

Supraconducteurs à Basse Température Critique pour Electroaimants

Arnaud Devred
(arnaud.devred@cea.fr)

Commissariat à l'Energie Atomique de Saclay (CEA/Saclay)
DSM/DAPNIA/SACM
F-91191 GIF-SUR-YVETTE CEDEX
FRANCE

et

CERN, Laboratoire Européen pour la Physique des Particules
LHC/MMS
CH-1211 GENEVE 23
SUISSE

RESUME

Après un bref historique des principales découvertes en supraconductivité (paragraphe 1), nous présentons la structure et les propriétés du NbTi et du Nb₃Sn (paragraphe 2). Nous expliquons ensuite les raisons pour lesquelles les matériaux à basse température critique sont mis en œuvre sous la forme de fils composites multifilamentaires (paragraphe 3), et nous passons en revue les différents procédés de fabrication des fils à base de NbTi et de Nb₃Sn (paragraphe 4). Nous poursuivons par une description de la transition des fils composites multifilamentaires supraconducteurs vers l'état normal résistif (paragraphe 5), et un exposé de leurs propriétés d'aimantation (paragraphe 6). Enfin, nous détaillons les différentes configurations de câbles utilisées dans la réalisation d'aimants supraconducteurs de grande taille (paragraphe 7), et nous donnons un certain nombre de formules illustrant dans quelques cas simples le calcul des pertes engendrées dans un câble supraconducteur soumis à un champ magnétique variable (paragraphe 8).

Table des Matières

1. Introduction et bref historique	1
2. Matériaux supraconducteurs à basse température critique	5
2.1. Alliage métallique de niobium et de titane (NbTi)	5
2.2. Composé intermétallique de niobium et d'étain (Nb ₃ Sn)	8
3. Composites multifilamentaires supraconducteurs	13
3.1. Description	13
3.2. Stabilité vis à vis des sauts de flux	13
3.3. Couplage interfilamentaire	18
3.4. Protection en cas de transition	19
3.5. Fils pour aimants d'accélérateur	20
4. Fabrication des fils composites multifilamentaires supraconducteurs	21
4.1. Brins à base de NbTi	21
4.1.1. Principes Généraux	21
4.1.2. Problèmes de conception	25
4.1.3. Problèmes de fabrication	27
4.1.4. Exemples de production	28
4.2. Brins à base de Nb ₃ Sn	31
4.2.1. Principes Généraux	31
4.2.2. Méthode du bronze	32
4.2.3. Méthode de l'étain interne	35
4.2.4. Méthode du « Modified Jelly Roll »	39
4.2.5. Méthode des poudres	39
4.2.6. Exemples de production	42
5. Transition des fils composites multifilamentaires supraconducteurs	47
5.1. Mesures sur échantillons courts	47
5.2. Courbe tension-courant	48
5.3. Courant critique	48
5.4. Indice de transition résistive	50
5.5. Paramétrages de la surface critique	52
5.5.1. Généralités	52
5.5.2. Cas du NbTi	52
5.5.3. Cas du Nb ₃ Sn	54

6. Aimantation des fils composites multifilamentaires supraconducteurs	57
6.1. Aimantation des supraconducteurs de type II	57
6.2. Aimantation d'un filament supraconducteur	58
6.2.1. Première montée de l'induction magnétique appliquée à partir d'un état vierge	58
6.2.2. Descente de l'induction magnétique appliquée après une montée jusqu'à un état totalement pénétré	60
6.2.3. Remontée de l'induction magnétique appliquée après une descente jusqu'à un état totalement pénétré	61
6.2.4. Cas général	62
6.3. Aimantation des fils composites multifilamentaires de type Cu/NbTi	63
6.4. Aimantation des fils composites multifilamentaires à base de Nb ₃ Sn	66
7. Câbles et conducteurs supraconducteurs	71
7.1. Généralités	71
7.2. Câbles de type Rutherford	72
7.2.1. Description	72
7.2.2. Exemple de Câbleuse	72
7.2.3. Problèmes de conception et de fabrication	74
7.2.4. Exemples de production	78
7.2.5. Mesures sur câble	79
7.3. Variantes de câbles de type Rutherford	80
7.4. Conducteurs sur-stabilisés	82
7.4.1. Généralités	82
7.4.2. Conducteur pour CMS	83
7.5. Câbles en Conduit	84
7.5.1. Généralités	84
7.5.2. Conducteurs pour ITER	85
7.5.3. Conducteur pour W7-X	88
8. Pertes en champ magnétique variable	91
8.1. Types de pertes	91
8.2. Pertes par hystérésis	91
8.2.1. Pertes par hystérésis dans un filament supraconducteur	91
8.2.2. Pertes par hystérésis dans un fil composite multifilamentaire rond Cu/NbTi	92
8.2.3. Pertes par hystérésis dans un fil composite multifilamentaire à base de Nb ₃ Sn	92
8.3. Pertes par courants de couplage interfilaire dans un fil composite rond Cu/NbTi	93

8.4. Pertes par courants de couplage interbrin dans un câble de Rutherford	95
8.4.1. <i>Modèle de résistance interbrin</i>	95
8.4.2. <i>Puissances dissipées</i>	96
8.4.3. <i>Constantes de temps</i>	98
9. En guise de conclusion	101
Remerciements	101
Références	103

ACRONYMES

AC	Alternating Current (courant alternatif)
ALEPH	Apparatus for LEP p H ysics (appareillage pour la physique du LEP au CERN)
BCS	Bardeen Cooper Schrieffer (théorie de Bardeen Cooper et Schrieffer)
BICC	Boundary-Induced Coupling Current (courant de couplage induit par les conditions aux limites)
BNL	Brookhaven National Laboratory (Laboratoire National de Brookhaven)
CDF	Collider Detector experiment at Fermilab (détecteur expérimental pour le collisionneur du Fermilab)
CEA	Commissariat à l' Energie Atomique
CERN	Centre Européen pour la Recherche Nucléaire
CIC	Cable In Conduit (câble en conduit)
CMM	Cable Measuring Machine (machine à mesurer les câbles)
CMS	Compact Muon Solenoid (solénoïde compact pour les muons)
CSMC	Central Solenoid Model Coil (bobine modèle pour le solénoïde central d'ITER)
DC	Direct Current (courant continu)
DESY	Deutsches Elektronen-SYNchrotron (synchrotron à électrons allemand)
ECN	Energy research Center of the Netherlands (Centre de Recherche sur l'Energie des Pays Bas)
EDA	Engineering Design Activities (activités de conception et d'ingénierie du projet ITER)
FNAL	Fermi National Accelerator Laboratory (Laboratoire National Enrico Fermi, dit Fermilab)
GHMFL	Grenoble High Magnetic Field Laboratory (Laboratoire des Champs Intenses de Grenoble)
G7	Groupe des 7
HERA	Hadron-Elektron Ring Anlage (anneau d'accélération pour hadrons et électrons de DESY)
HTS	High Temperature Superconductor (supraconducteur à haute température critique)
IBM	International Business Machines
IGC	Intermagnetics General Corporation
INFN	Istituto Nationali di Fisica Nucleare (institut national pour la physique nucléaire)

ISR	I ntersecting S torage R ings (anneaux d'intersection et de stockage du CERN)
ITER	I nternational T hermonuclear E xperimental R eactor (réacteur thermonucléaire expérimental international)
KSTAR	K orean S uperconducting T okamak A dvanced R esearch (projet coréen de tokamak supraconducteur)
LBNL	L awrence B erkeley N ational L aboratory (Laboratoire National Lawrence Berkeley)
LHC	L arge H adron C ollider (grand collisionneur de hadrons du CERN)
LTS	L ow T emperature S uperconductor (supraconducteur à basse température critique)
MELCO	M itsubishi E lectric C ompany
MJR	M odified J elly R oll (procédé adapté de la recette du gâteau roulé)
MRI	M agnetic R esonance I maging (imagerie par résonance magnétique)
NMR	N uclear M agnetic R esonance (résonance magnétique nucléaire)
NRIM	N ational R esearch I nstitute for M etals (Institut de Recherche National sur les Métaux)
OFHC	O xxygen F ree H igh C onductivity (cuivre sans oxygène et de forte conductibilité)
PIT	P owder I n T ube (procédé des poudres agglomérées dans des tubes)
R&D	R echerche et D éveloppement
RAL	R utherford A ppleton L aboratory (Laboratoire de Rutherford Appleton)
RHIC	R elativistic H eavy I on C ollider (collisionneur d'ions lourds relativistes de BNL)
RRR	R esidual R esistivity R atio (rapport de résistivité résiduelle)
SMI	S hape M etal I nnovation
SSC	S uperconducting S uper C ollider (grand collisionneur supraconducteur)
TFMC	T oroidal F ield M odel C oil (bobine modèle pour le champ toroidal d'ITER)
TWCA	T eledyne W ah C hang A lbany
UNK	U skoritelno- N akopitelniy K omplex (Complexe d'accélération et de stockage)
VAMAS	V ersailles project on A dvanced M aterials and S tandards (projet de Versailles sur les standards et les matériaux avancés).

NOTATIONS

LETTRES ROMAINES

\vec{B}	Vecteur induction magnétique.
B	Module de \vec{B} (T).
B_0	Une valeur d'induction magnétique (T).
\vec{B}_\perp	Induction magnétique variable dans le temps appliquée perpendiculairement à l'axe d'un fil composite multifilamentaire ou au plan médian d'un câble de type Rutherford (T).
B_\perp	Module de \vec{B}_\perp (T).
B_{bot}	Valeur minimale de B_\perp lors d'une descente de l'induction magnétique appliquée (T).
$B_{C2}(T)$	Induction magnétique de seconde espèce à la température T (T).
B_{C20}	Induction magnétique de seconde espèce à $T = 0$ K (T).
B_{C20m}	Induction magnétique de seconde espèce à $T = 0$ K et $\mathbf{e} = 0$ (T).
B_M	Amplitude maximale des variations de B_\perp (T).
$B_{p,\text{dwn}}$	Induction magnétique de pénétration lors d'une descente succédant à une montée jusqu'à un état totalement pénétré (T).
$B_{p,\text{up}}$	Induction magnétique de pénétration lors d'une montée succédant à une descente jusqu'à un état totalement pénétré (T).
$B_{p,v}$	Induction magnétique de pénétration lors d'une montée à partir d'un état vierge (T).
B_{top}	Valeur maximale de B_\perp lors d'une montée de l'induction magnétique appliquée (T).
C_{Kramer}	Coefficient apparaissant dans l'interpolation par un polynôme du premier degré des courbes de Kramer ($A^{1/2}T^{1/4}$).
$C_{\text{Nb}_3\text{Sn}}(\mathbf{e})$	Fonction dépendant du taux de déformation apparaissant dans le paramétrage de L.T. Summers de la surface critique du Nb_3Sn .
$C_{\text{Nb}_3\text{Sn},0}$	Facteur apparaissant dans le paramétrage de Summers de la surface critique du Nb_3Sn ($AT^{1/2}/\text{mm}^2$).

C_{NbTi}	Facteur apparaissant dans le paramétrage de Bottura de la surface critique du NbTi(T).
$C_{\text{sc}}(T,B)$	Chaleur spécifique par unité de volume de supraconducteur (J/m^3).
$d_{\text{C,adia}}$	Diamètre critique déterminé suivant le critère adiabatique de stabilité vis à vis des sauts de flux (m).
$d_{\text{C,dyn}}$	Diamètre critique déterminé suivant le critère dynamique de stabilité vis à vis des sauts de flux (m).
d_{core}	Diamètre extérieur du cœur en cuivre au centre dans un fil composite rond de type Cu/NbTi (m).
d_{eff}	Diamètre effectif de filament associé à l'aimantation d'un composite multifilamentaire supraconducteur (m).
d_{fil}	Diamètre d'un filament (m).
$d_{\text{m.a.}}$	Diamètre extérieur de la zone multifilamentaire dans un fil composite rond de type Cu/NbTi (m).
d_{slab}	Demi épaisseur d'une tranche de supraconducteur (m).
d_{wire}	Diamètre d'un fil (m).
$E_C = 0.1 \mu\text{V/cm}$	Critère du champ électrique pour la détermination du courant critique d'un fil composite multifilamentaire supraconducteur.
e_{dwn}	Excentricité de l'ellipse délimitant la frontière de la nouvelle coquille de courants d'aimantation persistants créée à la périphérie d'un filament supraconducteur au début d'une descente du champ appliqué après une montée jusqu'à un état totalement pénétré (sans dimension).
E_{sc}	Champ électrique apparent du supraconducteur dans un fil composite multifilamentaire en train de transiter vers l'état normal résistif (V/m).
e_{up}	Excentricité de l'ellipse délimitant la frontière intérieure de la nouvelle coquille de courants d'aimantation persistants créée à la périphérie d'un filament supraconducteur au début d'une montée du champ magnétique appliqué après une descente jusqu'à un état totalement pénétré (sans dimension).
e_v	Excentricité de l'ellipse délimitant la frontière intérieure de la coquille de courants d'aimantation persistants créée à la périphérie d'un filament supraconducteur au début d'une montée du champ magnétique appliqué à partir d'un état vierge (sans dimension).
f	Fréquence de variations de l'induction magnétique appliquée (Hz).

h_{cable}	Largeur d'un câble de Rutherford (m).
I	Intensité du courant (A).
I_C	Courant critique (A).
I_{C1}	Courant critique déterminé à partir du critère de champ électrique (A).
I_{C2}	Courant critique déterminé à partir du critère de résistivité (A).
I_{qss}	Courant de transition d'un échantillon court de fil (A).
I_{wire}	Courant de transport dans un fil (A).
\vec{J}	Vecteur densité de courant.
J	Module de \vec{J} (A/m ²).
J_0	Une valeur de densité de courant (A/m ²).
J_C	Densité de courant critique (A/m ²).
$J_{C,\text{ref}}$	Densité de courant critique d'un fil composite Cu/NbTi à 4,2 K et 5 T (A/m ²).
$k_{\text{sc}}(T,B)$	Conductibilité thermique du supraconducteur (W/m/K).
L_{wire}	Une longueur de fil (m).
$\ln(x)$	Logarithme népérien de la variable réelle x .
\vec{M}_{down}	Vecteur moment magnétique par unité de longueur associé à la nouvelle coquille de courants d'aimantation persistants créée à la périphérie d'un filament supraconducteur lors d'une descente du champ magnétique appliqué après une montée jusqu'à un état totalement pénétré.
\vec{M}_{fil}	Vecteur moment magnétique résultant par unité de longueur associé aux courants d'aimantation persistants dans un filament supraconducteur.
$M_{\text{fil,p}}$	Module du vecteur moment magnétique résultant par unité de longueur associé aux courants persistants dans un filament supraconducteur totalement pénétré (Am).
$m_{\text{fil,p}}$	Module du vecteur aimantation résultante par unité de volume associé aux courants persistants dans un filament supraconducteur totalement pénétré (A/m).
\vec{M}_{up}	Vecteur moment magnétique par unité de longueur associé à la nouvelle coquille de courants d'aimantation persistants créée à la périphérie d'un filament supraconducteur lors d'une montée du champ magnétique appliqué après une descente jusqu'à un état totalement pénétré.

\vec{M}_v	Vecteur moment magnétique par unité de longueur associé à la coquille de courants d'aimantation persistants créée à la périphérie d'un filament supraconducteur lors d'une montée du champ magnétique appliqué à partir d'un état vierge.
\vec{M}_{wire}	Vecteur moment magnétique résultant par unité de longueur associé aux courants d'aimantation persistants dans un fil composite multifilamentaire supraconducteur.
$\vec{m}_{\text{wire,eff}}$	Vecteur aimantation effective par unité de volume de supraconducteur (fils à base de NbTi) ou par unité de volume de non-cuivre (fils à base de Nb ₃ Sn) associé aux courants d'aimantation persistants dans un fil composite multifilamentaire.
$m_{\text{wire,eff}}$	Module de $\vec{m}_{\text{wire,eff}}$ (A/m).
$\vec{m}_{\text{wire,ov}}$	Vecteur aimantation résultante par unité de volume de fil composite multifilamentaire associé aux courants d'aimantation persistants.
$m_{\text{wire,ov}}$	Module de $\vec{m}_{\text{wire,ov}}$ (A/m).
N	Indice de transition résistive (sans dimension)
N_{cable}	Nombre de brins dans un câble.
N_{fil}	Nombre de filaments dans un fil composite.
p_{cable}	Pas de transposition des brins dans un câble de type Rutherford (m).
p_{fil}	Pas de transposition des filaments dans un fil composite multifilamentaire (m).
P_{intra}	Puissance dissipée par unité de volume par les courants de Foucault et les courants de couplage interfilamentaire dans un fil composite (W/m ³).
P_{R_a}	Puissance dissipée par unité de volume par les courants de couplage interbrin circulant dans les résistances adjacentes d'un câble de type Rutherford (W/m ³).
P_{R_c}	Puissance dissipée par unité de volume par les courants de couplage interbrin circulant dans les résistances de croisement d'un câble de type Rutherford (W/m ³).
R_a	Résistance adjacente dans un câble de type Rutherford (Ω).
R_c	Résistance de croisement dans un câble de type Rutherford (Ω).

s_{fil}	Distance interfilamentaire dans la zone multifilamentaire d'un fil composite (m).
S_{wire}	Surface en coupe transversale d'un fil (m^2).
t	Temps (s).
T	Température (K).
T_0	Une valeur de température (K).
t_{cable}	Epaisseur moyenne d'un câble de type Rutherford (m).
$T_C(B)$	Température critique à B (K).
T_{C0}	Température critique à $B = 0$ T (K).
T_{C0m}	Température critique à $B = 0$ T et $\mathbf{e} = 0$ (K).
\vec{u}_{\perp}	Vecteur unitaire parallèle à \vec{B}_{\perp} .
$V_C = E_C L_{\text{wire}}$	Tension aux bornes d'un échantillon court de fil composite multifilamentaire supraconducteur de longueur L_{wire} correspondant à un champ électrique apparent E_C dans le supraconducteur (V).
V_{wire}	Tension aux bornes d'un échantillon de fil (V).
w_{cable}	Energie dissipée par cycle mesurée sur un câble de type Rutherford soumis à une induction magnétique transversale variant sinusoïdalement dans le temps (unités arbitraires).
$w_{\text{cable},0}$	Paramètre d'interpolation de la courbe expérimentale « w_{cable} en fonction de f » (unités arbitraires).
w_{fil}	Energie dissipée par les courants d'aimantation persistants par cycle et par unité de volume de filament (J/m^3).
$w_{\text{wire,eff}}$	Energie effective dissipée par les courants d'aimantation persistants par cycle et par unité de volume de supraconducteur dans un composite multifilamentaire (J/m^3).
$w_{\text{wire,ov}}$	Energie totale dissipée par les courants d'aimantation persistants par cycle et par unité de volume de composite multifilamentaire (J/m^3).

LETTRES GRECQUES

$a_{\text{Nb}_3\text{Sn}}$	Facteur apparaissant dans le paramétrage de Summers de la surface critique du Nb ₃ Sn (sans dimension).
$a_{\text{NbTi}}, b_{\text{NbTi}}, g_{\text{NbTi}}$	Exposants apparaissant dans le paramétrage de Bottura de la surface critique du NbTi (sans dimension).
$\Delta m_{\text{wire,eff}}$	Amplitude de l'hystérésis de l'aimantation effective par unité de volume de supraconducteur (fils à base de NbTi) ou par unité de volume dans le non-cuivre (fils à base de Nb ₃ Sn) associée aux courants d'aimantation persistants dans un fil composite multifilamentaire (A/m).
$\Delta m_{\text{wire,ov}}$	Amplitude de l'hystérésis de l'aimantation résultante par unité de volume de fil composite multifilamentaire associée aux courants d'aimantation persistants (A/m).
h_{cable}	Facteur de forme pour un câble multi-brin (sans dimension).
h_{wire}	Facteur de forme pour un fil composite multifilamentaire (sans dimension ; = 2 dans le cas des fils ronds).
K_{cable}	Taux de remplissage moyen pour un câble de type Rutherford (sans dimension)
$I_{\text{m.a.}}$	Rapport local de sections cuivre-sur-supraconducteur dans la zone multifilamentaire d'un fil composite de type Cu/NbTi (sans dimension).
I_{wire}	Rapport de sections cuivre-sur-supraconducteur ou cuivre-sur-non-cuivre dans un fil composite multifilamentaire supraconducteur (sans dimension)
$\mu_0 = 4 \pi 10^{-7} \text{ H/m}$	Perméabilité magnétique du vide.
$\pi = 3.141592653589793238462643$	
$r_{\text{C}} = 10^{-14} \Omega\text{m}$	Critère de résistivité électrique pour la détermination du courant critique d'un fil composite multifilamentaire supraconducteur.
r_{core}	Résistivité transversale du cœur en cuivre au centre d'un fil composite rond de type Cu/NbTi (Ωm).
r_{Cu}	Résistivité du cuivre (Ωm).
$r_{\text{m.a.}}$	Résistivité transversale de la zone multifilamentaire dans un fil composite de type Cu/NbTi (Ωm).
r_{matrix}	Résistivité de la matrice en métal normal d'un fil composite multifilamentaire supraconducteur (Ωm).

r_{sc}	Résistivité apparente du supraconducteur dans un fil composite multifilamentaire en train de transiter vers l'état normal résistif (Ωm).
r_{sheath}	Résistivité transversale de la couronne extérieure en cuivre dans un fil composite rond de type Cu/NbTi (Ωm).
t_{cable}	Constante de temps associée à la courbe expérimentale « w_{cable} en fonction de f » (s).
t_{core}	Constante de temps associée aux courants de Foucault et courants de couplage interfilamentaire circulant dans le cœur en cuivre au centre d'un fil composite rond de type Cu/NbTi (s).
$t_{m.a.}$	Constante de temps associée aux courants de couplage circulant dans la zone multifilamentaire d'un fil composite de type Cu/NbTi (s).
t_{R_a}	Constante de temps associée aux courants de couplage interbrin circulant dans les résistances adjacentes d'un câble de type Rutherford (s).
t_{R_c}	Constante de temps associée aux courants de couplage interbrin circulant dans les résistances de croisement d'un câble de type Rutherford (s).
t_{sheath}	Constante de temps associée aux courants de Foucault et courants de couplage interfilamentaire circulant dans la couronne extérieure en cuivre d'un fil composite rond de type Cu/NbTi (s).
γ_{cable}	Angle de torsade d'un câble de type Rutherford (rad).

1. Introduction et bref historique

La supraconductivité fut découverte en 1911 dans un laboratoire de l'Université de Leiden, aux Pays Bas, dirigé par Heike Kammerling-Onnes (1853–1926) [SIM 88]. Kammerling-Onnes s'est d'abord intéressé aux techniques de liquéfaction et fut le premier, le 10 juillet 1908, à produire de l'hélium liquide, dont la température d'ébullition est de 4,2 K (−268,8 °C) à pression atmosphérique. Par la suite, il utilisa l'hélium liquide pour étudier les propriétés électriques des métaux à basse température. Au début de 1911, un de ses étudiants, Gilles Holst, observa que la résistance d'un fil de mercure, préparé en gelant un fin tube capillaire en verre rempli de mercure liquide purifié par distillation, disparaissait lorsque l'échantillon était refroidi à une température légèrement inférieure à 4,2 K. Après avoir répété l'expérience méticuleusement un grand nombre de fois, Kammerling-Onnes en conclut que le mercure passait dans un nouvel état, qu'il appela *l'état supraconducteur* au vu de ses extraordinaires propriétés de transport du courant. Ces résultats furent communiqués pour la première fois à l'Académie Royale des Pays Bas à Amsterdam le 28 avril 1911 et Kammerling-Onnes reçut le prix Nobel de physique en 1913 pour ses travaux sur les propriétés de la matière à basse température, ayant conduit, entre autres, à la production d'hélium liquide.

Bien que découverte au tout début du XX^{ème} siècle, la supraconductivité est restée une curiosité de laboratoire jusqu'à la fin des années 1950, période vers laquelle les premiers matériaux pouvant être utilisés pour des applications à forts champs et fortes densités de courant furent identifiés. Ces avancées sur les matériaux sont contemporaines de la publication en 1957 de la première théorie microscopique de la supraconductivité, développée par John Bardeen, Leon N. Cooper et J. Robert Schrieffer, qui travaillaient alors à l'Université de l'Illinois à Urbana [BAR 57]. Cette théorie, désignée à présent sous le nom de *théorie BCS*, valut à ses auteurs le prix Nobel de physique 1972 (il est à noter que John Bardeen avait déjà reçu le prix Nobel de physique en 1956 pour ses recherches sur les semiconducteurs et la découverte de l'effet transistor).

A l'heure actuelle, le matériau supraconducteur le plus utilisé est un alliage métallique de niobium et de titane (NbTi), dont la température critique est de l'ordre de 9 K à 0 T. La première étude détaillée sur le NbTi a été publiée en 1961 dans le cadre d'une revue des propriétés supraconductrices des solutions solides d'éléments de transition menée par J.K. Hulm et R.D. Blaugher au laboratoire de recherches de Westinghouse à Pittsburgh en Pennsylvanie [HUL 61]. En dehors du NbTi, on trouve également sur le marché, mais produit en bien plus petites quantités, un composé intermétallique de niobium et d'étain, de formule Nb₃Sn, dont la température critique est d'environ 18 K à 0 T. Les propriétés supraconductrices du Nb₃Sn ont été découvertes en 1954, bien avant celles du NbTi, par l'équipe de Bernd Matthias au laboratoire de Bell Telephone, à Murray Hill dans le New Jersey

[MAT 54]. Toutefois, le niobium-étain est très fragile et beaucoup plus difficile à mettre en œuvre que le niobium-titane, et, demeure, pour le moment, réservé à des applications spécifiques dans le domaine des champs magnétiques élevés.

Le NbTi et le Nb₃Sn ont émergé durant les années 1970 et leur prééminence a rarement été disputée, même après la découverte en 1972 par Matthias et son équipe de Bell Telephone de la supraconductivité des phases sulfurées ternaires du molybdène [MAT 72]. Ces composés, qui avaient été synthétisés l'année précédente par R. Chevrel, M. Sergent et J. Pringent à l'Université de Rennes [CHE 71], et qui sont maintenant communément dénommés *phases de Chevrel*, ont des températures critiques dans la gamme 2 à 14 K à 0 T, mais peuvent avoir des inductions magnétiques critiques de seconde espèce relativement élevées. Le plus prometteur et le plus étudié d'entre eux est PbMo₆S₈, dont la température critique est de l'ordre de 14 K à 0 T et dont l'induction magnétique critique de seconde espèce dépasse 50 T à 4,2 K. Toutefois, et malgré des succès dans la fabrication de fils composites multifilamentaires à base de PbMo₆S₈, la production n'a jamais atteint le stade industriel [LEE 94].

Une véritable révolution eut lieu le 27 janvier 1986 quand Johannes Georg Bednoz et Karl Alexander Müller, deux chercheurs travaillant dans un laboratoire d'International Business Machines (IBM) à Zürich, en suisse, observèrent une décroissance soudaine de la résistance d'un échantillon à base de Ba-La-Cu-O, à une température de l'ordre de 30 K, qui était réminiscente de la transition de l'état normal à l'état supraconducteur. Ces résultats, publiés en septembre de la même année dans un journal scientifique allemand relativement peu diffusé [BER 86] furent confirmés peu après par une équipe de chercheurs japonais [UCH 87] et une équipe de chercheurs américains [CHU 87]. Le composé Ba-La-Cu-O avait été synthétisé en 1985 par C. Michel, L. Er-Rakho et B. Raveau à l'Université de Caen [MIC 85]. C. Michel et ses collaborateurs avaient remarqué que ce composé avait des propriétés électriques remarquables pour un matériau de type céramique et que sa résistivité décroissait linéairement en fonction de la température entre 600 K et 200 K. Malheureusement pour eux, leur laboratoire n'était pas doté d'équipements cryogéniques leur permettant d'effectuer des mesures à plus basses températures. Ils passèrent de ce fait à côté de la découverte des propriétés supraconductrices. Bednoz et Müller reçurent le prix Nobel de physique en 1987, à peine 18 mois après leur première observation.

La découverte de Bednoz et Müller a donné le départ d'une course mondiale à la recherche d'oxydes de cuivre céramiques supraconducteurs dont les températures critiques se sont avérées être pour la plupart dans la gamme 90 à 120 K à 0 T. Parmi ceux ci, se trouvent les composés Y-Ba-Cu-O, découverts le 16 février 1987 par une équipe dirigée par Mang-Kang Wu à l'Université d'Alabama et par Paul C.W. Chu à l'Université de Houston au Texas [WU 87], ainsi que les composés

Bi-Sr-Ca-Cu-O découverts en janvier 1988 par Hiroshi Maeda et ses collaborateurs de l'Institut National pour la Recherche sur les Métaux (NRIM), à Tsukuba, au Japon [MAE 88]. Le record est détenu par le composé $Hg_{0.8}Tl_{0.2}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+d}$ dont la température critique est de 138 K à 0 T [DAI 95]. Ces matériaux, qui sont à présent désignés sous le nom générique de *supraconducteurs à haute température critique*, ont suscité un intérêt énorme, et ont ouvert un nouveau champ de Recherche et Développement (R&D) en supraconductivité appliquée. Depuis 10 ans, la qualité des produits disponibles commercialement augmente de manière régulière, mais la fiabilité et le coût des procédés de fabrication et les propriétés de transport de ces matériaux s'avèrent encore trop faibles pour être compétitifs sur les marchés traditionnels du NbTi et du Nb_3Sn [LAR 97].

Pour compléter ce bref historique, mentionnons qu'en janvier 2001, Jun Akimitsu, un chercheur de l'Université Aoyama-Gakuin de Tokyo au Japon, a découvert que le composé intermétallique MgB_2 , utilisé comme catalyseur en chimie depuis les années 1950, devenait supraconducteur à une température juste en dessous de 40 K à 0 T [NAG 01]. Cette découverte a suscité une nouvelle vague d'intérêt, car c'est un produit relativement bon marché dont l'induction magnétique critique de seconde espèce est du même ordre que celle du NbTi. Etant donné son faible coût et sa température critique élevée, MgB_2 pourrait donc remplacer avantageusement le NbTi dans les applications courantes. Il est cependant encore beaucoup trop tôt pour savoir si tel sera le cas.

Dans cet article, nous passons en revue les propriétés de base du NbTi et du Nb_3Sn , qui, par opposition aux matériaux à haute température critique, sont dénommés *matériaux à basse température critique*. Nous détaillons ensuite les procédés de fabrication des fils composites multifilamentaires, nous discutons certaines de leurs propriétés et nous décrivons diverses configurations de câbles réalisés à partir de ces fils. Tout au long de l'exposé, nous présentons des exemples basés sur les productions de fils et de câbles pour les grands projets d'accélérateurs supraconducteurs, tels le Tevatron, construit au Laboratoire National Enrico Fermi (« Fermi National Accelerator Laboratory », dit FNAL ou Fermilab), près de Chicago [EDW 85], HERA (« Hadron-Elektron Ring Anlage » ou anneau d'accélération pour hadrons et électrons), construit à DESY (« Deutsches Elektronen-Synchrotron » ou synchrotron à électrons allemand), près de Hambourg en Allemagne [WII 91], le SSC (« Superconducting Super Collider » ou grand collisionneur de hadrons), un projet américain abandonné en 1993 [SCH 93], RHIC (« Relativistic Heavy Ions Collider » ou collisionneur de hadrons relativistes), construit au Laboratoire National de Brookhaven (« Brookhaven National Accelerator Laboratory » ou BNL) sur l'île Longue (« Long Island »), dans l'Etat de New York [FOE 93], et le LHC (« Large Hadron Collider » ou grand collisionneur de hadrons), en cours de construction au Laboratoire Européen pour la Physique des Particules (CERN), à la frontière franco-suisse près de Genève [LHC 95].

2. Matériaux supraconducteurs à basse température critique

2.1. Alliage métallique de niobium et de titane (NbTi)

Comme indiqué dans l'introduction, le matériau supraconducteur le plus utilisé est un alliage métallique ductile de niobium et de titane (NbTi) [GRE 92a], [LEE 94], [WIL 96]. Le niobium et le titane ont des dimensions atomiques semblables (avec des rayons empiriques de 145 pm pour le Nb et de 140 pm pour le Ti) et ils sont mutuellement solubles dans un grand domaine de composition [COL 86]. A haute température, ils se combinent pour former une phase cubique centrée, appelée *la phase b*, dont le paramètre de maille est de l'ordre de 0,33 nm. Lorsqu'elle est refroidie à une température inférieure à environ 9 K, la phase β devient un supraconducteur de type II, avec une longueur de cohérence de l'ordre de 5 nm et une longueur de pénétration de London de 300 nm à 0 K.

De plus, lorsque l'alliage NbTi est sévèrement écroui et que son réseau cristallin présente un grand nombre de dislocations, un traitement thermique à une température modérée produit des précipitations d'autres phases aux joints de grain. Parmi ces phases, se trouve une phase hexagonale compacte riche en titane (95 % en poids), appelée *la phase a*. La phase α reste résistive à basse température et il a été démontré qu'elle pouvait efficacement ancrer les tubes de flux qui apparaissent dans l'état mixte des supraconducteurs de type II et dont on doit empêcher les déplacements afin de limiter les dissipations de puissance et permettre le transport de courant [LEE 87], [MEI 89]. Il est possible de contrôler les paramètres de la distribution de précipités α afin qu'ils correspondent aux paramètres du réseau de tubes de flux à la température et au champ d'opération considérés de manière à atteindre une densité de courant critique élevée. A titre d'exemple, la Figure 1 présente une micrographie d'une coupe transversale d'un filament de NbTi optimisé pour fonctionner autour de 4,2 K et 5 T.

La température critique, T_C , et l'induction magnétique critique de seconde espèce, B_{C2} , du niobium-titane dépendent principalement de la composition de l'alliage et ne s'avèrent que très peu affectées par les traitements ultérieurs auxquels le matériau est soumis. La teneur en titane des alliages les plus couramment utilisés est dans la gamme 45 à 50 % en poids (le standard américain est 46,5 %), ce qui, comme l'illustre la figure 2, correspond à un maximum de B_{C2} . Pour les alliages de cette composition, la température critique à 0 T, T_{C0} , se situe entre 9 et 9,2 K, et l'induction magnétique critique de seconde espèce à 0 K, B_{C20} , est de l'ordre de 14,5 T. L'induction magnétique critique de seconde espèce peut être augmentée en ajoutant un élément tertiaire de numéro atomique élevé tel que le tantale (qui a un rayon atomique empirique de 145 pm) [HAW 80]. L'augmentation du B_{C2} qui en résulte est faible à 4,2 K (entre 0,1 et 0,2 T) mais peut atteindre 1 T à 1,8 K.

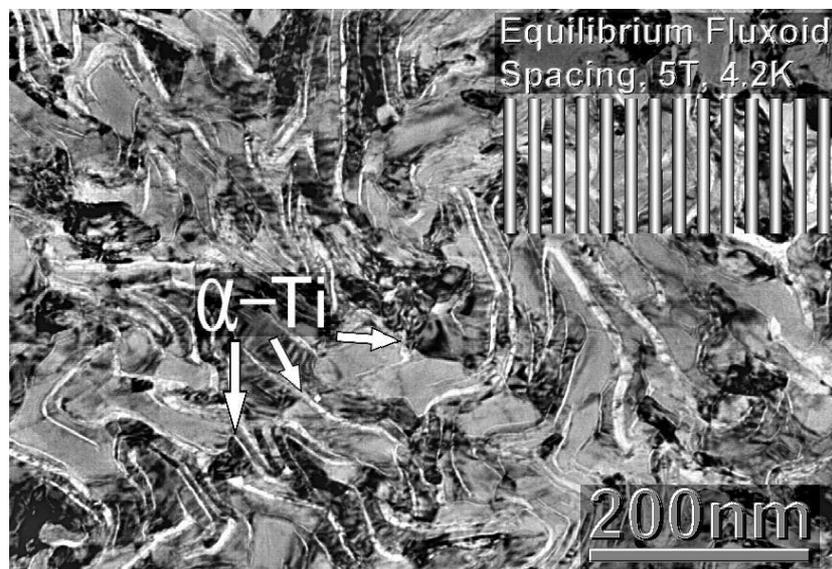


Figure 1. Microstructure d'un filament de NbTi (P.J. Lee, Université du Wisconsin à Madison).

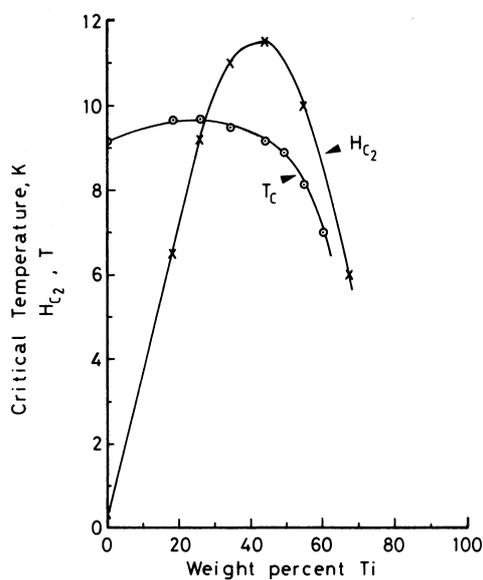


Figure 2. Influence de la teneur en Ti sur la température critique (à 0 T) et sur l'induction magnétique critique de seconde espèce (à 4,2 K) du NbTi [LEE 94].

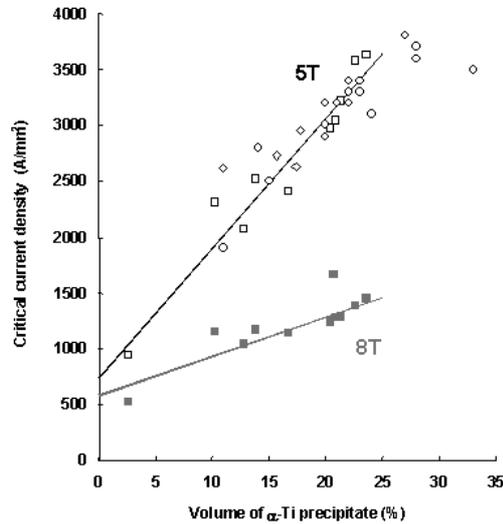


Figure 3. Influence de la concentration de précipités α -Ti sur la densité de courant critique du NbTi (P.J. Lee, Université du Wisconsin à Madison).

La densité de courant critique, J_C , est principalement déterminée par la microstructure de l'alliage. Elle peut être optimisée en soumettant le matériau à une succession de cycles d'érouissage et de traitements thermiques. Les traitements thermiques sont appliquées de manière à favoriser le développement des précipités α , qui, comme l'illustre la figure 3, sont déterminants pour obtenir des J_C élevées, tout en évitant la formation d'autres phases qui peuvent être dommageables [LEE 88], [LEE 90]. Les paramètres d'optimisation sont bien connus pour le NbTi binaire, mais beaucoup moins d'études ont été réalisées sur les alliages ternaires [LEE 93]. Pour le moment, seul le niobium titane binaire est utilisé dans les applications commerciales ou à grande échelle.

En résumé, le niobium-titane a de bonnes propriétés mécaniques et peut être mis en forme par des procédés conventionnels de filage et d'étréage. Etant données ses propriétés supraconductrices, il est bien adapté à la production d'inductions magnétiques dans la gamme 2 à 10 T, mais il doit être refroidi à des températures inférieures à 5 ou 6 K (comme cela est possible avec l'hélium liquide).

La première utilisation massive de conducteurs à base de NbTi eut lieu au Tevatron, un collisionneur de protons de 6,3 km de circonférence construit au Laboratoire National Enrico Fermi (« Fermi National Accelerator Laboratory », dit FNAL ou Fermilab), près de Chigago, et qui fonctionne sans problème particulier depuis 1983 [EDW 85]. Le succès du Tevatron, qui compte pas moins de mille électroaimants supraconducteurs bobinés à l'aide de câbles dits *de Rutherford* (voir paragraphe 7.2) refroidis par de l'hélium liquide aux alentours de 4,2 K, a démontré que la supraconductivité pouvait être utilisée à grande échelle et a ouvert la voie tant aux applications commerciales qu'aux autres projets de grande taille, tels les réacteurs de fusion nucléaire. Parmi ces derniers, on peut distinguer le tokamak supraconducteur Tore Supra, construit sur le Centre de Cadarache du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA/Cadarache), près d'Aix en Provence, qui fut mis en route en 1988 [TUR 89]. Tore Supra utilise dix huit bobines supraconductrices réalisées à l'aide de composites multifilamentaires de section rectangulaire refroidis par de l'hélium superfluide pressurisé à 1,8 K [CLA 90].

