



HAL
open science

LIMITATION DE COURANT À BASE D'OXYDES SUPRACONDUCTEURS ET RÉALISATION D'UN APPAREIL 100 A - 1 KV

Olivier Belmont

► **To cite this version:**

Olivier Belmont. LIMITATION DE COURANT À BASE D'OXYDES SUPRACONDUCTEURS ET RÉALISATION D'UN APPAREIL 100 A - 1 KV. Energie électrique. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 1999. Français. NNT: . tel-00763892

HAL Id: tel-00763892

<https://theses.hal.science/tel-00763892>

Submitted on 11 Dec 2012

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

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



T 603

Belhomme
Leg

THESE

présentée par

Olivier BELMONT

Pour obtenir le grade de DOCTEUR

de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

(arrêté ministériel du 30 mars 1992)

Spécialité : **Génie Electrique**

LIMITATION DE COURANT À BASE D'OXYDES SUPRACONDUCTEURS ET RÉALISATION D'UN APPAREIL 100 A – 1 KV

Date de soutenance : 12 Mai 1999

Composition du jury :

J. C. SABONNADIÈRE (Président)

F. FOREST

X. OBRADORS

M. BARRAULT

C. LEVILLAIN

P. TIXADOR

THESE

présentée par

Olivier BELMONT

Pour obtenir le grade de DOCTEUR

de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

(arrêté ministériel du 30 mars 1992)

Spécialité : **Génie Electrique**

LIMITATION DE COURANT À BASE D'OXYDES SUPRACONDUCTEURS ET RÉALISATION D'UN APPAREIL 100 A – 1 KV

Date de soutenance : 12 Mai 1999

Composition du jury :

J. C. SABONNADIÈRE (Président)

F. FOREST

X. OBRADORS

M. BARRAULT

C. LEVILLAIN

P. TIXADOR

Table des matières

Chapitre I. La supraconductivité

I.1. Présentation générale d'un supraconducteur parfait.	15
I.1.1. Grandeurs critiques.	16
I.1.2. Quelques considérations générales.	18
I.1.3. Aimantation.	19
I.2. Supraconducteur "non idéal".	20
I.2.1. Bas T_c - Haut T_c .	20
I.2.2. Type I, Type II.	21
I.2.3. Mobilité des vortex.	25
I.3. Les matériaux étudiés.	28
I.3.1. L'YBaCuO.	28
I.3.2. Le Bismuth.	29
I.3.3. Propriétés de ces matériaux.	30
I.4. Fabrication de ces matériaux.	32
I.4.1. Echantillons Frittés : YBaCuO et Bismuth.	32
I.4.2. Bi_{2223} texturé.	34
I.4.3. YBaCuO monodomaine.	36
I.4.4. Couches minces.	37
I.5. Pertes en courant alternatif.	39
I.6. Principales applications supraconductrices.	40
I.6.1. Electronique.	40
I.6.2. Lévitiation.	41
I.6.3. Création d'un champ magnétique.	41
I.6.4. Dispositif de puissance.	43

Chapitre II. La limitation du courant - Le limiteur supraconducteur.

II.1. Présentation générale de la limitation du courant.	51
II.1.1. Les réseaux et les courants de court-circuit.	51
II.1.2. La limitation des courants : solutions classiques.	57
II.2. Les limiteurs supraconducteurs.	59
II.2.1. Présentation générale.	59
II.2.2. Intérêt d'un limiteur.	62
II.2.3. Principe du limiteur Inductif.	64
II.2.4. Principe du limiteur résistif.	65

II.3. Le limiteur supraconducteur résistif.	66
II.3.1. Le régime nominal.	67
II.3.2. Le régime de limitation.	69
II.3.3. Le régime de récupération.	71
II.3.4. Avantages et inconvénients du limiteur résistif.	71

Chapitre III. Le régime nominal.

III.1. Pertes en courant alternatif : pertes a. c.	77
III.1.1. Principe.	77
III.1.2. Instauration du courant.	79
III.1.3. Calcul des pertes.	81
III.2. Mesures des pertes a.c.	83
III.2.1. Principe de la mesure.	83
III.2.2. Mesures des pertes sur les Bi_{2223} frittés et les fils OPIT.	85
III.2.3. Mesures des pertes sur l'YBaCuO texturé.	93
III.3. Fonctionnement au-dessus de I_c.	95
III.3.1. Comparaison entre : pertes, mesures d.c., mesures a. c.	95
III.3.2. I supérieur à I_c .	96
III.4. Choix de I_n.	102

Chapitre IV. La transition du supraconducteur.

IV.1. La transition et sa mesure.	109
IV.1.1. La problématique	109
IV.1.2. Circuit de mesures	110
IV.2. Bismuth fritté et texturé - YBaCuO fritté.	113
IV.2.1. La "1 ^{ère} transition" ou état dissipatif.	113
IV.2.2. Etude sous champ magnétique.	117
IV.2.3. La "2 ^{ème} transition".	124
IV.2.4. Fils en Bismuth.	127
IV.3. Régime transitoire.	130
IV.4. Monodomains et couches minces (YBCO).	131
IV.4.1. Monodomains.	132
IV.4.2. Couches minces.	135

Chapitre V. La récupération.

V.1. Le transfert thermique.	145
V.1.1. Problématique de la récupération.	145
V.1.2. Approche théorique des transferts thermiques.	147
V.1.3. Modélisation des transferts thermiques.	149
V.2. Mesures expérimentales du temps de récupération.	150
V.2.1. Mesures en courant continu	151
V.2.2. Mesures en court-circuit	154
V.2.3. Mesures dans le vide	155

Chapitre VI. Réalisation et tests du prototype ASTER (100 A - 1 kV).

VI.1. Le matériau supraconducteur.	161
VI.1.1. Comparaison du potentiel de limitation, choix du matériau.	161
VI.1.2. Assemblage des éléments supraconducteurs.	165
VI.1.3. Protection des supraconducteurs.	169
VI.2. Le cryostat - les amenées de courant.	170
VI.2.1. Le cryostat : conception.	170
VI.2.2. Les amenées de courant.	172
VI.2.3. Pertes cryogéniques.	174
VI.3. Le contrôle - commande.	175
VI.3.1. Cahier des charges.	176
VI.3.2. Les différents critères de basculement utilisés.	179
VI.3.3. Réalisation.	181
VI.4. Résultat des tests électriques d'ASTER.	183
VI.4.1. Test sous 500 V.	183
VI.4.2. Tests sous 1 kV.	186
VI.4.3. Décharge capacitive sur le premier jeu de barreaux.	187

Chapitre VII. Problématique et perspectives d'un limiteur.

VII.1. Simulation et comparaison avec les résultats expérimentaux.	193
VII.1.1. Modèle utilisé.	193
VII.1.2. Acquisition des différentes caractéristiques.	195
VII.1.3. Résultats de la simulation.	196
VII.2. Dimensionnement des limiteurs.	197
VII.2.1. Facteurs dimensionnels pour le supraconducteur.	198
VII.2.2. Coût d'un appareil	203

VII.3. Perspectives pour un 24 kV.	-----206
VII.3.1. Extension d'Aster à 24 kV - 630 A.	-----206
VII.3.2. Gain en coût lors de l'insertion d'un limiteur sur un réseau MT.	-----208

Table des abréviations

a.c. : Courant alternatif
B : Induction magnétique
 C_o : Capacité homopolaire d'un réseau électrique
 C_p : Chaleur spécifique ($J.m^{-3}.K^{-1}$)
d : Dimension caractéristique (rayon pour un cylindre)
D : Coefficient de diffusion ($m^2.s^{-1}$)
d.c. : Courant continu
 dV_{ol} : Volume élémentaire
e : Charge d'un électron (aussi noté e^-)
E : Champ électrique
 E_o : Critère de champ électrique pour déterminer I_c
 E_{max} : Champ électrique maximal
 E_{moy} : Valeur moyenne du champ électrique de surface
 E_T : Champ de température
f : Coefficient d'échange thermique entre un gaz et un solide ($0 < f < 1$).
 f : Fréquence ($f=1/\tau$)
 f_e : Coefficient d'échange entre un gaz et un solide
 F_l : Force de Lorentz
h : Coefficient d'échange convectif ($W.m^{-2}.K^{-1}$)
H : Champ magnétique
 H^* : Champ d'irréversibilité.
 H_a : Champ magnétique extérieur appliqué
 H_c : Champ critique thermodynamique
 H_{c1} : Champ critique thermodynamique 1
 H_{c2} : Champ critique du supraconducteur 2
i : Courant instantané (ou $i(t)$)
 i' : Rapport du courant instantané sur le courant critique ($i' = I(t)/I_c$)
 i_m : Rapport du courant maximal sur le courant critique ($i_m = I_m/I_c$)
I : Courant
 I^* : Courant d'optimisation des aménées de courant.
 I_c : Courant critique du supraconducteur
 I_{cc} : Courant de court-circuit
 I_l : Courant dans la ligne ($I_l \leq I_c$)
 I_{lim} : Courant limité par le limiteur après sa transition
 I_m : Valeur maximale du courant dans le supraconducteur
 I_n : Courant nominal
IT : Interrupteur d'isolement du démonstrateur
J : Densité de courant
 J_c : Densité de courant critique ($A.cm^{-2}$)
 J_e : Densité de courant "engineering" ($A.cm^{-2}$)
k : Conductivité thermique ($W.K^{-1}.m^{-1}$)
l : Longueur d'un échantillon

ℓ_{lim} : Longueur minimale de supraconducteur pour dimensionner un limiteur
 ℓ_{therm} : Longueur thermique minimale pour un limiteur de courant
L : Inductance (Henri)
 L_s : Inductance interne d'un transformateur
 L_o : Nombre de Lorentz = $2,45 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega \cdot \text{K}^{-2}$
 m_e : Masse d'un électron
M : Mutuelle inductance (H)
 P_{cc} : Puissance de court-circuit
 P_{cp} : Pertes en champ propre dans un supraconducteur (W)
 P_{lin} : Pertes linéiques ($\text{W} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$)
 P_r : Pression
Q : Energie dissipée par les pertes en champ propre pour un cycle (2π)
r : Rayon d'un barreau supraconducteur cylindrique
 r_c : Rayon où la densité de courant change de signe
 r_{sat} : Rayon de saturation de pénétration du courant dans un échantillon
R : Résistance (Ω)
 R_{ext} : Rayon extérieur d'un barreau cylindrique supraconducteur
 R_L : Résistance du limiteur
 R_s : Résistance interne d'un transformateur
 R_{th} : Résistance thermique ($\text{K} \cdot \text{m} \cdot \text{W}^{-1}$)
 S_n : Puissance nominale d'un réseau
SBT_c : Supraconducteur à Basse Température critique
SHT_c : Supraconducteur à Haute Température critique
t : Temps
 t_{recup} : temps de récupération du supraconducteur
 t_{isol} : temps d'isolement, entre l'ouverture de IT et la réinsertion du limiteur.
T : Température
 T_c : Température critique
 T_e : Température d'ébullition
 T_m : Température de fusion du solide de vortex
 T_o : Température initiale du bain d'azote et du supraconducteur
 U_c : Barrière de potentiel d'un site de piégeage des vortex
 U_n : Tension nominale entre phases
v : Tension instantanée (ou $v(t)$)
V : Tension
 V_c : Tension aux bornes des contacts du supraconducteur
 V_e : Tension du réseau vu par le limiteur de courant
 V_{comp} : Tension compensée due aux pertes a. c.
 v_{min} : Volume minimal de supraconducteur pour le dimensionnement d'un limiteur
 V_n : Tension nominale phase - neutre.
V : Volume d'un échantillon
 V_{sc} : Tension aux bornes des prises de potentiel du supraconducteur
 W_n : Energie (J) dissipée dans le supraconducteur
 W_{vol} : Energie volumique dissipée dans le supraconducteur

Z : Impédance

Z_n : Impédance de neutre

ρ : Résistivité ($m\Omega.cm$)

ρ_n : Résistivité dans l'état normal

ρ_{fc} : Résistivité de flux - creep

ρ_{ff} : Résistivité de flux - flow

τ : Période d'un phénomène de fréquence f

τ_c : Constante de temps caractéristique de la diffusion de la chaleur

ϕ_0 : Quantum de flux élémentaire ($\phi_0 = 2,07.10^{-15}$ Wb)

χ : Susceptibilité magnétique ($\chi = M/H$)

ω : Pulsation ($\omega=2\pi f$)

Remerciements

Introduction

C'est en 1911 que K. Onnes découvrit la supraconductivité en étudiant le mercure : le corps présentait soudainement une résistivité non mesurable en dessous d'une certaine température (4 K). Cependant, la supraconductivité est restée cantonnée pendant longtemps, pour des raisons techniques, aux laboratoires de recherche. Ce n'est que dans les années 60 que sont apparues les premières applications en courant continu.

En régime variable, un conducteur supraconducteur est le siège de pertes électromagnétiques. Cette contrainte supplémentaire explique l'absence d'applications en courant alternatif jusqu'au début des années 1980 où l'apparition de fils supraconducteurs optimisés pour l'usage alternatif a permis à de nombreuses applications de voir le jour.

Les domaines d'application de la supraconductivité sont nombreux et variés comme le train à lévitation japonais, le bateau à propulsion MHD japonais, quelques SMES américains ou encore des moteurs et alternateurs, mais la plupart des réalisations restent encore au stade de prototype. Les deux principales utilisations de fils supraconducteurs concernent la physique des hautes énergies (bobines et aimants pour les accélérateurs) et les bobines d'imagerie médicale (IRM). Malheureusement, le développement de ces matériaux a beaucoup été freiné par la nécessité d'utiliser une cryogénie à l'hélium liquide, coûteuse et complexe.

La découverte des supraconducteurs à haute température critique en 1986 a donc fait naître de grands espoirs quant au développement de la supraconductivité et son application à grande échelle. Des nouveaux domaines de recherche se sont ouverts pour mettre à profit les propriétés électriques et magnétiques de la supraconductivité : en électronique avec la mise au point de filtres sélectifs, de capteurs magnétiques ou en électrotechnique avec la réalisation d'amenées de courants, de transformateurs, paliers magnétiques...

Parmi les applications électrotechniques, la plus prometteuse semble être le limiteur de courant supraconducteur car il apporte une solution nouvelle et inaccessible avec les techniques conventionnelles. En effet, les courants de court-circuit sur les grands réseaux électriques n'ont cessé de croître pour répondre à l'augmentation de la consommation ainsi que pour fournir une meilleure qualité de service grâce à la plus grande interconnexion du réseau. En réponse à de tels courants de court-circuit, des disjoncteurs de plus en plus rapides et puissants ont été mis au point, mais ils restent incapables de couper des courants de cette ampleur avant un demi cycle, voir une période complète. Nous verrons que le limiteur supraconducteur peut, lui, limiter rapidement les courants de défaut. Il permet donc de réduire les contraintes mécaniques, thermiques et électriques subies par les lignes électriques avant l'ouverture des protections et l'interruption du courant par les moyens classiques.

Plusieurs prototypes de limiteurs de courant utilisant des supraconducteurs à basse température critique avaient déjà été étudiés avant la découverte des supraconducteurs à haute température. Les deux principes retenus étaient le limiteur inductif et le limiteur résistif. Ces deux types de limiteurs ont été repris avec l'apparition des supraconducteurs à haute température critique. Notre étude s'est portée sur l'analyse et la réalisation d'un limiteur de courant résistif à base de supraconducteurs massifs à haute température critique.

Le principe de ce limiteur est basé sur la transition d'un élément supraconducteur mis en série dans la ligne à protéger quand, durant un défaut, le courant excède son courant critique : la résistance développée par le matériau permet alors de limiter le courant. Le limiteur supraconducteur est un appareil autonome et répétitif qui n'a pas besoin de moyen de détection du défaut.

La découverte des supraconducteurs à haute température critique étant récente et leur transition étant fondamentalement différente de ceux à basse température, il nous a tout d'abord fallu analyser leur comportement lors du dépassement du courant critique avant de pouvoir réaliser un prototype de courant nominal 100 A testé sur un réseau de 1 kV crête.

Le mémoire est donc composé de la manière suivante :

- Le premier chapitre introduit les notions de supraconductivité utilisées.
- Le deuxième chapitre présente le problème général de la limitation du courant et l'apport d'un limiteur sur un réseau. Plus particulièrement, les trois états dans lesquels peut se trouver un limiteur seront présentés : le régime nominal lorsque le courant de ligne est inférieur au courant critique, le régime de limitation durant la transition du supraconducteur, et le régime de récupération. Les chapitres suivants exposent notre étude et analyses de ces trois états.
- Le troisième chapitre analyse le régime nominal. Dans cet état, le matériau est le siège de pertes : soit en champ propre pour un courant inférieur au courant critique, soit résistive pur un courant du même ordre que le courant critique. Un limiteur se trouvant le plus souvent dans cet état (plus de 99 % de son temps), son étude est importante.
- Le quatrième chapitre étudie le régime de limitation : lors d'un court-circuit, le matériau bascule de son état supraconducteur à un état dissipatif. Les observations et les conclusions novatrices tirées de l'étude de la transition des supraconducteurs à haute température critique sont exposées.
- Le cinquième chapitre présente le régime de récupération. Après la limitation du courant et l'ouverture des protections, le limiteur est isolé du réseau pour que le matériau puisse retrouver son état supraconducteur.
- Le sixième chapitre est consacré au prototype "Aster" : nous avons entièrement réalisé puis testé un prototype de limiteur résistif 100 A-1 kV.
- Le septième chapitre de ce mémoire de ce manuscrit élargit notre étude à une application des limiteurs sur des réseaux moyenne tension de 24 kV. Cette dernière partie envisage la problématique et les perspectives d'un limiteur en donnant un aperçu de sa modélisation, de son dimensionnement et de son coût.

Chapitre I : La supraconductivité

Chapitre I. La supraconductivité	15
I.1. Présentation générale d'un supraconducteur parfait.	15
I.1.1. Grandeurs critiques.	16
I.1.2. Quelques considérations générales.	18
I.1.3. Aimantation.	19
I.2. Supraconducteur "non idéal".	20
I.2.1. Bas T_c - Haut T_c .	20
I.2.2. Type I, Type II.	21
I.2.3. Mobilité des vortex.	25
I.3. Les matériaux étudiés.	28
I.3.1. L'YBaCuO.	28
I.3.2. Le Bismuth.	29
I.3.3. Propriétés de ces matériaux.	30
I.4. Fabrication de ces matériaux.	32
I.4.1. Echantillons Frittés : YBaCuO et Bismuth.	32
I.4.2. Bi_{2223} texturé.	34
I.4.3. YBaCuO monodomaine.	36
I.4.4. Couches minces.	37
I.5. Pertes en courant alternatif.	39
I.6. Principales applications supraconductrices.	40
I.6.1. Electronique.	40
I.6.2. Lévitación.	41
I.6.3. Création d'un champ magnétique.	41
I.6.4. Dispositif de puissance.	43

Chapitre I. La supraconductivité

Le but de ce chapitre est de donner un aperçu général sur la supraconductivité en introduisant tout d'abord les notions fondamentales nécessaires à la compréhension des phénomènes physiques puis en présentant les différents types de matériaux supraconducteurs étudiés et enfin les principales applications existantes ou envisagées. Les notions essentielles à la compréhension du problème posé par la limitation du courant sont plus développées comme par exemple dans les paragraphes mobilité des vortex, matériaux ou encore pertes a. c.

I.1. Présentation générale d'un supraconducteur parfait.

La supraconductivité est un état de la matière dans lequel les matériaux présentent, sous certaines conditions, une remarquable combinaison de propriétés électriques et magnétiques lorsqu'ils sont refroidis à basses températures. C'est en réussissant, en 1908, à liquéfier l'Hélium ($T_c = 4,2$ K) que Kamerlingh Onnes découvrit en 1911 cet état [1]. La propriété la plus connue et la plus spectaculaire est l'annulation de la résistivité du matériau en dessous d'une certaine température comme le montre la Figure I-1 :

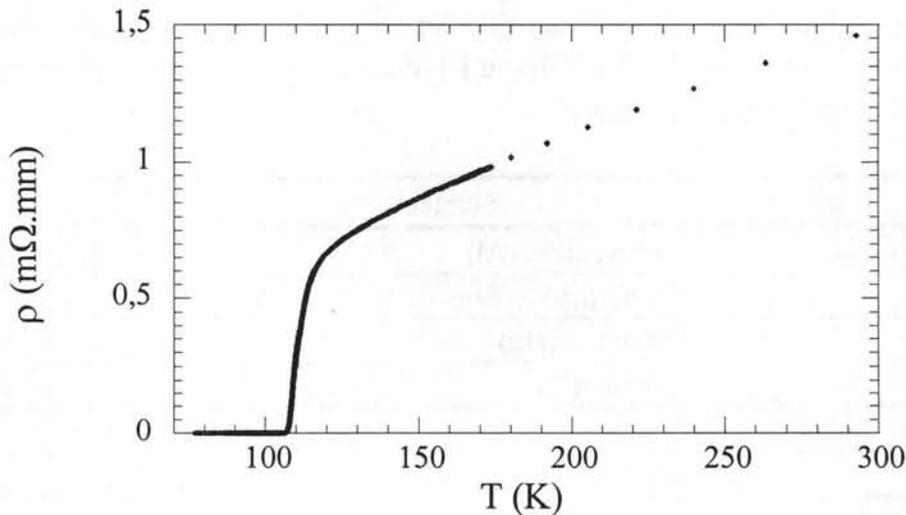


Figure I-1 : Résistivité en fonction de la température d'un échantillon à base de bismuth (Bi_{2223}). Au-dessous de sa température critique (de 110 K), sa résistivité est nulle. Il est alors supraconducteur.

Une autre propriété importante (sous certaines conditions de champ magnétique) est le diamagnétisme parfait des supraconducteurs à basse température ($\chi = -1$) plus connu sous le nom d'effet Meissner. La Figure I-2 représente le comportement d'un conducteur parfait (avec une résistance nulle) et d'un supraconducteur. C'est en 1933 que

Meissner [2] a mis en évidence l'expulsion du champ magnétique par les supraconducteurs parfaits.

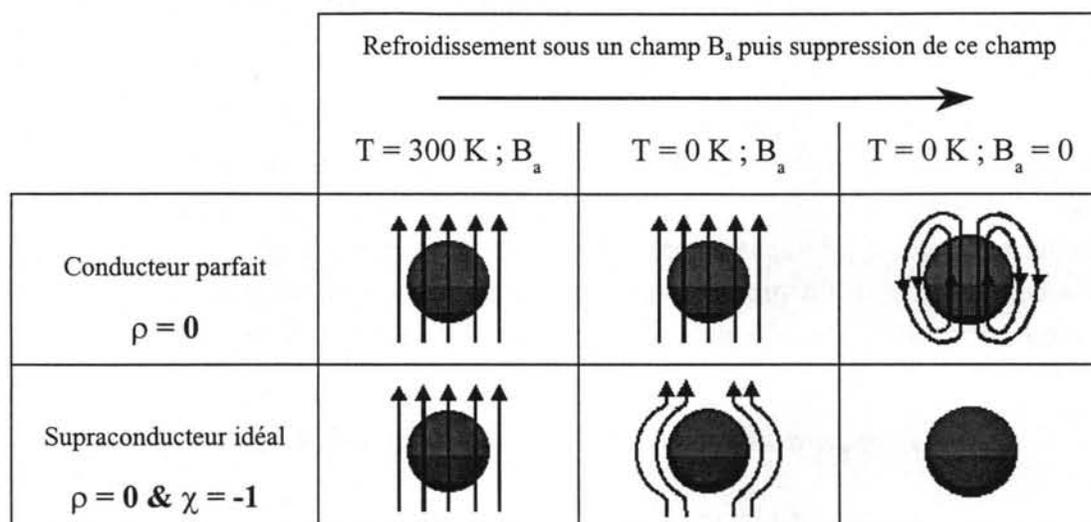


Figure I-2 : Comportement magnétique d'un conducteur parfait et d'un supraconducteur idéal.

I.1.1. Grandeurs critiques.

Comme le montre la Figure I-1, pour être dans l'état supraconducteur; le corps doit se trouver en dessous d'une certaine **température** dite **critique** et notée **T_c**. Cette température est intrinsèque au matériau. Elle dépend de chaque matériau (et en particulier du degré de pureté du matériau). Le Tableau I-1 donne quelques températures critiques pour différents matériaux supraconducteurs.

Type	Elément	T _c	H _c (mT)
Corps purs	Aluminium (Al)	1,20 K	9,90 (0 K)
	Etain (Sn)	3,72 K	30,6 (0 K)
	Mercure (Hg)	4,20 K	41,3 (0 K)
	Plomb (Pb)	7,18 K	80,3 (0 K)
Alliages	Niobium Titane (NbTi)	9,00 K	14. 10 ³
	Niobium Etain (Nb ₃ Sn)	18,1 K	24. 10 ³
Oxydes	BaLaCuO ₄	34 K	80.10 ³
	YBa ₂ Cu ₃ O ₇	93 K	150.10 ³
	Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	110 K	250.10 ³
	HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₈	135 K	390.10 ³
(sous 30 Gpa)	HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₈	164 K	

Tableau I-1 : Température et champ critiques pour différents éléments. Le champ critique donné est le champ à partir duquel le matériau perd en volume ses propriétés supraconductrices (H_{c2} pour les supraconducteurs de type II).

Lorsqu'un champ magnétique extérieur excède le **champ critique** H_c , le matériau perd ses propriétés supraconductrices. Le champ critique est lui aussi un paramètre intrinsèque au type de matériau. Quelques valeurs de champ critique sont données Tableau I-1.

La supraconductivité dépend également de la densité de courant circulant dans le matériau. Lorsque le courant transporté excède le **courant critique** I_c , le matériau présente naturellement une résistance. Pour les supraconducteurs "non parfaits" décrits au paragraphe suivant (type II), ce paramètre dépend de plusieurs facteurs extrinsèques, et en particulier de l'élaboration du matériau. Pour certains composés, la valeur du courant critique peut varier de plus de quatre ordres de grandeur entre deux types d'élaborations différentes.

Le passage d'une résistance nulle à une résistance non nulle se faisant de manière continue, le courant critique est déterminé arbitrairement par le courant qui engendre, en circulant dans un échantillon, un champ électrique égal à un seuil fixé. Ce seuil est généralement pris égal à $1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$, mais il apparaît dans la littérature des seuils de $10 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ pour des supraconducteurs à haute température critique et de $0,1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ pour des supraconducteurs à basse température critique (ces deux types de supraconducteurs sont présentés dans le paragraphe suivant). Un autre critère peut aussi être utilisé : I_c est le courant pour lequel la résistivité du matériau devient supérieure à $10^{-25} \Omega\cdot\text{m}$.

La densité de courant critique J_c est égale au rapport du courant critique par la section du matériau supraconducteur. Afin de comparer le volume total des échantillons, la densité de courant "engineering" (notée J_e) est utilisée. Cette dernière est le rapport du courant critique par la section totale du conducteur comprenant donc le supraconducteur et son support (matrice en argent pour des fils, substrat pour des couches minces...).

Les trois paramètres critiques J_c , H_c et T_c définissent une surface (Figure I-3) dans un espace à trois dimensions. Lorsque cette surface critique est traversée en n'importe quel point, le corps perd ses propriétés supraconductrices et présente une résistance variant non linéairement avec le courant. Il se trouve dans son **état dissipatif**. C'est le premier stade de sa **transition vers son état normal** (i.e. ohmique).

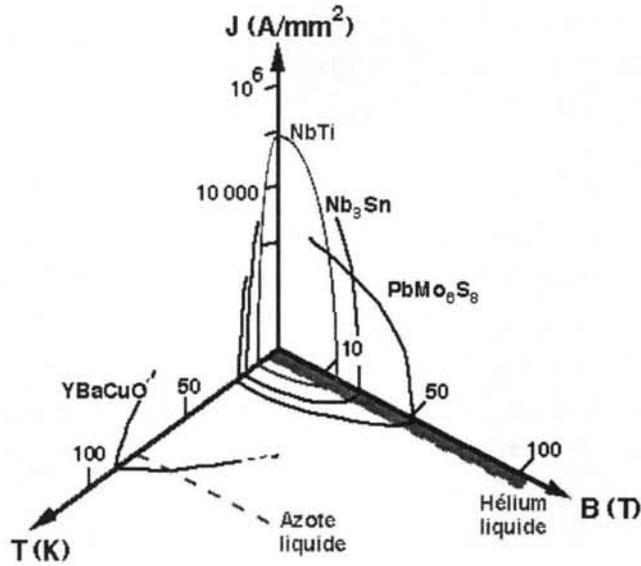


Figure I-3 : Surface critique de quelques composés supraconducteurs (d'après [3])

I.1.2. Quelques considérations générales.

a). Théorie BCS.

Dans un métal, la conduction électrique est assurée par les électrons libres qui interagissent avec le réseau. Dans l'état supraconducteur, afin de réduire l'énergie libre du système, deux électrons de spin opposés vont se condenser en paires qui peuvent être considérées chacune comme une seule particule de masse $2m_e$ et de charge $2e^-$. Ces paires sont appelées Paires de Cooper, et peuvent être définies par une fonction d'onde cohérente (ordre à grande distance). Le réseau cristallin quant à lui ne change pas de forme, mais interagit fortement (par des phonons) avec les paires. Cette explication microscopique de la supraconductivité a été présentée par Bardeen, Cooper et Schrieffer en 1957 [4], et est nommée théorie BCS (suivant les initiales de ses auteurs). Elle permet de retrouver les valeurs de T_c et H_c pour la plupart des métaux et alliages (supraconducteurs à basse température critique).

b). Pénétration d'un champ magnétique.

Un matériau dans son état supraconducteur est un diamagnétique parfait (l'induction est nulle dans le matériau). En appliquant les équations de Maxwell pour un supraconducteur plongé dans une induction extérieure B_a , London a montré en 1935 [5,6] que le champ magnétique pénétrait en diminuant exponentiellement dans le supraconducteur (Figure I-4) :

$$\text{Avec } \text{rot}(B) = \mu_0 \left(J + \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \right), \text{rot}(E) = -\frac{\partial B}{\partial t} \text{ et } \text{div}(B) = 0$$

il vient :

$$B(x) = B_a \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad \text{avec} \quad \lambda^2 = \frac{m}{\mu_0 n_s e^2}$$

m et e sont la masse et la charge d'un électron et n_s le nombre de superélectrons (électrons supraconducteurs).

L'induction s'atténue donc de manière exponentielle dans un supraconducteur, elle est donc divisée par e à la distance λ . Cette distance est appelée **longueur de pénétration de London**.

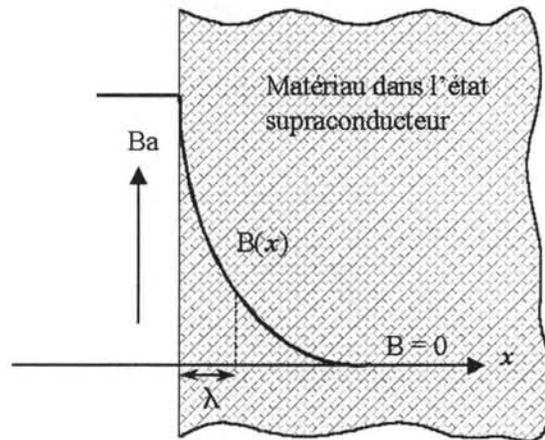


Figure I-4 : Pénétration d'une induction extérieure B_a dans un supraconducteur.

L'induction magnétique est donc écartée de manière exponentielle à l'intérieur d'un supraconducteur. λ est de l'ordre de 50 nm pour des métaux supraconducteurs (supraconducteurs à basse température critique).

c). Longueur de cohérence.

Contrairement à la théorie de London qui est purement classique, Ginzburg et Landau proposent en 1950 [7] une théorie qui utilise la mécanique quantique pour décrire l'effet du champ magnétique. Ils introduisent une **longueur de cohérence** ξ . Les électrons ne peuvent pas se propager à travers un défaut de dimension supérieure à ξ . La longueur de cohérence est grande pour des corps purs ($\xi = 1600$ nm pour l'Aluminium), mais diminue fortement pour les autres matériaux supraconducteurs ($\xi = 4,5$ nm pour le NbTi et 1,4 nm pour le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}$). Les propriétés supraconductrices de ces matériaux seront donc sensibles à la manière dont ils seront élaborés et à leur degré de pureté : s'il existe des inclusions de phase non supraconductrice supérieures à ξ , le courant ne pourra plus circuler.

I.1.3. Aimantation.

Lors d'un refroidissement sous champ, le champ magnétique est expulsé pendant le passage de l'état normal à l'état supraconducteur, ainsi $B = 0$ dans tout le volume du supraconducteur (dans certaines conditions de champ). Pour cela des **supercourants** (circulation d'électrons supraconducteurs) d'écrantage sont créés en surface (dans l'épaisseur λ) de manière à générer un champ de même intensité et opposé au champ magnétique

appliqué. Le tracé de l'induction en fonction du champ magnétique pour un supraconducteur parfait est représenté sur la Figure I-5. Lorsque le champ extérieur H_a devient inférieur à H_c l'induction dans le supraconducteur est nulle, alors qu'au-delà de H_c on retrouve $B = \mu_0 H_a$.

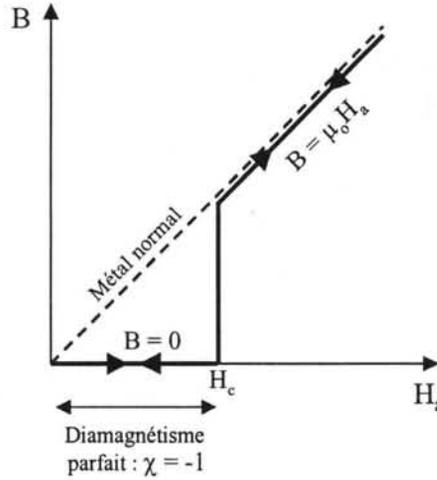


Figure I-5 : Induction magnétique dans un supraconducteur parfait (type I).

Toutes les considérations faites ci-dessus sur le comportement magnétique d'un supraconducteur ne s'appliquent, en fait, que pour des supraconducteurs "parfaits" ou dits de **type I**. Rentrent dans cette famille la plupart des métaux purs et, de manière générale, les matériaux ayant une température critique proche du zéro absolu. Pour ces éléments, l'induction magnétique suit bien la courbe décrite sur la Figure I-5. Lorsque ces matériaux ne sont pas parfaits (défaut cristallin par exemple) ou lorsque le coefficient démagnétisant n'est pas nul [8], leur comportement reste relativement proche de celui décrit ci-dessus, sauf qu'il existe alors des zones (les défauts) qui ne sont pas supraconductrices. Le supraconducteur se retrouve dans un régime appelé **état intermédiaire** dans lequel coexistent des zones normales et des zones supraconductrices. La densité d'électrons supraconducteurs s'annule sur l'épaisseur ξ dans les zones normales. L'interface entre la zone normale et supraconductrice possède une énergie par unité de surface W (H_c est le champ critique thermodynamique défini par la différence d'énergie libre entre l'état supraconducteur à champ nul et l'état normal) :

$$W \approx \mu_0 \frac{H_c^2}{8\pi} \cdot (\lambda - \xi).$$

I.2. Supraconducteur "non idéal".

I.2.1. Bas T_c - Haut T_c .

Jusqu'en 1985, les seuls supraconducteurs connus faisaient partie de la famille des métaux (purs ou alliages), et la température critique la plus haute était de 24 K pour le Nb_3Ge . En 1986 Bednorz et Müller [9] observèrent une température critique de 34 K sur un oxyde de cuivre ($BaLa_2CuO_4$) et ouvrirent la voie à la course aux "hautes

températures". L'année suivante la découverte de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ par W. K. Wu [10] avec une température critique de 92 K, supérieure à la température de l'azote liquide ($T_c = 77$ K) offrait de nouvelles perspectives.

On appelle Supraconducteur à Haute Température critique, ou **SHT_c**, les matériaux avec une température critique élevée par rapport à la température de l'hélium liquide. Les SHT_c font actuellement tous partie de la famille des oxydes de cuivre. Ce sont les plans CuO de ces oxydes qui deviennent supraconducteurs et, pour la plupart, leur température critique est supérieure à celle de l'azote liquide. Par opposition, on nomme Supraconducteurs à Basse Température critique ou **SBT_c** les autres composés métalliques découverts entre 1911 et 1986 pour lesquels l'utilisation de l'hélium liquide ($T_c = 4,2$ K) est en général nécessaire. Le Tableau I-1 donne les températures critiques des supraconducteurs les plus usuels et les records actuels de température.

La découverte des SHT_c a suscité un grand engouement et de grands espoirs pour leurs éventuelles applications industrielles car l'utilisation de l'azote liquide est beaucoup plus facile et moins coûteuse que celle de l'hélium liquide. Un watt à 77 K coûte environ 20 W à 300 K (rendement typique d'un réfrigérateur), alors qu'un watt à 4,2 K vaut environ 700 W à 300 K.

I.2.2. Type I, Type II.

a). Supraconducteur sous champ : création de vortex.

Une des caractéristiques principales des supraconducteurs de type I est leur diamagnétisme parfait (effet Meissner). Mais il existe des supraconducteurs qui ne suivent pas ce comportement. Au dessus d'un certain champ appelé champ critique 1 ou **H_{c1}**, il leur est énergétiquement favorable de permettre l'apparition de zones normales. Ces supraconducteurs sont dits de **Type II**. Leur longueur de pénétration du champ magnétique est plus grande que la longueur de corrélation des paires de Cooper (ξ). Le calcul de l'énergie d'interface, mené rigoureusement par Ginzburg et Landau [7], permet de définir le paramètre du même nom κ tel que : $\kappa = \lambda/\xi$. Lorsque $\kappa > 1/\sqrt{2}$, l'énergie d'interface est négative (d'où la présence de zones normales) et l'on est en présence de supraconducteurs de type II.

Chaque zone normale transporte un quantum de flux ϕ_0 qui pénètre sous forme de tube parallèle au champ, appelé **vortex** ($\phi_0 = h/2e \approx 2,07 \cdot 10^{-15}$ Wb). Chaque vortex est constitué d'une zone normale, appelé cœur, de rayon ξ autour de laquelle circulent des supercourants sur un rayon de l'ordre de λ . Lorsque le matériau dans lequel évoluent les vortex n'a pas d'influence sur eux (ce qui est le cas d'un cristal parfait) l'agencement des vortex entre eux forme un réseau triangulaire prédit par Abrikosov [11] (cf. Figure I-6). En effet les courants circulant autour d'un vortex lui confèrent un moment magnétique. Ce moment magnétique est alors soumis au champ magnétique de son voisin et vice-versa. Ce sont ces interactions mutuelles entre vortex qui les conduisent à s'organiser spatialement pour minimiser leur énergie et former un réseau.

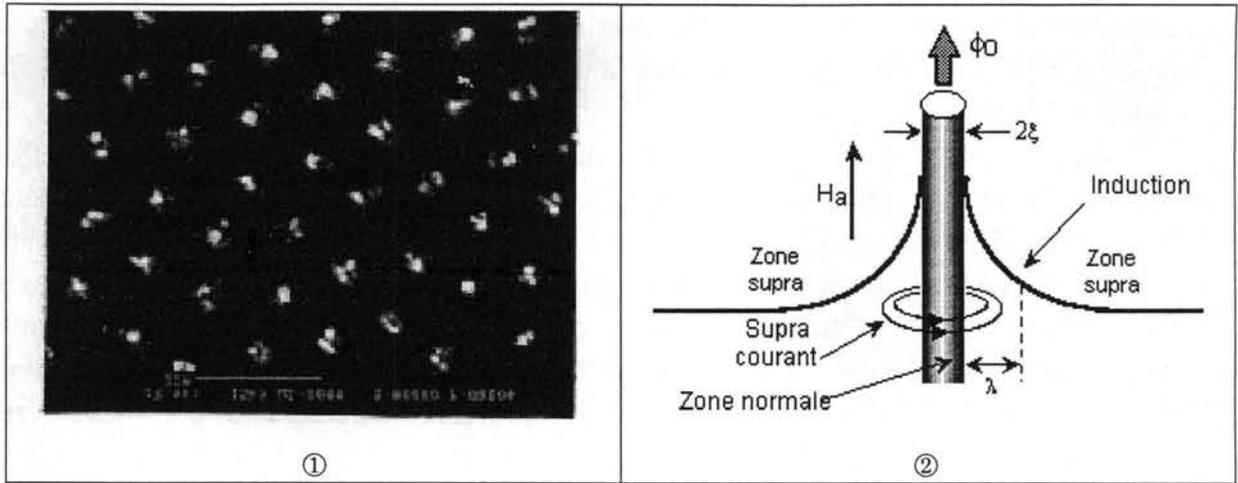


Figure I-6 : Réseau triangulaire de vortex obtenu avec de fines particules ferromagnétiques (figure ①, K. Runge, CNRS - CRTBT) et représentation schématique d'un vortex avec ses courants d'écrantages (figure ②)

La séparation entre les SBT_c et les SHT_c est indépendante du type de supraconductivité (type I ou II) des matériaux. Il existe des supraconducteurs à basse température critique de type I (comme l'aluminium, le plomb, le mercure) ou de type II (comme le Vanadium, le NbTi, le Nb₃Sn). Par contre tous les supraconducteurs à haute température critique sont de type II marqué (la longueur de cohérence est très petite devant la longueur de London).

b). Aimantation pour les supraconducteurs de type II.

L'induction magnétique pénètre dans le supraconducteur à partir de H_{c1} (création du premier vortex), jusqu'à la disparition de la supraconductivité qui a lieu lorsque les vortex recouvrent toute la surface pour le champ critique H_{c2} . La courbe d'aimantation d'un supraconducteur de type II idéal, représentée sur la Figure I-7 (d'après [12]), est similaire à celle d'un supraconducteur de type I jusqu'au champ H_{c1} , au-delà le flux pénètre dans le matériau sous forme de vortex. Il n'est plus égal à zéro et l'aimantation diminue.

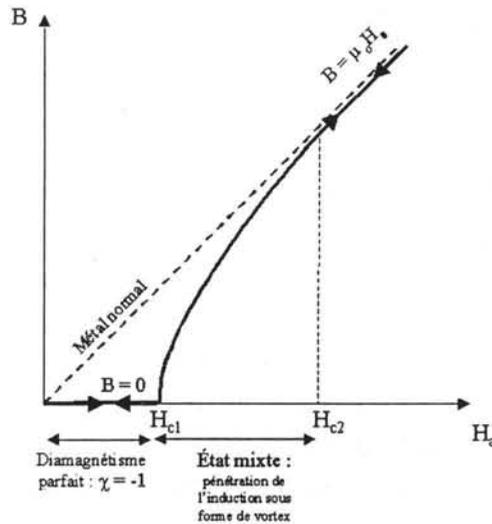


Figure I-7 : Courbe d'aimantation idéale d'un supraconducteur de type II. Cette courbe reste essentiellement théorique, en réalité il existe une hystérésis entre la pénétration et la diminution du champ.

La Figure I-8 compare le diagramme de phase (H, T) d'un supraconducteur de type I et de type II.

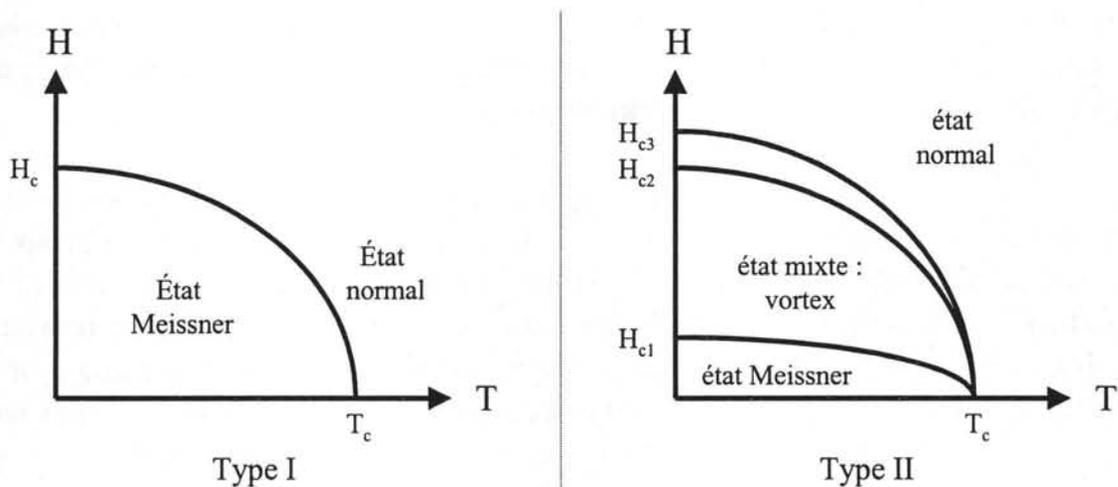


Figure I-8 : Diagramme de phase d'un supraconducteur de type I et de type II. Il existe pour les supraconducteurs de type II un troisième champ critique H_{c3} qui détermine l'existence d'une supraconductivité de surface entre H_{c2} et H_{c3} . Il est mentionné à titre d'exemple.

c). Piégeage des vortex.

Lorsqu'un courant de densité J est injecté dans un supraconducteur, une force de Lorentz F_l (par unité de longueur du vortex) s'exerce sur les vortex qui vont se déplacer perpendiculairement au courant :

$$\vec{F}_l = \vec{J} \wedge \vec{\phi}_0$$

De même, sous l'action d'une induction magnétique extérieure, une force de Laplace s'exerce sur les lignes de flux. Le mouvement des vortex va entraîner une dissipation d'énergie dans le matériau et un champ électrique apparaît à ses bornes. Mais les vortex ne peuvent pas se déplacer librement dans le supraconducteur. Il existe des **forces d'ancrage** (ou de **piégeage**) qui s'exercent sur les vortex et permettent de freiner leurs mouvements, voire de les immobiliser. Le courant critique est le courant engendrant une force permettant d'arracher les vortex de leur site d'attache.

Il existe deux types de piégeage : le piégeage magnétique ou le piégeage mécanique. Le premier est dû à des inhomogénéités qui modifient localement la distribution des courants et du champ magnétique, créant une variation spatiale de l'énergie des lignes de flux. Le deuxième type résulte de l'interaction du cœur du vortex avec un défaut cristallographique (dislocation, lacune, phase parasite). Ces défauts conduisent en général à un affaiblissement local de la supraconductivité (on peut voir chaque défaut comme une zone normale au sein du supraconducteur). Une telle région constitue un centre attractif pour les vortex : si le défaut, de volume v , est placé dans le cœur du vortex, ce dernier économise une énergie de condensation proportionnelle à v (tant que $v < \xi^3$). Lors de l'élaboration des supraconducteurs à haute température critique, des éléments comme le platine ou comme une phase non supraconductrice sont très souvent ajoutés volontairement permettant ainsi d'introduire des centres de piégeage. Il faut que le volume du défaut ajouté ne soit pas trop important, sinon il ne jouera plus son rôle de centre de piégeage. Par exemple, les inclusions de phase verte dans l'YBaCuO ont une taille trop importante pour piéger les vortex. Mais leur interface joue quand même un rôle dans l'ancrage des vortex car elle présente des centres de piégeage de la taille de la longueur de cohérence.

En présence d'un courant alternatif les vortex vont avoir tendance à se déplacer sous l'action de la force de Lorentz. A ce mouvement vont alors s'opposer deux autres types de forces : la force de piégeage et la force de viscosité (ou de friction) qui traduisent le caractère dissipatif du mouvement d'un vortex dans un bain de paires supraconductrices. Le courant critique J_c correspond alors au courant nécessaire pour que la force de Lorentz soit égale à la force de piégeage. Au-delà de ce courant, les vortex pourront se déplacer et une résistance apparaîtra dans le matériau. Selon les modèles envisagés, le courant critique en fonction du champ magnétique peut s'exprimer par :

- $J_c = \text{constante}$ dans le modèle de Bean [13].
- $J_c \propto 1/B$ dans le modèle de Anderson - Kim [18].

d). Ligne d'irréversibilité.

Dans un cristal sans défauts tous les vortex sont ancrés et forment un **solide de vortex** (réseau d'Abrikosov). Sous l'effet de fluctuations thermiques, ce solide peut fondre pour une température T_m et former un **liquide**. Si le matériau dans lequel évoluent les vortex n'est pas parfait, la présence de défauts ponctuels aura pour effet de déformer le réseau. Ainsi l'ordre à grande distance peut être perdu et l'on peut se retrouver avec un réseau de vortex polycristallin ou avec un **verre** (verre de Bragg). Le diagramme de

phase est alors beaucoup plus complexe que celui présenté sur la Figure I-8 et demande le développement des calculs des différentes énergies mises en jeu [14].

Pour les oxydes supraconducteurs, la valeur "utile" pour le champ critique n'est pas H_{c2} mais plutôt le **champ d'irréversibilité H^*** car il définit le champ au-delà duquel la densité de courant critique est nulle. Ce champ d'irréversibilité va dépendre de la température. Ainsi dans le diagramme de phase, la courbe $H^*(T)$ définit la ligne d'irréversibilité [15]. Elle est définie comme la frontière au-dessus de laquelle les vortex peuvent entrer et sortir librement de l'échantillon (c'est à dire qu'ils sont insensibles aux forces de piégeage) et en dessous de laquelle leur mouvement n'est plus réversible à cause de la barrière d'énergie introduite par le piégeage. Pour H fixé, elle correspond au point où les courbes d'aimantation d'un échantillon refroidi sous champ et refroidi sans champ [38] se séparent.

Le calcul de l'énergie potentielle d'un vortex que l'on approche de la surface d'un supraconducteur montre qu'il existe une barrière de potentiel qui empêche la pénétration des vortex dans l'échantillon. Cette barrière de surface peut, tout comme le piégeage des vortex par des défauts, donner lieu à de l'irréversibilité dans la courbe d'aimantation.

Le champ d'irréversibilité existe également pour les supraconducteurs conventionnels (SBT_c) de type II, mais il est pratiquement confondu avec H_{c2} . Par contre, pour les oxydes supraconducteurs, H^* est souvent bien plus faible que H_{c2} . Comme au-dessus de H^* la densité de courant critique est nulle (le mouvement des vortex crée un champ électrique), c'est ce champ H^* qu'il faut prendre en compte pour une application industrielle des oxydes supraconducteurs sous champ. Pour l'YBaCuO, H^* passe de 4 T à 77 K à 8 T pour une température proche de 70 K. Malgré leur température critique plus élevée, les composés au Bismuth n'ont un champ d'irréversibilité supérieur à 5 T que pour des températures de l'ordre de 40 K. A 77 K H^* est de l'ordre de 0,5 T. Ces composés ne pourront donc pas être utilisés pour des applications sous champ magnétique aux températures proches de celle de l'azote liquide.

I.2.3. Mobilité des vortex.

La mobilité des vortex est à l'origine de la transition des supraconducteurs de type II. C'est donc un facteur important à connaître pour la réalisation d'un limiteur de courant. En fonction du type de mouvement, cette mobilité sera appelée flux flow ou flux creep.

a). Flux flow.

Considérons un vortex libre (sans force de piégeage) dans une matrice supraconductrice. Ce vortex peut se déplacer sous l'action de forces extérieures. Par exemple, un courant crée une force de Lorentz sur les vortex. De même, sous l'action d'une induction magnétique extérieure, une force de Laplace s'exerce sur les lignes de flux. Le vortex va alors se déplacer avec une certaine viscosité. Ce mouvement va engendrer un champ

électrique et une résistance dans l'échantillon, appelée résistance de **flux flow** et notée ρ_{ff} et égale en première approche à :

$$\rho_{ff} = \frac{H}{H_{c2}} \rho_n \text{ avec } \rho_n \text{ la résistivité à l'état normal du}$$

supraconducteur.

Bardeen et Stephen [16] donnent une approche simplifiée mais en bon accord avec les résultats expérimentaux : le cœur du vortex est composé d'électrons normaux (par opposition aux paires d'électrons supraconducteurs). Lorsque le vortex se déplace, au niveau du front de déplacement, les électrons supraconducteurs se dépareillent. De même, à l'arrière du vortex, les électrons normaux mettent un temps à se combiner en paires de Cooper, et l'énergie de condensation perdue d'un côté du vortex n'est pas entièrement restaurée.

Cependant, les échantillons avec une force de piégeage nulle n'existent pas. Le régime de flux flow ne peut être atteint par le réseau de vortex que par l'application de courant supérieur au courant critique.

b). Flux creep.

Lorsque la force de piégeage devient du même ordre que la force de Lorentz due au courant appliqué, le mouvement libre des vortex est contrarié : la viscosité ainsi que la résistivité associée à l'écoulement des vortex n'est plus celle de flux flow. Les vortex se déplacent alors d'un site de piégeage à un autre. Un mécanisme thermiquement activé (type loi d'Arrhenius [17]) confère aux vortex une probabilité non nulle de franchir les barrières de potentiel associées aux centres de piégeage et ainsi de "sauter" de site en site. La théorie de Anderson et Kim [18] suppose que les sauts se produisent par paquets de vortex à cause de la forte interaction qui existe entre eux. Comme pour le flux flow, ce mouvement va engendrer un champ électrique et une résistance dans le matériau, appelée résistance **de flux creep** et notée ρ_{fc} .

Pour passer d'un site de piégeage à un autre, le paquet de vortex doit franchir une barrière de potentiel U_c . La distance moyenne entre deux centres de piégeage (entre deux minima du potentiel de piégeage) est notée x_p et la fréquence de tentative de saut ω_0 . L'échelle du courant caractéristique pour le réseau de vortex thermiquement activé n'est alors plus J_c (modèle de Bean) mais J_T tel que :

$$J_T = \left(\frac{k_B T}{U_c}\right) \left(\frac{\xi}{x_p}\right) J_c$$

Comme ξ et x_p sont du même ordre de grandeur, J_T et J_c diffèrent essentiellement par le facteur $k_B T / U_c$. Il est alors possible de définir trois régions de comportement distinct du mouvement des vortex (représentées sur la Figure I-9) :

- $J \ll J_T$: correspond à la zone de **thermally activated flux flow** (TAFF) avec une résistivité linéaire :

$$\rho \approx \rho_{ff} \exp\left(-\frac{U_c}{k_B T}\right)$$

- $J \approx J_c$: région de **flux creep** caractérisée par une résistivité fortement non linéaire :

$$\rho = \frac{2x_p \omega_0 B}{J_T} \exp\left(-\frac{U_c}{k_B T}\right) ch\left(\frac{J}{J_T}\right)$$

- $J \gg J_c$: le concept d'activation thermique permettant le franchissement d'une barrière de potentiel n'est plus adéquat. On est dans le domaine du régime de flux flow vu ci-dessus avec une résistivité à nouveau linéaire : $\rho = \rho_{ff}$.

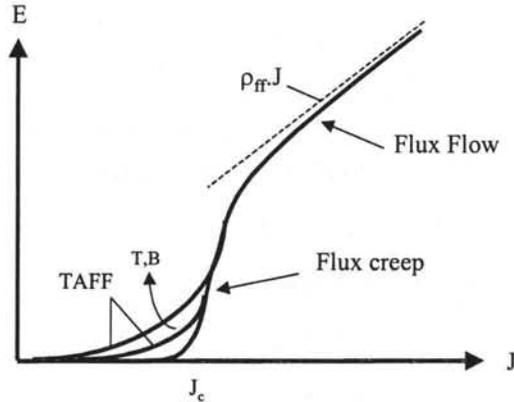


Figure I-9 : Caractéristique courant tension d'un supraconducteur avec activation thermique. A faible courant et à fort courant une résistivité linéaire est observable. Entre ces deux régions réside le régime de flux creep.

Au-delà du régime de flux flow, le matériau perd son état supraconducteur et se retrouve dans son état normal. C'est la transition du matériau.

c). Transition du supraconducteur vers l'état normal.

La transition "**en masse**" du supraconducteur, c'est à dire le changement d'état supraconducteur - normal, correspond à un **emballement magnétothermique** (rupture en chaîne des paires de Cooper pour des raisons thermiques et magnétiques). Lorsque la transition provient d'un dépassement de la température critique, le matériau passe de son état supraconducteur (avec une résistivité nulle) à son état normal (avec une résistivité ρ_n). La transition est alors nette et facile à déterminer comme le montre la Figure I-1. Pour les supraconducteurs à basse température critique, la transition par dépassement du champ critique est similaire à celle provoquée par un dépassement de T_c : elle est nette et rapide. Par contre, pour les supraconducteurs à haute température critique, la transition par dépassement du champ critique n'est pas aussi nette : l'application d'un champ magnétique élargit la transition en provoquant l'apparition d'un plateau [19]. La transition par dépassement du courant critique n'est, elle non plus, pas clairement définie dans le cas des SHT_c. Bien qu'une résistivité apparaisse lors du dépassement du courant critique, elle est inférieure à celle de l'état normal. En effet, le courant critique étant déterminé par un critère arbitraire, il ne correspond pas forcément à un emballement magnétothermique. Par exemple, dans certains matériaux le mouvement des vortex, ou dans d'autres matériaux les joints de grains, peuvent engendrer des champs électriques supérieurs au seuil permettant de déterminer I_c sans pour autant provoquer la transition en masse du supraconducteur. C'est pourquoi on parle d'**état dissipatif** lorsqu'il apparaît au-dessus de I_c une résistance dans un

supraconducteur. **L'état normal** (ou état **résistif**) n'est atteint qu'après la transition complète (perte totale de la supraconductivité) du matériau.

Les supraconducteurs qu'il est intéressant d'utiliser pour une application industrielle sont les supraconducteurs à haute température critique. Du fait de leur type II fortement marqué, ils ont un comportement plus complexe que ceux à basse température critique, en particulier à cause de leur diagramme de phase complexe et de l'implication plus importante du mouvement des vortex. Notre étude des matériaux s'est portée uniquement sur des supraconducteurs à haute température critique car ce sont eux qui risquent d'être employés pour des applications dans les années à venir.

I.3. Les matériaux étudiés.

Pour les applications industrielles de la supraconductivité deux grandes familles apparaissent comme les plus prometteuses, celle à base d'Yttrium (YBaCuO) et celle à base de Bismuth (BiSrCaCuO). Notre étude du comportement des matériaux supraconducteurs à haute température critique pour la limitation de courant s'est donc portée essentiellement sur ces deux composés. Leur structure cristallographique est très anisotrope. Les propriétés physiques de ces cuprates supraconducteurs vont donc fortement changer selon la direction cristallographique considérée. La caractéristique commune de ces composés est la présence de plan de cuivre (CuO_2), siège de la supraconductivité.

I.3.1. L'YBaCuO.

L'oxyde métallique $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($0 \leq \delta \leq 1$) est très sensible à la stœchiométrie de l'oxygène. Il atteint ses caractéristiques optimales pour $\delta = 0,05$ avec une T_c de 94 K. Le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ est un conducteur alors que le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ est un semi-conducteur antiferromagnétique. Le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ perd de l'oxygène lorsqu'il est porté à des températures supérieures à 400 °C. Le dopage en oxygène, pour atteindre la bonne stœchiométrie, peut nécessiter alors des jours de recuit en fonction de la taille des échantillons car l'oxygène doit pénétrer dans le matériau par diffusion en sautant de lacunes en lacunes. Les plans (CuO) sont appelés plans (ab). L'axe c est alors le grand axe de la maille cristallographique de l'YBaCuO comme indiqué Figure I-10.

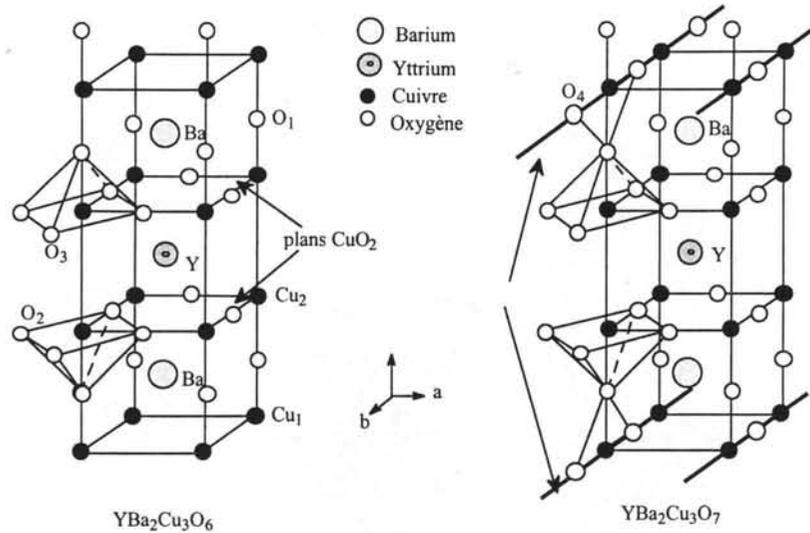


Figure I-10 : Structure cristallographique des composés YBaCuO

Durant la solidification de l'YBaCuO deux phases principales sont présentes [20] : la phase dite Y-123 ($Y_1Ba_2Cu_3O_7$) supraconductrice et la phase Y-211 ($Y_2Ba_1Cu_1O_5$ dite "phase verte") non supraconductrice. La phase verte est utile dans l'élaboration des échantillons car lors de la solidification, elle se présente sous forme d'inclusions qui introduiront des centres de piégeage pour les vortex. L'ajout de cette phase permet d'augmenter de façon notable le champ d'irréversibilité ainsi que la densité de courant critique des échantillons élaborés. Par contre trop de phase verte nuit à la supraconductivité en réduisant le chemin de percolation.

Le diagramme de phase de l'YBaCuO est relativement simple, ce qui permet une élaboration "simple". Par contre ce composé est sensible aux agents corrosifs, en particulier H_2O et CO_2 . Les principales grandeurs physiques pour l'YBaCuO sont présentées dans le Tableau I-2.

I.3.2. Le Bismuth.

Il existe principalement deux composés dans cette famille : le $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ (ou Bi_{2212}) avec une température critique proche de 85 K ($85\text{ K} < T_c < 90\text{ K}$), découvert en 1987 [21] et le $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ (ou Bi_{2223}) avec une température critique d'environ 110 K [22]. Leurs mailles respectives sont représentées sur la Figure I-11. Ces composés présentent une grande inertie par rapport aux agents corrosifs comme H_2O et CO_2 . En revanche les phases au bismuth sont difficiles à synthétiser à cause de la complexité de leur diagramme de phase [23].

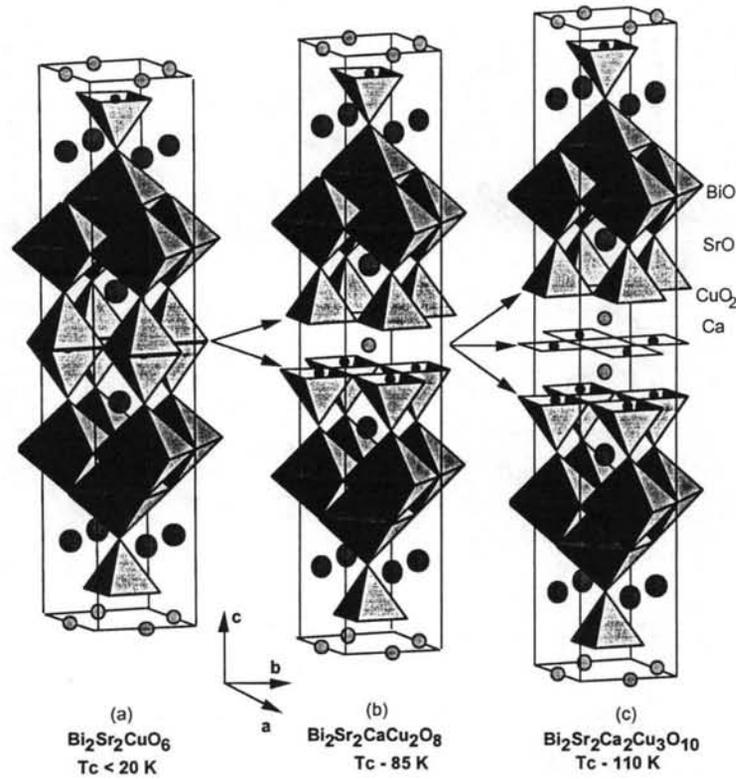


Figure I-11 : Structure cristallographiques des phases Bi_{2212} et Bi_{2223} ($a \approx b = 5,4 \text{ \AA}$; $c = 37,1 \text{ \AA}$ pour le Bi_{2223})

Ces phases présentent naturellement de nombreux défauts structuraux, soit liés à l'intercroissance (facilité d'adaptation des structures les unes par rapport aux autres), soit provenant d'une modulation liée à une déformation régulière du réseau.

La structure quasi-bidimensionnelle des supraconducteurs à base de bismuth a pour effet d'induire une anisotropie des propriétés supraconductrices. La conductivité électrique et la densité de courant sont très grandes le long des plans ab alors qu'elles sont beaucoup plus faibles dans la direction perpendiculaire. Les composés au bismuth ont une structure lamellaire constituée de feuillets d'oxydes de bismuth ou de thallium peu conducteurs, auxquels sont juxtaposées des couches cuivre-oxygène supraconductrices. Ces lamelles (plaquettes) peuvent facilement glisser les unes sur les autres, ce qui permet une mise en forme du matériau par compression. L'observation des échantillons au microscope électronique à balayage permet de visualiser facilement leur structure en plaquette (cf. Figure I-15).

I.3.3. Propriétés de ces matériaux.

Les principales caractéristiques de l' YBaCuO et du Bi_{2223} sont présentées ci-dessous. Du fait de leur grande anisotropie, les valeurs sont données pour les plans ab et pour l'axe c car elles peuvent varier de plusieurs ordres de grandeur selon la direction considérée.

Les principales grandeurs physiques pour l' YBaCuO sont présentées dans le Tableau I-2.

	λ (nm) à 0 K	ξ (nm) à 0 K	H_{c1} (T) à 77 K	H_{c2} (T) à 77 K	ρ ($\mu\Omega$.cm) à 100 K	J_c (A.mm ⁻²) à 77 K, 0 T
Plan ab	150	15	$25 \cdot 10^{-3}$	150	100	10^4
Axe c	600	4	$90 \cdot 10^{-3}$	40	10.000	60

Tableau I-2 : Principales grandeurs caractéristiques pour l'YBaCuO

Les propriétés supraconductrices en champ fort et à basse température (vers les 20 K) des composés au bismuth sont bonnes. Le tableau ci-dessous résume les principales grandeurs physiques pour le Bi₂₂₂₃.

	λ (nm) à 0 K	ξ (nm) à 0 K	H_{c1} (T)	H_{c2} (T)	ρ ($\mu\Omega$.cm) à 300 K	J_c (A.mm ⁻²) à 77 K, 0 T
Plan ab	200	13	Quelques	250	200	50
Axe c	1.000	2	mT.	30	2.000	10

Tableau I-3 : Principales grandeurs caractéristiques pour le Bi₂₂₂₃

Le Tableau I-4 présente les principales grandeurs thermophysiques utilisées dans les chapitres suivant pour l'YBaCuO et le Bi₂₂₂₃.

	T_c (K)	C_p (77 K) (J.m ⁻³ .K ⁻¹)	Conductivité (77 K) (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	
			k_{ab}	k_c
YBaCuO	93	10^6	2 à 13	0,3
Bi ₂₂₂₃	110	$1,9 \cdot 10^6$	≈ 2	

Tableau I-4 : Propriétés thermophysiques de l'YBaCuO et du Bismuth

La chaleur spécifique est donnée à 77 K car il s'agit de la température usuelle d'utilisation des oxydes supraconducteurs. Travailler à plus basse température demande des moyens cryogéniques plus sophistiqués qu'un simple dewar d'azote liquide. Lorsqu'une résistance apparaît dans un supraconducteur transportant du courant (par exemple lors de sa transition), celui-ci va s'échauffer. Comme la chaleur spécifique varie en fonction de la température T , nous utilisons alors comme modèle pour le Bi₂₂₂₃ [24] :

$$C_p \approx 14727,8162T + 9,2977 \cdot 10^{-2} T^3 \text{ en J/m}^3/\text{K}$$

La courbe de M. Aussloss est représentée sur la figure ci-dessous.

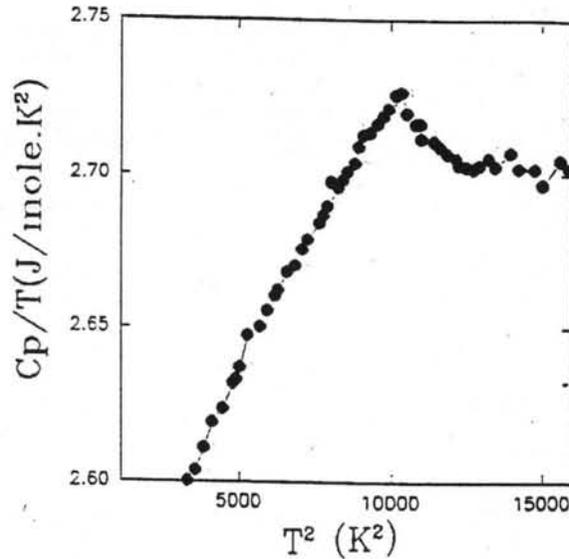


Figure I-12 : Chaleur spécifique en fonction de la température du Bi₂₂₂₃ [24].

I.4. Fabrication de ces matériaux.

Les oxydes de cuivre supraconducteurs sont des céramiques. Leurs précurseurs se trouvent sous forme de poudre à laquelle il est possible de rajouter quelques pourcentages de "poudre de Perlimpinpin" comme la phase Y-211 pour l'YBaCuO, mais encore l'Ag₂O, le Pt ou le PtO₂ afin de favoriser soit la solidification soit de créer des centres de piégeage des vortex. Pour obtenir des échantillons massifs (barreaux ronds, plats, parallélépipédiques) il est nécessaire de faire une mise en forme de la poudre par compactage. Pour cela, elle est insérée dans un "moule" en caoutchouc (tube, méplat...), puis elle subit une pression isostatique de plusieurs kilobars. Les échantillons ainsi obtenus ont la forme désirée mais n'ont pas de tenue mécanique. Il faut ensuite soit **fritter** les barreaux, soit les **texturer**, soit faire croître des **monodomains** afin d'élaborer un échantillon supraconducteur. Il est aussi possible de déposer le matériau sous forme de **couches minces**. Ces différentes techniques d'élaboration sont passées en revue ci-dessous.

La plupart des matériaux étudiés ont été élaborés soit au CNRS-CRETA par L. Porcar et D. Bourgault pour les Yttrium et par J. G. Noudem et S. Pavard pour les Bismuth, soit à Schneider Electric par M. F. Devisme, L. Carbone et C. Villard pour les Yttrium et par J. Sanchez pour les Bismuth. Certaines couches minces d'YBaCuO provenaient d'Oxford Instrument et les fils en Bismuth de BICC.

I.4.1. Echantillons Frittés : YBaCuO et Bismuth.

L'YBaCuO et le Bismuth peuvent être frittés. Le frittage consiste à faire subir à la poudre compactée un traitement thermique adapté [25,26] afin de diminuer la porosité totale du matériau sans arriver jusqu'à sa fusion totale. Lors du frittage, les points de contact des particules de poudre se soudent entre eux, et les surfaces de jonctions entre grains

croissent grâce à des mécanismes de diffusion à l'état solide [27]. Le matériau ainsi obtenu est polycristallin (cf. Figure I-14), poreux (environ 10 %) et en général plusieurs phases cristallines coexistent.

