

A0000874

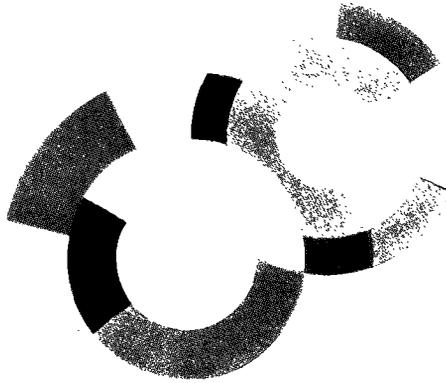


*Résumé  
travaux  
recherche*

# SERVICE TECHNIQUE DE C ET DE MAGNÉTISME



**Gestion INIS**  
Doc. Enreg. le *14/11/1996*  
N° TRN *E.R.O.1.0.40.8.8*



DAPNIA/STCM-96-1001

Thèse soutenue  
le 4 octobre 1996

ÉTUDE DES TRANSFERTS DE CHALEUR DANS LES ISOLATIONS  
ÉLECTRIQUES DE CÂBLES SUPRACONDUCTEURS D'AIMANT  
D'ACCÉLÉRATEUR REFROIDI PAR HÉLIUM SUPERFLUIDE

# DAPNIA

Bertrand Baudouy

re Sylvie Cabrit et Marc Sauvage

**THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité : Mécanique-Énergétique

présentée par

Bertrand Baudouy

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse

**ÉTUDE DES TRANSFERTS DE CHALEUR DANS LES ISOLATIONS  
ÉLECTRIQUES DE CÂBLES SUPRACONDUCTEURS D'AIMANT  
D'ACCÉLÉRATEUR REFROIDI PAR HÉLIUM SUPERFLUIDE**

soutenue le 4 Octobre 1996

devant le Jury composé de

M.	G. LABROSSE	Président
M.	M. X. FRANÇOIS	Directeur
M.	D. DELAUNAY	Rapporteur
M.	P. SEYFERT	Rapporteur
Mme.	C. MEURIS	Examineur
M.	D. LEROY	Examineur

Ce travail a été effectué, essentiellement, au Commissariat à l'Énergie Atomique au centre de Saclay dans le Service Technique de CryoMagnétisme au sein du Département d'Astrophysique, Physique des particules et physique Nucléaire et Instrumentation Associée. A ce titre j'aimerais remercier le chef du STCM, Monsieur A. Patoux, pour m'avoir accueilli et permis de réaliser ce travail.

Ce travail a été cofinancé par deux partenaires, le CERN et JEUMONT-SCHNEIDER INDUSTRIE, en association avec le CEA. Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Messieurs L. Burnod, D. Leroy et B. Szeless (CERN) et C. Delcambre (Jeumont) pour la confiance qu'ils m'ont accordée.

Je tiens à remercier vivement Madame C. Meuris (Ingénieur au STCM) et Monsieur le Professeur M. X. François (Directeur de thèse - LIMSI/CNRS (Orsay)) pour le suivi de ce travail tout au long de ses trois années et pour m'avoir initié aux techniques de la cryogénie. Qu'ils trouvent ici mes remerciements les plus sincères plus particulièrement pour m'avoir permis de travailler dans le laboratoire du Professeur Van Sciver et pour m'avoir permis de réaliser des expériences au sein de l'équipe du LIMSI.

Je remercie Messieurs D. Delaunay (Directeur de recherche au CNRS/Nantes) et P. Seyfert (Docteur ès Science/CEA Grenoble) pour leur participation au jury de thèse et pour avoir assuré la charge d'être rapporteur dans un délai toujours trop court; les nombreuses remarques de Monsieur P. Seyfert m'ont été très précieuses. Messieurs G. Labrosse et D. Leroy (CERN) ont accepté de participer au Jury de cette thèse, qu'ils trouvent ici mes remerciements chaleureux.

Je tiens à exprimer toute ma sympathie à Madame Anne-Marie Puech pour la réalisation des expériences effectuées au CEA et à Messieurs Daniel Morize et René Gaubert qui, patiemment et avec compétence, ont réalisé les différents échantillons. Je les remercie vivement pour la qualité du travail réalisé. J'adresse aussi mes chaleureux remerciements à Monsieur Jean-Claude Paladji pour les nombreux conseils techniques qu'il m'a apporté.

Une partie des résultats expérimentaux a été réalisée au LIMSI/CNRS (Orsay) où j'ai pu apprécier la collaboration chaleureuse avec Abderrahmane Boucheffa qui m'a fait découvrir l'ensemble de son système expérimental et avec Bruno Allegri qui m'a aidé à la réalisation de ces expériences. Qu'ils trouvent ici l'expression de mes remerciements.

Je tiens aussi à exprimer toute ma sympathie à François-Paul Juster (Ingénieur au STCM) pour les discussions que nous avons eues ensemble ainsi que pour la disponibilité dont il a fait preuve à mon égard. Qu'il trouve ici toute ma reconnaissance.

Enfin, j'adresse mes remerciements à l'ensemble des personnes du STCM qui de près ou de loin ont participé à cette étude.

Introduction.....	1
-------------------	---

## CHAPITRE I

### LA THERMIQUE D'UN AIMANT SUPRACONDUCTEUR D'ACCÉLÉRATEUR REFROIDI PAR HÉLIUM SUPERFLUIDE

I. Description d'un aimant supraconducteur d'accélérateur .....	5
I.1. Généralités.....	5
I.1.1. Les supraconducteurs industriels .....	5
I.1.1.1. Les matériaux supraconducteurs.....	5
I.1.1.2. Les câbles supraconducteurs.....	7
I.1.2. Perturbations thermiques.....	8
I.1.3 Les différents modes de refroidissement par hélium liquide.....	9
I.1.3.1. Introduction.....	9
I.1.3.2. Bain d'He I saturé à la pression atmosphérique .....	11
I.1.3.3. Refroidissement par écoulement d'He I saturé .....	12
I.1.3.4. Refroidissement par hélium superfluide stagnant.....	13
I.2. Les aimants dipolaires du Large Hadron Collider.....	15
I.2.1. Introduction.....	15
I.2.2. Les aimants dipolaires.....	15
I.2.2.1. Description générale.....	16
I.2.2.2. Marge en température .....	16
I.2.3. Pertes de faisceau .....	16
I.2.4. Refroidissement.....	18
II. Les isolations des câbles d'aimants supraconducteurs d'accélérateur.....	21
II.1. Description des isolations.....	21
II.1.1. Introduction .....	21
II.1.2. Première couche.....	21
II.1.3. Seconde couche.....	22
II.1.4. Isolation typique.....	23
II.2. Propriétés des isolations.....	24
II.2.1. Fabrication d'un bobinage supraconducteur.....	24
II.2.2. Qualités.....	25
II.2.3. Conductivités thermiques des différents matériaux.....	25
II.2.3.1. Le Kapton® .....	25
II.2.3.2. La fibre de verre .....	26
II.2.3.3. La fibre de Kevlar.....	26
II.2.3.4. La résine époxy .....	26
II.2.4. Conductivités thermiques des tissus .....	26
II.2.4.1. Le tissu de fibre de verre pré-imprégné.....	27
II.2.4.2. Le tissu de fibre de Kevlar et de fibre de verre sec.....	27
II.2.5. Résistance de Kapitza du Kapton® .....	27
III. La thermodynamique de l'hélium superfluide.....	28
III.1. Propriétés physiques de l'hélium liquide.....	28
III.1.1. Introduction.....	28
III.1.2. Diagramme de phase de l'hélium.....	28
III.1.3. Propriétés thermodynamiques .....	29

III.2. Equations thermodynamiques de l'hélium superfluide.....	31
III.2.1. De l'hélium quantique à l'hélium superfluide .....	31
III.2.2. Equations de base du modèle à deux fluides.....	32
III.2.3. Dynamique de l'He II aux faibles vitesses: régime de Landau	34
III.2.4. Dynamique de l'He II à des vitesses surcritiques.....	36
III.2.4.1. Introduction .....	36
III.2.4.2. Développement des lignes de tourbillons: modèle de Vinen.....	37
III.2.4.3. Equations générales en régime de turbulence superfluide .....	39
III.2.5. Régimes de turbulence en milieu confiné.....	40
III.2.5.1. Turbulence superfluide .....	40
III.2.5.2. Turbulence du superfluide .....	43
III.2.5.3. Turbulence du fluide normal.....	44
III.2.6. Vitesses critiques.....	44
III.2.6.1. Vitesse critique superfluide .....	44
III.2.6.2. Formation de la turbulence normale .....	46
III.3. Transport de chaleur dans l'hélium superfluide.....	47
III.3.1. Densité de flux de chaleur.....	47
III.3.2. Régime de Landau.....	47
III.3.3. Régime de turbulence normale.....	48
III.3.4. Régime de turbulence superfluide: régime de Gorter-Mellink.....	48
III.3.5. Régime de turbulence généralisée .....	50
III.3.6. Courbes de transfert de chaleur .....	50
III.4. Transport de chaleur entre une paroi et l'He II en régime permanent	52
III.4.1. Conditions limites et couches limites.....	52
III.4.1.1. Champs de vitesse.....	52
III.4.1.2. Couches limites .....	53
III.4.1.3. Flux de chaleur .....	54
III.4.2. Résistance de Kapitza.....	55
III.4.3. Courbes caractéristiques et flux limites.....	56

## CHAPITRE II

### MODÉLISATION DES TRANSFERTS DE CHALEUR DANS UN BOBINAGE D'AIMANT SUPRACONDUCTEUR REFROIDI PAR HÉLIUM SUPERFLUIDE

I. Introduction.....	59
II. Techniques expérimentales.....	60
II.1. Principe de la cellule expérimentale .....	60
II.2. Description et fabrication de la cellule expérimentale .....	61
II.2.1. Le conducteur.....	61
II.2.2. L'isolation.....	64
II.2.3. La cellule .....	64
II.3. Représentativité du modèle expérimental.....	65

II.3.1. Le câble.....	65
II.3.2. Pertes thermiques par la grande dimension .....	66
II.3.3. Mesures de température.....	66
II.3.4. Récapitulatif .....	66
II.4. Installation cryogénique.....	67
II.5. Instrumentation et précision des mesures .....	68
II.5.1. Chaîne de mesure .....	68
II.5.2. Mesure de température.....	69
II.5.3. Régulation et stabilité du bain d'He II.....	70
II.5.4. Incertitude sur la mesure de température.....	70
II.5.4.1. Incertitudes de mesures .....	70
II.5.4.2. Incertitudes dues à l'étalonnage.....	71
II.5.4.3. Incertitudes dues à la régulation de température.....	72
II.5.4.4. Moyennage.....	72
II.5.4.5. Ecart de température.....	73
II.5.5. Mesure de puissance et incertitude.....	74
II.6. Procédure expérimentale.....	74
III. Résultats expérimentaux .....	76
III.1. Analyse qualitative du modèle expérimental .....	76
III.1.1. Phénoménologie.....	76
III.1.1.1. Schématisation du transfert de chaleur .....	76
III.1.1.2. Chauffage du conducteur central seul.....	78
III.1.1.3. Chauffage de trois conducteurs .....	80
III.1.1.4. Mesure en He I.....	81
III.1.2. Paramètres caractéristiques de la modélisation expérimentale .....	83
III.1.2.1. Reproductibilité de la fabrication des isolations.....	83
III.1.2.2. Etat de surface des conducteurs.....	84
III.1.2.3. Effets de la pression du moule .....	85
III.2. Démarche expérimentale .....	86
III.2.1. Isolations de référence .....	86
III.2.2. Conclusion .....	88
III.3. "Perméabilité de la petite face".....	89
III.4. Ouverture de la première couche : Kapton® tramé.....	90
III.5. Effets de la résine époxy du tissu de verre de la seconde couche.....	91
III.6. Seconde couche en Kapton® adhésif avec un espacement .....	93
III.6.1. Adhésif sur les deux faces .....	93
III.6.2. Adhésif côté conducteur voisin.....	94
III.6.3. La résistance thermique de la petite face.....	97
III.7. Seconde couche à bandes jointives de Kapton® adhésif et de tissu sec .....	99
III.8. Comportements thermiques des isolations .....	101
III.8.1. Schématisation des transferts de la chaleur.....	101
III.8.2. Comportement linéaire à fort couplage thermique.....	102
III.8.3. Comportement non-linéaire à fort couplage thermique.....	103
III.8.4. Comportement linéaire à faible couplage thermique.....	103
III.8.5. Comportement non-linéaire à faible couplage thermique....	104
III.8.6. Résultat de l'ensemble des échantillons.....	104

IV. Approche qualitative des transferts de chaleur - Modélisation numérique .....	107
IV.1. But de la modélisation numérique .....	107
IV.2. Modèle Numérique .....	107
IV.2.1. Introduction .....	107
IV.2.2. Configurations de calcul.....	108
IV.2.3. Maillage et conditions aux limites .....	109
IV.2.4. Comportements thermiques des différents milieux.....	111
IV.2.4.1. Matériau "solide" .....	111
IV.2.4.2. Transferts de chaleur en He II.....	111
IV.4. Résultats en He I.....	112
IV.5. Résultats en He II.....	114
IV.5.1. Courbes d'échauffement.....	114
IV.5.2. Configuration a.....	116
IV.5.3. Configuration b.....	117
IV.5.4. Configurations c et f.....	118
IV.5.5. Configurations d et e .....	121
IV.5.6. Evolution des dimensions d'hélium .....	123
IV.5.6.1. Configuration a.....	123
IV.5.6.2. Configuration b.....	124
IV.5.6.3. Configuration c.....	125
IV.6. Conclusions .....	127

### CHAPITRE III

#### TRANSFERT DE CHALEUR EN HÉLIUM SUPERFLUIDE DANS LES ISOLATIONS ÉLECTRIQUES

I. Introduction .....	129
II. Dispositif expérimental .....	129
II.1. Principe de la cellule expérimentale .....	129
II.2. Description de la cellule.....	130
II.3. Estimation des pertes thermiques de la cellule expérimentale.....	132
II.3.1. Pertes thermiques induites par le bâti .....	132
II.3.2. Pertes thermiques induites par le capillaire.....	133
II.3.3. Temps caractéristiques de diffusion de la cellule.....	134
II.3.3.1. Temps caractéristique du bâti.....	134
II.3.3.2. Temps caractéristique de l'hélium dans le capillaire ..	134
II.3.3.3. Temps caractéristique de diffusion du volume interne .....	135
II.3.3.4. Temps caractéristique dans l'isolation.....	135
II.3.3.5. Conclusions .....	135
II.4. Procédure expérimentale.....	136
II.5. Instrumentation et précision des mesures .....	136
II.5.1. Installations cryogéniques.....	136
II.5.2. Mesure de température et de puissance.....	136
II.5.2.1. Chaîne de mesure.....	136
II.5.2.2. Mesure de température .....	137
II.5.2.3. Mesure de puissance.....	137

II.5.2.4. Incertitudes de mesure.....	137
III. Description des isolations testées.....	138
III.1. Structures des isolations.....	138
III.2. Dimensions des échantillons.....	138
III.2.1. Mesure des épaisseurs.....	138
III.2.2. Mesure de la surface totale.....	139
III.3. Conductivité et résistance thermiques équivalentes.....	139
IV. Résultats expérimentaux.....	141
IV.1. Description phénoménologique des résultats.....	141
IV.1.1. Introduction.....	141
IV.1.2. Différents régimes de transfert de la chaleur.....	141
IV.2. Modèle thermique.....	145
IV.2.1. Lignes de flux de chaleur.....	145
IV.2.2. Modèle parallèle.....	146
IV.2.3. Couplage interne des lignes de flux.....	148
IV.3. Comportement thermique des différentes isolations.....	151
IV.3.1. Comparaison des différents échantillons.....	151
IV.3.2. Echantillons à comportement thermique conducteur.....	153
IV.3.2.1. Echantillon B16.....	153
IV.3.2.2. Echantillon B18.....	155
IV.3.2.3. Echantillon B25.....	157
IV.3.2.4. Echantillon B6.....	158
IV.3.2.5. Comparaison entre mesure et calcul.....	159
V. Méthode d'analyse des résultats expérimentaux.....	161
V.1. Mise en équation.....	161
V.2. Régime de Landau.....	164
V.2.1. Echantillon perméable à l'hélium.....	164
V.2.2. Echantillon à comportement conducteur.....	166
V.3. Régime de Gorter-Mellink.....	167
V.3.1. Echantillon perméable à l'hélium.....	167
V.3.2. Echantillon à comportement conducteur.....	171
V.4. Régimes thermiques.....	172
VI. Analyse des résultats en régime de Landau.....	175
VI.1. Exploitations des résultats expérimentaux.....	175
VI.1.1. Echantillon B22.....	175
VI.1.2. Echantillon B22'.....	176
VI.1.3. Echantillon B25.....	180
VI.2. Evolution de $(Ad^2/L)_\Sigma$ et de $Q_c$ pour $T_b < T_\lambda$ .....	181
VI.3. Evolution de $(Ad^2/L)_\Sigma$ pour $T_b$ proche de $T_\lambda$ .....	183
VII. Analyse des résultats en régime de Gorter-Mellink.....	183
VII.1. Exploitation des résultats expérimentaux.....	183
VII.1.1. Echantillon B6.....	184
VII.1.2. Echantillon B15.....	185
VII.1.3. Echantillon B18.....	186
VII.1.4. Echantillon B21.....	187
VII.1.5. Echantillon B21'.....	188
VII.1.6. Echantillon B22.....	189
VII.1.7. Echantillon B22'.....	190
VII.2. Evolution de $(A/L^{1/3})_\Sigma$ en fonction de la température.....	191

---

VII.3. Comparaison de $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$ au regard de la structure des isolations .....	192
VII.3.1. Influence du matériau de la seconde couche.....	192
VII.3.2 Influence de la composition de la première couche .....	193
VII.3.3. Influence de l'espacement de la seconde couche.....	193
VIII. Caractéristiques dimensionnelles des canaux d'hélium.....	194
VIII.1. Dimension $d_{\Sigma}$ et section $A_{\Sigma}$ du réseau de canaux d'hélium .....	194
VIII.1.1. Longueurs équivalentes du réseau de canaux d'hélium....	194
VIII.1.2. Dimensions du réseau de canaux d'hélium.....	195
VIII.2. Vérification des hypothèses.....	195
VIII.2.1. Modèle thermique.....	195
VIII.2.2. Flux de chaleur, vitesses et Reynolds critiques.....	197
VIII.2.3. Confinement .....	199
VIII.2.4. Déplacement du point $\lambda$ .....	201
IX. Régime mixte .....	202
Conclusions.....	209
Références.....	211

**Majuscules**

A	Aire (m <sup>2</sup> ) ou coefficient de Gorter-Mellink (m <sup>2</sup> kg <sup>-1</sup> )
B	Champ magnétique (T) ou coefficient adimensionnel de Vinen
C	Chaleur spécifique (JKg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )
D	Diffusivité thermique (m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ) ou diamètre hydraulique $D=4A/P$ (m)
E	Énergie (J)
F <sub>ns</sub>	Force appliquée au réseau de tourbillons par unité de volume (Nm <sup>-3</sup> )
GM	Abréviation de régime de Gorter-Mellink
I	Courant (A)
K	Constante expérimentale fonction de la température [1.40]
J	Densité de courant (Am <sup>-2</sup> )
L	Longueur (m) ou densité de lignes de tourbillon (m <sup>-2</sup> )
L	Abréviation de régime de Landau
P	Périmètre (m)
Q	Flux de chaleur (W)
Q <sub>Faisceau</sub>	Flux de chaleur équivalent aux pertes de faisceau dans un conducteur
R	Résistance électrique (Ω) ou résistance thermique (KW <sup>-1</sup> )
S	Flux d'entropie (Wm <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> )
T	Température (K)
U	Tension (V)
V	Volume (m <sup>3</sup> )

**Minuscules**

a	Taille du cœur de tourbillon
b, c	Constantes expérimentales ajustables [1.39]
d	Diamètre (m) ou épaisseur caractéristique d'un canal
e	Épaisseur (m)
f <sub>ns</sub>	Force appliquée à une ligne de tourbillon par unité de longueur (Nm <sup>-1</sup> )
h	Coefficient d'échange (Wm <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> ) ou hauteur (m)
j	Densité de courant (A/mm <sup>-2</sup> )
k	Conductivité thermique (Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ), k <sup>  </sup> : longitudinale, k <sup>⊥</sup> : transversale
l	Longueur (m)
m	Masse atomique de l'hélium (0,004 kg)
p	Pression (Pa)
q	Densité de flux de chaleur (Wm <sup>-2</sup> )
r	Rayon (m)
s	Densité d'entropie (Jkg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> ) ou entropie massique (Jkg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )
t	Temps (s) ou relatif au régime de transition

**Lettres grecques**

α	Coefficient de conductance de Kapitza (Wm <sup>-2</sup> K <sup>-4</sup> ) ou racine des équations transcendante en conduction
β	Coefficient adimensionnel de forme.
δ	Profondeur de pénétration visqueuse du fluide normal (m)
ε	Erreur de signal (régulation)

$\zeta$	Second coefficient de viscosité ( $\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ )
$\eta$	Viscosité ( $\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ )
$\chi$	Coefficients de Vinen ( $\chi_1, \chi_2, \chi_2$ )
$\phi$	Potentiel
$\lambda$	Transition He I-He II ou longueur d'onde (m) ou longueur caractéristique du réseau de tourbillon (m)
$\mu$	Potentiel chimique massique ( $\text{Jkg}^{-1}$ )
$\vartheta$	Vitesse ( $\text{ms}^{-1}$ )
$\rho$	Masse volumique ( $\text{kgm}^{-3}$ )
$\tau$	Temps caractéristique de diffusion de la chaleur (s)
$\psi$	Fonction d'onde du condensat (paramètre d'ordre)
$\Lambda$	Coefficient de viscosité dynamique (
$\xi$	Longueur de cohérence (m)

### Autres caractères

$h$	Constante de Planck $6,63 \cdot 10^{-34}$ Js
$\hbar$	$h/2\pi$
$l$	Écartement moyen entre tourbillons (m)
$f$	Fonction de transfert en He II ( $\text{W}^3\text{m}^{-5}\text{K}$ )
Re	Nombre de Reynolds ( $\rho\vartheta d/\eta$ )

### Indices

b	Relatif au bain
bat	Relatif au bâti (bâti en acier inoxydable de l'expérience du chapitre III)
c	Relatif à critique ou à consigne
c2	Relatif au champs critique de matériaux supraconducteurs de type II
cap	Relatif au capillaire
cl	Relatif à la couche limite
cond	Relatif au conducteur
d	Relatif à la destruction de tourbillons
e	Relatif à étalon
f	Relatif au fluide
g	Relatif à une résistance Germanium
gf	Relatif aux grandes faces du conducteur
i	Relatif au bain interne (Chapitre III)
isol	Relatif à l'isolation
k	Relatif à Kapitza
l	Relatif à liquide
m	Relatif au régime mixte
n	Relatif au fluide normal
o	Relatif à nominal ou relatif à initial
p	Relatif à la production de tourbillons ou à la paroi d'un solide
pf	Relatif aux petites faces du conducteur
s	Relatif au superfluide
sol	Relatif au solide
$\Sigma$	Relatif à équivalent

t	Relatif au tourbillon ou total
v	Relatif à vapeur ou à volume ou au conducteur voisin
$\lambda$	Relatif à la transition de phase He I-He II
GM	Relatif au régime de Gorter-Mellink
L	Relatif au régime de Landau
$\infty$	Relatif à une distance infinie de la paroi

## INTRODUCTION

La physique des hautes énergies et ses instruments, les accélérateurs de particules, poursuivent leur course en avant dans cette recherche de l'infiniment petit, de l'élémentaire, avec des moyens toujours plus importants, et, en particulier pour ce qui nous concerne ici, le besoin de champs magnétiques de plus en plus intenses. Ces champs ne sont accessibles qu'aux supraconducteurs à basse température critique comme le Niobium Titane (NbTi) ou le Niobium Étain (Nb<sub>3</sub>Sn).

Le projet qui a motivé ce travail, le "Large Hadron Collider" (LHC) du CERN sera une première cryogénique et magnétique avec une ligne de 27 km d'hélium superfluide (He II) à 1,9 K et des centaines d'aimants dipolaires et quadripolaires offrant des champs magnétiques proches de 9 teslas pour les premiers nommés.

Comme on le verra dans la description détaillée, de telles performances ne sont théoriquement possibles qu'avec deux couples Supraconducteur-Réfrigérants : NbTi-Hélium superfluide et Nb<sub>3</sub>Sn-Hélium normal. La meilleure maîtrise technologique du NbTi d'une part, et la bonne compréhension de la cryogénie de l'hélium superfluide d'autre part ont naturellement conduit au choix du couple NbTi/He II.

La réalisation d'un aimant cryomagnétique est une opération de très haute technologie où l'on doit prendre en compte à la fois les efforts considérables dus aux forces magnétiques, les courants très élevés (11500 A) et les énergies stockées (3,6 MJ par dipôle). Cependant le problème le plus complexe vient de la compétition entre les impératifs contradictoires d'isolation électrique et de bonne réfrigération stationnaire ou transitoire sous toutes les contraintes précitées. En outre, chaque configuration magnétique recherchée correspond à une géométrie particulière des conducteurs. Les résultats d'une recherche concernant un type d'aimant sont donc rarement transposables.

Notre travail a donc consisté à analyser puis modéliser expérimentalement un prototype d'assemblage de câbles représentatif de l'aimant réel, pour comprendre puis optimiser l'isolation électrique acceptable pour le câble du projet LHC, c'est-à-dire avec le bon comportement thermique. L'originalité du sujet est sans aucun doute augmentée par l'utilisation de l'hélium superfluide aux propriétés si remarquables qu'il suffit de quantités extrêmement faibles de ce fluide, dans l'aimant, pour assurer et dominer à lui seul la majorité de la réfrigération du conducteur.

Avant d'aborder la description résumée du mémoire, il est utile d'en souligner les aspects technologiques et fondamentaux. La recherche est en effet tout d'abord très finalisée en ce sens que les caractéristiques de champ magnétique et de température, dans un encombrement et une topologie donnés, sont fixées par la physique. Ainsi, dans un espace limité de géométrie définie, on doit placer "l'isolation" qui résulte de l'agencement de plusieurs matériaux. L'importance de l'aspect "matériau", des techniques de mise en oeuvre avec collage (polymérisation), doit être également soulignée. La similitude du

modèle expérimental avec le dipôle est indispensable tant la configuration 3D et les milieux composites traversés sont complexes. Il est sûr que le lecteur aura de prime abord quelques difficultés, malgré les nombreux schémas, à bien se représenter par exemple les champs thermiques. Les assemblages réalisés se prêtent mal à une modélisation simple. De ce fait le résultat obtenu ne peut être que global dans une première approche. Cependant l'étude décrite dans ce mémoire a voulu aller plus loin et proposer une modélisation complète des transferts de chaleur dans ces milieux "composites" que vérifie très correctement une approche numérique.

Ce souci nous a conduits également à analyser de façon plus fondamentale le milieu isolant composite plus ou moins rempli de traces d'hélium superfluide qui apparaît comme un conducteur thermique unique en son genre. L'hélium superfluide est un milieu fascinant autant pour le physicien que pour le mécanicien des fluides. Sa propension à rester dans cet état quantique dans des pores aussi fins que quelques angströms lui permet de s'infiltrer partout et d'apporter ainsi dans les endroits les plus inattendus son ordre à longue distance avec ses propriétés thermiques et mécaniques. L'association d'hélium superfluide, avec un solide (mauvais conducteur) en si petite quantité que leurs conductances thermiques deviennent comparables est un cas nouveau pour la recherche et les questions qu'il suscite présentent un intérêt fondamental. Sans pouvoir étudier le problème de façon exhaustive, on a pu l'aborder largement et obtenir des résultats significatifs. L'étude de composite solide-hélium superfluide sera donc le deuxième point fort de ce travail et viendra conforter l'analyse plus finalisée précédente.

Le premier chapitre concerne dans une première partie la description détaillée des problèmes posés par le refroidissement d'un dipôle supraconducteur et plus spécialement ceux du LHC, ainsi que les différents réfrigérants disponibles. On donne les paramètres constitutifs en insistant sur les sources thermiques possibles et les chemins d'évacuation à optimiser. On décrit en particulier le câble supraconducteur et son isolation. Cette dernière, point central de l'étude, est largement décrite avec l'énumération des différents matériaux, leurs propriétés mécaniques et thermiques et les variantes d'assemblages.

Dans une deuxième partie, on résume les principales données relatives au transfert de chaleur entre une surface chauffée et l'hélium superfluide (He II) qui est régi par deux mécanismes distincts ; les transferts thermiques à travers l'interface He II-solide et les transferts thermiques dans l'He II de l'interface à la source froide. Ces deux mécanismes sont bien connus théoriquement et relativement bien normés pour des surfaces usuelles et des conduits géométriquement simples. A l'évidence si les surfaces des conducteurs peuvent être correctement identifiées en terme de transfert de chaleur en hélium superfluide, la sorte de composite, poreux avec des cavités d'He II et

des conduits en forme de fente de section non constante ne peut être a priori modélisée.

Quelques questions restent en suspens. Elles sont générées par les différents matériaux et le processus de montage auquel sont associées des configurations géométriques grossièrement définies. Elles intéressent également le comportement thermodynamique de l'hélium superfluide lui-même placé en compétition avec le matériau isolant. C'est en effet, un cas rare où les énergies transportées par l'un et l'autre peuvent être comparables pour la gamme d'écart de températures étudiée.

Dans ce chapitre, tout en renvoyant le lecteur intéressé par des compléments sur l'hélium superfluide aux ouvrages de références disponibles, on rappelle les grands schémas connus du transport d'énergie dans ce fluide quantique, c'est-à-dire où le caractère quantique de la matière à l'échelle microscopique apparaît au niveau macroscopique de la particule fluide, du tourbillon. On s'attache plus particulièrement au comportement de l'hélium superfluide dans les milieux de faibles dimensions ( $\sim 10 \mu$ ). On recherche principalement à déterminer les différents critères permettant de décrire les régimes laminaire et turbulent du fluide entropique, les conditions de turbulence pleinement développée de la composante superfluide afin de pouvoir utiliser correctement les différents modèles dans l'analyse des résultats.