A ce jour, la production mondiale de conducteurs à base de NbTi est estimée entre mille cinq cents et deux mille tonnes par an (principalement sous forme de fils composites multifilamentaires stabilisés au cuivre), pour un coût moyen de l'ordre de 150 US\$ par kilo de fil. La principale application commerciale est la réalisation d'aimants d'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM), en particulier pour l'imagerie médicale « corps entier », qui réclament des inductions magnétiques de 0,5 à 4 T et dont les bobines sont généralement refroidies à 4,2 K [MOR 00]. Le NbTi est également utilisé pour les aimants dipolaires du grand collisionneur de hadrons (« Large Hadron Collider » ou LHC) en cours de construction au Laboratoire Européen pour la Physique des Particules (CERN), près de Genève, aimants qui sont conçus pour produire 8,4 T à 1,9 K [LHC 95].

2.2. Composé intermétallique de niobium et d'étain (Nb_3Sn)

Le seul autre matériau à basse température critique produit de manière quasi industrielle est un composé intermétallique polycristallin de niobium et d'étain (qui a un rayon atomique empirique de 145 pm), dont la formule générique est Nb_3Sn , et qui appartient à la famille cristallographique des A15 [GRE 92a], [LEE 94], [WIL 96]. Lorsqu'elle est refroidie à une température inférieure à environ 18 K, la phase A15 du niobium-étain devient un supraconducteur de type II, avec une longueur de cohérence de l'ordre de 3 nm et une longueur de pénétration de London de 65 nm à 0 K. Il est à noter que la famille des A15 comporte d'autres composés supraconducteurs tels que Nb_3Al , V_3Ga et V_3Si .

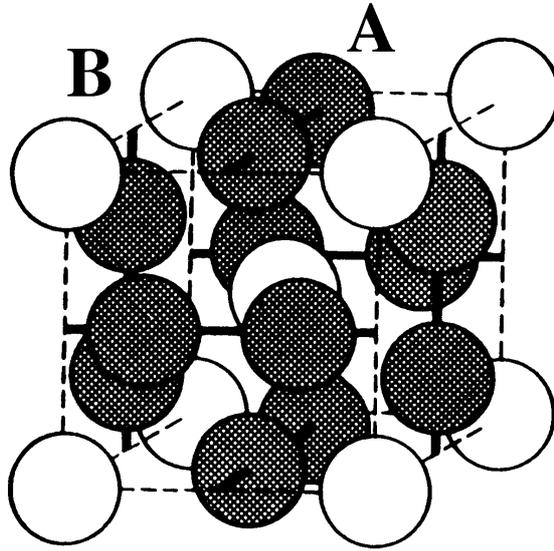


Figure 4. Structure cristallographique des composés A15 de formule A_3B .

Comme le montre la Figure 4, les composés A15 de formule A_3B ont une structure cubique, avec des atomes B au centre et aux quatre sommets du cube ainsi qu'une paire d'atomes A sur chaque face du cube. Les paires d'atomes A sont alignées de manière à former trois familles de chaînes orthogonales non sécantes, parallèles aux trois axes cristallographiques. Dans le cas du Nb_3Sn , le paramètre de maille est de l'ordre de 0,53 nm. Par ailleurs, dans un composé intermétallique, les électrons de valence ne sont pas libres de se déplacer dans le réseau cristallin comme dans les métaux, mais ils sont partagés entre atomes voisins afin de former des liaisons covalentes. Ces liaisons covalentes augmentent la dureté du matériau mais le rendent fragile et cassant, ce qui complique sérieusement sa mise en œuvre.

La stœchiométrie de la phase A15 du Nb_3Sn peut varier entre 18,5 et 25 % d'atomes d'étain. Cependant, comme l'illustre la Figure 5, la température critique à 0 T et zéro déformation, T_{C0m} , et l'induction magnétique critique de seconde espèce à 0 T et zéro déformation, B_{C20m} , dépendent fortement de la teneur en étain [FLU 85]. En particulier, T_{C0m} et B_{C20m} augmentent de manière quasi linéaire entre 18,5 et 23 % d'atomes d'étain, mais au delà de 23 %, T_{C0m} sature à environ 18 K alors que B_{C20m} passe par un maximum puis décroît. Ce changement de comportement est attribué au fait que les composés ayant une teneur en étain dépassant 24,5 % d'atomes subissent une transformation de type martensitique lorsqu'ils sont refroidis en dessous de 43 K [MAI 69]. Cette transformation se manifeste par une modification du réseau cristallin qui passe de cubique à tétragonal.

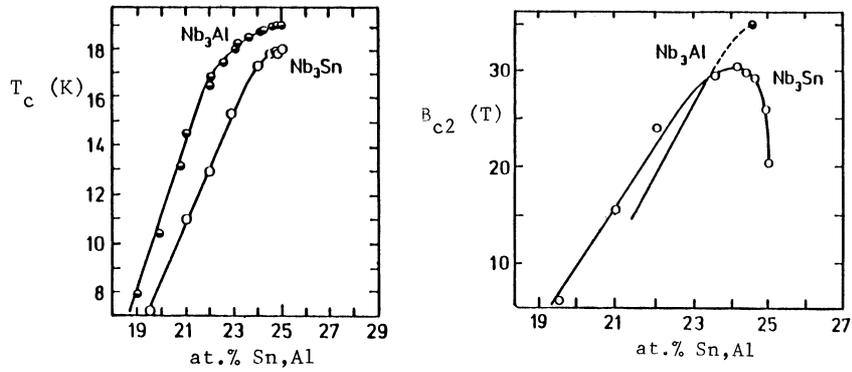


Figure 5. Influence de la composition sur les paramètres critiques des composés A15 binaires Nb₃Sn et Nb₃Al : (1) T_{C0m} (à gauche) et (2) B_{C20m} (à droite) [FLU 85].

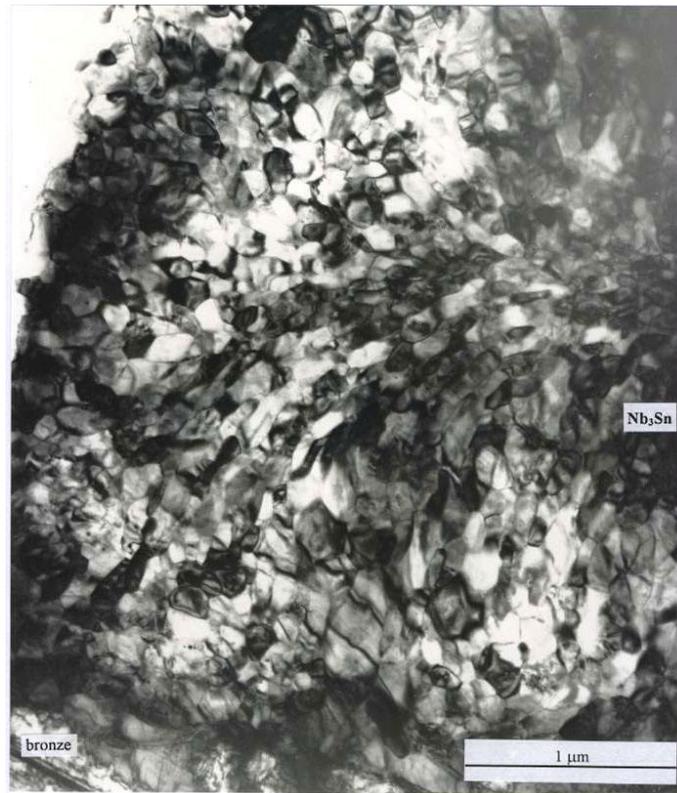


Figure 6. Microstructure d'un filament de Nb₃Sn (C. Verwaerde, Alstom/MSA).

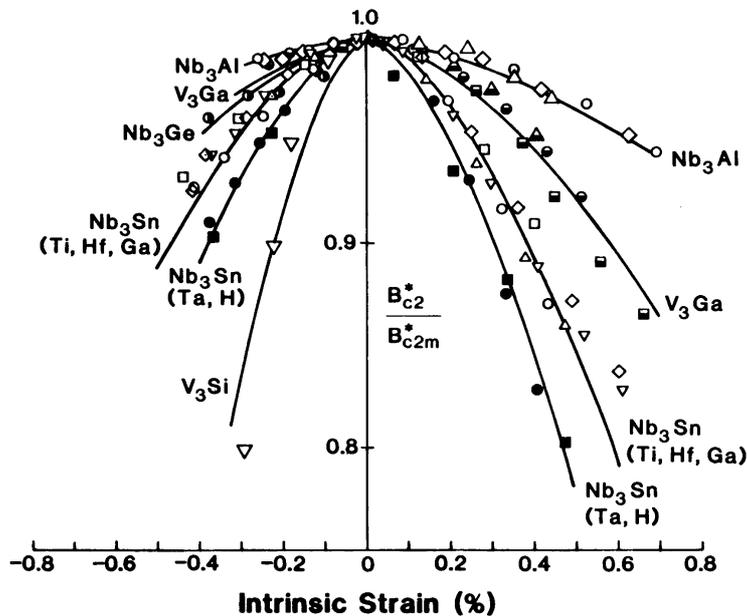


Figure 7. Effet d'une déformation uniaxiale sur l'induction magnétique critique de seconde espèce (normalisée à la valeur sans déformation) pour différents composés de la famille des A15 [EKI 84].

La transformation martensitique observée sur le Nb_3Sn binaire peut être éliminée en alliant le niobium à une petite quantité de tantale (typiquement : 4,0 % d'atomes ou 7,5 % en poids) [LIV 78], [ROB 81], [GOL 85] ou de titane (typiquement : 1,9 à 3,8 % d'atomes ou 1 à 2 % en poids) [TAC 81], [GOL 85]. Cette addition permet d'éviter la dégradation du B_{C20m} aux fortes teneurs en étain et, dans le cas du titane, augmente la cinétique de précipitation de la phase A15 [TAC 81], [TAC 82]. Ainsi, à la différence du NbTi, la plupart des applications utilisent du Nb_3Sn ternaire avec un T_{C0m} de l'ordre de 18 K et un B_{C20m} de l'ordre de 28 T.

En ce qui concerne la densité de courant critique, et comme pour d'autres composés A15 tels que V_3Ga [NEM 69], il a été démontré que les joints de grain constituaient la source principale de sites d'ancrage des tubes de flux [SCA 75]. Pour obtenir un J_C élevé, il convient donc de traiter le Nb_3Sn de manière à obtenir une structure la plus fine et la plus homogène possible, avec des diamètres de grains entre 30 et 300 nm. Ce type de structure est illustré par la Figure 6 qui présente une coupe transversale d'un filament de Nb_3Sn réagi.

Comme nous l'avons déjà indiqué, l'une des principales difficultés de mise en œuvre du niobium-étain est sa fragilité. De plus, il est connu depuis le début des années 1960, qu'à l'instar des autres composés supraconducteurs de la famille des A15, sa température critique, son induction magnétique critique de seconde espèce ainsi que sa densité de courant critique dépendent des contraintes appliquées et/ou du taux de déformation [MUL 62], [BUE 65]. La Figure 7 montre par exemple l'évolution de l'induction magnétique critique de seconde espèce en fonction du taux de déformation (normalisée à la valeur sans déformation) pour différents composés A15 [EKI 84]. Une fois formé, il est donc impératif de manipuler le Nb₃Sn avec précaution, ce qui nécessite des techniques de fabrication particulières.

Le niobium-étain est adapté à la génération d'inductions magnétiques de 10 à 21 T et est généralement refroidi à l'hélium liquide pour tirer le meilleur parti de ses performances. La production mondiale est inférieure à celle du niobium-titane et est estimée environ à 15 tonnes par an (sous forme de fils composites multifilamentaires stabilisés au cuivre) pour un coût variant entre 700 et 2000 US\$ par kilo de fil. Ces coûts élevés ne sont pas uniquement dus aux problèmes de fabrication, mais résultent aussi du peu d'investissements réalisés en vue de les réduire.

Le niobium-étain est actuellement utilisé pour fabriquer les bobines internes des aimants d'imagerie à Résonance Magnétique Nucléaire (RMN). Les systèmes RMN les plus récents fonctionnent jusqu'à 900 MHz, ce qui correspond à une induction magnétique maximale sur l'axe de 21,1 T [KIY 01]. Le Nb₃Sn a aussi été utilisé de manière massive pour les conducteurs [MIT 98], [DUC 02] des bobines modèles [MIT 01], [MAR 01] réalisées dans le cadre des activités de conception et d'ingénierie (« Engineering Design Activities » ou EDA) du programme international de réacteur thermonucléaire expérimental (« International Thermonuclear Experimental Reactor » ou ITER) [AYM 01].

3. Composites multifilamentaires supraconducteurs

3.1. Description

Dans les applications pratiques, le supraconducteur est subdivisé en fins filaments, torsadés et noyés dans une matrice de métal normal ayant une faible résistivité à basse température (en général à base de cuivre de grande pureté répertorié sous la dénomination « Oxygen-Free High-Conductivity » ou OFHC).

Comme détaillé ci-après, la subdivision en fins filaments est nécessaire pour éliminer des instabilités dans le supraconducteur connues sous le nom de *sauts de flux*. La torsade des filaments est introduit pour réduire les couplages interfilamentaires en champ magnétique variable, et la matrice de faible résistivité est utilisée pour shunter le courant lorsque les filaments transitent vers l'état normal résistif. Cette dérivation est indispensable afin de limiter la dissipation de puissance par effet Joule et l'échauffement du conducteur, car la résistivité des matériaux supraconducteurs dans l'état normal est en général beaucoup plus élevée que celle des métaux classiques tels que le cuivre ou l'aluminium pur. La matrice joue également un rôle dans la stabilisation du composite vis à vis des sauts de flux. Les Figures 8(a) et 8(b) et présentent des exemples de fils composites multifilamentaires supraconducteurs à base de NbTi et Nb₃Sn disponibles commercialement.

3.2. Stabilité vis à vis des sauts de flux

Les sauts de flux sont des instabilités causées par des perturbations thermiques apparaissant dans l'état mixte des supraconducteurs de type II. Comme expliqué par ailleurs [ROS 78], dans l'état mixte, l'induction magnétique pénètre à l'intérieur du supraconducteur par l'intermédiaire de tubes de flux. Chaque tube porte un quantum de flux ($2,07 \cdot 10^{-15}$ Wb) et a un cœur d'électrons normaux. Du fait de ce cœur normal, les déplacements de tubes de flux entraînent des dissipations de puissance qui, si elles ne sont pas limitées ou évacuées, peuvent engendrer des transitions. Dans la pratique, les déplacements de tubes de flux sont empêchés en ancrant ceux-ci à des sites ad'hoc de la microstructure. La répartition des tubes de flux parmi les sites d'ancrage dépend du champ appliqué et le gradient de la distribution est déterminé par la densité de courant critique du supraconducteur.

Considérons un supraconducteur de type II, initialement dans l'état mixte, et soumettons-le à une perturbation thermique. Cette perturbation cause une élévation de température qui réduit la force d'ancrage et la densité de courant critique. Cette réduction de la force d'ancrage résulte en un mouvement collectif ou « saut » des tubes de flux afin de diminuer le gradient de la distribution et de s'accommoder du plus faible J_C . Elle amène également une plus forte pénétration du champ magnétique au cœur du supraconducteur.

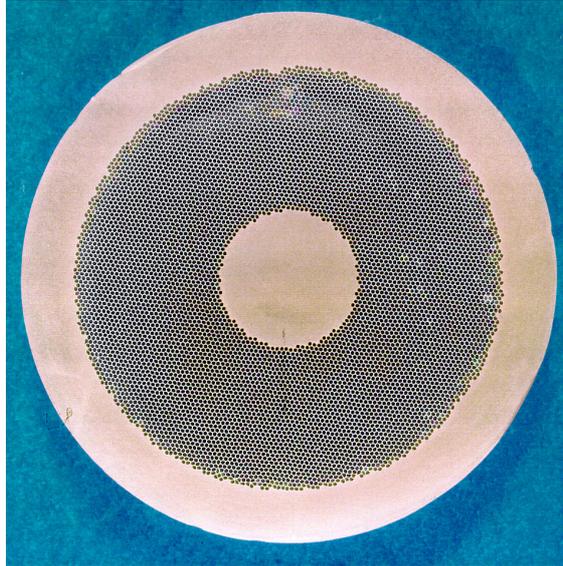


Figure 8(a). *Fil de type SSC constitué de filaments de niobium-titane dans une matrice de cuivre produit par un procédé d'empilement simple (Alstom/MSA).*

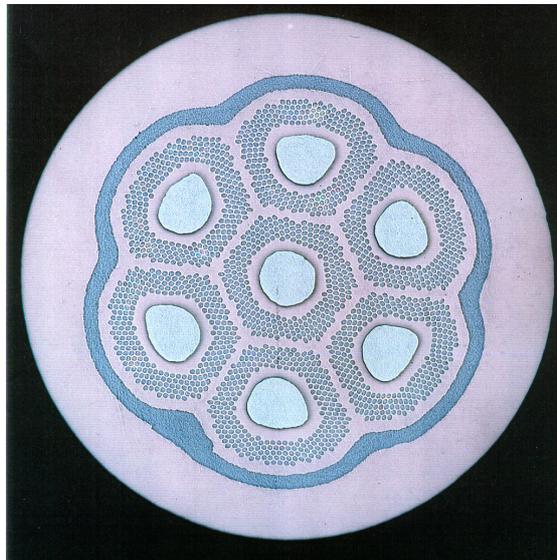


Figure 8(b). *Fil constitué de filaments de niobium, de piscines d'étains, d'une matrice de cuivre et d'une barrière collective simple en tantale, destiné à être réagi pour former un composite à base de Nb_3Sn par la méthode dite de « l'étain interne » (Alstom/MSA) [DUR 01].*

En général, le saut de flux affecte tout le volume et s'accompagne d'une dissipation de puissance. Si la puissance dissipée est grande comparée à la chaleur spécifique du supraconducteur et/ou à la capacité de son environnement à évacuer la chaleur, elle peut être à l'origine d'une transition.

Les sauts de flux ont plus de chance de se produire dans les supraconducteurs de grande taille que dans ceux qui sont finement subdivisés. Un certain nombre de critères de stabilité ont été développés afin d'estimer des diamètres critiques de filament. Les plus communément utilisés sont (chapitre 7 de [WIL 83]) : (1) le critère de *stabilité adiabatique* et (2) le critère de *stabilité dynamique*.

Le critère adiabatique s'applique au cas d'une tranche de supraconducteur, d'épaisseur ($2d_{\text{slab}}$), seule dans l'espace. Une condition nécessaire pour éviter l'instabilité vis à vis des sauts de flux est que d_{slab} soit plus petit que $d_{C,\text{adia}}$, où

$$d_{C,\text{adia}} = \sqrt{\frac{3 C_{\text{sc}}(T_0, B_0)}{\mu_0 J_C(T_0, B_0) \left| \frac{\partial J_C}{\partial T}(T_0, B_0) \right|}} \quad (1)$$

Ici, C_{sc} désigne la chaleur spécifique par unité de volume de supraconducteur, T_0 est la température d'opération, B_0 est l'induction magnétique appliquée, μ_0 est la perméabilité magnétique du vide ($4\pi 10^{-7}$ H/m) et J_C est la densité de courant critique du supraconducteur.

Dans le cas du NbTi nous avons

$$\frac{\partial J_C}{\partial T}(T_0, B_0) \approx -\frac{J_C(T_0, B_0)}{T_C(B_0) - T_0} \quad (2)$$

En combinant les Eqs. (1) et (2), nous obtenons

$$d_{C,\text{adia}} \approx \sqrt{\frac{3 C_{\text{sc}}(T_0, B_0) [T_C(B_0) - T_0]}{\mu_0}} \frac{1}{J_C(T_0, B_0)} \quad (3)$$

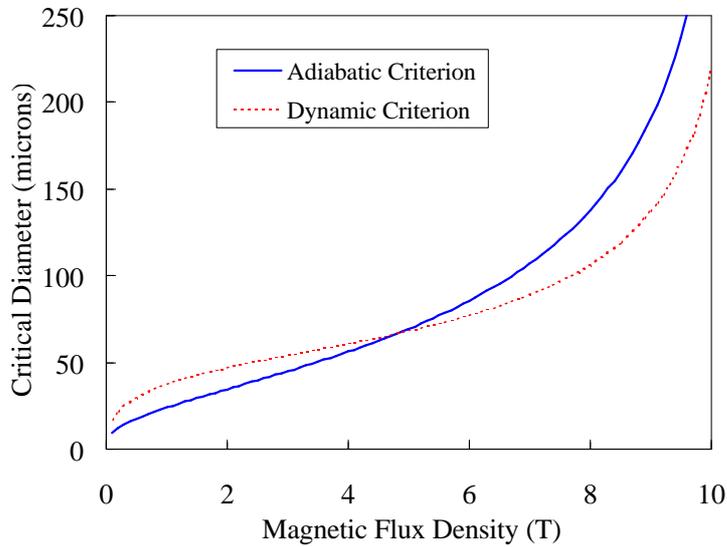


Figure 9. Comparaison des diamètres critiques calculés à 4,2 K selon différents critères de stabilité pour un fil composite multifilamentaire Cu/NbTi, avec un rapport de sections Cu-sur-NbTi de 1, un RRR du cuivre de 100, et une densité de courant critique du NbTi de 3000 A/mm^2 à 4,2 K et 5 T.

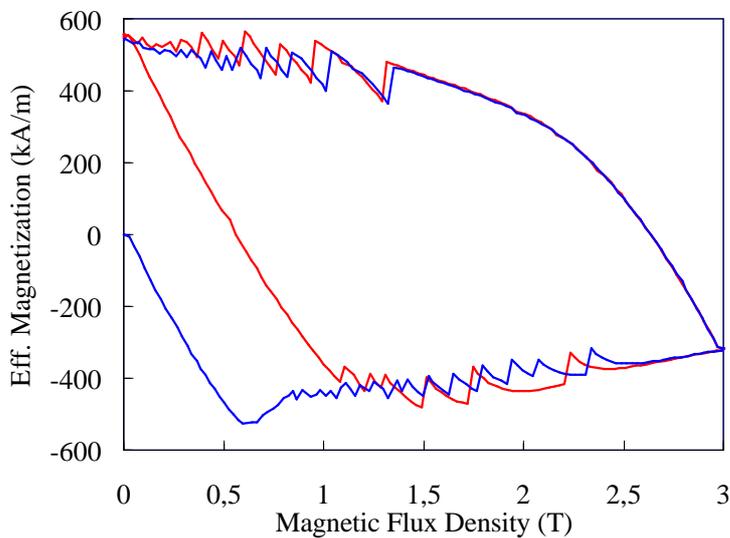


Figure 10. Aimantation effective (par unité de volume de non-cuivre) mesurée sur un fil composite multifilamentaire à base de Nb_3Sn produit par la méthode du « Modified Jelly Roll » [BAR 01].

Le critère dynamique s'applique au cas d'un fil composite rond constitué de filaments supraconducteurs, de diamètre d_{fil} , noyés dans une matrice de métal normal. Une condition nécessaire pour éviter l'instabilité vis à vis des sauts de flux est que d_{fil} soit plus petit que $d_{\text{C,dyn}}$, où

$$d_{\text{C,dyn}} = \sqrt{\frac{32 I_{\text{wire}} k_{\text{sc}}(T_0, B_0)}{\mathbf{r}_{\text{matrix}}(\text{RRR}, T_0, B_0) J_{\text{C}}(T_0, B_0) \left| \frac{\partial J_{\text{C}}}{\partial T}(T_0, B_0) \right|}} \quad (4)$$

Ici, I_{wire} désigne le rapport de sections cuivre sur supraconducteur, k_{sc} est la conductibilité thermique du supraconducteur, et $\mathbf{r}_{\text{matrix}}$ et RRR sont la résistivité et le Rapport de Résistivité Résiduelle de la matrice normale.

En combinant les Eqs (2) et (4), nous obtenons pour le NbTi

$$d_{\text{C,dyn}} \approx \sqrt{\frac{32 I_{\text{wire}} k_{\text{sc}}(T_0, B_0) [T_{\text{C}}(B_0) - T_0]}{\mathbf{r}_{\text{matrix}}(\text{RRR}, T_0, B_0)}} \frac{1}{J_{\text{C}}(T_0, B_0)} \quad (5)$$

La Figure 9 présente une comparaison des diamètres critiques calculés à 4,2 K selon les deux critères précédents pour un brin composite multifilamentaire Cu/NbTi, avec un rapport de sections Cu sur NbTi de 1, un RRR du cuivre de 100 et une densité de courant critique du NbTi de 3000 A/mm² à 4.2 K et 5 T. Les deux critères donnent des résultats qui sont du même ordre de grandeur. Par exemple à 2 T, nous avons : $d_{\text{C,adia}} \sim 35 \mu\text{m}$ et $d_{\text{C,dyn}} \sim 47 \mu\text{m}$. Dans la pratique, le diamètre des filaments de NbTi est en général inférieur à 50 μm .

Il est intéressant de noter que $d_{\text{C,adia}}$ et $d_{\text{C,dyn}}$ sont tous les deux inversement proportionnels à J_{C} . Ainsi, pour un diamètre de filament donné, plus J_{C} est grand et plus le risque de sauts de flux est élevé. C'est donc à bas champ magnétique où J_{C} peut être très grand que les sauts de flux ont le plus de chance de se produire. Cette tendance est illustrée par la Figure 10 qui montre une courbe d'aimantation mesurée sur un fil Nb₃Sn [BAR 01]. Les variations rapides et erratiques à basse induction magnétique sont révélatrices de sauts de flux. Ces variations disparaissent complètement à induction magnétique plus élevée.

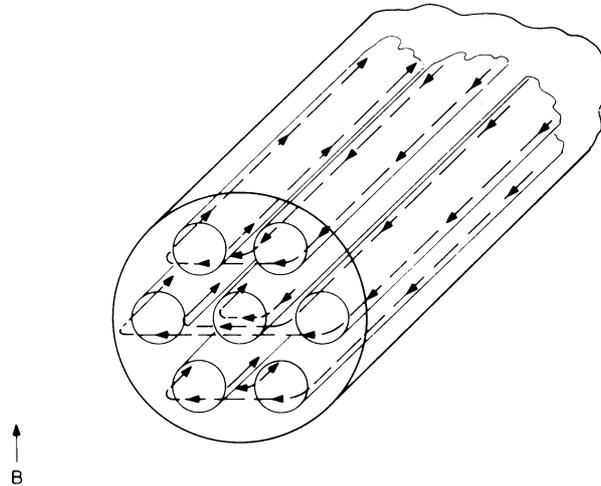


Figure 11. *Couplage interfilamentaire dans un fil composite supraconducteur non torsadé (page 138 de [WIL 83]).*

3.3. Couplage interfilamentaire

Considérons tout d'abord le cas d'un fil composite multifilamentaire dont les filaments sont rectilignes et parallèles. En régime permanent, le courant de transport circule dans les filaments dont la résistance est nulle. Lorsque le fil est soumis à une induction magnétique perpendiculaire à son axe et variable dans le temps, la matrice de faible résistivité favorise l'induction de boucles de courant qui se superposent au courant de transport. Comme l'illustre la Figure 11, les courants de ces boucles, appelés *courants de couplage interfilamentaires*, circulent le long d'un filament situé d'un côté du fil, traversent la matrice de faible résistivité et reviennent le long d'un autre filament situé de l'autre côté du fil (pages 135 à 143 de [WIL 83]). Etant donné que les longueurs unitaires de brin dans une bobine peuvent dépasser le kilomètre, les surfaces embrassées par ces boucles sont très grandes, résultant en d'importants courants de couplage qui dégradent les performances de l'aimant. De plus, même si le courant est monté lentement dans l'aimant de manière à limiter les effets décrits ci-dessus, les filaments peuvent quand même se retrouver couplés magnétiquement, si bien que le diamètre critique en terme de stabilité vis à vis des sauts de flux devient alors le diamètre du brin au lieu de celui des filaments pris individuellement.

Le couplage interfilamentaire dû aux variations de champ extérieur peut être grandement réduit en torsadant les filaments entre eux. Dans un brin torsadé, le flux magnétique embrassé par les boucles induites change de signe tous les demi pas de torsade. Si le pas de torsade est court (en général, de l'ordre de 20 à 30 fois le diamètre du fil), il n'y a pas suffisamment d'espace entre chaque alternance pour que d'importants courants transversaux s'établissent dans la matrice et le problème disparaît. Il est à noter toutefois qu'il peut subsister des effets de couplage dû au champ propre (page 157 de [WIL 83]).

Pour les applications en courant alternatif (50 Hz) ou pulsé, le couplage interfilamentaire peut être réduit de manière encore plus significative en utilisant une matrice de forte résistivité à base de cupronickel (CuNi), avec une teneur en nickel allant jusqu'à 30 % en poids [DUB 84]. Toutefois, l'utilisation d'une telle matrice rend plus difficile la protection en cas de transition (voir ci-dessous). On peut alors utiliser une matrice mixte Cu/CuNi [VER 93b], [VER 94].

3.4. Protection en cas de transition

La résistivité des matériaux supraconducteurs à l'état normal, $r_{sc,n}$, est en général élevée. Par exemple, dans le cas du NbTi, $r_{sc,n}$ se situe entre 5 et $6 \cdot 10^{-7} \Omega m$. Considérons tout d'abord un filament de NbTi seul dans l'espace et transportant une densité de courant de $2000 A/mm^2$ à 4,2 K et 5 T. On montre alors qu'en cas de transition le filament peut s'échauffer à une température de l'ordre 1000 K en 1 ou 2 ms. Ce temps est beaucoup trop court pour permettre de prendre des mesures de protection (comme arrêter une alimentation électrique ou décharger un aimant) et l'accident est inévitable.

Considérons à présent un composite multifilamentaire constitué de filaments de NbTi, qui transportent toujours une densité de courant de $2000 A/mm^2$ à 4,2 K et 5 T, mais qui sont noyés dans une matrice de cuivre pur. Lorsque le composite transite, le courant est rapidement expulsé des filaments à forte résistivité et se redistribue dans la matrice de faible résistivité. En supposant un rapport de sections cuivre sur supraconducteur de 1,5 sur 1 et un RRR du cuivre de 100, la résistivité résiduelle de la matrice est de $3,4 \cdot 10^{-10} \Omega m$ à 5 T et on peut montrer qu'il faut un peu plus de 100 ms pour atteindre 300 K. On dispose donc maintenant de suffisamment de temps pour agir sur le circuit électrique, débrancher l'alimentation et commencer à décharger le courant. En plus de la stabilisation vis à vis des sauts de flux, la matrice s'avère donc indispensable pour assurer la protection du conducteur en cas de transition.

Dans certaines applications, on peut se retrouver avec une matrice interfilaire dont la résistivité à basse température est relativement élevée. Cette matrice peut alors être complétée en ajoutant du cuivre en périphérie ou au centre du composite, comme dans le cas des fils 50 Hz en NbTi avec du cupronickel (dont la résistivité à basse température est de l'ordre de $3,5 \cdot 10^{-7} \Omega\text{m}$) ou des fils Nb₃Sn avec du bronze (dont la résistivité à basse température est de l'ordre de $9 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$).

3.5. Fils pour aimants d'accélérateur

Les aimants d'accélérateur utilisent des câbles réalisés à partir de fils composites multifilamentaires ronds [GRE 92b]. Mis à part pour quelques modèles d'aimant de R&D, Les filaments sont en niobium-titane et la matrice métallique est en cuivre pur. Le diamètre des fils varie entre 0,5 et 1,3 mm. De plus, pour ce type d'aimants, il y a en général une spécification assez stricte sur le diamètre des filaments afin de limiter les distorsions de champ causées par l'aimantation du supraconducteur. Comme expliqué dans le paragraphe 6, l'aimantation par unité de volume est directement proportionnelle au diamètre des filaments, et pour en minimiser les effets il est préférable d'utiliser de fins filaments. Toutefois, plus les filaments sont fins et plus il faut effectuer de passage dans les filières d'étirage, ce qui augmente les risques de casse et les coûts de production. Le diamètre des filaments des fils pour HERA est de 15 μm [MAI 89], alors que celui des fils pour le SSC (« Superconducting Super Collider » ou grand collisionneur supraconducteur) [CHR 91], pour le RHIC (« Relativistic Heavy Ion Collider » ou collisionneur d'ions lourds relativistes) [GRE 95] ou pour le LHC (« Large Hadron Collider » ou grand collisionneur de hadrons) est de l'ordre de 5 μm . Les rapports de sections cuivre-sur-non-cuivre, I_{wire} , se situent entre 1,3 et 2,5, et il y a plusieurs milliers de filaments par fil. La Figure 8(a) présente une vue en coupe d'un fil de type SSC.



Figure 12. *Lingots de NbTi (Oremet Wah Chang).*

4. Fabrication des fils composites multifilamentaires

4.1. Brins à base de NbTi

4.1.1. Principes Généraux

Les alliages de niobium-titane sont très ductiles et ont des coefficients d'écroutissage relativement faibles ce qui facilite le co-étirage avec le cuivre. Un composite multifilamentaire à base de NbTi est fabriqué en trois étapes principales : (1) production d'un lingot de niobium et de titane, (2) assemblage, filage et étirage d'une billette dite *mono-filamentaire*, et (3) assemblage, filage et étirage d'une billette dite *multi-filamentaire*.

Le nombre de producteurs d'alliage de NbTi dans le monde est très limité. Ils utilisent soit un procédé de fusion par arc d'électrodes en niobium et titane soit un procédé de fusion par faisceau d'électrons de lingots de grande pureté [LEE 94]. L'alliage est livré sous forme de lingots cylindriques (voir Figure 12) dont les paramètres sont typiquement : un diamètre de 8 pouces (20,3 cm), une hauteur de 30 pouces (76,2 cm) et un poids de 300 livres (136,1 kg).

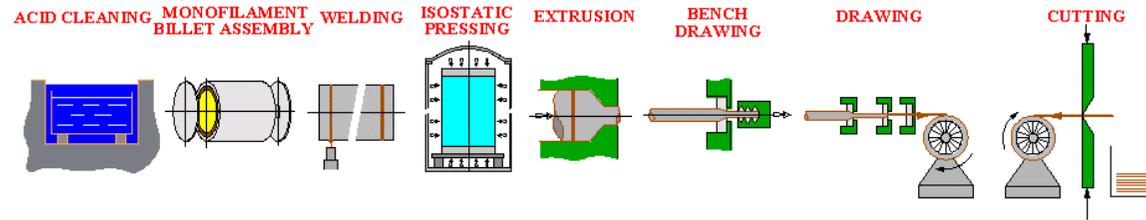


Figure 13(a). Assemblage et transformation d'une billette mono-filamentaire (Alstom/MSA).

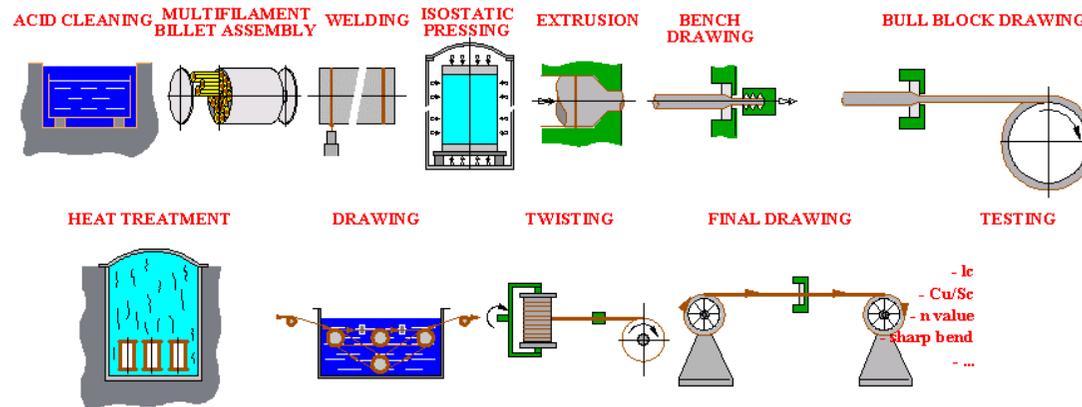


Figure 13(b). Assemblage et transformation d'une billette multi-filamentaire (Alstom/MSA).

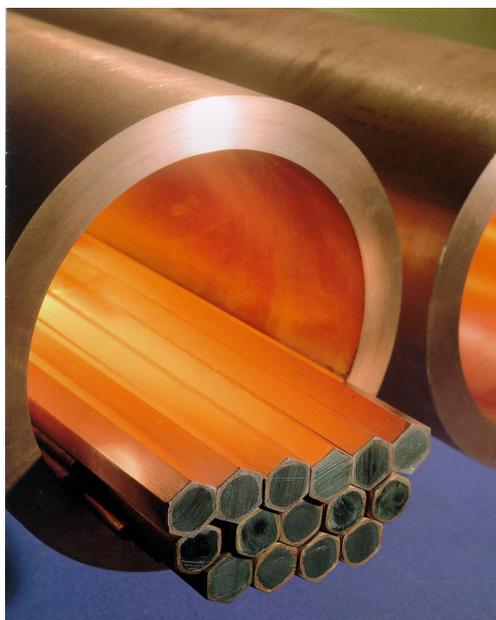


Figure 14. Empilement de tiges mono-filamentaires utilisé dans la réalisation d'une billette multi-filamentaire (Furukawa Electric Company).

Une billette mono-filamentaire est constituée d'un lingot de niobium-titane enchâssé dans un tube de cuivre, fermé par un couvercle et un fond, également en cuivre, qui sont soudés par faisceaux d'électrons. La billette est ensuite filée et étirée en plusieurs étapes (Figure 13a). A la fin de l'étirage, les tiges mono-filamentaires (auxquelles on peut avoir donné une forme hexagonale) sont débitées en petites longueurs.

Une billette multi-filamentaire est constituée de tiges mono-filamentaires empilées à l'intérieur d'un tube de cuivre à paroi épaisse (voir Figure 14), avec un couvercle et un fond qui sont aussi soudés par faisceau d'électrons. Le nombre de tiges mono-filamentaires dans la billette détermine le nombre de filaments dans le fil étiré. Quand ce nombre est de l'ordre de quelques milliers, il est nécessaire d'avoir recours à des techniques particulières pour redresser et empiler les tiges.

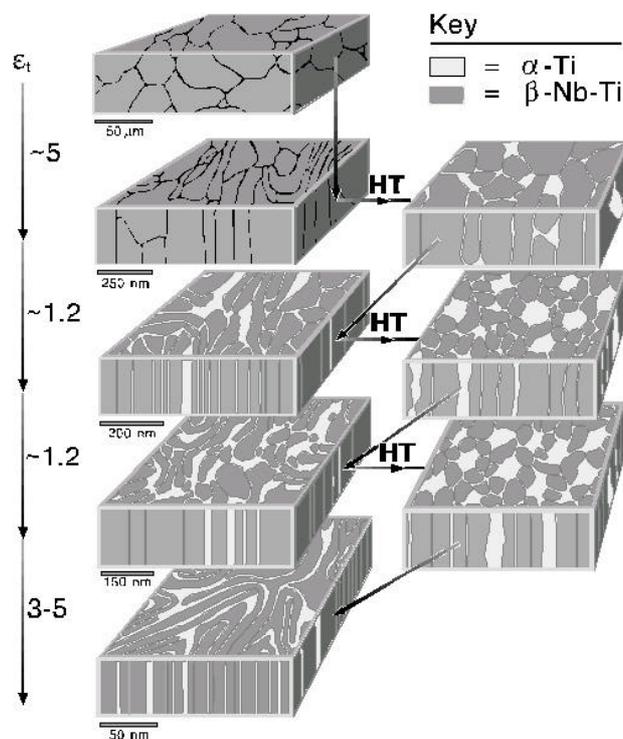


Figure 15. Planification des cycles d'étirage et de traitement thermique (« Heat Treatment » ou HT) pour une billette multi-filamentaire à base de NbTi (P.J. Lee, Université du Wisconsin à Madison).