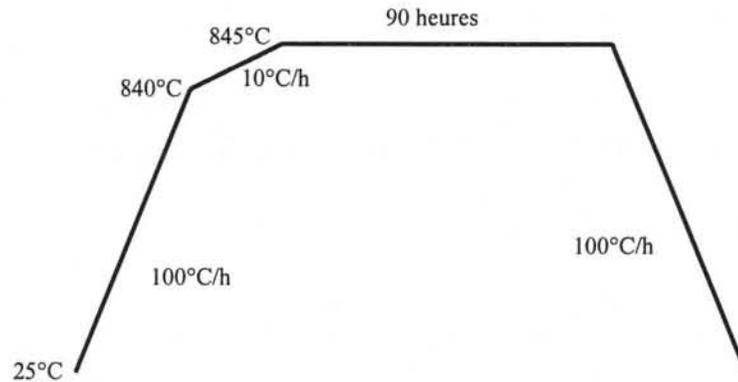


Figure I-13 : *Traitement thermique de frittage d'un Bi₂₂₂₃.*

Les matériaux frittés ne sont donc pas des matériaux parfaits du point de vue cristallographique. Il est possible de considérer que dans chaque grain l'orientation des plans (ab) est la même (mosaïcité faible), mais d'un grain à l'autre l'orientation change. Le courant ne va pas pouvoir toujours passer par les plans (ab) propices au passage de la supraconductivité. De plus les joints de grains (partie entre les grains) n'ont pas de bonnes propriétés supraconductrices [28] (faible J_c par exemple). Ce sont des parties qui n'ont pas une orientation cristallographique préférentielle et qui n'ont pas forcément la bonne composition stœchiométrique. Les grains et les joints de grains vont jouer un rôle important dans la transition du matériau. Les matériaux frittés sont donc anisotropes localement, mais en raison de la grande quantité de grain présent dans un échantillon, ils sont **isotropes** à l'échelle macroscopique.

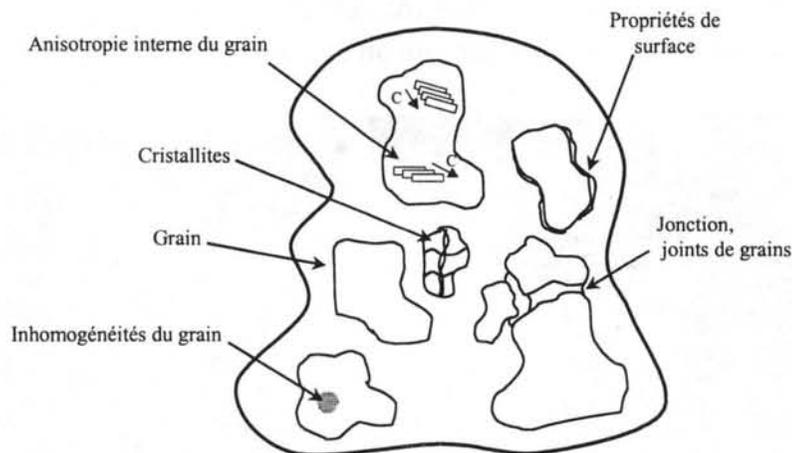


Figure I-14 : *Représentation d'un matériau polycristallin*

Comme nous l'avons indiqué précédemment, le courant critique n'est pas une propriété intrinsèque au matériau : il dépend fortement de son élaboration. A cause de

tous leurs défauts cristallographiques et de leur porosité, les matériaux frittés ont donc des courants critiques faibles (de l'ordre de $2 \text{ A}\cdot\text{mm}^{-2}$)

Par contre ce sont des matériaux faciles à réaliser car il suffit d'un pressage isostatique à froid suivi d'un traitement thermique pour obtenir un matériau supraconducteur. Ce procédé permet à l'échelle d'un laboratoire d'obtenir un nombre important d'échantillons. L'élaboration de 3 mètres d'échantillons (sous forme de barreaux d'environ 10 cm de longueur et de diamètre de l'ordre de 4 mm) demande de deux à trois semaines.

I.4.2. Bi_{2223} texturé.

Les grains les supraconducteurs frittés à base de bismuth peuvent être ensuite orientés entre eux par texturation. Les échantillons texturés existent sous deux formes : massifs ou fils.

a). Echantillons massifs.

Dans les matériaux frittés le passage du courant est limité par la désorientation entre les grains. Il semble impossible d'obtenir un monodomaine de Bi_{2223} (matériau ayant la même orientation de ses plans (ab) et de son axe c dans tout son volume) à cause de sa structure et de son diagramme de phase, par contre, il est possible d'induire une orientation préférentielle (ou **texturation**) des grains dans tout le volume du matériau. Pour cela plusieurs techniques existent : par déformation plastique [29], par solidification sous champ magnétique [30,31], par gradient thermique [32] ou par combinaison de plusieurs de ces facteurs [33]. La texturation permet une orientation des lamelles de bismuth les unes par rapport aux autres : les plans (ab) de chaque lamelle sont parallèles, mais les axes a ou b ne sont pas dans la même orientation. Le procédé de texturation utilisé au CRETA est un forgeage uniaxial à chaud : l'échantillon est placé entre deux pistons à une température d'environ 500°C pour permettre une déformation plastique à l'état solide (sous environ 600 bars). Les photos de la Figure I-15 montre l'orientation des feuilletés entre eux lors d'une texturation sous contrainte uniaxiale par rapport à un échantillon fritté.

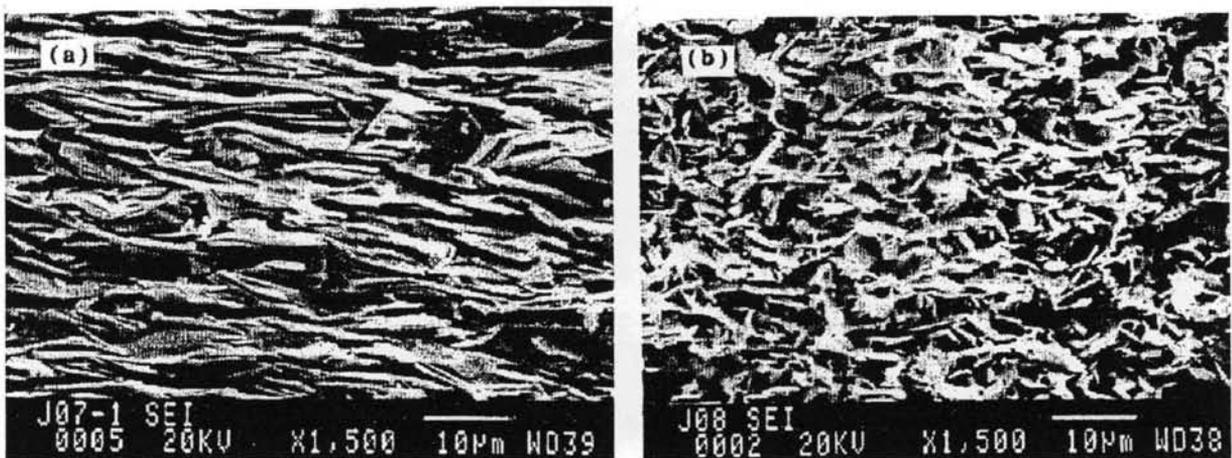


Figure I-15 : Photo échantillon de Bi_{2223} texturé (a) et fritté (b). Dans les deux cas la structure de l'échantillon est lamellaire. Les plaquettes sont désorientées pour un échantillon fritté alors qu'elles sont orientées dans le même sens pour un échantillon texturé (photos de J. Noudem, [42]).

Le gain en courant critique obtenu entre un échantillon fritté et un échantillon texturé de Bi_{2223} varie de dix à cinquante selon la qualité de la texturation. Les plus grandes valeurs de densité de courant critique obtenues sur des échantillons texturés sont de l'ordre de 70 A.mm^2 .

b). Fils OPIT.

La structure lamellaire du bismuth lui confère une grande ductilité et permet une élaboration sous forme de **fils OPIT** (Oxides Powder In Tube). Ces fils (qui restent quand même fragiles et plus rigides que des fils en cuivre) sont fabriqués en insérant de la poudre de bismuth dans un tube en argent (ou en alliage à base d'argent) appelé matrice. L'ensemble est ensuite laminé [34, 35] afin d'obtenir un fil. La pression uniaxiale exercée lors du laminage permet en même temps de texturer le bismuth. Il est possible d'obtenir des fils multifilamentaires composés de plusieurs brins de bismuth noyés dans la matrice en argent (cf. Figure I-16). Les densités de courant critique de ces fils texturés sont importantes, mais si on la ramène à la section totale du fil (supraconducteur plus matrice), leur J_c est comparable avec le J_c des échantillons texturés. En effet, les plus grandes valeurs de densité de courant critique J_c obtenues sont de l'ordre de 700 A.mm^2 sur des échantillons courts (quelques centimètres), mais le J_c de fils de grandes longueurs (supérieures à la centaine de mètres) est compris entre 50 et 100 A.mm^2 [66]. Ce procédé de fabrication est donc prometteur car la progression dans le gain de densité de courant critique paraît encore possible au vu des performances atteintes sur des échantillons courts.

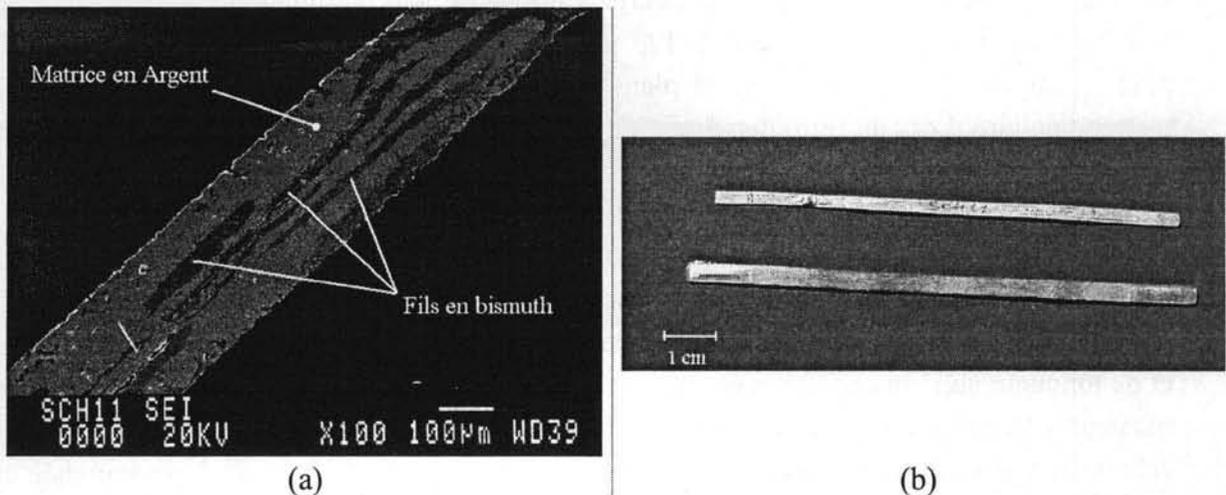


Figure I-16 : Coupe au MEB (a) et photo (b) de deux fils OPIT multifilamentaires. Sur la coupe (a) la matrice en argent (claire) est poreuse à sa surface.

Plusieurs constructeurs (comme American Superconductor, Sumitomo, Siemens, Alcatel, BICC...) fabriquent ces fils en longueurs importantes (de l'ordre du kilomètre). Grâce à leur tenue mécanique ces fils peuvent alors être bobinés pour la réalisation de transformateurs ou autres applications électrotechniques. Par contre leur coût reste élevé (gaine en argent et procédé d'élaboration complexe).

I.4.3. YBaCuO monodomaine.

Comme pour le bismuth, les échantillons à base d'yttrium peuvent être texturés après avoir été frittés afin d'augmenter leur courant critique. Pour l'YBaCuO le terme de monodomaine est préféré à celui de texturé car il s'agit de faire croître un seul "grain" (un seul monodomaine ou l'orientation cristallographique est identique) et non de l'orientation des grains entre eux. Le terme de monodomaine est préféré à celui de monocristal car même s'il n'y a pas de joint de grains, différentes inclusions de phases secondaires existent dans les échantillons.

Il existe plusieurs techniques pour texturer l'YBaCuO permettant d'obtenir des monodomains de grandes dimensions (plusieurs centimètres). Les principales techniques utilisées pour la fabrication des échantillons que nous avons testés sont la fusion de zone [36, 37] ou la croissance à partir d'un germe [38]. La technique par fusion de zone consiste à déplacer un échantillon dans un gradient thermique. Une interface solide - liquide se forme permettant la croissance unidirectionnelle d'un grain (d'un monodomaine) grâce à l'anisotropie des vitesses de croissance entre les plans (ab) et l'axe c.

La technique par croissance à partir d'un germe est utilisée pour la fabrication de pastilles supraconductrices servant par exemple à la lévitation. Les pastilles les plus grosses obtenues font 7 cm de diamètre pour une hauteur de quelques centimètres [39]. Le principe de fabrication de ces pastilles consiste à introduire un germe (cristal d'une phase ayant une structure proche de celle de l'YBaCuO mais avec un point de fusion plus élevé) dans le précurseur fondu. En général le cristal utilisé est soit un monocristal de $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ soit un monodomaine de la phase Y-123 pure. Le germe est clivé de manière à ce que les plans [100] et [010] soient dans le plan horizontal de la pastille et l'axe c dans le plan perpendiculaire. Lors du refroidissement de l'échantillon, celui-ci va croître à partir du germe afin de former un unique monodomaine.

Grâce à la bonne orientation cristallographique des échantillons d'YBaCuO texturés, les densités de courant critique obtenues sont importantes (de 200 à 1000 A.mm⁻² selon la qualité du monodomaine). Ainsi, des monodomains de diamètre 5 mm et de longueur supérieure à 8 cm ont été testés avec des courants supérieurs à 3000 A pendant plusieurs minutes ou jusqu'à 9000 A pendant 20 ms [40]. Mais l'élaboration de tels échantillons est très lente. La texturation d'un barreau inférieur à 10 cm de long demande plus de cinq jours, et la texturation d'une pastille nécessite près de 10 jours. Ensuite il faut encore effectuer un recuit d'oxygénation (dont le temps est proportionnel au diamètre des échantillons) pendant plusieurs jours.

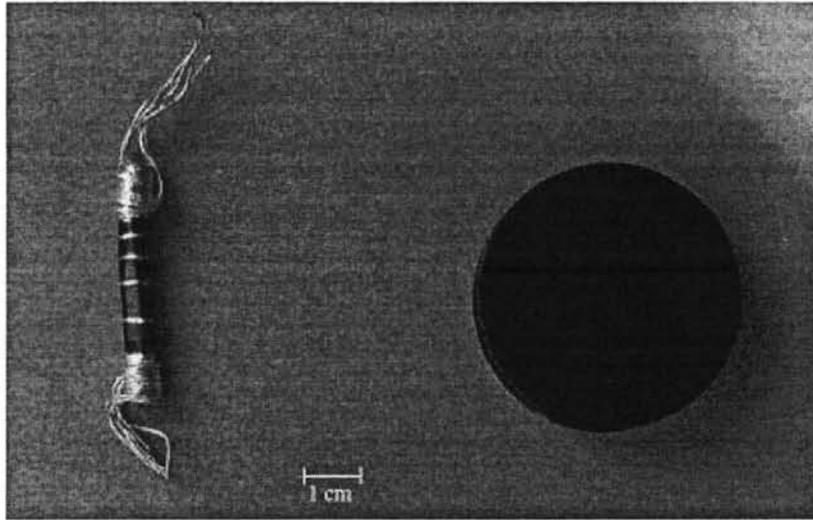


Figure I-17 : Photo d'un échantillon texturé et d'une pastille

I.4.4. Couches minces.

Alors qu'il est très difficile d'obtenir des films minces de bismuth, il est possible d'obtenir de très bonnes couches minces en YBaCuO grâce à son diagramme de phase relativement simple. Ce type de matériau présente les plus grandes densités de courant obtenues sur des échantillons supraconducteurs avec des J_c pouvant aller jusqu'à $7 \cdot 10^4 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$ [41]. Cela vient du fait que la technique d'élaboration des films minces permet de "construire" un matériau couche atomique par couche atomique, et ainsi de maîtriser les défauts pour obtenir un très bon "cristal". De plus, la diminution de l'épaisseur permet une augmentation du courant critique, que ce soit pour les matériaux massifs [42] ou les couches minces [43].

Une couche mince est élaborée par dépôt stœchiométrique d'YBaCuO sur un substrat (en saphir, Al_2O_3 , YSZ...) ou un ensemble substrat - couche d'adaptation selon des conditions thermodynamiques précises (pression d'oxygène, température). Le substrat et sa couche tampon doivent être adaptés afin d'avoir un paramètre de maille proche de celui de l'YBaCuO pour ne pas induire de désorientations. Dans les conditions usuelles de dépôt, la croissance va avoir lieu avec l'axe c perpendiculaire au substrat. Plusieurs techniques de dépôt existent : soit par des méthodes de dépôt physique (ablation laser, évaporation sous vide, pulvérisation cathodique) soit par des méthodes chimiques (CVD). Le choix de la méthode va dépendre du compromis entre la qualité du film voulue, la vitesse d'élaboration désirée et son coût.

Lorsque les conditions de dépôt sont parfaites et que le substrat est adapté, la croissance se fait par épitaxie [41] (croissance régulière par couche d'atome donnant un monocristal parfait). Ceci n'est possible que pour des couches n'excédant pas quelques centaines de nanomètres. Pour des couches plus épaisses ou pour des temps de dépôt plus courts, la couche va être texturée : il pourra exister localement des faibles désorientations (rotation des plans ab) et la densité de courant critique sera alors plus faible [43].

Les couches minces présentent donc des densités de courant importantes, mais restent des matériaux fragiles du fait de leur faible épaisseur. Par contre, le substrat peut servir de shunt thermique à la couche en lui permettant d'évacuer rapidement la chaleur dégagée lors de la transition du matériau supraconducteur grâce à sa grande chaleur spécifique.

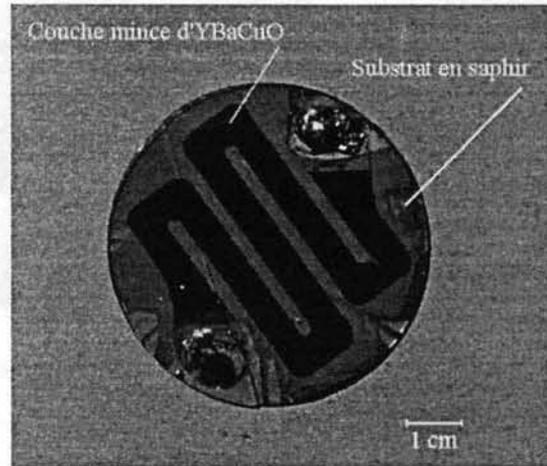


Figure I-18 : Photo d'une couche mince en forme de méandre

Mais, les couches minces restent longues à élaborer, et pour obtenir une bonne couche il est nécessaire d'utiliser un substrat monocristalin coûteux. Deux techniques sont en cours de validation afin de diminuer le temps de dépôt et le coût d'un échantillon tout en augmentant la longueur des échantillons fabriqués (le but est de fabriquer des mètres de ruban au même titre que les fils en Bismuth) l'IBAD et le RABITS.

La première technique s'applique au substrat afin d'utiliser une matière polycristalline peu coûteuse mais permettant quand même d'obtenir des densités de courant importantes. Il s'agit de la technique RABITS (Rolled Assisted Biaxially Induced Textured Substrate) : le substrat métallique (en général le Nickel) est texturé par laminage mécanique à chaud [44,45]. Il est ensuite nécessaire de déposer une sous couche avant de procéder au dépôt de l'YBaCuO. Les densités de courant obtenues sont de l'ordre de 10^3 A.mm^{-2} .

La deuxième technique s'applique à la couche elle-même. L'IBAD (Ion Beam Assisted Deposition) permet d'orienter la couche pendant son dépôt en détruisant grâce à un faisceau d'ion les structures voulant croître dans une autre direction [46]. Cette technique permet de déposer de l'YBaCuO sur des substrats métalliques tout en obtenant des couches épitaxiées. En général c'est la sous-couche qui est IBAD, mais ce type de dépôt peut aussi être appliqué à la couche. Les densités de courant obtenues sont alors bonnes (supérieures à 10^4 A.mm^{-2}) mais cette technique de dépôt reste lente.

Il est aussi possible d'obtenir des couches minces en Bi_{2212} mais les densités de courant restent faibles : de l'ordre de 10 à 50 A.mm^{-2} [47].

En conclusion sur les matériaux étudiés, les composés massifs à base d'Yttrium sont plus intéressants que ceux à base de Bismuth grâce à leur champ

d'irréversibilité à leur densité de courant beaucoup plus élevés. Mais, pour des problèmes d'élaboration, le Bi_{2223} reste intéressant car il peut se mettre sous forme de fils ou de matériau texturé homogène avec des densités de courant correctes et une élaboration relativement rapide (alors que les monodomains d' YBaCuO sont difficilement homogène et prennent un temps d'élaboration important). Les couches minces d' YBaCuO sont très intéressantes mais elles restent fragiles, chères (prix du substrat et temps d'élaboration), et n'existent pas encore sous forme de fils (substrat souple) de grandes longueurs.

1.5. Pertes en courant alternatif.

En courant continu, les électrons sont des "superélectrons" se déplaçant uniformément. Mais un courant alternatif nécessite un déplacement des électrons dans deux sens successivement opposés. Il faut un champ électrique alternatif qui accélère et décélère les électrons qui ont une masse inertielle (même si elle est très faible). A ce champ électrique E parcouru par le courant des électrons J , correspond une puissance dissipée $W = E \cdot J$. Il y correspond une impédance inductive [8] qui varie avec le temps (de manière hystérétique) et génère des pertes dites par hystérésis.

Le principe des **pertes a. c.** (ou **pertes en champ propre** ou encore **pertes par hystérésis** pour un échantillon massif) est simple. Lorsqu'un courant alternatif traverse un supraconducteur, il crée un champ magnétique alternatif \mathbf{B} . Or, d'après l'équation de Maxwell $\text{rot}(\mathbf{E}) = -\partial\mathbf{B}/\partial t$, un champ électrique \mathbf{E} apparaît dans le supraconducteur et engendre une dissipation d'énergie par cycle (d'après le modèle de l'état critique présenté au Chapitre III, la densité de courant circulant dans le supraconducteur est nulle ou égale à J_c) :

$$Q = \frac{1}{V_{ol}} \int \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_c \cdot dV_{ol}$$

Les pertes volumiques en champ propre P_{cp} sont alors égales, pour un courant de fréquence f , à :

$$P_{cp} = f \cdot Q$$

Les pertes en champ propre sont dues à la variation du champ propre créé par le passage du courant dans le matériau. Mais de manière plus générale, tout supraconducteur placé dans un champ magnétique variable va être le siège de pertes par hystérésis. Les calculs menés dans le Chapitre III ne concernent que les pertes en champ propre car elles sont prédominantes dans le cas d'un limiteur supraconducteur résistif à base de matériau massif. Ce champ extérieur peut provenir d'un système extérieur ou bien des autres conducteurs proches lorsque par exemple le matériau est bobiné.

Enfin, dans les fils supraconducteurs il existe des pertes par courant induit dans la matrice métallique : des courants de Foucault se rebouclent d'un brin à l'autre. Pour réduire ces pertes, il peut être montré [3] qu'il est intéressant de torsader les filaments des fils multifilamentaires.

I.6. Principales applications supraconductrices.

Pour l'instant beaucoup d'applications de la supraconductivité restent au stade de prototype. Même si elle est déjà employée dans quelques domaines (IRM, aimants pour les accélérateurs servants à la physique des hautes énergies), de nombreux autres secteurs pourraient être concernés par l'utilisation de la supraconductivité. Les deux domaines les plus porteurs pourraient être l'électronique et les dispositifs de puissance. La Figure I-19 montre une possible application de la supraconductivité dans le transport et la distribution de l'électricité future.

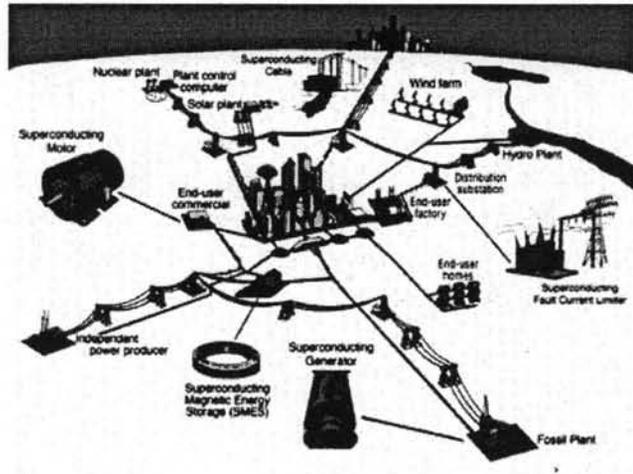


Figure I-19 : Applications futures envisageables de la supraconductivité dans un réseau de puissance d'électricité (rapport WTEC [48])

I.6.1. Electronique.

A l'inverse de l'électrotechnique où les courants critiques recherchés doivent être les plus importants possibles, l'électronique utilise des faibles courants, et privilégie la miniaturisation. Il existe un grand nombre d'applications possibles pour les supraconducteurs à haute température critique, en particulier avec l'YBaCuO qui peut facilement être mis sous forme de couche mince. Avec le développement de la téléphonie mobile, une application prometteuse en électronique concerne les filtres sélectifs dans le domaine des micro-ondes, utilisables dans les relais émetteurs [49]. Actuellement quelques unités fonctionnent déjà aux Etats Unis. Un grand nombre de recherches sont aussi menées sur les Bolomètres [50]. En magnétométrie, les SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices) permettent de mesurer des inductions magnétiques extrêmement faibles (10^{-16} T) avec une résolution spatiale de l'ordre de $5 \mu\text{m}$ [51]. Cette instrumentation est surtout utilisée dans les laboratoires de recherche. Pour les détecteurs (rayons x [52], infrarouge, photons...) les supraconducteurs sont très intéressants à cause de leur transition rapide. De nombreux prototypes ont déjà été testés.

I.6.2. Lévitación.

Une fonctionnalité nouvelle apportée par la supraconductivité, et inaccessible par des techniques conventionnelles est la lévitation passive. Si l'on approche un aimant d'un supraconducteur, celui-ci s'opposant à toute variation de flux, va entraîner la lévitation de l'aimant (cf. Figure I-20). Celle-ci sera stable grâce aux forces de rappel exercées par le supraconducteur. Ce principe est utilisé dans différentes techniques.

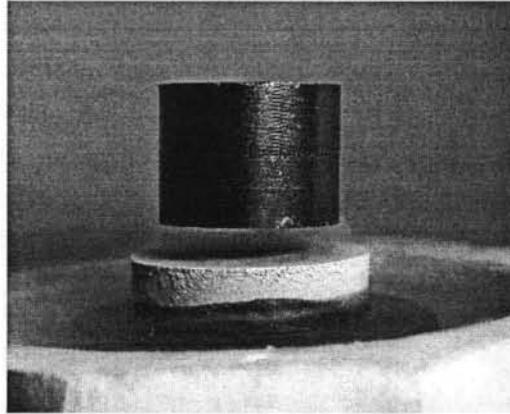


Figure I-20 : Lévitación d'un aimant au dessus d'une pastille supraconductrice.

a). Palier magnétique.

Une première application de la lévitation peut être utilisée pour réaliser des paliers magnétiques stables sans contact. En utilisant deux aimants de même polarité, il est nécessaire d'ajouter un axe pour obtenir un palier stable. Cette application pourrait être intéressante pour tout système ayant des vitesses de rotation élevées (plusieurs dizaines de milliers de tours par minutes). La réalisation de palier compact requiert l'utilisation de supraconducteurs massifs. Le matériau actuellement utilisé est l'YBaCuO sous forme de pastilles, et des paliers supportant près de 100 kg ont déjà été réalisés.

b). Volant d'inertie.

Le volant d'inertie est l'utilisation d'un palier magnétique accouplé à une grande masse inertielle mise en rotation afin de stocker de l'énergie cinétique qui pourra être restituée sous forme d'énergie électrique dans des réseaux électriques par exemple afin de compenser des coupures de courant momentanées [53]. Un volant tournant à 15.000 tours par minute pour une énergie maximale de 4,8 Wh a été réalisé en Allemagne [54].

I.6.3. Création d'un champ magnétique.

Des grandes densités de courant sont nécessaires pour créer un champ magnétique. La supraconductivité s'applique donc bien pour générer des champs magnétiques de plusieurs teslas grâce à leur J_c important et à l'absence d'échauffement par effet Joule. Pour ces applications, les fils supraconducteurs à basse température critique sont essentiellement

employés car leur coût est moins élevé et leur densité de courant reste encore supérieure à celle des fils SHT_c. Plusieurs systèmes utilisent des supraconducteurs pour générer des champs magnétiques.

a). Imageries : IRM - RMN.

L'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM), utilisée essentiellement pour faire de l'imagerie médicale, est la première application commerciale à grande échelle de la supraconductivité [55]. Près de 90% des 10.000 appareils d'imagerie existant dans le monde utilisent des bobines supraconductrices à basse température critique. En effet, il est nécessaire de créer des champs magnétiques allant jusqu'à 1,5 T dans des volumes importants afin de pouvoir imager le corps d'un adulte. Ces appareils utilisant l'hélium liquide ont une autonomie supérieure à l'année grâce à leur très bonne isolation. Certains appareils de spectroscopie par Résonance Magnétique Nucléaire utilisent aussi des bobines supraconductrices.

b). Aimant.

De manière plus générale, beaucoup de système nécessitant la création de champs dans des volumes importants utilisent des supraconducteurs. En général ce sont des supraconducteurs à basse température qui sont utilisés car il existe depuis des dizaines d'années du fil SBT_c pour usage en courant continu, et depuis le début des années 1980 du fil à faibles pertes a. c. pour un usage en courant alternatif. Ainsi de nombreux aimants nécessaires pour la recherche [56] ou pour des accélérateurs pour la physique des hautes énergies comme le LHC à Genève[57], utilisent des kilomètres de câbles supraconducteurs SBT_c.

Une autre utilisation massive de supraconducteurs sous la forme de câble pourrait voir le jour avec les projets de réacteurs (tokamaks) pour la fusion nucléaire. Pour l'instant quelques petits réacteurs existent, mais le projet ITER [58] prévoit la construction d'un tokamak de plus de 20 m de haut avec des bobines supraconductrices qui permettraient de confiner le plasma (même si actuellement le projet est suspendu pour des raisons financières). Seule l'utilisation de bobines supraconductrices est envisageable pour de tels projets demandant la création d'un champ magnétique supérieur à 10 T dans des volumes très importants. Les méthodes classiques se révèlent insuffisantes.

c). Transport : train et navire.

Il existe quelques applications plus marginales utilisant la supraconductivité comme des prototypes de train à lévitation au japon [59] : des bobines placées sur la voie du train (bobine en cuivre) et un électroaimant supraconducteur dans le train assurent à la fois la lévitation et la propagation du train (moteur linéaire). Ce projet datant de la fin des années 1970 reste toujours à l'état de prototype.

Une autre application de la supraconductivité pourrait voir le jour avec des navires ou des sous-marins utilisant le principe de la propulsion MHD (MagnétoHydroDynamique) [3]. Ces types de propulsion intéressent surtout les militaires

grâce à sa discrétion acoustique (absence de pièces en mouvement), mais pour l'instant peu de prototypes sont opérationnels.

I.6.4. Dispositif de puissance.

C'est dans ce type de dispositifs que les supraconducteurs à haute température critique ont le plus de chance d'être utilisés, même si pour l'instant un grand nombre de prototypes utilise encore des supraconducteurs à basse température critique car leur étude a été commencée avant les années 1990.

a). Machines tournantes.

L'utilisation des supraconducteurs dans les cryoalternateurs est à l'origine de nombreuses maquettes et prototypes. Le remplacement des bobinages de cuivre logés dans des encoches du circuit magnétique par des enroulements supraconducteurs permet un gain en masse important grâce aux grandes densités de courant du fil et à la disparition du circuit magnétique [60]. Les forts couples massiques développés par ce type de machines [61] sont intéressants surtout pour les systèmes embarqués (train TGV, navire, sous-marin) où chaque kilo supplémentaire coûte cher. Les prototypes actuellement réalisés sont en supraconducteurs à basse température critique, mais les projets en cours prévoient l'utilisation de fils à haute température critique. Dans les années 1970, le développement des alternateurs supraconducteur a connu un véritable essor. Cependant le choc pétrolier a entraîné une diminution des besoins en énergie, et donc a supprimé la nécessité de construire des grosses machines (supérieures à quelques GVA). Elles restent quand même le sujet de vastes études comme le projet japonais SuperGM (3*70 MVA en 1995) en NbTi ou le projet allemand 400 MVA toujours en SBT_c.

b). Stockage de l'énergie : SMES.

Un des gros inconvénients de l'énergie électrique est qu'elle peut être difficilement stockée sous sa forme directe. Une possibilité est de la stocker sous forme magnétique dans une bobine court-circuitée si cette dernière est supraconductrice. L'énergie est alors conservée presque indéfiniment. Elle est restituée avec un très bon rendement (environ 97 %) en faisant transiter la bobine supraconductrice. Le SMES (Superconducting Magnetic Energy Storage) est l'un des seuls moyens de stockage direct de l'électricité (avec les capacités). Ils peuvent aussi servir comme source auxiliaire pour réguler les creux de tension du réseau si l'énergie stockée est suffisante, mais cela pourrait demander des SMES de plusieurs kilomètres de long pour des réseaux haute tension. Il existe actuellement des petits SMES (3 MJ) en SBT_c montés dans des remorques de camions (afin de pouvoir les louer [62]). Ils permettent de compenser parfaitement les creux de tension du réseau pour les entreprises exigeant une énergie de qualité sans interruption ni baisse de tension. De manière générale, l'insertion de SMES dans un réseau de puissance permet de réguler la tension et de gagner en stabilité.

Un SMES peut aussi servir comme source d'énergie impulsionnelle (utilisable pour des lanceurs électromagnétiques, du formage magnétique...). L'énergie peut alors être restituée très rapidement.

c). Câbles.

Même si un câble supraconducteur a des pertes nettement plus faibles qu'un câble classique (à densité de courant égale), le problème de la cryogénie sur de grandes longueurs se pose. Il semble que les solutions prometteuses soient de faire circuler le liquide cryogénique dans un tube au centre du câble et d'enrouler les fils supraconducteurs autour de ce dernier. Principalement deux types de techniques ont été développées pour les câbles à base de SHT_c : R.T.D (Room temperature Dielectric) où l'isolant électrique est laissé à la température ambiante (méthode la plus compacte) et C.D (Cryogenic Dielectric). A cause du transport du liquide cryogénique, ce sont les supraconducteurs SHT_c qui sont les plus porteurs pour cette application. Les câbles supraconducteurs paraissent particulièrement intéressants en milieu urbain en remplacement d'anciens câbles (ou "Retrofit"). En effet, le sous-sol des grandes villes est assez occupé et le prix pour creuser une nouvelle tranchée est élevé (lorsque cela est possible). Ainsi, il serait possible de remplacer dans la même tranchée les anciens câbles par des câbles supraconducteurs permettant de transporter un courant cinq fois plus élevé, pour le même volume extérieur (cryogénie comprise. Un câble de 120 mètres de long en bismuth devrait être mis en service à Detroit (U.S.A) pour l'an 2000 [63]. Il n'utilisera que 110 kg de matériau supraconducteur en remplacement d'un câble de cuivre de 8,2 tonnes. Les fils employés pour la construction de câble pourraient être soit des fils en Bi_{2223} soit des conducteurs en couches minces d' YBaCuO déposées sur un substrat souple afin d'être enroulés sur l'âme centrale [64]. Il existe de nombreux autres projets (tous en SHT_c) comme celui de Siemens (50 mètres, 400 MVA) prévu pour l'an 2.000, celui de Sumitomo (7 mètres de câble triphasé, 3,8 MVA) ou encore celui de Furakawa Electric (câble triphasé de 1GVA) prévu pour les années 2003.

d). Transformateurs.

Des prototypes en supraconducteurs à basse température critique de plusieurs centaines de kVA ont été réalisés [65], et plusieurs études sont en cours pour la conception de transformateurs avec des fils en Bi_{2212} ou Bi_{2223} . Les projets les plus importants en SHT_c sont le transformateur triphasé de 10 MVA de ABB, ou encore celui de Sumitomo de 500 kVA [66]. Les supraconducteurs permettent un gain en masse et volume grâce à la réduction du circuit magnétique, et améliorent encore le rendement car le niveau des pertes a. c. dans les fils supraconducteurs est très inférieur à celui des pertes par effet joule dans les enroulements en cuivre. Un transformateur supraconducteur est d'utilisation particulièrement intéressante s'il est couplé à une autre application utilisant, elle aussi, la supraconductivité (comme un moteur dans le cas d'un système embarqué ou des câbles de distribution électrique). Pour une application dans des systèmes embarqués, le gain en masse est d'environ un facteur 20 si le circuit magnétique est supprimé.

La sensibilité accrue de l'opinion publique vis à vis de son environnement favorisera l'utilisation des transformateurs supraconducteurs qui sont "propres" écologiquement (pas d'huile).

e). Limiteurs de courant.

Enfin, comme nous allons le voir dans les chapitres suivants, le limiteur de courant paraît être une application prometteuse de la supraconductivité à haute température critique car il amène une nouvelle fonctionnalité, inaccessible par les techniques conventionnelles.

Références du Chapitre I

- [1] H.K Onnes, "Further experiments with liquid helium", Communication from the Physical Laboratory of the University of Leiden, (1911)
- [2] W. Meissner and R. Ochsenfeld, "Kurse original mitteilungen", Naturwiss **21**, (1933) p.787
- [3] P. Tixador, "Les Supraconducteurs", Edition Hermes, Paris, (1995)
- [4] J. Bardeen, I.N. Cooper and J.R. Schrieffer, "Theory of superconductivity", Phys. Rev. **108**, (1957), p.329
- [5] F. London and H. London, Proc. Roy. Soc, London, **A 149**, (1935) p.71
- [6] M. Tinkham, "Introduction to superconductivity", Mc Graw-Hill, U.S.A., (1975)
- [7] V.L Ginzburg and L.D. Landau, "phenomenological theory", J. Exp. Theor. Phys., USSR, **20**, (1950) p.1064
- [8] A. C. Rose-Innes and E. H. Rhoderick, "Introduction to Superconductivity", Pergamon, Second edition, (1994)
- [9] J.G. Bednorz and K; A. Müller, "Possible high T_c superconductivity in the BaLaCuO system", z. Phys. B. Cond. Matter **64**, (1986), 189
- [10] M. K. Wu and coll., "Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase YBaCuO compound system at ambient pressure", Phys. Rev. Letter **58**, (1987), 908
- [11] A. A. Abrikosov, "On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group", Soviet Physics JETP, **5**, (1957), 1174
- [12] C. Kittel, "Physique de l'état solide", Dunod Université, 5^e édition.
- [13] C. P. Bean, "Magnetisation of high field superconductors", Rev. Mod. Phys., **36** (1964) 31
- [14] B. Billon, "Etude microcalorimétrique et magnétique du diagramme de phase des composés YBaCuO et HgBaCu", Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (1998)
- [15] K. A. Müller and coll., Phys. Rev. Lett. **58** (1987), 1143
- [16] J. Bardeen and M. J. Stephen, "Theory of the Motion of Vortices in Superconductors", Phys. Rev. **140**, (1965), A1197
- [17] Y. Quéré "Physique du solide" Presses de polytechnique.
- [18] P. W. Anderson and Y. B. Kim, "Hard Superconductivity : Theory of the motion of Abrikosov Flux Lines", Rev. Mod. Phys., **36**, (1964), 39
- [19] M. Charalambous, J. Chaussy and P. Lejay, Phys. Rev. B **45** (1992) 5091
- [20] T. Alesage and K. Keefer, "Liquidus relations in YBaCuO Oxides" J. of Mater. Res., **3**, (1988), 1279
- [21] H. M. Maeda and coll., J. App. Phys. **27**, (1987), 209
- [22] J. M. Tarascon and coll., Phys. Rev. **B38** (1988) 8885
- [23] P. Strobel and coll., Physica C, **201**, (1992) 27
- [24] M. Ausloss and coll. "Specific heat of BiPbSrCaCuO by a new ac differential method", Physica C **235-240** (1994) 1767
- [25] J. G. Noudem and coll. "Effects of cold isostatic pressing on I_c and high pulse current characterisation in long bar BiSrCaCuO ceramics", Supercond. Sci. Technol. **10**, (1997), 978

- [26] F. Minghelli, "Elaboration et caractérisation de matériaux frittés supraconducteurs à haute température critique" Stage de Magistère de physique, Université Joseph Fourier, Grenoble (1997)
- [27] J. M. Dorlot and coll., "Des matériaux", Edition de l'école polytechnique de Montréal, (1986)
- [28] M.N Cuthbert and al., "Transport and Magnetism measurements of Bi2223/Ag Tapes and the role of Granularity on critical current limitation", IEEE Trans. On app. Supercond., vol. 5, n° 2, June 1995
- [29] J. G. Noudem, and coll., "Optimisation of texturing process by hot pressing of Bi₂₂₂₃ ceramics", Physica C, **230**, (1994), 42
- [30] P. de Rango and coll., "Synthèse et caractérisation d'oxydes supraconducteurs à haute température critique par solidification sous champ magnétique", Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (1992)
- [31] D. Bourgault and coll., "Magnetically melt textured YBaCuO", Physica C **194**, (1992), 171
- [32] S. Jin and coll., "High critical currents in YBaCuO superconductors", Appl. Phys. Lett., **54**, (1988), 2074
- [33] J. G. Noudem and coll., "Combined effect of magnetic field and hot pressing to texture superconducting ceramics BiPbSrCaCuO (2223)", Physica C, **235**, (1994), 3401
- [34] L. Le Lay and coll., "Fabrication and performance of long Bi-2223 composite tapes", Cryogenics, vol. **37**, n° 10, (1997), 633
- [35] R. Flükiger and coll., Supercon. Sci. Technol. **5**, (1992), 61
- [36] J. M. Barbut, "Texturation de l'YBaCuO par fusion de zone sous champ magnétique. Détermination par mesure de courant critique de son diagramme de phase dans le plan [H, t] à 77 K. Mise en évidence par mesures résistives en champ nul d'une transition de premier ordre dans l'état supraconducteur", Thèse de l'Université J. Fourier, (1992)
- [37] L. Porcar "Elaboration et propriétés physiques des composés YBaCuO texturés pour la limitation de courant", Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, (1997)
- [38] X. Chaud, "Contrôle de la croissance sous champ magnétique de domaines texturés d'YBaCuO pour application à la lévitation", Thèse de l'Université Joseph Fourier, (1996)
- [39] J PP
- [40] L. Porcar and coll. "High critical transport current of melt textured YBaCuO up to 6000 A", Physica C, vol. **275** (1997), 293
- [41] A. Goyal and coll., "High critical current density superconducting tapes by epitaxial deposition of YBaCuO thick films on biaxially textured metals", App. Phys. Lett. **69** (September 1996), 1795
- [42] J. G. Noudem, "Texturation des céramiques supraconductrices BiPbSrCaCuO par combinaison des effets du champ magnétique et de la contrainte uniaxiale à haute température", Thèse de l'Université Joseph Fourier (1995)
- [43] H. C. Freyhardt and coll., "YBaCuO thick films on planar and curved technical substrates", IEEE Trans. On app. Supercon., vol. 7 n° 2, (1997), 1426
- [44] D. P. Norton and coll., "Epitaxial YBaCuO on Biaxially Textured Nickel (001): An approach to Superconducting Tapes with High Critical Current Density", Science, Vol. **274** (1996), 755-757
- [45] H.C. Freyhardt and coll, "Biaxially textured YBaCuO thick films on technical substrates", EUCAS 1997.

- [46] W. Ensinger, "Growth of thin films with preferential cristallographic orientation by ion bombardment during exposition", *Surface and Coatings techn.* **65** (1994) 90-105
- [47] D. Buhl and coll. "Critical current densities in Bi-2212 thick films", *Physica C* **257** (1996), 151-159
- [48] <http://itri.loyola.edu/scapa>.
- [49] D. Zhang, "Issues for Using High Temperature Superconducting Microstrip Filters in Wireless Communication", *App. Supercond. Conference*, Pittsburgh, U.S.A, (1996)
- [50] L. Mechin and coll., "Suspended epitaxial YBaCuO bolometers on silicon and SIMX substrates", *IEEE Trans. On App. Supercon.*, vol. 7 n° 2, (1997), 2383
- [51] F. C. Wellstood, "Magnetic Microscopy Using SQUID", *IEEE Trans. On app. Supercon.*, vol. 7 n° 2, (1997), 3134
- [52] G. C. Hilton, "Superconducting Transition Edge X-ray detectors", *App. Superconductivity. Conference*, Pittsburgh, U.S.A., (1996)
- [53] A. Erraud, "Suspensions magnétiques supraconductives, Application au volant d'inertie", *JCGE'98*, Cachan, Paris (1998)
- [54] H. J. Bornemann and coll., *IEEE Trans. On Applied Superconductivity*, **5** (1995) 618
- [55] R. E. Schall, *IEEE Trans. On Magnetics*, **23** (1987) 1287
- [56] SNCI-CNRS, Grenoble
- [57] R. Perrin, *IEEE Trans. on Applied superconductivity*, **5** (1995), 189
- [58] C. C. Baker, *IEEE Trans. on Magnetics*, **25** (1989), 750
- [59] H. Nakashima, *IEEE Trans. on Magnetics*, **30** (1994), 1572
- [60] P. Tixador, Y. Brunet, *Techn. De l'ingénieurs*
- [61] H. Daffix
- [62] W. E. Buckles and coll., *IEEE Trans. on Applied superconductivity*, **3** (1993), 328
- [63] <http://www.France-science.org>
- [64] P. M. Grant, "Superconducting superwires", *Nature* vol. **375**, (1995) 107
- [65] A. Février and coll., *IEEE Trans. on Magnetics*, **29** (1988), 3556
- [66] J. Cerulli, "State of the Art of HTS technology for Large Power Applications : Current Programs and Future Expectations", *ASC'98*.

Chapitre II : La limitation du courant - Le limiteur supraconducteur

Chapitre II. La limitation du courant - Le limiteur supraconducteur.----- 51

II.1. Présentation générale de la limitation du courant.	51
II.1.1. Les réseaux et les courants de court-circuit.	51
II.1.2. La limitation des courants : solutions classiques.	57
II.2. Les limiteurs supraconducteurs.	59
II.2.1. Présentation générale.	59
II.2.2. Intérêt d'un limiteur.	62
II.2.3. Principe du limiteur Inductif.	64
II.2.4. Principe du limiteur résistif.	65
II.3. Le limiteur supraconducteur résistif.	66
II.3.1. Le régime nominal.	67
II.3.2. Le régime de limitation.	69
II.3.3. Le régime de récupération.	71
II.3.4. Avantages et inconvénients du limiteur résistif.	71

Chapitre II. La limitation du courant - Le limiteur supraconducteur.

Un réseau électrique doit non seulement être dimensionné pour supporter son régime nominal (courant nominal I_n et tension nominale U_n), mais aussi, en cas de défaut, un régime de court-circuit (courant de court-circuit I_{cc} et tension nominale U_n). Dans un réseau de distribution d'électricité français ou allemand le courant de court-circuit peut atteindre vingt à quarante fois le courant nominal de la ligne. Ainsi tout le réseau (disjoncteurs, câbles, transformateurs, jeux de barres...) doit être surdimensionné en dimension et mécaniquement afin de supporter de tels courants et de tels efforts électromécaniques (la puissance de court-circuit étant supérieure de vingt à quarante fois la puissance nominale). Il apparaît donc intéressant d'introduire sur le réseau des appareils capables de réduire le courant de court-circuit I_{cc} sans pour autant modifier le courant nominal : ce sont des limiteurs de courant. Plusieurs types de limiteurs existent selon la spécificité de la ligne sur laquelle ils sont installés et les performances recherchées.

II.1. Présentation générale de la limitation du courant.

Après une rapide présentation des réseaux et de leurs défauts, les solutions utilisées actuellement pour limiter le courant seront exposées.

II.1.1. Les réseaux et les courants de court-circuit.

a). Les différents réseaux et leurs niveaux de tension.

Dans les pays dotés d'un système électrique développé, le réseau est structuré en quatre niveaux en fonction de la tension nominale efficace entre phases U_n . Depuis 1989 ils se nomment :

⇒ H.T.B : tension nominale supérieure à 50 kV. Avant 1989, ce niveau était partagé en deux niveaux distincts auxquels il est encore fait référence. Il s'agit de la Très Haute Tension (**THT**) pour les réseaux transportant l'énergie des gros centres de production vers les régions consommatrices (en France, 400 kV et 225 kV). Ces réseaux sont interconnectés. Viennent ensuite les réseaux de répartition à Haute Tension (**HT**) qui assurent à l'échelle régionale la desserte des points de livraison à la distribution (en France 90 kV et 63 kV)

⇒ H.T.A : $1 \text{ kV} < U_n < 50 \text{ kV}$. Ce niveau couvre les réseaux d'alimentation de la clientèle, dénommé réseau moyenne tension (**MT**) avant 1989 (normalisé en France à 20 kV).

⇒ **B.T.B** : $500 \text{ V} < U_n < 1 \text{ kV}$. En France c'est le réseau basse tension (**BT**).

⇒ **B.T.A** : $50 \text{ V} < U_n < 500 \text{ V}$. C'est la basse tension terminale (**BTT**) avec 400 V entre phases.

Bien que ces dénominations soient officielles, nous utiliserons souvent les anciennes appellations (HT, MT...) car elles restent très employées dans le milieu de l'électrotechnique. La représente schématiquement l'agencement des différents niveaux de tension pour le transport et la distribution de l'électricité.

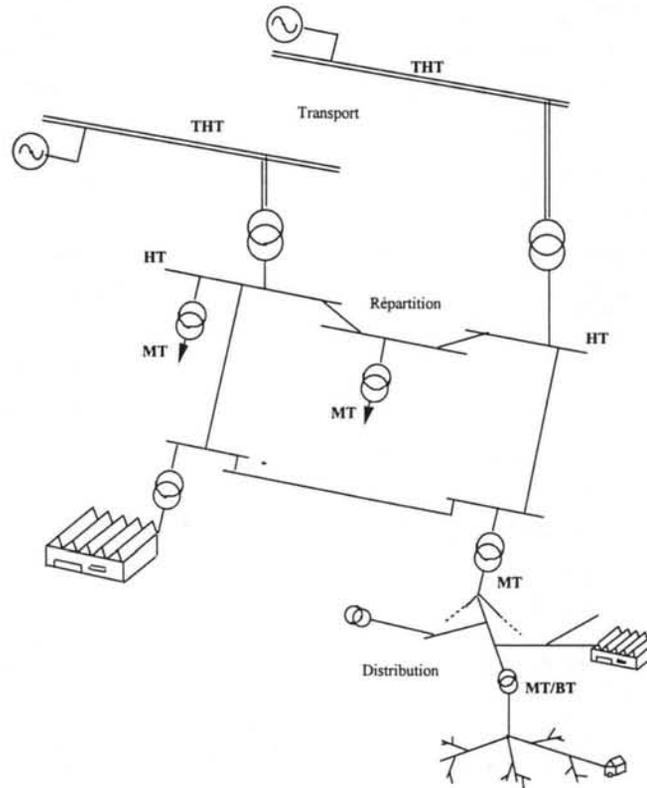


Figure II-1 : Hiérarchisation par niveau d'un réseau de transport et de distribution d'électricité.

La représentation schématique d'un réseau de distribution aérien MT (cf. Figure II-2) permet de présenter les composants principaux des réseaux de distribution en France. Un réseau classique est composé de postes sources (transformateurs permettant d'abaisser le niveau de tension), de jeux de barres permettant de distribuer le courant sur plusieurs départs afin d'alimenter les différents clients, des liaisons entre jeux de barres afin de permettre en cas d'indisponibilité (maintenance, défaillance d'un transformateur) la continuité d'alimentation aussi appelée continuité de service, des disjoncteurs (appareils de coupure qui permettent d'interrompre les courants de défaut), des sectionneurs, des interrupteurs.

Les réseaux souterrains utilisent les mêmes composants, par contre leur impédance est généralement différente. Les réseaux aériens sont essentiellement

situés en milieu rural alors que les réseaux souterrains se trouvent principalement en milieu urbain.

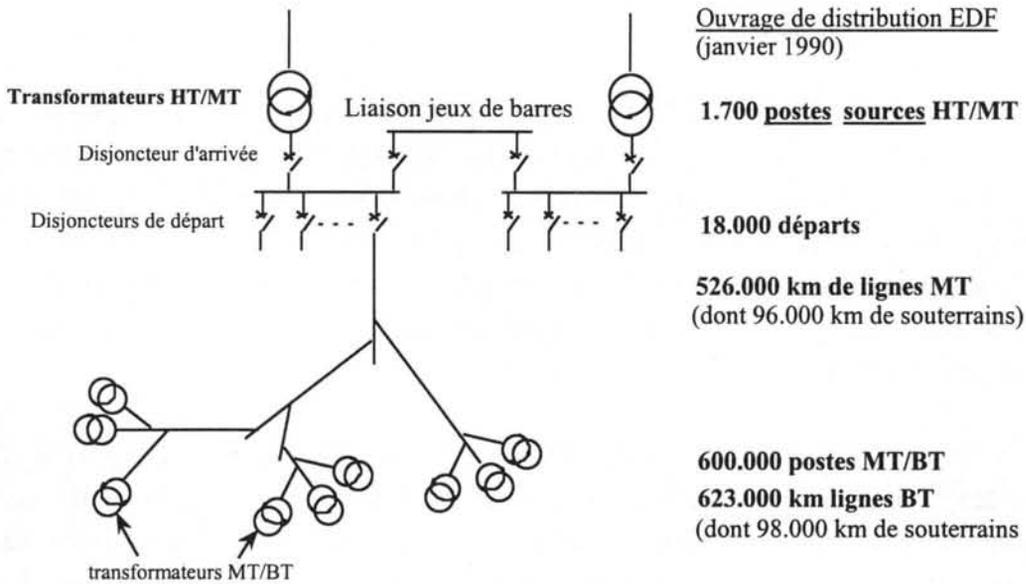


Figure II-2 : Structure d'un réseau aérien MT d'avant 1985 (d'après [3])

b). Les défauts.

La qualité de la fourniture d'électricité devient une nécessité de plus en plus forte de la part du monde industriel qui utilise un nombre croissant de matériels ou procédés sensibles. Ainsi les clients des réseaux de distribution attendent une qualité dans la fourniture de l'électricité : les creux de tension doivent être inférieurs à 10% et la continuité de service la meilleure possible. Or lors d'un court-circuit, la perturbation peut varier du simple creux de tension en passant par la microcoupure jusqu'à l'interruption complète de la fourniture électrique.

De nombreux types de défauts existent selon le réseau de distribution (ligne aérienne ou câble souterrain), selon le lieu du défaut (sur la boucle de distribution, sur le tableau de distribution), selon les phases touchées (défaut **monophasé** entre une phase et la terre, défaut **biphasé** ou **triphasé** entre deux ou trois phases, défaut **évolutif** passant par exemple de monophasé à triphasé), selon la durée du défaut (**fugitif** lorsqu'il est inférieur à 0,3 secondes, semi-permanent pour des défauts inférieurs à 15 secondes ou **permanents**). Beaucoup d'autres facteurs peuvent encore intervenir sur le type de défaut, comme le mode d'exploitation, le régime de neutre ou les performances des protections.

Selon le type du défaut, les dégâts causés sur le matériel seront plus ou moins importants. Les plans de protections mis en place par les distributeurs doivent donc en tenir compte. Pour déterminer les mesures de protections à prendre, les facteurs les plus importants sont : le temps du défaut, sa nature (monophasé ou triphasé) et le lieu du défaut. Ce dernier est approximativement trouvé grâce à la **sélectivité** des appareils de

protection qui sont réglés de manière à ce que la plus petite portion possible du réseau en défaut soit mise hors tension. La sélectivité permet à l'exploitant du réseau de définir dans quelle branche a eu lieu le court-circuit afin d'ouvrir les protections le plus près de celui-ci pour gêner le moins de clients possibles.

Plus de 55 % des défauts répertoriés en France ont lieu sur le réseau MT et 25% sur des postes sources HT/MT [1], ce qui représente près de 700.000 défauts par an (soit en moyenne 150 défauts par an et par 100 km). Sur le réseau aérien MT, 9 défauts sur 10 sont fugitifs [2] (branche qui touche une ligne, deux lignes qui se touchent à cause du vent, oiseau qui touche deux lignes...). Les appareils de limitation du courant trouveront donc un créneau important sur le réseau MT et devront être adaptés pour éliminer des défauts fugitifs.

Ces courants de court-circuit sont nuisibles pour le réseau, soit pour des raisons thermiques (fusion des conducteurs, dégradation des isolants), soit pour des raisons mécaniques à cause des déformations provoquées par les forces électromagnétiques, soit pour des raisons de coût car ils provoquent des vieillissements prématurés du matériel. Il est donc nécessaire d'éliminer le défaut (en général en ouvrant le circuit) pour permettre l'auto-extinction du défaut ou une réparation si celui-ci persiste. De plus, il est intéressant de limiter la valeur crête du courant de défaut (en particulier la première demi onde qui peut être très importante si le court-circuit est en pleine asymétrie) avant son élimination.

c). L'élimination des défauts.

Lorsque deux fils se touchent, par exemple à cause du vent, (défaut fugitif car le contact entre les deux fils est inférieur à 0,3 s), il y a création d'un arc électrique entre eux. Il faut alors couper le courant pour éteindre l'arc et attendre quelques centaines de millisecondes afin de permettre à l'air de se désioniser sinon l'arc réapparaîtra lors de la remise sous tension du réseau. Ainsi, de manière générale, l'exploitant utilise des cycles **d'Ouverture - Fermeture** (cycles **OF**) des protections (disjoncteurs) afin de tenter de perturber le moins possible la distribution tout en favorisant l'auto-extinction du défaut avant d'être obligé d'ouvrir définitivement la ligne si celui-ci persiste. Ces cycles dépendent principalement du défaut (monophasé ou triphasé) et de son type (franc, terre résistante ou interne sur tableau). Les cycles les plus répandus sont :

Pour les lignes aériennes :

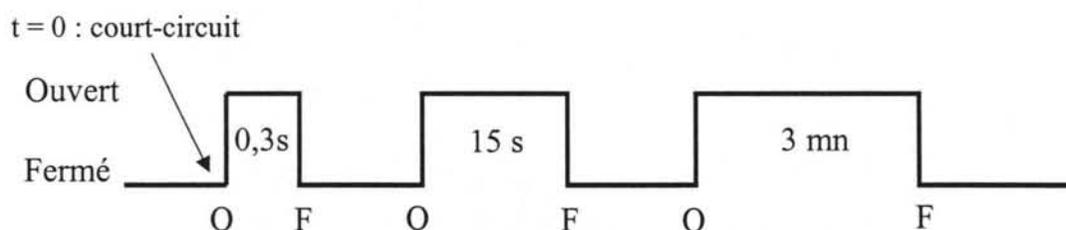


Figure II-3 : Cycle OFOFOF pour une ligne aérienne. Lors de l'apparition d'un défaut, ouverture de la ligne pendant 0,3 s. Si le défaut persiste, nouvelle ouverture pendant 15 s. Enfin, ouverture pendant 3 mn (si nécessaire) avant une ouverture définitive du disjoncteur si le défaut ne c'est pas résorbé.

Pour les câbles souterrains le schéma est différent car en général un défaut provient d'un endommagement accidentel de la ligne (i.e., pelleuse lors de travaux) :

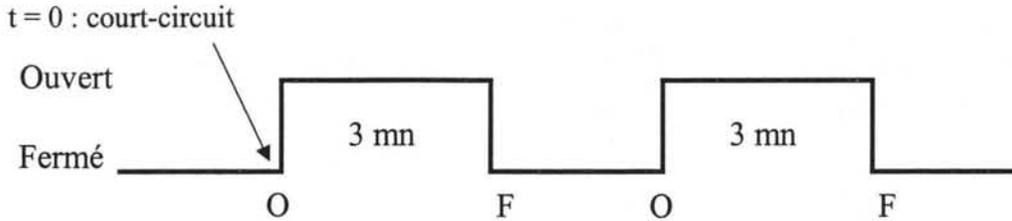


Figure II-4 : Cycle OFOF pour une ligne souterraine : ouverture des protections durant 3 minutes. Si le défaut persiste la ligne est définitivement ouverte.

L'ouverture de la ligne est assurée par des disjoncteurs qui interrompent le courant près d'un passage à zéro. Sur les réseaux HTB ou HTA l'interruption n'est pas immédiate : un arc électrique apparaît dans la chambre de coupure entre les pôles du disjoncteur en raison de l'importance du courant de court-circuit. En THT il est même obligatoire de propulser dans la chambre de coupure un jet de gaz ayant une tension de claquage élevée afin de souffler l'arc électrique. En insérant un limiteur de courant en série avec les appareils de protection, leur taille et leur temps de coupure peuvent alors être réduits grâce à la diminution du courant de court-circuit. Après la limitation, le limiteur devra être de nouveau opérationnel avant la fermeture des organes de protection. Il est donc souhaitable qu'un limiteur de courant puisse être réinséré dans le réseau après 0,3 secondes, il est important qu'il puisse être inséré après 15 secondes, et il est vital qu'il puisse être inséré 3 mn après la limitation du défaut. Or, comme nous allons le voir dans les chapitres suivants, un limiteur supraconducteur s'échauffe pendant son temps de limitation. Il faut donc qu'il ait refroidi avant que la ligne ne soit de nouveau fermée.

d). Les courant de défaut.

Le *courant nominal* I_n (ou courant assigné) est le courant maximal autorisé en régime permanent dans la ligne électrique alors que le *courant de ligne* I_l est le courant circulant réellement dans celle-ci. Enfin, le courant d'utilisation de la ligne est la valeur moyenne du courant de ligne. La *puissance nominale* S_n (ou puissance assignée) d'un réseau de niveau de tension entre phase U_n (et de niveau de tension phase - neutre V_n) est égale à (remarque : même si la dénomination actuelle est "assignée", nous utiliserons pour la suite le terme "nominal" pour I_n et S_n) :

$$S_n = \sqrt{3}.U_n.I_n$$

Pour un réseau moyen tension ou haute tension, le courant moyen (moyenne du courant de ligne) est de l'ordre de 40 à 50% du courant nominal. Le

limiteur doit être dimensionné pour supporter le courant nominal, mais il peut être optimisé, par exemple, pour un courant deux fois plus faible. Il faut toutefois rester prudent pour ce type de dimensionnement qui ne peut être fait que si la consommation de la ligne sur laquelle le limiteur doit être inséré en fonction du temps est à peu près connue. En effet certains réseaux ont un courant de ligne deux fois plus faible que I_n sur une moyenne annuelle, mais pendant trois mois de suite, ils peuvent fonctionner à leur courant nominal.

Lors d'un court-circuit, le courant en régime de défaut établi est appelé *courant de court-circuit* I_{cc} . La *puissance de court-circuit* P_{cc} de la ligne pour un réseau de niveau de tension U_n est alors égale à :

$$P_{cc} = \sqrt{3} \cdot U_n \cdot I_{cc}$$

Entre le régime nominal et la mise en place du régime de défaut établi, il peut exister un régime transitoire avec des surtensions et des surintensités de fréquence supérieure à 50 Hz provenant des différentes capacités et inductances présentes dans le réseau (câbles, transformateurs...). Ces surtensions à fréquence variable sont à prendre en compte et il sera nécessaire de vérifier que le comportement des supraconducteurs s'accommode de celles-ci. Pour un défaut proche du poste source en MT, la valeur du courant de défaut établi à $\omega/2\pi = 50$ Hz dans un réseau de niveau de tension U_n est donnée approximativement par [3] :

- ◆ Pour un défaut triphasé :

$$I_{cc} = \frac{V_n}{Z} \quad \text{avec } U_n = \sqrt{3} \cdot V_n$$

L'impédance Z est la somme de l'impédance interne du transformateur et de l'impédance du réseau ramenée en amont du défaut. En pratique, Z est de l'ordre de 2Ω pour un réseau 20 kV aérien d'après EdF.

- ◆ Pour un défaut biphasé :

$$I_{cc} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{V_n}{Z}$$

- ◆ Pour un défaut monophasé :

$$\overline{I_{cc}} = \frac{\overline{V_n}}{Z_n} + 3jC\omega\overline{V_n}$$

avec : C la capacité homopolaire du réseau MT et Z_n l'impédance de neutre.

Comme nous l'avons vu, il est intéressant de limiter le courant de court-circuit pour des raisons de tenue mécanique, de diminution des contraintes thermiques, de temps de coupure, de gains de coûts... Pour cela il existe des limiteurs de courant qui permettent de réduire I_{cc} à une valeur de courant limité I_{lim} . La valeur du courant limité dépendra évidemment de chaque solution. Quelques exemples de limiteurs de courants sont donnés ci-dessous.

II.1.2. La limitation des courants : solutions classiques.

Peu de solutions classiques permettent de limiter naturellement les courants de court-circuit. Le fusible et le fusible pyrotechnique sont des solutions classiques utilisées jusqu'à des tensions de quelques dizaines de kV mais ils présentent l'inconvénient majeur de ne pas être réutilisables et de nécessiter une intervention humaine pour la remise sous tension du système. Les autres solutions utilisent des systèmes permettant l'augmentation de leur impédance apparente lors d'une montée de courant.

a). Arc électrique.

Cette solution est inhérente aux disjoncteurs lorsqu'ils s'ouvrent sur courant de défaut pour isoler une ligne. La résistance électrique d'un arc est fortement non linéaire avec le courant : les faibles courants mènent à une forte résistance qui diminuera d'autant plus le courant. Il est possible d'augmenter la puissance perdue par l'arc en favorisant les processus de convection et de rayonnement qui augmentent encore la résistance de l'arc (en imposant un certain cheminement).

b). Condensateur.

En commutant le courant à limiter dans un condensateur, on obtient une tension qui limite bien le courant. Malheureusement la valeur de capacité nécessaire est importante et le courant limité reste significatif. Cette piste reste pourtant exploitable en basse tension. Un autre problème est que la commutation doit se faire en quelques micro secondes. Pour cela il est possible d'utiliser des disjoncteurs statiques [4], mais dans tous les cas la synchronisation des dispositifs semiconducteurs de commutation est délicate. Ces systèmes de commutation rapide restent difficiles à appliquer à la haute tension et présentent des chutes de tension non négligeables à l'état passant (quand le courant est inférieur ou égal au courant nominal).

c). Inductances.

Une inductance insérée en série dans le réseau limite le courant de court-circuit mais dégrade la stabilité transitoire si l'inductance est à proximité des générateurs, et introduit des surtensions transitoires durant les séquences de refermeture des appareils de coupure. De plus la chute de tension, les pertes en régime nominal et l'encombrement sont loin d'être négligeables sauf pour de très faibles courants nominaux. De fait, cette solution introduit une composante inductive qui peut être gênante pour certains types de réseau.

Les transformateurs sont en général conçus volontairement avec des tensions de court-circuit important afin de limiter les courants de défaut.

d). Résistance.

Réduire à l'aide d'une simple résistance le courant de court-circuit est attirant lorsque le rapport I_{cc}/I_n est très élevé. L'opportunité d'utilisation d'un tel système doit se juger sur la chute de tension engendrée et sur la dissipation locale qui s'ensuit.

Une autre solution est d'ajouter, comme dans le cas de l'utilisation de capacités, des disjoncteurs statiques afin de commuter le courant dans une branche plus résistive. Les inconvénients décrits ci dessus, propres à ce système, persistent.

e). Résistance variable.

Enfin, une solution élégante et efficace est l'utilisation d'une résistance variable insérée dans le circuit. Cette variation provient en général soit d'un changement de phase, soit d'un changement d'état du matériau de la résistance. La contrainte responsable du changement pourra être variée (thermique, mécanique, magnétique, optique...) mais devra être liée au courant. Cependant deux difficultés générales apparaissent alors dans le cas du changement de phase (qui est volumique), celui-ci nécessite une énergie qui pénalise la vitesse de transition. Dans le cas d'un changement d'état, s'il n'est pas homogène, la concentration de puissance dans une région limitée encourage la destruction du matériau.

Les matériaux CTP (composants à Coefficient Thermique Positif) qui ont une résistance variable contrôlée thermiquement sont des candidats potentiels à la limitation de courant. Principalement deux familles de CTP existent.

Une première classe comprend des résistances homogènes métalliques (en Fer, Tungstène), pour lesquelles la résistivité augmente d'un facteur 7 à 17 entre la température ambiante et leur température maximale (juste en dessous de leur point de fusion). Or pour que de tels systèmes soient intéressants (en considérant la dissipation tolérable sous leur courant nominal et la limitation de ce courant à l'état chaud), il faudrait que ce rapport soit supérieur à 100. En basse tension, leur utilisation peut être envisagée pour diminuer l'arc lors de l'ouverture des disjoncteurs [5].

Une deuxième classe comprend les CTP polymères chargés (en général au noir de carbone ou avec des céramiques conductrices) qui offrent des rapports supérieurs à 100 entre leur résistance à l'état passant et celle à l'état chaud. Pour l'instant il est principalement envisagé de les utiliser en basse tension pour des courants nominaux inférieurs à 50 A. Leur résistance à l'état passant reste élevée, il serait donc prohibitif de les utiliser en haute tension. Leur application en MT reste envisageable. En BT ils peuvent, soit être intégrés au disjoncteur, soit composer un appareil limiteur indépendant afin de réduire l'arc électrique lors de l'ouverture des protections sur un défaut. La société ABB va bientôt commercialiser le SI 120, un additif limiteur qui se place en série avec un disjoncteur [6]. Grâce à la diminution de l'énergie libérée pendant la coupure (un facteur 100 en énergie peut être obtenu), les CTP permettraient de repenser le disjoncteur pour obtenir des gains en coût.

Enfin, les supraconducteurs par leur résistivité nulle en dessous de leur courant critique et par leur forte résistivité dans leur état normal sont d'excellents candidats à la limitation de courant. De nombreux prototypes de limiteurs de courant ont donc vu le jour depuis les années 1980 (apparition des fils supraconducteurs à basse température critique optimisés pour le transport du courant alternatif) et plus particulièrement depuis la découverte des supraconducteurs à haute température critique.

II.2. Les limiteurs supraconducteurs.

Actuellement, aucun limiteur de courant supraconducteur n'est commercialisé dans le monde : tous les limiteurs existants sont des prototypes. La notion de coût et la fonction exacte d'un limiteur ne sont donc pas évidentes à définir puisque les utilisateurs (les exploitants des réseaux de transport et distribution) ne connaissent pas son fonctionnement en application réelle sur leur réseau. Une enquête américaine auprès de 25 exploitants ou une enquête de la CIGRE auprès de 65 exploitants dans 7 pays différents ont permis de définir de manière plus précise les attentes et les besoins. En particulier, il est ressorti que les pertes d'un limiteur doivent être inférieures à 0,025% de la puissance nominale S_n pour être acceptable, ou bien que le courant limité puisse être de dix fois le courant nominal, ou encore que le limiteur doit fonctionner au moins 5 fois sans intervention pour de la maintenance, mais encore que le coût d'un limiteur peut être de plus de dix fois le prix d'un disjoncteur. Ces données permettent de donner une idée mais restent vagues puisque les exploitants ne connaissent pas encore tout ce que peut amener un limiteur de courant supraconducteur.

Ce paragraphe introduit le principe de fonctionnement et le rôle d'un limiteur de courant de manière générale avant de présenter les différentes techniques utilisées par les différents prototypes existants.

II.2.1. Présentation générale.

a). Principe.

En utilisant la transition de l'état supraconducteur vers un état résistif, on réalise une impédance variable. Par simple dépassement du courant critique d'un élément supraconducteur inséré dans la ligne électrique, le matériau va transiter naturellement lors d'un court-circuit, sans avoir besoin d'appareil de détection pour provoquer cette transition (cf. Figure II-5).