Le deuxième chapitre aborde le problème finalisé de la réfrigération d'un élément de dipôle. Après une description complète du modèle expérimental retenu et de sa représentativité plus ou moins parfaite du modèle réel, on décrit le dispositif expérimental, l'instrumentation de mesure et les caractéristiques métrologiques de ces mesures et le processus expérimental. On présente, dans une approche phénoménologique, la méthode d'analyse des résultats, c'est-à-dire d'interprétation, des différentes courbes d'évolution de surchauffe de l'échantillon en fonction d'une puissance volumique injectée.

On donne ensuite les résultats concernant une quinzaine de modèles différents pour lesquels dans chaque cas, l'isolation a été rendue différente, c'est-à-dire plus ou moins perméable à l'hélium superfluide. Les données convergent et permettent de décrire le comportement qualitatif du transfert thermique dans le milieu composite 2D voire 3D. Sans être définitif, on voit clairement poindre l'isolation qui peut être proposée aux ingénieurs.

On utilise enfin ces résultats pour effectuer une simulation numérique des cas types qui se sont dégagés de l'expérimentation. Ce calcul numérique 2D, réalisé sur le code CASTEM, confirme et éclaire les conclusions précédentes.

Dans le troisième et dernier chapitre, on s'attache à mieux caractériser le milieu composite isolant-He II dans une configuration géométrique plus simple et donc accessible à une modélisation analytique en moyenne. La nouvelle cellule de test est décrite ainsi que l'instrumentation délicate qui lui est associée et qui doit permettre de mesurer des échauffements de quelques micro-kelvins ou dizaines de micro-kelvins. On présente alors les résultats obtenus avec des isolations identiques au paragraphe précédent pour quelques cas particulièrement significatifs au regard de la modélisation. Les résultats mettent très clairement en lumière la structure fine des canaux d'hélium débouchants créés dans le matelas isolant. Les propriétés de transport de l'hélium superfluide décrites au chapitre I permettent d'identifier dans les résultats sa contribution explicite, et de remonter par le calcul à un dimensionnement moyen de ces canaux. Notons que l'observation visuelle et la photographie sont largement utilisés pour aider l'analyse. On peut ainsi vérifier de façon quantitative l'hypothèse d'une association en parallèle isolant-He II chaque fois que les canaux sont effectivement débouchants.

Cette étude vient éclairer l'approche globale du chapitre II et montre qu'il est possible de dimensionner une liaison thermique de caractéristique imposée, en variant la proportion et les chemins offerts à l'hélium superfluide.

Le mémoire se termine par une conclusion et synthèse des résultats obtenus.

## CHAPITRE I

### **LA THERMIQUE D'UN AIMANT SUPRACONDUCTEUR D'ACCÉLÉRATEUR REFROIDI PAR HÉLIUM SUPERFLUIDE**

## I. Description d'un aimant supraconducteur d'accélérateur

### **I.1. Généralités**

Les aimants supraconducteurs sont des outils scientifiques utilisés dans une gamme étendue de la physique où les champs magnétiques intenses sont utilisés soit comme paramètres d'étude soit comme paramètres agissants. On peut citer les différents domaines tels que la physique des hautes énergies (accélérateur de particules), la fusion thermonucléaire contrôlée (Tokamak), la lévitation magnétique (Maglev), la propulsion magnétohydrodynamique, le stockage d'énergie (SMES), les moteurs supraconducteurs ainsi que toute la physique se rapportant à l'étude de l'état de la matière sous l'effet de champ magnétique intense. Dans les accélérateurs de particules, les aimants supraconducteurs sont essentiellement utilisés pour courber le faisceau de particules, dipolaires, ou pour focaliser le faisceau, quadripolaires. Leur fonction est différente mais on retrouve les mêmes caractéristiques.

Un des problèmes à résoudre pour les constructeurs d'aimant est de concevoir le bobinage supraconducteur de ces aimants de telle façon qu'il puisse rester dans son état supraconducteur quelles que soient les "perturbations" reçues (mécaniques, thermiques,...) ou de façon plus générale, qu'il puisse revenir rapidement dans son état supraconducteur après avoir subi une "perturbation". En simplifiant la présentation, un aimant supraconducteur peut être décomposé en trois éléments distincts, dont les liens sont complexes, qui sont le bobinage supraconducteur, sa structure mécanique dans laquelle il est inséré et le système de réfrigération. Le système cryomagnétique qu'est la bobine supraconductrice peut être définie par trois champs principaux qui sont ses champs magnétique, de température et de courant de transport. Le challenge du constructeur est de prévoir en régime nominal d'utilisation la valeur de ces champs et d'en connaître les variations vis à vis de perturbations. C'est d'après ces connaissances que l'on peut établir les marges de fonctionnement de l'aimant en fonction des différents paramètres qui sont la puissance de réfrigération, les champs caractéristiques et toute forme de dissipation d'énergie.

#### I.1.1. Les supraconducteurs industriels

##### I.1.1.1. Les matériaux supraconducteurs

Les câbles supraconducteurs sont utilisés dans de nombreuses applications et notamment la génération de champ magnétique intense. Du point de vue pratique, leur propriété de transport du courant sans résistance électrique est la principale raison de leur utilisation. Pour tout matériau supraconducteur cet état est atteint lorsque la température du conducteur est inférieure à une certaine température que l'on nomme la température critique  $T_c$ . Cette propriété est limitée par une valeur du champ magnétique que l'on nomme le

champ critique. En plus des limites en température et champ magnétique, un troisième paramètre existe : la quantité de courant traversant le conducteur. Ces trois quantités critiques sont des paramètres caractéristiques du matériau. La représentation de la séparation des deux domaines du matériau est appelée la surface critique. La figure I.1 présente la surface critique du Niobium Titane [Wilson 1983]. Naturellement on recherchera des matériaux qui possèdent des paramètres critiques les plus grands pour faciliter la création de haut champ magnétique à des températures et des densités de courant raisonnables. Il est aussi intéressant de noter que les caractéristiques mécaniques rentrent en jeu dans leur application puisque le domaine supraconducteur se réduit lorsqu'ils sont soumis à des contraintes mécaniques.

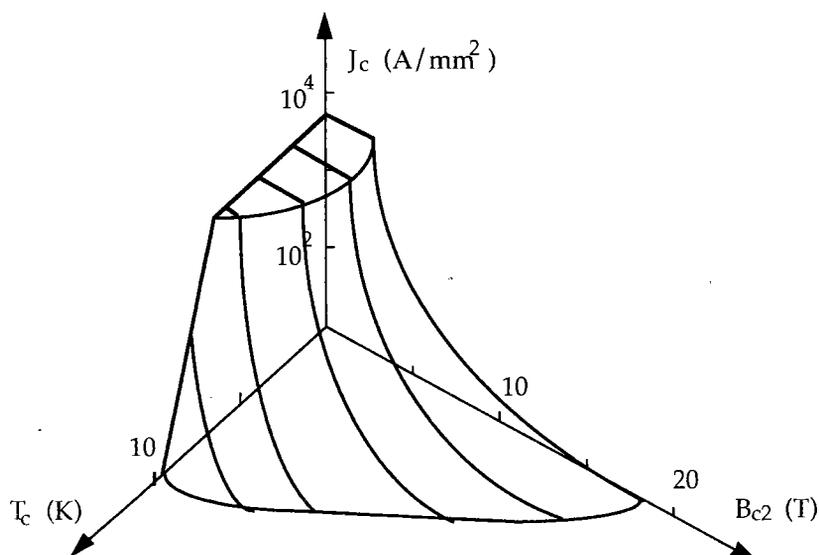


Figure I.1. Surface critique pour le Niobium Titane [Wilson 1983].

Deux matériaux supraconducteurs de type II, l'alliage de Niobium et de Titane (NbTi) et le composé intermétallique polycristallin de Niobium et Etain ( $\text{Nb}_3\text{Sn}$ ) combinent toutes les caractéristiques désirées et sont les supraconducteurs les plus utilisés pour la construction d'aimant d'accélérateur. Le tableau I.1 présente les différents paramètres de ces matériaux. Le NbTi possède des propriétés supraconductrices inférieures à celles du  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ , cependant ses propriétés mécaniques le rendent plus facile à mettre en œuvre technologiquement. En effet le NbTi est un matériau ductile et facile à former alors que le  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  est fragile et nécessite un traitement thermique à haute température pour sa formation. Jusqu'à présent le NbTi est le matériau le plus utilisé pour la fabrication des câbles d'aimant d'accélérateur.

Tableau I.1. Paramètres critiques du NbTi et  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  [Wilson 1983].

	$T_c$ (K) ( $B=0$ T et $J=0$ A/m <sup>2</sup> )	$B_{c2}$ (T) ( $T=4,2$ K et $J=0$ A/m <sup>2</sup> )	$J_c$ (kA/mm <sup>2</sup> ) ( $T=4,2$ K et $B=0$ T)
NbTi	9,3	10,5	≈ 7,0
$\text{Nb}_3\text{Sn}$	18,0	28,0	≈ 15,0

La figure I.2 présente la dépendance du champ critique en fonction de la température critique (à densité de courant nulle) pour le NbTi et le  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ . On

peut dès à présent remarquer que l'intérêt d'utiliser l'hélium superfluide ( $T < 2,17$  K) à la place de l'hélium normal bouillant ( $T \approx 4,2$  K) comme réfrigérant permet d'atteindre des champs magnétiques supérieurs.

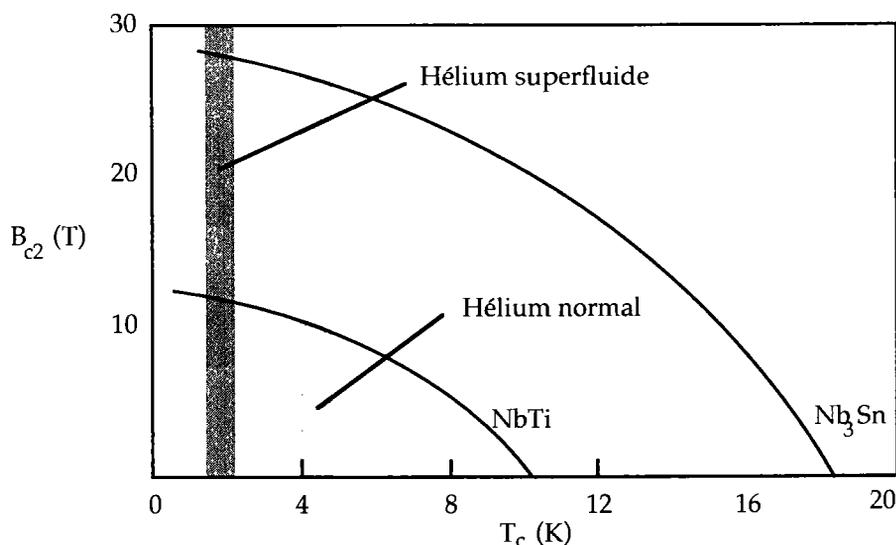


Figure I.2. Evolution du champ critique en fonction de la température critique [Wilson 1983].

### I.1.1.2. Les câbles supraconducteurs

#### *Composite multi-ilamentaire supraconducteur*

Afin d'utiliser ces matériaux supraconducteurs "en toute sécurité", il est nécessaire d'ajouter d'autres éléments pour augmenter la stabilité mécanique, électrique et thermique dans la fabrication d'un câble supraconducteur.

Les câbles supraconducteurs sont réalisés à l'aide de fins filaments de matériau supraconducteur d'une dizaine de microns de diamètre. Lorsque les filaments se retrouvent totalement ou partiellement à l'état normal, ils doivent toujours conduire le courant. En général ces matériaux sont mauvais conducteurs du courant et de la chaleur. Parce qu'il est nécessaire d'y réduire les dissipations de chaleur engendrées par effet Joule, les filaments sont enrobés d'une matrice d'un métal résistif dont les propriétés de transport sont élevées. Cette matrice métallique est appelée le stabilisateur et elle est composée de cuivre ou d'aluminium. Dans cette configuration composite, lorsqu'une partie des filaments supraconducteurs devient résistive, le courant et la chaleur sont transportés par le stabilisateur, réduisant les effets dissipatifs.

On peut ajouter l'isolation électrique comme autre composant du câble supraconducteur. Elle fait partie intégrante du concept de stabilité thermique. Elle est nécessaire à l'isolation électrique des câbles et elle doit posséder de bonnes "caractéristiques" thermiques pour permettre à l'ensemble du bobinage d'être suffisamment réfrigéré.

Le dernier élément important de ce composite est le réfrigérant. En effet il

permet de maintenir la température du conducteur inférieure à la température critique des matériaux supraconducteurs et il permet d'évacuer toute dissipation de chaleur supplémentaire ou permanente en régime de fonctionnement nominal de l'aimant.

### *Le câble de type Rutherford*

Avant de décrire les isolations de câbles d'aimants supraconducteurs, il est utile de rappeler quelles sont les caractéristiques des câbles utilisés dans les aimants d'accélérateurs de particules. Le câble plat de type "Rutherford" et son isolation associée est le câble utilisé dans les aimants d'accélérateurs de particules. Pour limiter les dissipations dues aux variations de champ magnétique les filaments supraconducteurs sont transposés dans la matrice pour réduire la taille des boucles de courant créées par variation de champ magnétique (AC losses). L'ensemble est appelé un brin. Un câble de type "Rutherford" est un ensemble de brins transposés, avec des espaces "internes" pour permettre au réfrigérant de baigner toute la surface des conducteurs (Figure I.3). Pour satisfaire ce critère l'isolation doit être perméable au réfrigérant et ne doit pas adhérer au câble. Mais pour assurer la manipulation du bobinage lors de sa fabrication cette dernière doit posséder des caractéristiques adhésives externes afin de solidariser les câbles entre eux. Cette dernière propriété est antinomique avec la propriété de perméabilité. *Cette antinomie est à l'origine de la difficulté à concevoir des isolations répondant à ces deux critères.*

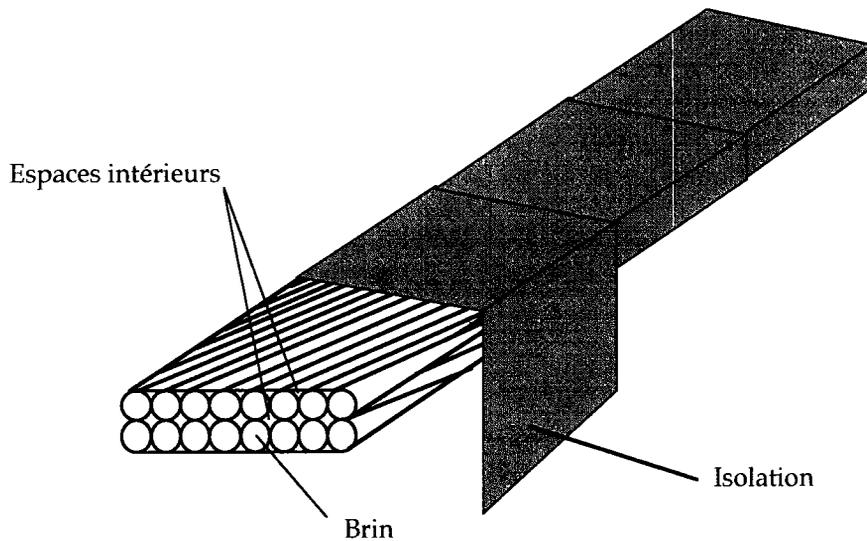


Figure I.3. Schématisation d'un câble de type Rutherford.

### I.1.2. Perturbations thermiques

D'une façon générale les "perturbations" peuvent avoir différentes origines, thermiques, mécaniques ou magnétiques. Elles peuvent être dissociées d'après leur caractère transitoire ou stationnaire d'une part et locale ou étendue d'autre part. Elles peuvent dans le cas le plus défavorable conduire à un

processus irréversible conduisant l'ensemble du bobinage supraconducteur dans l'état normal (quench).

Lorsque le courant est appliqué dans l'aimant, un champ magnétique est créé, qui, combiné au courant forme un champ de force de Lorentz. Ces forces induisent des contraintes sur l'ensemble du bobinage de l'aimant que l'on retrouve sous formes mécaniques comme des craquements de l'isolation et des déplacements de câbles et sont à l'origine de dissipation d'énergie. Ces perturbations sont transitoires et locales. Elles sont difficiles à modéliser et à prévoir.

La variation de champ magnétique crée des dissipations volumiques de chaleur interne au câble par la création de boucles de courant induit entre les brins mais aussi entre les filaments. Ce type de perturbations, plus couramment appelées "AC losses" sont transitoires et globales spatialement. On peut noter enfin que pour les aimants d'accélérateurs, les fluctuations du faisceau et l'interaction entre particules provoquent des dissipations de chaleur internes au bobinage supraconducteur. Ces perturbations peuvent être de nature stationnaire ou transitoire et globales spatialement.

On décrira uniquement le cas intéressant l'étude de stabilité posée par la dissipation volumique et stationnaire de chaleur due aux pertes de faisceaux. C'est le cas le plus simple à traiter du point de vue de la théorie de la stabilité puisqu'il s'agit de considérer uniquement les équations dans le cas stationnaire, c'est-à-dire de garantir que la température des conducteurs ne dépasse pas la température critique. La seule condition à respecter implique alors que la puissance de réfrigération doit être supérieure à la puissance dissipée dans les conducteurs. Cette condition exclusive s'apparente au critère de Stekly [Stekly 1965] où les dissipations par effet Joule dans la zone normal du bobinage supraconducteur sont remplacées par les dissipations dues aux pertes de faisceau. Bien qu'en pratique ce problème de stabilité soit simple, la difficulté de l'étude se ramène donc à définir *le transfert de chaleur entre les câbles supraconducteurs et la source froide.*

### I.1.3 Les différents modes de refroidissement par hélium liquide

#### I.1.3.1. Introduction

Le choix de l'état thermodynamique (phase) de l'hélium et du type de refroidissement (en bain, convection forcée) dépendent de plusieurs paramètres qualitatifs, comme la valeur de la température de fonctionnement, la stabilité des champs caractéristiques (champ magnétique, densité de courant), et quantitatifs comme la puissance de réfrigération, la taille ou le coût du système. Le diagramme des phases de l'hélium applicable au refroidissement des systèmes supraconducteurs apparaît sur la figure I.4 [Arp 1993]. Les aimants supraconducteurs peuvent être refroidis soit par immersion dans un bain d'hélium liquide stagnant ; cet hélium peut être alors soit normal saturé, et

c'est la méthode qui a été la plus utilisée, ou sous-refroidi (A), supercritique (B) ou alors superfluide saturé ou pressurisé (C). Les aimants peuvent être aussi refroidis par une circulation d'hélium sous-refroidis (A) ou superfluide (C) ou d'hélium diphasique (A) et (C). Cette circulation peut être interne au bobinage comme pour les câbles-en-conduit et alors le refroidissement est direct ou externe à l'aide d'un système échangeur de chaleur et le refroidissement est indirect.

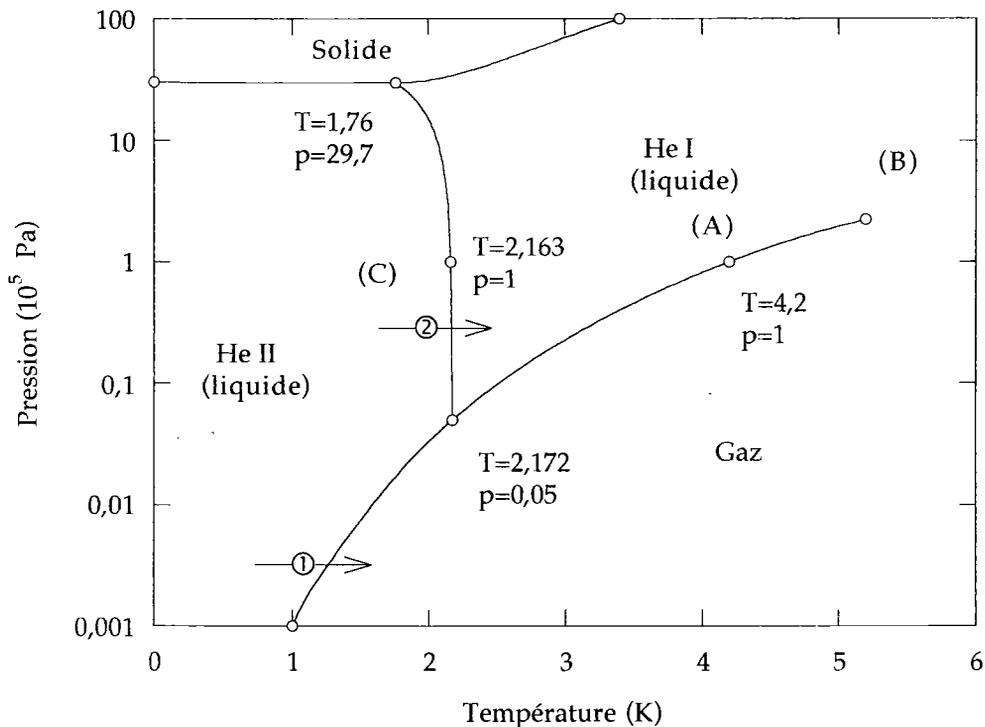


Figure I.4. Diagramme des phases de l'hélium ( $^4\text{He}$ ).

Les aimants supraconducteurs peuvent être classés en deux groupes. Il existe deux types de bobinages du point de vue des transferts de chaleur. Les bobinages dits "secs" sont des bobinages imperméables à l'hélium alors que les bobinages dits "mouillés" sont perméables à l'hélium. Pour le premier type, la conduction à travers les câbles supraconducteurs et les isolations est le seul type de transfert thermique interne au bobinage. L'étude thermique se limite à l'étude de la conduction dans le bobinage et des transferts thermiques surfaciques entre le réfrigérant et le bobinage. En revanche pour les bobinages dits "mouillés", l'hélium est en contact avec les isolants des câbles et le câble. C'est cette dernière solution qui est la plus séduisante pour des raisons de stabilité thermique car elle présente de meilleures caractéristiques de refroidissement ; le liquide mouillant possède une grande réserve enthalpique. Son étude est plus délicate dans la mesure où elle met en jeu des transferts conductifs à travers les câbles et les isolants mais aussi des transferts de chaleur en hélium à travers le bobinage que la géométrie complique.

Les configurations les plus utilisées pour le refroidissement des grandes machines supraconductrices sont le refroidissement en bain d'hélium normal (He I) pressurisé stagnant à la pression atmosphérique et en hélium

superfluide (He II) pressurisé ainsi que le refroidissement par circulation d'hélium normal saturé ou supercritique. On se propose de présenter brièvement leur avantages et quelques propriétés thermiques.

### I.1.3.2. Bain d'He I saturé à la pression atmosphérique

L'utilisation de l'hélium normal saturé à la pression atmosphérique en bain combine les avantages de la stabilité de température, des bonnes caractéristiques de transfert thermique en régime d'ébullition nucléée (Figure I.5) ainsi qu'une mise en œuvre simple. Mais la répartition non uniforme du flux de chaleur sur des surfaces d'échange réduites, comme l'on trouve dans les bobinages supraconducteurs, peut créer des zones de vapeur provoquant un refroidissement non uniforme qui peut être à l'origine de création de zones normales localisées dans le bobinage. Différentes solutions ont été apportées pour accroître les capacités de refroidissement et de stabilité. Pour éliminer toute présence de poches de gaz stagnantes dans un bobinage et améliorer les coefficients d'échange thermique, un mouvement par convection naturelle initié par des chauffages locaux peut être créé à l'aide de cheminées ou autre thermosiphon [Jones 1978]. D'autres auteurs ont travaillé sur les surfaces d'échange en essayant d'en augmenter la rugosité [Butler 1970] et [Nishi 1981]. On note aussi que les coefficients d'échange thermique sont nettement réduits dans des espaces de faibles dimensions [Nishi 1983] et [Wilson 1983]. Néanmoins le désavantage majeur évident de ce mode de refroidissement subsiste; la température d'utilisation (4,2 K) reste insuffisante pour atteindre des champs magnétiques élevés avec le NbTi (c'est-à-dire supérieur à 10 T).

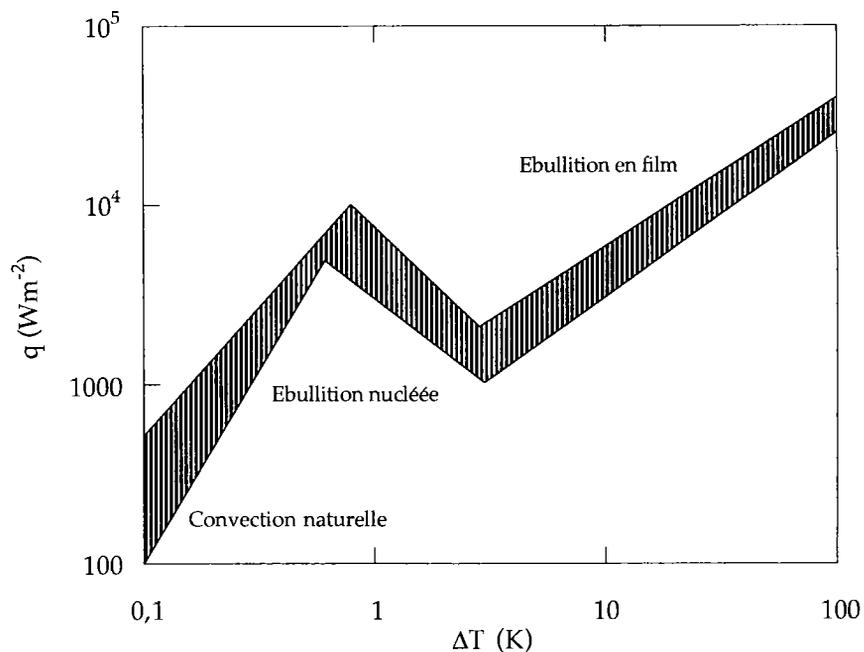


Figure I.5. Transfert thermique entre une paroi et un bain d'hélium normal saturé à 4,2 K.

Les transferts thermiques en hélium normal saturé à la pression atmosphérique sont principalement contrôlés par la convection naturelle et largement influencés par la présence du gaz sous ses diverses formes. Le transfert thermique par conduction n'a qu'une très faible importance sur l'ensemble du mécanisme thermique ( $k=1,87 \cdot 10^{-2} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) [Arp 1993]. Il existe trois types de régime thermique qui sont, en fonction du flux de chaleur croissant, le régime de convection naturelle pure, le régime d'ébullition nucléée où le nombre et la taille des bulles de gaz sont déterminants dans les valeurs des coefficients d'échange et le régime d'ébullition en film. Une courbe typique de transfert thermique est présentée sur la figure I.5 où la surface hachurée représente la dispersion des résultats liée à la surface d'étude utilisée. Dans les régimes de fonctionnement des aimants supraconducteurs il apparaît que le régime d'ébullition nucléée est le régime qui possède le plus d'avantage tant sur le point thermique (meilleur coefficient d'échange) que sur le point stabilité (pas de présence de film de gaz en surface).

### I.1.3.3. Refroidissement par écoulement d'He I saturé

Le premier avantage de ce mode de refroidissement est l'isothermie du fluide sur l'ensemble du circuit de refroidissement. Il permet un gain de place et de masse par rapport au refroidissement en bain d'hélium ainsi qu'une réduction de la quantité d'hélium dans le système. Ce dernier point est un avantage certain lors d'un éventuel quench du bobinage. Par contre la présence locale de gaz dans l'écoulement pourrait provoquer des instabilités dynamiques qui peuvent être à l'origine de point chaud. Cet inconvénient majeur pour des écoulements eau-vapeur par exemple, l'est moins avec l'hélium. On peut noter en effet que les masses volumiques des phases liquides et gazeuses de l'hélium sont voisines ( $\rho_l/\rho_v \approx 7$  à 4,2 K), ce qui rend les écoulements diphasiques d'hélium beaucoup plus stables que les écoulements eau-vapeur ou eau-air. La mise en œuvre est plus complexe que le refroidissement en bain et nécessite une installation supplémentaire de mise en écoulement du fluide.

Il faut ajouter que le mode d'échange des deux phases est différent, où par exemple les échanges thermiques de la phase gazeuse sont dominés par la convection alors que le liquide échange la chaleur par ébullition nucléée [Van Sciver 1986]. Les travaux réalisés par Mahé et Neuvéglise ont permis cependant de montrer que pour l'hélium le pouvoir réfrigérant reste élevé même avec des titres massiques de vapeur de 98 % et surtout que la paroi chauffante et mouillée joue un rôle primordial dans la réfrigération [Mahé 1991] et [Neuvéglise 1995]. On peut noter comme valeur caractéristique de densité de flux de chaleur maximale (passage de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film) en écoulement d'He I saturé de  $10^4 \text{ Wm}^{-2}$  dans un tube en inox de 10 mm de diamètre pour un débit de  $6 \cdot 10^{-3} \text{ kgs}^{-1}$  et un écart de température de 1 K [Mahé 1991] (titre initial de 0).

#### I.1.3.4. Refroidissement par hélium superfluide stagnant

L'association NbTi-He I ne permet pas de réaliser des champs magnétiques supérieurs à 5 ou 6 T avec la marge de stabilité indispensable. L'utilisation de l'He II apporte à la fois un gain en marge de température supérieur à 2 K et également les propriétés thermiques exceptionnelles de ce fluide. Il peut être utilisé sous deux phases différentes : *saturée ou pressurisée*.

L'He II sous sa phase saturée se présente à pression réduite ( $T=1,8$  K,  $p=1,6 \cdot 10^3$  Pa), ce qui induit de nombreuses contraintes qui affecte à la fois la mise en œuvre pratique et la puissance de refroidissement. Son utilisation nécessite une réfrigération en continu difficile à réaliser et un grand volume à faible pression ( $p < 5 \cdot 10^3$  Pa) qui induit des risques de fuite. De plus, des flux de chaleur élevés peuvent provoquer un changement de phase de l'hélium directement vers la phase gazeuse dont les caractéristiques thermiques sont nettement inférieures à celles de la phase liquide illustré par le trajet ① sur la figure I.4. Les densités de flux de chaleur maximales évacuables par l'He II saturé sont fixées par l'apparition de cette transition He II-gaz qui intervient lorsque le fluide en contact est à sa température de saturation. Ici  $p=p_0+\rho g\Delta h$  où  $\Delta h$  représente la hauteur d'immersion de la surface d'échange. Il faut donc prévoir un remplissage permanent sous pression réduite pour maintenir  $\Delta h$

constant et une marge en température de  $\Delta T = \int_{p_0}^{p_0+\rho g\Delta h} (\partial T/\partial p) dp$ . Ce gain

supplémentaire de marge en température est souvent pris en compte dans la conception de l'aimant.