Telles les billettes mono-filamentaires, les billettes multi-filamentaires sont filées puis étirées en plusieurs étapes, mais dans ce cas ci, des traitements thermiques à température modérée sont intercalés entre certaines passes (Figure 13b). Les traitements thermiques sont effectués à des intervalles de déformation correspondant à un nombre entier de passage dans les filières afin de produire les précipités α nécessaires à l'ancrage des tubes de flux. Comme l'illustre le schéma de la Figure 15, le planning des cycles d'étirage et de traitement thermique est optimisé de manière à précipiter le volume désiré de phase α puis à réduire les dimensions et l'espacement de ces précipités à une échelle nanométrique correspondant aux paramètres du réseau de tubes de flux. Les paramètres du réseau de tubes de flux dépendant de la température et du champ, le planning peut être différent pour différentes applications avec différentes conditions d'opération. La torsade du fil est appliquée avant le dernier étirage et le pas de torsade est en général de l'ordre de 20 à 30 fois le diamètre du fil.

Pour la production de fils composites à fins filaments, tels ceux utilisés pour les câbles d'aimants d'accélérateur, le lingot de niobium-titane est enveloppé d'une feuille de niobium. La feuille de niobium permet d'éviter la formation, pendant les différents traitements thermiques, de composés intermétalliques durs et cassants tels que TiCu_4 . Les composés TiCu_4 se déforment difficilement, causant un saucissonnage des filaments, puis éventuellement des casses lors des opérations d'étirage [GAR 85].

Quand le nombre de filaments s'avère très grand, des tiges débitées après étirage d'une billette multi-filamentaire peuvent être ré-empilées pour former une nouvelle billette multi-filamentaire, qui, à son tour, est filée puis étirée. Ce procédé se nomme *empilement double* (« double stacking ») par opposition à *empilement simple* (« single stacking »). La configuration créée par un empilement double est aisément identifiable [comparer la Figure 16 et la Figure 8(a)].

4.1.2. Problèmes de conception

Les questions les plus cruciales concernant la conception des fils en NbTi sont : (1) le rapport de sections cuivre-sur-supraconducteur, (2) le diamètre des filaments et (3) la distance interfilamentaire.

Le rapport de sections cuivre-sur-supraconducteur ne doit être ni trop petit, afin de limiter les échauffements en cas de transition vers l'état normal résistif, ni trop grand, afin de permettre l'obtention d'un courant critique élevé.

Le diamètre des filaments est optimisé pour : (1) assurer la stabilité vis à vis des sauts de flux, (2) limiter les distorsions de champ magnétique pouvant résulter de l'aimantation du supraconducteur (si de telles distorsions sont à craindre dans le fonctionnement de l'aimant), et (3) maintenir un coût de fabrication aussi bas que possible (bien entendu, plus le diamètre des filaments est petit, plus on doit faire d'étirage, et plus il y a des risques de casse, ce qui augmente le coût).

La distance interfilamentaire ne doit être ni trop grande, afin de permettre un support mutuel des filaments lors des opérations de filage et d'étirage (voir le paragraphe sur les problèmes de fabrication), ni trop petite, afin d'éviter le couplage par effet de proximité de l'aimantation des filaments [GHO 87]. La distance interfilamentaire est déterminée par le rapport local de sections cuivre-sur-supraconducteur de la tige mono-filamentaire dans l'assemblage de la billette multi-filamentaire. Lorsque la distance interfilamentaire est inférieure au micron, le couplage par effet de proximité peut être limité en dopant le cuivre de la billette mono-filamentaire avec du manganèse [COL 90].



Figure 16. *Fil constitué de filaments de niobium-titane dans une matrice de cuivre produit par un procédé de double empilement.*

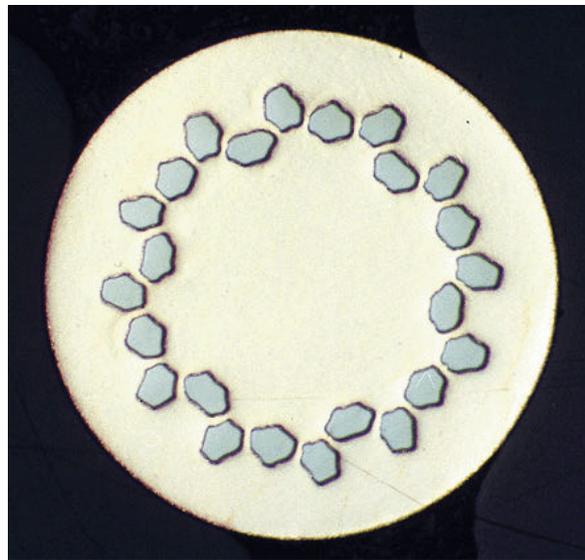


Figure 17. *Fil de type IRM constitué de 24 filaments de niobium-titane dans une matrice de cuivre (Alstom/MSA).*

Ajoutons que, dans le cas des fils conçus pour être utilisés dans des câbles, il est préférable de laisser un cœur en cuivre pur au centre du fil ainsi qu'une couronne à la périphérie afin de protéger la zone multifilamentaire d'éventuelles dégradations de câblage. Par exemple, dans le cas des fils pour aimants d'accélérateurs tels que le SSC ou le LHC, la distance interfilamentaire est de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$ (ce qui ne nécessite pas de dopage au Mn), la section du cœur en cuivre est inférieure à 10 % de la section totale du brin, et l'épaisseur de la couronne extérieure se situe entre 50 et $100\ \mu\text{m}$ [voir Figure 8(a)].

4.1.3. Problèmes de fabrication

Les questions les plus cruciales concernant la fabrication des fils en NbTi sont : (1) les longueurs unitaires et (2) l'optimisation du courant critique.

Lors de l'étirage d'un fil, il est quasiment inévitable de provoquer des casses, si bien que l'on obtient plusieurs morceaux de longueurs différentes. Cependant, comme les fabricants d'aimants préfèrent utiliser des câbles sans soudure faits de brins en un seul morceau, les longueurs unitaires de fil au diamètre final doivent être au moins égales à la longueur de câble nécessaire à la réalisation d'une bobine. Ajoutons qu'un faible taux de casse lors de l'étirage est un gage de qualité et d'uniformité. Dans le cas du LHC, les fils sont acceptés billette par billette, et il est demandé que pour chaque billette, plus de 90 % des longueurs produites soient supérieures à 1 km.

Les facteurs influençant la longueur unitaire sont : (1) la propreté de l'assemblage des billettes (afin d'éviter l'inclusion de particules étrangères), (2) le taux de précipitation de phases indésirables et difficilement étirables au sein du niobium-titane, et (3) le taux de formation de composés TiCu_4 à l'interface entre les filaments et la matrice. La meilleure façon d'éviter l'inclusion de particules étrangères est d'effectuer l'assemblage des billettes en salle blanche et en atmosphère contrôlée. La précipitation de phases indésirables au sein de l'alliage NbTi peut être limitée en optimisant le planning des cycles d'étirage et de traitement thermique appliqué durant la transformation des billettes multi-filamentaires. Enfin, comme nous l'avons déjà indiqué, la formation des composés TiCu_4 peut être presque totalement inhibée en enveloppant les filaments d'une feuille de niobium. Il a été observé, toutefois, que ces barrières n'étaient pas totalement imperméables aux diffusions de cuivre et de titane lors des différents traitements thermiques [FAA 92].

Les facteurs influençant la densité de courant critique se classent en deux catégories : (1) les facteurs intrinsèques, reliés à la microstructure du NbTi et affectant l'ancrage des tubes de flux, et (2) les facteurs extrinsèques, reliés à des irrégularités macroscopiques et des réductions locales de la section des filaments.

Parmi les facteurs intrinsèques, nous avons : (1) l'homogénéité des lingots de NbTi utilisés dans les billettes mono-filamentaires (dont la composition doit être contrôlée avec une précision de l'ordre de $\pm 1\%$ en poids de titane), et (2) les paramètres et le planning des cycles d'étirage et de traitement thermique. Les facteurs extrinsèques sont quasiment les mêmes que les facteurs influençant la longueur unitaire. De plus, il est préférable de maintenir une distance interfilamentaire aussi petite que possible afin que les filaments de niobium-titane, beaucoup plus durs que le cuivre pur de la matrice, puissent se soutenir les uns les autres durant les multiples opérations d'étirage. Comme nous le détaillerons dans le paragraphe 5.4, une manière de déterminer si le courant critique d'un fil est limité par des paramètres intrinsèques ou extrinsèques est de regarder l'évolution de son index de transition résistive (ou « *N-value* ») en fonction du champ magnétique appliqué.

4.1.4. Exemples de production

4.1.4.1. Fils pour aimants d'IRM

Nous avons déjà indiqué que le plus grand marché pour les fils à base de NbTi est celui des aimants d'IRM. Les fils pour IRM sont optimisés pour fonctionner à bas champs (entre 0,5 et 4 T) et à 4,2 K, et leurs coûts de production sont maintenus aussi bas que possible. Leur diamètre varie entre 0,5 et 2 mm et ils sont en général constitués d'un petit nombre (entre 10 et 100) de filaments de gros diamètre (jusqu'à 100 μm), noyés dans une matrice de cuivre (avec des rapports de sections cuivre-sur-supraconducteur entre 1 et 10). La figure 17 montre à titre d'exemple un fil à 24 filaments produits par Alstom/MSA. En 2000, la production mondiale de fil NbTi pour l'imagerie médicale était estimée entre 60 000 et 70 000 km pour un coût total de l'ordre de 50 millions de dollars américains [LEE 02].

4.1.4.2. Fils pour aimants du LHC

Les fils NbTi sont aussi utilisés de manière intensive dans la fabrication des câbles pour aimants d'accélérateur. La production en cours pour le projet LHC du CERN en est l'exemple le plus récent.

Les aimants dipolaires et quadripolaires pour les arcs du LHC utilisent des câbles de Rutherford (voir le paragraphe 7.2) faits à partir de deux types de brins Cu/NbTi, désignés par 01 et 02. Les principaux paramètres de ces deux brins sont reportés dans le Tableau 1. En comparaison des brins pour aimants d'IRM, les brins LHC sont optimisés pour fonctionner à 1,9 K et à champ élevé (au delà de 8 T pour le brin 01), et sont constitués d'un grand nombre de filaments (environ 8800 pour le brin 01 et 6400 pour le brin 02) de petit diamètre (7 μm pour le brin 01 et 6 μm pour le brin 02).

Tableau 1. Principaux paramètres des fils pour le LHC.

	01	02
Diamètre ^{a)} (mm)	1,0650 ± 0,0025	0,8250 ± 0,0025
Rapport de sections Cu/NbTi	entre 1,60 & 1,70	entre 1,90 & 2,00
Diamètre des filaments (µm)	7,0 ± 0,1	6,0 ± 0,1
Nombre de filaments	(8700–8900) ± 20	(6300–6500) ± 20
Pas de torsade (mm) ^{b)}	18,0 ± 1,5	15,0 ± 1,5
($\mu_0 \Delta m_{\text{wire,ov}}$)	< 30 mT	< 23 mT
I_C minimum (A)	@ 1.9 K & 0.5 T 515 A	@ 1.9 K & 0.5 T 389 A
J_C typique (A/mm ²)	@ 1,9 K & 10 T 1550-1600	@ 1,9 K & 9 T 2300
RRR minimum	@ 4,2 K & 7 T 150	@ 4,2 K & 7 T 150
Quantité (tonnes)	474	736

a) Après revêtement.

b) Résiduel, après câblage.

Tableau 2. Répartition de la production des fils et câbles pour le LHC.

Fabricant	Procédé	01	02	Câblage
Alstom/MSA (France)	empilement simple	5/8 (296 t)	3/8 (276 t)	sur place
Europa Metalli (Italie)	empilement double		2/8 (184 t)	Brugg (Suisse)
Furukawa (Japon)	empilement simple		1/8 (92 t)	sur place
IGC (USA)	empilement simple		1/8 (92 t)	Furukawa (Japon)
Outokumpu (Finlande)	empilement simple		1/8 (92 t)	Brugg (Suisse)
Vacuumschmelze (Allemagne)	empilement double	3/8 (178 t)		Brugg (Suisse)

Les deux types de brin LHC sont recouverts d'une fine couche d'alliage étain-argent (avec une teneur en argent de 5 % en poids) dont l'épaisseur est inférieure à 1 μm [RIC 99]. Ce revêtement est appliqué de manière à garantir des valeurs adéquates de résistance interbrin dans le câble de Rutherford (voir le paragraphe 7.2.3.4), tout en maintenant un bon coefficient d'échange thermique avec l'hélium superfluide.

Les billettes mono- et multi-filamentaires de type LHC ont un diamètre de l'ordre de 250 mm et une hauteur de l'ordre de 800 mm. Le filage réduit le diamètre à 50 mm. L'étirage d'une billette mono-filamentaire produit environ 10 km de tiges hexagonales, alors que l'étirage d'une billette multi-filamentaire produit de l'ordre de 40 km de brin 01 et 68 km de brin 02. Le projet requiert au total 2370 km de câble dit « interne », fait à partir de 474 tonnes de brin 01, et 4600 km de câble dit « externe », fait à partir de 736 tonnes de brin 02.

La production des brins nécessite 470 tonnes d'alliage de niobium-titane et 26 tonnes de feuilles de niobium (pour envelopper les lingots de NbTi dans les billettes mono-filamentaires). Afin de mieux contrôler la qualité et les coûts, le CERN a décidé d'acheter lui-même le niobium et le niobium-titane et de fournir ces matières premières aux fabricants de fils. Les appels d'offre pour le Nb et le NbTi ont été remportés par Oremet Wa Chang aux Etats Unis. Les contrats ont été signés en 1998, et, en février 2002, environ 50 % de la commande avait été livrée au CERN. Ces deux contrats sont financés par une contribution exceptionnelle des Etats Unis au projet LHC.

La production des câbles a été divisée en lots correspondant aux quantités de câbles nécessaires au bobinage d'un octant d'aimants dipolaires et quadripolaires. Elle se répartit entre 6 fabricants (voir Tableau 2) : (1) Alstom/MSA, en France (5 octants de câble interne et 3 octants de câble externe), (2) Europa Metall, en Italie (2 octants de câble externe), Furukawa Electric Company, au Japon (1 octant de câble externe), Intermagnetics General Corporation (IGC), aux USA (1 octant de câble externe), Outokumpu, en Finlande (1 octant de câble externe), et Vacuumschmelze (Vac), en Allemagne (3 octants de câble interne). Le câblage des brins Alstom et Furukawa est réalisé sur place. En revanche, Europa Metall, Outokumpu et Vac sous-traitent leur câblage à Brugg Kabel AG en Suisse, alors qu'IGC le sous-traite à Furukawa. Les contrats avec Alstom, Europa Metall, Furukawa, IGC et Vac ont été signés durant le second semestre de 1998, alors que celui avec Outokumpu a été signé au printemps 2001. Le financement du contrat IGC fait partie de la contribution exceptionnelle des Etats Unis au projet LHC, alors que le financement du contrat Furukawa est couvert par une contribution exceptionnelle du Japon. Il est à noter qu'IGC a été racheté par Outokumpu en octobre 2001 et s'appelle à présent Outokumpu Advanced Superconductors. En février 2002, 10 % des longueurs unitaires de câbles avaient été livrées au CERN.

Le CERN a prévu de réaliser des mesures de courant critique sur au moins 20000 échantillons de brins et 4000 échantillons de câbles. Les mesures sur brins et 25 % des mesures sur câbles seront réalisées au CERN dans des stations d'essais construites à cet effet [VER 99], alors que le reste des tests sur câbles seront réalisés au Laboratoire National de Brookhaven (« Brookhaven National Laboratory » ou BNL) aux USA [THO 99]. Les tests du BNL font aussi partie de la contribution exceptionnelle des Etats Unis.

4.2. Brins à base de Nb_3Sn

4.2.1. Principe généraux

Du fait de leur fragilité, les composites à base de Nb_3Sn ne peuvent être filés et étirés comme les composites à base de $NbTi$. On procède alors comme suit : (1) assemblage d'un billette multifilamentaire incluant des précurseurs du Nb_3Sn qui sont plus facilement déformables, (2) transformation de la billette par filage et étirage jusqu'à obtention du fil de diamètre désiré, (3) câblage et/ou bobinage (quand cela est nécessaire), et (4) traitement du fil à l'état final (ou du câble ou de la bobine) afin de précipiter le composé Nb_3Sn in situ, une fois que les déformations mécaniques potentiellement les plus dommageables ont été appliquées.

La plupart des procédés de fabrication qui suivent le schéma précédent s'appuient sur le fait que, lorsque l'on chauffe un composite bronze d'étain/niobium ($CuSn/Nb$) à une température de l'ordre de 700 °C, les atomes d'étain diffusent du bronze dans le niobium et réagissent avec les atomes de niobium pour former des précipités Nb_3Sn . La diffusion se produit à l'état solide et s'avère plus ou moins sélective (c'est à dire que ce sont principalement les atomes d'étain qui diffusent). La couche de Nb_3Sn se développe à l'interface $CuSn/Nb$ et croît vers l'intérieur du niobium. La vitesse de croissance est relativement lente et la réaction complète d'un filament de niobium peut demander plusieurs centaines d'heures.

Cette technique fut mise en œuvre pour la première fois en 1970 à l'institut national japonais pour la recherche sur les métaux (« National Research Institute for Metals » ou NRIM) par K. Tachikawa, qui utilisa un composite à base de vanadium et de bronze de gallium ($CuGa$) pour produire une bande de V_3Ga [TAC 70]. Elle fut par la suite étendue à la production de brins composites multifilamentaires à base de V_3Ga ou de Nb_3Sn , par transformation et traitement thermique de billettes composées de tiges de vanadium ou de niobium insérées dans une matrice de bronze de gallium ($CuGa$) ou de bronze d'étain ($CuSn$) [CRO 72]. Bien qu'au début de l'industrialisation des A15, beaucoup de développements aient été réalisés sur le V_3Ga , c'est maintenant le Nb_3Sn qui fait presque exclusivement l'objet d'exploitations commerciales. Ceci est principalement dû au fait que le bronze d'étain est bien meilleur marché que le bronze de gallium.

Aujourd'hui, quatre procédés industriels sont utilisés pour produire des fils à base de Nb_3Sn : (1) la méthode du bronze, (2) la méthode de l'étain interne, (3) la méthode du « Modified Jelly Roll » (MJR), et (4) la méthode des poudres, encore appelée « Powder In Tube » (PIT). Chacun de ces procédés présente des avantages et des inconvénients, et le choix de l'un ou l'autre dépend de l'utilisation que l'on veut faire du fil. Tous réclament un traitement thermique à température élevée sur le fil à l'état final (ou sur le câble fait à partir du fil ou sur la bobine réalisée à partir du fil ou du câble). Les paramètres du traitement thermique doivent être optimisés pour faire réagir complètement les précurseurs tout en évitant une croissance excessive des grains dans le Nb_3Sn afin d'obtenir un ancrage efficace des tubes de flux [VER 96]. Il est à noter cependant que, comme la précipitation du Nb_3Sn n'est pas uniforme sur la section du fil, mais démarre à certaines interfaces et se développe en fonction du temps, il est beaucoup plus difficile d'obtenir des propriétés uniformes que pour les fils à base de NbTi. L'un des principaux challenges auquel les fabricants de fil désireux d'exploiter tout le potentiel du Nb_3Sn ont à faire face est donc de contrôler la composition chimique et la microstructure à l'intérieur de chaque filament indépendamment de sa position dans le fil [LEE 01], [HAW 00].

4.2.2. Méthode du bronze

Dans la méthode du bronze, les fils sont produits à partir de billettes constituées de tiges de niobium (éventuellement dopées au titane ou au tantale) insérées dans une matrice en bronze d'étain (alliage de cuivre et d'étain). Dans la plupart des applications pratiques, du cuivre pur est ajouté soit en périphérie [voir Figure 18(a)] soit au centre [voir Figure 18(b)] du composite pour compenser la forte résistivité résiduelle du bronze à basse température et assurer une stabilisation et une protection adéquate [LAR 75]. Dans ce cas, le cuivre doit être protégé des pollutions d'étain durant le traitement thermique par des barrières anti-diffusion afin de préserver un RRR élevé [LAR 75], [GRE 75].

Les barrières anti-diffusion sont en général constituées de feuilles de niobium et/ou de tantale. Le niobium présente au moins un avantage : lorsqu'il est directement en contact avec le CuSn, il se transforme en Nb_3Sn sur une certaine épaisseur, augmentant par là même le courant critique du fil. Toutefois, entourer tout ou partie des filaments d'une barrière partiellement supraconductrice peut causer une augmentation de l'aimantation et des pertes par hystérésis dans le supraconducteur [GRE 75]. L'utilisation de barrières en tantale évite tout risque d'aggravation des effets liés à l'aimantation, mais c'est un matériau relativement coûteux et moins ductile que le niobium. Des essais ont été réalisés en vue de remplacer le tantale par du vanadium, moins onéreux et plus facile à travailler, mais ils n'ont pas été concluants, car le vanadium a tendance à diffuser dans les couches de Nb_3Sn les plus proches, provoquant une réduction de la densité de courant critique [SMA 87], [ZHO 91], [McK 95].

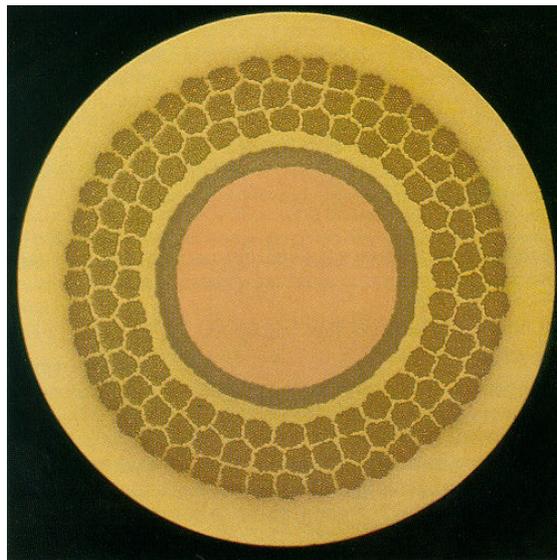
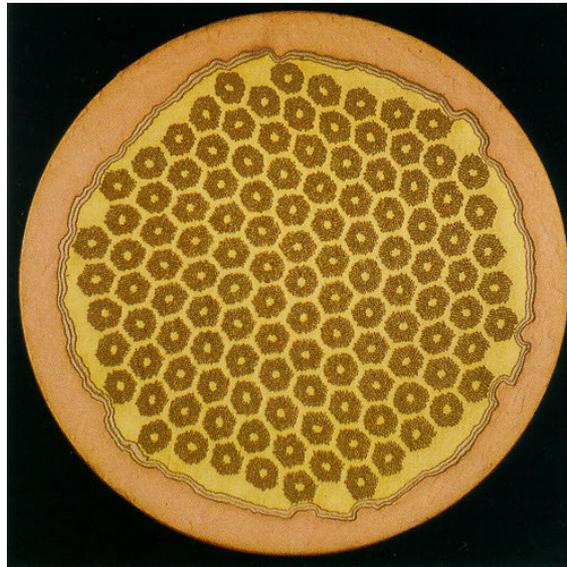


Figure 18. *Fils constitués de filaments de niobium dans une matrice de bronze, destinés à être réagis pour former un composite à base de Nb_3Sn par la méthode dite du «bronze» : (a) avec une barrière anti-diffusion et une couronne de cuivre externes (photo du haut), (b) avec une barrière anti-diffusion et un cœur en cuivre internes (photo du bas ; Vacuumschmelze).*

Etant donné que la matrice de bronze des fils stabilisés au cuivre ne joue pas de rôle particulier sur le plan électrique, il est devenu conventionnel de normaliser la densité de courant critique sur la surface de non-cuivre du fil plutôt que sur la surface de supraconducteur (qui, dans la plupart des cas, est difficile à évaluer). Ce paramètre est communément noté *non-Cu* J_C .

Les paramètres du traitement thermique à appliquer sur un fil produit par la méthode du bronze sont typiquement : entre 40 et 140 heures à une température de l'ordre de 700 °C dans le vide ou en maintenant un débit de gaz inerte, tel que argon ou azote de grande pureté. Le contrôle de l'atmosphère est nécessaire pour éviter l'oxydation du cuivre. A l'issue du traitement thermique, le pourcentage atomique résiduel d'étain dans le bronze se situe entre 3 et 5.

La méthode du bronze est le procédé le plus classique de production des brins Nb₃Sn, mais elle présente au moins deux désavantages : (1) la précipitation du Nb₃Sn est limitée par la quantité d'étain disponible dans le bronze, et (2) plusieurs traitements thermiques d'adoucissement sont nécessaires durant les étapes d'étirage. Parmi les différentes phases du bronze, seule la phase dite α est ductile et facile à travailler. La solubilité de l'étain dans la phase α du bronze est cependant limitée à un pourcentage atomique de 9,1 (correspondant à un pourcentage en poids de 15,7). Par conséquent, pour assurer une quantité d'étain suffisante afin de faire réagir complètement les filaments, il est nécessaire d'utiliser des rapports bronze-sur-niobium relativement élevés. La limite théorique (pour un bronze avec un pourcentage atomique d'étain de 9,1) est de 2,6 sur 1, mais, dans la pratique, les rapports utilisés sont entre 3 et 4 sur 1. Ces rapports matrice-sur-filament élevés résultent en une dilution de la densité de courant critique calculée sur la section de non-cuivre du fil, et limitent les capacités de transport du courant. Par ailleurs, le bronze α a un coefficient d'écrouissage relativement élevé, et un certain nombre de traitements thermiques intermédiaires (typiquement : 48 heures à 500 °C) doivent être intercalés durant la fabrication du fil afin de restaurer la ductilité et d'éviter les casses. Ces opérations demandent du temps et augmentent les coûts de production.

En dépit de ces limitations, plusieurs fabricants japonais, dont Kobe Steel et Furukawa Electric Company, ont atteint des densités de courant dans le non-cuivre de l'ordre de 950 A/mm² à 4,2 K et 12 T [MIY 98], [SAK 00] (il est à noter que dans la Réf. [SAK 00], les auteurs utilisent une matrice de composition Cu-16.0wt%Sn-0.2wt%Ti, dont la teneur en étain dépasse légèrement la limite de solubilité dans le bronze).

4.2.3. Méthode de l'étain interne

Une façon d'éliminer le besoin d'effectuer des traitements thermiques d'adoucissement et d'augmenter la quantité d'étain disponible est d'utiliser une matrice de cuivre pur et d'incorporer dans cette matrice des piscines d'étain, comme cela est fait dans la méthode dite de *l'étain interne*. La fabrication des fils par cette méthode se fait en général en deux étapes : (1) production de sous-éléments, constitués d'un grand nombre de tiges de niobium (éventuellement dopées au titane ou au tantale), insérées dans une matrice de cuivre pur et disposées en cercles concentriques autour d'un cœur en étain, et (2) assemblage, filage et étirage d'une billette composée d'un empilement de sous-éléments, entourés de barrières anti-diffusion qui peuvent être collectives ou individuelles, et incluant des suppléments de cuivre pur, comme sur la Figure 8(b). Pendant le traitement thermique, l'étain des piscines diffuse dans la matrice de cuivre des sous-éléments, qui devient du bronze et réagit avec les filaments de niobium pour former du Nb_3Sn . Comme dans le cas de la méthode du bronze, des suppléments de cuivre doivent être ajoutés pour assurer la stabilisation et la protection du fil, et ces suppléments doivent être protégés des pollutions d'étain par des barrières anti-diffusion. Pour ce type de fil aussi, il est conventionnel de normaliser J_C sur la section de non-cuivre. Les paramètres du traitement thermique sont typiquement : 6 °C par heure jusqu'à 660 °C suivi d'un pallier de 240 heures à 660 °C dans le vide ou en maintenant un débit de gaz inerte.

La faisabilité d'un procédé de fabrication utilisant des sources d'étain spécifiques a d'abord été démontrée en produisant un composite cuivre/niobium, qui, une fois descendu au diamètre désiré, fut étamé par défilement dans un bain d'étain fondu, puis soumis à un traitement thermique ad'hoc sous vide [SUE 72]. La technique a ensuite été améliorée en incorporant des tiges de bronze avec une forte teneur en étain (pourcentage atomique de 20) dans une billette cuivre/niobium classique [HAS 74].

Comparée à la méthode du bronze, la méthode de l'étain interne offre au moins deux avantages: (1) élimination des traitements thermiques d'adoucissement pendant la fabrication du fil, et (2) possibilité de concevoir des billettes avec une plus grande densité de filaments de niobium de manière à augmenter la valeur de J_C dans le non-cuivre. Le premier avantage découle de l'utilisation d'une matrice de cuivre pur avec un faible coefficient d'écrouissage. Le deuxième avantage est un bénéfice direct du fait que la quantité d'étain mise à disposition n'est plus limitée par la solubilité dans le bronze α mais peut être adaptée aux besoins selon le volume de niobium à réagir. On peut alors travailler avec des rapports matrice-sur-filament plus faibles et donc accroître les capacités de transport du courant. Ces dernières années, la méthode de l'étain interne a permis d'obtenir des densités de courant dans le non-cuivre de l'ordre de 2000 A/mm² [PYO 01]. Ces valeurs sont environ le double de celles obtenues par la méthode du bronze.

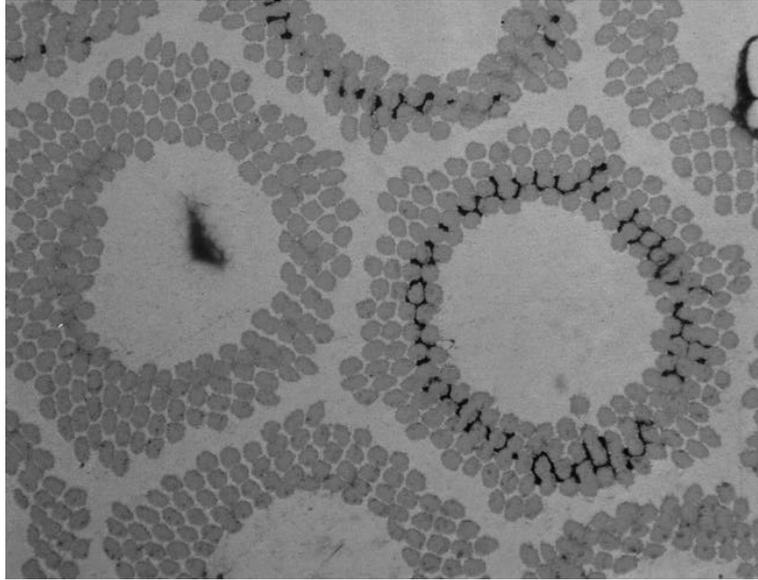


Figure 19. *Détail d'un fil composite multifilamentaire à base de Nb₃Sn produit par la méthode dite de « l'étain interne », après traitement thermique, mettant en évidence l'existence de pontages interfilamentaires (M. Reytier, CEA/Saclay).*

Il se trouve cependant que la méthode de l'étain interne présente au moins un désavantage sérieux : l'augmentation de la densité des filaments et la réduction de la distance interfilamentaire qui va de pair favorisent les pontages et la génération d'aimantations indésirables [GHO 91]. Comme le montre la Figure 19, les opérations de filage et d'étirage déforment fortement le réseau de filaments, et, lorsque les filaments sont proches les uns des autres, créent des conditions favorables à la formation de pontages interfilamentaires lors du traitement thermique. Ces pontages font que les filaments ont tendance à se comporter collectivement lorsqu'ils sont soumis à des variations de champ magnétique extérieur. Ce comportement collectif peut engendrer des sauts de flux à bas champ et des aimantations élevées à fort champ. Ces deux effets sont souvent interprétés en terme d'un diamètre effectif des filaments qui est plus élevé que leur diamètre physique. [GHO 85], [GHO 91]. Dans les cas les plus défavorables, ce diamètre effectif peut être du même ordre de grandeur que le diamètre moyen des sous-éléments. Par exemple, pour les fils à fort J_C mentionnés ci-dessus, le diamètre effectif estimé à partir des effets liés à l'aimantation est supérieur à 100 μm , alors que le diamètre initial des filaments de niobium dans le fil non réagi se situait entre 2 et 5 μm [PYO 01]. En comparaison, le diamètre effectif des filaments dans les fils produits par la méthode du bronze est en général semblable au diamètre physique.

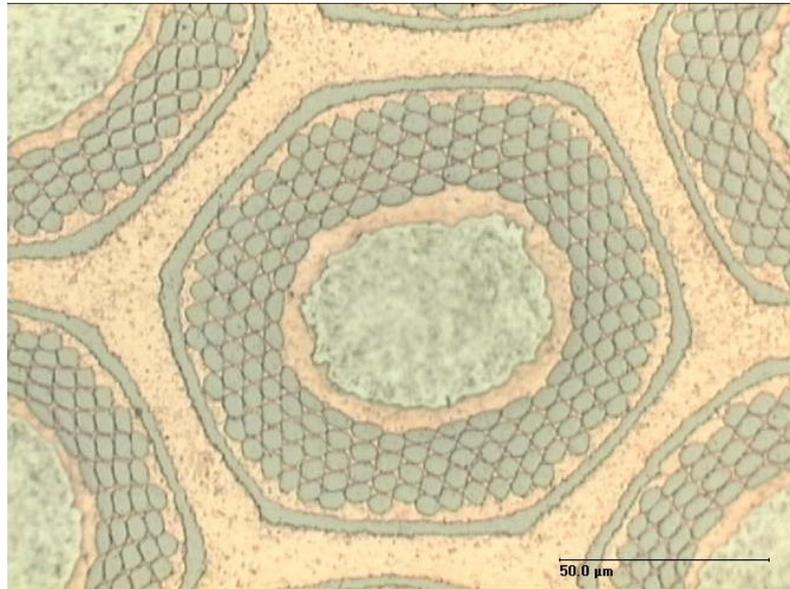


Figure 20. *Détail d'un fil composite multifilamentaire à base de Nb₃Sn produit par la méthode dite de « l'étain interne », avant traitement thermique, montrant un paquet de filaments de Nb avec sa piscine d'étain entouré d'une barrière individuelle en Nb (L. Rossi, anciennement Université de Milan et INFN)*

Dans la plupart des applications pratiques, il est souhaitable de limiter les effets liés à l'aimantation du supraconducteur, soit pour limiter les distorsions de champ (cas des aimants d'accélérateur), soit pour limiter les pertes par hystérésis (cas des aimants pulsés). La manière la plus évidente de réduire les risques de pontage est d'augmenter la distance interfilamentaire, mais ceci n'est pas vraiment une option puisqu'une telle augmentation s'accompagne forcément d'une dilution de la densité de courant critique dans le non-cuivre. Une autre possibilité est d'augmenter le nombre de sous-éléments et d'implanter des barrières anti-diffusion supplémentaires de manière à isoler de petits groupes de filaments comme illustré Figure 20, qui montre le détail d'un brin de type étain interne à fort J_C développé par Europa Metall pour le compte du laboratoire milanais de l'institut national italien pour la physique nucléaire (« Istituto Nazionale di Fisica Nucleare » ou INFN). A l'heure actuelle, plusieurs programmes de R&D sont menés par différents fabricants de par le monde, comme IGC aux USA, Mitsubishi Electric Company (MELCO) au Japon et Alstom/MSA en France, afin de continuer à augmenter le J_C dans le non-cuivre tout en diminuant le diamètre effectif des filaments.

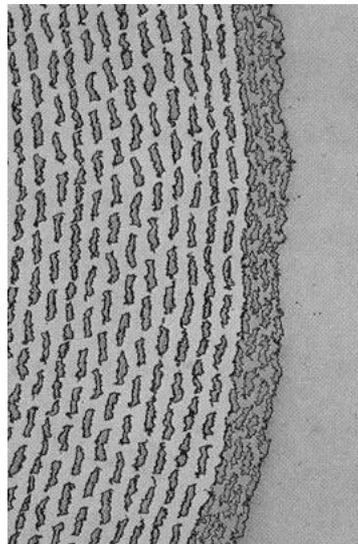
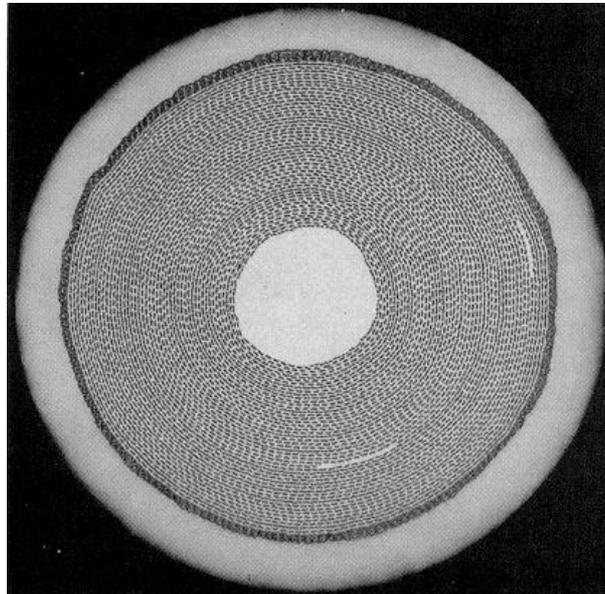


Figure 21. Fil constitué d'un treillis de niobium roulé avec une feuille de bronze et destiné à être réagi pour former un composite Nb_3Sn par la méthode dite du «Modified Jelly Roll» : (a) vue générale du rouleau (photo du haut), et (b) détail du composite étiré mettant en évidence la structure multifilamentaire (photo du bas) [SMA 88].

4.2.4. Méthode du « Modified Jelly Roll »

La méthode du « Modified Jelly Roll » (MJR) est une variante des deux méthodes précédentes qui s'appuie sur une technique différente pour l'assemblage des billettes.

Comme nous l'avons déjà expliqué, dans la méthode du bronze ou de l'étain interne, les billettes sont constituées de tubes de niobium qui sont insérés dans des trous percés dans des cylindres de bronze ou de cuivre. Dans la méthode du MJR, les billettes sont produites à partir d'un treillis de niobium et d'une feuille de cuivre ou de bronze roulés ensemble comme dans la recette du gâteau roulé ou « jelly roll » [voir Figure 20(a)]. Des piscines d'étain peuvent être incorporées sous forme de tige cylindrique au cœur du rouleau. Pendant les opérations de filage et d'étirage, les mailles du treillis de niobium se déforment et s'allongent, conférant au matériau une structure plus ou moins multifilamentaire [voir Figure 20(b)]. Dans les applications pratiques, on peut ré-empiler plusieurs rouleaux (incluant du cuivre et des barrières anti-diffusion) de manière à constituer une nouvelle billette qui est descendue selon les techniques habituelles.

La méthode du « Modified Jelly Roll » a été développée au début des années 1980 par W.K. McDonald, un chercheur travaillant à Teledyne Wah Chang Albany (TWCA) dans l'Oregon, qui l'a patentée [McD 81], [McD 83]. La patente est maintenant exploitée par le Superconducting Technology Group d'Oxford Instruments, localisé à Carteret dans le New Jersey [FIE 01]. Les coûts de production sont potentiellement plus faibles que pour les méthodes du bronze et de l'étain interne, mais le diamètre effectif des filaments est encore plus difficile à contrôler que pour les fils de type étain interne. Cependant, c'est la méthode qui, jusqu'à présent, a permis d'obtenir les J_C dans le non-cuivre les plus élevées, avec des valeurs dépassant 2600 A/mm^2 à 4,2 K et 12 T [BAR 02].

4.2.5. Méthode des poudres

Parmi les autres méthodes de production de fils Nb_3Sn , on trouve divers procédés utilisant des précurseurs sous forme de poudres agglomérées dans des tubes (procédés dits du « Powder In Tube » ou PIT). Le seul de ces procédés qui ait été développé à une échelle quasi industrielle est celui mis au point à la fin des années 1970 par le Centre Néerlandais de Recherche sur l'Energie (« Energy research Center of the Netherlands » ou ECN), localisé à Petten. ECN a d'abord exploré la production de fils à base de V_3Ga et de V_3Si en utilisant une technique faisant usage de tubes de vanadium remplis de poudre très fine de V_2Ga_5 ou VSi_2 [BEI 75], [ELE 75], puis a ensuite transposé cette technique à la production de fils Nb_3Sn [ELE 77].