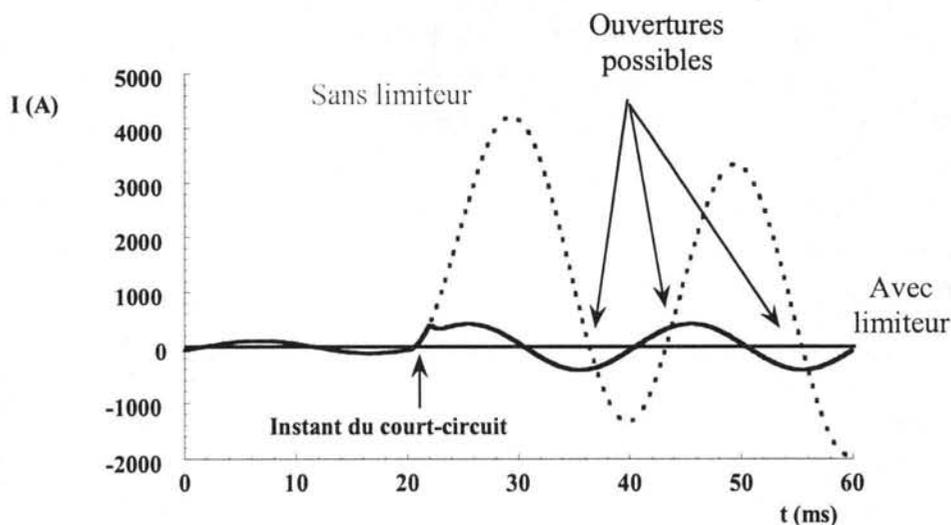


Figure II-5 : Courants de court circuit avec et sans limiteur

Ce principe simple et inaccessible par des techniques conventionnelles de limitation du courant est très attractif pour permettre l'amélioration de la qualité de service des réseaux actuels. De plus son fonctionnement est répétitif et autonome. Par contre le limiteur supraconducteur demande un environnement cryogénique adéquat composé d'un cryostat, d'un fluide cryogénique et d'un cryogénérateur si l'on désire une grande autonomie du système. Pour protéger l'appareil, un interrupteur rapide IT commandé à l'ouverture en cas de transition du supraconducteur est installé en série avec le limiteur comme le montre la Figure II-10.

Lors de la conception des réseaux futurs, l'insertion de limiteurs supraconducteurs permettrait de réduire les courants de défaut afin de ne pas détériorer le matériel. Ainsi, le courant de court-circuit deviendrait une notion théorique qui ne serait jamais atteinte. Un gain substantiel sur le coût du réseau serait alors réalisé, car pour l'instant, tout le réseau doit être dimensionné afin de supporter des courants pouvant atteindre plus de vingt fois le courant nominal. Si les courants limités n'excèdent pas, par exemple, huit fois le courant nominal, la puissance dissipée lors d'un court-circuit devient alors plus de six fois inférieure à la valeur actuelle.

Il est même possible d'imaginer de dimensionner de manière totalement différente les réseaux futurs, surtout dans les pays en voie de développement ou le réseau est entièrement à construire (alors que dans les pays européens, les nouveaux réseaux seront interconnectés à l'ancien). Le transport du courant pourrait se faire non plus par les lignes de THT mais par des lignes supraconductrices en MT avec des courants importants grâce à l'insertion systématique de limiteurs de courant. Tous les disjoncteurs pourraient être remplacés par de simples interrupteurs. Bref, l'insertion de limiteurs supraconducteurs pourrait amener à repenser entièrement la structure des réseaux...

Dans le contexte actuel de développement des réseaux, l'augmentation de la consommation d'énergie et la demande pressante d'une meilleure qualité de l'électricité conduit à une augmentation de la puissance de court-circuit. L'utilisation d'un limiteur sur un réseau permettrait une augmentation de la puissance de court-circuit sans pour autant modifier les composants installés. En effet, si l'on double le courant de court-circuit présumé et si dans le même temps celui-ci est divisé par deux grâce à un limiteur, la valeur maximale atteinte par le courant lors d'un défaut ne sera pas modifiée. L'installation d'un limiteur de courant permettrait donc un gain de coût non négligeable. Une estimation de l'économie réalisée est présentée au chapitre VII.

En contrepartie, l'insertion d'un limiteur de courant supraconducteur dans un réseau pourrait gêner le plan de protection mis en place actuellement. La sélectivité des appareils de protection permet de couper la ligne au plus près du défaut. Ainsi, c'est le premier disjoncteur placé en amont du défaut qui s'ouvre, ce qui limite le nombre de personnes subissant la coupure. Un limiteur de courant inséré en tête de ligne (cf. Figure II-7) aura deux conséquences sur la sélectivité. Tout d'abord si le courant limité est très faible (proche du courant nominal), les protections actuelles de type

ampèremétriques ne permettent pas de détecter la présence du défaut (alors que le limiteur, lui, aura transité). Ensuite, il est nécessaire d'isoler le limiteur après sa transition afin de lui permettre de se refroidir. Toutes les distributions se trouvant en aval du limiteur seront alors coupés, même ceux n'ayant pas de court-circuit, ce qui n'est pas le cas actuellement. Les équipes de modélisation des réseaux étudient ce problème [7].

b). Emplacements d'un limiteur.

L'insertion d'un limiteur dans un réseau de distribution peut être envisageable en plusieurs endroits. Selon l'emplacement choisi, le limiteur de courant pourrait avoir des caractéristiques différentes (courant nominal, courant limité, temps de récupération...). Ainsi, en fonction de son emplacement, le matériau supraconducteur utilisé pour le limiteur pourra être différent, ce qui permettrait d'utiliser au mieux les particularités de chaque type de supraconducteur.

Une première place très intéressante pour installer un limiteur se situe entre deux jeux de barres [8] (Figure II-6) afin d'augmenter le maillage du réseau (toujours dans le but d'accroître la continuité de service). Actuellement, certains réseaux moyenne tension ne peuvent pas être interconnectés entre eux car les courants de court-circuit engendrés seraient trop importants. La sensibilité accrue de l'opinion publique et le coût engendré vis à vis de l'installation de nouvelles lignes de transport, poussent à tirer le meilleur parti des infrastructures existantes. Ainsi en haute tension, le bouclage de deux réseaux évite d'amener une autre source pour sécuriser les départs.

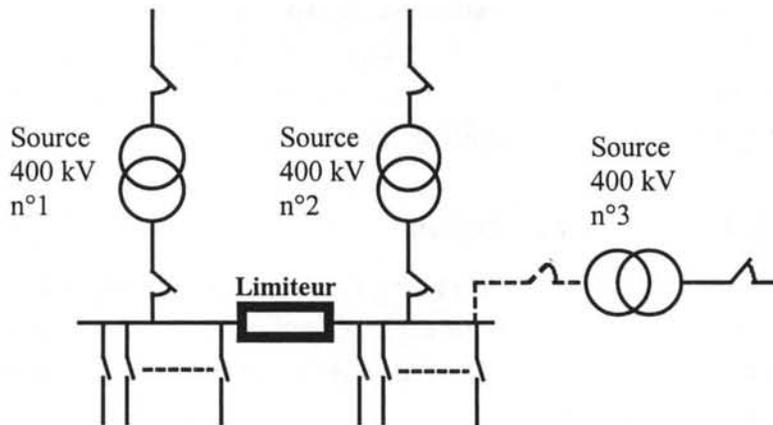


Figure II-6 : Limiteur entre deux boucles d'un réseau. L'insertion d'un limiteur entre les jeux de barres de la source n°1 et n°2 permet d'éviter de raccorder la source 3 au réseau. En cas de perte de la source 1 ou de la source 2, les départs sont sécurisés.

Une autre possibilité intéressante dans les réseaux actuels [9] est de placer le limiteur en aval du transformateur HT/MT (Figure II-7) avant le jeu de barre, au niveau de l'arrivée MT. Ainsi, sur un réseau existant, il est possible de rajouter des départs sur le jeu de barre et de conserver les mêmes protections (disjoncteurs). Sans limiteurs, les courants de court-circuit auraient été trop importants. Pour le dimensionnement d'un réseau futur, un limiteur placé en aval d'un transformateur permettrait de réduire la tension de court-circuit U_{cc} du transformateur et donc de diminuer la chute de tension à ces bornes.

Actuellement les transformateurs sont dimensionnés avec des U_{cc} importants afin justement de réduire les courants de court-circuit.

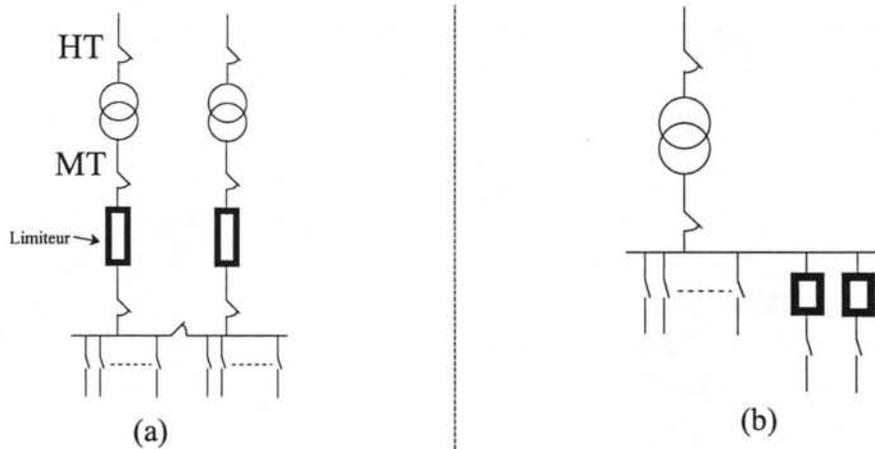


Figure II-7 : L'insertion d'un limiteur sur l'arrivée d'un poste source (fig. a) permet de sécuriser toute la partie aval du limiteur. Cette configuration est particulièrement intéressante dans le dimensionnement de nouveaux réseaux afin d'éviter le surdimensionner des différents composants. L'insertion sur un départ (fig. b) est utile soit pour augmenter les charges sans surcharge, soit pour sécuriser un départ sensible.

De nombreux emplacements sont encore possibles, comme au niveau d'un départ, après le jeu de barre afin de sécuriser une installation sensible. Ou encore entre un réseau existant et un générateur isolé que l'on veut relier à celui-ci.

Lors de la conception des réseaux futurs, un limiteur de courant peut être prévu après l'arrivée MT sur les transformateurs afin de limiter les courants de court-circuit et ainsi éviter de surdimensionner le réseau.

II.2.2. Intérêt d'un limiteur.

L'intérêt d'un limiteur de courant est multiple pour le réseau. Dans tout les cas le limiteur de courant permet grâce à la réduction du courant de court-circuit de :

- ⇒ Réduire les contraintes thermiques subites par le matériel en réduisant l'échauffement par effet joule. Ces contraintes étant à l'origine d'un vieillissement accéléré des différents organes, le limiteur permet donc d'augmenter la durée de vie des installations.
- ⇒ Réduire les contraintes mécaniques que subit le matériel. Ces deux premières contraintes étant proportionnelles au carré du courant, la limitation du courant de défaut permet un gain appréciable.
- ⇒ Réduire les contraintes électromagnétiques (CEM).
- ⇒ Améliorer la stabilité dynamique du réseau en permettant une ouverture plus rapide des protections [10].
- ⇒ Améliorer la continuité de service en autorisant un maillage du réseau plus important et en diminuant les effets sur les autres départs d'un court-circuit ayant lieu sur un seul départ d'un jeu de barres.

- ⇒ Augmenter la puissance transmissible par la ligne qui est dimensionnée par rapport à son courant de court-circuit.
- ⇒ Limiter les surtensions provoquées par l'élimination du défaut...

a). Intérêt économique.

L'utilisation d'un limiteur de courant dans un réseau électrique est évidemment intéressante d'un point de vue *économique* grâce aux **gains de coût** qu'il apporte mais aussi d'un point de vue *sécuritaire*. Lorsque le dimensionnement du matériel (disjoncteur, jeu de barres, transformateur...) n'est plus compatible avec la nouvelle valeur du courant de court-circuit (lors d'une augmentation du maillage par exemple), un limiteur de courant peut éviter le remplacement du matériel. Ou bien, lors de la construction d'une nouvelle ligne, le matériel choisi peut être d'un calibre inférieur par rapport à la même ligne sans limiteur.

La limitation du courant à des valeurs inférieures au courant de court-circuit peut aussi être utile lorsque aucun disjoncteur du marché n'a un pouvoir de coupure suffisant (actuellement 100 kA). Dans ce cas il apporte une solution nouvelle dans la construction d'un réseau.

Le limiteur de courant permet aussi de limiter la valeur du courant de défaut à la terre lorsque celui-ci est trop important et engendrerait des tensions de pas ou de touché trop élevées pour la sécurité des personnes.

Il est aussi possible d'insérer un limiteur même si l'installation pourrait supporter le courant de court-circuit, mais il est peut être intéressant de le limiter pour augmenter la durée de vie du matériel (en limitant le vieillissement) ou pour la sécurité des personnes.

b). Intérêt pour les réseaux.

Le limiteur de courant supraconducteur apporte des fonctions différentes selon qu'il est inséré dans un réseau existant ou dans un réseau futur.

Pour les réseaux existants : il permettrait de réduire la nécessité de développement du réseau grâce à l'apport de deux fonctions. Tout d'abord en fiabilisant le réseau grâce à l'augmentation de la puissance de court-circuit en multipliant les points de connexions entre production et consommation. Ensuite, il permettrait aux mêmes disjoncteurs de fonctionner sur des réseaux ayant des I_{cc} présumés beaucoup plus élevés que leur propre pouvoir de coupure

Pour les réseaux futurs : le limiteur permettrait de dimensionner totalement différemment (en n'autorisant des courants de court-circuit ne dépassant pas quelques fois le courant nominal) tous les éléments du réseau ce qui permettrait un gain en coût important. Cette notion demanderait de repenser entièrement toutes les fonctions se trouvant sur un réseau.

En résumé, contrairement aux limiteurs de courant "conventionnels", le limiteur de courant supraconducteur apporte une très bonne solution à la

limitation des courants de court-circuit en présentant une impédance très faible en régime nominal et en développant lors de la transition une impédance élevée. Son principal inconvénient est l'utilisation d'un fluide cryogénique rendant le coup de production élevé pour des petites puissances. Par contre, dans un réseau MT ou HT, il permet de réaliser des gains de coût sur le dimensionnement des installations.

Pour répondre à ces besoins, il existe principalement, en fonction de la nature de l'impédance qui limite, deux concepts de limiteurs supraconducteurs : le limiteur inductif (impédance X essentiellement inductive) ou le limiteur résistif (impédance R essentiellement résistive). Pratiquement tous les limiteurs développés (qu'ils soient inductifs ou résistifs) sont basés sur le même principe. La limitation est déclenchée par la transition d'un élément supraconducteur.

II.2.3. Principe du limiteur Inductif.

La structure inductive met en jeu un transformateur dont les enroulements secondaires sont supraconducteurs (sauf dans le cas du limiteur hybride où le secondaire d'un transformateur est court-circuité par une résistance supraconductrice [11]). Le limiteur est placé en série dans le circuit à protéger. La Figure II-8 présente schématiquement le principe. En régime nominal, le secondaire étant dans son état supraconducteur, le transformateur est court-circuité, et seule l'impédance de fuite est vue par le système [12]. En cas de court-circuit sur le réseau, le secondaire transite et le limiteur se comporte comme une forte réactance. L'avantage de ce type de limiteur est de pouvoir dimensionner les parties supraconductrices à des intensités ou des tensions bien inférieures aux valeurs du réseau, les enroulements primaires étant réalisés en cuivre. Le rapport de transformation laisse toute latitude d'adaptation. Une des difficultés de cette structure est de limiter l'inductance de fuite à des niveaux acceptables pour le système. Un autre inconvénient réside dans l'encombrement et le poids de telles structures.

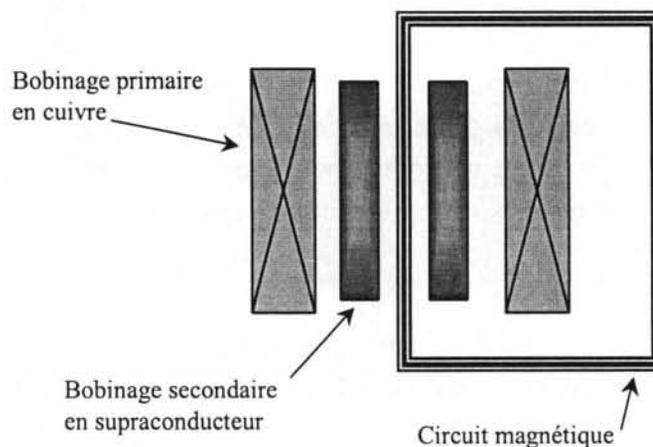


Figure II-8 : Limiteur inductif transformateur

De nombreux prototypes utilisant ce principe ont été testés [13,14], en particulier celui de ABB [15] de 1,2 MVA utilisant des supraconducteurs à haute température

critique qui fut installé quelques mois sur un réseau en Suisse. Le fonctionnement de ce limiteur n'a pas posé particulièrement de problème, c'est surtout la partie cryogénique qui n'était pas opérationnelle (le vide d'isolement des cryostats devaient être pompé en permanence).

Tout en gardant le même principe, il existe d'autres solutions faisant aussi appel à des réactances pour la limitation [16]. Un concept simple représenté sur la Figure II-9 consiste à coupler antiparallèlement deux solénoïdes réalisés avec des conducteurs ayant des courants critiques différents [17]. En cas de défaut, un seul des deux bobinages transite. Le courant est alors transféré dans la bobine qui n'a pas transité et l'impédance est pratiquement égale à l'inductance de celle-ci. Contrairement à toutes les autres solutions, le "limiteur à circuit magnétique saturé" [18] ne nécessite pas la transition complète du supraconducteur. Une autre solution intéressante est le limiteur hybride : il est constitué d'un transformateur en série avec la ligne dont le secondaire est court-circuité par un supraconducteur.

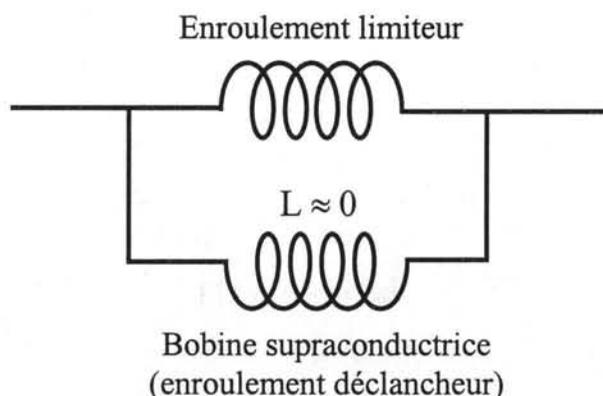


Figure II-9 : Limiteur inductif à bobinage découplé

Le limiteur inductif permet de limiter efficacement les courants de court-circuit, mais son principe est plus compliqué que celui du limiteur résistif. De plus, sa réalisation peut être délicate car il nécessite en général un bon couplage entre le circuit primaire et le circuit secondaire qui ne sont pas forcément à la même température. Le limiteur résistif quant à lui ne présente pas ces contraintes.

II.2.4. Principe du limiteur résistif.

Le principe du limiteur de courant résistif est simple comme l'illustre la Figure II-10. Il s'agit d'insérer en série dans la ligne à protéger un élément supraconducteur qui transite naturellement par dépassement de son courant critique lors d'un court-circuit. Le courant est limité par la résistance alors développée. Par contre ce type de limiteur doit donc être capable de supporter la tension et le courant du réseau.

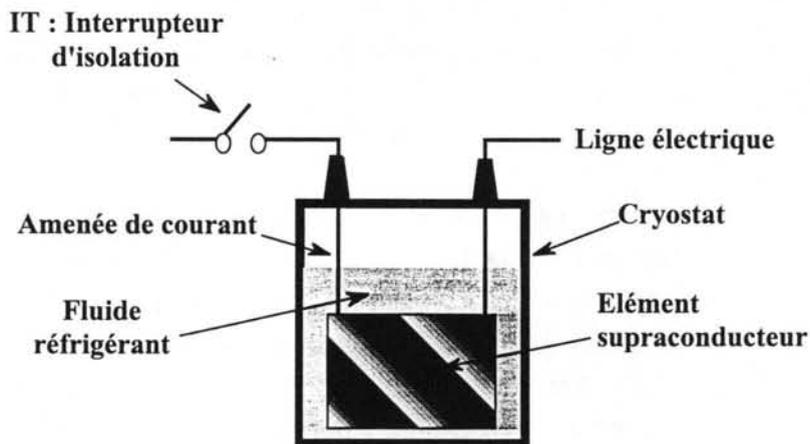


Figure II-10 : Principe du limiteur de courant résistif.

Le prototype le plus avancé est celui de Siemens utilisant des couches minces d'YBaCuO [19]. Le Tableau II-1 présente un état de l'art des principaux projets et réalisations.

	Siemens	ABB	Marton-Marietta	Criepi	Alcatel et EdF
Type	Résistif	Inductif	Inductif	Inductif	Inductif
Matériau	YBaCuO en couches minces	Bi ₂₂₁₂ massif en anneaux	Fils sous gaine d'argent (ASC)	Bi ₂₂₂₃ en anneaux	NbTi
Puissance	10 MVA	1,2 MVA	n.c.	250 VA	75 MVA
Etat	Prototype de 100 kVA réalisé	Prototype installé quelques mois sur un réseau	Projet	Prototype réalisé	Abandonné

Tableau II-1 : Principaux limiteurs supraconducteurs.

II.3. Le limiteur supraconducteur résistif.

Ce paragraphe présente de manière générale le principe d'un limiteur de courant résistif en introduisant les trois états dans lequel peut être un limiteur. Chaque état fera ensuite l'objet d'un chapitre entier afin de revenir sur les facteurs importants.

Le limiteur de courant peut présenter trois états différents selon la valeur du courant qui le traverse comme le montre la Figure II-11. Lorsque le courant est inférieur à sa valeur nominale, il se trouve dans son état *passant*, correspondant au **régime nominal**. La chute de tension à ses bornes est alors très faible. Lors d'un court-circuit, le supraconducteur va basculer dans un état dissipatif et limiter le courant par la résistance alors développée. C'est l'état de *limitation*. Ensuite, le supraconducteur est isolé du réseau afin de refroidir et de retrouver son état supraconducteur. C'est l'état de *recupération*. A la fin de celui-ci, le limiteur peut de nouveau être inséré dans le réseau. Il se retrouve alors dans son état passant.

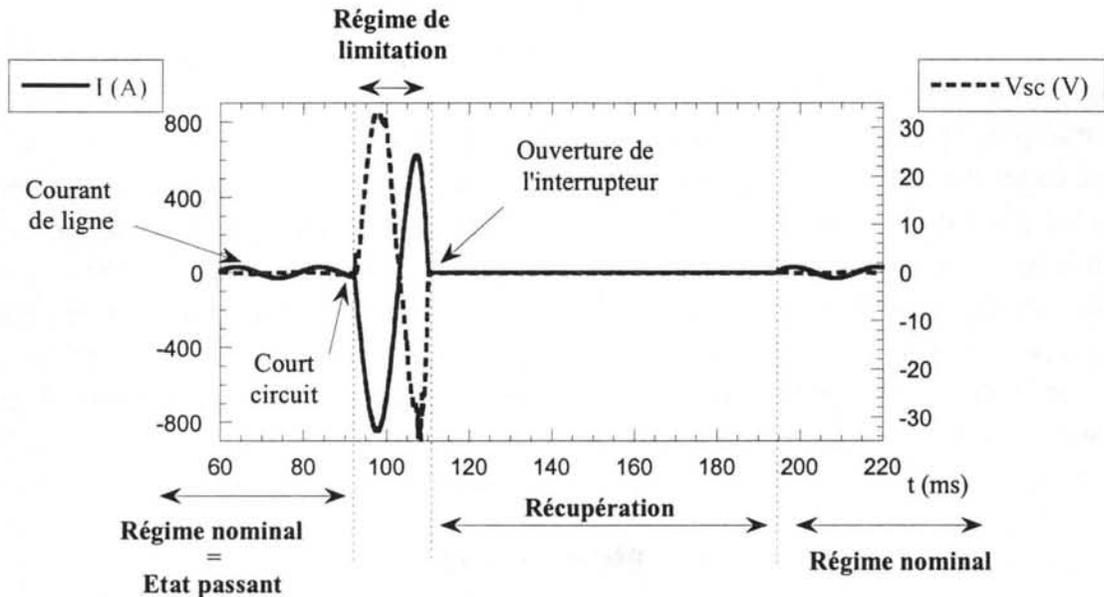


Figure II-11 : Les trois états du limiteur : l'état passant pour un courant de ligne inférieur ou égal au courant nominal; l'état de limitation lors d'un court-circuit provoquant la transition du supraconducteur et l'état de récupération lorsque le limiteur est isolé du réseau.

Le problème de la limitation réside dans le choix du champ électrique maximal autorisé aux bornes des éléments supraconducteurs, de la valeur du courant maximal autorisé et de la valeur du courant limité par rapport aux valeurs nominales. Ces choix dépendront entre autre de la géométrie du conducteur, du matériau, des attentes du distributeur d'électricité comme nous allons le voir dans les chapitres suivants.

II.3.1. Le régime nominal.

C'est le régime pour lequel le courant circulant dans le limiteur est inférieur ou égal au courant nominal. Le courant nominal I_n est le courant maximal autorisé dans la ligne alors que le courant de ligne I_l est le courant circulant réellement dans la ligne en régime normal (sans défaut). Le courant nominal étant fixé par l'exploitant du réseau de distribution, le choix du courant critique I_c du supraconducteur par rapport à I_n se pose (I_c est ajusté en choisissant le diamètre du matériau supraconducteur). Est-il plus intéressant de choisir un fonctionnement avec I_c proche voire même supérieur à I_n ou bien au contraire le courant critique doit-il être très inférieur au courant nominal ?

a). I_c supérieur à I_n : pertes a. c.

Lorsque le courant est inférieur au courant critique, les pertes du système sont dues aux pertes en champ propre du supraconducteur. Ces pertes sont d'autant plus faibles que l'on est loin du courant critique. Il paraît donc plus intéressant (d'un point de vue énergétique) de choisir un courant critique supérieur au courant nominal. Mais, pour commencer à limiter le courant, il faut au moins que le courant dépasse I_c (voir deux fois I_c). Ainsi, si le courant critique est dix fois supérieur au courant nominal, le limiteur ne commencera à limiter les courants de court-circuit qu'à partir de quinze à vingt I_n . Le limiteur de courant n'est plus très utile pour le réseau.

Le choix de I_c par rapport à I_n dépend aussi, pour une grande partie, du matériau utilisé. Ainsi pour des matériaux frittés qui ont une transition lente, il paraît plus intéressant [20] de fixer $I_c = I_n$ (voir $I_c < I_n$) afin de profiter au maximum de la résistance développée par le supraconducteur lors de sa transition. Pour une couche mince où la transition est très rapide (cf. Chapitre IV), il peut s'avérer intéressant de placer I_c au-dessus de I_n (par exemple avec un courant critique de l'ordre de deux à trois fois I_n) afin d'autoriser des dépassements transitoires du courant nominal (comme le démarrage d'un moteur ou la mise sous tension d'un transformateur ou d'une capacité) sans pour autant limiter le courant. Le choix de I_c par rapport à I_n devra aussi être étudié en fonction de l'emplacement du limiteur dans le réseau et du type de réseau (HT ou MT).

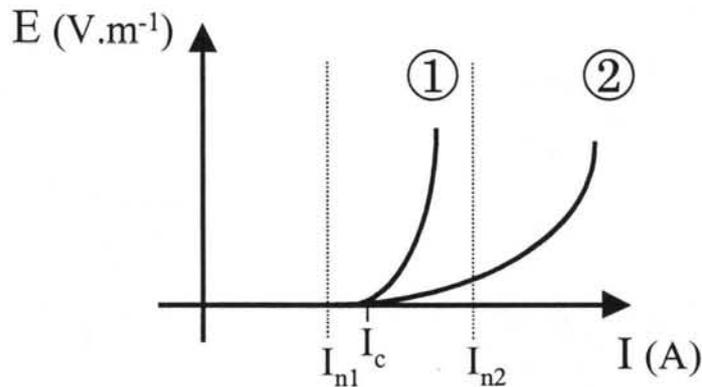


Figure II-12 : Choix de I_c par rapport à I_n . La courbe ① représente la transition "raide" d'une couche mince. La courbe ② représente la transition douce d'un matériau fritté. Les deux matériaux ont le même courant critique I_c . Pour la courbe ① il est préférable d'avoir un courant nominal I_{n1} inférieur à I_c afin d'autoriser des dépassements transitoires de I_{n1} alors que pour la courbe ② il est possible de placer I_{n2} au-dessus de I_c pour diminuer la durée de la transition.

Si le courant critique est bien supérieur au courant nominal, le supraconducteur restera au début de sa transition lors d'un court-circuit et son élévation en température sera faible. Il récupèrera donc plus rapidement. Dans le cas où le temps de récupération est critique pour l'exploitant, il pourra rentrer en compte dans la détermination de I_c par rapport à I_n .

Il n'existe donc pas de règle pour fixer le courant critique, mais celui-ci devra être choisi conjointement avec l'exploitant et dépendra du type de matériau utilisé (sachant que ce dernier dépendra aussi du type de court-circuit à limiter).

b). I_c inférieur à I_n : pertes "résistives".

Comme le courant critique est déterminé à partir d'un critère arbitraire (champ électrique de $1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$), il ne correspond pas forcément au début de la transition vers l'état résistif (ou transition en masse, cf. Chapitre I) Ainsi, avec certains matériaux (Bi_{2223} frittés ou texturés par exemple) il est possible, comme nous le verrons au Chapitre III, de se placer à un courant de ligne supérieur à I_c en régime permanent. Le supraconducteur est dans son régime dissipatif, mais pas encore dans son régime normal (i.e. ohmique). Pour des échantillons de Bi_{2223} frittés, ces pertes sont inférieures à $1 \text{ W}\cdot\text{A}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ (par mètre de matériau et par ampère circulant dans celui-ci) si l'on se place à 1,5 fois I/I_c et de l'ordre de 2 à $3 \text{ W}\cdot\text{A}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ si l'on se place près de 1,7 fois I/I_c . Ainsi plus le niveau de tension du réseau dans lequel est inséré le limiteur est important et plus cette solution est envisageable (les pertes acceptables pour un limiteur de courant sont égales à $0,025\cdot S_n$).

En résumé, avoir un courant nominal supérieur au courant critique permet d'augmenter la vitesse de transition et ainsi d'atteindre plus rapidement une résistance élevée. Ceci permet de réduire le volume de supraconducteur utilisé par le limiteur de courant, et donc de réduire son coût. Cette solution est d'autant plus envisageable que le courant de ligne est en moyenne de l'ordre de à 40% à 50% du courant nominal. Ainsi les pertes restent faibles (pertes a.c), tout en autorisant quelques pics lors des heures de fortes demandes en électricité.

II.3.2. Le régime de limitation.

Lors d'un court-circuit le supraconducteur bascule dans son état dissipatif et le supraconducteur présente une résistance R_L . Le champ électrique alors développé par les éléments supraconducteurs limite le courant à une valeur I_{lim} . La tension nominale V_n du réseau se retrouve aux bornes du limiteur et le courant limité est égal à $I_{lim} = V_n / R_L$.

Lorsque le supraconducteur transite (cf. Figure II-13), il bascule dans un état dissipatif (où il développe une résistance fortement non linéaire) sans nécessairement atteindre son état normal (où il développe une résistance ohmique). Toutefois il est préférable (mais non nécessaire) d'atteindre l'état normal du supraconducteur afin de profiter au maximum de l'augmentation de sa résistance (ce qui permet de réduire la longueur nécessaire pour bien limiter le courant).

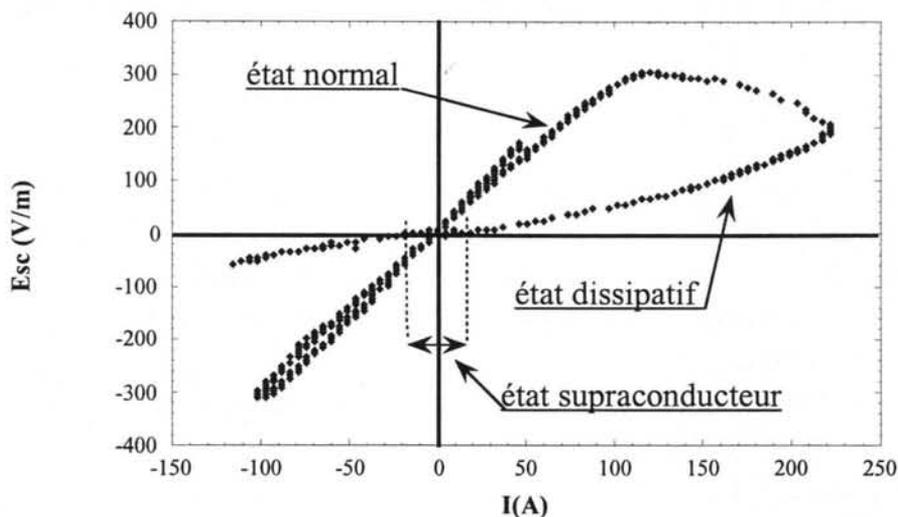


Figure II-13 : Transition d'un supraconducteur fritté. Il bascule de son état supraconducteur à son état dissipatif ($E < \rho \cdot J^n$) avant d'atteindre son état normal ($E < \rho \cdot J^n$).

Toute l'énergie du court-circuit est dissipée dans le supraconducteur. C'est pourquoi il est nécessaire d'isoler rapidement le limiteur de courant du réseau lors d'un défaut car l'élévation en température du matériau peut provoquer sa destruction (dilatation différentielle, contraintes mécaniques, clivage) voir même sa fusion si la température de fusion est atteinte (environ 860 °C pour le Bi_{2223}). C'est pour cette raison qu'il est nécessaire d'utiliser des matériaux homogènes. Si la transition n'a lieu qu'en quelques points localisés dans le matériau, les gradients de températures pourront alors atteindre en ces points un million de degrés par seconde.

Le choix du courant limité I_{lim} et donc de la longueur de matériau nécessaire (puisque la section est déterminée par le courant critique et le courant nominal) n'est pas trivial. Il dépend entre autres du type de réseau et de la place du limiteur. Si le courant limité est proche du courant nominal, voir inférieur, cette configuration peut ne plus permettre la sélectivité entre les protections. De plus, il existe des surintensités transitoires de quelques fois le courant nominal qu'il n'est pas forcément nécessaire de limiter (comme des démarrages de moteurs, des enclenchements de transformateurs). EDF et Alcatel-Alstom ont choisi pour leur limiteur [21] une valeur de courant limité égale à trois fois le courant nominal. Mais une enquête réalisée sur le réseau américain [22] montre qu'un courant limité à dix fois le courant nominal intéresse aussi les exploitant des réseaux de distribution. Ainsi le choix du courant limité dépendra du matériau mais aussi des attentes du distributeur d'électricité.

Un autre facteur dans le choix de I_{lim} pourra être le temps de récupération du matériau après la limitation. Pour un temps de récupération plus court, il faut une longueur de matériau plus grande (afin de réduire l'excursion en température globale).

Pour ajuster la longueur de matériau nécessaire et la valeur du courant limité il est possible de placer une résistance en parallèle du limiteur (cf. Chapitre VII).

II.3.3. Le régime de récupération.

C'est le régime après la limitation dans lequel le limiteur de courant est isolé du réseau. Pour les limiteurs supraconducteurs à basse température critique, leur temps de récupération est pénalisant pour leur insertion dans un réseau car il est assez long (plusieurs minutes). Pour les supraconducteurs à haute température, les temps de récupération n'excèdent guère quelques seconde. De plus ce temps dépend beaucoup de leur forme : une couche mince présentant une grande surface par rapport à son volume récupérerait beaucoup plus vite qu'un barreau massif. S'il est nécessaire que le système ait récupéré en moins de 300 ms pour satisfaire aux exigences des cycles OF, alors il sera nécessaire d'augmenter le volume de supraconducteur afin de limiter la montée en température à quelques dizaines de degrés lors d'un court-circuit.

Lorsque la température du supraconducteur est redevenue inférieure à sa température critique, le limiteur est inséré de nouveau dans le réseau. Il se retrouve alors dans son état initial et peut limiter de nouveau un court-circuit.

II.3.4. Avantages et inconvénients du limiteur résistif.

Le limiteur de courant supraconducteur apporte une fonctionnalité nouvelle et inaccessible par les techniques conventionnelles en limitant de façon naturelle l'amplitude des courants de court-circuit. Il ne se soustrait pas mais est concomitant aux protections des réseaux qui doivent couper le courant de court-circuit afin de permettre l'isolation et la disparition du défaut. Le limiteur supraconducteur présente une chute de tension très faible en régime nominal, une masse et un volume réduits ainsi qu'un fonctionnement répétitif et autonome ne nécessitant pas de moyen de détection annexe. De plus son fonctionnement assure naturellement une autoprotection pour le réseau : si les organes de coupure ne se déclenchent pas après sa transition, le matériau supraconducteur va rapidement fondre (comme un fusible) grâce à sa température de fusion plus faible que celle des métaux et donc couper le courant. S'il s'agit d'un dysfonctionnement du système cryogénique (monté en température), le supraconducteur va passer dans son état résistif et donc de toute manière limiter le courant avant d'être détruit. Le limiteur, par nature, assure donc une autoprotection du système en cas de défaut.

Par contre, pour l'instant, un limiteur supraconducteur représente un coût élevé pour un exploitant. Une estimation de son prix est présentée Chapitre VII. Ce coût serait amené à diminuer si une production à grande échelle était envisagée grâce d'une part à l'industrialisation des différentes étapes de fabrication (qui reste pour l'instant essentiellement artisanales) et d'autre part à la diminution du prix des précurseurs supraconducteurs en vue des grandes quantités alors commandées. Les contraintes dues à la cryogénie resteront un inconvénient. Tout d'abord la cryogénie représente une part très importante dans le prix de fabrication et d'entretien du limiteur. Ensuite l'utilisation d'un cryogénérateur (pour liquéfier

le fluide cryogénique évaporé) nécessite un entretien tous les deux ans environ et peut poser un problème surtout si le limiteur est installé en milieu isolé (rural, montagnard...).

Il est toujours possible de rêver de la découverte de supraconducteurs avec une température critique proche de la température ambiante. Dans ce cas, le limiteur de courant pourrait devenir un appareil électrotechnique aussi répandu que les transformateurs...

Références du Chapitre II

- [1] P. Carer and coll. "Cahier des charges fonctionnel, analyse de la valeur et fiabilité, méthodes d'optimisation appliquées au matériel EDF-MT", note EDF, 93NR00003, DER, Service Matériel Electrique
- [2] B. Bornard and coll. "Improving the service Quality of rural networks : reduction of short interruptions", CIRED 1987, (Liège)
- [3] P. Ferracci, "Etude des régimes transitoires à l'établissement d'un défaut monophasé sur réseau d'énergie triphasé moyenne tension à neutre compensé", Thèse de l'Université Paris XI Orsay (1995)
- [4] P. Barkan, "Reliability implication in the design of fault current limiter and series compensator", IEEE PAS **99** (1980), 1734
- [5] W. Chen, "A new approach to suppress arcing in current interruption", Proceedings of IEEE conference on electrical contacts (1998)
- [6] J. Skindhoj, "Repetitive Current Limiter based on Polymer PTC Resistor", IEEE Trans. On Power Delivery (1997)
- [7] P. Ferracci, rapport interne Schneider Electric.
- [8] V. Meerovich, "Application of inductive HTSC current limiters in distribution networks", EUCAS'97, Edinburgh (1997)
- [9] E. M. Leung and coll., "Developing the HTS SC Fault current limiter", Superconductor industry, (spring 1996) 20
- [10] R. O. Berglund and coll. "One cycle fault interruption at 500 kV: system benefits and breaker design", IEEE Winter Meeting, New York (1974)
- [11] J. Leveque, "Limiteur supraconducteur de courant structure hybride originale", Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble (1993)
- [12] C. Levillain and coll., "Limiteurs supraconducteurs de courant, besoins pour les réseaux et technologies disponibles", Rev. Gen. Froid, **974** (1997) 40
- [13] T. Hoshino and coll., "Load test on Sc transformer and fault current limiting devices for electric power system", IEE Trans. Mag., **30** (1994) 2018
- [14] D. W. Willen and J. R. Cave, "Short Circuit Test Performance of Inductive High T_c Superconducting Fault Current Limiters", IEEE Trans. On app. Superconductivity, vol. **5**, no 2(1995) 1047
- [15] W. Paul and coll., "Test of 1.2 MVA High T_c superconducting fault current limiter", EUCAS'97, Veldhoven, Netherlands, (July 1997)
- [16] Y. Brunet et Pascal Tixador, "Limiteurs supraconducteurs", Techniques de l'ingénieur, traité Génie électrique, D 3 662
- [17] E. M. Leung and coll., "HT_c Sc fault current limiter development" ASC 96
- [18] B. P. Raju and coll., "A current limiting device using superconducting dc bias application and prospects", IEE T Pas. 101-9 (1982), 3173

- [19] B. Gromoll and coll., "Resistive Current Limiters with YBCO Films", EUCAS'97, Veldhoven, Netherlands, (July 1997)
- [20] P. Flandrin, "Dimensionnement d'un limiteur supraconducteur de courant", Projet de fin d'étude, ENSIEG, (1997)
- [21] T. Verhaege and coll., "Experiments with a high voltage (40 kV) superconducting fault current limiter", Cryogenics, Vol. 36 (1996) 521
- [22] P. G. Slade and coll., "The utility requirement for a distribution fault limiter", IEEE Tran. On Power delivery, Vol. 7, no 2(1992) 507

Chapitre III : Le régime nominal

Chapitre III Le régime nominal..	77
III.1. Pertes en courant alternatif : pertes a. c.	77
III.1.1. Principe.	77
III.1.2. Instauration du courant.	79
III.1.3. Calcul des pertes.	81
III.2. Mesures des pertes a.c.	83
III.2.1. Principe de la mesure.	83
III.2.2. Mesures des pertes sur les Bi ₂₂₂₃ frittés et les fils OPIT.	85
III.2.3. Mesures des pertes sur l'YBaCuO texturé.	93
III.3. Fonctionnement au-dessus de I_c.	95
III.3.1. Comparaison entre : pertes, mesures d.c., mesures a. c.	95
III.3.2. I supérieur à I _c .	96

Chapitre III. Le régime nominal.

En fonctionnement normal le courant permanent I_1 passant dans le limiteur est inférieur au courant nominal I_n . Le courant critique I_c du supraconducteur peut être quant à lui égal, supérieur ou inférieur au courant nominal selon le type d'échantillon. Le choix de I_c par rapport à I_n se pose alors. Le courant de ligne I_1 est la plupart du temps inférieur au courant nominal, sauf en cas de défaut ou de surintensité transitoire (provenant par exemple de l'enclenchement d'un transformateur, du démarrage d'un moteur). Durant la plus grande partie de son temps de fonctionnement le limiteur se trouve dans son régime nominal (ou état passant) et la tension aux bornes du limiteur est due essentiellement aux pertes en champ propre. Il convient donc de quantifier ces pertes afin de déterminer la puissance nominale dissipée par le système. Ensuite le choix de I_n par rapport à I_c sera abordé.

III.1. Pertes en courant alternatif : pertes a. c.

En courant continu la résistivité d'un supraconducteur peut être considérée comme nulle ($\rho < 10^{-25} \Omega\text{m}$). Mais en courant alternatif (a. c.), le supraconducteur est le siège de pertes dites **pertes a. c.** (ou bien pertes en **champ propre** ou encore **pertes par hystérésis**). Le niveau de pertes reste faible par rapport aux pertes Joules développées dans un métal, mais elles doivent être prises en compte pour le dimensionnement cryogénique d'un appareil électrotechnique.

III.1.1.Principe.

Le modèle de Bean [1], bien que simplificateur, permet de décrire de façon correcte les pertes par hystérésis. Il pose deux hypothèses : le courant critique est indépendant de l'induction (ce qui est faux en réalité) et la répartition des courants suit le modèle de l'état critique, à savoir que la densité de courant circulant dans le supraconducteur est : soit nulle soit égale à J_c ou $-J_c$ (Figure III-1). Cette théorie permet de trouver une estimation des pertes assez proche de la réalité. D'autres modèles peuvent être utilisés pour une approche plus fine. En particulier des modèles avec un courant critique variable [2], avec un J_c dépendant de B [3, 4] ou par modélisation numérique [5] sont développés.

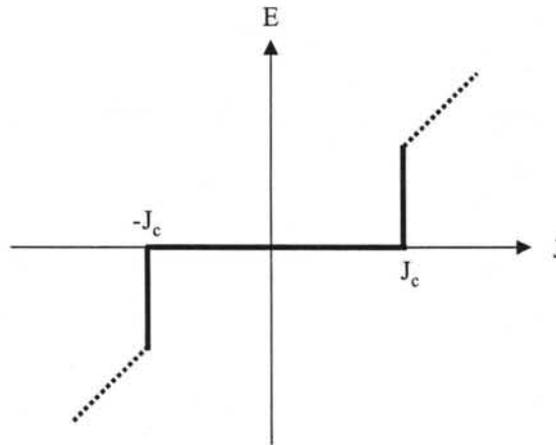


Figure III-1 : Courbe $E(J)$ d'après le modèle de l'état critique.

Lorsqu'un courant alternatif traverse un supraconducteur, il crée un champ magnétique alternatif \mathbf{B} . Or, d'après l'équation de Maxwell $\text{rot}(\mathbf{E}) = -\partial\mathbf{B}/\partial t$, un champ électrique \mathbf{E} apparaît dans le supraconducteur et engendre une dissipation d'énergie par cycle (puisque d'après le modèle de l'état critique la densité de courant est nulle ou égale à J_c) :

$$Q = \frac{1}{V_{ot}} \int \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_c \cdot dV_{ot}$$

Les pertes volumiques P_{cp} sont alors égales, pour un courant de fréquence f , à :

$$P_{cp} = f \cdot Q$$

Lors de la première montée d'un courant alternatif $i(t)$ circulant dans un échantillon cylindrique de rayon R_{ext} , le courant va pénétrer sur le rayon $r_{sat}(t)$ par le bord de l'échantillon afin de minimiser l'énergie du système de telle sorte que : $i(t) = J_c \pi \cdot (R_{ext}^2 - r_{sat}^2(t))$. Le courant atteint le rayon R_{sat} lorsqu'il est à son maximum I_m . Ensuite, lorsque le courant redescend, toujours pour minimiser l'énergie du système (loi de Lenz, afin d'écranter toute variation de champ à l'intérieur du volume du supraconducteur), des courants de densité $-J_c$ vont se développer comme le montre la Figure III-2.

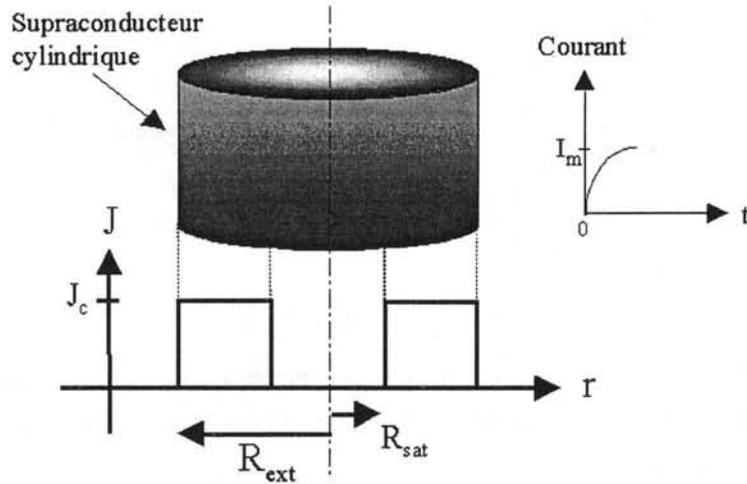


Figure III-2 : Distribution des courants en régime de champ de champ propre lors de la première montée du courant jusqu'à I_m . La densité de courant est soit égale à J_c soit nulle. Le rayon maximal de pénétration des vortex correspondant à I_m est appelé R_{sat} .

III.1.2. Instauration du courant.

On s'intéresse dans un premier temps à la première demi période lors de l'instauration d'un courant de valeur maximale I_m dans un supraconducteur.

a). Première montée.

En se plaçant dans le modèle de Bean, le rayon de saturation correspondant à la pénétration pour la valeur de courant maximale est :

$$R_{sat} = R_{ext} (1 - i_m)^{1/2} \quad \text{avec } i_m = I_m / I_c$$

L'induction au sein du barreau vaut :

$$B(r, t) = \mu_0 \frac{i(t)}{2\pi \cdot r} + \mu_0 J_c \pi \frac{(r^2 - R_{ext}^2)}{2\pi \cdot r}$$

(théorème d'Ampère)

Le champ électrique longitudinal aux bornes du supraconducteur est déduit à partir de :

$$\frac{dE}{dr} = \frac{dB(r, t)}{dt} = \mu_0 \frac{di}{dt} \frac{1}{2\pi \cdot r}$$

(car r et t sont deux variables indépendantes).

On en déduit alors :

$$E(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{di}{dt} \ln\left(\frac{r}{r_{sat}(t)}\right) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{di}{dt} \ln\left(\frac{1}{1 - i'}\right)$$

En particulier, pour $r = R_{ext}$,

$$E(R_{ext}) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{di}{dt} \ln\left(\frac{R_{ext}}{r_{sat}(t)}\right) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{di}{dt} \ln\left(\frac{1}{1-i'}\right) \quad \text{avec } i' = i(t)/I_c$$

Équation III-1

b). Descente jusqu'au zéro de courant.

La répartition des courants est donnée par la Figure III-3. Le rayon pour lequel le courant change de signe est appelé r_c . Il est obtenu en sommant les deux densités de courant circulant dans le matériau, et vaut : $r_c = R_{ext}(1 + i'/2 - i_m/2)^{1/2}$.

Le champ électrique longitudinal vaut alors :

$$E = 0 \quad \text{si } r < r_c$$

$$E(R_{ext}) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{di}{dt} \ln\left(\frac{R_{ext}}{r_c}\right) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{di}{dt} \ln\left(1 - \frac{i_m - i'}{2}\right) \quad \text{sinon.}$$

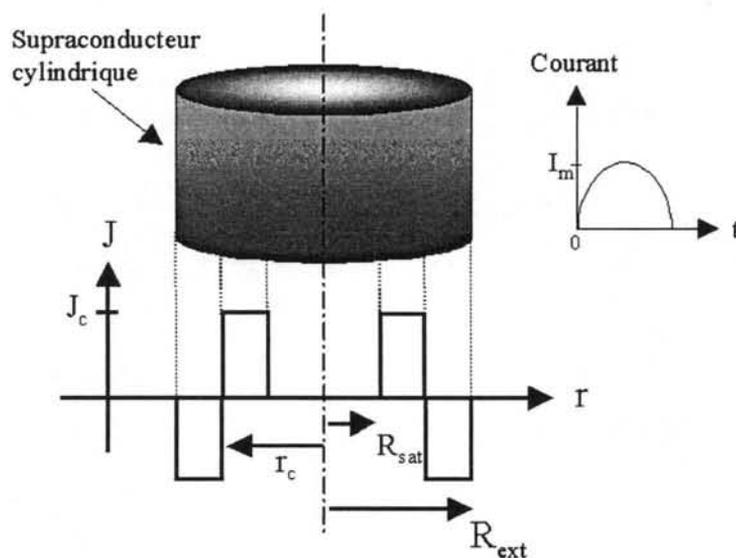


Figure III-3 : Distribution des courants en régime de champ propre, première montée jusqu'à R_{sat} puis descente jusqu'à $I = 0$.

c). Régime permanent.

Comme le montre la comparaison entre la Figure III-2 et la Figure III-3, il existe une différence entre le régime de la première montée et le régime permanent (courant déjà établi) puisque l'état initial n'est pas le même. Dans ce dernier cas le champ électrique à la surface du barreau est égal à :

$$E(R_{ext}) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{di}{dt} \ln\left(1 - \frac{i_m + \text{sign}\left[\frac{di}{dt}\right] * i'}{2}\right)$$

Équation III-2

Une représentation temporelle du champ électrique de surface calculé d'après l'Equation 2 est donnée Figure III-4.

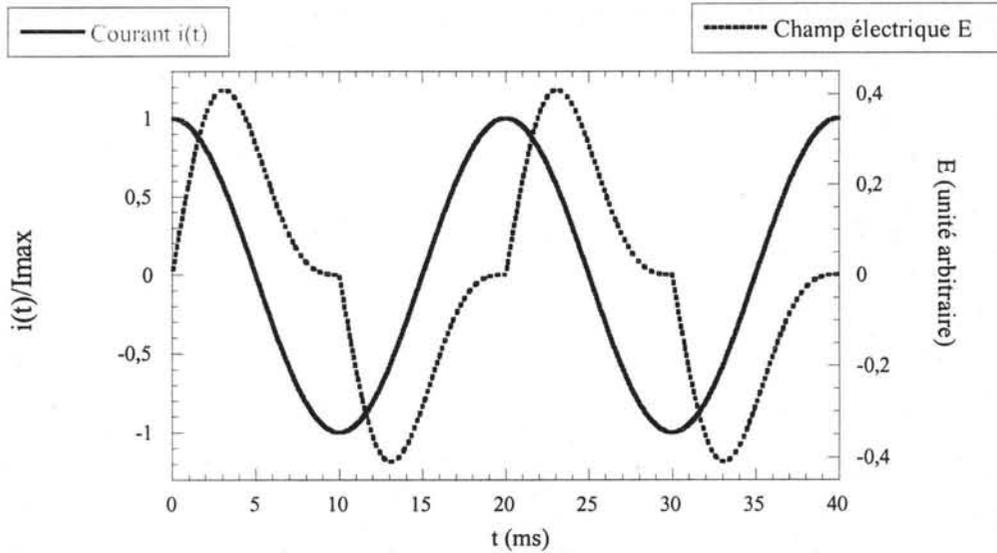


Figure III-4 : Allure théorique du champ électrique longitudinal de surface et du courant, déduit de l'Équation III-2.

III.1.3. Calcul des pertes.

a). Régime permanent.

Les pertes représentent la puissance moyenne dissipée. Pour un signal de fréquence $f = 1/\tau$ elles se calculent de la manière suivante :

$$P_{cp} = f \int_0^{\tau} \int_{r_{sat}}^{R_{ext}} E(r) J_c \cdot 2\pi r dr dt$$

Pour un courant permanent le calcul des pertes en champ propre dans un échantillon massif cylindrique donne :

$$P_{cp} = \mu_0 f \frac{I_c^2}{\pi} \left[i' - \frac{i'^2}{2} - (i'-1) \ln(1-i') \right] = \mu_0 f \frac{I_c^2}{\pi} * g(i')$$

Équation III-3

$$\text{Avec } g(i') = \left[i' - \frac{i'^2}{2} - (i'-1) \ln(1-i') \right]$$

En régime permanent, les pertes sont donc proportionnelles à la fonction $g(i')$ représentée sur la Figure III-5. Pour des valeurs de courants inférieures à la moitié du courant critique, la fonction peut être approchée par une puissance 3 du courant. Lorsque le courant se rapproche du courant critique, elle peut être approchée par une puissance 4 du courant.

Les pertes en champ propre dépendent du carré du courant critique. C'est pour cette raison que les fils supraconducteurs sont multifilamentaires afin de réduire I_c de chaque brin.

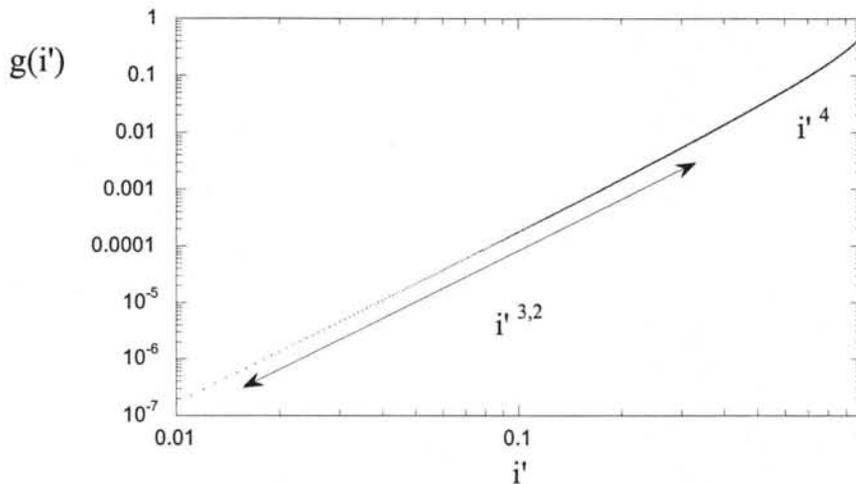


Figure III-5 : Fonction $g(i')$ en fonction du paramètre $i'=i(t)/I_c$. La fonction $g(i')$ peut être approchée par le courant à la puissance 3,2 tant que i n'est pas proche de 1.

Le calcul des pertes a aussi été mené dans le cas d'autres géométries, comme des barreaux à section rectangulaire [6, 7], ou des feuilletés découplés [8]. Pour un supraconducteur de section s_{ec} rectangulaire (cas des fils par exemple), l'expression des pertes volumiques en régime établi est :

$$P_{cp} = \frac{\mu_0}{\pi} \cdot J_c^2 \cdot f \cdot s_{ec} \cdot \left[(1-i') \cdot \ln(1-i') + (1+i') \cdot \ln(1+i') - i'^2 \right]$$

Équation III-4

b). Régime impulsionnel.

Les pertes sont en général calculées en régime permanent afin d'avoir une idée de la puissance consommée par un supraconducteur dans une application électrotechnique. Mais, souvent pour des questions de mesures, il peut être nécessaire de calculer les pertes en régime impulsionnel, c'est à dire lorsque le courant ne circule que

pendant une période (par exemple dans le cas d'une décharge capacitive dans un circuit résistif avec un interrupteur). Dans le cas du régime pulsé, il faut faire la moyenne de la puissance dissipée sur une période puis estimer la valeur des pertes en régime permanent afin d'avoir un élément de comparaison. Le calcul des pertes donne alors [9] (avec f la fréquence équivalente du système) :

$$P_{cp} = \mu_0 f \frac{I_c^2}{\pi} g(i')_{pulsé}$$

Équation III-5

La fonction $g(i')_{pulsé}$ obtenue a la même pente que celle calculée dans le cas du régime établi, mais sa valeur initiale diffère de telle sorte que :

$$g(i')_{pulsé} = 0,6 \cdot g(i').$$

III.2. Mesures des pertes a.c.

Le niveau des pertes en champ propre étant faible, la chute de tension aux bornes du supraconducteur est négligeable par rapport au niveau de tension du réseau. A titre de comparaison, il est intéressant de comparer les pertes linéiques par ampère P_{lin} plutôt que les pertes par unité de volume. En effet, en fonction de la densité de courant du supraconducteur, le volume nécessaire pour un limiteur de puissance donnée (niveau de tension et niveau de courant fixés) variera beaucoup. Les pertes par ampère et par mètre permettent une comparaison des pertes pour une taille de limiteur donnée (puisque le nombre d'ampères déterminera la section du supraconducteur et le nombre de mètres déterminera le niveau de tension du limiteur, donc le volume nécessaire en fonction de chaque type de supraconducteur). Dans du cuivre à 300 K (où $P_{lin} = \rho \cdot J$) les pertes linéiques sont de l'ordre de $0,1 \text{ W.A}^{-1}.\text{m}^{-1}$ alors qu'elles sont inférieures à $2.10^{-3} \text{ W.A}^{-1}.\text{m}^{-1}$ pour du Bi_{2223} fritté. Les pertes sont "ramenées" à 300 K, c'est à dire en tenant compte de la puissance nécessaire à la liquéfaction de l'azote de 300 K à 77 K. De manière empirique, un Watt à 77 K vaut 20 Watts à 300 K (rendement typique des liquéficateurs ou des réfrigérateurs).

Le niveau des pertes étant faible, la chute de tension est effectivement négligeable. Par contre les pertes a. c. vont influencer sur le coût d'investissement d'un appareil (si celui-ci fonctionne en cycle fermé, les pertes dimensionneront la puissance du cryogénérateur nécessaire à liquéfier l'azote évaporé) ainsi que sur son coût de fonctionnement (quantité d'azote liquide nécessaire en cycle ouvert ou puissance consommée par le cryogénérateur en cycle fermé). Il est donc important de caractériser les pertes en champ propre pour la conception et la réalisation d'un appareil.

III.2.1.Principe de la mesure.

Essentiellement deux types de méthodes existent pour mesurer les pertes alternatives (pertes a. c.) dans les supraconducteurs : calorimétrique [10,] ou électrique [11,4]. Une troisième méthode, magnétique, est parfois utilisée [12]. La méthode calorimétrique traditionnelle utilisée pour les supraconducteurs SBT_c mesure le flux de gaz

éaporé par l'échantillon. Elle n'est pas adaptée aux supraconducteurs SHT_c à cause de la forte chaleur latente de vaporisation de l'azote liquide. Une autre méthode calorimétrique, utilisant des thermocouples comparant la puissance alternative d'une source à celle dégagée par le supraconducteur [13], peut alors être employée pour les SHT_c , mais la méthode électrique est en général préférée car elle permet d'estimer les pertes dans des conditions de transport du courant. La méthode électrique utilisée pour nos mesures (proposée par Wilson [14]) est développée ci dessous.

La tension développée dans un échantillon par les pertes en champs propres est très faible (quelques μV) car nos échantillons sont de petite taille (5 à 10 cm) et le niveau des pertes est intrinsèquement faible. Les mesures de ces pertes restent donc difficiles et délicates. Il faut effectuer le montage de mesures avec beaucoup de précaution afin d'éviter au maximum toute source de bruit ou de tension parasite. De plus le circuit électronique (ampli et détection synchrone) ne doit pas introduire de non-linéarité et toute rotation de la phase du signal doit être corrigée.

La tension V_{sc} mesurée aux bornes de l'échantillon est la somme d'une tension "résistive" $r.I$ due aux pertes et d'une tension inductive $L.dI/dt$ due essentiellement à l'inductance des boucles de mesures (l'inductance d'un barreau étant négligeable). La contribution de la tension inductive étant largement supérieure à celle due aux pertes, nous la compensons (cf. Figure III-6). Pour cela, un terme inductif $kM.dI/dt$ obtenu aux bornes d'une mutuelle inductance M mise en série avec un pont diviseur inductif de rapport k [15] est soustrait à la tension totale V_{sc} . Nous utilisons comme mutuelle inductance un transformateur torique dont le primaire est un barreau de cuivre inséré en série avec l'échantillon supraconducteur. La tension V_{comp} ainsi obtenue est appelée tension compensée et est égale à :

$$V_{comp} = rI + L \frac{dI}{dt} - kM \frac{dI}{dt}$$

Cette tension est envoyée sur une détection synchrone qui permet d'accéder directement aux pertes en donnant les composantes en phase $V_{comp} \cos \varphi$ et en quadrature $V_{comp} \sin \varphi$ par rapport au signal de référence (courant circulant dans le circuit). Les pertes en champ propre P_{cp} sont alors données par le produit $P_{cp} = I.V_{comp} \cos \varphi$.

A cause du faible niveau du signal de pertes, tous les fils de mesures sont torsadés afin de réduire l'inductance due aux boucles de mesures. Les signaux sont transmis par des câbles coaxiaux (leur blindage étant relié à la masse afin d'écranter les perturbations par rayonnement électromagnétique). Le placement judicieux de la masse dans le circuit peut aider à réduire le bruit de la mesure.

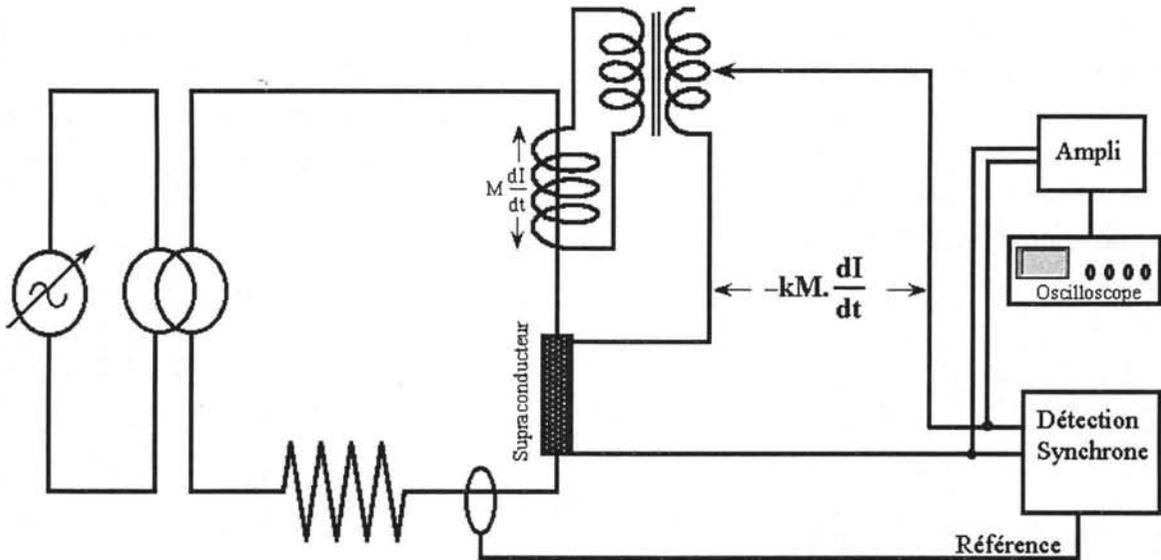


Figure III-6 : Schéma de principe de la mesure des pertes a. c. à la tension V_{sc} prise aux bornes de l'échantillon est retranchée une tension inductive $-kM \cdot \frac{dI}{dt}$ grâce à la mutuelle inductance M et au pont diviseur inductif de rapport k . Le signal est alors envoyé sur une détection synchrone afin de relever la partie en phase du signal.

La visualisation temporelle des signaux est faite grâce à un oscilloscope. Ceci nous permet d'avoir un outil de comparaison supplémentaire avec le signal théorique. Un premier réglage "grossier" du pont diviseur inductif est réalisé de manière à ce que le courant et le signal de perte soient en phase sur l'écran de l'oscilloscope. Pour parfaire le réglage de la compensation de l'inductance, le pont diviseur inductif est réglé de manière à annuler la composante en quadrature sur la détection synchrone.

III.2.2. Mesures des pertes sur les Bi_{2223} frittés et les fils OPIT.

Le niveau de perte a été mesuré sur les différents types d'échantillons dont nous disposons, à savoir les Bi_{2223} frittés (barreau de 10 cm de long), les fils OPIT en Bi_{2223} (échantillon d'une dizaine de centimètres de long) et les YBaCuO texturés (de cinq à dix centimètres de long). Les dimensions des échantillons de Bi_{2223} texturés dont nous disposons étaient très petites (2 cm de long au maximum). Ils n'ont donc pas pu être exploités à cause du niveau de perte trop faible (la tension mesurée est proportionnelle au volume de matériau). Pour cette même raison, nous n'avons pas pu mesurer les pertes a. c. sur des couches minces. Il aurait fallu disposer de plus de 10 cm de longueur sur $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur pour atteindre des tensions mesurables avec notre système.

a). Comparaison avec la théorie.

La visualisation du signal temporel (image du signal de pertes) obtenue à l'oscilloscope est comparée Figure III-7 avec le signal théorique du champ électrique de surface (obtenu avec l'Équation III-2). La comparaison des pertes mesurées dans ce type d'échantillon avec celles théoriques est bonne, le signal mesuré étant évidemment plus bruité que le signal théorique. Lorsque la valeur du courant est proche de zéro, les pertes ne

sont pas nulles : elles sont dues à la restitution de l'énergie emmagasinée pendant la montée du courant dans l'échantillon (que l'on peut voir comme un mouvement des lignes de flux ou bien comme une variation de l'inductance de l'échantillon liée à l'énergie magnétique emmagasinée par le matériau). Par contre au maximum du courant, lorsque la dérivée du courant par rapport au temps s'annule, on se trouve momentanément comme en régime continu : les pertes sont donc nulles (cf. Figure III-7).

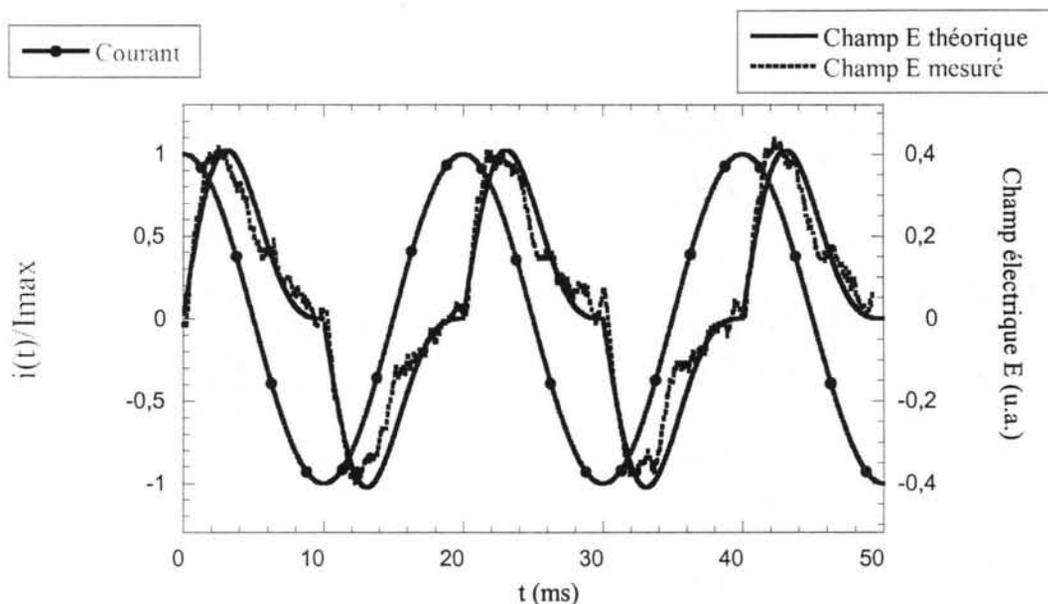


Figure III-7 : Signal temporel de l'image des pertes sur un échantillon de Bi_{2223} fritté : comparaison entre les courbes théorique et expérimentale

Lorsque les mesures de pertes sont effectuées pour un courant proche du courant critique, le signal n'est plus en aussi bon accord avec la théorie : une deuxième "bosse" apparaît et la phase du signal change légèrement (cf. Figure III-9). Le modèle utilisé pour calculer les pertes par hystérésis dans les supraconducteurs considère que le champ électrique n'est créé que par le champ propre de l'échantillon. Or, lorsque le courant se rapproche du courant critique, le matériau commence à transiter vers son état dissipatif (transition d.c.). Le passage d'une résistance nulle à la résistance dans l'état normal se faisant de manière continue, le courant critique est alors déterminé par dépassement d'un seuil et il ne correspond pas réellement au début de la transition (lorsque la première paire de Cooper est dépareillée). Il existe donc, même en courant continu, un champ électrique lorsque le courant est inférieur à I_c . Ce champ correspond à des pertes résistives (dans le sens ohmique du terme). Ces pertes se superposent aux pertes en champ propre et viennent modifier leur niveau et leur allure. Systématiquement, nous observons une différence entre les mesures et la théorie pour un courant proche du courant critique. La Figure III-8 représente les tensions mesurées en courant alternatif et en courant continu pour le même échantillon. Nous pouvons voir qu'il existe un domaine de courant dans lequel nous croyons mesurer encore les pertes a. c. alors qu'en courant continu nous mesurons déjà une tension (transition d.c. du matériau). La puissance "n" de la caractéristique de la transition en d.c. ($U \sim I^n$) est beaucoup plus grande

(n est compris entre 8 et 30) que celle des pertes a.c (où n est de l'ordre de 4 pour I proche de I_c). Ceci permet de comprendre l'augmentation de la puissance de la caractéristique issue de la mesure réelle des pertes (la courbe théorique $g(i')$ ne suit plus les points de mesures).

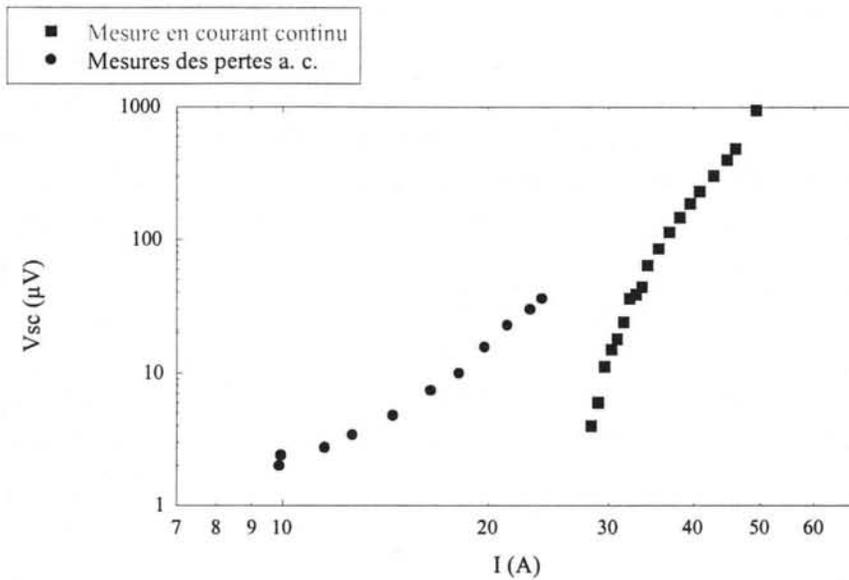


Figure III-8 : Comparaison entre la mesure en courant continu et la mesure des pertes a.c. sur un même échantillon. Près de $I_c \approx 25$ A, la contribution de la tension due à la transition d.c. n'est plus négligeable.