L'He II pressurisé est maintenant préféré parce qu'une grande excursion en température provoquerait un changement de phase vers la phase He I (le trajet ② sur la figure 4) où les caractéristiques thermiques sont nettement inférieures à celle de l'He II mais supérieure à celle de la phase gazeuse que l'on rencontrerait si l'on utilisait de l'He II saturé. L'autre principale raison est que la mise en œuvre pratique du système de refroidissement en bain d'He II est nettement plus simple que pour l'He II saturé.

La technique de mise en œuvre de l'He II pressurisé la plus utilisée, le double bain, emploie un bain d'hélium d'He I bouillant, servant de réservoir, séparé par une plaque isolante du bain d'He II refroidi par une source externe froide. Le seul désavantage de ce mode de refroidissement est qu'il accroît le coût et le nombre des équipements par rapport à l'utilisation de l'He II en phase saturée, mais présente moins de contraintes d'utilisation.

C'est pour ces raisons que l'utilisation de l'hélium superfluide pressurisé, développé par le CEA pour le Tokamak TORE SUPRA [Claudet 1974] et [Bon Mardion 1978], est maintenant largement répandue pour refroidir les systèmes supraconducteurs de grandes tailles [Van Sciver 1992]. On peut citer en plus du LHC comme exemples les projets de stockage d'énergie SMES [Hilal 1975] ou un aimant hybride de 45 teslas [Van Sciver 1994]. Le transfert de chaleur entre un solide et l'He II est régi par deux phénomènes qui sont les propriétés du fluide

et la discontinuité de température qui apparaît en surface du solide due à la résistance de Kapitza.

Comme pour l'hélium saturé on définit une densité de flux maximale lorsque la température de la source chaude atteint la température  $T_\lambda$  marquant la fin du contact solide-phase superfluide. La figure I.6 présente la densité de flux de chaleur maximale transportée par He II à la pression atmosphérique pour un canal de longueur unitaire.

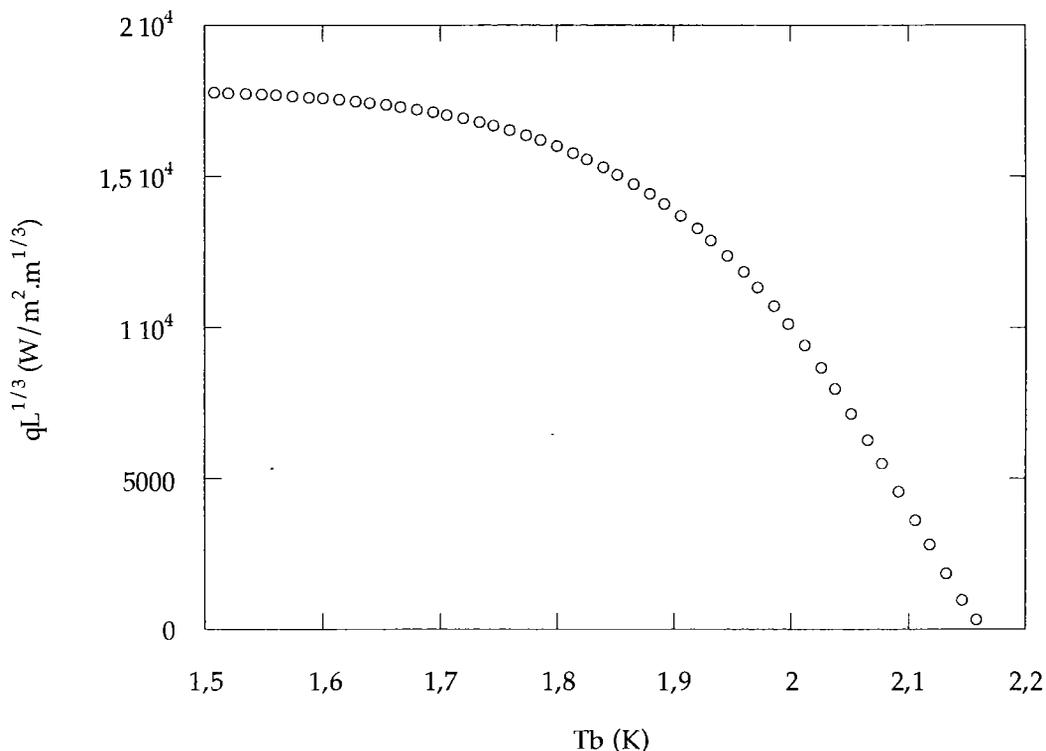


Figure I.6. Densité de flux maximale en He II pressurisé (L représente la longueur du canal).

En fait le transfert de chaleur entre une paroi solide et l'He II apporte également une résistance thermique que l'on peut présenter sous la forme d'un coefficient d'échange. Les études ont montré que ce coefficient d'échange dit de Kapitza est une fonction de la température ( $\propto T^3$ ) mais aussi de nombreux paramètres comme le solide lui-même et son état de surface. La valeur de ce coefficient d'échange se situe entre 1 et  $50 \text{ kWm}^{-2}\text{K}^{-1}$  pour les différents métaux à 1,9 K [Snyder 1970]. Pour comparaison le coefficient d'échange de l'isolant le plus utilisé pour les câbles supraconducteurs d'accélérateur, le Kapton<sup>®</sup>, à la même température est d'environ  $16 \text{ kWm}^{-2}\text{K}^{-1}$  [Conard 1991]. La résistance de Kapitza est généralement le facteur limitant le transfert de chaleur en He II.

Lors de cette discussion, nous avons présenté les propriétés de l'He II en canal de grande dimension qui ne correspondent pas forcément à celles de l'He II dans des espaces de petites dimensions. Une présentation des propriétés de l'He II dans des géométries confinées est faite au paragraphe III. On note que les transferts thermiques en hélium superfluide dans les isolations de câbles

supraconducteurs d'aimant d'accélérateur ont été peu étudiés [Meuris 1991], [Baudouy 1993a], [Baudouy 1995] et [Baudouy 1996] comme d'ailleurs les transferts thermiques dans les milieux confinés à géométrie complexe à basses températures [Helvensteijn 1983], [Helvensteijn 1988] et [Warren 1981].

## **I.2. Les aimants dipolaires du Large Hadron Collider**

### I.2.1. Introduction

Le CERN projette de construire un collisionneur synchrotron à choc frontal proton-proton d'une longueur de 27 kilomètres dans le tunnel existant du LEP [LHC 1993]. Ce collisionneur, le Large Hadron Collider (LHC), permettra d'accéder encore plus finement à la structure de la matière. Ce but sera non seulement atteint grâce à des énergies de collision jamais atteintes par d'autres machines (14 TeV) mais aussi par sa grande luminosité ou densité de probabilité de collisions ( $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). Pour provoquer des collisions entre deux faisceaux de particules de charges identiques, les faisceaux doivent emprunter deux chambres à vide distinctes, au contraire des antiparticules qui peuvent partager la même chambre à vide. Pour réaliser de telles collisions, les chercheurs du CERN ont opté pour une solution originale qui consiste à utiliser deux bobinages supraconducteurs insérés dans une même structure mécanique et dans un même cryostat soit une solution de type "deux en un". Le LHC utilisera des aimants supraconducteurs dont le champ nominal sera de 8,65 T et pouvant recevoir deux faisceaux à la fois ayant une énergie maximale de 7 TeV par faisceau. Le synchrotron sera composé de 1296 aimants dipolaires permettant de courber le faisceau et de 510 aimants quadripolaires permettant de focaliser le faisceau [LHC 1993].

### I.2.2. Les aimants dipolaires

Dans la chaîne d'aimants et de cavités accélératrices que constitue un accélérateur de particules, l'aimant dipolaire assure la fonction de courbure du faisceau de particules. Son champ magnétique est donc perpendiculaire au faisceau. Les aimants dipolaires représentent 80 % des éléments du LHC.

La réalisation des aimants supraconducteurs est la partie technologique la plus difficile. Les propriétés supraconductrices d'un tel système seront poussées au maximum puisque pour atteindre un champ magnétique d'une valeur de 9 T, les aimants seront refroidis par hélium superfluide à une température proche de 2K. L'He II apporte son exceptionnelle conductivité thermique équivalente mais aux températures de l'He II les capacités calorifiques des matériaux sont diminuées d'un ordre de grandeur. Ce qui réduit les capacités dynamiques de stabilisation.

### I.2.2.1. Description générale

L'ensemble de la structure n'aura pas un diamètre supérieur à 1 m et aura une longueur d'environ 13 m (Figure I.7). L'aimant sera protégé thermiquement par deux écrans refroidis par des canaux d'hélium gazeux à une température de 50 K environ et une pression de  $20 \cdot 10^5$  Pa pour le premier écran alors que le second écran sera refroidi par quatre conduits cryogéniques contenant de l'hélium liquide à une température de 2,2 K à une pression de  $1,3 \cdot 10^5$  Pa, de l'hélium gazeux à 1,8 K à  $1,6 \cdot 10^3$  Pa, de l'hélium gazeux à 4,5 K à  $2,3 \cdot 10^5$  Pa et de l'hélium gazeux à 20 K à  $1,3 \cdot 10^5$  Pa [LHC 1993].

La masse froide et le bobinage supraconducteur sont refroidis par He II pressurisé stagnant dont la température sera d'environ 1,9 K à la pression atmosphérique. Cet hélium est refroidi à l'aide d'un échangeur de chaleur en He II saturé à la température de 1,8 K situé dans la culasse magnétique. Le bobinage supraconducteur est composé de deux couches de câbles en NbTi dont les dimensions sont respectivement  $1,065 \times 15$  mm<sup>2</sup> pour la couche interne et de  $0,825 \times 15$  mm<sup>2</sup> pour la couche externe. Ils sont isolés par une isolation de type "Kapton®-Fibre de verre" [LHC 1993]. Ils sont insérés dans des colliers non magnétiques permettant de maintenir le bobinage dans la dimension voulue. L'ensemble de ce système est placé dans une culasse magnétique en fer.

### I.2.2.2. Marge en température

Au courant nominal ( $I_0=11470$  A) et au champ magnétique nominal ( $B_0=8,65$  T), la marge de température du dipôle est définie comme étant la différence entre la température de bain ( $T_b=1,9$  K environ) et la température critique des câbles supraconducteurs. Pour la couche intérieure du bobinage supraconducteur qui est la couche la plus exposée aux apports de chaleur dus aux pertes de faisceau, la marge en température est de  $\Delta T=1,4$  K [LHC 1993]. Les spécifications de fonctionnement du LHC sont de ne pas dépasser cette marge. Ce qui permet de remarquer que localement certaines parties des dipôles peut se retrouver baignées par de l'He I puisque pour rester en He II l'écart en température à ne pas dépasser est d'environ 0,26 K.

### I.2.3. Pertes de faisceau

Les différentes origines des pertes de faisceau ont été identifiées et leurs contributions ont été chiffrées [Burnod 1991]. Il a déjà été clairement exposé que, même si les effets des pertes accidentelles de faisceau peuvent être minimisés par un système d'interception de particules adéquate, il existe une perte de faisceau continue et systématique en régime nominal d'utilisation dans un collisionneur à haute énergie et haute luminosité tel que le LHC [Burnod 1991]. Ces pertes de faisceaux continues ont trois causes principales : les collisions protons-protons à chaque point d'interaction des faisceaux, les interactions entre les particules d'un même faisceau mais aussi l'interaction avec le gaz résiduel subsistant dans la chambre à vide.

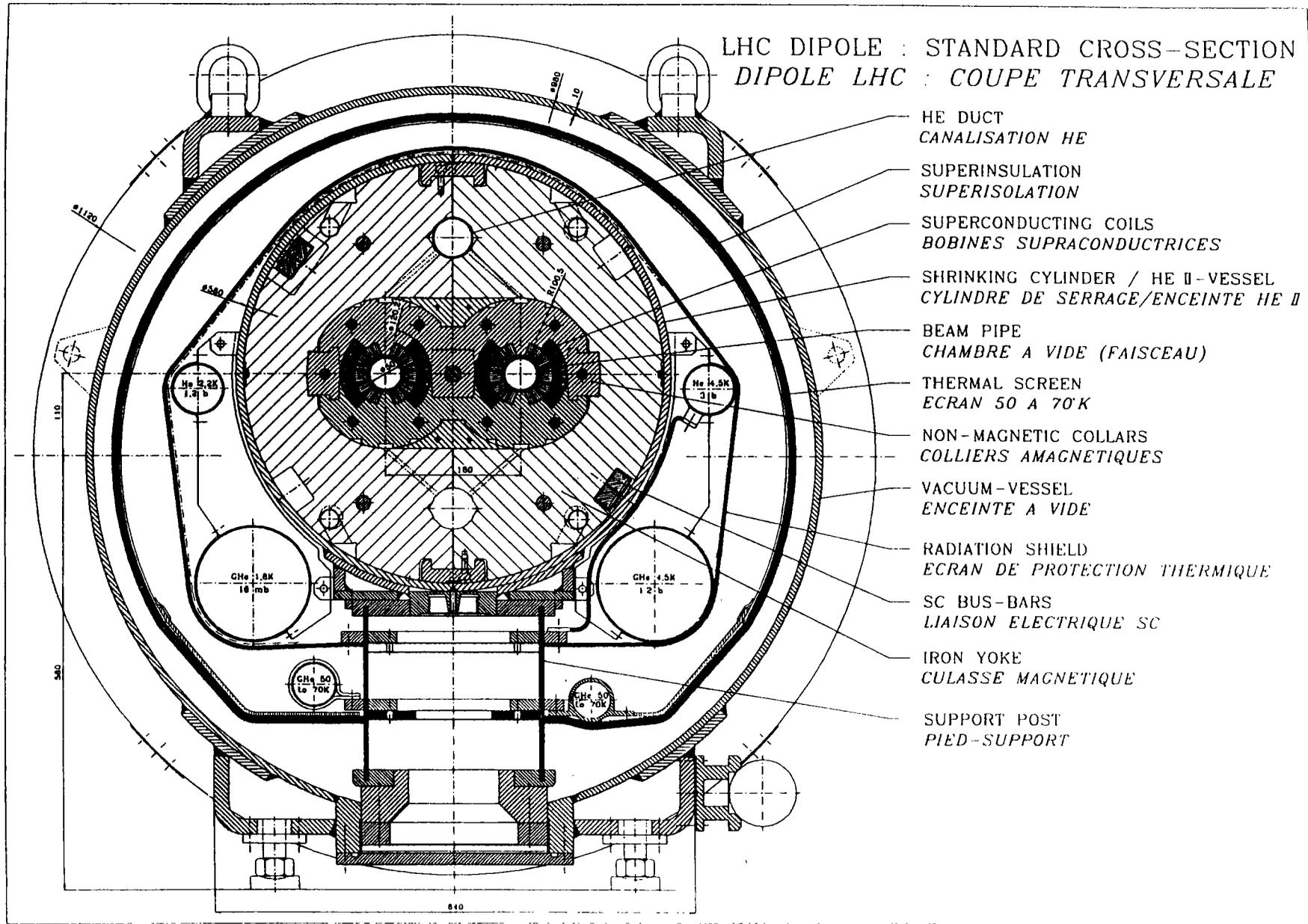


Figure I.7. Description générale d'un dipôle du LHC.

L'ensemble des pertes de faisceau a été estimé à  $4 \cdot 10^9$  protons par seconde avec une luminosité de  $1,65 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Un système de collimation permettra d'intercepter les particules dispersées avant qu'elles frappent la chambre à vide. Bien que l'efficacité de ce système soit de 99,7 %, il a été déterminé qu'un flux de protons de  $10^7 \text{ proton s}^{-1}$  sera reçu par le reste des éléments de l'aimant. Ce flux protonique crée une dissipation d'énergie volumique dans les éléments irradiés. Une grande partie de l'énergie est déposée à l'intérieur de la chambre à vide et dans les couches du bobinage supraconducteur. Le calcul de la répartition de la production d'énergie qui est réalisé à l'aide de programme de simulation de cascade nucléaire permet de constater que la première couche du bobinage est la partie la plus exposée (Figure I.8). La puissance maximale déposée dans le câble le plus exposé est d'environ  $10^4 \text{ Wm}^{-3}$  ou 0,4 W par mètre de conducteur.

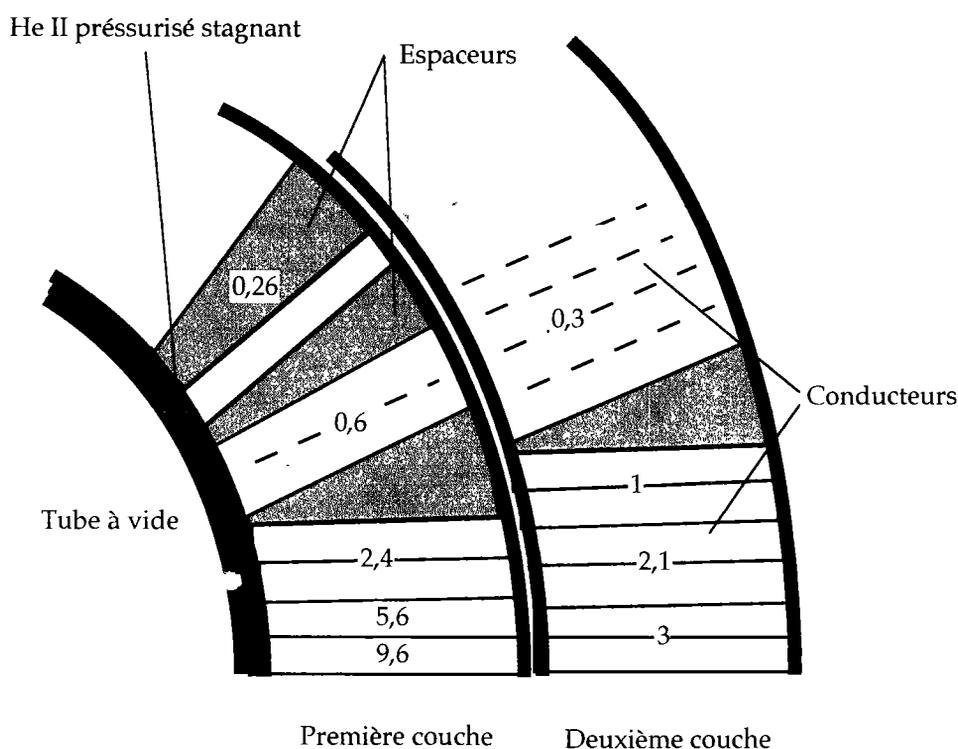


Figure I.8. Distribution de puissance ( $\text{kWm}^{-3}$ ) dans les deux couches des câbles sur une coupe schématique du bobinage supraconducteur [Burnod 1991].

#### 1.2.4. Refroidissement

En régime thermique permanent, le champ de température du bobinage est atteint et il est fonction des pertes continues de faisceau et de la chaîne de résistances thermiques séparant le bobinage de la source froide. Ces différentes résistances thermiques ont été identifiées et elles s'énumèrent : la résistance thermique de Kapitza entre le câble et l'hélium interne si l'isolation est perméable à l'hélium, la résistance thermique de l'isolation des câbles supraconducteurs et entre l'isolation des câbles et l'hélium externe et la résistance thermique créée par les différents canaux d'hélium qui connectent la source froide et l'hélium entourant le bobinage. On dissocie les canaux

d'hélium créés par l'espace entre le bobinage et la chambre à vide, par l'espace entre les colliers laminés amagnétiques ( $20\ \mu$ ) et l'espace entre les culasses magnétiques comme indiqué sur la figure I.9.

Un calcul numérique reprenant les configurations géométriques et mécaniques d'une section de bobinage ainsi que la distribution de puissance dans les deux couches du bobinage pour un flux de  $10^7$  proton  $s^{-1}$ , montre que la résistance thermique principale est celle créée par l'isolation des câbles supraconducteurs. En considérant qu'elle est étanche à l'hélium, ce calcul montre que cette résistance thermique est environ 500 fois plus grande que la résistance thermique de Kapitza et 1500 fois plus grande que celle créée par les différents canaux d'hélium [Burnod 1994]. Le câble exposé à une puissance de  $10^4\ Wm^{-3}$  voit sa température augmenter de 2,3 K; ce qui est nettement supérieur à la marge en température ( $\Delta T=1,4\ K$ ). Il est entendu que ce cas ne représente pas la configuration thermique d'une isolation perméable à l'He II, mais il est intéressant à deux points de vue. *L'isolation électrique sans hélium est l'élément de la chaîne de refroidissement qui présente la résistance thermique la plus élevée. L'isolation électrique (Isolant et He II) est donc l'élément de la chaîne de refroidissement sur lequel les études doivent être menées.*

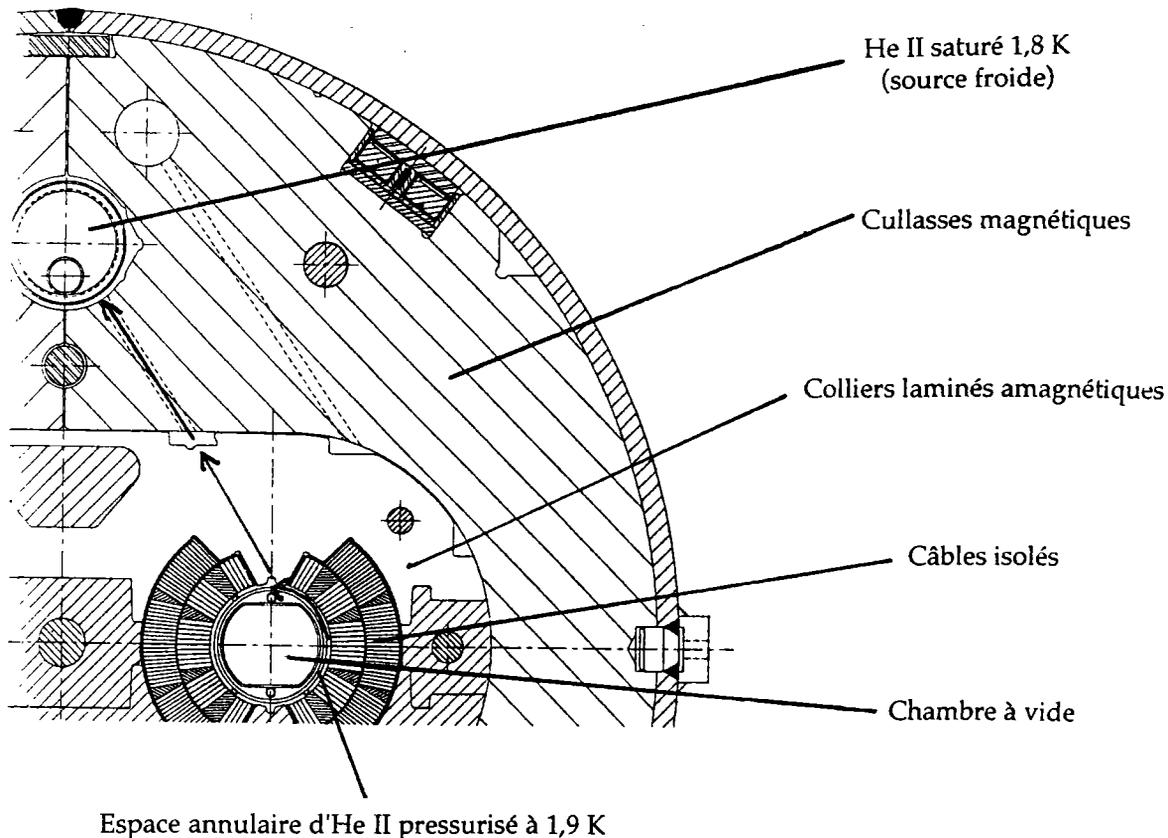


Figure I.9 Représentation schématique des chemins d'évacuation dans les dipôles du LHC.

En effet, la dimension des espaces offerts à l'hélium est telle que l'He I ne pourra modifier la résistance thermique globale précédente, par contre les premiers résultats expérimentaux, modélisant une section de bobinage

supraconducteur dans les configurations géométriques, mécaniques et thermiques des dipôles du LHC ont montré que l'He II joue un rôle prépondérant dans le refroidissement et qu'il est présent dans l'isolation [Meuris 1991] et [Baudouy 1993a]. Ils révèlent qu'une réduction de l'écart de température pour un flux de chaleur donné d'un facteur 5 au moins est obtenu lorsque les câbles sont refroidis par hélium superfluide (1,9 K) au lieu d'être refroidis par hélium bouillant à 4,2 K [Burnod 1994].

Il est donc indispensable de connaître le transfert de chaleur à travers les isolations des câbles supraconducteurs, c'est-à-dire la structure géométrique perméable à l'hélium et les caractéristiques thermiques intrinsèques de tels matériaux "composites".

Le bobinage du dipôle est composé de deux couches de câbles supraconducteurs. Les pertes de faisceau créent une dissipation de chaleur dans les deux couches à la fois. On note que le refroidissement est dissymétrique. La source de refroidissement est située du côté de la chambre à vide comme indiquée sur la figure I.9. *La chaleur dissipée dans la seconde couche du bobinage doit être évacuée vers la source froide à travers l'isolation de la première couche.* C'est un des aspects dont on tiendra compte lors de la définition d'une isolation performante : elle doit avoir une résistance thermique intrinsèque faible (perte de faisceau), mais elle doit être capable de transférer la chaleur provenant de la seconde couche du bobinage.

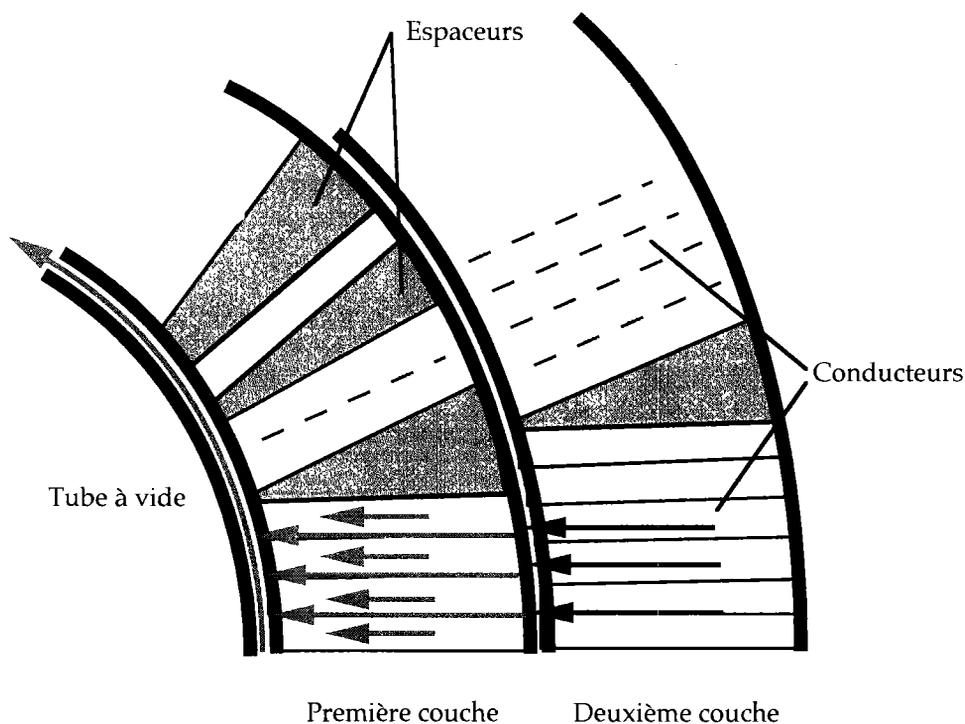


Figure I.10. Schématisation des lignes de flux de chaleur dans un bobinage de dipôle du LHC.

## II. Les isolations des câbles d'aimants supraconducteurs d'accélérateur

Les isolations des câbles supraconducteurs dans les aimants d'accélérateur doivent toujours répondre à des exigences à la fois électriques, mécaniques et thermiques. Les exigences principales étant jusqu'alors électriques et mécaniques pour répondre aux conditions de fonctionnement et de fabrication de l'aimant, on arrive maintenant, pour répondre à une optimisation d'utilisation des propriétés supraconductrices des câbles, à intégrer au développement de ces isolations des études sur leurs propriétés thermiques. Chaque système cryomagnétique a ses contraintes spécifiques et cette partie ne traite que des isolations pour des câbles supraconducteurs en Niobium Titane refroidis à l'hélium superfluide.

### **II.1. Description des isolations**

#### II.1.1. Introduction

Elle est constituée de deux couches. La *première* correspond toujours aux besoins de l'*isolation électrique* des câbles. L'isolation doit bien entendu répondre, en plus à des caractéristiques d'isolation électrique, à des critères mécaniques propres à la fabrication des bobinages ou à l'enrubannage de l'isolant autour du câble. La *seconde* couche sert de *protection mécanique* à la première couche et de liant mécanique pour l'ensemble du bobinage lors de sa manipulation et plus particulièrement lors de son introduction dans l'aimant. Le bobinage supraconducteur comporte de nombreuses déformations anguleuses, notamment dans les têtes de bobinage. Cette seconde couche permet alors de protéger la première couche.

#### II.1.2. Première couche

La première caractéristique demandée à l'isolation de première couche est d'avoir de bonne performance d'isolant électrique c'est-à-dire une forte tension électrique de claquage. Cette première couche est enrubannée avec un recouvrement de 50 % comme indiquée sur la figure I.11. Elle ne doit pas présenter de propriétés adhésives afin d'épouser au mieux le câble lors de l'enrubannage.