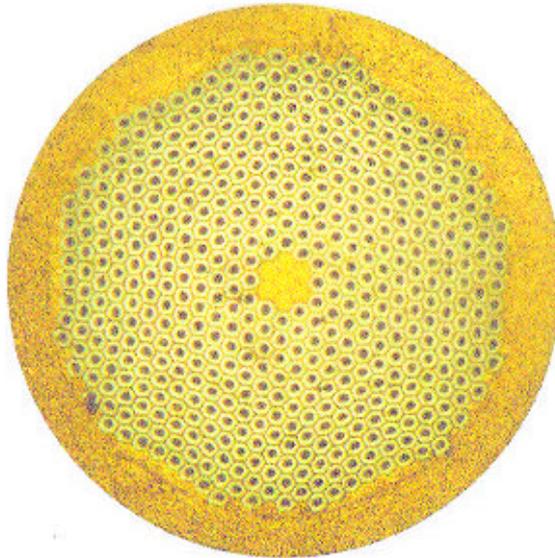


Figure 22. Fil constitué de tubes de niobium remplis de poudre de $NbSn_2$ et montés dans un matrice de cuivre, destiné à être réagi pour former un composite Nb_3Sn par la méthode dite du « Powder In Tube » (A. den Ouden, Université de Twente).

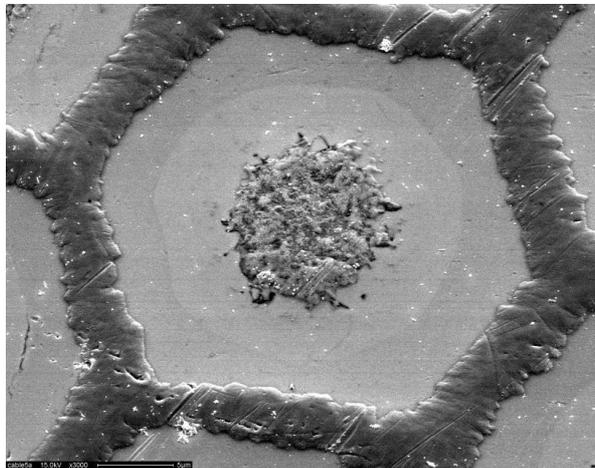


Figure 23. Détail d'un filament dans un fil composite Nb_3Sn produit par la méthode du « Powder In Tube », après traitement thermique, montrant, de l'intérieur vers l'extérieur, un cœur de composition variée, une couche de Nb_3Sn (gris clair), une couche de Nb non réagi (gris plus sombre), et le cuivre stabilisateur (de forme hexagonale ; A. den Ouden, Université de Twente).

La technique ECN consiste à utiliser de la poudre de NbSn_2 de grande qualité, avec des grains de dimension inférieure à $3 \mu\text{m}$, mélangée à des poudres d'étain et éventuellement de cuivre [HOR 87], [HAW 00]. Après densification, la poudre est mise dans un tube de niobium à paroi épaisse enchâssé dans un tube de cuivre. La surface intérieure du tube de niobium peut aussi être recouverte d'une mince couche de cuivre. Cet assemblage (qui correspond à une billette monofilamentaire) est étiré pour produire une tige de petit diamètre à laquelle on peut donner une forme hexagonale. Les tiges sont ensuite coupées et empilées dans un tube de cuivre à paroi épaisse, avec un barreau de cuivre au centre, et ce nouvel assemblage (qui correspond à une billette multifilamentaire) est étiré et filé par les techniques habituelles. La Figure 22 présente une vue en coupe d'un tel fil.

Comme pour les autres procédés, le composé Nb_3Sn est réagi en appliquant un traitement thermique. La réaction a lieu en deux étapes : (1) formation de Nb_6Sn_5 , et (2) précipitation de Nb_3Sn [VER 83], [HAW 00]. La couche de Nb_3Sn croît de l'intérieur vers l'extérieur de la paroi du tube de niobium. L'épaisseur de la paroi et les paramètres du traitement thermique sont optimisés de manière à laisser une couronne de niobium non réagi à la périphérie du tube (voir Figure 23). La couronne de niobium non réagi sert de renforcement mécanique et empêche les fuites vers le cuivre qui se trouve autour.

Le procédé PIT développé par ECN présente au moins trois avantages : (1) efficacité de l'agencement des billettes permettant d'obtenir de fortes valeurs de J_C dans le non cuivre, (2) possibilité de prédire et de contrôler les effets d'aimantation et (3) brièveté du traitement thermique.

L'efficacité de l'agencement provient du fait que chaque filament dispose de sa propre source d'étain et de sa barrière anti-diffusion, ce qui réduit grandement la dilution de la densité de courant critique normalisée sur la section de non-cuivre du fil. En théorie, le plus petit rapport niobium/cœur-en-poudre est de 1,6 sur 1. En pratique, la paroi du tube de niobium est faite suffisamment grande pour que la couche de Nb_3Sn qui se forme n'occupe environ que les deux tiers de son épaisseur [LIN 99]. Aujourd'hui, le record de J_C dans le non-cuivre obtenu pour un fil produit par la méthode des poudres est de l'ordre de 3200 A/mm^2 à 4,2 K et 10 T (ce qui correspond à environ 2230 A/mm^2 à 4,2 K et 12 T) [OUD 01]. Il est à noter que les tubes utilisés pour produire ce fil étaient constitués d'un alliage de composition Nb-7.5wt%Ta.

Le deuxième avantage de la méthode des poudres résulte de l'existence d'une couche de niobium non-réagi qui empêche la création de couplages interfilamentaires. Il s'ensuit que les effets d'aimantation sont principalement déterminés par les diamètres intérieurs et extérieurs des couronnes de précipités Nb_3Sn qui se sont formées dans chaque tube pris individuellement. Pour le fil à fort

J_C mentionné ci-dessus, on peut s'attendre, d'après des mesures effectuées sur des fils semblables, que les données d'aimantation soient cohérentes avec des diamètres intérieurs et extérieurs respectifs d'environ 30 et 45 μm . La méthode des poudres est jusqu'à présent la seule qui permette de contrôler les effets d'aimantation tout en délivrant des densités de courant critiques élevées.

Enfin, la brièveté du traitement thermique est une conséquence de la proximité des sources d'étain et des tubes de niobium. Exemple de traitement : montée à 150 °C/heure jusqu'à 590 °C, suivi d'un premier pallier de 20 minutes à 590 °C, montée à 12 °C/heure jusqu'à 675 °C, suivi d'un second pallier de 62 heures à 675 °C. En plus d'économies évidentes en terme de coûts de production, un traitement thermique court peut permettre d'éviter une croissance excessive des grains et l'obtention de propriétés plus homogènes au sein de chaque filament et du composite [HAW 00].

Les principaux désavantages de la méthode des poudres ont à voir avec la fabrication. D'abord, il est intéressant de relever que suite à une réorganisation et un recentrage de ses activités, ECN a arrêté la production des fils Nb_3Sn en 1992. Le savoir et l'outillage d'ECN ont été récupérés à la fin des années 1990 par une petite entreprise, appelée ShapeMetal Innovation (SMI), localisée près de l'Université de Twente, à Enschede aux Pays Bas [LIN 99], [LIN 00]. SMI, qui à l'heure actuelle (2002) ne compte plus que trois employés (un ingénieur et deux techniciens) est devenu le leader mondial dans la production des fils par la méthode des poudres mais dispose d'une capacité de production relativement limitée.

Au delà de la situation économique fragile de SMI, on peut craindre que la méthode des poudres soit fondamentalement plus chère que les autres méthodes (à présent, il y a un facteur de l'ordre de 3 entre le coût des fils de type étain interne produit de manière industrielle, et le coût des fils de type PIT produits sur mesure). On peut aussi craindre que ce type de procédé ne puisse pas être facilement adapté à de gros volumes et des grandes longueurs. La meilleure manière de répondre à ces questions serait de lancer une production à grande échelle, ce qui nécessite des investissements qui ne sont pas à la portée de SMI. Il reste cependant que la méthode des poudres a beaucoup de potentiels et que la communauté de la supraconductivité appliquée se doit de continuer à supporter son développement.

4.2.6. Exemples de production

La production des fils Nb_3Sn a connu un certain essor dans les années 1990 grâce aux activités de conception et d'ingénierie (« Engineering Design Activities » ou EDA) menées dans le cadre du programme international de réacteur thermonucléaire expérimental (« International Thermonuclear Experimental Reactor » ou ITER) [AYM 01].

Table 3. *Principaux paramètres des fils pour ITER.*

	HPI	HPII
Diamètre (mm)	0,81 ± 0,003	0,81 ± 0,003
Rapport de sections Cu/Non-Cu	1,5 ± 0,1	1,5 ± 0,1
Pas de torsade (mm)	≤ 10	≤ 10
J_C (non-Cu ; A/mm ²)	> 700	> 550
	@ 4,2 K & 12 T	@ 4,2 K & 12 T
Pertes par hystérésis (non-Cu ; mJ/cm ³)	< 600	< 200
	pour un cycle ± 3 T	pour un cycle ± 3 T
RRR	≥ 100	≥ 100
Quantité (tonnes)	~8	~20

Table 4. *Répartition de la production des fils pour ITER.*

Fabricant	Procédé	HPI	HPII
Europa Metall (Italie)	Etain Interne	3.9 t	
Furukawa (Japon)	Bronze		7.6 t
Hitachi (Japon)	Bronze		2.0 t
IGC (USA)	Etain Interne	4.24 t	
Mitsubishi (Japon)	Etain Interne		4.0 t
Vac (Allemagne)	Bronze		6.6 t

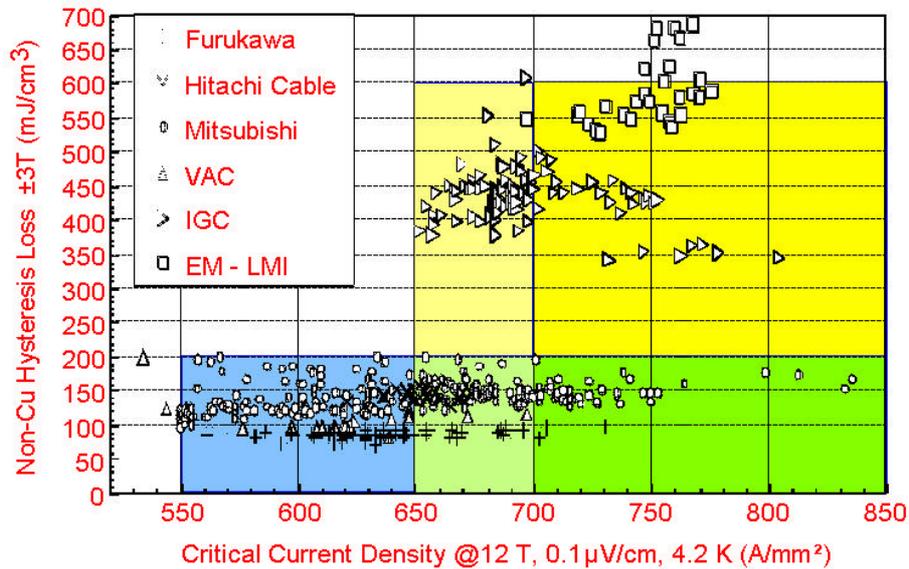


Figure 24. Récapitulatif des pertes par hystérésis par unité de volume de non-cuivre (pour un cycle $\pm 3 T$) en fonction du J_C dans le non-cuivre (à 4,2 K et 12 T) sur l'ensemble de la production des fils pour ITER (les deux boîtes correspondent aux spécifications HPI et HPII) [MIT 98].

Ces activités, qui comprennent en particulier la fabrication et les essais à froid de deux grandes bobines modèles supraconductrices [MIT 01], [MAR 01], ont nécessité le développement de deux fils différents, désignés par HPI et HPII [BRU 96a], [MIT 98] [DUC 02]. Les principaux paramètres de ces deux fils sont reportés dans le Tableau 3 (pour cette application, les effets d'aimantation sont caractérisés par les pertes par hystérésis par unité de volume de non-cuivre pour un cycle $\pm 3 T$ au lieu du diamètre effectif des filaments). Les deux fils sont recouverts d'une fine couche de chrome (d'une épaisseur de l'ordre de $2 \mu\text{m}$) et ont été utilisés pour réaliser des conducteurs de type Câble en Conduit (« Cable In Conduit » ou CIC ; voir paragraphe 7.5).

Comme résumé dans le Tableau 4, la production des fils pour ITER a été partagée entre 6 fabricants de par le monde : Europa Metall et Vacuumschmelze en Europe, Furukawa Electric Company, Hitachi Cable and Mitsubishi Electric Company (MELCO) au Japon, et IGC aux USA [MIT 98]. Initialement, deux fabricants supplémentaires avaient été sélectionnés : Teledyne Wah Chang Albany (TWCA) aux USA (HPI; MJR) et l'Institut Bochvar en Russie (HPII; bronze). TWCA a produit environ 0,22 tonnes de fils, mais le contrat a ensuite été transféré à

d'autres fabricants. Quant à l'Institut Bochvar, il n'a pas pu honorer intégralement ses engagements du fait des difficultés financières de la Russie, mais il a néanmoins fourni de l'ordre de 1 tonne de fils qui ont été utilisés pour fabriquer un insert. La production a été achevée en 1997. Un grand nombre de mesures de contrôle ont été réalisées sur des échantillons de fils provenant de chaque fabricant [BRU 96b], et la Figure 24 présente un récapitulatif des pertes par hystérésis par unité de volume de non-cuivre (pour un cycle ± 3 T) en fonction de la densité de courant dans le non-cuivre (à 4,2 K et 12 T) mesurées sur l'ensemble de la production [MIT 98].

A l'heure actuelle, des commandes pour la production d'environ 20 tonnes de fils Nb_3Sn sont en train ou ont été passées par le projet coréen de recherche avancée sur un tokamak supraconducteur (« Korean Superconducting Tokamak Advanced Research » ou KSTAR) Les spécifications pour ces fils, désignées par HPIII, sont inspirées de celles d'ITER et combinent un J_c dans le non-cuivre relativement élevé ($> 750 \text{ A/mm}^2$ à 4,2 K et 12 T), comme dans la spécification HPI, et de faibles pertes par hystérésis par unité de volume de non-cuivre ($< 250 \text{ mJ/cm}^3$ pour un cycle ± 3 T), comme dans la spécification HPII [HA 00]. Deux fabricants non coréens participent à la production : IGC aux USA et MELCO au Japon.

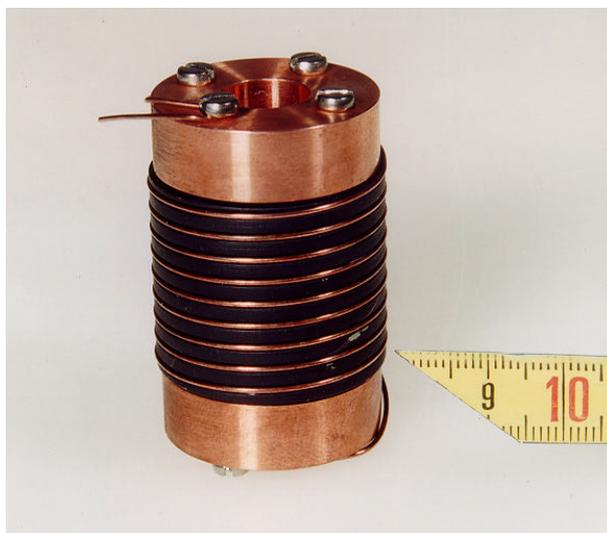


Figure 25. Exemple d'échantillon de type VAMAS/ITER pour mesurer le courant critique d'un fil composite multifilamentaire à base de Nb_3Sn .

5. Transition des fils composites multifilamentaires

5.1. Mesures sur échantillons courts

La capacité en courant de transport d'un fil composite multifilamentaire supraconducteur (à température et induction données) peut être déterminée en mesurant la caractéristique tension-courant d'un échantillon court. Pour éviter les transitions intempestives et atteindre les performances ultimes, l'échantillon doit être tenu de manière adéquate pour reprendre les forces de Lorentz. De plus, dans le cas des brins à base de Nb_3Sn , l'échantillon doit être préparé de manière à se trouver dans un état de déformation connue et reproductible. Une procédure standard pour tester les brins à base de Nb_3Sn a été établie dans le cadre du Projet de Versailles sur les matériaux avancés et les standards (« Versailles project on Advanced MAterials and Standards » ou VAMAS) qui a été fondé lors du sommet du Groupe des 7 (G7) tenu à Versailles en France en 1982 [VAM 95]. Cette procédure a été raffinée durant des études de conception et d'ingénierie du programme ITER [BRU 96b], et la Figure 25 présente un exemple d'échantillon de type VAMAS/ITER. Ici, le fil est bobiné sur un mandrin en alliage de titane (TA6V) qui est utilisé tant pour le traitement thermique nécessaire à la réaction du Nb_3Sn que pour les essais cryogéniques.

5.2. Courbe tension-courant

Comme l'illustre la Figure 26(a), la transition de l'état supraconducteur vers l'état normal résistif n'est pas abrupte mais prend place sur un certain intervalle de courant. A faible courant, la tension, V_{wire} , aux bornes de l'échantillon de fil est nulle. Puis, lorsque le courant, I_{wire} , augmente, il apparaît un domaine où V_{wire} devient non nulle et commence à monter. Cette montée est au départ réversible, c'est à dire que si l'on diminue le courant, la tension redescend en suivant la même courbe. Au delà d'un certain courant, le phénomène devient toutefois irréversible et la tension s'emballe. Cet emballement irréversible est la signature d'une transition vers l'état normal résistif appelée « quench ». Le courant d'emballement est appelé courant de transition de l'échantillon court, I_{qss} . Pour les données de la Figure 26(a), I_{qss} vaut 385 A.

La partie réversible au pied de la courbe tension-courant correspond au relâchement progressif des tubes de flux des sites d'ancrage sous l'effet de la force de Lorentz. Les tubes de flux qui ont été relâchés commencent à se déplacer et ce déplacement est accompagné d'une dissipation de puissance. Plus il y a de tubes de flux en mouvement et plus la puissance dissipée s'élève. Cette dissipation de puissance tend elle-même à échauffer le supraconducteur, causant une diminution de la force d'ancrage (alors que la force de Lorentz continue d'augmenter), et le relâchement d'un nombre encore plus grand de tubes de flux. A un certain point, la puissance dissipée par le déplacement des tubes de flux devient trop importante, et le fil transite de manière irréversible vers l'état normal résistif (partie supérieure de la courbe).

5.3. Courant critique

Pour l'environnement particulier de l'échantillon de fil dans son montage d'essais, les transitions n'apparaissent que lorsque le courant de transport atteint I_{qss} . Pour un environnement différent avec d'autres conditions de refroidissement (lorsque, par exemple, le fil fait partie d'un câble qui est isolé et bobiné), le courant de transition peut toutefois être différent. La question se pose alors de savoir quelle valeur l'ingénieur doit utiliser pour caractériser le courant de transport maximum d'un fil supraconducteur dans l'environnement d'un aimant.

La valeur de référence utilisée par les concepteurs d'aimants est appelée le *courant critique*, I_C . Elle est définie en s'appuyant sur des critères empiriques. Afin d'exposer ces critères, considérons un échantillon de fil composite multifilamentaire de longueur, L_{wire} , et de section, S_{wire} . Désignons par I_{wire} le rapport de sections cuivre-sur-supraconducteur (fils à base de NbTi) ou cuivre-sur-non-cuivre (fils à base de Nb₃Sn), et par V_{wire} , la tension aux bornes de l'échantillon.

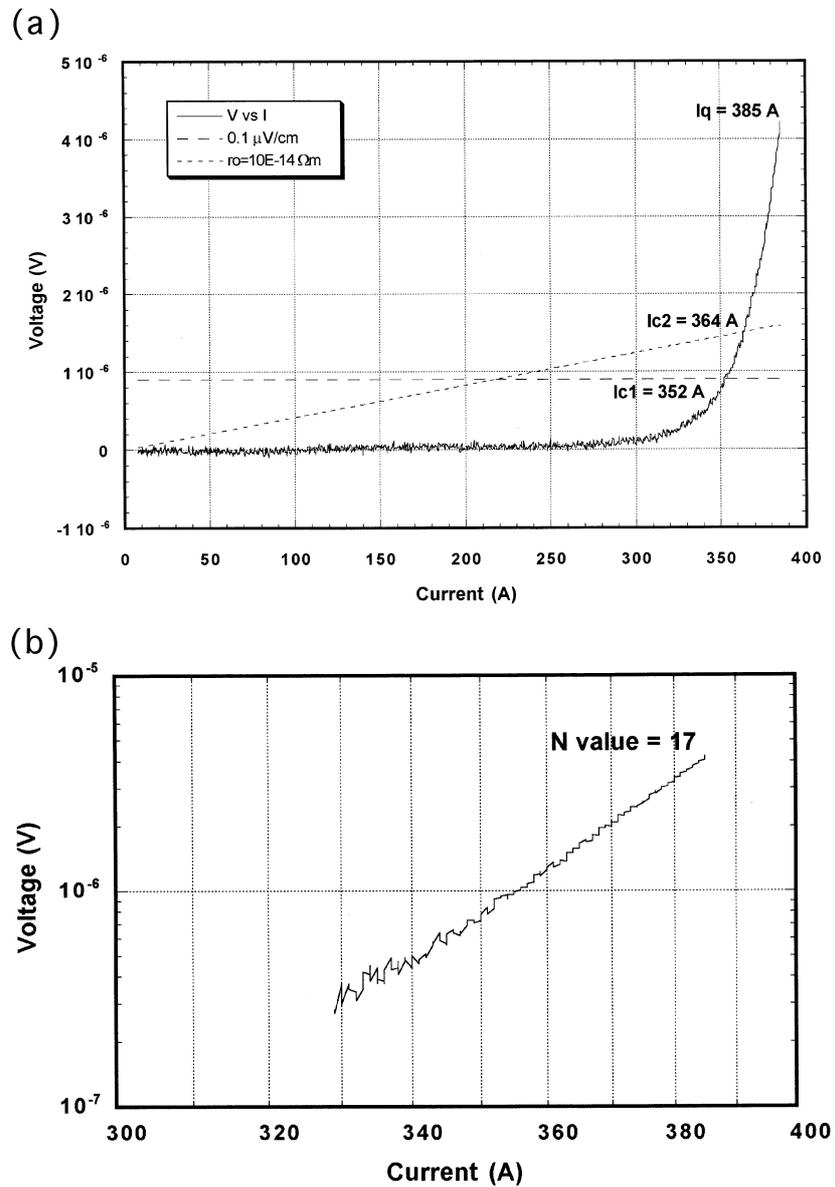


Figure 26. Transition de l'état supraconducteur à l'état normal résistif d'un brin composite multifilamentaire supraconducteur : (a) courbe tension-courant, et (b) courbe tension-courant en échelles logarithmiques. Les données correspondent à un échantillon de fil à base de Nb_3Sn de 9 mm de long mesuré à 4,2 K et 7,5 T (L. Bacquart, anciennement CEA/Saclay).

Un champ électrique apparent, E_{sc} , et une résistivité électrique apparente du supraconducteur, r_{sc} , peuvent être définies en posant

$$E_{sc} = \frac{V_{wire}}{L_{wire}} \quad \text{et} \quad r_{sc} = \frac{1}{1 + I_{wire}} \frac{V_{wire}}{L_{wire}} \frac{S_{wire}}{I_{wire}} \quad (6)$$

Dans le cas des fils à base de NbTi et de Nb₃Sn, les deux critères les plus utilisés pour définir le courant critique sont : (1) la valeur de courant correspondant à un champ électrique, E_C , de 0.1 μV/cm ou (2) la valeur de courant correspondant à une résistivité apparente, r_C , de 10⁻¹⁴ Ωm (il est à noter que c'est cette seconde définition qui est préférée dans la communauté des aimants d'accélérateur). Pour les données de la Figure 26(a), le courant critique basé sur le critère de champ électrique, I_{C1} , vaut 352 A, alors que celui basé sur le critère de résistivité, I_{C2} , vaut 364 A. Ainsi, I_{C1} est 3,4 % plus faible que I_{C2} , qui est lui même 5,5 % plus faible que I_{qss} .

Le courant critique déterminé par l'un ou l'autre des critères énoncés ci-dessus s'avère en général inférieur au courant de transition. Il peut être traduit en une densité de courant critique moyenne sur la section de supraconducteur (brins à base de NbTi) ou de non-cuivre (brins à base de Nb₃Sn), en utilisant

$$J_C = I_C \frac{1 + I_{wire}}{S_{wire}} \quad (7)$$

Bien évidemment, I_C et J_C dépendent tous deux de la température et de l'induction magnétique. On peut vérifier (en particulier pour les aimants d'accélérateur) que le courant critique ainsi défini permet d'estimer avec une bonne précision le courant maximum de transition d'un aimant supraconducteur [DEV 92].

5.4. Indice de transition résistive

Pour compléter la caractérisation d'un fil composite multifilamentaire supraconducteur, il est aussi intéressant de quantifier la courbure de la caractéristique tension-courant. Ceci peut être fait en représentant $\ln(V_{wire})$ [ou $\ln(r_{sc})$] en fonction de $\ln(I_{wire})$.

Comme le montre la Figure 26(b), qui reprend les données de la Figure 26(a), $\ln(V_{wire})$ augmente de manière quasi linéaire en fonction de $\ln(I_{wire})$ sur un intervalle assez large (typiquement, entre E_C et $10E_C$ ou r_C et $10r_C$). Il en est de même pour $\ln(r_{sc})$ en fonction de $\ln(I_{wire})$.

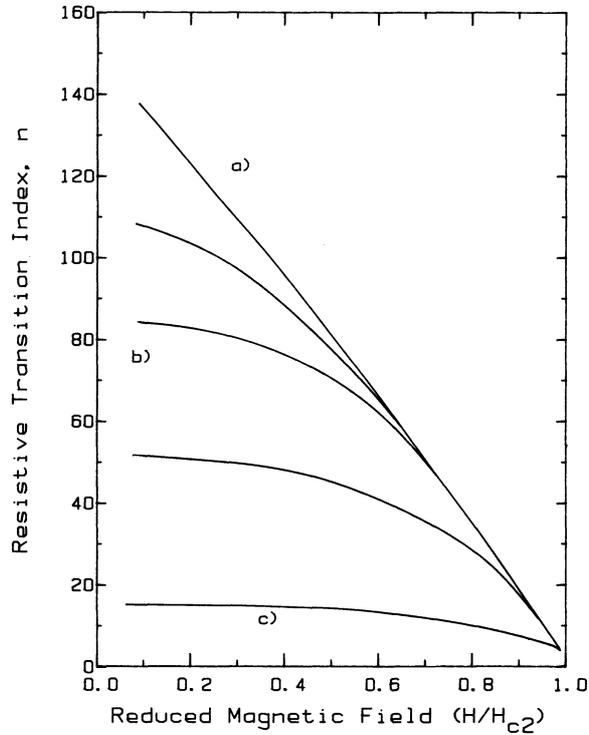


Figure 27. Evolution de l'indice de transition résistive en fonction du champ magnétique appliqué (normalisé au champ critique de seconde espèce) pour des fils composites multifilamentaires de différentes qualités : (a) fils de bonne qualité, (b) fils de qualité moyenne et (c) fils de mauvaise qualité [WAR 86].

Il s'ensuit que le démarrage de la transition vers l'état normal résistif peut être représenté par des fonctions puissance de la forme

$$\frac{V_{\text{wire}}}{V_C} = \left(\frac{I_{\text{wire}}}{I_C} \right)^N \quad \text{ou} \quad \frac{r_{\text{sc}}}{r_C} = \left(\frac{I_{\text{wire}}}{I_C} \right)^{N-1} \quad (8)$$

où $V_C = E_C L_{\text{wire}}$ est la tension aux bornes de l'échantillon de fil correspondant à E_C . Le paramètre N est appelé *indice de transition résistive* ou plus simplement « *N-value* ». Il est représentatif de l'étendue de la transition : plus N est grand et plus la transition est abrupte. Pour les données de la Figure 26(b), nous avons : $N \sim 17$.

A l'instar du courant critique, l'indice de transition résistive dépend de la température et de l'induction magnétique [HAM 87]. Cette dépendance peut être utilisée comme critère afin de déterminer si le courant critique est limité par des facteurs intrinsèques, reliés aux interactions entre les tubes de flux et la microstructure, ou par des facteurs extrinsèques, reliés à des irrégularités macroscopiques, comme des dégradations de filaments ou du saucissonnage [WAR 86]. Le schéma conceptuel de la Figure 27 montre que les fils de bonne qualité présentent en général des « N -values » élevées qui décroissent de manière quasi linéaire en fonction de l'induction magnétique, alors que les fils de moins bonne qualité présentent des « N -values » plus faibles variant relativement peu.

Dans le cas des fils à base de NbTi, des corrélations assez claires ont été établies entre la « N -value » et le degré de déformation des filaments. Par exemple, dans la Réf. [EKI 87], l'auteur considère des fils de qualité différente, dont il mesure la « N -value », et pour lesquels il évalue le degré de déformation des filaments en relevant, sur des micrographies en coupe transversale, la dispersion de leurs diamètres (qu'il estime à partir de l'écart type de la distribution). Il apparaît que plus la distribution des diamètres de filaments est large (c'est à dire, plus il y a de distorsions), et plus l'indice de transition résistive est faible. Pour un fil de bonne qualité, la « N -value » est de l'ordre de 30 à 4,2 K et 5 T.

5.5. Paramétrages de la surface critique

5.5.1. Généralités

La frontière entre l'état supraconducteur et l'état normal résistif est une surface, appelée *surface critique*, dans un espace à trois dimensions défini par la température, l'induction magnétique et la densité de courant (voir Figure 28). Divers auteurs ont établi des paramétrages des surfaces critiques des matériaux supraconducteurs les plus usités permettant d'extrapoler les grandeurs critiques dans un vaste domaine de température et d'induction magnétique à partir d'un petit nombre de données expérimentales. Nous présentons ci-après des exemples de paramétrages pour le NbTi et le Nb₃Sn.

5.5.2. Cas du NbTi

Pour les alliages binaires de NbTi, la dépendance en température de l'induction magnétique critique de seconde espèce, B_{C2} , et la dépendance en induction magnétique de la température critique, T_C , peuvent être obtenues à partir des formules de M.S. Lubell [LUB 83]

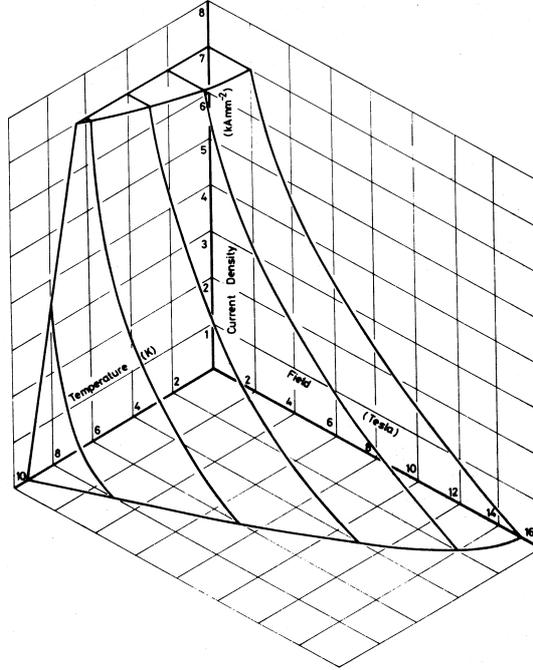


Figure 28. Surface critique du NbTi (page 2 de [WIL 83]).

$$B_{C2}(T) = B_{C20} \left[1 - \left(\frac{T}{T_{C0}} \right)^{1.7} \right] \quad (9a)$$

et

$$T_C(B) = T_{C0} \left[1 - \left(\frac{B}{B_{C20}} \right) \right]^{1/1.7} \quad (9b)$$

où B_{C20} est l'induction magnétique critique de seconde espèce à 0 K (de l'ordre de 14,5 T) et T_{C0} est la température critique à 0 T (environ 9,2 K).

Par ailleurs, la dépendance en température et en champ de la densité de courant critique, J_C , peut être obtenue à partir de la formule de L. Bottura [BOT 00]

$$\frac{J_C(B, T)}{J_{Cref}} = \frac{C_{NbTi}}{B} \left[\frac{B}{B_{C2}(T)} \right]^{a_{NbTi}} \left[1 - \frac{B}{B_{C2}(T)} \right]^{b_{NbTi}} \left[1 - \left(\frac{T}{T_{C0}} \right)^{1.7} \right]^{g_{NbTi}} \quad (10)$$

où $J_{C,ref}$ est la densité de courant critique à 4,2 K et 5 T et C_{NbTi} , a_{NbTi} , b_{NbTi} et g_{NbTi} sont des paramètres d'interpolation déterminés expérimentalement.

Depuis la fin des années 1970, un facteur de l'ordre de 2 a été gagné sur la densité de courant critique à 4,2 K et 5 T, grâce en particulier aux travaux menés par l'équipe de D. Larbalestier à l'Université du Wisconsin à Madison sur le rôle des précipités α dans l'ancrage des tubes de flux (cf. paragraphe 2.1), et des valeurs autour de 3000 A/mm² sont maintenant obtenues en production industrielle [LAR 96]. Dans le cas des brins LHC, on peut prendre : $C_{NbTi} = 31,4$ T, $a_{NbTi} = 0,63$, $b_{NbTi} = 1,0$ et $g_{NbTi} = 2,3$.

Il est à noter que, pour les brins à base de NbTi, un abaissement de la température de fonctionnement de 4,2 K à 1,9 K résulte en une translation des courbes I_C et J_C en fonction de B de l'ordre de 3 T. C'est pour bénéficier de cet accroissement des performances que les aimants du LHC sont refroidis à 1,9 K.

5.5.3. Cas du Nb₃Sn

5.5.3.1. Formules de base

Pour les brins à base de Nb₃Sn, tous les paramètres critiques dépendent également de la déformation et peuvent être calculés en utilisant les formules de L.T. Summers [SUM 91].

Dans le cas de l'induction magnétique critique de seconde espèce, B_{C2} , nous avons

$$\frac{B_{C2}(T, \mathbf{e})}{B_{C20}(\mathbf{e})} = \left[1 - \left(\frac{T}{T_{C0}(\mathbf{e})} \right)^2 \right] \left\{ 1 - 0.31 \left(\frac{T}{T_{C0}(\mathbf{e})} \right)^2 \left[1 - 1.77 \ln \left(\frac{T}{T_{C0}(\mathbf{e})} \right) \right] \right\} \quad (11)$$

où \mathbf{e} est la déformation, B_{C20} est l'induction magnétique critique de seconde espèce à 0 K

$$B_{C20}(\mathbf{e}) = B_{C20m} (1 - a_{Nb_3Sn} |\mathbf{e}|^{1.7}) \quad (12)$$

et T_{C0} est la température critique à 0 T

$$T_{C0m}(\mathbf{e}) = T_{C0m} (1 - a_{Nb_3Sn} |\mathbf{e}|^{1.7})^{1/3} \quad (13)$$

Ici, $a_{\text{Nb}_3\text{Sn}}$ est un paramètre égal à 900 pour les déformations en compression ($e = 0$) et à 1250 pour les déformations en tension ($0 = e$), $B_{\text{C}20\text{m}}$ est l'induction magnétique critique de seconde espèce à 0 K et à déformation nulle, et $T_{\text{C}0\text{m}}$ est la température critique à 0 T et à déformation nulle. Pour les composés binaires, on peut prendre : $T_{\text{C}0\text{m}} = 16$ K et $B_{\text{C}20\text{m}} = 24$ T, alors que pour les composés ternaires, on peut prendre : $T_{\text{C}0\text{m}} = 18$ K et $B_{\text{C}20\text{m}} = 28$ T.

Dans le cas de la densité de courant critique, J_C , nous avons

$$J_C(B, T, e) = \frac{C_{\text{Nb}_3\text{Sn}}(e)}{\sqrt{B}} \left[1 - \frac{B}{B_{\text{C}2}(T, e)} \right]^2 \left[1 - \left(\frac{T}{T_{\text{C}0}(e)} \right)^2 \right]^2 \quad (14)$$

où

$$C_{\text{Nb}_3\text{Sn}}(e) = C_{\text{Nb}_3\text{Sn},0} (1 - a_{\text{Nb}_3\text{Sn}} |e|^{1.7})^{1/2} \quad (15)$$

Ici, $C_{\text{Nb}_3\text{Sn},0}$ est un paramètre d'interpolation déterminé expérimentalement.

Le programme ITER a permis de produire à l'échelle industrielle des J_C de l'ordre de 750 A/mm^2 à 4,2 K et 12 T (correspondant à un $C_{\text{Nb}_3\text{Sn},0}$ de l'ordre de $12000 \text{ AT}^{1/2}\text{mm}^{-2}$) [MIT 98]. Ces dernières années, plusieurs programmes de R&D ont abouti à des J_C de l'ordre de 2500 A/mm^2 à 4,2 K et 12 T (correspondant à un $C_{\text{Nb}_3\text{Sn},0}$ de l'ordre $40000 \text{ AT}^{1/2}\text{mm}^{-2}$), et il semble que d'autres progrès soient encore possibles [BAR 02].

Il est à noter que, pour les échantillons de type VAMAS, la valeur de e à utiliser dans les formules précédentes dépend principalement des dilatations thermiques différentielles entre les constituants du fil (en particulier, entre la matrice et les filaments), intégrées sur tout l'intervalle de température, depuis le palier de traitement thermique jusqu'aux essais à l'hélium liquide [HAK 99]. Pour des fils standards à l'état libre, la matrice exerce une compression axiale dont l'amplitude varie suivant le procédé de fabrication et qui se situe entre $-0,05 \%$ et $-0,4 \%$. Pour des fils de type ITER, on prend généralement : $-0,25 \%$ [KAT 95]. Lorsque le fil est monté sur un substrat métallique ou assemblé dans un Câble-en-Conduit (voir paragraphe 7.5), la compression induite par les dilations thermiques différentielles peut être deux fois plus grande [SPE 98].

Il est à noter également que, pour les brins à base de Nb_3Sn , la translation des courbes I_C et J_C en fonction de B lors d'un abaissement de la température de fonctionnement de 4,2 K à 1,9 K s'avère moins importante que pour les brins à base de NbTi : elle est de l'ordre de 1 T autour de 7 à 8 T mais atteint 1,5 T autour de 12 T.

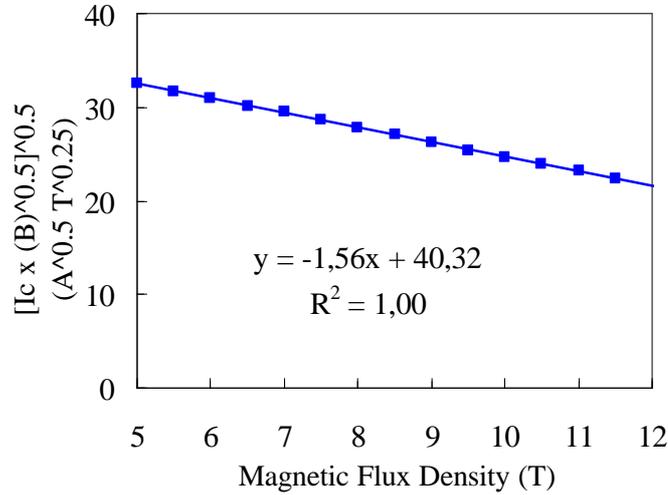


Figure 29. Courbe de Kramer pour un brin à base de Nb_3Sn produit par la méthode de l'étain interne et mesuré à 4,2 K (R. Otmani, précédemment CEA/Saclay)

5.5.3.2. Courbe de Kramer

L'Equation (14) peut être réécrite sous la forme

$$\sqrt{J_c(B,T,e)}\sqrt{B} = C_{\text{Kramer}}(T,e) \left[1 - \frac{B}{B_{C2}(T,e)} \right] \quad (16)$$

où C_{Kramer} est un coefficient qui ne dépend que de T et e .

Ainsi, lors de la mesure d'un échantillon court de fil dans un état de déformation et à une température donnée, on peut s'attendre à ce que $\sqrt{J_c}\sqrt{B}$ ou $\sqrt{J_c}\sqrt{B}$ varie linéairement en fonction de B . Ceci est illustré par la Figure 29 qui présente des données obtenues à 4,2 K sur un brin Nb_3Sn de type étain interne.