Un autre facteur à prendre en compte dans la différence entre les mesures et celles prévues par la théorie est que le matériau étudié est un échantillon fritté. Près du courant critique (qui correspond au courant critique des joints de grain comme nous le verrons au chapitre suivant), le courant ne circule plus de manière uniforme, comme supposé dans le modèle de Bean. Les joints de grain commencent à transiter alors que les grains sont toujours dans leur état supraconducteur. Les super courants d'écrantage ne doivent donc plus pénétrer parfaitement radialement ce qui modifie la répartition du champ magnétique.

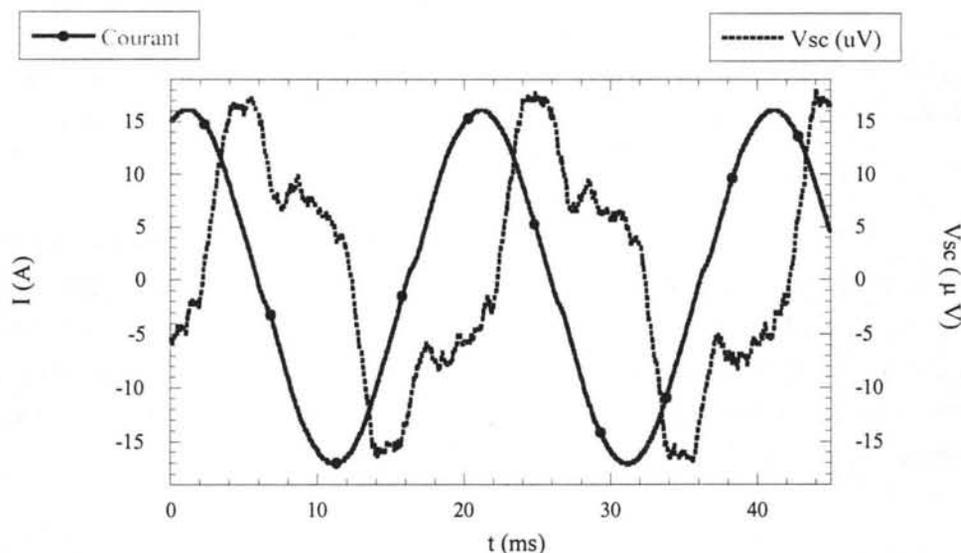


Figure III-9 : Image des pertes en champ propre d'un échantillon de Bi₂₂₂₃ fritté pour un courant proche de I_c .

Pour comparer les pertes entre des échantillons ayant des J_c similaires, il est possible de tracer les pertes volumiques en fonction du rapport du courant maximal I_m circulant dans l'échantillon sur le courant critique I_c pour différents échantillons. La Figure III-10 représente les pertes pour deux échantillons de Bi₂₂₂₃ frittés ayant des formes différentes : l'un est un barreau cylindrique, l'autre un barreau plat (dont l'épaisseur n'est pas négligeable par rapport à la largeur). Le champ induit variant avec la géométrie, il est normal d'observer une différence (cf. Équation III-4). Une géométrie sous forme de plaque permet une diminution des pertes [6]. Pour un courant proche de I_c , nous mesurons une diminution de près de 20% du niveau de pertes dans l'échantillon plat par rapport à l'échantillon cylindrique.

Ces mesures sont en bon accord avec la courbe $g(i')$ théorique (Équation III-3) obtenue dans l'approximation de Bean. Comme précédemment, lorsque le courant se rapproche du courant critique, on note un léger décalage entre la courbe théorique et la mesure.

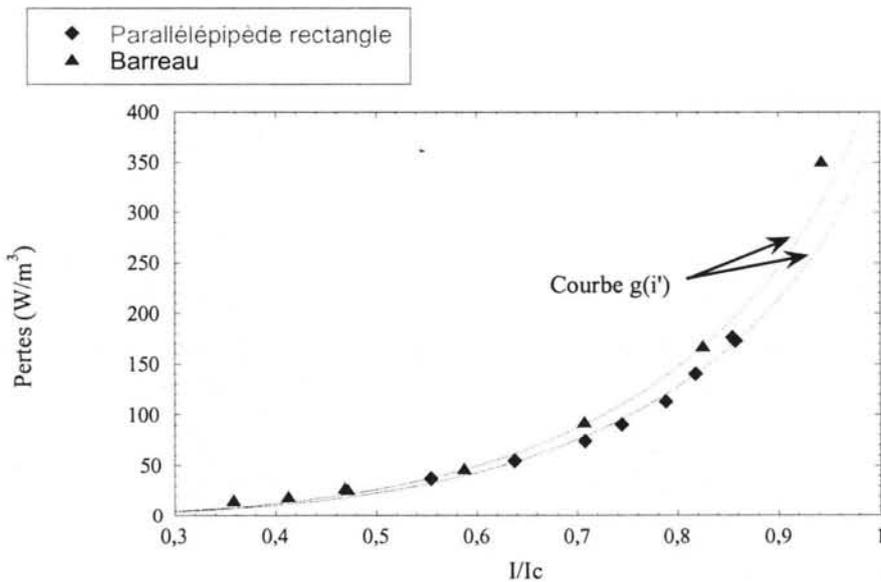


Figure III-10 : Comparaison des pertes en champ propre mesurées et avec la courbe théorique $g(i')$ en fonction du rapport du courant sur le courant critique pour deux échantillons de Bi₂₂₂₃ frittés : pour un barreau et un parallélépipède rectangle.

L'allure des courbes de mesure des pertes est en bon accord avec la théorie, mais pour dimensionner un limiteur de courant, il est nécessaire de connaître le niveau de pertes afin de dimensionner la partie frigorifique du limiteur. Si l'on applique la formule issue du critère de Bean, on observe un écart avec la valeur réelle mesurée. Nous utilisons donc le modèle de Bean à critère variable, donnant un meilleur ordre de grandeur, pour estimer le niveau des pertes.

b). Modèle de Bean à critère variable.

Pour améliorer l'adéquation entre la mesure et la théorie, le modèle de **Bean à critère variable** proposé par S. Le Naour [2] peut être utilisé. Ce critère modifie deux paramètres du modèle établi par Bean [1], à savoir que le courant critique est déterminé de façon absolue et que la densité de courant est constante. Or ces hypothèses ne sont pas bien adaptées aux supraconducteurs à haute température critique.

En effet, dans le modèle de Bean I_c est unique. Or, en fonction du critère pris pour le déterminer ($0,1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$, $1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ ou $10 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$), celui-ci peut changer de plusieurs ampères. Comme les pertes dépendent grandement de la valeur du courant critique, le niveau de pertes calculé sera différent selon le critère retenu pour déterminer I_c . Par exemple, pour un échantillon de Bi_{2223} fritté, $P_{cp} = 390 \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}$ pour $I_c = 58 \text{ A}$ (critère de $1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$) et $P_{cp} = 460 \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}$ pour $I_c = 63 \text{ A}$ (critère de $10 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$). Par ailleurs, contrairement à l'hypothèse du modèle de Bean, la densité de courant critique n'est pas constante en fonction du courant transporté car elle est, en particulier, liée à la valeur du champ magnétique.

Le critère de Bean variable adapte donc le courant critique au courant de transport et à la fréquence de celui-ci. A chaque valeur de courant circulant dans l'échantillon correspond une valeur de courant critique.

Lors de la transition la valeur de la résistivité pour une densité de courant J est de la forme (avec ρ_0 : résistivité du supraconducteur lorsqu'il est parcouru par la densité de courant J_{co}):

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{J}{J_{co}} \right)^n$$

Dans le modèle de Bean, la valeur de l'exposant n est infini. Pour les supraconducteurs Bi_{2223} frittés, n est loin d'être infini. La détermination expérimentale (en courant continu) de n donne une valeur comprise entre 8 et 40 près de I_c selon les échantillons considérés (cf. chap. IV). Pour un courant de type $I(t) = I_M \sin(\omega t)$, le champ électrique E est alors de la forme :

$$E = E_0 \left(\frac{I_{cr}}{I_c} \right)^{n+1}$$

Où : E_0 est le critère de champ électrique de référence ($1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ par exemple)

I_c est le courant critique de référence correspondant au critère E_0 (c'est le courant critique "classique")

I_{cr} est le courant critique réel correspondant au champ électrique E

Or la valeur moyenne du champ électrique de surface (défini au chapitre I) est :

$$E_{moy} = \frac{2}{\tau} \int_0^{\tau/2} E(t) dt = \frac{2}{\tau} \int_0^{\tau/2} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{di}{dt} \ln \left(\frac{1-i'}{1-\frac{i'}{2} + \frac{i}{2I_c}} \right) dt$$

Avec toujours $i = i(t)$ et $i' = i / I_c$

Il vient donc :

$$E_{moy} = -\frac{\mu_0 I_M f}{\pi} \left[1 + \frac{1-i'}{i'} \ln(1-i') \right]$$

En égalant le champ électrique de surface à E on obtient l'équation :

$$E_0 \left(\frac{I_{cr}}{I_c} \right)^{n+1} + \frac{\mu_0 I_M f}{\pi} \left(1 + \frac{1-i'}{i'} \ln(1-i') \right) = 0$$

Cette équation définit une seule et unique valeur du courant critique I_{cr} qui est fonction de : E_0 (en général $1 \mu V \cdot cm^{-1}$), la valeur maximale du courant de transport I_M , la fréquence f et n , la puissance caractéristique des courbes $E(I)$ qui est déterminée expérimentalement. Ce modèle permet de déterminer les pertes en champ propre pour des valeurs de courant supérieures à celles du courant critique de référence I_c .

Ce modèle donne une meilleure approximation du niveau des pertes que le critère de Bean simple comme il est possible de le constater Figure III-11. La comparaison entre les mesures obtenues sur différents échantillons et la valeur théorique calculée avec ce modèle donne des écarts inférieurs à 20% [16]. Les hypothèses prises pour le critère de Bean variable sont plus proches de la réalité tout en demeurant très simples (elles ne font pas intervenir le flux creep, les sauts de flux...). Cette méthode est donc une approche satisfaisante pour estimer les pertes d'un limiteur en régime nominal.

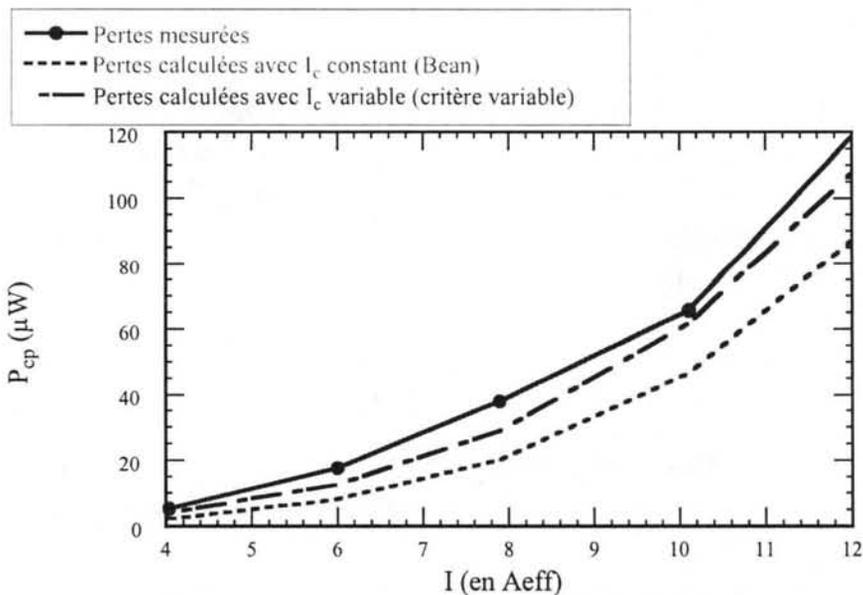


Figure III-11 : Pertes mesurées d'un barreau cylindrique de Bi_{2223} fritté et comparaison avec le modèle de Bean et le modèle à critère variable.

En utilisant ce modèle, il est possible d'estimer le niveau de pertes dans les barreaux supraconducteurs afin de déterminer la puissance cryogénique nécessaire lorsque le limiteur se trouve dans le régime nominal. Cela nous a permis

d'extrapoler les mesures pour des volumes de matériaux beaucoup plus importants en prenant en compte la géométrie des échantillons et le niveau du courant nominal par rapport au courant critique (I_n/I_c). Les pertes sont ramenées à 300 K

Le Tableau III-1 présente les pertes en champ propre pour un limiteur de courant nominal 300 A et inséré dans un réseau 20 kV. Le courant limité I_{lim} a été fixé à cinq fois le courant nominal.

Matériaux	I_m/I_c	Volume de supra m^3	Pertes en kW à 300 K	% de la puissance nominale
Bi ₂₂₂₃ fritté	0,5	2,5	25,1	0,24
	0,9	0,257	20,1	0,19
	1	0,171	21,6	0,2
Bi ₂₂₂₃ texturé	0,5	0,191	10,6	0,1
	0,9	0,025	10,8	0,1
	1	0,017	11,7	0,11
Bi ₂₂₁₂ fritté	0,5	12,5	426,5	4,1
	0,9	1,1	251	2,4
	1	0,77	260	2,5

Tableau III-1 : Pertes pour $I_n = 300$ A et $I_{lim} = 5 I_n$ (d'après [16])

c). Influence des prises de potentiels.

La mesure des pertes repose sur la mesure du champ électrique à la surface de l'échantillon. Or la prise de mesure peut venir perturber la mesure elle-même. Certains auteurs [17,18] ont noté une différence sur le niveau de pertes selon la position des prises de potentiels (plaquées contre l'échantillon, faisant une boucle parallèlement à l'échantillon ou faisant une boucle perpendiculairement à l'échantillon). Nous avons donc mesuré sur un barreau rond les pertes avec des prises de potentiels normales (c'est à dire plaquées contre l'échantillon), puis avec des prises de potentiels décrivant en sens inverse deux surfaces identiques (comme représentées sur la Figure III-12).

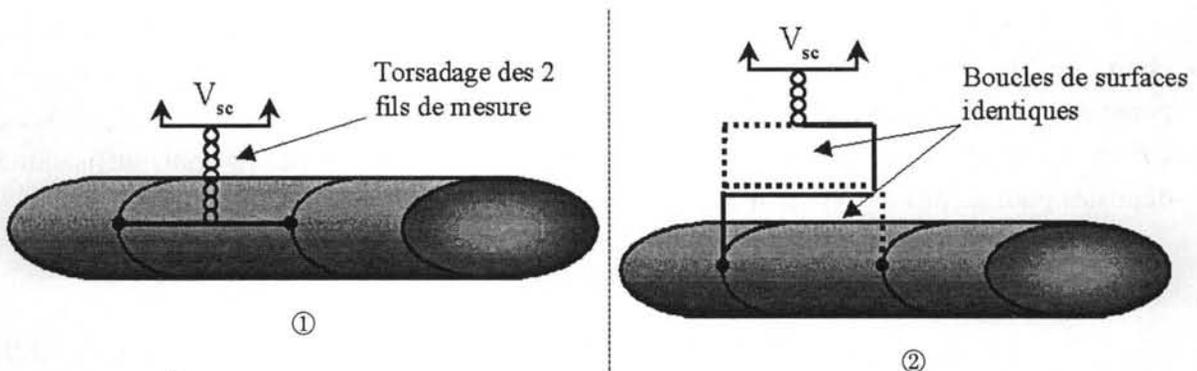


Figure III-12 : Schémas des prises de potentiels (les amenées de courant ne sont pas représentées) pour la mesure de pertes : plaquées contre l'échantillon (schéma ①) ou décrivant deux surfaces de même aire mais parcourues en sens inverse par le courant (schéma ②).

Les mesures (reportées sur la Figure III-13) ne présentent pas de différences notables. Ceci nous paraît logique et peut être expliqué par le fait que notre échantillon est un barreau à symétrie de révolution, avec des prises de potentiels faisant le tour de celui-ci, alors que les mesures reportant des différences ont été effectuées sur des fils dont l'épaisseur est très inférieure à la largeur. En raison de la symétrie de révolution, le champ de surface doit être identique sur tout l'anneau constituant les prises de potentiels.

Comme nos échantillons sont des barreaux cylindriques, nous avons considéré pour les comparaisons entre nos mesures et la théorie que l'influence des prises de potentiel était négligeable.

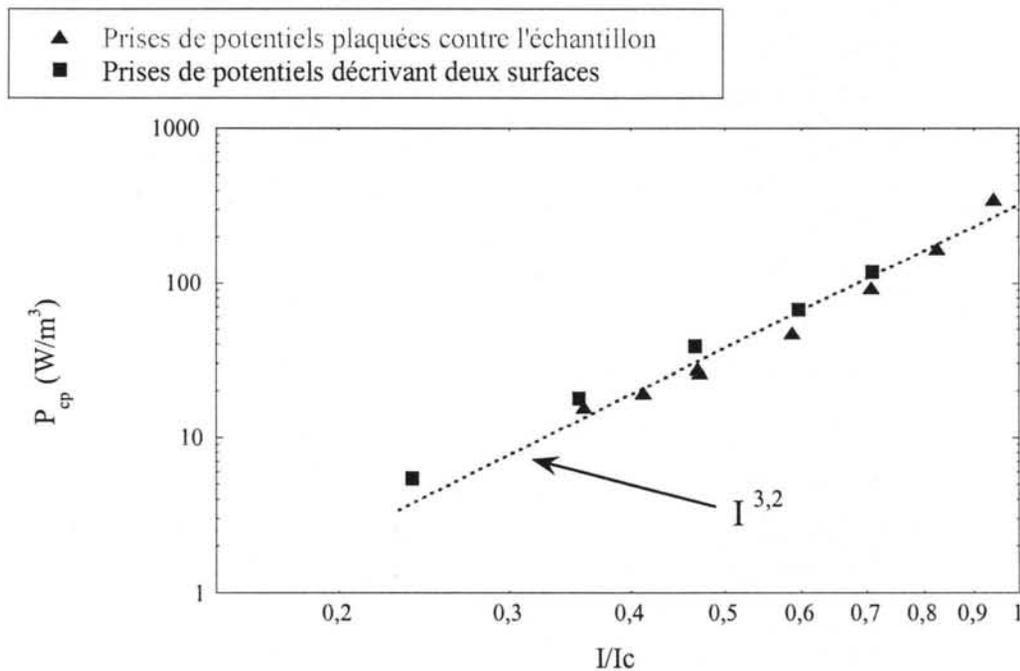


Figure III-13 : Influence des prises de potentiel sur les pertes en champs propre : mesures des pertes avec les prises de potentiels selon la configuration ① ou ② de la Figure III-12.

Des mesures de pertes ont été effectuées sur des échantillons courts de fils OPIT. Pour ces mesures nous avons gardé la même géométrie des prises de potentiels (plaquées sur l'échantillon puis torsadées) car d'une part l'influence de ces prises est controversée selon les auteurs et d'autre part, les mesures de pertes sont suffisamment délicates pour ne pas introduire d'autres facteurs pouvant perturber nos résultats.

d). Pertes sur les OPIT.

L'utilisation des fils de bismuth à gaine d'argent (OPIT) appliquée à la limitation de courant n'est pas très intéressante car l'argent shunte la forte résistivité du supraconducteur après sa transition, même si des matrices plus résistives sont à

l'étude. Lorsqu'un fil est dans son état supraconducteur, l'argent ne joue pas de rôle et tout le courant passe dans le bismuth. Nous retrouvons alors les même formes de signaux (caractéristiques des pertes en champ propre) que ceux obtenus avec les échantillons massifs. La Figure III-14 montre que les pertes mesurées sont en bon accord avec la courbe $g(i)$. Lorsque le courant se rapproche de I_c , on observe encore une fois une augmentation de la pente des pertes par rapport à celle de la fonction $g(i)$.

Les mesures ont été effectuées sur des fils optimisés pour un usage en a. c. : le fil n'est pas constitué d'un seul brin en bismuth, mais de plusieurs brins (fils multifilamentaires). Cette technologie a été mise au point pour les fils à base de supraconducteurs à basse température critique [19]. La subdivision du fil en plusieurs filaments et le torsadage des filaments entre eux permettent de réduire les pertes par courant de Foucault dans la matrice et les pertes par hystérésis dues au champ du filament voisin (cf. chapitre I.4). Ceci peut expliquer que le niveau des pertes volumiques soit moins important que pour les échantillons massifs testés ci-dessus, mais cela provient aussi du fait que tout le volume du fil a été pris en compte (bismuth et gaine argent) alors qu'il aurait fallu diviser les pertes uniquement par le volume du Bismuth. Malheureusement nous ne disposons pas du rapport volumique exact de matériau supraconducteur par rapport à la matrice.

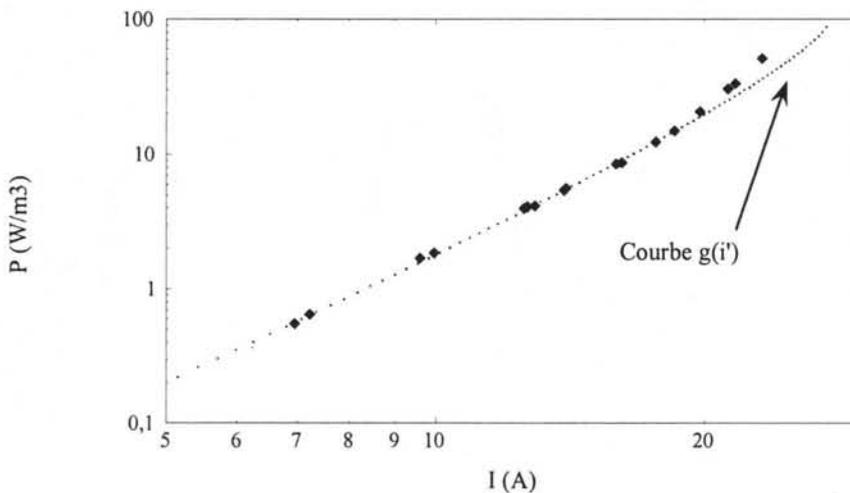


Figure III-14 : Pertes en champ propre mesurées sur un fil OPIT à gaine d'argent et comparaison avec la courbe théorique $g(i)$.

III.2.3. Mesures des pertes sur l'YBaCuO texturé.

Les supraconducteurs à base d'YBaCuO fritté ne sont pas très intéressants pour une application à la limitation de courant (leur transition est plus douce que celle des Bi_{2223} frittés et leur densité de courant est faible). Les pertes sur ce type d'échantillon n'ont donc pas été investiguées. Par contre l'YBaCuO texturé, grâce à ses grandes densités de courant, est intéressant pour la limitation. Les pertes ont donc été mesurées sur des

échantillons de plusieurs centimètres de long en courant alternatif. Quelques mesures ont aussi été effectuées en courant pulsé.

a). Pertes en régime alternatif.

Les courants circulant dans l'échantillon sont importants pour ce type d'échantillon ($J_c > 100 \text{ A.mm}^{-2}$), il faut donc lors des mesures veiller à bien éloigner l'expérience (pont diviseur, détection synchrone) du transformateur dont le rayonnement électromagnétique important vient perturber la mesure. Les câbles d'aménées de courant devront eux aussi être torsadés pour diminuer les perturbations. L'allure du signal de perte mesuré (cf. Figure III-15) est en bon accord avec la courbe théorique du champ électrique de surface représenté sur la Figure III-7. Le déphasage entre la courbe théorique et la mesure s'explique par le fait que, lors de la mesure, le réglage du pont inductif est fait en mettant le signal de perte en phase avec le signal de référence (le courant). Pour obtenir une image correcte du signal de perte, il faut ensuite annuler complètement la partie en quadrature grâce à la détection synchrone. Ce signal de mesure a été pris avant le réglage avec la détection synchrone.

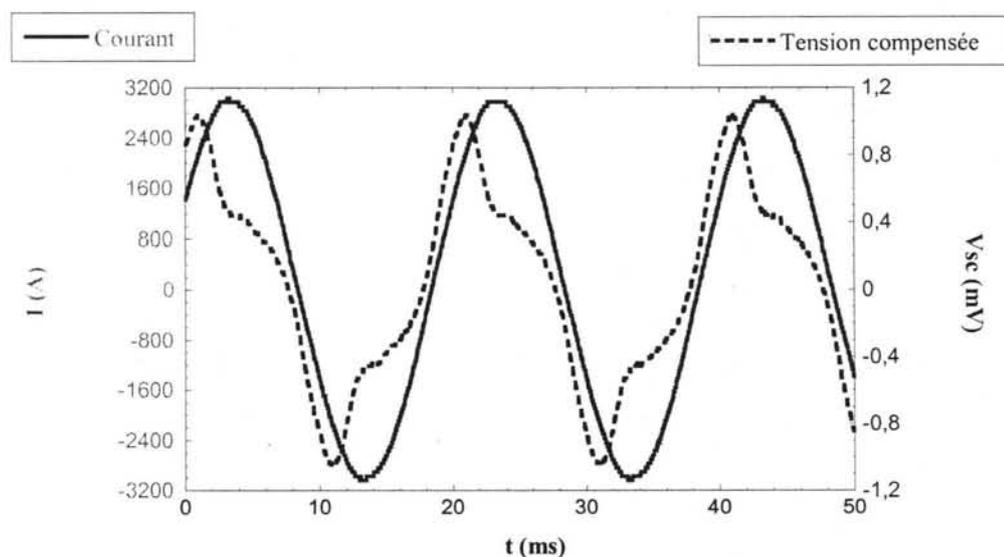


Figure III-15 : Images des pertes en champ propre sur un barreau d'YBaCuO texturé

b). Pertes en régime pulsé.

Le niveau de perte a été mesuré en utilisant une décharge capacitive sur une demi période (station d'essais de Schneider). Des détails concernant le protocole de mesure sont donnés dans la thèse de L. Porcar [20] (qui a effectué les mesures en courant pulsé). Les mesures du niveau de perte ont été effectuées en courant sinusoïdal puis en régime pulsé sur le même échantillon (cf. Figure III-16). Pour des courants supérieurs à 2000 A, les pertes en régimes impulsionnel sont près de deux fois plus faibles que celles du régime sinusoïdal. Cette différence est en bon accord avec le modèle de Bean décrit par l'Équation III-5. Pour des courants plus faibles, la différence est plus marquée. Le régime

impulsionnel est plus sensible à la pénétration des vortex (barrière de surface qui peut retarder leur pénétration). Cela peut jouer sur le niveau des pertes.

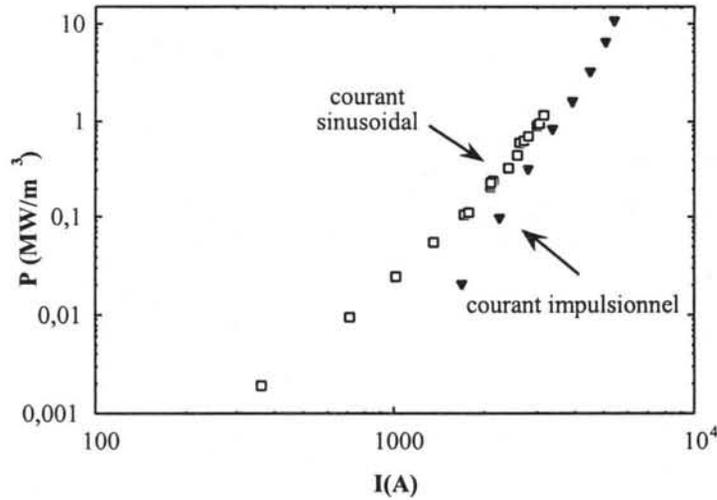


Figure III-16 : Comparaison des pertes obtenues en régime impulsionnel et en régime permanent.

Afin d'avoir une idée de l'influence de la barrière de surface, nous avons poli le même échantillon pour changer son état de surface et donc changer le niveau de la barrière de surface que doivent franchir les vortex. Une mesure de perte en champ propre a de nouveau été effectuée. Une différence est apparue, mais ces mesures sont difficilement exploitables car l'échantillon a transité (lors de ces mesures) pour un courant inférieur à celui des premières mesures. Il n'a donc pas été possible de déterminer si la différence observée provenait du changement de la barrière de surface ou bien de la diminution du courant critique de l'échantillon à cause de son vieillissement.

III.3. Fonctionnement au-dessus de I_c

Le courant critique est défini par dépassement d'un seuil arbitraire : $1 \mu\text{V}/\text{cm}$. Ce critère correspond relativement bien au début de la transition de l'état supraconducteur vers l'état normal, mais il ne signifie par pour autant, comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, que l'échantillon transite entièrement en masse. En fait, il peut être (spécialement pour les échantillons de Bi_{2223} ou d' YBaCuO fritté) dans un état dissipatif mais pas encore dans son état normal (cf. Chapitre IV). Il devient alors possible de faire circuler dans l'échantillon un courant supérieur à I_c en régime permanent.

III.3.1. Comparaison entre : pertes, mesures d.c., mesures a. c.

I_c représente le courant continu générant un champ électrique supérieur à un critère donné. Mais si l'on est en courant alternatif, pour un courant égal, le champ électrique mesuré sera supérieur à cause des pertes a. c. La Figure III-17 permet de visualiser les différents niveaux de tension obtenus en fonction du type de mesure effectuée. Pour des

mesures en courant alternatif, un champ électrique mesurable apparaît beaucoup plus tôt qu'en courant continu. Par contre lorsque le courant critique est dépassé de près d'un facteur 1,2 les mesures en a. c. et en d.c sont similaires. Toutes les courbes se rejoignent et donnent la même valeur car la tension due aux pertes a. c. est alors beaucoup plus faible (et devient donc négligeable) par rapport à celle due à la transition même du matériau.

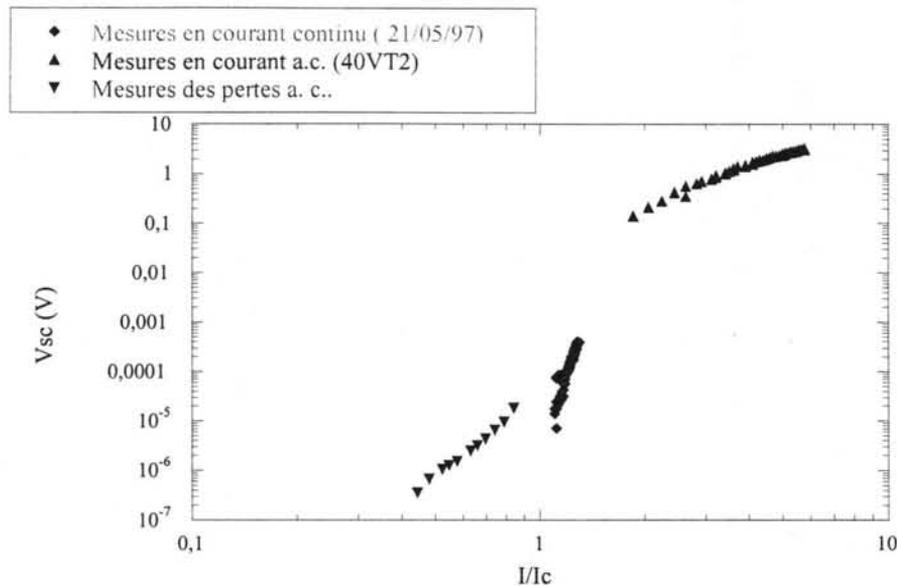


Figure III-17 : Comparaison des différentes caractéristiques obtenues par : la mesure des pertes en champ propre, la mesure en courant continu et la mesures en a. c. pour un Bi₂₂₂₃ fritté.

III.3.2.I supérieur à I_c .

Tant que le courant circulant dans l'échantillon ne provoque pas d'emballement magnétothermique conduisant à la transition en masse de l'échantillon et que l'énergie dissipée dans l'échantillon peut être évacuée dans le bain d'azote liquide, il est possible de fonctionner en régime permanent avec un courant supérieur au courant critique. Ce dimensionnement avec un courant critique inférieur au courant nominal est à étudier car le courant moyen dans un réseau de distribution standard est de l'ordre de 50% du courant nominal. Par ailleurs, il peut être intéressant pour les exploitants d'autoriser des surcharges transitoires (démarrages de moteurs, enclenchement de transformateurs) sans ouvrir les appareils de protection. Ce paragraphe présente tout d'abord les résultats des mesures faites avec un courant circulant dans l'échantillon supérieur à son courant critique puis la modélisation utilisée afin de mieux comprendre ce phénomène.

a). Mesures.

Les mesures ont été faites sur des échantillons cylindriques de Bi₂₂₂₃ fritté en courant continu. Un courant égal au courant critique est établi dans le supraconducteur pendant plus d'une minute. La tension aux bornes du supraconducteur est alors relevée. Puis le courant est augmenté (pas par pas mais sans discontinuité) et la tension

n'est relevée à chaque pas qu'au bout d'une minute afin d'être à l'équilibre thermique. La Figure III-18 représente le champ électrique obtenu pour différents courants.

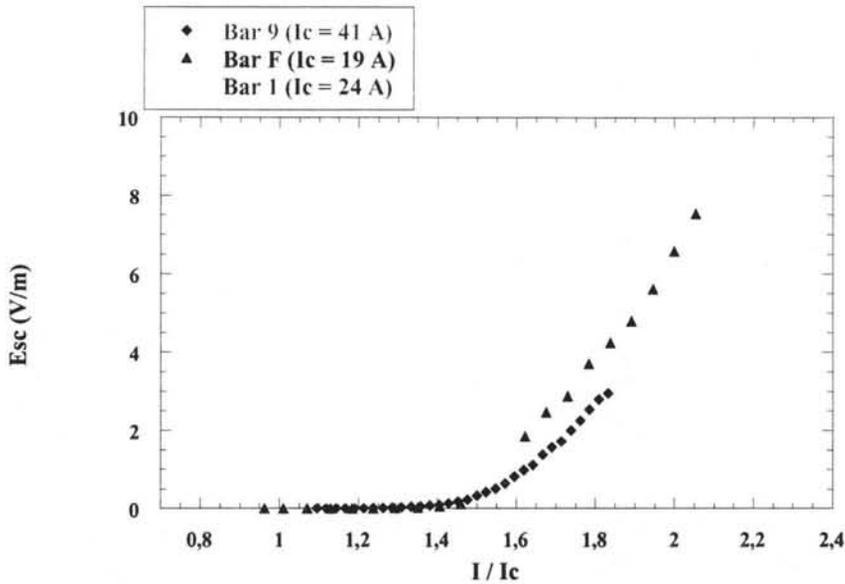


Figure III-18 : Caractéristique du champ électrique en fonction du rapport I/I_c pour trois barreaux de Bi_{2223} frittés. (Bar 1, Bar 9 et Bar F).

Les échantillons ont des sections peu différentes, le rapport surface sur volume régissant les échanges thermiques avec le bain est donc du même ordre de grandeur.

Parallèlement, la variation temporelle de la tension pendant la période de mise à l'équilibre thermique est relevée sur un oscilloscope. Des fluctuations importantes sont observées comme le montre la Figure III-19. En effet la chaleur est évacuée par les surfaces latérales du barreau. Or l'échange convectif avec l'azote liquide est très variable selon la différence de température entre l'échantillon et le bain. Le coefficient d'échange convectif h passe de $1500 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour un écart de température inférieur à environ 25 degrés à plus de $6000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ entre 25 et 30 degrés d'écart [21]. Au-delà, il y a caléfaction (création d'une couche de gaz entre l'azote liquide et le matériau). Comme la conductivité thermique de l'azote gazeux est très inférieure à celle de l'azote liquide [22], les échanges thermiques entre l'azote et les échantillons vont être grandement influencés par la nucléation et le développement des bulles d'azote gazeux. Ainsi un faible écart de température ou une petite perturbation thermique due à un changement dans les conditions d'échanges vont entraîner de fortes instabilités dans le transfert thermique entre le supraconducteur et le bain cryogénique [23] provoquant les variations importantes du champ électrique observées sur la figure ci-dessous.

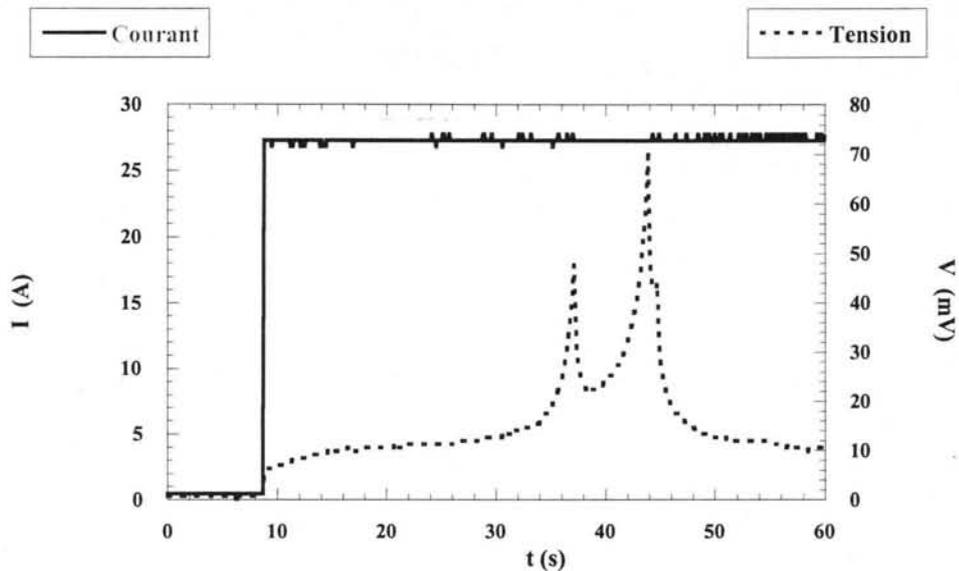


Figure III-19 : Mesure en courant continu du champ électrique au cours du temps montrant les instabilités des échanges thermiques pour un courant de 27 A ($I_c = 18$ A). Le flux thermique est de l'ordre de 50 mW.cm^{-2} .

Pour nos échantillons, ces fluctuations sont d'autant plus importantes que le courant est proche de 1,4 fois I_c (ce facteur doit être différent si la taille des échantillons change). Ce régime doit correspondre à une élévation de température entraînant une transition rapide du supraconducteur tout en gardant un bon échange thermique avec le bain. La moindre élévation de température doit provoquer une forte augmentation de la résistance que les bons échanges avec le bain d'azote compensent. Ceci peut également être corrélé par le fait que la chaleur spécifique augmente, et donc que la température diminue.

Ensuite, lorsque le courant est au-dessus de ce seuil, le régime est plus stable, même s'il peut apparaître des petites fluctuations (cf. Figure III-20). Puis, pour une faible augmentation du courant, on observe une soudaine divergence de la tension. L'augmentation de la tension de manière continue est due à une augmentation de la température qui conduit à la transition de l'échantillon. Pour toutes les mesures effectuées, la perte de l'état d'équilibre du système est observée lorsque le flux de chaleur échangé avec le bain devient supérieur à 4 à 10 W.cm^{-2} , ce qui est en bon accord avec la littérature [21] qui fixe le seuil de caléfaction dans cet intervalle.

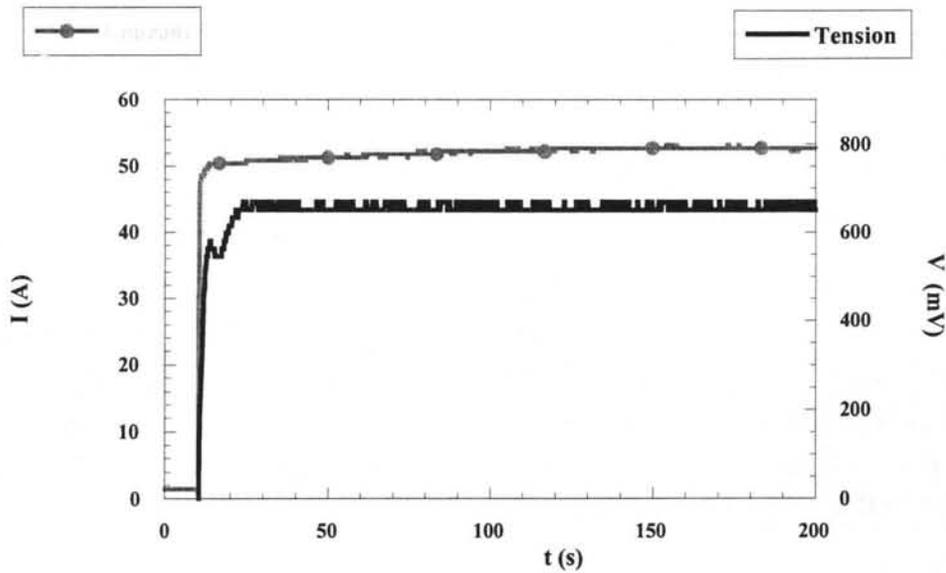


Figure III-20 : Courant et tension pendant plus de trois minutes sur un barreau fritté de diamètre 4,2 mm. Le courant permanent de 50 A est supérieur à deux fois le courant critique ($I_c = 24$ A). Le flux thermique est égal à $2,7 \text{ W.cm}^{-2}$ (proche du flux critique).

Ainsi il est possible d'avoir un régime nominal stable pour des courants supérieurs au courant critique pour autant que le flux de chaleur échangé avec le bain reste inférieur à 4 W.cm^{-2} (ce flux est appelé flux limite). Ceci montre que pour un échantillon fritté, le début de la transition n'est pas dû à une transition en masse de l'échantillon, mais à un échauffement progressif de celui-ci. Nous verrons dans le chapitre suivant que cet échauffement provient de la transition des joints de grains de l'échantillon qui chauffent progressivement tout le volume du supraconducteur. Pour les faibles courants, ce sont des paramètres thermiques qui régissent la transition. Le paramètre important est le flux critique qu'il ne faut pas dépasser pour éviter l'emballement de la transition.

Pour mieux comprendre ce phénomène, et afin de déterminer si la perte de l'état d'équilibre (emballement de la mesure de la tension) était due à la transition de l'échantillon à cause de son élévation en température ou si elle était due au dépassement du flux critique de l'azote, nous avons modélisé le problème. Dans un premier temps, les équations de transfert thermique ont été résolues analytiquement. Mais cette résolution aboutie sur une équation qu'il faut intégrer numériquement. Un logiciel d'élément fini a été utilisé pour la résolution du problème.

b). Modélisation.

Considérons un échantillon cylindrique de rayon r_0 , de longueur l , de volume $V = \pi r_0^2 l$, de volume élémentaire dV , de résistivité ρ et traversé par un courant de densité J . La résistivité ainsi que la densité de courant d'un échantillon supraconducteur dépendent de sa température T . Comme cette dernière n'est pas uniforme dans le barreau (elle est plus importante au centre qu'en périphérie), la densité de courant n'est pas constante. Pour

des raisons de symétrie, ces grandeurs sont uniquement fonctions du rayon. Le calcul de la puissance produite donne alors :

$$\iiint_{Vol} \rho(r) J(r)^2 dV = E^2 \iiint_{Vol} \frac{dV}{\rho(r)} = E^2 \cdot 2\pi \cdot l \int_0^r \frac{r}{\rho(r)} dr$$

Équation III-6

E est le champ électrique supposé uniforme. Pour connaître la répartition de la température dans le barreau, il est d'abord nécessaire de calculer le module du champ de température \mathcal{E}_T en fonction du rayon. La répartition de la température en découlera par résolution d'une équation différentielle. Le flux du champ (radial) de température pour un cylindre centré sur l'axe est donné par :

$$\oint_S \vec{\mathcal{E}}_T \cdot \vec{n} \cdot dS = \mathcal{E}_T(r) \cdot 2\pi r l$$

Équation III-7

La formule d'Ostrogradski permet d'égaliser l'Équation III-6 et l'Équation III-7 :

$$\mathcal{E}_T(r) = \frac{E^2}{r} \int_0^r \frac{r dr}{\rho(r)}$$

Équation III-8

Ce champ dérive d'un gradient de température radial :

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{E^2}{r} \int_0^r \frac{r dr}{\rho(r)}$$

Cette relation peut être ramenée à une équation différentielle.

Posons $f(r) = \int_0^r \frac{r dr}{\rho(r)}$, on a alors $f'(r) = \frac{r}{\rho(r)}$.

A partir de l'Équation III-8 on retrouve $f'(r) = -\frac{k}{E^2} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{k}{E^2} r \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = \frac{r}{\rho(r)}$

Donc,

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{E^2}{k} \cdot \frac{1}{\rho(r)} = 0$$

Équation III-9

Cette équation est "bloquante", car même si la résistivité dépend linéairement de la température, cette équation n'est pas classique et nécessite une intégration numérique. De plus il reste à trouver les conditions aux limites qui dépendent de la puissance

totale dissipée, qui, elle-même, dépend du champ électrique. Pour une répartition de la température trouvée, ce paramètre devient :

$$E = \frac{I}{2\pi \cdot \int_0^{r_0} \frac{rdr}{\rho(r)}}$$

Cette valeur donne une nouvelle répartition de la température, qui induit un nouveau champ électrique, jusqu'à la convergence du paramètre de la répartition de la température. La résolution de l'intégration numérique a été faite par C. Andrieu en utilisant le logiciel d'élément fini Flux2d qui permet un couplage électrothermique.

Les résultats ainsi obtenus montre, comme dans la mesure expérimentale, une divergence de la mesure de la tension pour un flux du même ordre de grandeur que celui constaté expérimentalement. Mais cette divergence calculée est due à un emballement thermique obtenu par le couplage magnétothermique et non à cause d'un phénomène de caléfaction (qui n'a pas été modélisé). Afin de tenter de déterminer si la divergence venait d'un phénomène magnétothermique intrinsèque au matériau ou bien d'un problème d'échange thermique avec le bain, nous avons étudié le comportement d'un barreau avec une plus grande surface d'échange par rapport à son volume mais l'augmentation de la surface d'échange n'était pas suffisante pour permettre de trancher, nous restions dans les mêmes ordres de grandeur.

Les profils de température calculés font apparaître un gradient entre le bord et le centre d'un barreau de plus de 20 K juste avant l'emballement. Cela veut dire que la température du cœur de l'échantillon est proche de la température critique. L'emballement peut donc être dû au début de la transition du centre du matériau sans que l'on ait pour autant atteint la limite de l'échange thermique avec l'azote liquide. Les résultats de la simulation ne sont pas mauvais si l'on ajuste le coefficient convectif comme le montre la Figure III-21. Ceci est cohérent avec les courbes obtenues par d'autres auteurs où plus l'azote liquide bout, meilleurs sont les échanges. Ceci s'explique par le fait que la conductivité thermique de l'azote gazeux est mauvaise. Donc si les bulles de gaz sont évacuées rapidement, le temps durant lequel l'échantillon échange avec ce gaz est réduit.

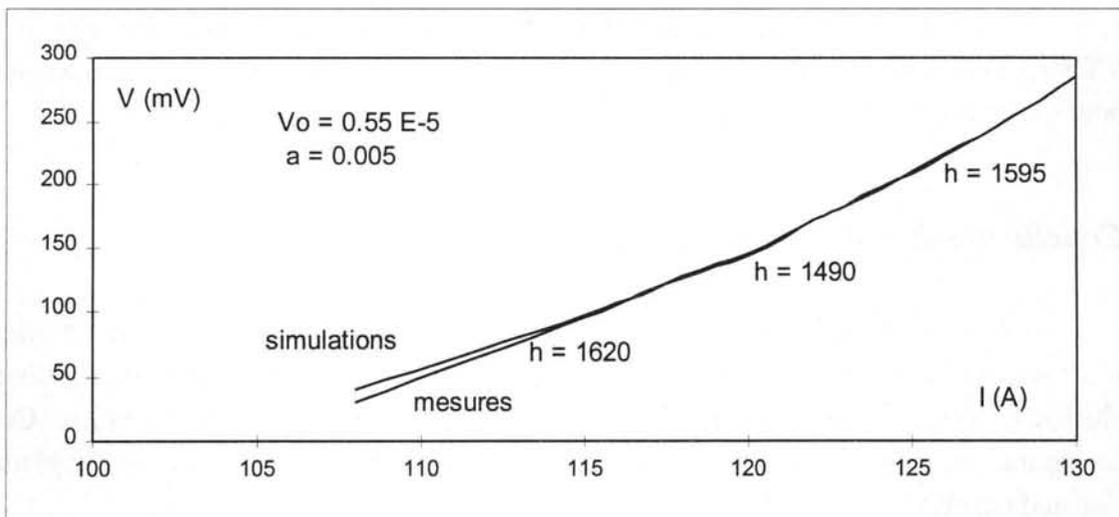


Figure III-21 : $V(I)$ simulé et mesuré

L'inconvénient de cette modélisation est qu'elle est trop dépendante de l'échange convectif h . Ce coefficient n'étant pas connu précisément mais seulement de manière approximative, les résultats ne peuvent être que qualitatifs. Il paraît difficile de déterminer le courant exact conduisant à la divergence de la tension pour un barreau qui n'a pas été testé au préalable. En effet, la modélisation donne les mêmes résultats que l'expérimentation car ce sont les mesures expérimentales qui ont servi pour la détermination de la valeur h pour chaque échantillon. Il manque donc la connaissance exacte des conditions aux limites pour résoudre correctement l'équation différentielle du transfert de la chaleur. Il faudrait mesurer la température de la surface de l'échantillon pour qu'ainsi h ne soit plus une inconnue. Ceci n'est pas facile expérimentalement car le capteur de température aurait une face baignant dans l'azote liquide (ce qui le refroidit et ne donne donc pas la température de la surface) et surtout il isolerait la surface en rajoutant une résistance thermique en série avec la résistance de convection. Comme pour l'instant le fonctionnement en régime nominal au-dessus de I_c n'est pas envisagé, nous n'avons pas poursuivi dans cette voie.

III.4. Choix de I_r

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le choix de I_c par rapport à I_n dépend pour beaucoup de la place et de l'utilisation du limiteur dans le réseau. Le démonstrateur utilisant du bismuth fritté, il aurait été possible de placer I_c au-dessous de I_n car nous venons de montrer que l'emballement magnétothermique ou la caléfaction se produit au-delà de I_c , mais nous avons choisi le courant critique égal au courant nominal. Ceci permet de réduire le temps de transition du supraconducteur vers l'état normal sans pour autant avoir des pertes trop importantes [16]. Notre démonstrateur est composé de 60 barreaux massifs de Bi_{2223} fritté d'environ 10 cm de long et 4 mm de diamètre pour un courant nominal de 100 A. Si le courant nominal est égal à 1,7 fois le courant critique, les pertes s'élèveraient à plus de 350 W lorsque le courant serait égal au courant nominal. A comparaison, les pertes cryogéniques du cryostat s'élèvent à près de 7 W.

Si le limiteur utilise des couches minces d'YBaCuO ou des barreaux d'YBaCuO texturé, le courant critique doit obligatoirement être supérieur au courant nominal pour éviter une transition intempestive lors d'une surcharge momentanée.

Conclusion du troisième chapitre

Durant le régime nominal, le courant de ligne I_l passant dans le limiteur est inférieur à son courant nominal I_n . Le choix du courant critique I_c du matériau par rapport à I_n dépend de plusieurs facteurs comme la place du limiteur dans le réseau ou le matériau utilisé. Ce choix ne répond pas à des règles précises mais devra être fait en concertation avec l'exploitant du réseau de distribution électrique.

En régime nominal le matériau est le siège de deux types de pertes en fonction de la valeur du courant de ligne par rapport au courant critique :

- ❖ Lorsque le courant circulant dans le limiteur est inférieur au courant critique I_c du supraconducteur, les pertes en champ propre sont prédominantes. Ces pertes, mesurées grâce à une méthode électrique, sont en bon accord avec la théorie tant au point de vue de la visualisation temporelle des signaux qu'au point de vue de leur adéquation aux courbes théoriques. Des mesures ont été effectuées sur différents types d'échantillons comme le Bi_{2223} fritté, l' YBaCuO texturé ou encore sur des fils OPIT. Le niveau de perte est de l'ordre de 0,2 % de la puissance nominale d'un appareil 20 kV- 300 A. La chute de tension au borne d'un limiteur est donc négligeable, par contre il est important de connaître niveau de perte pour dimensionner la cryogénie du système.
- ❖ Lorsque le courant circulant dans le limiteur est proche ou même supérieur à I_c , les pertes sont dues à la résistance développée par l'échantillon lors du début de sa transition (passage du matériau dans son état dissipatif). La pente de la courbe représentant les pertes en fonction du courant s'éloigne alors de la courbe théorique.

Il est possible de fonctionner en régime nominal avec un courant de ligne supérieur au courant critique sans pour autant provoquer l'emballement magnétothermique de l'échantillon et donc sans faire passer le matériau de son état dissipatif à son état normal. Ce sont alors les échanges thermiques avec l'azote liquide qui régissent l'équilibre de ce régime. Tant que le flux de chaleur échangé avec le bain ne dépasse pas le flux critique de l'azote (qui est de l'ordre de 4 à 10 W.cm^{-2}), le régime reste stable.

Références du Chapitre III

- [1] C. P. Bean, "Magnetisation of high field superconductors", *Rev. Mod. Phys.*, **36** (1964) 31
- [2] S. Le Naour, "Pertes en champ propre et longitudinal dans les conducteurs supraconducteurs 50 Hz", Thèse de l'Université de Franche-Comté, (1996)
- [3] P. W. Anderson and Y. B. Kim, "Hard Superconductivity : Theory of the motion of Abrikosov Flux Lines", *Rev. Mod. Phys.*, **36**, (1964), 39
- [4] M. Polak and coll., "Self-field effect and current-voltage characteristics of a. c. superconductors", *Cryogenics*, Vol. **34**, n° 4, (1994), 315
- [5] E. Vinot, thèse en cours à l'Institut National Polytechnique de Grenoble
- [6] W. T. Norris, "Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac : isolated conductors and edges of thin sheets", *J. Phys. D., App. Phys.* Vol. **3** (1970), 489
- [7] N. M. Wilson, "Superconducting Magnets", Clarendon press, Oxford, (1983)
- [8] E. Beghin, "Modélisation et caractérisation des pertes électromagnétiques dans les supraconducteurs à haute température critique", Thèse de l'Institut...K
- [9] L. Porcar "Abrupt S-N transition of melt textured YBaCuO at 77K. Application to current limitation and transport of high currents", *Physica C* **282-287** (1997), 2623
- [10] P. Dolez and col. "Calorimetric ac loss measurements of silver sheathed Bi₂₂₂₃ superconducting tapes" *Supercond. Sci. Technol.* **9** (1996) 374-378
- [11] S. Zannella and col. "50 Hz self - field losses in melt - textured YBaCuO bars", *Cryogenics* Vol **33**, No 1 (1993) 31-34
- [12] H. Ishii and coll. "The ac losses in BiSrCaCuO silver sheathed superconducting wires", *Cryogenics* **36** (1996), 697-703
- [13] J.R. Cave and col. "A sensitive calorimetric a. c. loss measurement technique for high T_c superconducting wires", ICEC 1996
- [14] M. N Wilson "An improved technique for measuring hysteresis loss in superconducting magnets". *Cryogenics* **13** (1973) 361
- [15] H. Daffix, "Etude d'une machine entièrement supraconductrice de 150 kW à 400 tr/min", Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble (octobre 1996)
- [16] P. Flandin, "Dimensionnement d'un limiteur supraconducteur de courant", Projet de fin d'étude de l'Institut National Polytechnique de Grenoble (1997)
- [17] M. Cizek, A. M. Campbell "The effect of poential contact position on a. c. loss measurements in superconducting BSCCO tape", *Physica C* **233** (1994) 203-208
- [18] S. Flesher and col. "Measurement of the ac power loss of BiSCCO composite tapes using the transport technique", *App. Phys. Lett.* **67** (1995) 21
- [19] P. Estop et A. Lacaze, "Stabilité et pertes des conducteurs pour régime alternatif", *J. Phys. III France*, **4** (1994), 569-579

- [20] L. Porcar, "Elaboration et propriétés physiques des composés YBaCuO texturés pour la limitation de courant", Thèse de l'INPG (1997)
- [21] V. Drach and J. Fricke, "Transient heat transfer from smooth surfaces into liquid nitrogen", *Cryogenics* Vol. **36**, No. 4 (1996), 263
- [22] Hebral B. and coll., "Cryogénie - Propriétés physiques aux basses températures", *Tech. De l'Ing. Mécanique et chaleur*, **B2380** (1993)
- [23] V. I. Deev and coll., "Instability of heat transfer from HTSC samples to liquid nitrogen", *Cryogenics* Vol. **38**, No 7 (1998), 715

Chapitre IV : La transition du supraconducteur

Chapitre IV. La transition du supraconducteur.	109
IV.1. La transition et sa mesure.	109
IV.1.1. La problématique	109
IV.1.2. Circuit de mesures	110
IV.2. Bismuth fritté et texturé - YBaCuO fritté.	113
IV.2.1. La "1 ^{ère} transition" ou état dissipatif.	113
IV.2.2. Etude sous champ magnétique.	117
IV.2.3. La "2 ^{ème} transition".	124
IV.2.4. Fils en Bismuth.	127
IV.3. Régime transitoire.	130
IV.4. Monodomains et couches minces (YBCO).	131
IV.4.1. Monodomains.	132
IV.4.2. Couches minces.	135

Chapitre IV. La transition du supraconducteur.

Le limiteur de courant supraconducteur est un appareil, mais le cœur du problème de la limitation est basé sur la transition d'éléments supraconducteurs vers un état résistif par dépassement du courant critique. Cette transition doit être suffisamment rapide pour limiter efficacement le courant et être homogène afin de ne pas détériorer le matériau. Ce chapitre décrit les mesures et analyse la transition des échantillons présentés au Chapitre I.

IV.1. La transition et sa mesure.

La transition d'un supraconducteur est le passage d'une résistance nulle à une résistance non nulle. Elle est provoquée par le dépassement d'une ou plusieurs valeurs critiques (J_c , H_c ou T_c). Dans le cas d'un limiteur de courant, c'est la transition par dépassement du courant critique qui initie la transition. Après une présentation générale sur la transition, les différents circuits de mesures utilisés sont présentés.

IV.1.1. La problématique

Tant que le courant circulant dans le supraconducteur est inférieur à son courant critique, le matériau est dans son état supraconducteur. Ici se pose un premier problème : comment déterminer le courant critique et quelle est sa signification ? En général, le courant critique I_c est le courant continu créant un champ électrique supérieur à un critère de référence E_0 . Mais en courant alternatif, un champ électrique peut apparaître bien avant I_c (déterminé en d.c.) sans pour autant que l'échantillon ait totalement perdu ses propriétés supraconductrices, à cause des pertes en champ propre, du flux creep, du flux flow (dû au mouvement des vortex, cf. Chapitre I). Dans quel état se trouve le supraconducteur lors de sa transition, et à quoi correspond-elle physiquement (mouvement des vortex ou bien pertes de la cohérence entre les électrons des paires de Cooper).

On peut donc définir la transition comme le passage d'un état supraconducteur à un état dissipatif, mais sans qu'il corresponde forcément à l'état normal (c'est à dire avec une résistance ohmique). Dans l'état dissipatif, le champ électrique développé par le supraconducteur est fortement non linéaire avec le courant : $E = E_0(J / J_0)^n$, avec n pouvant varier sur une grande plage en fonction du supraconducteur (composition, SBT_c ou SHT_c, mise en forme...). Nous verrons que pour les supraconducteurs SHT_c étudiés, le champ électrique provient soit de la transition des joints de grains pour les matériaux de type polycristallin (comme les matériaux frittés ou le bismuth texturé), soit du mouvement des vortex pour les matériaux de type monocristallin (comme les composés à base d'yttrium sous forme de couches minces ou de monodomaine). A cause de la forte non-linéarité de la transition, l'homogénéité du matériau jouera un rôle important afin que la transition soit initiée dans tout le matériau et non en quelques points (ce qui provoquerait la destruction de l'échantillon).

Après le passage à l'état dissipatif, le matériau passe dans son état normal où il présente un champ électrique variant linéairement avec le courant : $E = \rho_n(T) \cdot J$, la résistance dépendant linéairement de la température de l'échantillon. Ce passage à l'état normal provient soit d'un dépassement de la température critique (dû à l'échauffement du matériau dans l'état dissipatif) pour les matériaux polycristallins, soit d'un dépassement d'un courant critique appelé courant critique "réel" pour les matériaux monocristallins. Ce courant critique "réel" est le courant provoquant une rupture des paires de superélectrons (ou emballement magnétothermique).

Pour de tester les échantillons, nous disposons de deux circuits permettant d'obtenir grâce à un court-circuit une brusque augmentation du courant afin d'étudier la transition par dépassement du courant critique. Cette étude sera décomposée en deux parties : celle des matériaux de type polycristallin puis celle des matériaux de type monocristallin.

IV.1.2. Circuit de mesures

Les échantillons sont testés avec deux circuits différents, mais le principe de la mesure reste le même. Un courant de ligne I_l inférieur au courant critique du matériau est établi dans le circuit : c'est le régime nominal. Afin d'obtenir une brusque augmentation du courant pour simuler un défaut sur une ligne électrique, la charge résistive est court-circuitée. En réglant la valeur de cette résistance, on obtient un courant de court-circuit I_{cc} variant de 5 à plus de 50 fois le courant de ligne. Le circuit est alors ouvert pour éviter de détériorer le matériau par un chauffage excessif. La tension (mesurée aux bornes de l'échantillon) et le courant (mesuré grâce à un shunt résistif aselfique) sont enregistrés sur un oscilloscope à entrées différentielles. La tension est relevée soit au niveau des contacts (V_c) des amenées de courant, soit sur les prises de potentiel de l'échantillon (V_{sc}). Celles-ci sont constituées d'un mince filet de laque d'argent déposée directement sur l'échantillon (cf. Figure IV-1), afin de minimiser le bruit lors des mesures et de s'affranchir de la résistance de contact des amenées de courant. Ces dernières sont faites en appliquant de la laque argent aux deux extrémités entourées d'un fil d'argent de l'échantillon. Le supraconducteur subit alors un recuit, appelé "recuit de contact", afin de favoriser la diffusion de l'argent dans le matériau et ainsi diminuer la résistance de contact (qui arrive à être inférieure à quelques centaines de nano-ohm). Une étude par modélisation en élément fini de la répartition spatiale du potentiel dans le barreau a montré que ces prises de potentiel ne perturbent que très faiblement la mesure ($dV/V < 10^{-2}$).

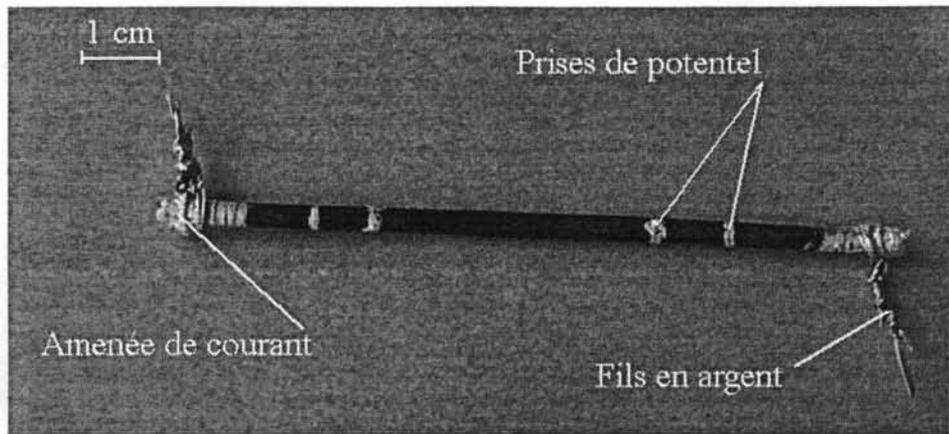


Figure IV-1 : Photo d'un barreau de Bi_{2223} fritté avec ces amenées de courant en argent et les prises de potentiel

a). Circuit du CNRS.

Le circuit de test du CNRS (cf. Figure IV-2) est constitué : d'un autotransformateur à rapport variable (Variac) permettant d'ajuster le niveau de tension, d'un transformateur d'isolement et d'adaptation ainsi que de deux contacteurs commandés par un ordinateur. Le régime nominal est instauré lorsque le contacteur C_1 est fermé et le contacteur C_2 est ouvert. Le court-circuit est réalisé en fermant ce dernier, puis C_1 est ouvert (après quelques dizaines de millisecondes) afin d'isoler le supraconducteur après le défaut simulé. Ce circuit nous permet d'obtenir des courants de court-circuit pouvant atteindre près de 4.000 A sous une tension inférieure à 10 V.

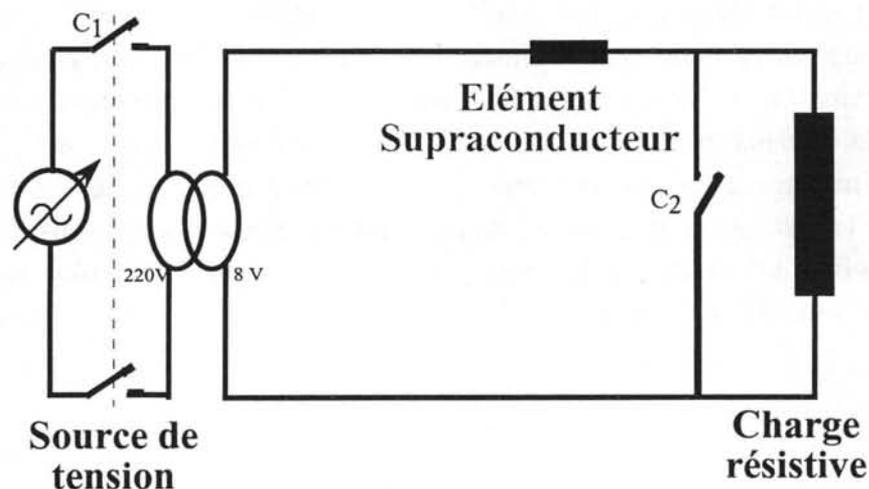


Figure IV-2 : Schéma du circuit de test au CNRS

Afin d'obtenir des informations complémentaires sur le comportement des matériaux durant leurs transition, nous avons effectué des mesures sous champ magnétique. Pour cela l'échantillon supraconducteur est placé dans une bobine

alimentée en courant continu (cf. Figure IV-3). Un champ magnétique est appliqué durant le court-circuit par la commande d'un contacteur C_3 , (en général lié au contacteur C_2).

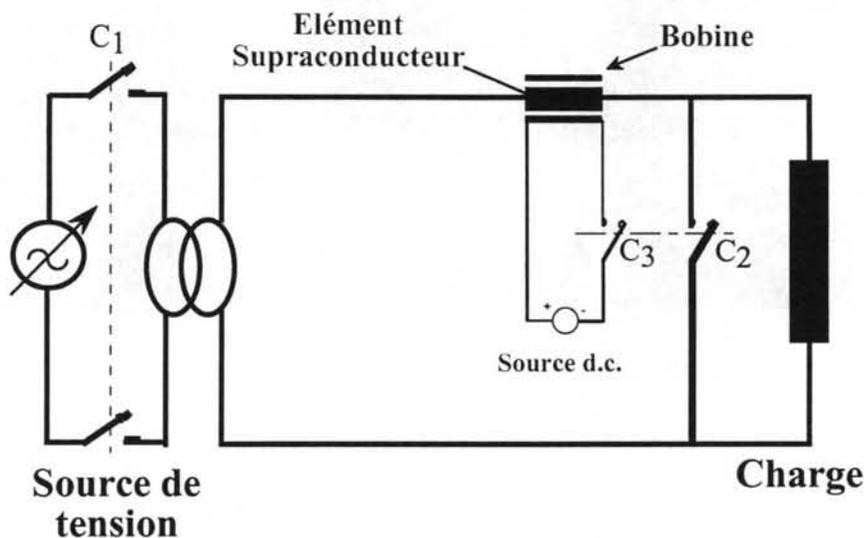


Figure IV-3 : Schéma du circuit de test permettant de créer une induction magnétique extérieure H_a .

b). Circuit à Schneider.

Nous avons mis au point ce circuit de mesure afin d'une part de disposer de plus de puissance qu'avec le circuit de test du CNRS et d'autre part de pouvoir modifier l'instant du défaut pour réaliser des courts-circuits symétriques (à un maximum de tension) ou asymétriques (à un zéro de tension). Il est ainsi possible de tester les échantillons sous une tension variable de 0 à 400 V avec un courant de court-circuit présumé d'environ 4.000 A pendant près de 50 ms. L'instant du défaut par rapport à la phase de la tension est réglable entre 0 et π . L'instauration du courant nominal et du court-circuit est effectuée par la commande de deux groupes de Thyristors. Le courant nominal peut être maintenu pendant plusieurs minutes alors que le temps de court-circuit a été limité à 90 ms pour ne pas détériorer les différents composants de notre station d'essais. Les temps de conductions, de court-circuit et le réglage de la phase d'enclenchement du défaut sont commandés par un donneur d'ordre réalisé en collaboration avec le service électronique du CNRS - CRTBT.

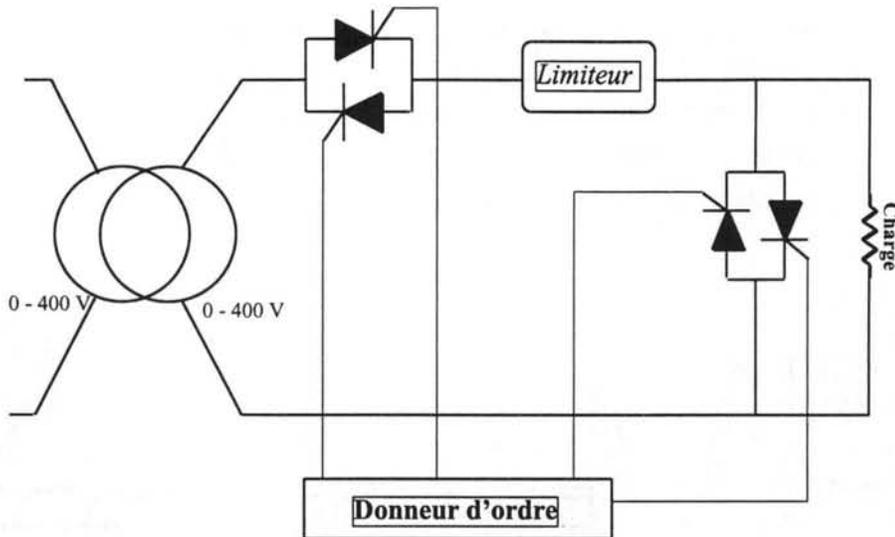


Figure IV-4 : Schéma du circuit de test à Schneider

Nous allons maintenant étudier la transition des matériaux de type polycristallin.

IV.2. Bismuth fritté et texturé - YBaCuO fritté.

La transition d'un matériau supraconducteur dépend fortement de son type d'élaboration, beaucoup plus que du matériau lui-même. Les matériaux frittés YBaCuO et ceux frittés ou texturés à base de Bismuth possèdent une structure "cristallographique" macroscopique relativement proche : ils sont composés de grains assemblés les uns aux autres. La partie extérieure de chaque grain, composée d'un matériau supraconducteur de moins bonne qualité (désorientation cristallographique, failles, impuretés, phases non supraconductrices) est appelée joint de grain (cf. Chapitre I). Leur transition est donc similaire.

IV.2.1. La "1^{ère} transition" ou état dissipatif.

La première transition est le passage de l'état supraconducteur à l'état dissipatif. Elle est provoquée par un dépassement du courant critique I_c . Cette partie présente les caractéristiques de la transition. Les causes de cette transition seront données après l'étude du comportement des matériaux sous champ magnétique.