Le Kapton® est le matériau utilisé actuellement ; c'est un corps organique de la famille des polyimides. Il sera donc soumis à des dégradations de propriétés au cours du temps. Sa bonne rigidité diélectrique, sa résistance aux radiations et sa souplesse d'utilisation en font le matériau le plus utilisé pour l'isolation électrique dans les aimants d'accélérateur. Il est aussi possible d'utiliser des Kapton® "tramés". Ils se présentent comme les bandes de Kapton® classiques auxquelles on ajoute un tissu de fibre de verre. Ce tissu est collé sur le ruban. Ceci a pour effet d'augmenter le volume de réfrigérant "extérieur" entre cette première couche et le câble. On utilise des épaisseurs typiques de ruban de 25  $\mu$

à 50  $\mu$ . Les différents Kapton® utilisés lors des tests sont présentés dans le tableau I.2. Sa mise en œuvre ne nécessite aucun traitement thermique.

Tableau I.2. Liste des symboles et caractéristiques des isolants de première couche.

	Caractéristiques	Dimensions mesurées
	Kapton® Standard 100 HN	25 $\mu$ $\times$ 11 mm
	Kapton® Standard 150 HN	37,5 $\mu$ $\times$ 11 mm
	Kapton® tramé ISOLA 314-95-18X trame de tissu de verre côté conducteur tissu de verre 10 $\times$ 24 fils/cm <sup>2</sup>	Kapton® : 25 $\mu$ $\times$ 12 mm Tissu de verre : 45 $\mu$ $\times$ 12 mm

### II.1.3. Seconde couche

La seconde couche doit posséder des caractéristiques adhésives : c'est elle qui joue le rôle de liant mécanique du bobinage. Ce rôle est imposé par la construction et par l'utilisation. Lors de la fabrication du bobinage et jusqu'à la mise dans l'aimant les différentes couches du bobinage (composées de plusieurs couches de câble) doivent être solidaires. Elle limite les mouvements des câbles entre eux sous l'effet des forces électromagnétiques intenses lors du fonctionnement.

La seconde couche actuellement utilisée est un tissu de verre pré-imprégné de résine époxy. Ce tissu de verre est composé de fils dont les filaments ont un diamètre de quelques microns (3 à 15  $\mu$ ) et de résine époxy dont la proportion minimale de la masse totale de ce matériau est de 20 % environ.

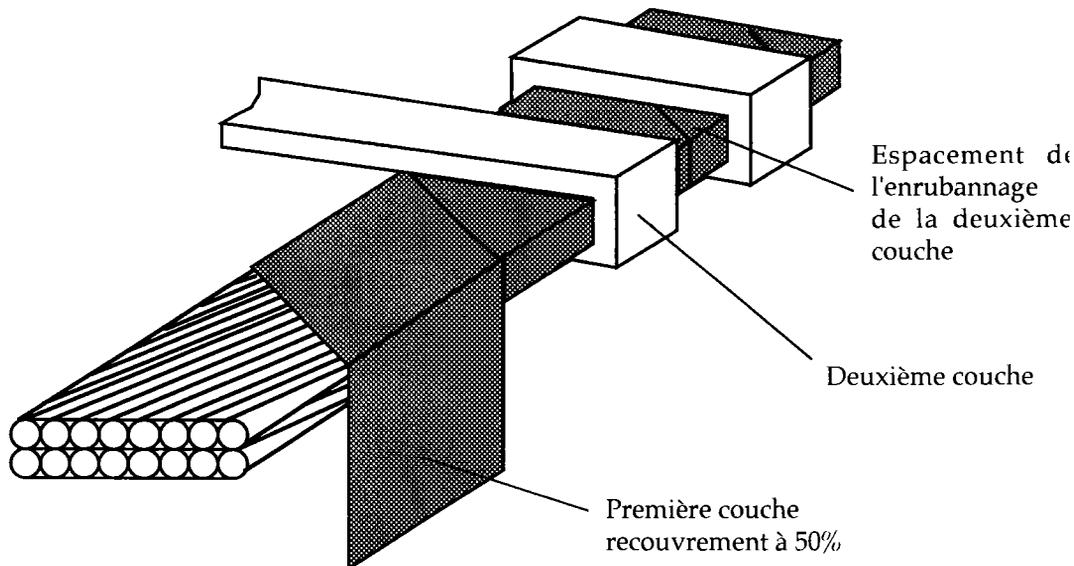


Figure I.11. Représentation schématique d'une isolation de câble supraconducteur.

On trouve maintenant des secondes couches réalisées en Kapton® adhésif. Ces rubans de Kapton® sont recouverts d'un film polyimide adhésif qui leur confère les propriétés de collage comme pour les fibres de verre pré-imprégnées. Les différents films utilisés sont les Kapton® de type XRCI et

LCI. Les Kapton® de type, XRCI et LCI possèdent une couche adhésive supplémentaire de 5  $\mu$  qui leur permettent d'être utilisés comme seconde couche. Ce type de Kapton® a été développé spécialement pour des applications cryogéniques. Ils sont enrichis en poudre d'alumine (RCI) afin d'augmenter la conductivité thermique. Les différents matériaux de seconde couche utilisés pour cette étude sont présentés dans le tableau I.3.

On note qu'ils sont aussi enrubannés avec un espace pour augmenter la perméabilité globale à l'hélium du bobinage. En effet cette seconde couche sert aussi à créer des "espaces" pour former des canaux où l'hélium est présent (Figure I.11).

Tableau I.3. Liste des symboles et caractéristiques des isolants de seconde couche.

	Caractéristiques	Dimensions
	Kapton® adhésif 120 XCI-1 Colle polyimide sur une face	Kapton® : 25 $\mu$ $\times$ 9,5 mm Colle polyimide 5 $\mu$
	Kapton® adhésif 140 XRCI-2 Colle polyimide sur les deux faces	Kapton® : 25 $\mu$ $\times$ 9,5 mm Colle polyimide 5 $\mu$ $\times$ 2 Kapton® : 25 $\mu$ $\times$ 12 mm
	Kapton® adhésif 270 LCI-1 Colle polyimide sur une face	Kapton® : 65 $\mu$ $\times$ 12 mm Colle polyimide 5 $\mu$
	Tissu de verre pré-imprégné (ISOVOLTA 01431) (ISOPREG EP VP 1037) Tissu de verre 24 $\times$ 23,5 fils/cm <sup>2</sup> 18-20 % en masse de résine époxy	125 $\mu$ $\times$ 12 mm avant polymérisation
	Tissu de fibre de verre et de Kevlar sec 23 fils de verre + 15 fils Kevlar /cm <sup>2</sup>	120 $\mu$ $\times$ 10,25 mm
	Tissu de verre sec BOURGEOIS S/NC 02800	80 $\mu$ $\times$ 12 mm

Le collage de l'ensemble est obtenu par des cycles thermiques qui dépendent du matériau de seconde couche. Ces cycles sont présentés dans le tableau I.4.

Tableau I.4. Cycles thermiques et pressions utilisées pour différents matériaux.

	T (°C)	Durée	Pression (MPa)
Tissu de verre pré-imprégné ISOVOLTA 01431	160	120 mn	50
Kapton® adhésif (XCI, XRCI ou LCI)	180	10 mn	70

#### II.1.4. Isolation typique

L'isolation la plus couramment utilisée dans les bobinages d'aimant supraconducteur comme pour HERA est composée d'une première couche de Kapton® de type HN d'épaisseur de 25  $\mu$  enrubanné avec un recouvrement de 50 % et une seconde couche de tissu de fibre de verre pré-imprégné d'une résine d'époxy, d'une épaisseur de 125  $\mu$  environ, enrubannée en sens inverse comme le montre la figure I.11.

## II.2. Propriétés des isolations

### II.2.1. Fabrication d'un bobinage supraconducteur

L'isolation dans un premier temps est bobinée autour du câble, ce qui provoque, dans les rubans de Kapton® ou de fibre de verre, des contraintes mécaniques élevées. Les paramètres dimensionnels et mécaniques des câbles sont déterminants dans le choix des propriétés des matériaux de l'isolation. En effet on conçoit que les dimensions de courbure des câbles soient un paramètre important. La grande dimension d'un câble, notamment sa hauteur, semble induire de fortes contraintes [Szeless 1988].

Le câble et son isolation sont ensuite bobinés suivant la forme désirée. Les dipôles doivent fournir des champs magnétiques transverses sur de grandes distances, la longueur des dipôles du LHC est de 13 m. Leur forme simple en théorie comporte des topologies complexes en pratique, notamment aux extrémités et aux raccordements des différentes spires (Figure I.12). Lors du bobinage le câble supraconducteur et son isolation doivent supporter des contraintes mécaniques élevées de cisaillement et de traction notamment dans les têtes de bobinage où les rayons de courbure sont faibles. Une bonne résistance à l'abrasion est nécessaire compte tenu des nombreux frottements entre couches.

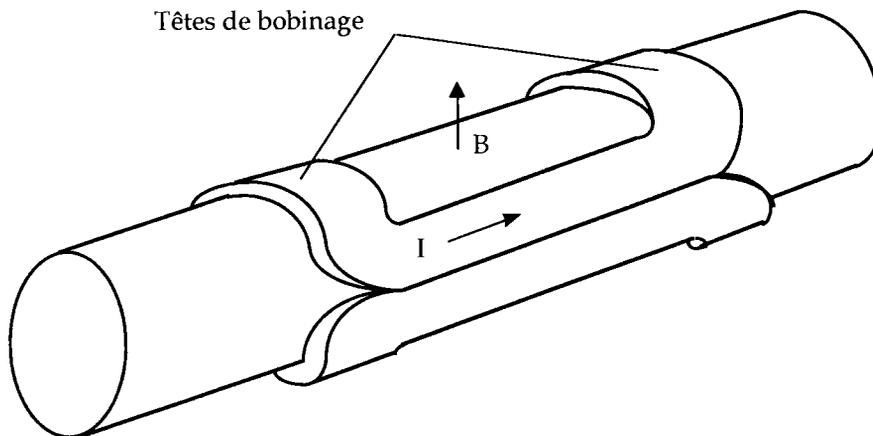


Figure I.12. Représentation schématique de la forme d'un bobinage de dipôle.

Le bobinage ainsi réalisé est polymérisé, c'est-à-dire qu'il subit un cycle en température (450 K) et en pression (65 MPa), afin d'obtenir les dimensions voulues, c'est la garantie d'une distribution spatiale en champ magnétique maîtrisée, et de solidariser l'ensemble des câbles entre eux. Pendant la polymérisation, les matériaux sont sollicités mécaniquement en compression. Ils doivent aussi posséder une bonne résistance thermique ; actuellement la température de polymérisation pour les câbles du LHC est de 160°C.

Le bobinage ainsi traité est inséré dans sa structure mécanique qui lui servira de protection contre les contraintes créées par les forces de Lorentz. Lors de l'assemblage du bobinage dans l'aimant, il subit des pressions importantes d'environ 80 MPa (parfois de 100 MPa).

Lors de l'utilisation de l'aimant, les matériaux doivent posséder une bonne résistance aux radiations et l'isolation doit posséder une bonne perméabilité à l'hélium superfluide. Leur stabilité structurelle dans le temps est aussi important. Ces matériaux sont organiques et sont donc sujets à des dégradations temporelles.

### II.2.2. Qualités

Les isolations doivent posséder différentes qualités souvent contradictoires pour répondre aux exigences de fabrication du bobinage et de l'aimant, mais aussi pour répondre aux conditions d'utilisation. Les principaux critères sont énumérés dans le tableau I.5. Les références [Hartwig 1977], [Hartwig 1984], [Bunsell 1975], [Khalil 1981] et [Dupont 1992] donnent un ensemble complet des caractéristiques mécaniques des différents matériaux et fibres qu'il ne nous a pas semblé nécessaire de développer dans cette partie.

Tableau I.5. Qualités requises pour les isolations de câbles type "Rutherford"

	Bobinage (300 K)	Polymérisation (500 K)	Assemblage et Stockage (300 K)	Utilisation (2 K)
Résistance de traction	×			
Résistance de cisaillement	×			
Résistance en compression		×	×	×
Résistance à l'abrasion	×			
Résistance aux radiations				×
Propriété diélectrique				×
Perméabilité au réfrigérant				×
Adhésion		×		
Vieillessement			×	×

### II.2.3. Conductivités thermiques des différents matériaux

#### II.2.3.1. Le Kapton®

La conductivité thermique du Kapton® de type HN a été mesurée au STCM pour des températures comprises entre 1,7 K et 2,15 K [Conard 1991]. On note que ces valeurs sont obtenues avec une précision de  $\pm 20\%$ . La variation en fonction de la température obéit à la loi  $k(T) = 2,03 T + 3,14 \text{ mWm}^{-1}\text{K}^{-1}$ . On retient comme valeur à 2 K :  $7,2 \cdot 10^{-3} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ .

D'autres mesures de conductivité thermique ont été réalisées pour le CERN par le laboratoire de physique des basses températures de Dresden sur des feuilles de Kapton® de type H d'épaisseur comprise entre 50  $\mu$  et 75  $\mu$ . On retiendra comme valeur à 2 K :  $8 \pm 1 \cdot 10^{-3} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  [Dauget 1992].

### II.2.3.2. La fibre de verre

Le tableau I.6 présente des valeurs moyennes de conductivités thermiques trouvées dans la littérature. On peut noter qu'une dispersion des résultats de 30 % existe entre les auteurs [Jäckel 1991], [Radcliffe 1985] et [Hartwig 1984]. La fibre de verre possède des propriétés thermiques isotropes à basses températures, ce qui n'est pas le cas pour le tissu de fibre de verre pré-imprégné où il faut tenir compte d'une résistance thermique supplémentaire entre la fibre de verre et la résine époxy.

### II.2.3.3. La fibre de Kevlar

La conductivité à très basse température du Kevlar a été peu étudiée. On ne dispose que de résultats de conductivité axiale entre 4 K et 10 K [Poulaert 1985]. D'après une extrapolation linéaire et en admettant l'hypothèse que la conductivité est anisotrope à basse température, on retient les valeurs présentées dans le tableau I.6. On prendra les mêmes valeurs de conductivité transverse et axiale.

Tableau I.6. Conductivités thermiques ( $Wm^{-1}K^{-1}$ ) des différents matériaux.

T (K)	Kapton®	Résine Epoxy	Fibre de verre	Fibre de Kevlar
300	0,120	0,200	1	2,960 (  )
4	$11 \cdot 10^{-3}$	0,070	0,100	0,053 (  )
2	$7 \cdot 10^{-3}$	0,045	0,035	0,022 (  )

### II.2.3.4. La résine époxy

La résine époxy est le polymère le plus utilisé comme matrice de tissu car ses contraintes limites mécaniques sont élevées, son expansion thermique est faible et son pouvoir d'adhésion est élevé. Son seul désavantage est sa fragilité en phase solide. Elle fait un parfait matériau pour rigidifier le tissu fibreux comme les tissus de fibre de verre et Kevlar. Elle se comporte comme un plastique "duoplastique", c'est-à-dire que sa déformation thermoplastique est irréversible [Radcliffe 1985], [Jäckel 1991].

## II.2.4. Conductivités thermiques des tissus

On présente uniquement dans ce paragraphe l'estimation des conductivités thermiques des matériaux composites de types fibres de verre pré-imprégnées de résine époxy et tissu sec de fibres de Kevlar et de fibres de verre. La plupart des propriétés de tels matériaux sont anisotropes parce qu'elles sont liées à l'arrangement des fibres. Plusieurs modélisations de la conductivité thermique de tel matériau ont été présentées considérant un réseau de résistances thermiques en parallèle ou en série [Nicholls 1984] et [Dmitrevski 1987] ou tenant compte plus précisément de la géométrie du tissage et basées sur un modèle semi-empirique [Dorvaux 1985].

### II.2.4.1. Le tissu de fibre de verre pré-imprégné

Le tissu de fibre de verre pré-imprégnée utilisé comme seconde couche est référencée par ISOPREG EP VP 1037 (ISOVOLTA). Ce tissu pré-imprégné de résine époxy a été développé spécialement pour les isolations de câbles dans les aimants d'accélérateur de particules. Le tissu de verre est imprégné à 22-23 % en masse de résine époxy [Szeless 1988].

La valeur de la conductivité de la fibre de verre présentée dans le tableau I.6 correspond à la conductivité des fibres de verre. A bases températures le transfert de chaleur transverse aux fibres noyées dans la résine est réduit à cause de résistances thermiques additionnelles dues aux interfaces fibre-matrice. Une conductivité thermique radiale de la fibre peut être déterminée en incluant la conductance de l'interface [Clayton 1971]. On retient toujours que les valeurs de conductivité thermique présentées dans le tableau I.7 sont données avec une imprécision de 20 % à 30 %.

### II.2.4.2. Le tissu de fibre de Kevlar et de fibre de verre sec

Les conductivités thermiques du tissu de fibre de Kevlar et de fibre de verre sec à basse température ont été déterminées à l'aide d'un modèle série  $k^{\perp}$  et parallèle  $k^{\parallel}$  [Nicholls 1984]. Les valeurs des conductivités sont présentées dans le tableau I.7.

Tableau I.7. Conductivités thermiques ( $Wm^{-1}K^{-1}$ ) des différents tissus.

T (K)	Tissu de verre pré-imprégné		Tissu sec Kevlar	
	$k^{\parallel}$	$k^{\perp}$	$k^{\parallel}$	$k^{\perp}$
300	0,600	0,530	0,85	0,5
4	0,081	0,068	0,042	0,160
2	0,031	0,025	0,014	0,059

### II.2.5. Résistance de Kapitza du Kapton®

Ces mesures ont été effectuées au CEA (STCM) par Conard [Conard 1991] sur des feuilles de Kapton® de type HN dont les épaisseurs varient de 12  $\mu$  à 125  $\mu$  pour des températures comprises entre 1,7 K et 2,1 K. On reprend les résultats sur la figure I.13 où l'on remarque que l'incertitude des mesures est d'environ 10 %.

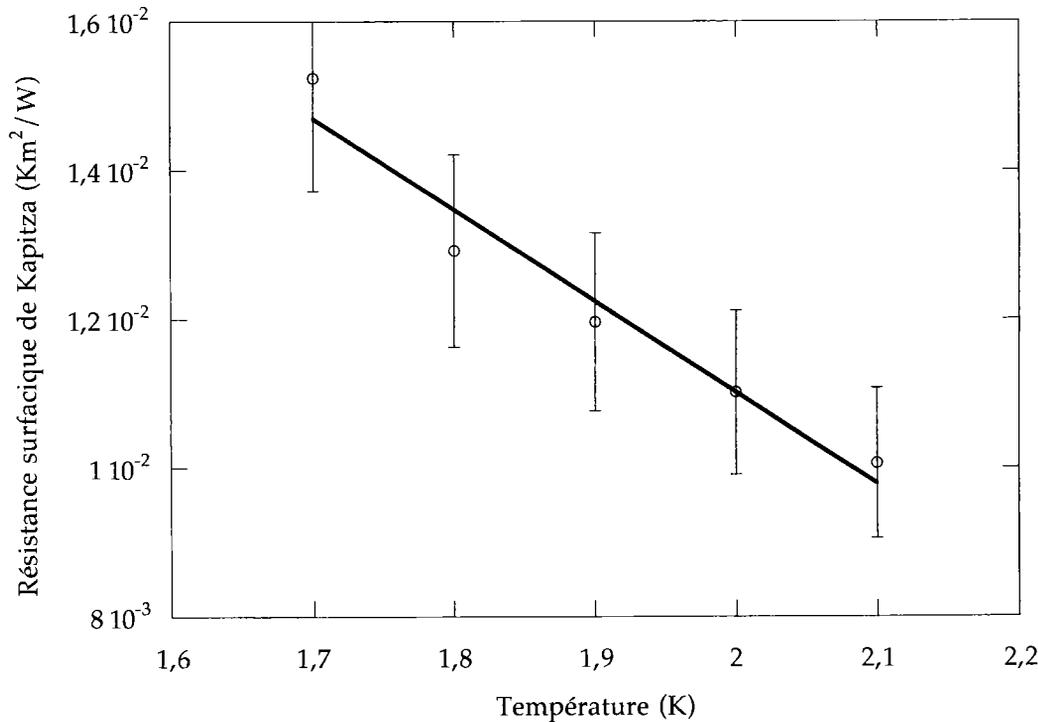


Figure I.13. Résistance de Kapitza du Kapton® HN [Conard 1991].

### III. La thermodynamique de l'hélium superfluide

#### III.1. Propriétés physiques de l'hélium liquide

##### III.1.1. Introduction

De tous les fluides cryogéniques, l'hélium présente un comportement proche de celui d'un fluide idéal, ceci étant dû en grande partie aux faibles valeurs de l'énergie d'interaction moléculaire. La plupart de la thermodynamique de l'hélium liquide peut être traitée de façon classique, mais des anomalies dans les propriétés physiques sont observables pour des températures inférieures à certaines valeurs critiques. Il est utile de rappeler brièvement quelques propriétés de l'hélium afin de mieux comprendre les modèles phénoménologiques permettant de décrire la thermodynamique de l'hélium.

##### III.1.2. Diagramme de phase de l'hélium

Pour décrire l'ensemble des propriétés thermodynamiques de l'hélium, il est utile de se référer à son diagramme de phase présenté sur la figure I.14 dans le plan p-T. En plus des propriétés habituelles d'un fluide peu visqueux certaines particularités sont à noter. L'hélium présente le point critique le plus bas avec  $p_c=0,223$  MPa et  $T_c=5,2$  K. L'hélium reste en phase saturée à la pression atmosphérique pour une température de 4,2 K (point d'ébullition normal) et si

la pression de vapeur saturante diminue il reste dans une phase saturée sans jamais atteindre la solidification même pour des températures proches du zéro absolu. Cette propriété est déterminante pour révéler la nature quantique de l'hélium. En effet, les énergies d'interaction moléculaire étant très faibles comparées aux énergies cinétiques, la cohésion des molécules d'hélium faisant apparaître un état solide n'est possible que si l'on exerce des pressions supérieures à 2,5 MPa. Ceci explique l'absence d'un point triple de première espèce. La particularité de l'hélium est que l'on retrouve sa phase liquide sous deux états. L'hélium normal ou He I est un fluide classique, au sens newtonien du terme, dont les caractéristiques de transport sont proches de celles d'un gaz et l'état "superfluide" ou He II qui présente des caractéristiques thermodynamiques remarquables comme la quasi-nullité de la viscosité ou la forte valeur de la conductivité thermique apparente qui peut être de plusieurs ordres de grandeur plus grande que celle des meilleurs conducteurs solides à ces températures. Les deux phases liquides sont séparées par la "ligne  $\lambda$ ". Cette désignation provient de l'allure de la courbe de la chaleur spécifique en fonction de la température (Figure I.17). A la pression de vapeur saturante, les coordonnées du point de transition  $\lambda$  sont  $p_\lambda=0,005$  MPa et  $T_\lambda=2,172$  K. La température de transition diminue lorsque la pression augmente jusqu'à atteindre une valeur de 1,76 K environ pour  $p_\lambda=2,9$  MPa (Figure I.14).

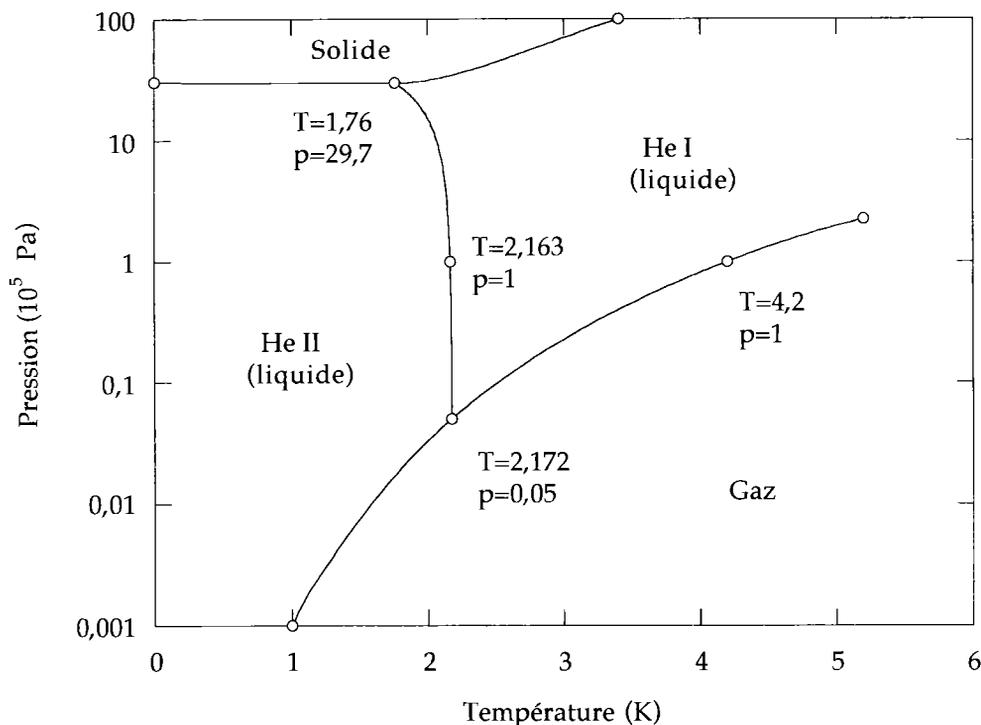


Figure I.14. Diagramme des phases pour  $^4\text{He}$  dans le plan p-T.

### III.1.3. Propriétés thermodynamiques

Pour des températures supérieures à  $T_\lambda$ , la masse volumique de l'hélium liquide diminue lorsque la température croît comme c'est le cas pour les fluides classiques. Par contre pour des températures inférieures à  $T_\lambda$ , elle croît

lorsque la température croît (Figure I.15). A la pression atmosphérique, sa valeur moyenne est d'environ  $148 \text{ kg/m}^3$  entre  $1,7 \text{ K}$  et  $T_\lambda$ .

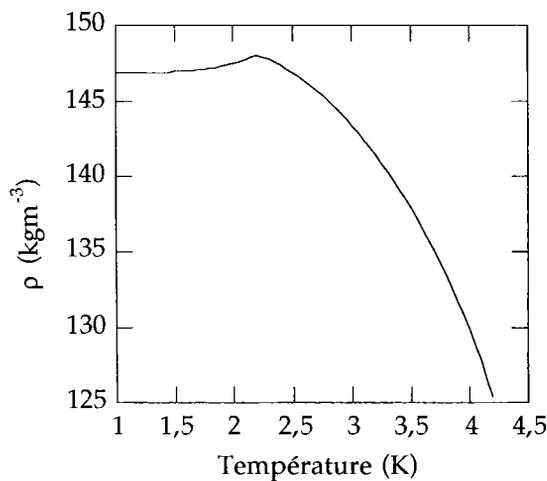


Figure I.15. Evolution de la masse volumique en fonction de la température à  $0,1 \text{ MPa}$ .

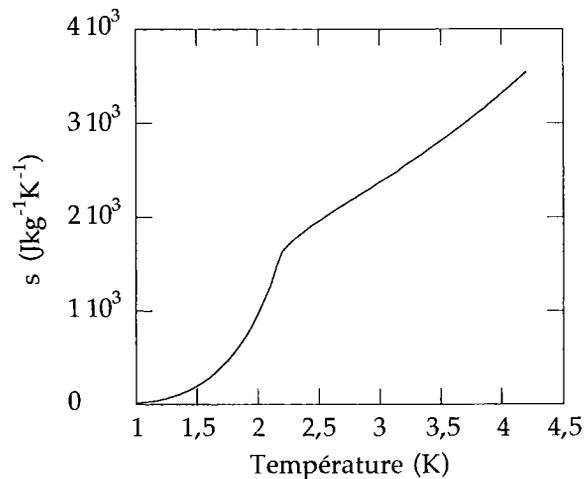


Figure I.16. Evolution de l'entropie en fonction de la température à  $0,1 \text{ MPa}$ .

Les variations d'entropie en fonction de la température présentent aussi un caractère anormal en dessous de  $T_\lambda$  puisqu'elle décroît brutalement suivant une loi en  $T^{5,6}$  jusqu'à  $1 \text{ K}$  et suivant une loi cubique en dessous de  $1 \text{ K}$  (Figure I.16).

L'évolution de la chaleur spécifique est équivalente puisque que pour des températures inférieures à  $0,6 \text{ K}$  la dépendance en température est cubique alors que pour des températures supérieures elle s'apparente à une loi en  $T^{6,7}$  entre  $0,6 \text{ K}$  et  $1 \text{ K}$  puis en une loi en  $T^{5,6}$  entre  $1 \text{ K}$  et  $T_\lambda$  (Figure I.17). A la pression de vapeur saturante, la transition  $\lambda$  est une transition de seconde espèce sans chaleur latente de transformation entre He I et He II.

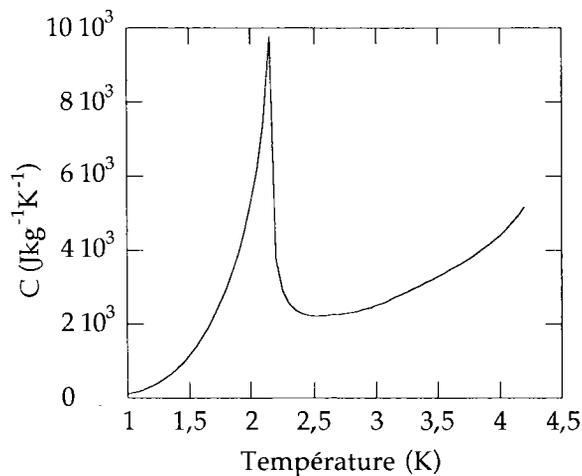


Figure I.17. Evolution de la chaleur spécifique en fonction de la température à  $0,1 \text{ MPa}$

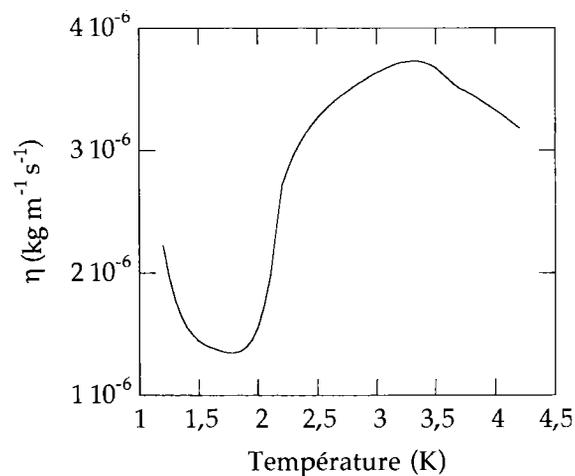


Figure I.18. Evolution de la viscosité en fonction de la température à  $0,1 \text{ MPa}$

Aux températures de l'He I, l'hélium possède une viscosité qui se rapproche plus de celle d'un gaz que de celle d'un liquide ( $3 \cdot 10^{-6} \text{ kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ ). Différentes méthodes peuvent être utilisées pour mesurer la viscosité en He II. La

méthode du viscosimètre à perte de charge en régime laminaire à travers un tube de petit diamètre ( $\sim 1 \mu$ ) et la mesure de l'amortissement des oscillations d'un disque en rotation sont les principales méthodes utilisées.