Les points de la Figure 29 peuvent être interpolés par un polynôme du premier degré, et, selon l'Eq. (16), la droite représentative de ce polynôme intercepte l'axe des abscisses pour une valeur d'induction magnétique correspondant à $B_{C2}(T,e)$. Un tel traitement des données permet donc d'extrapoler la valeur de $B_{C2}(T,e)$ sans avoir à la mesurer directement, ce qui nécessite une station d'essais à fort champ. La courbe de la Figure 29 s'appelle *une courbe de Kramer*, du nom du physicien américain qui le premier a établi l'Eq. (16) [KRA 73]. Dans l'exemple considéré : $B_{C2} \approx 25.8$ T.

6. Aimantation des fils composites multifilamentaires

6.1. Aimantation des supraconducteurs de type II

Comme nous l'avons rappelé au paragraphe 3.2, dans l'état mixte des supraconducteurs de type II, l'induction magnétique pénètre au cœur du supraconducteur sous forme de tubes de flux qui se répartissent entre les différents sites d'ancrage. A l'échelle microscopique, la distribution de tubes de flux est déterminée par l'amplitude de l'induction magnétique appliquée et par les forces d'ancrage, et toute variation d'induction entraîne un réarrangement. A l'échelle macroscopique, le supraconducteur peut être décrit comme réagissant afin de protéger son intérieur des variations d'induction magnétique extérieure en générant des courants d'écrantage à sa périphérie. Les courants d'écrantage, qui correspondent à des gradients dans la distribution spatiale de tubes de flux, ont une densité égale à la densité de courant critique du supraconducteur, et leur géométrie est telle qu'ils produisent, au sein du supraconducteur, une induction magnétique exactement opposée à la variation d'induction magnétique appliquée. Cette description macroscopique fut proposée pour la première fois en 1962 par C.P. Bean et constitue la base du *modèle de l'état critique* [BEA 62], [BEA 64]. Le modèle de l'état critique et ses dérivés ont été abondamment comparés à des résultats expérimentaux et permettent d'expliquer la plupart des phénomènes observés.

A la différence des courants de Foucault classiques, les courants d'écrantage induits dans un supraconducteur sont proportionnels à l'amplitude des variations d'induction magnétique appliquée et non à sa vitesse de montée ou de descente. De plus, comme il n'y a pas de phénomène dissipatif, ils ne se mettent pas à décroître dès que l'induction magnétique extérieure est maintenue constante. En fait, ils peuvent continuer de circuler quasi-indéfiniment et sont pour cela appelés *courants d'aimantation persistants*. Dans la pratique, les courants d'aimantation persistants ne sont pas tout à fait constants et ont tendance à dériver légèrement en fonction du temps. Selon la théorie de P.W. Anderson [AND 62], ce phénomène, dénommé en anglais « flux creep » (littéralement : *fluage du flux*), s'apparente à un phénomène de relaxation des tubes de flux activé par l'agitation thermique.

L'aimantation du supraconducteur peut avoir deux types d'effets nuisibles sur les performances d'un aimant : (1) la production (par les courants d'écrantage) de distorsions de champ indésirables [HAE 70], [GRE 71], et (2) des dissipations de puissance (engendrées par les déplacements de tubes de flux à chaque réarrangement) qui échauffent la bobine [LON 63].

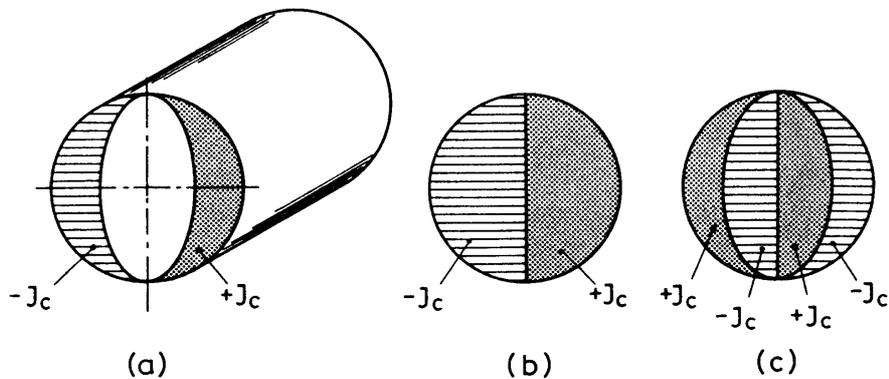


Figure 30. *Modèle d'aimantation pour un filament supraconducteur : (a) première montée de l'induction magnétique appliquée à partir d'un état vierge, (b) état totalement pénétré, et (c) descente après une montée jusqu'à un état totalement pénétré (page 84 de [MES 96]).*

Les distorsions de champ sont surtout problématiques dans le cas des aimants d'accélérateur et nécessitent des systèmes de correction sophistiqués et coûteux afin de permettre un bon contrôle de l'optique du faisceau [BRO 85], [BRU 89], [MES 96]. Les bobines des aimants supraconducteurs pulsés peuvent être le siège d'importantes dissipations de puissance (même à faible vitesse de montée ou de descente) qui doivent être évacuées afin de limiter les échauffements et de d'éviter les transitions intempestives. Ce dernier point est particulièrement sensible pour les aimants des réacteurs de fusion nucléaire.

6.2. Aimantation d'un filament supraconducteur

6.2.1. Première montée de l'induction magnétique appliquée à partir d'un état vierge

Considérons tout d'abord le cas d'un filament supraconducteur rectiligne et infini, de diamètre, d_{wire} , ne transportant pas de courant et initialement dans un état vierge, et varions l'induction magnétique qui lui est appliquée de $\vec{0}$ à \vec{B}_{\perp} , où \vec{B}_{\perp} est uniforme et perpendiculaire à l'axe du filament.

Plusieurs modèles ont été développés afin de déterminer la distribution de courants d'aimantation persistants qui est générée. Dans les modèles les plus simples, les courants d'aimantation sont bipolaires et circulent dans une coquille à la

périphérie du filament dont la frontière intérieure est délimitée par une ellipse (voir Figure 30a ; paragraphe 8.2 de [WIL 83] et chapitre 6 de [MES 96]). Les courants bipolaires ont une densité $[-J_C(T_0, B_\perp)]$ d'un côté de la coquille et $[+J_C(T_0, B_\perp)]$ de l'autre côté, où J_C désigne la densité de courant critique du supraconducteur à la température d'opération T_0 .

Lorsque B_\perp augmente, l'excentricité de l'ellipse délimitant l'intérieur de la coquille diminue, jusqu'à ce que les courants d'aimantation persistants remplissent totalement le filament (voir Figure 30b). La valeur d'induction magnétique pour laquelle cette condition est réalisée s'appelle l'*induction magnétique de pénétration*, $B_{p,v}$. Lors d'une première montée à partir d'un état vierge, elle est déterminée par l'équation implicite

$$B_{p,v} = \frac{\mu_0 J_C(T_0, B_{p,v}) d_{\text{fil}}}{\pi} \quad (17)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide ($4\pi 10^{-7}$ H/m). Si l'induction magnétique appliquée dépasse $B_{p,v}$, la distribution de courants d'aimantation persistants reste la même.

Le Tableau 5 présente des valeurs de $B_{p,v}$ calculées à 4,2 K pour des filaments en NbTi de diamètre 5, 10 et 50 μm , en utilisant pour $J_C(T,B)$ le paramétrage de Bottura du paragraphe 5.5.2 et en supposant $J_{C,\text{ref}} = 3000$ A/mm². Il apparaît que ces valeurs sont toutes très petites, ce qui laisse à penser que, dans beaucoup d'applications, les filaments supraconducteurs peuvent être considérés comme totalement pénétrés.

Pour des inductions magnétiques inférieures à l'induction magnétique de pénétration, l'excentricité, e_v , de l'ellipse délimitant la frontière intérieure de la coquille de courants d'aimantation peut être calculée à partir de

$$B_\perp = \frac{\mu_0 J_C(T_0, B_\perp) d_{\text{fil}}}{\pi} \left(1 - e_v \frac{\arcsin \sqrt{1 - e_v^2}}{\sqrt{1 - e_v^2}} \right) \quad \text{pour } B_\perp, B_\perp \leq B_{p,v} \quad (18)$$

où B_\perp désigne le module de \vec{B}_\perp .

Enfin, les effets dû aux courants d'aimantation persistants peuvent être représentés par un vecteur moment magnétique par unité de longueur de filament, \vec{M}_v , donné par

Table 5. *Grandeurs relatives à l'aimantation de filaments en NbTi de différents diamètres soumis à une induction magnétique uniforme et perpendiculaire à leur axe.*

Diamètre	5 μm	10 μm	50 μm
$B_{p,v}$ @ 4,2 K (mT)	59	98	313
$\mu_0 \Delta m_{\text{fil}}$ @ 4,2 K et 1 T (mT)	25	51	253

$$\vec{M}_v(B_{\perp}) = -\frac{1}{6} J_C(T_0, B_{\perp}) [1 - e_v(B_{\perp})^2] d_{\text{fil}}^3 \vec{u} \quad \text{pour } B_{\perp}, B_{\perp} \leq B_{p,v} \quad (19a)$$

et

$$\vec{M}_v(B_{\perp}) = -\frac{1}{6} J_C(T_0, B_{\perp}) d_{\text{fil}}^3 \vec{u}_{\perp} \quad \text{pour } B_{\perp}, B_{p,v} \leq B_{\perp} \quad (19b)$$

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

6.2.2. Descente de l'induction magnétique appliquée après une montée jusqu'à un état totalement pénétré

Supposons à présent qu'après avoir atteint une valeur maximale B_{top} (où B_{top} est supérieure à $B_{p,v}$), l'induction magnétique appliquée est descendue de B_{top} à B_{\perp} . Alors, les modèles les plus simples indiquent qu'une nouvelle coquille se forme à la périphérie du filament avec des courants d'aimantation circulant dans des directions opposées à celles des courants de la première coquille (voir Figure 30c). A ce stade, la distribution de courants d'aimantation est donc constituée de la superposition de deux coquilles : une première coquille, formée lors de la première montée de 0 to B_{top} , avec des courants de densité $[-J_C(T_0, B_{\text{top}})]$ d'un côté et $[+J_C(T_0, B_{\text{top}})]$ de l'autre côté, et une deuxième coquille, formée lors de la descente de B_{top} à B_{\perp} , avec des courants de densité $[+J_C(T_0, B_{\text{top}}) + J_C(T_0, B_{\perp})]$ d'un côté et $[-J_C(T_0, B_{\text{top}}) - J_C(T_0, B_{\perp})]$ de l'autre côté.

Au fur et à mesure que l'induction magnétique appliquée décroît, la nouvelle coquille prend de plus en plus de place dans le filament et finit par occuper toute sa surface. L'induction magnétique pour laquelle le filament est totalement pénétré par la nouvelle coquille, $B_{p,dwn}$, est déterminée par l'équation implicite

$$B_{top} - B_{p,dwn} = \frac{\mu_0 [J_C(T_0, B_{top}) + J_C(T_0, B_{p,dwn})] d_{fil}}{\pi} \quad (20)$$

Pour des valeurs d'induction magnétique entre B_{top} et $B_{p,dwn}$, l'excentricité de l'ellipse délimitant la frontière intérieure de la nouvelle coquille, e_{dwn} , peut être calculée à partir de

$$B_{top} - B_{\perp} = \frac{\mu_0 [J_C(T_0, B_{top}) + J_C(T_0, B_{\perp})] d_{fil}}{\pi} \left(1 - e_{dwn} \frac{\arcsin \sqrt{1 - e_{dwn}^2}}{\sqrt{1 - e_{dwn}^2}} \right) \quad \text{pour } B_{\perp}, B_{p,dwn} \leq B_{\perp} \leq B_{top} \quad (21)$$

La contribution de la nouvelle coquille de courants d'aimantation persistants au moment magnétique par unité de longueur de filament, \overrightarrow{M}_{dwn} , est donnée par

$$\overrightarrow{M}_{dwn}(B_{\perp}) = + \frac{1}{6} [J_C(T_0, B_{top}) + J_C(T_0, B_{\perp})] [1 - e_{dwn}(B)^2] d_{fil}^3 \overrightarrow{u}_{\perp} \quad \text{pour } B_{\perp}, B_{p,dwn} \leq B_{\perp} \leq B_{top} \quad (22a)$$

et

$$\overrightarrow{M}_{dwn}(B_{\perp}) = + \frac{1}{6} [J_C(T_0, B_{top}) + J_C(T_0, B_{\perp})] d_{fil}^3 \overrightarrow{u}_{\perp} \quad \text{pour } B_{\perp}, B_{\perp} \leq B_{p,dwn} \quad (22b)$$

Finalement, le moment magnétique résultant par unité de longueur de filament, \overrightarrow{M}_{fil} , vaut simplement

$$\overrightarrow{M}_{fil}(B_{\perp}) = \overrightarrow{M}_v(B_{top}) + \overrightarrow{M}_{dwn}(B_{\perp}) \quad (23)$$

6.2.3. Remontée de l'induction magnétique appliquée après une descente jusqu'à un état totalement pénétré

Supposons à présent qu'après avoir atteint une valeur minimale B_{bot} (où B_{bot} est inférieure à $B_{p,dwn}$), l'induction magnétique appliquée est à nouveau remontée de B_{bot} à B_{\perp} . Dans ce cas, une troisième coquille est créée à la périphérie du filament

avec des courants circulant dans des directions opposées à celles des courants de la deuxième coquille.

L'induction magnétique de pénétration pour laquelle la troisième coquille remplit totalement le filament, $B_{p,up}$, est déterminée par l'équation implicite

$$B_{p,up} - B_{bot} = \frac{\mu_0 [J_C(T_0, B_{bot}) + J_C(T_0, B_{p,up})] d_{fil}}{\pi} \quad (24)$$

Pour des valeurs d'induction magnétique entre B_{bot} et $B_{p,up}$, l'excentricité de l'ellipse délimitant la frontière intérieure de la troisième coquille, e_{up} , peut être calculée à partir de

$$B_{\perp} - B_{bot} = \frac{\mu_0 [J_C(T_0, B_{bot}) + J_C(T_0, B_{\perp})] d_{fil}}{\pi} \left(1 - e_{up} \frac{\arcsin \sqrt{1 - e_{up}^2}}{\sqrt{1 - e_{up}^2}} \right) \quad \text{pour } B_{\perp}, B_{bot} \leq B_{\perp} \leq B_{p,up} \quad (25)$$

La contribution de la nouvelle coquille de courants d'aimantation persistants au moment magnétique par unité de longueur de filament, \overrightarrow{M}_{up} , est donnée par

$$\overrightarrow{M}_{up}(B_{\perp}) = -\frac{1}{6} [J_C(T_0, B_{bot}) + J_C(T_0, B_{\perp})] [1 - e_{up}(B)^2] d_{fil}^3 \overrightarrow{u}_{\perp} \quad \text{pour } B_{\perp}, B_{bot} \leq B_{\perp} \leq B_{p,up} \quad (26a)$$

et

$$\overrightarrow{M}_{up}(B_{\perp}) = -\frac{1}{6} [J_C(T_0, B_{bot}) + J_C(T_0, B_{\perp})] d_{fil}^3 \overrightarrow{u}_{\perp} \quad \text{pour } B_{\perp}, B_{p,up} \leq B_{\perp} \quad (26b)$$

Finalement, le moment magnétique résultant par unité de longueur de filament vaut

$$\overrightarrow{M}_{fil}(B_{\perp}) = \overrightarrow{M}_v(B_{top}) + \overrightarrow{M}_{dwn}(B_{bot}) + \overrightarrow{M}_{up}(B_{\perp}) \quad (27)$$

6.2.4. Cas général

Dans la pratique, pour déterminer l'aimantation d'un filament supraconducteur, il est nécessaire de connaître l'historique de l'induction magnétique appliquée. Alors pour chaque variation de champ, on calcule les paramètres de la coquille de courants d'aimantation persistants qui est générée et l'on somme les contributions des différentes coquilles.

Il est intéressant de remarquer que pour une induction magnétique, B_0 , où le filament est totalement pénétré, l'amplitude du moment magnétique par unité de longueur, $M_{\text{fil,p}}$, vaut toujours

$$M_{\text{fil,p}}(B_0) = \frac{1}{6} J_C(T_0, B_0) d_{\text{fil}}^3 \quad (28)$$

Il s'ensuit que l'aimantation par unité de volume d'un filament totalement pénétré, $m_{\text{fil,p}}$, a pour expression

$$m_{\text{fil,p}}(B_0) = \frac{4}{\pi d_{\text{fil}}^2} M_{\text{fil,p}}(B_0) = \frac{2}{3\pi} J_C(T_0, B_0) d_{\text{fil}} \quad (29)$$

L'équation précédente montre que $m_{\text{fil,p}}$ est directement proportionnelle à d_{fil} .

Supposons à présent que le filament soit soumis à une induction magnétique oscillant en fonction du temps entre $(-B_M)$ et $(+B_M)$, où B_M est supérieure à $B_{p,v}$. On peut alors montrer que l'aimantation décrit un cycle d'hystérésis dont l'amplitude (pour une valeur d'induction magnétique, B_0 , où les filaments sont totalement pénétrés tant à la montée qu'à la descente), Δm_{fil} , vaut

$$\Delta m_{\text{fil}}(B_0) = \frac{4}{3\pi} J_C(T_0, B_0) d_{\text{fil}} \quad (30)$$

Le Tableau 5 présente également des valeurs de $(\mu_0 \Delta m_{\text{fil}})$ calculées à 4,2 K et 1 T pour la série de filaments en NbTi de différents diamètres considérée précédemment. Comme l'on pouvait s'y attendre, ces valeurs varient d'un facteur 10 entre le filament de 5 μm et celui de 50 μm .

6.3. Aimantation des fils composites multifilamentaires de type Cu/NbTi

Pour la plupart des fils composites multifilamentaires de type Cu/NbTi, le comportement observé expérimentalement lors d'un cycle d'induction magnétique appliquée est conforme à ce que l'on peut attendre du comportement des filaments pris individuellement. Ainsi, lorsque le fil composite s'aimante, il produit un moment magnétique par unité de longueur, $\overrightarrow{M}_{\text{wire}}$, qui peut être calculé en sommant les contributions de chaque filament.

En supposant que les filaments sont tous dans le même état magnétique, nous avons simplement

$$\overrightarrow{M}_{\text{wire}} = N_{\text{fil}} \overrightarrow{M}_{\text{fil}} \quad (31)$$

où N_{fil} est le nombre de filaments et $\overrightarrow{M}_{\text{fil}}$ est le moment magnétique par unité de longueur produit par n'importe lequel des filaments.

Il y a au moins deux manières de définir une aimantation par unité de volume. Certains auteurs définissent une aimantation résultante par unité de volume de fil, $\overrightarrow{m}_{\text{wire,ov}}$, à partir de

$$\overrightarrow{m}_{\text{wire,ov}} = \frac{\overrightarrow{M}_{\text{wire}}}{\left(\frac{\pi d_{\text{wire}}^2}{4}\right)} = \frac{4 N_{\text{fil}}}{\pi d_{\text{wire}}^2} \overrightarrow{M}_{\text{fil}} = \frac{4}{\pi (1 + I_{\text{wire}}) d_{\text{fil}}^2} \overrightarrow{M}_{\text{fil}} \quad (32)$$

où d_{wire} désigne le diamètre du fil et I_{wire} désigne le rapport de sections cuivre-sur-supraconducteur.

D'autres auteurs préfèrent définir une aimantation effective par unité de volume de supraconducteur dans le brin, $\overrightarrow{m}_{\text{wire,eff}}$, à partir de

$$\overrightarrow{m}_{\text{wire,eff}} = \frac{\overrightarrow{M}_{\text{wire}}}{N_{\text{fil}} \left(\frac{\pi d_{\text{fil}}^2}{4}\right)} = \frac{4}{\pi d_{\text{fil}}^2} \overrightarrow{M}_{\text{fil}} \quad (33)$$

Pour une induction magnétique, B_0 , où les filaments sont totalement pénétrés, nous avons

$$m_{\text{wire,ov}} = \frac{m_{\text{fil,p}}}{1 + I_{\text{wire}}} = \frac{2}{3\pi(1 + I_{\text{wire}})} J_c(T_0, B_0) d_{\text{fil}} \quad (34a)$$

et

$$m_{\text{wire,eff}} = m_{\text{fil,p}} = \frac{2}{3\pi} J_c(T_0, B_0) d_{\text{fil}} \quad (34b)$$

Dans les deux cas, l'aimantation du fil composite est directement proportionnelle à d_{fil} .

Par analogie avec le cas d'un filament seul dans l'espace, l'aimantation d'un fil composite multifilamentaire soumis à un cycle de champ présente une hystérésis, dont l'amplitude (à une induction, B_0 , où les filaments sont totalement pénétrés tant à la montée qu'à la descente), $\Delta m_{\text{wire,ov}}$ or $\Delta m_{\text{wire,eff}}$, est donnée par

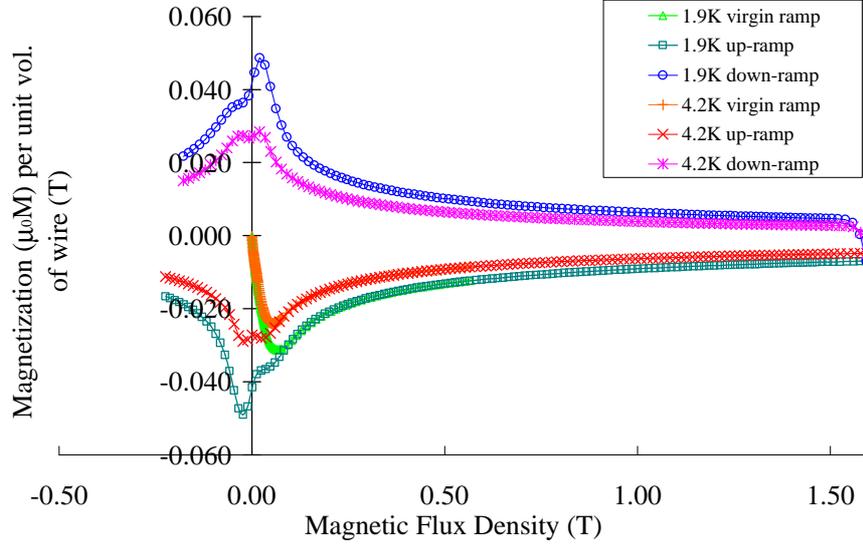


Figure 31. Aimantation par unité de volume mesurée à l'Institut de Physique de l'Académie des Sciences Polonaise pour le compte du CERN sur un fil composite à base de NbTi de type LHC-01 [LEN 99].

$$\Delta m_{\text{wire,ov}} = \frac{4}{3\pi(1+I_{\text{wire}})} J_c(T_0, B_0) d_{\text{fil}} \quad (35a)$$

et

$$\Delta m_{\text{wire,eff}} = \frac{4}{3\pi} J_c(T_0, B_0) d_{\text{fil}} \quad (35b)$$

A titre d'illustration, la Figure 31 présente des mesures d'aimantation réalisée à l'Institut de Physique de l'Académie des Sciences Polonaise pour le compte du CERN sur un fil à base de NbTi de type LHC-01 [LEN 99] (il est à noter que le CERN est maintenant doté des équipements nécessaires à la réalisation de telles mesures [LEN 01]). Les courbes intérieures correspondent à des mesures à 4,2 K alors que les courbes extérieures correspondent à des mesures à 1,9 K (le fait que le cycle d'hystérésis soit plus grand à 1,9 K qu'à 4,2 K résulte de l'augmentation de la densité de courant critique). L'amplitude de l'hystérésis ($\mu_0 \Delta m_{\text{wire,ov}}$) à 1,9 K et 0,5 T est de l'ordre de 26 mT, ce qui satisfait le cahier des charges du LHC (voir le Tableau 1).

La manière la plus simple de réduire l'aimantation d'un fil à base de NbTi est de diminuer le diamètre des filaments. Cependant, comme nous l'avons indiqué au paragraphe 4.1.2, réduire le diamètre des filaments implique des passages supplémentaires à travers les filières d'étirage, voire un ré-empilement de billette, ce qui augmente les risques de casse et les coûts de production. Dans le cas des aimants d'accélérateur, tels les aimants du SSC, du RHIC ou du LHC, l'optimum se situe autour de 5 μm , mais des fils avec des diamètres de filament aussi petits que 0,1 μm ont été développés pour des applications en courant alternatif [DUB 84], [VER 93].

6.4. Aimantation des fils composites multifilamentaires à base de Nb_3Sn

Pour la plupart des fils à base de Nb_3Sn (en particulier, ceux produits par la méthode de l'interne interne ou du « Modified Jelly Roll »), l'aimantation mesurée est en général plus grande que celle à laquelle on peut s'attendre d'après le diamètre et l'arrangement initial des filaments. Cela signifie que les filaments sont plus ou moins couplés et réagissent de manière collective aux changements d'induction magnétique appliquée. L'origine de ce comportement collectif n'est pas encore bien comprise, mais elle est probablement liée aux pontages interfilamentaires qui se forment lors des étapes successives de fabrication et de transformation du brin (voir paragraphe 4.2.3).

Pour ce type de fils, on peut toujours définir une aimantation résultante par unité de volume, $m_{\text{wire,ov}}$, mais la normalisation par unité de volume de supraconducteur n'a plus grand sens. Comme pour la densité de courant critique, on préfère alors définir une aimantation effective par unité de volume de non-cuivre, que par soucis de simplicité, nous continuerons de noter $m_{\text{wire,eff}}$.

Par analogie avec les fils à base de NbTi, l'aimantation mesurée peut servir à calculer un diamètre effectif de filament, d_{eff} , à partir de [GHO 85]

$$d_{\text{eff}} = \frac{\Delta m_{\text{wire,ov}}(B_0)}{4} \frac{1}{3\pi(1 + I_{\text{wire}})} J_c(T_0, B_0) \quad (36a)$$

et

$$d_{\text{eff}} = \frac{\Delta m_{\text{wire,eff}}(B_0)}{4} \frac{1}{3\pi} J_c(T_0, B_0) \quad (36b)$$

où $\Delta m_{\text{wire,ov}}$ (respectivement, $\Delta m_{\text{wire,eff}}$) désigne l'amplitude du cycle d'hystérésis de l'aimantation résultante (respectivement, effective), pour une valeur d'induction magnétique appliquée, B_0 , où les filaments sont totalement pénétrés, tant à la montée qu'à la descente, et I_{wire} est le rapport de sections cuivre-sur-non-cuivre.

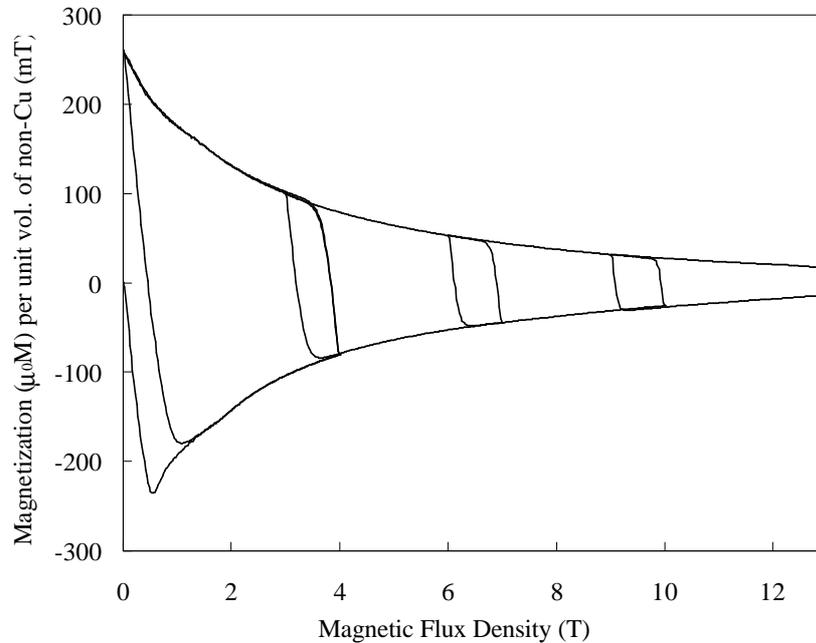


Figure 32. *Aimantation effective (par unité de volume de non-cuivre) mesurée sur un fil Nb₃Sn à forte densité de courant critique produit par la méthode de l'étain interne [McD 01].*

A titre d'illustration, la Figure 32 présente des mesures d'aimantation réalisées à Fermilab sur un fil Nb₃Sn à forte densité de courant critique produit par la méthode de l'étain interne (il est à noter que l'échelle des ordonnées est cinq fois plus grande que dans la Figure 31) [McD 01]. Pour ce fil, le diamètre effectif des filaments à 12 T est de l'ordre de 100 μm alors que le diamètre initial des filaments de Nb dans le fil non réagi était inférieur à 5 μm. On peut s'attendre à ce qu'un tel fil soit aussi le siège de sauts de flux (voir le paragraphe 3.2).

Dans le cas des fils composites, l'aimantation provient en majeure partie des filaments, mais il ne faut pas négliger que d'autres matériaux entrant dans la fabrication des fils peuvent eux aussi devenir supraconducteurs et contribuer à l'aimantation. Par exemple, la Figure 33 compare deux courbes d'aimantation mesurées à 4,2 K sur deux fils Nb₃Sn produits par la méthode de l'étain interne. Les deux fils sont de géométrie et constitution identiques, sauf en ce qui concerne la barrière anti-diffusion dite « collective » qui entoure la zone multifilamentaire.

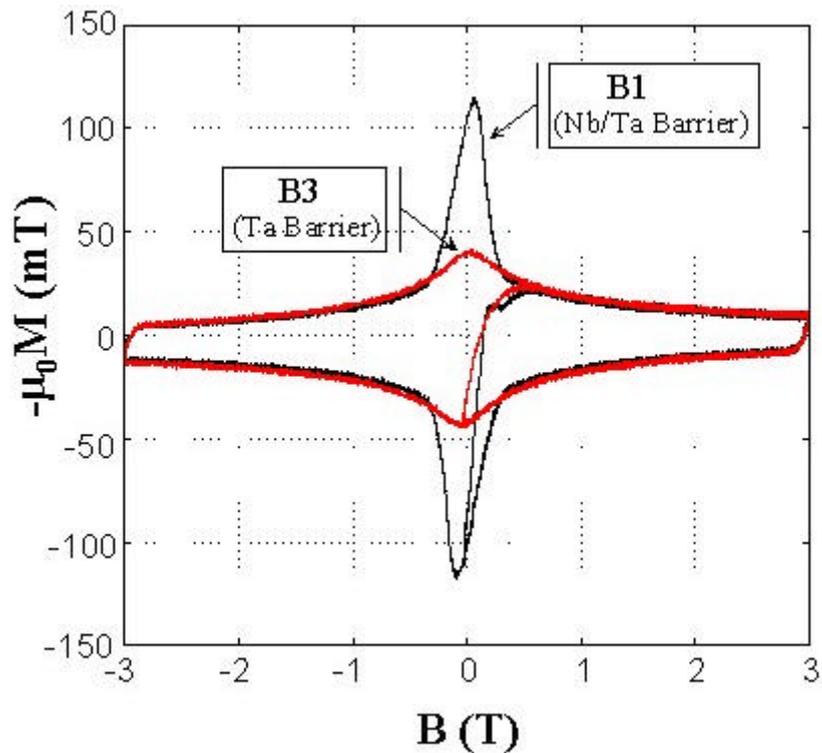


Figure 32. Courbes d'aimantation effectives mesurées à 4,2 K sur deux fils Nb_3Sn de type étain interne de constitution semblable mais différant par la nature de la barrière anti-diffusion collective entourant la zone multifilamentaire : (a) fil avec une barrière simple (tantale ; B3) et (b) fil avec une barrière double (tantale à l'intérieur et niobium à l'extérieur ; B1) [DUR 01].

Pour l'un des fils (désigné par B3), cette barrière est faite d'un matériau unique (le tantale), alors que pour l'autre (désigné par B1), elle est faite de deux matériaux (du tantale à l'intérieur et du niobium à l'extérieur). Il se trouve que le niobium est un supraconducteur de type II (très utilisé dans la fabrication des cavités radio-fréquence [PAD 98]), avec une induction magnétique critique de seconde espèce de 0,268 T à 4,2 K. Dans le cas du fil B1, la présence du niobium cause l'apparition de bosses d'aimantation supplémentaires dans le domaine d'induction magnétique où celui-ci est supraconducteur. Ces bosses ne perturbent pas le fonctionnement du fil à champ élevé mais peuvent augmenter de manière significative l'énergie dissipée lors d'un cycle bipolaire (du genre ± 3 T).

Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.2.3, le diamètre effectif des filaments dans un composite à base de Nb_3Sn peut être réduit en augmentant la distance interfilamentaire et/ou en implantant des barrières anti-diffusion individuelles qui isolent de petits paquets de filaments. Cependant, de telles actions peuvent dégrader la densité de courant dans le non-cuivre et accroître les coûts de production. Plusieurs programmes de R&D sont actuellement menés de par le monde pour tenter de résoudre ce problème.

7. Câbles et conducteurs supraconducteurs

7.1. Généralités

Les petits aimants supraconducteurs, tels les solénoïdes, sont en général bobinés à l'aide de fils composites multifilamentaires supraconducteurs de section ronde ou rectangulaire. Toutefois, les plus grands aimants utilisent des câbles multibrin.

Il y a au moins quatre raisons de préférer un câble multibrin à un fil seul : (1) réduction des longueurs unitaires de fil à produire sans casse (une bobine réalisée à l'aide d'un câble à N brins utilise des longueurs unitaires qui sont $1/N$ fois plus petite qu'une bobine similaire réalisée à l'aide d'un fil unique), (2) limitation du nombre de tours et simplification du bobinage, (3) possibilité d'avoir des redistributions de courant d'un brin à un autre dans le cas d'un défaut localisé ou d'un démarrage de transition, et (4) diminution de l'inductance de la bobine (l'inductance d'une bobine réalisée avec un câble à N brins est $1/N^2$ fois plus petite que celle d'une bobine similaire réalisée à l'aide d'un fil unique). Une inductance plus petite permet de réduire la tension que doit fournir l'alimentation électrique pour monter l'aimant à son courant d'opération en un temps donné. De plus, cela accélère la décharge en courant de l'aimant et limite la montée en tension par rapport à la masse en cas de transition vers l'état normal résistif. Le principal inconvénient d'un câble multibrin réside dans le fort ampérage qui nécessite de grosses alimentations électriques et de grosses aménagements de courant.

Les fabricants d'aimants utilisent deux configurations principales de câble qui sont représentées Figure 34 : (1) des câbles torsadés comme des cordes et (2) des câbles plats, rectangulaires ou trapézoïdaux, dits de *Rutherford*. Dans les deux cas, les brins sont transposés de manière à homogénéiser la répartition du courant (tant en mode continu qu'en mode pulsé) et à limiter les courants de couplage interbrin en champ magnétique variable. Les deux configurations peuvent être câblées en plusieurs étages, chaque étage ayant son propre pas de torsade. Les câbles ainsi constitués sont utilisés en l'état, ou ils sont renforcés (soit en interne soit en externe) pour améliorer la reprise des efforts et/ou limiter les risques d'échauffement en cas de transition. Ils peuvent aussi être montés à l'intérieur d'un conduit pour améliorer le refroidissement à l'hélium. Passons maintenant en revue les différents types de câbles les plus couramment employés dans les applications pratiques.

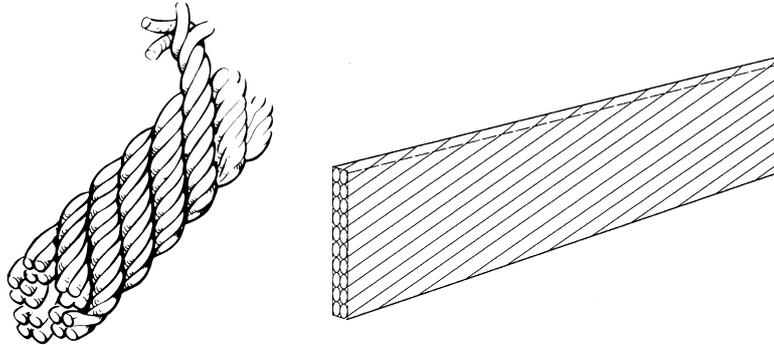


Figure 34. Configurations de câbles les plus couramment utilisées dans les bobinages d'aimants supraconducteurs de grande taille: (a) câble torsadé comme une corde (dessin de gauche) et (b) câble plat de type Rutherford (dessin de droite).

7.2. Câbles de type Rutherford

7.2.1. Description

Un câble de Rutherford est constitué de quelques dizaines de brins, torsadés entre eux, et assemblés de manière à former un conducteur plat à deux couches, comme sur la Figure 34(b) [WIL 96], [ROY 87]. Ce type de câble a été développé au début des années 1970 au Laboratoire de Rutherford Appleton, au Royaume Uni [THO 72]; il est surtout utilisé dans les bobines d'aimants dipolaires et quadripolaires pour accélérateurs de particules [DEV 01a]. On peut lui conférer une forme légèrement trapézoïdale (dite « en clé de voûte ») pour permettre la réalisation de bobines de type $\cos q$ ou $\cos 2q$ où les conducteurs sont disposés en arche autour du tube faisceau.

7.2.2. Exemple de câbleuse

La Figure 35 montre un exemple de câbleuse développé au LBNL pour la production de câbles de Rutherford [ROY 87]. Cette machine est constituée d'un grand tambour supportant les bobines de fil et est entraînée par une chenille (Figure 36). Les brins sont torsadés autour d'une forme cylindrique biseautée comme la lame d'un tournevis [Figure 37(a)]. Lorsque le câble quitte la forme, il entre dans une tête de turc constituée de quatre galets disposés à des angles bien précis de manière à former un orifice trapézoïdal [Figure 37(b)]. Les galets écrasent le câble et lui donnent la géométrie désirée.

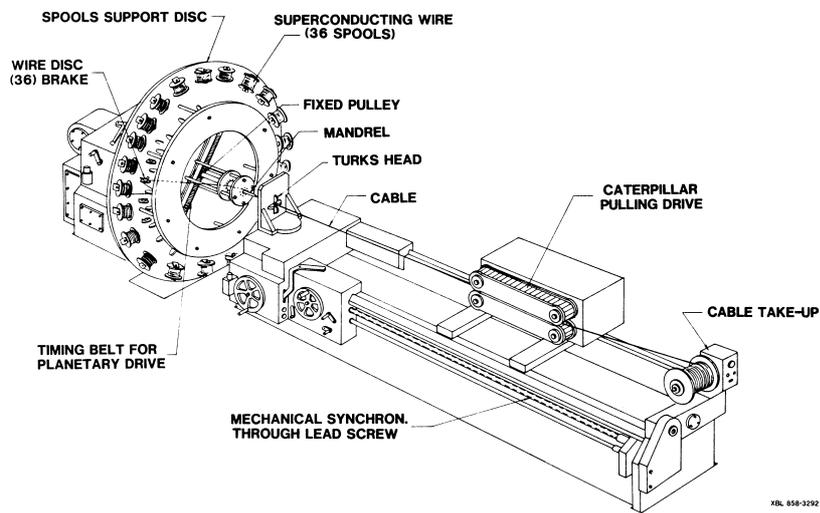


Figure 35. Schéma d'une câbleuse pour câbles de Rutherford [ROY 87].

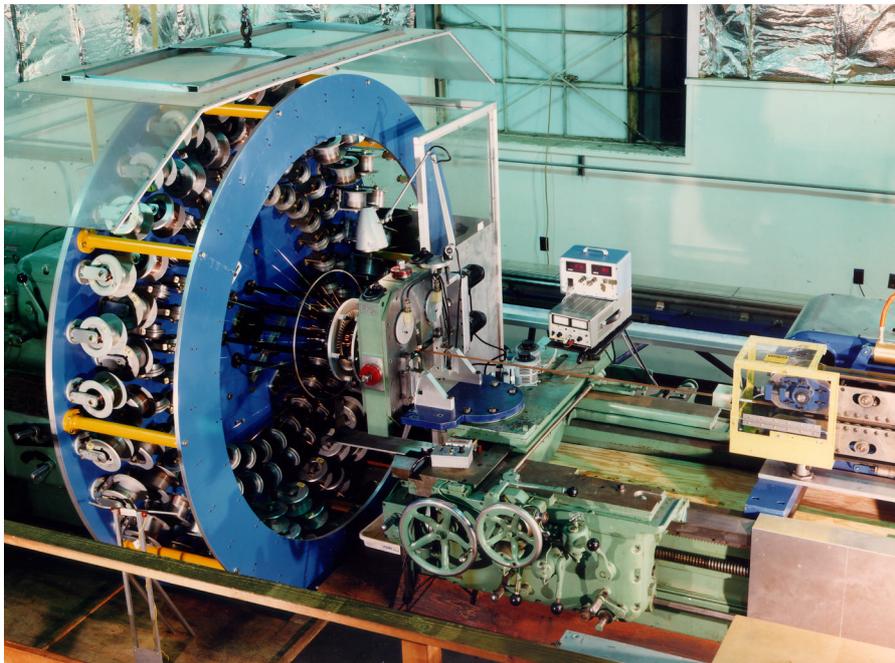


Figure 36. Vue d'ensemble de la câbleuse du LBNL (R.M. Scanlan).