Le comportement au cours du temps des matériaux frittés pour des courants de court-circuit peu importants (quelques fois I_c) est représenté Figure IV-5 avec la caractéristique $U(I)$ (courbe représentant la tension aux bornes du supraconducteur en fonction du courant en utilisant les mêmes points de mesure que ceux de la représentation au court du temps). Lorsque le courant traversant l'échantillon est inférieur au courant critique, la tension, à ses bornes, est négligeable (tension due aux pertes a.c. qui est bien plus faible que celle mesurée lors de la transition). Sur la caractéristique $U(I)$, l'état supraconducteur correspond au plateau de la courbe. Dès le dépassement de son courant critique, le matériau présente une

résistivité fortement non linéaire avec le courant mais dont la valeur est encore plus de cinq fois inférieure à celle de l'état normal. C'est le début de la transition de l'état supraconducteur vers l'état résistif (ou état normal). On dira que le supraconducteur se trouve alors dans "**l'état dissipatif**". Lorsque le courant redescend en dessous de son courant critique, l'échantillon retrouve très rapidement l'état supraconducteur.

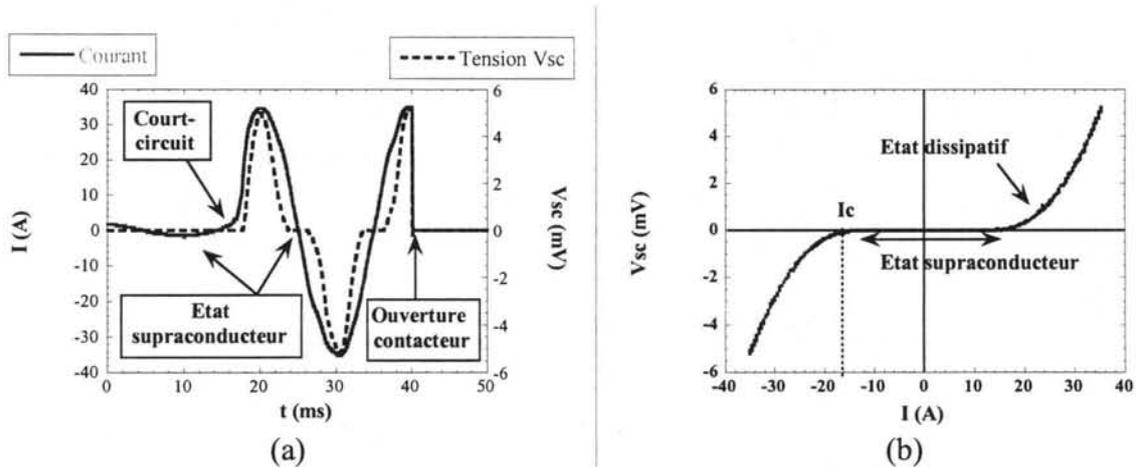


Figure IV-5 : La figure (a) représente le courant I et la tension V_{sc} au cours du temps pour un échantillon de Bi_{2223} fritté. Avant le court-circuit, le courant est inférieur au courant critique et la tension aux bornes du supraconducteur est nulle. Durant le court-circuit, la tension redevient nulle lorsque le courant redescend en dessous de I_c . La figure (b) est une représentation différente des mêmes points de mesure. C'est la caractéristique $U(I)$ du supraconducteur qui permet de voir que le courant critique est inférieur à 20 A.

Les mesures effectuées en courant continu se superposent à celles effectuées en courant alternatif pour un courant supérieur au courant critique (cf. Figure IV-6). Ces mesures permettent de vérifier que la tension due aux pertes a.c. est négligeable devant celle de la transition. Cela montre aussi que le matériau est bien sensible à la valeur instantanée du courant et non à une valeur moyenne ou à une valeur antérieure (comme c'est le cas avec les pertes en champ propre).

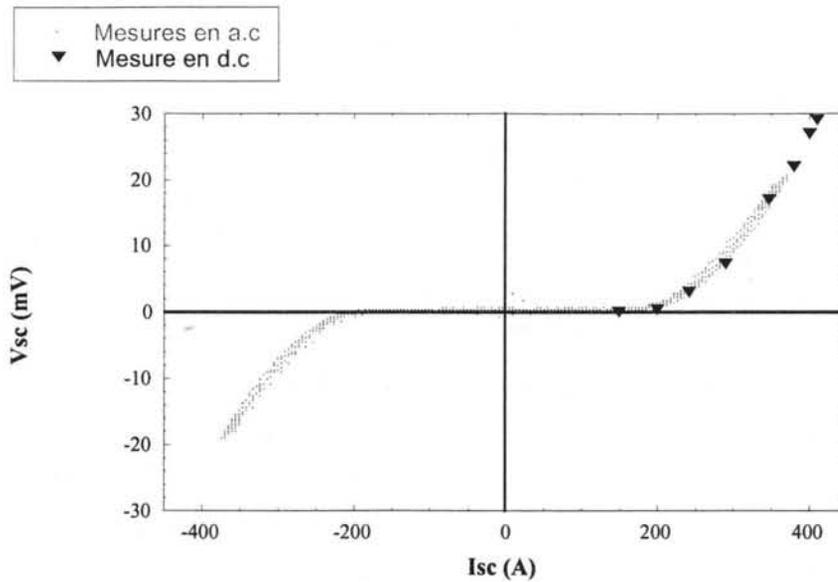


Figure IV-6 : Caractéristique $U(I)$ en courant a. c. et en courant d. c. pour un Bi_{2223} fritté pour un courant supérieur au courant critique.

Les matériaux polycristallins étudiés sont le Bi_{2212} , le Bi_{2223} et l' $YBaCuO$ fritté ainsi que le Bi_{2223} texturé. Tous ces matériaux présentent une première transition. Il est intéressant de représenter le champ électrique E en fonction du rapport du courant sur le courant critique afin de comparer ces différents types de supraconducteur (Figure IV-7). Plus la transition est rapide (temporellement), plus la tension augmente rapidement. La pente de la courbe est alors plus raide. La caractéristique montre clairement que le matériau lors de sa transition n'est pas dans un état résistif (où $U = RI$), mais bien dans un état dissipatif avec $U \propto I^n$ (ou bien $E = E_o (J / J_c)^n$ avec E_o le critère de champ électrique qui détermine I_c). Pour des valeurs de n comprises entre 3 et 10 on dira que la transition est "**douce**". Pour des grandes valeurs de n la transition est dite "**raide**", ce qui veut dire que la vitesse de transition du supraconducteur est plus importante puisqu'il transitera plus rapidement. Typiquement les SBT_c ont une transition dure. Pour les SHT_c frittés, la valeur de n dépend essentiellement de l'élaboration (fritté ou texturé) et de la densité de courant critique du matériau. Typiquement le n varie de 3-6 pour des échantillons frittés à 8-12 pour des texturés ayant une densité de courant plus importante. Plus le matériau est "monodomaine" (ce qui entraîne une densité de courant plus importante) et plus la transition sera raide. La Figure IV-7 illustre bien cela : la caractéristique d'un échantillon de Bi_{2223} texturé est bien plus raide que celle d'un échantillon fritté. Par contre la transition du Bi_{2212} est très douce. Ce n'est donc pas un matériau performant en terme de limitation. L' $YBaCuO$ fritté n'étant pas non plus très performant, le matériau massif qui paraît le mieux adapté à la limitation du courant est le Bi_{2223} fritté ou texturé.

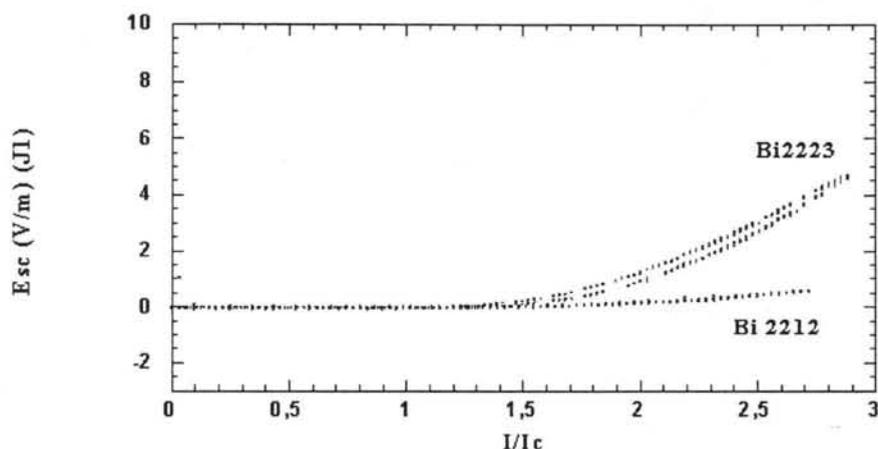


Figure IV-7 : $E(I/I_c)$ pour du Bi2223 et Bi2212 fritté. L'élévation en température du matériau est faible..

La caractéristique $U(I)$ des échantillons frittés présentée ci-dessus ne présente que très peu d'hystérésis ce qui veut dire qu'il n'y a pas de changement de température significatif. En effet, la valeur de la "résistance" dépendant de la température, une élévation de plusieurs degrés commence à changer l'allure de la courbe. Par contre, pour les échantillons texturés, l'échauffement est plus important (car le J_c est plus élevé). Une hystérésis est donc visible. Le temps de court-circuit (typiquement 15 ms) est court devant la constante de temps thermique τ d'un barreau supraconducteur de diamètre 3 mm : $\tau = R_{ext}^2 / D$. Avec $D = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ [1,2] et $R_{ext} = 1,5 \text{ mm}$ (rayon du barreau) on obtient : $\tau = 1,5 \text{ s}$. Le temps pour que la chaleur diffuse du bord de notre échantillon jusqu'à son centre est cent fois plus grand que la durée de notre court-circuit. Il est donc raisonnable de considérer que l'on est en régime adiabatique et que toute l'énergie W_n dissipée chauffe le matériau.

Afin de vérifier expérimentalement que les échanges avec le bain d'azote sont négligeables, nous avons enduit un échantillon d'une couche de quelques millimètres d'isolant (C.A.F. 4 de Rhône Poulenc). Les caractéristiques avec et sans C.A.F. représentées sur la Figure IV-8 sont effectivement similaires pendant la première demi onde (soit environ 10 ms). Si le court-circuit dure plus longtemps une différence commence à apparaître et l'échantillon avec l'isolant thermique présente une tension plus importante. L'ajout d'une résistance thermique diminue les échanges entre le bain et l'échantillon qui a alors une température plus élevée (et donc une résistance plus importante) que le même échantillon sans l'isolant thermique.

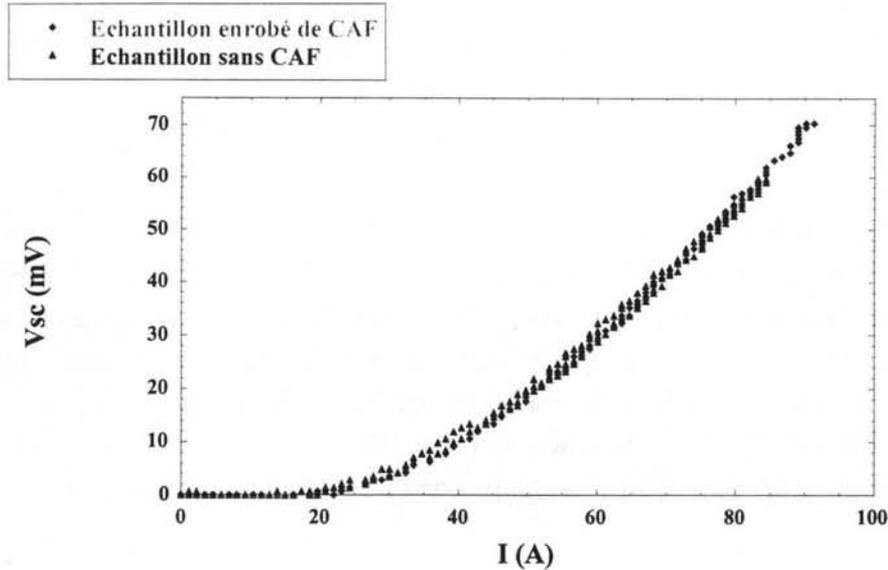


Figure IV-8 : Comparaison avec et sans C.A.F. : Les deux caractéristiques se superposent, il est donc possible de considérer le régime de transition comme adiabatique.

Il est alors possible de calculer l'élévation de température T du matériau en prenant comme hypothèse que toute l'énergie électrique W_n dissipée dans le matériau participe à l'élévation de température :

$$W_n = \int_0^t u \cdot i dt = Vol \int_{T_0}^{T(t)} C_p \cdot dT$$

avec C_p la chaleur spécifique qui varie en fonction de la température (cf. Chapitre I), T_0 la température initiale du liquide cryogénique (77 K pour l'azote) et $T(t)$ la température au temps t .

L'élévation de température de l'échantillon pour les mesures présentées Figure IV-5 n'est que de quelques degrés, ce qui explique l'absence d'hystérésis décelable sur la caractéristique $U(I)$. Il aurait été intéressant de corroborer ces estimations de la température avec une mesure directe de la température de l'échantillon, mais il est difficile de mesurer expérimentalement cette température que ce soit avec une méthode optique par infra rouge (rayonnement du bain d'azote liquide à 77 K qui fait un écran) ou par thermométrie (thermomètre noyé dans le matériau).

IV.2.2. Etude sous champ magnétique.

Comme nous venons de le voir, la transition des échantillons frittés n'est pas très raide. Le courant critique dépendant fortement du champ magnétique, nous avons étudié l'influence d'une induction magnétique extérieure sur le champ électrique développé par le supraconducteur lors de sa transition. L'idée première était d'obtenir une transition plus rapide des éléments supraconducteurs afin d'obtenir une limitation plus efficace du courant. Même si ce système s'est révélé peu intéressant, l'application d'un champ extérieur nous a apporté des informations complémentaires sur la compréhension de la transition, en particulier

sur le rôle des joints de grains. Dans un premier temps l'influence du champ magnétique sur la transition est abordée avant de présenter le rôle des joints de grains sur la transition.

a). Influence du champ magnétique sur la transition.

Le circuit utilisé est celui du CNRS, décrit ci-dessus. Les échantillons ont été placés dans des bobines permettant de créer soit un champ axial parallèle au courant, soit un champ transverse perpendiculaire au courant (cf. Figure IV-9). Une induction constante est créée en faisant circuler dans la bobine un courant continu lors du court-circuit. Les champs obtenus sont compris entre H_{c1} et H^* . L'idéal aurait été de se placer au-dessus de H^* afin de profiter au maximum de l'effet du champ, mais sa valeur est trop importante. Pour l'atteindre, il serait nécessaire d'utiliser des bobines de laboratoire, et donc il n'est pas envisageable d'appliquer un champ supérieur à H^* pour un limiteur de courant.

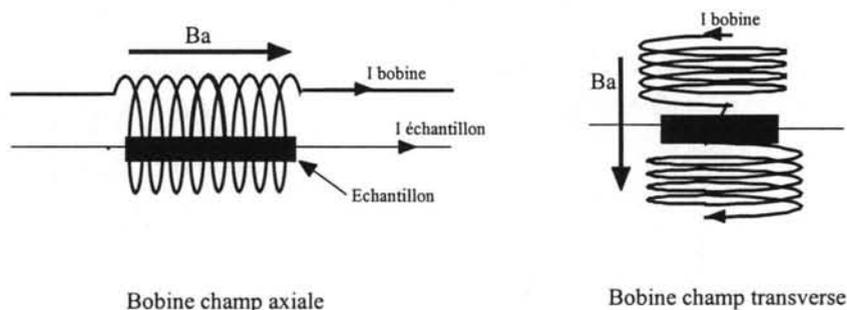


Figure IV-9 : schéma des bobines de champ

Le champ influe surtout sur le courant critique (cf. Figure IV-10) en diminuant notablement celui-ci dès les faibles valeurs de champ appliqué. Lorsque l'induction augmente, il y a rapidement saturation de son effet. Il n'est donc pas nécessaire d'appliquer des champs trop importants (supérieur à 200 - 400 mT) pour obtenir un effet important. En dessus de ces valeurs, le système nécessaire pour les obtenir apporte trop de complications par rapport au gain obtenu. Le but premier étant d'appliquer cette technique à un limiteur de courant, le système d'application du champ doit rester simple et compact.

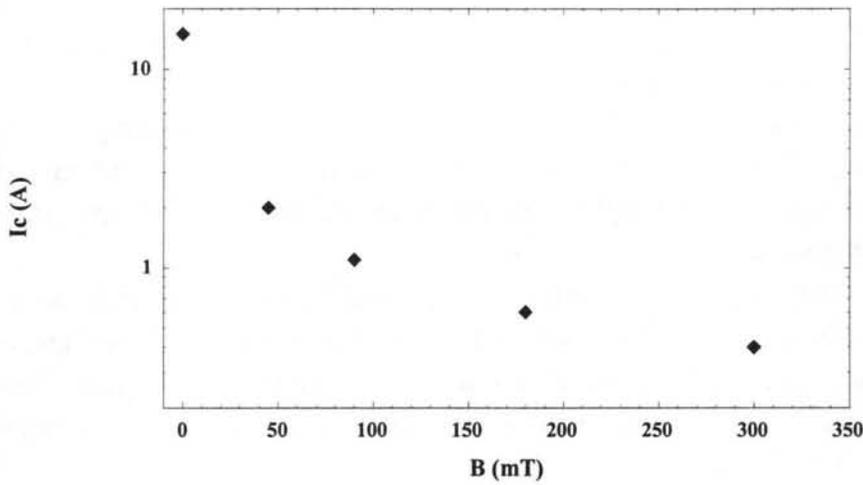


Figure IV-10 : Courant critique en fonction du champ magnétique axial appliqué.

Pour des faibles valeurs de dépassement du courant critique, l'induction extérieure permet d'augmenter de plus d'un facteur 10 la résistivité (Figure IV-11). Mais le champ extérieur joue peu sur la vitesse de la transition (sur la pente de la caractéristique). Pour des dépassements plus importants du courant critique, le champ ne permet pas de gagner plus d'un facteur 1,1 par rapport à la situation sans champ pour un rapport I/I_c supérieur à 10. Pour ces dernières valeurs de courant, c'est surtout l'énergie dissipée dans le matériau par effet Joule (qui croît comme le carré du courant) qui va intervenir sur la transition plutôt que le gain en résistivité (qui ne joue que de manière linéaire avec le courant) obtenu par application du champ.

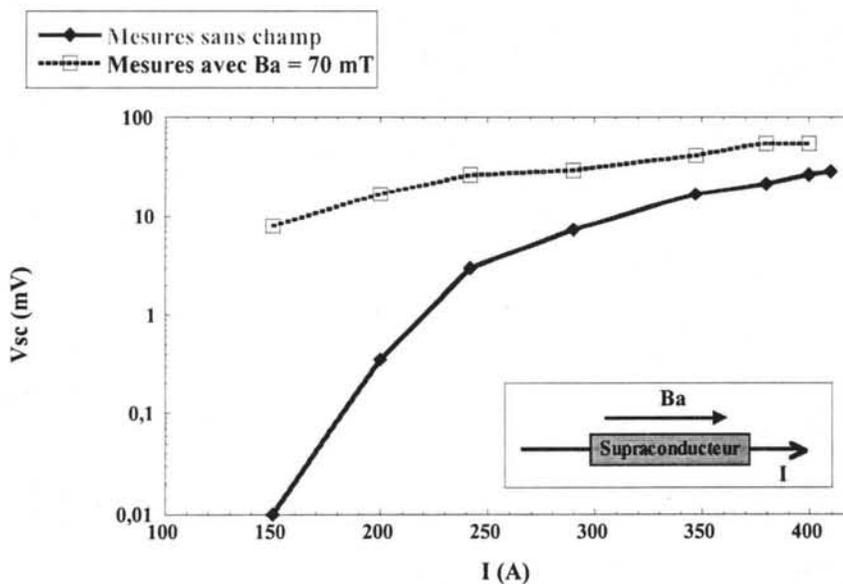


Figure IV-11 : Caractéristique $U(I)$ pour un Bi₂₂₂₃ texturé sans champ et avec un champ B_a axial.

Comme attendu, le champ magnétique fait chuter le courant critique, c'est à dire qu'un champ électrique se développe dès les très faibles valeurs de courant. Mais cette chute de I_c ne permet par pour autant d'accélérer la transition vers l'état normal : le matériau reste dans son état dissipatif. L'induction extérieure ne provoque donc pas une translation de la caractéristique $U(I)$ vers des courants plus faibles : lorsque le courant dépasse de 5 à 10 fois le courant critique sans champ (c'est à dire de 50 à 100 fois le courant critique avec champ), la caractéristique $U(I)$ se rapproche de celle sans champ. Nous espérons une limitation plus efficace du courant grâce à l'application d'un champ magnétique extérieur, mais le gain c'est révélé peu important.

Pour des forts courants, l'énergie dissipée par la résistance développée lors de la transition (résistance de l'état dissipatif) est beaucoup plus importante que celle gagnée à faible courant par la baisse du courant critique. Cela veut dire que la transition est initiée par un dépassement du courant critique, mais qu'elle n'est ensuite plus uniquement régie par ce dépassement.

Les champs critiques H_{c1} et H_{c2} diffèrent selon l'axe cristallographique d'un monocristal (plan ab ou axe c). De plus le champ magnétique joue un rôle sur la mobilité des vortex en fonction de son orientation par rapport au courant (parallèle ou perpendiculaire). Lorsqu'il est appliqué parallèlement au courant il n'engendre pas de force de Lorenz sur les vortex. Nous avons donc regardé l'influence de la direction du champ selon le type d'échantillon.

Pour un échantillon fritté, il n'y a pas de différences notables entre l'application d'un champ axial et d'un champ transverse (Figure IV-12). En effet, pour ce type d'échantillon, chaque grain ayant une orientation cristallographique différente, il n'existe pas macroscopiquement de direction privilégiée grâce au grand nombre de grains présent dans un échantillon. Les matériaux frittés peuvent donc être considérés comme isotrope.

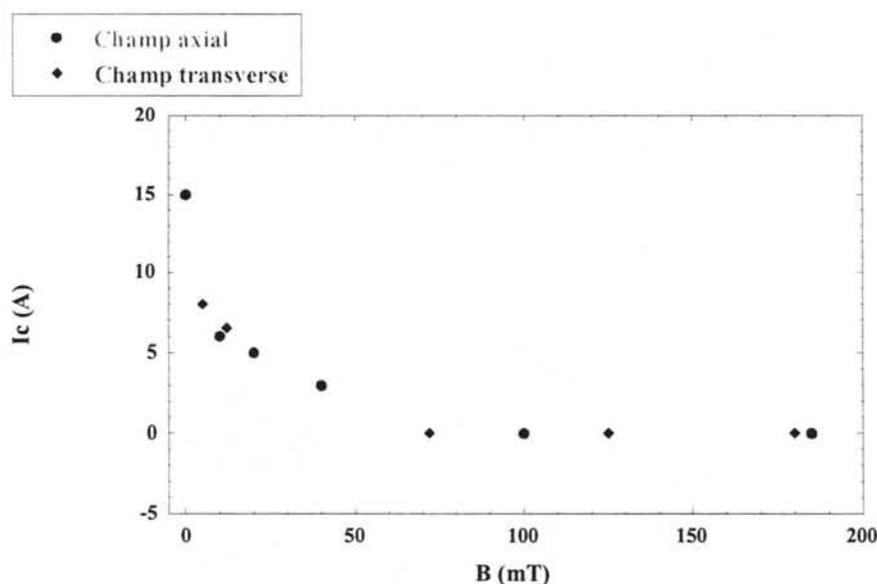


Figure IV-12 : Courant critique en fonction du champ pour un Bi_{2223} fritté. Il n'y a pas de différence notable entre le champ transverse et le champ axial.

Par opposition, dans un échantillon de bismuth texturé où les plans ab de chaque grain ont sensiblement la même orientation, une différence entre un champ axial (parallèle à ab) et transverse (perpendiculaire à ab) est observée. Le courant est injecté selon les plans ab (où la densité de courant critique est plus importante que selon l'axe c), mais comme l'alignement entre les plaquettes (grains) n'est pas parfait, le courant circule aussi selon l'axe c pour passer d'un grain à l'autre. Lorsque le champ est appliqué le long de l'axe c , son effet est plus important que lorsqu'il est dans les plans ab (ce qui montre que le matériau est effectivement texturé puisque il existe une direction préférentielle). L'axe c ayant des propriétés supraconductrices inférieures à celles des plans ab , celles-ci sont plus sensibles au champ magnétique et le champ électrique alors développé est plus important. Cette différence n'est pourtant pas encore assez marquée pour jouer un rôle notable sur la vitesse de transition. Pour des dépassements importants du courant critique, la différence entre une caractéristique $U(I)$ sans champ et avec champ extérieur est presque aussi faible que dans le cas des échantillons frittés.

Pour augmenter l'effet du champ magnétique, il faudrait injecter le courant et appliquer le champ magnétique selon l'axe c . Ainsi la diminution des propriétés supraconductrices serait mieux exploitée. L'inconvénient de cette solution est que l'on ne profite pas des grandes densités de courant des plans ab . Puisque le champ magnétique ne permet pas d'augmenter la vitesse de transition, nous avons essayé d'obtenir de fortes densités de courant qui augmentent la dissipation Joule au cours de la transition. Le gain apporté sur la vitesse de transition par un fort J_c est plus important que celui gagné par l'application d'un champ magnétique. Cette méthode, que nous allons détailler, est délicate (surtout dans le cas des $YBaCuO$) car elle peut conduire à un fort échauffement du matériau.

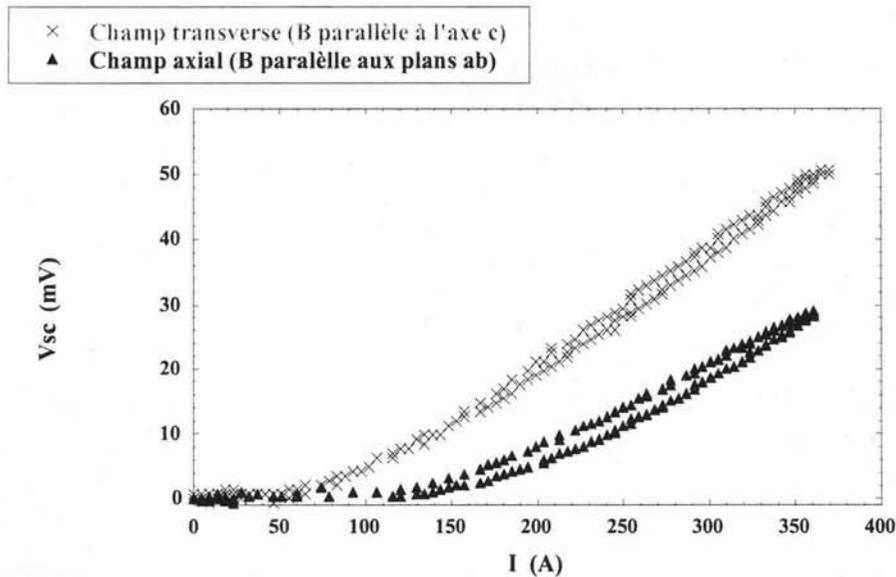


Figure IV-13 : Caractéristiques $U(I)$ en champ axial et transverse pour un Bi_{2223} texturé. Le champ à plus d'influence lorsqu'il est transverse.

En résumé, appliquer un champ magnétique n'est donc pas une solution très intéressante pour un limiteur de courant résistif à base de matériaux massifs. Contrairement à

ce que nous espérons, son action sur la vitesse de transition est faible. Par contre cela nous a permis de mieux comprendre le rôle des joints de grains dans la transition.

b). Rôle des joints de grains dans la transition.

Le champ magnétique permet de diminuer le courant critique, c'est à dire de favoriser l'apparition d'un champ électrique. Mais ce dernier ne provient pas de la transition en masse de l'échantillon puisque la caractéristique $U(I)$ est presque la même avec et sans champ pour des courants importants. Donc le champ magnétique favorise l'apparition de l'état dissipatif mais ne joue pas sur le passage à l'état normal. Nous allons regarder sur quel facteur influence le champs magnétique.

Pour un faible dépassement de I_c , la dissipation pourrait venir de la résistance de Flux Flow (cf. Chapitre I). Dans ce cas, la pente de la caractéristique $U(I)$ devrait être proportionnelle à l'intensité du champ magnétique appliqué [3,4] ($\rho_{ff} = \rho_n \cdot H / H_{c2}$), ce qui n'est pas le cas comme le montre la Figure IV-14, même si le champ influence la pente de la caractéristique. L'utilisation d'un modèle plus complet, prenant en compte dans la résistance de flux flow les défauts et inhomogénéités dans le matériau [5] ne permet pas de retrouver l'allure des caractéristiques ci-dessous.

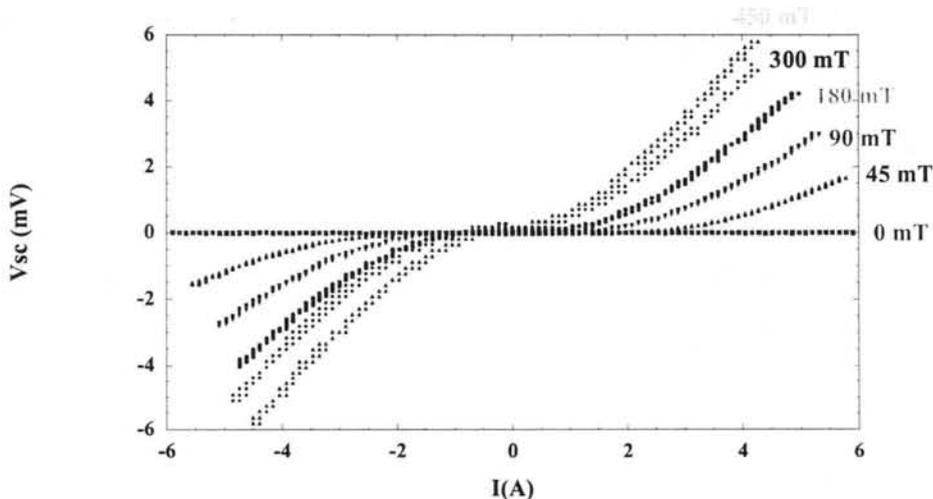


Figure IV-14 : Caractéristique $U(I)$ pour différentes valeurs de champ magnétique (axial) pour un même matériau. Pour la courbe à 0 mT, le courant circulant dans l'échantillon est inférieur au courant critique ($I_c=15 A$).

Pour des valeurs de courant plus importantes, les caractéristiques sont parallèles (cf. Figure IV-15) et légèrement décalées (car le I_c n'est pas le même). La caractéristique est affine ($U = RI$) sur une longue plage. Le champ magnétique ne joue donc plus de rôle sur la pente de la caractéristique. Cela veut dire que le champ favorise l'apparition d'une résistance, mais qu'elle n'est pas due au mouvement des vortex.

La résistance provient de la transition des joints de grains. En effet, ils ont une densité de courant très inférieure [6,7,8] à celle des grains (qu'il faut

plutôt considérer comme des parties monodomaines). Dans l'YBaCuO, de nombreux auteurs ont mesuré un facteur de plus de 20 entre la résistivité du joint de grain et le grain lui-même. Les joints de grains transitent car leur courant critique est plus faible, mais les grains restent supraconducteurs. En raison des faibles valeurs du champ magnétique, celui-ci ne joue que sur les joints de grains, ce qui permet d'accélérer leur transition, mais comme le champ est inférieur à H^* , il n'influe que très peu sur les grains eux-mêmes.

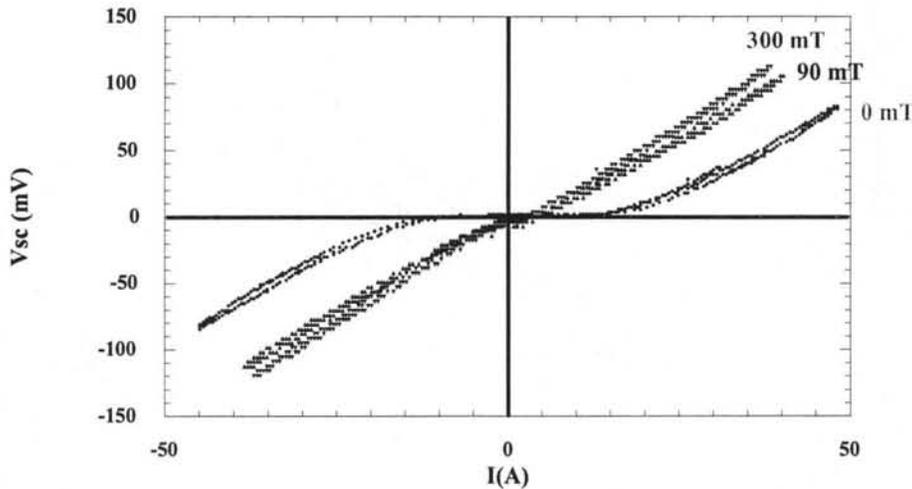


Figure IV-15 : Caractéristiques $U(I)$ pour différents champs appliqués pour des courants dépassant largement le courant critique du matériau ($I_c = 10$ A en champ nul).

Lors de l'apparition de l'état dissipatif, ce sont les joints de grains qui transitent. Le courant critique mesuré est donc celui des joints de grains et non des grains. Comme les propriétés supraconductrices des joints sont intrinsèquement mauvaises, ils perdent très rapidement leur état supraconducteur lors de l'application d'un champ magnétique. Mais ce dernier n'est en fait pas assez important pour diminuer notablement la densité de courant des grains eux-mêmes. Le champ magnétique n'influe donc que sur les joints de grains, comme le fait le courant qui ne dépasse que le courant critique des joints de grains et non des grains. C'est pour cela qu'à faible courant, le champ magnétique et le courant jouent le même rôle : ils font transiter les joints de grains qui présentent alors une résistance. Pendant la transition des joints de grains, la caractéristique n'est pas linéaire (perte de l'état supraconducteur). Lorsqu'ils ont fini de transiter, la courbe $U(I)$ devient affine. L'énergie va être dissipée par effet joule au niveau de chaque joint de grain.

L'énergie dissipée chauffe le matériau. Comme un échantillon fritté contient un grand nombre de joints de grains répartis dans tout le matériau, son élévation de température est homogène et celle de chaque joint est faible. La résistance augmente progressivement à cause de l'élévation de la température. Lorsque l'échauffement change suffisamment la valeur de la résistance, une hystérésis apparaît sur les caractéristiques (Figure IV-16). Un échantillon de Bi_{2223} texturé va présenter une hystérésis pour un rapport du courant sur le courant critique I_c moins important qu'un échantillon fritté car d'une part il

possède moins de joints de grains à cause de sa texturation (chaque joint va plus s'échauffer et donc sa résistance va augmenter plus rapidement) et d'autre part sa densité de courant étant plus importante, la puissance volumique dissipée sera plus grande : $W_n = E.J_c$. Pour un même courant critique, le volume de matériau sera plus faible et donc l'élévation de température plus importante. C'est pour cela que la transition d'un matériau texturé est plus raide que celle d'un matériau fritté.

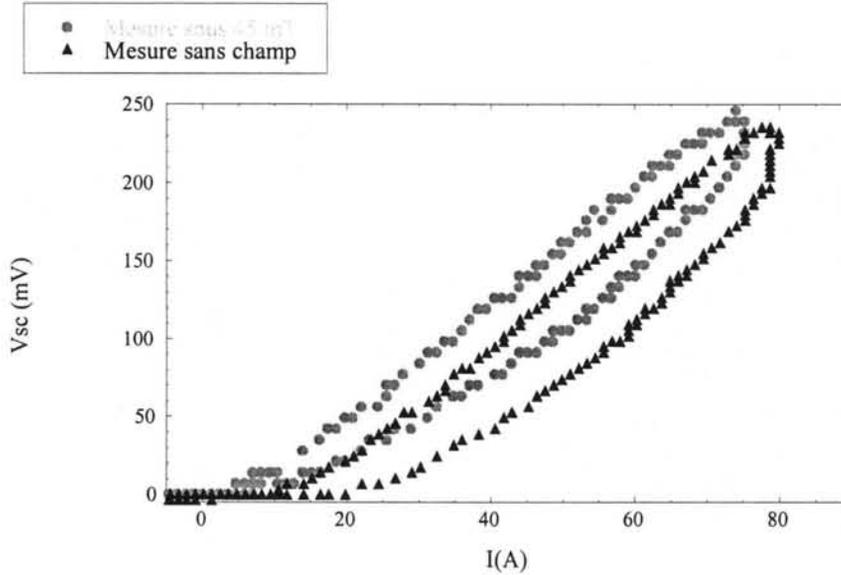


Figure IV-16 : Caractéristique $U(I)$ pour un Bi_{2223} texturé ($I_c=15 A$) sans champ et sous un champ de 45 mT. Une hystérésis apparaît car l'énergie dissipée dans le matériau a permis d'élever sa température de quelques degrés. Pour $I/I_c > 3$, les caractéristiques sont similaires mais décalées.

L'étude sous champ magnétique nous a permis de montrer que ce sont les joints de grains et non les grains qui transitent lors de la première transition. La résistance développée par les joints permet de chauffer par effet joule le matériau. Lorsque la température est suffisamment importante, l'échantillon transite complètement pour atteindre son état normal. C'est la deuxième transition. Elle permet alors de limiter efficacement le courant grâce à l'augmentation importante de la résistivité qui l'accompagne. Pour un limiteur de courant, il est important de pouvoir atteindre cette deuxième transition afin de réduire la longueur de matériau nécessaire pour limiter le courant.

IV.2.3. La "2^{ème} transition".

Lorsque le courant dépasse le courant critique, la transition est initiée au niveau des joints de grains. L'énergie dissipée au niveau de chaque joint de grain chauffe de manière constante et homogène l'échantillon (et donc les grains). Si les grains s'échauffent jusqu'à leur température critique T_c , le matériau transite alors en masse (par dépassement de sa température critique et non plus par dépassement de son courant critique) et passe dans son état normal avec une résistance ohmique (cf. Figure IV-17). A la fin de la transition, l'échantillon suit bien la loi d'Ohm et la résistivité est celle de l'état normal (i.e : celle obtenue par simple dépassement de la température critique à courant "nul").

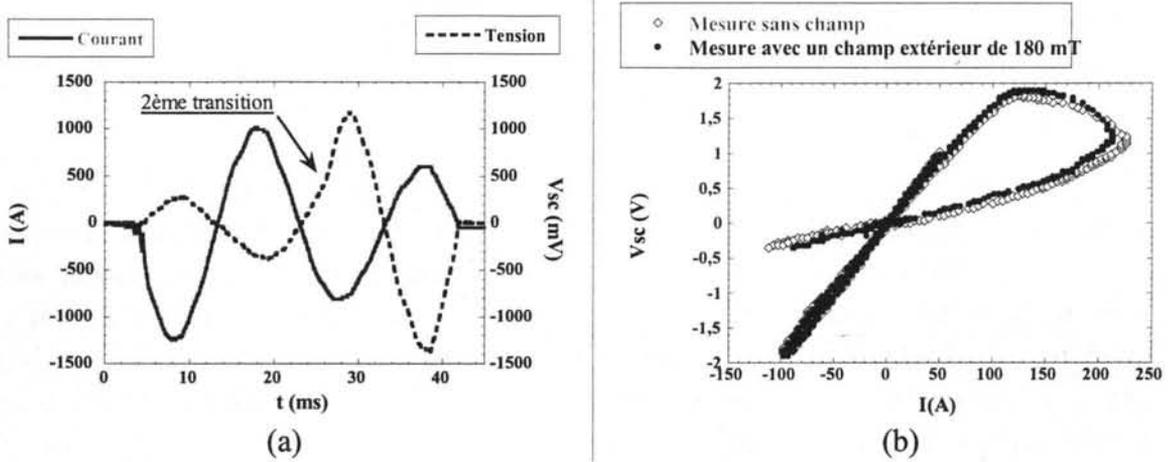


Figure IV-17 : Deuxième transition (transition en masse de l'échantillon). représentation temporelle et caractéristique $U(I)$.

La Figure IV-18 donne la résistivité en fonction de la température calculée lors d'un court-circuit (dans l'hypothèse du régime adiabatique). Le début de la transition correspond à une température proche de la température critique à "courant nul" (qui est de 105 à 110 K pour le Bi_{2223}) et qui doit correspondre à la température critique des grains pour une densité de courant non nulle (la température critique dépendant du courant, elle est inférieure à la valeur mesurée à "courant nul"). A la fin de la deuxième transition, l'échantillon a dépassé T_c . La courbe de la résistivité mesuré lors du court-circuit et celle mesurée à courant nulle se rejoignent alors.

Cette deuxième transition apparaît toujours, pour tous les échantillons, pour la même valeur de l'énergie volumique dissipée (c'est-à-dire pour la même température) et non pour la même valeur de courant, que ce soit en courant continu ou en courant alternatif. C'est donc une transition par dépassement de la température critique et non du courant critique.

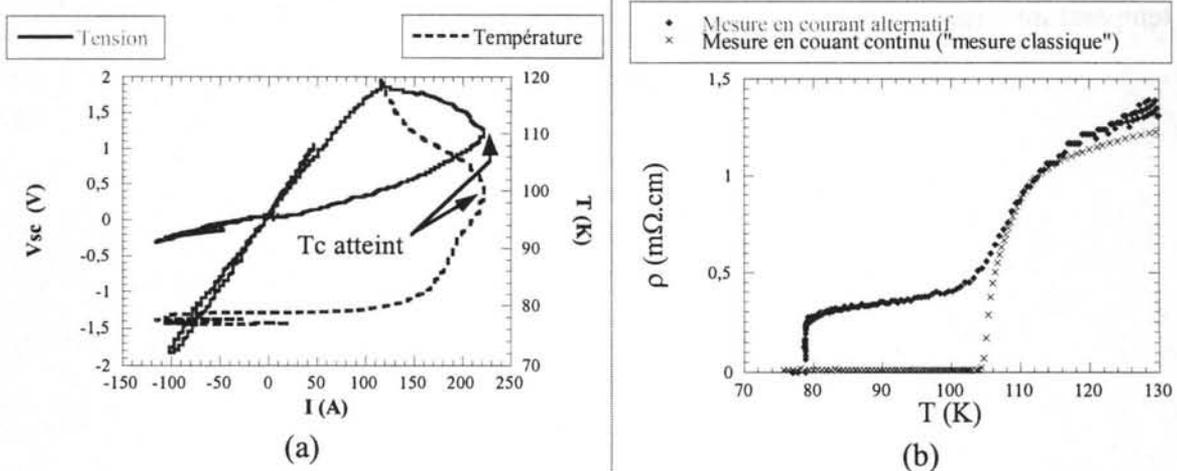


Figure IV-18 : Résistance et température en fonction du temps(a) et comparaison entre la mesure en courant alternatif et la mesure classique de la résistivité (b). La transition à lieu pour la même température T_c . Elle correspond au pied de la transition classique à courant "nulle".

Plus la densité de courant de l'échantillon est importante, plus la transition en masse va apparaître rapidement car : d'une part, l'énergie dissipée par unité de volume $W_n = E \cdot J_c$ est plus importante quand J_c augmente (donc l'échauffement est plus important). D'autre part, la valeur élevée de la densité de courant est induite du fait que le matériau est plus "parfait", c'est à dire qu'il est plus dense, qu'il contient moins de joints de grains, moins de défauts... Si l'échantillon est composé d'un seul grain (ce qui est le cas des monodomains étudiés au paragraphe suivant), nous ne devrions donc plus observer la "première" transition due aux joints de grains mais seulement une transition en masse. Ainsi, pour des échantillons frittés avec un faible courant critique ($J_c \approx 2 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$), il faut que le courant soit égal à près de 20 fois le rapport I/I_c pour atteindre l'état résistif lors de la première demi période du court-circuit, alors que pour un échantillon texturé avec un courant critique important ($J_c \approx 35 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$), la transition a lieu pour seulement cinq à huit fois I/I_c . Donc le niveau de la densité de courant critique est un paramètre plus important que l'application d'un champ magnétique pour obtenir une transition rapide grâce à la puissance dégagée permettant de chauffer rapidement le matériau jusqu'à sa température critique.

La Figure IV-19 présente les caractéristiques $U(I)$ mesurées sur le même échantillon avant et après avoir subi un recuit d'oxygénation ayant permis d'augmenter sa densité de courant critique. L'échantillon contient donc toujours le même nombre de joints de grains qui le chauffent de la même manière. Les caractéristiques sont similaires pour des faibles courants, tant que l'échauffement n'est pas trop important. Ensuite, l'échantillon ayant la densité de courant la plus importante va s'échauffer plus rapidement et il atteint la deuxième transition pour un rapport de I/I_c plus faible. La caractéristique $U(I)$ est donc bien du dans un premier temps (début de la première transition) à la transition des joints de grains puisque l'échantillon en possède le même nombre et que les deux caractéristiques se superposent. Ensuite, la deuxième transition apparaît pour la même énergie volumique, (mais donc pour un rapport du courant sur le courant critique différent) lorsque tout l'échantillon atteint sa température critique.

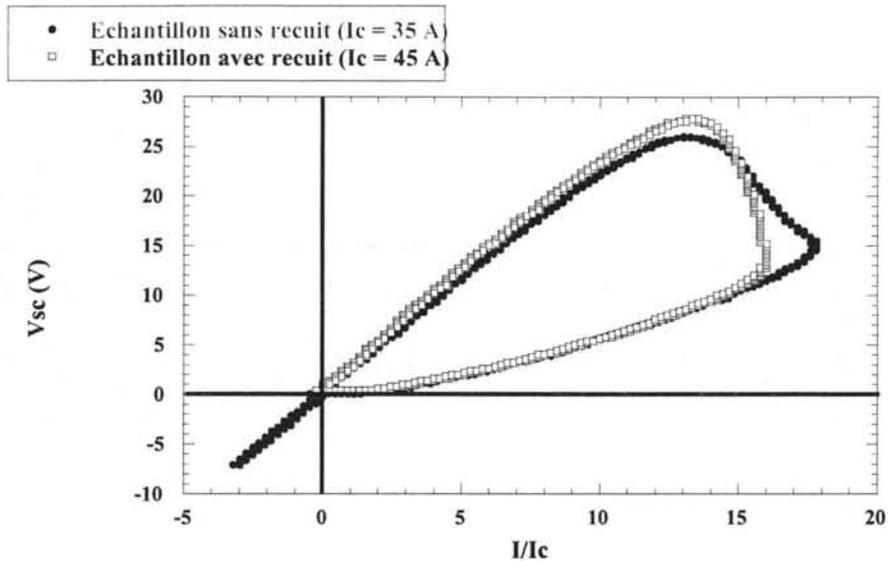


Figure IV-19 : Caractéristique $U(I)$ pour un Bi_{2223} fritté avant et après un recuit ayant permis d'augmenter la densité de courant critique d'un facteur 1,3.

Nous avons étudié la transition de fils OPIT. Les fils en bismuth texturé étant eux aussi composés de grains, le début de leur transition est similaire à celle décrite ci dessus. Ensuite la matrice en argent va jouer un rôle important. Comme nous allons le voir, les fils OPIT ne sont pas intéressants pour un limiteur résistif car la résistivité développée après la transition est celle de l'argent. Malgré cela, nous avons quand même étudié leur comportement lors d'un dépassement du courant critique afin de s'assurer de leur comportement, ensuite parce qu'une évolution de ces fils (matrice plus résistive) peut les rendre intéressants pour la limitation car ils sont disponibles en de très grande longueur avec des densités de courant importantes. Donc leur faible résistivité peut être compensée par une longueur plus importante de matériau supraconducteur.

IV.2.4. Fils en Bismuth.

Deux types de fils OPIT multifilamentaires en Bi_{2223} ont été testés : l'un avec une matrice en argent pur, l'autre avec une matrice spécialement réalisée dans un alliage en Argent (AgMgNi) plus résistif dans l'optique de son utilisation pour la limitation du courant. Les fils obtenus par cette méthode (OPIT) peuvent être considérés comme des matériaux texturés, la matrice étant en parallèle du supraconducteur. Pour un faible dépassement du courant critique leur comportement est similaire aux échantillons massifs (cf. Figure IV-20) : lorsque le matériau est dans son état supraconducteur, le courant passe par le Bismuth. Mais lors de la transition vers l'état normal, la résistance de la matrice (qui est faible car elle est en argent) devient rapidement inférieure à celle du bismuth. La matrice va donc shunter le supraconducteur et la plus grande partie du courant va passer dans celle-ci. La deuxième transition du bismuth n'est alors jamais atteinte. Rappelons que la matrice a pour but de diminuer les sauts de flux intempestifs et que l'utilisation des fils est plus appropriée au transport du courant. Toutefois, il ne faut pas négliger ces matériaux à forte densité de courant.

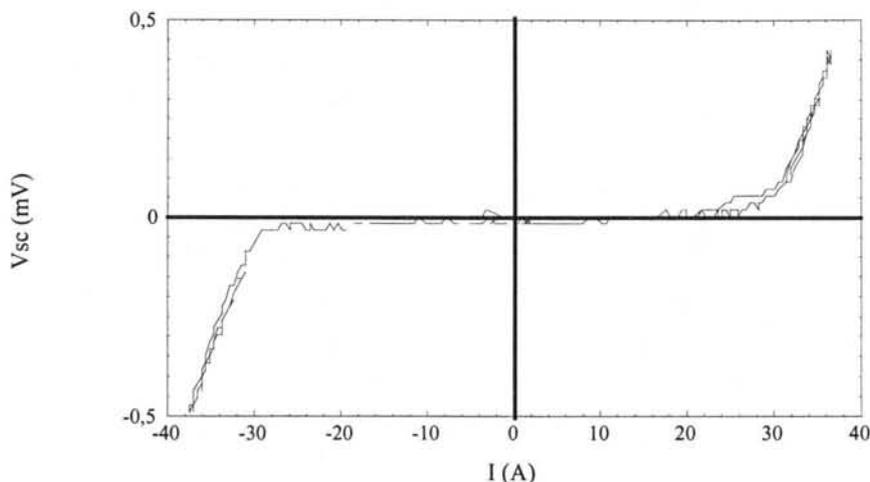


Figure IV-20 : $U, I(t)$ pour faible I/I_c

La Figure IV-21 représente la caractéristique d'un fil lors de sa transition et montre que l'on retrouve la résistivité de l'argent dès lors que le supraconducteur transite. Comme la résistivité de l'argent reste inférieure de plusieurs ordres de grandeur à celle du bismuth après sa transition, le matériau supraconducteur ne peut pas transiter entièrement (à 300 K, la résistivité de l'argent est encore de l'ordre de $1 \mu\Omega.cm$ alors que celle du bismuth est d'environ $200 \mu\Omega.cm$ à 115 K). Il faudrait donc disposer de matrice très résistive pour profiter de la résistance développée par le matériau supraconducteur. Les fils avec une matrice composée d'un alliage en argent plus résistif (près d'un facteur deux par rapport à l'argent pur) ne sont donc pas encore satisfaisants. Le choix d'un autre matériau pour la matrice n'est pas simple du fait que le bismuth ne réagit pas lors de son frittage avec l'argent alors que la plupart des autres métaux réagissent ce qui diminue les propriétés supraconductrices du matériau.

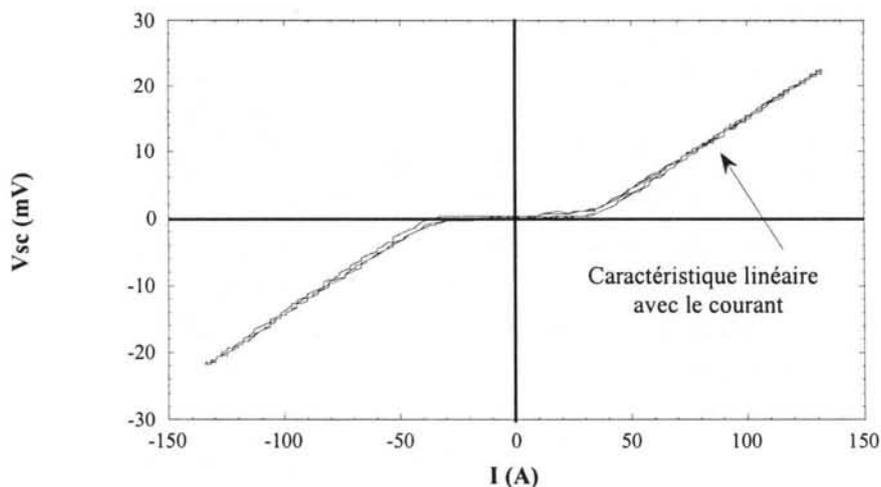
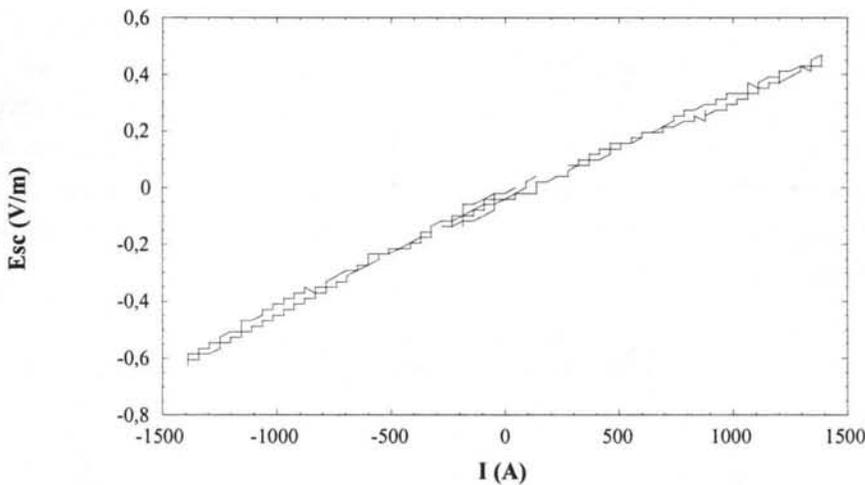


Figure IV-21 : Caractéristique $U(I)$ linéaire, montrant la résistance de l'argent de la matrice.

Les fils OPIT ne sont donc pas bien adaptés à la limitation de courant car ils ne permettent pas de profiter de la forte résistivité des oxydes supraconducteurs dans leur état normal. La longueur de fil nécessaire pour limiter le courant sera donc très supérieure à celle obtenue avec des échantillons massifs. En contrepartie, ce type de fil peut supporter des courants de court-circuit beaucoup plus importants que des échantillons massifs. La Figure IV-22 montre le test d'un échantillon pour un rapport I/I_c supérieur à 100. En effet la résistivité dans l'état normal des fils OPIT à 110 K est plus de 100 fois inférieure à celle du bismuth donc l'échauffement par effet joule est moins important. D'autre part l'argent est un bon conducteur thermique ce qui favorise le refroidissement des échantillons et l'homogénéisation des températures. Pour un limiteur de courant, il n'est pas du tout intéressant d'obtenir des rapports de I/I_c trop importants puisque le but est de limiter le courant. Par contre, pousser la caractérisation de matériau à ses limites est instructif. Cela permet de comprendre les points faibles du matériau (ici, ces mesures nous ont montrées une dégradation du matériau).

Figure IV-22 : Caractéristique $U(I)$ pour des dépassements de I_c important ($I_c = 24 A$).

Lors des mesures à fort courant ($I/I_c > 100$), nous avons constaté une dégradation de nos échantillons qui se traduisait par un gonflement de la gaine, ce qui provoquait une diminution du courant critique (l'épaisseur de ces échantillons est passée de 0,335 mm à plusieurs millimètres en certains endroits). Ceci peut être expliqué par la pénétration d'azote liquide dans les porosités du matériau (cf. figure I-15). Lors d'un court-circuit, le matériau atteint des températures allant jusqu'à près de 600 K. L'azote se vaporise et peut atteindre des pressions très importantes (plusieurs dizaines de bar).

Sur certains échantillons, nous avons aussi remarqué que la zone d'injection du courant se fait sur plusieurs millimètres après les amenées de courant. Si l'interface Argent/Bismuth n'est pas très bonne, le courant aura tendance à circuler dans

l'argent qui à une résistivité faible à 77 K. Des études sur les longueurs de transfert et la résolution de ces problèmes continuent à être menées [18].

La transition des échantillons frittés bismuth et YBaCuO et des échantillons texturés bismuth est similaire : dans un premier temps les joints de grains transitent. L'énergie qui y est dissipée chauffe l'échantillon. Si cette énergie est suffisante pour chauffer l'échantillon jusqu'à sa température critique, celui-ci va transiter en masse pour passer dans son état normal (sauf pour les OPIT ou la gaine en argent court-circuite le supraconducteur, ils n'ont donc pas de deuxième transition).

Toutes ces caractérisations ont été faites pour un courant à 50 Hz. Or lors d'un court-circuit ou lors de l'enclenchement d'un transformateur, des courants de fréquence bien supérieurs peuvent apparaître. Il est donc important de connaître l'influence de ces régimes transitoires sur la transition du supraconducteur.

IV.3. Régime transitoire.

Entre la période sans défaut (courant nominal) et le courant de court-circuit en régime établi, il existe une période dite de régime transitoire. Avec notre circuit d'essais, cette période est quasiment inexistante (faible longueur de câble, forte section), mais sur des réseaux électriques moyenne et haute tension, des courants de fréquence supérieure à 50 Hz peuvent apparaître. Afin d'étudier le comportement de nos échantillons dans ce cas, le circuit de test a été modifié (cf. Figure IV-23) afin de modéliser un court-circuit dû à un défaut situé à 100 m d'un jeu de barre en réseau aérien (ou 400 m pour un réseau souterrain) en aval d'un transformateur de 36 MVA.

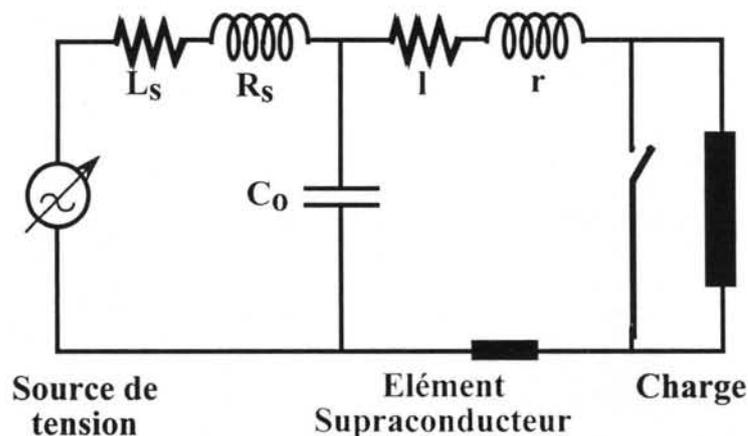


Figure IV-23 : Schéma du circuit de test en régime transitoire. L_S et R_S représentent l'impédance interne du transformateur, C_0 la capacité homopolaire d'un réseau H.T.A ramenée au jeu de barres, l et r sont les impédances propres des câbles. Lors de notre simulation, $L \approx 3,5\text{mH}$; $C \approx 33\mu\text{F}$; $l \approx 0,13\text{mH}$; $r \approx 68\text{m}\Omega$.

La fréquence de ce régime transitoire dépend du réseau et peut être de plusieurs kHz. Dans notre cas, elle est d'environ 5000 Hz. La Figure IV-24 compare la caractéristique obtenue durant ce régime transitoire avec une mesure à 50 Hz.

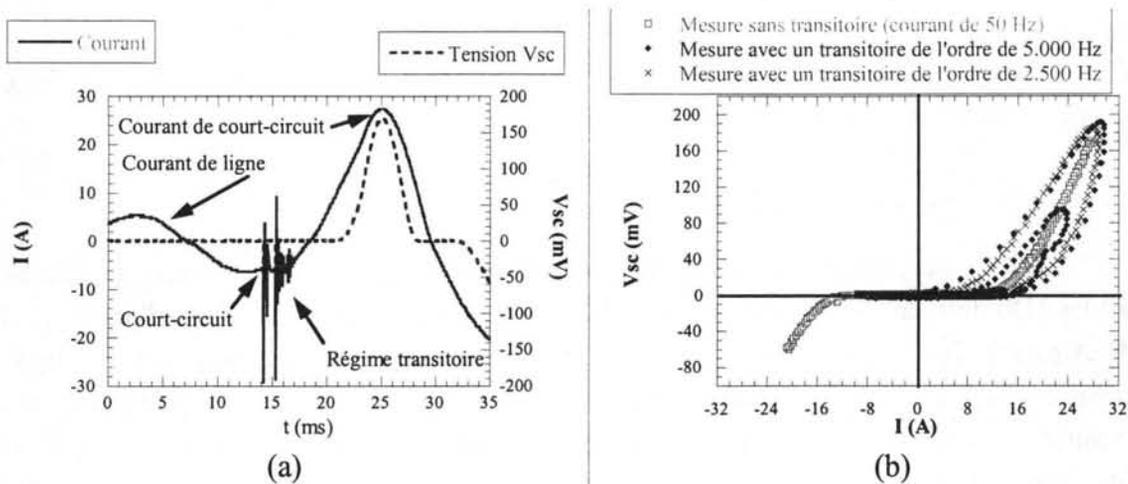


Figure IV-24 : Courbe (a) : Courant et tension au court du temps en régime transitoire simulé (2.500 et 5.000 Hz) suivit du régime "normal" à 50 Hz sur un Bi₂₂₂₃ fritté. Courbe (b) : Même mesure représentée sous la forme $U(I)$. Les courbes du régime transitoire retombent sur la caractéristique à 50 Hz lorsque la tension inductive $L \cdot di/dt$ est nulle.

La mesure à 5000 Hz présente une forte hystérésis mais donne la même valeur que la mesure à 50 Hz au maximum du courant (lorsque $di/dt = 0$). Cette différence provient de la tension inductive $-L \cdot di/dt$ due à l'inductance des boucles de mesure (qui est très supérieure à celle de l'échantillon). On observe bien Figure IV-24 que l'aire de cette hystérésis est d'autant plus importante que le courant est important.

En faisant varier l'instant du défaut par rapport au zéro du courant (entre 0° et 180°), la valeur de la charge ou la fréquence (en modifiant les caractéristiques du réseau modélisé : C_o , l , r) nous n'avons pas observé de différences importantes. Les caractéristiques $U(I)$ paraissent donc être totalement intrinsèques au matériau. Il est alors possible d'utiliser les caractéristiques mesurées sur un échantillon à 50 Hz pour modéliser le comportement d'un limiteur dans un réseau électrique (cf. Chapitre VII).

Nous pouvons donc conclure que la transition des matériaux frittés ou du bismuth texturé est initiée au niveau des joints de grains. Cette transition peut être modélisée et transcrite à d'autres fréquences ce qui est extrêmement intéressant pour la réalisation et l'insertion d'un limiteur de courant dans un réseau. Par contre, les matériaux monodomains ou des couches minces ne comportant pas de joints de grains ont une transition est très différente dont nous allons maintenant expliciter le comportement.

IV.4. Monodomains et couches minces (YBCO).

Alors qu'il n'est pas possible actuellement de fabriquer des monodomains de Bi₂₂₂₃ et que les monocristaux de Bi₂₂₁₂ sont de taille micronique, il n'en est pas de même avec

l'YBaCuO. Des monodomains (ou "grain unique") massifs de longueur supérieure à la dizaine de centimètres peuvent être élaborés et des couches minces monocristallines allant jusqu'à plusieurs microns d'épaisseur peuvent être déposées sur un substrat adapté (saphir, alumine, Rabbits). Ce type de matériau ne comportant plus de joints de grains aura un comportement totalement différent de celui des frittés (vu ci dessus). Comme nous l'avons vu, plus l'échantillon est texturé (c'est à dire moins il contient de défaut) et plus la deuxième transition apparaît pour un rapport de I/I_c faible.

IV.4.1. Monodomains.

Lorsque le courant est inférieur au courant critique, les tensions mesurées sont faibles. Du fait de la grande densité de courant de ces matériaux (J_c de l'ordre de 10^4 à 10^5 A.mm⁻²), les courants critiques obtenus sur des échantillons massifs sont importants (jusqu'à plusieurs milliers d'ampères.). La dérivée " di/dt " étant importante, la tension mesurée est essentiellement inductive lorsque le courant est petit devant I_c (Figure IV-25). Cette tension a deux composantes : une tension inductive $L.di/dt$ provenant essentiellement de l'inductance des boucles de mesures (comme c'était le cas pour les mesures à 5000 Hz en régime transitoire) et une tension due aux pertes en champ propre [9]. Ces pertes sont toujours présentes quelle que soit la valeur du courant, mais leur niveau est trop faible pour pouvoir être mesurées par cette méthode lorsqu'on est loin de I_c . Pour les mesurer, il faudrait employer par exemple la méthode électrique décrite dans le Chapitre III qui permet d'obtenir une meilleure résolution [10].

En augmentant le courant, la tension ne s'annule plus lorsque le courant se trouve à son maximum et une tension résistive apparaît. Ce champ électrique est "résistif" dans le sens où il est en phase avec le courant. Il peut être important et devenir supérieur à E_0 (critère permettant de déterminer le courant critique). Cette résistance provient du mouvement dissipatif des vortex. En effet les monodomains se rapprochent beaucoup plus d'un supraconducteur parfait, décrit dans le Chapitre I, dans lequel les vortex jouent un rôle important, par opposition aux échantillons frittés où la taille des joints de grains est trop importante (supérieure à la longueur de cohérence ξ) pour permettre un déplacement des vortex dans tout l'échantillon. Ils restent alors confinés dans le grain. La résistance ainsi développée est due dans un premier temps (pour des courants très inférieurs à I_c) aux sauts des vortex d'un site de piégeage à l'autre, ou résistance de flux creep [11] puis à un mouvement collectif des vortex, ou résistance de flux flow [12], lorsque l'on se trouve dans la région autour du courant critique.

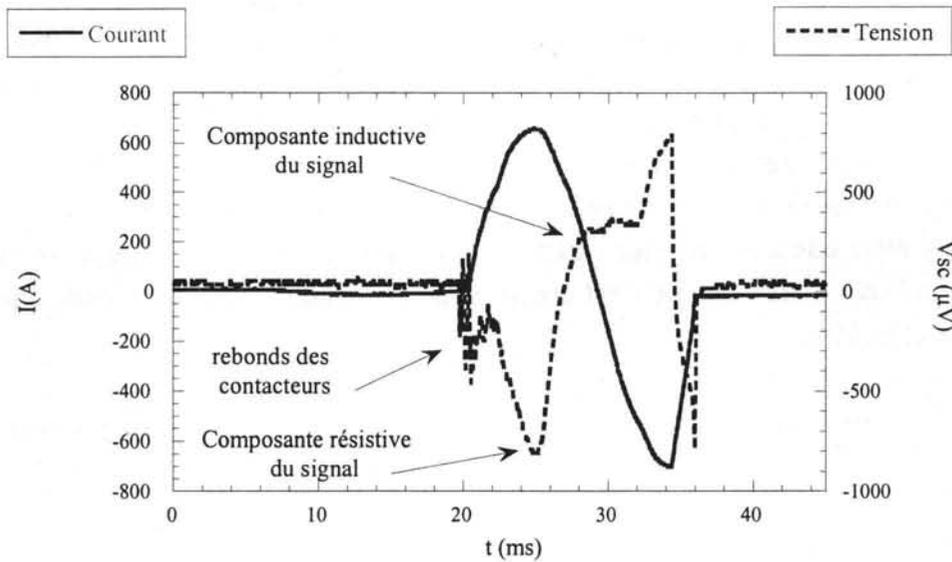


Figure IV-25 : Mesure sur un YBaCuO texturé pour un courant proche de son courant critique. Le signal de tension est la somme d'un signal inductif (dû à l'inductance des boucles de mesure) et d'un signal résistif (dû au champ propre et au flux flow).

Le passage dans l'état dissipatif d'un monodomaine est dû au mouvement des vortex. Ensuite, lorsque le courant critique "réel" est dépassé (c'est à dire celui qui provoque la transition de l'échantillon et non celui déterminé par le dépassement d'un seuil arbitraire), l'échantillon transite en "masse" vers l'état normal (cf. Figure IV-26). C'est un emballement magnétothermique dû à la fois à la pénétration des vortex (donc du flux magnétique) jusqu'au cœur du matériau et au dépassement du courant critique. Cette transition est similaire à la deuxième transition dans les matériaux frittés car elle est due à la perte de l'état supraconducteur par emballement (mais ici elle est provoquée par un dépassement du courant critique alors que pour les échantillons frittés elle est due à un dépassement de la température critique). Elle est plus raide que la deuxième transition car il n'y a qu'un seul grain qui transite au lieu d'en avoir une très grande quantité qui ne transitent pas tous exactement en même temps.

La transition d'un monodomaine jusqu'à son état normal se déroule en deux étapes : passage dans l'état dissipatif lorsque la force de Lorenz créée par le courant sur les vortex est supérieure à la force d'ancrage. Le mécanisme de saut de vortex étant thermiquement activé, ce régime devrait être plus important si la température de l'échantillon est supérieure à 77 K. Dans ce régime dissipatif, l'énergie dissipée n'est pas suffisante pour chauffer l'échantillon jusqu'à sa température critique. L'emballement qui apparaît lorsque le courant est légèrement supérieur au courant critique est donc dû à un dépassement du courant critique et non de la température critique. Cette brusque transition correspond au passage de l'échantillon dans l'état normal.

La transition dans l'état normal par emballement est très raide, mais n'est malheureusement pas homogène. Elle est initiée au niveau de "hot spot" ou défaut local (variation de flux local, dislocations ou autres défauts cristallins, défaut de composition

stœchiométrie...) ou au niveau des amenées de courant (résistance de contact qui chauffe l'échantillon) puis se propage dans le matériau. La vitesse de propagation dans les SHT_c (qui peut se calculer en faisant l'hypothèse du régime adiabatique [13]) est de l'ordre de quelques mètres par seconde. Il faudrait donc avoir un très grand nombre de hot spots pour compenser cette faible vitesse (ce qui est le cas par des matériaux fritté ou chaque joint de grain transite). Dans les monodomaine, la transition est souvent initiée qu'en quelques points. Ces zones subissent alors une augmentation de température pouvant être supérieure au million de degrés par seconde car toute l'énergie n'est dissipée que dans cette zone. Il en résulte que l'échantillon brûle à cet endroit.

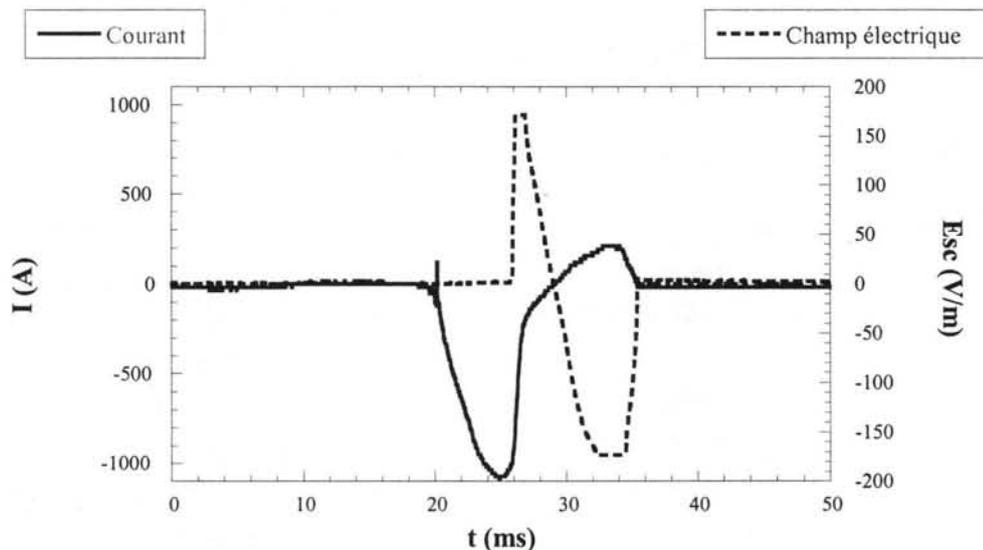


Figure IV-26 : Transition en masse d'un échantillon

Ce type d'échantillons ne transite donc pas en masse sur toute sa longueur et chaque essai de transition est alors destructif. Pour tenter de remédier à cela, deux méthodes ont été envisagées : soit améliorer l'élaboration des échantillons afin d'obtenir un monodomaine le plus parfait possible, soit réduire l'énergie dissipée dans le matériau.

