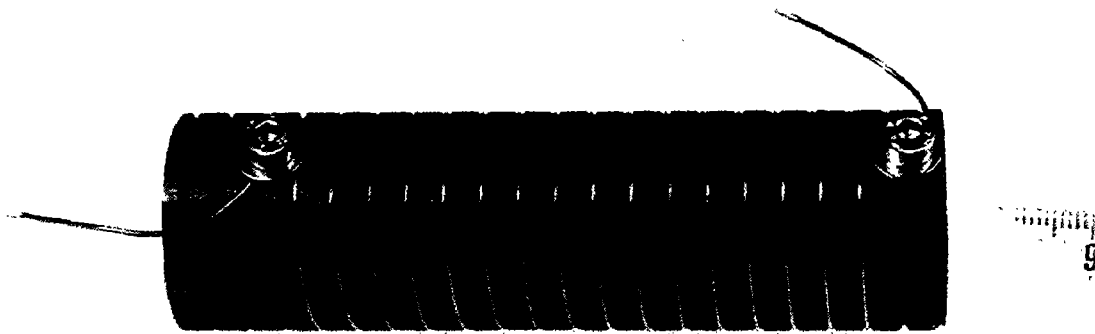


Fig. 3.1 : Mandrin en carbone

Tableau 3.3. Coefficients de dilatation thermique

Matériau	$\Delta L/L$	$\Delta L/L$
	273 K-923 K [Duchateau, 1996]	273 K-4 K [Goodrich, 1995b]
Graphite	+0,13% +0,26%	
Brin Nb₃Sn	+0,55%	-0,28 %
Acier	+1,18%	-0,29 %
Cuivre	+1,10%	
Bronze	+1,14%	
Verre	+1,43%	
Titane	+0,65%	
G10		-0,27 %
Incoloy 908	+0,85%	

Les deux échantillons ont subi le même traitement thermique, à savoir : une montée à 6 °C par heure de 20 °C à 660 °C, un palier à cette température durant 240 heures et enfin une descente libre jusqu'à 30 °C (d'environ 100 heures), température à laquelle le four fut ouvert. Le traitement thermique global a duré environ 450 heures (18 jours).

Le carbone devenant cassant à température cryogénique, le mandrin de réaction ne peut pas être utilisé pour les essais à froid. On utilise alors un mandrin en fibres de verre imprégnées de résine époxy, appelé G10, ayant les mêmes dimensions que le mandrin de réaction. Deux bagues en cuivre sont fixées aux extrémités. La raison du choix d'un mandrin en fibres de verre imprégnées est identique à celle pour le mandrin en carbone : on ne veut pas que le mandrin induise des contraintes sur le brin pendant la mise en froid. Les coefficients de contraction thermique ($\Delta L/L$) dans l'intervalle de température 293K-4K du brin et du mandrin de type G10 (fibres de verre et époxy) sont proches et valent environ -0,28% pour le brin et -0,27% pour le G10 [Goodrich, 1995b].

Le transfert de l'échantillon du mandrin en carbone à celui en fibres de verre imprégnées s'effectue ainsi : on retire les vis maintenant les extrémités de l'échantillon et l'on enlève l'échantillon du mandrin en carbone en le dévissant. On visse ensuite l'échantillon sur le mandrin en fibres de verre imprégnées équipé de ses deux bagues en cuivre. On soude à l'étain une extrémité de l'échantillon sur une bague en cuivre, puis on met sous légère tension l'autre extrémité que l'on soude à l'étain sur la seconde bague en cuivre. Enfin, on enduit la partie non-étamée d'une graisse siliconée qui se solidifiera à basse température et aidera au maintien de l'échantillon.

III.1.4.2 CAS DES AUTRES ECHANTILLONS

Dans le cas des autres échantillons, ceux-ci ont été bobinés sur des mandrins en titane. Le titane a été choisi car son coefficient de dilatation thermique entre 273 K et 923 K est inférieur à celui du cuivre (cf. Tableau 3.3). Une comparaison des deux types de mandrins sera effectuée dans la section III.6. La Fig. 3.2 présente une photo des mandrins en titane utilisés. Les caractéristiques des mandrins en titane sont les suivantes : 32,5 mm de diamètre, 3,2 mm de pas de torsade et gorge ouverte à 90° de 1,5 mm de profondeur. L'échantillon est là aussi simplement bobiné sur le mandrin. Il est maintenu par deux vis placées sur les bagues en cuivre situées aux extrémités du mandrin. Après traitement, on soude à l'étain les extrémités de l'échantillon sur les bagues en cuivre et l'on retire ensuite les vis. Enfin, on enduit aussi la partie non-étamée d'une graisse siliconée qui se solidifiera à basse température et aidera au maintien de l'échantillon.

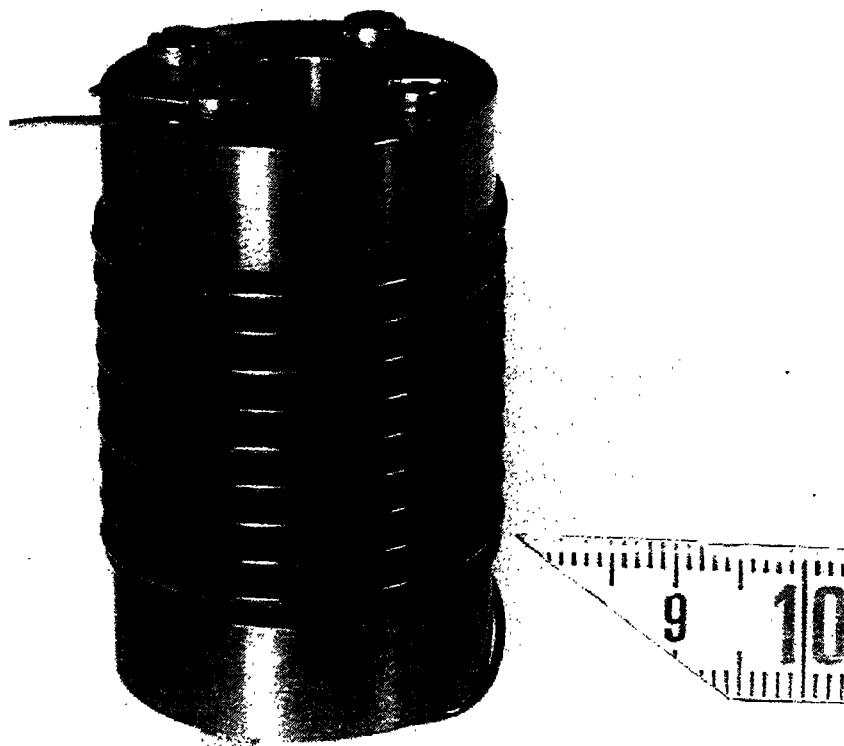


Fig. 3.2 : Mandrin en titane

Tous les autres échantillons ont subi le même traitement thermique que les échantillons IGC2 et IGC4. Une fois le traitement thermique effectué, nous avons constaté que la couronne extérieure des échantillons IE11 et IE13 avait cédé durant le traitement thermique au niveau d'une épingle (une épingle est un écrasement du brin causé, lors du câblage, par le passage du

brin d'une face du câble à la face opposée) en un point situé à peu près à mi-hauteur du mandrin. L'échantillon IE11 a été transmis à Alstom sans avoir été testé.

III.1.4.3 INSERT DE MESURE

Les deux types de mandrins de mesure (G10 ou titane) sont ensuite installés à l'extrémité d'un porte-échantillon. Celui-ci est constitué d'un tube creux à l'intérieur duquel se trouvent deux amenées de courant. Les fils permettant la prise de potentiel passent à l'intérieur du porte-échantillon. Ces prises de potentiel sont soudées vers le milieu du mandrin et séparées d'une certaine longueur. La Fig. 3.3 présente une photo du porte-échantillon.

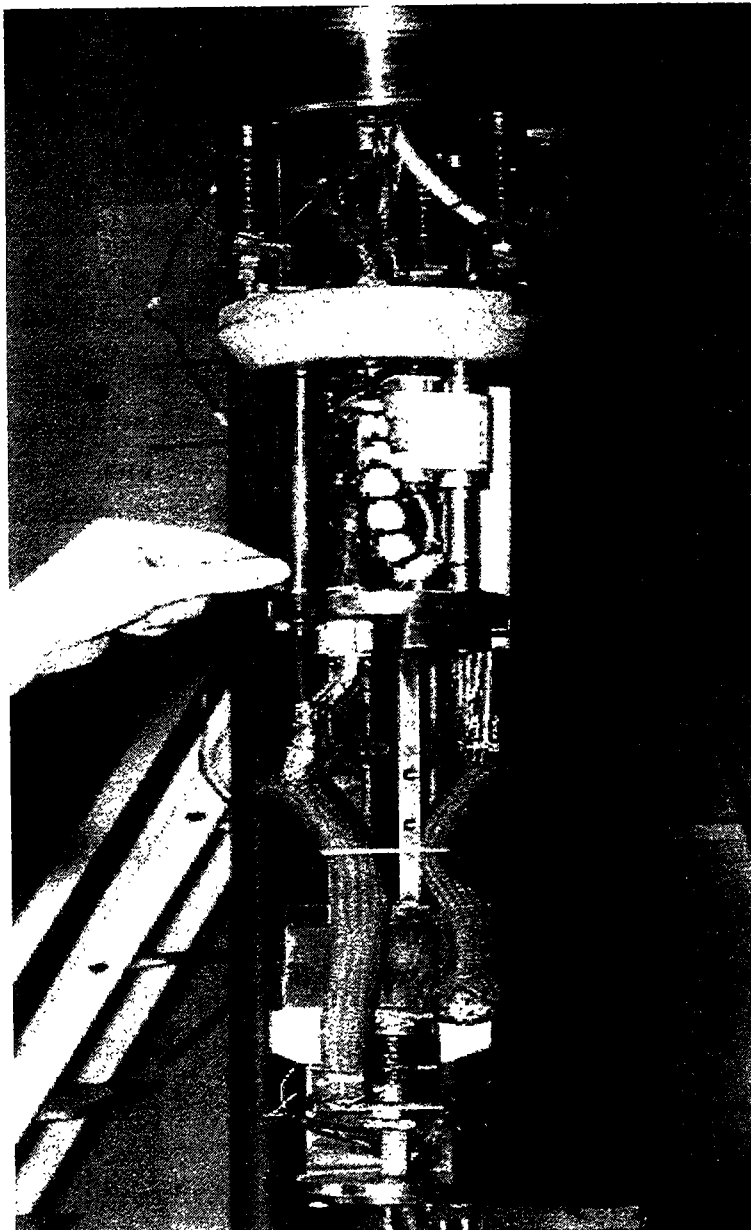


Fig. 3.3 : Porte-échantillon pour mesures de courant critique

Dans le cas des échantillons de type IGC, la mesure de différence de potentiel se fait sur une longueur d'environ 10 cm ce qui correspond à 1 spire. Dans le cas des échantillons de brins Alstom, 4 prises de potentiel sont utilisées : une première mesure de différence de potentiel s'effectue sur une longueur de 9 cm. Cette mesure inclus, dans le cas des échantillons extraits, une "épingle" (cette différence de potentiel sera référée comme "grande" longueur). Une seconde mesure de différence de potentiel est effectuée sur une longueur de 4,5 cm. Cette mesure n'inclue pas d'"épingle" (cette différence de potentiel sera référée comme "petite" longueur).

Ces prises de potentiel servent à la détermination du champ électrique. Elles sont cobobinées le long du brin afin de réduire le bruit. Deux autres prises de potentiel sont soudées aux extrémités du mandrin et servent pour la sécurité de l'alimentation en courant (la limitation en tension est fixée à 60 mV). Les amenées de courant se terminent par des plaques qui sont dorées et vissées sur les bagues du mandrin. On recouvre l'ensemble d'un isolant électrique polyimide (Kapton[®]).

Lors des essais, le sens du courant est choisi pour que les spires travaillent en éclatement dans le champ de l'aimant. Ce choix s'explique comme suit : à la fin du traitement thermique et une fois le composé Nb₃Sn formé, on laisse refroidir l'échantillon. Comme nous l'avons vu précédemment, c'est le cuivre qui fixe l'amplitude du rétreint thermique parallèlement à l'axe du brin. Le rétreint du cuivre étant plus important que celui du niobium étain (les coefficients de contraction dans l'intervalle 923 K-273 K sont, d'après le Tableau 3.3, de -1,1 % pour le cuivre et de -0,55 % pour le Nb₃Sn), le Nb₃Sn se trouve donc dans un état de compression. En faisant travailler les spires en éclatement, donc en tension, on tente de compenser cette compression. Un test effectué sur IGC2 en changeant la polarité du courant (spires en compression) a montré une dégradation en courant de l'ordre de 2,5 % entre spires en éclatement et spires en compression.

III.1.5 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les mesures ont été effectuées au STCM du CEA/Saclay. Nous avons utilisé un aimant de type solénoïde hybride (NbTi-Nb₃Sn) pouvant atteindre 12 Tesla dans une ouverture utile de 100 mm. Le porte-échantillon est placé dans un cryostat, lui-même monté à l'intérieur du solénoïde. Le cryostat est ensuite rempli d'hélium liquide ($T= 4,2$ K). Un système de pompage de l'anticryostat permet de refroidir l'hélium jusqu'à l'état superfluide ($T= 1,9$ K).

Le dispositif expérimental se compose de :

- un aimant de type solénoïdal pouvant atteindre 12 Tesla,
- un anticryostat contenant l'insert de mesure et son porte-échantillon,
- un bidon d'hélium liquide mis sous pression par une bouteille d'hélium gazeux,
- une alimentation électrique pour l'échantillon de marque Drush (0-10 V, 0-1000 A),
- une alimentation électrique pour le solénoïde de marque Drush (0-8 V, 0-2000 A),
- un shunt (100 mV pour 1000 A) pour mesurer le courant dans l'échantillon,
- deux nanovoltmètres de marque Keithley (modèle 182) de manière à mesurer les deux différences de potentiel,
- une sonde de température pour la mesure de la température dans l'anticryostat,
- un microvoltmètre équipé d'une carte "scan" de marque Keithley (modèle 2000) permettant la lecture du shunt (courant) et de la sonde de température,
- un P.C. déporté (pour se prémunir contre le champ de fuite de l'aimant) permettant de piloter l'acquisition et d'analyser les mesures. Le logiciel de contrôle est écrit en Labview® de chez National Instruments et les appareils de mesure sont pilotés via un bus GPIB.

III.1.6 PROTOCOLE DE MESURE

La mesure est faite à partir d'un échantillon vierge en courant et se déroule comme suit :

- a) l'induction magnétique est établie à la valeur voulue,
- b) l'acquisition de données est déclenchée,
- c) le courant est augmenté dans l'échantillon jusqu'à ce que la différence de potentiel mesurée aux bornes du mandrin dépasse la limite imposée, ou jusqu'à ce que l'on observe une augmentation de tension suffisante par rapport au critère de mesure que l'on s'est fixé, ou jusqu'au maximum de courant fourni par l'alimentation (un effort important a été fait afin d'utiliser le second critère pour ne pas systématiquement faire transiter l'échantillon),
- d) Le courant est ramené à zéro,
- e) L'induction magnétique est établie à la nouvelle valeur désirée.

III.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.2.1 MESURES BRUTES

Nous avons mesuré l'évolution de la caractéristique tension-courant des échantillons à une température de 4,2 K et pour des champs allant de 5 T à 11,5 T (par pas de 0,5 T). Pour certains échantillons, des mesures ont également été effectuées à 1,9 K.

III.2.1.1 EXEMPLE DE MESURE TYPIQUE

La courbe de la Fig. 3.4 est typique d'une mesure de courant critique : cette courbe présente les caractéristiques suivantes :

- 1) à faibles courants, la tension est nulle (non mesurable),
- 2) à forts courants, la tension se met à croître rapidement et non linéairement. Il est à noter que, dans la plupart des cas, on a pu éviter de faire transiter l'échantillon, et mesurer la courbe $V = f(I)$ lors de la descente en courant. La courbe de descente se superpose généralement à la courbe de montée en courant, i.e. : tant que l'échantillon n'a pas transité, la caractéristique $V = f(I)$ est réversible.

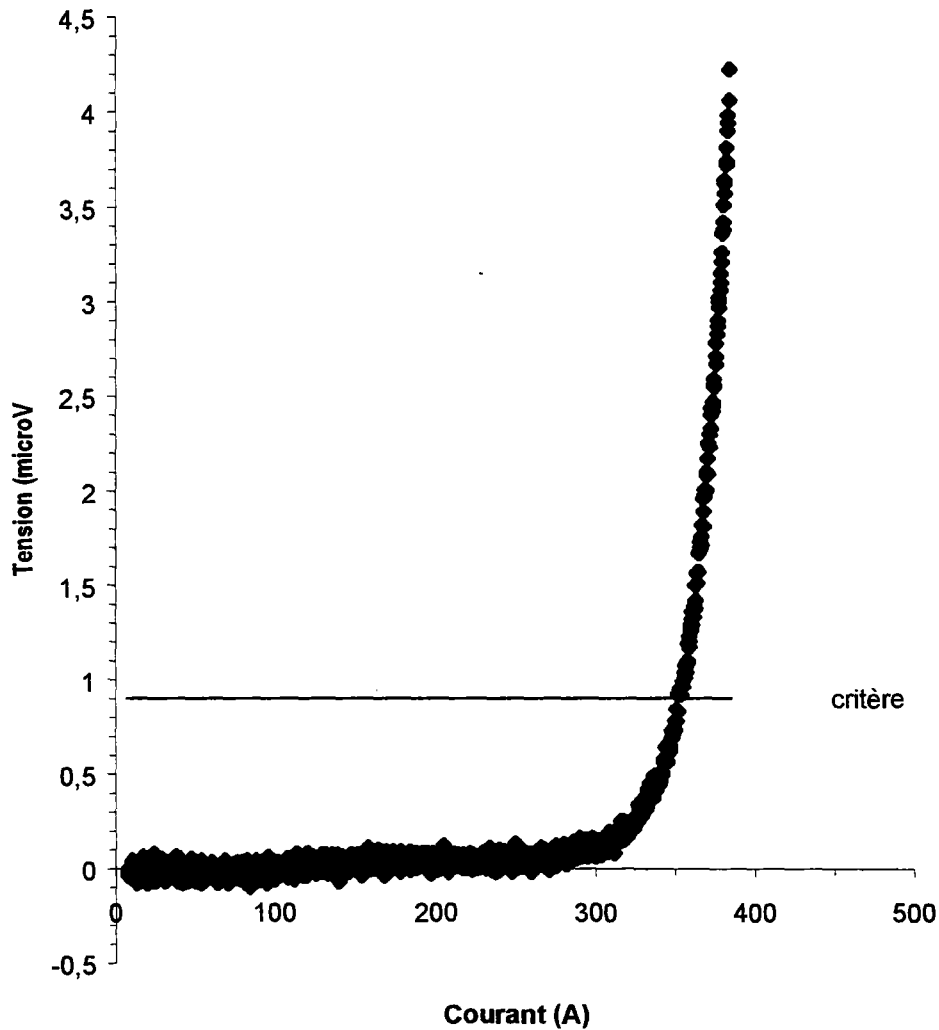


Fig. 3.4 : Courbe typique $V=f(I)$ (IB42 à 8 T et 4,2 K) (la partie droite de la courbe a été calibrée sur zéro)

Le comportement observé est conforme à ce que l'on peut attendre d'un supraconducteur de type II. A bas courant, les vortex sont solidement piégés par les forces d'ancrage, et la tension est non mesurable aux bornes du supraconducteur (cf. Chapitre II). Lorsque le courant augmente, les pseudo-forces de Lorentz appliquées sur les vortex augmentent. A partir d'un certain courant, les pseudo-forces de Lorentz sont suffisantes pour commencer à déplacer les vortex. Les déplacements de vortex sont responsables, d'une part, de l'apparition d'une tension non nulle et, d'autre part, de pertes qui échauffent le supraconducteur, ce qui a pour effet de diminuer la valeur du courant critique. Si le courant augmente encore, la tension commence alors à croître, et cette croissance est non linéaire. Si l'on dépasse la valeur du courant critique, le courant commence à se partager entre les filaments qui ont transités et la matrice de cuivre. Lorsque l'effet Joule devient trop important, on assiste à un emballement du processus et à une transition généralisée. Cependant, si l'on arrête de monter le courant et on commence à le redescendre avant d'avoir échauffé

l'échantillon de manière significative, on peut éviter cet emballement et revenir à l'état supraconducteur initial.

III.2.1.2 CLASSIFICATIONS DES ECHANTILLONS

Les Figs 3.5 et 3.6 présentent des familles de caractéristiques tension-courant pour différentes inductions. Chaque famille correspond à un échantillon donné. On peut classer les échantillons en 5 catégories différentes :

- 1) Les échantillons transitant avant d'atteindre le critère ($0,1 \mu\text{V/cm}$) (IE12, IE13, IA13, IE23, IB31, IE32, IB38 et IB 51) (Fig. 3.5).
- 2) Les échantillons où les caractéristiques tension-courant correspondant aux "grandes" et "petites" longueurs sont similaires (IB15, IA11, IB21, IB22, IB23, IB32, IE31, IB40, IB42, IE41, IE43, IB50 et IB52). Les échantillons de type IGC ne possédant que deux prises de potentiel sont classés ici par défaut.
- 3) Les échantillons où la caractéristique correspondant à la "grande" longueur atteint en premier le critère (IB11, IB13, IB14, IA12, IE21, IE22 et IE33) (Fig.3.6).
- 4) Un échantillon où la caractéristique correspondant à la "petite" longueur atteint en premier le critère (IB33).
- 5) Les échantillons où la caractéristique correspondant à la "grande" longueur montre une évolution croissante de la tension à partir d'un certain courant (ce courant de "déclenchement" augmentant lorsque le champ diminue) avant l'augmentation rapide de la tension caractéristique d'une transition (IB12 et IB16).

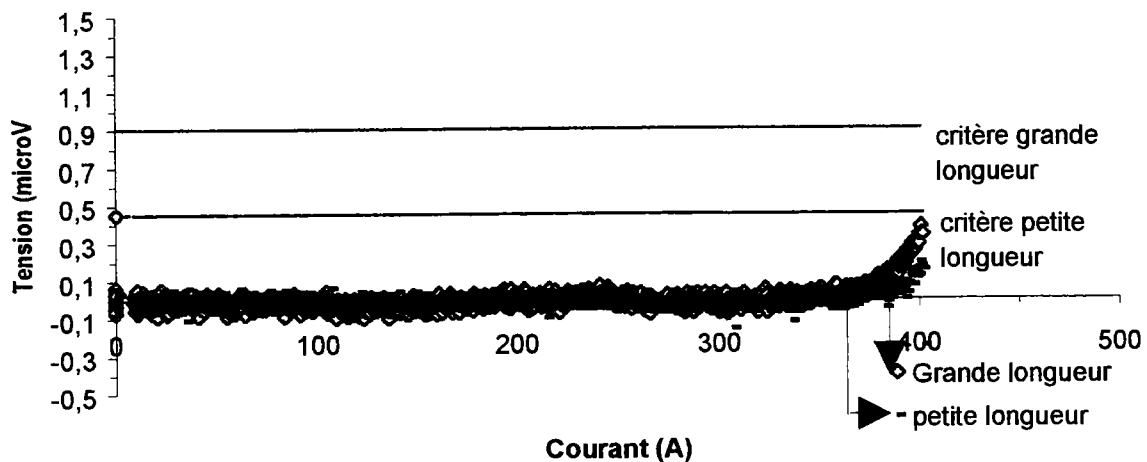


Fig. 3.5 : Evolution de la tension en fonction du courant (les critères figurent en pointillés) (IB38 à 4,2 K et 5,5 T)

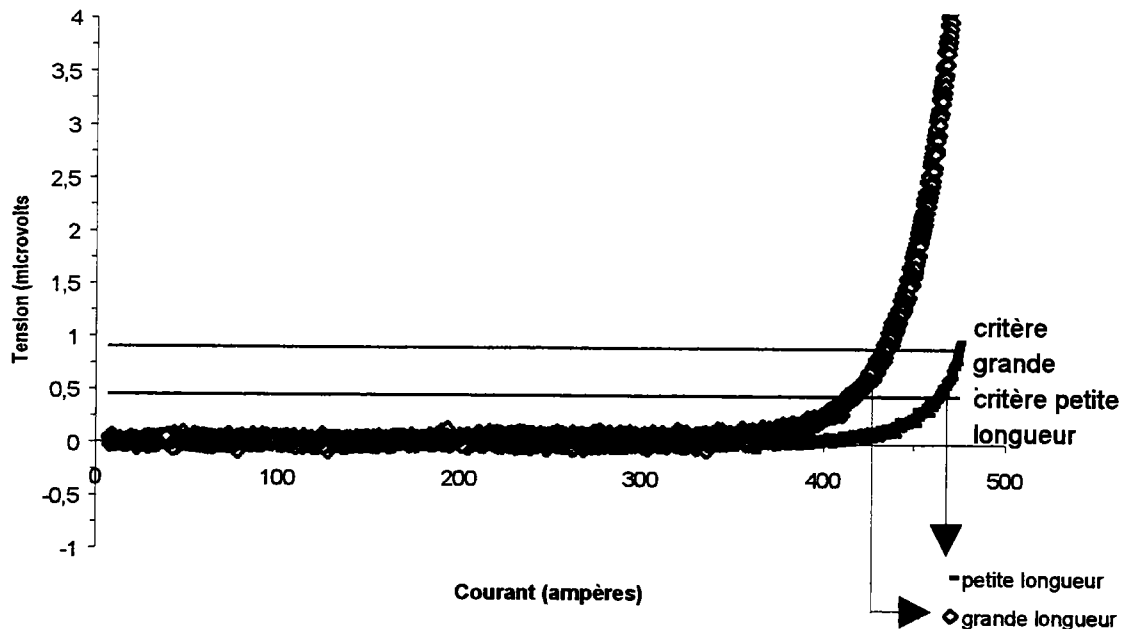


Fig. 3.6 : Evolution de la tension en fonction du courant (les critères figurent en pointillés) (IE22 à 4,2 K et 8,5 T)

Pour de telles mesures, on s'attendrait dans le cas des échantillons bruts à un démarrage simultané des deux longueurs et dans le cas des échantillons extraits à un démarrage de la "grande" longueur en premier.

Pour les échantillons de brins bruts, le fait que la caractéristique correspondant à la "petite" longueur démarre en premier pourrait s'expliquer par la présence d'un point faible causé par exemple par un saucissonnage de l'échantillon ou une rupture de barrière causant une fuite d'étain et donc une diminution du taux de réaction. En effet, si les filaments de l'échantillon présentent des différences de section au niveau de la zone de mesure correspondant à la "petite" longueur, c'est à dire s'ils sont dégradés, le démarrage peut apparaître au niveau de la "petite" longueur. Dans le cas où l'on transite sans atteindre le critère (pour les échantillons de brins bruts ou de brins extraits), cela peut signifier que la transition est apparue hors de la zone de mesure et l'on peut supposer que ceci est du à un effet du même genre.

En ce qui concerne les échantillons avec un rapport cuivre-sur-non-cuivre de 1.2, nous ne disposons pas de résultats pour les brins extraits de câble sans âme (les deux brins testés transitent avant d'atteindre le critère). Ceci pourrait s'expliquer par des dégradations trop importantes durant le câblage. Dans ce cas, on peut supposer que l'épaisseur de la couronne de cuivre n'est pas assez importante pour supporter les contraintes de câblage. Pour les brins bruts, on constate qu'en majorité (échantillons IB11, IB14 et IB16) la tension correspondant à la "grande" longueur démarre en premier. C'est le cas également de IB12 et IB13, avec cependant un comportement inattendu de la tension : lorsqu'il y a écart entre le démarrage des

deux tensions, on constate que cet écart augmente lorsque le champ diminue. Ceci est illustré dans le Tableau 3.4 qui donne la différence entre les courants estimés, au début de la transition, à partir des deux différences de potentiel pour l'échantillon IB13. Nous n'avons pas d'explication a priori pour ce phénomène. Il faut, de plus, rappeler que cette billette a posé des problèmes lors du montage et que des micrographies réalisées sur des échantillons du brin ont montré des ruptures de barrières pouvant causer une fuite d'étain et donc une diminution du taux de réaction.

En ce qui concerne les échantillons extraits du câble avec âme de rapport cuivre-sur-non-cuivre égale à 1,2, deux des trois échantillons testés atteignent le critère et permettent une détermination du courant critique, il s'agit de IA11 et IA12. Sans doute faut-il voir ici l'influence de l'âme qui, en augmentant le rayon de courbure des brins, diminue les contraintes appliquées à ceux-ci au niveau des épingles. Si l'on compare les caractéristiques tension-courant, on constate pour l'échantillon IA11 que les deux courbes sont similaires. Pour l'échantillon IA12, la caractéristique correspondant à la "grande" longueur atteint en premier le critère, là aussi l'écart entre les deux caractéristiques augmente lorsque le champ diminue. Ceci est illustré dans le Tableau 3.4 qui donne la différence entre les courants estimés, au début de la transition, à partir des deux différences de potentiel pour l'échantillon IA12.

Tableau 3.4. Récapitulatif de l'écart de courants entre les démarrages des caractéristiques tension-courant à 4,2 K

B (T)	ΔIB13 (A)	ΔIA12 (A)	ΔIE21 (A)	ΔIE33 (A)
11,5	21	14	25	10
11	26	12	35	14
10,5	25	22	40	15
10	30	18	45	12
9,5	26	17	50	18
9	30	19	56	19
8,5	35	24	58	23
8	35	26		24
7,5	41	32		19
7	44	32		21
6,5	48	40		25
6	45	37		25
5,5	46	36		27
5	50	40		30

Dans le cas des échantillons avec un rapport cuivre-sur-non-cuivre de 1,4 et 1,8, certains échantillons n'ont pu atteindre le critère sans transiter, c'est le cas en particulier de IE23, IB31 et IE32. Si l'on compare les caractéristiques tension-courant, on constate que pour la majorité des échantillons de brins non câblés (IB21, IB22, IB23 et IB32) et pour un échantillon de brin extrait (IE31), les deux caractéristiques tension-courant démarrent en même temps. Par contre pour la majorité des échantillons de brins extraits (IE21, IE22 et IE33), c'est la caractéristique correspondant à la "grande" longueur qui atteint en premier le critère ce qui semble indiquer que les échantillons sont plus dégradés au niveau des épingles. A noter que pour l'échantillon IB33, c'est la caractéristique correspondant à la "petite" longueur qui atteint en premier le critère. Comme précédemment, lorsqu'il y a écart entre les démarrages des deux tensions, cet écart augmente lorsque le champ diminue. Ceci est illustré dans le Tableau 3.4 qui donne la différence entre les courants estimés, au début de la transition, à partir des deux tensions pour les échantillons IE21 et IE33. Comme précédemment, nous n'avons pas d'explication vérifiable pour ce phénomène.

Dans le cas des échantillons à 19 sous-éléments, on constate que pour une majorité d'échantillons (IB40, IE41, B42, IE43, IB50 et IB52) les deux caractéristiques tension-courant démarrent en même temps même dans le cas des échantillons de brins extraits.

III.2.2 DEPOUILLEMENT DES RESULTATS

III.2.2.1 DETERMINATION DU COURANT CRITIQUE

Le courant critique est défini comme étant le courant pour lequel le champ électrique est de $0,1 \mu\text{V}/\text{cm}$. Dans le cas de nos mesures, la prise de tension s'effectue sur une longueur d ($d= 10 \text{ cm}$ pour les échantillons de type IGC et $d= 4,5 \text{ cm}$ ou 9 cm pour les autres échantillons). Le courant critique peut donc être déterminé comme étant la valeur du courant pour laquelle la tension dépasse $(0,1 * d) \mu\text{V}$.

III.2.2.2 DETERMINATION DE LA "N VALUE"

La description des courbes $V = f(I)$ à la section III.2.1.1 de la seconde partie a mis en évidence un comportement de type puissance d'une partie de la courbe. Le pied de la transition peut être paramétré par l'équation :

$$\frac{V}{V_c} = \left(\frac{I}{I_c} \right)^n \quad (3.1)$$

où V_c et I_c sont la tension et le courant critique de l'échantillon mesuré. L'exposant n est appelé la "N value" et est un indicateur de la qualité des filaments : plus n est grand, plus la transition est abrupte, et plus les filaments sont de bonne qualité (réguliers).

A l'aide des courbes $V = f(I)$, on détermine pour chacun des brins la "N value" à différentes inductions. Le logiciel d'acquisition possédant des outils de traitements mathématiques, on trace la fonction

$$\ln\left(\frac{V}{V_c}\right) = n \ln\left(\frac{I}{I_c}\right) \quad (3.2)$$

On en déduit que l'index de transition peut également se formuler comme la pente de la caractéristique $\ln(V)$ en fonction de $\ln(I)$. C'est la méthode qui a été retenue. La valeur recherchée est déterminée à l'aide d'une régression linéaire : $mX+b$, où X représentent les mesures, m la pente de la droite et b l'ordonnée à l'origine. Le paramètre m est ensuite arrondi au plus proche entier, pour donner en final la "N value". Il est à noter que le calcul de la pente se fait entre V_c et $3 V_c$, où V_c est la tension de seuil. Des études [Bacquart, 1998] ont montré que, pour l'ensemble des échantillons, seule la portion de la caractéristique située entre V_c et $3 V_c$ est linéaire. La détermination se fait habituellement entre V_c et $10 V_c$.

III.3 DISCUSSION DES RESULTATS

III.3.1 COURANT CRITIQUE ET DENSITE DE COURANT CRITIQUE

On a représenté, Fig. 3.7, le courant critique en fonction de l'induction magnétique appliquée pour les échantillons IB22 et IE22.

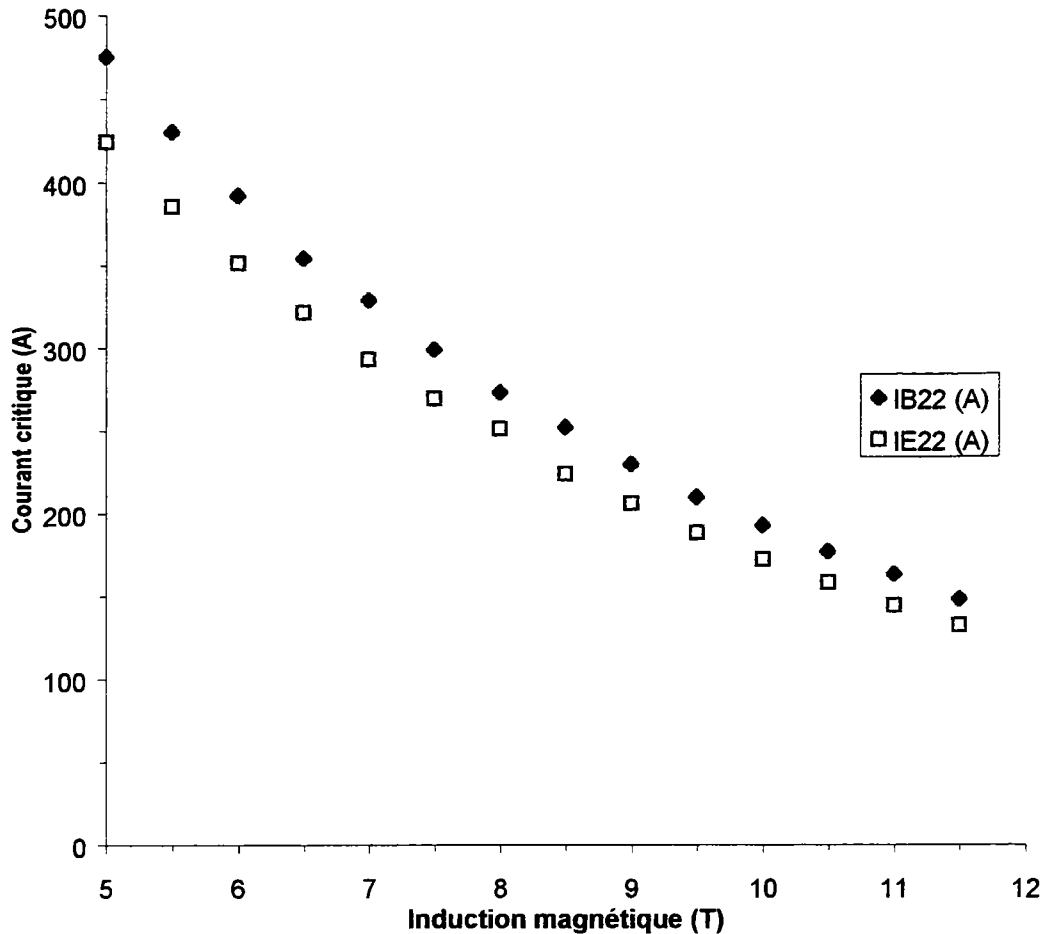


Fig. 3.7 : Evolution du courant critique en fonction de l'induction extérieure

Le courant critique diminue lorsque l'induction magnétique appliquée augmente (ceci a été expliqué au Chapitre II). De plus, on constate que le brin extrait est caractérisé par des courants critiques plus faibles que le brin brut à une induction fixée. Il faut y voir l'influence de la dégradation due au câblage. Nous reviendrons sur ce point à la section III.3.3.

Les Tableaux 3.5 à 3.10 présentent un récapitulatif des différentes mesures de courant critique pour chaque type de brin, en précisant, pour chaque mesure : l'induction appliquée, la température du bain et la valeur du courant critique non corrigée de son induction propre (c'est à dire non corrigée de l'induction magnétique créée par le courant circulant dans le brin). Les valeurs données sont calculées sur les caractéristiques qui atteignent en premier le critère. Les courants critiques les plus élevés sont obtenus pour les brins à 19 sous-éléments. Puis ce sont, par ordre décroissant, les échantillons des billettes 5/2856, IGC, 6/2856 et enfin 4/2856. Nous voyons donc ici l'importance la section totale de supraconducteur. En utilisant le Tableau 3.1, il est apparaît que plus la section de supraconducteur (et donc de non-cuivre, les brins ayant tous les mêmes barrières) est élevée plus les capacités de transport du courant du brin sont importantes.

Tableau 3.5. Récapitulatif des mesures pour des échantillons de type IGC

Ind. (T)	Temp. (K)	IGC2 (A)	IGC4 (A)	IGC6 (A)	IGC7 (A)
11,5	4,2	159	135	150	157
11	4,2	174	150	165	174
10,5	4,2	192	168	182	192
10	4,2	210	187	202	213
9,5	4,2	230	206	222	234
9	4,2	252	228	245	256
8,5	4,2	278	250	269	282
8	4,2	302	275	295	309
7,5	4,2	331	305	324	339
7	4,2	364	335	357	374
6,5	4,2	398	371	391	409
6	4,2	434	412	431	448
5,5	4,2	484	450	475	497
5	4,2	530	499	529	548
11,5	1,9	207	182	200	209
11	1,9	222	201	219	230
10,5	1,9	246	219	238	251
10	1,9	269	242	259	274
9,5	1,9	290	265	283	297
9	1,9	315	289	308	323
8,5	1,9	341	316	337	350
8	1,9	370	343	363	382
7,5	1,9	402	376	396	
7	1,9	440	412	432	451
6,5	1,9	475	448	470	
6	1,9	516	488	509	
5,5	1,9	563	536	558	
5	1,9		586	610	

IGC2 : non câblé, mandrin en G10

IGC4 : extrait, mandrin en G10

IGC6 : extrait; mandrin en titane

IGC7 : non câblé, mandrin en titane

Tableau 3.6. Récapitulatif des mesures pour des échantillons tirés de la billette 5/2856

IE12 : transition systématique avant le critère

B	T	IB11	IB12	IB13	IB14	IB15	IB16	IA11	IA12
(T)	(K)	(A)	(A)	(A)	(A)	(A)	(A)	(A)	(A)
11,5	4,2	165	160	173	155	177	145	137	144
11	4,2	180	175	190	169	194	159	150	157
10,5	4,2	197	181	207	186	212	174	164	172
10	4,2	215	206	225	201	232	191	177	188
9,5	4,2	232	225	246	222	253	204	194	206
9	4,2	254	246	266	243	276	226	211	223
8,5	4,2	277	264	290	264	301	246	229	244
8	4,2	301	289	315	288	328	267	251	268
7,5	4,2	329	317	346	312	359	293	273	291
7	4,2	357	347	378	340	391	321	301	318
6,5	4,2	392	379	414	370	428	353	327	348
6	4,2	431	417	458	402	467	386	357	381
5,5	4,2	470	457	501	438	513	426	392	420
5	4,2	517	501	547	487	563	470	432	464
11,5	1,9			223	197				
11	1,9			243	217				
10,5	1,9			262	234				
10	1,9			285	254				
9,5	1,9			307	270				
9	1,9			334	300				
8,5	1,9			359	320				
8	1,9			390	352				
7,5	1,9			423	374				
7	1,9			459	404				
6,5	1,9			499	436				
6	1,9			542	473				
5,5	1,9			589	503				
5	1,9			642	568				

IE13 : transition systématique avant le critère

IA13 : transition systématique avant le critère

Tableau 3.7. Récapitulatif des mesures pour des échantillons tirés de la billette 6/2856

B (T)	T (K)	IB21 (A)	IB22 (A)	IB23 (A)	IE21 (A)	IE22 (A)
11,5	4,2	145	148	148	134	132
11	4,2	159	163	163	146	144
10,5	4,2	173	177	176	159	158
10	4,2	188	193	194	173	172
9,5	4,2	204	210	211	188	188
9	4,2	222	230	230	206	206
8,5	4,2	242	252	251	222	224
8	4,2	263	273	274	241	251
7,5	4,2	286	299	301	262	269
7	4,2	312	329	327	286	293
6,5	4,2	340	354	360	312	321
6	4,2	374	392	392	342	351
5,5	4,2	410	430	431	376	385
5	4,2	445	475	475	408	424
11,5	1,9		192			173
11	1,9		209			187
10,5	1,9		224			202
10	1,9		246			221
9,5	1,9		264			238
9	1,9		286			256
8,5	1,9		307			278
8	1,9		334			301
7,5	1,9		363			327
7	1,9		392			355
6,5	1,9		424			385
6	1,9		464			420
5,5	1,9		506			456
5	1,9		557			499

IE23 : transition systématique avant le critère

Tableau 3.8. Récapitulatif des mesures pour des échantillons tirés de la billette 4/2856

B (T)	T (K)	IB32 (A)	IB33 (A)	IE31 (A)	IE33 (A)
11,5	4,2	147	145	128	128
11	4,2	160	161	141	139
10,5	4,2	175	172	155	153
10	4,2	195	189	170	167
9,5	4,2	212	206	187	183
9	4,2	233	224	204	201
8,5	4,2	253	245	223	216
8	4,2	277	269	245	236
7,5	4,2	301	294	268	249
7	4,2	330	318	294	281
6,5	4,2	364	347	322	308
6	4,2	398	382	353	337
5,5	4,2	434	414	390	371
5	4,2		461	430	408
11,5	1,9	189			
11	1,9	206			
10,5	1,9	222			
9,86	1,9	247			
9,38	1,9	267			
8,87	1,9	289			
8,39	1,9	313			
7,9	1,9	339			

IB31 : transition systématique avant le critère

IE32 : transition systématique avant le critère

Tableau 3.9. Récapitulatif des mesures pour des échantillons tirés de la billette 1/7752

B (T)	T (K)	IB39 (A)	IB40 (A)	IB42 (A)	IE41 (A)	IE43 (A)
11,5	4,2	187	184	177	169	157
11	4,2	203	202	193	188	173
10,5	4,2	223	219	212	205	190
10	4,2	246	240	230	227	210
9,5	4,2	270	261	249	248	233
9	4,2	295	286	273	271	256
8,5	4,2	323	314	297	295	278
8	4,2	350	340	325	324	303
7,5	4,2	382	369	355	351	334
7	4,2	417	406	389	386	366
6,5	4,2	454	446	423	422	406
6	4,2	503	486	463	463	449
5,5	4,2	558	535	511	511	488
5	4,2		580	561	563	545
11,5	1,9	244	238		226	
11	1,9	262	258		242	
10,5	1,9	285	277		262	
10	1,9	310	302		287	
9,5	1,9	340	328		310	
9	1,9	363	354		334	
8,5	1,9	392	382		361	
8	1,9	427	418		392	
7,5	1,9	452	449		426	
7	1,9	493	490		463	
6,5	1,9	542	526		503	
6	1,9	584	565		548	
5,5	1,9				598	
5	1,9					

IB38 : transition systématique avant le critère

Tableau 3.10 Récapitulatif des mesures pour des échantillons tirés de la billette 2/7752

B (T)	T (K)	IB50 (A)	IB52 (A)
11,5	4,2	199	214
11	4,2	217	229
10,5	4,2	237	249
10	4,2	259	268
9,5	4,2	287	294
9	4,2	315	319
8,5	4,2	345	347
8	4,2	376	376
7,5	4,2	405	412
7	4,2	439	449
6,5	4,2	476	489
6	4,2	525	537
5,5	4,2	575	
5	4,2		
11,5	1,9		269
11	1,9		289
10,5	1,9		312
10	1,9		339
9,5	1,9		364
9	1,9		394
8,5	1,9		423
8	1,9		457
7,5	1,9		496
7	1,9		537
6,5	1,9		
6	1,9		
5,5	1,9		
5	1,9		

IB51 : transition systématique avant le critère

Néanmoins, en vue de comparer les propriétés intrinsèques des brins, il est souhaitable de travailler en terme de densité de courant critique. Dans ce cas, il apparaît que les densités les plus élevées sont obtenues pour les échantillons de la billette 2/7752 puis ce sont, par ordre décroissant, les échantillons des billettes 1/7752 et 4/2856, 5/2856, IGC et enfin 6/2856. Trois paramètres permettent d'expliquer ces différences entre courant et densité de courant critique :

- 1) la section totale de non-cuivre. La densité de courant critique se calculant en effectuant le rapport du courant critique sur la surface de supraconducteur, plus cette dernière est faible et plus la densité est élevée.
- 2) le diamètre des filaments. En effet, plus le diamètre des filaments est petit, plus il est facile de les réagir à cœur. Dans le cas des brins Alstom, les sous-éléments étant identiques, leur diamètre (et donc le diamètre des filaments) est inversement proportionnel au rapport cuivre-sur-non-cuivre. Dans le cas du brin IGC, les sous-éléments ne contiennent que 162 filaments pour 408 pour les brins Alstom, on peut donc supposer que ces filaments, de plus gros diamètres (pour une section de supraconducteur équivalente), sont moins réagis ce qui pourrait expliquer leur faible densité de courant critique.
- 3) la distance maximale des filaments par rapport à la piscine d'étain. En effet, plus cette distance est faible plus la diffusion de l'étain est rapide. Dans le cas des brins Alstom, les sous-éléments étant identiques, la distance entre filaments est inversement proportionnelle au rapport cuivre-sur-non-cuivre.

Malheureusement, la concentration des filaments autour de la piscine d'étain se fait au détriment de la distance interfilamentaire. Or, si la distance interfilamentaire n'est pas conservée, des phénomènes de pontage peuvent apparaître (voir Chapitre II) ce qui aura pour effet d'augmenter considérablement les pertes. Nous verrons, dans le Chapitre VI, la valeur des pertes de ces échantillons de brins.

Le cahier des charges pour la fabrication du quadripôle [CEA, 1996] impose des spécifications sur le brin et sur le câble. Pour le courant critique du brin, cette spécification est de 405 A à 7 T et 4,2 K (brin brut). Il apparaît donc que seuls les échantillons de brins IB39, IB40, IB50 et IB52, c'est à dire les échantillons des billettes à 19 sous-éléments fabriquées par Alstom, atteignent cette valeur seuil.

Pour les échantillons testés à 4,2 K et 1,9 K, nous pouvons constater que la valeur du courant critique en fonction du champ magnétique se décale de 1,5 T entre 4,2 K et 1,9 K à haut champ (11,5 T). Ce décalage diminue pour atteindre 1 T à bas champ (5 T).

III.3.2 ETUDE DE LA REPRODUCTIBILITE DES MESURES

III.3.2.1 REPRODUCTIBILITE D'UN ECHANTILLON

Nous avons étudié la reproductibilité sur deux échantillons de brin (IB22 et IE22) à 4,2 K. Pour ce faire, nous avons mesuré le courant critique sur ces deux échantillons aux deux températures et pour des champs variant de 5 T à 11,5 T. Nous avons ensuite sorti le porte-échantillon, réchauffé l'ensemble du cryostat, démonté les prises de potentiel puis nous avons tout réinstallé et mesuré à nouveau ces deux échantillons. Afin de quantifier la reproductibilité, nous avons calculé le rapport

$$\alpha = \frac{I_c(1) - I_c(2)}{I_c(1)} \quad (3.3)$$

où $I_c(1)$ et $I_c(2)$ sont les valeurs du courant critique obtenue pour les deux séries de mesure pour chaque échantillon (avec la condition $I_c(1) > I_c(2)$).

Les Figs 3.8(a) et 3.8(b) représentent l'évolution de ce paramètre pour les deux échantillons à 4,2 K et 1,9 K.

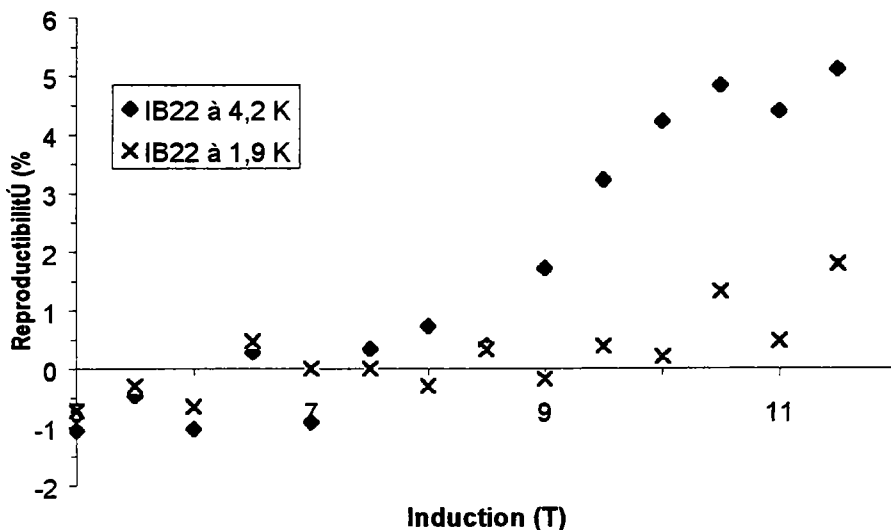


Fig. 3.8(a) : Reproductibilité sur IB22 en fonction de l'induction extérieure

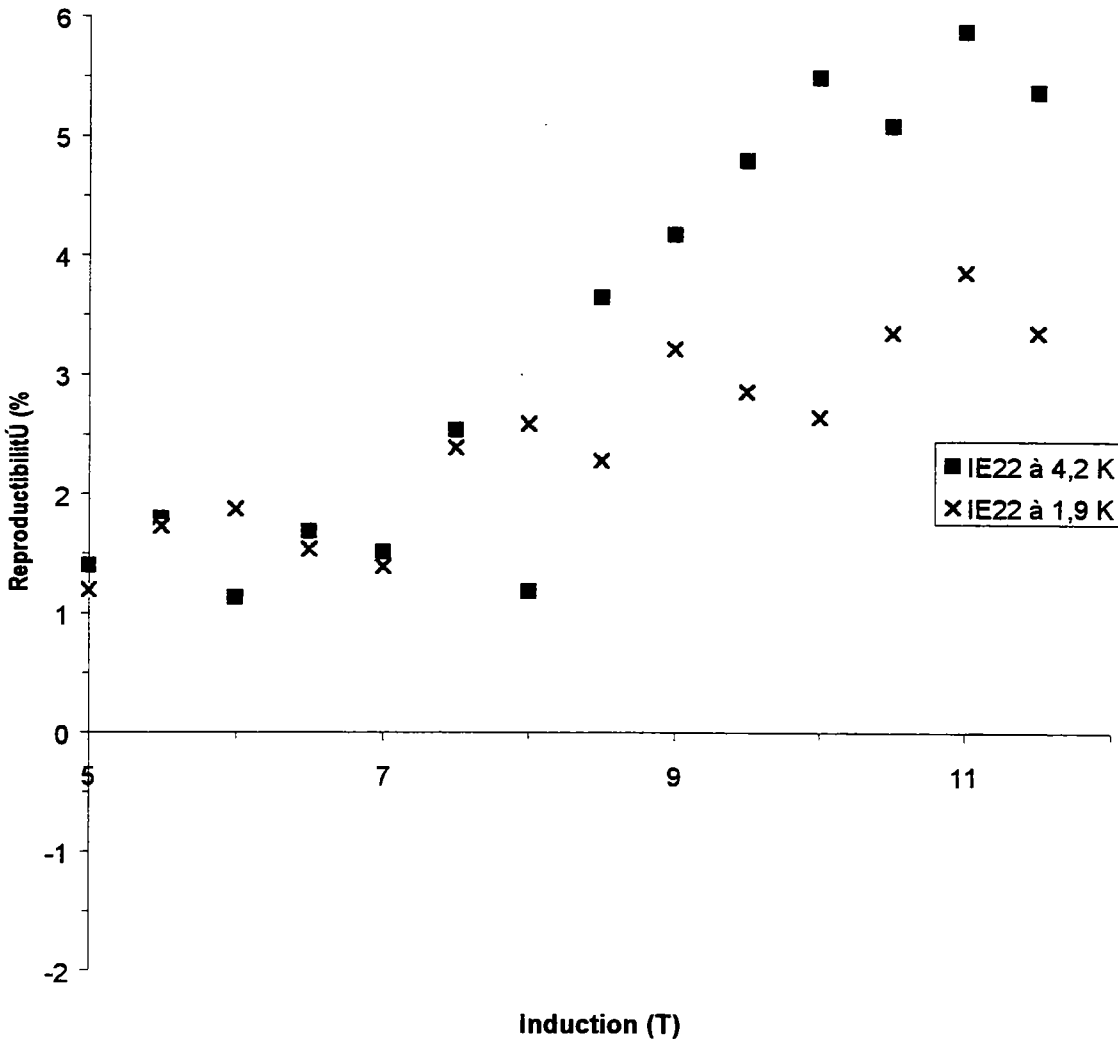


Fig. 3.8(b) : Reproductibilité sur IE22 en fonction de l'induction extérieure

Dans le cas de l'échantillon IB22 à 4,2 K, ce paramètre oscille autour de zéro à bas champ puis augmente de 0 % à 6 % entre 7,5 T et 11,5 T. Pour les essais à 1,9 K, ce paramètre oscille toujours autour de zéro ce qui indique que les mesures sont bien reproductibles, ces oscillations pouvant s'expliquer par des erreurs expérimentales.

Dans le cas de l'échantillon IE22 à 4,2 K, le paramètre présente un léger offset à bas champ puis augmente de manière semblable à IB22 (de 1,5 % à 6 % entre 7 T et 11,5 T). Pour les essais à 1,9 K, le paramètre augmente légèrement (de 1% à 3 %). Il semble donc que les mesures sur un brin décablé soient un peu moins reproductibles que sur un brin brut.

Il est à noter que, dans le dispositif expérimental, aucune mesure de la température de l'échantillon n'est effectuée. La reproductibilité des mesures pourrait donc être liée à celle de la température du bain.

III.3.2.2 REPRODUCTIBILITE SUR UN BRIN

Pour chaque type d'échantillon (brut ou extrait) de chaque famille de brin, nous avons étudié la reproductibilité des mesures.

Pour cela, nous avons calculé le rapport défini à l'Eq. (3.3). $I_c(1)$ et $I_c(2)$ sont ici les valeurs du courant critique obtenue pour deux échantillons d'une même famille (toujours avec la condition $I_c(1) > I_c(2)$).

Les Figs 3.9 à 3.13 présentent l'évolution de ce paramètre pour chaque type de brins mesurés.

Dans le cas des échantillons du brin 5/2856 (7 sous-éléments, rapport cuivre-sur-non-cuivre de 1,2), ce paramètre varie énormément (de 0 % à 17 %) suivant le couple d'échantillons choisi (voir Fig. 3.9). La reproductibilité est donc assez mauvaise. Il est à noter cependant que α varie peu avec le champ.

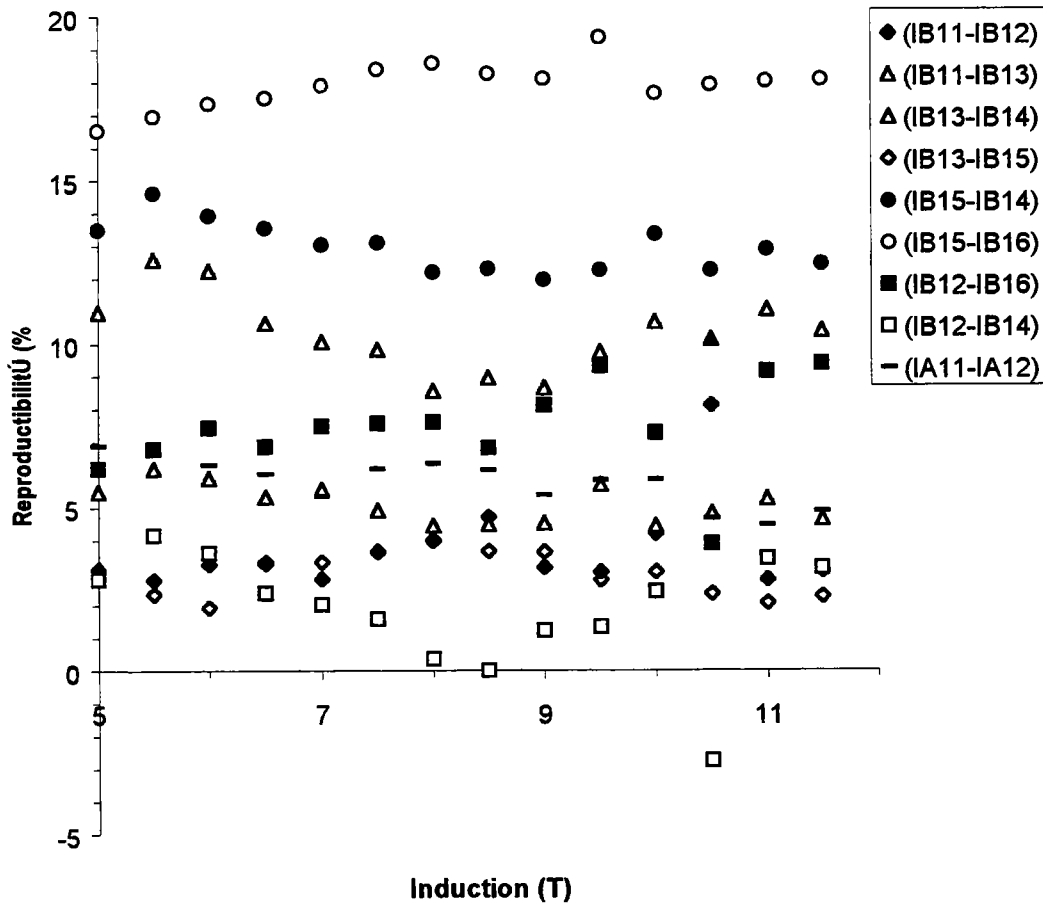


Fig 3.9 : Reproductibilité des mesures pour les échantillons de la billette 5/2856 à 4,2 K

Dans le cas des échantillons du brin 6/2856 (7 sous-éléments, rapport cuivre-sur-non-cuivre de 1,4), la dispersion est moins importante (de 0 % à 6,5 %). La reproductibilité est donc meilleure, en particulier pour les couples (IB23-IB22) et (IE21-IE22) dont les distributions du paramètre α en fonction du champ semblent être liées aux erreurs expérimentales (voir Fig. 3.10). Pour les deux autres couples, ce rapport apparaît diminuer lorsque le champ augmente. Nous n'avons pas d'explication pour cette évolution.

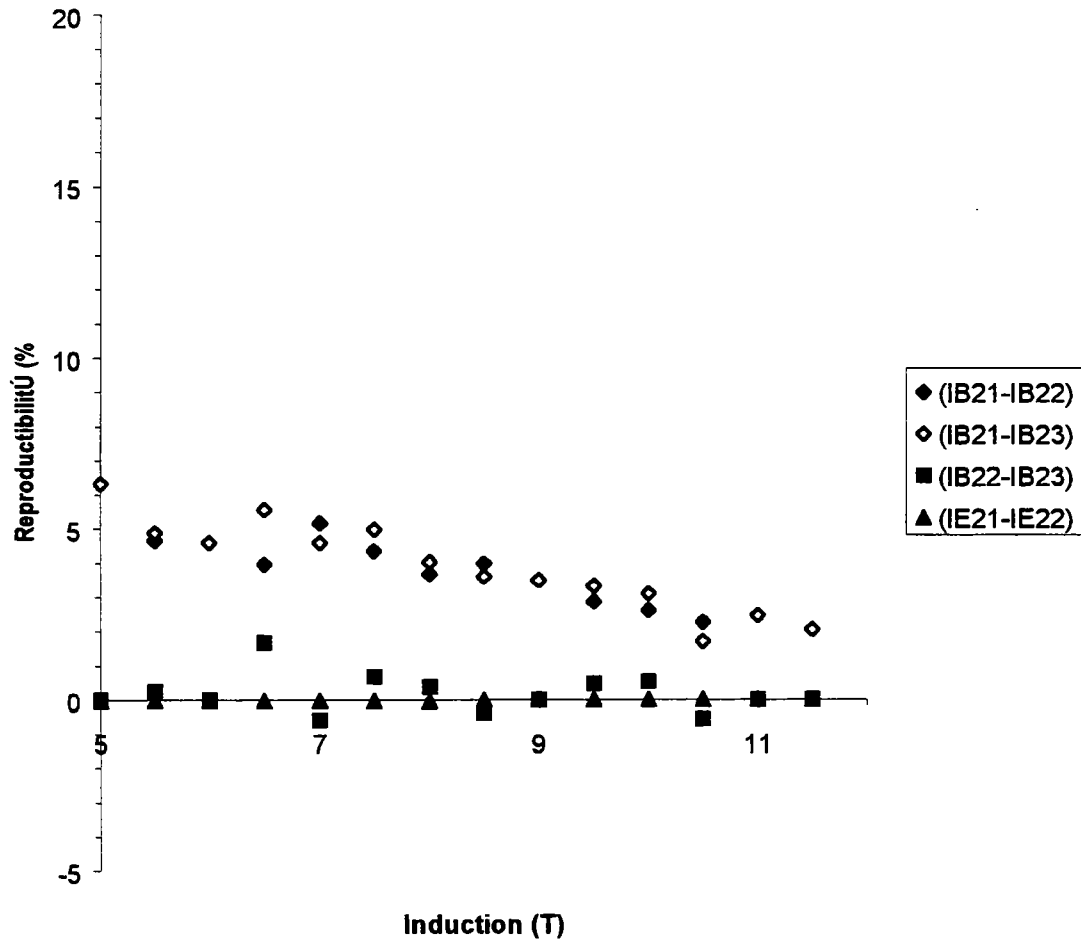


Fig 3.10 : Reproductibilité des mesures pour les échantillons de la billette 6/2856 à 4,2 K

Dans le cas des échantillons du brin 4/2856 (7 sous-éléments, rapport cuivre-sur-non-cuivre de 1,8), le comportement de α est identique à celui des échantillons du brin 6/2856 : le paramètre varie de 0 % à 7 % et semble décroître avec le champ (voir Fig.3.11).