Pour un fluide classique les résultats sont identiques par les deux méthodes alors que pour l'He II des résultats différents ont été obtenus. Par la méthode de l'écoulement laminaire la valeur de la viscosité a été estimée inférieure à  $10^{-10} \text{ kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$  voire nulle alors qu'avec la méthode utilisant un disque oscillant elle se rapproche de  $10^{-6} \text{ kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$  et varie en fonction de la température (Figure I.18). Cette contradiction expérimentale est à l'origine du modèle à deux fluides où l'He II est supposé être composé d'un "fluide" dit normal et visqueux et dans ce cas l'expérience du disque oscillant mesure sa viscosité, et d'un "fluide" dit superfluide possédant une viscosité quasiment nulle. C'est cette dernière viscosité qui est déterminée dans l'expérience de l'écoulement à travers des canaux de faibles dimensions où le fluide normal visqueux interagit avec la paroi et reste immobile.

## III.2. Equations thermodynamiques de l'hélium superfluide

### III.2.1. De l'hélium quantique à l'hélium superfluide

Lorsque la température devient inférieure à 2 K, on note que la longueur d'onde de De Broglie, caractéristique de l'agitation thermique, est du même ordre de grandeur que la distance interatomique. Ceci permet d'envisager que des effets quantiques soient importants à ces températures. D'un autre côté on note que l'He<sup>4</sup>, gaz de bosons, est régi par la thermodynamique statistique de Bose-Einstein où plusieurs atomes peuvent posséder le même état d'énergie. Lorsque la température est inférieure à une valeur critique, un tel gaz peut subir une condensation dite de Bose-Einstein où il voit un nombre d'atomes occupant l'état fondamental d'énergie grandir au fur et à mesure que la température décroît. On peut imaginer une condensation complète au zéro absolu où tous les atomes se retrouvent à l'état fondamental. On peut aussi imaginer qu'il ne reste plus aucun atome à l'état fondamental lorsque l'on atteint une certaine température. La condensation de Bose-Einstein est progressive ce qui signifie que, entre le zéro absolu et cette température, l'hélium est composé de particules à l'état fondamental que l'on appelle le condensat et de particules à l'état excité que l'on appelle excitations élémentaires ou quasi-particules. C'est sur ce concept que la thermodynamique de l'hélium superfluide est basée. Landau proposa un modèle faisant le lien entre la mécanique quantique (effet microscopique) et la mécanique "classique" (effet macroscopique) où l'hélium dans son état superfluide est décrit comme un fluide à deux composants : l'un nommé superfluide correspondant au condensat et l'autre nommé le fluide normal correspondant aux quasi-particules [Landau 1941]. On peut remarquer que comme  $C_v = (\partial E / \partial T)_v$  le superfluide n'apporte aucune contribution à la chaleur spécifique, ni d'ailleurs à l'entropie.

### III.2.2. Equations de base du modèle à deux fluides

D'après la théorie de Landau, l'hélium en dessous de la température  $T_\lambda$  est un mélange d'une composante normale, le fluide normal, possédant une masse volumique  $\rho_n$  et un champ de vitesse  $\vec{v}_n$  et d'une composante superfluide, le superfluide, ayant une masse volumique  $\rho_s$  et un champ de vitesse  $\vec{v}_s$ . La masse volumique de l'ensemble du fluide est représentée par  $\rho$  que l'on définit à partir des masses volumiques du fluide normal et du superfluide comme:

$$\rho = \rho_n + \rho_s \quad [1.1]$$

Pour une température donnée il existe un rapport unique entre la quantité de fluide normal et la quantité de superfluide comme le montre la figure I.19.

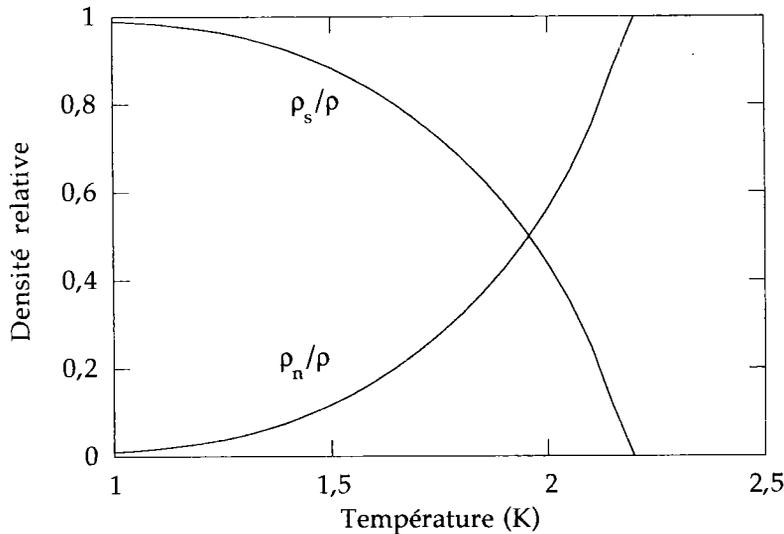


Figure I.19. Evolution des densités relatives  $\rho_s/\rho$  et  $\rho_n/\rho$  en fonction de la température.

Ces rapports présentent une forte dépendance en fonction de la température et il est possible d'écrire pour  $T \leq T_\lambda$  que  $\rho_n/\rho \approx (T/T_\lambda)^{5.6}$  [1.2]

On retrouve d'après ce graphe que le superfluide disparaît pour une température supérieure à la température  $T_\lambda$ . Pour décrire l'état thermodynamique de l'He II, il faudra nécessairement un nombre supérieur de variables indépendantes. Il existe non pas cinq variables indépendantes caractérisant le fluide, comme pour un fluide classique, mais huit variables indépendantes : deux variables thermodynamiques et deux champs de vitesse. Par rapport à un fluide normal, Landau a postulé que la vitesse de l'écoulement du superfluide  $\vec{v}_s$ , se présente comme une nouvelle variable pour l'ensemble du fluide, indépendante de la vitesse du centre de masse et qu'elle est irrotationnelle. C'est-à-dire qu'elle est soumise à la condition:

$$\vec{\nabla} \times \vec{v}_s = 0 \quad [1.3]$$

Ceci signifie que le champ de vitesse du superfluide dérive d'un potentiel tel que:

$$\vec{v}_s \propto \vec{\nabla}\phi \quad [1.4]$$

Pour une température inférieure à  $T_\lambda$ , le liquide est plus ordonné car un grand nombre d'atomes occupe le même niveau d'énergie fondamental. Du point de vue de la mécanique quantique, la transition  $\lambda$  peut être considérée comme une transition ordre-désordre et l'on peut lui associer une fonction d'onde  $\psi$  qui joue le rôle de paramètre d'ordre. Il se trouve que ce paramètre d'ordre est un nombre complexe. Il décrit l'état d'énergie fondamental. Son module correspond au nombre d'atomes occupant l'état d'énergie fondamental, il décrit en fait la densité superfluide:

$$|\psi|^2 = \rho_s e^{2i\phi} \quad [1.5]$$

En accord avec ce que Landau a postulé, ce formalisme dû à Onsager [Onsager 1948] et Feynman [Feynman 1955] montre que le champ de vitesse du superfluide est relié à la phase du paramètre d'ordre  $\phi$  et qu'il dérive d'un potentiel, défini par:

$$\vec{v}_s = \frac{\hbar}{m} \vec{\nabla}\phi = \frac{h}{2\pi m} \vec{\nabla}\phi \quad [1.6]$$

où  $h$  est la constante de Planck et  $m$  la masse de l'atome d'hélium.

Dans ce modèle, l'entropie est uniquement transportée par le fluide normal. On peut donc relier le flux d'entropie à la vitesse du fluide normal par:

$$\vec{S} = \rho_s \vec{v}_n - k \frac{\vec{\nabla}T}{T} \quad [1.7]$$

où  $s$  est l'entropie massique et  $k$  la conductivité thermique de l'hélium. Dans la plupart des cas, le terme conductif est négligeable devant le terme convectif et l'on peut définir un flux de chaleur (convectif) transporté par le fluide normal comme:

$$\vec{q} = T\rho_s \vec{v}_n \quad [1.8]$$

La quantité de mouvement du fluide totale s'écrit simplement comme:

$$\rho \vec{v} = \rho_s \vec{v}_s + \rho_n \vec{v}_n \quad [1.9]$$

où  $\vec{v}$  est la vitesse barycentrique de l'écoulement d'hélium. Le processus de transport particulier de la chaleur implique que toute différence de température ou tout flux de chaleur entraîne un mouvement du fluide normal et par conséquent un écoulement en sens opposé du superfluide

puisque que  $\rho \vec{\vartheta} = \rho_s \vec{\vartheta}_s + \rho_n \vec{\vartheta}_n$ . Ainsi toute émission de chaleur à une paroi solide au contact de l'He II est communiquée au fluide normal et sa mise en mouvement s'accompagne nécessairement de celle du superfluide telle que  $\rho_s \vec{\vartheta}_s + \rho_n \vec{\vartheta}_n = \vec{0}$  (contre-écoulement) et comme le montre la figure I.20.

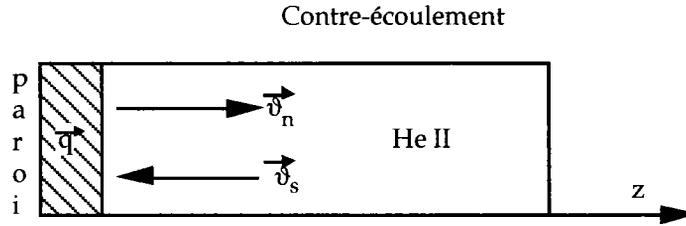


Figure I.20. Contre-écoulement des fluides en proximité d'une paroi.

Ce caractère convectif interne est à l'origine des propriétés remarquables du transport de chaleur dans l'He II. L'étude de la dynamique de l'He II revient à l'étude des transferts de chaleur puisque la chaleur est convectée par le fluide normal. Les régimes dynamiques des écoulements du superfluide et du fluide normal correspondent aux régimes thermiques de l'He II, d'où l'intérêt de la connaissance de la dynamique de l'He II.

### III.2.3. Dynamique de l'He II aux faibles vitesses : régime de Landau

Les équations dynamiques de l'He II sont présentées au premier ordre en champs de vitesse  $\vec{\vartheta}_s$  et  $\vec{\vartheta}_n$  et en champ de vitesse relatif  $\vec{\vartheta}_n - \vec{\vartheta}_s$ . Ce choix est justifié par la faible importance qu'ont ces termes dans les transports de la chaleur. D'excellents traitements des effets des termes de second ordre ont été présentés dans les ouvrages de Khalatnikov, Donnelly et Putterman [Khalatnikov 1965], [Donnelly 1967] et [Putterman 1974]. Par contre pour des vitesses supérieures à certaines valeurs, on introduira des termes non linéaires en  $\vec{\vartheta}_n - \vec{\vartheta}_s$  permettant de modéliser la thermodynamique de ce que l'on appelle la turbulence superfluide.

La thermodynamique de l'He II est traitée du point de vue d'Euler et on retrouve comme pour un fluide classique les mêmes équations d'évolution modifiées par le champ de vitesse supplémentaire  $\vec{\vartheta}_s$ . Les équations présentées ci-dessous définissent le régime dit de Landau où le milieu superfluide ne contient aucun tourbillon à circulation quantifiée et constante. Dans ce cas les champs de vitesse des "deux fluides" sont indépendants.

L'équation de conservation de la masse totale s'écrit comme:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{\vartheta}) = 0 \quad [1.10]$$

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement de l'hélium s'écrit

comme pour un fluide classique incompressible, en notant toutefois que seul le fluide normal est visqueux et que la force de viscosité est fonction de son champ de vitesse exclusivement, il vient alors:

$$\frac{D}{Dt}\rho\vec{\vartheta} = -\vec{\nabla}p + \eta\Delta\vec{\vartheta}_n \quad [I.11]$$

où  $p$  représente la pression du fluide,  $\eta$  la viscosité de fluide normal seul à être le siège des effets dissipatifs. L'opérateur  $D/Dt$  représente la dérivé particulaire.

Le problème central du comportement de ce mélange à deux fluides concerne l'équation d'évolution du superfluide. L'hypothèse aux faibles vitesses est de considérer que l'écoulement du superfluide est un écoulement potentiel et il est possible de prouver que ce potentiel correspond au potentiel chimique [Khalatnikov 1965]. Landau définit l'équation d'évolution du champ de vitesse du superfluide basée sur l'expression du gradient du potentiel chimique qui s'exprime dans les hypothèses considérées par:

$$\frac{D\vec{\vartheta}_s}{Dt} = -\vec{\nabla}\mu = s\vec{\nabla}T - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p \quad [I.12]$$

D'après les équations précédentes [I.11] et [I.12] on peut déduire les équations d'évolution des deux champs de vitesses  $\vec{\vartheta}_n$  et  $\vec{\vartheta}_s$  comme étant:

$$\rho_s \frac{D\vec{\vartheta}_s}{Dt} = -\frac{\rho_s}{\rho}\vec{\nabla}p + \rho_s s\vec{\nabla}T \quad [I.13]$$

et

$$\rho_n \frac{D\vec{\vartheta}_n}{Dt} = -\frac{\rho_n}{\rho}\vec{\nabla}p - \rho_s s\vec{\nabla}T + \eta\Delta\vec{\vartheta}_n \quad [I.14]$$

En combinant ces deux équations on obtient une équation d'évolution du champ de vitesse relatif  $\vec{\vartheta}_s - \vec{\vartheta}_n$ ,

$$\rho_n \frac{D}{Dt}(\vec{\vartheta}_s - \vec{\vartheta}_n) = \rho_s s\vec{\nabla}T - \eta\Delta\vec{\vartheta}_n \quad [I.15]$$

Cette équation montre qu'un gradient de température induit un mouvement relatif des deux composants alors que les équations [I.13] et [I.14] montrent qu'un gradient de pression induit un mouvement de l'ensemble du fluide. Les transferts de chaleur sont donc intimement corrélés à la dynamique "interne" de l'He II ; celle des deux composants.

Une dernière équation est nécessaire afin de définir entièrement le système comme celle de la conservation de l'entropie en négligeant les effets dissipatifs.

On a vu que seul le fluide normal transporte la chaleur ; l'équation de conservation de l'entropie (sans interaction) peut alors s'exprimer par :

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_s \vec{v}_s) = 0 \quad [I.16]$$

### III.2.4. Dynamique de l'He II à des vitesses surcritiques

#### III.2.4.1. Introduction

Lorsque que la vitesse  $\vec{v}_s$  est supérieure à une vitesse critique, il y a destruction locale de la superfluidité dans l'He II. On entend par destruction locale de la superfluidité la création de tourbillons dans l'écoulement du superfluide. D'après [1.6], la circulation de la vitesse du superfluide sur un contour fermé, ne pouvant pas être réduit à un point, est quantifiée puisque

$$\oint \vec{v}_s \cdot d\vec{l} = \frac{h}{2\pi m} \oint \vec{\nabla} \phi \cdot d\vec{l} = \frac{h}{2\pi m} \oint d\phi = \frac{nh}{m} \quad [I.17]$$

car  $\oint d\phi$  est la variation de la phase du paramètre d'ordre pour un tour complet le long du contour. Elle reste donc inchangée à  $2\pi n$  près où  $h/m$  est le quantum de circulation. Si l'on considère ce contour comme étant un cercle de rayon  $r$  alors la circulation sur ce contour est égale à

$$\oint \vec{v}_s \cdot d\vec{l} = 2\pi r \bar{v}_s = \frac{nh}{m} \quad [I.18]$$

La nucléation et le développement de lignes et d'anneaux de tourbillon satisfaisant [I.18] reste encore un phénomène mal cerné malgré des travaux considérables depuis Vinen. On peut retenir que dans les milieux de dimension supérieure au micron, il existe une vitesse dite critique en deçà de laquelle les tourbillons sont à l'état de germes et sans influence. On parle d'un milieu superfluide (free vortex). Dans les milieux confinés (notre cas partiellement) ce développement est retardé par l'interaction avec la paroi et la vitesse critique peut augmenter fortement.

On note que la composante superfluide satisfait toujours le critère d'irrotationalité sauf en un nombre fini de point ou des lignes singulières que sont les "cœurs" de tourbillons. Ces cœurs de tourbillons sont non superfluides soit solides soit normaux. Le milieu superfluide est alors chargé de lignes étrangères qui peuvent être vues par la composante normale ; autrement dit une nouvelle interaction entre les deux composants prend naissance. La force équivalente dit de friction mutuelle doit être considérée dans les équations précédentes.

### III.2.4.2. Développement des lignes de tourbillons : modèle de Vinen

Le premier modèle phénoménologique de la turbulence superfluide a été proposé par Vinen où le réseau de tourbillons superfluides est relié aux variables thermodynamiques [Vinen 1957c]. Ce modèle est fondé sur la détermination des forces s'exerçant sur le réseau de tourbillons. La croissance du réseau de tourbillons est directement reliée aux effets dynamiques dus au champ de vitesse relative des deux composants  $\vec{v}_s - \vec{v}_n$ . Dans un écoulement d'He II, une ligne de tourbillon de longueur unité subit de la part du fluide normal une force d'interaction, que l'on nomme la force de friction mutuelle, dont le module est

$$|\vec{f}_{ns}| = \frac{B\rho_s\rho_n}{2\rho} \frac{h}{m} |\vec{v}_n - \vec{v}_s - \vec{v}_t| \quad [I.19]$$

où  $\vec{v}_t$  est le champ de vitesse de la ligne de tourbillon et B est un coefficient adimensionnel déterminé expérimentalement et dépendant de la température. C'est cette force (mutuelle) qui traduit le couplage interne entre les deux composants du modèle à deux fluides.

L'existence de cette force a été introduite pour la première fois par Gorter et Mellink [Gorter 1949] et la justification théorique de cette expression reste encore incomplète notamment pour l'introduction du champ de vitesse relative de l'écoulement des tourbillons dans le superfluide  $\vec{v}_s - \vec{v}_t$ . On peut émettre l'hypothèse que le réseau de tourbillons possède le même champ de vitesse que le superfluide alors  $\vec{v}_s - \vec{v}_t$  est remplacé par  $\vec{v}_s$ . Certains auteurs ont montré que cette hypothèse est fautive et que  $\vec{v}_t$  est proportionnel à  $\vec{v}_n - \vec{v}_s$  avec un coefficient de proportionnalité dépendant de la température [Asthon 1975]. Pour plus de simplicité et parce que ce point n'est pas élucidé, on s'affranchira de cette question en supposant pour la suite que ce coefficient est intégré dans la dépendance de B en fonction de la température [Tough 1982].

Dans le modèle de Vinen la turbulence est supposée pleinement développée. Par analogie avec la turbulence classique une des conditions de turbulence pleinement développée stipule que la distance moyenne entre tourbillons du réseau doit être inférieure à la plus petite des dimensions du milieu [Vinen 1957c]. La force engendrée sur le réseau de tourbillons par unité de volume est reliée à la force par unité de longueur de tourbillon en introduisant une densité de lignes de tourbillon ;  $L_0$  à l'équilibre cette force s'écrit

$$\vec{F}_{ns} = \frac{2}{3} \vec{f}_{ns} L_0 \quad [I.20]$$

C'est cette force que l'on introduit dans l'équation du mouvement du champ de vitesse  $\vec{v}_s$ . Vinen considère une distribution de densité volumique de lignes de tourbillon L homogène et isotrope. L'accroissement de L est

directement proportionnel à la force d'interaction entre une ligne de tourbillon et le fluide normal  $\vec{f}_{ns}$ . L'accroissement de la densité de lignes de tourbillon est défini par

$$\left(\frac{dL}{dt}\right)_p = \chi_1 \frac{|\vec{f}_{ns}|}{\rho_s \hbar/m} L^{3/2} \quad [I.21]$$

où  $\chi_1$  est une constante ajustable, proche de l'unité, dépendante de l'arrangement géométrique des lignes de tourbillon. Cette représentation de la production de densité de lignes de tourbillon suppose qu'un réseau de tourbillons existe déjà parce que si  $L=0$  alors  $(dL/dt)_p=0$ . Vinen propose une expression empirique de la décroissance de la turbulence analogue à celle de la turbulence pour les fluides classiques

$$\left(\frac{dL}{dt}\right)_d = -\chi_2 \frac{\hbar}{m} L^2 \quad [I.22]$$

où  $\chi_2$  est une constante dont la valeur est proche de l'unité. La valeur  $L_0$  à l'équilibre est donc donnée pour  $\left(\frac{dL}{dt}\right)_p = -\left(\frac{dL}{dt}\right)_d$  soit

$$L_0^{1/2} = \frac{\chi_1}{\chi_2} \frac{B}{2} \frac{\rho_n}{\rho} \frac{m}{\hbar} |\vec{\vartheta}_n - \vec{\vartheta}_s| \quad [I.23]$$

$L_0$  vaut environ  $1 \text{ m}^{-1}$  par unité de volume pour  $|\vec{\vartheta}_n - \vec{\vartheta}_s|=0,01 \text{ ms}^{-1}$  à 1,6 K.

Cette théorie considère la turbulence comme homogène et isotrope alors  $L_0$  ne dépend pas de la géométrie de l'environnement mais seulement de la température ou d'une variable associée. On peut exprimer la force  $\vec{F}_{ns}$  en fonction de la vitesse relative  $\vec{\vartheta}_s - \vec{\vartheta}_n$  en remplaçant [I.23] dans [I.20]

$$\vec{F}_{ns} = A \rho_s \rho_n |\vec{\vartheta}_n - \vec{\vartheta}_s|^2 (\vec{\vartheta}_n - \vec{\vartheta}_s) \quad [I.24]$$

$A$  est un coefficient dépendant de la température. Ce coefficient mesuré par différents auteurs est reporté sur la figure I.21 à partir des mesures de Vinen [Vinen 1957a].

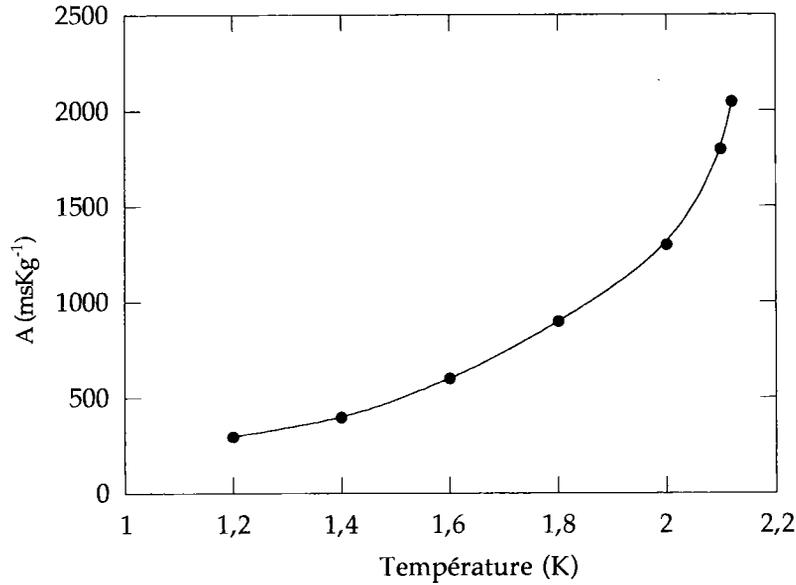


Figure I.21. Coefficient de Gorter-Mellink A mesuré par Vinen [Vinen 1957a].

### III.2.4.3. Equations générales en régime de turbulence superfluide

L'équation du champ de vitesse est modifiée par l'apparition de cette force d'interaction entre le fluide normal et les tourbillons. On réécrit l'équation [I.13] en introduisant la force de friction mutuelle :

$$\rho_s \frac{D\bar{\vartheta}_s}{Dt} = -\frac{\rho_s}{\rho} \bar{\nabla}p + \rho_s s \bar{\nabla}T + \bar{F}_{ns} \quad [I.25]$$

En remplaçant  $\bar{F}_{ns}$  par son expression en fonction de  $\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s$ , [I.25] prend la forme

$$\rho_s \frac{D\bar{\vartheta}_s}{Dt} = -\frac{\rho_s}{\rho} \bar{\nabla}p + \rho_s s \bar{\nabla}T + A \rho_n \rho_s |\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s|^2 (\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s) \quad [I.26]$$

Cette force d'interaction est interne, c'est-à-dire qu'elle n'intervient qu'entre les deux composants normal et superfluide du modèle et n'agit pas sur l'ensemble du fluide. Pour construire l'équation de l'évolution du champ de vitesse du fluide normal on utilise donc l'équation de conservation de la quantité de mouvement [I.11] et l'on retrouve une équation similaire à [I.14] où la force de friction mutuelle est ajoutée

$$\rho_n \frac{D\bar{\vartheta}_n}{Dt} = -\frac{\rho_n}{\rho} \bar{\nabla}p - \rho_n s \bar{\nabla}T + \eta \Delta \bar{\vartheta}_n - A \rho_n \rho_s |\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s|^2 (\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s) \quad [I.27]$$

Comme nous venons de le dire l'une des caractéristiques remarquables de la turbulence superfluide est que ces effets sont internes. Ce qui veut dire qu'elle n'a pas d'effet sur les variations du gradient de pression. Allen et Reekie ont

confirmé expérimentalement que le gradient de pression est défini par la même équation en régime de turbulence superfluide qu'en régime de Landau [Allen 1939]. C'est d'ailleurs cette observation qui a permis à Gorter et Mellink de baser l'approximation de la force de friction mutuelle sur l'hypothèse de l'écoulement laminaire moyen du fluide normal, soit

$$\bar{\nabla}p = \eta\Delta\bar{\vartheta}_n \quad [I.28]$$

On verra par la suite que dans certains cas particuliers cette hypothèse n'est plus respectée.

Ce que ne modélise pas le modèle de Vinen est la *transition* entre les deux régimes dynamiques; le régime sans tourbillon et le régime de turbulence superfluide. Mais il est couramment admis que la force de friction mutuelle apparaît pour une vitesse  $\bar{\vartheta}_s$  supérieure à une valeur critique correspondant à l'apparition des tourbillons. Alors [I.23] se réécrit comme

$$\begin{aligned} \bar{F}_{ns} &= A\rho_s\rho_n|\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s|^2(\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s) \text{ pour } \bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s > (\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s)_c \\ \bar{F}_{ns} &= \bar{0} \text{ pour } \bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s < (\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s)_c \end{aligned} \quad [I.29]$$

### III.2.5. Régimes de turbulence en milieu confiné

Lorsque la dimension caractéristique du milieu est inférieure à quelques dizaines de microns, les approximations de turbulence pleinement développée faites en milieu de grandes dimensions ne sont plus valables. Le premier effet auquel on peut penser est une contrainte de cisaillement visqueux sur le fluide normal, et de part l'interaction entre le superfluide et le fluide normal via la force de friction mutuelle, cela impose une contrainte de cisaillement sur le superfluide. On peut penser aussi que les parois peuvent interférer directement sur l'écoulement de la composante superfluide "turbulente". Vinen propose trois différents mécanismes d'interaction qui peuvent être la création et l'annihilation des tourbillons à la surface de la paroi et l'interférence avec les mécanismes de production et création de tourbillons [Vinen 1957d].

#### III.2.5.1. Turbulence superfluide

##### *Critères de la turbulence pleinement développée*

L'hypothèse de développement homogène et isotrope de la turbulence superfluide est réalisée pour certaines conditions en milieu infini. La question est plus délicate pour un espace de dimension finie. La condition

d'homogénéité et d'isotropie basée sur l'analogie avec la turbulence d'un fluide classique est respectée pour  $\ell < d$  où  $\ell$  est l'écartement moyen des lignes de tourbillon et  $d$  la plus petite dimension de l'espace. En tenant compte de la condition de quantification de la circulation, Vinen relie cet écartement moyen des lignes de tourbillons à la vitesse relative  $\bar{v}_n - \bar{v}_s$  par

$$\ell |\bar{v}_n - \bar{v}_s| \propto \frac{\hbar}{m} \quad [I.30]$$

La quantité  $\ell |\bar{v}_n - \bar{v}_s|$  est alors une fonction de la température et varie comme indiquée par la figure I.22 [Vinen 1957d]. En admettant que la vitesse d'un tourbillon  $\bar{v}_t$  dans l'écoulement à une distance  $\ell$  est proportionnelle à  $\bar{v}_n - \bar{v}_s$ , la circulation autour d'une ligne de tourbillon est égale à  $\ell |\bar{v}_t|$  et comme celle-ci est quantifiée elle est égale aussi à  $\hbar/m$ , on retrouve l'expression [I.30]. Dans la plage de température de nos expériences (1,7 K à 2,15 K) cette condition est presque inchangée.

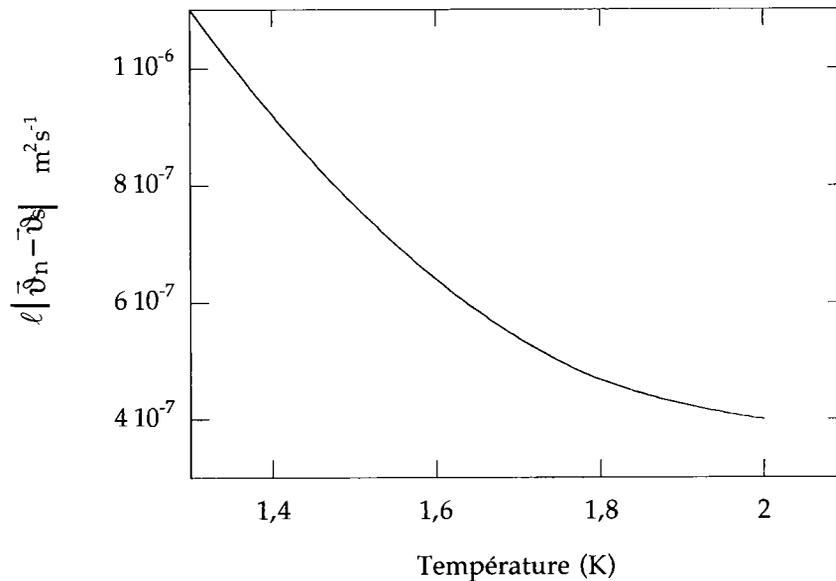


Figure I.22. Dépendance de la quantité  $\ell |\bar{v}_n - \bar{v}_s|$  en fonction de la température [Vinen 1957d].