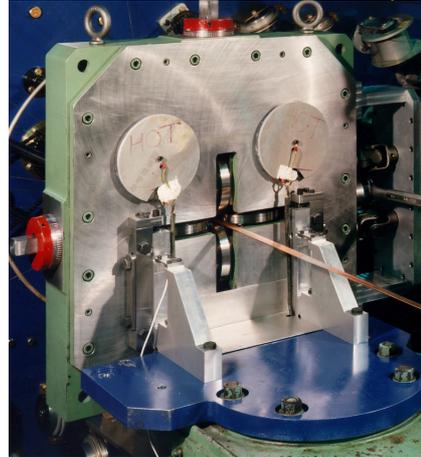
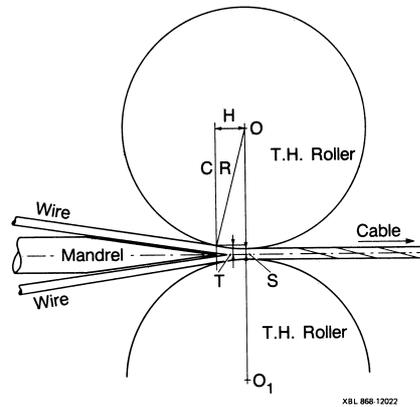


Figure 37. Vues de détail de la câbleuse du LBNL : (a) forme de câblage (photo de gauche) [ROY 87], et (b) tête de turc (photo de droite ; R.M. Scanlan).

7.2.3. Problèmes de conception et de fabrication

Les principaux problèmes de conception et de fabrication d'un câble de Rutherford sont : (1) le taux de remplissage, (2) le contrôle des dimensions extérieures, (3) la limitation des dégradations de courant critique dû au câblage et (4) le contrôle des résistances interbrin.

7.2.3.1. Taux de remplissage

Le taux de remplissage d'un câble de Rutherford en clé de voûte n'est pas uniforme. On définit généralement un taux de remplissage moyen, K_{cable} , en faisant le rapport de la somme des surfaces des brins non déformés par la surface du trapèze dans lequel le câble est inscrit [SCA 93]. Comme les brins sont torsadés, leur surface doit être calculée dans un plan perpendiculaire à l'axe du câble. Nous avons alors

$$K_{\text{cable}} = \frac{N_{\text{cable}} \rho d_{\text{wire}}^2}{4 h_{\text{cable}} t_{\text{cable}} \cos \gamma_{\text{cable}}} \quad (37)$$

où N_{cable} désigne le nombre de brins dans le câble, d_{wire} désigne le diamètre extérieur des brins, h_{cable} et t_{cable} désignent la largeur et l'épaisseur moyenne du câble, et γ_{cable} désigne l'angle de câblage.

L'angle de câblage, γ_{cable} , est donné par

$$\tan \gamma_{\text{cable}} = \frac{2 h_{\text{cable}}}{p_{\text{cable}}} \quad (38)$$

où p_{cable} désigne le pas de torsade des brins dans le câble.

Le taux de remplissage moyen doit être suffisamment élevé pour assurer une bonne stabilité mécanique, en particulier lors des cintrages inhérents au bobinage, tout en laissant suffisamment de vide (de l'ordre de 10 % en volume) pour permettre un bon refroidissement à l'hélium (dans le cas des bobines poreuses) ou une bonne pénétration de la résine (dans le cas des bobines imprégnées).

7.2.3.2. Contrôle des dimensions extérieures

Dans le cas des aimants d'accélérateur, les dimensions extérieures du câble doivent être maintenues dans des tolérances très serrées pour assurer un bon positionnement géométrique des conducteurs dans la bobine et atteindre la qualité de champ désirée [GRE 89]. Les dimensions sont en général contrôlées par une machine à mesurer les câbles (« Cable Measuring Machine » ou CMM), montée en ligne avec le câbleuse [CAR 86]. Les valeurs obtenues avec la CMM peuvent être vérifiées en faisant des mesures sur des empilements de 10 câbles assemblés dans un outillage spécifique en alternant la position du petit côté du trapèze de manière à compenser la pente des grands côtés.

7.2.3.3. Dégradation du courant critique

Le courant critique mesuré sur un brin extrait d'un câble est en général plus faible que celui mesuré sur un brin vierge avant câblage. Cette dégradation provient principalement des segments où le brin est tordu comme une épingle à cheveux sur les petits côtés du câble [GOO 87]. Elle est attribuée à des réductions locales de section des filaments (brins NbTi) [SEU 91], [WAR 92] ou à des cassures des barrières anti-diffusion, entraînant des fuites d'étain et des réactions incomplètes de filaments (brins Nb₃Sn). Bien sur, plus l'angle du trapèze (ou de la clé de voûte) est grand, et plus les dégradations sont importantes [SHI 90], [II 90]. En pratique, on veut limiter les dégradations à quelques pour-cent, et l'angle du trapèze dépasse rarement 2°. De plus, il est bien connu que la présence d'un cœur en cuivre au centre du brin [comme dans la Figure 8(a)] permet de réduire les distorsions des filaments internes, et donc la dégradation de câblage.

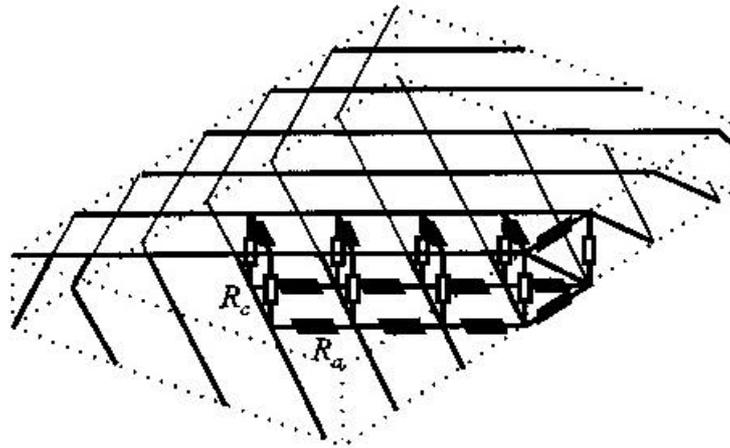


Figure 38. *Modèle de résistance interbrin pour un câble de Rutherford [VER 93].*

7.2.3.4. Résistances interbrin

Dans un câble de Rutherford, et comme détaillé dans le paragraphe 8.4.1 et illustré par la Figure 38, il y a deux types de résistances interbrin [VER 93a], [DEV 99], [OTM 01]: (1) les résistances de croisement, R_c , localisées aux croisements entre les brins des deux couches, et (2) les résistances adjacentes, R_a , distribuées entre brins adjacents d'une même couche. Il est souhaitable que les résistances interbrin ne soient ni trop petites, afin de limiter les courants de couplage interbrin, ni trop grandes, pour favoriser les redistributions de courant entre brins. Les courants de couplage interbrin doivent être limités car ils peuvent causer d'indésirables distorsions de champ (même à faible vitesse de montée ou de descente) et/ou dégrader le courant de transition [OGI 92], [DEV 96], [OGI 97]. Par contre, il a été démontré que les redistributions de courant entre brins permettaient d'augmenter les énergies minimales de transition et d'accroître la stabilité vis à vis des petites perturbations [WIL 97], [GHO 97]. Ces demandes contradictoires imposent une limite inférieure sur R_c , où circulent les courants de couplage les plus importants, et une limite inférieure sur R_a , qui joue sans doute un rôle important dans les redistributions de courant. Dans la pratique, le principale problème consiste à contrôler R_c .

Les résistances interbrin ont plusieurs composantes [DEP 97], dont la résistance des couronnes métalliques qui entourent la zone multifilamentaire à l'intérieur de chaque brin du câble. Pour les brins à base de NbTi, il y a en général une seule couronne extérieure en cuivre pur [voir Figure 8(a)], mais pour les brins à base de Nb₃Sn, il peut y avoir plusieurs couronnes concentriques, dont une fine couche de bronze, des barrières anti-diffusion et une couronne extérieure en cuivre [voir Figure 8(b)]. Parmi les autres composantes, on trouve la couche d'oxyde qui se développe à la surface des brins et dont l'épaisseur varie lors des étapes successives de fabrication du fil, du câble et de la bobine. Pour les câbles conventionnels, cette dernière composante est en général la plus importante et la plus difficile à contrôler, surtout pour des productions de plusieurs centaines voire plusieurs milliers de kilomètres.

Un certain nombre de solutions peuvent être mises en œuvre en vue de garantir une valeur minimale de R_c . Une première possibilité consiste à introduire une barrière résistive au sein des couronnes de cuivre en périphérie des brins (telle une couronne de CuNi pour les brins à base de NbTi [BRU 97], [RIC 97], [SCH 98]), mais l'implantation de cette barrière complique l'assemblage et la transformation des billettes multifilamentaires. Une autre possibilité consiste à appliquer un revêtement sur la surface des brins à la fin des opérations d'étirage. Pour les brins à base de NbTi, on utilise généralement un revêtement à base de soudure étain-argent (avec une teneur en poids d'argent de 5 %) que l'on appelle « *stabrite* » (contraction de « *stay bright* » que l'on peut traduire par « *toujours brillant* »), alors que pour les brins à base de Nb₃Sn, on utilise un dépôt de chrome [MOW 86], [BRU 98] (le chrome est capable de supporter le traitement thermique nécessaire à la formation du Nb₃Sn sans trop dégrader le RRR du cuivre stabilisateur, mais il est incompatible avec les soudures conventionnelles et doit donc être retiré par dissolution à l'acide chlorhydrique dans les zones de connexion). De plus, comme le montre la Figure 39(a), on peut insérer un fin ruban isolant (par exemple en acier) entre les deux couches de brins du câble [ADA 97], [COL 97]. L'utilisation d'une âme permet d'accroître R_c tout en maintenant de faibles valeurs de R_a [DEV 99], [OTM 01], mais son efficacité n'a pas encore été testée dans un aimant représentatif des aimants d'accélérateur. Des résultats pratiques mesurés sur des échantillons de câble sont présentés et discutés au paragraphe 8.4.1.

Au cours de ces vingt dernières années, les différents projets d'accélérateurs supraconducteurs ont abordé la question du contrôle des résistances interbrin de manière souvent différente. Dans le cas du Tevatron, la moitié des brins est recouverte de stabrite alors que l'autre moitié est recouverte d'ébanol, une solution chimique qui favorise le développement d'oxyde de cuivre de couleur noire. Les brins recouverts d'oxyde de cuivre et d'ébanol sont alternés, créant un motif de rayures argentées et noires, qui évoque le pelage d'un zèbre et vaut à ce type de câble le qualificatif de « *zébré* ». Les brins des câbles pour les aimants d'UNK, SSC

et RHIC sont nus, alors que ceux des câbles pour les aimants de HERA et du LHC sont recouverts de stabrite. De plus, à l'issue du câblage, les conducteurs LHC sont soumis à un traitement thermique à 200 °C pendant 8 à 10 heures sur des tourets spéciaux assurant une bonne circulation d'air. Ce traitement thermique est optimisé de manière à ne pas dégrader la microstructure du NbTi tout en favorisant l'oxydation du stabrite pour atteindre les objectifs désirés en terme de résistance interbrin (pour les deux types de câbles LHC discutés ci-après, les objectifs en terme de R_c sont : de 15 à 20 $\mu\Omega$ pour le Câble 1 et de 30 à 40 $\mu\Omega$ pour le Câble 2). De plus, ce traitement thermique permet d'adoucir le cuivre des brins et d'éliminer tout ou partie de l'écrouissage introduit lors des opérations de câblage.

Il est intéressant de remarquer qu'en plus des questions déjà discutées, la géométrie particulière des câbles de Rutherford peut aussi donner naissance à des propriétés assez singulières. Considérons tout d'abord le cas d'un câble soumis à une induction magnétique perpendiculaire à son plan médian, uniforme dans l'espace mais variable dans le temps. Alors, des études ont montré que si R_c est uniforme, la distribution spatiale des courants de couplage interbrin est périodique le long du câble avec une période égale au pas de torsade [AKH 94]. Supposons à présent que l'induction magnétique appliquée est toujours plus ou moins uniforme, mais présente des variations spatiales le long de certaines sections du câble (comme cela est par exemple le cas pour les têtes de bobines dans les aimants d'accélérateur de grande longueur). Alors, il a été montré que ces variations spatiales localisées étaient la source de courants de couplage interbrin supplémentaires, qui s'étendent sur de grandes longueurs (y compris le long des sections de câble où l'induction magnétique appliquée est uniforme) et qui présentent de grandes constantes de temps de décroissance [KRE 95a], [KRE 95b], [VER 97], [VER 98]. Ces courants de couplage supplémentaires, appelés en anglais « *Boundary-Induced Coupling Currents* » ou BICC (littéralement : « courants de couplage induits par les conditions aux limites »), peuvent expliquer des comportements anormaux observés sur certains aimants [KRE 96].

7.2.4. Exemple de production

A titre d'exemple, le Tableau 6 récapitule les paramètres les plus importants des câbles en cours de production pour les aimants dipolaires et quadripolaires des arcs du LHC. Le LHC utilise deux types de câbles principaux, appelés *Câble 1* et *Câble 2*, qui sont réalisés à partir des deux types de brins décrits dans le paragraphe 4.1.4.2 (il est intéressant de noter que pour le Câble 1 on a : $y_{\text{cable}} \approx 14,7^\circ$ et $K_{\text{cable}} \approx 90\%$, alors que pour le Câble 2 on a : $y_{\text{cable}} \approx 16,8^\circ$ et encore $K_{\text{cable}} \approx 90\%$). Les quantités nécessaires sont : de l'ordre de 2400 km de Câble 1 (destinés à la production d'environ 5000 bobines de 15 tours et 14 mètres de long pour les couches intérieures des aimants dipolaires) et de l'ordre de 4600 km de Câble 2 (destinés à la production d'environ 5000 bobines de 25 tours et 14 mètres de long

pour les couches extérieures des aimants dipolaires et de plus de 3500 bobines de 24 tours et 3 mètres de long pour les aimants quadripolaires). Comme détaillé dans le Tableau 2, la production des câbles est placée sous la responsabilité des fabricants de fils, qui font le câblage en interne ou le sous-treatent à une autre entreprise.

7.2.5 Mesures sur câble

Comme pour les fils, la capacité en courant de transport des câbles est déterminée en faisant des mesures sur échantillons courts. Les courbes tension-courant obtenues sur des échantillons courts de câbles sont particulièrement semblables à celles obtenues sur des échantillons courts de fils, et les performances des câbles peuvent être caractérisées en utilisant les mêmes définitions de courant critique et d'index de transition résistive.

BNL a construit une station d'essais de mesures de courant critique sur câble qui sert de référence pour les câbles de Rutherford en NbTi [GAR 83], [GAR 89a]. Des études ont montré que le courant critique des câbles de Rutherford en Nb₃Sn était sensible aux pressions appliquées transversalement et que sa mesure dans des conditions représentatives des conditions d'utilisation dans les bobines d'aimants demandait des dispositifs expérimentaux spécifiques [BOS 91], [KAT 93]. Il est à noter que du fait des courants importants circulant dans l'échantillon, il faut procéder à des corrections pour les effets de champ propre [GAR 89b].

Tableau 6. Principaux paramètres des câbles pour le LHC.

	Câble 1	Câble 2
Type de fil	01	02
Nombre de brins	28	36
Largeur (mm)	15,10	15,10
Demi-épaisseur (mm)	1,900 ± 0,006	1,480 ± 0,006
Angle de la clé de voûte (°)	1.25 ± 0,05	0,90 ± 0,05
Pas de torsade (mm)	115 ± 5	100 ± 5
I_C minimum (A)	13750 A	12960 A
	@ 1,9 K & 10 T	@ 1,9 K & 9 T
Objectif pour R_c ($\mu\Omega$)	15–20	30–40
Longueur unitaire (m)	460	750
	@ 4,2 K & 7 T	@ 4,2 K & 7 T
Quantité (km)	2370	4600

7.3. Variantes de câbles de type Rutherford

Nous avons déjà expliqué comment on pouvait introduire une âme isolante entre les deux couches de brins d'un câble de Rutherford afin d'éviter que les résistances de croisement ne soient trop faibles. Le câble présenté Figure 39(a) a été développé par Alstom/MSA pour un projet d'aimant quadripolaire en Nb₃Sn en cours d'exécution au CEA/Saclay [DEV 01b]. Il est constitué de 36 brins Nb₃Sn de type « étain interne », de 0,825 mm de diamètre, et incorpore une âme en acier austénitique (316L, recuit) d'une épaisseur de 25 µm. Le courant critique doit dépasser 12000 A à 4,2 K et 7 T.

Pour certaines applications, l'âme peut être rendue plus épaisse de manière à augmenter la chaleur spécifique du conducteur et améliorer sa stabilité. A titre d'exemple, la Figure 39(b) présente un conducteur en NbTi développé par Alstom/MSA pour la bobine interne de l'aimant hybride de 40 T en cours de fabrication par Oxford Instruments au Royaume Uni pour le compte du Laboratoire des Champs Intenses de Grenoble [BON 00]. Le conducteur est constitué de 24 brins en NbTi assemblés autour d'un insert en acier de section rectangulaire (4,6 mm par 2,5 mm). Les brins sont recouverts d'une couche de nickel de 2 µm d'épaisseur.

La Figure 39(c) montre un exemple de câble développé par Vaccumschmelze en Allemagne et constitué d'un mélange de brins Nb₃Sn et de brins en cuivre pur. Cette ségrégation entre le cuivre stabilisateur (qui est bon marché) et le composite à base de Nb₃Sn (qui est très onéreux) permet en principe de diminuer les coûts de production. Un câble de ce type a été utilisé au CERN au début des années 1980 pour réaliser un solénoïde et un modèle d'aimant quadripolaire supraconducteurs [ASN 81], [ASN 83].

Enfin, la Figure 39(d) présente un exemple de câble de Rutherford à deux étages, constitué de 37 câbles à 6 brins torsadés autour d'un brin central, et incluant une âme en acier d'une épaisseur de 25 µm [BAU 01]. Les 259 brins Nb₃Sn de type « étain interne », de 0,3 mm de diamètre, ont été produits par Intermagnetics General Corporation (IGC) et le câblage a été réalisé au LBNL. On peut s'attendre à ce qu'un tel câble soit plus flexible et conduise à de plus faibles dégradations du I_C lorsqu'on le cintre sur un petit rayon de courbure après traitement thermique, permettant d'effectuer des bobinages à partir d'un câble réagi.

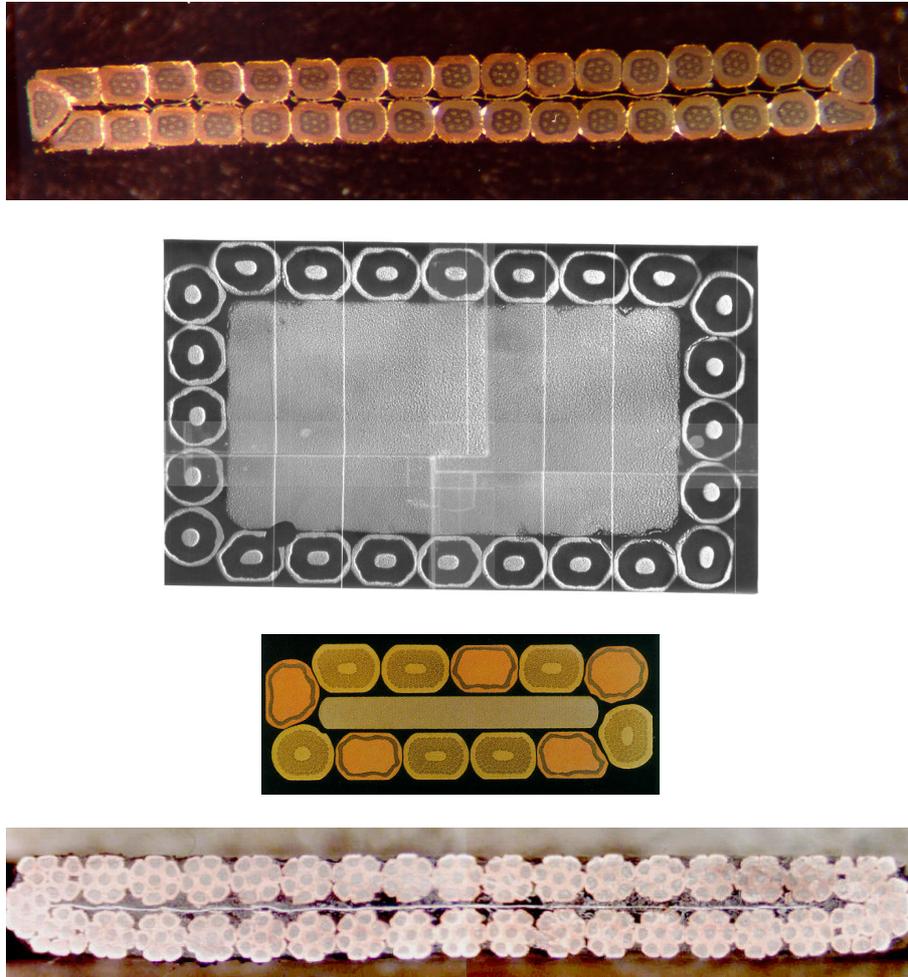


Figure 39. Variantes de câbles de type Rutherford : (a) vue en coupe d'un câble non réagi en Nb_3Sn incorporant une âme en acier austénitique (316L, recuit) d'une épaisseur de 25 mm [DEV 01], (b) vue en coupe d'un câble en NbTi incorporant un insert en acier de dimension 4,6 mm par 2,5 mm (A. Bonito Oliva, Oxford Instruments), (c) vue en coupe d'un câble non réagi constitué d'un mélange de brins Nb_3Sn et de brins en cuivre pur disposés autour d'une âme métallique (Vacuumschmelze), et (d) vue en coupe transversale d'un câble non réagi à deux étages de brins Nb_3Sn [BAU 01].

7.4. Conducteurs sur-stabilisés

7.4.1. Généralités

Pour les aimants à forte inductance et longue constante de temps de décharge du courant, la matrice de métal normal incluse dans les brins du câble peut s'avérer insuffisante pour éviter un échauffement excessif lors d'une transition. Si besoin est, la stabilisation des brins peut être complétée par l'addition d'un grand volume de métal normal de faible résistivité autour du câble lui-même. Cette addition est appelée *sur-stabilisation*.

Les conducteurs sur-stabilisés sont principalement utilisés dans la réalisation des grands systèmes d'aimants destinés aux expériences de physique des hautes énergies [PER 89]. Dans ces systèmes, les aimants doivent être aussi transparents que possible aux particules étudiées, et le matériau le plus approprié comme sur-stabilisant est l'aluminium. Ce choix offre également l'avantage de réduire le poids du conducteur, puisque l'aluminium a une densité de 2768 kg/m^3 alors que celle du cuivre est trois fois plus grande (8960 kg/m^3).

Le premier conducteur sur-stabilisé à l'aluminium fut sans doute développé à la fin des années 1970 pour un solénoïde implanté dans une expérience des Anneaux d'Intersection (« Intersecting Storage Rings » ou ISR) au CERN [MOR 77a], [MOR 77b]. Ce conducteur utilisait un câble torsadé (constitué de 11 brins composites multifilamentaires Cu/NbTi torsadés autour d'une âme d'acier) entouré de deux bandes d'aluminium pur (à 99,9997 %), préformées et soudées sur le câble à basse température (autour de $370 \text{ }^\circ\text{C}$). Une technique de soudure semblable fut aussi utilisée pour le conducteur du solénoïde monté dans l'expérience CELLO du Laboratoire Allemand du Synchrotron à Electrons (« Deutsches Elektronen-Synchrotron » ou DESY), situé à Hambourg en Allemagne [GEN 78], [DES 80].

Une importante amélioration dans la fabrication des conducteurs sur-stabilisés a été apportée au milieu des années 1980 par Hitachi Cable Ltd., au Japon, qui le premier, utilisa un procédé de co-extrusion pour produire le conducteur destiné au solénoïde de l'expérience CDF (« Collider Detector Facility ») au Laboratoire National Enrico Fermi (« Fermi National Accelerator Laboratory » ou FNAL) près de Chicago dans l'Illinois [MIN 85]. Le conducteur de CDF est constitué d'un composite multifilamentaire Cu/NbTi de section rectangulaire (1,9 mm par 3,65 mm) noyé dans un sur-stabilisant en aluminium pur (à 99,999 %), de section également rectangulaire (3,89 mm par 20 mm). Le rapport de sections Cu/NbTi/Al vaut 1/1/21. Le procédé de co-extrusion fut par la suite appliqué à la production de câbles de Rutherford sur-stabilisés, tel celui pour le solénoïde de l'expérience ALEPH (« Apparatus for LEP pHysics ») au CERN [LEB 87], [BAZ 88], ouvrant ainsi la voie des conducteurs à fort courant qui sont maintenant utilisés.

Les problèmes concernant la fabrication des conducteurs sur-stabilisés sont : (1) minimiser l'échauffement et la dégradation du câble supraconducteur lors de la soudure ou de la co-extrusion pour ne pas détériorer le courant critique et (2) assurer une bonne liaison entre le composite supraconducteur ou le câble et l'aluminium sur-stabilisateur pour limiter la résistance électrique de contact et favoriser la redistribution du courant en cas de transition.

De plus, il est intéressant de noter que lorsqu'un conducteur sur-stabilisé transite vers l'état normal résistif, le courant est rapidement expulsé en dehors des filaments de NbTi vers la matrice de cuivre et l'aluminium sur-stabilisateur. Toutefois, étant donnée la grande section de ce dernier, la redistribution du courant n'est pas instantanée, mais réclame un certain intervalle de temps durant lequel la dissipation de puissance par effet Joule est beaucoup plus grande qu'à l'état final. Ce phénomène existe aussi dans les composites Cu/NbTi conventionnels [HIL 76], [CHR 83], mais il est bien entendu beaucoup plus marqué dans le cas des conducteurs sur-stabilisés [DEV 85], [DEV 89a], [LUO 89]. Il s'ensuit que la propagation de la zone normale le long d'un tel conducteur est accompagnée d'une vague de diffusion électromagnétique, qui peut être observée expérimentalement [DEV 90], et qui influence la vitesse de propagation [DEV 89b], [MIN 93].

7.4.2. Conducteur pour CMS

A titre d'illustration, le Figure 40(a) présente une vue en coupe transversale du conducteur pour l'expérience CMS (« Compact Muon Solenoid ») qui sera installée au CERN autour de l'un des points d'interaction du LHC [KIR 99], [BLAU 02]. Ce conducteur utilise un câble de Rutherford rectangulaire (20,68 mm par 1,28 mm) constitué de 32 brins composites multifilamentaires Cu/NbTi (avec un diamètre de 1,28 mm et un rapport de sections cuivre-sur-supraconducteur de 1,1 sur 1) noyé dans un sur-stabilisant rectangulaire (30 mm par 24 mm) en aluminium pur, complété par des renforts en alliage d'aluminium (ENAW-6082).

Les fils du conducteur CMS sont produits par Outokumpu et câblés par Brugg Kabel. Le sur-stabilisant est mis en place par un procédé de co-extrusion. La co-extrusion est réalisée par Nexans Suisse SA, situé à Cortaillod en Suisse. Figure 40(b) montre une vue de détail de l'interface entre les brins du câble et le sur-stabilisant mettant en évidence l'existence d'une bonne liaison entre le câble et l'aluminium. Les renforts sont soudés par faisceaux d'électrons par Techmeta, à Annecy en France. Le courant critique est de l'ordre de 50000 A à 4,2 K et 5 T. Le bobinage de CMS nécessite (20 + 1) longueurs unitaires de 2,5 km chacune, et utilisera environ 1760 km ou 17 tonnes de fils Cu/NbTi. En février 2002, 2 longueurs unitaires du conducteur final avaient été produites.

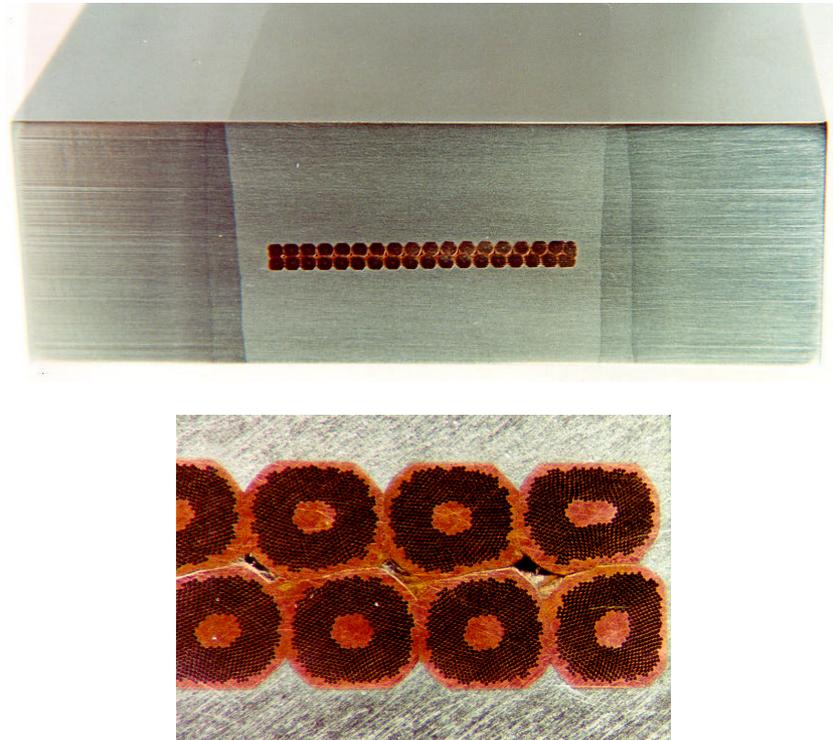


Figure 40. Conducteur pour le solénoïde de l'expérience CMS (« Compact Muon Solenoid ») au CERN : (a) vue en coupe transversale montrant le câble de Rutherford à base de brins Cu/NbTi, le sur-stabilisant en aluminium pur et les renforts en alliage d'aluminium soudés par faisceaux d'électrons, et (b) détail de l'interface entre les brins du câble et le sur-stabilisant (B. Levèzy, CEA/Saclay).

7.5. Câbles en conduit

7.5.1. Généralités

Les aimants dont les bobines supraconductrices sont le siège d'importantes dissipations de puissance ou qui sont soumises à des dépôts de chaleur intempestifs peuvent être réalisés à l'aide de conducteurs de type Câble-en-Conduit (« Cable In Conduit ») ou CIC). Les Câbles-en-Conduit sont constitués d'un câble torsadé à plusieurs étages montés dans un conduit métallique où l'on réalise une circulation forcée d'hélium. Le concept de CIC a été développé au milieu des années 1970 par M.O. Hoenig au Laboratoire National Francis Bitter (« Francis Bitter National Laboratory »), situé à Cambridge dans le Massachusetts [HOE 75a], [HOE 75b].

Les avantages principaux d'un Câble-en-Conduit sont : (1) un bon refroidissement à l'hélium et une bonne stabilité vis à vis des perturbations thermiques [BOT 98], (2) le conduit métallique peut être utilisé pour reprendre une partie des efforts de Lorentz, et (3) un CIC peut être conçu de manière à transporter des courants très élevés (plusieurs dizaines de kA), permettant par là même de réduire l'inductance des bobines et de faciliter le fonctionnement en régime pulsé.

Les désavantages principaux d'un Câble-en-Conduit sont : (1) les difficultés de fabrication, car, comme dans le cas des conducteurs sur-stabilisés, il faut éviter les échauffements lors de la mise en place du conduit [SCH 94], mais, ici, il faut de plus assurer l'étanchéité à l'hélium du conduit et des connexions, (2) il faut pouvoir contrôler le taux de vide et/ou les pertes de charge le long du conducteur, (3) l'alimentation en hélium des bobines nécessite un circuit hydraulique relativement sophistiqué, et (4) la réalisation des connexions réclame le développement de techniques particulières [CIA 96]. De plus, étant donné le grand nombre de brins, qui sont câblés en plusieurs étages avec des pas de torsade différents, il faut éviter l'apparition de distributions de courant hétérogènes (même en mode continu) et limiter la génération des courants de couplage interbrin lors des montées et descentes en courant [CIA 93], [SCH 00]. Tous ces effets sont bien sûr compliqués par le câblage en plusieurs étages.

A titre d'illustrations, considérons à présent les conducteurs pour les bobines modèles d'ITER et pour le système d'aimants du projet allemand de stellerator Wendelstein 7-X.

7.5.2. Conducteurs pour ITER

Comme nous l'avons déjà indiqué, les études de conception et d'ingénierie (« Engineering Design Activities » ou EDA) menées dans le cadre du programme ITER comprennent la réalisation et les essais de deux bobines modèles [AYM 01] : (1) la bobine modèle du solénoïde central (« Central Solenoid Model Coil » ou CSMC) [MAR 01] et (2) la bobine modèle du champ toroidal (« Toroidal Field Model Coil » ou TFMC) [MIT 01]. La bobine modèle du solénoïde central utilise deux types de Câbles-en-Conduit, appelés CS1 et CS2, d'une longueur totale de 6500 m [MIT 98], alors que celle du champ toroidal n'en utilise qu'un, d'une longueur de 900 m [DUC 01].

Les trois conducteurs des bobines modèles sont constitués d'un câble torsadé à 5 étages inséré dans un conduit. Comme le récapitule le Tableau 7, le câble du conducteur CS1 compte 1152 brins assemblés selon la séquence $3 \times 4 \times 4 \times 4 \times 6$, alors que les câbles des conducteurs CS2 et TFMC compte 1080 brins, assemblé (principalement) selon la séquence $3 \times 3 \times 5 \times 4 \times 6$.

Tableau 7. Paramètres des conducteurs pour les bobines modèles d'ITER.

	CS1	CS2	TFMC
Câble			
Type de brin	HPII	HPI & HPII	HPI
Séquence de câblage	3x4x4x4x6	3x3x5x4x6 ou 3x3x4x5x6	3x3x5x4x6
Nombre de brins	1152	1080	1080
Pourcentage de brins en Cu	0 %	30 %	30 %
Tube central (o.d. x i.d.)	12 x 10 mm	12 x 10 mm	12 x 10 mm
Conduit			
Type	rond-dans-un-carré	rond-dans-un-carré	tube
Matière	Incoloy 908	Incoloy 908	316LN
Diamètre intérieur	38,7 mm	37,4 mm	37,5 mm
Dimension(s) extérieure(s)	51 x 51 mm	46 x 46 mm	Ø 39.5 mm
Longueur unitaire max ^{a)}	106 m	198 m	93 m
Longueur totale ^{a)}	800 m	4570 m	910 m

^{a)} nécessaire à la réalisation des bobines modèles.

Tous les brins du conducteur CS1 sont supraconducteurs (de type HPII produit par Vac en Allemagne), alors que pour les conducteurs CS2 et TFMC, le triplet du premier étage de câblage est constitué de deux brins supraconducteurs et d'un brin en cuivre pur revêtu de chrome. Le conducteur TFMC utilise exclusivement des brins HPI produits par Europa Metall in Italie, alors que les différentes unités de longueur de conducteur CS2 utilisent des brins de différentes provenances.

Le quatrième étage des trois types de câble est enveloppé d'un ruban d'Inconel 600 de 0,1 mm d'épaisseur (en vue de limiter les pertes par courants de couplage interbrin), et il en est de même du câble final (en vue de le protéger lors de sa manutention et de la mise en place dans le conduit). A chaque étage, les sous-câbles sont torsadés entre eux avec un pas qui augmente avec le numéro d'étage. De plus, les six sous-câbles du dernier étage sont disposés autour d'un tube central (avec un diamètre intérieur de 10 mm et un diamètre extérieur de 12 mm) réalisé à l'aide d'une bande métallique enroulée en forme de spirale à spires non jointives et laissant une ouverture de l'ordre de 25 à 50 % de la surface totale. Le canal central permet de diminuer les pertes de charge dans le conduit et facilite la circulation de l'hélium entre les pétales du conducteur.



Figure 41. Conducteurs de type Câbles-en-Conduit (CIC) pour les bobines modèles d'ITER : (a) vue en coupe d'un conducteur CSMC, constitué d'un câble Nb_3Sn torsadé à plusieurs étages inséré dans un conduit de forme rond-dans-un-carré en Incoloy 908 (photo de gauche) et (b) vue explosée d'un conducteur TFMC constitué d'un câble Nb_3Sn torsadé à plusieurs étages inséré dans un tube en acier austénitique 316LN (photo de droite) [DUC 02].

Le câblage des brins Vac et Europa Metalli a été réalisé par Europa Metalli, celui des brins IGC a été réalisé par BIW Cable Systems aux Etats Unis, et celui des fournisseurs de brins japonais, principalement par Showa Electric Wire & Cable, également au Japon (un certain nombre de longueurs unitaires ont également été produites par Hitachi Cable).

Les conduits des conducteurs CS1 et CS2 ont une forme de type rond-dans-un-carré et sont réalisés en Incoloy 908, alors que le conduit du conducteur TFMC est un tube d'acier austénitique 316LN à paroi peu épaisse. Dans tous les cas, des longueurs continues de conduit ont été fabriquées en soudant bout à bout des pièces de plus petites dimensions. Le câble et le conduit ont été confectionnés séparément puis assemblés l'un dans l'autre par une technique de tirage et de roulage [MIT 98], [DUC 02].

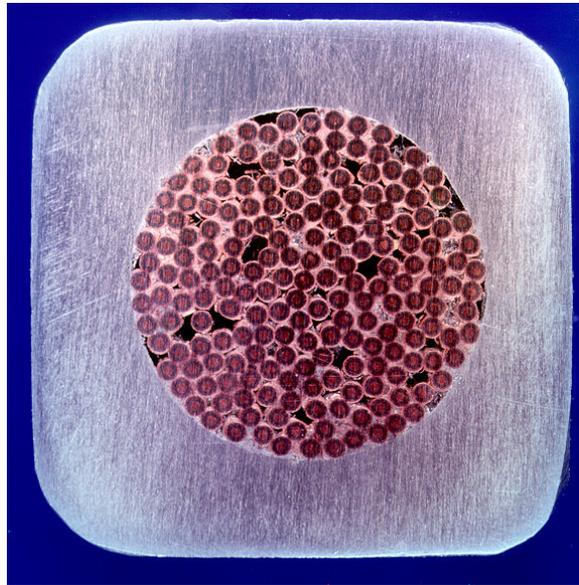


Figure 42. Conducteur de type Câble-en-Conduit (CIC) constitué d'un câble NbTi torsadé à plusieurs étages inséré dans un conduit en alliage d'aluminium pour le projet allemand de stellerator Wendelstein 7-X (T. Schild, CEA/Saclay).

Pour les trois types de conducteur, l'opération de mise en place dans le conduit a été menée par Ansaldo Energia, à Gênes, en Italie. Le conducteur TFMC a été produit en 5 longueurs unitaires, le conducteur CS1 a été produit en longueurs unitaires variant de 160 to 220 m, et le conducteur CS2, en longueurs unitaires variant de 260 à 400 m. La Figure 41 présente une vue en coupe d'un conducteur CSMC (photo de gauche) et une vue explosée du conducteur TFMC (photo de droite).