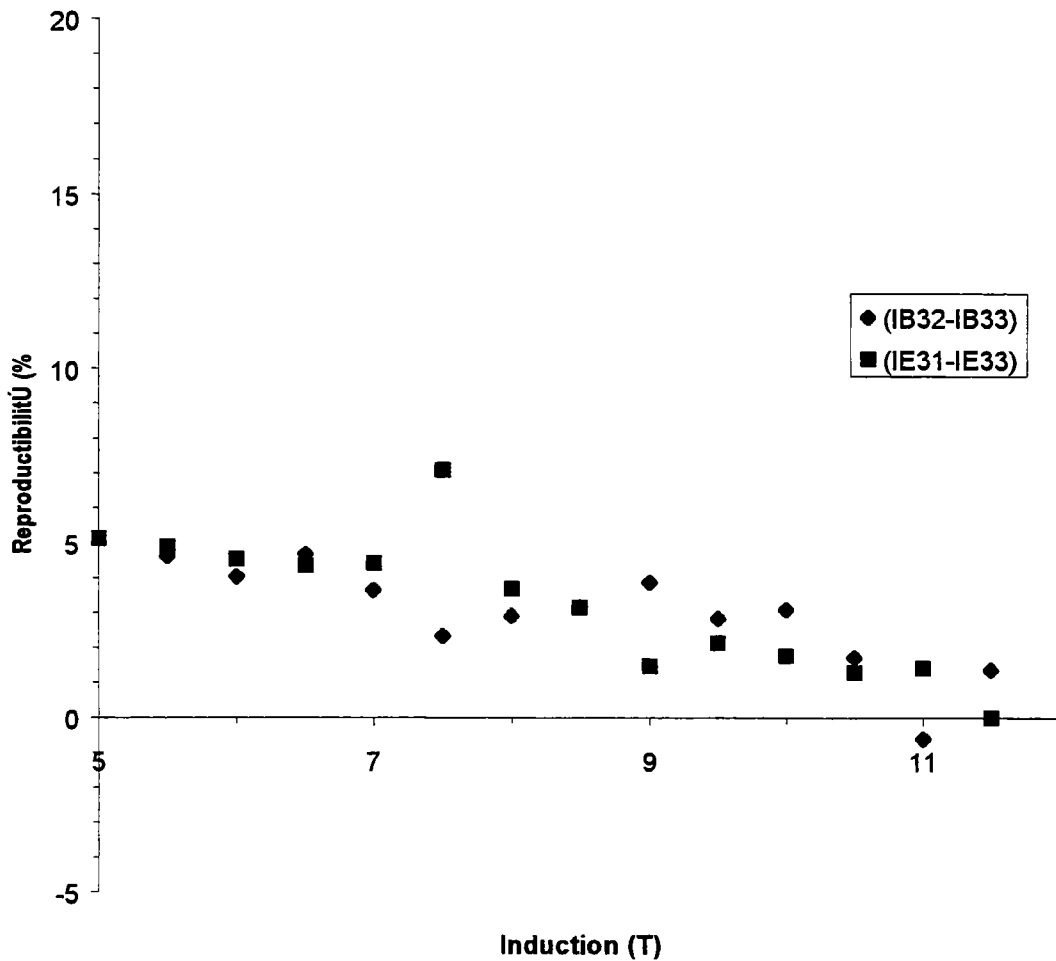


Fig 3.11 : Reproductibilité des mesures pour les échantillons de la billette 4/2856 à 4,2 K

Dans le cas des échantillons du brin 1/7752 (19 sous-éléments, rapport cuivre-sur-non-cuivre de 1,23), ce paramètre varie peu (de 3 % à 8 %) et semble stable avec le champ (voir Fig. 3.12).

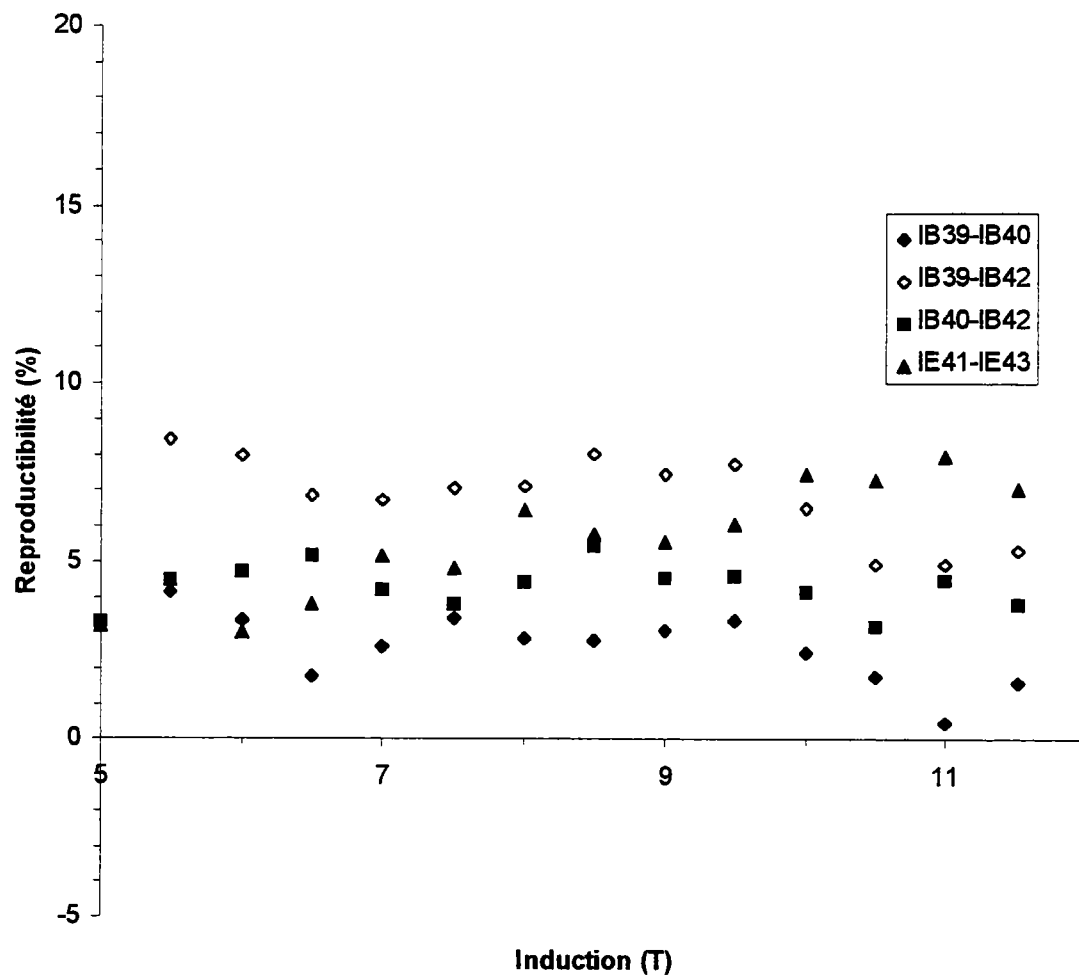


Fig 3.12 : Reproductibilité des mesures pour les échantillons de la billette 1/7752 à 4,2 K

Dans le cas des échantillons du brin 2/7752 (19 sous-éléments, rapport cuivre-sur-non-cuivre de 1,35), 1,23, nous ne disposons que d'un seul couple pour calculer ce paramètre. Ce dernier augmente avec le champ mais la reproductibilité reste bonne, α variant de 0 % à 7 % (voir Fig. 3.13).

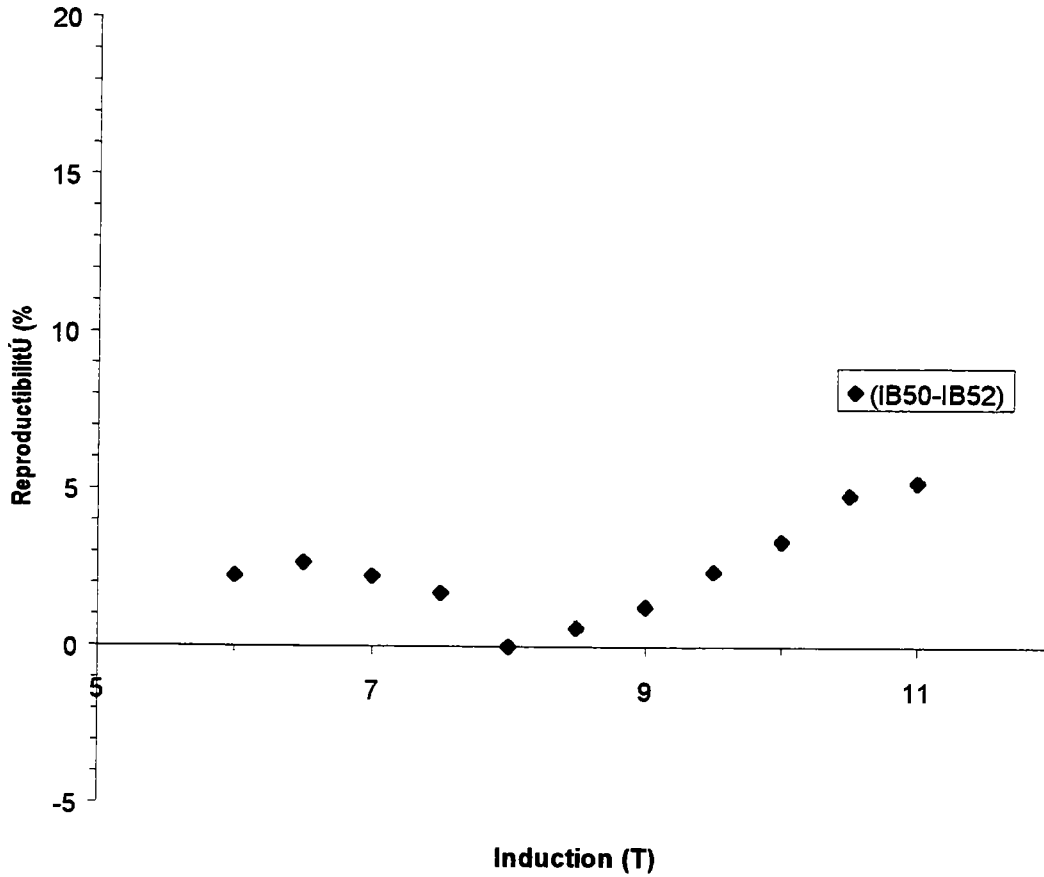


Fig 3.13 : Reproductibilité des mesures pour les échantillons de la billette 2/7752 à 4,2 K

Le cas des échantillons du brin IGC sera traité dans la section III.6.

III.3.3 DEGRADATION DE CABLAGE

On peut estimer la dégradation absolue, d_a , et relative, d_r , entre les deux échantillons par les formules :

$$d_a = I_c^{\text{brut}} - I_c^{\text{extrait}} \quad (3.4)$$

et

$$d_r = \frac{I_c^{\text{brut}} - I_c^{\text{extrait}}}{I_c^{\text{brut}}} \quad (3.5)$$

où I_c^{brut} est le courant critique de l'échantillon de brin non câblé et $I_c^{extrait}$ est le courant critique de l'échantillon de brin extrait. La dégradation d_a est donnée en Ampère, alors que d_f est en %. Il est à noter que les échantillons de brins bruts et extraits choisis pour ces calculs de dégradation proviennent de longueurs adjacentes.

Les Figs 3.14 à 3.18 présentent l'évolution de d_f en fonction du champ. Pour la plupart des échantillons, la dégradation relative est stable en fonction du champ à 4,2 K et 1,9 K. Cette dégradation est de l'ordre de 5 % pour les brins IGC et au minimum de 10 % pour les brins Alstom (elle atteint 20 % pour le couple IB15-IA12). Néanmoins, certains couples d'échantillons (IGC2-IGC4 et IB42-IE43) présentent une évolution quasi-linéaire de la dégradation relative en fonction du champ. Pour le couple IGC2-IGC4, cette dégradation relative atteint 15 % et elle reste inférieure à 10 % pour le couple IB42-IE43.

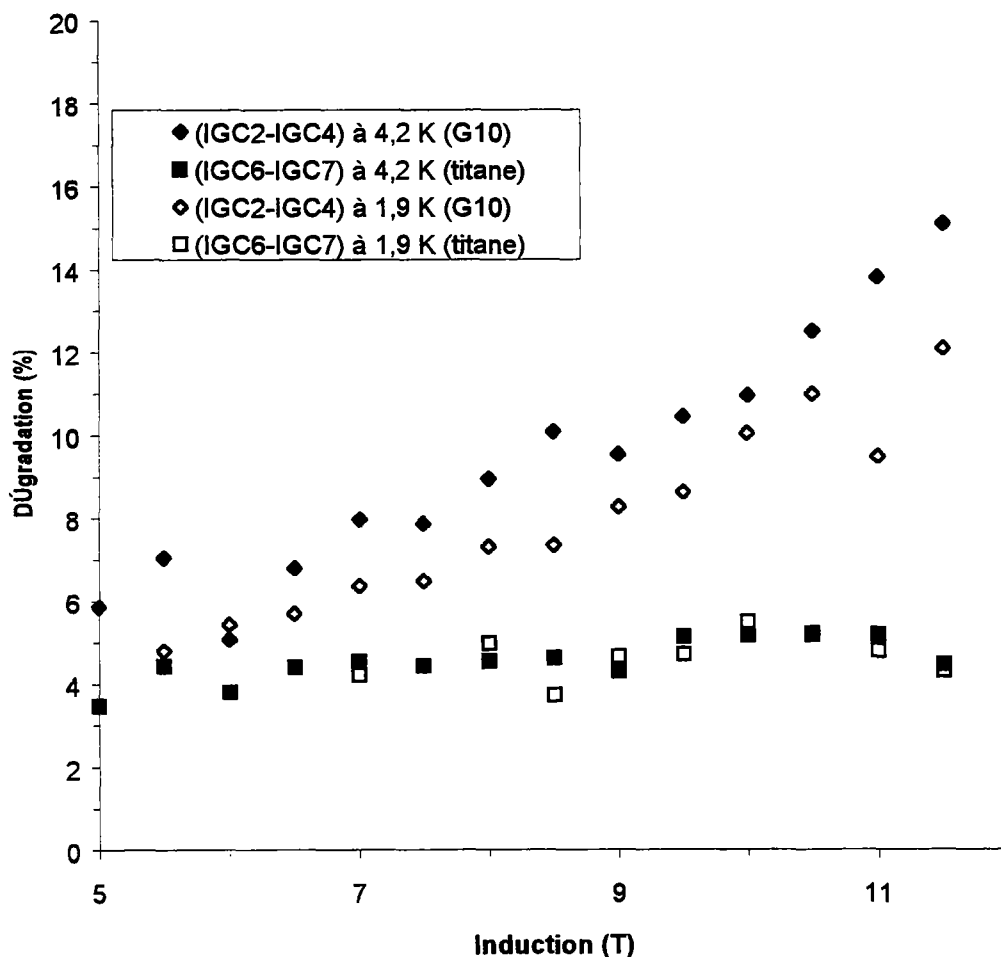


Fig 3.14 : Dégradations de câblage en fonction de l'induction pour les échantillons de type IGC

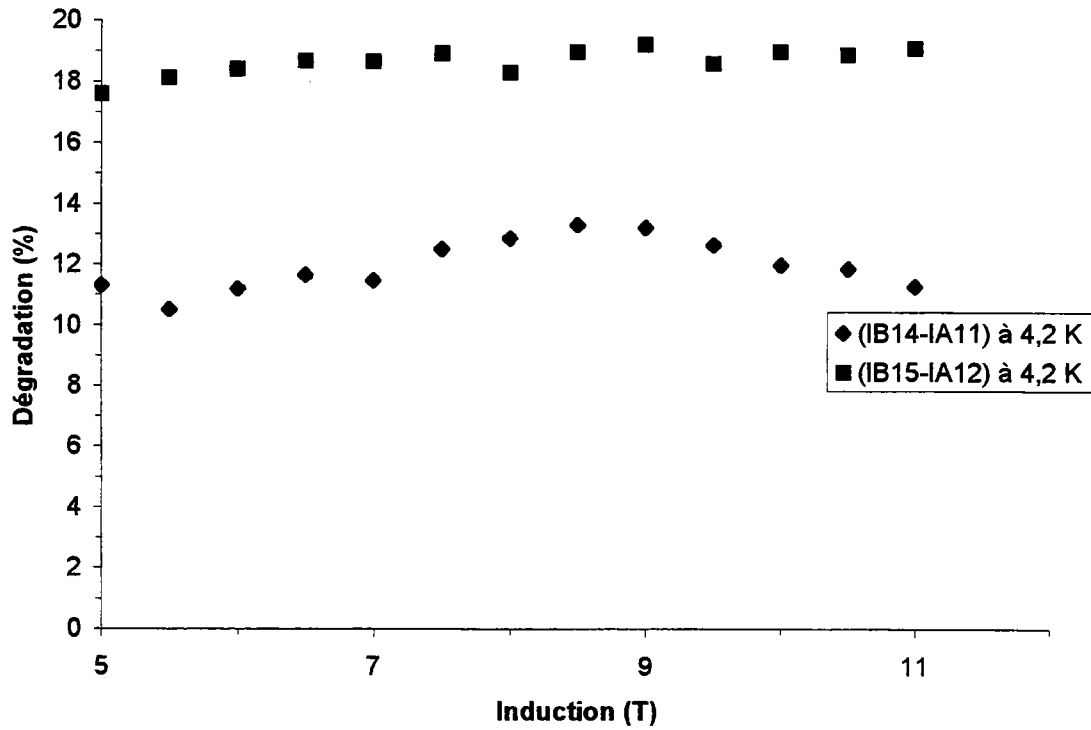


Fig 3.15 : Dégradations de câblage en fonction de l'induction pour les échantillons de la billette 5/2856

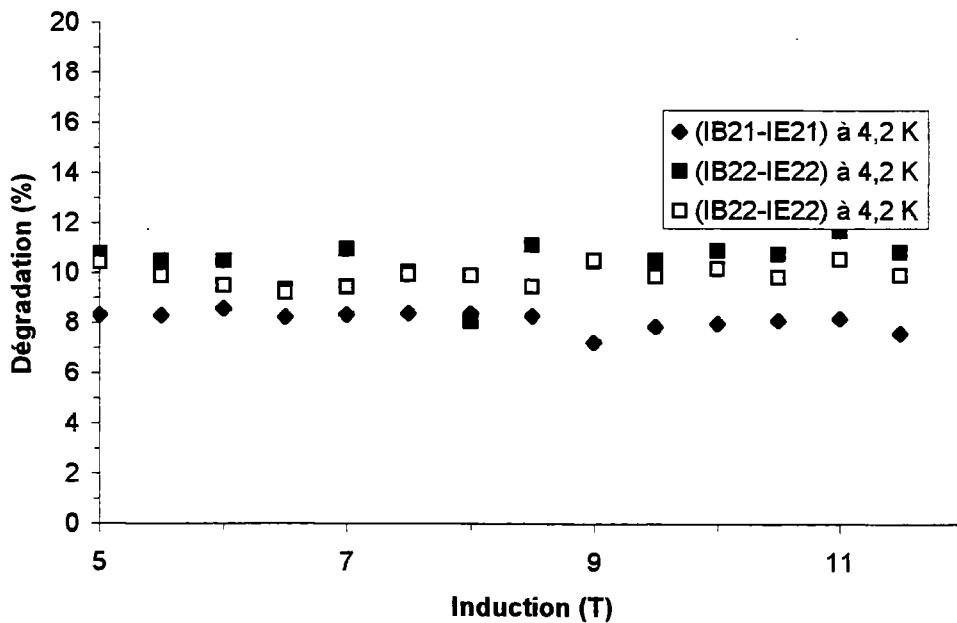


Fig 3.16 : Dégradations de câblage en fonction de l'induction pour les échantillons de la billette 6/2856

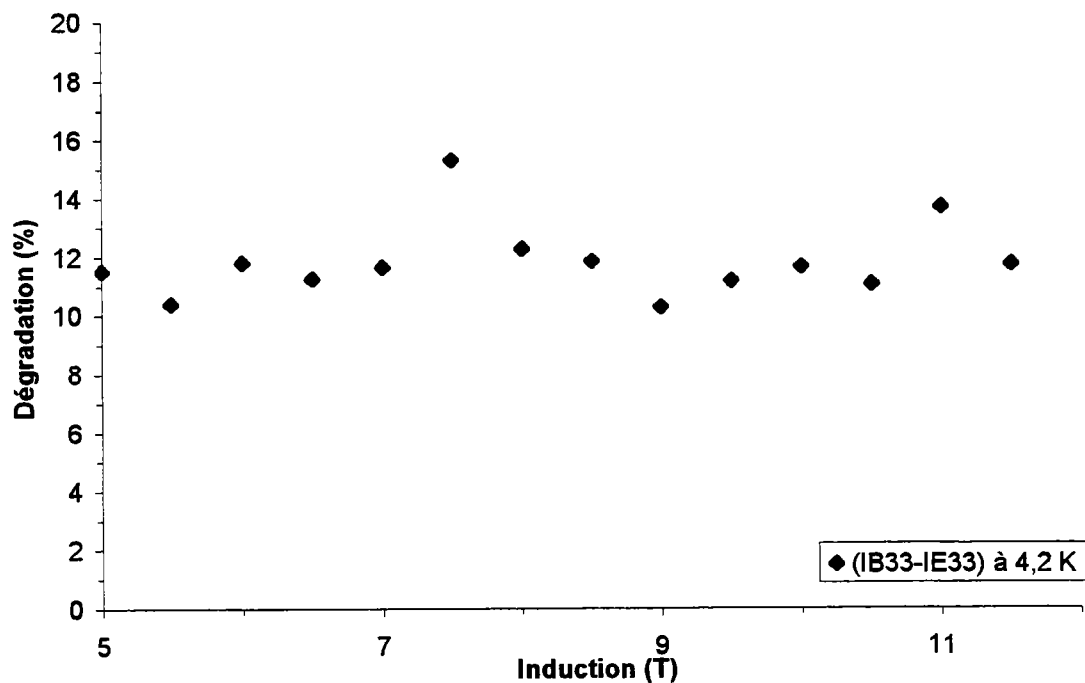


Fig 3.17 : Dégradations de câblage en fonction de l'induction pour les échantillons de la billette 4/2856

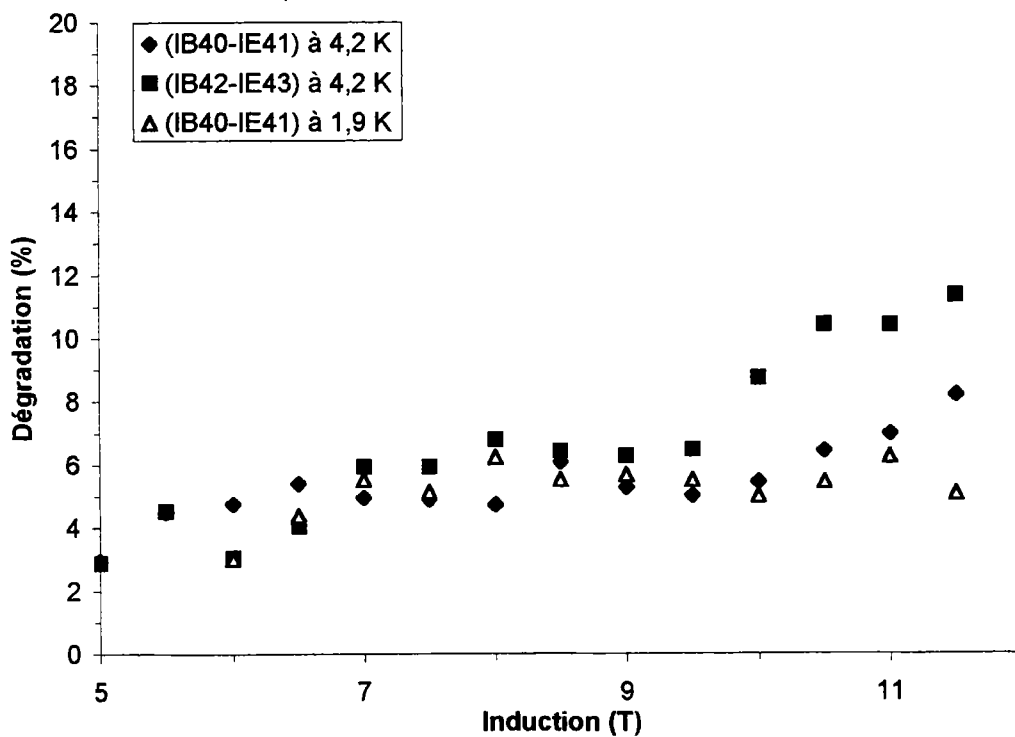


Fig 3.18 : Dégradations de câblage en fonction de l'induction pour les échantillons de la billette 1/7752

III.3.4 ETUDE DE LA "N VALUE"

Comme nous l'avons vu à la section II.2.2, la "N value" se détermine en calculant la pente de la caractéristique $\ln(V)$ en fonction de $\ln(I)$.

Pour les échantillons dont la détermination de la "N value" a été effectuée (IB22, IE22, IB34 à IE43 ainsi que IB50 et IB52), celle-ci ne varie pas avec le champ magnétique. Ce paramètre se situe entre 15 et 18 pour l'ensemble de ces échantillons. Il est à noter que la valeur de ce paramètre est très faible et est à peu près la même pour les échantillons extraits et bruts tant à 4,2 K qu'à 1,9 K.

Le fait que la "N Value" soit petite et ne varie pas avec le champ magnétique est révélateur selon Lee [Lee, 1994] d'un "saucissonnage" des filaments. Ce phénomène apparaît lors de l'étirage. Lors de cette opération, des inhomogénéités de la pression appliquée réduisent localement la section du brin, des contraintes locales apparaissent alors qui peuvent endommager les filaments.

III.3.5 COMPARAISON ENTRE MANDRINS EN G10 ET MANDRINS EN TITANE

En vue de comparer les deux types de mandrins, nous avons étudié la reproductibilité de la mesure tant sur échantillons extraits que sur échantillons non câblés. Pour cela nous avons calculé le rapport

$$\alpha' = \frac{I_c(\text{titane}) - I_c(\text{G10})}{I_c(\text{titane})} \quad (3.6)$$

où $I_c(\text{titane})$ est la valeur du courant critique obtenue pour l'échantillon bobiné sur le mandrin en titane et $I_c(\text{G10})$ est la valeur du courant critique obtenue pour l'échantillon bobiné sur le mandrin en G10. Le Tableau 3.11 présente un récapitulatif des résultats obtenus pour les deux types d'échantillons à 4,2 K et 1,9 K en fonction du champ. Dans le cas des échantillons non câblés (IGC2-IGC7), le rapport est inférieur à 3,3 % et il augmente légèrement lorsque l'induction diminue. La reproductibilité est donc assez bonne. Dans le cas des échantillons extraits (IGC4-IGC6), le comportement est assez différent. D'une part le rapport est nettement plus élevé, et d'autre part, il apparaît diminuer lorsque l'induction diminue. Il est de 10 % à 11,5 T et 4,2 K et de 5,6 % à 5 T et 4,2 K. La reproductibilité des échantillons extraits n'est donc pas aussi bonne que celle des échantillons non câblés. Ceci pourrait s'expliquer par

la création d'efforts supplémentaires sur les épingles lors du transfert du mandrin en carbone au mandrin en G10.

Tableau 3.11. Comparaison entre mandrins titane et mandrin G10

Induction (T)	α' non câblé 4,2 K (%)	α' extrait 4,2 K (%)	α' non câblé 1,9 K (%)	α' extrait 1,9 K (%)
11,5	-1,3	10,0	0,9	8,7
11	0	9,4	3,2	8,4
10,5	0	7,6	1,7	8,1
10	1,4	7,1	1,6	6,3
9,5	1,5	7,2	2,3	6,3
9	1,5	7,1	2,4	6,1
8,5	1,4	6,8	2,7	6,2
8	2,1	6,9	3,1	5,3
7,5	2,3	5,7		5,0
7	2,5	5,1	2,4	4,6
6,5	2,6	4,4		4,6
6	3,23	5,2		4,1
5,5	2,6	5,6		3,8
5	3,2			3,9

III.3.6 PARAMETRISATION DE SUMMERS

Il existe une loi permettant de paramétriser la courbe $I_c = f(B)$ à température et déformation donnée. Cette loi a été établie par L.T. Summers [Summers, 1991]

$$J_c(B, T, \varepsilon) = C(\varepsilon) [B_{c2}(T, \varepsilon)]^{-\frac{1}{2}} (1 - t^2)^2 b^{-\frac{1}{2}} (1 - b)^2 \quad (3.7)$$

où J_c représente la densité de courant critique, B représente l'induction magnétique vue par le supraconducteur, T la température de fonctionnement, ε la déformation relative dans le supraconducteur, $B_{c2}(T, \varepsilon)$ l'induction magnétique critique de seconde espèce (sous contrainte et sous température), et $C(\varepsilon)$ un coefficient dépendant de la déformation. t et b sont deux paramètres sans dimension définis par les relations

$$t = \frac{T}{T_{c0}(\varepsilon)} \quad (3.8) \quad \text{et} \quad b = \frac{B}{B_{c2}(T, \varepsilon)} \quad (3.9)$$

où $T_{c0}(\varepsilon)$ est la température critique sous contrainte.

Pour passer des paramètres critiques sous déformation à ceux sans déformation, Summers donne les égalités suivantes

$$B_{c2}(\varepsilon, T) = B_{c20}(\varepsilon)(1-t^2)[1-0.31t^2(1-1.771\ln t)] \quad (3.10)$$

$$B_{c20}(\varepsilon) = B_{c20m}(1-a|\varepsilon|^u) \quad (3.11)$$

$$T_{c0}(\varepsilon) = T_{c0m}(1-a|\varepsilon|^u)^{\frac{1}{w}} \quad (3.12)$$

$$C(\varepsilon) = C_0(1-a|\varepsilon|^u)^{\frac{1}{2}} \quad (3.13)$$

avec $a = 900$ si $\varepsilon < 0$, $a = 1250$ si $\varepsilon > 0$, $u = 1,7$ et $w = 3$. Les valeurs de ces paramètres sont obtenues par Summers à partir de données expérimentales.

III.3.7 INDUCTION MAGNETIQUE CRITIQUE DE SECONDE ESPECE

Afin d'utiliser la paramétrisation de Summers, il nous faut déterminer l'induction critique de seconde espèce $B_{c2}(T, \varepsilon)$. La détermination de l'induction critique de seconde espèce peut se faire en utilisant le fit de Kramers [Kramers, 1973] : pour un matériau où la distribution de défauts est homogène, la force d'ancrage, F_p , (cf. section II-3-1) a l'expression suivante [Wipf, 1992]

$$F_p = F_{p0}\sqrt{b(1-b^2)} \quad (3.14)$$

où F_{p0} est un paramètre à ajuster en fonction du matériau et des mesures, et où b est l'induction réduite définie par l'Eq. (3.9).

Le courant critique est défini comme étant le courant pour lequel la force d'ancrage égale la pseudo force de Lorentz, F_L , où

$$F_L = \frac{I_c}{S} B \quad (3.15)$$

Ici, I_c est le courant critique du brin, et S est sa section de non cuivre. Sous forme développée, l'équation d'égalité entre F_L et F_p s'écrit

$$F_{p0} \sqrt{\frac{B}{B_{c2}}} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^2 = \frac{I_c}{S} B \quad (3.16)$$

Soit

$$F_{p0} S \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^2 = I_c \sqrt{B B_{c2}} \quad (3.17)$$

D'où

$$\left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^2 = \frac{\sqrt{B_{c2}}}{F_{p0} S} I_c \sqrt{B} \quad (3.18)$$

De cette dernière équation, on tire

$$\sqrt{I_c \sqrt{B}} = \sqrt{\frac{F_{p0}}{\sqrt{B_{c2}}}} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right) \quad (3.19)$$

La détermination de B_{c2} se fait donc en traçant la courbe $\sqrt{I_c \sqrt{B}}$ en fonction de B . Cette courbe est, d'après l'Eq. (3.19), une droite dont l'ordonnée pour $\sqrt{I_c \sqrt{B}} = 0$ donne la valeur de B_{c2} . Cette méthode est illustrée Fig. 3.19.

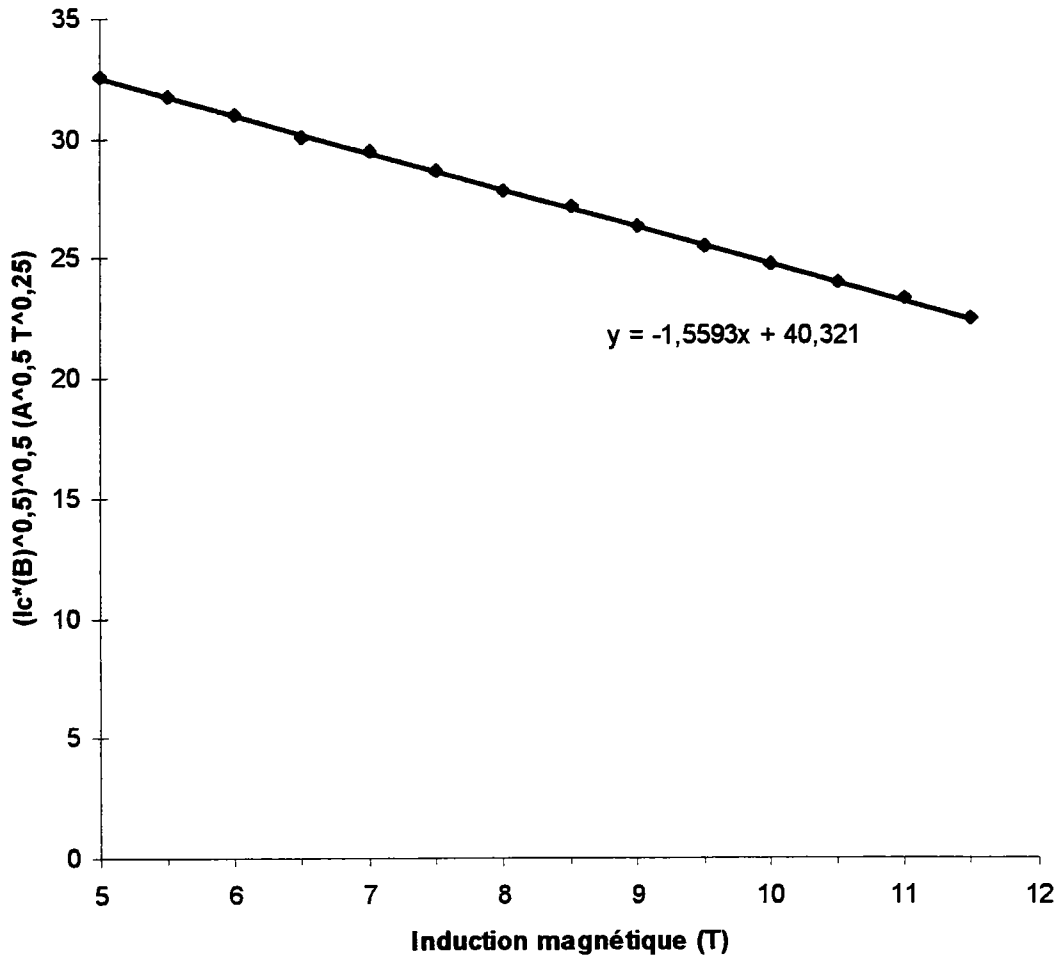


Fig 3.19 : Détermination du B_{c2} par le fit de Kramers ($B_{c2} = 25,8$ T)

Une fois déterminée l'induction critique de seconde espèce sous déformation on peut essayer d'utiliser la paramétrisation de Summers pour obtenir l'induction critique de seconde espèce sans déformation B_{c20m} . En combinant les Eqs (3.10) et (3.11), on a

$$B_{c20m} = \frac{B_{c2}(\varepsilon, T)}{(1 - a|\varepsilon|^u)(1 - t^2)[1 - 0.31t^2(1 - 1.77 \ln t)]} \quad (3.20)$$

Il est à noter que dans l'Eq. (3.20), le paramètre t qui dépend de $T_{c0}(\varepsilon)$, est lui-même une fonction de ε .

La valeur de la déformation relative n'est pas connue a priori et ne peut pas être mesurée directement. Dans la littérature [Katagiri, 1995], on recommande d'utiliser la valeur : $\varepsilon = -0,0025$ (échantillon en compression) pour ce type de montage expérimental. En se fixant la température et en prenant pour T_{c0m} la valeur donnée dans la littérature (18 K), on peut déterminer B_{c20m} . Les Tableaux 3.12 à 3.17 présentent les résultats obtenus pour le B_{c20m} pour chaque échantillon.

Tableau 3.12. Récapitulatif des paramètres obtenus par le fit pour des échantillons de type IGC

Echantillon	B_{c20m} (T)	C_0 ($A T^{1/2} m^{-2}$)
IGC2 4,2 K	29	$1,0 \cdot 10^{10}$
IGC2 1,9 K	29	$1,0 \cdot 10^{10}$
IGC4 4,2 K	27	$9,8 \cdot 10^9$
IGC4 1,9 K	27	$1,0 \cdot 10^{10}$
IGC6 4,2 K	28	$1,0 \cdot 10^{10}$
IGC6 1,9 K	28	$1,0 \cdot 10^{10}$
IGC7 4,2 K	28	$1,0 \cdot 10^{10}$
IGC7 1,9 K	28	$1,1 \cdot 10^{10}$

IGC2 : non câblé, mandrin en G10

IGC4 : extrait, mandrin en G10

IGC6 : extrait, mandrin en titane

IGC7 : non câblé, mandrin en titane

Tableau 3.13. Récapitulatif des paramètres obtenus par le fit pour des échantillons tirés de la billette 5/2856

Echantillon	B_{c20m} (T)	C_0 ($A T^{1/2} m^{-2}$)
IB11 à 4,2 K	31	$9,4 \cdot 10^9$
IB12 à 4,2 K	30	$9,1 \cdot 10^9$
IB13 à 4,2 K	30	$1,0 \cdot 10^{10}$
IB13 à 1,9 K	30	$1,0 \cdot 10^{10}$
IB14 à 4,2 K	31	$8,8 \cdot 10^9$
IB14 à 1,9 K	32	$8,8 \cdot 10^9$
IB15 à 4,2 K	30	$1,0 \cdot 10^9$
IB16 à 4,2 K	30	$8,6 \cdot 10^9$
IA11 à 4,2 K	30	$7,8 \cdot 10^9$
IA11 à 1,9 K	31	$8,1 \cdot 10^9$
IA12 à 4,2 K	30	$1,0 \cdot 10^{10}$

Tableau 3.14. Récapitulatif des paramètres obtenus par le fit pour des échantillons tirés de la billette 6/2856

Echantillon	B_{c20m} (T)	C_0 ($A T^{1/2} m^{-2}$)
IB21 à 4,2 K	31	$8,9 \cdot 10^9$
IB22 à 4,2 K	30	$9,4 \cdot 10^9$
IB22 à 1,9 K	30	$9,5 \cdot 10^9$
IB23 à 4,2 K	30	$9,4 \cdot 10^9$
IE21 à 4,2 K	31	$7,9 \cdot 10^9$
IE22 à 4,2 K	30	$8,4 \cdot 10^9$
IE22 à 1,9 K	30	$8,6 \cdot 10^9$

Tableau 3.15. Récapitulatif des paramètres obtenus par le fit pour des échantillons tirés de la billette 4/2856

Echantillon	B_{c20m} (T)	C_0 ($A T^{1/2} m^{-2}$)
IB32 à 4,2 K	29	$1,1 \cdot 10^{10}$
IB32 à 1,9 K	29	$1,2 \cdot 10^{10}$
IB33 à 4,2 K	30	$1,0 \cdot 10^{10}$
IE31 à 4,2 K	29	$1,0 \cdot 10^{10}$
IE33 à 4,2 K	30	$9,4 \cdot 10^9$

Tableau 3.16. Récapitulatif des paramètres obtenus par le fit pour des échantillons tirés de la billette 1/7752

Echantillon	B_{c20m} (T)	C_0 ($A T^{1/2} m^{-2}$)
IB39 à 4,2 K	29,6	$1,1 \cdot 10^{10}$
IB39 à 4,2 K	30,8	$1,1 \cdot 10^{10}$
IB40 à 4,2 K	30,3	$1,1 \cdot 10^{10}$
IB40 à 1,9 K	30,7	$1,1 \cdot 10^{10}$
IB42 à 4,2 K	30,4	$1,0 \cdot 10^{10}$
IE41 à 4,2 K	29,4	$1,0 \cdot 10^{10}$
IE41 à 1,9 K	30,1	$1,0 \cdot 10^{10}$
IE43 à 4,2 K	28,3	$1,0 \cdot 10^{10}$

Tableau 3.17. Récapitulatif des paramètres obtenus par le fit pour des échantillons tirés de la billette 2/7752

Echantillon	B_{c20m} (T)	C_0 (A T ^{1/2} m ⁻²)
IB50 à 4,2 K	30,4	1,1 10 ¹⁰
IB52 à 4,2 K	31,5	1,1 10 ¹⁰
IB52 à 1,9 K	31,5	1,1 10 ¹⁰

La valeur du B_{c20m} est de l'ordre de 30 T pour l'ensemble des brins sauf dans le cas des échantillons IGC où elle est plus faible (de l'ordre de 28 T). B_{c20m} dépendant du taux et de de l'homogénéité du Nb₃Sn formé lors du traitement thermique, cet écart pourrait s'expliquer par la différence de conception des brins. En effet, les sous-éléments des brins de type IGC ne possèdent que 162 filaments alors que ceux des brins Alstom en possèdent 408. La section des filaments des brins IGC est donc plus importante (pour une section de supraconducteur équivalente-voir Tableau 3.1) et on peut penser que ceux-ci sont moins bien réagis.

Il est à noter que les valeurs de B_{c20m} extrapolées des mesures à 4,2 K et 1,9 K sont les mêmes. De plus, ces valeurs sont assez proches du B_{c20m} donné dans la littérature [Summers, 1991] pour les composés ternaires en Nb₃Sn (de l'ordre de 28 T).

III.3.8 PARAMETRE C_0

La paramétrisation de Summers donne la loi de variation de J_c en fonction de 6 paramètres indépendants : B , T , ε , T_{c0m} , B_{c20m} et C_0 . Dans notre expérience, quatre de ces paramètres sont fixés : la température de l'échantillon T , le taux de déformation relative ε (que l'on prend égale à -0,0025), T_{c0m} (que l'on prend égale à 18 K) et B_{c20m} que l'on a déterminé dans la section précédente. (En fait, puisque ε et T_{c0m} sont fixées, on peut directement travailler avec B_{c2} qui, pour un échantillon donné, est aussi une constante). Il ne nous reste alors qu'à déterminer les valeurs de C_0 qui nous permettent le mieux de "coller" aux courbes $I_c = f(B)$ déterminées de manière expérimentale.

La détermination de C_0 est réalisée par minimisation basée sur la méthode des moindres carrés en utilisant le logiciel Excel, et en écrivant que

$$I_c = J_c \frac{S}{1+r} \quad (3.21)$$

où r est le rapport cuivre-sur-non-cuivre.

Les Tableaux 3.12 à 3.17 présentent les résultats de l'optimisation obtenus pour l'ensemble des brins.

Les valeurs de C_0 sont plus faibles pour les échantillons tirés des billettes 5/2856 et 6/2856, c'est à dire les billettes à faible rapport cuivre-sur-non-cuivre et ayant eu des problèmes lors du montage. De plus, si l'on compare les valeurs obtenues pour les échantillons extraits et bruts pour une même billette, il apparaît que les valeurs de C_0 des échantillons extraits sont systématiquement plus faibles que celles des échantillons bruts. C_0 donne donc une indication sur l'état de contraintes [Summers, 1991] des brins. Il est à noter que les valeurs de C_0 extrapolées des mesures à 4,2 K et 1,9 K sont les mêmes.

III.4 CONCLUSION

Nous avons donc mesuré 37 échantillons correspondant à six types de brins. Cette étude a fait apparaître plusieurs points.

Concernant le mode opératoire, nous avons mis en défaut l'utilisation d'un mandrin en carbone pour le traitement thermique avec transfert sur un mandrin en G10 pour les essais à froid. En effet, les résultats des échantillons bobinés sur mandrin en carbone pour la réaction thermique puis transférés sur mandrin en G10 pour les essais à froid (IGC2 et IGC4) apparaissent moins bons que ceux des échantillons utilisant un mandrin unique en titane pour toutes les opérations (IGC6 et IGC7). Ceci est particulièrement vrai pour l'échantillon extrait (IGC4) dont les dégradations (par rapport à l'échantillon non câblé bobiné sur mandrin en G10 (IGC2) ou par rapport à l'échantillon non câblé (IGC6) bobiné sur mandrin en titane) varient en fonction du champ. On peut concevoir que lors du transfert du mandrin en carbone au mandrin en G10 à l'issue du traitement thermique, des contraintes additives sont appliquées sur l'échantillon au niveau des épingle qui accentuent les dégradations. L'utilisation de mandrin en carbone puis en G10 n'apparaît pas être idéale pour ce genre de test.

Concernant la conception du brin, plusieurs paramètres peuvent être fixés.

Les essais effectués plaident pour l'utilisation d'un brin à 19 sous-éléments avec un grand nombre de filaments. En effet, seuls les échantillons issus des billettes Alstom à 19 sous-éléments atteignent la valeur de courant critique définie dans le cahier des charges. Il est nécessaire d'avoir un grand nombre de filaments de faible diamètre afin d'obtenir des filaments bien réagis et plus homogènes. Ainsi, le brin IGC qui est constitué de 19 sous-éléments mais dont le diamètre des filaments est plus important que celui des brins Alstom présente des

courants critiques largement inférieurs au spécification du cahier des charges. De même, un grand nombre de sous-éléments permet d'obtenir des filaments proches des piscines d'étain et donc une meilleure réaction. C'est aussi dans ce but que les espaceurs en CuSn sont à conserver.

Ensuite, le rapport cuivre-sur-non-cuivre peut être fixé si l'on relie ce rapport aux dégradations de câblage. Les échantillons tirés de la billette 5/2856, c'est à dire avec un rapport cuivre-sur-non-cuivre de 1,2, présentent de grandes dégradations, les échantillons extraits n'atteignant même pas le critère de mesure. Les échantillons extraits d'un câble avec une âme en inox présentent de grandes dégradations (jusqu'à 20 %) mais la présence de résultats mesurables plaident pour l'utilisation d'une âme en inox lors du bobinage. Les résultats obtenus pour des échantillons tirés des billettes 6/2856 et 4/2856, c'est à dire avec des rapports cuivre-sur-non-cuivre de respectivement 1,4 et 1,8, indiquent que l'utilisation de brins avec un rapport cuivre-sur-non-cuivre de 1,4 est suffisante, les dégradations variant de 8 % à 15 % pour les deux types de brins. La présence de résultats mesurables pour des rapports cuivre-sur-non-cuivre de 1,23 indiquent que les problèmes rencontrés lors de l'étirage de la billette 5/2856 sont en grande partie responsable des mauvais résultats. Toutefois un rapport cuivre-sur-non-cuivre de 1,3 apparaît être un bon compromis.

Il semble donc préférable de s'orienter vers un brin à 19 sous-éléments avec un grand nombre de filaments et de rapport cuivre-sur-non-cuivre de 1,3. De plus, l'utilisation d'un feuillard lors du bobinage pourrait être un facteur permettant une diminution des dégradations.

REFERENCES

- L. Bacquart , "Index de transition sur brins à 7 et 19 sous-éléments fabriqués par GEC Alstom," *Note interne STCM/Nb₃Sn*, 5-2650N—2120 014 98 (1998)
- CEA Saclay, GEC Alsthom, "Accord de collaboration concernant le développement et la fabrication d'un quadripôle supraconducteur en niobium-étain," *Note interne STCM/Nb₃Sn*, 5-2650B-00210274 96 (1996).
- J.L. Duchateau, *Communication privée* (1996).
- L.F. Goodrich, A.N. Srivastava, "Critical current measurement methods : quantitative evaluation," *Cryogenics*, Volume 35, Vamas Supplement, p. 19-23 (1995a).
- L.F. Goodrich, A.N. Srivastava, "Thermal Contraction of Materials used in Nb₃Sn critical current measurement," *Cryogenics*, Volume 35, Vamas Supplement, p. 29-32 (1995b).
- K. Katagiri, T. Okada, C.R. Walters, J.W. Ekin, "Effect of stress/strain," *Cryogenics*, Volume 35, Vamas Supplement, p. 85-88 (1995).
- E.J. Kramers, "Scaling laws for flux pinning in hard superconductors," *J. of App. Phys.*, Volume 44, No. 3, p. 1360-1370 (1973).
- P.J. Lee and D.C. Larbalestier, in "Composite superconductors", edited by Kozo Osamura, Marcel Dekker, New York, p. 255 (1994).
- L.T. Summers, M.W. Guinan, J.R. Miller and P.A. Hahn " A Model for the prediction of Nb₃Sn critical current as a function of field, temperature, strain and radiation damage," *IEEE Trans. Magn.*, Volume 27, No. 2, p. 2041-2044 (1991).
- S.L. Wipf, "Ultimate flux pinning force in high field superconductors," *Phil. Mag. B*, Volume 65, No. 6, p. 1461-1464 (1992).

CHAPITRE IV : EVALUATION ET CONTROLE DES RESISTANCES INTERBRIN

IV.1 INTRODUCTION

IV.1.1 COURANTS DE COUPLAGE INTERBRIN

Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, de fortes pressions sont appliquées perpendiculairement aux câbles (jusqu'à 100 MPa) dans les bobinages d'aimants d'accélérateur. Les brins sont alors fermement maintenus en contact et il se crée de grandes surfaces de contact entre les brins adjacents et au niveau des croisements des brins des deux couches. Ces grandes surfaces de contact et ces fortes pressions entraînent de faibles résistances électriques, tant entre brins adjacents (la résistance électrique mise en jeu est alors appelée résistance adjacente et est notée R_a), qu'entre brins de couches différentes qui se croisent (la résistance électrique mise en jeu est alors appelée résistance de croisement et est notée R_c).

Lorsqu'un câble est soumis à un champ magnétique variable, ces résistances permettent la circulation de courants de couplage interbrin. Le courant circulant le long d'un brin supraconducteur peut passer dans un autre brin au travers des résistances adjacentes et de croisement. Lorsque l'on monte le courant dans un aimant d'accélérateur, ces courants de couplage créent des distorsions du champ qui peuvent perturber l'optique du faisceau de particules. Si la vitesse de montée du courant est constante, l'effet est constant et peut être corrigé s'il n'est pas trop important. Par contre, au démarrage et à l'arrêt des rampes, les effets sont rapides et importants, donc difficilement contrôlables. Il faut les limiter à tout prix ([Mess, 1996]). Pour les concepteurs de machines de la taille du LHC, ces effets dynamiques sont l'un des soucis majeurs des opticiens des faisceaux.

De plus, lorsque les courants de couplage traversent les résistances interbrin, ils dissipent de la chaleur par effet Joule. Ce sont les pertes par courants de couplage interbrin. Cette dissipation de chaleur peut être responsable de la transition intempestive de l'aimant vers l'état résistif et doit donc être limitée. De plus, cette dissipation de chaleur ajoute une charge sur le système cryogénique.

IV.1.2 CABLES UTILISES

Dans cette étude, nous considérons quatre câbles notés LHC1, ALS1, ALS2 et ALS3 ayant le même nombre de brins (36). Les caractéristiques de ces câbles sont rappelées dans le Tableau 4.1.

Tableau 4.1 : Caractéristiques des câbles

Nom du câble	LHC1	ALS1	ALS2	ALS3
Brin utilisé	?	5/2856	5/2856	6/2856
Nombre de brins	36	36	36	36
petite hauteur (mm)	1,632	1,286	1,286	1,291
grande hauteur (mm)	1,598	1,518	1,518	1,525
Largeur (mm)	15,1	14,87	14,86	14,84
Pas de transposition	100	73	73	84
compaction	0,9	0,89	0,87	0,87
revêtement	STABRITE	AUCUN	AUCUN	CHROME
Feuillard (μm)	NON	NON	25	NON

Dans le cas des brins de LHC1, la zone filamentaire est délimitée par une couronne de cuivre à l'extérieur et un cœur en cuivre à l'intérieur (Fig. 4.1(a)). Le composite supraconducteur est constitué de 6500 filaments de niobium-titane (NbTi) de 6 μm de diamètre, torsadés entre eux et noyés dans une matrice de cuivre. Les brins du câble LHC1 en NbTi sont revêtus d'une couche de "stabrite", une soudure étain-argent (95 % en masse d'étain et 5% argent) d'une épaisseur inférieure à 1 μm . Nous expliquerons par la suite les raisons du choix de ce type de revêtement.

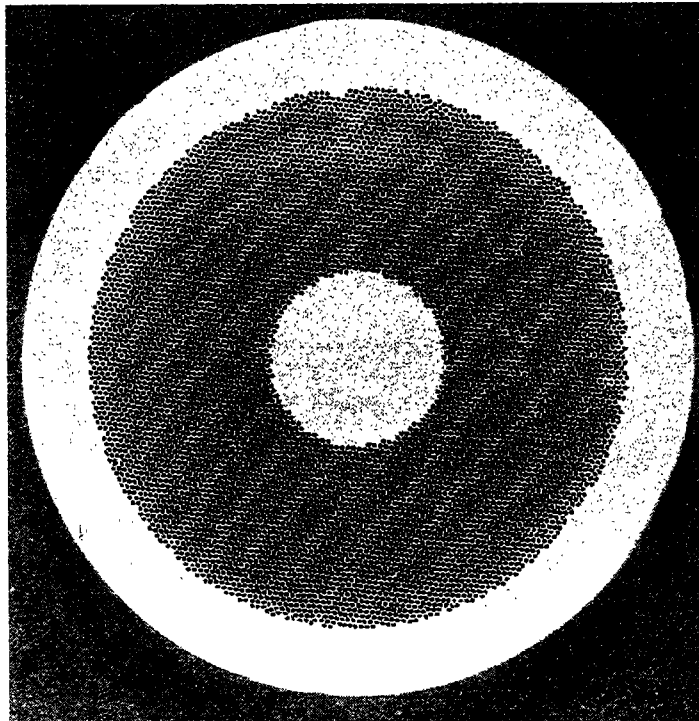


Fig. 4.1(a) : Coupe d'un brin LHC (produit par Alstom)

Les brins des câbles ALS1, ALS2 et ALS3 sont de type "étain interne". Comme nous l'avons vu au Chapitre II, ils sont constitués de 7 sous-éléments torsadés entre eux et entourés de deux barrières anti-diffusion (une barrière intérieure en tantale et une barrière extérieure en niobium). Le brin est complété par une couronne extérieure en cuivre (Fig. 4.1(b)). Les brins du câble ALS1 et ALS2 n'ont reçu aucun revêtement extérieur. Le câble ALS2 possède un feuillard d'inox de 25 μm d'épaisseur placé entre les deux couches de brins. Les brins du câble ALS3 sont recouverts d'une couche de chrome de 2 μm d'épaisseur.

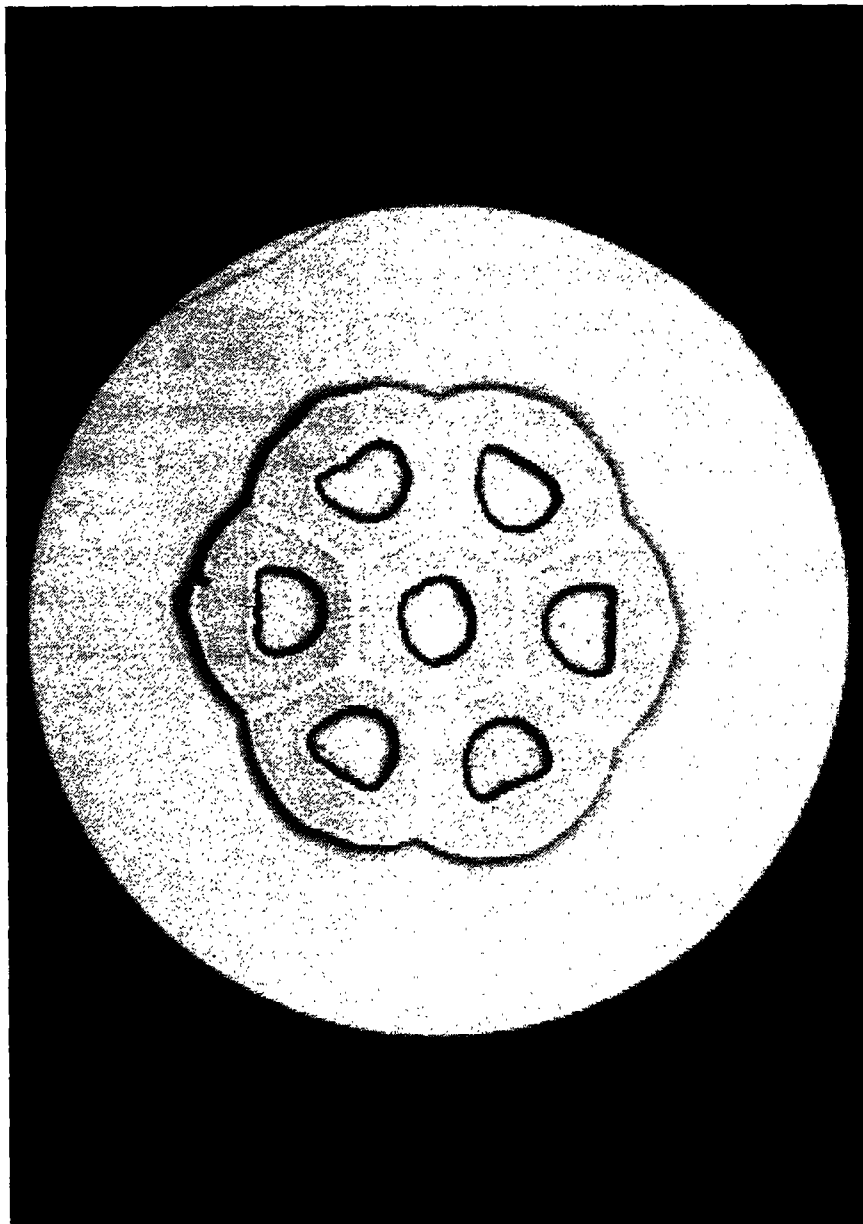


Fig. 4.1(b) : Coupe d'un brin Nb₃Sn à 7 sous-éléments (produit par Alstom)

IV.1.3 FACTEURS INFLUENÇANT LES RESISTANCES INTERBRIN

Les courants de couplage interbrin dépendent fortement de la valeur des résistances adjacentes et de croisement. Il convient donc de pouvoir les évaluer assez précisément afin de s'assurer que les effets produits rentrent bien dans les tolérances imposées par les opticiens des faisceaux sur les distorsions de champ.

La résistance interbrin, $R_{\text{interbrin}}$, est la somme de deux termes : 1) la résistance entre les filaments et l'extérieur du brin (notée $R_{\text{filéxt-brin}}$) et 2) la résistance de contact entre les différents brins à l'intérieur du câble (notée R_{contact}).

$$R_{\text{interbrin}} = 2R_{\text{filéxt-brin}} + R_{\text{contact}} \quad (4.1)$$

Pour un câble fait à partir de brins en NbTi, la résistance $R_{\text{filéxt-brin}}$ dépend principalement de la résistivité de l'interface filament-matrice de cuivre et de l'épaisseur et de la résistivité de la couronne extérieure en cuivre. Pour un câble de brins en Nb₃Sn, cette résistance dépend : 1) de la résistivité de l'interface filament-matrice de bronze, 2) de l'épaisseur et de la résistivité de la couronne de bronze qui se forme entre les filaments à la périphérie des sous-éléments et la barrière de tantale, 3) de l'épaisseur et de la résistivité des barrières anti-diffusion et 4) de l'épaisseur et de la résistivité de la couronne extérieure de cuivre. La résistance R_{contact} , quant à elle, dépend principalement du revêtement, de la nature [Depond, 1997] et de l'état de surface du brin (qui peut évoluer en fonction de la pression exercée sur le câble), en particulier de la présence ou non d'une couche d'oxyde. Elle dépend également de l'épaisseur, si elle existe, de l'âme inox.

IV.1.4 SPECIFICATIONS POUR R_A ET R_C

Les valeurs de R_a et R_c sont limitées [Wilson, 1996] :

– A un minimum par les tolérances sur les distorsions du champ magnétique et sur les pertes. En effet, plus les résistances interbrin sont faibles, plus les courants de couplage seront importants. Or, on a vu précédemment que les distorsions dynamiques du champ résultant de l'apparition de ces courants induits devaient être limitées. Les pertes par effet Joule sont également à minimiser.

– A un maximum, car il y a nécessité de permettre la redistribution des courants à l'intérieur d'un câble en cas d'échauffement et de transition locale d'un brin. En effet, si les brins

sont complètement isolés électriquement les uns des autres, lorsqu'un brin transite vers l'état normal résistif, le courant ne peut se redistribuer et il n'y a pas de possibilité de retour à l'état supraconducteur. Dans le cas où les brins ne sont pas complètement isolés électriquement les uns des autres, le courant circulant dans le brin qui a transité peut se redistribuer dans les brins adjacents limitant, voire éliminant, la dissipation de chaleur par effet Joule. Refroidi peu à peu, le brin qui a transité peut éventuellement retrouver l'état supraconducteur.

Des études théoriques et des mesures de distorsion de champ ont montré que, pour les câbles du LHC les effets liés aux résistances de croisement étaient prépondérants par rapport aux effets liés aux résistances adjacentes et que la résistance de croisement R_c devait être maintenue entre $10 \mu\Omega$ et $30 \mu\Omega$. Le programme de R&D engagé à l'heure actuelle au CERN a pour but la fabrication de câbles pour lesquels [Richter, 1996]

$$R_c \approx 20 \mu\Omega \pm 10 \mu\Omega \quad (4.2)$$

IV.1.5 RESISTANCES INTERBRIN DES CABLES ETUDIÉS

Pour les quatre câbles considérés, on peut s'attendre à des résistances interbrin très différentes :

- Pour LHC1 (NbTi), un revêtement de type "stabrite" a été déposé sur les brins. Un tel revêtement est supposé permettre un contrôle de l'épaisseur de la couche d'oxyde, assurant ainsi une valeur minimale mais empêchant une valeur trop élevée des résistances interbrin.

- Pour ALS1 (Nb₃Sn), deux facteurs vont fortement influencer à la baisse les résistances interbrin :

1. les brins n'ont pas de revêtement de chrome, permettant des soudures Cu-Cu entre brins qui sont incontrôlables,
2. aucun feuillard n'a été introduit entre les deux couches de brins.

On s'attend ainsi à de faibles valeurs de R_a et R_c .

- Pour ALS2 (Nb₃Sn), deux facteurs vont fortement influencer les résistances interbrin :

1. l'introduction d'un feuillard d'inox devrait permettre une augmentation de R_c , limitant les courants de couplage les plus importants,
2. comme pour ALS1, les brins n'ont pas de revêtement de chrome, permettant des soudures Cu-Cu et donc une faible valeur de R_a , permettant, malgré la forte valeur de R_c , la redistribution de courant interbrin en cas de transition.

– Pour ALS3, les brins sont recouverts d'une mince couche de chrome qui devrait augmenter la valeur des résistances interbrin et éviter ainsi de faibles valeurs de résistances. Le câble ne possède pas de feuillard d'inox.

IV.2 PROCEDURE EXPERIMENTALE

IV.2.1 DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour mesurer les résistances interbrin, différentes méthodes sont couramment employées. Pour cette étude, nous utiliserons une méthode directe.

Le dispositif expérimental utilisé est le suivant :

– On prend un échantillon de câble d'une longueur supérieure à un pas de transposition.