Des échantillons ont été élaborés de différentes manières puis testés afin d'essayer d'obtenir un échantillon le plus parfait possible. Les différentes élaborations sont : par fusion de zone [14], par solidification à partir d'un germe [15] ou par chauffage micro-onde [16]. Finalement cela ne semble pas être le suffisamment efficace, il est pour l'instant difficile d'imaginer d'arriver à des matériaux "zéro défaut" (comme c'est par exemple le cas pour le silicium) et de plus, même si le matériau est parfait, la transition est peut-être de nature instable, dépendant de facteurs aléatoires comme par exemple l'endroit de pénétration des vortex. Elle est peut-être influencée par un facteur extérieur, comme par exemple le moins bon refroidissement d'une zone parce qu'il y avait une bulle d'azote gazeux.

Pour réduire l'énergie mise en jeu pendant la transition plusieurs solutions ont été testées : nous avons d'abord essayé d'adapter la source de tension (de manière à ce qu'elle délivre une tension inférieure à celle développée par l'échantillon dans son état normal), mais cette technique n'est valable que si presque tout l'échantillon transite. Nous avons alors tenté de diminuer le courant critique, soit par sous oxygénation, soit en effectuant

des courts-circuits à plus haute température pour diminuer la densité de courant critique (mesure dans l'argon liquide, $T_c = 87$ K [17]). Nous avons aussi envisagé pour réduire l'énergie de réduire le temps de court-circuit en utilisant une ligne à retard (montage série parallèle de résistances et capacités afin d'obtenir une décharge capacitive très courte mais avec une énergie importante), mais cette expérience n'a pas encore été menée à terme. Ces méthodes n'ont pas été très concluantes, sauf les mesures dans un liquide cryogénique (l'argon) ayant une température d'ébullition plus élevée que celle de l'azote qui paraissent intéressantes à poursuivre.

IV.4.2. Couches minces.

Les dépôts de quelques centaines de nanomètres (des couches d'épaisseur variant de 100 nm jusqu'à 2 μm ont été testées) ont une structure cristallographique meilleure (c'est à dire plus proche d'un monocristal) que les échantillons massifs obtenus par fusion de zone. Du fait de leur faible épaisseur et de la bonne mosaïcité (empilement des plans ab), les densités de courant critiques obtenues [18] sont importantes ($J_c > 10^4$ A.mm⁻²). La transition des couches minces d'YBaCuO va donc se rapprocher de celle des monodomains, sauf que le substrat et la leur grande surface développée permettent une meilleure dissipation de la chaleur. Ainsi les couches minces sont moins sensible au problème des hot spots et supportent des champs électriques élevés.

a). Transition.

Lors de l'apparition d'un champ électrique supérieur à $1 \mu\text{V.cm}^{-1}$ le courant critique I_c de la couche est considéré comme dépassé mais cela ne correspond pas à une transition en masse de la couche. La caractéristique est non linéaire mais sans avoir d'emballement magnétothermique (cf. Figure IV-27). Comme pour l'YBaCuO monodomaine, ce régime correspond à la dissipation engendrée par le mouvement des vortex. La couche est dans un régime de mouvement des lignes de flux.

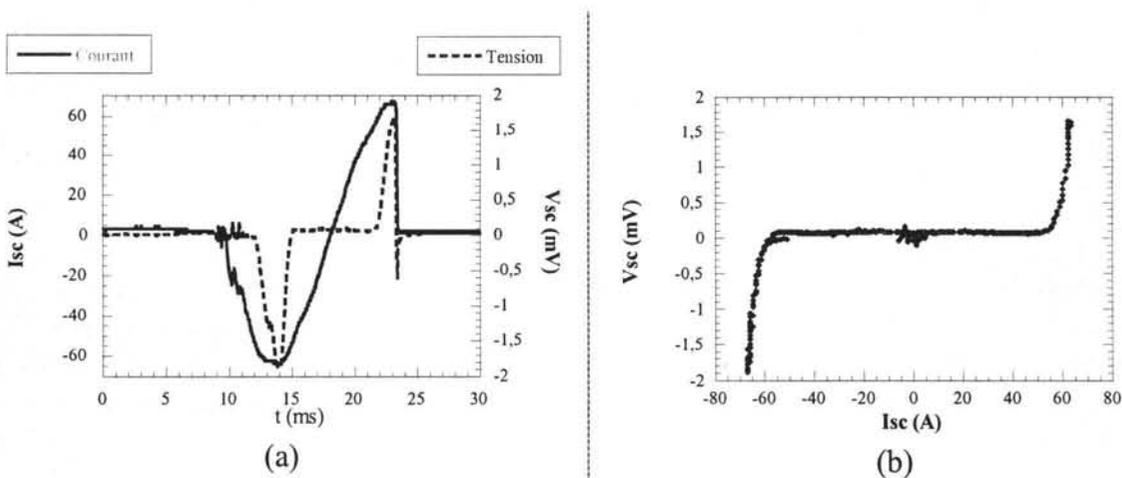


Figure IV-27 : Début de la transition d'une couche mince : mesure du courant et de la tension au cours du temps (a) et caractéristique $U(I)$ de la couche (b).

Il faut atteindre un courant d'environ une fois et demi le courant critique pour dépasser le courant critique "réel" c'est à dire celui qui correspond à l'emballement magnétothermique du supraconducteur. La couche passe alors très rapidement (quelques microsecondes) dans son état normal. Du fait des grandes densités de courant de ce matériau, une faible épaisseur suffit pour obtenir des courants de transport de plusieurs dizaines d'ampères. La résistance de la couche dans son état normal est importante grâce à sa faible épaisseur (il est facile d'obtenir des dizaines d'ohms). Le courant est alors fortement limité et il peut même devenir inférieur au courant critique (cf. Figure IV-28). Comme la transition est très rapide et que la résistance développée est importante, le courant ne dépasse jamais quelques fois le courant critique de la couche.

Le rapport de la surface d'échange avec l'azote sur le volume est beaucoup plus grand pour une couche que pour un matériau massif (typiquement de 10^3 à 10^4 fois plus important). De plus le substrat représente une capacité thermique importante et il permet à la couche d'évacuer une grande quantité de chaleur (conductivité thermique du saphir importante : $25 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et grande chaleur spécifique du substrat : $3.10^6 \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$) dans un volume important. Pour des courants proches du courant critique, la couche récupère donc très rapidement dès que le courant redescend en dessous de I_c . Le courant n'est alors plus limité et l'on retrouve la fin de l'onde du courant de court circuit. Lors de la demi alternance suivante, le même phénomène est observé et cela tant que l'énergie dissipée dans la couche est suffisamment faible pour être évacuée par l'azote et le substrat.

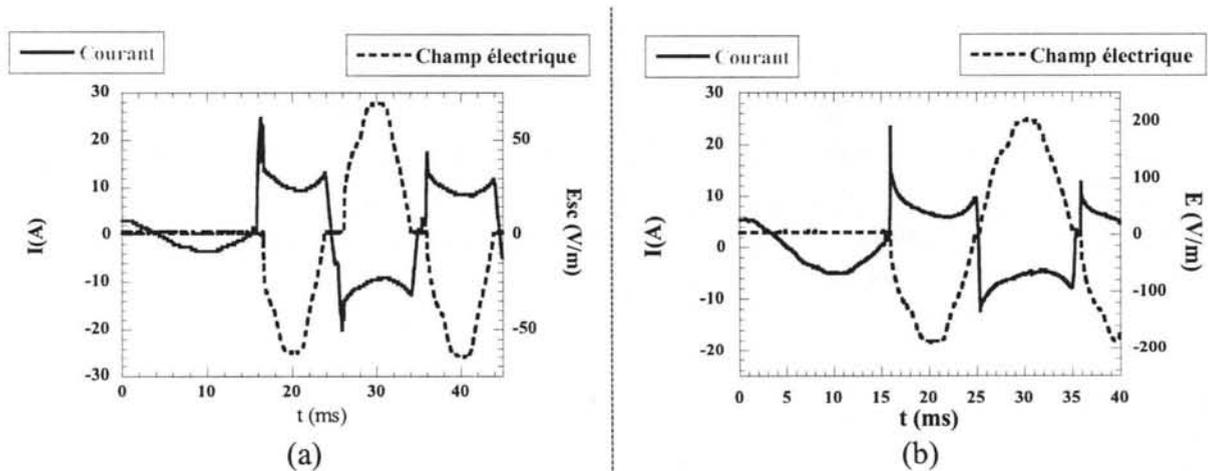


Figure IV-28 : Transition complète d'une couche. La transition très rapide limite fortement le courant. Dès que le courant repasse en dessous du courant critique, la couche redevient supraconductrice (a), tant que son échauffement n'est pas suffisant pour porter sa température au-dessus de T_c . Ensuite, la couche ne retrouve plus son état supraconducteur (b).

b). Oscillation.

Lorsque le courant est du même ordre que celui provoquant la transition en masse de l'échantillon, il est possible d'observer un phénomène d'oscillation dû

à la récupération très rapide de la couche (cf Figure IV-29). En effet, le courant limité redescend à une valeur inférieure à I_c . La couche retrouve donc son état supraconducteur avec une résistance nulle : la transition est uniquement due à un dépassement du courant critique et non à un dépassement de la température critique. Puis, le courant, n'étant plus limité, il croît de nouveau jusqu'à devenir supérieur au courant critique. La couche transite de nouveau, limite le courant qui redevient inférieur à I_c et la couche retrouve son état supraconducteur, etc.... Si l'on augmente légèrement l'énergie du court circuit, la couche ne peut plus récupérer aussi rapidement, les oscillations disparaissent et l'on retrouve la courbe représentée Figure IV-28.

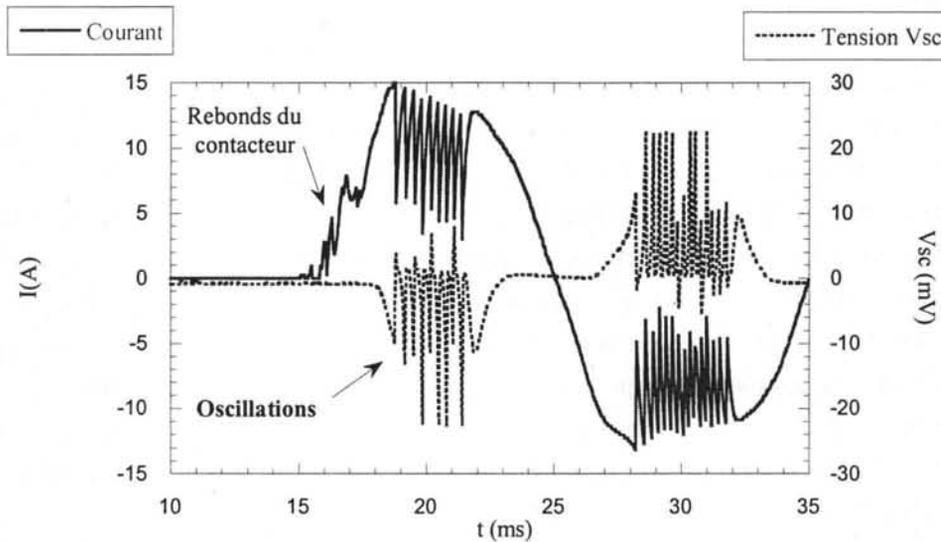


Figure IV-29 : Oscillation de la couche (plus zoom d'une oscillation montrant la tension augmenter avant que le I ne diminue).

c). Fort champ électrique.

Lorsque l'énergie dissipée dans la couche est supérieure à celle pouvant être évacuée par le substrat et par l'azote, la couche ne récupère plus et reste dans son état résistif (cf. Figure IV-28). Mais la résistance de l'échantillon n'augmente pas très rapidement car la montée en température reste lente grâce aux bons échanges thermiques. Ainsi des champs électriques de plusieurs kilovolt par mètre (jusqu'à $10 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}$) ont été obtenus sans pour autant brûler la couche par surchauffe.

A cause des échanges importants avec l'azote et le substrat, il n'est plus du tout possible de faire le calcul de la température de la couche avec l'hypothèse d'adiabaticisme prise pour les échantillons massifs. Un tel calcul donnerait des températures aberrantes (beaucoup trop élevées).

d). Avantages et inconvénients des couches minces.

L'intérêt d'une couche mince est sa transition très rapide, le courant est limité pour un rapport du courant sur le courant critique en général inférieur à deux. C'est donc un matériau très performant pour la limitation du courant. De plus, grâce au substrat et à la grande surface spécifique, la couche mince récupère très rapidement.

En contrepartie, ce sont des matériaux fragiles : l'YBaCuO est sensible à l'eau qui dégrade ses propriétés supraconductrices. Le fait de réchauffer la couche (avec un flux d'air chaud ou un flux d'air comprimé) la dégrade. Il est fréquent qu'entre deux mesures séparées de quelques heures, le courant critique diminue si la couche a été réchauffée. Pour tenter de minimiser ce phénomène, il est possible de réchauffer la couche sous flux d'azote gazeux.

L'injection du courant au niveau des amenées de courant pose un problème : ce point est particulièrement important car beaucoup d'échantillons ont brûlé à ce niveau. En effet les amenées sont constituées d'un dépôt d'argent ou d'alliage Or-Argent sur le dessus de la couche. L'injection se fait donc selon l'axe c, ce qui n'est pas favorable pour avoir une résistance de contact faible. Pour plusieurs séries d'échantillons, la résistance de contact n'était pas assez bonne car le dépôt d'argent n'avait pas été fait "in situ" au moment de l'élaboration de la couche (nous ne disposions pas d'un bati d'élaboration adéquat à ce moment) mais après que la couche ait été sortie à l'air. Les résistances de contacts obtenues étaient mauvaises (quelques $\mu\Omega.cm^{-2}$) alors que lors d'un dépôt in situ elles étaient inférieures à $400 n\Omega.cm^{-2}$. Pour améliorer l'injection du courant, la couche a été élargie au niveau des amenées de courant afin d'avoir une plus grande surface d'injection (cf. Figure IV-30). Mais, même avec une faible résistance de contact, des couches ont brûlé à l'endroit où la couche se rétrécit après les amenées de courant à cause de la résistance de constriction. Les dessins des masques des couches actuels suppriment donc tous les angles, remplacés par des arcs de cercles de rayon de courbure le plus grand possible.

Une dernière difficulté technique liée à l'injection du courant est la fixation des amenées de courant du circuit (qui sont en général faites de fils en argent soudés) sur les plages en argent de la couche sur l'argent. L'élévation de température due à la soudure détériore l'interface Argent - YBaCuO et augmente localement la résistance de contact. De plus, même si les plages d'injection sont grandes, le courant n'arrive qu'à un ou deux endroits et l'injection du courant reste ponctuelle. Plusieurs solutions ont été envisagées afin de résoudre ce problème sans avoir pu être testées.

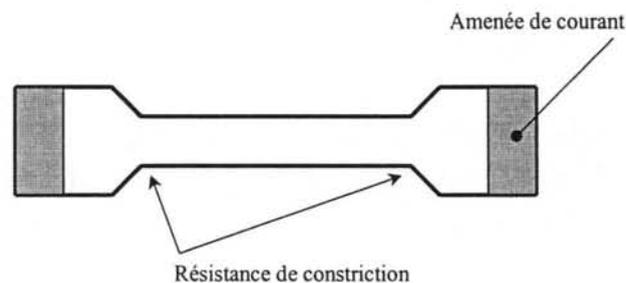


Figure IV-30 : Schéma d'une couche mince : la plage des amenées de courant est importante pour permettre une bonne injection du courant. En contrepartie il existe une résistance de constriction du courant aux angles.

La contre partie des fortes densités de courant transportées par les couches minces est que l'énergie volumique (ρJ_c^2) dissipée lors de la transition est importante, et donc par nature risque de fragiliser les matériaux. Lorsque les échantillons ne brûlent pas aux amenées de courant, ils brûlent à l'endroit où est initiée la transition (même phénomène de hot spot que pour l'YBaCuO monodomaine). Pour éviter de brûler la couche, des shunts (films d'argent ou d'alliage à base d'or déposés sur la couche) recouvrent la couche pour détourner le courant lors de la transition et pour homogénéiser la température grâce à la bonne conductibilité thermique du dépôt. L'utilisation des couches minces pour les limiteurs moyenne ou haute tension (avec quelques centaines à quelques milliers d'ampère de courant critique) risque d'être délicate à cause de cette fragilité. Il est pour l'instant difficile d'obtenir des couches assez épaisses permettant de transporter plusieurs centaines d'ampères. De plus, le coût d'une couche mince est important car le temps de dépôt est long, l'élaboration demande un matériel important et les surfaces de dépôts sont petites (quelques centimètres carrés).

Conclusion du quatrième chapitre

La transition du supraconducteur dans son état dissipatif est le problème majeur pour un limiteur de courant résistif. Pour des matériaux supraconducteurs ayant peu de défauts (YBaCuO monodomaine ou en couche mince), leur comportement se rapproche des modèles décrits dans le premier chapitre :

- ❖ Lorsque les forces de Lorentz créées par le courant de transport sont supérieures aux forces d'ancrage des vortex, un régime de flux flow apparaît. Le champ électrique développé peut devenir supérieur à E_0 (critère permettant de déterminer le courant critique). Donc, lorsque le courant critique est atteint, l'échantillon se trouve encore dans ce régime
- ❖ Un courant plus élevé (en général supérieur de quelques pour cent au courant critique) provoque la transition en masse (emballement magnétothermique) de l'échantillon. Cette transition est initiée en certains points (appelés hot spots). Elle est due à un dépassement du courant critique.
- ❖ Pour un échantillon monodomaine (pour lequel le volume de matériau est plus important), la propagation de la transition est souvent trop lente, et l'échantillon brûle aux points de transition. Pour les couches minces ce phénomène est moins marqué grâce à leur faible volume et au shunt thermique dû au substrat. Mais ces échantillons restent tout de même fragiles.

Les échantillons frittés ou de bismuth texturé ont un comportement très différent à cause de leur structure cristallographique : ils sont composés de grains (qui peuvent être considérés comme des monodomains) assemblés entre eux par les joints de grains. La transition se passe en deux étapes :

- ❖ Les propriétés supraconductrices des joints de grains (J_c , H_c) sont très inférieures à celle des grains. Ce sont eux qui vont transiter en premier. Le courant critique mesuré est donc celui des joints de grains et non des grains (qui ont un I_c de 10 à 100 fois supérieur). Le supraconducteur est alors dans son état dissipatif, mais pas encore dans son état normal. Cette transition est appelée "première transition".
- ❖ L'énergie dissipée au niveau des joints de grains chauffe les grains. Lorsque la température de l'échantillon est égale à sa température critique, l'échantillon transite alors en masse. Cette transition est donc due à un dépassement de sa température critique et non de son courant critique. Elle est appelée "deuxième transition". A la suite de laquelle l'échantillon se retrouve dans son état normal.
- ❖ La transition est homogène car elle est initiée au niveau de tous les joints de grains. Ce type de matériau est donc beaucoup moins fragile que les couches minces ou les monodomains. En contrepartie la transition est plus lente car il faut un échauffement du matériau jusqu'à sa température critique pour le faire transiter. Le bismuth texturé paraît être un bon candidat pour la limitation car, il allie une densité de courant suffisante à une excellente tenue mécanique et thermique et à une transition vers l'état normal homogène et relativement rapide grâce à ces joints de grains.

Références du Chapitre IV

-
- [1] K. Mori, "Thermal conductivity, electric. Resistance and Cp of high Tc superconductor", Physica C **162-164** (1989)
- [2] C. Albrecht and al., "Current Leads - First application of HTc for power devices", Physica C **235-240** (1994), 205-208
- [3] J. Bardeen and M.J Stephen, "Theory of the motion of vortices in Superconductors", Phys. Rev., **140** (1965), A1197
- [4] M. P. Saravolac and coll., "High temperature superconducting current limiting series reactor", CIGRE report, (1998)
- [5] A. Kiliç and coll., "Influence of an external magnetic field on the current - voltage characteristics and transport critical current density", Physica C **294** (1998), 203-216
- [6] M.N Cuthbert and al., "Transport and Magnetism measurements of Bi2223/Ag Tapes and the role of Granularity on critical current limitation", IEEE Trans. On app. Supercond., vol. **5**, N°2, June 1995
- [7] S. Bungre and al., "Are classical weak link models adequate to explain the current-voltage characteristic in bulk YBaCuO", Letters to Nature vol. **341**, 26 oct. 1989
- [8] A.D Caplin and al., "Critical Currents in superconductors - exploring the limiting mechanisms", IEEE App. Super. Conf. , ASC 1994
- [9] C. B. Bean, "Magnetisation of high-field superconductors" Rev. Mod. Phys. **36** (1964), 31
- [10] L. Porcar, "Elaboration et propriétés physiques des composés YBaCuO texturés pour la limitation du courant", Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 1997, p. 109
- [11] L. Porcar et al, "High critical transport currents of melt textured YBCO up to 6000 A", Physica C **275** (1997), 293-298
- [12] J. Bardeen and M.J. Stephen, "Theory of the motion of vortices in superconductors", Phys. Rev., **140** (1965), A1197
- [13] C. Levillain and coll., "Effects of thermal shunt to substrate on normal zone propagation in high T_c superconducting thin films", Cryogenics Vol. **34** (1994), 69
- [14] J. M. Barbut., "Texturation de l'YBaCuO par fusion de zone sous champ magnétique . Détermination par mesure de courant critique de son diagramme de phase dans le plan [H,θ] à 77K. Mise en évidence par mesures résistives en champ nul d'une transition du 1^{er} ordre dans l'état supraconducteur", Thèse de l'Université J.Fourier, 1992.
- [15] X. Chaud, "Contrôle de la croissance sous champ magnétique de domaines texturés d'YBaCuO pour application à la lévitation, Thèse de l'Université J. Fourier, Grenoble, 1996
- [16] S. Marinel, G. Desgardin, "A new inductive furnace based on microwave irradiation for growing long YBaCuO single domain bars", Advanced Materials Vol. **10** (1998), 1448-1452...
- [17] P. Tixador and coll. "Non destructive quench of bulk YBaCuO in liquide argon", Cryogenics, Vol. **39** (1999) 73-79

[18] H. C. Freyhardt and coll., "Biaxially textured YBaCuO thick films on technical substrates", A.S.C 1998

Chapitre V : La récupération

Chapitre V. La récupération.	145
V.1. Le transfert thermique.	145
V.1.1. Problématique de la récupération.	145
V.1.2. Approche théorique des transferts thermiques.	147
V.1.3. Modélisation des transferts thermiques.	149
V.2. Mesures expérimentales du temps de récupération.	150
V.2.1. Mesures en courant continu	151
V.2.2. Mesures en court-circuit	154
V.2.3. Mesures dans le vide	155

Chapitre V. La récupération.

Le régime de récupération est le troisième état dans lequel peut se trouver un limiteur de courant. Après l'échauffement du supraconducteur pendant le régime de transition, le limiteur de courant est isolé du réseau pendant le régime de récupération. Le matériau peut alors se refroidir pour retrouver son état supraconducteur. Le limiteur est isolé du réseau pendant le temps d'ouverture des protections lors des cycles d'Ouvertures Fermetures. La première re-fermeture des disjoncteurs a lieu au bout de 300 ms pour une ligne aérienne et au bout de 3 mn pour un câble souterrain. Il est donc important que le limiteur puisse être réinséré dans le réseau 300 ms après le court-circuit afin d'être compatible avec les plans de protection des réseaux aériens. Le temps de récupération va dépendre de la qualité du transfert thermique entre le bain d'azote liquide et l'échantillon. Les problèmes liés au transfert thermique et son approche théorique seront abordés avant la présentation des mesures des temps de récupération sur des échantillons massifs.

V.1. Le transfert thermique.

L'élévation en température de l'échantillon lors de sa transition et de la limitation du courant est considérée comme homogène (nous ne considérons que les matériaux en bismuth). Elle est de plusieurs dizaines de degrés. Cette élévation en température est reliée à la longueur de supraconducteur utilisée. Lors du dimensionnement du limiteur de courant (présenté au Chapitre VII), on calcule la longueur minimale permettant de limiter l'élévation de température du matériau entre cent et deux cents degrés. Cette longueur est appelée longueur thermique. Le matériau va ensuite se refroidir en cédant de l'énergie à travers sa surface en contact avec le liquide cryogénique. Ce transfert thermique va dépendre de plusieurs facteurs comme la géométrie de l'échantillon ou le coefficient d'échange convectif de l'azote.

V.1.1. Problématique de la récupération.

Nous allons étudier la récupération d'échantillons massifs cylindriques en bismuth (matériaux utilisés pour la construction du démonstrateur). Le type d'élaboration (fritté, texturé ou monodomaine) ne va pas être un facteur important lors de cette étude puisque les valeurs caractéristiques à la récupération (conductivité thermique) sont du même ordre de grandeur pour tous ces échantillons. Le type du supraconducteur (YBaCuO ou Bi₂₂₂₃) joue un rôle plus important sur le temps de récupération, car la température critique de ces matériaux n'est pas la même. La récupération des échantillons à base d'yttrium n'est pas abordée ici car les YBaCuO frittés ne sont pas intéressants pour la limitation (faible J_c et dépassement important de I_c avant la deuxième transition) et les YBaCuO monodomaines n'ont pas forcément une transition homogène. La géométrie des échantillons va jouer un rôle

important, et en particulier le rapport surface sur volume. Nous regardons ici la récupération d'échantillons cylindrique de quelques millimètres de diamètre.

Lors du refroidissement des supraconducteurs, la température commence à diminuer en surface, là où l'échantillon est en contact avec l'azote liquide. Un gradient de température radial s'instaure entre la surface et le centre de l'échantillon. Il est donc nécessaire, dans un premier temps, de déterminer la loi de la température en fonction du temps et de la distance au centre de l'échantillon : $T(t,r)$. Cette loi ne peut être qu'approximative ou empirique car elle dépend pour beaucoup du coefficient d'échange convectif "h" de l'azote liquide. Or celui-ci n'est pas parfaitement connu car il dépend entre autre du flux de chaleur, de la quantité de bulles dans l'azote, de la disposition de l'échantillon ainsi que de son état de surface [1,2]. En particulier, il augmente de façon importante juste avant le phénomène de caléfaction (création d'une couche de gaz entre le liquide et le solide immergé) et devient faible lorsqu'il y a caléfaction. Une valeur moyenne de l'ordre de $1.500 \text{ à } 2000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ paraît une bonne estimation pour le régime sans caléfaction. Juste avant la caléfaction, h augmente et il devient de l'ordre de $4000 \text{ à } 6000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Une fois la loi d'évolution de la température connue, il faudrait remonter à la loi du courant critique au court du temps $I_c(t)$. Un autre problème se pose ici car la densité de courant critique dépend de la température (cf. Chapitre I). La courbe $I_c(T)$ a été étudiée par certains auteurs, mais en prenant comme critère de champ électrique pour I_c $1\mu\text{V.cm}^{-1}$. Or, ici ce n'est pas ce critère de champ électrique qui nous intéresse puisque nous avons vu au chapitre III qu'il était possible de fonctionner en régime permanent avec un courant supérieur à plus de 1,5 fois I_c , (dans ce régime, la nature des échanges avec l'azote liquide joue un rôle très important). Il est donc possible de réinsérer le limiteur sur le réseau avec un courant de ligne égal au courant nominal avant que l'échantillon n'ait entièrement récupéré. Nous allons dans un premier temps étudier le temps de récupération t_{recup} au bout duquel le supraconducteur aura retrouvé son état supraconducteur (même densité de courant critique) puis, par des mesures expérimentales, le temps d'isolation t_{isol} nécessaire au limiteur avant de pouvoir le réinsérer sur le réseau. Contrairement à t_{recup} , au bout de ce temps d'isolation, le supraconducteur ne présentera pas une résistance nulle, mais il pourra supporter un son régime nominal.

Il est donc possible de considérer que le matériau ait récupéré entièrement (au bout de t_{recup}) lorsque la température de son cœur est devenue de l'ordre 77 K, mais, comme nous allons le voir, il est possible de faire circuler un courant dans le matériau (au bout de t_{isol}) avant qu'il n'ait entièrement récupéré (dans ce cas, la tension à ces bornes ne sera pas nulle).

Deux remarques découlent de ces considérations :

- Tout d'abord, le temps de récupération dépend du choix du courant nominal I_n par rapport au courant critique I_c . En effet, si $I_c = 2 * I_n$, il suffit seulement que la moitié de la section de l'échantillon ait retrouvé son état supraconducteur, alors que si $I_c = I_n$, il faut que tout le matériau ait retrouvé son état supraconducteur pour une récupération totale.

- Ensuite, il n'est pas possible d'utiliser, pour mesurer la résistivité de l'échantillon, une source auxiliaire de courant continu mise en service pendant le régime de récupération. Cette solution n'est pas adaptée pour des échantillons massifs car cette technique indique une résistance nulle dès lors qu'une fine couche en surface de l'échantillon a une température inférieure à T_c , (création d'un chemin de percolation). Cette technique ne permet donc pas de déterminer le temps de récupération.

Nous avons donc choisi, afin de déterminer le temps de récupération, de calculer l'élévation en température de l'échantillon pendant sa transition (en considérant que le régime est adiabatique, c'est à dire que toute l'énergie dissipée dans le matériau sert à le chauffer de manière homogène). Le temps de récupération est ensuite déterminé de manière semi-empirique grâce à l'étude théorique des transferts thermiques puis aux mesures effectuées sur différents échantillons. L'étude théorique doit permettre de nous donner des ordres de grandeur du temps nécessaire pour passer de sa température initiale T_s à 77 K, alors que l'étude expérimentale doit nous permettre de déterminer la valeur du courant de ligne acceptable pour réinsérer le limiteur après un court-circuit.

V.1.2. Approche théorique des transferts thermiques.

Nous étudions un échantillon cylindrique. L'axe du cylindre est aussi un axe de symétrie. Les échanges avec le bain cryogénique se font essentiellement par la surface latérale, les surfaces des deux bouts sont négligées. Le coefficient d'échange convectif entre la surface du barreau et l'azote est noté h (cf. Figure V-1). La température du bain d'azote est considérée constante et égale à $T_e = 77$ K, et la température initiale T_s du supraconducteur après le court-circuit est supposée uniforme. Ensuite elle va évoluer en fonction du temps et du rayon r .

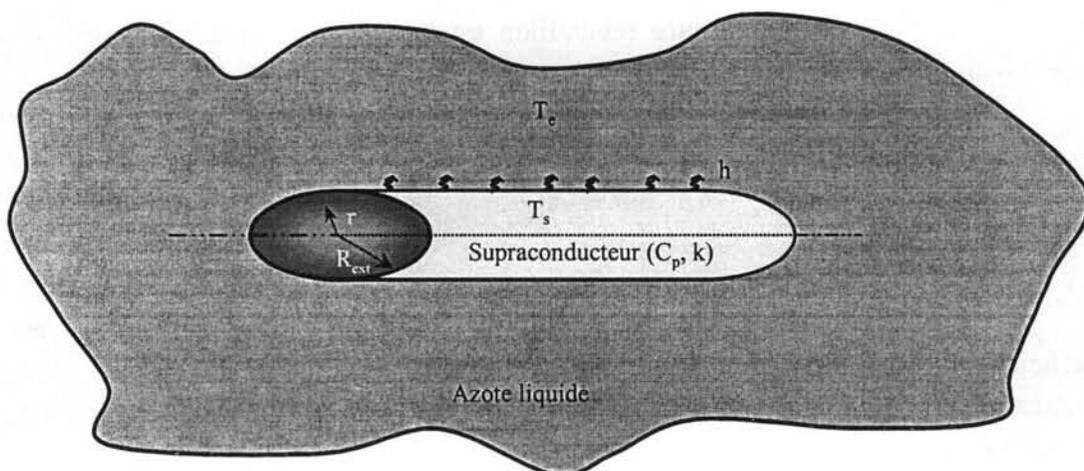


Figure V-1 : Représentation schématique d'un échantillon cylindrique de rayon R_{ext} dans un bain d'azote de température T_e homogène. Le supraconducteur est à la température T_s initialement homogène. La résistance thermique de convection entre la surface et l'azote est inversement proportionnelle au coefficient d'échange convectif h .

Nous cherchons à déterminer le profil de température et son évolution temporelle $T(r,t)$ d'un échantillon à une température initiale T_s (en considérant que $T_s > T_c$) plongé dans un bain d'azote liquide à la température T_c . Le problème physique de diffusion de la chaleur dans le matériau est décrit par l'équation de Fourier généralisée :

$$\text{div}(k \cdot \overrightarrow{\text{grad}T}) = C_p \frac{\partial T}{\partial t} - q$$

Équation V-1

où C_p est la chaleur spécifique volumique, k la conductivité thermique, T la température, t le temps et q la puissance dégagée par unité de volume.

Comme notre échantillon est isolé du réseau, le courant ne circule plus dans le barreau. Il n'existe donc pas de source de chaleur interne q . De plus notre échantillon de bismuth fritté peut être considéré de manière macroscopique comme homogène et isotrope (chaque grain ayant une orientation différente, la moyenne sur le grand nombre de grains donne un échantillon isotrope). La conductivité thermique est donc indépendante de la direction. Elle sera considérée indépendante de la température. L'équation de transfert de la chaleur devient alors :

$$k\Delta T = C_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

Il faut ensuite considérer les conditions aux limites : il existe un échange convectif au niveau de la surface latérale. La conservation du flux de chaleur donne :

$$h \cdot [T_c - T(R_{ext}, t)] = -k \left. \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right|_{r=R_{ext}}$$

Équation V-2

Comme notre échantillon est un barreau, l'équation de transfert de la chaleur peut être écrite en coordonnées cylindriques :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{C_p}{k} \frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial T}{\partial t}$$

Équation V-3

Le rapport D de la chaleur spécifique sur la conductivité est appelé coefficient de diffusion thermique (ou diffusivité thermique). Il permet d'évaluer la propagation d'une perturbation dans un matériau : un corps de dimension caractéristique d à un temps de propagation caractéristique τ_c :

$$\tau_c = d^2 / D$$

Équation V-4

Pour le Bi_{2223} , D est de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Pour résoudre l'Équation V-3, il est possible de séparer les variables r et t afin que la température soit le produit d'une fonction $f(r)$ par une fonction $g(t)$. La solution de cette équation est alors [3] :

$$T(r, t) = T_e + (T_s - T_e) \left(\frac{h \cdot R_{ext}}{k} \right) \cdot \left[2 \sum_{n=1}^{n=\infty} \exp \left(-\alpha_n^2 \frac{Dt}{R_{ext}} \right) \cdot \frac{J_0 \left(\alpha_n \frac{r}{R_{ext}} \right)}{\alpha_n J_1(\alpha_n)} \right]$$

Équation V-5

où $J_0(x)$ et $J_1(x)$ sont les fonctions de Bessel du premier genre respectivement d'ordre 0 et 1. Les valeurs de α_n correspondent aux racines de l'équation $J_0(x) = 0$.

En raison de la taille de nos échantillons, la somme de la relation précédente peut se réduire au premier terme pour un temps t de l'ordre de : $t > 0,5$ s. Comme nous nous intéressons à l'évolution de la température pour des temps de l'ordre du dixième de seconde, nous ne pouvons pas utiliser cette approximation.

La résolution de l'Équation V-5 permettrait de donner l'expression de l'évolution temporelle du rayon $r_o(t)$ pour lequel la température T de l'échantillon serait égale à 77 K. Le temps de récupération $t_{récup}$ est alors le temps nécessaire pour retrouver le courant critique initial. Le courant critique du matériau en fonction du temps pourrait alors être estimé, il serait égal à :

$$I_c(t) = J_c \pi (R_{ext}^2 - r_o(t)^2)$$

Le traitement analytique de la récupération n'est pas aisé. Il débouche sur une équation qu'il est difficile à exploiter simplement. Pour ce faire, il existe des abaques (par exemple, abaques de Gurney-Lurie [4]) donnant l'évolution de la température en un point de cylindres de grandes longueurs. Ces abaques graphiques ne sont pas directement exploitables par le système informatique de contrôle - commande du limiteur afin de lui permettre de calculer le temps de récupération nécessaire au matériau, il aurait fallu passer par un traitement numérique. De plus elles ne règlent pas le problème de la valeur du coefficient d'échange entre le bain et l'échantillon qui est pris égal à une constante dans les relations ci-dessus. Or l'évolution de la température va pour beaucoup dépendre de ce coefficient. Afin d'obtenir un profil de la température dans l'échantillon, nous avons utilisé une résolution numérique par éléments finis avant de traiter le problème de la récupération de manière expérimentale en mesurant réellement les temps de récupération.

V.1.3. Modélisation des transferts thermiques.

Pour résoudre l'Équation V-5, nous avons utilisé le logiciel d'éléments finis Flux2d. Ce logiciel permet de résoudre l'équation avec une valeur de h paramétrable par l'utilisateur (ici, nous avons pris h égal à $2000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$). Comme la loi de h en fonction du

flux thermique n'est pas connue et dépend des conditions du test (position du barreau, état de surface), Flux2d nous permet seulement d'accéder à un profil de température afin de se rendre compte qualitativement de son évolution et de donner un ordre de grandeur.

La Figure V-2 représente l'évolution simulée de la température en fonction du temps pour le centre d'un barreau cylindrique et pour le bord. La température initiale a été prise égale à 120 K. Au bout de 300 ms, on constate effectivement que la température au centre n'a diminué que de quelques degrés, alors qu'au bord, l'échantillon s'est refroidi de plus de 25 degrés.

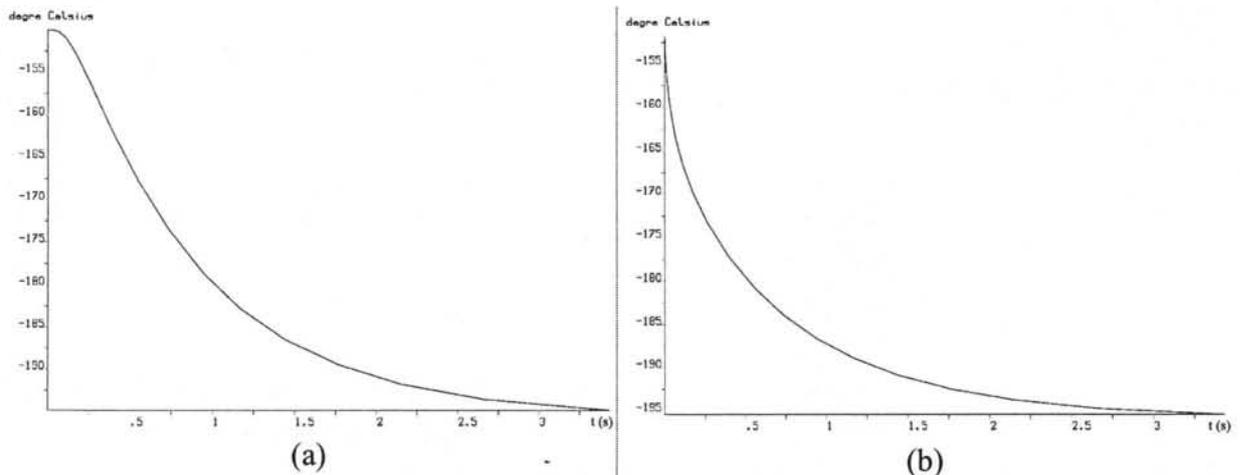


Figure V-2 : Température calculée par simulation numérique au centre(a) et au bord (b) de l'échantillon en fonction du temps (en seconde).

L'utilisation de ce logiciel de simulation nous permet d'accéder à une représentation graphique de l'évolution de la température, mais ne nous permet pas d'obtenir les temps exacts de récupération. Pour avoir un apport d'information supplémentaire et connaître l'évolution de la température après la réinsertion sous courant nominal du limiteur de courant, il aurait fallu utiliser le couplage électrothermique. Ce couplage nous aurait permis de modéliser l'évolution des densités de courant en fonction de la température et de la nature des échanges. Mais comme nous l'avons vu au Chapitre III, les échanges convectifs avec l'azote sont difficiles à modéliser. Nous n'avons donc pas continué dans cette voie et nous avons effectué des mesures expérimentales pour quantifier le temps au bout duquel le limiteur peut être réinsérer sur le réseau.

V.2. Mesures expérimentales du temps de récupération.

Un nombre important de paramètres entre en jeu pour la récupération, et plusieurs d'entre eux ne sont pas connus de manière précise comme h , $I_c(T)$. Seule l'étude expérimentale de la récupération permet de mieux appréhender le temps de récupération. Dans un premier temps, des mesures en courant continu ont été faites. L'utilisation de courant continu permet de visualiser directement le temps de récupération (la tension et la résistance de l'échantillon ont la même allure, ce qui ne serait pas le cas en courant alternatif). Ces

mesures nous ont permis d'étudier le comportement du supraconducteur lors de l'instauration du courant nominal après le temps de récupération. Ensuite, nous avons observé le comportement d'un échantillon en courant alternatif lorsqu'un deuxième court-circuit apparaissait après le temps de récupération. Enfin, quelques mesures ont été effectuées avec un échantillon placé dans le vide et non plus dans un bain d'azote liquide.

V.2.1. Mesures en courant continu

Pour ces mesures, un premier créneau de courant I_1 est instauré pendant le temps t_1 afin de provoquer la transition du supraconducteur (simulation d'un court-circuit). Ensuite, après un temps d'isolation t_{isol} , un deuxième créneau de courant I_2 est instauré pendant le temps t_2 (cf. Figure V-3). La valeur du courant lors de ce deuxième créneau est du même ordre que I_n afin de simuler l'insertion du limiteur dans le réseau avec un courant de ligne égal au courant nominal. Comme nous avons choisi, pour le démonstrateur, un courant nominal égal au courant critique, la valeur de I_2 est prise égale à I_c .

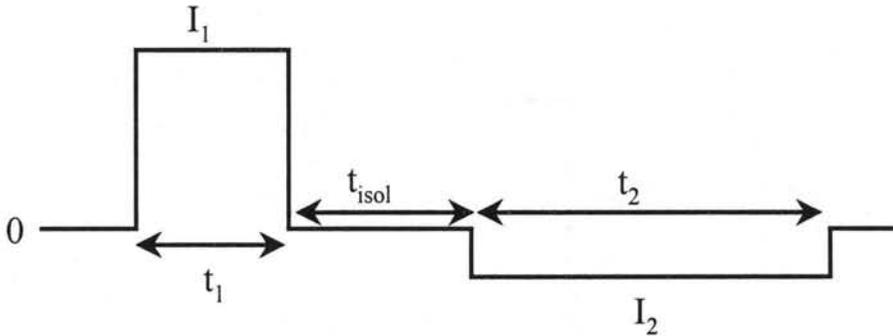


Figure V-3 : Schéma du déroulement des mesures lors de l'étude du temps de récupération en courant continu. Le courant I_1 pendant le temps t_1 permet de faire transiter le matériau. Le courant I_2 pendant le temps t_2 permet de simuler l'insertion du limiteur sur un courant nominal après le temps t_{isol} . I_2 est négatif par rapport à I_1 pour des raisons d'expérimentation.

Le courant I_1 est choisi de manière à provoquer la transition en masse du supraconducteur (deuxième transition). A la fin du temps t_1 la température T_s du matériau est supérieure à sa température critique. Pendant le temps d'isolation, la surface latérale du barreau va se refroidir et redevenir supraconductrice très rapidement. La Figure V-4 représente la mesure effectuée sur un échantillon de Bi_{2223} fritté ayant un courant critique d'environ 26 A. Le courant I_2 a été fixé à 25 A.

Lorsque la température T_s n'est supérieure à T_c que de quelques dizaines de degrés (T_s est de l'ordre de 120 K lors de la mesure représentée Figure V-4), il est possible de réinsérer rapidement le supraconducteur dans le réseau (t_{isol} est inférieur à 100 ms), même si tout le matériau n'a pas retrouvé son état supraconducteur. En effet, comme dans le cas des mesures effectuées en régime nominal avec un courant supérieur à I_c (cf. Chapitre III), il est possible de fonctionner avec un courant circulant dans l'échantillon même si celui-ci n'est pas dans son état supraconducteur. La température des grains se trouvant en superficie de l'échantillon (près de l'azote) va rapidement devenir inférieure à T_c , et seuls les joints de grains

vont présenter une résistance. Le courant qui circule ne provoque pas la transition en masse de l'échantillon puisqu'il est très inférieur au courant critique du grain lui-même (cf. Chapitre IV). Le matériau va donc récupérer même en présence d'un courant. Sa résistance va alors décroître au cours du temps.

Tant que l'énergie dissipée dans l'échantillon en régime nominal est inférieure à celle pouvant être échangée avec le bain d'azote, le matériau récupère (sa température diminue) et donc sa résistance décroît. Pour récupérer, il faut que la chaleur diffuse du bain vers le centre de l'échantillon. Or la diffusion de la chaleur dans un solide est inversement proportionnelle à la racine carrée du temps (cf. Équation V-4). Sur la Figure V-4, la tension décroît effectivement de manière proportionnelle à la racine carrée du temps.

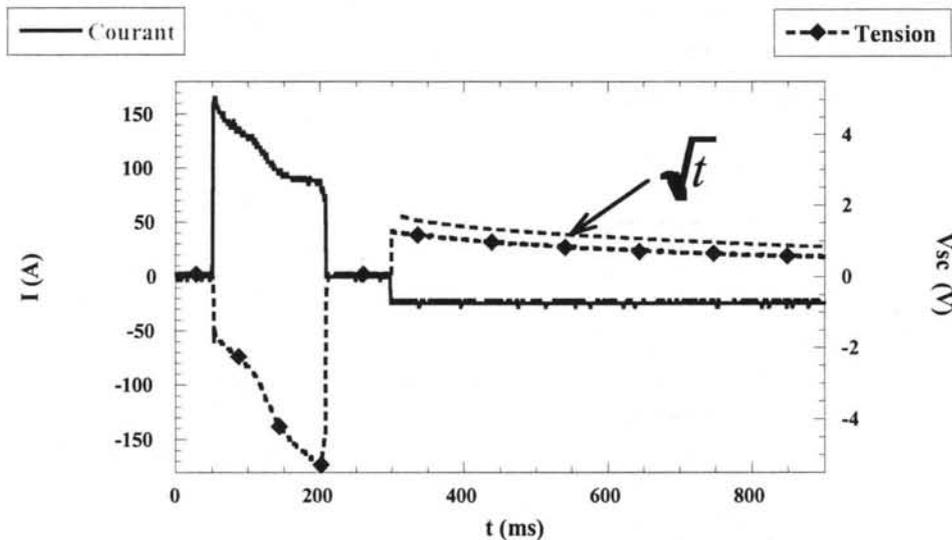


Figure V-4 : Courant et tension au cours du temps. Pour des raisons de lisibilité de la figure, la tension est inversée par rapport au courant. Le courant I_1 décroît car l'alimentation de courant est limitée en tension. Sous courant nominal la tension décroît en racine carrée du temps. L'échantillon récupère donc même si un courant le traverse, et cela après seulement un temps d'isolation t_{isol} inférieur à 100 ms.

Le temps d'isolation t_{isol} à partir duquel il est possible d'insérer de nouveau le limiteur dans le réseau est court (de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes, des mesures avec t_{isol} égal à 30 ms donnent le même résultat). Il dépend du temps de refroidissement des grains se trouvant en périphérie du barreau de manière à ce que ces grains retrouvent une température inférieure à T_c (la constante de temps pour que la chaleur diffuse sur quelques centaines de micromètres est de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes). Par contre le temps au bout duquel le système est stable est beaucoup plus important, il est de l'ordre de plusieurs dizaines de secondes. Le matériau est alors dans un état stable, comme présenté au Chapitre III avec une tension qui reste constante au court du temps, sans provoquer d'emballement thermique et de transition du supraconducteur.

Si l'énergie dissipée dans le matériau est trop importante (par exemple dans le cas où le courant est supérieur à I_c), la chaleur ne pourra pas être entièrement évacuée

La constante de temps du système étant de l'ordre de plusieurs secondes, la tension ne va réaugmenter qu'au bout de quelques secondes. La Figure V-5 illustre bien ces deux échelles de temps entre la récupération rapide en surface et la diffusion en volume de la chaleur. Le courant I_2 a été fixé légèrement supérieur à I_c ($I_2 = 35A$). Dans un premier temps, les grains se trouvant près de l'azote se refroidissent, et la tension diminue. Mais comme le courant circulant dans le matériau, le chauffe, la chaleur se diffuse latéralement vers le bord. Il faut plusieurs secondes pour que la diffusion de la chaleur arrive jusqu'aux couches périphériques du barreau. Si l'équilibre thermique est atteint, la tension reste stable, sinon la tension croît de nouveau.

Ces variations de tension vont dépendre pour beaucoup des échanges thermiques avec l'azote. Tant que le flux thermique critique avec l'azote n'est pas dépassé, le matériau peut être dans un régime stable (cf. Chapitre III, présentant le flux critique qui est de l'ordre de 4 à 10 $W.cm^{-2}$).

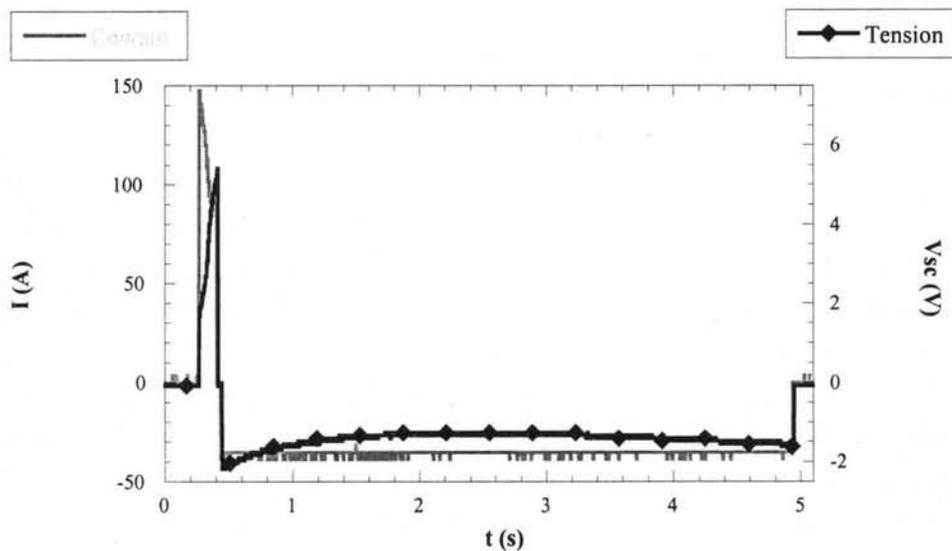


Figure V-5 : Mesures de récupération pour un courant légèrement supérieur au courant critique et avec un temps d'isolation de 30 ms. Dans un premier temps la tension décroît (refroidissement de la partie externe du barreau) puis la tension augmente de nouveau (diffusion de la chaleur du centre de l'échantillon vers le bord) au bout d'un temps beaucoup plus long, supérieur à la seconde.

En résumé : il est possible de réinsérer le limiteur dans le réseau (fonctionnant à son courant nominal) en un temps inférieur à 300 ms (temps de fermeture des cycles OFO), dans la mesure où le courant nominal est inférieur ou égal au courant critique et dans la mesure où l'élévation en température du barreau n'est supérieure que de quelques dizaines de degrés (voire cent). Pour des raisons de protection du barreau, il s'agit de l'écart en température autorisé lors du dimensionnement d'un limiteur de courant (cf. Chapitre VII). En 300 ms le barreau n'a pas encore retrouvé son état supraconducteur, mais il peut continuer à récupérer. Ce comportement aurait été difficile à prévoir en n'utilisant que les équations présentées au début de ce chapitre. Le temps de récupération totale (retour complet à l'état supraconducteur) est long : plusieurs dizaines de secondes. Il dépend du flux thermique d'échange avec l'azote liquide. Ainsi, l'utilisation de formes géométriques plates

(parallélépipèdes rectangles, disques...) permet d'augmenter la surface d'échange par rapport au volume et par-là d'assurer un retour total à l'état supraconducteur plus rapide.

Ces mesures en courant continu nous ont permis d'observer le processus du retour à l'état supraconducteur du matériau lors de la réinsertion du limiteur sous courant nominal. Notre circuit de mesure en courant continu ne nous permettant pas de simuler un deuxième court-circuit, des mesures ont été effectuées en courant alternatif avec le circuit de mesure de Schneider.

V.2.2. Mesures en court-circuit

Le but de ces mesures est d'étudier le comportement du limiteur lors d'une réinsertion sur un courant de défaut et non plus sur le courant nominal. Un court-circuit provoquant la transition en masse de l'échantillon est simulé. Après un temps paramétrable t_{isol} un deuxième court-circuit est provoqué.

Lorsque le temps d'isolation est suffisamment long (de l'ordre de la seconde), il existe peu de différences entre la caractéristique du premier court-circuit et celle du deuxième. Mais une seconde est un temps important pour les cycles d'ouverture - fermeture des protections en réseau aérien (cf. Chapitre II). La Figure V-6 représente les caractéristiques $U(I)$ lors des deux courts-circuits pour un temps d'isolation t_{isol} de 340 ms (même ordre de grandeur que pour les cycles OFO). Dans ce cas, la caractéristique du deuxième court-circuit est différente de la première et on peut noter que le courant critique a diminué. En effet, comme pour les mesures en courant continu, le matériau n'a récupéré qu'en surface, et le cœur du barreau n'a pas encore récupéré son état supraconducteur. Lors du deuxième court-circuit, la température moyenne du matériau est plus importante, ce qui se traduit par une tension plus élevée à ses bornes. L'élévation de température lors du premier court-circuit est de l'ordre de 70 degrés, alors qu'elle est de 100 degrés après le deuxième court-circuit : ainsi l'élévation moyenne de l'échantillon est supérieure à 150 degrés (il est raisonnable de considérer que l'échantillon se refroidit de moins de 20 degrés).

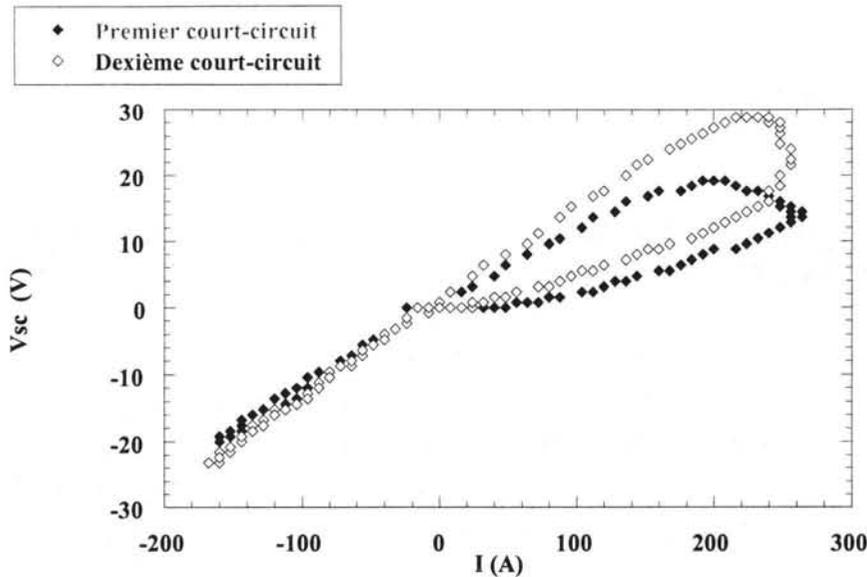


Figure V-6 : Caractéristique $U(I)$ pour un Bi_{2223} fritté lors de deux courts-circuits consécutifs séparés de 350 ms. La récupération du matériau avant le deuxième court-circuit n'est pas totale : les deux caractéristiques ne se superposent pas.

Les matériaux à base de Bi_{2223} supportent des élévations de température importantes. Un réenclenchement au bout de 300 ms sur court-circuit est donc envisageable. Par contre, il ne faudrait pas vouloir réinsérer le limiteur 300 ms après le deuxième défaut. Ce point ne devrait pas poser de problème sur les réseaux actuels car en cas de défaut persistant, l'enclenchement suivant le deuxième court-circuit a lieu 15 secondes après l'ouverture des protections.

V.2.3. Mesures dans le vide

Nous disposons d'un cryogénérateur permettant de faire des mesures à température variable. L'échantillon est fixé par ses amenées de courant sur deux plaques en cuivre qui apportent les frigories (elles sont reliées à la tête cryogénique). L'ensemble est mis sous vide (vide primaire puis cryo-pompage) afin de minimiser les apports de chaleur par conduction. Ainsi l'échantillon est refroidi uniquement par conduction solide grâce à ces amenées de courant en argent.

Il est évident que l'utilisation d'un cryogénérateur est intéressante pour liquéfier l'azote évaporé, mais il n'est pas pensable d'utiliser ce système sous vide pour refroidir des échantillons dans le cadre d'un appareil limiteur de courant (à cause du temps de refroidissement trop long). Ces essais ont été effectués pour confirmer nos constatations.

Des essais de court-circuit ont été réalisés : un court-circuit est effectué, puis nous mesurons le temps à partir duquel l'échantillon redevient supraconducteur. Les constantes de temps mesurées sont alors de l'ordre de la dizaine de minutes, nous retrouvons bien un temps de récupération proportionnel à d^2/D (cf. Équation V-4). Il faut que les frigories diffusent longitudinalement (selon l'axe du barreau) jusqu'à sa moitié pour que tout l'échantillon soit refroidi. Il est donc nécessaire d'utiliser un bain cryogénique pour des échantillons massifs afin de limiter le temps de récupération.

Conclusion du cinquième chapitre

Après le régime de limitation et l'échauffement du matériau au delà de sa température critique, le limiteur est isolé du réseau afin que le matériau retrouve son état supraconducteur. La récupération d'échantillons massifs de Bi_{2223} de diamètre de quelques millimètres se passe en deux étapes :

- ❖ La température des grains se trouvant proche de la surface (sur quelques centaines de micromètres) diminue rapidement. Même si tout le barreau n'a pas récupéré, il est possible de réinsérer le limiteur sur le réseau au bout de 300 ms (pour une élévation en température moyenne n'excédant pas une centaine de degrés). Lors d'une insertion sous courant nominal, le matériau va continuer de se refroidir. Lors d'une insertion sous court-circuit, le matériau peut limiter de nouveau le défaut. Par contre son élévation en température devient plus importante, et il est nécessaire d'attendre quelques secondes avant de refermer la ligne. Ce temps d'attente n'est pas une contrainte pour un réseau car le deuxième temps d'ouverture des cycles de protections OFO est de 15 secondes pour un réseau aérien (et trois minutes pour un réseau souterrain).
- ❖ La constante de temps pour nos échantillons massifs (diamètre compris entre trois et cinq millimètres) est de l'ordre de quelques secondes. Il faut donc attendre plusieurs secondes avant que le matériau n'ait retrouvé un état stable (même régime que celui présenté au chapitre III sur le fonctionnement avec I_n supérieur à I_c). Si le courant de ligne est supérieur au courant critique, le matériau peut s'échauffer de nouveau au lieu de récupérer.

L'utilisation de Bi_{2223} permet donc au limiteur d'être **réinsérer** dans le réseau **au bout de 300 ms** si le limiteur a été dimensionné de manière à ce que son augmentation de température n'excède pas la centaine de degrés et que l'épaisseur des matériaux utilisés ne soit pas trop importante (barreaux de 3 à 5 mm de diamètre par exemple).

Références du Chapitre V

- [1] V. Drach and J. Fricke, "Transient heat transfer from smooth surfaces into liquide nitrogen", *Cryogenics* Vol. **34**, No. 4 (1996) pp. 263-269
- [2] V. I. Deev and coll., "Instability of heat transfert from HTSC samples to liquide nitrogen", *Cryogenics* Vol. **38**, No. 7 (1998), 715-719
- [3] H. S. Carslaw and J. C Jaeger, "Conduction of heat in solids", Oxford at the clarendon press (1959)
- [4] W. H. Mc Adams, "Transmiton de la chaleur", Dunod

Chapitre VI : Réalisation et tests du prototype ASTER (100 A - 1 kV)

Chapitre VI. Réalisation et tests du prototype ASTER (100 A - 1 kV).-----161

VI.1. Le matériau supraconducteur.	161
VI.1.1. Comparaison du potentiel de limitation, choix du matériau.	161
VI.1.2. Assemblage des éléments supraconducteurs.	165
VI.1.3. Protection des supraconducteurs.	169
VI.2. Le cryostat - les amenées de courant.	170
VI.2.1. Le cryostat : conception.	170
VI.2.2. Les amenées de courant.	172
VI.2.3. Pertes cryogéniques.	174
VI.3. Le contrôle - commande.	175
VI.3.1. Cahier des charges.	176
VI.3.2. Les différents critères de basculement utilisés.	179
VI.3.3. Réalisation.	181
VI.4. Résultat des tests électriques d'ASTER.	183
VI.4.1. Test sous 500 V.	183
VI.4.2. Tests sous 1 kV.	186
VI.4.3. Décharge capacitive sur le premier jeu de barreaux.	187

Chapitre VI. Réalisation et tests du prototype ASTER (100 A - 1 kV).

Après avoir analysé la transition du supraconducteur vers son état normal, nous avons utilisé des supraconducteurs Bi_{2223} frittés pour réaliser un limiteur de courant supraconducteur. Ce prototype, nommé "ASTER", admet un courant nominal de 100 A et peut être connecté dans un réseau 1 kV. Le but de cette réalisation n'était pas tant d'obtenir de bonnes performances en ce qui concerne le matériau mais de mener à bien la réalisation complète d'un appareil électrotechnique et d'être confronté aux problèmes liés à l'insertion du limiteur sur le réseau. Notre but était donc de réaliser un système autonome susceptible d'être utilisé par une personne ne possédant aucune compétence particulière en supraconductivité. Cet appareil se décompose en trois sous-ensembles : le matériau, le cryostat et enfin le contrôle - commande.

VI.1. Le matériau supraconducteur.

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, le choix du matériau pour un limiteur de courant dépend de plusieurs facteurs (point d'insertion du limiteur dans le réseau, coût d'élaboration du matériau, valeur du courant limité, ...). Le but de cette partie est de présenter les différents matériaux envisagés et la solution retenue pour le prototype. Ainsi, après avoir passé en revue les performances en terme de limitation des différents matériaux étudiés, nous développerons le mode d'assemblage des supraconducteurs retenus.

VI.1.1. Comparaison du potentiel de limitation, choix du matériau.

Plusieurs facteurs sont à prendre en compte pour le choix du matériau supraconducteur en fonction des performances souhaitées. Le matériau idéal devrait supporter un champ électrique important (supérieur à 1 kV.m^{-1}) pour diminuer la longueur de matériau nécessaire et avoir une transition suffisamment raide pour limiter rapidement le courant mais sans être tout de même trop rapide pour éviter de "brûler" le matériau.

Il n'est pas forcément utile d'avoir un matériau qui transite dès que le courant dépasse I_c , tout réside dans le choix de I_c par rapport à I_n en sachant qu'il est important que le limiteur ne limite pas des courants fugitifs de quelques fois le courant nominal (trois à quatre fois I_n) dus au démarrage de moteurs ou à l'enclenchement de transformateurs (cf. Chapitre III). Donc les YBaCuO monodomaines ou en couches minces (qui ont pourtant une transition très rapide) ne sont pas forcément les mieux adaptés par rapport à ce critère, à moins de placer le courant nominal bien en dessous du courant critique. La Figure VI-1 représentant le champ électrique en fonction du rapport I/I_c permet de visualiser le potentiel de limitation des différents matériaux étudiés. On peut voir par exemple que les Bi_{2223} frittés limitent le courant lorsque celui-ci est très largement supérieur à I_c , mais en contrepartie le champ électrique développé est important.

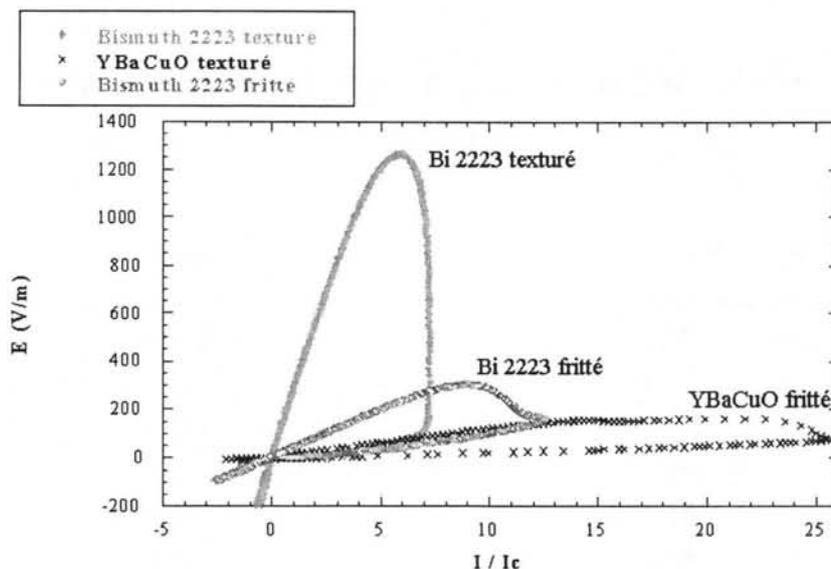


Figure VI-1 : Champ électrique en fonction de I/I_c : pouvoir de limitation. Il apparaît que le bismuth texturé est un bon candidat pour la limitation. Les YbaCuO monodomains et en couches minces ne sont pas représentés ici pour des raisons de lisibilité de la figure car leur transition a lieu pour un rapport de I/I_c proche de l'unité.

Un matériau très prometteur apparaît être le Bismuth 2223 texturé : il a une transition raide pour un rapport de I/I_c de cinq tout en ayant une transition homogène dans tout le matériau (pas de problème de "hot spot" entraînant la destruction du matériau) et son J_c reste élevé. Si ces propriétés supraconductrices arrivent à être augmentées, (essentiellement en augmentant J_c jusqu'à des valeurs de l'ordre de 100 A.mm^{-2} , ce qui paraît tout à fait réalisable [1]), il serait alors un très bon candidat pour les futurs limiteurs de courant. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, l'augmentation du J_c est un facteur très important pour la transition des bismuths (alors que pour les échantillons à base d'Yttrium leur J_c trop important génère des hot spots gênants). En effet, l'énergie volumique W_n dissipée dans le matériau est égale à $E.J_c$. Plus cette énergie est importante et plus la transition sera raide, et aura lieu pour un rapport de I/I_c faible. La Figure VI-2 montre les caractéristiques obtenues pour le même échantillon de Bi_{2223} fritté avant et après un recuit. Ce dernier ayant permis d'augmenter la densité de courant critique (d'un facteur 1,7 environ), le gain en I/I_c pour atteindre la deuxième transition est alors non négligeable (près d'un facteur 1,5).

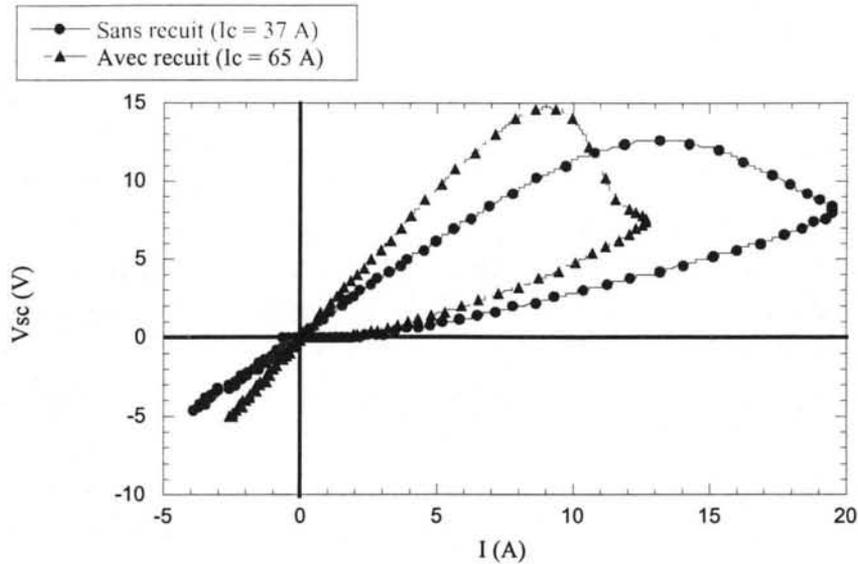


Figure VI-2 : $U(I)$ pour un Bi2223 avant et après recuit. La limitation du courant est plus rapide et plus importante lorsque la densité de courant augmente.

Le principal et non négligeable avantage des échantillons frittés est de posséder une structure très homogène (grâce aux nombreux grains). Ils ne brûlent donc pas ponctuellement (il faut garder à l'esprit que toute la puissance de court-circuit P_{cc} -présentée au chapitre II- est dissipée dans le supraconducteur au lieu d'être dissipée dans le réseau). Ceci représente des énergies importantes pouvant atteindre des MégaJoules sur des réseaux MT ou HT. Un autre avantage est que leurs propriétés ne se dégradent pas (ou peu) avec le temps. Par contre, ils transitent pour des valeurs de I/I_c trop importantes (de quinze à vingt) et ils ont les densités de courant critique les plus faibles de tous les matériaux testés (le volume de matériau nécessaire est alors relativement important). Ce sont donc des matériaux fiables, mais peu utilisables en pratique, car sur un réseau HT le courant de court-circuit n'est guère supérieur à vingt fois le courant nominal. Ils permettraient donc uniquement d'écrêter les pics de courant dus aux régimes transitoires.

Les fils OPIT ne sont pas intéressants à cause de leur faible résistivité à l'état normal (la gaine d'argent shunte le supraconducteur après sa transition), il faudrait alors de grandes longueurs pour limiter le courant (0,45 km pour un limiteur 1 kV [2]). En contrepartie ces matériaux sont disponibles en grandes longueurs (il est possible d'acheter du fil au km [2-3]). Il est donc possible de les bobiner pour minimiser la place occupée.

Les YBaCuO monodomains, grâce à leurs densités de courant critique élevées, sont prometteurs si l'on parvient à contrôler leur transition. Alors qu'il est envisageable de construire un démonstrateur avec tous les autres types de matériaux, c'est le seul qui s'est montré pour l'instant inutilisable car il a toujours brûlé lors de sa transition. Même si sa maturité n'est pas atteinte, ce matériau reste important à caractériser car de nombreuses solutions permettant de provoquer une transition homogène sont actuellement à l'étude (cf. Chapitre IV). Si une telle solution est trouvée, le volume de matériau nécessaire

sera faible. Mais comme une trop grande densité de courant induit des contraintes thermiques importantes (cf. Chapitre VII), il n'est pas évident qu'il puisse être un jour un bon candidat.

Les couches minces apparaissent, elles aussi, très intéressantes grâce à leur densité de courant critique la plus importante de toutes celles des matériaux testés (ce qui permet de réduire le volume de supraconducteur à utiliser), grâce à leur transition très raide (réduction du temps de transition) et grâce à leur récupération rapide (due à leur substrat). De plus, en raison de leur grande densité de courant, elles présentent des résistances importantes pour le même I_c qu'un barreau massif ($R = \rho.l/S$) puisque leur section est plus faible. Le courant limité peut alors même être inférieur au courant nominal. Les couches minces permettraient d'obtenir une limitation avec un courant ne dépassant jamais I_c , ce qui peut être intéressant lors du dimensionnement d'un réseau (gain de coût). Avec le bismuth texturé, les couches minces font partie des matériaux les plus prometteurs. Mais elles restent par nature un matériau fragile : à cause de son grand J_c , les puissances volumiques dissipées dans la couche sont très importantes (100 MW.cm⁻³ contre 90 kW.cm⁻³ pour un YBaCuO texturé et 40 W.cm⁻³ pour un Bi₂₂₂₃ fritté). En 1996 les caractéristiques annoncées pour le démonstrateur de limiteur supraconducteur résistif de Siemens utilisant des couches minces devaient être de 1,2 MVA. En 1998, le limiteur présenté au cours de la conférence ASC [4] n'était toujours que de 100 kVA à cause des problèmes rencontrés sur ces couches minces.