7.5.3. Conducteur pour W7-X

La Figure 42 présente une vue en coupe transversale du Câble-en-Conduit développé pour les bobines du stellerator Wendelstein 7-X en cours de réalisation à Greifswald en Allemagne [BEI 90]. Le conducteur est constitué d'un câble NbTi torsadé à plusieurs étages insérés dans un conduit en alliage d'aluminium ($\text{AlMgSi}_{0,5}$) [HEL 00]. Le câble compte 243 brins (avec un diamètre de 0,59 mm et un rapport de sections cuivre-sur-supraconducteur de 2,56 sur 1), assemblés en 5 étages successifs ($3 \times 3 \times 3 \times 3 \times 3$). La production des brins est partagée entre Vacuumschmelze en Allemagne et Europa Metalli en Italie, alors que l'intégralité du câblage est réalisée par Europa Metalli. Le conduit est mis en place par un procédé

de co-extrusion. Le taux de vide à l'intérieur du conduit doit être de l'ordre de 37 % alors que le courant critique est fixé à 46200 A à 4,5 K et 5,2 T. La longueur unitaire est de 1 km et la réalisation des 70 bobines du stellarator demandera de l'ordre de 55 km de CIC. En février 2002, environ 20 % du câble torsadé et 10 % du CIC avaient été produits.

8. Pertes en champ magnétique variable

8.1. Types de pertes

Un câble supraconducteur soumis à une induction magnétique variable est le siège de trois principaux types de pertes : (1) pertes associées aux courants persistants dans les filaments supraconducteurs, qui sont appelées *perles par hystérésis*, (2) pertes associées aux courants de couplage interfilamentaires à l'intérieur de chaque brin du câble, et (3) pertes associées aux courants de couplage interbrin. De plus, les conducteurs renforcés ou sur-stabilisés et les Câbles-en-Conduit sont aussi le siège de pertes associées aux courants de Foucault induits dans le renfort, le sur-stabilisant ou le conduit.

Le calcul et la mesure des pertes dans les câbles supraconducteurs ont déjà fait l'objet de nombreuses études et publications qui ne peuvent pas être résumées en quelques paragraphes. Puisqu'il ne nous est pas possible de faire une présentation détaillée de ces problèmes, nous nous contenterons donc de traiter quelques cas particuliers qui illustreront comment chaque type de pertes peut être évalué.

8.2. Pertes par hystérésis

8.2.1. Pertes par hystérésis dans un filament supraconducteur

Considérons tout d'abord le cas d'un filament supraconducteur, de diamètre d_{wire} , seul dans l'espace, et soumis à une induction magnétique variable dans le temps mais uniforme dans l'espace, appliquée perpendiculairement à son axe, et oscillant entre $(-B_M)$, et $(+B_M)$. Supposons de plus que B_M est telle que, pour la majeure partie des cycles, le filament est complètement pénétré.

En négligeant les intervalles de temps pour lesquels le filament n'est pas complètement pénétré, on peut montrer que l'énergie dissipée par les courants d'aimantation persistants par unité de volume de filament et par cycle, w_{fil} , est donnée par [MOR 70]

$$w_{\text{fil}} \approx 2 \int_{-B_M}^{+B_M} dB_{\perp} m_{\text{fil,p}}(B_{\perp}) = \frac{4 d_{\text{fil}}}{3 \pi} \int_{-B_M}^{+B_M} dB_{\perp} J_C(T_0, B_{\perp}) \quad (39)$$

où $J_C(T_0, B)$ est la densité de courant critique du supraconducteur à la température, T_0 , et sous l'induction magnétique (supposée uniforme), B . L'équation (39) montre que les pertes par unité de volume de filament sont directement proportionnelles à son diamètre.

8.2.2. Pertes par hystérésis dans un fil composite multifilamentaire rond Cu/NbTi

Considérons à présent le cas d'un fil composite multifilamentaire Cu/NbTi, de rapport de sections cuivre-sur-supraconducteur, I_{wire} , soumis à une induction magnétique variable dans le temps et uniforme dans l'espace, $B_{\perp}(t)$, appliquée perpendiculairement à son axe. En première approximation, les pertes par hystérésis du fil peuvent être calculées en supposant que les filaments se comportent de manière indépendante et identique et en faisant la somme des contributions individuelles.

Il s'ensuit, que l'énergie totale dissipée par cycle et par unité de volume de fil, $w_{\text{wire,ov}}$, peut être estimée à partir de

$$w_{\text{wire,ov}} = \frac{w_{\text{fil}}}{1+I_{\text{wire}}} \approx \frac{4 d_{\text{fil}}}{3(1+I_{\text{wire}})\pi} \int_{-B_M}^{+B_M} dB J_C(T_0, B) \quad (40)$$

De même, une estimation de l'énergie effective dissipée par cycle et par unité de volume de supraconducteur dans le composite, $w_{\text{wire,eff}}$, est donnée par

$$w_{\text{wire,eff}} = w_{\text{fil}} \approx \frac{4 d_{\text{fil}}}{3\pi} \int_{-B_M}^{+B_M} dB J_C(T_0, B) \quad (41)$$

8.2.3. Pertes par hystérésis dans un fil composite multifilamentaire à base de Nb₃Sn

Les aimantations élevées observées sur les brins composites multifilamentaires à base de Nb₃Sn donnent en général de fortes pertes par hystérésis. Comme dans le cas des fils à base de NbTi, il est possible de définir une énergie totale dissipée par cycle et par unité de volume de fil, $w_{\text{wire,ov}}$. Toutefois, la plupart des auteurs préfèrent travailler avec une énergie effective dissipée par cycle et par unité de volume de non-cuivre, que nous continuerons de désigner par $w_{\text{wire,eff}}$.

Suivant la même démarche que pour l'aimantation (voir paragraphe 5.5.3), les énergies mesurées par cycle peuvent être utilisées pour déterminer un diamètre effectif de filament, d_{eff} , à partir de

$$d_{\text{eff}} \approx \frac{3(1+I_{\text{wire}})\pi}{4} \frac{w_{\text{wire,ov}}}{\int_{-B_M}^{+B_M} dB J_C(T_0, B)} \quad (42a)$$

ou

$$d_{\text{eff}} \approx \frac{3\pi}{4} \frac{W_{\text{wire,eff}}}{\int_{-B_M}^{+B_M} dB J_C(T_0, B)} \quad (42b)$$

où I_{wire} est le rapport de sections cuivre-sur-non-cuivre.

8.3. Pertes par courants de couplage interfilamentaire dans un fil composite rond Cu/NbTi

Considérons à présent un fil composite multifilamentaire rond à base de cuivre et de niobium-titane, constitué d'un cœur en cuivre, de diamètre extérieur, d_{core} , entouré d'une zone multifilamentaire de diamètre intérieur, d_{core} , et de diamètre extérieur, $d_{\text{m.a.}}$, complété par une couronne extérieure en cuivre, de diamètre intérieur, $d_{\text{m.a.}}$, et de diamètre extérieur, d_{wire} , comme sur la Figure 8(a). Lorsqu'un tel fil est soumis à une induction magnétique variable, $B_{\perp}(t)$, appliquée perpendiculairement à son axe, plusieurs types de courants de Foucault et de courants de couplage interfilamentaires sont induits dans le fil. Si l'on suppose que B_{\perp} est uniforme dans l'espace et varie à vitesse constante, la puissance dissipée par unité de volume de fil, P_{intra} , par ces différents types de courant peut s'écrire [MUL 93], [DEV 96]

$$P_{\text{intra}} \approx \frac{\mathbf{h}_{\text{wire}} (\mathbf{t}_{\text{core}} + \mathbf{t}_{\text{m.a.}} + \mathbf{t}_{\text{sheath}})}{\mu_0} \left(\frac{dB_{\perp}}{dt} \right)^2 \quad (43)$$

où \mathbf{t}_{core} (respectivement, $\mathbf{t}_{\text{m.a.}}$ et $\mathbf{t}_{\text{sheath}}$) est la constante de temps effective associée aux courants de Foucault et courants de couplage circulant dans le cœur (respectivement, la zone multifilamentaire et la couronne extérieure), et \mathbf{h}_{wire} est un facteur de forme sans dimension, qui, pour un fil rond, est égal à deux [CAM 80].

Les différentes constantes de temps sont données par

$$\mathbf{h}_{\text{wire}} \mathbf{t}_{\text{core}} = \frac{\mu_0}{\mathbf{r}_{\text{core}}} \frac{d_{\text{core}}^2}{d_{\text{wire}}^2} \left[1 + \left(\frac{\pi}{p_{\text{fil}}} \right)^2 \frac{d_{\text{core}}^2}{4} \right] \left(\frac{p_{\text{fil}}}{2\pi} \right)^2 \quad (44a)$$

$$\mathbf{h}_{\text{wire}} \mathbf{t}_{\text{m.a.}} = \frac{\mu_0}{\mathbf{r}_{\text{m.a.}}} \frac{d_{\text{m.a.}}^2 - d_{\text{core}}^2}{d_{\text{wire}}^2} \left[1 + \left(\frac{\pi}{p_{\text{fil}}} \right)^2 \frac{d_{\text{core}}^2 + d_{\text{m.a.}}^2}{4} \right] \left(\frac{p_{\text{fil}}}{2\pi} \right)^2 \quad (44b)$$

et

$$\mathbf{h}_{\text{wire}} \mathbf{t}_{\text{sheath}} = \frac{\mu_0}{\mathbf{r}_{\text{sheath}}} \frac{d_{\text{wire}}^2 - d_{\text{m.a.}}^2}{d_{\text{wire}}^2} \left[\frac{d_{\text{m.a.}}^2}{d_{\text{m.a.}}^2 + d_{\text{wire}}^2} + \left(\frac{\pi}{p_{\text{fil}}} \right)^2 \frac{d_{\text{m.a.}}^2 + d_{\text{wire}}^2}{4} \right] \left(\frac{p_{\text{fil}}}{2\pi} \right)^2 \quad (44c)$$

où \mathbf{r}_{core} (respectivement, $\mathbf{r}_{\text{m.a.}}$ et $\mathbf{r}_{\text{sheath}}$) désigne la résistivité transversale du cœur (respectivement, de la zone multifilamentaire et de la couronne extérieure), et p_{fil} désigne le pas de torsade des filaments dans le brin.

Les résistivités transversales du cœur et de la couronne extérieure peuvent être prise égales à la résistivité du cuivre (pour le RRR donné et à la température et sous l'induction magnétique considérés).

Lorsque la résistance de contact à l'interface entre la matrice résistive et les filaments est élevé (ce qui est en général le cas pour les fils Cu/NbTi du commerce), la résistivité transversale de la zone multifilamentaire, $\mathbf{r}_{\text{m.a.}}$, se déduit de [CAR 75]

$$\mathbf{r}_{\text{m.a.}} = \frac{1 + \mathbf{I}_{\text{m.a.}}}{1 - \mathbf{I}_{\text{m.a.}}} \mathbf{r}_{\text{matrix}} \quad (45)$$

où $\mathbf{r}_{\text{matrix}}$ désigne la résistivité de la matrice de métal normal et $\mathbf{I}_{\text{m.a.}}$ est le rapport local de sections matrice-sur-supraconducteur.

Pour un réseau hexagonal de filaments, nous avons simplement

$$\mathbf{I}_{\text{m.a.}} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(1 + \frac{s_{\text{fil}}}{d_{\text{fil}}} \right)^{-2} \quad (46)$$

où d_{fil} est le diamètre des filaments et s_{fil} est la distance interfilaementaire.

Dans le cas des fils avec un réseau très dense de filaments, la distance interfilaementaire devient, à basse température, inférieure au libre parcours moyen des électrons dans le cuivre. Alors, les filaments jouent le rôle d'obstacles qui réduisent la mobilité des électrons. Il s'ensuit une augmentation de $\mathbf{r}_{\text{matrix}}$ qui peut être estimée à partir de [SAM 89]

$$\mathbf{r}_{\text{matrix}} = \mathbf{r}_{\text{Cu}} + \frac{6.56 \times 10^{-16}}{s_{\text{fil}}} \quad (47)$$

Considérons un fil de type SSC, où : $d_{\text{core}} = 0,256$ mm, $d_{\text{m.a.}} = 0,676$ mm, $d_{\text{wire}} = 0,804$ mm, $d_{\text{fil}} = 6$ μm , $s_{\text{fil}} = 1$ μm et $p_{\text{fil}} = 13$ mm [DEV 96]. Il vient

$$\mathbf{h}_{\text{wire}} \mathbf{t}_{\text{core}} \approx \frac{5,38 \times 10^{-13}}{\mathbf{r}_{\text{Cu}}(\text{RRR}, T_0, B_{\text{ext}})} \quad (48a)$$

$$\mathbf{h}_{\text{wire}} \mathbf{t}_{\text{m.a.}} \approx \frac{6,52 \times 10^{-13}}{\mathbf{r}_{\text{Cu}}(\text{RRR}, T_0, B_{\text{ext}}) + 6,56 \times 10^{-10}} \quad (48b)$$

et

$$\mathbf{h}_{\text{wire}} \mathbf{t}_{\text{sheath}} \approx \frac{6,90 \times 10^{-13}}{\mathbf{r}_{\text{Cu}}(\text{RRR}, T_0, B_{\text{ext}})} \quad (48c)$$

Pour un RRR de 200, une température inférieure à 10 K et un champ appliqué aux alentours de 1 T, nous avons : $\mathbf{r}_{\text{Cu}} = 1,12 \times 10^{-10}$ Ωm , ce qui donne : $\mathbf{h}_{\text{wire}} \mathbf{t}_{\text{core}} \approx 4,8$ ms, $\mathbf{h}_{\text{wire}} \mathbf{t}_{\text{m.a.}} \approx 0,8$ ms et $\mathbf{h}_{\text{wire}} \mathbf{t}_{\text{sheath}} \approx 6,2$ ms. Il apparaît donc que suite à l'augmentation de la résistivité dans la zone multifilamentaire, les plus grandes pertes intrabrin sont dissipées dans le cœur et la couronne extérieure en cuivre pur.

8.4. Pertes par courants de couplage interbrin dans un câble de Rutherford

8.4.1. Modèle de résistances interbrin

Considérons à nouveau un câble de Rutherford constitué de N_{cable} brins. Désignons par h_{cable} sa largeur, t_{cable} son épaisseur moyenne et p_{cable} son pas de torsade. Comme nous l'avons déjà expliqué dans le paragraphe 7.2.3.4, un tel câble présente deux classes de contacts interbrin : (1) des contacts discrétisés aux endroits où les brins des deux couches se croisent, et (2) des contacts continus entre les brins adjacents d'une même couche. Les déformations de brins à l'issue du câblage et/ou les fortes pressions transversales appliquées durant l'assemblage des bobines peuvent résulter en de faibles valeurs de résistances de contact. Alors, lorsque le câble est soumis à une induction magnétique transversale variable dans le temps, le réseau de résistances interbrin est le siège de courants de couplage interbrin, qui, s'ils ne sont pas contrôlés, finissent par dégrader les performances de l'aimant.

En régime permanent, ou lorsque le câble de Rutherford est soumis à une induction magnétique variant à vitesse constante, il peut être représenté par le schéma électrique équivalent de la Figure 38. Ce circuit équivalent a d'abord été développé pour un câble tressé [MOR 73] et, par la suite, a été étendu aux câbles de Rutherford [SYT 89], [OGI 92], [VER 93]. Dans le modèle de la Figure 38, les brins supraconducteurs sont représentés par des lignes équipotentielles. Sur un pas de torsade, chaque brin croise deux fois chaque autre brin. Les croisements sont

représentés par des résistances élémentaires, appelées *résistances de croisement* et désignées par R_c . Les points où les résistances de croisement sont attachées aux lignes équipotentielles définissent les nœuds du réseau. De plus, les contacts continus entre brins adjacents sont représentés par des résistances discrétisées, appelées *résistances adjacentes* et désignées par R_a , qui sont connectées aux différents nœuds du réseau. Sur un pas de torsade, chaque brin rencontre $(2N_{\text{cable}}-2)$ résistances de croisement et $(2N_{\text{cable}})$ résistances adjacentes. Dans la suite, R_c et R_a sont supposées uniformes.

Il est possible d'effectuer des mesures directes de R_c et R_a sur des échantillons courts de câble montés dans des dispositifs expérimentaux représentatifs des conditions d'opération [RIC 97], [DEV 99], et même sur des sections de bobines découpées lors du démontage d'un aimant [KOV 94]. A titre d'exemple, le Tableau 8 présente les paramètres principaux et des résultats de mesures correspondant à une série de câbles de Rutherford fabriqués selon des spécifications proches de celles du Câble 2 du LHC [DEV 99], [OTM 01]. Les quatre câbles du Tableau 8, désignés par LHC1, ALS1, ALS2 et ALS3, ont le même nombre de brins ($N_{\text{cable}} = 36$), et des dimensions extérieures et un pas de torsade similaires (h_{cable} de l'ordre de 15 mm, t_{cable} entre 1,4 et 1,5 mm et p_{cable} entre 70 et 100 mm). Ils diffèrent par la nature des brins (à base de NbTi pour LHC1 et à base de Nb₃Sn pour les trois autres), leur revêtement (stabrite pour LHC1, chrome pour ALS3, rien pour les deux autres), et l'utilisation ou non d'une âme (de 25 μm d'épaisseur et en 316L recuit pour ALS2, rien pour les trois autres).

Intéressons nous d'abord aux câbles Nb₃Sn. Celui dont les brins sont revêtus de chrome (ALS3) présente des valeurs de résistances interbrin relativement élevées, alors que les résistances du câble à brins nus sans âme (ALS1) sont faibles. Le meilleur compromis semble être le câble à brins nus avec âme (ALS2), qui présente une faible valeur de R_a et une assez forte valeur de R_c . Toutefois, cette configuration est le contraire de celle observée sur le câble NbTi dont les brins sont revêtus de stabrite (LHC1), pour lequel R_c est nettement inférieure à R_a . Comme nous l'avons rappelé dans le paragraphe 7.2.3.4, de nombreux aimants d'accélérateur utilisant des câbles de type LHC1 ont déjà été construits et mis en œuvre avec succès alors qu'aucun aimant utilisant un câble de type ALS2 n'a encore été testé. Il serait très intéressant de pouvoir étudier le comportement d'un tel aimant, notamment en terme de stabilité, et de comparer ce comportement à celui des aimants de type LHC.

8.4.2. Puissances dissipées

Lorsqu'un câble de Rutherford est soumis à une induction magnétique perpendiculaire à son plan médian et variable dans le temps, $B_{\perp}(t)$, des courants de couplage sont induits dans les deux types de résistance interbrin.

Tableau 8. Principaux paramètres et résultats de mesures sur une série de câbles de Rutherford de même géométrie.

	LHC1	ALS1	ALS2	ALS3
Type de brin	NbTi	Nb ₃ Sn	Nb ₃ Sn	Nb ₃ Sn
Diamètre du brin (mm)	0,825	0,78	0,78	0,78
Revêtement du brin	AgSn	Sans	Sans	Cr
Nombre de brins	36	36	36	36
Largeur du câble (mm)	15,10	14,87	14,86	14,84
Demi-épaisseur (mm)	1,480	1,410	1,427	1,412
Angle de keystone (°)	0,90	0,82	0,80	0,825
Pas de torsade (mm)	100	73	73	84
Ame	Sans	Sans	Sans	Avec
R_c mesurée ($\mu\Omega$)	21	1,1	275	505 ^{a)}
R_a mesurée ($\mu\Omega$)	168	10,3	1,7	151 ^{a)}
t_{R_c} estimée (ms) ^{b)}	81	1133		2,8
t_{R_a} estimée (ms) ^{b)}			11	
t_{cable} mesurée (ms) ^{c)}	96	1015	18	1,6

a) Grande dispersion dans les mesures.

b) Déterminées à partir des mesures de résistances interbrin.

c) Déterminées à partir des mesures de pertes (pour des excitations sinusoïdales).

En supposant que $B_{\perp}(t)$ est uniforme dans l'espace et varie à vitesse constante, la puissance, P_{R_c} , dissipée par unité de volume de câble dans les résistances de croisement est donnée par [MOR 73], [DEV 99]

$$P_{R_c} \approx \frac{N_{cable}^2 h_{cable} p_{cable}}{120 t_{cable} R_c} \left(\frac{dB_{\perp}}{dt} \right)^2 \quad (49)$$

De manière similaire, la puissance, P_{R_a} , dissipée par unité de volume de câble dans les résistances adjacentes, est donnée par [SYT 89], [DEV 99]

$$P_{R_a} \approx \frac{h_{cable} p_{cable}}{6 t_{cable} R_a} \left(\frac{dB_{\perp}}{dt} \right)^2 \quad (50)$$

Les formules précédentes montrent que, pour obtenir des niveaux similaires de puissance dissipée dans les deux types de résistances interbrin, il faut que

$$\frac{R_a}{R_c} \approx \frac{20}{N_{\text{cable}}^2} \quad (51)$$

Pour $N_{\text{cable}} = 36$ (Câble 2 du LHC), nous avons

$$R_a \approx \frac{R_c}{65} \quad (52)$$

Parmi les câbles du Tableau 8, cette condition n'est vérifiée que pour le câble Nb₃Sn avec âme (ALS2). Ce résultat explique pourquoi, dans les câbles de Rutherford conventionnels (sans âme), les pertes par courant de couplage interbrin sont en général dominées par les pertes dans les résistances de croisement, d'où la nécessité de contrôler ces dernières.

8.4.3. Constantes de temps

Certains auteurs préfèrent raisonner en terme des constantes de temps effectives, t_{R_c} et t_{R_a} , associées aux courants de couplage interbrin circulant dans les résistances de croisement et les résistances adjacentes. Dans ce cas, P_{R_c} et P_{R_a} peuvent être mises sous la forme

$$P_{R_c} \approx \frac{h_{\text{cable}} t_{R_c}}{\mu_0} \left(\frac{dB_{\perp}}{dt} \right)^2 \quad (53a)$$

et

$$P_{R_a} \approx \frac{h_{\text{cable}} t_{R_a}}{\mu_0} \left(\frac{dB_{\perp}}{dt} \right)^2 \quad (53b)$$

où h_{cable} est le facteur de forme du câble (sans dimension) et t_{R_c} et t_{R_a} sont données par

$$h_{\text{cable}} t_{R_c} \approx \frac{\mu_0 N_{\text{cable}}^2 h_{\text{cable}} \rho_{\text{cable}}}{120 t_{\text{cable}} R_c} \quad (54a)$$

et

$$h_{\text{cable}} t_{R_a} \approx \frac{\mu_0 h_{\text{cable}} \rho_{\text{cable}}}{6 t_{\text{cable}} R_a} \quad (54b)$$

Dans le cas d'un câble de Rutherford seul dans l'espace, le facteur de forme, h_{cable} , se déduit de [OTM 01]

$$h_{\text{cable}} \approx \frac{\pi}{2} \frac{1}{\arctan\left(\frac{2t_{\text{cable}}}{h_{\text{cable}}}\right)} \quad (55)$$

Pour les différents câbles du Tableau 8, le facteur de forme varie entre 8,1 et 8,4, et, comme l'on pouvait s'y attendre, la constante de temps la plus élevée est obtenue pour le câble Nb₃Sn à brins nu sans âme (ALS1), qui présente les plus faibles valeurs de résistances de croisement, alors que la constante de temps la plus petite est obtenue pour le câble Nb₃Sn à brins chromés (ALS3).

A titre de comparaison, la Figure 43 présente les résultats de mesures de pertes effectuées sur la même série d'échantillons pour de petits cycles sinusoïdaux d'induction magnétique (autour d'une valeur moyenne de 0,3 T), décrits à des fréquences allant de 0 à 3 Hz. Les valeurs reportées en ordonnée sont proportionnelles aux énergies dissipées par cycle, exprimées dans des unités arbitraires mais consistantes d'un échantillon à l'autre. On retrouve que le câble présentant le plus de pertes est ALS1 suivi du câble NbTi dont les brins sont recouverts de stabrite (LHC1). La courbe pour le câble Nb₃Sn avec âme (ALS2) augmente de manière quasi linéaire mais avec une très faible pente, confirmant par là même la réduction drastique des pertes amenée par l'introduction de l'âme. Cette réduction est encore plus prononcée pour le câble Nb₃Sn à brins chromés (ALS3) dont la courbe est presque plate.

Comme dans le cas des pertes interfilamentaires [MOR 70], [KWA 74], les courbes « énergie dissipée par cycle en fonction de la fréquence » de la Figure 43 peuvent être interpolées par une fonction de la forme [OTM 01]

$$w_{\text{cable}} = w_{\text{cable},0} \frac{2\pi f t_{\text{cable}}}{1 + 4\pi^2 f^2 t_{\text{cable}}^2} \quad (56)$$

où w_{cable} est l'énergie par cycle mesurée sur le câble, f est la fréquence, et $w_{\text{cable},0}$ et t_{cable} sont deux paramètres d'interpolation ayant, l'un, la même unité que w_{cable} , et l'autre, les dimensions d'une constante de temps.

Les valeurs de t_{cable} déterminées à partir de la formule d'interpolation précédente sont reportées dans la dernière ligne du Tableau 8. Ces valeurs sont en assez bon accord avec les constantes de temps t_{R_c} ou t_{R_a} issues du calcul et des mesures de résistances interbrin.

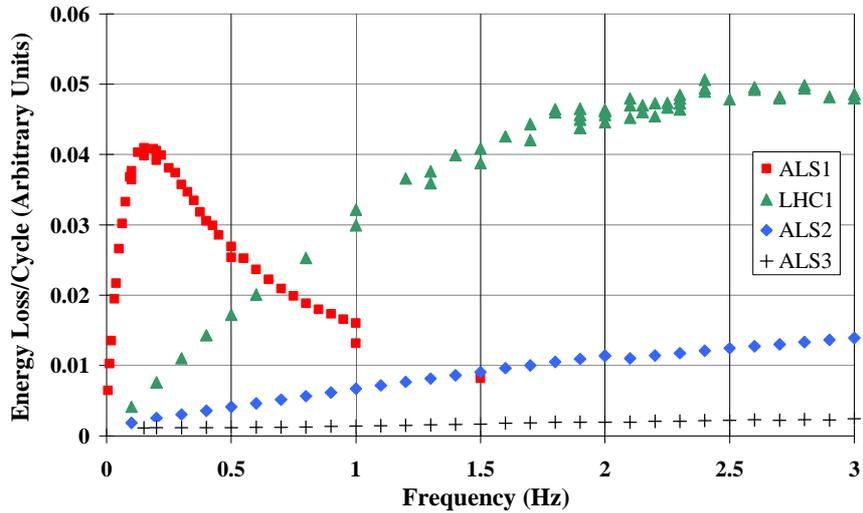


Figure 43. *Energie dissipée par cycle mesurée en fonction de la fréquence sur quatre échantillons courts de câble de Rutherford soumis à une induction magnétique transversale, uniforme dans l'espace mais variant sinusoidalement dans le temps. La définition et les principaux paramètres des échantillons sont donnés dans le Tableau 8. Les valeurs reportées en ordonnée sont exprimées dans des unités arbitraires mais constantes d'un échantillon à l'autre.*

Il est intéressant de noter que, mis à part peut être pour le câble Nb₃Sn à brins chromés (ALS3), les constantes de temps ($h_{\text{cable}} t_{R_c}$) ou ($h_{\text{cable}} t_{R_a}$) sont beaucoup plus élevées que les constantes de temps associées aux courants de couplage interfilamentaires. Il s'ensuit que les pertes en champ variable des câbles conventionnels (sans âme) sont dominées par les pertes associées aux courants de couplage circulant dans les résistances de croisement.

9. En guise de conclusion

Parmi les supraconducteurs à basse température critique utilisés dans la fabrication d'électroaimants, le NbTi a, depuis le début des années 1980, atteint un seuil de développement et de maturité permettant des productions massives (pour les grands instruments de la physique par exemple) et des applications industrielles (tels les aimants d'imagerie médicale). Ce tangible succès a bien sûr suscité de nouvelles ambitions, et il y a maintenant des demandes croissantes pour explorer et exploiter de nouvelles gammes d'induction magnétique au delà des performances du NbTi. Le matériau le plus à même de prendre la relève est le Nb₃Sn, mais sa mise en œuvre pose encore de sérieux problèmes. Un certain nombre de progrès ont néanmoins été réalisés ces dernières années en vue d'améliorer les caractéristiques et la fiabilité des conducteurs en Nb₃Sn, et il est tout à fait souhaitable que les parties intéressées continuent de soutenir ces efforts (tant sur le plan humain que financier). En tout cas, plus de 90 ans après sa découverte, et après pas moins de quatre prix Nobel, la supraconductivité, qu'elle soit à basse ou haute température critique, conserve toujours une part de rêve et de mystère, et, malgré son impact encore relativement limité dans notre vie de tous les jours, demeure l'un des phénomènes physiques les plus étudiés et peut encore nous réserver bien des surprises.

REMERCIEMENTS

L'auteur remercie E. Barzi (Fermilab), P.J. Lee (Université du Wisconsin à Madison), A. den Ouden (Université de Twente), C. Verwaerde (Alstom/MSA) et M.N. Wilson pour diverses contributions techniques. Il tient également à remercier P. Tixador, d'avoir insisté pour qu'il écrive cet article, J.L. Duchateau, pour ses commentaires sur le manuscrit, L. Rossi, pour avoir relancé sa motivation professionnelle, Y. Silieç, pour avoir corrigé son français et sa mère pour les révisions orthographiques.

REFERENCES

- [ADA 97] J.D. Adam, D. Leroy, L.R. Oberli, D. Richter, M.N. Wilson, R. Wolf, H. Higley, A.D. McInturff, R.M. Scanlan, A. Nijhuis, H.H.J. ten Kate and S. Wessel, "Rutherford cables with anisotropic transverse resistance," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 7 No. 2, pp. 958–961, 1997.
- [AND 62] P.W. Anderson, "Theory of flux creep in hard superconductors," *Phys. Rev. Letters*, Vol. 9 No. 7, pp. 309–311, 1962.
- [AKH 94] A. Akhmetov, A. Devred and T. Ogitsu, "Periodicity of crossover currents in a Rutherford-type cable subjected to a time-dependent magnetic field," *J. Appl. Phys.*, Vol. 75 No. 6, pp. 3176–3183, 1994.
- [ASN 81] A. Asner, C. Becquet, D. Hagedorn, C. Niqueletto and W. Thomi, "Development and testing of high field, high current density solenoids and magnets, wound with stabilized filamentary Nb₃Sn cable and reacted after winding," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-17 No. 1, pp. 416–419, 1981.
- [ASN 83] A. Asner, C. Becquet, H. Rieder, C. Niqueletto and W. Thomi, "Development and successful testing of the first Nb₃Sn wound, in situ-reacted, high-field quadrupole of CERN," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-19 No. 3, pp. 1410–1416, 1983.
- [AYM 01] R. Aymar, "ITER R&D: Executive Summary: Design Overview," *Fusion Engineering and Design*, Vol. 55, pp. 107–118, 2001.
- [BAR 57] J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, "Theory of superconductivity," *Phys. Rev.*, Vol. 108 No. 5, pp. 1175–1204, 1957.
- [BAR 01] E. Barzi, P.J. Limon, R. Yamada and A.V. Zlobin, "Study of Nb₃Sn strands for Fermilab's high field dipole models," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11 No. 1, pp. 3595–3598, 2001.
- [BAR 02] E. Barzi, G. Ambrosio, N. Andreev, P. Bauer, D. Chichili, M. Fratini, L. Elementi, J. Hoffman, P.J. Limon, S. Mattafirri, J.-M. Rey, R. Yamada and A.V. Zlobin, "Superconductor and cable R&D for high field accelerator magnets at Fermilab," to appear in *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2002.
- [BAU 01] P. Bauer, G. Ambrosio, N. Andreev, E. Barzi, D. Dietderich, K. Ewald, M. Fratini, A.K. Ghosh, H.C. Higley, S.W. Kim, G. Miller, J. Miller, J. Ozelis and R.M. Scanlan, "Fabrication and testing of Rutherford-type cables for react and wind accelerator magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11 No. 1, pp. 2457–2460, 2001.
- [BAZ 88] J.M. Baze, H. Desportes, R. Duthil, J.M. Garin, Y. Pabot, J. Heitzmann, M. Jacquemet, J.P. Jacquemin, F. Kircher, J.C. Languillat, J. Le Bars, A. Le Coroller, C. Lesmond, J.C. Lottin, J.P. Lottin, C. Mathis, C. Meuris, J.C. Sellier and C. Walter, "Design, construction and test of the large superconducting solenoid ALEPH," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 24 No. 2, pp. 1260–1263, 1988.
- [BEA 62] C.P. Bean, "Magnetization of hard superconductors," *Phys. Rev. Letters*, Vol. 8 No. 6, pp. 250–253, 1962.
- [BEA 64] C.P. Bean, "Magnetization of high field superconductors," *Review of Modern Physics*, Vol. 36, pp.31–39, 1964.
- [BEI 75] C.A.M. van Beijnen and J.D. Elen, "Potential fabrication method of superconducting multifilament wires of the A-15-type," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-11 No. 2, pp. 243–246, 1975.

- [BEI 90] C. Beidler, G. Grieger, F. Herrnegger, E. Harmeyer, J. Kisslinger, W. Lotz, H Maassberg, P. Merkel, J. Nührenberg, F. Rau, J. Sapper, F. Sardei, R. Scardovelli, A. Schlüter and H. Wobig, "Physics and engineering design for Wendelstein VII-X," *Fusion Technology*, Vol. 17, pp. 148–168, 1990.
- [BER 86] J.G. Berdnoz and K.A. Müller, "Possible high T_C superconductivity in the Ba-La-Cu-O system," *Z. Phys B – Condensed Matter*, Vol. 64, pp. 189–193, 1986.
- [BLA 02] B. Blau, D. Campi, B. Curé, R. Folch, A. Hervé, I.L. Horvath, F. Kircher, R. Musenich, J. Neuschwander, P. Riboni, B. Seeber, S. Sequeira Tavares, S. Sgobba and R.P. Smith, "The CMS Conductor," to appear in *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2002.
- [BON 00] A. Bonito Oliva, M. Biltcliffe, F. Corrado, G. Aubert and W. Joss, "The 8-T, 1.1 m bore superconducting solenoid for the 40 T hybrid magnet of the Grenoble High Magnetic Field Laboratory," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 10 No. 1, pp. 432–438, 2000.
- [BOS 91] H. Boschman, A.P. Verweij, S. Wessel, H.H.J. ten Kate and L.J.M. van de Klundert, "The effect of transverse loads up to 300 MPa on the critical currents of Nb₃Sn cables," *IEEE Trans. Mag.*, Vol. 27 No. 2, pp. 1831–1834, 1991.
- [BOT 98] L. Bottura, "Cable in conduits." In B. Seeber (ed.), *Handbook of Applied Superconductivity, Volume 1: Fundamental theory, basic hardware and low-temperature science and technology*, Bristol, UK: Institute of Physics Publishing, pp. 151–171, 1998.
- [BOT 00] L. Bottura, "A practical fit for the critical surface of NbTi," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 10 No. 1, pp. 1054–1057, 2000.
- [BUE 65] E. Buehler and H.J. Levinstein, "Effect of tensile stress on the transition temperature and current-carrying capacity of Nb₃Sn," *J. Appl. Phys.*, Vol. 36 No. 12, pp. 3856–3860, 1965.
- [BRO 85] B.C. Brown, H.E. Fisk and R. Hanft, "Persistent current fields in Fermilab Tevatron magnets," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-21 No. 2, pp. 979–982, 1985.
- [BRU 89] H. Brück, R. Meinke, F. Müller and P. Schmüser, "Field distortions from persistent magnetization currents in HERA magnets," *Z. Phys. C – Particles and Fields*, Vol. 44, pp. 385–392, 1989.
- [BRU 96a] P. Bruzzone, N. Mitchell, M. Steeves, M. Spadoni, Y. Takahashi and V.E. Sytnikov, "Conductor fabrication for the ITER model coils," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 32 No. 4, pp. 2300–2303, 1996.
- [BRU 96b] P. Bruzzone, H.H.J. ten Kate, M. Nishi, A. Shikov, J. Minervini, and M. Takayasu, "Bench mark testing of Nb₃Sn strands for the ITER model coil," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 42(B), pp. 1351–1358, 1996.
- [BRU 97] C.E. Bruzek, P. Sulten, P. Mocaer, P. Mougnot, F. Peltier and G. Grunblatt, "Development of superconducting wires for fusion application," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 42, pp. 1369–1376, 1997.
- [BRU 98] P. Bruzzone, "AC losses and stability on large cable-in-conduit superconductors," *Physica C*, Vol. 310, pp. 240–246, 1998.
- [CAM 82] A.M. Campbell, "A general treatment of losses in multifilamentary superconductors," *Cryogenics*, Vol. 22, pp. 3–16, 1982.
- [CAR 75] W.J. Carr, Jr., "Conductivity, permeability, and dielectric constant in a multifilament conductor," *J. Appl. Physics*, Vol. 46 No. 9, pp. 4043–4047, 1975.

- [CAR 86] J.A. Carson, E. Barczak, R. Bossert, E. Fisk, P. Mantsch, R. Riley, E.E. Schmidt and E.E. Schmidt, Jr., "A device for precision dimensional measurement of superconducting cable." In P.F. Dahl (ed.), *Proc. of Workshop on Superconducting Magnets and Cryogenics*, BNL 52006, Upton, NY: BNL, pp. 162–165, 1986.
- [CHE 71] R. Chevrel, M. Sergent et Jacques Prigent, "Sur de nouvelles phases sulfurées ternaires du molybdène," *Journal of Solid State Chemistry*, Vol. 3, pp. 515–519, 1971.
- [CHU 87] C.W. Chu, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang and Y.Q. Wang, "Evidence for superconductivity above 40 K in the La-Ba-Cu-O compound system," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58 No. 4, pp. 405–407, 1987.
- [CHR 83] O. Christianson and R. W. Boom, "Transition and recovery of a cryogenically stable conductor," *Adv. Cryo. Eng.*, Vol. 29, pp. 207–214, 1983.
- [CHR 91] D. Christopherson, D. Capone, R. Hannaford, R. Remsbottom, R. Delashmit, R.J. Jayakumar, G. Snitchler, R. Scanlan and J. Royet, "SSC 40 mm cable results and 50 mm design discussions," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 27 No. 2, pp. 1881–1883, 1991.
- [CIA 93] D. Ciazynski, B. Turck, J.L. Duchateau and C. Meuris, "AC losses and current distribution in 40 kA NbTi and Nb₃Sn conductors for NET/ITER," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 3 No. 1, pp. 594–601, 1993.
- [CIA 96] D. Ciazynski, B. Bertrand, P. Decool, A. Martinez and L. Bottura, "Results of the European study on conductor joints for ITER coils," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 32 No. 4, pp. 2332–2335, 1996.
- [CLA 90] G. Claudet and R. Aymar, "Tore Supra and He II cooling of large high field magnets," *Adv. Cryo. Eng.*, Vol. 35, pp. 55–67, 1990.
- [COL 86] E.W. Collings, *Applied Superconductivity, Metallurgy and Physics of Titanium Alloys, Volume 1: Fundamentals and Volume 2: Applications*, New York: Plenum Press, 1986.
- [COL 90] E.W. Collings, K.R. Marken Jr., M.D. Sumption, E. Gregory and T.S. Kreilick, "Magnetic studies of proximity-effect coupling in a very closely spaced fine-filament NbTi/CuMn composite superconductor," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 36, pp. 231–238, 1990.
- [COL 97] E.W. Collings, M.D. Sumption, S.W. Kim, M. Wake, T. Shintomi, A. Nijhuis, H.H.J. ten Kate and R.M. Scanlan, "Suppression and control of coupling currents in stabrite-coated Rutherford cable with cores of various metals and thicknesses," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 7 No. 2, pp. 962–965, 1997.
- [CRO 72] J.E. Crow and M. Suenaga, "The temperature dependence of superconducting critical current densities of multifilamentary A-15 composite wires," *Proc. of 1972 Applied Superconductivity Conference*, IEEE Pub. No. 72CH0682-5-TABSC, pp. 472–476, 1972.
- [DAI 95] P. Dai, B.C. Chakoumakos, G.F. Sun, K.W. Wong, Y. Xin and D.F. Lu, "Synthesis and neutron powder diffraction study of the superconductor HgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+d} by Tl substitution," *Physica C*, Vol. 243, pp. 201–206, 1995.
- [DEP 97] J.M. Depond, D. Leroy, L.R. Oberli and D. Richter, "Examination of contacts between strands by electrical measurement and topographical analysis," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 7 No. 2, pp. 793–796, 1997.
- [DES 80] H. Desportes, J. Le Bars and G. Mayaux, "Construction and test of the CELLO thin-wall solenoid," *Adv. Cryo. Eng.*, Vol. 25, pp. 175–184, 1980.