– On place cette longueur de câble dans un porte-échantillon en acier inoxydable (316L). Sa base a une forme en "U" et on vient poser dessus un couvercle en forme de "T". La Fig. 4.2 est une photo du porte-échantillon vue de dessous. Dans le cas de câbles trapézoïdaux, la base du porte-échantillon est usiné de manière à ce que la surface en contact avec le couvercle soit plane. Deux rangées de 4 vis situées de chaque côté de la partie supérieure de la pièce en "T" permettent d'appliquer une pression perpendiculairement à la grande face du câble. La pression est ajustée en serrant les vis à des couples prédéterminés à l'aide d'une clé dynamométrique. La longueur pressée est égale à 100 mm.

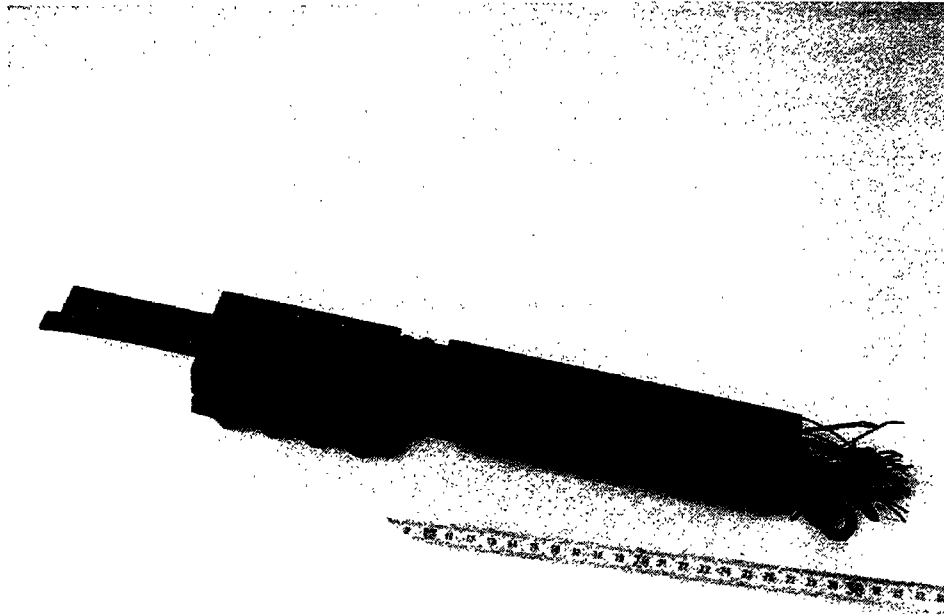


Fig. 4.2 : Porte-échantillon utilisé pour la mesure de résistances interbrin

– A l'une des extrémités de l'échantillon du câble, les brins sont détorsadés et 8 d'entre eux sont soudés sur des barrettes en cuivre sur lesquelles sont connectées 6 amenées de courant. Des prises de potentiels sont ensuite soudées sur une partie des brins détorsadés, au plus près de la zone utile de l'échantillon. Un grand soin est apporté dans la préparation de l'échantillon afin que les brins ne soient en contact que dans la zone utile où le câble a toute son intégrité pour éviter les résistances interbrin parasites.

– L'échantillon et le porte-échantillon sont ensuite montés sur un insert de mesure qui est inséré à l'intérieur d'un anticryostat placé dans l'ouverture d'un aimant dipolaire supraconducteur. L'échantillon peut alors être refroidi à 4,2 K alors que le dipôle permet d'appliquer, perpendiculairement à la grande face du câble, un champ uniforme et maintenu constant pour chaque série de mesures.

IV.2.2 PRINCIPE DES MESURES

Le principe des mesures effectuées est le suivant :

- On serre les vis jusqu'à atteindre la valeur de compression désirée sur le câble.
- On place l'insert de mesure dans le cryostat et on refroidit l'échantillon.
- On monte le champ du dipôle à la valeur désirée.

- On oriente l'insert de mesure de manière à ce que l'échantillon soit perpendiculaire au champ.
- On choisit deux amenées de courant. Celle correspondant au pôle "-" de l'alimentation est utilisée comme référence de potentiel. On injecte un courant I variable ($0 \leq I \leq I_{\max}$) par ces amenées, et l'on mesure les différences de potentiel, V , en fonction de I , entre chaque brin instrumenté et la référence (Fig. 4.3).
- On répète les mesures pour tous les couples d'amenées de courant, et l'on calcule les pentes des courbes $V = f(I)$.
- Une fois la série de mesures terminée, on peut faire varier le champ appliqué, ou sortir l'insert de mesure, le réchauffer, modifier la contrainte de compression, remplacer l'insert de mesure et refroidir l'échantillon pour une nouvelle série de mesure.

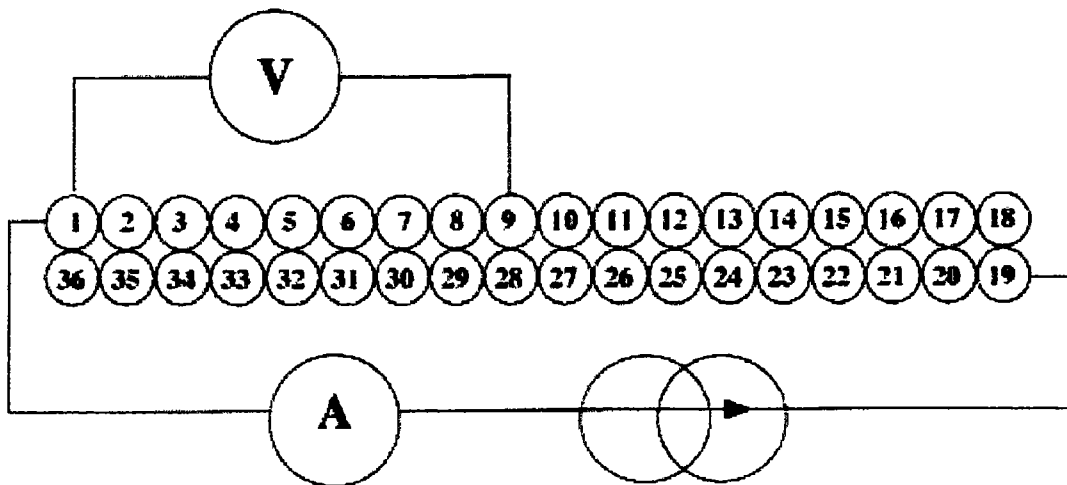


Fig. 4.3 : Principe de mesure des résistances interbrin

IV.2.3 SEQUENCE DE TESTS

IV.2.3.1 LHC1

L'échantillon LHC1 a été réalisé à l'aide du câble Réf. 02C080 fourni par le CERN. A l'issue du câblage, le câble a été recuit (cycle thermique non communiqué par le CERN) et a été isolé par une première couche de ruban Kapton[®], d'épaisseur 50 μm , bobinée avec 48 % de recouvrement, et par une seconde couche de ruban Kapton[®], d'épaisseur 70 μm , encollée sur la face externe et bobinée en sens inverse de la précédente avec un espacement de 2 mm.

La préparation et la séquence des tests effectués sur LHC1 sont les suivantes :

1. Echantillon reçu et polymérisé entre deux conducteurs à 185 °C, pendant 30 minutes sous 100 MPa. A l'issue du cycle de polymérisation, réalisée au CEA/Saclay, l'échantillon isolé a été laissé à l'air libre sous contrainte nulle.
2. Montage dans le porte-échantillon et serrage des 8 vis à 10 MPa.
3. Refroidissement à 4,2 K, 1^{ère} série de mesures à 0 et 0,5 T, réchauffage.
4. Serrage et desserrage des 8 vis de manière à réaliser 3 cycles de pression 10 MPa – 100 MPa – 10 MPa.
5. Refroidissement à 4,2 K, 2^{ème} série de mesures à 0 et 0,5 T, réchauffage.
6. Serrage de 2 vis à 100 MPa et de 6 vis à 10 MPa.
7. Refroidissement à 4,2 K, 3^{ème} série de mesures à 0 et 0,5 T, réchauffage.
8. Serrage de 4 vis (une rangée) à 100 MPa et des 4 autre vis à 10 MPa.
9. Refroidissement à 4,2 K, 4^{ème} série de mesures à 0 et 0,5 T, réchauffage.
10. Serrage des 8 vis à 100 MPa.
11. Refroidissement à 4,2 K, 5^{ème} série de mesures à 0 et 0,5 T, réchauffage.
12. Desserrage des 8 vis à 50 MPa.
13. Refroidissement à 4,2 K, 6^{ème} série de mesures à 0 et 0,5 T, réchauffage.
14. Desserrage des 8 vis à 10 MPa.
15. Refroidissement à 4,2 K, 7^{ème} série de mesures à 0 et 0,5 T, réchauffage.
16. Serrage et desserrage des 8 vis de manière à réaliser 2 cycles de pression de 10 MPa – 100 MPa – 10 MPa.
17. Refroidissement à 4,2 K, 8^{ème} série de mesures à 0 et 0,5T, réchauffage.

IV.2.3.2 ALS1

La préparation et la séquence des tests effectués sur ALS1 sont les suivantes :

1. Echantillon reçu et traité thermiquement dans son porte-échantillon avec les vis légèrement serrées. Le cycle thermique appliqué est celui nécessaire à la réaction du Nb₃Sn : montée à 6 °C par heure jusqu'à 660 °C, palier à 660 °C pendant 240 heures puis descente libre jusqu'à température ambiante, avec un balayage continu d'argon (gaz inerte). A l'issue du traitement, l'échantillon et le porte-échantillon ont été laissés en l'état. Il a été déterminé que le serrage des vis correspondait à une pression de 20 MPa. Ce cycle thermique a été réalisée au CEA/Saclay.
2. Refroidissement à 4,2 K, 1^{ère} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.
3. Desserrage des 8 vis à 10 MPa.

4. Refroidissement à 4,2 K, 2^{ème} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.
5. Serrage des 8 vis à 50 MPa.
6. Refroidissement à 4,2 K, 3^{ème} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.
7. Serrage des 8 vis à 100 MPa.
8. Refroidissement à 4,2 K, 4^{ème} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.
9. Desserrage des 8 vis à 10 MPa.
10. Refroidissement à 4,2 K, 5^{ème} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.

IV.2.3.3 ALS2

La préparation et la séquence des tests effectués sur ALS2 sont les suivantes :

1. Echantillon reçu et traité thermiquement dans son porte-échantillon avec les vis légèrement serrées. Le cycle thermique appliqué est celui nécessaire à la réaction du Nb_3Sn : montée à 6 °C par heure jusqu'à 660 °C, palier à 660 °C pendant 240 heures puis descente libre jusqu'à température ambiante, sous vide secondaire. A l'issue du traitement, l'échantillon et le porte-échantillon ont été laissés en l'état. Ce cycle thermique a été réalisée à Alstom Belfort.
2. Serrage des 8 vis à 10 MPa.
3. Refroidissement à 4,2 K, 2^{ème} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.
4. Serrage des 8 vis à 50 MPa.
5. Refroidissement à 4,2 K, 3^{ème} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.
6. Serrage des 8 vis à 100 MPa.
7. Refroidissement à 4,2 K, 4^{ème} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.
8. Desserrage des 8 vis à 10 MPa.
9. Refroidissement à 4,2 K, 5^{ème} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.

IV.2.3.4 ALS3

La préparation et la séquence des tests effectués sur ALS3 sont les suivantes :

1. Echantillon reçu et traité thermiquement dans son porte-échantillon avec les vis légèrement serrées. Le cycle thermique appliqué est celui nécessaire à la réaction du Nb_3Sn : montée à 6 °C par heure jusqu'à 660 °C, palier à 660 °C pendant 240 heures puis descente libre jusqu'à température ambiante, sous vide secondaire. A l'issue du

traitement, l'échantillon et le porte-échantillon ont été laissés en l'état. Ce cycle thermique a été réalisée à Alstom Belfort.

2. Serrage des 8 vis à 10 MPa.
3. Refroidissement à 4,2 K, 2^{ème} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.
4. Serrage des 8 vis à 50 MPa.
5. Refroidissement à 4,2 K, 3^{ème} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.
6. Serrage des 8 vis à 100 MPa.
7. Refroidissement à 4,2 K, 4^{ème} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.
8. Desserrage des 8 vis à 10 MPa.
9. Refroidissement à 4,2 K, 5^{ème} série de mesures à 0 et 0,4 T, réchauffage.

IV.2.3.5 AMENEES DE COURANT ET PRISES DE POTENTIELS

Les brins sont numérotés de 1 à 36. La Fig. 4.3 montre leur disposition.

Pour LHC1, ALS2 et ALS3, on a instrumenté 15 brins avec des prises de potentiel : 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 14, 18, 19, 27, 28, 32, et on a effectué des mesures pour 15 couples ou cas d'aménées de courant : 19-1, 28-27, 9-28, 1-28, 5-19, 27-5, 5-1, 1-27, 19-9, 27-19, 27-9, 28-19, 28-5, 9-1, 9-5. Pour chaque cas, le deuxième brin correspond au pôle "-" de l'alimentation.

Pour ALS1, on a instrumenté 11 brins avec des prises de potentiel : 1, 5, 9, 10, 13, 14, 15, 19, 27, 28, 32, et on a effectué des mesures pour 15 cas d'aménées de courant : 1-19, 14-1, 14-19, 14-28, 14-32, 28-1, 28-19, 28-32, 32-1, 32-19, 32-5, 5-19, 5-28, 1-5, 14-5. Comme précédemment, pour chaque cas, le deuxième brin correspond au pôle "-" de l'alimentation.

IV.2.4 EXEMPLES DE MESURES

Les Figs 4.4(a) et 4.4(b) présentent des exemples de courbes $V = f(I)$ mesurées sur ALS1 à 20 MPa à 0 T et 0,4 T pour le cas d'aménée 19-1, c'est à dire pour des brins diamétralement opposés, alimentés en courant.

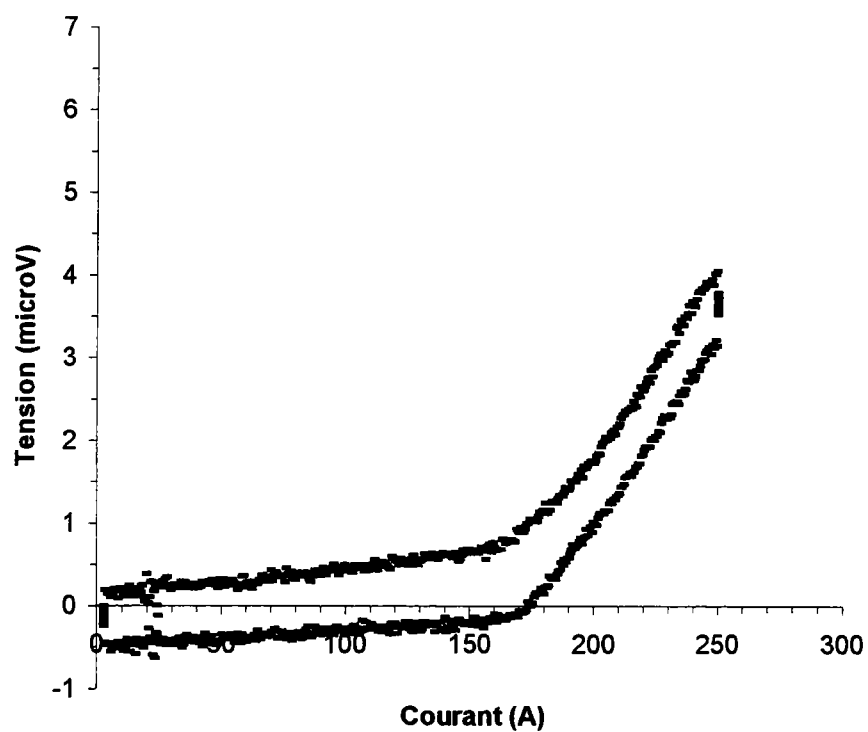


Fig. 4.4(a) : Courbe $V=f(I)$ (ALS1 à 20 MPa et 0 T)

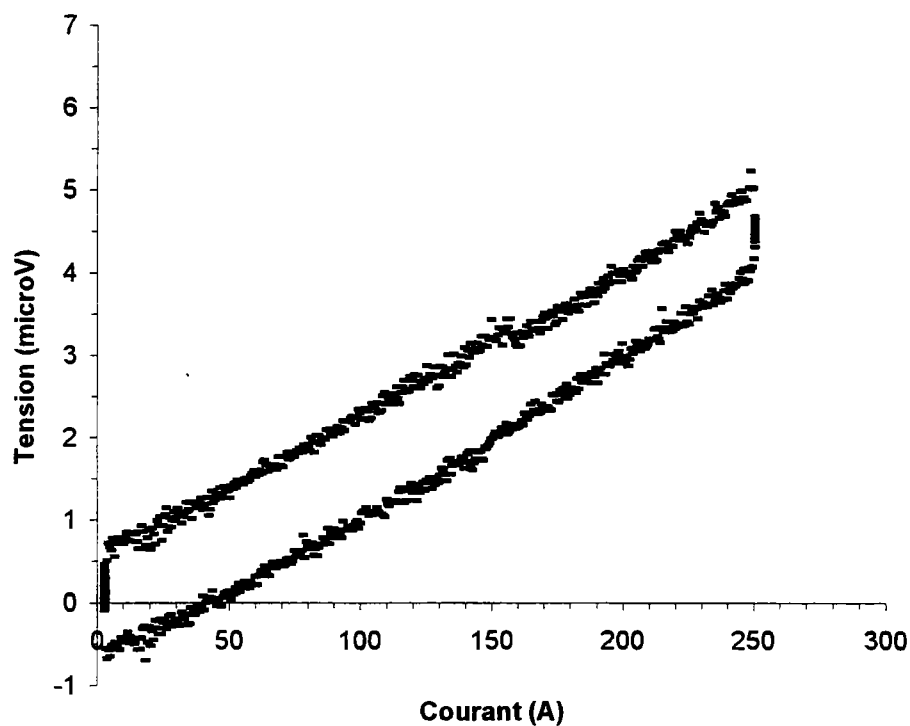


Fig. 4.4(b) : Courbe $V=f(I)$ (ALS1 à 20 MPa et 0,4 T)

Intéressons-nous d'abord à la Fig. 4.4(b). La tension varie linéairement en fonction du courant mais avec une hystérésis entre la montée et la descente du courant. Nous avons vérifié que l'amplitude de l'hystérésis était proportionnelle à la vitesse de montée du courant. Ceci semble donc indiquer que cette hystérésis était liée à des tensions inductives dues au montage des prises de potentiel (défaut de cobobinage). La montée du courant étant constante, ces tensions inductives sont constantes, la pente de la courbe n'est donc pas affectée.

Intéressons nous maintenant à la Fig. 4.4(a). Nous constatons l'existence, là aussi, d'une hystérésis entre montée et descente du courant, mais surtout l'existence d'une rupture de pente à un courant, I_p , d'environ 172 A. Pour des courants inférieurs à I_p , les courbes sont quasiment plates alors que pour des courants supérieurs à cette valeur, les courbes varient linéairement avec le courant, comme observé sur la Fig. 4.4(b). Si l'on répète la mesure sous un faible champ magnétique, B_{dc} , le même phénomène se répète, mais la rupture de pente apparaît à un courant moins élevé. Si l'on trace la courbe $I_p = f(B_{dc})$, comme représentée Fig.4.5, nous constatons que I_p décroît linéairement en fonction de B_{dc} et devient nul pour $B_{dc} = 0,25$ T. Pour des champs supérieurs à 0,25 T, les courbes ressemblent à celle de la Fig. 4.4(b). Ce phénomène a été observé sur les câbles ALS1 et ALS2.

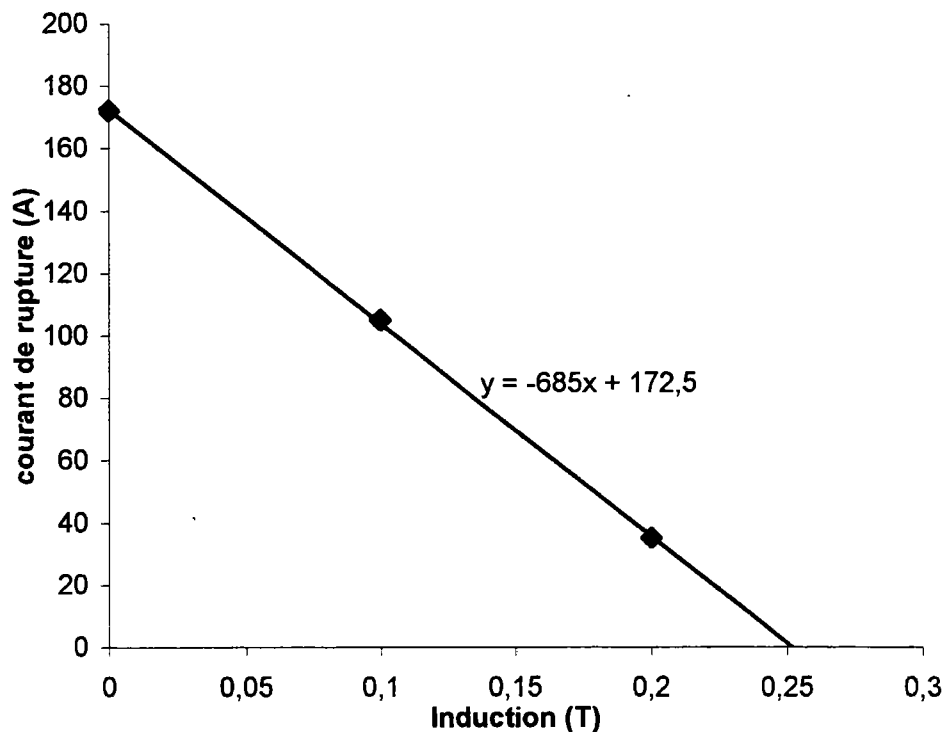


Fig. 4.5 : Evolution du courant de rupture de pente, I_p , en fonction de l'induction magnétique extérieure (ALS1, 20 MPa)

Les ruptures de pentes peuvent s'expliquer comme suit : les brins utilisés dans la fabrication des câbles en Nb₃Sn contiennent 7 sous-éléments entourés d'une barrière intérieure de tantale et d'une barrière extérieure de niobium. Or le niobium est un supraconducteur de type II ayant un champ critique de 0,268 T à 4,2 K. Lorsqu'on effectue des mesures à des champs inférieurs à 0,268 T, la barrière de niobium est dans son état supraconducteur et transporte tout le courant. Les résistances interbrin sont alors principalement déterminées par les résistances de la couronne de cuivre et de la couche d'oxyde. Lorsque l'on augmente le courant, les effets de champ propre augmentent et la densité de courant critique diminue jusqu'à ce que la barrière transite. Le courant se redistribue alors dans les filaments supraconducteurs des sous-éléments. Dans ce cas, les résistances interbrin sont déterminées par les résistances de la couronne de cuivre et de la couche d'oxyde, auxquelles il faut rajouter ici les résistances des barrières, plus celle d'une fine couche de bronze séparant la couronne de filaments externes des sous-éléments de la barrière intérieure. La rupture de pente est donc révélatrice de la transition de la barrière de niobium. Cette hypothèse semble être confirmée par le fait que, lorsque le champ appliqué est supérieur au champ critique de seconde espèce du niobium, aucune rupture de pente n'apparaît. Le fait que ce phénomène ne soit pas apparu pour ALS3 pourrait s'expliquer par le niveau de tension mesurée. En effet, les brins d'ALS3 étant recouverts de chrome, le niveau de tension mesurée était beaucoup plus élevé que dans le cas d'ALS2 ou ALS1. Nous pensons donc que cet effet de transition de la barrière de niobium a été noyé dans le signal mesuré.

Par la suite, nous considérerons les mesures effectuées sous un champ magnétique de 0,4 T. Les pentes des courbes $V = f(I)$ seront déterminées par extrapolation linéaire sur les courbes de montée et descente du courant et en effectuant la moyenne des deux pentes. Ces pentes ont les dimensions de résistances et seront notées résistances effectives.

IV.3 INTERPRETATION DES MESURES DE RESISTANCES INTERBRIN

IV.3.1 MODELE SIMPLE : SCHEMA ELECTRIQUE EQUIVALENT

Afin d'interpréter les mesures de résistances, il a été développé un schéma électrique équivalent d'un câble à N_b brins (où N_b est pair), et en prenant en compte les résistances adjacentes et de croisement ([Sytnikov,1989], [Devred, 1994], [Kovachev,1994], [Verweij, 1995]). Dans ce modèle, les brins sont modélisés par des fils infiniment fins. Sur un pas de transposition du câble, chaque brin croise deux fois chacun des (N_b-1) autres brins.

Chacun de ces croisements est représenté par une résistance élémentaire, dite résistance de croisement, notée R_c . Les points d'attache de ces résistances de croisement sur les fils infiniment fins représentant les brins définissent les nœuds du réseau. De plus, sur toute la longueur du câble, chaque brin est en contact continu avec les deux brins qui lui sont adjacents. Ces contacts continus sont représentés de manière discrète par des résistances élémentaires, dites résistances adjacentes, notées R_a . Les résistances adjacentes sont placées entre les brins adjacents au niveau de chaque nœud où sont attachées les résistances de croisement. Le schéma électrique équivalent est représenté Fig. 4.6

Le schéma électrique décrit ci-dessus peut-être utilisé pour représenter le câble dans le dispositif expérimental de mesures de résistance interbrin décrit à la section VI.2. Dans la suite, nous considérons donc un échantillon de longueur, L , alimenté en courant par deux brins et tel que tous les autres brins aient été coupés. Pour simplifier les calculs, on suppose que les résistances R_a et R_c sont uniformes dans tout le câble.

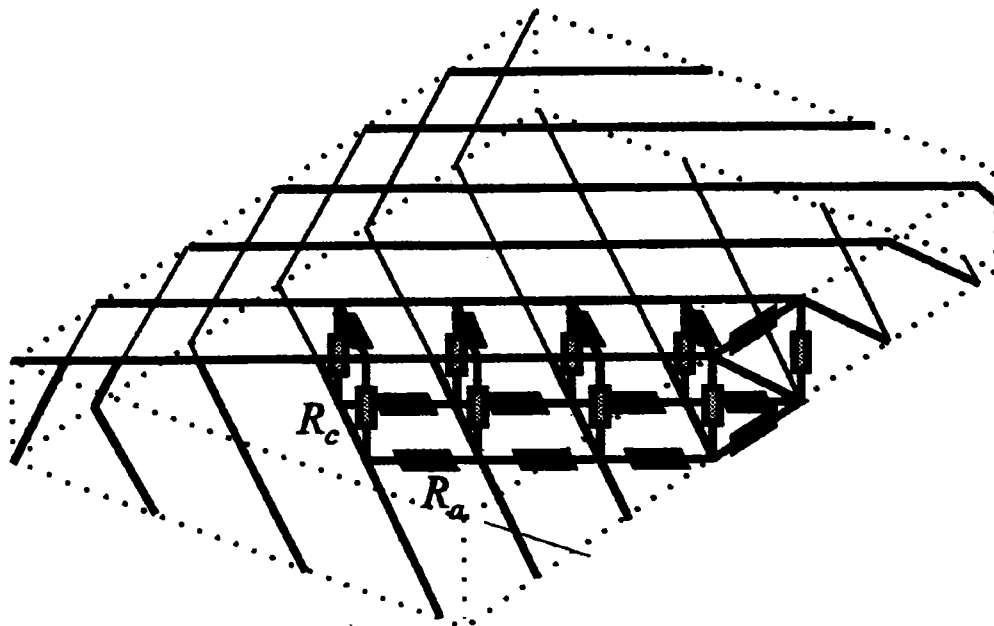


Fig. 4.6: Schéma électrique équivalent d'un câble de Rutherford [Verweij, 1995]

IV.3.2 INTERPRETATION DES MESURES

Considérons un échantillon de câble préparé et instrumenté comme décrit dans la section VI.2.1. Soit i (resp. j) le numéro du brin correspondant à l'amenée de courant négative (resp. positive).

IV.3.2.1 CAS OU LA RESISTANCE DE CROISEMENT DOMINE ($R_c \ll R_a$)

Dans un premier temps, supposons que les résistances de croisement dominant dans le câble ($R_c \ll R_a$). Sur une longueur d'un pas de transposition, chaque brin croise deux fois les autres brins. Les résistances de ces deux croisements sont en parallèles et la résistance de croisement totale par pas de transposition, r_c , est

$$r_c = \frac{R_c}{2} \quad (4.3)$$

Soit k , un numéro de brin différent de i et j . Pour aller du brin i au brin j , le courant a le choix entre deux types de chemin, représentés sur la Fig. 4.7: 1) un chemin direct à travers la résistance r_c liant les brins i et j ou 2) un chemin indirect à travers les résistances liant i à k puis k à j . Si l'on s'intéresse à la tension ($V_j - V_i$) où V_j et V_i sont les potentiels mesurés au niveau des brins j et i , la résistance est égale à r_c dans le cas du chemin direct et elle est égale à $2 r_c$ dans le cas du chemin indirect. Dans un câble à N_b brins, il y a $(N_b - 2)$ chemins indirects. Nous pouvons alors estimer ($V_j - V_i$) par [Devred, 1998]

$$(V_j - V_i) = \frac{2r_c}{N_b} I \quad (4.4)$$

où I est le courant injecté. De plus, comme r_c est uniforme, les courants qui circulent dans les $(N_b - 2)$ chemins parallèles sont identiques et égales à I_k . Nous avons alors

$$(V_j - V_i) = 2r_c I_k \quad (4.5)$$

En combinant les Eqs (4.4) et (4.5), il vient pour une paire d'amenées de courant choisie et pour k avec $k \neq i$ et $k \neq j$

$$(V_k - V_i) \approx r_c I_k \approx \frac{(V_j - V_i)}{2} \quad (4.6)$$

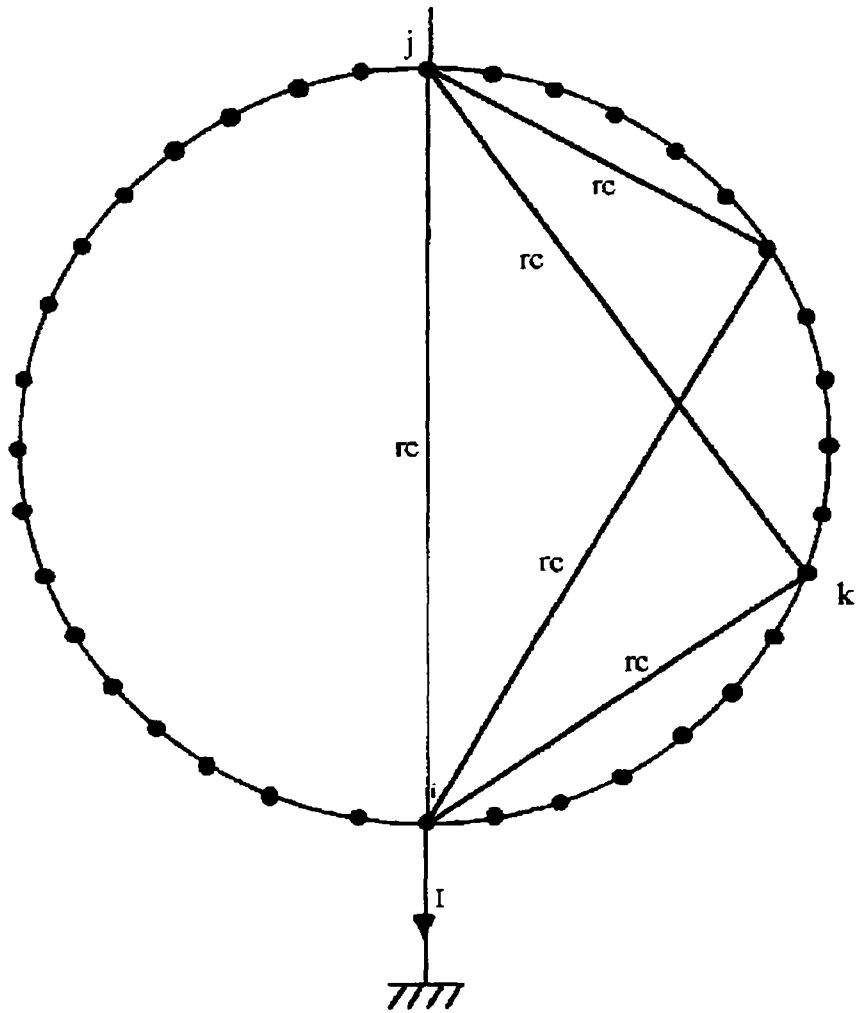


Fig. 4.7: Chemins que peuvent prendre les courants de couplage interbrin dans le cas ou R_c domine

De l'Eq. (4.6), on en déduit alors que la tension ($V_k - V_i$) doit être constante en fonction de k , sauf dans les cas où $k = i$ où elle doit être nulle et pour $k = j$ où elle doit être égale à deux fois la valeur du plateau.

IV.3.2.2 CAS OU LA RESISTANCE ADJACENTE DOMINE ($R_a \ll R_c$)

Considérons maintenant le cas où les résistances adjacentes dominent ($R_a \ll R_c$) et supposons $j > i$.

Le long d'un pas de transposition, chaque brin est lié à ses voisins par $2N_b$ résistances adjacentes en parallèle. Ceci correspond à une résistance adjacente totale par pas de transposition, r_a , égale à

$$r_a = \frac{R_a}{2N_b} \quad (4.7)$$

Lorsqu'on alimente en courant les brins i et j , les courants ont en première approximation le choix entre deux chemins en parallèle, représenté sur la Fig. 4.8:

- 1) aller de proche en proche à travers les résistances r_a du brin (i) au brin ($i+1$), du brin ($i+1$) au brin ($i+2$),... et du brin ($j-1$) au brin (j)
- 2) aller de proche en proche de l'autre côté c'est à dire à travers les résistances r_a du brin (i) au brin ($i-1$),... du brin (1) au brin (N_b), du brin (N_b) au brin (N_b-1),... et du brin ($j+1$) au brin (j).

Si l'on s'intéresse à la tension ($V_j - V_i$), le premier chemin correspond à ($j-i$) résistances r_a en série. Il s'ensuit donc que dans ce cas ($V_j - V_i$) s'écrit

$$(V_i - V_j) = \frac{(j-i)(N_b - j + i)}{N_b} r_a I_1 \quad (4.8)$$

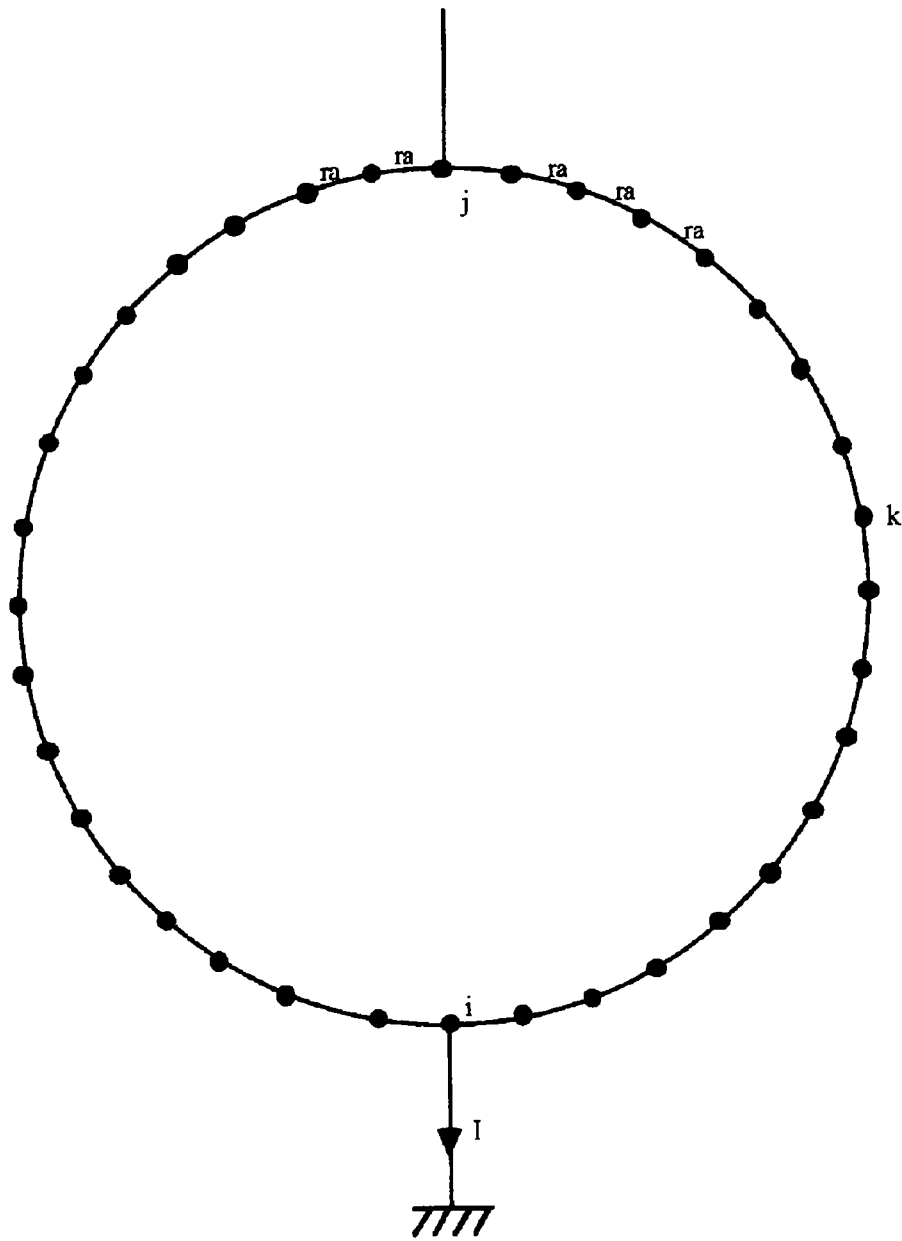


Fig. 4.8: Chemins que peuvent prendre les courants de couplage interbrin dans le cas où R_a domine

Soit I_1 (resp. I_2) le courant circulant dans le premier (resp. second) chemin parallèle décrit précédemment. Nous avons alors

$$(V_i - V_j) \approx (j - i)r_a I_1 \quad (4.9)$$

En combinant les Eqs (4.8) et (4.9), il vient pour une injection de courant dans les brins i et j

$$(V_k - V_i) \approx \frac{(i-k)(j-i)}{N_b} r_a I \quad \text{pour } k, 1 \leq k \leq i \quad (4.10)$$

$$(V_k - V_i) \approx \frac{(k-i)(N_b - j + i)}{N_b} r_a I \quad \text{pour } k, i \leq k \leq j \quad (4.11)$$

$$(V_k - V_i) \approx \frac{(N_b - k + i)(j - i)}{N_b} r_a I \quad \text{pour } k, i \leq k \leq N \quad (4.12)$$

Les Eqs. (4.10) à (4.12) montrent que $(V_k - V_i)$ croît linéairement entre $k = i$, où elle est nulle, et $k = j$, où elle atteint son maximum et qu'elle décroît linéairement entre j et N_b et entre 1 et i .

Les distributions de potentiel déterminées dans ces deux cas extrêmes (R_a ou R_c domine) sont consistantes avec celles obtenues par des calculs plus sophistiqués [Verweij, 1995]. Les distributions sont très différentes et permettent de déterminer quel type de résistances domine le câble.

IV.3.3 EVOLUTION DES RESISTANCES EN FONCTION DE LA POSITION

La Fig. 4.9 répresente l'évolution de la résistance effective en fonction du numéro de brin pour les quatre échantillons de câbles pour des mesures à 100 MPa et 0,4 T. Ces séries correspondent au cas où deux brins diamétralement opposés (c'est à dire les brins 1 et 19 de la Fig. 4.3) sont alimentés en courant. Les courbes sont normalisées sur la résistance effective maximale.

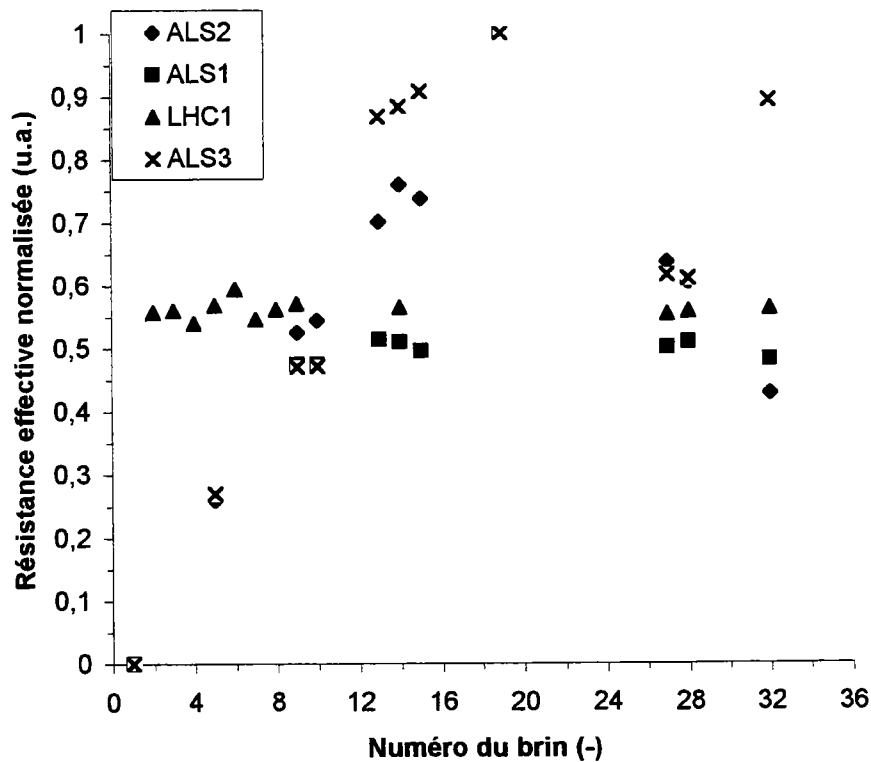


Fig. 4.9 Evolution de la résistance effective (normalisée sur la résistance maximale) en fonction du numéro de brins (à 100 MPa et 0,4 T)

Les données pour LHC1 et ALS1 montrent un plateau plus ou moins stable avec un pic pour le brin connecté à l'amenée positive. La valeur moyenne du plateau est de (0,51) pour LHC1 et de 0,49 pour ALS1. Ce comportement est consistant avec celui d'un câble dominé par les résistances de croisement. Malheureusement, certaines courbes ne respectent pas ces dispositions. La Fig. 4.10 en présente une illustration pour le couple (9-1) de ALS1 : la courbe présente bien un plateau à peu près constant pour la majorité des points mais ce plateau ne se situe pas à mi-hauteur. Dans le cas du câble LHC1, ce sont les couples mettant en œuvre les brins 1 et 27, dans le cas du câble ALS1, il s'agit des couples mettant en œuvre le brin 27. Nous avons donc supposé l'existence de défauts sur ces brins. Un tel défaut serait susceptible de venir ajouter une résistance parasite en série avec la résistance totale du câble qui fausserait les mesures. Les équations seraient alors modifiées [Sanchez, 1998]. Notons r_{pi} la résistance parasite en série sur le brin i . En prenant le brin i comme référence, l'Eq. (4.4) devient

$$(V_j - V_i) = (r_{pi} + \frac{2r_c}{N_b})I \quad (4.13)$$

Si l'on mesure le potentiel sur un brin k différent de i , nous avons alors

$$(V_k - V_i) = (r_{pi} + \frac{r_c}{N_b})I \quad \text{pour } k \neq i \quad (4.14)$$

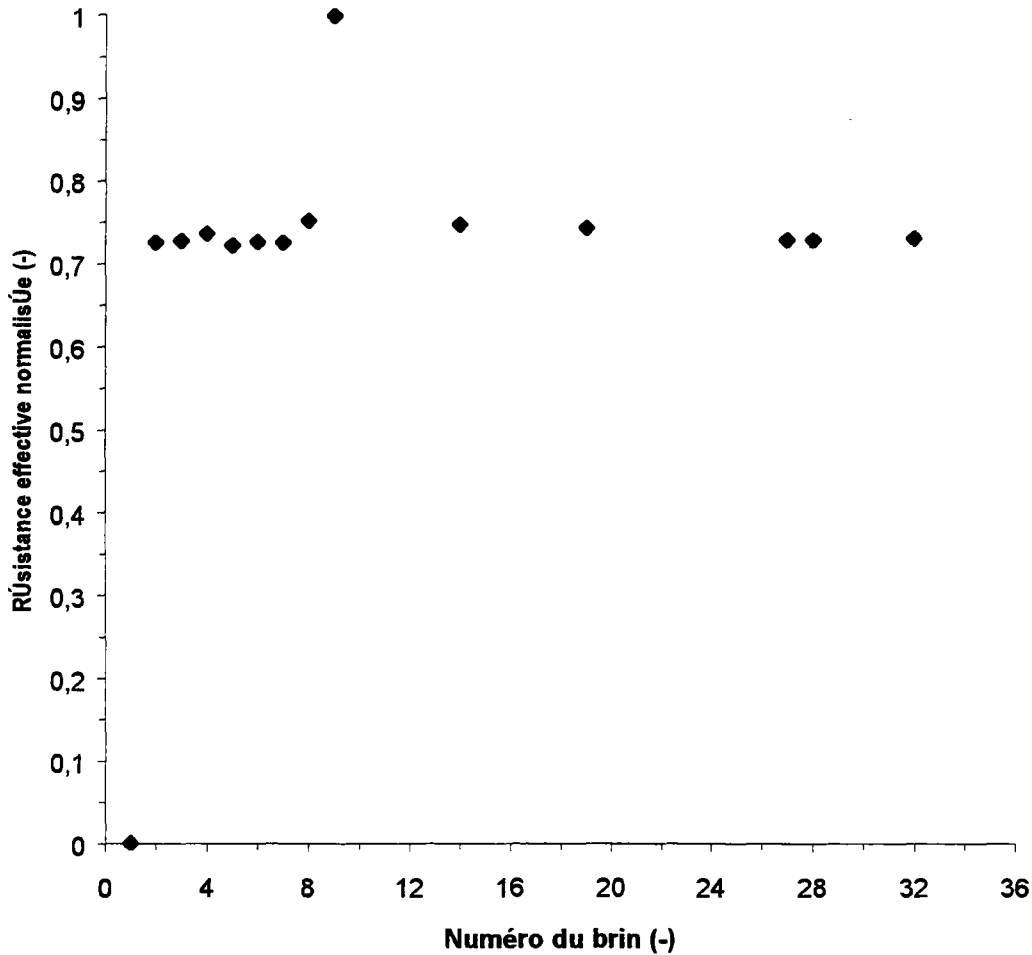


Fig. 4.10 : Evolution de la résistance effective (normalisée sur la résistance maximale) en fonction du numéro de brins (couple 9-1 de ALS1 à 100 MPa et 0,4 T)

Il est à noter que si le brin i correspond à l'amenée de courant positive, le problème n'apparaît que pour la tension aux bornes des amenées de courant. Nous avons alors

$$(V_k - V_i) = \frac{r_c}{N_b} I \text{ pour } k \neq i \quad (4.15)$$

et

$$(V_i - V_j) = \left(r_{pi} + \frac{2r_c}{N_b}\right) I \quad (4.16)$$

En utilisant les différentes mesures effectuées et les équations précédentes, il est possible de déterminer les résistances parasites calculées. Si le brin à problème, i , est pris comme référence des potentiels, on en déduit en combinant les Eqs (4.15) et (4.16)

$$r_{pi}I = 2\langle(V_k - V_i)\rangle - (V_j - V_i) \quad (4.17)$$

où $\langle(V_k - V_i)\rangle$ représente la valeur moyenne de la tension mesurée. Si le brin à problème est relié à l'amenée de courant positive, nous avons alors

$$r_{pi}I = (V_j - V_i) - 2\langle(V_k - V_i)\rangle \quad (4.18)$$

Le Tableau 4.2 donne les valeurs de la résistance parasite moyenne et l'écart type pour les câbles LHC1 et ALS1. On constate que l'écart type est très faible. De plus, si l'on soustrait dans nos courbes les termes correspondant aux résistances parasites calculées, on retrouve des allures de courbes "normales", avec en particulier un facteur deux entre la valeur du plateau et le maximum. Ces résultats semblent confirmer l'hypothèse des résistances parasites en série sur les brins incriminés (brins 1 et 27 sur LHC1 et brin 28 sur ALS1). Dans la suite de l'étude nous travaillons avec les valeurs de tension corrigées.

Tableau 4.2. Récapitulatif des valeurs des résistances parasites.

ALS1				
brin 28	10 MPa	50MPa	100MPa	10MPa
moyenne (Ω)	11,1 10^{-9}	12,7 10^{-9}	13,9 10^{-9}	14,5 10^{-9}
écart-type	1,7	1,3	1,6	1,5
LHC1				
brin 1	10 MPa	10MPa	100MPa	50MPa
moyenne (Ω)	3,4 10^{-7}	5,7 10^{-4}	4,3 10^{-7}	5,1 10^{-7}
écart-type	0,13	0,07	0,01	0,02
brin 27				
moyenne (Ω)	5,7 10^{-7}	4,3 10^{-7}	2,1 10^{-7}	2,0 10^{-7}
écart-type	1,7	0,07	0,01	0,02

Les données pour ALS2 augmentent linéairement entre les brins 1 et 19 puis décroissent linéairement entre les brins 19 et 36. Ce comportement est consistant avec celui qu'on peut attendre d'un câble avec feuillard, c'est à dire un câble dominé par les résistances adjacentes. Malheureusement, comme dans le cas de LHC1 et d'ALS1, certaines courbes présentent des anomalies : soit elles présentent des pics pour le couple correspondant aux

amenées de courant d'une valeur anormalement élevées, soit elles sont décalées vers le haut. La Fig. 4.11 présente une illustration de ces deux types d'anomalies. Les couples d'amenées de courant pour lesquels ces anomalies apparaissent laissent supposer l'existence d'une résistance parasite sur le brin 32. Nous avons donc cherché à estimer cette résistance parasite. Pour ce faire, nous avons utilisé deux méthodes, suivant que le brin 32 est référence des potentiels ou non. Si le brin 32 n'est pas référence, on trace la courbe donnant la tension mesurée en fonction du numéro du brin et on détermine, par interpolation linéaire, la droite qui passe au plus près de ces points, comme illustré Fig. 4.12. On peut alors calculer, en utilisant l'équation de la droite la tension parasite sur le brin de référence, et en déduire la valeur de la résistance parasite. Si le brin 32 est référence des potentiels, on trace la aussi la droite qui passe au plus près de ces points. Il suffit alors de déterminer la valeur donnée par la droite pour le brin 32 pour obtenir directement la valeur de la tension due à la résistance parasite. Si l'on soustrait au brin 32 les résistances que l'on vient de déterminer, on retrouve des formes normales pour les courbes mise en cause. Nous avons déterminé les valeurs de la résistance du brin 32 pour l'ensemble des couples à chacune des pressions. Nous avons ensuite calculé la valeur moyenne et l'écart type à chacune des pressions. La valeur moyenne se situe autour de $90 \eta\Omega$ et l'écart type obtenu se situe autour de $3 \eta\Omega$ (sauf à 50 MPa où il atteint $17 \eta\Omega$). L'écart type étant important (en comparaison de ce que nous avons obtenus pour la résistance de croisement), nous avons préféré écarter les mesures mettant en jeu le brin 32 dans la suite.

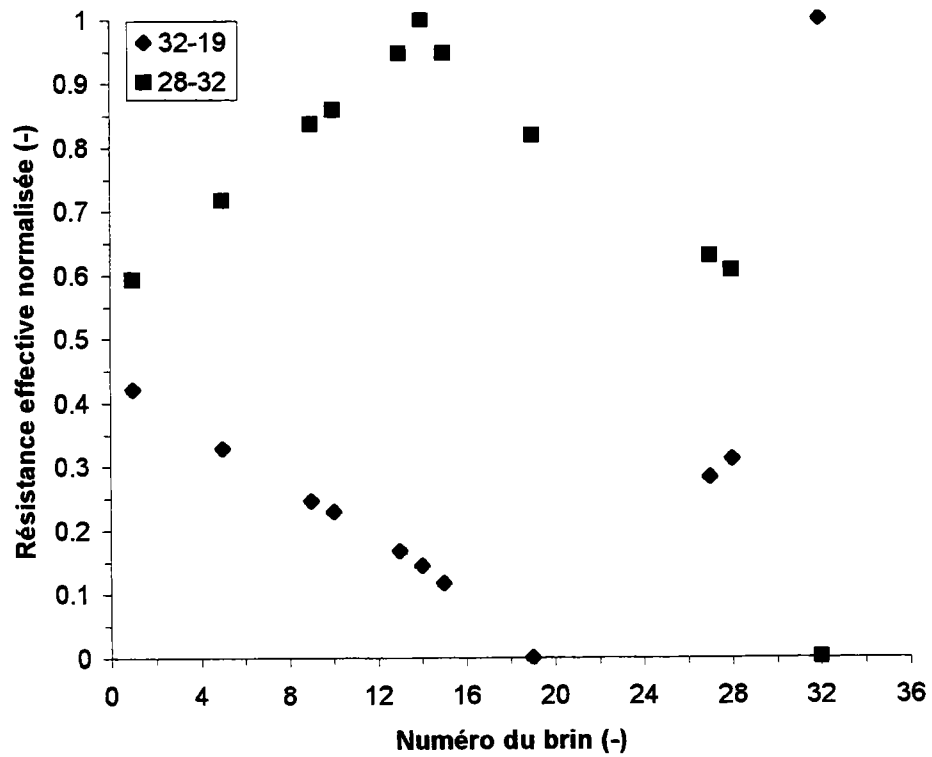


Fig. 4.11 : Evolution de la résistance effective (normalisée sur la résistance maximale) en fonction du numéro de brins (ALS2 à 100 MPa et 0,4 T)

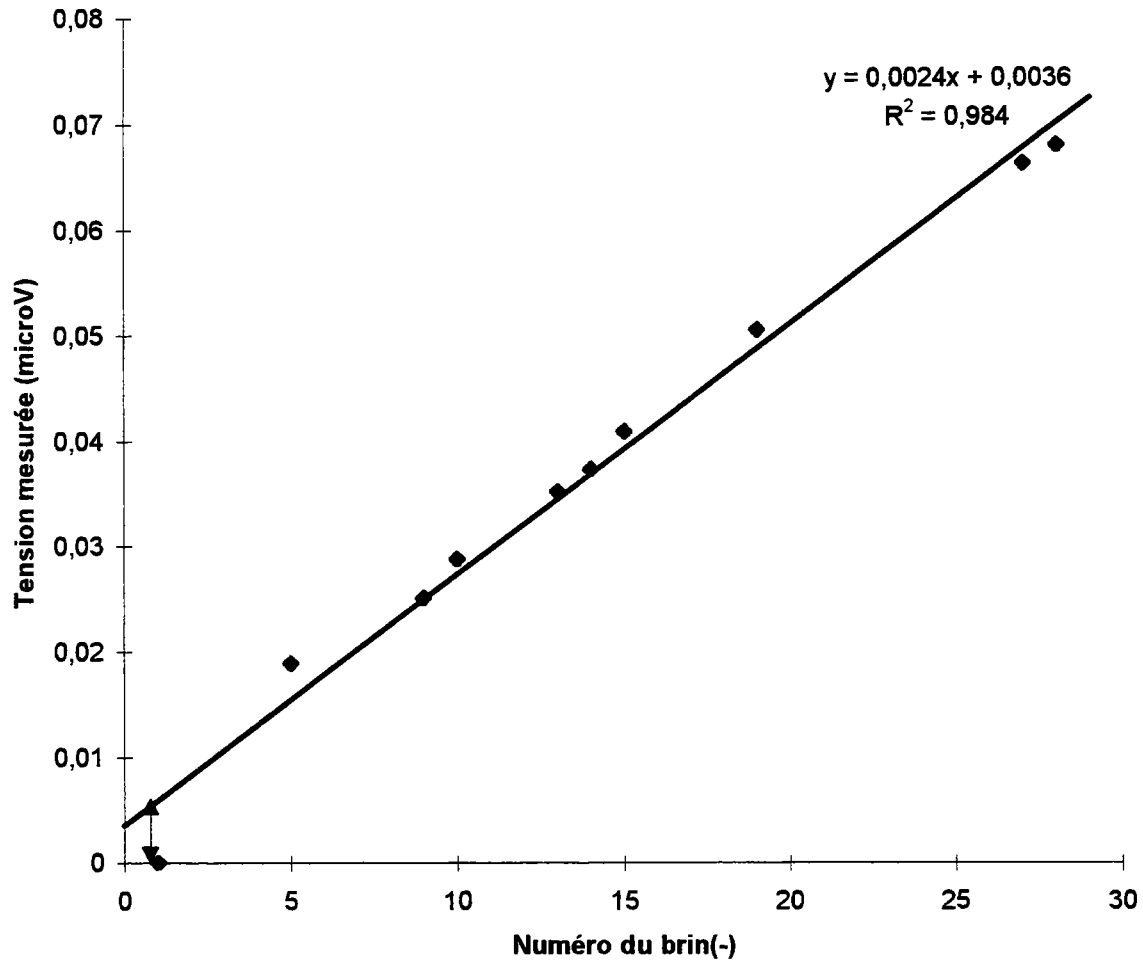


Fig. 4.12 : Détermination de la tension parasite dans le cas où le brin 32 n'est pas référence des potentiels (couple 32-1 de ALS2 à 100 MPa)

Les données pour ALS3 sont erratiques. Il n'apparaît pas de comportement dominant clair.

Après avoir déterminé l'allure des courbes à l'aide d'un modèle simple, nous allons nous intéresser à un modèle numérique plus complexe permettant de déterminer la valeur des résistances interbrin.

IV.4 DETERMINATION DES RESISTANCES INTERBRIN : DESCRIPTION DU MODELE COMPLET

Le modèle retenu fait apparaître 3 types de branches [Mangeant, 1997]: 1) les branches contenant les résistances de croisement, où circulent les courants de croisement, I_c , 2) les branches contenant les résistances adjacentes, où circulent les courants adjacents, I_a , et 3) les branches correspondant aux brins supraconducteurs, où circulent les courants de brin, I_b .

Pour la mise en équations, le câble peut être divisé en rangées et en bandes, comme représenté Fig. 4.13. Une rangée est définie à partir d'une série de résistances de croisement sur une ligne parallèle à l'axe du brin. Pour un câble à N_b brins, il y a (N_b-1) rangées. Une bande est définie à partir d'une série de résistances de croisement le long d'un chemin en zigzag allant du bord supérieur au bord inférieur du câble. Pour un câble de longueur, L , où L est égal au pas de transposition, il y a N_b bandes.

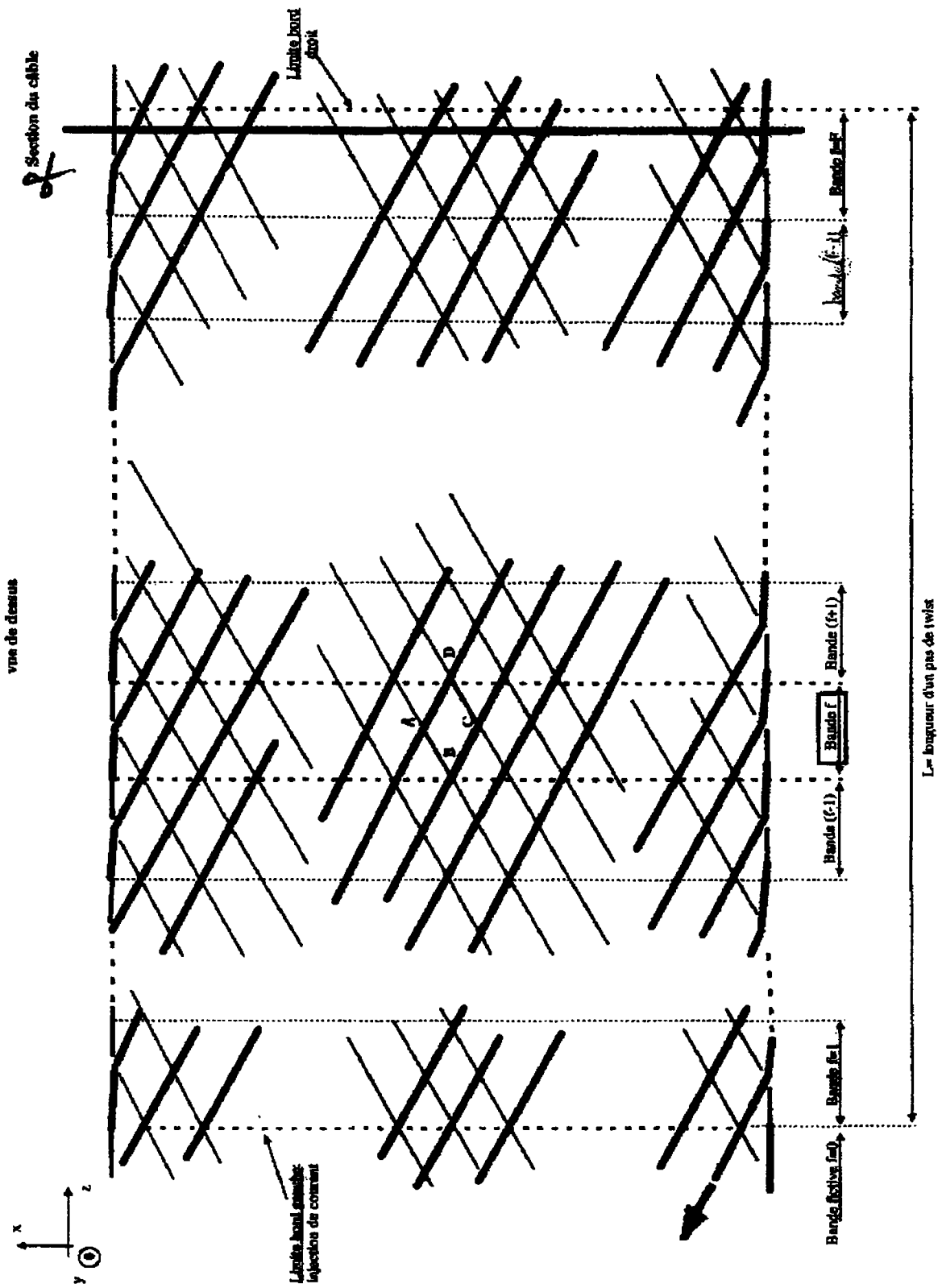


Fig. 4.13 : Représentation du câble dans le modèle de calcul des résistances interbrin.

Le modèle permet, pour chaque bande, le calcul de la valeur des différents courants en fonction des résistances adjacentes et de croisement et du courant d'injection. En déterminant la valeur des courants circulant dans la bande 1 située à l'extrémité du brin où sont montés les prises de potentiel, on peut déterminer les tensions aux bornes des brins de mesure. On cherche ensuite à optimiser, par la méthode des moindres carrés, les valeurs des résistances interbrin afin que les tensions calculées soient au plus proche des tensions mesurées. Le détail et les équations de ce modèle sont donnés dans l'Annexe I.

IV.5 ANALYSE DES PRINCIPAUX RESULTATS

IV.5.1 INTRODUCTION

Comme décrit dans la section IV.1.2, quatre échantillons de câbles différents ont été mesurés : LHC1, ALS1, ALS2 et ALS3. Ces échantillons ont été soumis à des cycles de pression qui sont décrits dans le détail dans la section IV.2.3.