D'autres conditions doivent être satisfaites.  $\ell$  et  $d$  doivent être supérieurs à la profondeur de pénétration visqueuse du fluide normal créée autour du tourbillon par son propre écoulement. De la même manière l'épaisseur de la couche limite visqueuse développée en paroi peut modifier les propriétés de la turbulence superfluide. Le critère dominant, dans les milieux de petite dimension, reste le critère de l'écartement moyen des lignes de tourbillon quelle que soit la valeur de la vitesse relative.

### *Annihilation des tourbillons en paroi*

L'équation de la dynamique de la densité de ligne de tourbillon [1.23] considère la turbulence superfluide dans un milieu infini. Dans les milieux confinés cette équation doit prendre en compte un troisième terme traduisant l'interaction du réseau de tourbillons avec la paroi [1.31]. Cet effet a été proposé comme étant soit le fait de l'annihilation des tourbillons en paroi ou soit le fait d'une interférence de la paroi dans le processus de production de tourbillons. Ce dernier terme est fonction de la dimension du canal  $d$  et de  $|\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s|$ .

$$0 = \chi_1 \frac{B \rho_n}{2 \rho} L_o^{3/2} |\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s| - \chi_2 \frac{\hbar}{m} L_o^2 - \chi_3 \frac{B \rho_n}{2 \rho} \frac{L_o}{d} |\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s| \quad [1.31]$$

où  $\chi_3$  est une constante empirique dont la valeur est proche de l'unité. Les calculs et mesures de Vinen montrent que les effets des trois termes sont équivalents pour des vitesses relatives faibles ( $0,01 \text{ ms}^{-1}$  pour  $d=875 \mu$ ) alors que pour des vitesses supérieures l'expression de la densité de lignes de tourbillon est donnée par [1.23]. Certains auteurs ont mesuré cette diminution de la force de friction mutuelle par des mesures de gradient de température en contre-écoulement dans des canaux de diamètre variant de  $10 \mu$  à  $100 \mu$  [Helvensteijn 1988].

### *Différents régimes de turbulence*

Les nombreux travaux réalisés par le groupe de Tough montrent qu'il existe un régime de turbulence de transition entre le régime de Landau et le régime de turbulence superfluide pleinement développée dans des tubes de diamètre d'environ  $10 \mu$  [Martin 1983]. Ce type de résultats a été montré par d'autres auteurs pour des tubes d'un ordre de grandeur inférieur [Brewer 1961] et [Brewer 1981] et d'un ordre de grandeur supérieur [Yamaguchi 1990]. Ce second régime de turbulence est caractérisé par son inhomogénéité et anisotropie. L'approche qu'il en est fait est de considérer ce régime comme étant une turbulence superfluide non pleinement développée ce qui semble être plutôt cohérent avec les critères de développement de la turbulence superfluide. Certains auteurs le relie avec l'écoulement du fluide normal [Tough 1982].

Dans les géométries à fort rapport d'aspect comme les canaux de sections rectangulaires certains auteurs ont remarqué des modifications à apporter à la loi de friction mutuelle [Henberger 1979], [Ladner 1978] et [Ladner 1979]. Dans ce type de géométries le second régime de turbulence n'est pas présent. Ce second régime de turbulence n'est pas présent non plus dans les écoulements purement superfluides où  $\bar{\vartheta}_n = \bar{0}$ , ce qui indiquerait que l'existence et les caractéristiques de ce second régime est dû à l'écoulement du fluide normal [Tough 1982]. Les résultats obtenus sur des canaux de section rectangulaire de rapport d'aspect égal à 10 montrent que la densité de lignes de tourbillon est une fonction de la géométrie. Henberger propose de modifier la loi donnant  $L_o$  en fonction de

$|\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s|$  [I.23] par un coefficient multiplicateur  $D/d$  tenant compte de la géométrie [I.32].  $D$  est le diamètre hydraulique.

$$L_o^{1/2} = \frac{\chi_1}{\chi_2} \frac{B \rho_n}{2 \rho} \frac{m D}{\hbar d} |\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s| \quad [I.32]$$

Cette nouvelle représentation modifie d'autant la loi de friction mutuelle et

$$\bar{F}_{ns} = A \rho_s \rho_n \left( \frac{D}{d} \right)^2 |\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s|^2 (\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s) \quad [I.33]$$

### III.2.5.2. Turbulence du superfluide

Dans la présentation de la turbulence superfluide le critère primordial est la destruction du caractère potentiel global de l'écoulement superfluide à savoir que  $\bar{\nabla} \times \bar{\vartheta}_s \neq \bar{0}$ . La majeure conséquence de cet effet est qu'en présence de vorticité l'équation déterminant le potentiel chimique est réécrite en tenant compte de ces effets. Des termes non linéaires s'ajoutent comme  $\bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla} \times \bar{\vartheta}_s$  [Keller 1966]. Certains auteurs introduisent une force dissipative purement superfluide  $\bar{F}_s$  qui s'ajoute aux équations [I.25] et [I.27] [Keller 1969]. Cette force est supposée être le résultat des interactions entre tourbillons et celles du réseau de tourbillons avec les parois du canal. Elle a été mise en évidence dans des canaux de grande dimension mais plus clairement mesurée dans des canaux de diamètres inférieurs à  $10 \mu$  [Keller 1966]. Des résultats expérimentaux montrent que la loi d'Allen et Reekie [I.28] n'est pas tout à fait respectée dans les canaux de faible dimension [Brewer 1961]. Il y est montré que dans des tubes de section circulaire de faible diamètre ( $d \approx 10 \mu$ ) en régime turbulent le gradient de pression mesuré est supérieur à gradient de pression donné par [I.28].

Par un manque de support théorique, la représentation la plus simple, introduite par Vinen, que l'on peut s'en faire est d'ajouter un terme "visqueux" correspondant à une viscosité équivalente en régime turbulent de l'écoulement superfluide [Childers 1975]. Ces mesures ont été effectuées avec des tubes en verre de diamètre proche de  $10 \mu$ . On introduit alors une force purement superfluide de la forme,

$$\bar{F}_s = \eta_s \Delta \bar{\vartheta}_s \quad [I.34]$$

Cette viscosité équivalente doit dépendre de la densité de lignes de tourbillon puisqu'elle est associée à des interactions tourbillons-tourbillons et tourbillons-paroi. Childers and Tough [Childers 1975] montrent que cette viscosité peut s'écrire

$$\eta_s = \rho \frac{h}{m} (\lambda^2 L_o)^{2/3} \quad [I.35]$$

où  $\lambda$  désigne une longueur caractéristique du réseau de tourbillons ( $\lambda \approx 10^{-7}$  m). Cette représentation reste incertaine car la détermination de [I.34] est expérimentale. Certains auteurs ont reporté des résultats ne montrant aucun excès de gradient de pression [Van der Heijden 1972].

### III.2.5.3. Turbulence du fluide normal

On peut aussi émettre l'hypothèse que la loi de Allen et Reekie n'est pas valide en régime de turbulence superfluide et que l'excès de pression est dû à un écoulement turbulent du fluide normal induit par ces interactions avec le réseau de tourbillons ou avec les parois. Il a été montré expérimentalement qu'un écoulement turbulent normal se développe pour des diamètres de tubes circulaires d'environ 100  $\mu$  à partir d'une certaine vitesse de l'écoulement du fluide normal. Il peut être caractérisé par la loi empirique classique de Blasius [Staas 1961] où

$$|\bar{V}_p| = 0,00494 \frac{\beta}{\rho_n d^3} \left[ \frac{\rho d |\bar{v}_n|}{\eta} \right]^{7/4} \quad [I.36]$$

où  $\beta$  est un coefficient valant 32 pour les tubes de section circulaire et 12 pour les tubes de section rectangulaires ou à grand rapport d'aspect. On note que  $d$  représente le diamètre de l'écoulement ou la plus petite dimension d'un canal rectangulaire à fort rapport d'aspect [Staas 1961] et [Tough 1982].

### III.2.6. Vitesses critiques

L'apparition des régimes de turbulence en He II a fait l'objet de nombreuses études où sont définis des vitesses critiques d'apparition de turbulence par analogie avec les études sur les fluides classiques. On peut définir différentes vitesses critiques comme la vitesse critique de l'écoulement superfluide correspondant à l'apparition de ligne de tourbillons  $\bar{v}_{sc}$ . Le fluide normal peut être le siège de turbulence alors on définira une vitesse critique  $\bar{v}_{nc}$  de formation de turbulence du fluide normal. Finalement avec le modèle à deux fluides il est possible d'introduire une vitesse relative critique  $(\bar{v}_n - \bar{v}_s)_c$  associée à l'écoulement relatif des deux composantes.

#### III.2.6.1. Vitesse critique superfluide

La vitesse critique superfluide est la vitesse à laquelle se développent les tourbillons dans l'He II. Différentes théories basées sur la création d'un anneau

de tourbillon à l'embouchure d'un canal [Feynmann 1955] et sur la définition de la vitesse critique par Landau [Atkins 1959] permettent d'établir une expression de la vitesse critique superfluide ne tenant pas compte des interactions avec la paroi.

$$\bar{v}_{sc} = \frac{\hbar}{md} \left( \ln \frac{d}{a} \right) \quad [I.37]$$

où  $a$  est la taille du cœur du tourbillon ( $\approx 10^{-8}$  m),  $d$  est le diamètre de l'écoulement. La similitude des équations [I.18] et [I.37] provient du fait que les auteurs ont basé leur description sur le calcul de la circulation de la vitesse du superfluide autour d'un anneau de tourbillon. Cette relation a été vérifiée par plusieurs auteurs [Kidder 1962] et [Trela 1967] en utilisant des canaux de diamètre compris entre 100  $\mu$  et 1 mm. D'autres expressions de la vitesse critique ont été proposées comme celle que Van Alphen a obtenue sur différents résultats couvrant 7 ordres de grandeur dans le diamètre de l'écoulement [Van Alphen 1966],

$$|\bar{v}_{sc}| \approx d^{-\frac{1}{4}} \quad [I.38]$$

D'après des résultats expérimentaux Craig [Craig 1966] a montré que [I.38] est une approximation de l'expression plus générale

$$|\bar{v}_{sc}|^3 d \approx b \ln \left( 1 + \frac{c}{|\bar{v}_{sc}|} \right) \quad [I.39]$$

où  $b$  et  $c$  sont des constantes expérimentales ajustables. L'expression [I.40] présentée par Jones [Jones 1969] provient d'un calcul sophistiqué et permet de lisser les résultats utilisés par Van Alphen avec la même précision.

$$|\bar{v}_{sc}| d^3 \approx K \quad [I.40]$$

où  $K$  est une fonction de la température. Ces expressions ont été établies à l'aide de mesure de gradient de température où la quantité de mouvement est nulle. Il est alors simple d'associer  $|\bar{v}_{sc}|$  à  $|\bar{v}_n - \bar{v}_s|_c$ . Ce qui ne veut pas dire que le champ de vitesse normal soit indépendant du changement de régime thermodynamique. Certains auteurs ont montré que la transition du régime de Landau vers le régime turbulence superfluide est délimitée par trois paramètres caractéristiques qui sont  $|\bar{v}_{sc}|$ ,  $|\bar{v}_{nc}|$  et la température [Court 1988]. Il y est montré que la transition dépend de la vitesse relative et que les expériences où  $\rho \bar{v} = \bar{0}$  ne sont que des cas particuliers.

Plusieurs remarques sont à faire sur les différentes expressions de vitesse critique. La dépendance en température semble admise théoriquement [Jones 1969] et expérimentalement [Ladner 1979] et [Court 1988]. Mais d'après la figure I.23 on s'aperçoit que les estimations de ces vitesses critiques sont

différentes de plusieurs ordres de grandeur malgré les nombreuses études théoriques et expérimentales réalisées.

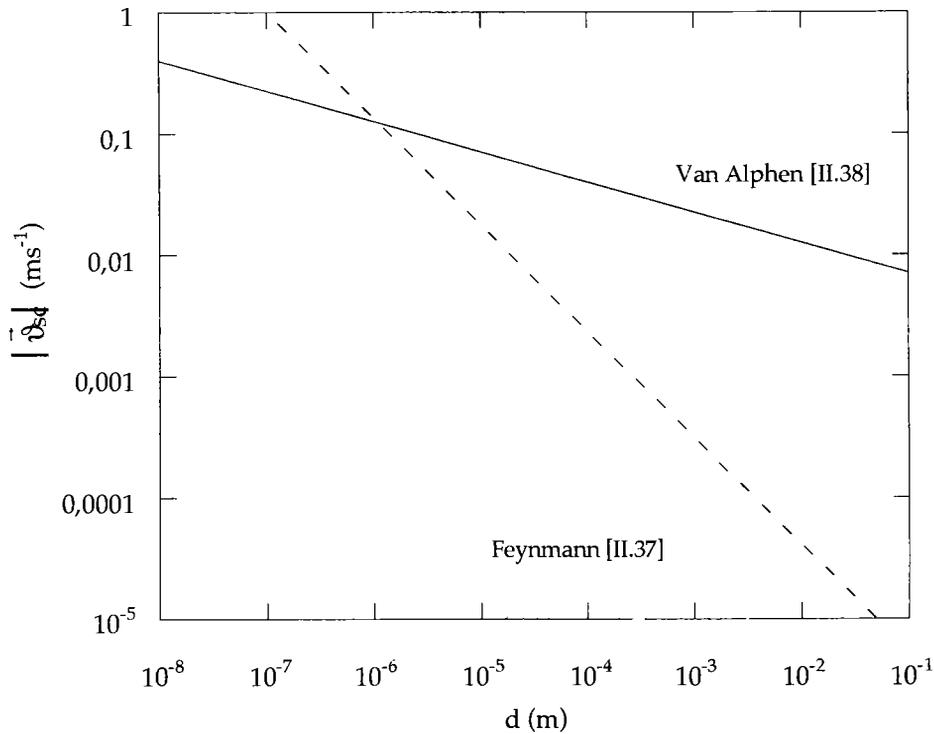


Figure I.23. Vitesse critique superfluide en fonction du diamètre de l'écoulement.

### III.2.6.2. Formation de la turbulence normale

Pour un fluide classique on admet que la turbulence apparaît pour des nombres de Reynolds  $Re = \rho v d / \eta$  critique d'environ 2000. Staas a montré que la création de la turbulence du fluide normal en He II peut être corrélée avec un nombre de Reynolds construit sur les caractéristiques du fluide normal comme étant  $Re = \rho v_n d / \eta$  où pour un nombre de Reynolds inférieur à 1200 l'écoulement est laminaire [Staas 1961] et [Chase 1963]. Une loi de Blasius [II.36] caractérise l'écoulement pour des nombres de Reynolds supérieurs.

D'autres nombres de Reynolds ont été proposés en régime de turbulence superfluide comme  $Re = \rho^2 v d / \rho_s (\eta A)^{1/2}$  où A est le coefficient de friction mutuelle [Tough 1972]. Chase propose une expression empirique du Reynolds critique basée sur la viscosité du fluide normal et du superfluide comme

$$Re_c = \rho d \left( \frac{v_{nc}}{\eta} + \frac{v_{sc}}{\eta_s} \right) \geq 3000 \quad [I.41]$$

Ces deux dernières expressions du nombre de Reynolds suggèrent qu'il existe une dépendance entre la turbulence superfluide du fluide normal [Chase 1965]. Ces nombres de Reynolds ont été avant tout proposés pour caractériser l'état du fluide dans le second régime de transition. Ce qui reste encore vague dans la

modélisation physique de la turbulence superfluide est de savoir si l'écoulement du fluide normal peut devenir turbulent indépendamment de la turbulence superfluide.

### III.3. Transport de chaleur dans l'hélium superfluide

Dans ce paragraphe le transport de chaleur en régime permanent sans mouvement du fluide  $\rho\vec{v} = \vec{0}$  sera uniquement abordé. Les transferts de chaleur dans l'He II suivant les différents régimes dynamiques déjà cités seront abordés dans une première partie. Dans une seconde partie on traitera des transferts de chaleur entre l'He II et une paroi.

#### III.3.1. Densité de flux de chaleur

Comme on l'a fait remarquer dans le paragraphe III.2.2 seul le fluide normal est capable de transporter la chaleur. La densité de flux de chaleur donnée [1.8], lorsque l'ensemble du fluide est sans mouvement  $\rho\vec{v} = \vec{0}$ , par

$$\vec{q} = \rho_s T \vec{v}_n \quad [1.42]$$

On a une idée claire de l'effet de convection interne entre le fluide normal et le superfluide. Tout apport de chaleur entraîne un écoulement du fluide normal et par conséquent un écoulement du superfluide en sens inverse. Cette équation combinée avec les équations d'évolution des champs de vitesse des deux composants de l'He II va permettre de définir les lois du transport de la chaleur dans l'He II. On pourra faire notamment la correspondance entre vitesse critique  $\vec{v}_{sc}$  et densité de flux de chaleur critique  $\vec{q}_c = -\rho \frac{\rho_s}{\rho_n} s T \vec{v}_{sc}$ .

#### III.3.2. Régime de Landau

Lorsque  $\vec{v}_n < \vec{v}_{nc}$  et  $\vec{v}_s < \vec{v}_{sc}$  et  $\rho\vec{v} = \vec{0}$ , on retrouve la relation de Poiseuille entre le gradient de pression et le gradient de température en régime permanent en combinant les équations [1.13] et [1.14]

$$\vec{\nabla} p = \eta \Delta \vec{v}_n = -\frac{\beta \eta}{d^2} \vec{v}_n \quad [1.43]$$

En introduisant [1.43] dans [1.15] alors  $\vec{\nabla} p = \rho_s \vec{\nabla} T$  [1.44] et le champ de vitesse du fluide normal peut être exprimé en fonction du gradient de température par

$$\vec{v}_n = -\frac{\rho_s d^2}{\beta \eta} \vec{\nabla} T \quad [1.45]$$

Ce qui justifie qu'un gradient de température provoque un écoulement du fluide normal de la source chaude vers la source froide et par conséquent un écoulement en sens inverse du superfluide. En introduisant [1.45] dans l'expression de la densité de flux de chaleur [1.42] on obtient

$$\bar{q} = -\frac{(\rho s d)^2 T}{\beta \eta} \bar{\nabla} T \quad [1.46]$$

Par analogie avec une loi de transport du type Fourier, une conductivité thermique équivalente peut être définie comme  $(\rho s d)^2 T / \beta \eta$ . Pour un canal de section circulaire de  $10 \mu$  de diamètre cette conductivité vaut  $2 \cdot 10^5 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  qui est de deux ordres de grandeur supérieur à la conductivité du cuivre OFHC (1,9 K). On note que la conductivité équivalente est fortement fonction de la température provenant du terme en  $s^2$  et dépend du carré du diamètre du conduit.

### III.3.3. Régime de turbulence normale

Lorsque  $\bar{\vartheta}_n > \bar{\vartheta}_{nc}$  et  $\bar{\vartheta}_s < \bar{\vartheta}_{sc}$  alors un régime de turbulence du fluide normal se développe qui est comme nous l'avons vu similaire à celui des fluides classiques modélisé par la loi empirique de Blasius donnée par

$$\bar{\nabla} T = -0,00494 \frac{\beta \eta^2}{\rho^2 s d^3} \left( \frac{d}{\eta s T} \right)^{7/4} |\bar{q}|^{3/4} \bar{q} \quad [1.47]$$

La figure I.26 montre que la conductivité thermique équivalente est inférieure à celle du régime laminaire. D'une façon générale, toute destruction (de superfluidité) du régime laminaire est synonyme d'une diminution des propriétés de transfert de la chaleur.

### III.3.4. Régime de turbulence superfluide : régime de Gorter-Mellink

En reprenant la démarche utilisée dans le paragraphe précédent il est simple de montrer à partir de [1.26] et [1.27] que l'expression du gradient de température [1.46] possède un terme supplémentaire qui correspond aux effets de la force de friction mutuelle et

$$\bar{\nabla} T = -\frac{\beta \eta}{\rho s d^2} \bar{\vartheta}_n - \frac{A \rho_n}{s} |\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s|^2 (\bar{\vartheta}_n - \bar{\vartheta}_s) \quad [1.48]$$

En utilisant  $\rho_n \bar{\vartheta}_n = -\rho_s \bar{\vartheta}_s$ , et en introduisant l'expression de la densité de flux de chaleur [1.42], [1.48] peut se réécrire

$$\bar{V}T = -\frac{\beta\eta}{(\rho_s d)^2 T} \bar{q} - \frac{A\rho_n}{\rho_s^3 s^4 T^3} |\bar{q}|^2 \bar{q} \quad [I.49]$$

En général dans des canaux de grande dimension où la vitesse critique est faible, le terme linéaire en  $\bar{q}$  de [I.49] est négligeable devant le terme de turbulence en  $|\bar{q}|^2 \bar{q}$ . On écrit pour un écoulement monodimensionnel que

$$-\frac{\rho_s^3 s^4 T^3}{A\rho_n} \frac{dT}{dx} = -f(T) \frac{dT}{dx} \approx q^3 \quad [I.50]$$

En introduisant la dépendance en température de la fonction de transfert  $f(T)$  on peut montrer que la conductivité thermique équivalente que l'on construit comme  $f(T)/q^2$  est inférieure à celles en régime de Landau et en régime de turbulence normale (Figure I.26). Au contraire des conductivités thermiques équivalentes des régimes contrôlés par l'écoulement du fluide normal, elle n'est pas fonction du diamètre de l'écoulement.

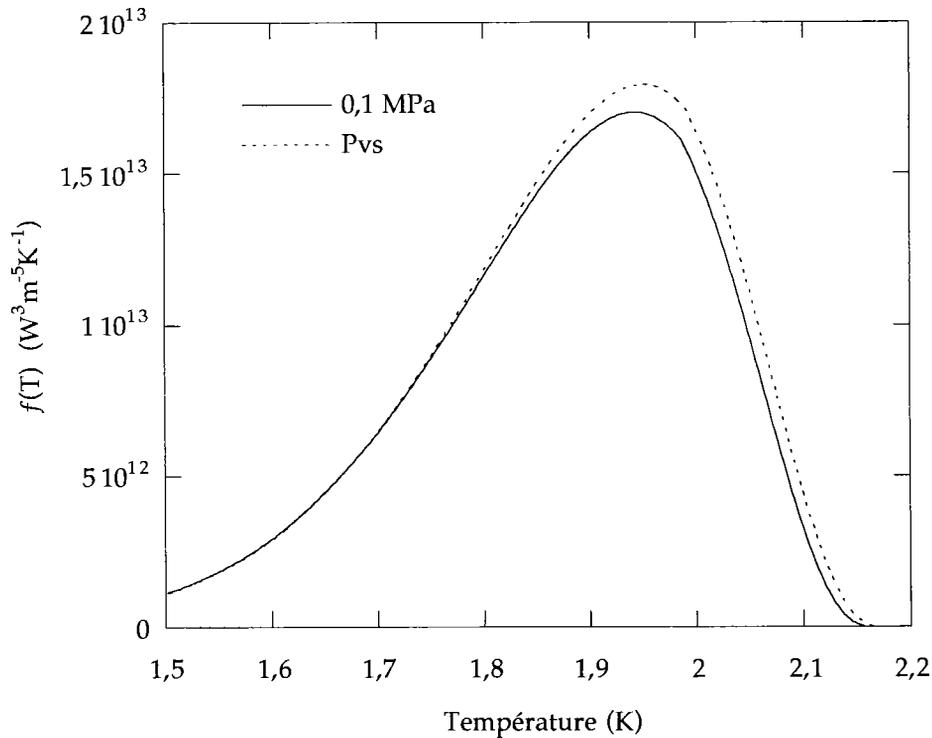


Figure I.24. Evolution de  $f(T)$  à 0,1 MPa et à la pression de vapeur saturante.

On présente l'évolution de  $f(T)$  en fonction de la température pour 0,1 MPa et pour la pression de vapeur saturante sur la figure I.24. On note que le maximum de cette fonction décroît à mesure que la pression augmente ; il est atteint pour 1,948 K à la pression de vapeur saturante et pour 1,942 K à la pression atmosphérique [Arp 1993]. La fonction de transfert en régime de Gorter-Mellink  $f(T)$  est déduite des résultats expérimentaux dont la dispersion varie de quelques pour-cent vers 1,9 K à 30 % vers 2,1 K. On note que la

dispersion augmente à mesure que l'on se rapproche de la température  $T_\lambda$ .

### III.3.5. Régime de turbulence généralisée

Ce régime thermique correspond à un régime de turbulence du fluide normal  $\bar{\vartheta}_n > \bar{\vartheta}_{nc}$  et de turbulence superfluide  $\bar{\vartheta}_s > \bar{\vartheta}_{sc}$ . Le premier terme de l'équation [I.49] est remplacé par le terme turbulent de Blasius et on a

$$|\bar{V}_T| = -0,00494 \frac{\beta \eta^2}{\rho^2 s d^3} \left( \frac{d}{\eta s T} \right)^{7/4} |\bar{q}|^{3/4} \bar{q} - \frac{A \rho_n}{\rho_s^3 s^4 T^3} |\bar{q}|^2 \bar{q} \quad [I.51].$$

En pratique le terme en  $|\bar{q}|^2 \bar{q}$  est de nouveau prépondérant comme le montre la figure I.26.

### III.3.6. Courbes de transfert de chaleur

Le transfert de chaleur est donc essentiellement convectif dans l'He II et les différents régimes dynamiques décrits ci-dessus sont donc transposables directement au transfert de chaleur. La figure I.25 peut être utile pour résumer l'ensemble des précédents développements. Quatre différents régimes apparaissent en fonction de la densité de flux de chaleur, de la température et de la dimension de l'écoulement. D'une façon générale les régimes dynamiques sont laminaires pour les faibles densités de chaleur quelle que soit la dimension du diamètre de l'écoulement. A mesure que la densité croît il y a développement de la turbulence dans l'écoulement des deux composantes de l'He II.

La partie grise représente la zone où la dimension caractéristique de l'écoulement  $d$  est inférieure à l'écart moyen entre les lignes de tourbillon ; en d'autre terme c'est la région de non-existence de la turbulence superfluide développée ; condition de validité de la loi de Gorter-Mellink. La ligne en gras reprend le critère d'apparition de la turbulence superfluide [I.38] et la ligne en pointillés gras reprend le critère d'apparition de la turbulence du fluide normal ( $Re=1200$ ).

A grand diamètre d'écoulement les régimes de turbulence du fluide normal sont existants même à faible densité de flux de chaleur alors qu'il faut atteindre des densités élevées à faible diamètre d'écoulement pour voir apparaître la turbulence du fluide normal. En milieu confiné on s'attend donc à avoir un régime de turbulence superfluide non pleinement développée pour des diamètres d'écoulement inférieurs à  $10 \mu$ . Pour des diamètres d'écoulement supérieurs à  $10 \mu$  la figure I.26 montre que dès l'apparition des vortex le gradient de température est dominé par la turbulence superfluide, la partie laminaire ou turbulente du fluide normal reste négligeable. Par contre pour

des diamètres inférieurs à  $10 \mu$  le terme laminaire n'est pas négligeable. Pour les faibles densités de flux, les transports de la chaleur sont dominés par le régime de Landau fortement dépendant du diamètre de l'écoulement. Pour les faibles diamètres d'écoulement la fin de ce régime laminaire débouche sur le régime de turbulence superfluide pour finir par le régime de turbulence généralisée.

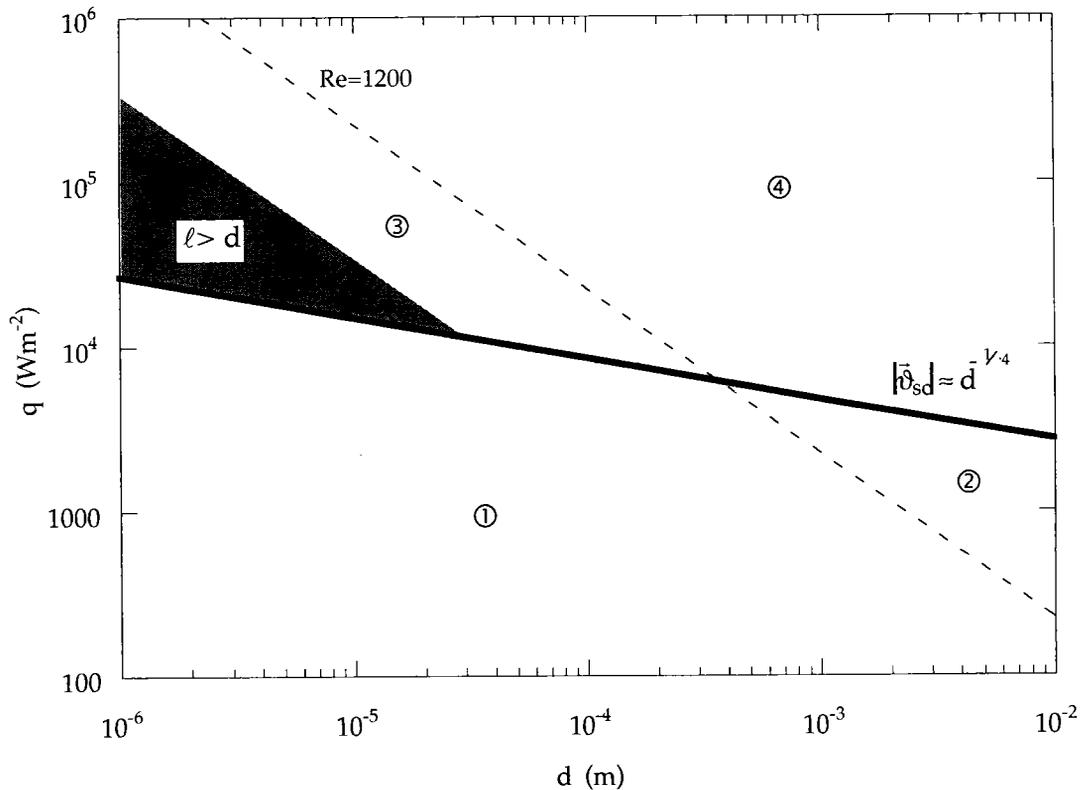


Figure. I.25. Densité du flux de chaleur en fonction du diamètre de l'écoulement à 1,9 K.  
Régime Laminaire (①); Régime de turbulence du fluide normal (②);  
Régime de turbulence superfluide (③); Régime de turbulence généralisée (④).