- [DEV 85] A. Devred and C. Meuris, "Analytical solution for the propagation velocity of normal zones in large matrix-stabilized superconductors." In C. Marinucci and P. Weymouth, *Proc. of 9th International Conference on Magnet Technology (MT 9)*, Villigen, Switzerland: Swiss Institute for Nuclear Research (SIN), pp. 577–580, 1985.
- [DEV 89a] A. Devred, "Investigation of current redistribution in superstabilized conducting winding when switching to the normal resistive state," *J. Appl. Phys.*, Vol. 65 No. 10, pp. 3963–3967, 1989.
- [DEV 89b] A. Devred, "Investigation of the normal zone along a superstabilized solenoid," *J. Appl. Phys.*, Vol. 66 No. 6, pp. 2689–2698, 1989.
- [DEV 90] A. Devred, "Measurements of quench propagation velocity along a superstabilized conductor." In T. Sekiguchi and S. Shimamoto, *Proc. of 11th International Conference on Magnet Technology (MT 11)*, London, UK: Elsevier Applied Science, pp. 78–84, 1990.
- [DEV 92] A. Devred, T. Bush, R. Coombes, J. DiMarco, C. Goodzeit, J. Kuzminski, W. Nah, T. Ogitsu, M. Puglisi, P. Radusewicz, P. Sanger, R. Schermer, R. Stiening, G. Spigo, J. Tompkins, J. Turner, Y. Yu, Y. Zhao, H. Zheng, M. Anerella, J. Cottingham, G. Ganetis, M. Garber, A. Ghosh, A. Greene, R. Gupta, A. Jain, S. Kahn, E. Kelly, G. Morgan, J. Muratore, A. Prodell, M. Rehak, E.P. Rohrer, W. Sampson, R. Shutt, R. Thomas, P. Thompson, P. Wanderer, E. Willen, M. Bleadon, R. Bossert, J. Carson, S. Delchamps, S. Gourlay, R. Hanft, W. Koska, M. Kuchnir, M. Lamm, P. Mantsch, P.O. Mazur, D. Orris, J. Ozelis, T. Peterson, J. Strait, M. Wake, J. Royet, R. Scanlan and C. Taylor, "Review of SSC dipole magnet mechanics and quench performance." In J. Nonte (ed.), *Supercollider 4*, New York: Plenum Press, pp. 113–136, 1992.
- [DEV 96] A. Devred and T. Ogitsu, "Ramp rate sensitivity of SSC magnets." In S.I. Kurukawa, M. Month and S. Turner (eds.), *Frontiers of Accelerator Technology*, Singapore: World Scientific, pp. 184–308, December 1996.
- [DEV 99] A. Devred, L. Bacquart, P. Bredy, C.E. Bruzek, Y. Laumond, R. Otmani and T. Schild, "Interstrand resistance measurements on Nb₃Sn Rutherford-type cables," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 9 No. 2, pp. 722–726, 1999.
- [DEV 01a] A. Devred, "Superconducting magnets for particle accelerators and storage rings." In P.J. Lee (ed.), *Engineering Superconductivity*, New York, NY: John Wiley & Sons, Inc., pp. 577–595, 2001.
- [DEV 01b] A. Devred, M. Durante, C. Gourdin, F.P. Juster, M. Peyrot, J.M. Rey, J.M. Rifflet, F. Streiff and P. Védérine, "Development of a Nb₃Sn quadrupole magnet model," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11 No. 1, pp. 2184–2187, 2001.
- [DUB 84] P. Dubots, A. Février, J.C. Renard, J.C. Goyet and Hoang Gia Ky, "Behavior of multifilamentary Nb-Ti conductors with very fine filaments under A.C. magnetic fields," *Journal de Physique, Colloque C1, supplément au n° 1*, Vol. 45, pp. 467–470, 1984.
- [DUC 02] J.L. Duchateau, M. Spadoni, E. Salpietro, D. Ciazynski, M. Ricci, P. Libeyre and A. della Corte, "Development in Europe of high current high field conductors for fusion application," *Supercond. Sci. Technol.*, Vol. 15, pp. R17–R29, 2002.

- [DUR 01] M. Durante, P. Bredy, A. Devred, R. Otmani, M. Reytier, T. Schild and F. Trillaud, "Development of a Nb₃Sn multifilamentary wire for accelerator magnet applications," *Physica C*, Vol. 354, pp. 449–453, 2001.
- [EDW 85] H.T. Edwards, "The Tevatron Energy Doubler: a superconducting accelerator," *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, Vol. 35, pp. 605–660, 1985.
- [EKI 84] J.W. Ekin, "Strain effects in superconducting compounds," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 30, pp. 823–836, 1984.
- [EKI 87] J.W. Ekin, "Irregularities in Nb–Ti filament area and electric field versus current characteristics," *Cryogenics*, Vol. 27, pp. 603–607, 1987.
- [ELE 75] J.D. Elen and C.A.M. van Beijnen, "Critical properties of V₃Ga multifilamentary wire." In N. Sacchetti, M. Spadoni and S. Stipcich (eds.), *Proc. of 5th International Conference on Magnet Technology (MT 5)*, Frascati, Italy: Laboratory Nazionali del CNEN, pp. 730–734, 1975.
- [ELE 77] J.D. Elen, C.A.M. van Beijnen, and C.A.M. van der Klein, "Multifilament V₃Ga and Nb₃Sn superconductors produced by the ECN-technique," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG–13 No. 1, pp. 470–473, 1977.
- [FAA 92] K.J. Faase, P.J. Lee, J.C. McKinnel and D.C. Larbalestier, "Diffusional reaction rates through the Nb wrap in SSC and other advanced multifilamentary Nb 46.5WT%Ti composites," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 38, pp. 723–730, 1992.
- [FIE 01] M. Field, R. Hentges, J. Parell, Y. Zhang and S. Hong, "Progress with Nb₃Sn conductors at Oxford Instruments, Superconducting Technology," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11 No. 1, pp. 3692–3695, 2001.
- [FLU 85] R. Flükiger, W. Goldacker and R. Isernhagen, "Characterization of bulk and multifilamentary Nb₃Sn and Nb₃Al by diffractometric and resistive measurements," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 32, pp. 925–936, 1985.
- [FOE 93] H. Foelsche, H. Hahn, M. Harrison, S. Ozaki and M.J. Rhoades-Brown, "The relativistic heavy ion collider, RHIC." In H. Schopper (ed.), *Advances of Accelerator Physics and Technologies*, Advanced Series on Directions in High Energy Physics, Vol. 12, Singapore : World Scientific: pp. 104–131, 1993.
- [GAR 83] M. Garber, W.B. Sampson and M.J. Tannenbaum, "Critical current measurements on superconducting cables," *IEEE Trans. Mag.*, Vol. MAG–19 No. 3, pp. 720–723, 1983.
- [GAR 85] M. Garber, M. Suenaga, W.B. Sampson and R.L. Sabatini, "Effect of Cu₄Ti compound formation on the characteristics of NbTi accelerator magnet wire," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS–32 No. 5, pp. 3681–3683, 1985.
- [GAR 89a] M. Garber and W.B. Sampson, "Quality control of cables for accelerator magnets." In M. McAshan (ed.), *Supercollider 1*, New York, NY: Plenum Press, pp. 263–272, 1989.
- [GAR 89b] M. Garber, A.K. Ghosh and W.B. Sampson, "The effect of self field on the critical current determinations of multifilamentary conductors," *IEEE Trans. Mag.*, Vol. 25 No. 2, pp. 1940–1944, 1989.
- [GEN 78] P. Genevey and J. Le Bars, "Conductor for a transparent solenoid for PETRA," *Proc. of 6th International Conference on Magnet Technology (MT 6)*, Bratislava, Czechoslovakia: ALFA, pp. 1033–1037, 1978.
- [GHO 85] A.K. Ghosh, K.E. Robins and W.B. Sampson, "Magnetization measurements on multifilamentary Nb₃Sn and NbTi conductors," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG–21 No. 2, pp. 328–331, 1985.

- [GHO 87] A.K. Ghosh, W.B. Sampson, E. Gregory and T.S. Kreilick, "Anomalous low field magnetization in fine filament NbTi conductors," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-23, pp. 1724–1727, 1987.
- [GHO 91] A.K. Ghosh and M. Suenaga, "Magnetization and critical currents of tin-core multifilamentary Nb₃Sn conductors," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 27 No. 2, pp. 2407–2410, 1991.
- [GHO 97] A.K. Ghosh, W.B. Sampson and M.N. Wilson, "Minimum quench energies of Rutherford cables and single wires," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 7 No. 2, pp. 954–957, 1997.
- [GOL 85] W. Goldacker and R. Flükiger, "Phase transition and superconducting properties of binary and Ti, Ta, Ga and H alloyed Nb₃Sn," *Physica*, Vol. 135B, pp. 359–363, 1985.
- [GOO 87] L.F. Goodrich, E.S. Pittman and J.W. Ekin, "Studies of NbTi strands extracted from coreless Rutherford cables," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-23 No. 2, pp. 1642–1645, 1987.
- [GRE 71] M.A. Green, "Residual field in superconducting dipole and quadrupole magnets," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-18 No. 3, pp. 664–668, 1971.
- [GRE 75] E. Gregory, W.G. Marancik and F.T. Ormand, "Composite conductors containing many filaments of Nb₃Sn," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-11 No. 2, pp. 295–298, 1975.
- [GRE 89] A. Greene and R.M. Scanlan, "Elements of a specification for superconducting cable and why they are important for magnet production." In M. McAshan (ed.), *Supercollider I*, New York, NY: Plenum Press, pp. 251–262, 1989.
- [GRE 92a] E. Gregory, "Conventional wire and cable technology." In M. Month and M. Dienes (eds.), *The Physics of Particle Accelerators*, AIP Conference Proceedings, Vol. 249 No. 2, pp. 1198–1229, 1992.
- [GRE 92b] A.F. Greene, "Recent status of superconductors for accelerator magnets." In K. Tsuchiya (ed.), *Proc. of ICFA workshop on AC superconductivity*, KEK Proceedings 92-14, Tsukuba, Japan: KEK National Laboratory for High Energy Physics, pp. 100–108, December 1992.
- [GRE 95] A.F. Greene, M.G. Garber, A.K. Ghosh, D. McChesney, A. Morgillo, R. Shah, D. DelRe, G. Epstein, S. Hong, J. Lichtenwalner, P. O'Larey, D. Smathers, M. Boivin and R. Meserve, "Manufacture and testing of the superconducting wire and cable for the RHIC dipoles and quadrupoles," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 5 No. 2, pp. 3681–3683, 1995.
- [HA 00] D.W. Ha, S.S. Oh, N.J. Lee, H.S. Ha, J.H. Bae, Y.K. Kwon, K.S. Ryu and H.K. Baik, "The effect of Sn arrangement and intermediate pre-heating on critical current in internal tin processed Nb₃Sn wires," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 10 No. 1, pp. 992–995, 2000.
- [HAE 70] E.U. Haebel and F. Wittgenstein, "Big European bubble chamber (BEBC) magnet progress report," *Proc. of 3rd International Conference on Magnet Technology (MT 3)*, Hamburg, Germany: Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, pp. 874–895, 1970.
- [HAK 99] B. ten Haken, A. Godeke and H.H.J. ten Kate, "The strain dependence of the critical properties of Nb₃Sn conductors," *J. Appl. Phys.*, Vol. 85 No. 6, pp. 3247–3253, 1999.

- [HAM 87] D.P. Hampshire and H. Jones, "A detailed investigation of the E - J characteristic and the role of defect motion within the flux-line lattice for high-current-density, high-field superconducting compounds with particular reference to data on Nb_3Sn throughout its entire field-temperature phase space," *J. Phys. C: Solid State Phys.*, Vol. 20, pp. 3533-3552, 1987.
- [HAS 74] Y. Hashimoto, K. Yoshizaki and M. Tanaka, "Processing and properties of superconducting Nb_3Sn wires," *Proc. of 5th International Cryogenic Engineering Conference (ICEC 5)*, Guildford, England: ICP Business Press, Ltd, pp. 332-335, 1974.
- [HAW 80] D.G. Hawksworth and D.C. Larbalestier, "Enhanced value of H_{C2} in Nb-Ti ternary and quaternary alloys," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 26, pp. 479-486, 1980.
- [HAW 00] C.D. Hawes, P.J. Lee and D.C. Larbalestier, "Measurement of the critical temperature transition and composition gradient in Powder-In-Tube Nb_3Sn composite wire," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 10 No. 1, pp. 988-991, 2000.
- [HEL 00] R. Heller, W. Maurer and the W 7-X Team, "Test results for an advanced conductor for the Wendelstein 7-X magnet system," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 10 No. 1, pp. 614-617, 2000.
- [HIL 76] M.A. Hilal and R.W. Boom, "Transition and recovery of cryogenically stable conductors," *Proc. of 9th Symposium on Fusion Technology*, Oxford, UK: Pergamon Press, pp. 87-94, 1976.
- [HOE 75a] M.O. Hoenig and D.B. Montgomery, "Dense supercritical-helium cooled superconductors for large high field stabilized magnets," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-11 No. 2, pp. 569-572, 1975.
- [HOE 75b] M.O. Hoenig, Y. Iwasa and D.B. Montgomery, "Supercritical-Helium cooled bundle conductors and their application to large superconducting magnets." In N. Sacchetti, M. Spadoni and S. Stipich (eds.), *Proc. of 5th International Conference on Magnet Technology (MT 5)*, Frascati, Italy: Laboratory Nazionali del CNEN, pp. 519-524, 1975.
- [HOR 87] E.M. Hornsweld, J.D. Elen, C.A.M. van Beijnen and P. Hoogendam, "Development of ECN-type niobium-tin wire towards smaller filament size," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 34, pp. 493-498, 1987.
- [HUL 61] J.K. Hulm and R.D. Blaugher, "Superconducting solid solution alloys of the transition elements," *Phys. Rev.*, Vol. 123 No. 5, pp. 1569-1580, 1961.
- [II 90] H. II, Y. Nagasu, M. Ikeda, T. Shintomi and H. Hirabayashi, "Trial fabrication of superconducting Rutherford type cable having large keystone angle." In T. Sekiguchi and S. Shimamoto, *Proc. of 11th International Conference on Magnet Technology (MT 11)*, London, UK: Elsevier Applied Science, pp. 914-919, 1990.
- [KAT 93] H.H.J. ten Kate, H. Weijers and J.M. van Ort, "Critical current degradation in Nb_3Sn cables under transverse pressure," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 3 No. 1, pp. 1334-1337, 1993.
- [KAT 95] K. Katagiri, T. Okada, C.R. Walter and J.W. Ekin, "V-2: Effects of stress/strain," *Cryogenics*, Vol. 35 VAMAS Supplement, pp. S85-S88, 1995.
- [KIR 99] F. Kircher, B. Levesy, Y. Pabot, D. Campi, B. Curé, A. Hervé, I.L. Horvath, P. Fabbriatore, and R. Musenich, "Status report on the CMS superconducting solenoid for LHC," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 9 No. 2, pp. 837-840, 1999.

- [KIY 01] T. Kiyoshi, A. Sato, T. Takeuchi, K. Itoh, S. Matsumoto, O. Ozaki, H. Wada, M. Yoshikawa, T. Kamikado, S. Ito, T. Miki, T. Hase, M. Hamada, S. Hayashi, Y. Kawate and R. Hirose, "Development and operation of superconducting NMR magnet beyond 900 MHz," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11 No. 1, pp. 2347–2350, 2001.
- [KOV 94] V.T. Kovachev, M.J. Neal, D.W. Capone II, W.J. Carr, Jr. and C. Swenson, "Interstrand resistance of SSC magnets," *Cryogenics*, Vol. 34 No. 10, pp. 813–820, 1994.
- [KRA 73] E.J. Kramer, "Scaling laws for flux pinning in hard superconductors," *J. Appl. Phys.*, Vol. 44 No. 3, pp. 1360–1370, 1973.
- [KRE 95a] L. Krempasky and C. Schmidt, "Influence of a longitudinal variation of dB/dt on the magnetic field distribution of accelerator magnets," *App. Phys. Lett.*, Vol. 66 No. 12, pp. 1545–1547, 1995.
- [KRE 95b] L. Krempasky and C. Schmidt, "Theory of supercurrents and their influence on field quality and stability of superconducting magnets," *J. App. Phys.*, Vol. 78 No. 9, pp. 5800–5810, 1995.
- [KRE 96] L. Krempasky and C. Schmidt, "A possible explanation of the problem of ramp rate limitation in large superconducting magnets," *IEEE Trans. Mag.*, Vol. 32 No. 4, pp. 2340–2344, 1996.
- [KWA 74] K. Kwasnitza and I. Horvath, "Measurements of AC losses in multifilamentary superconducting wires at frequencies between 1 and 100 Hz," *Cryogenics*, Vol. 14, pp. 71–76, 1974.
- [LAR 75] D.C. Larbalestier, P.E. Madsen, J.A. Lee, M.N. Wilson and J.P. Charlesworth, "Multifilamentary niobium tin magnet conductors," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-11 No. 2, pp. 247–250, 1975.
- [LAR 96] D.C. Larbalestier and P.J. Lee, "New development in niobium titanium superconductors," *Proc. of the 1995 IEEE Particle Accelerator Conference*, IEEE catalogue 95CH35843, pp. 1276–1281, 1996.
- [LAR 97] D.C. Larbalestier, "The road to conductors of high temperature superconductors: 10 years do make a difference!," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 7 No. 2, pp. 90–97, 1997.
- [LEB 87] J. Le Bars, M. Humeau, A. Lameule, M. Locatelli, P. Nicolas and L. Sapin, "An aluminum stabilized conductor for the ALEPH solenoid," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-23, No. 2, pp. 1444–1447, 1987.
- [LEE 87] P.J. Lee and D.C. Larbalestier, "Development of nanometer scale structures in composites of Nb–Ti and their effect on the superconducting critical current densities," *Acta Metall.*, Vol. 35 No. 10, pp. 2523–2356, 1987.
- [LEE 88] P.J. Lee and D.C. Larbalestier, "Determination of the flux pinning force of α -Ti ribbons in Nb46.5wt% Ti produced by heat treatments of varying temperature, duration and frequency," *Journal of Materials Science*, Vol. 23, pp. 3951–3957, 1988.
- [LEE 90] P.J. Lee, J.C. McKinnel and D.C. Larbalestier, "Restricted, novel heat treatments for obtaining high J_C in Nb46.5wt%Ti," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 36, pp. 287–294, 1990.
- [LEE 93] P.J. Lee, D.C. Larbalestier, J.C. McKinnel and A.D. McInturff, "Microstructure property relationship in Nb–Ti–Ta," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 3 No. 1, pp. 1354–1357, 1993.

- [LEE 94] P.J. Lee, D.C. Larbalestier, K. Togano, K. Tachikawa, M. Suzuki, K. Hamasaki, K. Noto and K. Watanabe, "Chapter 5: Fabrications Methods." In K. Osamura (ed.), *Composite Superconductors*, New York: Marcel Dekker, Inc., pp. 237–321, 1994.
- [LEE 01] P.J. Lee and D.C. Larbalestier, "Compositional and microstructural profiles across Nb₃Sn filaments produced by different fabrication methods," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11 No. 1, pp. 3671–3674, 2001.
- [LEE 02] P.J. Lee and D.C. Larbalestier, "Niobium-titanium superconducting wires: nanostructures by extrusion and wire drawing," to appear in *Wire Journal International*, 2002.
- [LEN 99] S. Le Naour, L. Oberli, R. Wolf, R. Puzniak, A. Szewczyk, A. Wisniewski, H. Fikis, M. Foitl and H. Kirchmayr, "Magnetization measurements on LHC superconducting strands," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 9 No. 2, pp. 1763–1766, 1999.
- [LEN 01] S. Le Naour, R. Wolf, J. Billan and J. Genest, "Test station for magnetization measurements on large quantities of superconducting strands," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11 No. 1, pp. 3086–3089, 2001.
- [LHC 95] The LHC Study Group, "The Large Hadron Collider," CERN/AC/95–05 (LHC), Geneva, Switzerland: CERN, 20 October 1995.
- [LIN 99] J.H. Lindenhovius, E.M. Hornsweld, A. den Ouden, W.A.J. Wessel and H.H.J. ten Kate, "Progress in the development of Nb₃Sn conductors based on the Powder in Tube method with finer filaments," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 9 No. 2, pp. 1451–1454, 1999.
- [LIN 00] J.L.H. Lindenhovius, E.M. Hornsweld, A. den Ouden, W.A.J. Wessel and H.H.J. ten Kate, "Powder-in-Tube (PIT) Nb₃Sn conductors for high field magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 10 No. 1, pp. 975–978, 2000.
- [LIV 78] J.D. Livingston, "Effect of Ta additions to bronze-processed Nb₃Sn superconductors," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-14 No. 5, pp. 611–613, 1978.
- [LON 63] H. London, "Alternating current losses in superconductors of the second kind," *Phys. Letters.*, Vol. 6 No. 2, pp. 162–165, 1963.
- [LUB 83] M.S. Lubell, "Empirical scaling formulas for critical current and critical fields for commercial NbTi," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-19 No. 3, pp. 754–757, 1983.
- [LUO 89] C.A. Luongo, R.J. Lyod and C.L. Chang, "Current diffusion effects on the performance of large monolithic conductors," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 22 No. 2, pp. 1576–1581, 1989.
- [McD 81] W.K. McDonald, US Patent No. 4,262,412—awarded 21 April 1981.
- [McD 83] W.K. McDonald, C.W. Curtis, R.M. Scanlan, D.C. Larbalestier, K. Marken, and D.B. Smathers, "Manufacture and evaluation of Nb₃Sn conductors fabricated by the MJR method," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-19 No. 3, pp. 1124–1127, 1983.
- [McD 01] J. McDonald and E. Barzi, "A model for J_C in granular A-15 superconductors," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11 No. 1, pp. 3884–3887, 2001.
- [McK 95] J.C. McKinnel, D.B. Smathers, M.B. Siddal and P.M. O'Larey, "Improved superconducting critical current density in Modified Jelly Roll Nb₃Sn by the application of niobium (Nb) diffusion barriers," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 5 No. 2, pp. 1768–1772, 1995.

- [MAE 88] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi and T. Asano, "A new high T_C oxide superconductor without a rare earth element," *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 27 No. 2, pp. L209–L210, 1988.
- [MAI 69] R. Mailfert, B.W. Batterman and J.J. Hanak, "Observations related to the order of the low temperature structural transformation in V_3Si and Nb_3Sn ," *Phys. Stat. Sol.*, Vol. 32, pp. K67–K79, 1969.
- [MAI 89] R.K. Maix, D. Salathé, S.L. Wipf and M. Garber, "Manufacture and testing of 465 km of cable for the HERA dipole magnets," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 25 No. 2, pp. 1656–1659, 1989.
- [MAR 01] N. Martovetsky, P. Michael, J. Minervini, A. Rodovinsky, M. Takayasu, R. Thome, T. Ando, T. Isono, T. Kato, H. Nakajima, G. Nishijima, Y. Nunoya, M. Sugimoto, Y. Takahashi, H. Tsuji, D. Bessette, K. Okuno and M. Ricci, "ITER CS Model Coil and CS Insert Test Results," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11 No. 1, pp. 2030–2033, 2001.
- [MAT 54] B.T. Matthias, T.H. Geballe, S. Geller and E. Corenzwit, "Superconductivity of Nb_3Sn ," *Phys. Rev.*, Vol. 95 No. 6, p. 1435, 1954.
- [MAT 72] B.T. Matthias, M. Marezio, E. Corenzwit, A.S. Cooper and H.E. Barz, "High temperature superconductors, the first ternary system," *Science*, Vol. 175, pp. 1465–1466, 1972.
- [MEI 89] C. Meingast and D.C. Larbalestier, "Quantitative description of a very high critical current density NbTi superconductor during its final optimization strain. II. Flux pinning mechanisms," *J. Appl. Phys.*, Vol. 66 No. 12, 5971–5983, 1989.
- [MES 96] K.-H. Mess, P. Schmüser and S. Wolff, *Superconducting Accelerator Magnets*, Singapore: World Scientific, 1996.
- [MIC 85] C. Michel, L. Er-Rakho and B. Raveau, "The oxygen defect perovskite $BaLa_4Cu_5O_{13.4}$, a metallic conductor," *Mat. Res. Bull.*, Vol. 20, pp. 667–671, 1985.
- [MIN 85] H. Minemura, S. Mori, M. Noguchi, R. Yoshizaki, K. Kondo, R. Fast, R. Kephart, R. Wands, R. Yamada, K. Aihara, K. Asano, I. Kamishita, I. Kurita, H. Ogata, R. Saito, T. Suzuki and T. Yamagiwa, "Construction and testing of a 3 m diameter x 5 m superconducting solenoid for the Fermilab Collider Detector Facility (CDF)," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Vol. A238, pp. 18–34, 1985.
- [MIN 93] R.G. Mints, T. Ogitsu and A. Devred, "Quench propagation velocity for highly stabilized conductors," *Cryogenics*, Vol. 33 No. 4, pp. 449–453, 1993.
- [MIT 98] N. Mitchell, D. Bessette, K. Okuno, G. Bevilacqua, E. Salpietro, P. Bruzzone, M. Spadoni, M. Ricci, H. Nakajima, Y. Nunoya, M. Sugimoto, T. Isono, Y. Takahashi, A. Shikov, J. Minervini and R. Randall, "Conductor development for the ITER magnets." In L. Liangzhen, S. Guoliao and Y. Luguang (eds.), *Proc. of 15th Int. Conf. Magn. Tech. (MT 15)*, Beijing: Science Press, pp. 347–352, 1998.
- [MIT 01] N. Mitchell and E. Salpietro, "ITER R&D: Magnets: Toroidal Field Model Coil," *Fusion Engineering and Design*, Vol. 55, pp. 171–180, 2001.
- [MIY 98] T. Miyazaki, N. Matsukura, T. Miyatake, M. Shimada, K. Takabatake, K. Itoh, T. Kiyoshi, A. Sato, K. Inoue and H. Wada, "Improvement of critical current density in the bronze-processed Nb_3Sn superconductor," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 44(B), pp. 943–950, 1998.

- [MOR 70] G.H. Morgan, "Theoretical behavior of twisted multicore superconducting wire in a time-varying uniform magnetic field," *J. Appl. Phys.*, Vol. 41 No. 9, pp. 3673–3679, 1970.
- [MOR 73] G.H. Morgan, "Eddy currents in flat metal-filled superconducting braids," *J. Appl. Phys.*, Vol. 44 No. 7, pp. 3319–3323, 1973.
- [MOR 77a] M. Morpurgo and G. Pozzo, "Fabrication of an aluminum stabilized superconductor," *Cryogenics*, Vol. 17, pp. 87–88, 1977.
- [MOR 77b] M. Morpurgo, "Design and construction of a superconducting aluminium stabilized solenoid," *Cryogenics*, Vol. 17, pp. 89–90, 1977.
- [MOR 00] G. Morrow, "Progress in MRI magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 10 No. 1, pp. 744–751, 2000.
- [MOW 86] T.M. Mower and Y. Iwasa, "Experimental investigations of a.c. losses in cabled superconductors," *Cryogenics*, Vol. 26, pp. 281–292, 1986.
- [MUL 62] C.B. Müller and E.J. Saur, "Influence of the mechanical constraints on the superconducting transition of Nb₃Sn-coated niobium wires and ribbons," *Adv. Cryo. Eng.*, Vol. 8, pp. 574–578, 1962.
- [MUL 93] G.B.J. Mulder and E.M.J. Niessen, "Coupling losses of multifilamentary superconductors having several concentric regions and mixed matrix," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 3 No. 1, pp. 142–145, 1993.
- [NAG 01] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani and J. Akimitsu, "Superconductivity at 39 K in magnesium diboride," *Nature*, Vol. 410, pp. 63–64, 2001.
- [NEM 69] E. Nembach and K. Tachikawa, "An electron investigation of the flux pinning centres in superconducting V₃Ga tapes," *J. Less-Common Metals*, Vol. 19, pp. 359–367, 1969.
- [OGI 92] T. Ogitsu, Y. Zhao, A. Akhmetov and A. Devred, "Influence of cable eddy currents on magnetic field harmonics." In K. Tsuchiya (ed.), *Proc. of ICFA workshop on AC superconductivity*, KEK Proceedings 92-14, Tsukuba, Japan: KEK National Laboratory for High Energy Physics, pp. 23–27, December 1992.
- [OGI 97] T. Ogitsu, A. Devred and V. Kovachev, "Influence of inter-strand coupling currents on field quality of superconducting accelerator magnets," *Particle Accelerators*, Vol. 57, pp. 215–235, 1997.
- [OTM 01] R. Otmani, A. Devred, and P. Tixador, "Interstrand and AC-loss measurements resistance on Rutherford-type cables for accelerator magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11 No. 1, pp. 2760–2763, 2001.
- [OUD 01] A. den Ouden, W.A.J. Wessel, G.A. Kirby, T. Taylor, N. Siegel and H.H.J. ten Kate, "Progress in the development of an 88-mm-bore 10 T Nb₃Sn dipole magnet," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11 No. 1, pp. 2268–2271, 2001.
- [PAD 98] H. Padamsee, J. Knobloch and T. Hays, *RF Superconductivity for Accelerators*, New York, NY: John Wiley & Sons, 1998.
- [PER 89] J. Pérot, "Special magnets." In S. Turner (ed.), *Proc. of CERN Accelerator School on Superconductivity in Particle Accelerators*, CERN 89-04, Geneva, Switzerland: CERN, pp. 271–298, 1989.
- [PYO 01] T. Pyon and E. Gregory, "Nb₃Sn conductors for high energy physics and fusion applications," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11 No. 1, pp. 3688–3691, 2001.

- [RIC 97] D. Richter, J.D. Adam, J.M. Depond, D. Leroy and L.R. Oberli, "DC measurements of electrical contacts between strands in superconducting cables for the LHC magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 7 No. 2, pp. 786–792, 1997.
- [RIC 99] D. Richter, J.D. Adam, D. Leroy and L.R. Oberli, "Strand coating for the superconducting cables of the LHC main magnets," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 9 No. 2, pp. 735–741, 1999.
- [ROB 81] R. Roberge, H. LeHuy and S. Foner, "Effects of added elements and strain on the martensitic transformation of Nb₃Sn," *Phys. Lett.*, Vol. 82A No. 5, pp. 259–262, 1981.
- [ROS 78] A.C. Rose-Innes and E.H. Rhoderick, *Introduction to Superconductivity*, Oxford, England: Pergamon Press plc, 1978.
- [ROY 87] J.M. Royet and R.M. Scanlan, "Manufacture of keystone flat superconducting cables for use in SSC dipoles," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-23 No. 2, pp. 480–483, 1987.
- [SAK 00] H. Sakamoto, M. Higuchi, S. Endoh, A. Kimura, K. Wada, S. Meguro and M. Ikeda, "Very high critical current density of bronze processed (Nb,Ti)₃Sn superconducting wire," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 10 No. 1, pp. 971–774, 2000.
- [SAM 89] W.B. Sampson, M. Garber and A.K. Ghosh, "Normal state resistance and low temperature magneto-resistance of superconducting cables for accelerator magnets," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 25 No. 2, pp. 2097–2100, 1989.
- [SCA 75] R.M. Scanlan, W.A. Fietz and E.F. Koch, "Flux pinning centers in superconducting Nb₃Sn," *J. Appl. Phys.*, Vol. 46 No. 5, pp. 2244–2249, 1975.
- [SCA 93] R.M. Scanlan, "The evolution of tooling, techniques, and quality control for accelerator dipole magnet cables," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 3 No. 1, pp. 842–849, 1993.
- [SCH 93] R.F. Schwitters, "Future hadron collider: the SSC." In J.R. Sanford (ed.), *Proceedings of 26th International Conference on High Energy Physics*, AIP Conference Proceedings Vol. 272, New York, NY: American Institute of Physics, pp. 306–320, 1993.
- [SCH 94] T. Schneider and P. Turowski, "Critical current degradation of a NbTi-Multifilament conductor due to heat treatment," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 30 No. 4, pp. 2391–2394, 1994.
- [SCH 98] T. Schild and J.L. Duchateau, "AC losses dependence on a CuNi layer location in NbTi CICC," *Physica C*, Vol. 310, pp. 247–252, 1998.
- [SCH 00] T. Schild, D. Ciazynski and S. Court, "Effect of actual cabling pattern on the critical current of a multistage CIC," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 46, pp. 1051–1058, 2000.
- [SEU 91] J.M. Seuntjens and D.W. Capone II, "Filament and critical current degradations in extracted strands of SSC cable." In J. Nonte (ed.), *Supercollider 3*, New York, NY: Plenum Press, pp. 675–681, 1991.
- [SHI 90] T. Shintomi, A. Terashima, H. Hirabayashi, M. Ikeda and H. Ii, "Development of large keystone angle cable for dipole magnet with ideal arch structure," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 36(A), pp. 323–328, 1990.
- [SIM 88] R. Simon and A. Smith, *Superconductors: Conquering Technology's New Frontier*, New York: Plenum Press, p. 61 ff., 1988.
- [SMA 87] D.B. Smathers, P.M. O'Larey, M.B. Sidall and J.R. Peterson, "Characterization of vanadium diffusion barriers in Nb-Sn composite wires," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-23 No. 2, pp. 1347–1350, 1987.

- [SMA 88] D.B. Smathers, P.M. O’Larey, M. Sidall and W. McDonald, “Status of the superconductor development program at Teledyne Wah Chang Albany,” *Adv. Cryo. Eng.*, Vol. 34, pp. 515–522, 1988.
- [SPE 98] W. Specking, J.L. Duchateau and P. Decool, “First results of strain effects on critical current of incoloy jacketed Nb₃Sn CICC’s.” In L. Liangzhzen, S. Guoliao and Y. Lugang (eds.), *Proc. of 15th International Conference on Magnet Technology (MT 15)*, Beijing, China: Science Press, pp. 1210–1213, 1998.
- [SUE 72] M. Suenaga and W.B. Sampson, “Superconducting properties of multifilamentary Nb₃Sn made by a new process,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 20 No. 11, pp. 443–445, 1972.
- [SUM 91] L.T. Summers, M.W. Guinan, J.R. Miller and P.A. Hahn, “A model for the prediction of Nb₃Sn critical current as a function of field, temperature, strain and radiation damage,” *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 27 No. 2, pp. 2041–2044, 1991.
- [SYT 89] V.E. Sytnikov, G.G. Svalov, S.G. Akopov and I.B. Peshkov, “Coupling current losses in superconducting transposed conductors located in changing magnetic fields,” *Cryogenics*, Vol. 29, pp. 926–930, 1989.
- [TAC 70] K. Tachikawa, “Studies on superconducting V₃Ga tapes,” *Proc. of 3rd International Cryogenic Engineering Conference (ICEC 3)*, Guildford, United Kingdom: Iliffe Science and Technology Publications, Ltd, pp. 339–340, 1970.
- [TAC 81] K. Tachikawa, T. Asano and T. Takeuchi, “High-field superconducting properties of the composite processed Nb₃Sn with Nb-Ti cores,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 39 No. 9, pp. 766–768, 1981.
- [TAC 82] K. Tachikawa, H. Sekine and Y. Iijima, “Composite processed Nb₃Sn with titanium addition to the matrix,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 53 No. 7, pp. 5354–5356, 1982.
- [THO 72] D.B. Thomas and M.N. Wilson, “Filamentary superconductors for pulsed magnets.” In Y. Winterbottom (ed.), *Proc. of 4th International Conference on Magnet Technology (MT 4)*, CONF-720908, Upton, NY: Brookhaven National Laboratory, pp. 493–497, 1972.
- [THO 99] R. Thomas, A. Ghosh, D. McChesney and A. Jain, “Testing and evaluation of superconducting cables for the LHC,” *Proc. of 1999 Particle Accelerator Conference (PAC 99)*, IEEE Catalogue Number 99CH36366, pp. 3188–3190, 1999.
- [TUR 89] B. Turck, “Tore Supra: a tokamak with superconducting toroidal field coils; status report after the first plasmas,” *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 25 No. 2, pp. 1473–1480, 1989.
- [UCH 87] S. Uchida, H. Takagi, K. Kitazawa and S. Tanaka, “High T_C superconductivity in La-Ba-Cu Oxides,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 26 No. 1, pp. L1–L2, 1987.
- [VAM 95] VAMAS Technical Party for superconducting materials, “VI. Standard method for I_C determination_ VI-1: Recommended standard method for determination of d.c. critical current of Nb₃Sn multifilamentary composite superconductor,” *Cryogenics*, Vol. 35 VAMAS Supplement, pp. S105–S112, 1995.
- [VER 83] H. Veringa, P. Hoogendam and A.C.A van Wees, “Growth kinetics and characterization of superconducting properties of multifilament materials made by the ECN powder method,” *IEEE Trans. Magn.*, Vol. MAG-19 No. 3, pp. 773–776, 1983.

- [VER 93a] A.P. Verweij and H.H.J. ten Kate, "Coupling currents in Rutherford cables under time varying conditions," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 3 No. 1, pp. 146–149, 1993.
- [VER 93b] T. Verhaege, P. Estop, W. Weber, A. Lacaze, Y. Laumond, P. Bonnet and A. Ansart, "A new class of AC superconducting conductors," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 3 No. 1, pp. 164–167, 1993.
- [VER 94] T. Verhaege, P. Estop, J.P. Tavergnier, P. Bonnet, A. Lacaze, Y. Laumond, and A. Ansart, "A new step in AC superconducting conductors," *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 30 No. 4, pp. 1911–1914, 1994.
- [VER 96] C. Verwaerde, R. Taillard, C.E. Bruzek and Hoang-Gia-Ky, "Quantity and quality of the Nb₃Sn intermetallics formed by the internal tin process," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 42, pp. 1377–1384, 1996.
- [VER 97] A.P. Verweij, "Modeling boundary-induced coupling currents in Rutherford-type cables," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 7 No. 2, pp. 723–726, 1997.
- [VER 98] A.P. Verweij, "Review of boundary-induced coupling currents," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 44, pp. 1059–1068, 1998.
- [VER 99] A. Verweij, J. Genest, A. Knezovic, D.F. Leroy, J.P. Marzolf and L.R. Oberli, "1.9 K test facility for the reception of the superconducting cables for the LHC," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 9 No. 2, pp. 153–156, 1999.
- [WAR 86] W.H. Warnes and D.C. Larbalestier, "Critical current distributions in superconducting composites," *Cryogenics*, Vol. 26, pp. 643–653, 1986.
- [WAR 92] W.H. Warnes, W. Dai, J. Seuntjens and D.W. Capone II, "Cable degradation of SSC strands," *Adv. Cryo. Eng. (Materials)*, Vol. 38, pp. 775–781, 1992.
- [WII 91] B.H. Wiik, "The status of HERA," *Conference Record of 1991 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 91)*, IEEE Catalogue 91CH3038–7, pp. 2905–2909, 1991.
- [WIL 83] M.N. Wilson, *Superconducting Magnets*, Oxford, England: Oxford University Press, 1983.
- [WIL 96] M.N. Wilson, "Superconducting materials for magnets." In S. Turner (ed.), *Proc. of CERN Accelerator School on Superconductivity in Particle Accelerators*, CERN/96–03, Geneva, Switzerland: CERN, pp. 47–69, 1996.
- [WIL 97] M.N. Wilson and R. Wolf, "Calculation of minimum quench energies in Rutherford-type cables," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 7 No. 2, pp. 950–953, 1997.
- [WU 87] M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, Y.Q. Wang and C.W. Chu, "Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58 No. 9, pp. 908–910, 1987.
- [ZHO 91] R. Zhou, W. Marancik and S. Hong, "Effectiveness of vanadium as a diffusion barrier for Nb₃Sn." In K. Yamafuji and M. Suenaga (eds.), *Proc. of 7th US-Japan Workshop on High-Field Superconducting Materials, Wires and Conductors and Standard Procedures for High-Superconducting Wires Testing*, Fukuoka, Japan, October 21-23, 1991, pp. 124–129.