Dans nos expériences, l'analyse des données est compliquée par le fait que la longueur pressée du porte-échantillon, $L_s = 100$ mm, est plus grande que le pas de transposition, L_p , des échantillons de câbles ALS1, ALS2 et ALS3. Ceci est dû à une erreur de câblage. Si L_s est égale à un nombre entier de fois L_p , le nombre total de croisement entre deux brins est $(2L_s / L_p)$ et le nombre de résistances adjacentes entre deux brins voisins est $(2N_b L_s / L_p)$. Les résistances totales de croisement et adjacentes pour une longueur d'échantillon, r_c^s et r_c^a , peuvent être estimées par

$$r_c^s = \frac{R_c^*}{2} \quad (4.19) \quad \text{et} \quad r_c^a = \frac{R_a^*}{2} \quad (4.20)$$

où

$$R_c^* = R_c \frac{L_p}{L_s} \quad (4.21) \quad \text{et} \quad R_a^* = R_a \frac{L_p}{L_s} \quad (4.22)$$

Il paraît raisonnable de supposer que les Eqs (4.19) à (4.22) demeurent valides même si L_s n'est pas égale à un nombre entier de fois L_p . Nous pouvons donc utiliser le modèle numérique pour déterminer les valeurs optimales de R_a^* et R_c^* . En utilisant les Eqs (4.21) et (4.22), nous pouvons ensuite estimer les valeurs effectives R_a et R_c pour nos échantillons. Le

Tableau 4.3 présente les résultats obtenus pour les résistances R_a et R_c pour les quatre échantillons de câbles aux différentes pressions et à 0,4 T.

Tableau 4.3 : Valeurs des résistances obtenues

Pression (MPa)	LHC1		ALS1		ALS2		ALS3	
	R_c ($\mu\Omega$)	R_a ($\mu\Omega$)	R_c ($\mu\Omega$)	R_a ($\mu\Omega$)	R_c ($\mu\Omega$)	R_a ($\mu\Omega$)	R_c ($\mu\Omega$)	R_a ($\mu\Omega$)
10	26	365						
10	51	202	1,4	7,9	150	1,5	461	921
50			1,1	16,3	180	1,8	1077	194
100	21	168	1,1	10,3	275	1,7	505	151
50	23	186						
10	72		1,1	11,1	240	1,9		

IV.5.2 LHC1 (NBTI, BRINS RECOUVERTS DE "STABRITE")

Les valeurs des résistances adjacentes apparaissent au moins dix fois plus grandes que les valeurs des résistances de croisement. Cette observation confirme l'affirmation que dans ce type de câble, les courants de couplage interbrin sont dominés par les résistances de croisement.

La résistance de croisement apparaît évoluer en fonction du cycle de pression. Si l'on compare les mesures à 10 MPa, R_c est de l'ordre de 26 $\mu\Omega$ pour la première série. Après 3 cycles à 100 MPa, elle monte à 51 $\mu\Omega$ pour la deuxième série.

Dans le cas du câble LHC1, la résistance de croisement est déterminée par la résistivité de l'interface filament-matrice de cuivre, par l'épaisseur et la résistivité de la couronne de cuivre à la périphérie des brins et par l'épaisseur et la résistivité de la fine couche de stabrite qui recouvre les brins. Elle est également déterminée par la surface de contact aux croisements des brins et par la couche d'oxyde qui se développe à la surface du stabrite.

Le cuivre utilisé pour les brins étant de bonne qualité et ayant été recuit à l'issue du câblage, on peut s'attendre à ce qu'il soit relativement mou. Par conséquent, une augmentation de la pression appliquée sur le câble peut accroître la déformation au niveau des croisements et

des surfaces de contact. Ces surfaces de contact plus importantes peuvent diminuer la résistance de croisement. Une telle diminution est observée entre la série de mesures 2, effectuée à 10 MPa, où R_C vaut $51 \mu\Omega$ et la série de mesures 3, effectuée à 100 MPa, où R_C vaut $21 \mu\Omega$.

Lorsque, subséquemment, on diminue la pression appliquée sur le câble, on peut s'attendre à un relâchement des contacts. Ce relâchement des contacts peut éventuellement augmenter la résistance de croisement. Aucune augmentation notable n'est observée entre la série de mesures 3, effectuée à 100 MPa, et la série de mesures 4, effectuée à 50 MPa, où R_C vaut $23 \mu\Omega$. Par contre, il y a un triplement de la valeur de R_C entre la série de mesures 4 et la série de mesures 5, effectuée à 10 MPa, où R_C vaut $72 \mu\Omega$. Il n'est pas clair à ce stade pourquoi il y a une telle évolution de R_C lors des premières séries de mesures à 10 MPa.

En ce qui concerne le revêtement de stabrite, il a été appliqué de manière à former et contrôler une couche d'oxyde en surface du stabrite. Des mesures, effectuées par D. Richter [Richter,1997] sur un échantillon de câble identique, ont donné une résistance de croisement à 50 MPa égale à $25 \mu\Omega$ ce qui est en bon accord avec nos mesures. Il apparaît donc que la stabrite permet un contrôle de la valeur des résistances interbrin.

IV.5.3 ALS1 (NB₃SN, BRINS NON CHROMES SANS FEUILLARD)

Comparées à LHC1, les valeurs de R_C obtenues sont au moins un ordre de grandeur plus faibles que celles obtenues précédemment. Comme l'on pouvait s'y attendre, l'absence de chromage sur les brins et l'absence de feuillard à l'intérieur du câble résultent en des résistances de croisement qui sont trop faibles par rapport à la spécification donnée ($20 \mu\Omega \pm 10$). Ce type de câble ne semble donc pas être utilisable dans un aimant d'accélérateur.

Les valeurs des résistances adjacentes apparaissent au moins dix fois plus grandes que les valeurs des résistances de croisement. Ces valeurs de R_a sont cependant, elles aussi, nettement plus faibles que celles déterminées pour LHC1.

IV.5.4 ALS2 (NB₃SN, BRINS NON CHROMES, FEUILLARD D'INOX)

Dans le cas de ce câble avec feuillard d'inox, il apparaît que R_a domine. En effet, R_C est deux ordres de grandeur supérieure à R_a . Comme l'on pouvait s'y attendre, l'introduction d'un

feuillard d'inox augmente de manière significative la valeur de la résistance de croisement. Par contre, la résistance adjacente apparaît être plus faible que dans le cas d'ALS1. Deux raisons pourraient être invoquées pour expliquer cette baisse :

1. une plus grande compaction du câble à cause du feuillard, d'où des déformations plus importantes et de plus grandes surfaces de contact,
2. le fait qu'ALS2 ait été traité sous vide alors qu'ALS1 avait été traité avec un balayage d'argon, d'où moins de risques de pollution ou d'oxydation.

On peut remarquer que, dans le cas d'ALS2, les deux types de résistances semblent augmenter légèrement avec la pression.

IV.5.5 ALS3 (Nb₃Sn, BRINS CHROMES SANS FEUILLARD)

Dans le cas du câble avec brins chromés, les valeurs des résistances, tant R_a que R_c , apparaissent être très grandes. La valeur de la résistance de croisement est largement supérieure à celle obtenue pour le câble avec âme, cet écart pouvant atteindre un facteur 3. La valeur de la résistance adjacente est elle aussi très largement supérieure à celle obtenue pour les autres câbles Nb₃Sn.

Les valeurs de ces résistances étant trop élevées, le câble avec brins chromés ne semble pas être utilisable dans un accélérateur. De plus, les résistances présentent de grandes variations en fonction de la pression. Celles-ci augmentent entre 10 MPa et 50 MPa puis diminuent entre 50 MPa et 100 MPa. De plus, il est à noter que suivant la pression appliquée, l'un ou l'autre type de résistances domine.

IV.6 CONCLUSION

Nous avons effectué des mesures sur 4 échantillons de câbles, un câble en NbTi dont les brins étaient recouverts de "stabrite" (LHC1), un câble en Nb₃Sn (ALS1), un second câble en Nb₃Sn fabriqué avec les mêmes brins mais avec un feuillard d'inox entre les deux couches (ALS2), et un troisième câble en Nb₃Sn dont les brins étaient chromés (ALS3). Le câble en NbTi a des résistances de croisement qui sont dans le cahier des charges du LHC. Néanmoins le stabrite n'est pas utilisable dans un câble en Nb₃Sn car le stabrite ne supporterait pas le

traitement thermique. Le câble ALS1 est aussi dominé par les résistances de croisement mais celles-ci sont trop faibles et le câble n'est probablement pas utilisable dans un aimant d'accélérateur. Le câble avec âme inox (ALS2) est dominé par les résistances adjacentes. Les résistances de croisement sont deux ordres de grandeurs supérieures aux résistances adjacentes. L'introduction d'un feuillard d'inox permet donc une augmentation importante de la résistance de croisement tout en conservant une faible résistance adjacente. Le câble avec brins chromés (ALS3) présente une augmentation des deux types de résistances. Celles-ci sont beaucoup trop élevées pour que le câble soit utilisé dans un aimant d'accélérateur.

Le câble le plus prometteur semble donc être le câble avec feuillard d'inox et brins non chromés. Il est à noter que la présence d'un feuillard pourrait présenter des avantages sur le plan mécanique (meilleure stabilité mécanique du câble). Toutefois, il reste à vérifier expérimentalement le comportement du câble en terme de redistribution de courant. Néanmoins, le modèle théorique développé par Wilson [Wilson, 1996] semble indiquer que ce type de câble pourrait être utilisé dans un aimant supraconducteur.

REFERENCES

- J.M. Depond, D. Leroy, L.R. Oberli and D. Richter, "Examination of contacts between strands by electrical measurement and topographical analysis," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 7(2). pp. 793-796 (1997).
- A. Devred and T. Ogitsu, "Ramp rate sensitivity of SSC dipole magnets prototypes," *J. of Cryo. Soc. of Jap.*, Vol. 29 (9), p.424-451 (1994).
- A. Devred, L. Bacquart, P. Bredy, C.E. Bruzek, Y. Laumond, R. Otmani and T. Schild, "Interstrand resistance measurements on Nb₃Sn Rutherford-types cables," *presented at ASC-98*, Palm Desert, CA, USA (1998).
- V.T. Kovachev, M.J. Neal, D.W. Capone, W.J. Carr, Jr and C. Swenson "Interstrand resistance of SSC magnets," *Cryogenics*, Vol. 34 (10), p. 813-820 (1994).
- C. Mangeant, "Modélisation d'un câble supraconducteur pour aimant d'accélérateur et calcul des résistances électriques interbrin de ce câble", *Rapport de stage de fin d'études* (1997).
- K. H. Mess, P. Schmuser, S. Wolff, "Superconducting Accelerator Magnets", World Scientific (1996).
- D. Richter, J.D. Adam, J.M. Depond, D. Leroy and L.R. Oberli, "DC measurements of electrical contacts between strands in superconducting cables for the LHC magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 7 (2), p. 786-792 (1996).
- D. Richter, *Communication privée* (1997).
- S. Sanchez, "Analyse des mesures de résistances interbrin sur LHC1 à 4.2 K dans un champ de 0.4 T," *Note interne CEA/DAPNIA/STCM*, 5-2650N-2160 010 98 (1998).
- V.E. Sytnikov, G.E. Svalov, S.G. Akopov and I.B. Peshkov, "Coupling current losses in superconducting transposed conductors located in changing magnetic fields," *Cryogenics*, Vol. 29, p.926-930 (1989).
- A.P. Verweij, "Electrodynamics of superconducting cables in accelerator magnets," *Thèse de doctorat*, Université de Twente, p.93 (1995).
- M.N. Wilson, A.K. Gosh and W.B. Sampson, "Cable conductors for high field accelerator magnets," *CERN/MMS Internal Note 96-03* (1996).

CHAPITRE V : MODELES THEORIQUES DES PERTES

V.1 GENERALITES ET APPROCHE RETENUE

V.1.1 DECOUPAGE EN TROIS CONTRIBUTIONS

Lorsqu'un câble est soumis à un champ magnétique variable dans le temps, de nombreuses pertes apparaissent. Ces pertes peuvent être décomposées en trois contributions suivant le niveau où elles apparaissent. Nous traiterons ici le cas des filaments, siège des *pertes par hystérésis*, puis le cas des brins, où apparaissent *les pertes par courants de couplage intrabrin*, et enfin des câbles, où apparaissent *les pertes par courants de couplage interbrin*.

V.1.1.1 PERTES PAR HYSTERESIS

Considérons un filament supraconducteur rectiligne et infini soumis à une variation d'induction magnétique perpendiculaire à l'axe du filament.

Selon le modèle critique développé par Bean [Bean, 1964], le filament supraconducteur tend à écranter les variations du champ extérieur. Cet écrantage se fait par la création de courants d'aimantation, dits persistants qui se développent à partir de la périphérie du filament. La variation de champ magnétique interne crée un champ électrique qui, associé à la densité de courant d'aimantation qui circule à la périphérie du filament est à l'origine de pertes, dites *pertes par hystérésis*. Ces courants sont dits persistants car la constante de temps de décroissance de ces courants est élevée. Ces courants persistants sont indésirables car ils créent des distorsions du champ magnétique.

V.1.1.2 PERTES PAR COURANTS DE COUPLAGE INTRABRIN

Les brins utilisés sont faits de filaments supraconducteurs torsadés dans une matrice métallique. Si le brin est soumis à un champ transverse variable, il se forme des boucles de courants qui suivent les filaments supraconducteurs et créent une aimantation qui tend à écranter les variations du champ appliqué. Ces courants passent d'un filament à l'autre en

V.1 GENERALITES ET APPROCHE RETENUE

V.1.1 DECOUPAGE EN TROIS CONTRIBUTIONS

Lorsqu'un câble est soumis à un champ magnétique variable dans le temps, de nombreuses pertes apparaissent. Ces pertes peuvent être décomposées en trois contributions suivant le niveau où elles apparaissent. Nous traiterons ici le cas des filaments, siège des *pertes par hystérésis*, puis le cas des brins, où apparaissent *les pertes par courants de couplage intrabrin*, et enfin des câbles, où apparaissent *les pertes par courants de couplage interbrin*.

V.1.1.1 PERTES PAR HYSTERESIS

Considérons un filament supraconducteur rectiligne et infini soumis à une variation d'induction magnétique perpendiculaire à l'axe du filament.

Selon le modèle critique développé par Bean [Bean, 1964], le filament supraconducteur tend à écranter les variations du champ extérieur. Cet écrantage se fait par la création de courants d'aimantation, dits persistants qui se développent à partir de la périphérie du filament. La variation de champ magnétique interne crée un champ électrique qui, associé à la densité de courant d'aimantation qui circule à la périphérie du filament est à l'origine de pertes, dites *pertes par hystérésis*. Ces courants sont dits persistants car la constante de temps de décroissance de ces courants est élevée. Ces courants persistants sont indésirables car ils créent des distorsions du champ magnétique.

V.1.1.2 PERTES PAR COURANTS DE COUPLAGE INTRABRIN

Les brins utilisés sont faits de filaments supraconducteurs torsadés dans une matrice métallique. Si le brin est soumis à un champ transverse variable, il se forme des boucles de courants qui suivent les filaments supraconducteurs et créent une aimantation qui tend à écranter les variations du champ appliqué. Ces courants passent d'un filament à l'autre en

traversant la matrice résistive comme montré sur la Fig. 5.1. Cette traversée de la matrice résulte en un dégagement de chaleur par effet Joule. Ce phénomène constitue *les pertes par courants de couplage intrabrin*.

V.1.1.3 PERTES PAR COURANTS DE COUPLAGE INTERBRIN

Comme nous l'avons vu à la section IV.1.1, lorsqu'un câble est soumis à une induction transverse, il se crée des courants de couplage qui circulent à l'intérieur du câble. Ces courants de couplage passent soit entre brins adjacents, par l'intermédiaire de résistances dites adjacentes, soit entre brins de couches opposées, par l'intermédiaire de résistances dites de croisement. De la chaleur se dégage alors par effet Joule. Ce phénomène constitue *les pertes courants de couplage interbrin*.

Il est à noter que les constantes de temps de ces courants de couplage (intrabrin et interbrin) sont beaucoup plus petites que celle liée aux courants persistants.

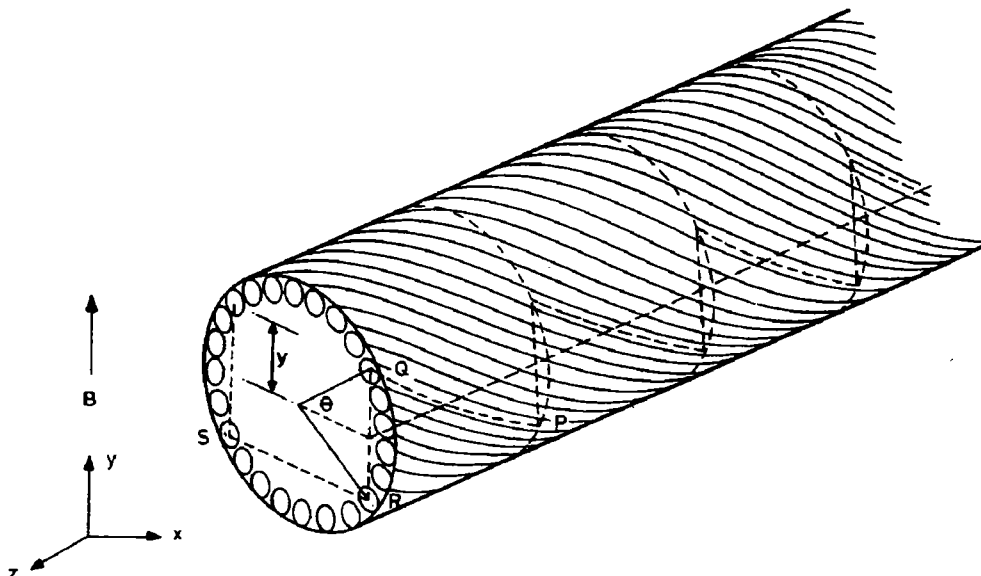


Fig. 5.1 : Chemins des courants de couplage intrabrin [Wilson, 1983]

V.1.2 METHODES DE CALCULS

Afin de déterminer les pertes, nous utiliserons deux méthodes de calcul. La première méthode consiste à déterminer l'aimantation, M , créée par ces courants (persistants ou de couplage). Il est ensuite possible d'écrire l'énergie dissipée par unité de volume et par cycle, W , comme [Carr, 1983]

$$W = -\oint M dB_a \quad (5.1)$$

où B_a est l'induction magnétique extérieure, l'intégrale s'effectuant sur un cycle d'induction. Une autre méthode vise à calculer le champ électrique, E , créé par ces courants, les pertes instantanées par unité de volume, P , se calculant alors par la formule bien connue d'électromagnétisme

$$P = \frac{1}{V} \oint E J dV \quad (5.2)$$

où J est la densité de courant et V le volume considéré. Suivant le type de pertes rencontré, nous utiliserons l'une des deux méthodes.

V.1.3 MODELES ANALYTIQUES

Nous allons brièvement récapituler les différentes méthodes de calculs de pertes utilisées à ce jour.

Dans le cas des pertes par hystérésis, deux approches ont été développées. La première approche consiste à calculer le champ électrique créé dans le filament [Carr, 1983]. La seconde approche, qui est celle que nous avons retenue, vise à calculer l'aimantation du filament.

Dans le cas des pertes par courants de couplage intrabrin, il a été développé là aussi deux approches. La première approche que nous devons à Carr [Carr, 1977] est une approche dite continue. Dans cette méthode, la structure multifilamentaire est supposée assez fine pour que le brin soit vu comme un milieu continu de conductivité électrique anisotrope obéissant aux équations de Maxwell. La seconde méthode, utilisée par Ries [Ries, 1977] consiste à

calculer le champ électrique le long d'un filament supraconducteur pour en déterminer ses composantes dans un repère cartésien. C'est cette seconde méthode que nous utiliserons.

Dans le cas des pertes par courants de couplage interbrin, il existe trois méthodes. La première méthode vise à discrétiser les contacts interbrin du câble en une série de résistances. Par application de la loi des mailles et des nœuds, il est alors possible de déterminer les courants circulant dans ces résistances et donc d'estimer les pertes [Morgan, 1973]. La seconde méthode est l'application du modèle continu au cas d'un câble [Carr, 1995]. Nous utiliserons ces deux méthodes et nous vérifierons qu'elles donnent des résultats cohérents. La troisième méthode, mise au point par Takacs [Takacs, 1984], utilise une loi du type équation de Laplace pour déterminer une paramétrisation des courants de couplage. Une fois cette paramétrisation obtenue, il est possible de déterminer les pertes dans le câble.

V.1.4 CONSTANTES DE TEMPS

V.1.4.1 CAS D'UN BRIN CYLINDRIQUE ISOLE DANS L'ESPACE

De nombreux auteurs ont cherché à résoudre ce problème ([Ries, 1977], [Wilson, 1983], [Ogasawara, 1994] et [Verweij, 1995]). Nous donnons ici les principaux résultats.

Considérons un composite multifilamentaire soumis à une induction magnétique uniforme transverse, B_a . Nous supposons que l'induction magnétique interne, B_i , est uniforme. Définissons un repère cartésien (O, x, y, z) avec z le long de l'axe du composite et y parallèle à B_a comme illustré sur la Fig. 5.2. En calculant la circulation du champ électrique le long d'un chemin, noté 1-2-3-4-1 et illustré sur la Fig. 5.2, et en supposant les filaments non saturés, c'est à dire que le champ électrique est nul le long de ceux-ci, il est possible de montrer [Ogasawara, 1994] que le champ électrique, E , est dirigé suivant y et a pour expression

$$E = \frac{dB_i}{dt} \frac{l_p}{2\pi} \quad (5.3)$$

où l_p est le pas de torsade du brin.

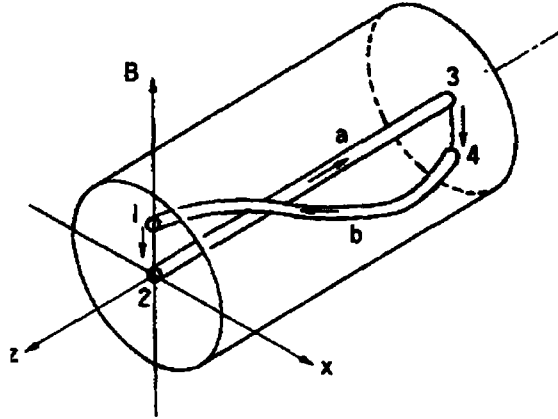


Fig. 5.2 : Composite multifilamentaire soumis à une induction transverse [Ogasawara, 1994] (le champ électrique se calcule le long du chemin 1-2-3-4)

En imposant comme condition aux limites la nullité de la composante radiale du champ électrique à la périphérie du brin [Ciazynski, 1985], il est alors nécessaire de considérer l'existence d'un courant porté par la couche externe des filaments [Wilson, 1983], comme l'illustre la Fig. 5.3. Il est alors possible de déterminer le courant dans les filaments externes, $I_s(\theta)$, donné par [Ogasawara, 1994]

$$I_s(\theta) = \frac{dB_t}{dt} \left(\frac{I_p}{2\pi} \right)^2 \frac{\cos\theta}{\rho_t} \quad (5.4)$$

où ρ_t est la résistivité transverse du composite.

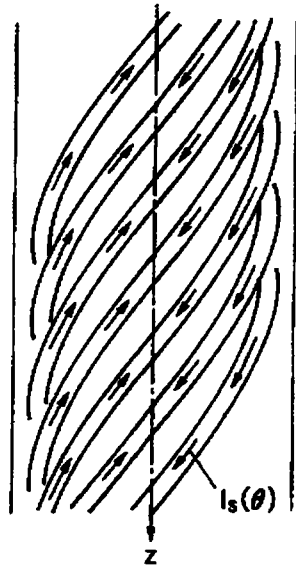


Fig.5.3 : Courants surfaciques circulant le long du composite [Ogasawara, 1994]

L'induction à l'intérieur du composite peut s'écrire [Durand, 1968]

$$B_i = B_a - \frac{1}{2} \mu_0 I_s(\theta = 0) \quad (5.5)$$

En utilisant l'Eq. (5.4), la dernière équation devient

$$B_i = B_a - \tau \frac{dB_a}{dt} \quad (5.6)$$

avec

$$\tau = \frac{1}{2} \frac{\mu_0}{\rho_t} \left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 \quad (5.7)$$

De plus, il est à noter que l'induction à l'intérieur du composite est uniforme [Durand, 1968].

La constante τ est homogène à un temps et caractérise la décroissance des courants de couplage intrabrin. Elle est appelée constante de temps des courants de couplage intrabrin.

La puissance dissipée par unité de volume, P , s'écrit [Ciazynski, 1985]

$$P = \frac{1}{V} \int EJdV \approx \frac{1}{V} \int \frac{E^2}{\rho_t} dV \quad (5.8)$$

où V est un volume de composite considéré (on néglige ici les courants de Foucault qui circulent le long du brin). En utilisant l'Eq. (5.3), nous pouvons écrire

$$P = \frac{1}{\rho_t} \left(\frac{I_p}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{dB_i}{dt} \right)^2 = \frac{2\tau}{\mu_0} \left(\frac{dB_i}{dt} \right)^2 \quad (5.9)$$

Les pertes étant directement proportionnelles à τ , cette constante est également appelée constante de temps des pertes.

V.1.4.2 ANALOGIE POUR LE CAS D'UN CABLE PLAT

Dans le cas de câbles plats, les calculs permettant d'obtenir des résultats analogues à ceux du composite cylindrique ne sont pas évidents. Certains des résultats obtenus pour une géométrie cylindrique ont donc été généralisés et appliqués au cas de géométries plus complexes.

Selon Fournet [Fournet, 1985], pour une matière aimantée, la relation liant le champ magnétique intérieur H_i au champ extérieur H_e est

$$H_i - H_e = NM \quad (5.10)$$

où M est l'aimantation et N un facteur numérique appelé facteur démagnétisant.

On supposera dans la suite que l'Eq. (5.6) est la loi générale régissant l'induction magnétique à l'intérieur d'un composite [Campbell, 1982], quelque soit la géométrie du matériau, et que seule l'expression de τ varie avec celle-ci.

A l'intérieur du composite, nous pouvons écrire

$$B_i = \mu_0(H_i + M) \quad (5.11)$$

soit

$$M = \frac{1}{\mu_0} B_i - H_i \quad (5.12)$$

En combinant les Eqs (5.6) et (5.12), il vient

$$M = \frac{1}{\mu_0} B_s + \frac{\tau}{\mu_0} \frac{dB_i}{dt} - H_i \quad (5.13)$$

soit

$$M = (H_s - H_i) + \frac{\tau}{\mu_0} \frac{dB_i}{dt} \quad (5.14)$$

Finalement, en utilisant l'Eq. (5.10), la dernière équation devient

$$M = NM + \frac{\tau}{\mu_0} \frac{dB_i}{dt} \quad (5.15)$$

d'où

$$M = \frac{1}{1-N} \frac{\tau}{\mu_0} \frac{dB_i}{dt} \quad (5.16)$$

De plus, la puissance dissipée par unité de volume, P , peut s'écrire dans l'approximation des états quasi-stationnaires [Ciazynski, 1985]

$$P = M \frac{dB_s}{dt} \quad (5.17)$$

Dans cette approximation, on suppose que les variations de l'induction externe sont égales à celles de l'induction interne, nous pouvons alors réécrire la dernière équation sous la forme

$$P = M \frac{dB_i}{dt} \quad (5.18)$$

En utilisant les Eqs. (5.16) et (5.18), nous pouvons écrire la puissance dissipée par unité de volume comme

$$P = \frac{1}{1-N} \frac{\tau}{\mu_0} \left(\frac{dB_i}{dt} \right)^2 \quad (5.19)$$

Campbell [Campbell, 1982] introduit le facteur de forme, n , défini par

$$n = \frac{1}{1 - N} \quad (5.20)$$

En combinant les Eqs. (5.19) et (5.20), la puissance dissipée par unité de volume s'écrit finalement

$$P = \frac{n\tau}{\mu_0} \left(\frac{dB_1}{dt} \right)^2 \quad (5.21)$$

Le résultat obtenu est consistant avec celui donné pour un brin de section cylindrique. En effet, le facteur démagnétisant pour un tel brin est $N = 1/2$ [Soubeyrand, 1979] et en remplaçant n par sa valeur dans l'Eq. (5.21), on retrouve l'Eq. (5.9).

Dans le cas des câbles de Rutherford, et contrairement au cas du brin cylindrique seul dans l'espace (voir section précédente), le champ régnant à l'intérieur n'est pas uniforme (nous verrons à la section V.4 que la distribution des courants de couplage interbrin n'est pas uniforme), il n'existe donc pas une constante de temps unique. La constante de temps définie dans l'Eq. (5.21) est donc une combinaison des différentes constantes de temps du câble [Ciazynski, 1993].

De plus, il est à noter que l'Eq. (5.21) est valide seulement si toutes les constantes de temps du câbles sont petites devant la constante de temps des variations de l'induction.

V.2 PERTES PAR HYSTERESIS

V.2.1 INTRODUCTION

Considérons un filament supraconducteur rectiligne et infini, ne transportant pas de courant et soumis à une induction magnétique variable et perpendiculaire à l'axe du filament.

Selon le modèle de l'état critique développé par Bean [Bean, 1964], le filament supraconducteur tend à s'opposer aux variations du champ extérieur. Cet écrantage se fait par la création de courants d'aimantation, appelés courants persistants, qui se développent à partir de la périphérie du filament. La distribution des courants persistants est déterminée de manière à créer au cœur du filament une induction \vec{B}_i telle que

$$\vec{B}_i + \Delta\vec{B}_a = \vec{0} \quad (5.22)$$

où $\Delta\vec{B}_a$ représente les variations de l'induction appliquée. Dans ce modèle, la densité des courants persistants est égale à la densité de courant critique. De plus, cette densité est supposée indépendante de l'induction magnétique et de la température régnant dans le filament. Nous supposons par la suite que la densité de courant critique dépend de l'induction magnétique et de la température extérieure. Les calculs présentés sont analogues à ceux développés par Devred [Devred, 1997].

V.2.2 COMPORTEMENT MAGNETIQUE D'UN FILAMENT

V.2.2.1 CAS D'UN FILAMENT VIERGE

Considérons le cas d'un filament vierge, c'est à dire n'ayant jamais ressenti de champ magnétique soumis à une induction magnétique croissante depuis $\vec{0}$ jusqu'à une induction magnétique maximale \vec{B} , avec \vec{B} perpendiculaire à l'axe du filament.

En utilisant des modèles simples ([Wilson, 1983], [Brück, 1989], [Mess, 1996]), la distribution des courants d'aimantation peut être représentée par une coquille à la périphérie du filament dont la limite intérieure est une ellipse [voir Fig. 5.4(a)]. Lorsque l'induction magnétique extérieure augmente, l'excentricité de l'ellipse décroît jusqu'à ce que les courants d'aimantation remplissent entièrement le filament [Fig. 5.4(b)]. La valeur de l'induction pour laquelle ce remplissage a lieu est appelée induction de pénétration, $B_{p,v}$, et est déterminée par l'équation implicite

$$B_{p,v} = \frac{2\mu_0 J_c(B_{p,v}) r_f}{\pi} \quad (5.23)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide, J_c la densité de courant critique à une température donnée et r_f le rayon du filament. Si l'induction extérieure est augmentée au-delà de $B_{p,v}$, la distribution de courants d'aimantation reste la même.

Pour des valeurs d'induction inférieures à l'induction de pénétration, l'excentricité, e_v , de l'ellipse est donnée par l'équation implicite (voir Annexe II.A)

$$B = \frac{2\mu_0 J_c(B)}{\pi} r_f \left(1 - \frac{e_v \arcsin \sqrt{1 - e_v^2}}{\sqrt{1 - e_v^2}}\right) \quad \text{pour } B \leq B_{p,v} \quad (5.24)$$

De plus, les effets des courants d'aimantation peuvent être représentés par un moment magnétique par unité de longueur de filament, \vec{M}_v , donné par (voir Annexe II.B)

$$\vec{M}_v(B) = -\frac{4}{3} J_c(B) [1 - e_v^2(B)] r_f^3 \vec{u} \quad \text{pour } B \leq B_{p,v} \quad (5.25.a)$$

et

$$\vec{M}_v(B) = -\frac{4}{3} J_c(B) r_f^3 \vec{u} \quad \text{pour } B_{p,v} \leq B \quad (5.25.b)$$

où \vec{u} est un vecteur unitaire parallèle à \vec{B} .

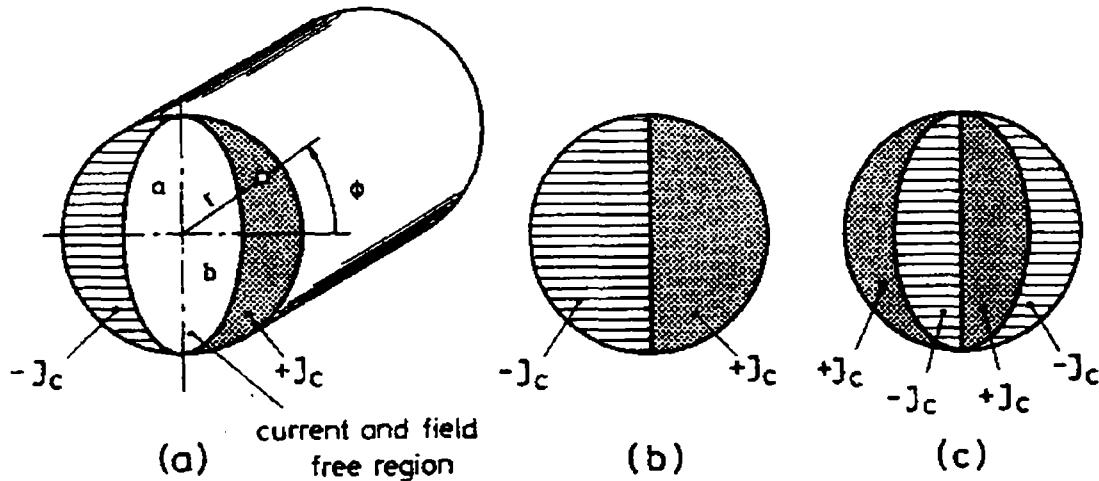


Fig. 5.4 : Distribution des courant d'écrantage à l'intérieur d'un filament lorsque celui-ci est soumis à une induction extérieure croissante ((a) et (b)) puis décroissante (c)

Rem [Rem, 1986] propose de remplacer l'Eq. (5.25.a) par l'expression approchée

$$\bar{M}_v(B) \approx -\frac{4}{3} J_c(B) \left[1 - \left(1 - \frac{B}{B_{p,v}} \right)^3 \right] r_f^3 \bar{u} \quad \text{pour } B \leq B_{p,v} \quad (5.26)$$

V.2.2.2 DESCENTE DE L'INDUCTION APRES LE MAXIMUM

Supposons qu'après avoir atteint la valeur maximale, B_{top} (avec B_{top} plus grand que $B_{p,v}$), l'induction magnétique soit de nouveau diminuée. Toujours d'après ces modèles, une nouvelle coquille est créée à la périphérie du filament où les courants d'aimantation circulent dans le sens opposé à ceux de la coquille initiale [Fig. 5.4(c)]. La distribution est alors constituée par la superposition de deux coquilles : une première coquille, créée pendant la montée de l'induction magnétique de 0 à B_{top} , avec des densités de courants d'aimantation $[-J_c(B_{top})]$ d'un côté et $[J_c(B_{top})]$ de l'autre côté, et une seconde coquille, créée pendant la descente de l'induction magnétique de B_{top} à B , avec des densités de courants d'aimantation $[J_c(B_{top}) + J_c(B)]$ d'un côté et $[-J_c(B_{top}) - J_c(B)]$ de l'autre côté. Si l'on diminue l'induction magnétique, la nouvelle coquille emplit de plus en plus le filament jusqu'à occuper entièrement sa surface. La valeur de l'induction de pénétration pour laquelle cela a lieu, $B_{p,dwn}$, est donnée par l'équation implicite

$$B_{top} - B_{p,dwn} = \frac{2\mu_0 [J_c(B_{top}) + J_c(B_{p,dwn})]}{\pi} r_f \quad (5.27)$$

Pour des valeurs d'induction supérieures à $B_{p,dwn}$, l'excentricité, e_{dwn} , de la limite intérieure de la nouvelle coquille est déterminée par l'équation implicite

$$B_{top} - B = \frac{2\mu_0 [J_c(B_{top}) + J_c(B)]}{\pi} r_f \left(1 - \frac{e_{dwn} \arcsin \sqrt{1 - e_{dwn}^2}}{\sqrt{1 - e_{dwn}^2}} \right)$$

pour $B_{p,dwn} \leq B \leq B_{top}$ (5.28)

La contribution de cette nouvelle coquille au moment magnétique par unité de longueur de filament, \bar{M}_{dwn} , peut être estimée par

$$\bar{M}_{\text{dwn}}(B) = \frac{4}{3} \left[J_c(B_{\text{top}}) + J_c(B) \right] \left[1 - e_{\text{dwn}}^2(B) \right] r_f^3 \bar{u}$$

pour $B_{\text{p,dwn}} \leq B \leq B_{\text{top}}$ (5.29.a)

et

$$\bar{M}_{\text{dwn}}(B) = \frac{4}{3} \left[J_c(B_{\text{top}}) + J_c(B) \right] r_f^3 \bar{u}$$

pour $B \leq B_{\text{p,dwn}}$ (5.29.b)

En utilisant de nouveau [Rem, 1986], l'Eq. (5.29.a) peut être approximée par

$$\bar{M}_{\text{dwn}}(B) = \frac{4}{3} \left[J_c(B_{\text{top}}) + J_c(B) \right] \left[1 - \left(1 - \frac{B_{\text{top}} - B}{B_{\text{top}} - B_{\text{p,dwn}}} \right)^3 \right] r_f^3 \bar{u}$$

pour $B_{\text{p,dwn}} \leq B \leq B_{\text{top}}$ (5.30)

V.2.2.3 MONTEE DE L'INDUCTION APRES LE MINIMUM

Supposons qu'après avoir atteint la valeur minimale B_{bot} (avec B_{bot} plus petit que $B_{\text{p,dwn}}$), l'induction magnétique soit de nouveau augmentée. Une troisième coquille est alors créée à la périphérie du filament avec des courants d'aimantation circulant dans le sens opposé de ceux de la deuxième coquille. La valeur de l'induction de pénétration, $B_{\text{p,up}}$, pour laquelle la troisième coquille remplit entièrement le filament est déterminée par

$$B_{\text{p,up}} - B_{\text{bot}} = \frac{2\mu_0 \left[J_c(B_{\text{bot}}) + J_c(B_{\text{p,up}}) \right]}{\pi} r_f$$

(5.31)

Pour des inductions inférieures à $B_{\text{p,up}}$, l'excentricité, e_{up} , de l'ellipse est définie par

$$B - B_{\text{top}} = \frac{2\mu_0 \left[J_c(B_{\text{bot}}) + J_c(B) \right]}{\pi} r_f \left(1 - \frac{e_{\text{up}} \arcsin \sqrt{1 - e_{\text{up}}^2}}{\sqrt{1 - e_{\text{up}}^2}} \right)$$

pour $B_{\text{bot}} \leq B \leq B_{\text{p,up}}$ (5.32)

La contribution de cette nouvelle coquille au moment magnétique par unité de longueur de filament, \vec{M}_{up} , peut être estimée par

$$\vec{M}_{up}(B) = -\frac{4}{3} [J_c(B_{bot}) + J_c(B)] \left[1 - e_{up}^2(B) \right] r_f^3 \vec{u}$$

pour $B_{bot} \leq B \leq B_{p,up}$ (5.33.a)

et

$$\vec{M}_{up}(B) = -\frac{4}{3} [J_c(B_{bot}) + J_c(B)] r_f^3 \vec{u}$$

pour $B_{p,up} \leq B$ (5.33.b)

En utilisant de nouveau [Rem, 1986], l'Eq. (5.33.a) peut être approximée par

$$\vec{M}_{up}(B) = -\frac{4}{3} [J_c(B_{bot}) + J_c(B)] \left[1 - \left(1 - \frac{B - B_{bot}}{B_{p,up} - B_{bot}} \right)^3 \right] r_f^3 \vec{u}$$

pour $B_{bot} \leq B \leq B_{p,up}$ (5.34)

Le moment magnétique total par unité de longueur de filament, \vec{M}_f , est alors

$$\vec{M}_f(B) = \vec{M}_v(B_{top}) + \vec{M}_{dwn}(B_{bot}) + \vec{M}_{up}(B) \quad (5.35)$$

Il est à noter que \vec{M}_f est proportionnelle à r_f^3 .

V.2.2.4 GENERALISATION

Si l'on cherche à déterminer l'état d'aimantation d'un filament supraconducteur, il est nécessaire de connaître l'histoire des variations de l'induction magnétique subies par ce filament. Pour chaque variation d'induction, on détermine alors les paramètres de la coquille des courants d'aimantation qui est créée et l'on somme ensuite les contributions des différentes coquilles.

V.2.3 PERTES PAR AIMANTATION DANS UN FILAMENT (PERTES PAR HYSTERESIS)

Introduisons l'induction magnétique complexe appliquée au filament, \tilde{B}_s , définie par

$$\tilde{B}_s = B_{s,y} + iB_{s,x} \quad (5.36)$$

où $B_{s,x}$ et $B_{s,y}$ sont les composantes du vecteur induction magnétique appliqué suivant les axes x et y . De même, nous pouvons définir le moment magnétique complexe par unité de longueur, \tilde{M}_f par

$$\tilde{M}_f = M_{fy} + iM_{fx} \quad (5.37)$$

où M_{fx} et M_{fy} sont les composantes du vecteur moment magnétique par unité de longueur appliqué suivant les axes x et y .

Pour un cycle donné, les pertes par hystérésis par unité de longueur de filament, W_f , s'écrivent [Ogitsu, 1994]

$$W_f = -\text{Re} \left[\oint \tilde{M}_f^* d\tilde{B}_s \right] = -\text{Re} \left[\oint \tilde{M}_f d\tilde{B}_s^* \right] \quad (5.38)$$

où Re désigne la partie réelle de l'expression entre crochet, et le symbole $*$ désigne le complexe conjugué.

Considérons un filament soumis à une induction magnétique transverse variant trapézoïdalement entre $(B_{dc} - B_m)$ et $(B_{dc} + B_m)$, où B_m est plus grand que la variation d'induction $\Delta B_{p,m}$ nécessaire à la nouvelle pénétration complète du filament, soit après une descente en induction depuis $(B_{dc} + B_m)$, soit après une montée en induction depuis $(B_{dc} - B_m)$. Dans les deux cas, nous avons

$$\Delta B_{p,m} = \frac{2\mu_0 \left[J_c(B_{dc} + B_m) + J_c(B_{dc} + B_m - \Delta B_{p,m}) \right]}{\pi} r_f \quad (5.39)$$

Il est à noter que dans l'Eq. (5.39), $\Delta B_{p,m}$ est une fonction de r_f .

Il vient de l'Eq. (5.38) que les pertes par hystérésis par cycle et par unité de longueur de filament sont

$$\begin{aligned}
 W_f = & +\frac{4r_f^3}{3} \int_{B_{dc}-B_m}^{B_{dc}-B_m+\Delta B_{p,m}} dB [1 - e_{up}^2(B)] J_c(B) + \frac{4r_f^3}{3} \int_{B_{dc}-B_m+\Delta B_{p,m}}^{B_{dc}+B_m} dB J_c(B) \\
 & - \frac{4r_f^3}{3} \int_{B_{dc}+B_m}^{B_{dc}+B_m-\Delta B_{p,m}} dB [1 - e_{down}^2(B)] J_c(B) - \frac{4r_f^3}{3} \int_{B_{dc}+B_m-\Delta B_{p,m}}^{B_{dc}-B_m} dB J_c(B)
 \end{aligned}$$

pour $\Delta B_{p,m} \leq B_{dc} + B_m$ (5.40)

Cette équation peut être réécrite

$$\begin{aligned}
 W_f = & \frac{8r_f^3}{3} \int_{-B_m}^{+B_m} dB J_c(B) - \frac{4r_f^3}{3} \int_{-B_m}^{-B_m+\Delta B_{p,m}} dB e_{up}^2(B) J_c(B) \\
 & + \frac{4r_f^3}{3} \int_{+B_m}^{+B_m-\Delta B_{p,m}} dB e_{down}^2(B) J_c(B)
 \end{aligned}$$

pour $\Delta B_{p,m} \leq B_{dc} + B_m$ (5.41)

Si B_m est grand devant $\Delta B_{p,m}$, les deux dernières intégrales de l'Eq. (5.41) peuvent être négligées et W_f est alors égale à

$$W_f \approx \frac{8r_f^3}{3} \int_{B_{dc}-B_m}^{B_{dc}+B_m} dB J_c(B) \quad \text{pour } \Delta B_{p,m} \ll B_m \quad (5.42)$$

Si, de plus, nous supposons que J_c est constante et égale à $J_c(B_{dc})$, nous pouvons écrire

$$W_f \approx \frac{16r_f^3}{3} J_c(B_{dc}) B_m \quad \text{pour } \Delta B_{p,m} \ll B_m \quad (5.43)$$

V.2.4 COMPORTEMENT D'UN BRIN SUPRACONDUCTEUR

Un brin supraconducteur est constitué d'un grand nombre de filaments noyés dans une matrice métallique. Le moment magnétique, \vec{M}_s , et les pertes par hystérésis par unité de longueur de brin, W_s , peuvent être calculés en sommant les contributions des filaments (on néglige alors l'influence d'un filament sur son voisin). Dans le cas où tous les filaments sont dans le même état d'aimantation, nous pouvons écrire

$$\vec{M}_s = n_f \vec{M}_f \quad (5.44.a) \quad \text{et} \quad W_s = n_f W_f \quad (5.43.b)$$

où n_f est le nombre de filaments.

Nous pouvons aussi définir une aimantation, \vec{M}_s et des pertes par hystérésis par unité de volume de non cuivre, W_s , en posant

$$\vec{M}_s = \frac{\vec{M}_f}{A} \quad (5.45.a) \quad \text{et} \quad W_s = \frac{W_f}{A} \quad (5.44.b)$$

où A est la section de non cuivre. Dans le cas où les filaments ont une taille bien définie et uniforme, nous pouvons écrire

$$A = n_f \pi r_f^2 \quad (5.46)$$

En combinant les Eqs. (5.44) à (5.46), il s'ensuit

$$\vec{M}_s = \frac{\vec{M}_f}{\pi r_f^2} \quad (5.47.a) \quad \text{et} \quad W_s = \frac{W_f}{\pi r_f^2} \quad (5.47.b)$$

Nous constatons que ces quantités ne dépendent pas du nombre de filaments. De plus, nous avons vu que \vec{M}_f et W_f sont proportionnels à r_f^3 , il en découle que \vec{M}_s et W_s varient linéairement en r_f . Par exemple, pour une montée en induction de 0 à B_0 , nous avons

$$\vec{M}_s(B_0) = -\frac{4}{3\pi} J_c(B_0) r_f \vec{u} \quad \text{pour } B_{p,v} \leq B_0 \quad (5.48)$$

De même, pour un brin soumis à une induction variant trapézoïdalement entre $(B_{dc}-B_m)$ et $(B_{dc}+B_m)$, nous pouvons écrire

$$W_s = \frac{8r_f}{3\pi} \int_{B_{dc}-B_m}^{B_{dc}+B_m} dB J_c(B) - \frac{8r_f}{3\pi} \int_{B_{dc}-B_m}^{B_{dc}-B_m+\Delta B_{p,m}} dB e_{up}^2(B) J_c(B)$$

pour $\Delta B_{p,m} \leq B_{dc}+B_m$ (5. 49)

V.2.5 DEFINITION DU RAYON EFFECTIF

Dans le cas de brins en niobium étain fabriqués suivant le procédé "étain interne", les Eqs. (5.48) et (5.49) peuvent être utilisées pour déterminer un rayon effectif de filament, r_{eff} . En effet, comme nous l'avons vu au chapitre II, lors de la fabrication des filaments supraconducteurs, un pontage entre les filaments peut apparaître. Le pontage des filaments a pour conséquence un comportement magnétique collectif de ceux-ci. Le rayon effectif permet donc de déterminer un rayon moyen des filaments qui prend en compte ce phénomène de pontage. Ce rayon peut être déterminé en écrivant

$$r_{eff} = \frac{3\pi}{4} \frac{|\vec{M}_s(B)|}{J_c(B)} \quad \text{pour } B_{p,v} \leq B \quad (5. 50)$$

ou en résolvant l'équation implicite

$$r_{eff} = \frac{3\pi}{8} \frac{W_s}{\int_{B_{dc}-B_m}^{B_{dc}+B_m} dB J_c(B) - \int_{B_{dc}-B_m}^{-B_m+\Delta B_{p,m}} dB e_{up}^2(B) J_c(B)}$$

pour $\Delta B_{p,m} \leq B_{dc}+B_m$ (5. 51)

où \vec{M}_s et W_s désigne respectivement le moment magnétique et les pertes par hystérésis par unité de longueur et par unité de section de non cuivre, et J_c désigne la densité de courant critique par unité de section de non cuivre.

Si B_m est grand devant $\Delta B_{p,m}$, la deuxième intégrale au dénominateur de l'Eq. (5.51) peut être négligée et le rayon effectif s'écrit

$$r_{\text{eff}} = \frac{3\pi}{8} \frac{W_s}{B_{dc} + B_m} \int_{B_{dc} - B_m} dBJ_c(B) \quad \text{pour } \Delta B_{p,m} \ll B_m \quad (5.52)$$

C'est ce rayon effectif que nous chercherons à déterminer à partir des mesures de pertes sur brins.

V.3 PERTES PAR COURANTS DE COUPLAGE INTRABRIN

V.3.1 DESCRIPTION ET MODELISATION DU BRIN

Considérons un brin Nb_3Sn "étain interne" analogue à ceux dont nous disposons dans le cadre de notre étude. Le brin est composé de N_{ss} sous-éléments ($N_{ss} = 7$ ou 19) entourés de deux barrières anti-diffusion et complété par une couronne de cuivre (voir Fig. 5.5). Un sous-élément est constitué de n_f filaments en Nb 7,5% (en masse) Ta disposés de manière circulaire autour d'une piscine d'étain dans une matrice de cuivre. Les barrières anti-diffusion, séparant la zone contenant les sous-éléments de la couronne de cuivre, sont en tantale (intérieure) et niobium (extérieure). Le rapport cuivre-sur-non-cuivre est noté r_{cu} et le pas de torsade des sous-éléments est noté l_p .

Afin d'estimer les pertes par courants de couplage intrabrin, nous avons modélisé le brin par une zone multifilamentaire de rayon R_0 , de résistivité transverse équivalente ρ_{t0} , et de résistivité longitudinale ρ_{l0} , entourée de trois anneaux résistifs concentriques de rayon extérieur R_1 et de résistivité ρ_1 (voir Fig. 5.6).

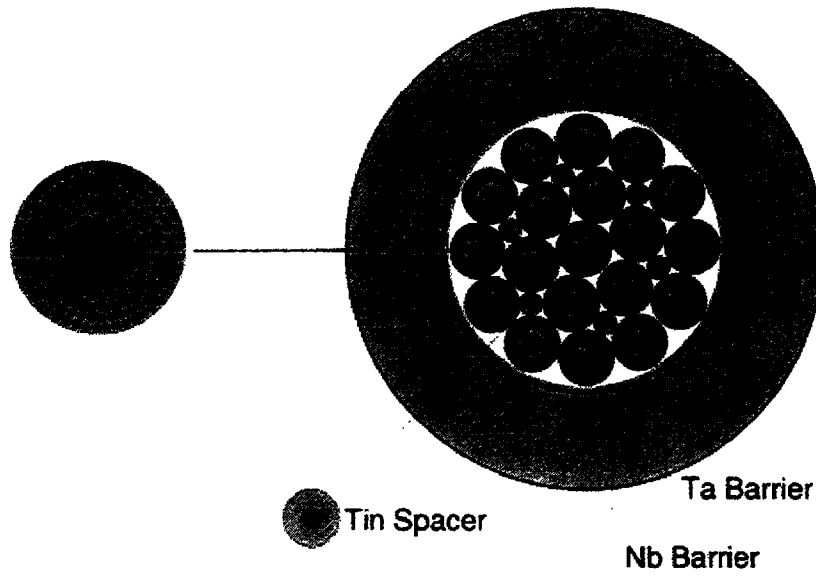


Fig. 5.5 : Représentation de la section d'un brin en Nb₃Sn (brin de type ITER/IGC)

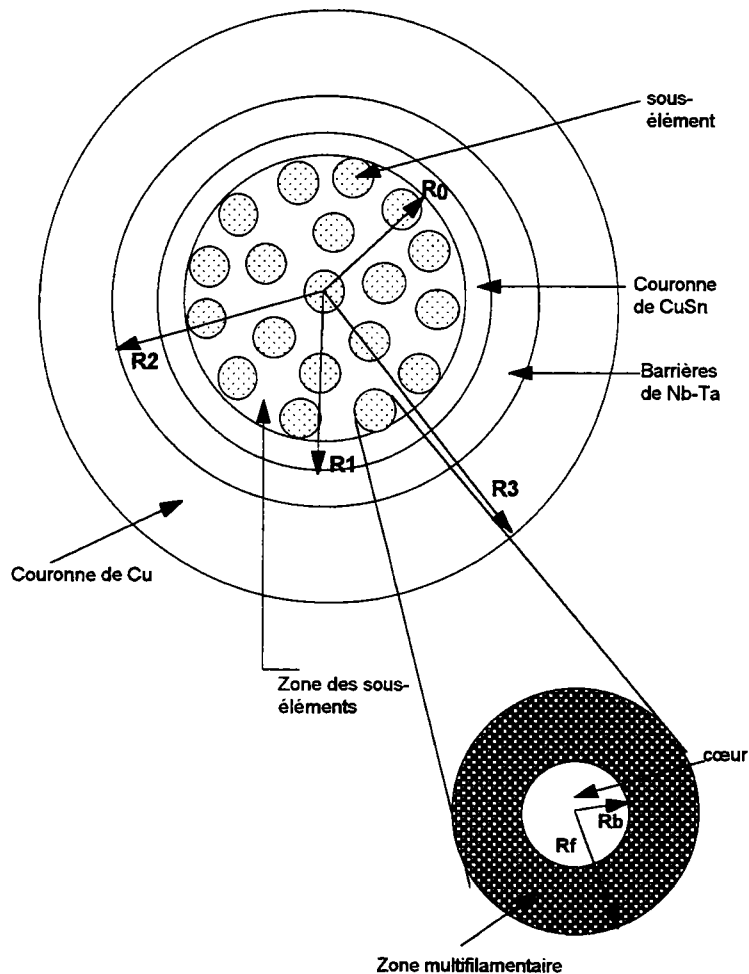


Fig. 5.6 : Modélisation d'un brin multifilamentaire en Nb_3Sn

La zone multifilamentaire correspond à la zone comprenant les sous-éléments. Sa limite est un cercle tangent aux filaments les plus extérieurs des sous-éléments périphériques. Dans la suite du calcul, ces sous-éléments seront assimilés à des monofilaments. Chaque monofilament sera considéré comme un milieu supraconducteur homogène. Nous négligerons ainsi les distributions de courants de couplage entre filaments, à l'intérieur du sous-élément. La justification de cette hypothèse sera donnée dans la section V.3.9.

La première couronne correspond à la zone comprise entre la zone multifilamentaire et la barrière de tantale. Lors de la fabrication du composé Nb_3Sn , l'étain diffuse à travers la matrice de cuivre et forme du bronze. La zone multifilamentaire étant limitée par les filaments les plus externes, il reste une couronne de bronze de faible épaisseur que nous avons modélisé. Nous verrons, à la section V.3.8, l'importance de la modélisation de cette couronne de bronze.

La seconde couronne est constituée des deux barrières anti-diffusion. Les deux barrières seront traitées comme un milieu équivalent, homogène et isotrope (la modélisation du brin en utilisant 4 couronnes complique de beaucoup le calcul).

La troisième couronne correspond à la couronne de cuivre entourant les barrières anti-diffusion.

V.3.2 EXPRESSIONS GÉNÉRALES DE LA PUISSANCE DISSIPÉE

Si nous séparons les contributions de chaque zone, la puissance dissipée, par unité de volume de brin, pour un brin soumis à un champ variable $B(t)$, est donnée par (voir annexe III) :

i) puissance dissipée dans la zone multifilamentaire

$$P_0 = \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 \frac{1}{\rho_{10}} \left(\frac{R_0}{R_3}\right)^2 \left[\left(\frac{I_p}{2\pi}\right)^2 + \frac{\rho_{10}}{\rho_{10}} \frac{R_0^2}{4} \right] \quad (5.53)$$

ii) puissance dissipée dans la première couronne résistive (couronne de bronze)

$$P_1 = \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 \frac{1}{\rho_1} \left\{ \left(\frac{I_p}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{R_0}{R_3}\right)^2 \left[\frac{R_1^2 - R_0^2}{R_0^2} (R_0^2 + \delta^2 R_1^2) \alpha_1^2 \right] + \frac{(R_1^4 - R_0^4)}{4R_3^2} \right\} \quad (5.54)$$

iii) puissance dissipée dans la seconde couronne résistive (barrière de tantale-niobium)

$$P_2 = \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 \frac{1}{\rho_2} \left\{ \left(\frac{I_p}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{R_0}{R_3}\right)^2 \left[\frac{R_2^2 - R_1^2}{R_1^2} (R_1^2 + \sigma^2 R_2^2) \alpha_2^2 \right] + \frac{(R_2^4 - R_1^4)}{4R_3^2} \right\} \quad (5.55)$$

iv) puissance dissipée dans la troisième couronne résistive (couronne de cuivre)

$$P_3 = \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 \frac{1}{\rho_3} \left\{ \left(\frac{I_p}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{R_0}{R_3}\right)^2 \left[\frac{R_3^2 - R_2^2}{R_2^2} (R_2^2 + R_3^2) \alpha_3^2 \right] + \frac{(R_3^4 - R_2^4)}{4R_3^2} \right\} \quad (5.56)$$

où a_1 , a_2 et a_3 sont trois coefficients définis par

$$a_1 = \frac{R_0}{R_0^2 + \delta R_1^2} \quad (5.57)$$

$$a_2 = \frac{R_0 R_1^2 (\delta + 1)}{(R_0^2 + \delta R_1^2)(R_1^2 + \sigma R_2^2)} \quad (5.58)$$

$$a_3 = \frac{R_0 R_1^2 R_2^2 (\delta + 1)(\sigma + 1)}{(R_0^2 + \delta R_1^2)(R_1^2 + \sigma R_2^2)(R_3^2 + R_2^2)} \quad (5.59)$$

et où σ et δ sont deux coefficients définis par

$$\sigma = \frac{\rho_3(R_3^2 + R_2^2) + \rho_2(R_3^2 - R_2^2)}{\rho_3(R_3^2 + R_2^2) - \rho_2(R_3^2 - R_2^2)} \quad (5.60)$$

et

$$\delta = \frac{\rho_2(\sigma R_2^2 + R_1^2) + \rho_1(\sigma R_2^2 - R_1^2)}{\rho_2(\sigma R_2^2 + R_1^2) - \rho_1(\sigma R_2^2 - R_1^2)} \quad (5.61)$$

Il est à noter que dans les Eqs. (5.53) à (5.56), le dernier terme correspond à la puissance dissipée par les courants de Foucault dans la couronne. Ces pertes sont liées à des courants circulant longitudinalement. Pour la seconde couronne (correspondant aux barrières), nous avons fait l'hypothèse que la résistivité longitudinale était égale à la résistivité transverse.

V.3.3 EXPRESSIONS GENERALES DES CONSTANTES DE TEMPS

Comme nous l'avons vu à la section V.2.3.1, la puissance dissipée par unité de volume pour un brin de section circulaire, P , peut être mise sous la forme [Eq. (5.9)]

$$P = \frac{2\tau}{\mu_0} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2$$

En comparant les Eqs. (5.9) et (5.53) à l'Eq. (5.56), les constantes de temps associées aux différents termes de puissances dissipées peuvent s'écrire

i) constante de temps liée à la zone multifilamentaire

$$\tau_0 = \frac{\mu_0}{2} \frac{1}{\rho_{t0}} \left(\frac{R_0}{R_3} \right)^2 \left[\left(\frac{I_p}{2\pi} \right)^2 + \frac{\rho_{t0}}{\rho_{10}} \frac{R_0^2}{4} \right] \quad (5.62)$$

ii) constante de temps liée à la première couronne résistive (couronne de bronze)

$$\tau_1 = \frac{\mu_0}{2} \frac{1}{\rho_1} \left\{ \left(\frac{I_p}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{R_0}{R_3} \right)^2 \left[\frac{R_1^2 - R_0^2}{R_0^2} (R_0^2 + \delta^2 R_1^2) \alpha_1^2 \right] + \frac{(R_1^4 - R_0^4)}{4R_3^2} \right\} \quad (5.63)$$

iii) constante de temps liée à la seconde couronne résistive (barrière de tantale-niobium)

$$\tau_2 = \frac{\mu_0}{2} \frac{1}{\rho_2} \left\{ \left(\frac{I_p}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{R_0}{R_3} \right)^2 \left[\frac{R_2^2 - R_1^2}{R_1^2} (R_1^2 + \sigma^2 R_2^2) \alpha_2^2 \right] + \frac{(R_2^4 - R_1^4)}{4R_3^2} \right\} \quad (5.64)$$

iv) constante de temps liée à la troisième couronne résistive (couronne de cuivre)

$$\tau_3 = \frac{\mu_0}{2} \frac{1}{\rho_3} \left\{ \left(\frac{I_p}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{R_0}{R_3} \right)^2 \left[\frac{R_3^2 - R_2^2}{R_2^2} (R_2^2 + R_3^2) \alpha_3^2 \right] + \frac{(R_3^4 - R_2^4)}{4R_3^2} \right\} \quad (5.65)$$

V.3.4 ESTIMATION DES RAYONS

Afin d'estimer les valeurs des différentes constantes de temps de chaque brin, nous devons déterminer les rayons de chaque zone. La détermination des rayons se fait en utilisant des micrographies des brins. Des exemples de micrographies sont présentées Figs. (5.7) et (5.8). Nous rappelons que, dans notre modélisation, les différentes couronnes sont supposées être des anneaux concentriques.