Comme nous l'avons vu, le paramètre de la densité de courant est important car il influe grandement sur la vitesse de la transition : plus elle est importante et plus la transition est raide (mais une transition trop raide peut être destructrice pour le matériau en raison des contraintes thermiques engendrées, cf. Chapitre VII). Mais ce paramètre joue aussi sur le volume de matériau nécessaire pour un courant nominal donné (pour un I_c donné, la section de matériau est différente selon son J_c). Ce volume sera surtout important d'un point de vue économique car il rentrera doublement en compte dans le prix du limiteur : prix du matériau et prix du cryostat. Dans le Chapitre VII, une comparaison est donnée selon le type de matériaux utilisés, la densité de courant critique, le volume de matériau nécessaire et une estimation du prix pour un limiteur 100 A-1 kV (taille du démonstrateur Aster).

Pour dimensionner la longueur de matériau nécessaire, nous avons fixé un champ électrique maximal E_{\max} que les éléments supraconducteurs ne doivent pas dépasser. Par expérience, des champs électriques maxima compris entre 600 et 900 V.m⁻¹ ne sont pas destructeurs pour les matériaux massifs étudiés (car ils correspondent à une élévation de température d'une centaine de degrés). Au-delà, l'essai n'est pas forcément destructif, mais il existe de grandes chances de détérioration des matériaux (problème aux contacts ou de casse de barreaux). Ce champ maximal peut être supérieur pour les couches minces (jusqu'à 1500 V.m⁻¹) car elles ne sont pas en régime adiabatique pendant le temps de court-circuit grâce à leur grande surface d'échange avec l'azote et le substrat. Pour un réseau réel, c'est la valeur du courant limité qui dimensionnera le limiteur, tant que cette longueur n'implique pas une élévation de température trop importante. La longueur minimale autorisée n'impliquant

pas une élévation de température trop importante est appelée longueur thermique minimale (cf. Chapitre VII).

Pour le démonstrateur nous avons fixé E_{\max} à environ 700 V.m^{-1} . Ainsi la longueur nécessaire pour Aster est de **1,5 m** (réseau de tension crête 1 kV). Le courant critique fixe la section du matériau en fonction de son J_c . Le volume du matériau nécessaire est donc figé en fonction du courant nominal voulu et du niveau de tension du réseau. Le choix du matériau utilisé pour le démonstrateur a été fixé en grande partie par la longueur de 1,5 m de supraconducteur nécessaire.

Le matériau utilisé pour le démonstrateur est du **Bi₂₂₂₃ fritté** [5]. Ce matériau ne suit pas les orientations données ci-dessus (préférence pour l'utilisation du Bi₂₂₂₃ texturé ou des couches minces) car il découle d'un choix purement technique. En effet, nous ne disposons pas de l'infrastructure nécessaire à l'élaboration de 1,5 m de bismuth texturé ou de couches minces alors qu'il nous était possible d'élaborer plusieurs mètres de matériau fritté. Connaissant le comportement des différents types de supraconducteurs, leur utilisation pour un limiteur n'est liée qu'essentiellement à la capacité de production du matériau (donc un problème de coût de revient du démonstrateur). En outre, le but du démonstrateur ASTER est plus de réaliser un appareil dans sa globalité que de s'attacher aux problèmes de la production en grande quantité du matériau.

VI.1.2. Assemblage des éléments supraconducteurs.

Trois assemblages différents ont été réalisés. Le premier a été testé sous 1 kV sans démonstrateur, les deux derniers ont été testés en les insérant dans le démonstrateur. Les résultats de ces essais sont présentés au chapitre suivant.

a). Technique d'assemblage.

L'élément supraconducteur du démonstrateur ASTER est constitué de 60 barreaux cylindriques de Bi₂₂₂₃ frittés (cf. Chapitre I pour le procédé d'élaboration) d'une dizaine de centimètres de long et de densité de courant critique de l'ordre de 2 A.mm^{-2} . Le diamètre des barreaux fabriqués peut varier (selon le moule utilisé) de 3 à 5 mm. Afin d'obtenir 100 A de courant critique, plusieurs barreaux sont montés en parallèle (par paires ou par quatre barreaux selon le diamètre) et forment alors un bloc. L'assemblage des barreaux en parallèle est effectué en liant ensemble les extrémités avec un fil en Argent (au niveau des amenées de courant) puis en enduisant l'ensemble de laque argent recuite pour assurer une bonne diffusion de l'argent dans l'échantillon et ainsi avoir une résistance de contact faible.

Les assemblages en parallèle (les blocs) sont alors mis en série afin d'obtenir les 1,5 m désirés (cf. Figure VI-4). Les blocs sont assemblés en zigzag afin de réduire le volume total occupé. Les éléments ont été montés de manière à réduire l'inductance totale du montage, en faisant circuler le courant en sens inverse entre deux blocs conjoints (Figure VI-3). La liaison électrique entre deux blocs est effectuée grâce à de la soudure Etain-Plomb-Argent. La résistance de contact obtenue avec de la soudure est supérieure à celle obtenue avec la laque argent. Cette dernière solution a malgré tout été retenue pour deux

raisons : l'une pratique, l'autre mécanique. La raison pratique est qu'une fois le recuit de contact à l'argent effectué, il n'est plus possible de modifier l'assemblage. Ainsi, afin de moduler plus facilement notre assemblage (test séparé par blocs, test sous tension réduite avec moins de longueur...) nous avons utilisé la soudure. L'autre raison est que la tenue mécanique des échantillons assemblés avec de la laque argent recuite est moins bonne que celle obtenue avec de la soudure : il n'est pas gênant d'effectuer l'assemblage des barreaux en parallèle uniquement avec de la laque argent car le frettage de barreaux en parallèle est facile. Par contre les forces électrodynamiques qui s'exercent entre deux blocs sont importantes. Une liaison réalisée uniquement avec des fils en argent et de la laque argent recuite n'est pas assez solide. La tenue mécanique du montage est donc renforcée en utilisant la soudure.

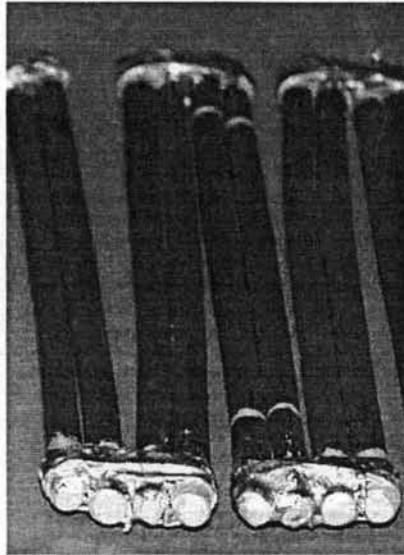


Figure VI-3 : Détail de l'assemblage des barreaux : deux barreaux sont appareillés et sont mis en série avec les autres paires.

L'inconvénient de la soudure est qu'il est nécessaire de porter les contacts à des températures avoisinant les 250°C (à cause de l'importante masse thermique des barreaux). De telles températures dégradent la bonne résistance de contact obtenue avec la laque argent. Nous avons réalisé deux assemblages différents présentés ci-dessous. Les résistances de contact de ces deux assemblages ne sont pas très bonnes. Pour éviter de souder les barreaux, différentes techniques pour maintenir les barreaux entre eux ont été testées.

b). Maintien mécanique.

Lors d'un court-circuit, les efforts électrodynamiques exercés sur les barreaux sont importants (presque 1 kg entre deux blocs) en raison des fortes densités de courants de court-circuit circulants (la pression P_r s'exerçant entre deux barreaux distants de la longueur l est : $P_r = \mu_0 \cdot J^2 / l^2$). Du fait du montage géométrique limitant l'inductance, la liaison inter-blocs introduit un point de levier qui fragilise l'ensemble. Afin d'assurer une tenue mécanique aux éléments supraconducteurs, différentes solutions ont été envisagées pour enrober les échantillons. Pour ne pas gêner le refroidissement des échantillons, seules les extrémités des barreaux ont été noyées dans différentes résines : soit des colles (Araldite, Ecobond, colle à froid : CAF-4), soit des encapsuleurs (Stycast, Fibre de verre tissée, fibre de

verre non tissée). Mais aucune de ces solutions n'a donné des résultats satisfaisants pour deux raisons principales : soit à cause de leur mauvaise tenue aux basses températures (apparition de fissures), soit parce que leur coefficient de dilatation était trop éloigné de celui des barreaux soudés entre eux, et les contraintes différentielles ont cassé les barreaux. Nous avons donc, pour l'instant, abandonné toute solution de maintien mécanique. Ce point devra être poursuivi en regardant de manière approfondie les coefficients de dilatation des différentes résines existantes sur le marché. Ces coefficients de dilatation peuvent être ajustés par exemple en modifiant la charge de la résine.

c). Premier assemblage du démonstrateur.

Un premier jeu de 60 barreaux a été réalisé (Figure VI-4). Chaque barreau a un diamètre de 3,6 mm pour une longueur utile (hors amenées de courant) d'environ 10 cm et un courant critique de près de 20 A. Les 60 barreaux sont associés deux par deux en parallèles (afin d'obtenir un courant critique proche de 50 A) pour former 30 paires qui sont montées en série (pour disposer de 1,5 m de longueur).

Cet assemblage (1^{er} assemblage) a été testé sous 1 kV avant la réalisation du démonstrateur afin de valider le concept de mise en série des éléments.

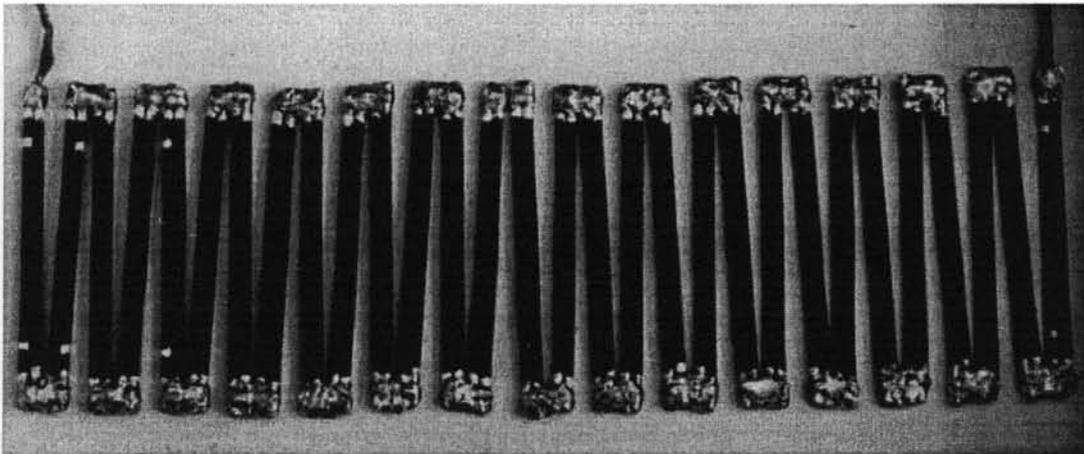


Figure VI-4 : Photo du premier assemblage (30 paires de barreaux assemblées en série).

Dans le Chapitre III sur les pertes en champ propre, nous avons vu qu'il était préférable d'utiliser des barreaux rectangulaires afin de minimiser les pertes en champ propre. Ces barreaux étant techniquement plus difficiles et plus longs à réaliser, nous avons choisi de ne pas utiliser cette technique de fabrication. De plus, la résistance due à l'assemblage (soudure entre les barreaux et mauvaise résistance de contact) est très importante par rapport aux pertes en champ propre (la résistance de l'ensemble à 77 K est d'environ $660 \mu\Omega$). Il est donc inutile de vouloir réduire les pertes a. c. (cf. Figure VI-5).

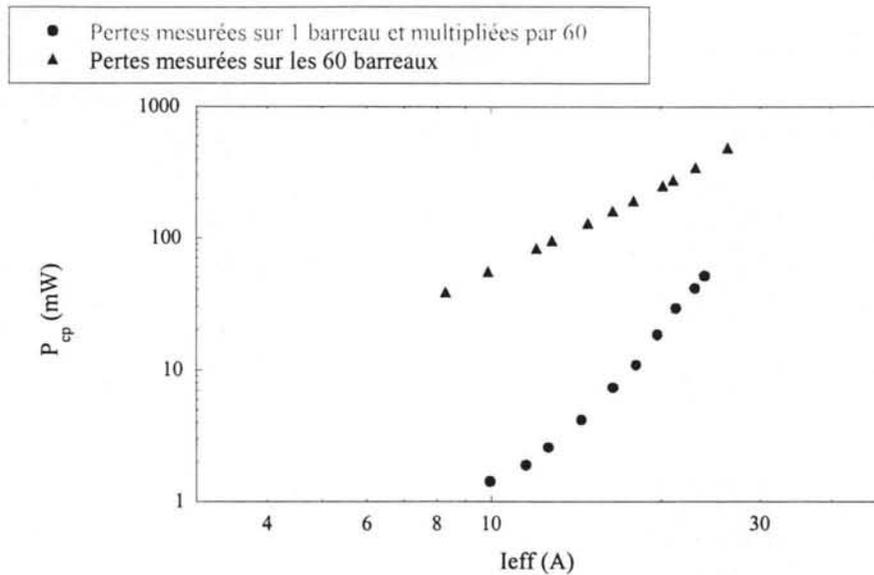


Figure VI-5 : Comparaison des pertes mesurées sur un barreau et multipliées par 60 avec les pertes mesurées sur les 60 barreaux. Le niveau de pertes sur 1 barreau*60 est beaucoup plus faible que celui mesuré réellement sur les 60 barreaux. Les résistances de contacts des blocs ne sont donc pas très bonnes et contribuent grandement au niveau de pertes élevé.

d). Deuxième assemblage du démonstrateur.

Le premier assemblage a permis de valider le fonctionnement sous 1 kV des supraconducteurs massifs. Comme le courant critique n'était que de l'ordre de 45 A, nous avons réalisé pour le démonstrateur un autre assemblage (2^{ème} assemblage) en utilisant les barreaux du premier assemblage : chaque bloc est constitué de quatre barreaux en parallèle (Figure VI-6) et 13 blocs sont mis en série (deux blocs ont été détériorés lors des différents tests et manipulations). Le vieillissement des barreaux, mais surtout le fait d'avoir de nouveau chauffé les contacts (à près de 300°C cette fois-ci) a réduit le courant critique de chaque barreau. Le courant critique de l'ensemble est resté proche de 50 A. Ce jeu de barreaux a été testé dans le démonstrateur.

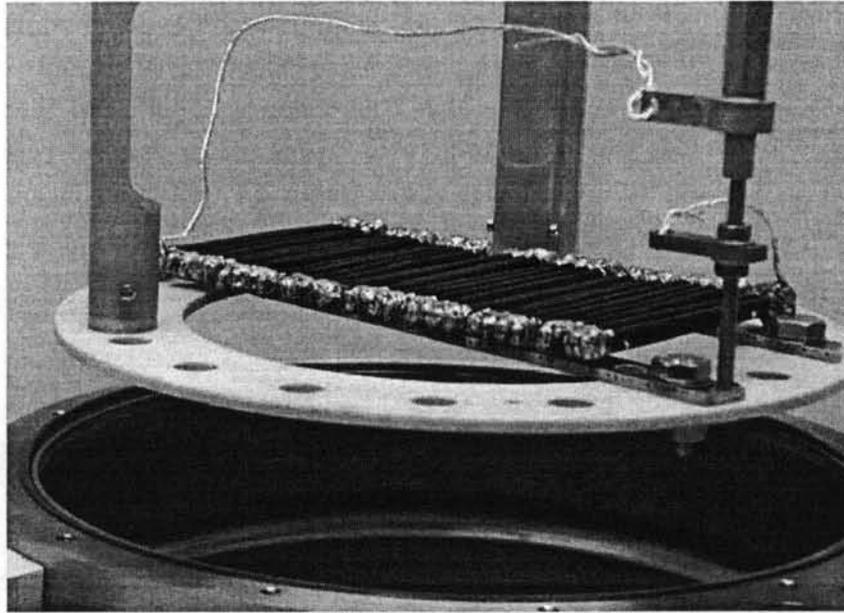


Figure VI-6 : Photo du deuxième assemblage : 13 blocs de quatre barreaux en parallèle mis en série et montés sur leur support dans le cryostat.

e). Troisième assemblage du démonstrateur.

Afin d'obtenir un courant critique d'une centaine d'ampères, un nouveau jeu de 60 barreaux a été élaboré (ou troisième assemblage). Chaque barreau a un diamètre de 5,15 mm toujours pour une longueur utile d'environ 10 cm. Chaque barreau a un courant critique d'environ 48 A (soit une densité de courant critique de $2,3 \text{ A.mm}^{-2}$). Le courant nominal désiré devant avoisiner les 100 A, les barreaux sont assemblés par paires (30 paires) pour obtenir un courant critique de 95 A. Les paires sont mises en série pour obtenir 1,5 m de matériaux. La résistance de contact après le recuit de la laque argent est bonne ($R_c < 400 \mu\Omega.\text{mm}^2$). Par contre la résistance de contact augmente après soudure des paires entre elles (R_c devient supérieur à quelques milliOhms par millimètre carré).

VI.1.3. Protection des supraconducteurs.

Il peut être intéressant, spécialement si on est amené plus tard à utiliser des couches minces (matériau fragile), de protéger l'assemblage supraconducteur en plaçant en parallèle une varistance (type ZnO, composant présentant une très faible résistance en dessus d'un certain seuil de tension). Il faut choisir une ZnO avec un seuil de tension proche de la tension nominale du réseau. Elle permet alors de protéger la couche soit en cas de surtension transitoire, soit en cas d'ouverture trop lente de l'interrupteur d'isolement. En effet, le but d'un limiteur étant de limiter le courant de court-circuit par la résistance développée, la tension réseau se retrouve alors en quasi-totalité à ses bornes. Si le seuil de basculement de la varistance est choisit trop bas, elle va écrêter la tension en autorisant le passage du courant. Ce dernier ne serait alors plus limité. En fonctionnement normal, le limiteur est isolé légèrement avant que la pleine tension n'apparaisse à ces bornes. Une varistance réglée sur la pleine

tension du réseau permettrait donc de protéger le limiteur en cas de fonctionnement en régime de défaut.

Nous avons testé des ZnO (Siemens et General Electric) en parallèle d'un barreau supraconducteur. Il est préférable de les placer près de l'élément, donc dans l'azote liquide, afin de réduire l'inductance entre le barreau et celles-ci. A condition de refroidir lentement (plusieurs minutes) les varistances afin de ne pas provoquer de choc thermique, elles ont un comportement dans l'azote liquide tout à fait comparable à celui à température ambiante (les caractéristiques se superposent). L'inconvénient de cette méthode est qu'une partie importante de l'énergie est dissipée dans la ZnO qui s'échauffe. Les contraintes mécaniques différentielles dues à cette élévation de température les rendent fragiles et elles se détériorent facilement. Même si le coût d'une varistance (quelques francs) est moindre que celui d'une couche mince, il est gênant pour un appareil électrotechnique d'imposer une maintenance (remplacement de la ZnO au bout de quelques courts-circuits). Les matériaux massifs frittés supportant une élévation de température de plusieurs centaines de degrés, nous n'avons pas placé de varistance en parallèle sur les éléments supraconducteurs.

Il est aussi possible de monter en parallèle avec le limiteur une résistance de protection (Figure VI-7) qui permet de réduire les éventuelles surtensions qui peuvent apparaître lors de la limitation. Elle permet aussi d'adapter l'impédance de limitation. Cette solution permet d'éviter une élévation en température du supraconducteur trop importante.

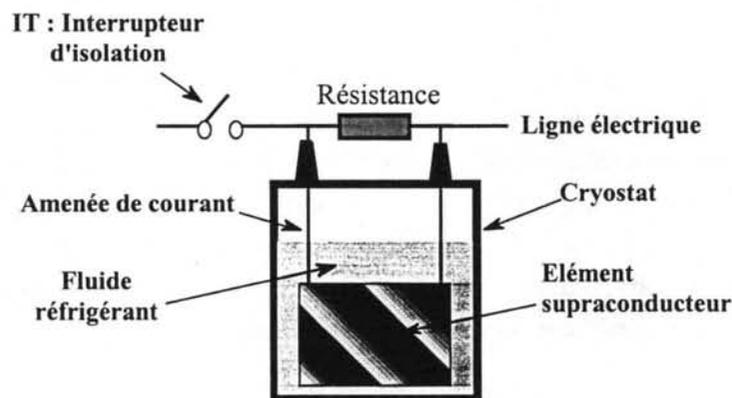


Figure VI-7 : Schéma d'un limiteur avec une résistance de protection montée en parallèle

VI.2. Le cryostat - les amenées de courant.

VI.2.1. Le cryostat : conception.

Un cryostat en acier inoxydable de 80 cm de haut a été réalisé. La conception et la réalisation ont été réalisées conjointement avec P. Rousset (Schneider).

Le diamètre intérieur du cryostat a été déterminé afin de pouvoir placer les 1,5 m de matériaux (repliés). Nous nous sommes donc arrêtés sur un diamètre de 30 cm.

La hauteur a été déterminée tout d'abord afin de minimiser les pertes par rayonnement en provenance du "col" du cryostat (ouverture supérieure) en allongeant sa hauteur et ensuite afin d'avoir une autonomie de plusieurs jours en azote liquide.

Des mesures préliminaires ont été effectuées pour déterminer la puissance P dissipée par les courants de Foucault pour un cryostat construit en acier inoxydable avec un courant nominal de 100 A. Les mesures ont donné :

$$P = UI = U^2 \cdot \frac{S}{\rho \cdot l} \approx 0,2 \text{ mW.}$$

Avec $\rho \approx 2 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$ (résistivité de l'inox), U la tension mesurée, l et S la circonférence et l'épaisseur multipliée par la hauteur du cryostat.

Cette puissance, faible par rapport aux pertes par conduction et par rayonnement (qui sont de l'ordre de quelques watts), justifie le choix de l'acier inoxydable comme matériau. Si cela n'avait pas été le cas, le cryostat aurait dû être construit en matériaux composites (comme la fibre de verre) afin de supprimer les courants de Foucault. Un cryostat en composite pose plus de problèmes de réalisation pour plusieurs raisons : la fibre de verre ne se travaille pas comme l'inox (on ne peut pas la plier), il faut donc réaliser les pièces directement selon leur forme finale. Pour assembler deux pièces en fibre de verre, il faut effectuer un collage (source de nombreuses fuites en cryogénie) qui tienne dans l'azote liquide. Enfin la fibre de verre étant poreuse, le vide d'isolement du cryostat se dégrade au cours du temps. Pour la réalisation de son limiteur et de son transformateur, ABB [6] a utilisé la fibre de verre : ils ont eu des pertes cryogéniques importantes (présence de givre sur le cryostat). En contrepartie, la fibre de verre a l'avantage d'être un mauvais conducteur thermique et donc de minimiser les pertes par conduction le long de la paroi interne du cryostat vers le col.

Notre cryostat est donc réalisé en inox (cf Figure VI-8), avec un vide d'isolement thermique. L'épaisseur de la paroi intérieure est réduite au minimum (0,5 mm) afin de minimiser l'apport de calories par conduction depuis le col sur le bain d'azote (il est techniquement difficile de descendre en dessous de cette épaisseur). Une soupape de sécurité tarée à 500 mBar a été rajoutée en cas d'une défaillance qui entraînerait une vaporisation brutale et importante d'azote. Les barreaux supraconducteurs sont posés sur une couronne en fibre de verre (bon isolant électrique et bonne tenue mécanique à la température de l'azote liquide) maintenue par des tubes en fibre de verre (afin de minimiser les apports de chaleur). Les fils de mesure passent par l'un de ces tubes. Le deuxième tube, débouchant en bas du cryostat afin de récupérer la chaleur latente de vaporisation lors de la mise en froid, est utilisé pour effectuer le remplissage d'azote liquide.

La détection du niveau d'azote est effectuée par de fins capillaires en acier inoxydable reliés à des pressostats. Lorsque le bout du capillaire trempe dans l'azote liquide, le gaz contenu à l'intérieur se condense et fait chuter la pression, ce qui ouvre le contact du pressostat. Trois niveaux d'azote sont détectés : niveau haut, niveau moyen (ou normal) et niveau bas. Le niveau haut indique le niveau maximal de remplissage d'azote. Le niveau moyen indique qu'il ne reste qu'une journée d'autonomie au cryostat. Le niveau bas est

un niveau de sécurité à ne jamais dépasser : il est situé quelques centimètres au-dessus des barreaux supraconducteurs.

Le remplissage d'azote liquide de notre cryostat se fait manuellement. Pour augmenter l'autonomie du système, il est possible soit d'associer un réservoir "standard" (du commerce, à faible perte) relié au cryostat par une électrovanne qui se déclenche lorsque le niveau bas est atteint, soit de fonctionner en cycle fermé et de liquéfier les vapeurs grâce à un cryogénérateur. Le coût de cette dernière solution est beaucoup plus élevé (il faut compter près de 3000 € supplémentaires pour l'achat de l'appareil, soit un surcoût de plus de 25% du prix de la cryogénie), mais permettrait de rendre la fréquence de maintenance du système de l'ordre de l'année (voire plus). Ce type de réfrigération peut s'avérer utile pour une installation du limiteur de courant dans des zones d'accès délicat (montagne, campagne...).

Afin de s'assurer que les amenées de courant ne givent pas, un manchon de 10 cm surélève leur départ (ainsi les amenées de courant sont à température ambiante sur 10 cm).

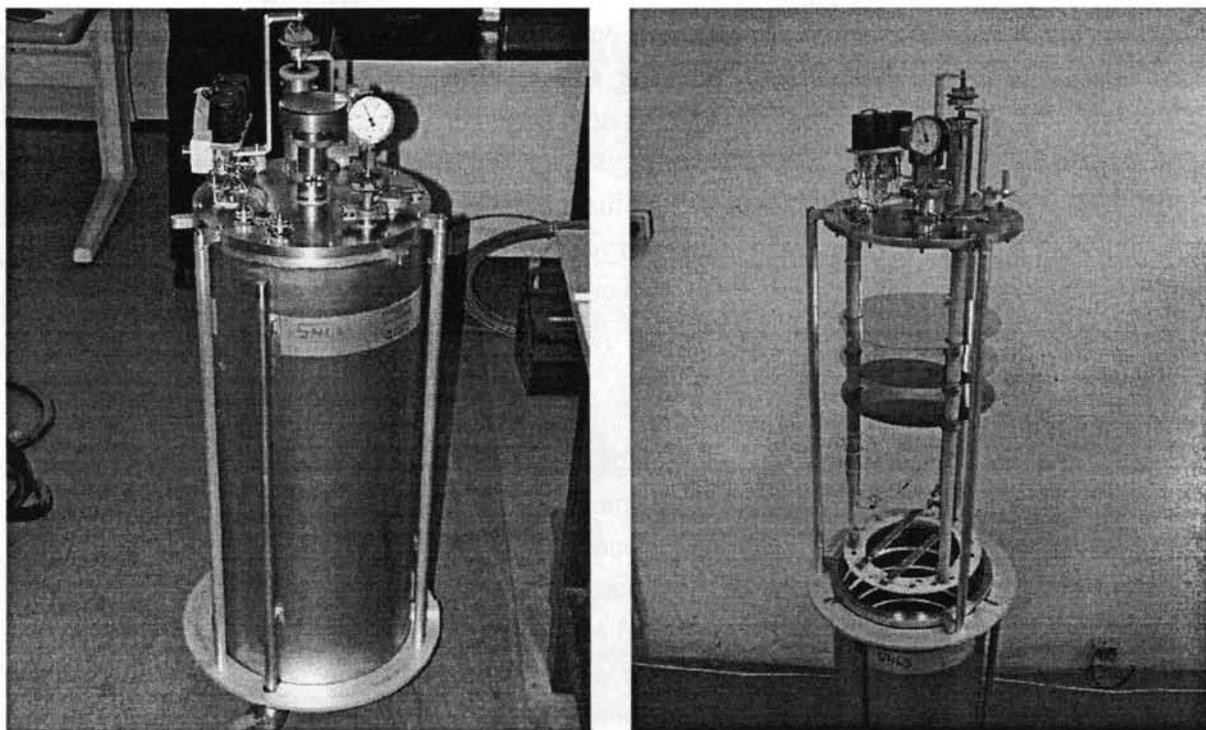


Figure VI-8 : Cryostat en position fermé et ouvert

VI.2.2. Les amenées de courant.

Les amenées de courant doivent être dimensionnées afin de minimiser les apports calorifiques par conduction thermique entre 300 K (température ambiante) et 77 K (température de l'azote liquide). Pour cela il est possible, a priori, de diminuer leur section afin d'augmenter leurs résistances thermiques R_{th} . Mais il faut aussi minimiser les pertes par effet Joule en diminuant la résistance électrique des amenées de courant (donc en augmentant la section). Il faut donc trouver un compromis entre ces deux termes pour un courant I^* donné. Si

l'on est en présence d'un système qui fonctionne en permanence sous son courant nominal, il est préférable d'utiliser un métal pur afin d'avoir une résistivité électrique la plus faible possible [7,8] et minimiser les pertes par effet Joule. Par contre, si l'on fonctionne à courant nul, celle-ci n'intervient plus. Il est alors préférable d'utiliser un métal à faible conductivité thermique k et donc, en général, à forte résistivité électrique. Sur un réseau MT, le courant moyen d'utilisation étant égal à environ 45% du courant nominal, nous avons choisi le laiton pour la réalisation des amenées de courant : faible conductivité thermique et résistivité électrique importante :

$$\text{Pour le laiton, } \int_{77}^{300} k \cdot dT = 154 \text{ W.cm}^{-1} \text{ et } \rho = 4 - 6 \mu\Omega.\text{cm.}$$

Afin de déterminer les dimensions d'une amenée de courant optimisée, refroidie par le flux gazeux des pertes propres du cryostat (correspondant à un débit \dot{M} d'azote, avec un coefficient f_e d'échange entre le gaz et le métal), il convient de résoudre l'équation du bilan énergétique suivant :

$$dQ + \frac{\rho I^2}{S} dx = f_e \dot{M} C_p dT \quad \text{avec } Q = kS \frac{dT}{dx}$$

En posant $dx = \frac{S}{kI} dz$, on obtient :

$$\frac{d^2 T}{dz^2} - \frac{f_e \dot{M} C_p}{I} \cdot \frac{dT}{dz} + L_0 T = 0.$$

La résolution par calcul numérique de cette équation [9] permet d'optimiser le rapport LI^*/S où L est la longueur de l'amenée et S sa section. La température le long d'une amenée de courant optimisée pour un courant nominal I^* de 50 A est représentée Figure VI-9. Il est aussi reporté la température calculée pour cette même amenée de courant ($I^* = 50$ A), mais dans le cas où I est égal à 100 A et sans échange ($f_e = 0$), c'est à dire le cas le plus défavorable possible (et peu réaliste) pour notre limiteur. La température n'excède alors pas 600°C, valeur inférieure à la température de fusion du métal. Il n'est donc pas possible d'avoir une dégradation importante (pouvant entraîner un court-circuit par exemple) de nos amenées de courant.

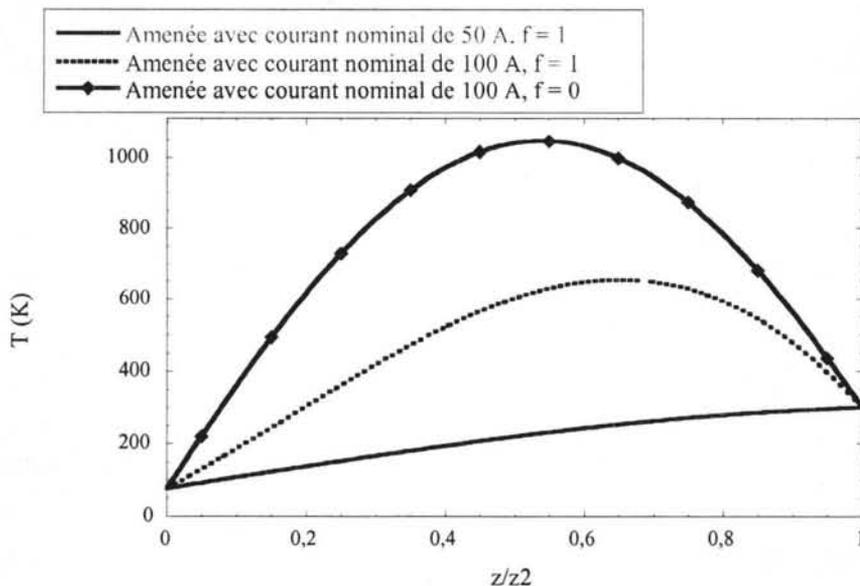


Figure VI-9 : Température le long des Amenées de Courant (optimisées pour $I = 50 A$ et $f_e = 0,5$) pour un courant nominal de 50 A et des échanges parfait avec le gaz, un courant nominal de 100 A et des échanges parfait avec le gaz et pour un courant nominal de 100 A sans échange avec le gaz.

Pour réduire l'inductance du limiteur et pour minimiser les courants de Foucault dans l'inox, les amenées de courant ont été conçues coaxiales (cf. Figure VI-10). L'azote gazeux évaporé dans le cryostat est évacué uniquement par les amenées de courant en convection forcée afin d'augmenter les échanges entre le gaz et le laiton. L'amenée intérieure est composée d'une tige filetée afin d'améliorer l'échange thermique avec le gaz. Un tube en fibre de verre l'isole électriquement de l'amenée extérieure constituée d'un tube creux. L'azote évaporé passe soit entre la tige filetée et le tube en fibre de verre (pour l'amenée intérieure), soit entre ce dernier et le tube en laiton (pour l'amenée extérieure). Chaque débit peut être réglé séparément grâce à une vis pointeau (à bout conique) venant obstruer l'échappement à température ambiante (cf. Figure VI-10).

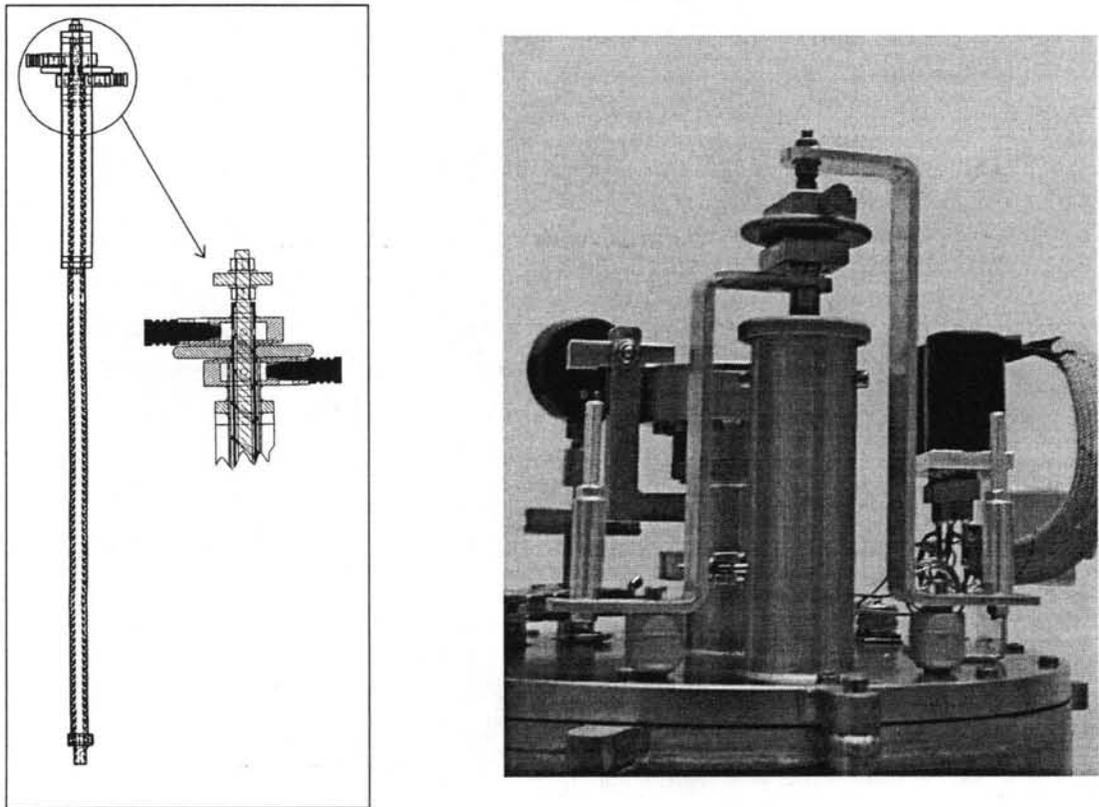


Figure VI-10 : Schéma des amenées de courant avec détail des vis à pointeaux pour le réglage du débit de sortie des gaz et photo des amenées de courant montées sur le cryostat

VI.2.3. Pertes cryogéniques.

Les premières mesures sur notre cryostat nous ont donné des pertes plus importantes que celles estimées. Les pertes propres du cryostat s'élevaient à 10 W (ce qui correspond à une évaporation d'azote de 0,23 l par heure) contre 6 W estimés (près de 3 W pour le cryostat et 3 W pour les amenées de courants). Pour minimiser le rayonnement en

provenance du col (qui est très ouvert afin de laisser le passage pour l'assemblage du matériau supraconducteur), nous avons rajouté trois écrans en laiton poli (d'émissivité $\varepsilon = 0.03$ dans la plage de température comprise entre 77 et 300 K [10]). Les pertes mesurées sont alors d'environ 7,4 W, soit 0,16 l d'azote par heure. Ramenées à température ambiante (avec un coefficient de 20) elles représentent près de 150 W. Il est difficile d'estimer exactement les pertes d'un cryostat car beaucoup de paramètres sont à prendre en compte : pertes par rayonnement sur le liquide ou sur le gaz, émissivité exacte des surfaces, estimation du coefficient d'échange entre le gaz et les parois selon leur état de surface... Les pertes mesurées sont donc en bon accord avec le calcul théorique (même ordre de grandeur). Au vu de notre système, ce niveau de perte est cohérent car nous disposons d'un col très ouvert (30 cm de diamètre) et de deux amenées de courant de 100 A. Pour réduire ces pertes, il faudrait soit augmenter la hauteur de notre cryostat afin de réduire les pertes par rayonnement soit utiliser de la fibre de verre pour réaliser le col afin de minimiser les pertes par conduction du col (les plus importantes). Ces pertes ramenées à température ambiante restent faibles, elles représentent 0,15% de la puissance traversante ($I_n U_n = 100$ kW).

Pour un système plus important, les pertes augmentent peu car il devient alors possible, tout en gardant le même diamètre pour le col, d'augmenter sensiblement le volume. De plus, les pertes dans les amenées de courant dépendent du courant nominal et non de la tension nominale. Pour passer à un limiteur de tension nominal 24 kV et de courant nominal 600 A, les pertes par les amenées de courant vont augmenter seulement d'un facteur 6 alors que la puissance nominale est multipliée par plus de 140.

VI.3. Le contrôle - commande.

Le limiteur est un appareil devant surveiller en permanence une ligne de distribution électrique. C'est à dire qu'il doit être autonome et gérer les situations rencontrées. Donc, en plus de la partie matériau et cryogénie, se rajoutent les gestions de la transition, du niveau d'azote, de la récupération, ... Ces différentes tâches sont confiées au "**Contrôle - Commande**". Cette entité est essentiellement composée d'un automate programmable (API) pour la gestion des tâches automatiques comme les voyants ou la surveillance du niveau d'azote et d'un ordinateur pour l'acquisition des données et la gestion du basculement du limiteur (transition du supraconducteur). La forme extérieure de cet appareil est une armoire (Figure VI-12) dans laquelle se trouve toute la partie commande ainsi que le "système limiteur" (cryostat avec les éléments supraconducteurs). Cette appareil présente deux bornes de raccordement avec le réseau. La manipulation et le raccordement du système sont ainsi grandement facilités (raccordement de deux câbles de puissance et de l'énergie pour les appareils). Le limiteur devient alors une "boîte noire". Cette boîte noire contient un interrupteur, nommé IT, permettant d'isoler le supraconducteur du réseau après basculement (transition) et de le réinsérer lorsque le matériau a retrouvé son état supraconducteur, après son temps de récupération.

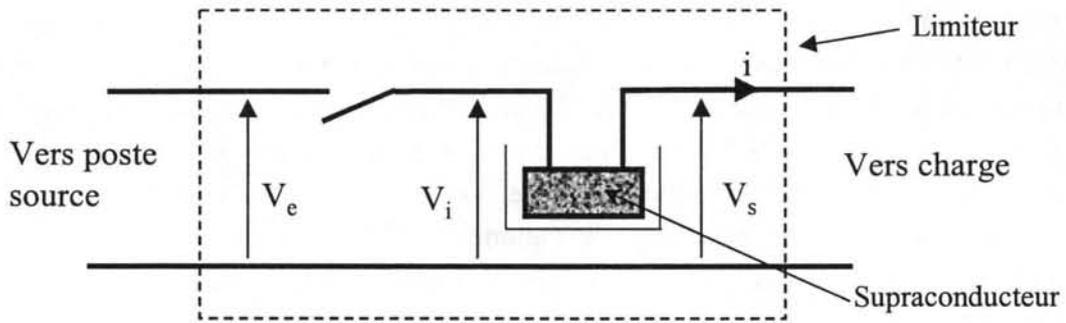


Figure VI-11 : Présentation électrique du limiteur, avec IT l'interrupteur d'isolement, V_e la tension du réseau, V_s - V_i la tension aux bornes du limiteur.

VI.3.1. Cahier des charges.

La partie programmation de l'ordinateur et de l'automate programmable a été réalisée par une société extérieure, en collaboration avec Schneider Electric, d'après un cahier des charges décrit ci-dessous et décomposé en trois parties : l'Interface Homme-Machine (ou IHM), l'automate et le traitement analogique. Le tout est chargé de surveiller le "système limiteur", c'est à dire le cryostat avec les éléments supraconducteurs.

a). L'Interface Homme-Machine.

L'IHM, permet de faire la liaison entre l'appareil et l'utilisateur. Il comprend un panneau de contrôle intégrant les différents organes de commande et de signalisation ainsi qu'une visualisation graphique de l'état du limiteur.

Le panneau de contrôle, placé en face avant de l'armoire est composé de voyants indiquant : que le démonstrateur est prêt à l'utilisation, le niveau d'azote, la présence de tension sur le réseau, la fermeture effective de IT, un défaut du système de contrôle - commande, le basculement du supraconducteur. Des boutons poussoirs permettent de commander la mise sous tension, le raccordement au réseau ou l'arrêt du démonstrateur. Un bouton d'acquiescement indique que l'on a pris en compte le basculement du limiteur. Enfin un bouton de test des voyants complète l'ensemble.

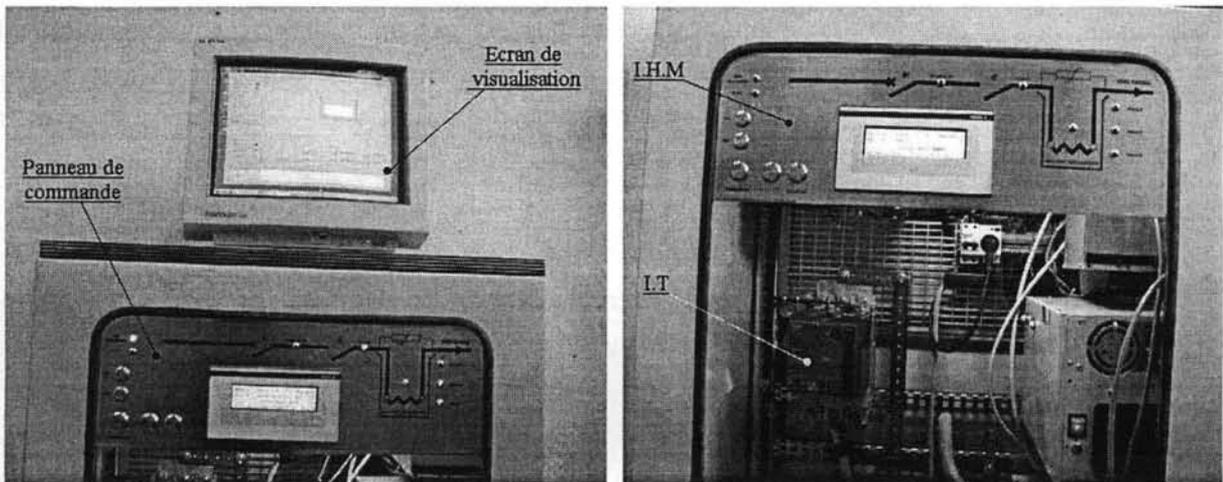


Figure VI-12 : Aspect extérieur de l'IHM avec l'écran de visualisation et le panneau de commande.

La visualisation graphique à rafraîchissement permanent (par un afficheur à cristaux liquide en face avant du démonstrateur, et sur l'écran du PC de commande) affiche les valeurs numériques de la tension réseau, de la tension aux bornes des éléments supraconducteurs et du courant. L'écran de l'ordinateur permet de visualiser l'évolution de ces valeurs au cours du temps et donne une "photo" de ces grandeurs lors d'un basculement.

L'IHM permet enfin la saisie au clavier des différents paramètres (réglage des temporisations, des seuils, ...).

b). L'automate.

Il gère les informations logiques en provenance de l'IHM ou du limiteur (mise sous tension, voyants, niveau d'azote) et avertit le système de traitement analogique. Il communique avec l'IHM, le système limiteur et le traitement analogique (Figure VI-13) par des entrées ou des sorties logiques TOR (Tout Ou Rien).

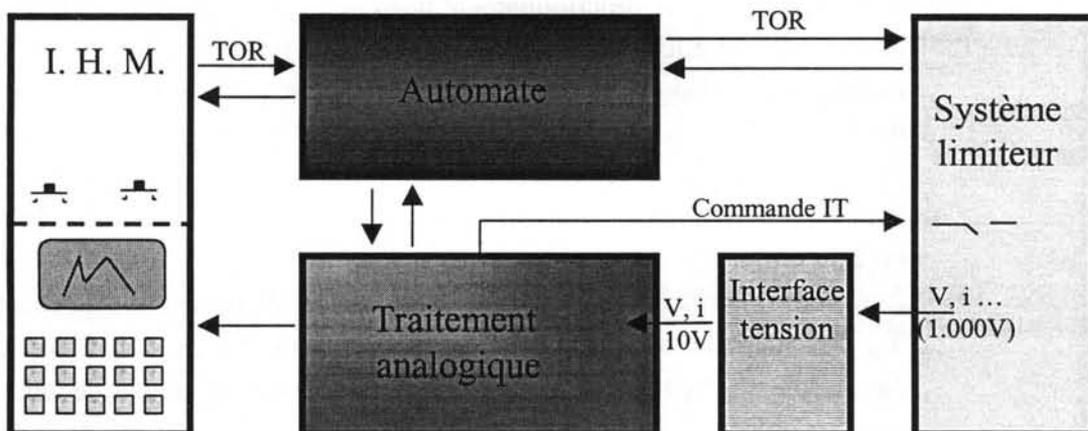


Figure VI-13 : Agencement des différents composants du contrôle - commande: Interface Homme Machine (IHM), automate, système limiteur (cryostat et IT), traitement analogique et interface tension. Les signaux échangés avec l'automate sont des signaux logiques TOR (Tout Ou Rien).

Comme l'automate n'est pas un système dit "temps réel" (il ne peut pas effectuer une action en un temps prédéfini, inférieur à quelques millisecondes en général), il ne gère pas les actions contenant des temps "critiques". Ces tâches critiques sont effectuées par le traitement analogique.

c). Traitement analogique.

Ce sous-ensemble est composé de deux ordinateurs. L'un, sous Windows NT®, enregistre les différents signaux analogiques en provenance du "système limiteur" grâce à une carte d'acquisition. L'autre, sous QnX (système d'exploitation en temps réel), gère l'ouverture de l'interrupteur d'isolement IT (en particulier lors du basculement). Le signal de commande d'ouverture de l'interrupteur doit être effectif moins de 5 ms après la détection du basculement (afin de minimiser le temps de court-circuit et donc l'échauffement du supraconducteur). Le temps réel d'ouverture de l'interrupteur après réception de la commande est d'environ 9,5 ms. Le temps total d'ouverture après détection du basculement par le système est donc inférieur à 15 ms. Ceci permet au matériau supraconducteur de ne subir qu'une élévation en température d'une centaine de degrés (en raison des puissances de court-circuit), et d'éviter ainsi sa destruction. Le temps de réponse de l'interrupteur est inhérent à son mode de fonctionnement et ne peut donc pas être réduit (il est commandé à l'ouverture par une bobine à émission survoltée afin d'accélérer son ouverture). C'est pour cela que la réponse du Traitement Analogique ne doit pas excéder 5 ms. Grâce au noyau en temps réel sous QnX, ce temps de réponse mesuré est de 400 μ s à partir de la détection du basculement.

Ce sous-ensemble "Traitement analogique" gère le mode opératoire du limiteur de courant (mise sous tension, basculement, manque d'azote...) selon un diagramme d'état (langage GRAFCET) représenté sur la Figure VI-14. Il comporte trois états principaux :

- ⇒ Etat initial qui correspond à l'arrêt total du limiteur (isolé du réseau, pas d'acquisition)
- ⇒ Etat Fermé : c'est le fonctionnement normal du limiteur. Le système vérifie en permanence que le supraconducteur ne transite pas. Pour cela les acquisitions des signaux analogiques ont lieu en permanence (toutes les 50 μ s). En cas de basculement le système ouvre l'interrupteur IT, arrête les acquisitions des signaux analogiques et lance une temporisation T_1 afin que les éléments supraconducteurs se refroidissent (temporisation permettant la récupération du limiteur)
- ⇒ Etat Fermé après basculement : A la fin de la temporisation de récupération T_1 , l'interrupteur est refermé et les acquisitions reprennent. Si un nouveau basculement a lieu avant un temps T_2 paramétrable (quelques secondes), c'est que le court-circuit n'est pas fugitif, et il faut alors isoler le limiteur du réseau. Cet état permet donc de réaliser un cycle OFO.

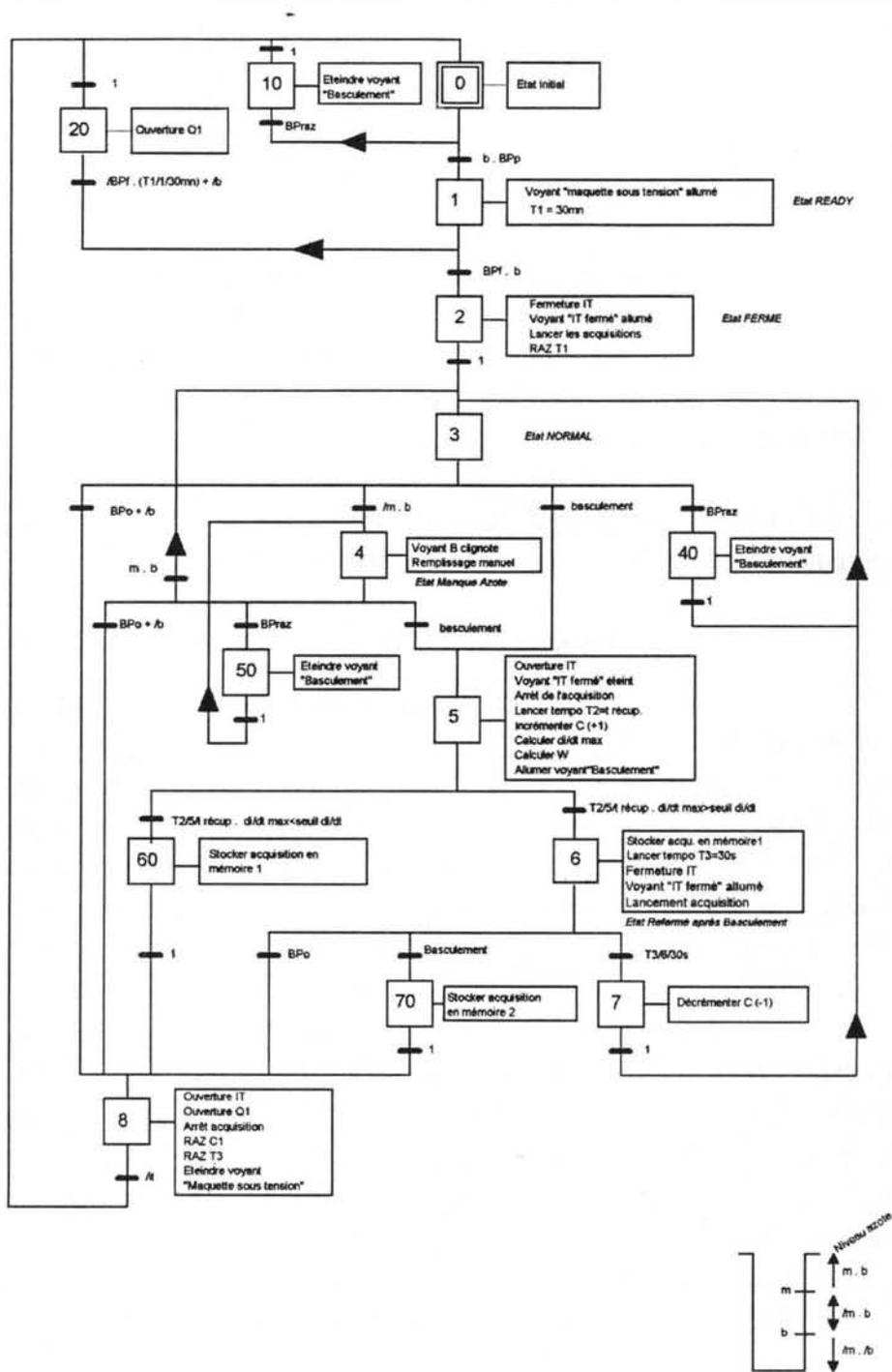


Figure VI-14 : Grafset du limiteur décrivant tous les états dans lequel peut se trouver le système de contrôle - commande.

VI.3.2. Les différents critères de basculement utilisés.

L'objet principal du limiteur de courant reste le passage de l'état supraconducteur à l'état dissipatif des éléments supraconducteurs entraînant la limitation du courant. Il est nécessaire de détecter rapidement ce basculement pour éviter une élévation en température excessive des barreaux.

a). Le basculement "franc".

La tension ($V_s - V_i$) aux bornes des éléments supraconducteurs (cf. Figure VI-1) est très faible en fonctionnement normal (i.e. sans défaut). Cette tension est comparée en permanence avec la tension du réseau V_e . Lorsqu'une tension apparaît aux bornes des supraconducteurs, (c'est à dire lorsque $V_s - V_i > \alpha V_e$, α étant de l'ordre de 0,1), c'est qu'il y a eu transition du supraconducteur. La séquence de basculement est alors lancée par le contrôle - commande. Comme le critère α est paramétrable, il est nécessaire que la tension $V_s - V_i$ dépasse un seuil minimal fixé de 2 V (0,2% de la tension nominale) pour que la séquence de basculement soit réellement lancée. Cette précaution permet d'éviter les déclenchements intempestifs dus au bruit ou à des parasites.

Un deuxième critère permettant de déterminer si il y a eu un court-circuit est la comparaison de la puissance instantanée $(V_s - V_i) \cdot I$ qui devient supérieure à la puissance nominale du réseau : $I_n \cdot V_e$ (avec $I_n = \text{cst} = 100 \text{ A}$).

b). Le basculement "lent".

Il peut arriver que le court-circuit sur le réseau ne soit pas franc, si l'impédance de défaut est élevée. Dans ce cas, le courant de ligne devient légèrement supérieur au courant critique du matériau mais l'augmentation est lente (plusieurs périodes). Le supraconducteur passe dans son état dissipatif et il va chauffer progressivement jusqu'à transiter au bout d'un temps pouvant être assez long (cf. Chapitre III). Plus le dépassement du courant critique (égale au courant nominal si l'on a fixé $I_n = I_c$) est faible, et plus le temps de transition sera long, jusqu'à devenir infini si l'énergie libérée dans le matériau est entièrement cédée à l'azote liquide (tant qu'elle est inférieure au flux thermique critique de l'azote liquide).

Dans ce cas de défaut non fugitif, il ne faut pas réinsérer automatiquement le limiteur après son basculement. Donc, lorsqu'il y a eu basculement, le système analyse la pente du courant au moment de la transition. Si celle-ci est inférieure à un seuil, c'est que nous ne sommes pas en présence d'un court-circuit franc, mais d'une montée en courant progressive. L'interrupteur IT n'est alors pas refermé, il faut l'action d'un opérateur extérieur pour ré-enclencher le système afin de vérifier si le défaut est toujours présent ou non. La dérivée du courant par rapport au temps est obtenue en faisant l'acquisition de la tension de sortie d'une bobine Rogowski (tore fermé sur une résistance très faible).

c). La récupération.

Avant de refermer l'interrupteur (afin d'insérer de nouveau le limiteur dans le réseau), il faut s'assurer que le matériau supraconducteur a retrouvé son état supraconducteur. Pour cela nous avons envisagé différentes mesures in situ comme : la mesure de la résistance grâce à une petite source de courant continue placée en parallèle du supraconducteur. L'inconvénient de ce système est qu'il indique uniquement le retour de la surface (et non de tout le volume du matériau) à l'état supraconducteur. Dès que la surface a atteint T_c , sa résistance devient nulle : tout le courant passe par la partie supraconductrice qui court-circuite la résistance développée par le centre de l'échantillon. Une autre méthode pourrait être la mesure de l'inductance L des barreaux grâce à un pont équilibré et un oscillateur. En effet les barreaux se refroidissent par leur surface extérieure. La portion de matériaux ayant retrouvé

l'état supraconducteur commence par être un anneau. Celui-ci augmente de surface jusqu'à ce que le cœur du barreau soit atteint, ainsi l'inductance du barreau change au court du temps. Donc, Il serait peut-être possible d'utiliser ce changement d'inductance pour déterminer si le matériau a retrouvé son état supraconducteur.

Ces méthodes sont contraignantes car elles nécessitent des prises de potentiels et des sources de courant auxiliaires qu'il faut isoler du réseau en fonctionnement normal. Nous avons donc choisi encore une autre méthode : le système calcule l'énergie dissipée dans le matériau pour déterminer le temps nécessaire à la récupération. Cette méthode est bien adaptée pour des échantillons massifs. Par contre pour l'utilisation de couches minces, il n'est pas possible de déduire le temps de récupération à partir de l'énergie car le basculement ne se fait pas de manière adiabatique. Il pourrait être nécessaire de mesurer la résistance de la couche pour déterminer si elle a retrouvé son état supraconducteur.

VI.3.3. Réalisation.

a). Intégration de l'ensemble.

La réalisation des différentes parties a nécessité l'organisation d'une collaboration dans différents domaines. Citons les travaux de Jean Sanchez pour la mise en forme des matériaux, Patrick Rousset pour la partie cryostat, Laurent Carbone pour la partie électrique et câblage, Eric Bettega et Gilles Cortese pour le Contrôle - Commande. Une fois monté, l'ensemble est composé (cf. Figure VI-15) : d'une armoire vitrée contenant le cryostat avec les éléments supraconducteurs, d'une interface de tension permettant de mesurer en différentiel 1 kV (tension ramenée à 10 V sur la carte d'acquisition du PC), d'un capteur de courant (LEM), d'un tore Rogowski pour la mesure du dI / dt , d'un interrupteur 400 A (IT) et du système de contrôle - commande (automate, IHM, PC). Il ne sort de l'armoire que :

- Deux câbles de 185 cm² permettant de relier le limiteur au réseau
- Une fiche d'alimentation secteur (230 V).

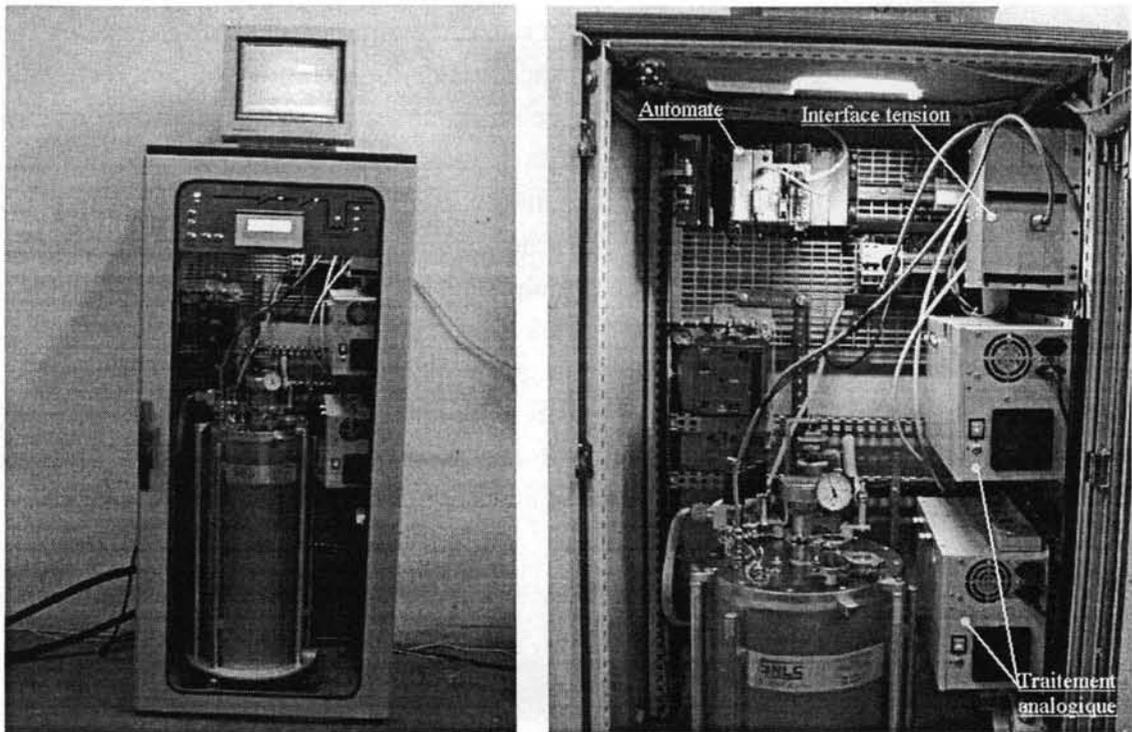


Figure VI-15 : Photo du démonstrateur ASTER

b). Difficultés rencontrées.

Pour une telle réalisation, de nombreux problèmes ont dû être évidemment résolus. En particulier, l'architecture retenue à l'origine du projet, et ne comportant qu'un seul PC sous Windows NT (faisant à la fois l'acquisition et la commande de l'ouverture de IT), s'est révélée incompatible avec nos besoins. En effet le système prétendu temps réel de Windows NT n'est finalement pas si "temps réel" que l'annonce son concepteur, et la commande de l'interrupteur en moins de 5 ms n'était alors plus garantie. Pour cette raison, nous avons installé un deuxième ordinateur avec un système d'exploitation temps réel. Cette redondance de matériel aurait été évitée si ce problème lié à Windows NT avait été détecté plus tôt. Dans le cas du développement d'un nouveau système de contrôle - commande (par exemple pour une maquette de taille plus importante), il ne serait utilisé qu'un seul ordinateur.

Ensuite, lors de l'assemblage, nous avons dû faire face à des problèmes de connectique (mauvais emplacement, mauvais câble...). Enfin, bien que chaque partie ait été testée séparément, l'intégration de l'ensemble modifie l'environnement. Des problèmes sont apparus (perturbations ElectroMagnétiques) et des filtres ont dû être installés. Ainsi le développement du contrôle - commande a été plus long que prévu (plusieurs mois de retard).

Après avoir résolu tous ces problèmes, le contrôle - commande a été entièrement testé avant de l'utiliser pour le prototype Aster. Les résultats ont été

concluants et ont parfaitement validé son fonctionnement. Le limiteur a alors été testé dans son intégralité sur une station d'essais..

VI.4. Résultat des tests électriques d'ASTER.

Deux jeux de barreaux (deuxième et troisième assemblages) ont été testés durant deux jours à la station d'essais Ampère de Schneider. Cette station permettant d'obtenir des courants de court-circuit allant jusqu'à 15 kÂ (crête) pour un niveau de tension du réseau allant jusqu'à 1 kV (crête). Le but de ces tests était de valider le comportement du prototype Aster sur un réseau 1 kV (début de la moyenne tension). Des premiers tests ont été effectués sous une tension réduite de 500 V avant de passer sous 1 kV. Le cycle de test est similaire à celui présenté au Chapitre IV permettant de caractériser les échantillons lors de leur transition : un courant de ligne I_l est d'abord établi pendant 1 minute. Puis un court-circuit est ensuite réalisé pendant près de 100 ms, suivi de nouveau du courant de ligne pendant 1 minute (afin de permettre à nouveau la fermeture du limiteur sur le courant de ligne). Ce cycle, effectué par le donneur d'ordre de la station, est indépendant de l'isolation du limiteur après transition et de sa fermeture après récupération.

VI.4.1. Test sous 500 V.

a). Tests avec le troisième jeu de barreaux.

Les tests ont débuté avec le dernier jeu de barreaux élaborés : 30 paires de barreaux afin d'avoir un courant nominal de 100 A et 1,5 m de long pour tenir la tension 1 kV.

La première mise au point du système (pour s'adapter au nouvel environnement) s'est déroulée sous tension réduite et courant de court-circuit réduit (500 A de courant de court-circuit). Malheureusement, deux incidents cumulés ont dégradé le matériau : d'abord le contacteur de la station d'essai effectuant le court-circuit s'est soudé, il n'a donc pas pu s'ouvrir au bout de 100 ms, prolongeant le temps du court-circuit. Ensuite, l'interrupteur IT du limiteur de courant, commandé par le contrôle commande, ne s'est pas ouvert car lors du montage du limiteur sur la station d'essai, un fil de mesure s'était sectionné. Le système de contrôle commande n'a donc pas pu détecter la transition du supraconducteur. Un courant de court-circuit de 500 A a donc circulé dans le limiteur pendant plus de 500 ms. Cet incident a provoqué un échauffement excessif au niveau des résistances de contacts des amenées de courant de chaque barreau supraconducteur, et un certain nombre d'entre elles s'est dégradé. Au bout d'une centaine de millisecondes, une tension d'arc est apparue aux bornes des supraconducteurs (caractérisée par un signal haché), montrant la dégradation des contacts (cf. Figure VI-16).

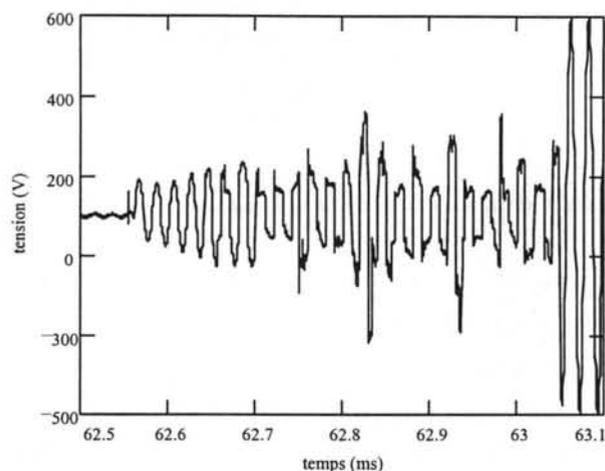


Figure VI-16 : Tension d'arc aux bornes du supraconducteur due à la dégradation des contacts des barreaux lors du premier essai de mise au point.

Ainsi, une dizaine de paires de barreaux a été détruite (dégradation importante des contacts), cf. Figure VI-17. Lors de l'assemblage par soudure des barreaux, il est nécessaire de chauffer les barreaux à des températures de l'ordre de 250°C. De telles températures dégradent la résistance de contact de l'interface Argent - Bismuth de l'amenée de courant. Ainsi, lors d'une montée en température importante, ce sont d'abord les contacts qui se dégradent alors que pour un barreau unique sans soudure, c'est en général le supraconducteur lui-même qui se détruit avant l'amenée de courant.

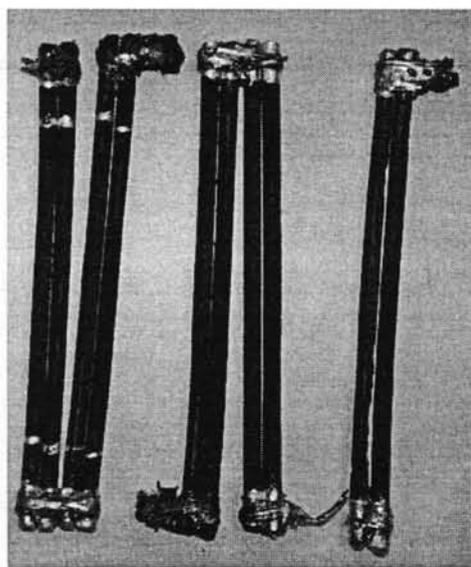


Figure VI-17 : Barreaux brûlés au niveau des amenées de courant durant le court-circuit trop long

Pour mieux comprendre l'échauffement au niveau des contacts, nous avons filmé un essai avec une caméra ultra rapide (2000 images par secondes) afin de visualiser l'apparition des bulles dans l'azote liquide. Il apparaît qu'en dessous du le courant de ligne et au début de la transition, ce sont effectivement essentiellement les contacts qui

"burrent", c'est à dire que ce sont eux qui s'échauffent le plus. Ensuite, les bulles apparaissent rapidement sur toute la longueur du matériau (dues au chauffage de l'échantillon lors de la transition), et il n'est alors plus possible de faire une étude comparative entre les contacts et le barreau lui-même. Afin d'obtenir plus de renseignements, il faudrait disposer d'une caméra encore plus rapide car la constante de temps entre l'apparition des bulles sur les contacts et sur le barreau est de quelques millisecondes.

Nous avons poursuivi les essais avec seulement 20 des 30 paires de barreaux qui ne paraissaient pas (à l'œil) avoir été dégradées, mais les amenées de courant de tous les barreaux avaient dû être abîmées car, lors des essais suivants (même sous courant de court-circuit réduit), plusieurs paires se sont détériorées. Nous avons quand même pu valider le cycle de fonctionnement sous courant nominal suivi d'un court-circuit puis fermeture sur un courant nominal (Figure VI-18) mais pour des courants de court-circuit faibles, inférieurs à 1 kA (donc avec une faible limitation du courant par le supraconducteur). Nous avons dû abandonner ce jeu de barreaux sans avoir pu le caractériser sous 1 kV. Le deuxième jeu de barreaux a alors été utilisé.

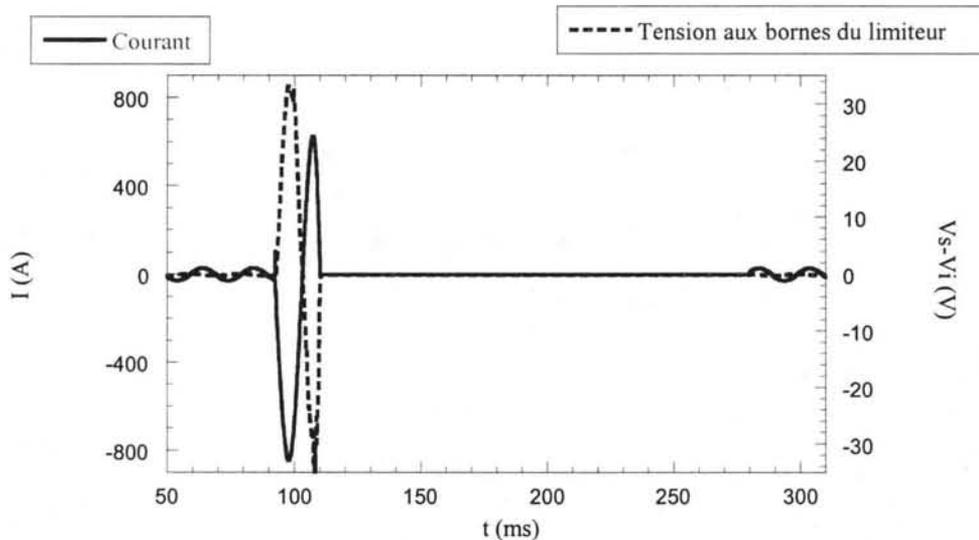


Figure VI-18 : Cycle complet représentant les trois états du limiteur : état passant sous le courant de ligne (jusqu'à 90 ms), état de limitation sous courant de court-circuit (jusqu'à 110 ms) puis état de récupération (jusqu'à 280 ms) avant la réinsertion du limiteur dans le réseau sous courant de ligne.

b). Tests avec le deuxième jeu de barreaux.