La transition entre les régimes dominés par le fluide normal (① et ②) et les régimes turbulents (③ et ④) est de *plus en plus brutale* à mesure que le diamètre d'écoulement augmente.

Notons cependant que l'équation de Vinen peut donner théoriquement une idée assez claire de ce régime, son existence dans des systèmes multi-canaux de dimensions variées conduit à *un résultat moyen* qui n'obéit à aucune autre loi que celle d'un raccordement entre deux régimes purs et également moyennés.

En conclusion pour les milieux confinés, on s'attend à observer, à mesure que la densité de chaleur croît, le régime laminaire du fluide normal suivi du régime de turbulence superfluide pour lequel les contributions turbulentes ou laminares du fluide normal sont négligeables.

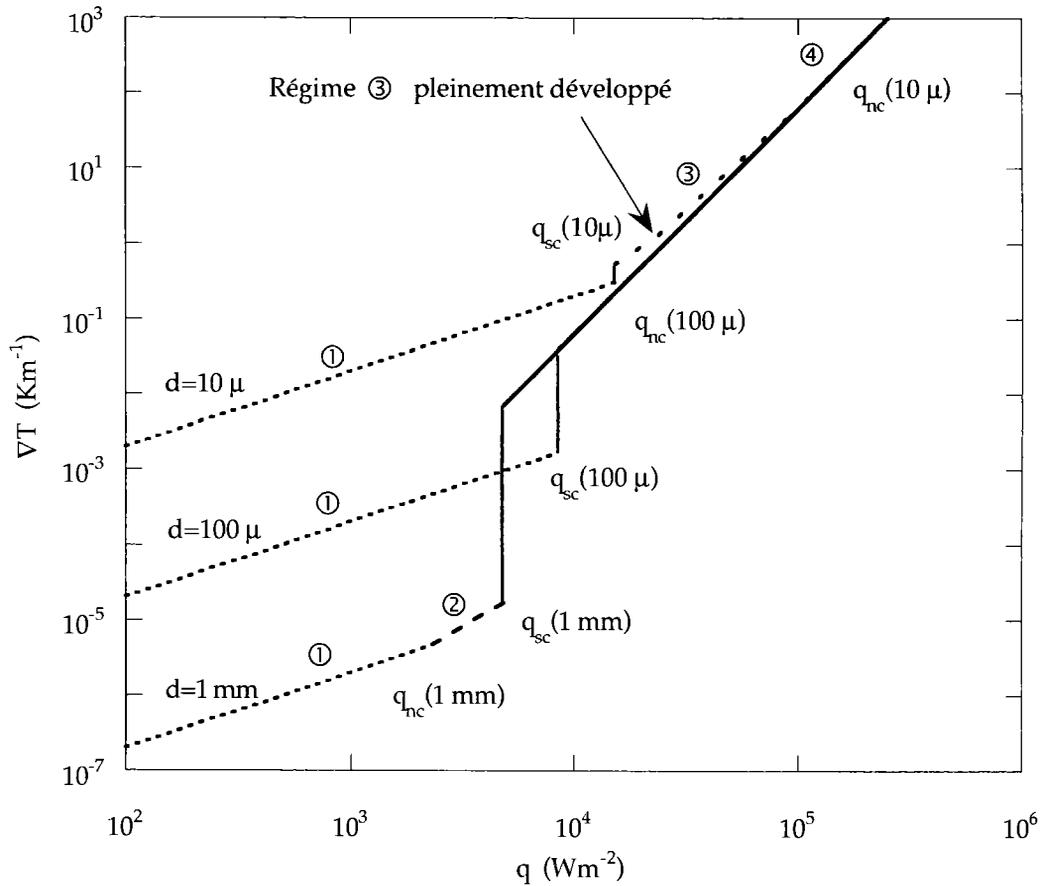


Figure I.26. Régimes de transfert de chaleur en He II pour différents diamètres de canal à 1,9 K.

### III.4. Transport de chaleur entre une paroi et l'He II en régime permanent

Les mécanismes de transfert de la chaleur entre une paroi et l'He II jusqu'au thermostat sont régis par deux phénomènes : la résistance de Kapitza, caractéristique du transfert de chaleur entre la paroi chauffée et l'hélium, et les propriétés de transport dans l'hélium. A des distances très faibles de la paroi, on constate qu'il existe une couche limite thermique associée à une couche de mise en vitesse du fluide normal.

#### III.4.1. Conditions limites et couches limites

##### III.4.1.1. Champs de vitesse

Pour compléter le système d'équations du modèle à deux fluides, on doit présenter les conditions aux limites à l'interface He II-solide pour les deux champs de vitesse  $\vec{v}_n$  et  $\vec{v}_s$ . Les conditions limites sont généralement des conséquences des lois de conservation. A partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement, on déduit que les composantes perpendiculaire et parallèle à la paroi sont nulles alors

$$\rho_n \vartheta_n^\perp + \rho_s \vartheta_s^\perp = 0 \quad [I.52]$$

$$\rho_n \vartheta_n^\parallel + \rho_s \vartheta_s^\parallel = 0$$

Ces composantes perpendiculaires  $\vartheta_n^\perp$  et  $\vartheta_s^\perp$  ne sont pas nulles puisque la chaleur sortant du solide est transportée par le fluide normal. Par contre la composante parallèle du fluide normal répond à la condition de non-glissement en paroi d'un fluide visqueux et  $\vartheta_n^\parallel = 0$ . On a donc en paroi  $\rho_s \vartheta_s^\parallel = 0$ . D'après la théorie de Landau, la condition de paroi d'un liquide idéal pour l'hélium superfluide s'écrit  $\vartheta_s^\parallel \neq 0$ ; elle est en accord avec  $\rho_s = 0$  à la paroi.

#### III.4.1.2. Couches limites

Une théorie a été élaborée pour satisfaire la condition de densité superfluide nulle en paroi tout en ayant  $\vartheta_s^\parallel \neq 0$ . Cette théorie reprend le concept de fonction d'onde du condensat, i.e. du superfluide, basé sur le paramètre d'ordre [Ginzburg 1958]. Le module de cette fonction d'onde, proportionnel à la densité du superfluide, est défini comme étant nul en paroi et égal à  $|\psi|^2 = \rho_s/m$  à l'infini.

En fait  $\rho_s$  varie de 0 à la paroi à  $\rho_{s\infty}$  au-delà d'une certaine longueur caractéristique que l'on appelle longueur de cohérence  $\xi$ . Lorsque la température approche de  $T_\lambda$  la longueur de cohérence augmente comme  $\xi = \xi_\infty (T_\lambda - T)^{-2/3}$  avec  $\xi_\infty = 2,74 \cdot 10^{-10} \text{ mK}^{-2/3}$ , ce qui induit que  $\rho_s = \rho_{s\infty} (T_\lambda - T)^{2/3}$  [Ginzburg 1958].

D'autre part il existe une couche limite de mise en vitesse de  $\vartheta_n^\perp$  qui correspond à une couche limite thermique. En effet parce que  $\rho_s$  est nulle à la paroi alors  $\vartheta_n^\perp$  est nulle aussi. De ce fait à la paroi l'échange entre le solide et l'hélium se fait par conduction en dessous d'une certaine distance. Le terme conductif que nous avons négligé dans [I.7] est alors prépondérant (Figure I.27). Lorsque la température de l'hélium à la paroi est loin de  $T_\lambda$  alors la couche limite de mise en vitesse du fluide normal est donnée par

$$\delta = \left( k\Lambda / T\rho^2 s^2 \right)^{1/2} \quad [I.53],$$

où  $\Lambda$  est le coefficient de viscosité dynamique de l'He II englobant les coefficients de première viscosité  $\eta$  et de seconde viscosité  $\zeta_i$  dont on a négligé les effets lors de la présentation du modèle à deux fluides [Putterman 1974]. Lorsque la température est proche de  $T_\lambda$  la détermination de  $\delta$  fait intervenir la

variation de  $\rho_s$  en fonction de  $x$ .

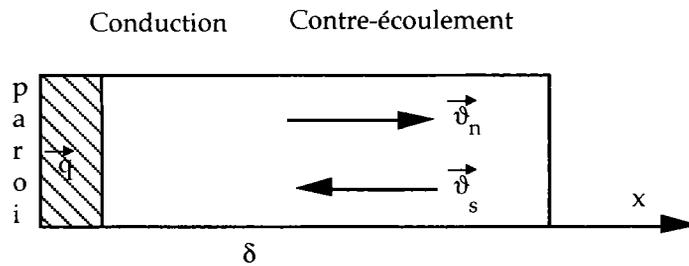


Figure I.27. Couche limite thermique.

On doit s'attendre en milieu de très petite dimension à une modification des transferts de chaleur présentés dans les paragraphes précédents due à la couche limite thermique et à la variation de la valeur de la densité du superfluide. Il est à noter que la longueur de cohérence et celle de la couche limite sont de l'ordre de l'angström comme le montre la figure I.28.

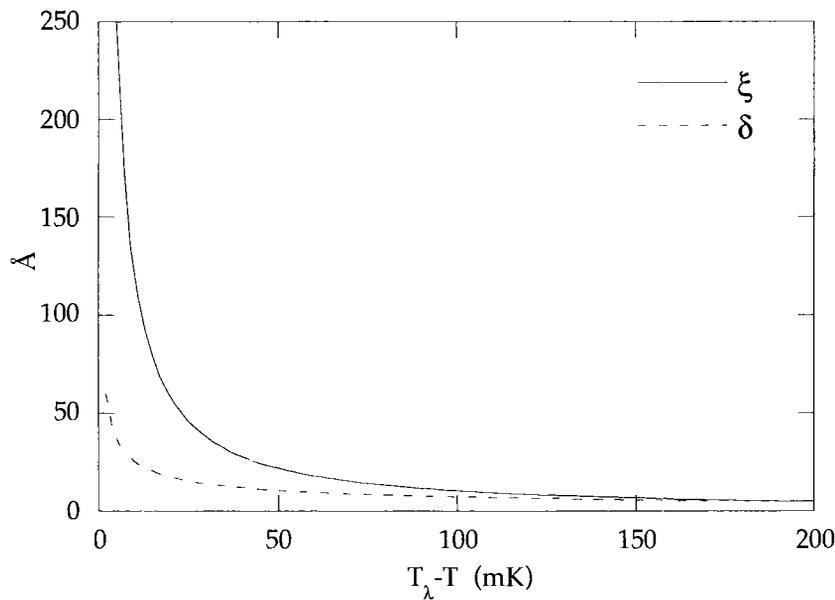


Figure I.28. Evolution de  $\xi$  et  $\delta$  en fonction de  $T_\lambda - T$ .

### III.4.1.3. Flux de chaleur

A partir de la définition de la densité de flux de chaleur, on déduit que la composante parallèle à la paroi est nulle et la densité de flux de chaleur sortant du solide est

$$q_{\text{sol}} = \rho_s T \vartheta_n^\perp \quad [1.54],$$

Si l'on écrit la forme générale de la conservation de la densité de flux d'entropie, on doit introduire le fait qu'il peut exister une production d'entropie en paroi et alors

$$\rho_s T \vartheta_n^\perp - \frac{q_{\text{sol}}}{T_{\text{sol}}} = \sigma \quad [1.55]$$

en négligeant le terme conductif.  $T_{\text{sol}}$  est la température du solide à l'interface et  $T$  est celle de l'hélium. Si l'on introduit [1.53] dans [1.54] alors on obtient une inégalité,

$$\left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{sol}}} \right) q_{\text{sol}} = \sigma \geq 0 \quad [1.56],$$

qui exprime le fait qu'il existe un saut de température à l'interface dont le signe est fonction du sens de transfert de la chaleur. Ce résultat est tout à fait général, que l'on retrouve dans le cas d'une interface He II-solide et qui est plus connue sous le nom d'effet Kapitza. Le coefficient de proportionnalité entre  $T_{\text{sol}}-T$  et  $q_{\text{sol}}$  est appelé la résistance de Kapitza.

### III.4.2. Résistance de Kapitza

Le phénomène de discontinuité de température à l'interface solide-He II, connu sous le nom de résistance de Kapitza, a été étudié par de nombreux auteurs notamment [Challis 1961] et [Snyder 1970]. Cette résistance résulte de la différence de propriétés acoustiques entre l'He II et un solide. Kapitza l'a observée pour la première fois en 1941 [Kapitza 1941] et elle est définie comme

$$R_k = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta T}{q} \text{ en } W^{-1}m^2K \quad [1.57]$$

Cette barrière thermique résulte d'un phénomène de désaccord d'impédance acoustique entre l'hélium et un solide. On donnera uniquement les principaux résultats et les valeurs expérimentales.

D'après la théorie de radiation des phonons [Challis 1974], le transfert de chaleur à l'interface peut être modélisé par

$$q = \alpha (T_p^4 - T_f^4) \quad [1.58]$$

où  $T_p$  représente la température de la paroi et  $T_f$  représente la température du fluide. Cette relation peut s'écrire lorsque  $\Delta T \ll T_f$  comme étant

$$q \approx 4\alpha T_f^3 (T_p - T_f) \text{ alors } R_k \approx \frac{1}{4\alpha T_f^3} \quad [1.59]$$

On peut noter que la théorie acoustique modélise qualitativement le mécanisme de transfert thermique à l'interface et les résultats expérimentaux

montrent que les lois de variation de  $R$  en fonction de la température s'étendent de  $R_k \propto T_f^{-2}$  à  $R_k \propto T_f^{-4}$  [Snyder 1970]. La résistance de Kapitza est fonction de différents paramètres liés au solide comme le matériau lui même, son état de surface, sa forme et la géométrie du système ou son orientation [Snyder 1970]. On peut noter que les valeurs de  $\alpha$  pour le Kapton® standard est de  $50 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$  [Connard 1991],  $90 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$  pour l'acier inox 304 L [Boucheffa 1994] alors que pour un cuivre  $\alpha$  vaut environ  $200 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$  [Snyder 1970].

Prenons l'exemple d'un canal de diamètre de  $10 \mu$  et d'une longueur de  $10 \text{ cm}$  bouché par un solide composé de Kapton®. A  $2,0 \text{ K}$ , si une densité de flux de chaleur de  $10^5 \text{ Wm}^{-2}$  traverse le canal, la résistance de Kapitza du Kapton® est de  $6,25 \cdot 10^{-4} \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$ , ce qui correspond à un écart de température de  $62,5 \text{ K}$  alors que dans l'hélium d'après la figure I.26, le gradient de température est de  $50 \text{ Km}^{-1}$ , correspondant à un écart de  $5\text{K}$ . La résistance de Kapitza est le phénomène qui est prédominant dans les transferts de chaleur entre une paroi et l'He II.

### III.4.3. Courbes caractéristiques et flux limites

Si l'on considère le cas simplifié d'un canal monodimensionnel de longueur  $L$  et de section constante, alors la courbe caractéristique des transferts de chaleur est présentée par la figure I.30. On distingue plusieurs régimes limités par des flux critiques qu'il est intéressant de pouvoir déterminer. Le transfert de chaleur devient si mauvais après la transition He II-He I et également He I-gaz (en film) qu'il n'est pas impropre de parler de flux limites : flux de chaleur maximal admissible par le conduit d'He II et au delà duquel le solide à réfrigérer est coupé de la source de refroidissement par une nouvelle barrière de mauvaise conductivité thermique.

Que ce soit en hélium pressurisé ou en hélium saturé, la droite AB correspond au régime thermique exposé précédemment où la résistance de Kapitza domine les transferts thermiques (Figure I.29). Ce régime ❶ (Figure I.30) correspond à un transfert de chaleur en He II où la densité de flux de chaleur s'exprime par

$$q = \alpha(T_p^4 - T_f^4) = q_{\text{Hell}} \quad [\text{I.60}]$$

Le régime ❶ disparaît lorsque ce flux de chaleur atteint un flux  $q_\lambda$  défini pour  $T_f = T_\lambda$  ; c'est le point B sur la figure I.29. On voit que la densité de flux de chaleur critique n'est fonction que de l'écart de température maximal. Elle est définie en régime de Gorter-Mellink par exemple par

$$q = \alpha(T_p^4 - T_f^4) = \frac{1}{L} \left[ \int_{T_f}^{T_\lambda} f(T) dT \right]^{\frac{1}{3}} \quad [\text{II.61}]$$

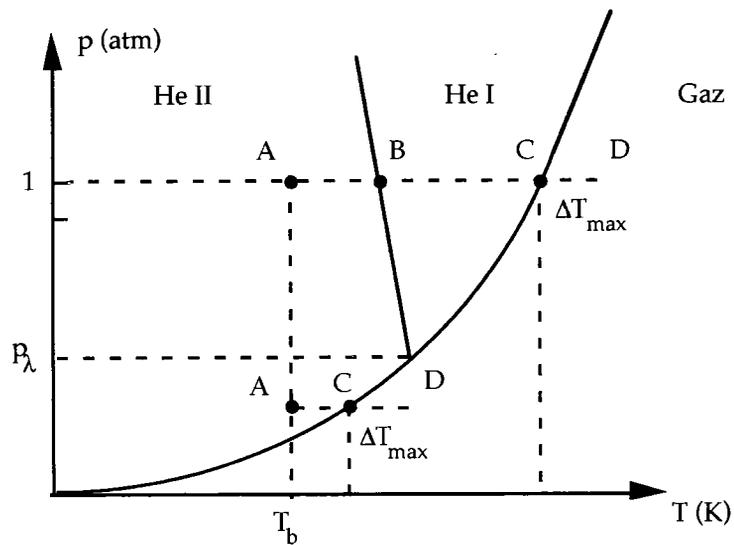


Figure I.29. Diagramme de phases de l'Hélium p-T.

Le régime ② correspond à un changement de phase de seconde espèce sans chaleur latente et il y a formation d'He I à la surface du solide pour  $T=T_B$ . Le chemin BC correspond au développement de l'échange de chaleur à la surface d'un solide mouillé par un fluide ordinaire (I.1.3.3). On obtiendra en B un régime correspondant à la valeur du flux de chaleur et la surchauffe se développera de  $T_B$  à  $T_C$ . Il n'apparaît que lorsque la pression est supérieure à  $p_\lambda$ . Après la transition  $\lambda$  ( $q_\lambda$  ;  $\Delta T_\lambda$ ) les caractéristiques du transfert de chaleur sont principalement contrôlées par la couche d'He I et la conduction dans la couche d'hélium formée à la surface comme le montre la figure I.31-(a). La conductivité thermique de l'He I est d'environ de  $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  alors que la conductivité équivalente en régime de Landau est de  $5 \cdot 10^4 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  et environ  $20 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  ( $q=10^6 \text{ Wm}^{-2}$ ) en régime de Gorter-Mellink pour un canal de  $10 \mu$  vers 1,9K. On comprend alors pourquoi il est préférable d'éviter toute excursion dans le régime ② lors du refroidissement d'un système cryomagnétique.

Pour une densité de flux de chaleur supérieure à  $q^*$  (Figure I.30) il y a formation de bulles de gaz et un film se forme en paroi. Le transfert de chaleur dans le régime ③ est assuré par ébullition. Il correspond aux droites CD sur la figure I.29. En He II pressurisé on peut s'attendre à voir coexister les différentes phases de l'hélium lorsque l'on a atteint le flux limite  $q_\lambda$ . Il existe deux configurations possibles. Lorsque l'on se retrouve dans la région ②, une couche d'He I se forme à la paroi du solide (Figure I.31.a). Si la densité de flux de chaleur est supérieure à la densité de flux nécessaire pour créer le régime d'ébullition alors on voit apparaître une couche de gaz en paroi.

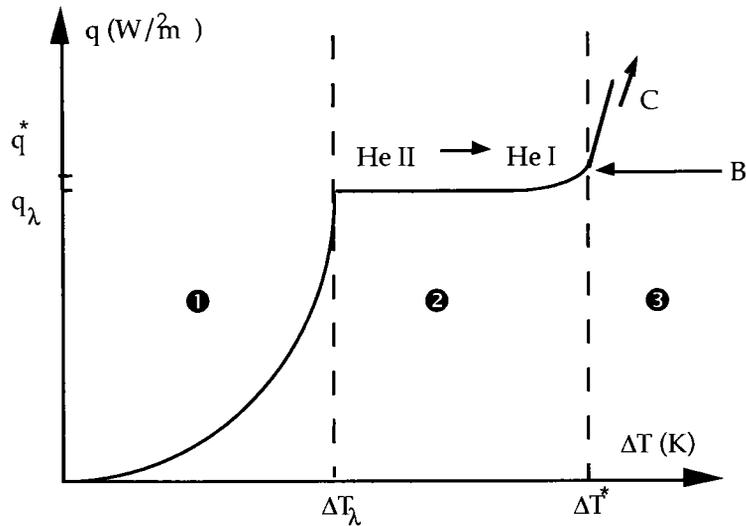


Figure I.30. Caractéristique du transfert de chaleur en He II.

Cette dernière configuration est instable et est connue sous le nom de régime à phase triple (Figure I.31.b) [Gentile 1980] et [Caspi 1979].

Certains auteurs montrent que ces différentes configurations de transferts thermiques sont fonction de la température du bain [Van Sciver 1974]. Pour  $T_b \ll T_\lambda$ ,  $q_\lambda$  est supérieur à  $q^*$ . La transition vers le régime ③ est directe alors que pour  $T_\lambda - T_b \ll T_\lambda$  une couche d'He I se forme et le transfert de chaleur entre le gaz et l'He I s'effectue par ébullition nucléée.

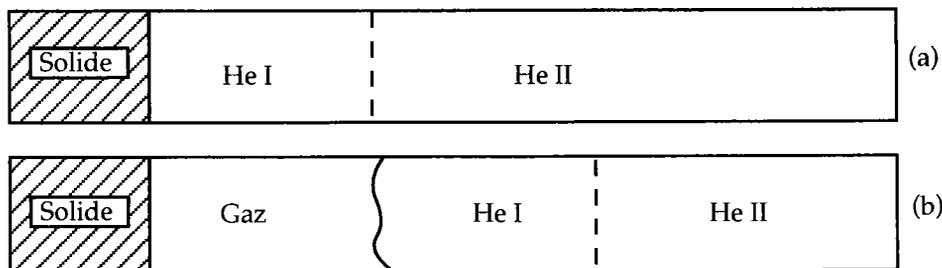


Figure I.31. Schématisation du transfert de chaleur multiphase en hélium liquide

Dans les milieux confinés Warren montre que les densités de flux de chaleur  $q_\lambda$  et  $q^*$  décroissent alors que l'épaisseur du canal se réduit. Des densités de flux de chaleur de l'ordre de  $10^4 \text{ Wm}^{-2}$  peuvent être transportées à 1,7 K dans des canaux diamètre de  $50 \mu$  environ pour des rapports d'aspect de 120 [Warren 1981]. Une étude sur les effets de restriction dans des canaux montre que les densités de flux de chaleur  $q_\lambda$  et  $q^*$  décroissent à mesure que la restriction augmente [Khalil 1983]. L'effet de la restriction entraîne une diminution des densités de flux de deux ordres de grandeur pour une section de restriction 200 fois plus petite que la section du canal. En fait la présence de la restriction crée localement un canal d'une longueur équivalente pouvant atteindre 50 fois la longueur de la restriction. Cette longueur équivalente tend vers la longueur de la restriction à mesure que le rapport des sections du canal et de la restriction augmente.

## CHAPITRE II

### **MODÉLISATION DES TRANSFERTS DE CHALEUR DANS UN BOBINAGE D'AIMANT SUPRACONDUCTEUR REFROIDI PAR HÉLIUM SUPERFLUIDE**

## **I. Introduction**

Comme le chapitre précédent les présente, les transferts de chaleur dans les isolations de câbles supraconducteurs d'aimant d'accélérateur refroidis par hélium superfluide s'articulent autour de deux "composants" qui sont l'isolant de ces câbles et l'hélium superfluide. La structure de l'isolant est un paramètre déterminant parce qu'elle définit *la répartition* de l'hélium dans l'isolant lui-même ainsi que les chemins privilégiés de la chaleur à travers cet isolant. D'un autre côté, l'hélium peut voir ses propriétés thermiques modifiées s'il est placé dans un milieu de petite dimension. L'isolant et l'hélium ne doivent pas être dissociés dans cette approche. On doit les présenter comme constituant "un matériau composite". C'est d'ailleurs parce qu'ils composent un unique matériau dont les composants interagissent que la compréhension des transferts de chaleur est difficile. Nous nommerons ce composite par la suite "Isolation", composée de l'isolant et de l'He II.

La compréhension des transferts de chaleur à travers un tel matériau est complexe car il faut le considérer dans son environnement "naturel" : l'aimant. Chaque combinaison "Isolant-Hélium-Bobinage" conduit à un comportement thermique différent, qu'il semble difficile de comprendre sans une simulation expérimentale.

Ce chapitre présente une étude expérimentale des transferts de chaleur entre un câble supraconducteur (ou son modèle expérimental) et une source froide en He II en respectant les configurations d'un bobinage d'un aimant supraconducteur. Le mot "configuration" est utilisé dans le sens général et il intègre la géométrie du bobinage supraconducteur qui est l'empilement d'un ensemble de câbles isolés, les contraintes mécaniques qui lui sont appliquées ainsi que les dissipations de chaleur. Un modèle expérimental est proposé afin d'étudier suivant les différents paramètres caractéristiques précédemment cités les transferts de chaleur en ne considérant que *le régime permanent* et une source volumique de chaleur dans le câble.

A partir de cet outil expérimental, l'objectif de cette étude est double à savoir *la compréhension des transferts de chaleur* dans cet empilement de câbles isolés en étudiant le rôle de la température de la source froide et du flux de chaleur dissipé dans un ou plusieurs conducteurs de l'empilement et l'isolant, et *la recherche d'une isolation performante et tout spécialement du point de vue thermique*, c'est-à-dire mécaniquement et électriquement adaptée et présentant une résistance thermique faible. Cette approche globale ne doit pas masquer le double aspect du couplage thermique de chaque conducteur avec la source de froide et le couplage thermique entre conducteurs voisins. La chaleur dissipée dans la seconde couche de câble du bobinage doit en effet pouvoir être évacuée par la première couche de câbles entre les conducteurs.

Au regard des résultats expérimentaux associés aux structures des isolations, l'étude a été étendue à une *simulation numérique*. Dans cette modélisation numérique nous cherchons à vérifier le résultat de l'approche expérimentale en simplifiant la représentation des différents chemins thermiques dans

l'isolation afin de retrouver les comportements thermiques typiques des isolations et de dégager une ou des structures d'isolation répondant aux critères de refroidissement d'un dipôle.

## II. Techniques expérimentales

### II.1. Principe de la cellule expérimentale

L'idée de cette cellule est de reproduire le plus fidèlement les *géométries*, les *contraintes mécaniques* et *thermiques* d'un empilement de câbles supraconducteurs telles qu'elles se présentent dans un aimant d'accélérateur. La cellule représente un empilement de plusieurs conducteurs avec leur isolant associé. La procédure de mise en œuvre de l'isolant est *identique* à celle réalisée lors de la construction d'une bobine d'aimant supraconducteur. Il s'agit de respecter l'enrubannage des isolants électriques mais aussi leur polymérisation. Le schéma de la cellule expérimentale est présenté sur la figure II.1 où l'empilement est composé de cinq conducteurs afin de reproduire les effets de compactage des isolations et respecter les conditions limites du problème thermique. Les conducteurs sont instrumentés de façon à effectuer des mesures de température et à y créer une dissipation de chaleur volumique. Pour reproduire les contraintes mécaniques dans un aimant, l'empilement des conducteurs est placé dans un moule de contrainte pouvant simuler les contraintes mécaniques réelles de compression exercée sur l'isolant.

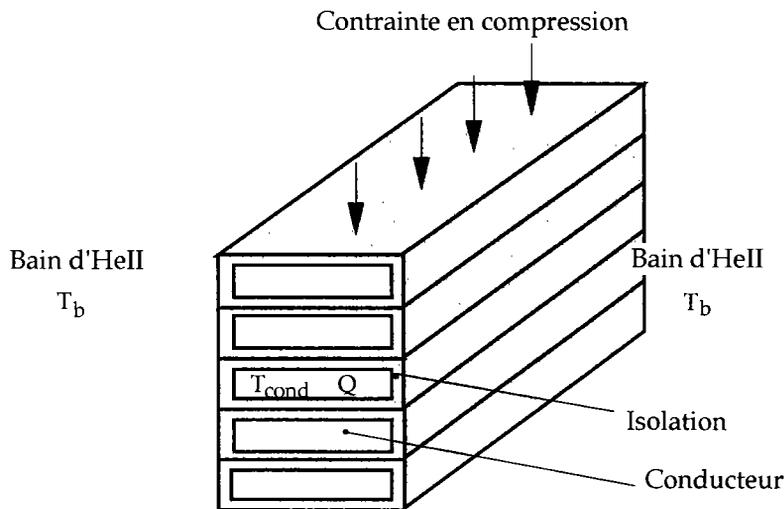


Figure II.1. Schéma de la cellule expérimentale.

Dans cette cellule, on cherche à caractériser la variation de la température du conducteur  $T_{cond}$  en fonction des différents paramètres entrant en jeu tels que : le flux de chaleur dissipé ( $Q$ ) dans le ou les conducteurs, la température de bain  $T_b$ , la modélisation du conducteur, les contraintes mécaniques et le type d'isolation.