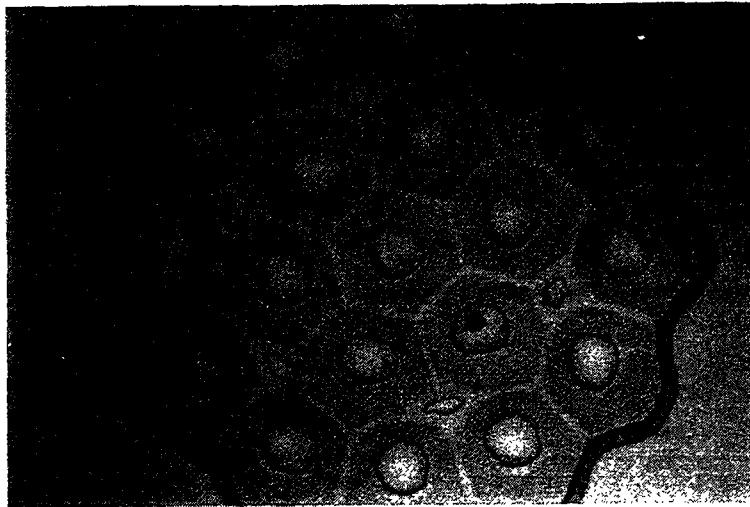


Fig. 5.7 : Micrographie d'un brin Nb₃Sn à 19 sous-éléments (avant réaction)

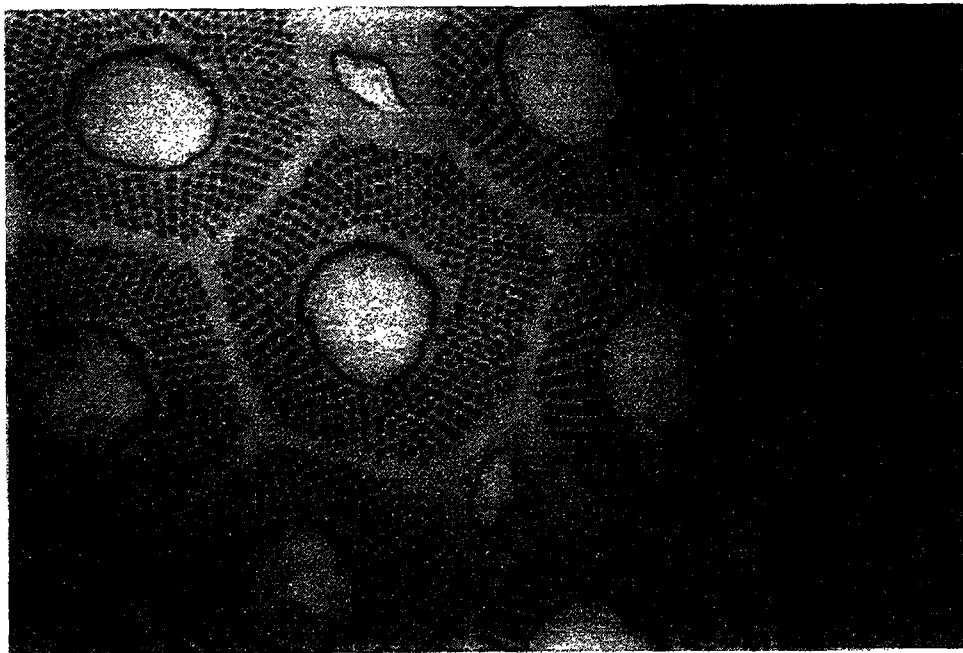


Fig. 5.8 : Micrographie d'un brin Nb₃Sn (zoom sur la périphérie de la zone multifilamentaire)

Le rayon extérieur du brin, R_3 , est un paramètre connu. Connaissant le rapport cuivre-sur-non-cuivre, r_{cu} , il est possible de déterminer le rayon intérieur de la couronne de cuivre, R_2 . Ce rayon est déterminé à l'aide de la formule

$$R_2 = \sqrt{\frac{R_3^2}{1+r_{cu}}} \quad (5.66)$$

La détermination des rayons R_1 et R_0 se fait en mesurant l'épaisseur des couronnes correspondantes sur les micrographies. En effet, la forme des couronnes n'étant pas parfaitement circulaire, nous mesurons l'épaisseur moyenne des couronnes et nous donnons une valeur moyenne ainsi que l'écart crête à crête autour de cette valeur. Toujours d'après les micrographies, nous pouvons déterminer le rayon d'un sous-élément, R_{ss} , ainsi que le rayon de la zone filamentaire d'un sous-élément. La détermination des ces deux rayons nous sera utile pour discuter de l'approximation "monofilamentaire". Le Tableau 5.1 récapitule les rayons obtenus pour chaque zone et pour chaque brin. Il est à noter que l'épaisseur des deux barrières anti-diffusion est la même pour l'ensemble des brins.

Tableau 5.1 : Valeurs des rayons des différentes couronnes concentriques modélisant un brin

Rayons des zones	IGC	5/2856	6/2856	4/2856	2/7752
R_3 (μm)	405	390	390	390	413
R_2 (μm)	259	263	253	233	269
R_1 (μm)	244 (± 1)	248 (± 2)	238 (± 2)	216 (± 2)	254 (± 1)
R_0 (μm)	242 ($\pm 0,5$)	244 ($\pm 0,5$)	234 ($\pm 0,5$)	210 ($\pm 0,5$)	250 ($\pm 0,2$)
R_{ss} (μm)	50 (± 6)	77 (± 5)	84 (± 6)	73 (± 4)	48 (± 2)
R_f (μm)	2 ($\pm 0,5$)	2,5 ($\pm 0,5$)	2,5 ($\pm 0,5$)	2,5 ($\pm 0,5$)	2 ($\pm 0,5$)

V.3.5 ESTIMATION DES RESISTIVITES

V.3.5.1 COURONNE DE BRONZE

Il nous faut maintenant déterminer la résistivité des couronnes. Selon C.E. Bruzek [Bruzek, 1998], le bronze formé après réaction est un bronze à 7 % (en masse) Sn. En utilisant [Cogan, 1980], nous trouvons : $\rho_{\text{bronze}} = \rho_1 = 9 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$.

V.3.5.2 COURONNE DE TANTALE-NIOBIUM

Dans la modélisation du brin, nous avons assimilé les deux barrières anti-diffusion à une seule couronne. Nous avons alors défini une résistivité équivalente, ρ_2 , à ces deux barrières. Comme nous l'avons fait remarquer à la section V.3.5, les rayons des barrières anti-diffusion sont les mêmes pour l'ensemble des brins. De plus, il est à noter que le niobium est un supraconducteur de type II avec un champ critique de seconde espèce de 0,268 T à 4,2 K [Ekin, 1983]. Nous avons donc supposé dans ce calcul que ce dernier est toujours dans l'état normal.

Nous avons effectué une série de mesure sur un échantillon de barrières fournies par Alstom afin d'en déterminer la résistivité transverse équivalente. Ces mesures ont été effectuées au sein du Service d'Etude des Accélérateurs du CEA Saclay [Claire, 1998]. La résistivité transverse, une fois le niobium transité, a été estimée à $\rho_2 = 3,75 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$. Nous supposons par la suite que cette résistivité est la même pour le brin fabriqué par la compagnie IGC.

V.3.5.3 COURONNE DE CUIVRE

La résistivité de la couronne de cuivre est déterminée en utilisant un programme Fortran écrit par A. Devred et utilisant les données de [Simon, 1987]. En fixant les paramètres d'entrée du programme à savoir le RRR, l'induction magnétique B et la température T , nous obtenons les valeurs de la résistivité du cuivre de chaque brin. Dans le cas des brins Alstom, la valeur du RRR a été mesurée par leur soin. Dans le cas du brin fabriqué par la compagnie IGC, la valeur de RRR choisie correspond à la valeur moyenne mesurée par différents laboratoires sur ce type de brin [ITER, 1996]. Le Tableau 5.2 présente les valeurs de RRR mesurées. Nous utiliserons la valeur moyenne des mesures effectuées. Pour l'ensemble des brins, la valeur de l'induction a été choisie à 1,5 T et la température à 4,2 K. Le choix de la valeur de l'induction a été gouverné par le dispositif expérimental (voir chapitre VI). Il est à noter que la valeur du RRR choisie correspond à celle mesurée sur le brin et non celle mesurée sur le cuivre seul. Nous faisons donc l'hypothèse que ces deux valeurs sont proches.

Tableau 5.2 : Valeurs des RRR de chaque brin

Référence du brin	RRR (mini)	RRR (maxi)	RRR (moyen)
IGC	120	220	130
5/2856	33	177	93
6/2856	33	227	130
4/2856	113	219	150
2/7752			250

V.3.5.4 ZONE MULTIFILAMENTAIRE

La détermination de la résistivité transverse ρ_{10} de la zone multifilamentaire se fait en utilisant la formule donnée par Carr [Carr, 1977] et reprise par Davoust [Davoust, 1978]

$$\rho_{10} = \rho_m \frac{1 + \lambda}{1 - \lambda} \quad (5.67)$$

où ρ_m est la résistivité de la matrice (ici le bronze) et λ la proportion de supraconducteur dans la zone filamentaire. Dans son étude, Davoust montre que la résistivité peut être calculé en utilisant cette formule dans le cas de composites multifilamentaires. La proportion de supraconducteur dans l'approximation monofilamentaire, λ_b , se calcule en faisant le rapport de la surface occupée par les N_{ss} sous-éléments, de rayon R_{ss} , sur la surface de la zone multifilamentaire, i.e.

$$\lambda_b = \frac{N_{ss} \pi R_{ss}^2}{\pi R_0^2} \quad (5.68)$$

L'Eq. (5.67) est valable si nous faisons l'hypothèse d'une grande résistance de contact entre les filaments et la matrice de bronze. Cette hypothèse est consistante avec notre approximation "monofilamentaire".

Pour la détermination de la résistivité longitudinale, ρ_{10} , nous utilisons une formule donnée par Davoust [Davoust, 1978]

$$\rho_{10} = \frac{\rho_m}{1 - \lambda} \quad (5.69)$$

Il est à noter que cette formule est valable si la condition $\left(\frac{2\pi R_0}{l_p}\right)^2 \ll 1$ est vérifiée, c'est à dire si l'on peut négliger les effets du torsadage des filaments.

Le Tableau 5.3 récapitule les résistivités obtenues pour chaque brin et dans chaque zone.

Tableau 5.3 : Valeurs des résistivités de chaque zone du brin

Résistivité des zones	IGC	5/2856	6/2856	4/2856	2/7752
ρ_3 (Ωm)	$1,7 \cdot 10^{-10}$	$2,15 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{-10}$	$1,55 \cdot 10^{-10}$	$1,77 \cdot 10^{-10}$
ρ_2 (Ωm)	$3,75 \cdot 10^{-8}$	$3,75 \cdot 10^{-8}$	$3,75 \cdot 10^{-8}$	$3,75 \cdot 10^{-8}$	$3,75 \cdot 10^{-8}$
ρ_1 (Ωm)	$9 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$
ρ_{t0} (Ωm)	$8,63 \cdot 10^{-7}$	$5,16 \cdot 10^{-7}$	$1,75 \cdot 10^{-6}$	$1,08 \cdot 10^{-6}$	$5,11 \cdot 10^{-7}$
ρ_{l0} (Ωm)	$4,76 \cdot 10^{-7}$	$2,97 \cdot 10^{-7}$	$9,18 \cdot 10^{-7}$	$5,8 \cdot 10^{-7}$	$3,0 \cdot 10^{-7}$

V.3.6 APPLICATION NUMERIQUE

Le Tableau 5.4 présente un récapitulatif des constantes de temps déterminées dans chaque zone ainsi que la constante totale déterminée en faisant la somme des différentes constantes de temps.

Tableau 5.4 : Valeurs des constantes de temps de chaque zone du brin

Constante de temps des zones	IGC	5/2856	6/2856	4/2856	2/7752
τ_0 (s)	$4,5 \cdot 10^{-7}$	$8,3 \cdot 10^{-7}$	$2,3 \cdot 10^{-7}$	$2,9 \cdot 10^{-7}$	$7,9 \cdot 10^{-7}$
τ_1 (s)	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$3,51 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$3,8 \cdot 10^{-5}$
τ_2 (s)	$7,7 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-5}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$2,7 \cdot 10^{-5}$	$5,7 \cdot 10^{-5}$
τ_3 (s)	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$
	(90 %)	(86 %)	(93 %)	(98 %)	(96 %)
τ_{tot} (s)	$2,43 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$

Il est à noter que la constante de temps la plus élevée est obtenue pour la couronne de cuivre. Cette couronne est donc le siège des pertes les plus importantes. Nous avons aussi fait figurer dans ce tableau la contribution (en pourcentage) des courants de Foucault pour chaque zone lorsque celle-ci n'était pas négligeable (c'est à dire supérieure à 1 %). On constate que ceux-ci sont négligeables pour l'ensemble des zones sauf pour la couronne de cuivre où leur contribution est prédominante. Afin de diminuer la valeur de la constante de temps totale, une solution serait d'utiliser un cuivre moins pur. Malheureusement, cela entrerait en conflit avec les exigences liées à la stabilité du brin (voir chapitre II).

Il est à noter que la constante de temps la plus élevée est obtenue pour le brin 2/7752 à 19 sous-éléments. Le rayon du brin et le rapport cuivre-sur-non-cuivre étant élevés, la contribution de la couronne de cuivre est l'une des plus importante.

V.3.7 INFLUENCE DE CERTAINS PARAMETRES DE FABRICATION

Afin de déterminer l'influence des paramètres de conception, nous allons travailler sur le brin 5/2856. Calculons la constante de temps totale en prenant pour valeurs de R_0 et R_1 , les valeurs extrêmes déterminées, à savoir $R_0 = 243,5 \mu\text{m}$ et $R_1 = 250 \mu\text{m}$ puis $R_0 = 244,5 \mu\text{m}$ et $R_1 = 246 \mu\text{m}$. Tout calcul fait, il vient $\tau_{\text{tot}} = 0,177 \text{ ms}$ dans le premier cas et $\tau_{\text{tot}} = 0,21 \text{ ms}$ dans le second cas. Nous voyons donc ici que la couronne de bronze a peu d'influence.

La valeur du RRR du cuivre peut varier d'un échantillon de brin à un autre. En prenant les valeurs de RRR extrêmes mesurées, i.e. : $RRR = 33$ ou $RRR = 177$, la résistivité du cuivre varie (à 4,2 K et 1,5 T) de $5,1 \cdot 10^{-10} \Omega\text{m}$ à $1,4 \cdot 10^{-10} \Omega\text{m}$. Cette variation entraîne une variation de la constante de temps totale de 0,12 ms à 0,24 ms. La valeur du RRR du cuivre influe donc fortement la constante de temps totale (une augmentation d'un facteur 5 du RRR entraînant une augmentation d'un facteur 2 de la constante de temps).

Nous voyons donc la sensibilité des résultats de ce modèle par rapport à l'indétermination des paramètres de fabrication.

V.3.8 DISCUSSION DE L'APPROXIMATION "MONOFILAMENTAIRE"

Dans ce calcul, nous avons assimilé chaque sous-élément à un monofilament. Afin de vérifier la faible importance des pertes ayant lieu au niveau des sous-éléments, nous avons calculé les pertes associées à un sous-élément seul dans l'espace.

Un sous-élément, utilisé dans la fabrication des brins décrits précédemment, peut être représenté par un cœur résistif de rayon R_b et de résistivité ρ_b , et d'une partie multifilamentaire de rayon R_{ss} , de résistivité transverse ρ_{tss} , et de résistivité longitudinale ρ_{lss} . La puissance dissipée par unité de volume de brin d'un sous-élément, P_{ss} , s'écrit alors (voir Annexe III)

$$P_{ss} = \frac{1}{R_3^2} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \left\{ \frac{1}{\rho_{tss}} \left[\left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{R_{ss}^2 - R_b^2}{2} \right) + \frac{\rho_{lss}}{\rho_{tss}} \left(\frac{R_{ss}^4 - R_b^4}{4} \right) \right] + \frac{R_b^2}{\rho_b} \left[\left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 + \frac{R_b^2}{4} \right] \right\} \quad (5.70)$$

La détermination des rayons s'effectue à l'aide de micrographies. Le cœur est constitué de bronze de résistivité : $\rho_{\text{bronze}} = \rho_b = 9 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ [Cogan, 1980] [bronze à 7 % (en masse) Sn]. La résistivité de la partie multifilamentaire se calcule à l'aide des Eqs (5.67) et (5.68). Un sous-élément est constitué de n_f filaments de rayon r_f . La proportion de supraconducteur dans un sous-élément, λ_{ss} , se calcule en faisant le rapport de la surface occupée par les n_f filaments sur la surface de la zone multifilamentaire, i.e.

$$\lambda_{ss} = \frac{n_f \pi r_f^2}{\pi(R_{ss}^2 - R_b^2)} \quad (5.71)$$

Un brin est constitué de N_{ss} sous-éléments. En négligeant l'interaction d'un sous-élément avec ses voisins, nous pouvons estimer, à l'aide des Eqs. (5.61) et (5.70), la constante de temps liée à ces sous-éléments. Cette constante de temps, τ_{ss} , est égale à N_{ss} fois la constante de temps d'un sous-élément. Tout calcul fait, il vient

$$\tau_{ss} = \frac{1}{R_3^2} \frac{N_{ss} \mu_0}{2} \left\{ \frac{1}{\rho_{tss}} \left[\left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{R_{ss}^2 - R_b^2}{2} \right) + \left(\frac{R_{ss}^4 - R_b^4}{4} \right) \right] + \frac{R_b^2}{\rho_b} \left[\left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 + \frac{R_b^2}{4} \right] \right\} \quad (5.72)$$

Le Tableau 5.5 donne un récapitulatif des valeurs de rayons et de résistivités considérés ainsi que du nombre de filaments et de sous-éléments. Ce tableau donne de plus les constantes de temps obtenues. Ces constantes de temps sont très inférieures aux constantes de temps des brins calculées précédemment. L'approximation visant à considérer les sous-éléments comme des monofilaments semble donc être justifiée.

Tableau 5.5 : Valeurs des différents paramètres pour le calcul de la constante de temps intra sous-éléments

	IGC	5/2856	6/2856	4/2856	2/7752
n_f	162	408	408	408	408
N_{ss}	19	7	7	7	19
r_f (μm)	2,1	3,1	3,1	3,1	1,8
R_b (μm)	25	33	38	33	24
R_{ss} (μm)	50	77	84	73	48
ρ_b (Ωm)	$9 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$
ρ_{tss} (Ωm)	$2 \cdot 10^{-7}$	$8,57 \cdot 10^{-7}$	$5,07 \cdot 10^{-7}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$6,75 \cdot 10^{-7}$
ρ_{lss} (Ωm)	$1,45 \cdot 10^{-7}$	$4,74 \cdot 10^{-7}$	$2,98 \cdot 10^{-7}$	$1,19 \cdot 10^{-6}$	$3,83 \cdot 10^{-7}$
τ_{ss} (s)	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$9,1 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$

V.4 PERTES PAR COURANT DE COUPLAGE INTERBRIN

V.4.1 MODELES

Rappelons que les câbles étudiés dans ce calcul sont des câbles de type Rutherford, à deux couches de brins torsadés entre eux, comme représenté Fig. 5.9. Nous désignons par N_b le nombre de brins, L_c le pas de transposition des brins dans le câble, h_m la hauteur et $(2c)$ la largeur.

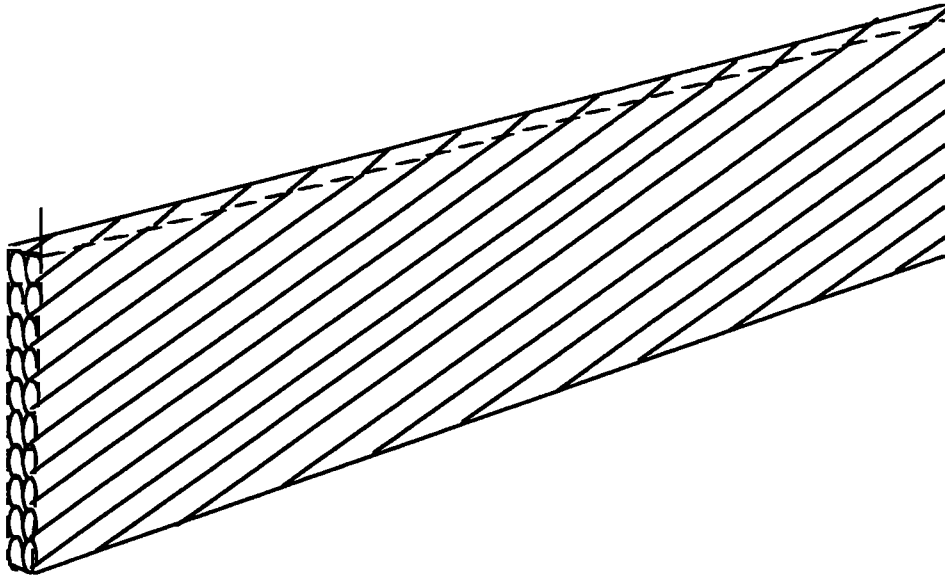


Fig. 5.9 : Câble de Rutherford

Comme nous l'avons vu au Chapitre IV, le modèle utilisé repose sur les principes suivants :

- Les brins sont modélisés par des fils infiniment fins (voir Fig. 5.10).
- Sur un pas de transposition, chaque brin croise deux fois chacun des (N_b-1) autres brins. Ces contacts sont modélisés par des résistances élémentaires, dites de croisement, et notées R_c .
- Sur toute la longueur du câble, chaque brin est en contact continu avec les deux brins qui lui sont adjacents. Le modèle propose de discrétiser ce contact grâce à des résistances élémentaires, dites adjacentes, et notées R_a , qui sont placées entre deux brins adjacents au niveau de chaque nœud constitué par les résistances de croisement.

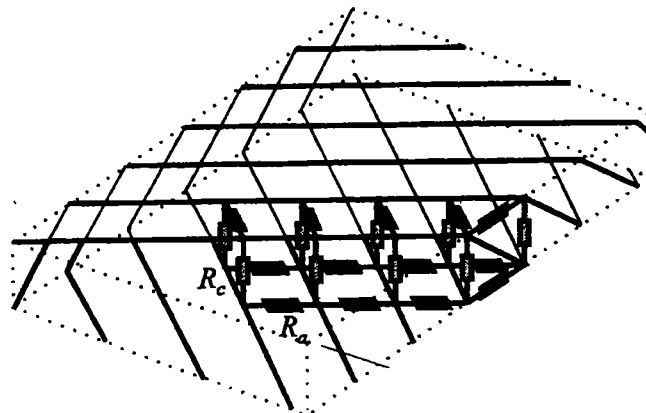


Fig. 5.10 : Modélisation d'un câble de Rutherford

Nous étudions ici les deux contributions séparément.

V.4.2 PERTES DANS LE CAS OU R_A EST INFINIE

V.4.2.1 EXPRESSION DES PUISSANCES DISSIPÉES

Dans ce cas, les courants de couplage créés passent d'un brin à un autre en traversant les résistances de croisement, R_c . Nous supposons les résistances de croisement uniformes. Si le câble est soumis à un champ magnétique, $B(t)$, variable dans le temps mais uniforme dans l'espace et s'appliquant perpendiculairement à la grande face du câble, la puissance dissipée par unité de longueur de câble, P_c , peut s'écrire (voir Annexe III)

$$P_c \approx \frac{(N_b^4 - 1)(2c)^2 L_c}{120(N_b - 1)^2 R_c} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \approx \frac{N_b^2 (2c)^2 L_c}{120 R_c} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (5.73)$$

On reconnaît ici une expression identique à celles données par Carr [Carr, 1995] et Morgan [Morgan, 1973]. Cette expression est très semblable à celles données par Verweij [Verweij, 1995] et Sytnikov [Sytnikov, 1992]. Les différences concernent la dépendance en N_b et s'expliqueraient par les modélisations des résistances aux bords du câble [Verweij, 1995]. De plus, cette expression est à rapprocher de celle donnée par Wilson [Wilson, 1972], à condition de faire la correspondance entre la résistance de contact par unité de surface définie par Wilson et notre résistance de croisement.

Pour obtenir la puissance dissipée par unité de volume de câble, P_v , il suffit de diviser l'Eq. (5.73) par la section du câble, à savoir $[(2c)h_m]$, d'où

$$P_v \approx \frac{N_b^2 (2c) L_c}{120 h_m R_c} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (5.74)$$

V.4.2.2 EXPRESSION DE LA CONSTANTE DE TEMPS

En combinant les Eqs. (5.21) et (5.74), nous pouvons déterminer une constante de temps, τ_c , associée à la puissance dissipée P_c

$$n\tau_c = \frac{\mu_0 N_b^2 (2c)L_c}{120h_m R_c} \quad (5.75)$$

V.4.3 PERTES DANS LE CAS OU R_C EST INFINIE

V.4.3.1 EXPRESSION DES PUISSANCES DISSIPÉES

Dans ce cas, la puissance dissipée est due au passage des courants de couplage à travers les résistances adjacentes, R_a . En utilisant des modèles simples, à savoir le modèle discret décrit précédemment (voir Annexe III.A) ou un modèle continu (voir Annexe III.B), il est possible de calculer la puissance dissipée due à ces courants. Dans le cas où les résistances adjacentes sont supposées uniformes, la puissance dissipée par unité de longueur, P_a , peut s'écrire (voir Annexe III)

$$P_a \approx \frac{2(2c)^2 L_c}{12R_a} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (5.76)$$

La puissance dissipée par unité de volume, P_a , s'obtient en divisant l'Eq. (5.76) par la section du câble à savoir $[(2c)h_m]$ d'où

$$P_a \approx \frac{2(2c)L_c}{12h_m R_a} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (5.77)$$

Carr [Carr, 1995] et Sytnikov [Sytnikov, 1992] donne une expression identique à l'Eq. (5.76). Comme pour le cas où R_c est infinie, cette expression est très semblable à celle donnée par Verweij [Verweij, 1995]. La différence sur la dépendance en N_b s'expliqueraient, là aussi, par la modélisation des résistances aux bords du câble. Cette expression est, là aussi, à rapprocher de celle donnée par Wilson [Wilson, 1972], à condition de nouveau de faire la

correspondance entre la résistance de contact par unité de surface définie par Wilson et notre résistance adjacente.

V.4.3.2 EXPRESSION DE LA CONSTANCE DE TEMPS

En utilisant les Eqs. (5.21) et (5.77), la constante de temps, τ_a , associée à la puissance dissipée P_a , s'écrit

$$n\tau_a \approx \frac{2\mu_0(2c)L_c}{12n\hbar_m R_a} \quad (5.78)$$

V.4.4 COMPARAISON DES DEUX CONSTANTES DE TEMPS

Si nous définissons Π comme le rapport entre les deux constantes de temps, nous avons

$$\Pi = \frac{\tau_c}{\tau_a} = \frac{N_b^2 R_a}{20 R_c} \quad (5.79)$$

Il apparaît donc qu'à valeurs de résistances égales et pour un nombre de brins assez élevé ($N_b > 30$), la constante de temps et la puissance dissipée dues aux résistances de croisement sont largement supérieures à celles dues aux résistances adjacentes. Inversement, pour obtenir un même niveau de puissances dissipées, le rapport des résistances R_a et R_c doit être égale à $(20/N_b^2)$. Pour un câble à 36 brins, cela veut dire que R_a doit être 65 fois plus petite que R_c [Devred, 1998].

Si l'on désire diminuer la valeur des pertes, il est donc plus judicieux d'essayer de maximiser la valeur de la résistance de croisement tout en conservant une résistance adjacente assez faible pour permettre la redistribution du courant entre brin en cas de transition de l'un d'eux. C'est dans cette optique qu'a été étudié l'influence du chromage et du feuillard d'innox.

V.5 CONCLUSION

Nous avons développé différents modèles afin de caractériser les différents type de pertes qui apparaissent tant au niveau des brins qu'au niveau des câbles. Il est à noter que ces modèles ne s'appliquent pas au cas où le conducteur transporte du courant. De plus, nous avons supposé que les variations de l'induction magnétique extérieure sont suffisamment faibles pour pouvoir négliger les couplages entre les différents types de pertes.

Le modèle décrivant les pertes par hystérésis nous permettra de déterminer le diamètre effectif des filaments. Cette détermination s'effectuera grâce aux mesures de pertes sur brins et nous permettra de déterminer si un pontage entre filaments a eu lieu.

Le modèle décrivant les pertes par courants de couplage intrabrin a permis de mettre en évidence l'influence de la couronne de cuivre sur la valeur des pertes. Dans le chapitre suivant, des mesures de pertes sur brin sont confrontées à ce modèle.

Dans le cas des pertes par courants de couplage interbrin, nous avons développé deux modèles suivant la nature de la résistance dominante (adjacente ou de croisement). La comparaison de ces modèles a mis en évidence la prépondérance des pertes dues aux résistances de croisement (à valeur de résistance égale). Dans le chapitre suivant, des mesures de pertes sur câbles sont confrontées aux modèles. Il est à noter que pour ce faire, nous utiliserons les valeurs de résistances déterminées au chapitre IV.

REFERENCES

P. Bruzzone and K. Kwasnitza, "Influence of magnet winding geometry on coupling losses of multifilament superconductors," *Cryogenics*, Vol. 27, p. 539-544 (1987).

C.P. Bean, "Magnetization of high-field superconductors", *Rev. of M. Phys.*, Vol. 36 (Part 1), p. 31-39 (1964).

H. Brück, R. Meinke, F. Muller, P. Schmüser, "Field distortions from persistent currents in HERA magnets," *Particles and Fields*, Vol. 44, p. 385-392 (1989).

C.E. Bruzek, Alstom, 3 avenue des 3 chênes, 90018 Belfort Cedex, FRANCE, *Communication Privée* (1998).

A. Campbell, "A general treatment of losses in multifilamentary superconductors", *Cryogenics* (1982).

W.J. Carr, Jr., "Longitudinal and transverse losses in multifilament superconductors", *IEEE Trans. Magn.*, Mag-13(1), p. 192-197 (1977).

W.J. Carr, Jr., "AC loss and macroscopic theory of superconductors", Gordon and Breach Science Publisher, New York (1983).

W.J. Carr, Jr., V.T. Kovachev, "Interstrand eddy current losses in Rutherford cable", *Cryogenics*, Vol 35 (8), p. 529-534 (1995).

D. Ciazynski, "Distributions de courants et pertes à l'intérieur d'un composite multifilamentaire supraconducteur soumis à un champ magnétique," *Thèse de doctorat d'Etat*, Université Pierre et Marie Curie (1985).

D. Ciazynski, B. Turck, J.L. Duchateau and C. Meuris, "AC Losses and current redistribution in 40 kA NbTi and Nb₃Sn conductors for NET/ITER," *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, Vol 43 (1), p. 594-601 (1993).

A. Claire, *Communication Privée* (1998).

S.F. Cogan, R.M. Rose, "Properties of CuSn bronze at 4.2 K," *Cryogenics* (1980).

M.E. Davoust, "Conductivité électrique transverse dans les fils de matériaux composites multifilamentaires supraconducteur," *Thèse de doctorat*, Université Pierre et Marie Curie (1978).

A. Devred, "Superconductor Magnetization," *CRYOMAG/97/002* (1997).

A. Devred, L. Bacquart, P. Bredy, C.E. Bruzek, Y. Laumond, R. Otmani and T. Schild, "Interstrand resistance measurements on Nb₃Sn Rutherford-types cables," *presented at ASC-98*, Palm Desert, CA, USA (1998).

E. Durand, "Magnétostatique", Masson, Paris (1968).

J.W. Ekin in "Materials at low temperature", R.P. Reed and A.F. Clarks, eds., American Society for Metals, Metals Parks, Ohio (1983).

G. Fournet, "Electromagnétisme à partir des équations locales," Masson, Paris (1985).

ITER, Design Description Document, Appendix C., Annex II, "Conductor Database," *ITER document* (1996).

K.H. Mess, P. Schmüser, S. Wolff, "Superconducting Accelerator Magnets," World Scientific, p.45-100 (1996).

G.H. Morgan, "Eddy currents in flat metal-filled superconducting braids", *J. Appl. Phys*, Vol 44, p. 3319-3322 (1973).

T. Ogasawara, in "Composite superconductors", edited by Kozo Osamura, Marcel Dekker, New York (1994).

T. Ogitsu, "Influence of Cable Eddy Currents on the magnetic field of Superconducting Particle Accelerator Magnets," Doctoral Thesis, Tsukuba University (1994).

P.C. Rem, "Numerical Models for AC Superconductors," *Thèse de doctorat*, Université de Twente, p.10 (1986).

G. Ries, "AC losses in multifilamentary superconductors at technical frequencies", *IEEE Trans. Magn.*, Mag-13(1), p. 524-526 (1977).

J.P. Soubeyrand and B. Turck, "Losses in superconducting composites under high rate pulsed transverse field", *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 15, p. 248-251 (1979).

N.G. Simon, R.P. Reed, preliminary draft of "Cryogenic properties of copper and copper alloy," National Bureau of standards, Boulder, Colorado, USA (1987).

V.E. Sytnikov, I.B. Peshkov, " Coupling losses for superconducting cables in pulsed fields," *Adv. in Cryo. Eng.*, Vol 40, pp. 537-542 (1994).

V.E. Sytnikov, I.B. Peshkov, G.G. Svalov, Y.V. Prismaikov, "Transport and Induced Currents Distribution in Superconducting Transposed Cables," *Adv. in. Cryo. Eng.*, Vol 38, p. 553-558 (1992).

S. Takacs, "Coupling losses of finite superconducting cables", *Cryogenics*, (1984).

A. Verweij, "Electrodynamics of superconducting cables in accelerator magnet," *Thèse de doctorat*, Université de Twente, p. 78 (1995).

M.N. Wilson, "Rate Dependent Magnetization," *RHEL int. note, M/A26* (1972).

M.N. Wilson, "Superconducting magnets", Oxford Science Publication, Clarendon Press, Oxford (1983).

CHAPITRE VI : MESURES DE PERTES

VI.1 MESURES DE PERTES SUR BRINS

VI.1.1 PRINCIPE DE LA MESURE

Comme nous l'avons vu au Chapitre V, lorsqu'un brin est soumis à une induction magnétique variable dans le temps, des pertes apparaissent. Ces pertes peuvent être décomposées en deux contributions : les pertes par hystérésis qui apparaissent au niveau d'un filament et les pertes par courants de couplage intrabrin qui apparaissent au niveau du brin, induisant des pertes par effet Joule dans la matrice.

On va donc chercher à mesurer l'énergie dissipée lors d'une variation temporelle de l'induction. Or, pour une telle variation, les deux types de pertes ne peuvent être différenciés. En utilisant l'Eq. (5.9), on montre que pour un cycle de variation d'amplitude B_a et de temps de montée linéaire T_a , l'énergie dissipée par unité de volume et par cycle, W , peut s'écrire

$$W = W_h + \frac{2n\tau B_a^2}{\mu_0} \frac{1}{T_a} \quad (6.1)$$

(si $T_a \gg \tau$), où W_h est l'énergie dissipée par unité de volume et par cycle au niveau des filaments (pertes par hystérésis, indépendantes de T_a), n est le facteur de forme du brin défini au Chapitre V (égal à 2 pour une géométrie cylindrique), et τ est la constante de temps du brin définie au Chapitre II. L'énergie dissipée par les courants de couplage intrabrin étant directement proportionnelle à τ , c'est ce paramètre qu'il nous faudra déterminer. Il apparaît donc que si l'on fait varier T_a , W va varier linéairement en $1/T_a$, l'ordonnée à l'origine donnera les pertes par hystérésis et la pente sera proportionnelle à la constante de temps du brin. Les mesures de pertes sont basées sur ce principe. 5 échantillons provenant des brins IGC, 5/2856, 4/2856, 6/2856 et 2/7752 ont été mesurés. Leurs caractéristiques sont rappelées dans le Tableau 6.1.

Tableau 6.1. Caractéristiques des brins

Réf.	Diam (mm)	Nb. ss-élt	Nb. de fil. (/ss elt)	Rap. Cu/non-Cu	Torsade (mm)	Chrome	Section de non-cuivre (mm ²)
ITER/IGC	0,81	19	162	1,44	8,5	OUI	0,211
5/2856	0,78	7	408	1,2	10	NON	0,217
6/2856	0,78	7	408	1,4	10	OUI	0,199
4/2856	0,78	7	408	1,8	10	NON	0,17
1/7752	0,78	19	408	1,23	10	NON	0,214
2/7752	0,825	19	408	1,35	10	NON	0,227

VI.1.2 PROCEDURE EXPERIMENTALE

VI.1.2.1 GENERALITES

En utilisant la relation

$$W = - \oint_{\text{cycle}} M dB_a \quad (6.2)$$

donnée au Chapitre V, il apparaît que l'énergie dissipée lors d'un cycle d'induction est donnée par l'aire de son cycle d'aimantation. On cherche donc à mesurer l'aimantation, M , d'un échantillon lorsque celui-ci est soumis à une induction extérieure, B_a . Pour ce faire, une première bobine de flux est bobinée autour de l'échantillon. Cette bobine de flux, dite de "mesure", mesure l'aimantation de l'échantillon ainsi que l'induction magnétique extérieure. Une seconde bobine de flux, dite de "compensation", est placée de manière à mesurer uniquement l'induction extérieure. Un pont de résistance, dit d'équilibrage, permet d'égaliser les tensions issues des deux bobines de flux afin que la tension sur les deux bobines de flux due à l'induction extérieure soit la même. La différence des deux signaux permet alors d'obtenir la dérivée de l'aimantation de l'échantillon. Une troisième bobine de flux placée loin de l'échantillon et appelée bobine de flux de référence mesure l'induction extérieure. L'aimantation en fonction du champ appliqué est obtenue en intégrant les signaux. La Fig. 6.1 présente le principe de la mesure.

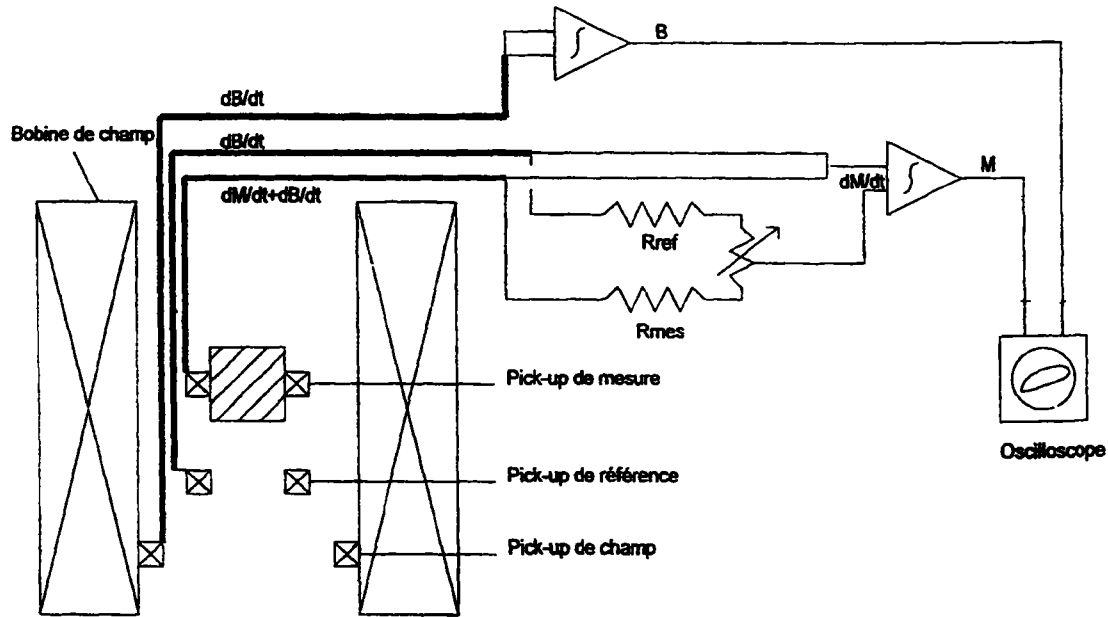


Fig. 6.1 : Principe de la mesure

Les mesures de pertes sur brins ont été effectuées au DRFC du CEA/Cadarache. Nous rappelons brièvement le dispositif expérimental mis à notre disposition.

VI.1.2.2 PREPARATION DE L'ÉCHANTILLON

Avant de procéder aux mesures, les échantillons doivent être traités thermiquement pour que le composé Nb_3Sn précipite. Ces échantillons sont bobinés sur des mandrins en titane. Le choix du titane a été expliqué au Chapitre III : il s'agit de ne pas trop contraindre le Nb_3Sn durant le traitement thermique. Le traitement thermique est le suivant : une montée à $6^\circ C$ par heure de $20^\circ C$ à $660^\circ C$, un palier à cette température durant 240 heures et enfin une descente libre jusqu'à $30^\circ C$ (d'environ 100 heures), température à laquelle le four fut ouvert. Le traitement thermique global a duré environ 450 heures (18 jours).

Avant de réaliser les mesures, les échantillons de brins doivent être transférés sur des mandrins fabriqués en matériau non métallique (pour éviter les courants de Foucault). Le G10 (c'est à dire de la fibre de verre imprégnée de résine époxy) a été choisi car son coefficient de contraction thermique est proche de celui du brin (voir Chapitre III).

Le transfert de l'échantillon du mandrin en titane à celui en fibres de verre imprégnées s'effectue ainsi : on retire les vis maintenant les extrémités de l'échantillon et l'on enlève l'échantillon du mandrin en titane en le dévissant. On visse ensuite l'échantillon sur le mandrin en fibres de verre imprégnées et l'on maintient les extrémités du brin à l'aide de fils en mylar.

VI.1.2.3 DESCRIPTION DES BOBINES DE FLUX

La bobine placée près de l'échantillon (bobine de flux de "mesure") est sensible au flux magnétique, ϕ_{mes}

$$\phi_{mes} = N_{mes} \int_{S_{mes}} (\langle B_d \rangle + \langle B_a \rangle) dS \quad (6.3)$$

où S_{mes} représente la surface d'une spire de la bobine de flux de mesure, N_{mes} le nombre de spires de la bobine de flux de mesure, $\langle B_d \rangle$ l'induction magnétique moyenne (dans l'espace) créée par tous les courants (persistants et de couplage) circulant dans l'échantillon de brin, et $\langle B_a \rangle$ l'induction magnétique moyenne (dans l'espace) appliquée.

En intégrant l'équation précédente, il vient

$$\phi_{mes} = (\langle B_d \rangle + \langle B_a \rangle) N_{mes} S_{mes} \quad (6.4)$$

La seconde bobine de flux, appelée pick-up de référence, est sensible au flux magnétique, ϕ_{ref}

$$\phi_{ref} = N_{ref} \int_{S_{ref}} \langle B_a \rangle dS \quad (6.5)$$

où S_{ref} représente la surface d'une spire de la bobine de flux de référence et N_{ref} le nombre de spires de la bobine de flux de référence.

Soit en intégrant

$$\phi_{\text{ref}} = \langle B_a \rangle N_{\text{ref}} S_{\text{ref}} \quad (6.6)$$

La différence de ces deux flux, ϕ_d , est

$$\phi_d = \phi_{\text{mes}} - \phi_{\text{ref}} = (\langle B_d \rangle + \langle B_a \rangle) N_{\text{mes}} S_{\text{mes}} - \langle B_a \rangle N_{\text{ref}} S_{\text{ref}} \quad (6.7)$$

Pour obtenir un signal proportionnel à l'induction magnétique moyenne créée par les courants persistants et de couplage, il suffit de réaliser

$$N_{\text{mes}} S_{\text{mes}} \approx N_{\text{ref}} S_{\text{ref}} \quad (6.8)$$

Il vient alors

$$\phi_d \approx \langle B_d \rangle N_{\text{mes}} S_{\text{mes}} \quad (6.9)$$

VI.1.2.4 DESCRIPTION DU CIRCUIT ELECTRIQUE

Les bobines de flux sont sensibles à des variations de flux ($d\phi/dt$). Ainsi, pour obtenir un signal proportionnel au flux, il est nécessaire d'intégrer les tensions induites dans les bobines.

Le circuit de mesure est représenté sur la Fig. 6.2. Dans ce schéma, r_{mes} représente la résistance de la bobine de flux de mesure, r_{ref} représente la résistance de la bobine de flux de référence, r_i la résistance d'entrée de l'intégrateur et c la capacité de l'intégrateur.

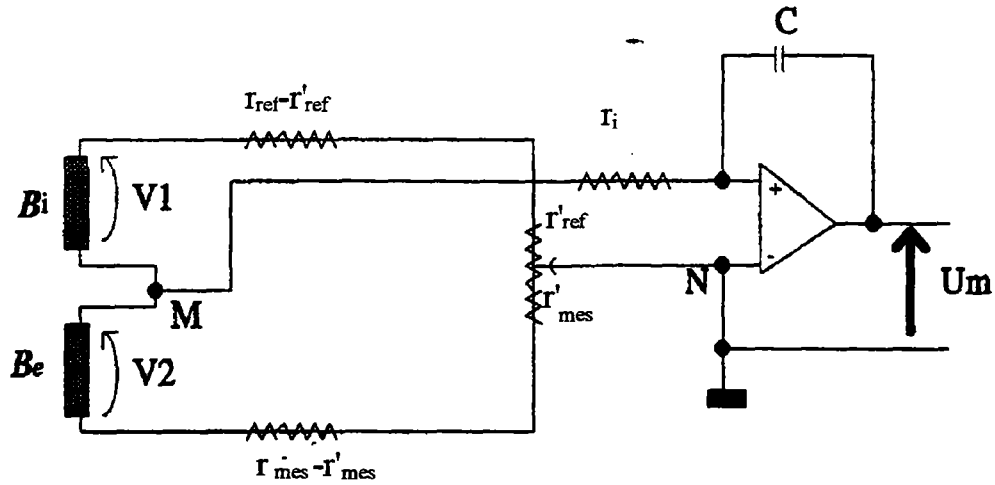


Fig. 6.2 : Circuit de mesure de pertes [Ciazynski, 1985]

D'après [Ciazynski, 1985], la tension mesurée en sortie de l'intégrateur, U_d , est égale à

$$U_d = -\frac{1}{k\tau_i} \phi_d \approx -\frac{N_{mes} S_{mes}}{k\tau_i} \langle B_d \rangle \quad (6.10)$$

où τ_i représente la constante de temps de l'intégrateur ($\tau_i = r_i c$) et k le coefficient électrique provenant du schéma électrique de la Fig. 6.2 qui vaut

$$k = \left(1 + \frac{r_{mes}}{r_{ref}}\right) \left(1 + \frac{r_{ref} r_{mes}}{(r_{ref} + r_{mes}) r_i}\right) \quad (6.11)$$

De même, on peut obtenir une tension, U_{ref} , proportionnelle à $\langle B_a \rangle$ en intégrant la tension aux bornes de la bobine de flux de référence

$$U_{ref} = -\frac{\phi_{ref}}{\tau_i} \approx -\frac{N_{ref} S_{ref}}{\tau_i} \langle B_a \rangle \quad (6.12)$$

VI.1.2.5 CALCUL D'AIRES

Pratiquement, nous obtenons la courbe $U_d=f(U_{ref})$. L'aire de cette courbe, A , est égale à

$$A = \int_{\text{cycle}} U_d dU_{ref} \quad (6.13)$$

Soit, en utilisant les Eqs (6.10) et (6.12)

$$A \approx \frac{1}{k\tau_i^2} \int_{\text{cycle}} \phi_d d\phi_{ref} \approx \frac{N_{mes} S_{mes} N_{ref} S_{ref}}{k\tau_i^2} \int_{\text{cycle}} \langle B_d \rangle d\langle B_s \rangle \quad (6.14)$$

VI.1.2.6 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le porte-échantillon instrumenté des bobines de flux, de mesure et de compensation est monté sur un insert de mesure plongé dans l'hélium liquide (4,2 K) et monté à l'intérieur d'un solénoïde.

Le dispositif expérimental se compose de :

- un aimant de type solénoïde pouvant atteindre 5 T,
- trois bobines de flux,
- un bidon d'hélium liquide mis sous pression par une bouteille d'hélium gazeux,
- une alimentation électrique pour le solénoïde ± 800 A et ± 30 V,
- un générateur de tension sinusoïdale destiné à piloter l'alimentation et permettant des variations sinusoïdales de l'induction magnétique,
- un circuit électrique décrit précédemment et comprenant un intégrateur (constante de temps d'intégration égale à 10 ms) et un pont diviseur de tension,
- un oscilloscope numérique équipé de deux entrées différentielles. Cet oscilloscope permet, outre une visualisation, un stockage des données. Pour le post traitement de celles-ci, un P.C est utilisé.

VI.1.3 PROTOCOLE DE MESURE

Dans le cas d'un cycle "ITER", la mesure se déroule comme suit :

- On monte le champ dans le solénoïde à 3 T ,
- la dérive de l'intégrateur est remise à zéro,
- l'acquisition est lancée,
- on fait effectuer au champ, un cycle +3 T, -3 T, +3 T avec une vitesse de montée donnée à l'aide du pilote intégré à l'alimentation,
- les données sont stockées,
- on règle le pilote de l'alimentation sur une nouvelle vitesse de montée.

Dans le cas de cycles sinusoïdaux, la mesure se déroule comme suit :

- On monte le champ dans le solénoïde à une valeur donnée à l'aide de l'alimentation,
- le générateur de tension sinusoïdale est réglé à la fréquence désirée et à une amplitude désirée ($0,3 T \pm 0,2 T$),
- la dérive de l'intégrateur est remise à zéro,
- l'acquisition est lancée,
- le générateur de tension est déclenché, le champ effectue alors un certain nombre de cycles sinusoïdaux,
- les données sont stockées,
- le générateur de tension sinusoïdale est réglé à la nouvelle fréquence désirée.

VI. 2 MESURES ET INTERPRETATIONS

VI.2.1 MESURES BRUTES

La Fig. 6.3 présente un exemple de courbe de cycle d'aimantation de type ITER pour le brin 5/2856 (les axes de cette courbe sont en Volts). Nous pouvons décomposer cette courbe en cinq branches comme indiquée sur la figure. Cette courbe peut être expliquée en suivant le raisonnement donné au Chapitre V.

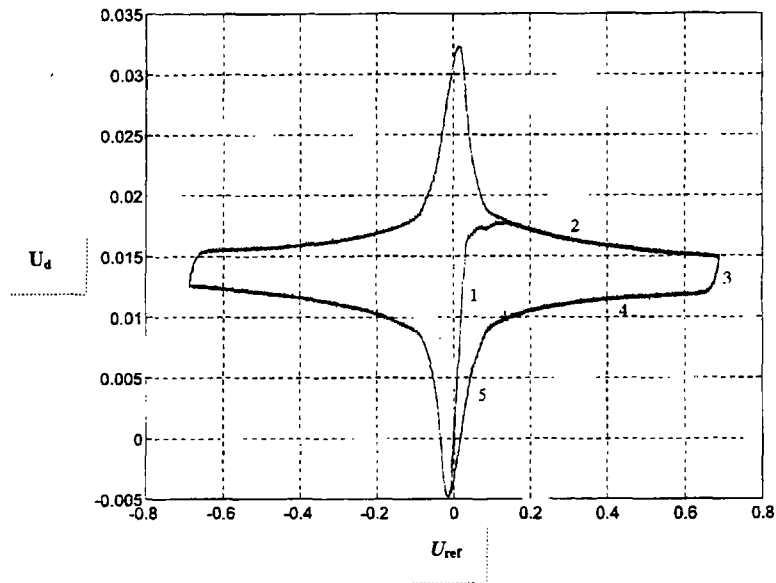


Fig. 6.3 : courbe de cycle d'aimantation de type ITER pour le brin 5/2856 (la calibration des axes se fera à la section VI.2.2)

Les courants de couplage sont proportionnels aux variations temporelles de l'induction extérieure (à condition que la constante de temps des variations de l'induction soit très grande devant la constante de temps de ces courants). La vitesse de montée de l'induction extérieure étant constante, la contribution à l'aimantation des courants de couplage est une constante. Nous pouvons donc nous focaliser sur les filaments pour expliquer l'allure de la courbe.

Comme nous l'avons vu, les filaments tendent à écranter les variations de l'induction magnétique en créant des coquilles de courants persistants. La valeur de l'induction pour laquelle ces coquilles sont pleines est appelée induction de pénétration, notée B_p . Dans le modèle utilisé au chapitre V (modèle de l'état critique), la densité de courant circulant dans ces coquilles est égale à la densité de courant critique, J_c .

La première partie de la courbe (branche 1) correspond à la création de ces coquilles à partir d'un état vierge. Cependant, un autre phénomène entre également en jeu dans cette partie de la courbe : il s'agit de l'aimantation due à la barrière de niobium. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre IV, le niobium est un supraconducteur de type II, avec un champ critique de seconde espèce de 0,268 T à 4,2 K. Pour des inductions appliquées inférieures à 0,268 T, il se forme donc des coquilles de courants persistants dans la barrière de niobium, qui contribuent à l'aimantation du brin. Par contre, lorsque le champ critique du niobium est

atteint, la barrière transite et les coquilles de courants persistants disparaissent, résultant en une légère diminution de l'aimantation apparente. Ce phénomène permet d'expliquer le léger décrochement observé sur la branche 1.

Une fois que les filaments sont complètement pénétrés, la courbe entame sa partie linéaire (la branche notée 2); le fait que celle-ci soit légèrement décroissante s'explique par la diminution de la valeur de la densité de courant critique avec l'induction extérieure. Une fois le maximum de l'induction atteint, on inverse le sens de cette dernière, ils se créent alors de nouvelles coquilles visant à s'opposer à cette inversion, c'est la branche notée 3 de la courbe.

La branche 4 de la courbe est identique à la branche 2. La branche 5 de la courbe correspond au retour de la barrière de niobium vers l'état supraconducteur. Dans ce cas, les filaments étant complètement pénétrés, seule la création de coquilles de courants persistants au niveau de la barrière contribue à l'aimantation. Les parties 2, 3, 4 et 5 se répètent ensuite lors des variations de l'induction.

L'importance de la barrière de niobium (dans l'état supraconducteur) apparaît si l'on compare l'aimantation obtenue pour les branches 1 et 3 de la courbe. En effet, la variation de l'aimantation le long de la branche 3 de la courbe est très faible devant celle qui apparaît le long de la branche 1. Une raison vient du fait que la densité de courant critique est plus faible à haut champ et donc que l'aimantation créée est plus faible. Il faut aussi y voir la contribution de la barrière de niobium.

Il serait donc judicieux, afin de diminuer les pertes, de supprimer la barrière de niobium. Des études de E. Gregory [Gregory, 1998] montrent que la contribution aux pertes de la barrière de niobium peut être très importante (30 % environ pour un brin avec une barrière de tantale-niobium comparativement à un brin avec une barrière en tantale de même épaisseur). La Fig. 6.4, tirée de [Gregory, 1997], illustre ce phénomène. Toutefois, comme nous l'avons vu au Chapitre II, la barrière de niobium est utilisée pour sa ductilité afin de recouvrir la barrière de tantale. En effet, on pourrait envisager d'utiliser une barrière unique en tantale, mais l'on craint que sa dureté soit trop importante, et soit défavorable à la cohésion mécanique du brin. On recouvre donc cette barrière d'une couronne de niobium afin de ne pas trop abîmer le brin lors des opérations d'étirage. Des essais de fabrication d'un brin avec une barrière tout tantale sont en cours à Alstom.

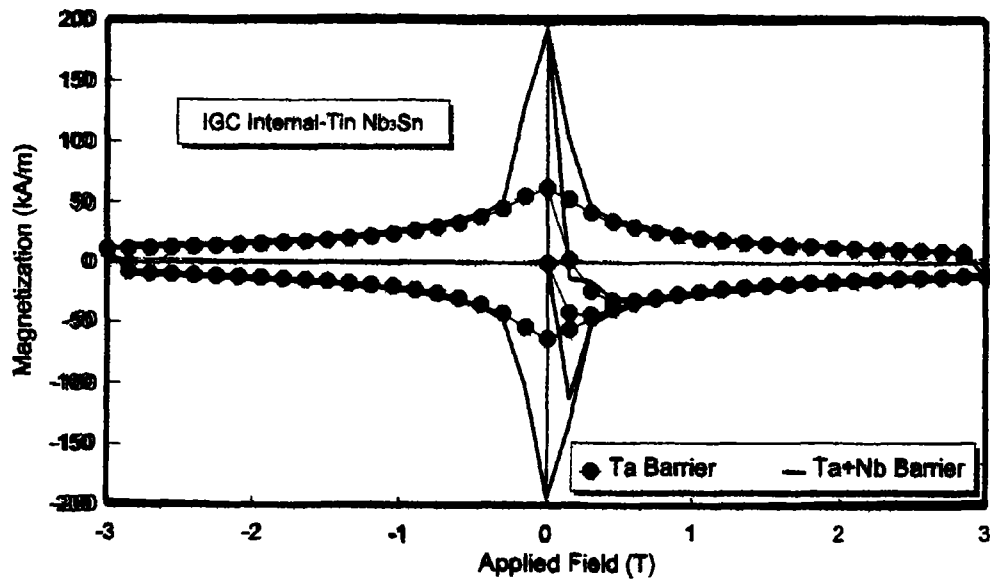


Fig. 6.4 : Aimantation en fonction du champ pour un conducteur Nb_3Sn avec une barrière de Ta/Nb et un conducteur avec une barrière tout Ta (d'après [Gregory, 1997])

VI.2.2. CALCUL DES PERTES

La difficulté majeure pour la détermination quantitative des pertes vient de l'étalonnage. En effet, les signaux obtenus via la chaîne de mesures sont en Volts carrés et l'on désire une énergie dissipée en Joules par unité de volume. Pour effectuer cette conversion, un programme numérique appelé Granit [Schild, 1998] est utilisé. Ce programme tient compte de la géométrie du brin, de la position des bobines de flux, du circuit de mesure et de l'effet démagnétisant lié à l'assemblage de plusieurs brins les uns à côté des autres. En effet, l'échantillon est modélisé dans le programme par un ensemble de conducteurs alignés dans un plan parallèle à l'induction, les conducteurs étant perpendiculaires à celle-ci. Navatel [Navatel, 1994] détaille les calculs effectués à partir de justifications théoriques données dans [Ciazynski, 1991].

En utilisant le programme Granit, il est possible de calculer l'énergie dissipée par cycle en fonction, dans le cas des cycles ITER, de la vitesse de montée ou, dans le cas des cycles sinusoïdaux, de la fréquence. La courbe donnant l'énergie dissipée par cycle en fonction de la vitesse de montée est une droite dont l'ordonnée à l'origine est égale à la valeur de l'énergie dissipée par cycle par hystérésis et dont la pente est proportionnelle à la constante de temps du brin. Ainsi, il est possible d'obtenir la valeur des pertes par hystérésis et de la constante de temps.

Nous allons tout d'abord nous intéresser aux pertes par hystérésis.

VI.2.2.1 PERTES PAR HYSTERESIS

Le Tableau 6.2 récapitule les valeurs de l'énergie dissipée par cycle par hystérésis (en mJ/cm^3) dans la section de non-cuivre pour les brins mesurés. Pour des cycles de type ITER, les valeurs obtenues pour les brins IGC, 5/2856 et 4/2856 sont assez proches de la limite de $450 \text{ mJ}/\text{cm}^3$ fixée par le cahier des charges du brin [CEA, 1996]. Il n'est pas clair pourquoi l'énergie dissipée par cycle par hystérésis du brin 6/2856 est plus élevée que pour les deux autres brins de type Alstom. De plus, des mesures effectuées à l'ENEA sur un brin semblable donne une énergie dissipée par cycle de l'ordre de $472 \text{ mJ}/\text{cm}^3$, c'est à dire assez proche de celles mesurées sur les brins 5/2856 et 4/2856. Un tel écart pourrait être expliqué par une forte dégradation du brin lors du montage.

Tableau 6.2. Pertes par hystérésis et diamètres effectifs des brins

Cycles ITER : ± 3 T							
Ref.	Diam. des filaments avant réaction (μm)	W_h (mJ/cm^3 non Cu)	B_{c20m} (T)	T_{c0m} (K)	C_0 ($\text{A T}^{1/2} \text{m}^{-2}$)	ε (%)	d_{eff} (μm)
IGC	4,2	490	28	18	10000	-0,25	22
5/2856	4,3	458	31	18	9300	-0,25	22
6/2856	4,1	582	30	18	9300	-0,25	28
4/2856	3,9	493	31	18	10600	-0,25	20,5
2/7752	2,6	820	30	18	10800	-0,25	33,5
Cycles sinusoïdaux : $0,3 \text{ T} \pm 0,2 \text{ T}$							
Ref.	Diam. des filaments avant réaction (μm)	W_h (mJ/cm^3 non Cu)	B_{c20m} (T)	T_{c0m} (K)	C_0 ($\text{A T}^{1/2} \text{m}^{-2}$)	ε (%)	d_{eff} (μm)
5/2856	4,3	21,8	31	18	9300	-0,25	9
6/2856	4,1	28,5	30	18	9300	-0,25	12,5
4/2856	3,9	26	31	18	10600	-0,25	10
2/7752	2,6	55	30	18	10800	-0,25	25

L'énergie dissipée par cycle par hystérésis du brin 2/7752 (qui est le plus performant en terme de courant critique) est excessive. Une explication pourrait venir du fait que le brin 2/7752 qui compte, 19 sous-éléments, utilise les mêmes sous-éléments que les brins 5/2856 et 4/2856 qui n'en comptent que 7. En conséquence, après étirage, les filaments du brin 2/7752 sont plus petits et plus rapprochés (d'un facteur égale à $(19/7)$ fois le rapport des surfaces de supraconducteur), ce qui augmente le risque de pontage inter-filaments et pourrait conduire à une énergie dissipée par cycle plus élevée. Par ailleurs, le brin IGC, qui contient lui aussi 19 sous-éléments, mais de géométries différentes (filaments plus gros et plus espacés) présente des pertes par hystérésis d'un niveau comparable à celle des brins Alstom à 7 sous-éléments. Il serait donc bon de revoir la conception des sous-éléments pour que, après étirage, le diamètre des filaments soit le même que dans les brins à 7 sous-éléments.

Dans le cas des cycles sinusoïdaux, on retrouve les caractéristiques précédentes. Toutefois, il est à souligner que l'énergie dissipée par cycle n'évolue pas de façon significative

en fonction de la fréquence : l'énergie dissipée par cycle par les courants de couplage intrabrin est sans doute faible pour ces faibles amplitudes d'induction.

VI.2.2.2 CALCUL DES DIAMETRES EFFECTIFS

Comme nous l'avons vu au Chapitre V, il est possible dans le cas des brins en Nb₃Sn de déterminer un diamètre effectif si l'on connaît la valeur des pertes. Ce diamètre est donné par (dans le cas où $B_a \ll B_p$, où B_p est l'induction de pénétration)

$$d_{\text{eff}} = \frac{3\pi}{4} \frac{W_h}{\int_{B_{dc} - B_m}^{B_{dc} + B_m} J_c(B) dB} \quad (6.15)$$

où B_{dc} est l'induction de polarisation (nulle dans le cas du cycle ITER et égale à 0,3 T dans le cas de cycles sinusoïdaux) et B_m est l'amplitude de l'induction variable.

Le diamètre effectif des cinq brins pour les deux types de cycles est calculé à l'aide d'un programme numérique (écrit par A. Devred) utilisant l'Eq. (6.15). Ce programme utilise la paramétrisation de Summers (cf. Chapitre III) pour calculer la valeur de la densité de courant critique en fonction de l'induction appliquée. Les valeurs des paramètres, B_{c20m} , T_{c0m} , ε et C_0 , utilisées dans le programme sont celles déterminées par les mesures de courants critiques effectuées au Chapitre III. Le Tableau 6.2 récapitule les valeurs de ces paramètres, la valeur de l'énergie dissipée par cycle par unité de volume et par cycle, le diamètre effectif calculé pour chaque type de cycle pour chaque brin ainsi que le diamètre physique des filaments avant réaction. Le brin 2/7752 présente un grand diamètre effectif comparé à ceux des brins 5/2856, 6/2856 et 4/2856. De plus, le diamètre effectif du brin 6/2856 est plus élevé que ceux des brins 5/2856 et 4/2856. Comme l'indique l'Eq. (6.15), ces caractéristiques sont liées à celles des énergies dissipées par cycle.

Pour un brin donné, le diamètre obtenu pour des cycles sinusoïdaux est inférieur à celui obtenu pour les cycles de type ITER. Cette différence est due à la contribution de la barrière de niobium qui fausse la détermination des diamètres effectifs dans le cas des cycles ITER. Bien que nous ne soyons que partiellement affranchis de la barrière de niobium dans le cas des cycles sinusoïdaux (il s'agit d'une contrainte imposée en vue des mesures de pertes sur câbles), il apparaît néanmoins que les diamètres effectifs sont largement supérieurs aux diamètres physiques des filaments (selon Verwaerde [Verwaerde, 1996] l'augmentation du rayon des

filaments après réaction thermique est d'environ 12 %). Cela veut donc dire qu'il se produit des pontages. Ce phénomène est particulièrement important pour le brin 2/7752 à 19 sous-éléments dont les filaments sont très rapprochés.

Intéressons nous maintenant aux pertes par courants de couplage. Pour cela, nous allons étudier les constantes de temps.

VI.2.2.3 DETERMINATION DES CONSTANTES DE TEMPS

Le Tableau 6.3 présente les résultats obtenus pour les constantes de temps mesurées et déterminées théoriquement au Chapitre V pour chacun des brins.