Ce jeu est constitué de 13 blocs de quatre barreaux en parallèle mis en série. Le courant critique ainsi obtenu n'est que d'une cinquantaine d'Amperes, à cause de la dégradation des contacts pendant l'assemblage.

Ce jeu a été testé avec succès et a confirmé le **bon fonctionnement** du démonstrateur Aster.

Lors des différents essais, le cycle suivant s'est parfaitement déroulé : fonctionnement dans l'état passant sous courant de ligne, transition du

supraconducteur lors du court-circuit, ouverture de l'interrupteur IT permettant la récupération du matériau et enfin refermeture sous courant de ligne. Ces essais ont aussi permis de valider en fonctionnement réel le principe du contrôle commande.

Ainsi, sous $500 \hat{V}$, plusieurs essais avec un courant de court-circuit présumé supérieur à $5 \text{ k}\hat{A}$ ont été effectués. Le courant limité a alors été de l'ordre de $1.800 \hat{A}$ lors de la première demi alternance puis il devient inférieur à $1 \text{ k}\hat{A}$ lors de la deuxième demi alternance (Figure VI-19). Le courant présumé est déphasé par rapport au courant limité. En effet, lors du court-circuit sans limiteur, les impédances inductives du circuit (inductance du transformateur, capacités des câbles...) ne sont pas négligeables par rapport aux impédances résistives. Il existe donc un courant apériodique transitoire important. Par contre, lorsque le limiteur est inséré dans le réseau, l'inductance devient essentiellement résistive et l'apériodique est négligeable. La tension aux bornes du limiteur devient rapidement du même ordre de grandeur que celle du réseau ($500 \hat{V}$). Le léger décrochage de la tension au temps égal à 62 ms correspond au début de l'ouverture de l'interrupteur IT.

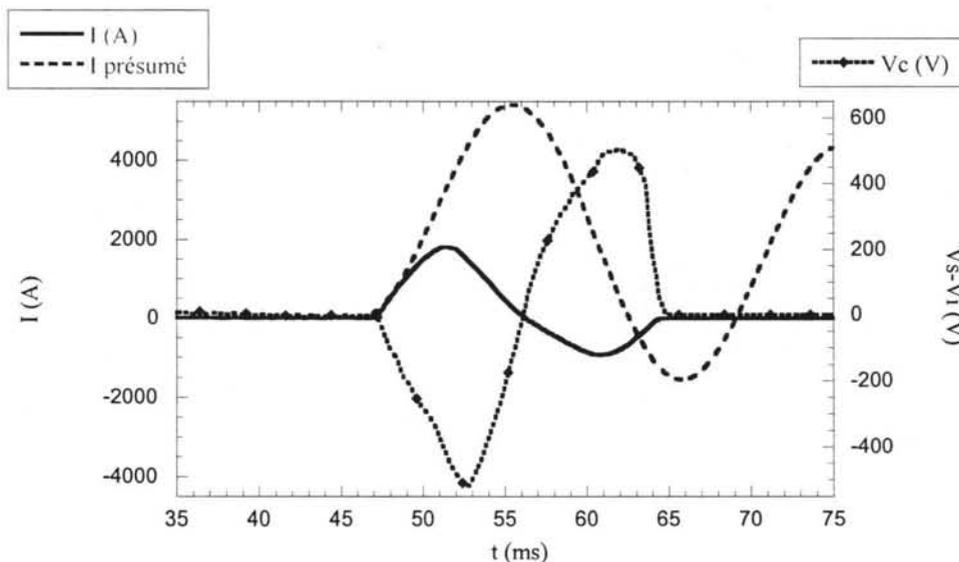


Figure VI-19 : Courant présumé, courant limité et tension lors d'un essai sous $500\hat{V}$ et $5 \text{ k}\hat{A}$ de courant présumé. La tension est changée de signe par rapport au courant pour des raisons de clarté dans la figure.

Ces essais sous tension réduite s'étant bien déroulés, nous sommes passé aux tests du démonstrateur sous $1 \text{ k}\hat{V}$, même si nous ne disposons plus d'un jeu de barreau réellement adapté à ce test.

VI.4.2. Tests sous 1 kV.

Le deuxième jeu de barreaux a été testé pour une tension du réseau de $1 \text{ k}\hat{V}$ et un courant présumé de court-circuit en pleine asymétrie de $5.400 \hat{A}$. Pour cet essai,

le court-circuit n'ayant pas été effectué en pleine asymétrie, le courant de court-circuit présumé est de l'ordre de 4 kÂ .

Le courant a été limité par le démonstrateur à 2.200 Â lors de la première demi alternance (cf. Figure VI-20). Le rapport du courant présumé sur le courant limité est donc légèrement inférieur à deux. Cette faible valeur s'explique par le fait que nous ne disposons que de 13 blocs en série (c'est la longueur de supraconducteur utilisé qui détermine le courant limité comme nous le verrons au chapitre suivant). En disposant d'une trentaine de blocs en parallèle (comme initialement prévu), le courant de court-circuit aurait été limité à moins de 1/5 du courant présumé. La tension relevée aux bornes du matériau supraconducteur est légèrement inférieure à la tension du réseau à cause de la chute de tension due à l'impédance de la ligne (câble, amenée de courant...).

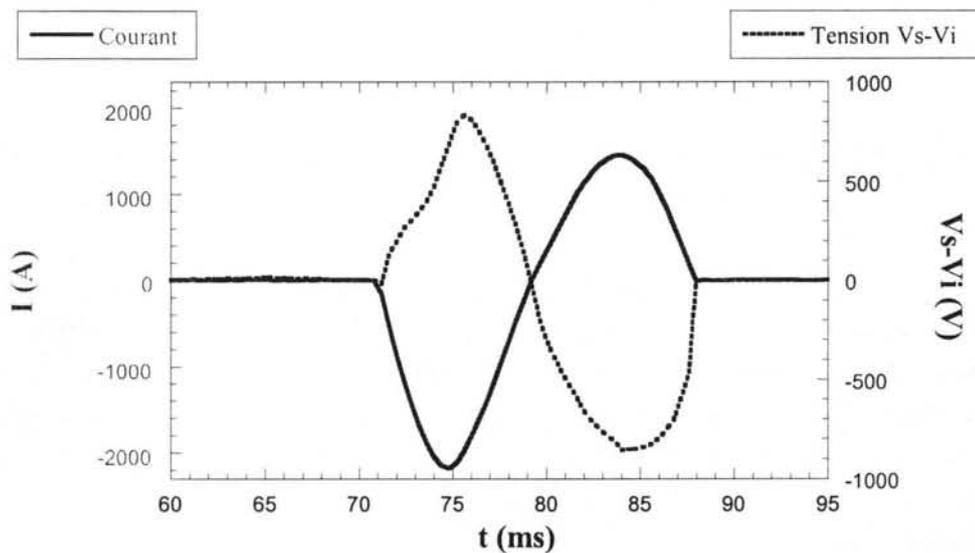


Figure VI-20 : Essai sous une tension de 1 kV et environ 4 kA de I_{CC} .

En raison de la faible longueur disponible l'échauffement des contacts a été trop important dès le premier essai, et nous n'avons pas pu reproduire la mesure

Avant la dégradation des résistances de contacts, un essai avec 30 paires en série (premier assemblage) sous 1 kV (obtenu par décharge capacitive) avait été effectué.

VI.4.3. Décharge capacitive sur le premier jeu de barreaux.

Nous avons testé le premier jeu de barreaux, (même barreaux que le deuxième jeu mais avec un assemblage différent : 30 paires en série) un an auparavant, sans cryostat et contrôle commande, afin seulement de valider la tenue à une tension de 1 kV avec des supraconducteurs massifs. Ces tests ont été réalisés dans une station d'essai permettant d'obtenir par décharge capacitive plus d'un kilovolt pour un courant de court-circuit présumé de 5 kÂ . La mesure obtenue est représentée Figure VI-21.

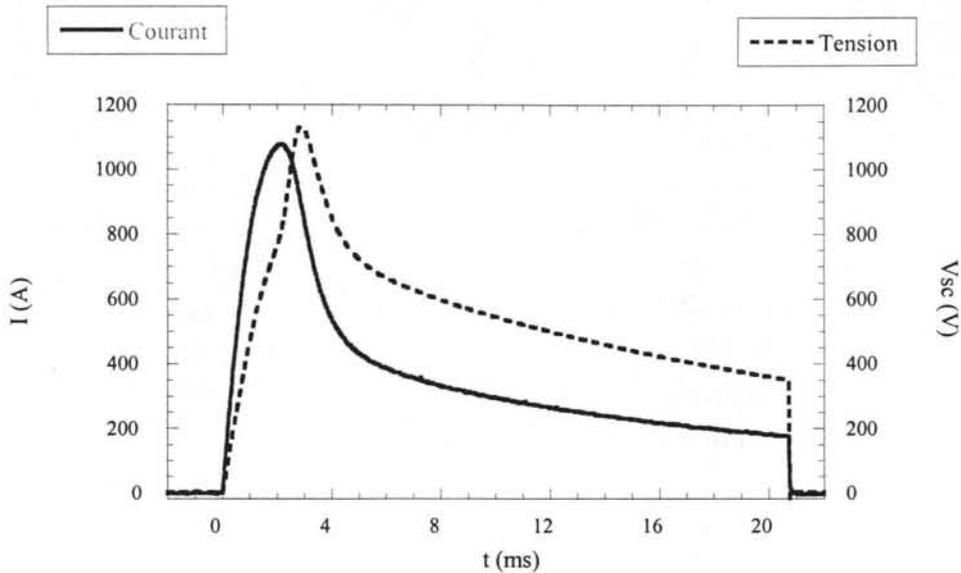


Figure VI-21 : Essai en décharge capacitive du premier jeu de barreau. Plus de $1,1 \text{ k}\hat{V}$ à été obtenu pour un courant limité de $1,1 \text{ k}\hat{A}$ et un courant présumé de $5 \text{ k}\hat{A}$.

Ce type de mesure ne peut pas être réalisé avec un courant nominal. Le courant augmente donc rapidement de zéro jusqu'à plus de un kilo ampère. Là, a lieu la deuxième transition du supraconducteur (brusque augmentation de la tension aux bornes des supraconducteurs), et le courant est fortement limité (la demi onde de la décharge capacitive est déformée). L'énergie dissipée dans le matériau est de l'ordre de 200 MJ au bout des 7 ms. Ces essais montrent qu'avec une longueur de 1,5 m, les courants de court-circuit sont bien limités sur un réseau de 1 kV.

En résumé, les tests

Conclusion du sixième chapitre

Un appareil autonome a été réalisé avec succès. Il permet une expérimentation très proche des conditions réelles d'utilisation d'un limiteur de courant résistif. Il est constitué de trois parties :

- ❖ Le matériau supraconducteur : Deux jeux de 60 barreaux de Bi_{2223} fritté ont été élaborés. L'un est constitué de la mise en série de 13 blocs de 4 barreaux en parallèle, l'autre de 30 paires de barreaux mis en série.
- ❖ Le cryostat : ses pertes propres thermiques s'élèvent à près de 7 W ce qui représente une consommation d'azote d'environ 0,16 l d'azote par heure. Les vapeurs d'azote servent à refroidir les amenées de courant qui représentent chacune environ 2 W de perte. Le cryostat possède une autonomie légèrement inférieure à une semaine.

- ❖ Le contrôle - commande : il effectue la gestion de tous les automatismes (voyants, niveaux d'azote, sécurité...), fait l'acquisition des différentes tensions et du courant et gère la transition du supraconducteur (isolement du limiteur du réseau puis réinsertion après le temps de récupération).

Toutes ces parties ont été assemblées afin de réaliser une seule entité opérationnelle :

ASTER.

Le limiteur Aster a été testé avec succès. Le matériau ne possède pas des caractéristiques optimales pour la limitation, mais le but du démonstrateur était avant tout de réaliser un appareil autonome. L'obtention d'un matériau plus performant permettant de limiter correctement le courant fait non seulement l'objet de recherches actuelles mais demande des moyens dont nous ne pouvions disposer intégralement pour des questions : de temps, de coût, de personnes disponibles pour la réalisation des matériaux. Les tests ont montré :

- ❖ Un fonctionnement très satisfaisant du contrôle commande permettant un fonctionnement autonome du limiteur.
- ❖ Un fonctionnement dans l'état passant avant et après la limitation conforme aux attentes.
- ❖ Un courant limité de 1820 A pour un courant présumé de 5400 A sous 500 V.
- ❖ Un fonctionnement correct sous 1 kV, même si l'assemblage n'avait pas pu être optimisé pour ce niveau de tension.

L'étape suivante serait de réaliser un limiteur de courant sous 24 kV en Bi_{2223} texturé. Le chapitre suivant présente la problématique (dimensionnement, coût, contraintes) pour la réalisation d'un limiteur de plus grande taille.

Références du Chapitre VI

- [1] Communication privée avec J. Noudem, D. Bourgault et S. Pavard.
- [2] L. Le Lay and coll. From BICC "Fabrication and performance of long Bi₂₂₂₃ composite tapes" Cryogenics, vol 37, No 10 (1997), 633
- [3] American Superconductor company, Apply Superconductivity Conference, 1998.
- [4] B. Gromoll and coll., "Resistive Fault Current Limiters with YBaCuO Films - 100 kVA Functional Model", Applied Superconductivity Conference, Sept. 13-18, 1998, USA.
- [5] J.G. Noudem and coll. "Effects of cold isostatic pressing on I_c and high pulse current characterization in long bar BiSrCaCuO ceramics", Science and Technology, Vol 10 (1997),. 978-981
- [6] W. Paul and coll., "Test of 1.2 MVA High T_c superconducting fault current limiter", EUCAS'97, Veldhoven, Netherlands, (July 1997)
- [7] G. Der Nigohossian, "Optimisation des descentes de courant dans les enceintes cryogéniques", rapport C.E.A. n° R3167 (1967)
- [8] P.F. Hermann and coll. "Cryogenic load calculation of high T_c current lead", Cryogenics Vol. 33, N° 5 (1993).
- [9] J.F. (jeff), stage de deuxième année de l'IEG.
- [10] SCOTT, Cryogénic Engineering

Chapitre VII : Problématique et perspectives d'un limiteur

Chapitre VII. Problématique et perspectives d'un limiteur.	193
VII.1. Simulation et comparaison avec les résultats expérimentaux.	193
VII.1.1. Modèle utilisé.	193
VII.1.2. Acquisition des différentes caractéristiques.	195
VII.1.3. Résultats de la simulation.	196
VII.2. Dimensionnement des limiteurs.	197
VII.2.1. Facteurs dimensionnels pour le supraconducteur.	198
VII.2.2. Coût d'un appareil	203
VII.3. Perspectives pour un 24 kV.	206
VII.3.1. Extension d'Aster à 24 kV - 630 A.	206
VII.3.2. Gain en coût lors de l'insertion d'un limiteur sur un réseau MT.	208

Chapitre VII. Problématique et perspectives d'un limiteur.

Le test du prototype ASTER permet de valider la conception et le comportement d'une maquette. Mais il n'est pas envisageable lors d'un test d'essayer toutes les configurations possibles de court-circuit sur un réseau : selon le type de réseau (aérien ou souterrain), selon l'impédance du défaut, et selon la puissance du réseau. Il est donc intéressant de disposer d'outils de modélisation permettant de simuler le comportement d'un limiteur de courant résistif et d'extrapoler les résultats obtenus à d'autres configurations de court-circuit et à d'autres niveaux de tension de réseau. Nous avons donc développé un modèle permettant de simuler le comportement de notre limiteur de courant sur un réseau. Ensuite, les grandes lignes de dimensionnement d'un limiteur sont abordées afin de faire ressortir les facteurs pertinents et les points importants. La suite du projet Aster serait la réalisation d'un limiteur de courant pour un réseau de 24 kV, quelques considérations générales sur un limiteur de ce niveau de tension sont développées.

VII.1. Simulation et comparaison avec les résultats expérimentaux.

Il a fallu choisir au mieux la façon dont on devait modéliser le limiteur dans les calculs de simulation. Chaque modèle a ses avantages et ses inconvénients. Pour chacun, la caractéristique utilisée doit être (le plus possible) intrinsèque au matériau tout en décrivant correctement son comportement pendant une transition par dépassement de son courant critique. Nous n'avons modélisé que le comportement du matériau utilisé pour le démonstrateur, c'est à dire du Bi₂₂₂₃ fritté, mais le passage au Bi₂₂₂₃ texturé ne devrait pas poser trop de problèmes.

VII.1.1. Modèle utilisé.

Schneider dispose comme outil de modélisation du logiciel EMTP (Electromagnetic Transient Program) permettant de modéliser le comportement de tout type de réseau en décrivant ses caractéristiques principales (transformateurs, longueurs et sections des câbles...). Ce logiciel peut donner le comportement d'un réseau en régime nominal, en régime de défaut et en régime transitoire. N'importe quelle impédance décrite par un fichier de points peut être insérée. Nous avons donc décrit le comportement du limiteur en introduisant une caractéristique représentative.

Dans un premier temps nous avons utilisé uniquement la caractéristique $\rho(I)$ de la résistivité en fonction du courant. Même si cette courbe est caractéristique du matériau, elle ne décrit pas correctement son comportement lors d'un court-circuit car elle ne tient pas compte de la puissance dissipée au cours du temps, donc de l'échauffement. En effet, comme la deuxième transition des échantillons frittés est due à un dépassement de leur température critique (cf. chapitre IV), plus le courant est appliqué longtemps et plus le matériau va s'échauffer. La résistivité dépend donc en réalité du courant

mais aussi de la température. Par contre la caractéristique $\rho(I)$ peut être utilisée pour des faibles dépassements du courant critique (quelques fois I_c). Dans ce cas, le modèle $\rho(I)$ décrit bien le phénomène physique : le début de la transition est initié au niveau des joints de grain par dépassement de leur courant critique et la température de l'échantillon reste proche de la température T_0 du bain d'azote. La caractéristique est donc essentiellement du type $\rho(I)$. Mais rapidement la température augmente, et il faudrait disposer de la caractéristique de la résistance en fonction du courant et de la température : $\rho(I,T)$. Ne disposant pas de celle-ci (car trop complexe), nous avons utilisé une autre caractéristique : la résistivité en fonction de l'énergie.

Afin d'introduire le temps dans notre modèle (pour prendre en compte l'échauffement), nous avons utilisé l'énergie W_n dissipée dans le matériau en considérant que le régime est adiabatique durant le court-circuit (cf. chapitre IV). L'énergie est alors bien reliée à la température par :

$$W_n = \int_0^t u \cdot i dt = V_{ol} \int_{T_0}^{T(t)} C_p \cdot dT$$

Le modèle choisi utilise la caractéristique expérimentale de la résistivité en fonction de l'énergie volumique W_{vol} dissipée dans le matériau $\rho(W_{vol})$ représentée sur la Figure VII-1. Lors de la simulation d'un court-circuit, le logiciel augmente le courant d'un intervalle ΔI . La valeur de la résistivité $\rho_{(I+\Delta I)}$ correspondant à l'énergie $W_{vol(I+\Delta I)} = W_{vol(I)} + \rho_{(I)} \Delta I^2$ est alors lue dans un fichier de points expérimentaux. Ce modèle pose un problème pour initier la transition. En effet, le matériau est modélisé avec une résistivité nulle lorsqu'il se trouve dans son état supraconducteur. Au premier pas de l'itération, l'énergie $W_{vol(I)}$ et la résistivité $\rho_{(I)}$ sont nulles. Il n'est donc pas possible d'utiliser la caractéristique de la résistivité en fonction de l'énergie volumique pour le début de la transition.

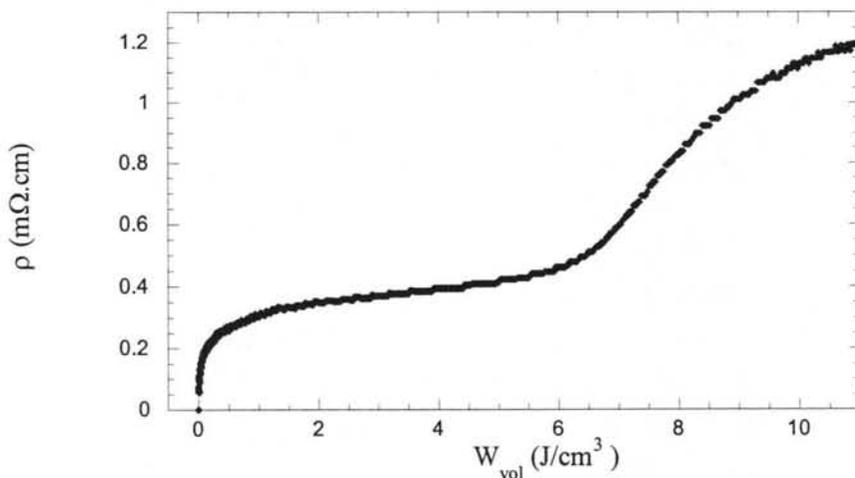


Figure VII-1 : Caractéristique $\rho(W_{vol})$ d'un barreau de Bi₂₂₂₃ fritté. Le premier palier correspond à la première transition, l'accroissement suivant à la deuxième transition.

Pour initier la transition, la caractéristique expérimentale de la résistivité en fonction du pourcentage du dépassement du courant critique $\rho(I/I_c)$ est utilisée pour les courants faibles (inférieurs à $4.I_c$, cf. Figure VII-VII-2). Ainsi la valeur de la résistivité correspondante à $I + \Delta I$ est directement lue dans un fichier de points expérimentaux, ce qui supprime le problème de passer d'une résistivité nulle à une valeur finie.

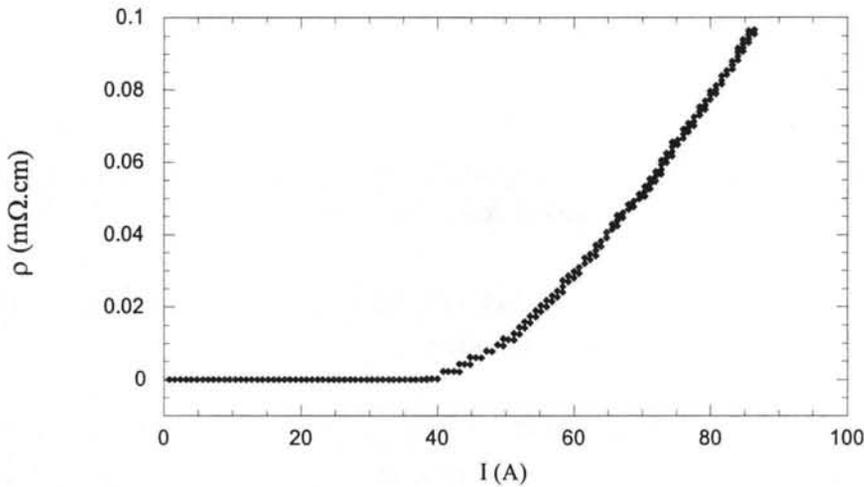


Figure VII-VII-2 : Caractéristique $\rho(I)$ pour un barreau de Bi₂₂₂₃ fritté pour un faible dépassement du courant critique.

VII.1.2. Acquisition des différentes caractéristiques.

Le démonstrateur Aster est construit à partir d'agencement de barreaux supraconducteurs massifs. L'objectif est de partir d'une caractéristique provenant d'un unique barreau et de l'utiliser pour retrouver par extrapolation les résultats du test d'Aster (présentés au chapitre précédent). Si cette étape intermédiaire est validée, il sera alors possible de modéliser un limiteur 24 kV.

Les caractéristiques $\rho(W_{vol})$ et $\rho(I/I_c)$ sont issues des caractérisations des échantillons faites en court-circuit et présentées au chapitre IV. Afin d'obtenir pour le démonstrateur le courant nominal et la tension de limitation désirée, il est nécessaire d'assembler en série et en parallèle plusieurs éléments supraconducteurs (cf. Chapitre VI). Nous avons donc vérifié que l'assemblage en série ou en parallèle ne modifie pas les caractéristiques des matériaux (par exemple à cause de l'influence de l'induction magnétique créé par le barreau voisin). La Figure VII-3 représentant les caractéristiques $\rho(I/I_c)$ pour différentes configurations permet de comparer les différents types d'assemblage. Les caractéristiques sont effectivement les mêmes dans toutes les configurations testées.

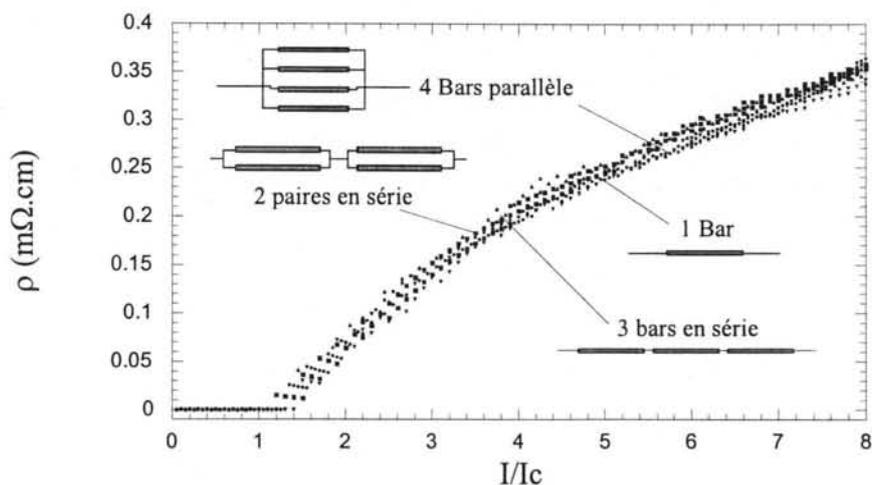


Figure VII-3 : Caractéristiques $\rho(I/I_c)$ pour 1 barreau, 4 barreaux en parallèle, 3 en série et 2 paires de barreaux en série.

De même, nous avons vérifié que les caractéristiques de la résistivité en fonction de l'énergie $\rho(W_{vol})$ étaient similaires.

Les caractéristiques obtenues dans ces différentes configurations étant similaires, nous avons utilisé pour la modélisation les fichiers de points expérimentaux provenant d'un seul barreau, représentatif de ceux utilisés pour construire le démonstrateur.

VII.1.3. Résultats de la simulation.

L'utilisation du logiciel permettant la modélisation d'un réseau électrique a été faite par P. Ferracci de l'équipe ERE (Electrotechnique et réseaux électriques) au sein de Schneider.

Cette modélisation a été faite en deux étapes : tout d'abord le principe de l'utilisation d'une unique caractéristique extrapolée à un assemblage en série - parallèle a été appliqué à quelques barreaux afin de normaliser le modèle. Ensuite, le limiteur a été modélisé entièrement afin de comparer la simulation avec les essais réels (cf. Figure VII-4). Les résultats obtenus sont en bon accord avec les mesures.

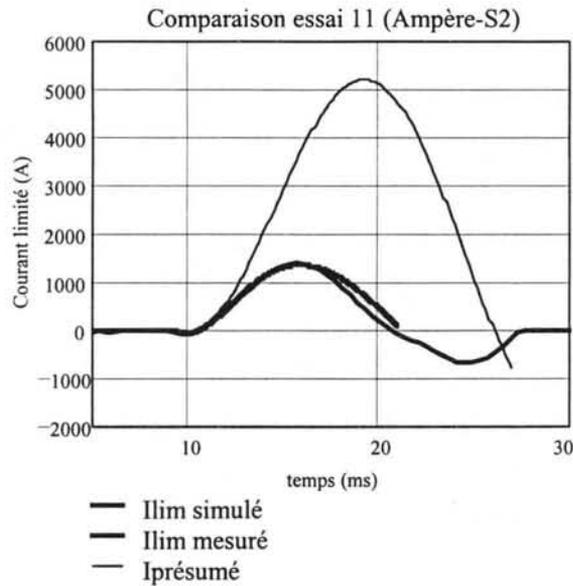


Figure VII-4 : Comparaison entre le courant présumé, le courant limité mesuré et le courant limité simulé pour un essai sous tension réduite de 300 V.

Une légère différence (ne remettant pas en cause notre modèle) peut être notée lorsque le courant redescend (fin de la première demi période). Si l'hypothèse postulant que le matériau est en régime adiabatique durant le court-circuit n'était pas bonne, le courant limité aurait été supérieur au courant simulé (puisque la résistance développée aurait été plus faible grâce aux échanges de calories avec le bain d'azote). Cette différence ne vient donc pas de là. Par contre, lors de la modélisation, nous avons utilisé la caractéristique d'un seul barreau. Elle ne prend donc que partiellement en compte la résistance d'assemblage par la soudure des blocs entre eux. Comme les résistances de contacts ne sont pas très bonnes (comme nous l'avons vu au Chapitre VI), leur élévation en température peut être supérieure à celle du barreau lui-même. La résistance développée par le limiteur sera alors plus importante que celle simulée, et le courant sera donc mieux limité.

La bonne corrélation entre la simulation et les mesures rendra confiant dans l'utilisation de ce modèle pour une extrapolation à des niveaux de tensions plus élevés.

VII.2. Dimensionnement des limiteurs.

Cette partie présente les facteurs importants pour le dimensionnement d'un limiteur. Les chiffres et exemples exposés sont donnés à titre indicatif. Il ne s'agit pas de valeurs figées, mais plutôt d'ordres de grandeur car le dimensionnement d'un limiteur dépend de plusieurs facteurs non connexes comme les caractéristiques du matériau ou les exigences de l'exploitant du réseau de distribution.

VII.2.1. Facteurs dimensionnels pour le supraconducteur.

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents (Chapitres II et III), les caractéristiques d'un limiteur de courant dépendent de sa place dans le réseau et des besoins de l'exploitant (valeur du courant limité par rapport au courant nominal du réseau, valeur du courant critique par rapport au courant nominal...). Quelques propositions sont présentées ici pour faciliter les choix du volume du supraconducteur, de sa longueur thermique et de la valeur du courant limité.

a). Volume du matériau supraconducteur.

Le volume de supraconducteur nécessaire à la réalisation d'un limiteur est une donnée importante qui intervient de nombreuses fois lors du calcul du coût d'un appareil. Le volume conditionne :

- La quantité de précurseur nécessaire
- Le volume du cryostat (qui dépend de la place occupée par le matériau)
- Le niveau de pertes a. c. (puisqu'elles dépendent du volume)
- Et donc la puissance de réfrigération nécessaire.

La section S du supraconducteur est déterminée, pour un matériau donné, par le choix du courant critique par rapport au courant nominal. Le courant critique est égal à :

$$I_c = k \cdot \sqrt{2} \cdot I_n = k \hat{I}_n$$

Le courant nominal I_n est celui de la ligne sur laquelle le limiteur sera placé. Ensuite, k est déterminé par le choix de I_c par rapport à I_n : pour un matériau fritté, il paraît judicieux de prendre k égal, voir même légèrement supérieur à l'unité (si le courant de ligne en moyenne est bien plus faible que le courant nominal, cf. Chapitre III). Pour des couches minces, k sera plutôt inférieur à l'unité afin de permettre des dépassements transitoires du courant nominal (démarrage de moteur, enclenchement de transformateur...). La section du matériau supraconducteur est alors égale à :

$$S = \frac{k \cdot \hat{I}_n}{J_c}$$

Pour un type de matériau donné et pour une mise en forme choisie, la densité de courant critique est la même pour tous les échantillons fabriqués. La section du matériau va donc dépendre uniquement du courant critique désiré par rapport au courant nominal.

Ce raisonnement est valable pour une mise en forme choisie, c'est à dire pour un mode d'élaboration (fritté, texturé...) mais aussi pour un diamètre choisi. Comme la densité de courant critique décroît avec l'épaisseur (cf Chapitre III), le courant critique ne sera pas le même si le conducteur est composé d'un seul élément de diamètre d ou de quatre éléments de diamètre $d/4$. Il faut donc garder à l'esprit que la formule donnant la section est juste, mais que dans le cas des supraconducteurs à haute température critique, J_c est

un paramètre qui dépend de plusieurs facteurs et entre autre de la mise en forme de l'échantillon.

La longueur de matériau supraconducteur nécessaire pour un limiteur de courant est la plus grande longueur entre la longueur de limitation et la longueur thermique. La longueur de limitation ℓ_{lim} est la longueur nécessaire pour limiter le courant de court-circuit à la valeur désirée grâce à la résistance développée par le matériau. La valeur du courant limité par rapport au courant nominal n'est pas une donnée figée. Elle dépend de la place du limiteur dans le réseau et des besoins de l'exploitant (cf. Chapitre III). La longueur thermique ℓ_{therm} est la longueur minimale évitant une élévation en température destructrice (ou du moins "traumatisante") pour le matériau. Pour un réseau de niveau de tension V_n , le courant limité est $V_n = R \cdot I_{lim}$ avec R la résistance développée par le limiteur. Il vient donc :

$$\ell_{lim} > \frac{\hat{V}_n}{\rho_n J_c} \cdot \frac{I_c}{\hat{I}_{lim}}$$

V_n , I_{lim} et I_c étant fixés par le réseau et l'exploitant, on retrouve le fait qu'il est intéressant de disposer de matériaux avec un produit $\rho_n J_c$ élevé en prenant garde toutefois à l'énergie de transition qui peut être trop importante. Le calcul de ℓ_{therm} permet de s'assurer du bon choix de cette valeur. La longueur de limitation calculée est une longueur minimale car la résistivité prise est celle de l'état normal, or pendant le temps de transition (quand le supraconducteur est dans l'état dissipatif) la résistivité du supraconducteur est inférieure à ρ_n . Pour les calculs, la résistivité ρ_n du supraconducteur dans son état normal (donc après la deuxième transition) a été choisie afin de réduire la longueur nécessaire. Même si cela n'est pas souhaitable à cause du niveau de pertes important que cela engendre (cf. Chapitre III), il est possible d'utiliser le matériau lorsqu'il se trouve encore dans son état dissipatif (après la première transition) et non dans son état normal. Cette solution peut être retenue si l'on désire une récupération très rapide du supraconducteur. Mais alors, la longueur de matériau nécessaire est beaucoup plus importante (5 fois plus grande dans le cas de la Figure VII-5). Pour le reste des calculs nous considérerons que le supraconducteur se trouve dans son état normal lors de la limitation (donc au-delà de la deuxième transition).

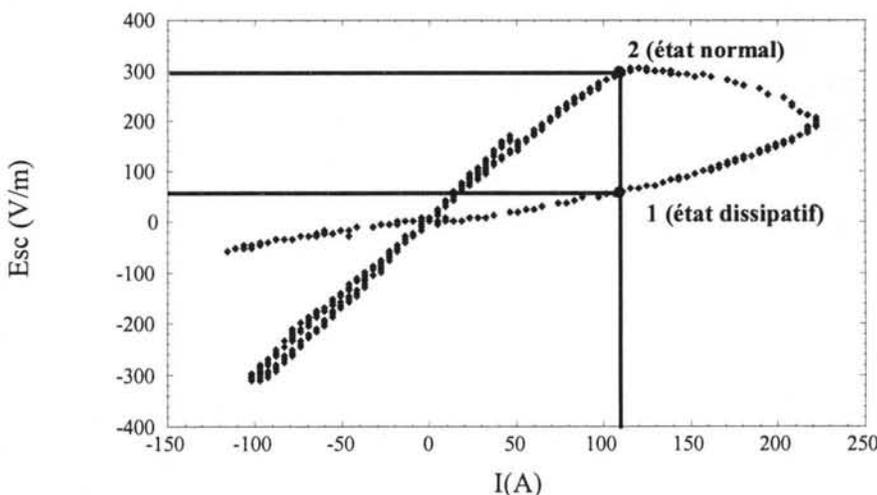


Figure VII-5 : Transition complète d'un Bi₂₂₂₃. En se plaçant dans l'état dissipatif (point 1), le champ électrique obtenu est 5 fois plus faible que celui obtenu dans l'état normal (point 2).

Le volume minimal de limitation v_{lim} de matériau supraconducteur est le produit de la longueur ℓ_{lim} par la section S :

$$v_{lim} = \frac{k\hat{I}_n \cdot \hat{V}_n}{\rho_n J_c^2} \cdot \frac{I_c}{I_{lim}}$$

On voit ici que le produit $\rho_n J_c^2$ joue un rôle tout à fait déterminant pour la compacité du dispositif.

De ce point de vue, le bismuth fritté choisi pour notre démonstrateur n'est pas un bon candidat à la limitation car son produit est faible par rapport aux autres matériaux (cf. Tableau VII-1). Pour un bismuth texturé ayant une bonne texturation, ce produit est environ 500 fois supérieur, le volume de matériau nécessaire en est diminué d'autant. De plus, comme ce produit ρJ_c^2 caractérise l'énergie volumique dissipée dans le matériau, le temps de transition est diminué lorsqu'il augmente, la limitation est donc plus rapide (la transition d'un bismuth fritté est effectivement beaucoup plus lente que celle d'un bismuth texturé). La comparaison d'un bismuth fritté et texturé est donnée à titre d'exemple (car les valeurs de résistivité et de courant critique varient selon l'élaboration) dans le Tableau VII-1.

	$\rho_n J_c$ (V.m ⁻¹)	$\rho_n J_c^2$ (W.m ⁻³)
Bi ₂₂₂₃ fritté	20	4.10 ⁷
Bi ₂₂₂₃ texturé	140	1.10 ¹⁰
YBaCuO texturé	300	9.10 ¹⁰

Tableau VII-1 : Comparaison des paramètres pertinents de dimensionnement d'un limiteur de courant pour du bismuth fritté et texturé. Les performances des matériaux augmentant régulièrement, ces valeurs sont données à titre indicatif.

Les valeurs de densité de courant utilisées pour calculer les produits du tableau ci-dessus sont présentées dans le Tableau VII-3. Les valeurs de la résistivité sont aussi sujettes à discussion, car, comme J_c , elles varient beaucoup selon l'élaboration du matériau. La présente les mesures de résistivités en fonction de la température pour différents échantillons.

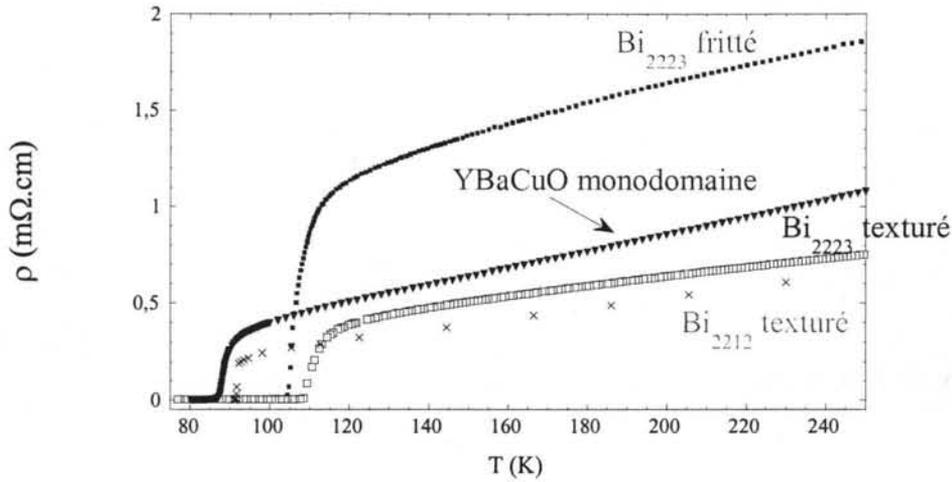


Figure VII-6 : Résistivité en fonction de la température pour les différents échantillons étudiés. Ces mesures ont été réalisées par le CNRS-CRETA.

Le volume v_{lim} est calculé avec la longueur minimale ℓ_{lim} du matériau choisi. Il convient de vérifier que la longueur trouvée ne soit pas inférieure à la longueur thermique.

b). Longueur thermique

La tension V_n est fixée par le réseau. Comme la résistance développée par le limiteur lors de sa transition est grande devant l'impédance de la ligne (puisque le courant n'est pas limité en régime sans limiteur), V_n se retrouve presque entièrement aux bornes du supraconducteur. En considérant que le matériau transite entièrement sur toute sa longueur de manière homogène, la puissance dissipée par effet Joule P_J est alors égale à :

$$P_J = \frac{V_n^2}{\rho_n \frac{\ell}{s}}$$

On fait l'hypothèse que le matériau est dans un régime adiabatique avant l'ouverture de l'interrupteur d'isolement. Il est chauffé par l'énergie dissipée dans le matériau. Cette hypothèse détermine l'échauffement maximal de l'échantillon, qui, dans la réalité, est souvent inférieur (c'est à dire que l'on maximise la longueur thermique). En effet, il existe un échange (même s'il reste faible par rapport à l'énergie dissipée) entre le bain et le matériau, le temps de limitation n'étant plus négligeable par rapport à la constante de diffusion. De plus, le matériau ne se trouve pas instantanément dans son état normal, il passe d'abord dans l'état intermédiaire qui présente une résistivité plus faible, donc une élévation en température moins importante. L'élévation de température de 77 K jusqu'à T_{max} est égale à :

$$\int_0^{\Delta t} \frac{\ddot{V}_n^2}{\rho_n \frac{\ell}{S}} dt = S\ell \int_{77}^{T_{\max}} C_p dT = S\ell \cdot \Delta\mathcal{H}$$

avec $\Delta\mathcal{H}$: différence d'enthalpie entre 77 K et T_{\max}
et \ddot{V} la valeur instantanée de la tension.

Dans cette approximation, la longueur thermique est donnée par

$$\ell_{\text{therm}} = V_n \sqrt{\frac{\Delta t}{\rho_n \cdot C_p \Delta T}}$$

Le volume minimal thermique v_{therm} de matériau supraconducteur est le produit de la longueur ℓ_{therm} par la section S :

$$v_{\text{therm}} = \frac{k \cdot V_n \hat{I}_n}{J_c} \sqrt{\frac{\Delta t}{\rho_n \cdot C_p \Delta T}}$$

Le Tableau VII-2 donne un ordre de grandeur pour des différentes caractéristiques décrites ci-dessus dans le cas d'un limiteur avec un courant nominal de 100 A, un courant limité de 800 A ($I_{\text{lim}} = 8 \cdot I_c$) pour un réseau 1 kV en plaçant I_c à I_n . Le volume est calculé avec la plus grande longueur entre ℓ_{lim} et ℓ_{therm} (calculée pour une élévation de température maximale de 200 K).

	ℓ_{lim} (m)	ℓ_{therm} (m)	S (mm ²)	v (cm ³)
Bi ₂₂₂₃ fritté	6,3	3	5	31
Bi ₂₂₂₃ texturé	0,9	7	0,14	1
YBaCuO monodomaine	0,4	10	0,03	0,3

Tableau VII-2 : Ordre de grandeur du volume (longueur et section) pour un limiteur inséré dans un réseau de niveau de tension 1 kV, avec un courant nominal de 100 A et un courant limité de 800 A.

Ces ordres de grandeur sont donnés uniquement à titre indicatif, afin d'avoir une idée sur les longueurs et volumes nécessaires. Ils ne reflètent que partiellement la réalité. En particulier, la longueur thermique réelle est inférieure si la transition est homogène puisque la résistivité à l'état normal augmente de plus d'un facteur 2 entre sa valeur à la température critique et 230 K. Par contre, si la transition n'est pas homogène (cas de l'YBaCuO texturé avec ces "hot spot") la longueur thermique calculée ne sert plus à rien car toute l'énergie est dissipée au niveau de la transition, et le reste du matériau est inutile. Dans ce cas le matériau est détruit, mais augmenter sa longueur thermique est inutile, il faut arriver à provoquer la transition en masse du matériau (cf. Chapitre IV). C'est pour cette raison qu'il n'est pas forcément intéressant d'augmenter de manière trop importante la densité de courant critique du matériau (même si cela contribue à augmenter le produit ρJ_c^2) car il faut que la transition reste homogène. C'est pour cette raison que le bismuth texturé est un matériau prometteur car il transite de manière homogène avec pourtant une densité de

courant critique importante. Ces considérations ne s'appliquent pas aux couches minces, malgré leur J_c le plus importante de tous les matériaux testés, car le substrat et la faible épaisseur de la couche permettent une propagation de la transition sans brûler la couche.

Les céramiques supraconductrices massives homogènes peuvent supporter plusieurs centaines de degrés d'élévation de température pendant un essai : pour réduire la longueur thermique, il serait peut être possible d'augmenter la montée en température que l'on s'autorise après avoir étudié au préalable le vieillissement engendré par de tels cycles afin de déterminer la durée de vie du matériau.

c). Valeur du courant limité.

Comme la section des supraconducteurs est déterminée par le courant nominal, il est possible d'ajuster la valeur du courant limité soit par la longueur soit par la résistivité du matériau utilisé. La longueur du matériau va en fait dépendre pour beaucoup de la longueur thermique minimale. Cette dernière peut être réduite en augmentant la surface d'échange de matériau avec l'azote (principe des couches minces) en augmentant sensiblement sa section par rapport à son volume (par exemple en utilisant des plaques et non des barreaux cylindriques pour les échantillons). Ceci permettrait au supraconducteur de ne plus être en régime adiabatique durant les 20 ms du court-circuit. La résistivité quant à elle peut être légèrement changée lors de l'élaboration par l'ajout d'autres composants (phase Y123 pour l'YBaCuO par exemple) ou encore en utilisant la forte anisotropie des supraconducteurs à haute température en faisant circuler le courant selon l'axe c et non selon les plans ab.

Une autre solution (externe au matériau) permet de changer la valeur du courant limité en plaçant une résistance en parallèle du limiteur. En fonctionnement normal, le courant passe par le limiteur. Lors d'un court-circuit, une partie du courant est déviée dans la résistance. Cette solution évite une élévation en température trop importante du supraconducteur et permet de réduire la longueur thermique (qui est importante pour le Bi₂₂₂₃ texturé ou pour l'YBaCuO).

VII.2.2. Coût d'un appareil

Insérer un limiteur de courant paraît attractif pour l'exploitant d'un réseau de distribution dans la mesure où le prix de l'appareil n'est pas prohibitif. Un appareil "limiteur de courant supraconducteur" peut être divisé en trois parties distinctes : le contrôle commande, le matériau et le cryostat. A titre indicatif, afin de fixer les ordres de grandeur, le coût de ces différentes parties pour un limiteur 1 kV - 100 A est estimé. On suppose pour déterminer le prix que le limiteur de courant est produit de manière "industrielle" en essayant de ne pas se baser sur le coût d'un prototype.

a). Coût du contrôle commande

Le contrôle commande (l'automatisme, l'Interface Homme Machine, l'acquisition et le traitement des données) devrait représenter la partie la moins chère d'un appareil. Dans notre projet, le coût de cette partie est significatif car il a demandé une mise au point importante. Maintenant, la production en plusieurs exemplaires ne coûterait que le prix du matériel. Celui-ci peut être estimé à environ 20 à 30 kF. Ce prix augmentera peu

pour des niveaux de tension supérieurs (car il ne faudra toujours qu'un ordinateur, un automate...). Il faut ensuite rajouter le montage et le câblage de l'appareil. En comptant une semaine pour une personne, cela représente un coût additionnel de l'ordre de 20 kF.

b). Coût du matériau

Le coût du matériau est assez difficile à estimer car pour l'instant toute la production est réalisée manuellement (on peut même dire artisanalement). Le précurseur coûte près de 10 kF le kilo pour les composés au bismuth. Pour l'YBaCuO le coût actuel est plutôt de l'ordre de 8 kF le kilo. Pour une production en grande quantité, le prix doit pouvoir facilement être divisé par un facteur important (actuellement on peut compter sur une diminution de 1.000 à 2.000 francs par kilo si plusieurs kilos sont achetés). Lors de la conférence sur les applications de la supraconductivité ASC-98, P. M. Grant estime que le prix du précurseur pourrait descendre à environ 1 kF le kilogramme s'il est produit de manière industrielle. Il paraît donc raisonnable de prendre comme estimation (pour une utilisation à moyen terme) 2 kF le kilo, quelle que soit la nature du précurseur.

L'estimation du coût de la mise en forme du matériau. est plus sujette à erreur puisqu'elle fait intervenir des procédés qui n'existent pas actuellement et qu'une production de 200 ou 2000 appareils par ans entraînerait des coûts très différents (le prix du matériel (presse, four) croit beaucoup plus doucement que le volume qu'il peut traiter).

Le procédé de fabrication du Bi_{2223} fritté et du Bi_{2223} texturé diffère peu. Il faut une presse isostatique pour la mise en forme puis un four pour les traitements thermiques. Il est possible de presser et de faire les traitements thermiques sur plusieurs échantillons à la fois. Il faut rajouter une étape de pressage uniaxial à chaud pour le matériau texturé.

On peut estimer qu'une personne fabrique près de 250 cm^3 de Bi_{2223} fritté ou 100 cm^3 de Bi_{2223} texturé par mois. D'après le Tableau VII-2, pour mettre en forme un limiteur 1 kV - 100 A il faut environ : 2 jours avec un matériau fritté et un quart de journée pour un matériau texturé., le prix d'une presse (plus le prix d'une presse avec un four pour le matériau texturé) amorti sur 5 ans (avec la maintenance) représente environ 0,25 kF par jour pour le matériau fritté et 0,65 kF pour le matériau texturé. Avec le prix de la main d'œuvre et des mètres carrés (500 Fr par heure et par homme) plus le prix du précurseur, le prix de mise en forme d'un limiteur 1 kV reviendrait environ à :

⇒ 9 kF pour un limiteur fritté

⇒ 1,5 kF pour un limiteur texturé

Une semaine de traitement thermique dans un four est ensuite nécessaire (indifféremment pour le matériau fritté ou texturé). Le coût d'un four amorti sur 5 ans avec sa consommation électrique et sa maintenance est inférieur à 0,5 kF par semaine.

Il faut compter le coût d'une journée d'assemblage des barreaux pour réaliser le limiteur en bismuth fritté ou deux journées pour le bismuth texturé (car des découpes sont nécessaires), soit respectivement 2 kF et 4 kF.

Le procédé de fabrication de l'YBaCuO monodomaine par fusion de zone est beaucoup trop long et coûteux : il nécessite un four par échantillon dans lequel l'échantillon se déplace à la vitesse de 1 mm par heure. Il faut donc compter au moins

une semaine pour 10 cm de longueur. Au préalable il aura fallu fritter l'échantillon. Ensuite, il faut une semaine de recuit dans un four sous atmosphère contrôlée pour oxygéner l'échantillon (le prix de revient d'un four étanche est inférieur à 2 kF par semaine). Il est préférable d'utiliser le procédé de fabrication de pastilles par croissance à partir d'un germe est plus abordable. Le temps de croissance d'un échantillon est plus longs (10 à 12 jours) mais il est possible de fabriquer plusieurs pastilles en même temps dans le même four (de 20 à 30 pastilles). Le prix de revient du matériau (mise en forme, frittage, croissance des monodomains, recuit sous atmosphère contrôlée) pour un limiteur de 1 kV est alors de l'ordre de 1 kF. Ce prix est calculé pour la réalisation de 20 pastilles (permettant de réaliser un limiteur d'au moins 24 kV) et ramené à 1 kV. En effet la fabrication d'YBaCuO n'est pas expansive si une grande quantité de pastilles est fabriquée car le coût vient surtout de l'immobilisation du matériel et non de la main d'œuvre.

Le temps d'assemblage pour les pastilles est plus long par rapport au bismuth car il faut découper des tranches dans les pastilles puis effectuer la découpe d'un méandre afin de disposer de plus de longueur. Le temps d'assemblage peut donc être estimé à 2 jours, ce qui représente 4 kF.

Le coût estimé du matériau (fabrication, recuit, assemblage...) pour un limiteur 1 kV - 100 A produit en "grande" quantité est de l'ordre de :

- 11,5 kF pour un limiteur à base de bismuth fritté
- 6 kF pour un limiteur à base de bismuth texturé
- 5 kF pour un limiteur à base d'yttrium monodomaine.

Ces prix ne sont qu'une estimation de l'ordre de grandeur du coût de fabrication du matériau pour un limiteur résistif supraconducteur. Ils permettent de donner une idée du prix d'une solution par rapport à une autre, mais ils n'ont pas la prétention de donner une valeur exacte.

c). Coût de la cryogénie

Il inclut le prix du système de refroidissement (cryogénérateur) et du cryostat. Ces produits se trouvant dans le commerce, il est plus facile de donner un ordre de grandeur que dans le cas du matériau.

Le prix d'achat dans le commerce (chez Cryodif) d'un cryostat de 60 litres est de l'ordre de 15 kF. A titre de comparaison, un réservoir de 1.200 litres (pour un limiteur 24 kV) avec des pertes propres d'environ 1,5 W (sans les amenées de courant) est de 100 kF.

Le coût d'un cryogénérateur produisant 25 W à 77 K est d'environ 80 kF. Pour un limiteur plus important, le prix d'un cryogénérateur produisant 180 W à 77 K est de 160 kF.

Le prix de la cryogénie pour un limiteur de la taille d'Aster peut être estimé à 95 kF. Pour un volume vingt fois supérieur, le prix est seulement triplé.

polymères ayant une tenue diélectrique importante. Par exemple, il est possible d'utiliser le Mylar qui possède une tension de rupture d'environ $500 \text{ kV}\cdot\text{mm}^{-1}$ à 77 K et de près de $300 \text{ kV}\cdot\text{mm}^{-1}$ à 300 K.

Les pertes cryogéniques sont proportionnellement moins importantes lorsque le niveau de tension augmente car le rapport surface sur volume du cryostat diminue. De plus les pertes par les amenées de courant dépendent uniquement du niveau de courant et non pas du niveau de tension (environ $30 \text{ W}\cdot\text{kA}^{-1}$ pour une amenée optimisée). Le passage d'Aster à un limiteur 24 kV - 630 A multiplie par 6 le courant nominal pour un rapport 24 des tensions. Les pertes par les amenées de courant ne sont donc que multipliées par 6 par rapport à Aster.

Augmenter le niveau de tension permet aussi un gain sur le rapport du volume global de l'appareil avec le niveau de tension. En effet, il y a un volume incompressible quelque soit le niveau de tension : le cryostat et le contrôle commande prendront toujours de la place.

En utilisant les mêmes estimations que celles présentées pour le coût d'un limiteur de 1 kV, une estimation du prix est donnée à titre indicatif pour un limiteur de 24 kV avec un courant nominal de 630 A en Bi_{2223} texturé (car c'est le matériau le plus prometteur grâce à sa transition qui reste homogène et à sa densité de courant suffisamment importante) :

- Coût du matériau : 300 kF Fr
- Coût de la cryogénie : 300 kF
- Coût du contrôle commande : 60 kF.

Dans ce cas, le prix du matériau et de la cryogénie deviennent du même ordre de grandeur. Le prix total d'un limiteur 24 kV est donc inférieur à 700 kF.

VII.3.2. Gain en coût lors de l'insertion d'un limiteur sur un réseau MT.

Les différents limiteurs réalisés actuellement restent à l'état de prototype. Comme il a été montré, l'insertion d'un limiteur est intéressante pour un exploitant d'un réseau de distribution...si le surcoût peut être amorti. La comparaison entre le prix d'un limiteur 24 kV (calculé ci-dessus) et l'économie réalisée grâce à son insertion dans un réseau, ce qui évite de changer les protections lors d'une augmentation de la puissance de court-circuit, est abordée. Cet exemple reste à titre indicatif, sachant que les prix sont estimés "grossièrement".

L'insertion d'un limiteur sur un réseau actuel permet d'augmenter la puissance de court-circuit présumée sans pour autant modifier le réseau actuel. Un limiteur

placé entre deux jeux de barres (Figure VII-7) permet de doubler la puissance de court-circuit. Si les deux jeux de barres sont connectés sans limiteur, il est nécessaire de changer les disjoncteurs de chaque départ (typiquement une dizaine de départ par jeux de barres) ainsi que les deux disjoncteurs d'arrivée.

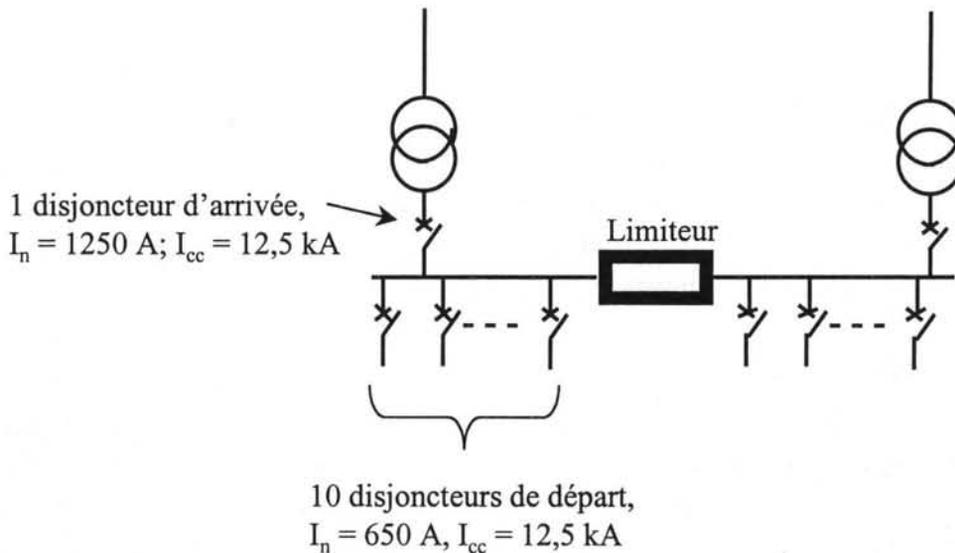


Figure VII-7 : Insertion d'un limiteur entre deux jeux de barres.

Prenons le cas où le calibre du courant nominal des disjoncteurs de départ est de 650 A et celui des disjoncteurs d'arrivée de 1250 A. avec, pour tous les disjoncteurs, un courant de court-circuit maximal fixé à 12,5 kA. En interconnectant les deux jeux de barres, le courant nominal ne serait pas changé, mais le courant de court-circuit passerait à 25 kA. Il faudrait donc changer tous les disjoncteurs par d'autres ayant le même courant nominal, mais un courant de court-circuit double

Dans la gamme de Schneider Electric, ce type de disjoncteur correspondrait au modèle SF1. Le prix de 10 disjoncteurs pour les 10 départs et d'un disjoncteur de tête peut être estimé à près de 900 kF. Ainsi pour les deux jeux de barres, le prix de renouvellement des protections à cause de l'augmentation de la puissance de court-circuit est d'environ 1,8 MF.

A priori, les jeux de barres ne nécessiteraient pas d'être changés car actuellement, lors du calcul du dimensionnement du réseau, ceux-ci sont surdimensionnés.

Les câbles étant essentiellement dimensionnés par le courant nominal (perte de charge autorisée par mètre de ligne) plutôt que par le courant de court-circuit, il ne paraît pas a priori nécessaire de les changer.

Un limiteur de courant 24 kv coûte environ 700 kF (cf. paragraphe ci-dessus), ce qui représente moins de la moitié du prix de renouvellement des protections, et apporte une meilleure continuité de service. Il est donc intéressant d'insérer un limiteur plutôt que de remplacer les protections.

Ceci n'est qu'une estimation "grossière" de l'économie réalisée en insérant un limiteur entre deux jeux de barres d'un réseau MT. Pour une idée plus complète

de l'impact sur le coût d'un réseau d'un limiteur de courant, il serait intéressant de calculer le dimensionnement d'un nouveau réseau, avec et sans limiteur. Dans ce cas, un gain sur une grande partie du matériel peut être réalisé (transformateur, jeux de barres) en évitant son surdimensionnement. Le limiteur de courant supraconducteur devient alors très intéressant.

Conclusion du septième chapitre

Un modèle permettant de simuler un limiteur de courant par extrapolation d'une caractéristique a été validé. Cette modélisation permettra d'étudier l'extension du démonstrateur à un limiteur moyenne tension 24 kV - 630 A.

L'étude du dimensionnement d'un limiteur permet d'introduire deux longueurs : la longueur de limitation qui fixe la valeur du courant limité et la longueur thermique qui fixe la température maximale atteinte par le matériau. Les deux critères importants permettant d'obtenir une meilleure compacité du limiteur sont les produits $\rho_n J_c$ et $\rho_n J_c^2$. Il est donc important d'avoir des matériaux avec une densité de courant importante, tant que la transition reste homogène.

Une estimation du coût d'un limiteur 24 kV est comparée avec le coût de remplacement des organes de protection lors d'une augmentation de la puissance de court-circuit d'une ligne électrique. En plus des avantages multiples procurés par l'insertion du limiteur sur une ligne (comme la diminution des contraintes électromécaniques ou la diminution des échauffements lors d'un court-circuit), il permet un gain de coût appréciable, permettant de diminuer de plus d'un facteur deux le prix de remplacement.

Conclusion générale

Ce travail s'est décomposé en deux parties : l'une sur l'étude des supraconducteurs en vue de la limitation du courant, l'autre sur la réalisation d'un appareil autonome. En effet, afin d'utiliser des supraconducteurs massifs à haute température critique pour la réalisation d'un limiteur de courant, il nous a d'abord fallu comprendre leur comportement tant en régime nominal qu'en régime de limitation.

L'étude du régime nominal, lorsque le courant circulant dans le supraconducteur ne provoque pas sa transition, est important pour dimensionner la puissance du système de refroidissement associée au limiteur dans le cas d'un appareil commercialisable. Dans ce régime les pertes proviennent essentiellement des pertes en champ propre lorsque le courant est inférieur au courant critique. Nous avons mesuré le niveau de perte grâce à une méthode électrique. Ces pertes, ramenées à 300 K, restent très faibles : elles sont de l'ordre de 0,1 % de la puissance traversante.

Lorsque le courant devient légèrement supérieur au courant critique, les pertes proviennent de la résistance due au début de la transition du supraconducteur. Ce régime est essentiellement régi par les échanges entre le matériau et le liquide cryogénique. Lors de ce travail, nous avons mis en évidence qu'il était possible, avec des échantillons frittés (Bi_{2223} ou YBaCuO) ou de Bi_{2223} texturé, de fonctionner en régime permanent avec un courant supérieur au courant critique tant que le flux critique d'échange avec l'azote n'est pas dépassé. Ainsi nous avons observé sur certains de nos échantillons qu'il était possible de fonctionner en régime permanent avec un courant circulant dans l'échantillon supérieur à 1,7 fois le courant critique. Ces résultats permettent d'envisager différemment le dimensionnement du limiteur de courant.

Le principe du limiteur de courant repose sur transition du supraconducteur. Notre étude nous a permis de trouver que la transition des matériaux frittés s'effectue en deux étapes : le matériau bascule tout d'abord de son état supraconducteur à un état dissipatif. Dans cet état, le matériau présente une résistance fortement non linéaire avec le courant. Ensuite, l'échantillon transite en masse, ou deuxième transition, jusqu'à son état normal. En particulier grâce à l'analyse sous champ magnétique, nous pensons que la transition est à priori initiée au niveau des joints de grains car leurs propriétés supraconductrices sont moins bonnes que celles des grains. L'énergie dissipée à leur niveau chauffe le matériau. La grande densité de joints de grains permet une élévation de la température homogène au niveau macroscopique. Lorsque le matériau a atteint sa température critique, il transite en masse : c'est la "deuxième transition". Ainsi nous avons donc mis en évidence que le passage dans l'état dissipatif est dû à un dépassement du courant critique des joints de grains, alors que la deuxième transition est due à un dépassement de la température critique des grains eux-mêmes.

Nous avons également montré dans l'étude d'échantillons d' YBaCuO monodomaine ou de couches minces d' YBaCuO que leur comportement dans l'azote liquide est différent. L'état

dissipatif proviendrait du mouvement des vortex (flux flow) alors que la transition vers l'état normal serait due à un dépassement du courant critique du matériau.

Enfin, nous avons réalisé un appareil "limiteur de courant". Il se décompose en trois parties : le matériau, la cryogénie et le contrôle - commande. Le matériau est constitué de 60 barreaux de Bi_{2223} fritté assemblés en série - parallèle. Le cryostat a été conçu pour avoir une autonomie d'environ une semaine. La partie contrôle - commande gère les différents états du limiteur afin de permet à notre prototype d'avoir un fonctionnement entièrement autonome et répétitif. Les tests sous 500 V puis 1 kV ont été très concluant, nous permettant de valider le concept de notre limiteur supraconducteur résistif : un courant présumé de 5,4 kA a été limité à près de 1,8 kA sous 500 V, et les cycles OFO d'ouverture et de fermeture se sont parfaitement déroulés.

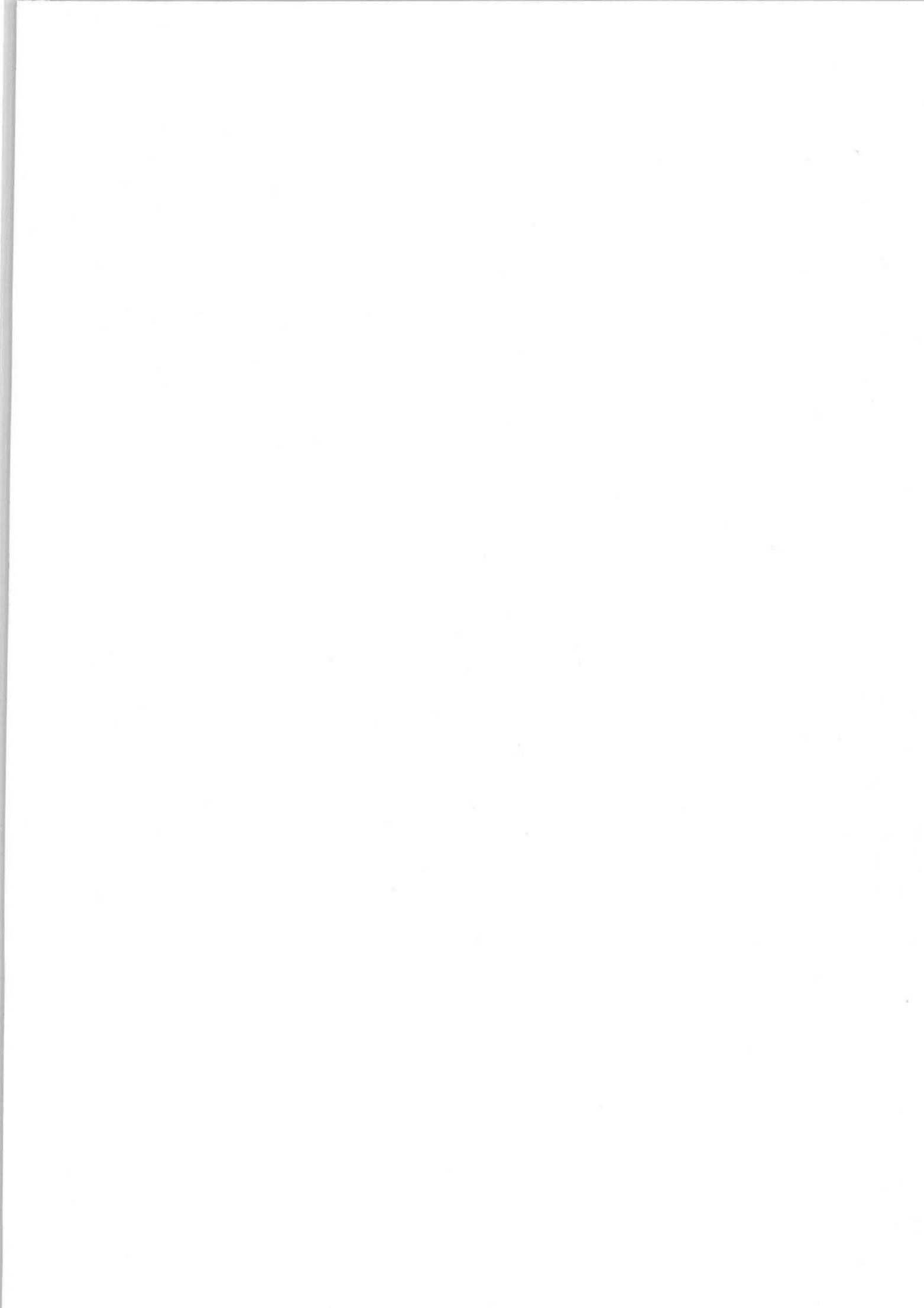
La réalisation du prototype nous a permis de valider le principe d'un limiteur résistif à base de supraconducteurs massifs. Cette maquette équipée de matériau fritté n'a limité les courants de court-circuit qu'à une valeur de l'ordre de vingt fois le courant nominal. Mais elle a montré qu'en utilisant un autre matériau, en particulier le Bi_{2223} texturé, les caractéristiques de limitation deviendraient tout à fait adaptées à un réseau de distribution électrique réel. Cet appareil autonome permettrait alors d'apporter un gain réel sur un réseau.

Il serait donc intéressant de poursuivre cette étude par la réalisation d'un prototype en Bi_{2223} texturé, pouvant s'insérer sur un réseau moyenne tension de 24 kV.

En résumé :

Le présent travail sur l'application de la supraconductivité à haute température à la limitation du courant a montré que :

- En régime nominal, les pertes restent faibles : ramenées à 300 K, environ 0,1 % de la puissance traversante.
- Avec des échantillons frittés, un régime permanent à 1,7 fois le courant critique est possible.
- La transition des matériaux frittés se passe en deux étapes :
 - 1) Transition au niveau des joints de grains par dépassement de leur courant critique
 - 2) Transition en masse des grains par dépassement de leur température critique.
- La réalisation d'un prototype 100 A – 1 kV a permis :
 - 1) De valider le concept du limiteur de courant (appareil autonome et répétitif)
 - 2) De limiter à 1,8 kA sous 500 V un courant présumé de 5,4 kA
- Afin de poursuivre l'amélioration, il serait intéressant de réaliser un prototype de 24 kV en bismuth texturé.



Résumé

Les courants de court-circuit n'ont cessé de croître sur les réseaux de distribution électrique pour répondre à l'augmentation de la consommation et pour permettre de fournir une meilleure qualité de service grâce à la plus grande interconnexion du réseau. Les limiteurs de courant supraconducteurs apportent une solution sans aucun équivalent classique pour réduire, avant l'ouverture des protections, ces courants de défauts. La découverte des supraconducteurs à haute température critique en 1986 a permis de réduire leur coût d'utilisation dans des applications industrielles.

Dans cette optique, nous avons étudié la transition des supraconducteurs à base de Bismuth ou d'Yttrium pour l'appliquer à la réalisation du prototype de limiteur de courant résistif "Aster" : 100 A – 1 kV. Un limiteur de courant peut être dans trois états différents, en fonction du courant qui le traverse : état passant, état de limitation ou état de récupération.

En régime nominal ou état passant, les pertes proviennent soit des pertes en courant alternatif tant que le courant est inférieur au courant critique, soit de la résistance due au début de la transition du supraconducteur. La résistance développée lors de la transition du supraconducteur permet de limiter les courants de court-circuit. Cette transition se passe en deux étapes pour les matériaux frittés : elle est d'abord initiée au niveau des joints de grains, puis, lorsque le matériau a atteint sa température critique, il transite en masse. Une fois le courant limité, le limiteur est isolé du réseau pour permettre au matériau de retrouver son état supraconducteur.

Enfin nous avons réalisé et testé un appareil "limiteur de courant" autonome et répétitif. Les tests sous 500 V puis 1 kV nous ont permis de valider le principe et le fonctionnement de l'ensemble.

Mots clés : Limiteur de courant, supraconductivité, transition, pertes a. c., prototype, récupération, supraconducteurs à haute température critique, court-circuit

Abstract

The discovery of high critical temperature materials in 1986 has created numerous potential applications. With the ever increasing demand for electrical power, the superconducting fault current limiter are expected to provide an effective protection against large momentary current spikes caused by short circuits or lightning. This application of superconductivity is one of the most attractive because it's an innovative device without any conventional equivalence.

The aim of this work was in a first time to analyse each three different states of a sintered bismuth bulk samples and, in a second time to build a prototype of 100 A – 1 kV : "Aster". Namely, there is a very low electric field due to a. c. losses when the current is below the critical one. During a short circuit, the materials quench toward the normal state. The transition is in two steps : the materials is first in a dissipative state before to reach the normal state when its temperature is over the critical one. After isolating the limiter from the networks, the superconductor recovers. The test of the apparatus under 500 V and 1 kV has been successful and has shown the correct operating of the prototype.

Key words : Fault current limiter, superconductivity, quench, a. c. losses, prototype, recovery, high temperature superconductors, fault current