Tableau 6.3. Récapitulatif des constantes de temps des brins

Ref.	τ_{mes} (ms)	$\tau_{théo}$ (ms)
IGC	0,3	0,25
5/2856	0,31	0,20
6/2856	0,19	0,21
4/2856	0,23	0,19
2/7752	0,61	0,29

La constante de temps la plus élevée est obtenue pour le brin 2/7752. Puis viennent les brins 5/2856, IGC, 4/2856 et 5/2856.

De plus, dans le cas du brin 2/7752, le RRR mesuré (= 250 -voir Chapitre V) est très élevé et nous avons vu au chapitre V que la constante de temps dépendait fortement de la résistivité de la couronne de cuivre et donc du RRR. Ces deux phénomènes pourraient expliquer en partie la valeur importante de la contante de temps de ce brin. Néanmoins, l'écart entre les constantes de temps des brins 2/7752 et, par exemple, 5/2856 nous paraît trop élevé pour être expliqué seulement par ces deux arguments (surface de supraconducteur et RRR).

Si l'on compare les constantes de temps mesurées et calculées, on constate un bon accord entre les deux résultats pour les brins à 7 sous-éléments. L'ordre de grandeur est

conservé. Comme nous l'avons vu au Chapitre V, les erreurs de mesures des différentes zones peuvent entraîner des variations importantes sur la valeur de la constante de temps. Dans le cas du brin 2/7752, il y a un facteur 2 entre les deux constantes de temps.

Le modèle théorique est donc utilisable pour évaluer seulement l'ordre de grandeur des constantes de temps. La principale limitation réside dans le choix des paramètres d'entrée. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre V, la constante de temps théorique peut varier d'un facteur 2 selon les valeurs des paramètres d'entrées. Néanmoins, le bon accord entre valeur théorique et mesurée (en terme d'ordre de grandeur) plaide pour son utilisation.

Cette détermination n'a pu être réalisée sur les cycles sinusoïdaux, les variations de l'énergie en fonction de la fréquence étant trop faibles.

Après nous être intéressé aux pertes sur les brins, nous allons maintenant étudier les pertes qui apparaissent au niveau des câbles.

VI.3 MESURES DE PERTES SUR CABLES

VI.3.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le principe des mesures de pertes sur câble est identique à celui des pertes sur brin. L'aimantation résultante est mesurée à l'aide de bobines de flux montées sur un échantillon de câble soumis à des variations d'induction perpendiculairement à la grande face du câble. Cette mesure s'effectue consécutivement à celle des résistances interbrin décrite dans le Chapitre IV. Le Tableau 6.4 rappelle les caractéristiques des câbles qui ont été mesurés.

Tableau 6.4. Caractéristiques des câbles

Nom du câble	LHC1	ALS1	ALS2	ALS3
Brin utilisé		5/2856	5/2856	6/2856
Nombre de brins	36	36	36	36
petite hauteur (mm)	1,632	1,286	1,286	1,291
grande hauteur (mm)	1,598	1,518	1,518	1,525
Largeur (mm)	15,1	14,87	14,86	14,84
Pas de transposition	100	73	73	84
compaction	0,9	0,89	0,87	0,87
revêtement	STABRITE	AUCUN	AUCUN	CHROME
Feuillard (μm)	NON	NON	25	NON

Une fois la mesure de résistances interbrin effectuée, on coupe la partie détorsadée du câble et on ne conserve que la partie qui est comprimée. On resserre les 8 vis du porte-échantillon à 100 MPa. On instrumente ensuite ce porte-échantillon de trois bobines de flux. Une première bobine de flux est placée près de l'échantillon. Cette première bobine de flux, appelée bobine de flux de mesure est sensible à la somme de l'aimantation et de l'induction extérieure. Une seconde bobine de flux, appelée bobine de flux de compensation, placée assez loin de l'échantillon est sensible uniquement à l'induction extérieure. Une troisième bobine de flux, appelée bobine de flux de référence, placée loin de l'échantillon est sensible uniquement à l'induction extérieure.

Le porte-échantillon est monté sur un insert de mesure refroidi à l'hélium liquide (4,2 K) et plongé à l'intérieur d'un dipôle.

Le dispositif expérimental se compose de :

- un aimant de type dipolaire pouvant atteindre 0,75 T (limitation due aux amenées de courant),
- un anticryostat contenant l'insert de mesure et son porte-échantillon,
- trois bobines de flux (41 mm de longueur, 10 mm de largeur, 150 spires sur trois couches et demi) vissées au porte-échantillon,
- un bidon d'hélium liquide mis sous pression par une bouteille d'hélium gazeux,
- une alimentation électrique pour le dipôle 0-1000 A et 0-10 V,
- un générateur de tension sinusoïdale destiné à piloter l'alimentation et permettant des variations sinusoïdales de l'induction magnétique,

- un circuit électrique identique à celui décrit au paragraphe VI.1.2.3 et comprenant un intégrateur (constante de temps d'intégration égale à 10 ms) et un pont diviseur de tension,
- un système d'acquisition constitué d'un enregistreur papier et d'un PC. Le PC récupère les données stockées dans l'enregistreur via un bus GPIB et effectue un post-traitement de celles-ci.

VI.3.2 PROTOCOLE DE MESURE

La mesure se déroule comme suit :

- On monte le champ dans le dipôle à une valeur donnée à l'aide de l'alimentation.
- Le générateur de tension sinusoïdale est réglé à la fréquence désirée (entre 0 Hz et 3 Hz) et à une amplitude désirée ($0,3 T \pm 0,2 T$, $0,3 T \pm 0,1 T$, $0,3 T \pm 0,05 T$).
- La dérive de l'intégrateur est remise à zéro.
- L'acquisition est lancée.
- Le générateur de tension est déclenché, le champ effectue alors un certain nombre de cycles sinusoïdaux.
- Les données sont stockées.
- Le générateur de tension sinusoïdale est réglé à la nouvelle fréquence désirée.

VI.3.3 MESURES ET INTERPRETATIONS

VI.3.3.1 COURBES BRUTES

Les Figs 6.6 et 6.7 présentent des exemples de lissajous pour le câble ALS1 à différentes fréquences. On note que les courbes sont reproductibles pour chaque cycle de champ. De plus, les mesures sont peu bruitées et ne nécessitent donc pas de filtrage.

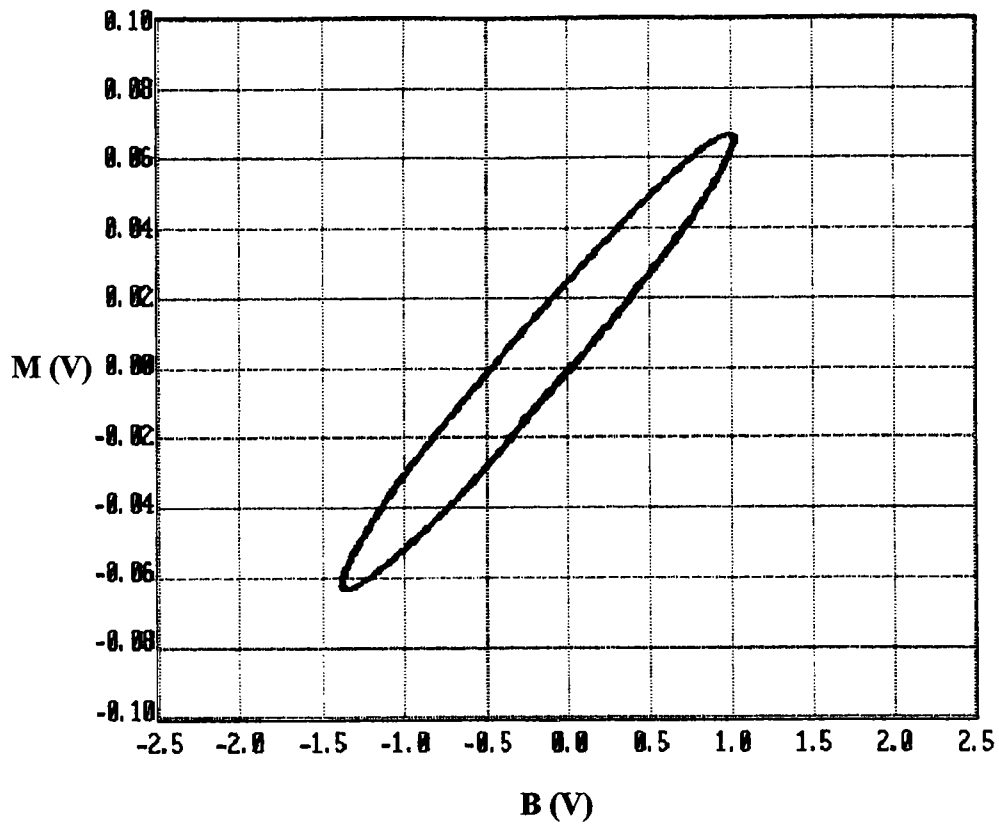


Fig. 6.7 : Aimantation en fonction de l'induction externe (fréquence d'excitation de 0,085 Hz)
 (la calibration des signaux sera discutée dans la section VI.3.3.6)

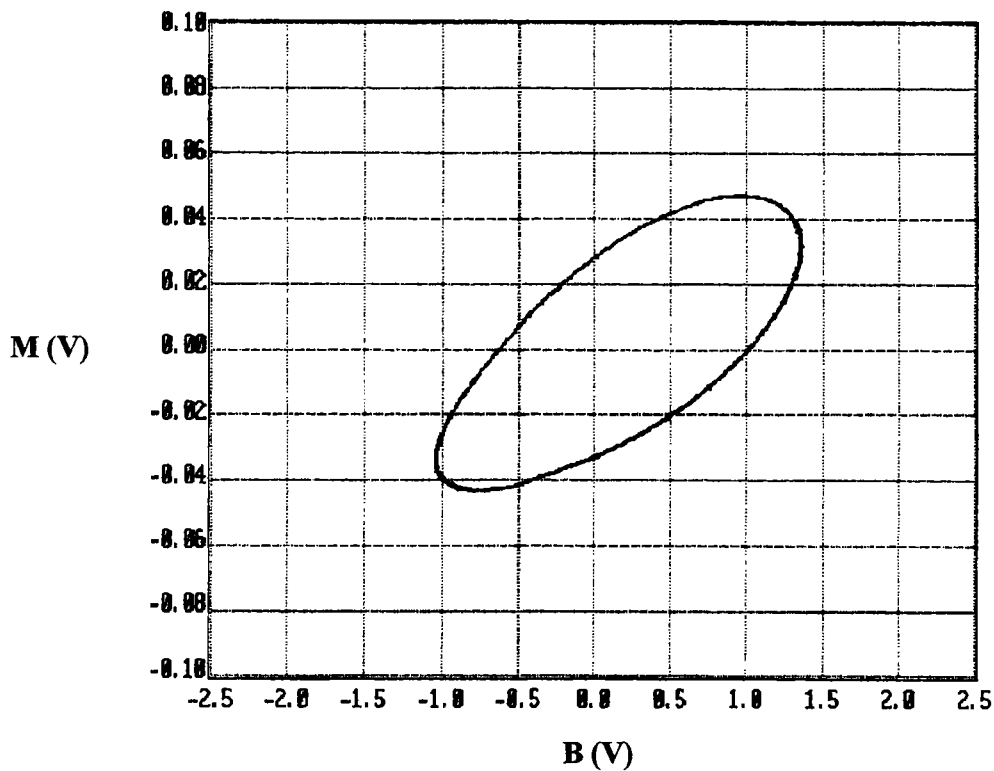


Fig. 6.8 : Aimantation en fonction de l'induction externe (fréquence d'excitation de 0,15 Hz) (la calibration des signaux sera discutée dans la section VI.3.3.6)

Il est à noter également que, pour des raisons d'adéquation entre la vitesse de montée de courant dans la bobine, le nombre de cycles et la fréquence désirée, il a été nécessaire de faire varier l'amplitude de la composante sinusoïdale de l'induction. La fréquence maximale utilisée est de 3 Hz.

Nous avons de plus effectué des mesures à vide, c'est à dire avec un porte-échantillon sans échantillon de câble. Les tensions récoltées sont très faibles et de l'ordre de grandeur du bruit de mesure. Le porte-échantillon ne contribue donc pas aux pertes mesurées.

VI.3.3.2 EVOLUTION DE L'ENERGIE DISSIPÉE PAR CYCLE EN FONCTION DE LA FREQUENCE

Partant de l'Eq. (5.16) du chapitre V,

$$M = -\frac{1}{1-N} \frac{\tau}{\mu_0} \frac{dB_i}{dt} \quad (6.16)$$

et en dérivant l'Eq. (5.6)

$$B_i = B_a - \tau \frac{dB_i}{dt} \quad (6.17)$$

il vient

$$-\frac{\mu_0(1-N)}{\tau} M - \mu_0(1-N) \frac{dM}{dt} = \frac{dB_a}{dt} \quad (6.18)$$

L'Eq. (6.18) relie l'aimantation interne, M , à l'induction appliquée, B_a .

Appliquons cette dernière équation dans le cas de variations sinusoïdales de l'induction, c'est à dire dans le cas où l'induction et l'aimantation peuvent s'écrire

$$B_a = \text{Re}[B_a] = \text{Re}[B_{dc} + B_0 e^{i\omega t}] \quad (6.19)$$

Et

$$M = \operatorname{Re}[M] = \operatorname{Re}\left[M_0 e^{i(\omega t + \varphi)}\right] \quad (6.20)$$

où Re représente la partie réelle de la quantité entre crochets, B_{dc} l'induction de polarisation et B_0 et M_0 représentent respectivement l'amplitude maximale de l'induction appliquée et de l'aimantation. La relation entre l'aimantation M et l'induction B_a s'écrit alors

$$-\frac{\mu_0(1-N)}{\tau}M - \mu_0(1-N)(i\omega)M = (i\omega)B_a \quad (6.21)$$

soit

$$M = -\frac{1}{\mu_0(1-N)} \frac{i\omega\tau}{(1+i\omega\tau)} B_a \quad (6.22)$$

En régime sinusoïdale permanent, l'énergie dissipée par unité de volume et par cycle, W , peut être déterminée à partir de

$$W = -\operatorname{Re}\left[\int_{\text{cycle}} M dB_a^*\right] = -\operatorname{Re}\left[\int_{\text{cycle}} M \frac{dB_a^*}{dt} dt\right] \quad (6.23)$$

où le signe * correspond à la transformation complexe conjuguée.

En utilisant les Eqs (6.22) et (6.23), l'expression de l'énergie dissipée par cycle devient

$$W = \operatorname{Re}\left[\int_{\text{cycle}} \frac{i\omega\tau}{\mu_0(1-N)(1+i\omega\tau)} B_0 e^{i\omega t} (-i\omega) B_0 e^{i\omega t} dt\right] \quad (6.24)$$

soit

$$W = \operatorname{Re} \left[\frac{\omega^2 \pi B_0^2}{\mu_0 (1-N)(1+i\omega\tau)} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} dt \right] \quad (6.25)$$

d'où, après intégration

$$W = \frac{\pi B_0^2}{\mu_0 (1-N)} \operatorname{Re} \left[\frac{2\omega\tau}{(1+i\omega\tau)} \right] \quad (6.26)$$

On a finalement

$$W = \frac{n\pi B_0^2}{\mu_0} \frac{2\omega\tau}{(1+\omega^2\tau^2)} \quad (6.27)$$

où n est le facteur de forme défini par

$$n = \frac{1}{1-N} \quad (6.28)$$

En travaillant en fréquence, une loi donnant l'énergie dissipée par cycle en fonction de la fréquence est

$$W = \frac{n\pi B_0^2}{\mu_0} \frac{4\pi f\tau}{(1+4\pi^2 f^2 \tau^2)} \quad (6.29)$$

L'énergie dissipée par cycle en fonction de la fréquence présente donc un comportement de filtre passe-bande avec un maximum pour une fréquence f_{\max} égale à

$$f_{\max} = \frac{1}{2\pi\tau}$$

La Fig. 6.8 présente l'évolution de l'énergie dissipée par cycle en fonction de la fréquence pour le câble ALS1. L'amplitude des oscillations de l'induction ayant varié avec la fréquence, la valeur de l'énergie dissipée par cycle a été normalisée en B_0^2 .

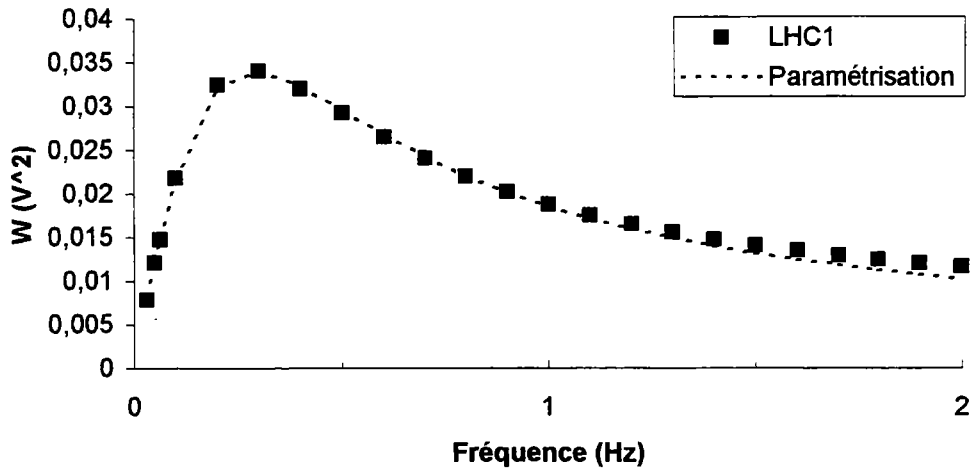


Fig. 6.8 : Pertes en fonction de la fréquence pour LHC1 (les pertes sont données en unité arbitraire)

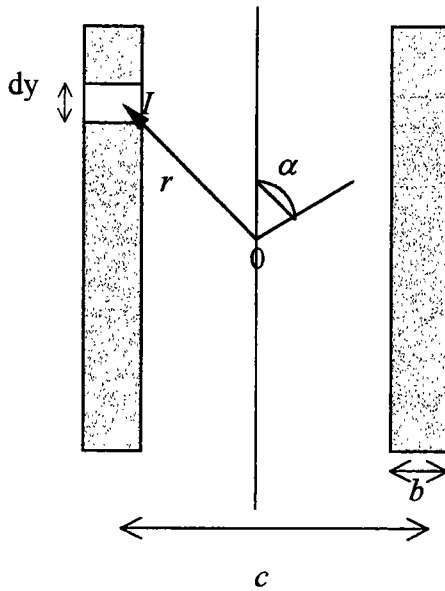
VI.3.3.3 DETERMINATION DU FACTEUR DE FORME

L'Eq. (6.29) dépend du facteur de forme, n , qui prend en compte la géométrie du câble. Ce facteur de forme peut être estimé en utilisant un modèle simple. Selon [Tixador, 1989a] ou [Bruzzone, 1987], ce facteur de forme satisfait l'équation

$$\frac{n}{n'} = \frac{B'}{B} \quad (6.30)$$

où n et n' sont les facteurs de forme associés à deux géométries et B et B' les inductions magnétiques associées.

Considérons un câble de Rutherford, de hauteur moyenne $2h$, de largeur $2c$, de longueur infinie, et soumis à une induction magnétique perpendiculaire à sa section. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre V, ce câble est alors parcouru par des courants de couplage. En utilisant les modèles du Chapitre V, on peut montrer que les courants de branches sont extrêmes au bord du câble et décroissent vers le centre du câble. Nous pouvons donc modéliser ce câble par deux plaques de hauteur $2h$, d'épaisseur b , et distantes de c (avec $b \ll c$) comme représenté sur la Fig. 6.9. Ces plaques sont parcourues par un courant I . Nous pouvons alors calculer la composante parallèle de l'induction magnétique créée par un élément de surface ($b dy$) et situé en $(r, \pi - \alpha)$ comme montré sur la Fig. 6.9.



En utilisant le théorème d'Ampère

$$dB_y = \frac{\mu_0}{2\pi} I \cos \alpha \quad (6.31)$$

En introduisant la densité de courant portée par cet élément de surface, J , nous avons

$$dB_y = \frac{\mu_0}{2\pi} Jb dy \cos \alpha \quad (6.32)$$

Soit en remplaçant r et $\cos \alpha$ par leurs expressions, nous avons

$$dB_y = \frac{\mu_0}{2\pi} Jb \frac{\left(\frac{c}{2}\right)}{\left[y^2 + \left(\frac{c}{2}\right)^2\right]} dy \quad (6.33)$$

L'induction magnétique créée par deux plaques de hauteur $2h$ est donc

$$B_y = \int_{-h}^h \frac{\mu_0}{2\pi} Jb \frac{c}{\left[y^2 + \left(\frac{c}{2}\right)^2\right]} dy \quad (6.34)$$

Soit

$$B_y = \frac{2\mu_0}{\pi} Jb \operatorname{arctg} 2 \left(\frac{2h}{2c} \right) \quad (6.35)$$

Si l'on considère que les plaques sont de hauteur infinies, nous avons alors

$$B_y(h \rightarrow \infty) = \mu_0 Jb \quad (6.36)$$

et, dans ce cas, on a : $n = 1$ (facteur démagnétisant nul dans le cas de plaques infinies).

En utilisant l'Eq. (6.30), nous pouvons déterminer le facteur de forme des deux plaques en écrivant

$$n = \frac{B_y(h \rightarrow \infty)}{B_y(h)} \quad (6.37)$$

d'où

$$n = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\operatorname{arctg} 2 \left(\frac{2h}{2c} \right)} \quad (6.38)$$

qui correspond à la formule donnée par [Tixador, 1989b]

VI.3.3.4 DETERMINATION DES CONSTANTES DE TEMPS

Comme nous l'avons vu, la courbe représentant l'énergie dissipée par cycle en fonction de la fréquence passe par un maximum. Soit f_{\max} la fréquence de ce maximum et W_{\max} l'énergie dissipée par cycle associée. Partant de l'Eq. (6.29), on peut alors écrire

$$\frac{W}{W_{\max}} = \frac{4\pi f \tau}{(1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)} \frac{(1 + 4\pi^2 f_{\max}^2 \tau^2)}{4\pi f_{\max} \tau} \quad (6.39)$$

où f_{\max} est la fréquence correspondant au maximum de l'aire mesurée.

L'Eq. (6.39) permet de s'affranchir du calcul du facteur de forme et peut être utilisée pour déterminer les constantes de chaque câble. Nous avons donc calculé, pour chacun des câbles, le rapport (W/W_{\max}) puis nous avons cherché à "coller" au mieux ces valeurs en utilisant l'Eq. (6.39). Cette optimisation a été réalisée, en faisant varier τ , par la méthode des moindres carrés, à l'aide du logiciel Excel[®]. Le Tableau 6.5 récapitule les valeurs des constantes de temps obtenues. Il apparaît que la constante de temps la plus élevée est obtenue pour ALS1 c'est à dire pour le câble ayant les plus faibles résistances interbrin (R_a et R_c). La constante de temps la plus faible est obtenue pour ALS3. Ce résultat confirme que ces constantes de temps sont inversement proportionnelles aux valeurs des résistances interbrin (cf. Chapitre V).

Supposons que, dans le cas d'un câble, ce sont les pertes interbrin qui dominent (cela sera vérifié par la suite). La valeur des constantes de temps des courants de couplage interbrin peut être calculée en utilisant les Eqs (5.75) et (5.78) et (6.38). Les constantes de temps théoriques dépendant de la valeur des résistances interbrin et du facteur de forme, nous avons utilisé les valeurs des résistances déterminées au Chapitre IV lors des mesures à 100 MPa et nous avons utilisé, pour le calcul des facteurs de forme, la formule donnée par l'Eq. (6.38)

Le Tableau 6.5 récapitule les valeurs des constantes de temps mesurées lors des mesures de pertes, les valeurs des facteurs de forme, les valeurs des résistances interbrin dominantes (R_a ou R_c) déterminées au Chapitre IV, et les valeurs des constantes de temps calculées. Dans le cas d'ALS3, bien que la résistance adjacente (R_a) soit plus faible que la résistance de croisement (R_c), la constante de temps est calculée en supposant la résistance de croisement dominante. La raison de ce choix est la suivante : nous avons vu au Chapitre V que la résistance adjacente doit être au minimum 65 fois plus faible que la résistance de croisement pour que l'on puisse supposer qu'elle domine dans le câble. Dans le cas d'ALS3, la différence

entre les deux types de résistance étant plus faible, nous avons supposé que la résistance de croisement continuait à dominer le comportement du câble.

Tableau 6.5. Constantes de temps des câbles

Câble	τ_{mes} (ms)	n	R_a, R_c ($\mu\Omega$)	τ_{theo} (ms)	$\tau_{Verweij}$ (ms)
LHC1	96	8,1	$R_c = 21$	81	68
ALS1	1015	8,4	$R_c = 1,1$	1134	1299
ALS2	18	8,4	$R_a = 1,7$	17	
ALS3	1,6	6,8	$R_c = 505$	3,7	3,2

Si l'on compare les valeurs des constantes de temps théoriques et mesurées, nous constatons un bon accord entre ces deux valeurs. L'écart entre les deux constantes de temps pourrait s'expliquer d'une part par les approximations faites dans les modèles (longueur de câble infinie, détermination du facteur de forme,...) mais aussi par les erreurs lors de la détermination des résistances interbrin (en particulier pour ALS3 -voir Chapitre IV). Néanmoins, ces faibles écarts semblent justifier d'une part l'hypothèse de la dominance des courants de couplage interbrin dans le câble et d'autre part la validité des modèles (pour la détermination des résistances interbrin et pour le calcul des différents types de pertes).

De plus, si l'on compare la valeur de la constante de temps calculée à l'aide de notre modèle simple et celle calculée par A. Verweij [Verweij, 1995] à l'aide d'un modèle numérique, et notée $\tau_{verweij}$ dans le Tableau 6.5, nous obtenons un bon accord entre les deux valeurs pour les différents câbles. Cela confirme encore la validité des modèles analytiques simples. Il est à noter que la formule de la constante de temps donnée par A. Verweij est valable seulement dans le cas d'un câble dominé par les résistances de croisement.

VI.3.3.5 ETUDE DES DIFFERENTES POSITIONS DES BOBINES DE FLUX

Nous avons voulu étudier l'influence de la position de la bobine de flux de mesure sur les pertes par cycle. Pour ce faire, nous avons utilisé le porte-échantillon contenant le câble LHC1 pressé à 100 MPa et nous l'avons instrumenté des bobines de flux décrites précédemment ainsi que d'une bobine de flux placée autour de l'échantillon et située dans le plan du conducteur (le nombre de tours est choisi de manière à obtenir une surface équivalente

à celle des petites bobines de flux). Nous avons alors effectué une série de mesures d'aimantation comme décrites au paragraphe VI.2.2. Nous avons ensuite sorti l'insert de mesure, déplacé la petite bobine de flux de mesure et effectué de nouvelles mesures. Cette bobine de flux a été déplacée trois fois. La Fig. 6.10 indique les quatre positions différentes prises par cette bobine de flux. Pour chaque déplacement, une mesure sur la grande bobine de flux a été effectuée. Ceci nous permet de vérifier que les propriétés du câble n'ont pas été modifiées par les différentes manipulations.

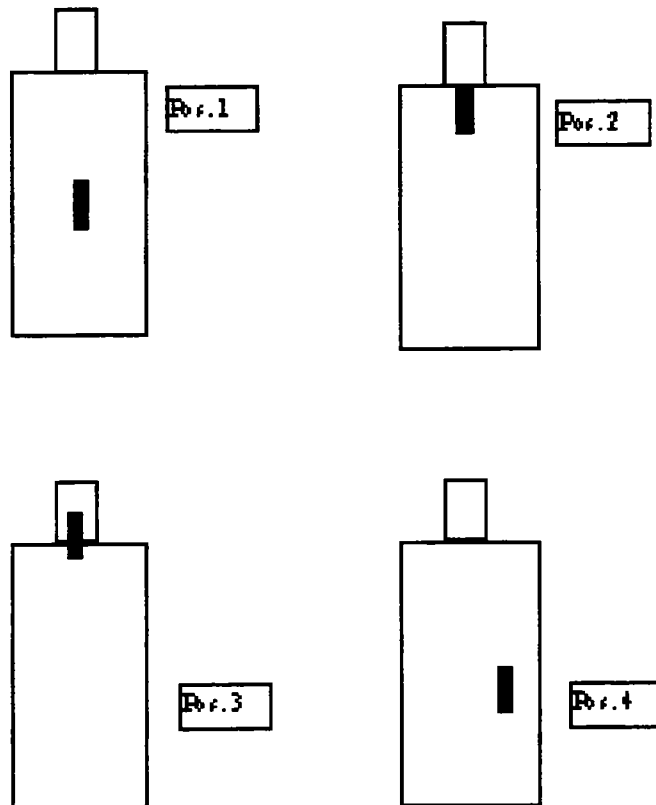


Fig. 6.10 : Positions de la pick-up de mesure sur le porte-échantillon

La Fig. 6.11 présente l'évolution de l'énergie dissipée par cycle pour les différentes bobines de flux aux différentes positions en fonction de la fréquence (les données sont normalisées, et la normalisation est la même). Il apparaît que les signaux récoltés par la grande bobine de flux sont plus importants que ceux obtenus par la petite bobine de flux. Ceci s'explique assez facilement par le fait que la grande bobine de flux se trouve être la plus proche du câble. De plus, on observe une très bonne reproductibilité des mesures sur cette bobine de flux ce qui nous rassure quant aux éventuelles altérations du câble lors des différentes manipulations. Les signaux obtenus pour la petite bobine de flux en position 2 et 3, c'est à dire celle proche des extrémités du câble, sont très faibles et ne présentent pas de maximum d'énergie.

En utilisant l'Eq. (6.30), il est possible de déterminer la valeur de la constante de temps pour chaque mesure. Le Tableau 6.6 présente les résultats obtenus pour chaque configuration. Les positions 2 et 3 (extrémités de l'échantillon) présentent de grandes constantes de temps. Les constantes de temps des positions 1 et 4 ainsi que de la grande bobine de flux sont assez proches (cela est surtout vrai pour la bobine de flux en position 4 et la grande bobine de flux).

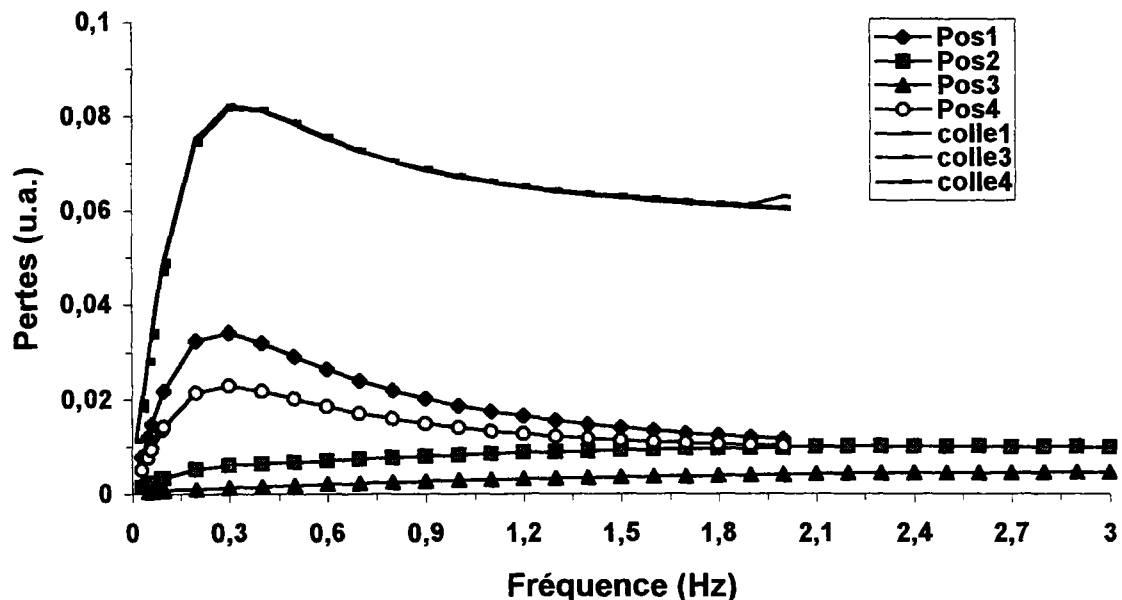


Fig. 6.11 : Pertes en fonction de la fréquence pour les différentes positions des pick-up

Tableau 6.6. Récapitulatif des constantes de temps pour les différentes bobines de flux

Ref.	τ_{mes} (s)
Pos. 1	0,55
Pos.2	3,5
Pos. 3	1,7
Pos. 4	0,47
Grande bobine de flux	0,45

Ces phénomènes pourraient s'expliquer par des effets de bords. En effet, les positions 2 et 3 correspondent à des positions proches de l'extrémité sectionnée du câble, là où les courants de couplage ne se redistribuent pas selon les modèles utilisés. Les positions 1 et 4 correspondent à des positions proche du centre du câble là où l'aimantation est la plus homogène. La grande bobine de flux enserrant l'ensemble du câble, elle, se trouve être moins sensibles à ces effets de bords.

Il faudrait, pour vérifier ces explications, développer un modèle beaucoup plus complexe que celui décrit précédemment. Il serait également judicieux d'effectuer la mesure sur un échantillon plus long (au moins deux pas de transposition) pour voir si la longueur de l'échantillon influence la mesure. Cependant, il semble que pour des études comparatives entre différents type de câbles, l'utilisation d'une bobine de flux placée au centre du câble donne des résultats cohérents. Nous nous contenterons donc d'analyser ces mesures.

Après avoir regardé l'influence de la position de la bobine de flux, nous pouvons comparer les mesures de différents câbles effectuées avec une bobine de flux (de mesure) situé au centre de l'échantillon.

VI.3.3.6 COMPARAISON DES DIFFERENTS CABLES

Afin de comparer l'énergie dissipée par cycle par unité de volume des différents câbles, chacune des mesures a été calibré, à l'aide des Eqs (6.29) et (6.38). Pour ce faire, nous avons utilisé la valeur de τ déterminée par optimisation. Nous avons ensuite calculé, à l'aide de cette valeur et des Eq. (6.29) et (6.38), la valeur de l'énergie dissipée par cycle. Ce calcul a été effectué soit à la fréquence de coupure, si la courbe présente un maximum, soit à la fréquence maximale d'excitation du champ. Une fois connue la valeur du maximum des pertes, nous

avons calibré le reste de la courbe sur ce maximum. Nous obtenons alors les énergies dissipées par cycle en Joules par unité de volume.

La Fig. 6.12 présente l'évolution de l'énergie dissipée par cycle par unité de volume en fonction de la fréquence pour les quatre échantillons de câbles.

ALS1 et LHC1 présentent les pertes plus importantes mais ALS1 atteint son maximum bien avant LHC1. Ceci s'explique par le fait que les résistances (adjacentes mais surtout de croisement) sont très faibles pour ALS1. La constante de temps étant inversement proportionnelle à la valeur des résistances, celle-ci est très faible pour le câble ALS1. De plus, comme nous l'avons vu à la section VI.3.3.2, le maximum de la courbe est atteint pour $f = \frac{1}{2\pi\tau}$. La fréquence de coupure d'ALS1 est donc plus faible que celle de LHC1.

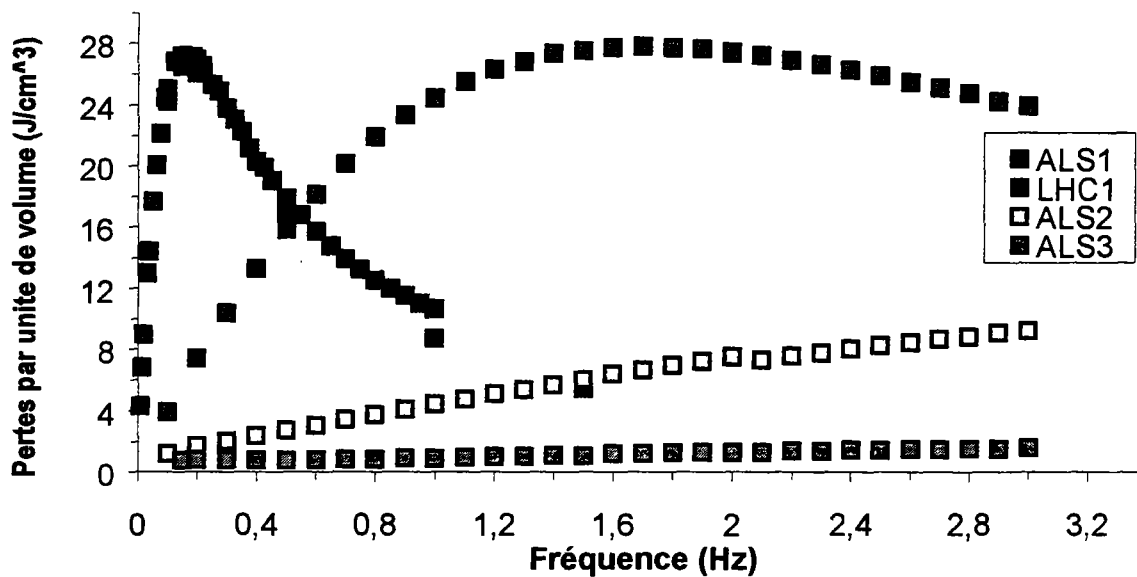


Fig. 6.12 : Pertes par unité de volume en fonction de la fréquence

ALS2 et ALS3 présentent une évolution linéaire de l'énergie dissipée par cycle avec la fréquence. Ceci indique que la valeur de la constante de temps est très petite (maximum de la courbe non visible) et donc que la valeur des résistances interbrin est très grande. Les pertes les plus faibles sont obtenus pour le câble ALS3. Cependant, les pertes obtenues pour ALS2 nous semblent suffisamment faibles pour envisager son utilisation.

VI.4 CONCLUSION

Deux types de mesures ont été effectuées, à savoir : des mesures de pertes sur 4 échantillons de brins et des mesures de pertes sur 4 échantillons de câbles utilisant deux de ces brins.

Les mesure de pertes sur brins ont mis en évidence l'influence de la barrière de Nb sur la valeur de l'énergie dissipée par cycle. De plus, le brin à 19 sous-éléments utilisant la même conception que les brins à 7 sous-éléments présente des pertes beaucoup trop élevées ce qui indique un pontage interfilamentaire. Il serait donc judicieux d'optimiser la conception du brin à 19 sous-éléments, d'une part, en supprimant la barrière de niobium, et, d'autre part, en augmentant l'espacement entre le filaments. Les autres brins présentent des pertes acceptables au regard du cahier des charges.

Les mesures de pertes sur câbles ont mis en évidence l'influence des résistances interbrin. Comme le montrait les calculs du Chapitre V, la valeur de l'énergie dissipée par cycle par courants de couplage interbrin varie de manière inversement proportionnelle à la valeur de la résistance interbrin. Ainsi, les câbles avec feuillard d'innox ou chromés c'est à dire ayant les résistances de contact les plus élevées présentent les énergies dissipée par cycle les plus faibles.

Les mesures sur câbles ont également montré un comportement de type filtre passe-bande de l'énergie dissipée par cycle en fonction de la fréquence. L'énergie dissipée par cycle présente un maximum qui est directement liée à la valeur de la résistance interbrin comme le prédisaient les équations du Chapitre V.

La comparaison des différentes pertes obtenues pour les différents câbles plaide pour l'utilisation d'un câble avec âme et brins non chromés. En effet, ce câble semble être un bon compromis entre pertes faibles et néanmoins bonne potentialité pour la redistribution du courant.

REFERENCES

P. Bruzzone and K. Kwasnitza, "Influence of magnet winding geometry on coupling losses of multifilament superconductors," *Cryogenics*, Vol. 27, p. 539-544 (1987).

M. Campbell, "A general treatment of losses in multifilamentary superconductors," *Cryogenics*, p. 3-16 (1982).

CEA Saclay, GEC Alsthom, "Accord de collaboration concernant le développement et la fabrication d'un quadripôle supraconducteur en niobium-étain," *Note interne STCM/Nb₃Sn*, 5-2650B-00210274 96 (1996).

D. Ciazynski, "Distributions de courants et pertes à l'intérieur d'un composite multifilamentaire supraconducteur soumis à un champ magnétique," *Thèse de doctorat d'Etat*, Université Pierre et Marie Curie (1985).

D. Ciazynski, "Mesure de pertes par aimantation sur un câble supraconducteur à géométrie circulaire," *Note interne CEA/DRFC/STID P/EM/91/28* (1991).

E. Gregory, E. Gulko and T. Pyon, "Improvements in the properties of internal-tin Nb₃Sn," *Trans. on Appl. Superconductivity*, Vol 7 (2), p.1498-1503 (1997).

E. Gregory, E. Gulko and T. Pyon, "Development of Nb₃Sn wire made by the internal-tin process," *Adv. in Cryo. Eng. (Materials)* Vol. 44, p.903- 918 (1998).

R. Navatel, "Etude du comportement de brin en Niobium-Etain pour ITER lors de variations de champs," *Rapport de stage de fin d'étude* (1994).

P. Tixador, D. Leroy and L. Oberli, "Coupling losses in a superconducting model for magnet for the LHC," *Proceedings of 11th Magnet Technology Conference*, Tsukuba, 1989, Elsevier, p. 54-59 (1989a).

P. Tixador, and D. Leroy, "Coupling losses in superconducting flat cables models and measurements," *CERN Internal Note*, SPS/89 (1989b).

T. Schild, "Mesure de pertes par aimantation : principe et méthode d'analyse," *Note interne CEA/DRFC/STID NT/EM/98/33* (1998).

C. Verwaerde, "Transformation de phases au cours de la fabrication de composites supraconducteur en Nb₃Sn," *Thèse de doctorat*, Université de Lille (1996).

A. Verweij, "Electrodynamics of superconducting cables in accelerator magnet," *Thèse de doctorat*, Université de Twente, p. 78 (1995).

CHAPITRE VII : CONCLUSION

L'objectif de ce travail était de déterminer les paramètres importants pour la fabrication des brins et des câbles d'un quadripôle pour accélérateur. Pour ce faire, des mesures de courant critique sur brins non câblés et extraits de câbles, des mesures de résistances interbrin sur câble et des mesures de pertes sur brins et câbles ont été effectuées

Ces mesures ont effectivement permis de mettre en évidence les paramètres importants et d'en déterminer les valeurs optimales. De plus, des modèles théoriques ont été utilisés et ont permis une meilleure compréhension de certains phénomènes.

VII.1 RECAPITULATIF DES RESULTATS

VII.1.1 BRIN

Nous avons effectué des mesures de courant critique sur différents échantillons de brins. Le Tableau 7.1 récapitule les principales caractéristiques de ces brins ainsi que la valeur du courant et de la densité de courant critique à 7 T.

Il apparaît que la densité de courant critique est gouvernée par plusieurs paramètres. Tout d'abord la distance entre les filaments et la piscine d'étain. En effet, les densités de courants critiques les plus élevées sont obtenues pour les brins 2/7752, 4/2856 et 1/7752. Les brins 2/7752 et 1/7752 sont composés de 19 sous-éléments et utilisent des espaceurs en CuSn. Les filaments sont donc assez proches des sources d'étain et sont bien réagis. Dans le cas du brin 4/2856, le fort rapport cuivre-sur-non-cuivre a pour conséquence l'obtention de sous-éléments de faibles diamètres et donc de filaments fins, également assez proches des piscines d'étain. La taille des filaments est aussi un paramètre important. En effet, le brin IGC qui possède 19 sous-éléments mais dont les filaments ont un grand diamètre ne présente pas de densité de critique très élevée. Ceci met en exergue un paramètre important qui est le taux de réaction des filaments.

Néanmoins, si l'on raisonne en terme de courant critique, il apparaît que la surface de supraconducteur est un paramètre important. Ainsi les brins 2/7752 et 1/7752, c'est à dire les brins ayant de grandes surfaces de supraconducteur, possèdent les courants critiques les plus élevés. Cette section étant proportionnelle au diamètre du brin et inversement proportionnelle au rapport cuivre-sur-non-cuivre, l'utilisation d'un brin avec un faible rapport est donc primordiale.

Tableau 7.1 : Récapitulatif des caractéristiques des brins, des courants et des densités de courant critiques obtenus à 7 T et 4,2 K

Réf.	Diam (mm)	Nb. ss-élts	Nb. de fil. (/ss elt)	Rap. Cu/non-Cu	Diam. des fil. (μm)	Section de supra (mm^2)	I_c (7 T, 4,2 K)	J_c (7 T, 4,2 K)
ITER/IGC	0,81	19	162	1,44	4,2	0,21 1	374	1772
5/2856	0,78	7	408	1,2	4,3	0,21 7	391	1801
6/2856	0,78	7	408	1,4	4,1	0,19 9	329	1653
4/2856	0,78	7	408	1,8	3,9	0,17	330	1941
1/7752	0,78	19	408	1,23	2,47	0,21 4	417	1948
2/7752	0,825	19	408	1,35	2,6	0,22 7	449	1977

Les mesures de pertes par hystérésis ont fait apparaître la nécessité d'avoir une distance interfilaire suffisante pour éviter les problèmes de pontage lors de la formation du Nb_3Sn . Il serait donc judicieux d'optimiser la conception du brin à 19 sous-éléments en augmentant l'espacement entre les filaments. Toutefois, un optimum doit être déterminé entre l'espacement et le nombre et le diamètre des filaments.

De plus, ces mesures de pertes ont mis en évidence l'influence de la barrière de Nb sur la valeur des pertes par cycle. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre IV, le niobium est un supraconducteur de type II, avec un champ critique de seconde espèce de 0,268 T à 4,2 K, la barrière est donc dans l'état supraconducteur lorsque l'induction appliquée est faible. Lors des variations de cette dernière et pour de faibles valeurs, une aimantation est créée au niveau de la barrière qui a pour conséquence l'augmentation de la valeur des pertes (jusqu'à 30 %). Il serait donc judicieux de supprimer cette barrière et d'utiliser une barrière simple en tantale.

Les mesures de pertes par courants de couplage intrabrin et le modèle développé ont permis de mettre en évidence l'importance de l'épaisseur et du RRR de la couronne de cuivre. En effet, il est apparu que la contribution aux pertes la plus importante vient de la couronne de cuivre. Plus le RRR est élevé et plus les pertes sont importantes. On pourrait donc penser à diminuer la valeur de ce paramètre (en utilisant par exemple un cuivre moins pur) mais cela entrerait en conflit avec l'exigence de bonnes conductibilités électrique et thermique nécessaires à la stabilité du brin. Le modèle de détermination des pertes est un bon outil pour calculer l'ordre de grandeur de celles-ci.

Nous proposons donc de concevoir un brin avec un grand nombre de sous-éléments. Les derniers brins fabriqués par Alstom (B1/7752 et B2/7752) en possédaient 19 mais il serait peut-être préférable d'augmenter encore ce nombre. De plus, la présence d'un grand nombre de sous-éléments permet une meilleure réaction des filaments (et ce grâce à la multiplication des piscines d'étain). L'utilisation d'espaceurs en CuSn est conseillée pour la même raison. Un rapport cuivre-sur-non-cuivre d'environ 1,3 nous paraît être une bonne valeur. De plus, nous conseillons de supprimer la barrière de niobium qui contribue de manière non négligeable aux pertes par hystérésis.

VII.1.2 CABLE

Nous avons effectué des mesures de résistances interbrin et de pertes sur des câbles utilisant certains de ces brins. Le Tableau 7.2 récapitule les principales caractéristiques de ces câbles ainsi que les valeurs des résistances interbrin.

Tableau 7.2 : Récapitulatif des caractéristiques des câbles et des résistances interbrin

Nom du câble	LHC1	ALS1	ALS2	ALS3
Brin utilisé	Brin externe	5/2856	5/2856	6/2856
Nombre de brins	36	36	36	36
petite hauteur (mm)	1,632	1,286	1,286	1,291
grande hauteur (mm)	1,598	1,518	1,518	1,525
Largeur (mm)	15,1	14,87	14,86	14,84
Pas de transposition	100	73	73	84
revêtement	STABRITE	AUCUN	AUCUN	CHROME
Feuillard (μm)	NON	NON	25	NON
R_a ($\mu\Omega$) à 100 MPa	168	10,3	1,7	151
R_c ($\mu\Omega$) à 100 MPa	21	1,1	275	505

Il apparaît que les résistances interbrin sont très faibles pour ALS1, c'est à dire pour le câble sans âme avec brins non chromés. Ceci pourrait s'expliquer par des soudures Cu-Cu (frittage). Des résistances trop faibles sont à proscrire car d'importants courants de couplage et donc d'importantes pertes peuvent se créer. A l'inverse, les résistances obtenues pour le câble ALS3, c'est à dire pour le câble avec brins chromés, sont élevées. De fortes résistances

interbrin seraient préjudiciables pour la stabilité du câble, car la redistribution du courant entre brins serait fortement gênée. Pour ALS2, l'introduction de l'âme inox permet d'augmenter fortement la valeur de la résistance de croisement tout en conservant une faible valeur de résistances adjacentes. De plus, il est à noter que dans le cas du câble LHC1, la valeur de la résistance de croisement vaut $21 \mu\Omega$, valeur qui se situe dans le cahier des charges définie par le CERN ($20 \pm 10 \mu\Omega$).

A l'aide de modèles théoriques, nous avons démontré que les pertes sont inversement proportionnelles aux résistances interbrin et que celles-ci avaient un comportement, en fonction de la fréquence d'excitation, de type passe-bande. Nous avons ensuite effectué des mesures de pertes sur tous les câbles du Tableau 7.2. La Fig. 7.1 présente les pertes par unité de volume obtenues pour des inductions sinusoïdales. Les mesures de pertes ont permis de confirmer les résultats obtenus grâce aux mesures de résistances interbrin. En effet, les pertes sont excessives pour le câble ALS1, ce qui confirme les faibles valeurs de résistances interbrin pour ce câble. Le câble LHC1 présente des pertes du même ordre de grandeur que le câble ALS1, mais le maximum de la courbe est atteint après celui de ALS1. Ceci s'explique par le fait que la fréquence de coupure de LHC1 qui est inversement proportionnelle aux résistances interbrin, est supérieure à celle de ALS1. Les pertes obtenues pour ALS2 et ALS3 sont faibles. Néanmoins, les résultats des mesures de résistances interbrin et de pertes plaident pour l'utilisation d'un câble à brins non chromés avec un feuillard d'inox. En effet, le câble à brins chromés est à proscrire car, outre les problèmes de stabilité, le câblage de brins chromés accélère l'usure des outillages et complique la réalisation des jonctions. De plus, la présence d'un feuillard d'inox est un avantage pour la stabilité mécanique du câble.

La bonne corrélation entre les résultats théoriques et les mesures indique qu'un modèle analytique simple est suffisant pour décrire les pertes par courants de couplage interbrin et calculer les constantes de temps associées à ces pertes.

Nous proposons donc l'utilisation d'un câble à brins non chromés avec un feuillard d'inox pour la fabrication du quadripôle. Il est à noter que le choix d'un tel câble, c'est à dire avec des résistances de croisement élevées et des résistances adjacentes faibles est une proposition innovante aux vues des choix du CERN pour la construction du LHC (faibles résistances de croisement et fortes résistances adjacentes).

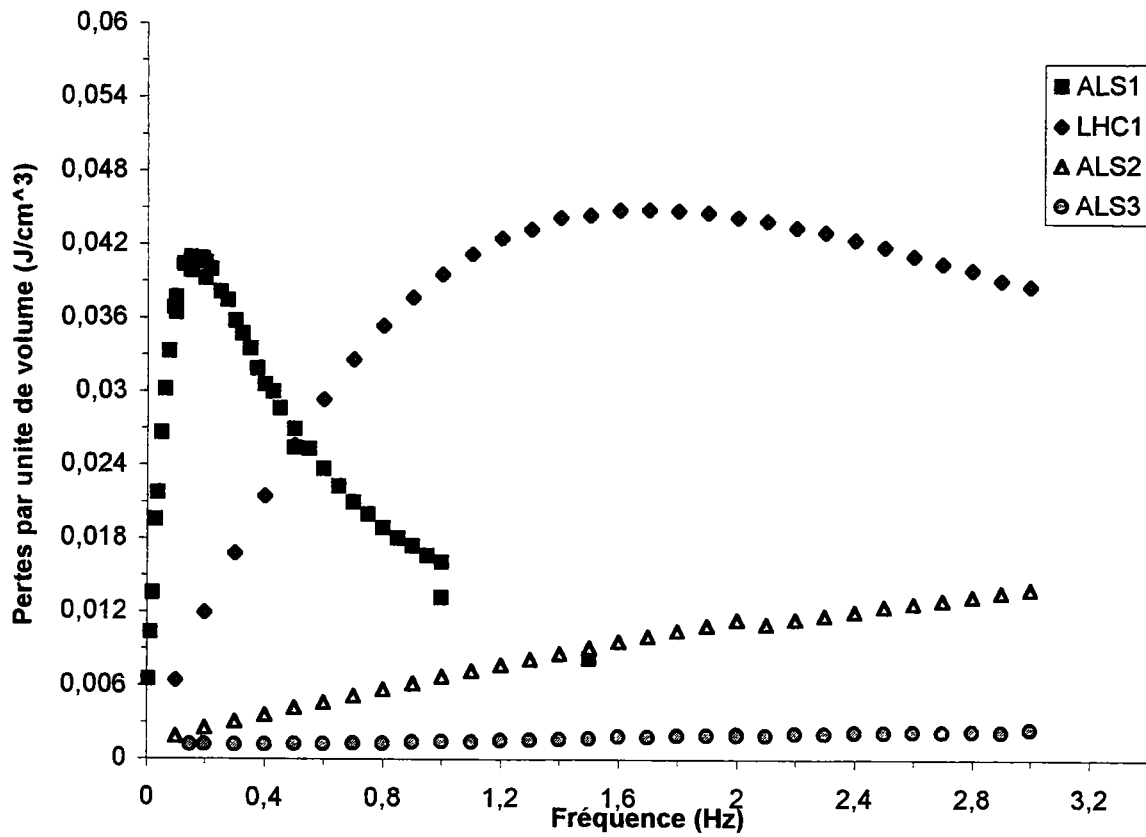


Fig. 7.1 : Evolution des pertes en fonction de la fréquence du champ d'excitation pour ALS1 (brins Nb₃Sn brin non chromés sans feuillard d'inox entre les deux couches de brins), ALS2 (brins Nb₃Sn non chromés avec feuillard d'inox entre les deux couches de brins), ALS3 (brins Nb₃Sn chromés sans feuillard d'inox) et LHC1 (brins NbTi recouverts de "stabrite" sans feuillard d'inox)

VII.2 PERSPECTIVES

Avant de réaliser tout bobinage utilisant les brins et câbles recommandés, il serait judicieux de procéder à des mesures de courants critiques sur câble.

De plus, les aspects liés à la stabilité du conducteur n'ont pas été abordés dans cette étude. Il serait donc bon de prolonger cette dernière par une étude sur ce sujet.

Les modèles utilisés dans cette étude pourraient être affinés. Ainsi, dans le modèle permettant le calcul des résistances interbrin, une amélioration pourrait être l'introduction de distributions de résistances le long du câble. Une meilleure connaissance de la distribution de ces résistances permettrait d'affiner l'estimation des pertes. Dans le cas du modèle des pertes

interbrin, il serait intéressant de tenir compte des conditions aux limites d'un câble de dimensions finies

La réalisation du prototype en cours sera l'aboutissement de ce travail (il s'agirait alors du premier aimant d'accélérateur jamais réalisé avec un tel câble).

NOMENCLATURE

a :	demi largeur de la plaque	(m)
A :	section de non cuivre du brin	(m ²)
a_1 :	position de la ligne de courant	(m)
a_{\max} :	rayon extérieur de la coquille	(m)
a_{\min} :	rayon intérieur de la coquille	(m)
B :	induction magnétique	(T)
B_{down} :	induction minimale atteinte en descente	(T)
B_m :	induction maximale lors d'une variation trapézoïdale	(T)
B_p :	induction magnétique de pénétration	(T)
$B_{p,\text{down}}$:	induction de pénétration en descente	(T)
$B_{p,v}$:	induction de pénétration partant d'un état vierge	(T)
$B_{p,\text{up}}$:	induction de pénétration en monté	(T)
B_{top} :	induction maximale atteinte après l'état vierge	(T)
C :	chaleur spécifique par unité de volume	(J m ⁻³ K ⁻¹)
c :	demi-largeur du câble	(m)
\tilde{C}	chaleur spécifique effective par unité de volume	(J m ⁻³ K ⁻¹)
d :	diamètre du brin	(m)
e :	charge de l'électron	(C)
e_{down} :	excentricité de l'ellipse en descente	(—)
e_1 :	excentricité de l'ellipse	(—)
e_{up} :	excentricité de l'ellipse en montée	(—)
e_v	excentricité de l'ellipse partant d'un état vierge	(—)
F_p :	force d'ancrage	(N m ⁻³)
F_v :	pseudo-force de Lorentz	(N m ⁻³)
g :	quantité de chaleur produite par effet Joule	(J m ⁻³)
g' :	quantité de chaleur par unité de longueur	(J m ⁻¹)
g_c :	conductance par unité de longueur	($\Omega^{-1} \text{m}^{-1}$)
h :	constante de Planck	(J s)
H :	champ magnétique	(T)
H_{c1} :	champ critique de première espèce	(T)
H_{c2} :	champ critique de seconde espèce	(T)
h_m :	hauteur moyenne du câble	(m)
h_p :	hauteur de la plaque	(m)
I :	courant circulant sur une ligne	(A)
I_s	courant circulant dans les filaments externes	(A)
J :	densité de courant	(A m ⁻²)

J_c :	densité de courant critique	(A m ⁻²)
L_c :	pas de transposition du câble	(m)
l_p :	pas de torsade du brin	(m)
m :	moment magnétique	(A m)
M :	aimantation	(T)
M_{down} :	moment magnétique par unité de longueur de filament en descente	(A)
M_f :	moment magnétique totale par unité de longueur de filament	(A)
M_s :	aimantation du brin	(T)
M_s :	moment magnétique totale par unité de longueur de brin	(A)
M_{up} :	moment magnétique par unité de longueur de filament en monté	(A)
M_v :	moment magnétique par unité de longueur de filament	(A)
n :	facteur de forme	(—)
N :	facteur démagnétisant	(—)
N_b :	nombre de brins du câble	(—)
n_f :	nombre de filaments	(—)
N_{ss} :	nombre de sous-éléments	(—)
P	pertes instantanées par unité de volume	(W m ⁻³)
P_a :	pertes instantanées par unité de longueur de câble dans le cas où R_a domine	(W m ⁻¹)
P_a :	pertes instantanées par unité de volume de câble dans le cas où R_a domine	
P_b :	pertes instantanées par unité de volume de sous-élément du cœur résistif	(W m ⁻³)
P_c :	pertes instantanées par unité de longueur de câble dans le cas où R_c domine	(W m ⁻¹)
P_c :	pertes instantanées par unité de volume de câble dans le cas où R_c domine	(W m ⁻³)
P_f :	pertes instantanées par unité de volume de sous-élément de la zone multifilamentaire	(W m ⁻³)
P_{fa} :	pertes instantanées par unité de longueur de câble et par face dans le cas où R_a domine	(W m ⁻¹)
P_s	pertes totales instantanées par unité de volume de sous-élément	(W m ⁻³)
P_{st}	pertes totales instantanées par unité de volume de brin	(W m ⁻³)

P_{tot} :	pertes instantanées totales du câble dans le cas où R_a domine	(W)
P_0 :	pertes instantanées par unité de volume de brin de la zone filamentaire	(W m ⁻³)
P_1 :	pertes instantanées par unité de volume de brin de la première couronne	(W m ⁻³)
P_2 :	pertes instantanées par unité de volume de brin de la seconde couronne	(W m ⁻³)
P_3 :	pertes instantanées par unité de volume de brin de la troisième couronne	(W m ⁻³)
Q :	quantité de chaleur par unité de volume	(J m ⁻³)
Q_{hyst} :	pertes par hystérésis	(J)
r :	position	(m)
R_a :	résistance adjacente	(Ω)
R_b :	rayon du cœur de bronze du sous-élément	(m)
R_c :	résistance de croisement	(Ω)
r_{cu} :	rapport cuivre-sur-non-cuivre	(—)
r_{eff} :	rayon effectif des filaments	(m)
r_f :	rayon d'un filament	(m)
R_f :	rayon de la zone multifilamentaire dans un sous-élément	(m)
r_{max} :	rayon maximal d'un filament supraconducteur	(m)
R_{ss} :	rayon d'un sous-élément	(m)
R_0 :	rayon de la zone filamentaire	(m)
R_1 :	rayon de la première couronne	(m)
R_2 :	rayon de la seconde couronne	(m)
R_3 :	rayon de la troisième couronne	(m)
t :	temps	(s)
T :	température	(K)
T_c :	température critique	(K)
U :	densité d'énergie	(J m ⁻³)
W :	pertes par unité de volume et par cycle	(J m ⁻³)
W_f :	pertes par hystérésis par unité de longueur de filament et par cycle	(J m ⁻¹)
W_s :	pertes par hystérésis par unité de volume de brin et par cycle	(J m ⁻³)
W_s :	pertes par hystérésis par unité de longueur de brin et par cycle	(J m ⁻¹)
x, y, z :	coordonnées cartésiennes	(m)

SYMBOLES GRECS :

δ :	distance	(m)
ξ_1 :	longueur de cohérence	(m)
ξ :	demi petit axe de l'ellipse	(m)
ζ :	demi grand axe de l'ellipse	(m)
γ :	angle de câblage	(deg)
Γ :	taux de compaction	(—)
λ_L :	longueur de pénétration de London	(m)
λ :	proportion de supraconducteur	(—)
λ_b :	proportion de supraconducteur dans l'approximation monofilamentaire	(—)
λ_{ss} :	proportion de supraconducteur dans un sous-élément	(—)
ϕ :	flux magnétique	(V s)
ϕ_0 :	quantum de flux élémentaire	(V s)
μ_0 :	perméabilité magnétique du vide	(H m ⁻¹)
θ :	angle	(deg)
ψ :	angle	(deg)
α :	angle	(deg)
ρ_b :	résistivité transverse du cœur du sous-élément	(Ω m)
ρ_f :	résistivité de la zone filamentaire d'un sous-élément	(Ω m)
ρ_{lf} :	résistivité longitudinale de la zone filamentaire d'un sous-élément	(Ω m)
ρ_{l0} :	résistivité longitudinale de la zone filamentaire d'un brin	(Ω m)
ρ_m :	résistivité transverse de la matrice	(Ω m)
ρ_{ss} :	résistivité transverse de la zone multifilamentaire du sous-élément	(Ω m)
ρ_t :	résistivité transverse	(Ω m)
ρ_{tf} :	résistivité transverse de la zone filamentaire d'un sous-élément	(Ω m)
ρ_{t0} :	résistivité transverse de la zone filamentaire d'un brin	(Ω m)
ρ_1 :	résistivité transverse de la première couronne	(Ω m)
ρ_2 :	résistivité transverse de la deuxième couronne	(Ω m)
ρ_3 :	résistivité transverse de la troisième couronne	(Ω m)
τ_a :	constante de temps du câble dans le cas où R_a domine	(s)
τ :	constante de temps	(s)
τ_c :	constante de temps du câble dans le cas où R_c domine	(s)
τ_{ss} :	constante de temps d'un sous-élément	(s)
τ_0 :	constante de temps liée à la zone filamentaire	(s)

τ_1 :	constante de temps liée à la première couronne	(s)
τ_2 :	constante de temps liée à la deuxième couronne	(s)
τ_3 :	constante de temps liée à la troisième couronne	(s)
Π :	rapport entre les constantes de temps du câble	(—)

...

ANNEXES

ANNEXE I : DETERMINATION DES RESISTANCES INTERBRIN : DESCRIPTION DU MODELE

I. MISE EN EQUATIONS

I.1 NOTATIONS

Le modèle retenu fait apparaître 3 types de branches [Mangeant, 1997]: 1) les branches contenant les résistances de croisement, où circulent les courants de croisement, I_c , 2) les branches contenant les résistances adjacentes, où circulent les courants adjacents, I_a , et 3) les branches correspondant aux brins supraconducteurs, où circulent les courants de brin, I_b .

Pour la mise en équations, le câble peut être divisé en rangées et en bandes, comme représenté Fig. 1. Une rangée est définie à partir d'une série de résistances de croisement sur une ligne parallèle à l'axe du brin. Pour un câble à N_b brins, il y a (N_b-1) rangées. Une bande est définie à partir d'une série de résistances de croisement le long d'un chemin en zigzag allant du bord supérieur au bord inférieur du câble. Pour un câble de longueur, L_c , où L_c est égal au pas de transposition, il y a N_b bandes.

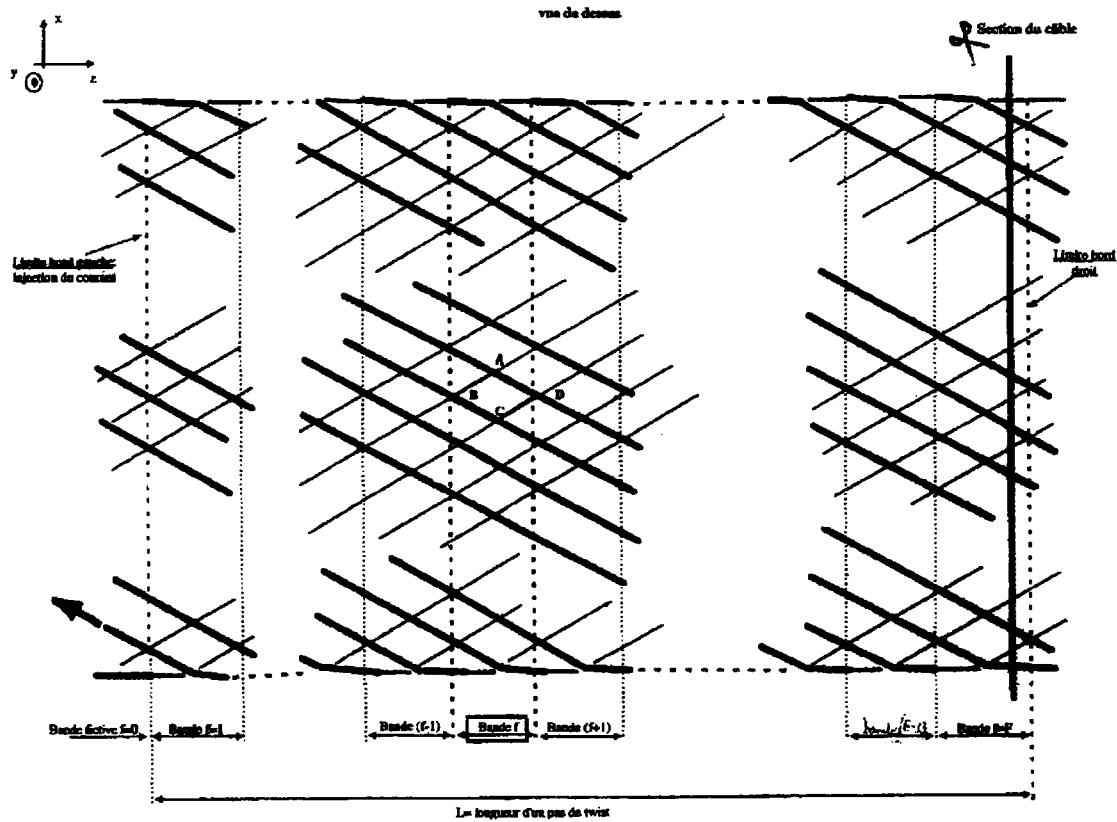


Fig. 1 : Représentation du câble dans le modèle de calcul des résistances interbrin.

Dans la suite, on désignera par α le paramètre défini comme

$$\alpha = \frac{R_a}{R_c} \quad (\text{I. 1})$$

où R_a et R_c sont les résistances adjacentes et de croisement supposées uniformes, et l'on désignera par i le numéro du brin alimenté par un courant $(+I)$ et par j le numéro du brin alimenté par un courant $(-I)$.

I.2 EQUATIONS POUR UNE BANDE F , $1 < F < N_b$

Pour chaque bande, f , $1 < f < N_b$, on peut identifier (N_b-1) contours fermés sur lesquels on peut écrire la loi des mailles et qui permettent d'exprimer les (N_b-1) courants de croisement de la bande f , $[I_{c,f}]$, en fonction des (N_b-1) courants de croisement de la bande $(f-1)$, $[I_{c,f-1}]$

$$[I_{c,f}] = [C] [I_{c,f-1}] \quad (\text{I. 2})$$

où $[C]$ est une matrice (N_b-1) par (N_b-1) ne contenant que des 0, des 1 et des (-1) .

On en déduit

$$[I_{c,f}] = [C]^{(f-1)} [I_{c,1}] \quad (\text{I. 3})$$

De manière similaire, pour chaque bande f , $1 < f < N_b$, on peut identifier $(2N_b)$ contours fermés sur lesquels on peut écrire la loi des mailles et qui permettent d'exprimer les $(2N_b)$ courants adjacents de la bande f , $[I_{a,f}]$, en fonction des (N_b-1) courants de croisement de la bande f , $[I_{c,f-1}]$

$$[I_{a,f}] = \frac{1}{\alpha} [A] [I_{c,f}] \quad (\text{I. 4})$$

où $[A]$ est une matrice $(2N_b)$ par (N_b-1) ne contenant que des 0, des 1 et des (-1) .

On en déduit

$$[I_{a,f}] = \frac{1}{\alpha} [A] [C]^{f-1} [I_{c,1}] \quad (\text{I. 5})$$

Enfin, en écrivant la loi des nœuds sur les $(2N_b-2)$ nœuds de chaque bande f , $1 < f < N_b$, faisant intervenir les $(2N_b-2)$ courants de brins, on peut exprimer les courants de brins de la bande f en fonction : 1) des courants de brins de la bande $(f-1)$, 2) des courants adjacents de la bande $(f-1)$, 3) des courants de croisement de la bande f et 4) des courants adjacents de la bande f

$$[I_{b,f}] = [S] [I_{b,f-1}] + [T] [I_{a,f-1}] + [U] [I_{c,f}] + [V] [I_{a,f}] \quad (\text{I. 6})$$

où $[S]$ est une matrice $(2N_b-2)$ par $(2N_b-2)$, $[T]$ est une matrice $(2N_b-2)$ par $2N_b$, $[U]$ est une matrice $(2N_b-2)$ par (N_b-1) et $[V]$ est une matrice $(2N_b-2)$ par $(2N_b)$. Les matrices $[S]$, $[T]$, $[U]$ et $[V]$ ne contiennent que des 0, des 1 et des (-1) .

On en déduit

$$[I_{b,f}] = [S_1] [I_{b,f-1}] + [S_3(\alpha)] [C]^{(f-2)} [I_{c,1}] \quad (\text{I. 7})$$

où $[S_1]$ est une matrice $(2N_b-2)$ par $(2N_b-2)$ et $[S_3]$ est une matrice $(2N_b-2)$ par (N_b-1) définies par

$$[S_1] = [S] \quad (\text{I. 8})$$

$$[S_2(\alpha)] = [U] + \frac{1}{\alpha} [V] [A] \quad (\text{I. 9})$$

$$[S_3(\alpha)] = \frac{1}{\alpha} [T] [A] + [S_2(\alpha)] [C] \quad (\text{I. 10})$$

où $[S_2]$ est une matrice $(2N_b-2)$ par (N_b-1)

I.3 EQUATIONS POUR LA BANDE $f=1$

Pour la bande $f=1$, on ne peut plus écrire l'Eq. (I.2) sur les courants de croisement. Dans la suite, on conservera donc la matrice $[I_{c,1}]$ comme inconnue. Par contre, on peut toujours écrire l'Eq. (I.4) sur les courants adjacents. En ce qui concerne les courants de brins, il faut réécrire la loi des nœuds en tenant compte du fait qu'à l'extrémité gauche du câble, le brin i est alimenté par un courant $(+I)$, le brin j est alimenté par un courant $(-I)$ et les (N_b-2) autres brins ne sont pas alimentés. Il vient

$$[I_{b,1}] = [S_1] [I_0] + [U] [I_{c,1}] + [V] [I_{a,1}] \quad (\text{I. 11})$$

où $[I_0]$ est une matrice $(2N_b-2)$ par 1 dont toutes les lignes sont nulles, sauf la $i^{\text{ème}}$ ligne qui est égale à $(+I)$ et la $j^{\text{ème}}$ ligne qui est égale à $(-I)$. On en déduit

$$[I_{b,1}] = [S_1] [I_0] + [S_2(\alpha)] [I_{c,1}] \quad (\text{I. 12})$$

De proche en proche, on peut alors montrer que

$$[I_{b,f}] = [S_1]^f [I_0] + [P_f(\alpha)] [I_{c,1}] \quad (\text{I. 13})$$

où $[P_f(\alpha)]$ est une matrice $(2N_b-2)$ par (N_b-1) définie par

$$[P_f(\alpha)] = [S_1]^{(f-1)} [S_2(\alpha)] + \sum_{k=0}^{f-2} [S_1]^k [S_3(\alpha)] [C]^{(f-2-k)} \quad (\text{I. 14})$$

En particulier, pour la bande (N_b-1) , on a

$$[I_{b,N_b-1}] = [S_1]^{(N_b-1)} [I_0] + [P_{N_b-1}(\alpha)] [I_{c,1}] \quad (\text{I. 15})$$

I.4 EQUATIONS POUR LA BANDE N_b

Pour la bande N_b , les (N_b-1) courants de croisement existent et l'Eq. (I.2) est toujours valable. En ce qui concerne les courants adjacents, il n'en reste que (N_b-2) qui peuvent toujours être exprimés en fonction des courants de croisement de la même bande. Enfin, en ce qui concerne les courants de brin, il faut réécrire la loi des nœuds en traduisant que les N_b brins sont coupés à l'extrémité droite du câble. Il vient

$$[E] [I_{b,N_b-1}] = [G(\alpha)] [I_{c,N_b}] + [H] [I_{a,N_b-1}] \quad (\text{I. 16})$$

où $[E]$ est une matrice N_b par $(2N_b-2)$, $[G]$ est une matrice N_b par (N_b-1) et $[H]$ est une matrice N_b par $(2N_b)$. Les matrices $[E]$ et $[H]$ ne contiennent que des 0, des 1 et des (-1) et la matrice $[G(\alpha)]$ ne contient que des 0, des 1, des $(1/\alpha)$, des (-1) et des $(-1/\alpha)$. On en déduit

$$[E] [I_{b,N_b-1}] = [S_4] [I_{c,1}] \quad (\text{I. 17})$$

où $[S_4]$ est une matrice N par $(N-1)$ définie comme

$$[S_4(\alpha)] = [G(\alpha)] [C]^{(N-1)} + [H] [A] [C]^{(N-2)} \quad (\text{I. 18})$$

I.5 RESOLUTION DU SYSTEME

En combinant les Eqs. (I.15) et (I.17), il vient

$$[M(\alpha)] [I_{c,1}] = [Q] [I_0] \quad (\text{I. 19})$$

où $[M(\alpha)]$ est une matrice N_b par (N_b-1) et $[Q]$ est une matrice N_b par $(2N_b-2)$ définies par

$$[M(\alpha)] = [S_4(\alpha)] - [E] [P_{N_b-1}(\alpha)] \quad (\text{I. 20})$$

$$[Q] = [E] [S_1]^{(N_b-1)} \quad (\text{I. 21})$$

L'Eq. (I.19) peut être traitée comme un système d'équations dont les inconnues sont les (N_b-1) courants de croisement de la première bande. Toutefois, le système défini par l'Eq. (I.19) compte N_b équations. Il y en a donc une de trop qu'il faut retirer. Soit alors la matrice (N_b-1) par (N_b-1) dénommée $[M(\alpha)^*]$ et la matrice (N_b-1) par $(2N_b-2)$ dénommée $[Q^*]$, obtenues à partir des matrices $[M(\alpha)]$ et $[Q]$ par suppression d'une même ligne, les courants de croisement $[I_{c,1}]$ sont donnés par

$$[I_{c,1}] = [M(\alpha)^*]^{-1} [Q^*] [I_0] \quad (\text{I. 22})$$

I.6 CALCUL DES POTENTIELS

Connaissant les courants de croisement sur la première bande, $[I_{c,1}]$, on peut utiliser l'Eq. (I.4) pour déterminer les courants adjacents, $[I_{a,1}]$. Par simple application de la loi

d'Ohm, on peut alors calculer la distribution de potentiel, $[V_{\text{sim}}]$, sur tous les brins à l'extrémité gauche du câble

$$[V_{\text{sim}}] = R_c \{ \alpha [X] [I_{a,1}] + [Y] [I_{c,1}(\alpha)] \} \quad (\text{I. 23})$$

où $[X]$ est une matrice N_b par $(2N_b)$ et $[Y]$ est une matrice N_b par (N_b-1) ne contenant que des 0, des 1 et des (-1).

On peut remarquer que, dans l'Eq. (I.23), $[V_{\text{sim}}]$ est directement proportionnelle à R_c . Soit alors R_{c0} une valeur donnée de R_c et soit K le paramètre adimensionnel défini comme

$$K = \frac{R_c}{R_{c0}} \quad (\text{I. 24})$$

si l'on connaît la distribution de potentiel $[V_{\text{sim}0}]$ associée à R_{c0} , on peut en déduire la distribution de potentiel associée à R_c en écrivant

$$[V_{\text{sim}}] = K [V_{\text{sim}0}] \quad (\text{I. 25})$$

II. OPTIMISATION

II.1 PRINCIPE DE LA METHODE

Ayant décrit comment, à partir d'un courant d'injection donné sur un couple de brins particulier, et pour des valeurs données de R_a et R_c , on pouvait calculer la distribution de potentiel sur tous les brins à l'extrémité gauche du câble, nous allons maintenant décrire la méthode permettant de déterminer les valeurs de R_a et R_c qui reproduisent le mieux les données expérimentales.

Pour chaque série de mesures, on balaye un certain nombre de cas d'aménées, et pour chaque cas d'aménées, on mesure les potentiels sur un certain nombre de brins instrumentés. Désignons par $[V_{\text{exp}}]$ l'ensemble des potentiels correspondants à une série de mesures. Pour chacun des cas d'aménées considérées et pour des valeurs données de R_a et de R_c (ou de

manière équivalente, pour des valeurs données de K et de α), on peut alors utiliser le programme pour déterminer les potentiels simulés sur tous les brins instrumentés. Désignons par $[V_{\text{sim}}(K, \alpha)]$ l'ensemble des potentiels simulés pour les différents cas d'aménées et tous les brins instrumentés. On peut alors faire varier K et α afin de déterminer les valeurs de ce couple qui minimisent l'écart quadratique moyen entre $[V_{\text{exp}}]$ et $[V_{\text{sim}}(K, \alpha)]$.

II.2 ALGORITHMES

Le calcul d'optimisation s'articule autour de deux recherches [Curnier, 1998] :

- la recherche du K optimum pour déterminer le R_C qui minimise la différence entre la simulation et les données expérimentales,
- la recherche du rapport $\alpha = R_a/R_C$ qui permet de déterminer le meilleur R_a .

Les recherches s'effectuent de la manière suivante :

- On se fixe une valeur de R_C , notée R_{C0} , et l'on balaye un intervalle de α , $[\alpha_{\text{min}}, \alpha_{\text{max}}]$. Pour chaque valeur de α dans cet intervalle et pour chaque cas d'aménées considéré lors de la série de mesures, on calcule les potentiels simulés sur tous les brins instrumentés, $V_{\text{sim}0,i}(\alpha)$.

- Pour chaque valeur de α , on détermine ensuite la valeur K_{min} de K qui minimise le χ^2 sur l'ensemble des cas d'aménées et l'ensemble des brins instrumentés. Le χ^2 est calculé en prenant la différence entre les potentiels mesurés, $V_{\text{exp},i}$, et les potentiels simulés, $V_{\text{sim},i}(K, \alpha) = KV_{\text{sim}0,i}(\alpha)$

$$\chi^2(K, \alpha) = \sum_{\text{cas}} \sum_{\text{brins}} \left[\frac{V_{\text{exp},i} - KV_{\text{sim}0,i}(\alpha)}{V_{\text{exp},i}} \right]^2 \quad (\text{I. 26})$$

Le minimum du χ^2 en fonction de K s'obtient en écrivant

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial K} = 0 \quad (\text{I. 27})$$

D'où

$$K_{\min}(\alpha) = \frac{\sum_{cas} \sum_{brins} \frac{V_{sim0,i}(\alpha)}{V_{exp,i}}}{\sum_{cas} \sum_{brins} \left[\frac{V_{sim0,i}(\alpha)}{V_{exp,i}} \right]^2} \quad (\text{I. 28})$$

– Une fois les valeurs de K_{\min} calculées pour tous les α dans l'intervalle choisi, on trace la courbe $\chi^2(K_{\min}, \alpha) = f(\alpha)$ et on en détermine le minimum. Ce minimum correspond aux valeurs K_{opt} et α_{opt} recherchées.

– Ayant déterminé K_{opt} et α_{opt} , on en déduit R_c et R_a

$$R_c = K_{\text{opt}} R_{c0} \quad (\text{I. 29})$$

et

$$R_a = \alpha_{\text{opt}} R_c \quad (\text{I. 30})$$

La Fig. 2 montre un exemple de courbe $\chi^2 = f(K, \alpha)$ pour une série de mesures sur LHC1. On peut noter que la courbe présente un pic bien marqué en K , mais que la ligne de crête varie peu en fonction de α . Cette illustration révèle donc la prépondérance du paramètre K sur le paramètre α , et nous suggère que, dans le cas de LHC1, c'est la résistance de croisement qui domine l'algorithme d'optimisation et le comportement du câble. Ceci est consistant avec le fait que R_c domine dans le câble LHC1.

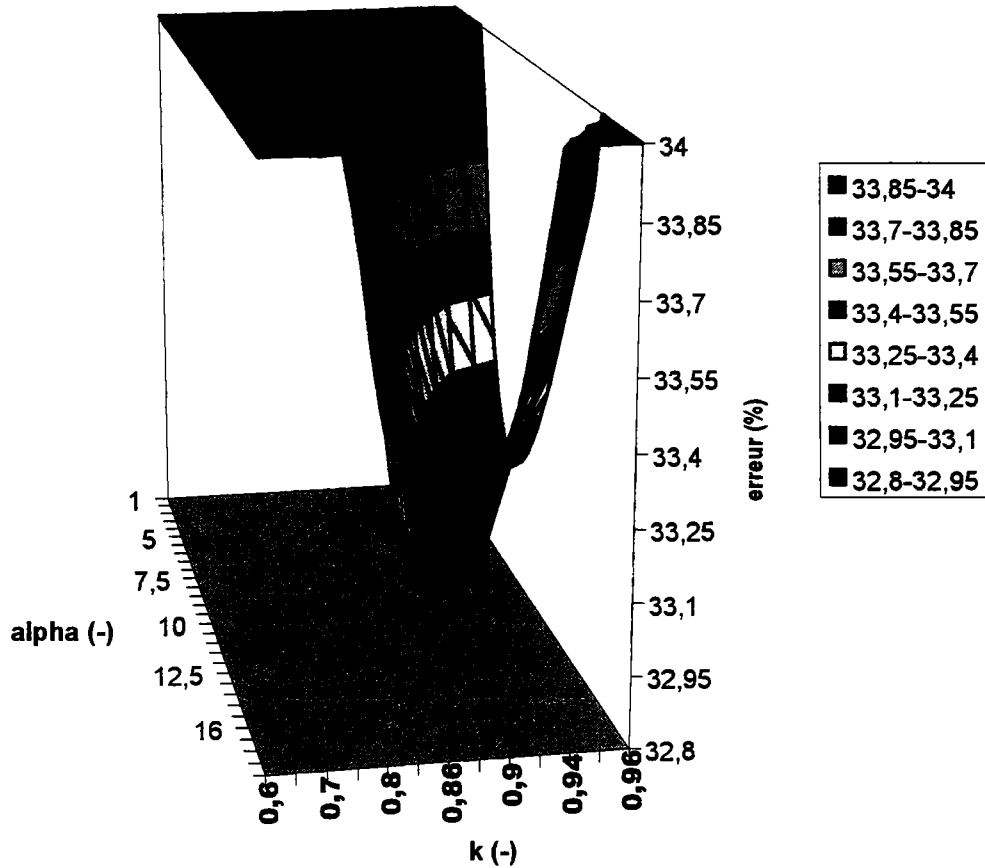


Fig. 2 : Erreur entre tension simulée et tension mesurée

III. CALCUL DES ERREURS

Pour chaque cas d'aménées, l'erreur, E_{cas} , commise en choisissant les valeurs de R_a et de R_c données par les Eqs. (I.29) et (I.30) peut être estimée à partir de

$$E_{\text{cas}}^2 = \frac{1}{N_1} \sum_{\text{brins}} \left[\frac{V_{\text{exp},i} - K_{\text{opt}} V_{\text{sim},i}(\alpha_{\text{opt}})}{V_{\text{exp},i}} \right]^2 \quad (\text{I. 31})$$

où N_1 est le nombre de brins instrumentés pour le cas d'aménée considéré.

Pour chaque série de mesures, l'erreur globale, $E_{\text{série}}$, est donnée par .

$$E_{\text{série}}^2 = \frac{1}{N_2} \sum_{\text{cas}} \sum_{\text{brins}} \left[\frac{V_{\text{exp},i} - K_{\text{opt}} V_{\text{sim0},i}(\alpha_{\text{opt}})}{V_{\text{exp},i}} \right]^2 \quad (\text{I. 32})$$

où N_2 est égal à

$$N_2 = \sum_{\text{cas}} N_1 \quad (\text{I. 33})$$

REFERENCE

G. Curnier, "Interprétation des mesures de résistances interbrin sur câbles de Rutherford pour aimants d'accélérateur," *Note interne CEA/DAPNIA/STCM, 5-2650N-2160 007 98* (1998).

C. Mangeant, "Modélisation d'un câble supraconducteur pour aimant d'accélérateur et calcul des résistances électriques interbrin de ce câble", *Rapport de stage de fin d'études* (1997).

ANNEXE II.A : CALCUL DU POTENTIEL-VECTEUR \vec{A} ASSOCIE A UNE DISTRIBUTION DE COURANT EN COQUILLE.

I.A.1. CAS D'UNE LIGNE DE COURANT A L'ORIGINE D'UN REPERE

Soit une ligne de courant infiniment longue et située au centre d'un repère $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ parallèlement à \vec{e}_z . On peut alors définir un repère cylindrique $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$ définie par

$$\begin{bmatrix} \vec{e}_r \\ \vec{e}_\theta \\ \vec{e}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{e}_x \\ \vec{e}_y \\ \vec{e}_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.A. 1})$$

Le repère $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$ se déduit du repère $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ par une rotation d'angle θ autour de \vec{e}_z .

Appliquons le théorème d'Ampère, i.e.

$$\oint B dl = \mu_0 I \quad (\text{II.A. 2})$$

où I est le courant circulant sur cette ligne et μ_0 la perméabilité du vide, avec comme contour fermé, un cercle de rayon r et de centre le centre du repère trirectangulaire. Par symétrie, seule B_θ existe. Nous avons alors

$$2\pi r B_\theta = \mu_0 I \quad (\text{II.A. 3})$$

soit

$$B_\theta = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (\text{II.A. 4})$$

De plus, d'après les équations de Maxwell, nous avons

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (\text{II.A. 5})$$

Dans le repère cylindrique, l'Eq. (II.A. 5) s'écrit

$$\frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.A. 6a})$$

$$\frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} = B_\theta \quad (\text{II.A. 6b})$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} = 0 \quad (\text{II.A. 6c})$$

La ligne de courant étant infiniment longue, on suppose que les composantes du potentiel-vecteur ne dépendent pas de la variable z . De là, en combinant les Eqs. (II.A. 4) et (II.A. 6b), nous avons

$$A_z = -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) \quad (\text{II.A. 7})$$

où r_0 est une constante à déterminer. De plus, par symétrie seule la composante A_z existe.

I.A.2. CAS D'UNE LIGNE DE COURANT ELOIGNEE DE L'ORIGINE DU REPERE

On suppose maintenant que la ligne de courant n'est plus centrée mais qu'elle se trouve en un point P de coordonnées (a, θ) . Cherchons à calculer le potentiel-vecteur en un point, Q , quelconque, de coordonnées (r, ψ) comme représenté sur la Fig. (1). En appelant δ la distance entre les points S et X , nous pouvons écrire

$$\delta^2 = [a^2 + r^2 - 2ar \cos(\psi - \theta)] \quad (\text{II.A. 8})$$

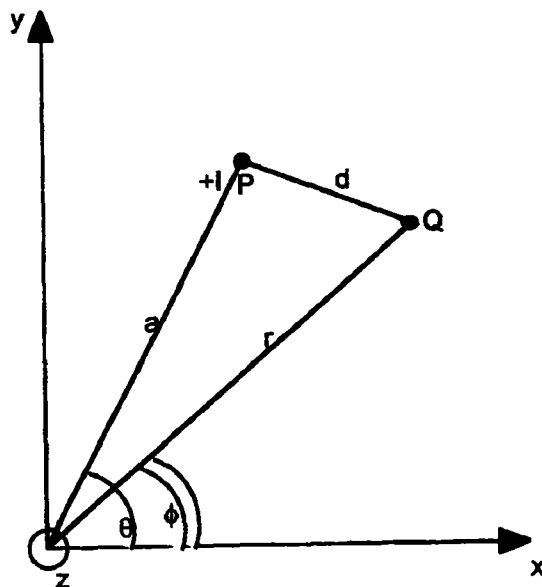


Fig. 1 : Ligne de courant parcouru par un courant I

Pour $r < a_1$, il est pratique d'écrire l'Eq. (II.A. 8) sous la forme

$$\frac{\delta}{a_1} = \left[1 - \frac{r}{a_1} e^{i(\psi-\theta)} \right]^{\frac{1}{2}} \left[1 - \frac{r}{a_1} e^{-i(\psi-\theta)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{pour } r < a_1 \quad (\text{II.A. 9})$$

d'où

$$\ln \frac{\delta}{a_1} = \frac{1}{2} \ln \left[1 - \frac{r}{a_1} e^{i(\psi-\theta)} \right] + \frac{1}{2} \ln \left[1 - \frac{r}{a_1} e^{-i(\psi-\theta)} \right] \quad \text{pour } r < a_1 \quad (\text{II.A. 10})$$

En utilisant le développement limité de $\ln(1-x)$, nous pouvons écrire

$$\ln \frac{\delta}{a_1} = -\frac{1}{2} \sum_k \left[\left(\frac{r}{a_1} \right)^k \frac{e^{ik(\psi-\theta)}}{k} + \left(\frac{r}{a_1} \right)^k \frac{e^{-ik(\psi-\theta)}}{k} \right] \quad \text{pour } r < a_1 \quad (\text{II.A. 11})$$

Soit

$$\ln \frac{\delta}{a_1} = -\sum_k \left[\left(\frac{r}{a_1} \right)^k \frac{1}{k} \cos k(\psi - \theta) \right] \quad \text{pour } r < a_1 \quad (\text{II.A. 12})$$

De même pour $r > a_1$, nous pouvons écrire

$$\frac{\delta}{a_1} = \frac{r}{a_1} \left[1 - \frac{a_1}{r} e^{i(\psi-\theta)} \right]^{\frac{1}{2}} \left[1 - \frac{a_1}{r} e^{-i(\psi-\theta)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{pour } r > a_1 \quad (\text{II.A. 13})$$

d'où

$$\ln \frac{\delta}{a_1} = \ln \frac{r}{a_1} + \frac{1}{2} \ln \left[1 - \frac{a_1}{r} e^{i(\psi-\theta)} \right] + \frac{1}{2} \ln \left[1 - \frac{a_1}{r} e^{-i(\psi-\theta)} \right] \quad \text{pour } r > a_1 \quad (\text{II.A. 14})$$

En utilisant le développement limité de $\ln(1-x)$, nous pouvons écrire

$$\ln \frac{\delta}{a_1} = \ln \frac{r}{a_1} - \frac{1}{2} \sum_k \left[\left(\frac{a_1}{r} \right)^k \frac{e^{ik(\psi-\theta)}}{k} + \left(\frac{a_1}{r} \right)^k \frac{e^{-ik(\psi-\theta)}}{k} \right] \quad \text{pour } r > a_1 \quad (\text{II.A. 15})$$

Soit

$$\ln \frac{\delta}{a_1} = \ln \frac{r}{a_1} - \sum_k \left[\left(\frac{a_1}{r} \right)^k \frac{1}{k} \cos k(\psi - \theta) \right] \quad \text{pour } r > a_1 \quad (\text{II.A. 16})$$

En utilisant les Eqs. (II.A. 7), (II.A. 12) et (II.A. 16), nous pouvons déterminer le potentiel-vecteur

$$A_z(r, \theta) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{r}{a_1}\right)^k \frac{\cos k(\psi - \theta)}{k} \quad \text{pour } r < a_1 \quad \text{(II.A. 17)}$$

et

$$A_z(r, \theta) = -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[\ln\left(\frac{r}{a_1}\right) - \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{a_1}{r}\right)^k \frac{\cos k(\psi - \theta)}{k} \right] \quad \text{pour } r > a_1 \quad \text{(II.A. 18)}$$

I.A.3. CAS D'UNE DISTRIBUTION DE COURANT EN COUILLE

Dans le cas d'une distribution de courants en coquille (voir Fig. (2)), il apparaît des symétries représentées sur la Fig. (3) : si l'on sépare cette coquille en quatre quadrants, associés aux axes du repère, alors, pour une ligne de courant d'intensité (+I) du premier quadrant et de coordonnées (a₁, ψ), on peut associer une ligne de courant d'intensité (-I) située dans le second quadrant et de coordonnées (a₁, π-ψ), une ligne de courant d'intensité (-I) située dans le troisième quadrant et de coordonnées (a₁, π+ψ) et une ligne de courant d'intensité (+I) située dans le second quadrant et de coordonnées (a₁, -ψ).

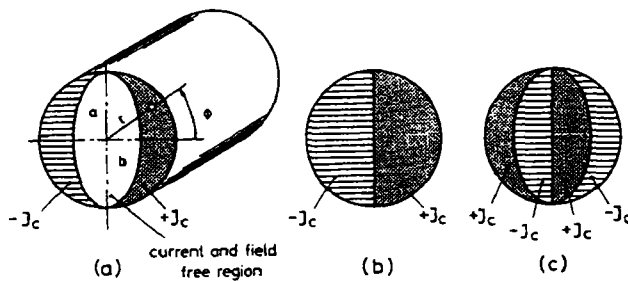


Fig. 2 : Distribution des courant d'écranage à l'intérieur d'un filament lorsque celui-ci est soumis à une induction extérieure croissante ((a) et (b)) puis décroissante (c)

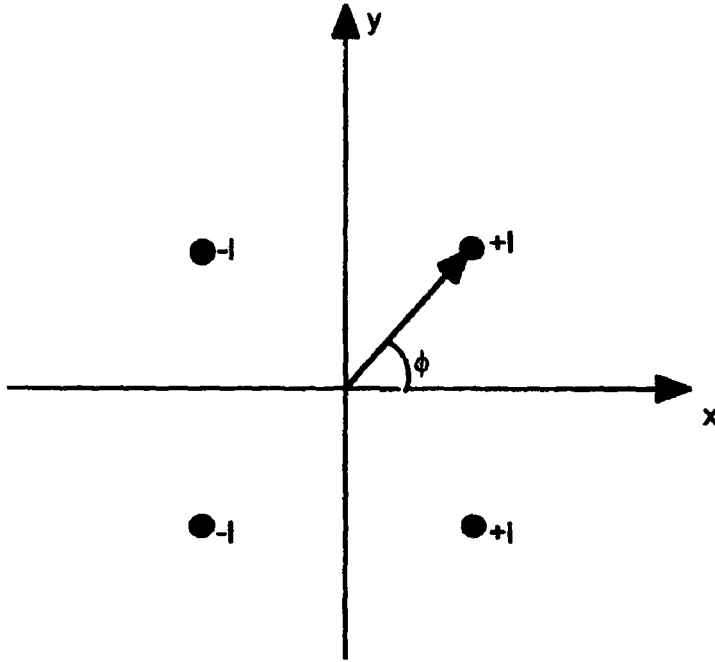


Fig. 3 : Symétries associées à une distribution de courant en coquille

En utilisant l'Eq. (II.A. 17) donnant le potentiel-vecteur pour $r < a_1$, on a pour ce quadruplet de lignes de courants

$$A_z(r, \theta) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{r}{a_1}\right)^k \frac{1}{k} (\cos k\psi \cos k\theta + \sin k\psi \sin k\theta) \quad \text{pour } r < a_1 \quad (\text{II.A. 19})$$

En utilisant les symétries obtenues, nous avons $\sin k\psi = 0$ quelque soit k , et

$$\begin{aligned} \cos k\psi - \cos k(\pi - \psi) + \cos k(-\psi) - \cos k(\pi + \psi) &= 4 \cos k\psi & \text{si } k \text{ est impair} \\ &= 0 & \text{si } k \text{ est pair} \end{aligned} \quad (\text{II.A. 20})$$

On a donc pour $r < a_1$

$$A_z(r, \theta) = \frac{2\mu_0 I}{\pi} \sum_{j=0}^{\infty} \left(\frac{r}{a_1}\right)^{2j+1} \frac{1}{2j+1} \cos[(2j+1)\psi] \cos[(2j+1)\theta] \quad \text{pour } r < a_1 \quad (\text{II.A. 21})$$

En opérant de même pour $r > a_1$, on a par symétrie

$$A_z(r, \theta) = \frac{2\mu_0 I}{\pi} \sum_{j=0}^{\infty} \left(\frac{a_1}{r}\right)^{2j+1} \frac{1}{2j+1} \cos[(2j+1)\psi] \cos[(2j+1)\theta] \quad \text{pour } r > a_1 \quad (\text{II.A. 22})$$

Nous pouvons maintenant calculer le potentiel-vecteur associé à notre distribution en coquille. En décomposant la coquille comme une somme de lignes de courant et en utilisant l'Eq. (II.A. 22), nous avons

$$dA_z(r, \theta) = \frac{2\mu_0 dI}{\pi} \sum_{j=0}^{\infty} \left(\frac{r}{a_1}\right)^{2j+1} \frac{1}{2j+1} \cos[(2j+1)\phi] \cos[(2j+1)\theta] \quad \text{pour } r > a_1 \quad (\text{II.A. 23})$$

avec

$$dI = J_c a_1 da_1 \quad (\text{II.A. 24})$$

où J_c est la densité de courant circulant dans la coquille. De l'Eq. (II.A. 23), on tire

$$A_z(r_f, \theta) = \frac{2\mu_0 J_c}{\pi} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{1}{2j+1} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{r}{a_1}\right)^{2j+1} \cos[(2j+1)\psi] \cos[(2j+1)\theta] a_1 da_1 d\psi \quad (\text{II.A. 25})$$

où a_{\min} et a_{\max} sont respectivement le rayon intérieur et extérieur de la coquille (voir Fig. 4). a_{\max} est égale au rayon du filament, r_f , et a_{\min} est défini par

$$a_{\min} = \frac{e_1 r_f}{\sqrt{1 - (1 - e_1^2) \sin^2 \psi}} \quad (\text{II.A. 26})$$

e_1 étant l'excentricité de l'ellipse qui représente la limite intérieure de la coquille.

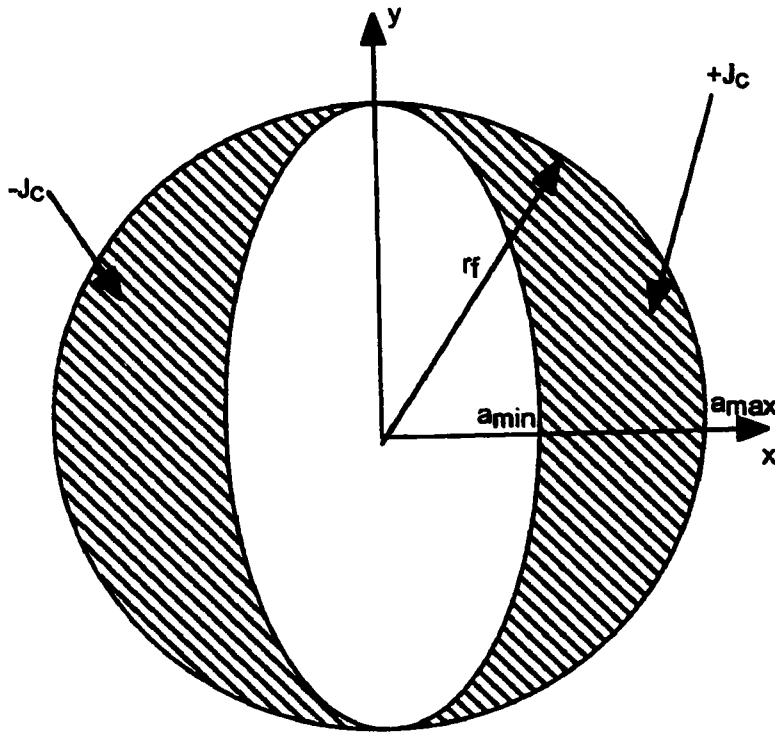


Fig. 4 : Distribution en ellipse des courants persistants

En première approximation, on peut calculer le potentiel-vecteur à partir de l'Eq. (II.A. 25) développé au premier ordre i.e.

$$A_z(r_f, \theta) = \frac{2\mu_0 J_c}{\pi} r \cos\theta \int_{a_{\min}}^{r_f} da_1 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\psi d\psi \quad (\text{II.A. 27})$$

D'où

$$A_z(r_f, \theta) = \frac{2\mu_0 J_c}{\pi} r_f \cos\theta \int_0^{\frac{\pi}{2}} (r_f - a_{\min}) \cos\psi d\psi \quad (\text{II.A. 28})$$

En utilisant l'Eq. (II.A. 26), cette équation peut s'écrire

$$A_z(r_f, \theta) = \frac{2\mu_0 J_c}{\pi} r_f \cos\theta \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(r_f - \frac{e r_f}{\sqrt{1 - (1 - e^2) \sin^2 \psi}} \right) \cos\psi d\psi \quad (\text{II.A. 29})$$

Tous calculs fait, il vient

$$A_z(r_f, \theta) = \frac{2\mu_0 J_c}{\pi} r_f^2 \cos\theta \left(1 - \frac{e_1 \arcsin \sqrt{(1-e_1^2)}}{\sqrt{(1-e_1^2)}} \right) \quad (\text{II.A. 30})$$

En utilisant l'Eq. (II.A. 30), on en déduit l'induction magnétique \vec{B}

$$B_x = 0 \quad (\text{II.A. 31a})$$

$$B_y(r_f, \theta) = -\frac{2\mu_0 J_c}{\pi} r_f \left(1 - \frac{e_1 \arcsin \sqrt{(1-e_1^2)}}{\sqrt{(1-e_1^2)}} \right) \quad (\text{II.A.31.b})$$

$$B_z = 0 \quad (\text{II.A. 31.c})$$

ANNEXE II.B : CALCUL DU MOMENT MAGNETIQUE ASSOCIEE A UNE DISTRIBUTION EN COQUILLE

Considérons à présent un filament de longueur élémentaire dl . La distribution de courants en coquille peut être décomposée en une somme de boucles élémentaires parallèles à l'axe du filament comme représenté sur la Fig. (5). Le moment magnétique créé par une boucle élémentaire s'écrit

$$d^2 \vec{m} = -2\vec{J}_c(B, T, \varepsilon)2xdlxdy \quad (\text{II.B. 1})$$

où J_c représente la densité de courant critique qui est une fonction du champ, B , de la température, T , et de la contrainte, ε , $2x$ représente la largeur de la boucle et dy sa hauteur.

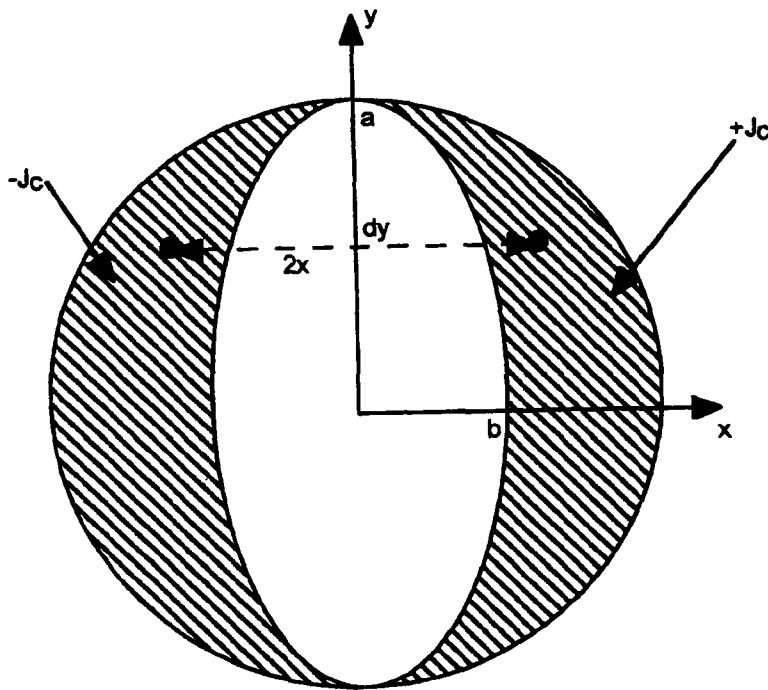


Fig. 5 : Distribution en ellipse des courants persistants

En intégrant sur la surface de la coquille, il vient

$$\bar{m} = -2\bar{J}_c(B, T, \varepsilon) dl \left[\int_{-\pi}^{\pi} \int_{x_{\min}(y)}^{x_{\max}(y)} 2x dx dy \right] \quad (\text{II.B. 2})$$

où r_f est le rayon du filament.

$x_{\min}(y)$ est donné par l'équation de l'ellipse

$$\frac{x_{\min}^2(y)}{\xi^2} + \frac{y^2}{\zeta^2} = 1 \quad \text{soit} \quad x_{\min}^2(y) = \xi^2 \left(1 - \frac{y^2}{\zeta^2}\right) \quad (\text{II.B. 3})$$

où ξ et ζ représentent le demi petit axe et le demi grand axe de l'ellipse (égale au rayon du filament), comme représenté sur la Fig. (5), et $x_{\max}(y)$ se déduit de l'équation du cercle

$$x_{\max}^2(y) + y^2 = r_f^2 \quad \text{soit} \quad x_{\max}^2(y) = r_f^2 - y^2 \quad (\text{II.B. 4})$$

D'où pour le moment magnétique:

$$\bar{m} = -2\bar{J}_c(B, T, \varepsilon) dl \left[\int_{-\pi}^{\pi} \left(\frac{x^2}{2} \right)_{x_{\min}(y)}^{x_{\max}(y)} dy \right] \quad (\text{II.B. 5})$$

$$\bar{m} = -\bar{J}_c(B, T, \varepsilon) dl \int_{-\pi}^{\pi} \left[(r_f^2 - y^2) - b^2 \left(1 - \frac{y^2}{r_f^2}\right) \right] dy \quad (\text{II.B. 6})$$

Soit en introduisant l'excentricité $e_1 = \xi/\zeta$ et en poursuivant l'intégration

$$\bar{m} = -\bar{J}_c(B, T, \varepsilon) dl \left[\left(r_f^2 y - \frac{y^3}{3} \right)_{-\pi}^{\pi} - b^2 \left(y - \frac{y^3}{3r_f^2} \right)_{-\pi}^{\pi} \right] \quad (\text{II.B. 7})$$

D'où

$$\bar{m} = -\bar{J}_c(B, T, \varepsilon) dl \left[\left(2r_f^3 - \frac{2r_f^3}{3} \right) - b^2 \left(2\pi - \frac{2r_f^3}{3r_f^2} \right) \right] \quad (\text{II.B. 8})$$

$$\bar{m} = -\bar{J}_c(B, T, \varepsilon) dl \left[\left(2r_f^3 - \frac{2r_f^3}{3} \right) - b^2 \left(2\pi - \frac{2r_f^3}{3r_f^2} \right) \right] \quad (\text{II.B. 9})$$

Finalement le moment magnétique s'écrit

$$\bar{m} = -\frac{4}{3} \bar{J}_c(B, T, \varepsilon) dl r_f^3 (1 - e_1^2) \quad (\text{II.B. 10})$$

De la dernière équation, nous pouvons déterminer le moment magnétique par unité de longueur de filament, \bar{M}_f

$$\bar{M}_f = -\frac{4}{3} \bar{J}_c(B, T, \varepsilon) r_f^3 (1 - e_1^2) \quad (\text{II.B. 11})$$

ANNEXE III : CALCUL DES PERTES PAR COURANTS DE COUPLAGE DANS UN BRIN

1 MODELE DE BRIN

Considérons un brin Nb_3Sn "étain interne" comme ceux dont nous disposons dans notre étude.

Ce brin peut être décomposé en plusieurs parties comme représenté Fig. (1) : une zone cylindrique formée par les sous-éléments qui a pour rayon R_0 , résistivité transverse équivalente ρ_{t0} et résistivité longitudinale ρ_{l0} . Cette zone est entourée de trois couronnes concentriques de rayons respectifs R_1 , R_2 et R_3 et de résistivité ρ_1 , ρ_2 et ρ_3 . Ces trois couronnes correspondent respectivement à la couronne de bronze entourant la zone multifilamentaire, aux barrières de anti-diffusion qui seront traitées comme une seule couronne et à la couronne de cuivre. Chaque sous-élément est lui même constitué d'un cœur cylindrique de rayon R_b et de résistivité ρ_b et d'une zone annulaire multifilamentaire de rayon extérieur R_f et de résistivité transverse ρ_{tf} et de résistivité longitudinale ρ_{lf} . Les sous-éléments sont torsadés entre eux avec un pas de torsade, l_p . Il s'ensuit que les filaments à l'intérieur d'un sous-élément sont eux même torsadés avec le pas l_p .

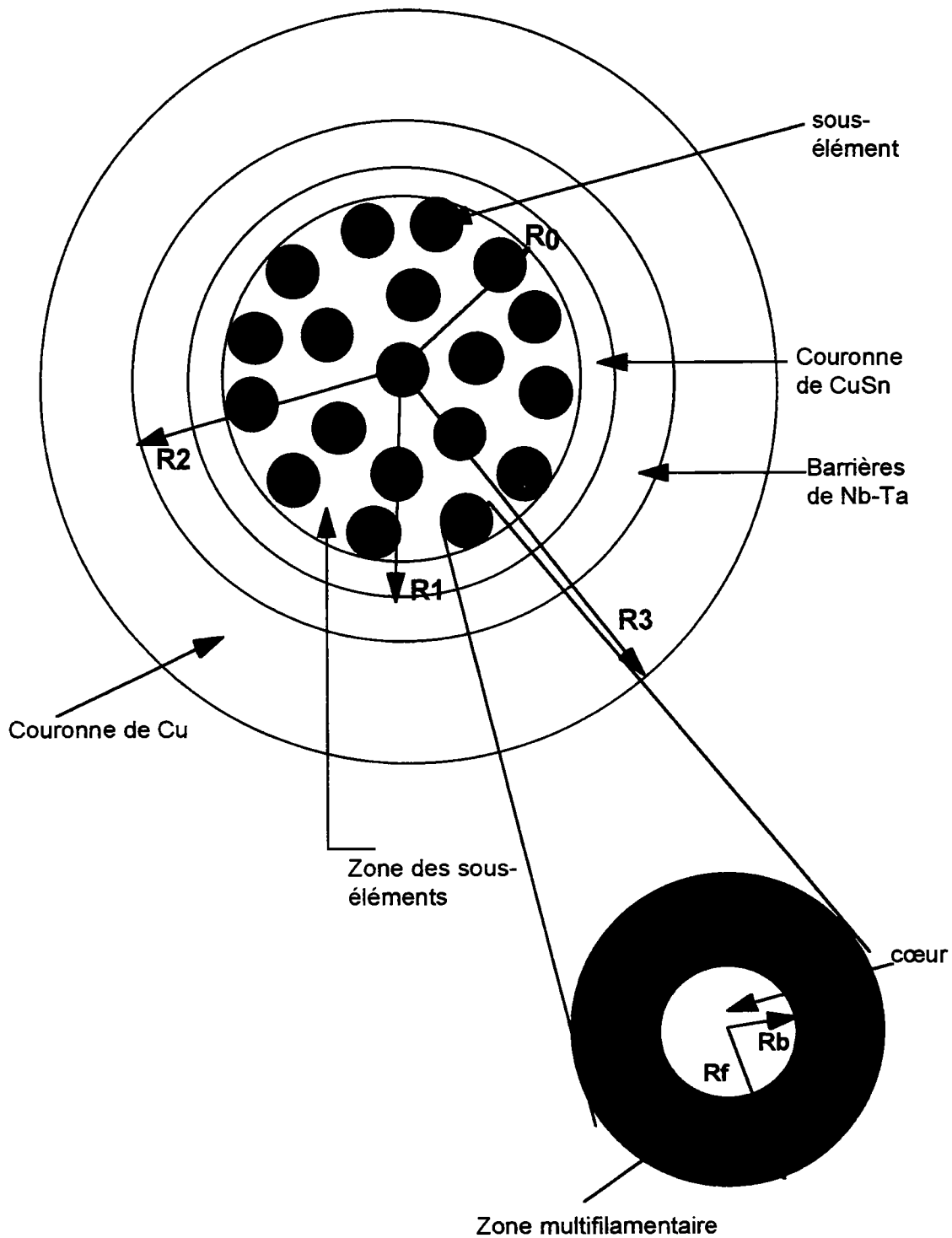


Fig. 1 : Représentation de la section d'un brin

Le calcul des pertes sera mené en deux temps. Tout d'abord, nous calculerons les pertes par couplage interfilamentaire à l'intérieur d'un sous-élément supposé seul dans l'espace. Puis

nous calculerons les pertes par couplage entre sous-élément à l'intérieur d'un brin. Dans ce second calcul, les sous-éléments seront assimilés à des monofilaments.

Pour les deux calculs, nous nous placerons dans l'approximation des états quasi-stationnaires, et l'on supposera que les filaments (réels dans le cas du calcul à l'intérieur d'un sous-élément ou effectifs dans le cas du calcul entre sous-éléments) ne sont pas saturés. Les pertes dans le brin seront calculées comme la somme des deux types de pertes.

2 PERTES DANS UN SOUS-ELEMENT SEUL DANS L'ESPACE

Considérons un sous-élément rectiligne et infiniment long soumis à un champ magnétique variable dans le temps, uniforme dans l'espace et perpendiculaire à l'axe du sous-élément. Nous supposons que ce sous-élément est torsadé avec un pas de torsade l_p . Les filaments constitutifs de ce sous-élément sont donc torsadés avec le même pas de torsade.

2.1 DEFINITION DES REPERES

Nous pouvons définir trois repères pour ce calcul [Ciazynski, 1985], ces repères sont représentés sur la Fig. (2).

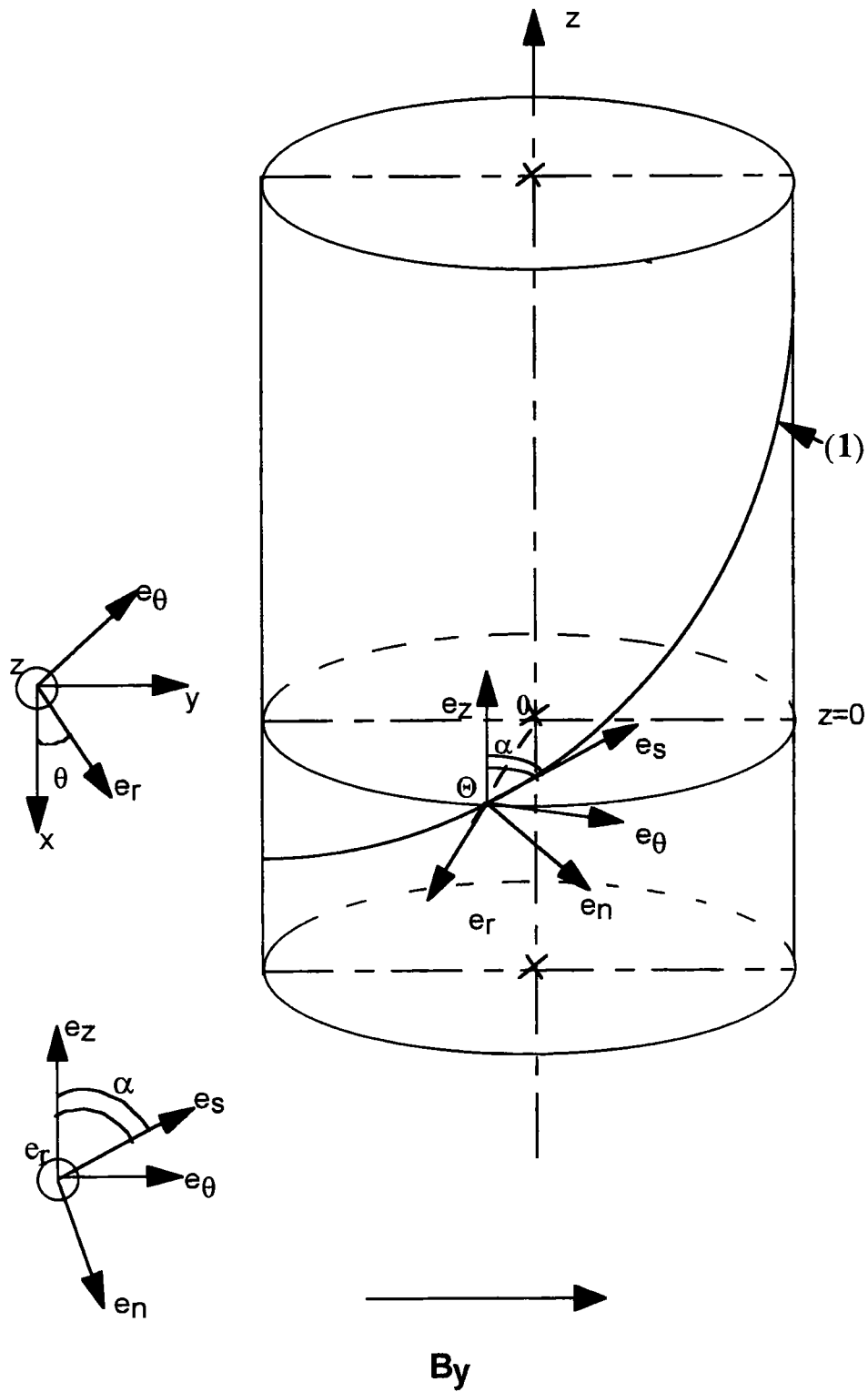


Fig. 2 : Représentation d'un filament dans un brin et ses repères associés

Soit le repère trirectangle $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$, fixe par rapport à un observateur. L'axe \vec{e}_z étant lié à l'axe du sous-élément, nous supposons que le champ magnétique auquel est soumis le sous-élément est variable dans le temps, uniforme dans l'espace et dirigé suivant \vec{e}_y .

Considérons l'intersection, Θ , de la courbe (C), représentée sur la Fig. (2), parallèle à un filament avec le plan $z=0$: nous pouvons alors introduire un repère de coordonnées cylindriques $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$ défini par

$$\begin{bmatrix} \vec{e}_r \\ \vec{e}_\theta \\ \vec{e}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{e}_x \\ \vec{e}_y \\ \vec{e}_z \end{bmatrix} \quad (\text{III. 1})$$

Le repère $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$ se déduit du repère $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ par une rotation d'angle θ autour de \vec{e}_z .

Les filaments étant torsadés, la courbe (C) associée à un filament est une hélice de rayon r et de pas de twist l_p . Nous pouvons alors introduire un repère $(\vec{e}_r, \vec{e}_n, \vec{e}_s)$ défini par

$$\begin{bmatrix} \vec{e}_r \\ \vec{e}_n \\ \vec{e}_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{e}_r \\ \vec{e}_\theta \\ \vec{e}_z \end{bmatrix} \quad (\text{III. 2})$$

Le repère $(\vec{e}_r, \vec{e}_n, \vec{e}_s)$ est tel que \vec{e}_s est tangent à (C) au point Θ . Il se déduit du repère $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$ par une rotation d'angle $(-\alpha)$ autour de \vec{e}_r , où α est définie par

$$\tan \alpha = \frac{2\pi r}{l_p} \quad (\text{III. 3})$$

2.2 PERTES DANS LA ZONE FILAMENTAIRE

2.2.1 Détermination du champ électrique

Nous utiliserons les relations de symétrie dans le sous-élément définies par [Ciazynski, 1985], à savoir : $E_x(x,y)$ antisymétrique en x et y et $E_y(x,y)$ symétrique en x et y .

Appliquons l'équation de Maxwell-Faraday, i.e.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (\text{III. 4})$$

avec $\vec{B} = B\vec{e}_y$ à la zone filamentaire dans le repère cylindrique $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$. Nous avons alors les équations

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \frac{\partial E_\theta}{\partial z} = -\frac{dB}{dt} \sin \theta \quad (\text{III. 5a})$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\frac{dB}{dt} \cos \theta \quad (\text{III. 5b})$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rE_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} = 0 \quad (\text{III. 5c})$$

Le sous-élément étant infiniment long, nous supposons que les composantes du champ électrique sont indépendantes de la variable z . De là, nous pouvons écrire

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} = -\frac{dB}{dt} \sin \theta \quad (\text{III. 6a})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{dB}{dt} \cos \theta \quad (\text{III. 6b})$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rE_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} = 0 \quad (\text{III. 6c})$$

En utilisant indifféremment les Eqs. (III. 6a) ou (III. 6b), la composante du champ électrique suivant z s'écrit

$$E_z = \left(\frac{dB}{dt} \right) r \cos\theta + E_{z,0}(t) \quad (\text{III. 7})$$

où $E_{z,0}(t)$ est une fonction dépendant du temps seul.

En utilisant le repère lié à un filament et en supposant celui-ci non saturé, nous pouvons écrire

$$\vec{E}\vec{e}_s = 0 \quad (\text{III. 8})$$

A l'aide des relations de passage définies par l'Eq. (III. 2), nous avons

$$E_\theta \sin \alpha + E_z \cos \alpha = 0 \quad (\text{III. 9})$$

d'où

$$E_\theta = -\frac{1}{\tan \alpha} E_z \quad (\text{III. 10})$$

En combinant les Eqs. (III. 3), (III. 7) et (III. 10), la composante E_θ du champ électrique peut s'écrire

$$E_\theta = -\left(\frac{l_p}{2\pi} \right) \left(\frac{dB}{dt} \right) \cos\theta - \left(\frac{l_p}{2\pi r} \right) E_{z,0}(t) \quad (\text{III. 11})$$

L'antisymétrie de E_x en $y=0$ impliquent la relation $E_\theta(\theta = \frac{\pi}{2}) = 0$ quelques soient r et t . Nous avons alors $E_{z,0}(t) = 0$, d'où

$$E_\theta = -\left(\frac{l_p}{2\pi}\right)\left(\frac{dB}{dt}\right)\cos\theta \quad \text{(III. 12)}$$

et

$$E_z = \left(\frac{dB}{dt}\right)r\cos\theta \quad \text{(III. 13)}$$

Finalement, en utilisant l'Eq. (III. 6c), nous pouvons déterminer la troisième composante, E_r , du champ électrique, soit

$$E_r = -\left(\frac{l_p}{2\pi}\right)\left(\frac{dB}{dt}\right)\sin\theta + E_{r,0}(r,t) \quad \text{(III. 14)}$$

où $E_{r,0}(r,t)$ est une fonction à déterminer. L'antisymétrie de E_x en $x=0$ impliquent la relation $E_r(\theta = 0) = 0$ quelques soient r et t . Nous avons alors $E_{r,0}(r,t) = 0$, d'où

$$E_r = -\left(\frac{l_p}{2\pi}\right)\left(\frac{dB}{dt}\right)\sin\theta \quad \text{(III. 15)}$$

2.2.2 Calcul des pertes

Dans la zone multifilamentaire, nous pouvons écrire

$$\vec{E} = [\rho_f] \vec{J} \quad \text{(III. 16)}$$

où $[\rho_f]$ est un tenseur représentant la résistivité du milieu dans le repère $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$ et J la densité de courant électrique circulant dans le milieu.

Nous considérons le milieu comme étant homogène et isotrope perpendiculairement à l'axe du sous-élément. Nous pouvons donc définir une résistivité transverse ρ_{tf} et une résistivité longitudinale ρ_{lf} .

La puissance dissipée dans la zone multifilamentaire par unité de volume de sous-élément P_f s'écrit alors

$$P_f = \frac{1}{\pi R_f^2} \int_0^{2\pi R_f} \int_{R_b} \left[\frac{(E_r^2 + E_\theta^2)}{\rho_{tf}} + \frac{E_z^2}{\rho_{lf}} \right] r dr d\theta \quad (\text{III. 17})$$

d'où

$$P_f = \frac{1}{\pi R_f^2} \int_0^{2\pi R_f} \int_{R_b} \left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \frac{1}{\rho_{tf}} r dr (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) d\theta \\ + \frac{1}{\pi R_f^2} \int_0^{2\pi R_f} \int_{R_b} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \frac{1}{\rho_{lf}} r^2 \cos^2 \theta r dr d\theta \quad (\text{III. 18})$$

Tous calculs fait, il vient

$$P_f = \frac{1}{R_f^2} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \left[\frac{1}{\rho_{tf}} \left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 (R_f^2 - R_b^2) + \frac{1}{\rho_{lf}} \left(\frac{R_f^4 - R_b^4}{4} \right) \right] \quad (\text{III. 19})$$

Nous reconnaissons ici une expression identique à celle donnée par Devred [Devred, 1996] si nous appliquons son expression de la constante de temps à notre géométrie de sous-élément et que nous déterminons, à partir de celle-ci, l'expression des pertes. De plus, elle est identique à celles données par Turck [Turck, 1982] et Ciazynski [Ciazynski, 1985] à condition de négliger les pertes dues à la composante E_z du champ électrique et, dans le cas de [Ciazynski, 1985], d'appliquer son expression à notre géométrie .

2.3 PERTES DANS LE CŒUR RESISTIF

Rappel : comme dans le cas de la zone multifilamentaire, nous utiliserons les relations de symétrie déjà déterminées à savoir : $E_x(x,y)$ antisymétrique en x et y et $E_y(x,y)$ symétrique en x et y .

2.3.1 Détermination du champ électrique

Dans le cœur résistif, nous avons

$$\vec{E}_b = \rho_b \vec{J}_b \quad (\text{III. 20})$$

où E_b , ρ_b et J_b sont respectivement le champ électrique, la résistivité et la densité de courant circulant dans le cylindre de rayon R_b . Nous supposons ici que la résistivité est homogène et isotrope dans toutes les directions. Si l'on définit $\vec{E}_{b\perp}$ par

$$\vec{E}_{b\perp} = E_{br} \vec{e}_r + E_{b\theta} \vec{e}_\theta \quad (\text{III. 21})$$

alors l'Eq. (III. 6c) est équivalente à

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}_{b\perp} = \vec{0} \quad (\text{III. 22})$$

D'où :

$$\vec{E}_{b\perp} = -\nabla V_{b\perp} \quad (\text{III. 23})$$

Par ailleurs, l'équation de Maxwell-Ampère s'écrit

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \quad (\text{III. 24})$$

Dans l'approximation des états quasi-stationnaires, nous pouvons négliger les variations de \vec{D} en fonction du temps. L'Eq. (III. 24) s'écrit

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} \quad (\text{III. 25})$$

En prenant la divergence de cette équation et en utilisant les propriétés liées à cet opérateur, nous avons

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (\text{III. 26})$$

En combinant les Eqs. (III. 20), (III. 23) et (III. 26), nous arrivons à

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \vec{V}_{b\perp}) = \Delta \vec{V}_{b\perp} = 0 \quad (\text{III. 27})$$

En réécrivant la dernière équation en coordonnées cylindriques, nous avons

$$\frac{\partial^2 V_{b\perp}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_{b\perp}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V_{b\perp}}{\partial \theta^2} = 0 \quad (\text{III. 28})$$

car $V_{b\perp}$ est indépendant de z .

En utilisant la méthode de séparation des variables, $V_{b\perp}$ peut être écrit sous la forme

$$V_{b\perp}(r, \theta) = f_b(r) g_b(\theta) \quad (\text{III. 29})$$

L'équation de Laplace devient alors

$$g_b \frac{\partial^2 f_b}{\partial r^2} + \frac{g_b}{r} \frac{\partial f_b}{\partial r} - \frac{f_b}{r^2} \frac{\partial^2 g_b}{\partial \theta^2} = 0 \quad (\text{III. 30})$$

Une solution de cette équation est [Fournet, 1985]

$$V_{b\perp}(r, \theta) = \sum_{j>0} \left(A' r^j + \frac{B'}{r^j} \right) (C' \cos j\theta + D' \sin j\theta) + (E' \theta + F') \ln \frac{r}{r_0} \quad (\text{III. 31})$$

où A', B', C', D', E, F, j et r_0 sont des constantes à déterminer.

A partir du potentiel et en utilisant l'Eq. (III. 23), nous pouvons déterminer les composantes du champ électrique

$$E_{br} = - \sum_{j>0} \left(A' j r^{j-1} - B' \frac{j}{r^{j+1}} \right) (C' \cos j\theta + D' \sin j\theta) - \frac{(E' \theta + F')}{r} \quad (\text{III. 32a})$$

$$E_{b\theta} = - \sum_{j>0} \left(A' r^{j-1} + \frac{B'}{r^{j+1}} \right) [C' (-j) \sin j\theta + D' j \cos j\theta] - \frac{E'}{r} \ln \frac{r}{r_0} \quad (\text{III. 32b})$$

De plus l'Eq. (III. 13) est valable dans tous les milieux, à savoir

$$E_{bz} = r \left(\frac{dB}{dt} \right) \cos \theta \quad (\text{III. 32c})$$

En utilisant les conditions d'antisymétrie de E_x en $x=0$ et $y=0$, il vient $C'=E'=F'=0$.

La relation de passage de la composante tangentielle du champ électrique entre les deux milieux s'écrit

$$E_{t\theta}(R_b) = E_{b\theta}(R_b) \quad (\text{III. 33})$$

où $E_{t\theta}$ est la composante tangentielle du champ électrique dans la partie multifilamentaire. En identifiant les parties angulaires (indépendantes dans l'équation de Laplace de la partie radiale) des deux composantes tangentielles du champ électrique, il vient $j=1$. Les Eqs.(III. 32a) à (III. 32c) s'écrivent alors

$$E_{br} = -\left(A'D' - \frac{B'D'}{r^2}\right) \sin \theta \quad (\text{III. 34a})$$

$$E_{b\theta} = -\left(A'D' + \frac{B'D'}{r^2}\right) \cos \theta \quad (\text{III.34b})$$

et

$$E_{bz} = \left(\frac{dB}{dt}\right) r \cos \theta \quad (\text{III. 34c})$$

En utilisant la condition que le potentiel V doit être définie en $r=0$ (on désire que la densité volumique d'énergie reste bornée), il vient $B'D'=0$. Les composantes du champ électrique s'écrivent alors

$$E_{br} = -A'D' \sin \theta \quad (\text{III. 35a})$$

$$E_{b\theta} = -A'D' \cos \theta \quad (\text{III.35b})$$

et

$$E_{bz} = \left(\frac{dB}{dt}\right) r \cos \theta \quad (\text{III.35c})$$

En utilisant la relation de continuité définie par l'Eq. (III. 33) et en utilisant les Eqs. (III. 12) et (III. 35b), il vient

$$A'D' = \left(\frac{l_p}{2\pi}\right) \left(\frac{dB}{dt}\right) \quad (\text{III. 36})$$

d'où

$$E_{br} = -\left(\frac{l_p}{2\pi}\right) \left(\frac{dB}{dt}\right) \sin \theta \quad (\text{III. 37a})$$

$$E_{b\theta} = -\left(\frac{l_p}{2\pi}\right) \left(\frac{dB}{dt}\right) \cos \theta \quad (\text{III. 37b})$$

et

$$E_{\theta z} = \left(\frac{dB}{dt} \right) r \cos \theta \quad (\text{III. 37c})$$

2.3.2 Calcul des pertes

La puissance dissipée dans le cœur résistif par unité de volume de sous-élément P_b s'écrit

$$P_b = \frac{1}{\pi R_f^2} \int_0^{2\pi R_b} \int_0^{2\pi} \frac{|E|^2}{\rho_b} r dr d\theta \quad (\text{III. 38})$$

d'où

$$P_b = \frac{1}{\pi R_f^2} \int_0^{2\pi R_b} \int_0^{2\pi} \left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \frac{1}{\rho_b} r dr (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) d\theta \\ + \frac{1}{\pi R_f^2} \int_0^{2\pi R_b} \int_0^{2\pi} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \frac{1}{\rho_b} r^2 \cos^2 \theta dr d\theta \quad (\text{III. 39})$$

Tous calculs fait, il vient

$$P_b = \frac{1}{\rho_b} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \left(\frac{R_b}{R_f} \right)^2 \left[\left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 + \frac{R_b^2}{4} \right] \quad (\text{III. 40})$$

Nous reconnaissons ici aussi une expression identique à celle donnée par Devred [Devred, 1996] si nous appliquons son expression de la constante de temps à notre géométrie de sous-élément et que nous déterminons, à partir de celle-ci, l'expression des pertes. De plus, elle est identique à celles données par Turck [Turck, 1982] et Ciazynski [Ciazynski, 1985] à condition de négliger les pertes dues à la composante E_z du champ électrique et, dans le cas de [Ciazynski, 1985], d'appliquer son expression à notre géométrie .

2.4 PERTES TOTALES DANS LE SOUS-ELEMENT

La puissance dissipée totale par unité de volume de sous-élément, P_s , est :

$$P_s = \frac{1}{R_f^2} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \left\{ \left[\frac{1}{\rho_s} \left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{R_f^2 - R_b^2}{2} \right) + \frac{1}{\rho_s} \left(\frac{R_f^4 - R_b^4}{4} \right) \right] \right. \\ \left. + \frac{R_b^2}{\rho_b} \left[\left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 + \frac{R_b^2}{4} \right] \right\} \quad \text{(III. 41)}$$

3 PERTES DANS UN BRIN SEUL DANS L'ESPACE

Dans ce calcul, les sous-éléments sont considérés comme des monofilaments. Par abus de langage, nous appellerons zone filamentaire la zone contenant ces sous-éléments. Les symétries déterminées dans le calcul du sous-élément seul dans l'espace restent valables. De même, les repères définis précédemment peuvent être utilisés dans ce calcul à condition de faire la correspondance sous-élément/brin et filament/sous-élément.

3.1 PERTES DANS LA ZONE FILAMENTAIRE :

Les calculs sont analogues à ceux développés dans le cas du sous-élément isolé.

3.1.1 Détermination du champ électrique

En développant des calculs analogues à ceux du paragraphe 2.2.1, nous montrons que les composantes du champ électrique dans la partie filamentaire s'écrivent

$$E_r = - \left(\frac{l_p}{2\pi} \right) \left(\frac{dB}{dt} \right) \sin \theta \quad \text{(III. 42a)}$$

$$E_{\theta} = -\left(\frac{l_p}{2\pi}\right)\left(\frac{dB}{dt}\right)\cos\theta \quad (\text{III. 42b})$$

et

$$E_z = \left(\frac{dB}{dt}\right)r\cos\theta \quad (\text{III. 42c})$$

3.1.2 Calcul des pertes

Nous considérons le milieu comme étant de résistivité homogène isotrope dans la direction perpendiculaire au brin. Nous pouvons définir alors une résistivité transverse et une résistivité longitudinale respectivement notée respectivement ρ_{t0} et ρ_{l0} . En utilisant l'Eq. (III. 17), la puissance dissipée dans la zone multifilamentaire par unité de volume de brin P_0 s'écrivent alors

$$P_0 = \frac{1}{\pi R_3^2} \int_0^{2\pi R_0} \int_0^{\theta} \left[\frac{(E_r^2 + E_{\theta}^2)}{\rho_{t0}} + \frac{E_z^2}{\rho_{l0}} \right] r dr d\theta \quad (\text{III. 43})$$

d'où

$$P_0 = \frac{1}{\pi R_3^2} \int_0^{2\pi R_0} \int_0^{\theta} \left(\frac{l_p}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 \frac{1}{\rho_{t0}} r dr (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) d\theta \quad (\text{III. 44})$$

$$+ \frac{1}{\pi R_3^2} \int_0^{2\pi R_0} \int_0^{\theta} \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 \frac{1}{\rho_{l0}} r^2 \cos^2 \theta r dr d\theta$$

Tous calculs fait, il vient

$$P_0 = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 \left(\frac{R_0}{R_3}\right)^2 \left[\frac{1}{\rho_{t0}} \left(\frac{l_p}{2\pi}\right)^2 + \frac{1}{\rho_{l0}} \frac{R_0^2}{4} \right] \quad (\text{III. 45})$$

3.2 PERTES DANS LES COURONNES RESISTIVES

Ce calcul est analogue à celui développé par B. Turck [Turck, 1979].

3.2.1 Détermination du champ électrique

Les Eqs. (III. 22) à (III. 26) restent valables dans les couronnes résistives du brin, nous pouvons donc définir un potentiel $V_{i\perp}$ dans chaque couronne. Ce potentiel satisfait l'équation :

$$\Delta V_{i\perp} = 0 \quad (\text{III. 46})$$

En utilisant l'Eq. (III. 31), nous savons que le potentiel peut s'écrire

$$V_{i\perp}(r, \theta) = \sum_{j \neq 0} \left(A'_j r^{j_i} + \frac{B'_j}{r^{j_i}} \right) (C'_j \cos j_i \theta + D'_j \sin j_i \theta) + (E'_j \theta + F'_j) \ln \frac{r}{r_{0i}} \quad (\text{III. 47})$$

où $A'_j, B'_j, C'_j, D'_j, E'_j, F'_j, r_{0i}$ et j_i sont des constantes à déterminer à l'aide des conditions aux limites.

Nous désirons tout d'abord que V_i soit symétrique dans une rotation de 2π en θ , soit

$$V_i(r, \theta) = V_i(r, \theta + 2\pi) \quad (\text{III. 48})$$

d'où j_i est un entier et $E'_j = 0$ quelque soit i .

A partir de l'expression du potentiel, nous pouvons déterminer, à l'aide de l'Eq. (III. 23), l'expression des composantes du champ électrique :

$$E_{r_i}(r, \theta) = - \sum_{j > 0} \left[A'_j j_i r^{j_i-1} + (-j_i) \frac{B'_j}{r^{j_i+1}} \right] (C'_j \cos j_i \theta + D'_j \sin j_i \theta) - \frac{F'_j}{r} \quad (\text{III. 49a})$$

$$E_{\theta_i}(r, \theta) = - \sum_{j > 0} \left(A'_j r^{j_i-1} + \frac{B'_j}{r^{j_i+1}} \right) [C'_j (-j_i) \sin j_i \theta + D'_j j_i \cos j_i \theta] \quad (\text{III. 49b})$$

et nous avons toujours

$$E_{iz} = r \left(\frac{dB}{dt} \right) \cos \theta \quad (\text{III. 49c})$$

Par symétrie, E_x est antisymétrique en x et y et E_y est symétrique en x et y . Ces relations impliquent dans le repère cylindrique

$$E_{ir}(\theta = 0) = 0 \quad \text{quelque soit } r \quad (\text{III. 50a})$$

et

$$E_{i\theta}(\theta = \frac{\pi}{2}) = 0 \quad \text{quelque soit } r \quad (\text{III. 50b})$$

De là, il vient alors $C'_i = F'_i = 0$ quelque soit i . Les composantes du champ électrique s'écrivent donc

$$E_{ir}(r, \theta) = - \sum_{m>0} \left[A'_m j_m r^{j_m-1} + (-j_m) \frac{B'_m}{r^{j_m+1}} \right] D'_m \sin j_m \theta \quad (\text{III. 51a})$$

$$E_{i\theta}(r, \theta) = - \sum_{j>0} \left(A'_j r^{j-1} + \frac{B'_j}{r^{j+1}} \right) D'_j j \cos j \theta \quad (\text{III. 51.b})$$

et nous avons toujours

$$E_{iz} = r \left(\frac{dB}{dt} \right) \cos \theta \quad (\text{III. 51c})$$

D'autre part, les conditions qui expriment la continuité de la composante azimuthale du champ électrique et la continuité de la composante radiale de la densité de courant, sont :

i) à l'interface entre la zone multifilamentaire et la première couronne résistive

$$E_{0\theta}(R_0, \theta) = E_{1\theta}(R_0, \theta) \quad (\text{III. 52a})$$

ii) à l'interface entre la première et la deuxième couronne résistive

$$E_{1\theta}(R_1) = E_{2\theta}(R_1) \quad (\text{III. 52b})$$

et

$$\frac{E_{1r}(R_1)}{\rho_1} = \frac{E_{2r}(R_1)}{\rho_2} \quad (\text{III. 52c})$$

iii) à l'interface entre la deuxième et la troisième couronne résistive

$$E_{2\theta}(R_2) = E_{3\theta}(R_2) \quad (\text{III. 52d})$$

et

$$\frac{E_{2r}(R_2)}{\rho_2} = \frac{E_{3r}(R_2)}{\rho_3} \quad (\text{III. 52e})$$

iv) à la périphérie du brin

$$\frac{E_{3r}(R_3, \theta)}{\rho_3} = 0 \quad (\text{III. 52f})$$

où $E_{0\theta}(R_0, \theta)$ est la composante azimuthale du champ électrique de la zone filamentaire calculée au rayon R_0 , et $E_{i\theta}$ et E_{ir} sont les composantes azimuthale et radiale du champ électrique de la couronne de rayon R_i .

En identifiant la partie angulaire (indépendante dans l'équation de Laplace de la partie radiale) de l'Eq. (III. 51b) avec celle donnée par l'Eq. (III. 42b), il vient $j_1 = 1$. En utilisant les relations de continuité, sur les composantes azimuthales, données par les Eqs. (III. 52a), (III. 52b) et (III. 52d), on montre que $j_i = 1$ quelque soit i . Les composantes du champ électrique s'écrivent donc

$$E_{ir}(r, \theta) = -\left[A'_i - \frac{B'_i}{r^2}\right]D'_i \sin \theta \quad (\text{III. 53a})$$

$$E_{i\theta}(r, \theta) = -\left(A'_i + \frac{B'_i}{r^2}\right)D'_i \cos \theta \quad (\text{III. 53b})$$

et

$$E_{iz} = r \left(\frac{dB}{dt}\right) \cos \theta \quad (\text{III. 53c})$$

En définissant de nouvelles constantes A_i et B_i par

$$A_i' D_i' = A_i \quad (\text{III. 54a}) \quad \text{et} \quad B_i' D_i' = B_i \quad (\text{III. 54b})$$

les composantes du champ électrique s'écrivent encore

$$E_{ir}(r, \theta) = - \left[A_1 - \frac{B_1}{r^2} \right] \sin \theta \quad (\text{III. 55a})$$

$$E_{i\theta}(r, \theta) = - \left(A_1 + \frac{B_1}{r^2} \right) \cos \theta \quad (\text{III. 55b})$$

et

$$E_{iz} = r \left(\frac{dB}{dt} \right) \cos \theta \quad (\text{III. 55c})$$

En réécrivant les conditions de continuités sur les composantes radiales, nous déduisons

$$A_3 - \frac{B_3}{R_3^2} = 0 \quad (\text{III. 56a}) \quad \text{et} \quad A_1 R_0 + \frac{B_1}{R_0} = \left(\frac{l_p}{2\pi} \right) \left(\frac{dB}{dt} \right) R_0 \quad (\text{III. 56b})$$

$$A_1 R_1^2 + B_1 = A_2 R_1^2 + B_2 \quad (\text{III. 56c}) \quad \text{et} \quad \rho_2 (A_1 R_1^2 - B_1) = \rho_1 (A_2 R_1^2 - B_2) \quad (\text{III. 56d})$$

$$A_2 R_2^2 + B_2 = A_3 R_2^2 + B_3 \quad (\text{III. 56e}) \quad \text{et} \quad \rho_3 (A_2 R_2^2 - B_2) = \rho_2 (A_3 R_2^2 - B_3) \quad (\text{III. 56f})$$

En résolvant ces équations, les coefficients A_i et B_i peuvent s'écrire

$$A_1 = \frac{DR_0}{R_0^2 + \delta R_1^2} \quad (\text{III. 57a})$$

$$B_1 = A_1 R_1^2 \delta \quad (\text{III. 57b})$$

$$A_2 = \frac{A_1 R_1^2 (\delta + 1)}{R_1^2 + \sigma R_2^2} \quad (\text{III. 57c})$$

$$B_2 = A_2 R_2^2 \sigma \quad (\text{III. 57d})$$

$$A_3 = \frac{A_2 R_2^2 (\sigma + 1)}{R_3^2 + R_2^2} \quad (\text{III. 57e})$$

$$B_3 = A_3 R_3^2 \quad (\text{III. 57f})$$

où D , σ et δ sont définis par

$$D = \left(\frac{dB}{dt} \right) \frac{l_p R_0}{2\pi} \quad (\text{III. 58a})$$

$$\sigma = \frac{\rho_3 (R_3^2 + R_2^2) + \rho_2 (R_3^2 - R_2^2)}{\rho_3 (R_3^2 + R_2^2) - \rho_2 (R_3^2 - R_2^2)} \quad (\text{III. 58b})$$

et

$$\delta = \frac{\rho_2 (\sigma R_2^2 + R_1^2) + \rho_1 (\sigma R_2^2 - R_1^2)}{\rho_2 (\sigma R_2^2 + R_1^2) - \rho_1 (\sigma R_2^2 - R_1^2)} \quad (\text{III. 58c})$$

3.3 CALCUL DES PERTES

Une fois connu le champ électrique régnant dans chaque zone résistive, nous pouvons calculer la puissance dissipée dans ces zones par unité de volume de brin, P_i

$$P_i = \frac{1}{\pi R_3^2} \int_0^{2\pi} \int_0^r \frac{|\bar{E}_i|^2}{\rho_i} r dr d\theta \quad (\text{III. 59})$$

Une fois ces calculs effectués, la puissance dissipée des zones résistives, par unité de volume de brin s'écrit

$$P_1 = \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{\rho_1} \left(\frac{R_0}{R_3} \right)^2 \frac{R_1^2 - R_0^2}{R_0^2} (R_0^2 + \delta^2 R_1^2) \rho_1^2 + \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \frac{(R_1^4 - R_0^4)}{4R_3^2 \rho_1} \quad (\text{III. 60a})$$

$$P_2 = \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{\rho_2} \left(\frac{R_0}{R_3} \right)^2 \frac{R_2^2 - R_1^2}{R_1^2} (R_1^2 + \sigma^2 R_2^2) \rho_2^2 + \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \frac{(R_2^4 - R_1^4)}{4R_3^2 \rho_2} \quad (\text{III. 60b})$$

$$P_3 = \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 \left(\frac{l_p}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{\rho_3} \left(\frac{R_0}{R_3}\right)^2 \frac{R_3^2 - R_2^2}{R_2^2} (R_2^2 + R_3^2) \alpha_3^2 + \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 \frac{(R_3^4 - R_2^4)}{4R_3^2 \rho_3} \quad (\text{III. 60c})$$

où α_1 , α_2 et α_3 sont définis par

$$\alpha_1 = \frac{R_0}{R_0^2 + \delta R_1^2} \quad (\text{III. 61a})$$

$$\alpha_2 = \frac{R_0 R_1^2 (\delta + 1)}{(R_0^2 + \delta R_1^2)(R_1^2 + \sigma R_2^2)} \quad (\text{III. 61b})$$

$$\alpha_3 = \frac{R_0 R_1^2 (\delta + 1) R_2^2 (\sigma + 1)}{(R_0^2 + \delta R_1^2)(R_1^2 + \sigma R_2^2)(R_3^2 + R_2^2)} \quad (\text{III. 61c})$$

3.4 PERTES TOTALES DANS LE BRIN

Pour déterminer la puissance dissipée par unité de volume de brin dues aux courants de couplage intrabrin, P_{st} , il suffit de sommer les différentes contribution aux puissances dissipées, d'où

$$P_{st} = P_0 + P_1 + P_2 + P_3 \quad (\text{III. 62})$$

REFERENCES

- D. Ciazysnki, "Distributions de courants et pertes à l'intérieur d'un composite multifilamentaire supraconducteur soumis à un champ magnétique," *Thèse de doctorat d'Etat*, Université Pierre et Marie Curie (1985).
- A.Devred, T.Ogitsu in " Rampe Rate sensitivity of SSC Dipole Magnet Prototype," *Frontiers of Accelerator Technology*, S.I. Kurukowa, M. Month and S. Turner, eds., World Scientific Publishers (1996).
- G. Fournet, "Electromagnétisme à partir des équations locales," Masson, Paris (1985).
- E. Gregory, E. Gulko, T. Pyon, L.F. Goodrich, "Properties of Internal-Tin Strand for the International Thermonuclear Experimental Reactor," *Adv.in Cryo. Engin.* Vol. 42, p. 1319-1328 (1996).
- G.B.J. Mulder, E.M.J. Niessen, "Coupling Losses of Multifilamentary Superconductors Having Several Concentric Regions and a Mixed Matrix," *IEEE Trans. of Appl. Supercond.* Vol 3, p. 142-145 (1995).
- B. Turck, "Coupling losses in various outer normal layers surrounding the filament bundle of a superconducting composite," *J. Appl. Phys.* Vol 50, p. 5397-5401 (1979).
- B. Turck, "Effect of the respective positions of filament bundles and stabilizing copper on coupling losses in superconducting composites," *Cryogenics*, p.466-468 (1982).

ANNEXE IV : CALCUL DES PERTES PAR COURANTS DE COUPLAGE INTERBRIN

1 INTRODUCTION

Considérons un câble de Rutherford constitué de N brins répartis en deux couches et torsadés entre eux. Ce câble est soumis à un champ magnétique variable dans le temps et uniforme dans l'espace perpendiculaire à sa grande face. Ce câble a les caractéristiques suivantes : pas de transposition L_C , largeur ($2c$) et hauteur moyenne h_m .

2 MODELISATION DU CABLE

Le modèle utilisé repose sur les principes suivants [Verweij, 1995] :

- Les brins sont modélisés par des fils infiniment fins comme représenté sur la Fig. (1).
- Sur une longueur de un pas de transposition, chaque brin a deux contacts de croisement avec chacun des $(N-1)$ autres brins. Ce contact est modélisé par une résistance élémentaire dite de croisement et notée R_C .
- Sur toute la longueur du câble, chaque brin est en contact continu avec les deux brins qui lui sont adjacents. Le modèle propose de discrétiser ce contact grâce à des résistances élémentaires dite adjacentes et noté R_A qui sont placées entre deux brins adjacents au niveau de chaque nœud constitué par les résistances de croisement.

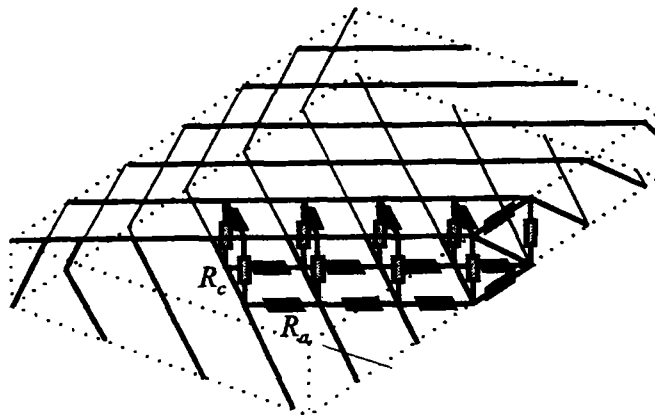


Fig. 1 : Modélisation d'un câble de Rutherford

3 CALCUL DE LA PUISSANCE DISSIPÉE PAR COURANTS DE COUPLAGE INTERBRIN DANS LE CAS OU R_A EST INFINIE

Ce calcul est analogue à celui développé par [Devred, 1996].

Dans ce calcul, nous supposons que les résistances adjacentes sont très grandes devant les résistances de croisement et que leur influence peut être négligée. Dans ce cas, les plus petites boucles dans lesquelles des courants interbrin peuvent être générés sont constituées par deux brins adjacents, situés sur une face, croisant deux brins adjacents de la face opposée. Ces boucles seront appelées boucles élémentaires. Le câble peut alors être représenté par le réseau de circuits de la Fig. (2).

Deux indices sont nécessaires pour identifier correctement les résistances de croisement du réseau de la Fig. (2): un premier indice pour les lignes, p , où $1 \leq p \leq N-1$, et un second indice pour les colonnes, q , où q est supposé pouvoir prendre toutes les valeurs entières relatives.

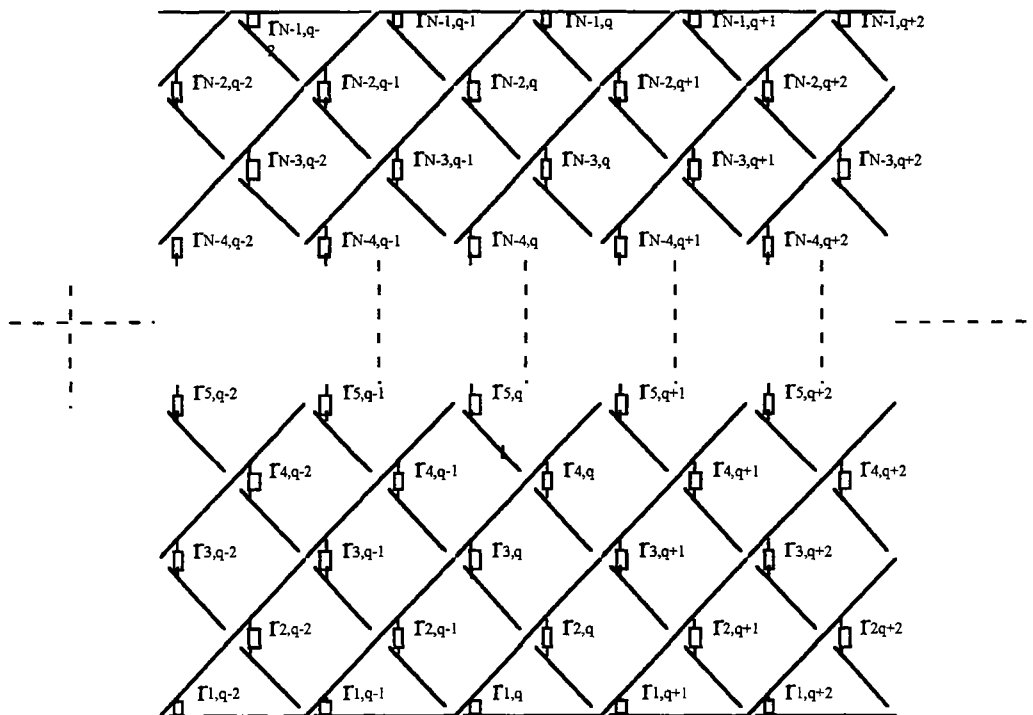


Fig. 2 : Modélisation du câble de Rutherford sous forme d'un réseau de circuit dans le cas où R_c domine

Une ligne est définie comme une série de contact entre brins de couches opposées sur une droite parallèle à l'axe du câble. Une colonne est définie comme une série de contacts entre brins de couches opposées sur une ligne en zigzag le long de la largeur du câble. Les lignes sont comptées à partir du petit bord du câble.

Les colonnes sont comptées de gauche à droite à partir d'une position de référence arbitraire, le long de l'axe du câble. Le courant circulant dans une résistance de croisement donnée $r_{p,q}$ est noté $i_{p,q}$ et est compté positivement lorsqu'il circule du bas vers le haut perpendiculairement à la grande face du câble (voir Fig. (3)).

Le flux magnétique, $\Phi_{p,q}$, à travers une boucle élémentaire est lié par ses indices à la résistance de croisement située dans le coin gauche et est compté positivement lorsqu'il entre dans le câble par le bas perpendiculairement à la grande face du câble.

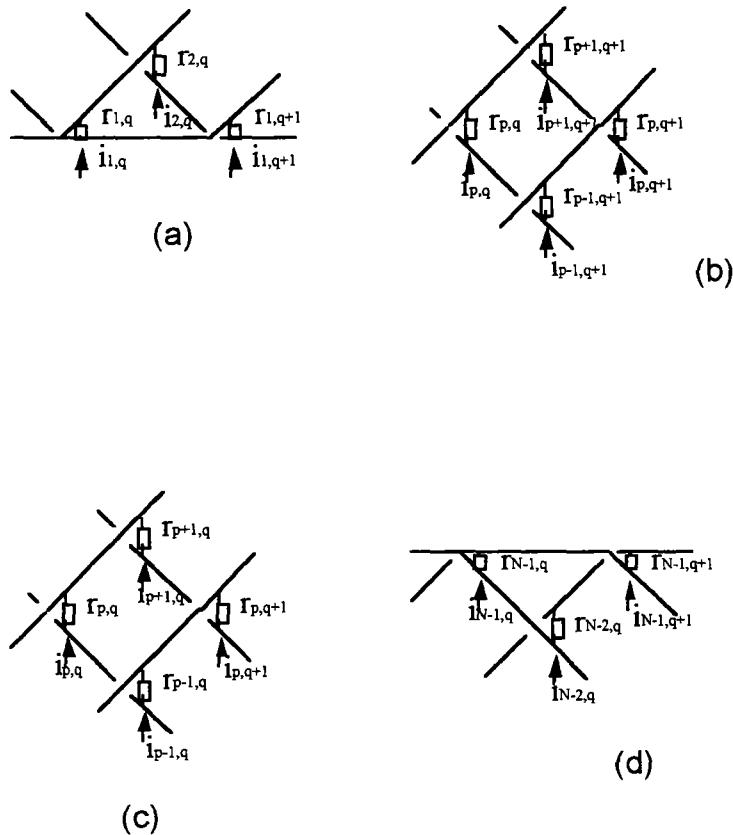


Fig. 3 : Indéxation des résistances et des courants de croisement (a) pour le petit bord du câble, (b) au milieu du câble et pour p pair, (c) au milieu du câble et pour p impair, (d) pour le grand bord du câble

Pour une colonne donnée, il y a $(N-1)$ résistances de croisement, $(N-1)$ courants de croisement et $(N-1)$ boucles élémentaires.

Les courants de croisement peuvent être déterminés en appliquant la loi de Faraday aux $(N-1)$ boucles de la colonne q . Pour la boucle du petit bord du câble (Fig. (3.a)), nous avons

$$r_{1,q}i_{1,q} + r_{1,q+1}i_{1,q+1} - r_{2,q}i_{2,q} = \frac{d\Phi_{1,q}}{dt} \quad (\text{IV. 1a})$$

Pour les boucles au milieu du câble, et pour p pair avec $2 \leq p \leq N-2$ (Fig. (3.b)), la loi de Faraday s'écrit

$$r_{p,q}i_{p,q} + r_{p,q+1}i_{p,q+1} - r_{p+1,q+1}i_{p+1,q+1} - r_{p-1,q+1}i_{p-1,q+1} = \frac{d\Phi_{p,q}}{dt} \quad (\text{IV. 1b})$$

et pour p impair avec $3 \leq p \leq N-2$ (Fig. (3.c))

$$r_{p,q}i_{p,q} + r_{p,q+1}i_{p,q+1} - r_{p+1,q}i_{p+1,q} - r_{p-1,q}i_{p-1,q} = \frac{d\Phi_{p,q}}{dt} \quad (\text{IV. 1c})$$

Pour la boucle du grand bord du câble et si N est pair (Fig. (3.d)), nous pouvons écrire

$$r_{N-1,q}i_{N-1,q} + r_{N-1,q+1}i_{N-1,q+1} - r_{N-2,q}i_{N-2,q} = \frac{d\Phi_{N-1,q}}{dt} \quad (\text{IV. 1d})$$

et si N est impair, nous avons

$$r_{N-1,q}i_{N-1,q} + r_{N-1,q+1}i_{N-1,q+1} - r_{N-2,q+1}i_{N-2,q+1} = \frac{d\Phi_{N-1,q}}{dt} \quad (\text{IV. 1e})$$

Akhmetov [Akhmetov, 1989] donne une méthode pour trouver les solutions générales du système. Nous supposons pour simplifier le système que les résistances de croisement, les courants de croisement et les flux magnétiques élémentaires sont uniformes le long de l'axe du câble, et, pour $1 \leq p \leq N-1$, et pour tout q , satisfont les conditions

$$r_{p,q} = r_{p,q+1} \quad (\text{IV. 2})$$

$$i_{p,q} = i_{p,q+1} \quad (\text{IV. 3})$$

et

$$\Phi_{p,q} = \Phi_{p,q+1} \quad (\text{IV. 4})$$

De là, la dépendance en q s'élimine et le système s'écrit

$$2r_1 i_1 - r_2 i_2 = \frac{d\Phi_1}{dt} \quad (\text{IV. 5a})$$

$$2r_p i_p - r_{p+1} i_{p+1} - r_{p-1} i_{p-1} = \frac{d\Phi_p}{dt} \quad \text{pour } 2 \leq p \leq N-2 \quad (\text{IV. 5b})$$

et

$$2r_{N-1} i_{N-1} - r_{N-2} i_{N-2} = \frac{d\Phi_{N-1}}{dt} \quad (\text{IV. 5c})$$

(Il est à noter que les Eqs. (IV. 5b) et (IV. 5c) s'appliquent pour p ou N pair ou impair)

Les solutions du système d'Eqs. (IV. 5a) à (IV. 5c) sont

$$i_1 = \frac{1}{Nr_1} \sum_{m=1}^{N-1} (N-m) \frac{d\Phi_m}{dt} \quad (\text{IV. 6a})$$

et

$$i_p = p \frac{r_1}{r_p} i_1 - \frac{1}{r_p} \sum_{m=1}^{p-1} (p-m) \frac{d\Phi_m}{dt} \quad \text{pour } 2 \leq p \leq N-1 \quad (\text{IV. 6b})$$

La puissance dissipée par unité de longueur de câble, dans le cas où les courants de croisement dominant, P_c , peut s'écrire

$$P_c = \frac{N}{L_c} \sum_{p=1}^{N-1} r_p i_p^2 \quad (\text{IV. 7})$$

Si l'on considère que les résistances de croisement et les flux magnétiques élémentaires sont tous égaux, respectivement à R_c et Φ , alors les Eqs. (IV. 6) à (IV. 7) deviennent

$$i_p = \frac{p(N-p)}{2R_c} \frac{d\Phi}{dt} \quad \text{pour } 1 \leq p \leq N-1 \quad (\text{IV. 8})$$

et

$$P_c = \frac{N^2(N^2-1)}{120R_c L_c} \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 \quad (\text{IV. 9})$$

Nous avons ici utilisé les identités

$$\sum_{p=1}^N p = \frac{N(N+1)}{2} \quad (\text{IV. 10})$$

$$\sum_{p=1}^N p^2 = \frac{N(N+1)(2N+1)}{6} \quad (\text{IV. 11})$$

et

$$\sum_{p=1}^N p^3 = \frac{N^2(N+1)^2}{4} \quad (\text{IV. 12})$$

En considérant qu'il y a $N(N-1)$ boucles élémentaires par pas de transposition, une estimation de Φ peut être donnée par

$$\Phi \approx \frac{(2c)L_c}{N(N-1)} B \quad (\text{IV. 13})$$

où B est la valeur du champ magnétique supposé uniforme dans l'espace et perpendiculaire à la grande face du câble.

En combinant les Eqs. (IV. 9) et (IV. 13), la puissance dissipée par unité de longueur de câble s'écrit

$$P_c \approx \frac{(N^4 - 1)(2c)^2 L_c}{120(N-1)^2 R_c} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \approx \frac{N^2 (2c)^2 L_c}{120 R_c} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (\text{IV. 14})$$

On reconnaît ici une expression identique à celles données par Carr [Carr, 1995] et Morgan [Morgan, 1973]. Cette expression est très semblable à celles données par Verweij [Verweij, 1995] et Sytnikov [Sytnikov, 1988]. Les différences concernent la dépendance en N et s'expliqueraient par les modélisations des résistances aux bords du câble [Verweij, 1995]. De plus, cette expression est à rapprocher de celle donnée par Wilson [Wilson, 1972], à condition de faire la correspondance entre la résistance de contact par unité de surface définie par Wilson et notre résistance de croisement.

Pour obtenir la puissance dissipée par unité de volume de câble, P_c , il suffit de diviser l'Eq. (IV. 14) par la section du câble, à savoir $(2c) \cdot h_m$, d'où

$$P_c \approx \frac{N^2 (2c) L_c}{120 h_m R_c} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (\text{IV. 15})$$

4 CALCUL DE LA PUISSANCE DISSIPÉE PAR COURANTS DE COUPLAGE INTERBRIN DANS LE CAS OU R_C EST INFINIE (MODELE DISCRET)

Nous supposons ici que les résistances de croisement sont très grandes devant les résistances adjacentes et que leur influence peut être négligée. Dans ce cas, les deux faces du câble peuvent être traités séparément et nous ne travaillerons que sur la face supérieure du câble. Les plus petites boucles dans lesquels des courants interbrin peuvent être générés sont alors constituées par deux résistances adjacentes consécutives. Ces boucles seront appelées boucles élémentaires.

Le câble peut être représenté par le réseau de circuits de la Fig. (4). Deux indices sont nécessaires pour identifier correctement les résistances adjacentes du réseau de la Fig. (4): un premier indice pour les lignes, p , où $1 \leq p \leq N-1$, et un second indice pour les colonnes, q , où q est supposé pouvoir prendre toutes les valeurs entières relatives.

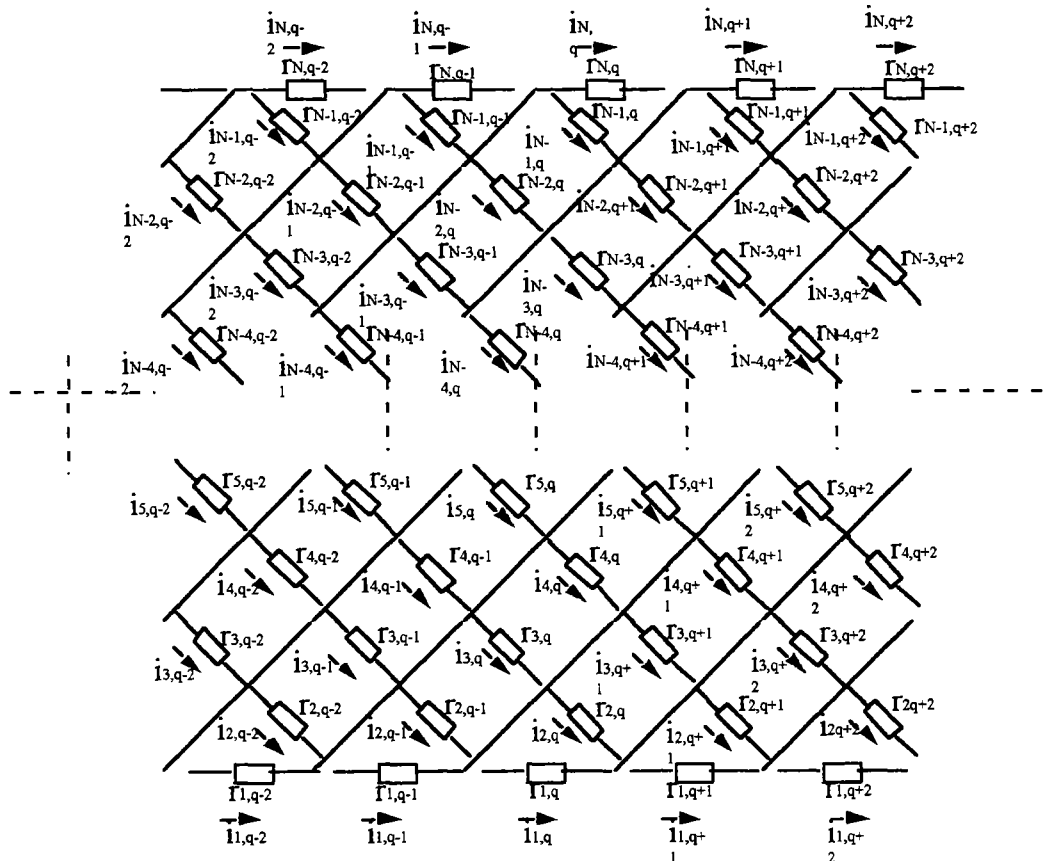


Fig. 4 : Modélisation du câble de Rutherford sous forme d'un réseau de circuit dans le cas où R_a domine

Une ligne est définie comme une série de contact entre brins sur une droite parallèle à l'axe du câble. Une colonne est définie comme une série de contacts entre brins sur une ligne en zigzag le long de la largeur du câble.

Les lignes sont comptées à partir du petit bord du câble. Les colonnes sont comptées de gauche à droite à partir d'une position de référence arbitraire le long de l'axe du câble. Le courant circulant dans une résistance donnée $r_{p,q}$ est noté $i_{p,q}$ et est compté positivement lorsqu'il circule du haut vers le bas de la grande face du câble (voir Fig. (5)).

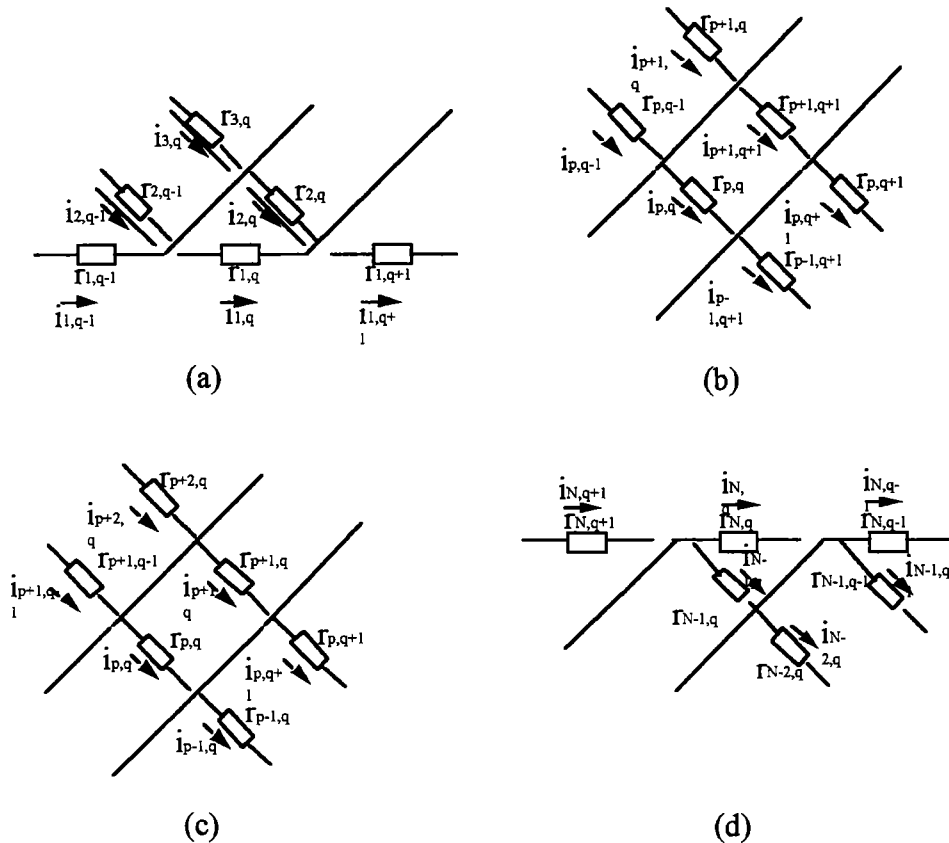


Fig. 5 : Indéxation des résistances et des courants adjacents (a) pour le petit bord du câble, (b) au milieu du câble et pour p pair, (c) au milieu du câble et pour p impair, (d) pour le grand bord du câble

Le flux magnétique, $\Phi_{p,q}$, à travers une boucle élémentaire est lié par ses indices à la résistance adjacente située en bas à gauche et est compté positivement lorsqu'il entre dans le câble par le bas perpendiculairement à la grande face du câble. Les boucles élémentaires ont la même surface que dans le calcul précédent.

Pour une colonne donnée, il y a N résistances adjacentes, N courants adjacents et $(N-1)$ boucles élémentaires.

Les courants adjacents peuvent être déterminés en appliquant la loi de Faraday aux $(N-1)$ boucles de la colonne q . Pour la boucle du petit bord du câble (Fig. (5.a)), nous avons

$$r_{2,q}i_{2,q} - r_{1,q}i_{1,q} = \frac{d\Phi_{1,q}}{dt} \quad (\text{IV. 16a})$$

Pour les boucles au milieu du câble, et pour p pair avec $2 \leq p \leq N-1$ (Fig. (5.b)), la loi de Faraday s'écrit

$$r_{p+1,q}i_{p+1,q} - r_{p,q}i_{p,q} = \frac{d\Phi_{p,q}}{dt} \quad (\text{IV. 16b})$$

et pour p impair avec $3 \leq p \leq N-2$ (Fig. (5.c))

$$r_{p+1,q}i_{p+1,q} - r_{p,q}i_{p,q} = \frac{d\Phi_{p,q}}{dt} \quad (\text{IV. 16c})$$

Pour la boucle du grand bord du câble (Fig. (5.d)) et si N est pair, nous pouvons écrire

$$r_{N,q+1}i_{N,q+1} - r_{N-1,q}i_{N-1,q} = \frac{d\Phi_{N-1,q}}{dt} \quad (\text{IV. 16d})$$

et si N est impair, nous avons

$$r_{N,q}i_{N,q} - r_{N-1,q}i_{N-1,q} = \frac{d\Phi_{N-1,q}}{dt} \quad (\text{IV. 16e})$$

Afin de résoudre le système, nous ajoutons la condition [Carr, 1983]

$$\sum_{p=1}^N i_{p,q} = 0 \quad \text{quelque soit } q \quad (\text{IV. 17})$$

On suppose par la suite que les résistances adjacentes, les courants adjacents et les flux magnétiques élémentaires sont uniformes le long de l'axe du câble, et, pour $1 < p < N$, et pour tout q , satisfont les conditions

$$r_{p,q} = r_{p,q+1} \quad (\text{IV. 18})$$

$$i_{p,q} = i_{p,q+1} \quad (\text{IV. 19})$$

et

$$\Phi_{p,q} = \Phi_{p,q+1} \quad (\text{IV. 20})$$

De là, la dépendance en q s'élimine et le système s'écrit

$$r_{p+1}i_{p+1} - r_p i_p = \frac{d\Phi_p}{dt} \quad \text{pour } 1 \leq p \leq N-1 \quad (\text{IV. 21})$$

et la condition définie par l'Eq. (IV. 17) s'écrit

$$\sum_{p=1}^N i_p = 0 \quad (\text{IV. 22})$$

Les solutions du système d'Eqs. (IV. 21) et (IV. 22) sont

$$i_1 = - \frac{\sum_{q=1}^{N-1} \left(\frac{d\phi_q}{dt} \sum_{i=q+1}^N \frac{1}{r_i} \right)}{\sum_{j=1}^N \frac{r_1}{r_j}} \quad (\text{IV. 23})$$

et

$$i_p = \frac{1}{r_p} \left(\sum_{q=1}^{p-1} \frac{d\phi_q}{dt} + r_1 i_1 \right) \quad \text{pour } 2 \leq p \leq N \quad (\text{IV. 24})$$

De plus, la puissance dissipée par unité de longueur de câble, dans le cas où les courants adjacents dominent, sur une face, P_{fa} , peut s'écrire

$$P_{fa} = \frac{N}{L_c} \sum_{p=1}^N r_p i_p^2 \quad (\text{IV. 25})$$

Si l'on considère les résistances adjacentes et les flux magnétiques élémentaires tous égaux, respectivement à R_a et Φ , alors les Eqs. (IV. 23) à (IV. 25) se réduisent

$$i_p = \frac{1}{R_a} \left(\frac{d\Phi}{dt} \right) \left[(p-1) - \frac{(N-1)}{2} \right] \quad \text{pour } 1 \leq p \leq N \quad (\text{IV. 26})$$

et

$$P_{fa} = \frac{N^2}{L_c} \frac{1}{R_s} \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 \frac{1}{12} (N^2 - 1) \quad (\text{IV. 27})$$

Nous avons ici utilisé les identités données par les Eqs. (IV. 10) et (IV. 11).

En considérant qu'il y a $N(N-1)$ boucles élémentaires par pas de transposition et que ces boucles ont la même surface que dans la section précédente, une estimation de Φ est à nouveau donnée par l'Eq. (IV. 13).

En combinant les Eqs. (IV. 13) et (IV. 27), la puissance dissipée par unité de longueur de câble sur une face s'écrit

$$P_{fa} \approx \frac{(2c)^2 L_c}{12R_s} \frac{(N+1)}{(N-1)} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \approx \frac{(2c)^2 L_c}{12R_s} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (\text{IV. 28})$$

Si l'on désire l'expression de la puissance dissipée par unité de longueur sur le câble, P_a , il suffit de multiplier par deux l'expression déterminée à l'Eq. (IV. 28), soit

$$P_{fa} \approx \frac{2(2c)^2 L_c}{12R_s} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (\text{IV. 29})$$

La puissance dissipée par unité de volume, P_a , s'obtient en divisant l'Eq. (IV. 29) par la section du câble à savoir $(2c) \cdot (h_m)$ d'où

$$P_a \approx \frac{2(2c)L_c}{12h_m R_s} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (\text{IV. 30})$$

Sytnikov [Sytnikov, 1988] donne dans ce cas aussi une expression identique à l'Eq. (IV. 30). Cette expression est très semblable à celles données par Verweij [Verweij, 1995]. La différence concerne la dépendance en N et s'expliqueraient, là aussi, par la modélisation des résistances aux bords du câble. De plus, cette expression est à rapprocher de celle donnée par Wilson [Wilson, 1972], à condition de faire la correspondance entre la résistance de contact par unité de surface définie par Wilson et notre résistance adjacente.

5 CALCUL DE LA PUISSANCE DISSIPÉE PAR COURANTS DE COUPLAGE INTERBRIN DANS LE CAS OU R_C EST INFINIE (MODELE CONTINU)

Dans ce second modèle, le câble est considéré comme un milieu continu. Cette approche a été originellement développée par Carr [Carr, 1983].

Le câble considéré est identique à ceux décrit précédemment et l'on considère, comme dans la section 4, que les résistances de croisement sont très grande et que leur influence peut être négligée. Les courants adjacents parcourent indépendamment chaque face du câble et passent d'un brin adjacent à un autre à travers les résistances adjacentes. Nous travaillerons sur une face du câble.

On suppose que les phénomènes sont indépendants de la variable x , le trièdre $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ étant défini sur la Fig. (6). On peut alors introduire une densité linéique de courant $J_x(y)$ représentée sur cette même figure.

Considérons un contour construit à partir de deux brins adjacents et formant un losange. Les grands cotés du losange sont formés par les axes des brins, les petits cotés sont formés par des segments de droite joignant les deux axes des brins parallèlement aux extrémités du câble. La Fig. (7) représente un tel contour.

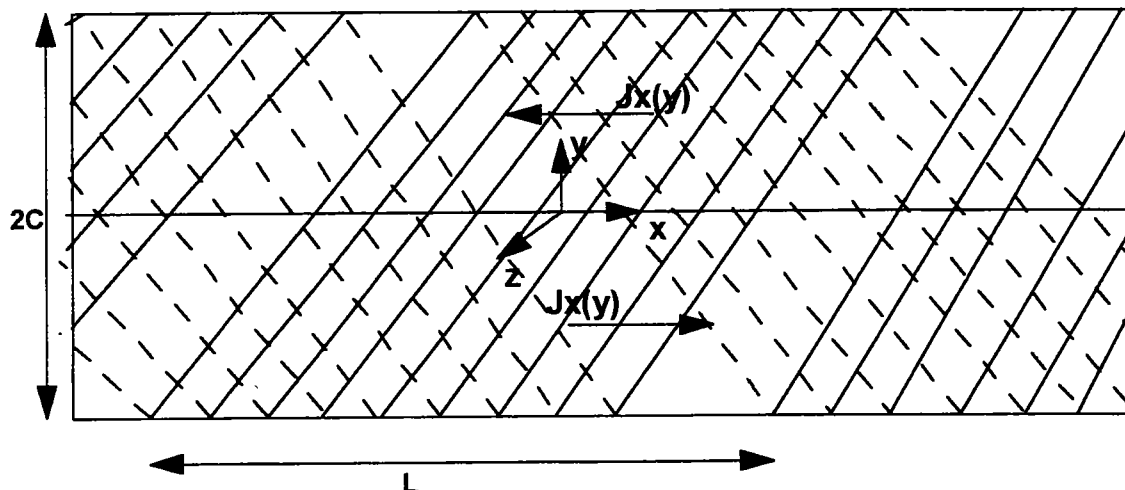


Fig. 6 : Câble de Rutherford et son repère cartésien associé

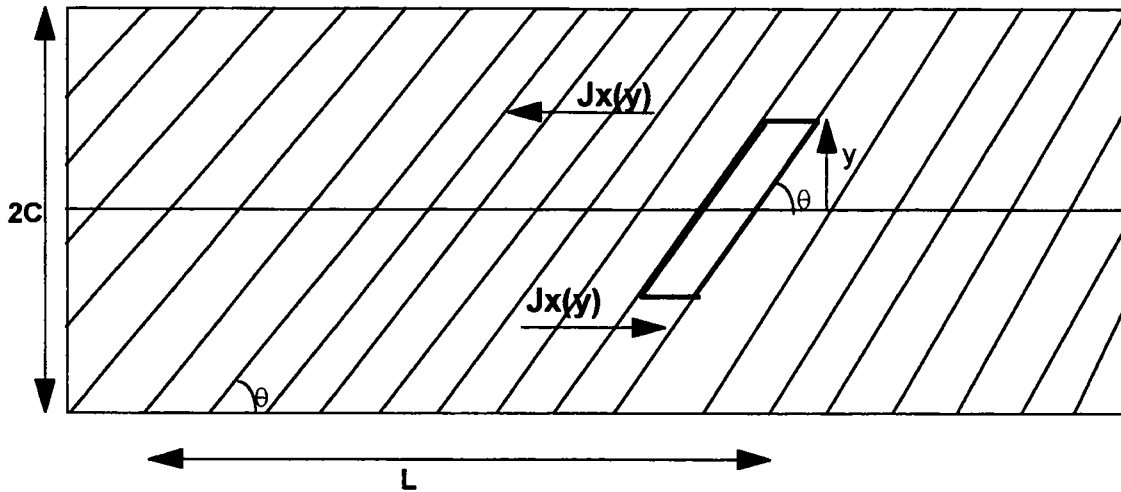


Fig. 7 : Contour utilisé pour le calcul des pertes

Sur ce contour, en utilisant la loi de Lenz, nous pouvons écrire

$$\left(\frac{dB}{dt}\right) \frac{2y}{\sin \theta} 2a = 2J_x(y) \Delta y \Delta R \quad (\text{IV. 31})$$

où a est le rayon d'un brin, θ est l'angle entre la direction du brin et la base du câble, Δy est la largeur sur laquelle la densité de courant passe d'un brin à un autre à travers la résistance ΔR .

Nous pouvons définir une conductance par unité de longueur entre deux brins adjacents, g_c , telle que

$$\Delta R = \frac{1}{g_c \Delta y} \quad (\text{IV. 32})$$

Si l'on définit la résistance entre deux brins adjacents sur un demi pas de transposition, $r_{L_c/2}$, nous avons

$$r_{L_c/2} = \frac{1}{g_c (2c)} \quad (\text{IV. 33})$$

où $(2c)$ est la largeur du câble. Cette résistance peut être exprimée en fonction des résistances R_a définies précédemment. Sur un demi pas de transposition, il vient

$$r_{L_c/2} = \frac{R_a}{N} \quad (\text{IV. 34})$$

où N est le nombre de brins dans le câble (les résistances R_a sont en parallèles dans ce modèle).

En combinant les Eqs. (IV. 32) à (IV. 34), la relation définie dans l'Eq. (IV. 31) s'écrit

$$2\left(\frac{dB}{dt}\right)y\frac{2a}{\sin\theta} = 2J_x(y)\frac{2cR_a}{N} \quad (\text{IV. 35})$$

Nous pouvons alors déterminer la densité linéique de courant $J_x(y)$

$$J_x(y) = \left(\frac{dB}{dt}\right)\frac{yNa}{c\sin\theta R_a} \quad (\text{IV. 36})$$

Il est à noter que la densité linéique $J_x(y)$ est une fonction linéaire de y .

Une fois déterminée la densité linéique de courant, nous pouvons déterminer la puissance dissipée par unité de volume dues aux courants de couplage interbrin lorsque R_C est infinie.

La puissance dissipée totale est définie par

$$P_{\text{tot}} = \sum 2\Delta R (J_x \Delta y)^2 \quad (\text{IV. 37})$$

En utilisant l'Eq. (IV. 32), nous obtenons

$$P_{\text{tot}} = \sum \frac{2}{g_c} J_x^2 \Delta y \quad (\text{IV. 38})$$

En faisant tendre Δy vers 0 nous pouvons écrire

$$P_{\text{tot}} = \int_0^c \frac{2}{g_c} J_x^2 dy \quad (\text{IV. 39})$$

Afin de déterminer la puissance dissipée par unité de volume, calculons l'élément de volume liée au contour choisi. Tous calculs fait, nous obtenons

$$V = \frac{2cL_c h_m}{2N} \quad (\text{IV. 40})$$

où h_m est la hauteur du câble et L_c le pas de transposition du câble.

La puissance dissipée par unité de volume, P_a , est donc

$$P_a = \frac{2N}{2cL_c h_m} \int_0^c \frac{2}{g} J_x^2 dy \quad (\text{IV. 41})$$

En combinant les Eqs. (IV. 33), (IV. 34), (IV. 36) et (IV. 41), nous obtenons

$$P_a = \frac{2N}{2cL_c h_m} \int_0^c \frac{2R_s(2c)}{N} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \frac{y^2 N^2 a^2}{c^2 (\sin \theta)^2 R_s^2} dy \quad (\text{IV. 42})$$

d'où

$$P_a = \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \frac{4a^2 c N^2}{3R_s L_c h_m \sin^2 \theta} \quad (\text{IV. 43})$$

En utilisant la relation

$$N \frac{2a}{\sin \theta} \approx L_c \quad (\text{IV. 44})$$

déterminée à l'aide de considérations géométriques dans le câble, la puissance dissipée par unité de volume s'écrit finalement

$$P_a \approx \frac{2(2c)L_c}{12h_m R_s} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (\text{IV. 45})$$

où nous reconnaissons une formule identique à l'Eq. (IV.30).

REFERENCES

- A.A. Akhmetov, A.Devred, T. Ogitsu, "Periodicity of cross-over currents in a Rutherford-type cable subjected to a time-dependant magnetic field," *Cryogenics*, Vol 29, p. 926-930 (1989).
- W.J. Carr, "AC loss and macroscopic theory of superconductors," Gordon and Breach Science Publishers, p. 91-105 (1983).
- W.J. Carr, V.T. Kovachev, "Interstrand eddy current losses in Rutherford cables," *Cryogenics*, Vol 35-8, p. 529-534 (1995).
- A.Devred, T.Ogitsu in " Rampe Rate sensitivity of SSC Dipole Magnet Prototype," Frontiers of Accelerator Technology, S.I. Kurukowa, M. Month and S. Turner, eds., World Scientific Publishers (1996).
- G.H. Morgan, "Eddy currents in flat metal-filled superconcting braids," *J. Appl. Phys.*, Vol 44, p. 3319-3322 (1973).
- V.E. Sytnikov, G.G. Svalov, S.G. Akopov and I.B. Peshkov, "Coupling losses in superconducting transposed conductors located in changing magnetic fields," *Cryogenics*, Vol 29, p. 926-930 (1988).
- A. Verweij, "Electrodynamics of superconducting cables in accelerator magnet," Thèse de l'Université de Twente (1995).
- M. Wilson, "Rate dependent magnetization," RHEL int. note, M/A26 (1972).

En physique des particules, la volonté d'obtenir des énergies de collision de plus en plus élevées a relancé l'intérêt pour les aimants supraconducteurs en niobium-étain. Ce type d'aimant est bobiné avec des câbles de type Rutherford eux-mêmes composés de brins composites multifilamentaires supraconducteurs à base de Nb_3Sn . Les brins sont fabriqués suivant la méthode de "l'étain interne". Le but de cette étude est de déterminer les paramètres importants qui régissent les propriétés d'un quadripôle supraconducteur dont les deux principales exigences sont : un courant critique élevé et de faibles pertes.

Les mesures et modèles développés ont permis de mettre en évidence les paramètres importants et de déterminer leur valeur optimale.

Ainsi, les capacités de transport de courant des brins dépendent essentiellement du nombre et du diamètre des filaments, du nombre de sous-éléments, de la surface de supraconducteur et du rapport cuivre-sur-non-cuivre.

Les pertes du câble peuvent être décomposées en trois composantes distinctes, à savoir : les pertes par hystérésis (qui apparaissent au niveau des filaments), les pertes par courant de couplage intrabrin (qui apparaissent au niveau du brin) et les pertes par courant de couplage interbrin (qui apparaissent au niveau des câbles). Le premier type de pertes est gouverné par le diamètre effectif des filaments et l'espace interfilamentaire. Le second type de pertes est régi par le diamètre des filaments, la distance interfilamentaire, la nature de la couronne de bronze (située entre les filaments les plus périphériques et les barrières anti-diffusion), la nature des barrières anti-diffusion et celle de la couronne de cuivre. Les pertes par courant de couplage interbrin sont gouvernées par les résistances interbrin. Ainsi, la nature du revêtement des brins ou la présence d'un feuillard d'inox entre les deux couches de brins du câble permettent de diminuer fortement les pertes du câble.

Finalement, une conception de brins et de câbles la plus optimale est proposée pour la fabrication d'un quadripôle.

In particle physics, the quest for higher energies may be satisfied by the use of niobium-tin superconducting magnets. Such magnets are made of Rutherford type cables which are wound from superconducting strands. The strands are made by the "internal tin" method. The aim of this study is to determine the main parameters for the fabrication of a quadripole. The two main requirements the cable must fulfill are high critical current and low losses.

The main parameters were determined from different measurements and models.

Thus, the key parameters for the current transport capacity are the number and the diameter of the filaments, the number of sub-elements, the surface of superconductor and the copper-to-non-copper ratio. For the hysteresis losses, the main parameters appear to be the effective filament diameter and the spacing of the filaments. For intrastrand losses, the main parameters appear to be the filaments' diameter, the filament spacing, the nature of the diffusion barrier and the Residual Resistivity Ratio (RRR) of the copper. The interstrand resistances for the cable are the key parameters for the losses. Thus, the nature of the strands coating or the presence of a stainless steel core can strongly diminish the cable losses.

Finally, a design for the strands and the cables for the fabrication of a quadrupole is proposed.