De ces mesures peut être tirée une fonction de transfert globale entre le flux de chaleur dissipé et l'écart de température entre le bain et le conducteur

$Q=f(T_{\text{cond}}-T_b)$  qui devient comme on va le voir la loi de comportement thermique du système Isolant-Hélium-Bobinage caractérisé par la valeur du rapport  $\Delta T/Q$  que l'on nommera résistance thermique globale.

## II.2. Description et fabrication de la cellule expérimentale

### II.2.1. Le conducteur

Le choix de modéliser le câble réel par un conducteur a été motivé par les difficultés d'instrumentation compte tenu des efforts mécaniques à mettre en jeu pour modéliser les contraintes mécaniques réelles d'un aimant (70 MPa). Un câble réel de NbTi est mécaniquement trop ductile, il est alors difficile de protéger l'instrumentation (une résistance de mesures) interne au câble lors de la mise en contrainte. De plus, la création d'une dissipation volumique dans un câble supraconducteur nécessite de considérer un équipement lourd comme un système de chauffage par induction par exemple.

Plusieurs exigences doivent être respectées quant à la simulation du câble supraconducteur. L'état de surface du câble doit être respecté afin de modéliser l'hélium présent entre l'isolation et le câble. Le volume d'hélium interne n'a pu être modélisé, ce qui n'affecte que peu les résultats car les mesures concernent le régime permanent. Il faut être capable de reproduire une dissipation thermique volumique dans le câble. Par ailleurs ces conducteurs doivent pouvoir être instrumentés par des capteurs de température.

Ces différents paramètres ont abouti à modéliser les câbles supraconducteurs par des barreaux d'acier inox que l'on nommera par la suite "conducteurs". Le choix de l'acier inox permet de satisfaire trois des quatre exigences. Il est simple de simuler des échauffements par effet Joule. Par contre sa conductivité ne permet pas de retrouver l'isothermie des câbles supraconducteurs réels. En effet, aux températures proche de 2 K, la conductivité thermique du cuivre ( $100 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ), contenu dans le câble, est de trois ordres de grandeur plus grande que celle de l'inox ( $0,1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ). Le deuxième avantage est lié à l'instrumentation. La forte valeur de résistance mécanique de l'inox en compression permet d'insérer dans un conducteur des résistances de mesure sans craindre de destruction lors de la mise sous contrainte. La surface de ces conducteurs est facilement usinable afin de reproduire l'état de surface des câbles, c'est-à-dire de respecter le volume d'hélium qui se trouve en surface d'un câble.

Un câble est modélisé par un barreau en inox Z2CN18.10 (304 L) de dimensions ( $150 \cdot 10^{-3} \times 17 \cdot 10^{-3} \times 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ ). La plus grande dimension a été choisie pour être au moins plus grande que le pas de torsade des brins supraconducteurs. Il sera nécessaire par la suite de vérifier que cette dimension peut être considérée comme thermiquement infinie. En effet, dans un aimant la direction correspondant à la continuité du câble peut être considérée comme étant infiniment plus grande par rapport aux autres dimensions. On rappelle par

exemple que les dipôles du LHC font 13 m de longueur. Cette étude est donc une étude bidimensionnelle et l'on parlera de *petite face* ( $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ) et de *grande face* ( $17 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ) du conducteur.

L'état de surface des câbles est modélisé par des rainures de section triangulaire d'angle au sommet valant  $90^\circ$ . Deux profondeurs ont été étudiées :  $0,21 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  et  $0,36 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ . Deux rainures sont espacées de 1,3 mm. L'angle de ces rainures est approximativement de  $12^\circ$  par rapport à la plus grande dimension du conducteur. Toutes ces caractéristiques géométriques ont été évaluées à partir de l'observation d'un câble supraconducteur réel (Figure II.2). Les volumes de l'ensemble des rainures surfaciques au conducteur par unité de longueur sont respectivement de  $6,61 \cdot 10^{-7} \text{ m}^3$  et de  $1,94 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ . Ce qui représente respectivement 1,5 % et 4,3 % du volume total du conducteur par unité de longueur.

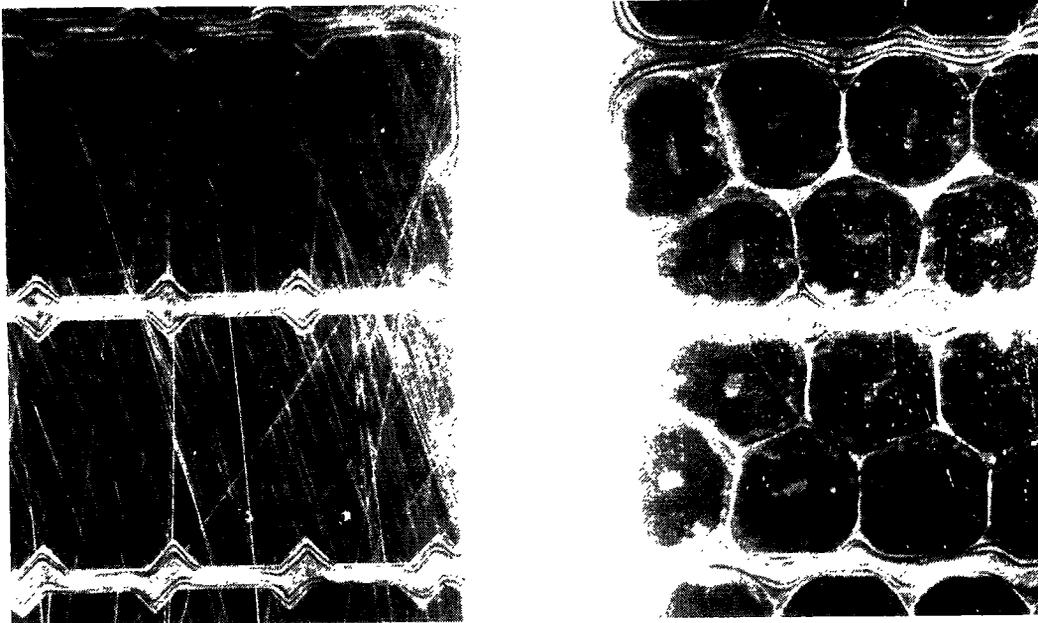


Figure II.2. Comparaison entre les surfaces d'un câble réel et du conducteur.

La surface n'est pas usinée sur toute la longueur du conducteur. Il existe une partie non usinée à chaque extrémité d'une longueur de 0,020 m (Figure II.3). Lorsque les conducteurs sont empilés sous contraintes mécaniques, cette partie permet d'assurer l'étanchéité à l'hélium superfluide qui est réalisée par collage de la couche primaire de l'isolation. Les résistances de mesure sont définitivement fixées par collage et il est nécessaire de créer des canaux de sorties pour les cavités d'instrumentation pour glisser les fils d'alimentation et de mesure associés aux résistances de mesure. Lorsque les résistances de mesure sont fixées, les cavités et les canaux d'instrumentation sont remplies de résine époxy pour éliminer toute possibilité de contact entre l'hélium externe et les résistances de mesure. Les rainures sont ensuite nettoyées sur les faces du conducteur et usinées sur les cavités d'instrumentation.

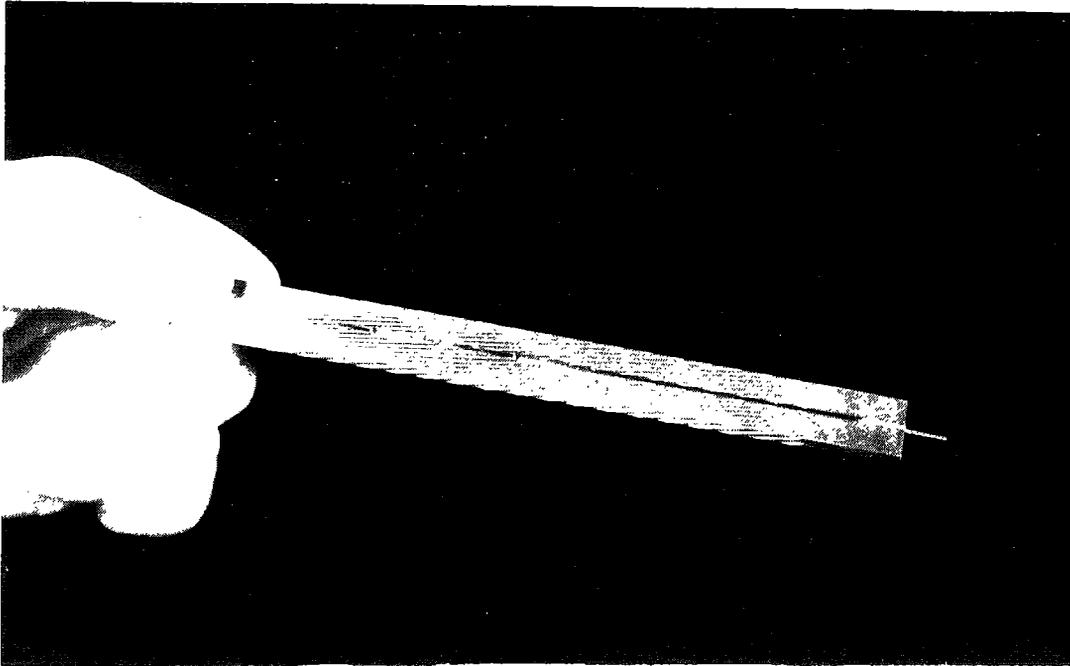
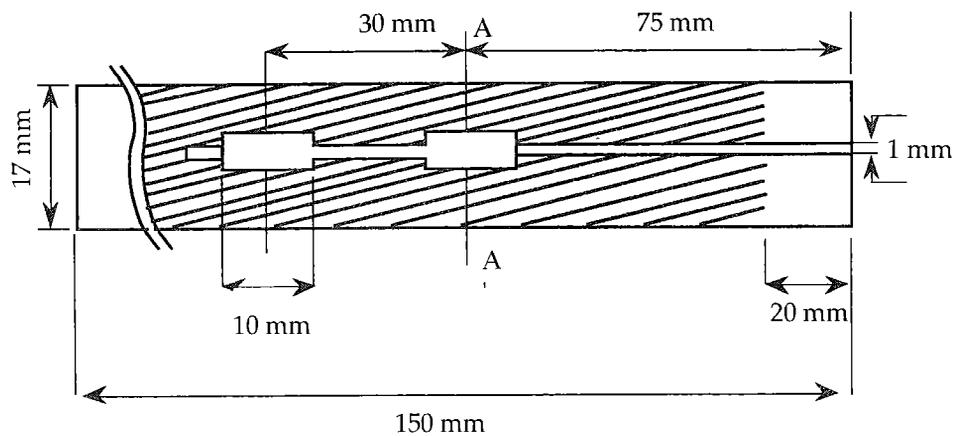


Figure II.3. Conducteur usiné avec cavités.



Coupe transversale AA'

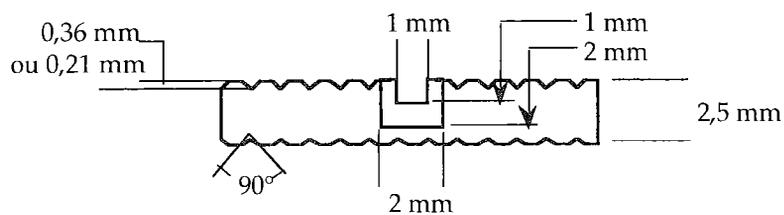


Figure II.4. Emplacement des cavités d'instrumentation.

Le conducteur est pourvu de deux cavités d'instrumentation et d'une rainure centrale d'amenée des fils. Le doublement de la prise de température permet de vérifier l'importance du gradient de température surfacique du barreau d'inox. Leur emplacement et leurs dimensions sont rappelés sur la figure II.4.

### II.2.2. L'isolation

L'isolation est reproduite pour chaque conducteur. La première couche est constituée d'un enrubannage d'une bande de Kapton® avec un recouvrement à 50 % en sens inverse des rainures comme le montre la figure II.5. L'épaisseur de la première couche varie de 50  $\mu$  à 75  $\mu$  environ. La seconde couche est enrubannée en sens inverse de la première couche avec différents matériaux. Son épaisseur varie de 70  $\mu$  à 120  $\mu$ . Pour débiter et terminer l'enrubannage une pièce est rajoutée à chaque extrémité (Figure II.5). Cette opération est faite manuellement; la tension d'enroulement des couches n'est pas réellement maîtrisable pour un conducteur, mais aussi d'un conducteur à l'autre.

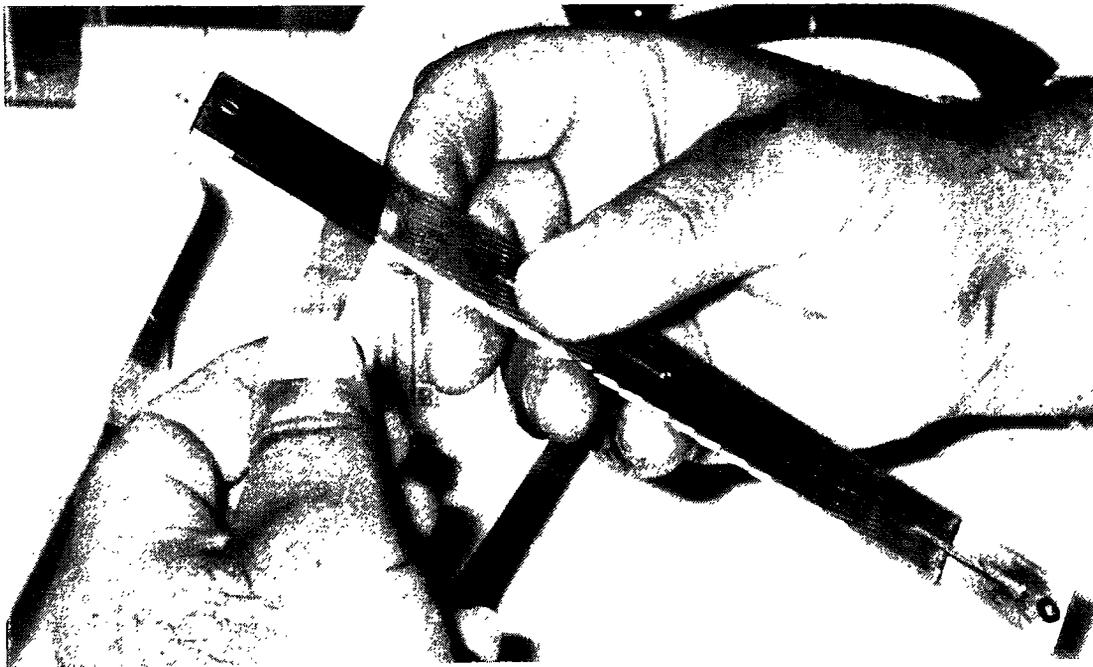


Figure II.5. Début d'enrubannage.

### II.2.3. La cellule

La cellule est constituée d'un empilement de cinq conducteurs. L'ensemble des isolants de l'empilement est polymérisé dans un moule avec des cycles en pression et en température spécifiques à chaque isolation étudiée qui leur confèrent les propriétés d'adhésion nécessaires. Les cycles de polymérisation les plus utilisés sont repris dans le tableau I.4. Lorsque l'ensemble des isolations est polymérisé et que l'empilement est placé sous contrainte dans le moule de compression, l'épaisseur moyenne de l'isolant sur la face du conducteur comprimé (*grande face*) varie de 70  $\mu$  à 125  $\mu$ . Par contre sur la face du conducteur non comprimée (*petite face*), l'épaisseur de l'isolant se rapproche de l'épaisseur des matériaux la composant.

Les trois conducteurs centraux sont pourvus des capteurs de température alors que les cinq conducteurs peuvent être chauffés. L'étude consiste avant tout à caractériser l'échauffement du conducteur vis à vis des pertes de faisceau, qui

créent une dissipation volumique de chaleur dans le conducteur mais aussi dans les conducteurs voisins. L'instrumentation associée à la mesure et à la création de puissance volumique consiste en un circuit quatre fils soudés aux extrémités des conducteurs. L'empilement est ensuite placé dans un moule de mesure qui permet d'obtenir des contraintes en compression d'environ 70 MPa (Figure II.6).

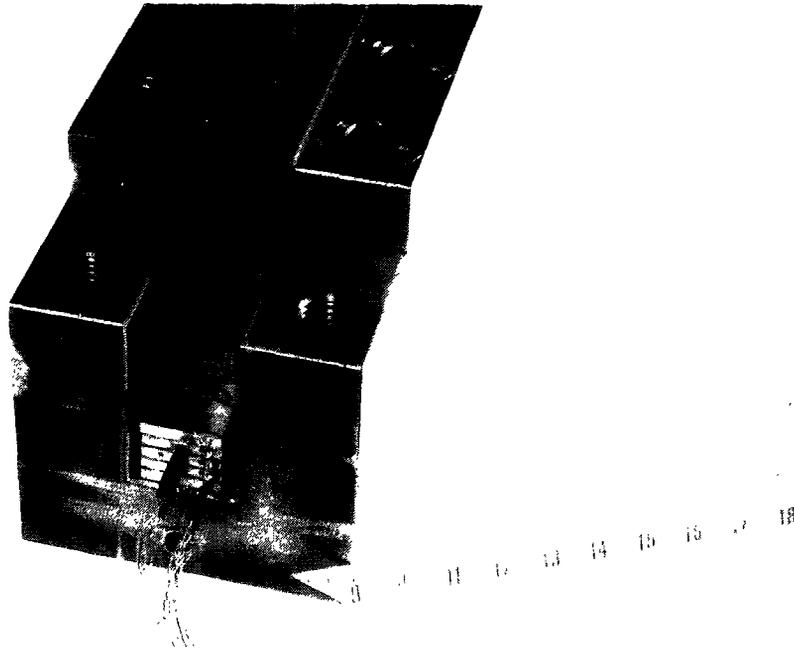


Figure II.6. Empilement de conducteur dans le moule de compression

### II.3. Représentativité du modèle expérimental

#### II.3.1. Le câble

Le câble réel est un ensemble de brins en contact entre eux et avec l'hélium. En modélisant le câble par un élément massif cela ne permet pas de reproduire le volume interne entre les brins supraconducteurs que l'hélium doit occuper. En supposant que l'état de surface d'un câble est fidèlement modélisé par l'état de surface du conducteur, la modélisation sous-évalue la surface de contact entre les câbles et l'hélium à savoir le volume d'hélium contenu dans le câble. En régime permanent, comme pour l'étude présente, l'hélium interne rend le câble réel isotherme et permet un transfert de chaleur "interne" vers les petites faces qui sont directement en contact avec le bain d'hélium réfrigérant. Ce que ne reproduit pas le conducteur à moins que l'hélium dans les rainures jouent le même rôle.

Un câble comme le câble supraconducteur des dipôles du LHC possède un volume d'hélium interne au câble correspondant à 3% du volume total et un périmètre mouillé de 10% du périmètre total d'un câble.

### II.3.2. Pertes thermiques par la grande dimension

L'estimation de cette quantité de chaleur s'échappant par la "troisième" dimension du conducteur ne peut être faite qu'à partir d'observation expérimentale. Les deux résistances de mesure montrent sur l'ensemble des échantillons que la différence de température entre ces deux points du conducteur est d'environ 0,5 mK pour la plage de puissance étudiée. La distance séparant les deux prises de température est de 30 mm, la section d'un conducteur est de  $17 \times 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$  et la conductivité de l'inox vaut  $0,1 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$  à ces températures (2K). En supposant que la section d'un conducteur est isotherme la quantité de chaleur s'échappant vaut  $4 \cdot 10^{-8} \text{ W}$ . Ces pertes seront négligées dans la suite de l'étude.

### II.3.3. Mesures de température

Un calcul numérique à l'aide d'un code par éléments finis modélisant le système expérimental (conducteur, isolation et sonde de mesure) en régime de conduction montre que le champ de température dans le conducteur n'est pas isotherme.

La simulation numérique permet de situer la température du thermomètre central de chaque conducteur dans le champ de température. On observe que *ce thermomètre mesure la température de surface du conducteur* [Baudouy 1993b]. Ce calcul est réalisé en régime de conduction sans hélium superfluide. L'He II tend à uniformiser la température de surface de la grande face du conducteur ; ce qui confirme ce résultat.

Notons cependant que ce calcul numérique utilise des hypothèses mal connues sur les isolations et ne peut donc donner qu'une indication très utile mais incomplète sur le modèle expérimental.

### II.3.4. Récapitulatif

Tableau II.1. Récapitulatif des caractéristiques du câble et du conducteur.

	Câble réel	Conducteur
<u>Volume d'He II interne au câble</u> Volume total	3%	non modélisé
<u>Volume d'He II en surface du câble</u> Volume total	6 %	1,5 %
Rapport d'aspect du câble	≈8	≈6,8
Isolation	Identique*	
Charges thermiques	Valeurs des pertes de faisceau (9,6 à 0,3 kWm <sup>-3</sup> )	
Champ de température dans le conducteur	Isotherme	non-isotherme

\*: On remarque que l'agencement de l'isolant est une fonction des contraintes mécaniques et de l'état de surface du câble. Un câble réel supraconducteur est

nettement plus ductile que de l'acier inox ainsi les isolations doivent subir plus de contraintes mécaniques dans un empilement réalisés avec des conducteurs en acier qu'avec un câble réel.

#### II.4. Installation cryogénique

Les expériences réalisées requièrent l'utilisation d'installations cryogéniques pouvant atteindre des basses températures puisque l'essentiel de ce travail se situe aux températures de l'hélium liquide entre 1,6 K et 4,2 K. Ces expériences ont été réalisées à l'aide d'un cryostat à bain d'hélium pressurisé. On rappelle brièvement dans ce paragraphe les différentes caractéristiques de cette installation cryogénique.

L'ensemble du cryostat est thermiquement isolé par une enceinte à vide dans laquelle deux écrans en cuivre, refroidis par conduction, et des couches de super-isolation ajoutent une protection contre les apports de chaleur par rayonnement. Le diamètre intérieur du cryostat est de  $180 \cdot 10^{-3}$  m et sa hauteur totale est d'environ un mètre. En fonctionnement nominal, le vide atteint dans l'enceinte est de  $10^{-4}$  Pa et les écrans de cuivre sont à environ de 140 K.

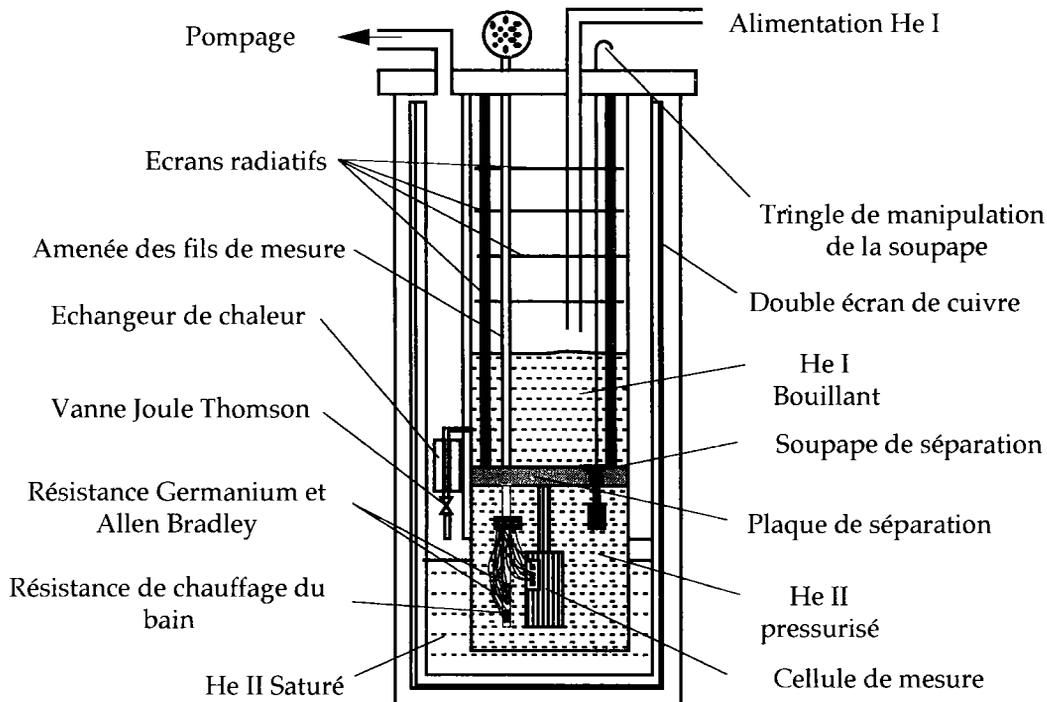


Figure II.7. Représentation schématique du cryostat à hélium pressurisé.

Le cryostat, construit sur le principe du bain stratifié d'hélium à double bain dit *bain Claudet*, utilise une "plaque de séparation" en composite verre-époxy, d'une épaisseur de  $30 \cdot 10^{-3}$  m, pour séparer le bain d'hélium normal bouillant à la pression atmosphérique et le bain d'hélium superfluide, d'un volume de  $6 \cdot 10^{-3}$  m<sup>3</sup>, pressurisé à la pression atmosphérique. L'ensemble du cryostat est schématisé sur la figure II.7. La plaque de séparation est munie de différents

passages étanches, permettant l'amenée des fils de mesures, et d'une soupape, actionnable de l'extérieur, permettant d'isoler les deux bains. Le bain d'He II pressurisé reçoit la cellule de mesure supportée par la plaque de séparation. Il est instrumenté de différentes sondes de température et de chauffage permettant la régulation en température. L'ensemble du système permet d'obtenir une température régulée dans le bain d'He II pressurisé comprise entre 1,65 K et 2,15 K avec une stabilité de 1 mK.

La réfrigération du bain d'He II pressurisé est assurée par un évaporateur. Il consiste en un bain d'hélium saturé extérieur au bain d'hélium pressurisé et permet d'extraire la chaleur par conduction à travers la paroi les séparant. Cet évaporateur est alimenté par le bain d'He I à travers un échangeur de chaleur, où le refroidissement de l'hélium est assuré par les vapeurs froides d'hélium pompées, et par une vanne Joule-Thomson.

Le système de pompage est composé de deux pompes primaires en parallèle ayant un débit de 80 m<sup>3</sup>/h et d'un groupe de trois pompes Root en série ayant respectivement des débits de 250, 500 et 2000 m<sup>3</sup>/h. En fonctionnement nominal, la consommation d'hélium est d'environ 1 l/h.

## II.5. Instrumentation et précision des mesures

### II.5.1. Chaîne de mesure

La chaîne de mesure est articulée autour d'un commutateur programmable piloté par ordinateur (Figure II.8). Il permet de mesurer les différentes voies de mesure par l'intermédiaire d'un multimètre numérique Kheitley 196. Les sondes de température sont alimentées par un générateur de tension placé en série avec des résistances de forte valeur ohmique (10 M $\Omega$ ) en série. Ce système d'alimentation est composé de piles délivrant une tension d'environ 18 V.

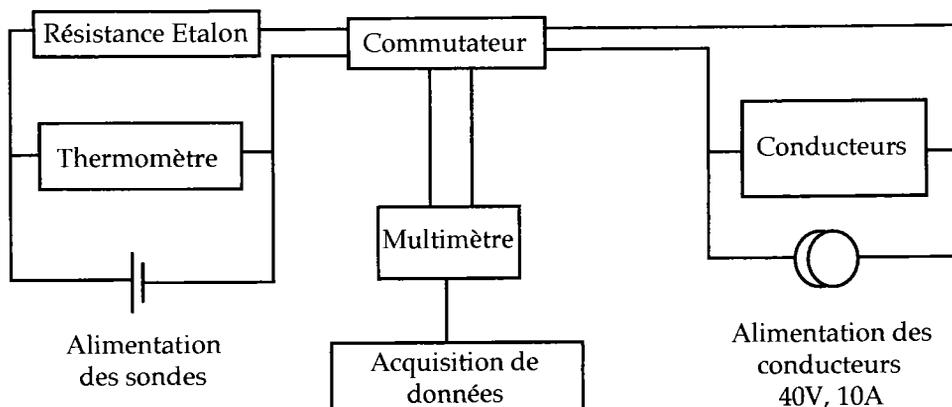


Figure II.8. Représentation schématique de la chaîne de mesure.

Ce dispositif permet d'obtenir un courant constant dans les sondes parce les variations des résistances de mesure sont négligeables vis à vis des valeurs des résistances du circuit d'alimentation. Il permet surtout d'être électriquement indépendant du système de mesure. La génération de puissance dans les conducteurs est assurée par une alimentation de courant stabilisée programmable dont les capacités maximales sont 40 V et 10 A.

### II.5.2. Mesure de température

Pour la gamme de température étudiée (1,6 K à 4,2 K) et pour leur sensibilité  $dR/dT \approx 10^4 \Omega K^{-1}$  à 1,9 K et  $dR/dT \approx 10^3 \Omega K^{-1}$  à 4,2 K, les résistances de carbone de type Allen-Bradley conviennent à la mesure de température. Elles présentent une dépendance en température fortement non-linéaire qui est approchée par des lois logarithmiques. La caractéristique  $R(T)$  de cette sonde dépend de sa structure et peut se trouver modifiée par son conditionnement. Il est indispensable de connaître la caractéristique  $R(T)$  de la résistance par un étalonnage in situ à l'aide d'une sonde étalon. Pour les mesures effectuées en hélium pressurisé l'étalonnage est effectué en comparaison de sonde Germanium étalon (Lake Shore).

Pour chaque expérience, chaque résistance est calibrée entre 1,6 K et 2,15 K en He II et en He I entre 2,2 K et 4,2 K. Ce recouvrement d'étalonnage nous permet d'utiliser pour une session expérimentale nos résistances en "continu", lorsque l'hélium passe de l'état superfluide à l'état normal et inversement. L'avantage du "double étalonnage" permet par rapport à un étalonnage unique entre 1,6 K et 4,2 K de conserver une meilleure précision de mesure en He II. En effet l'étalonnage en He I introduit des incertitudes de précision 10 fois plus grande que pour un étalonnage en He II. Cette procédure permet d'obtenir un écart inférieur au millikelvin entre la loi de lissage et les mesures pour l'étalonnage en He II alors que pour l'étalonnage en He I cet écart est d'environ 20 mK. Il faut aussi noter qu'en raison du principe de mesure en He I d'autres incertitudes de l'ordre de 10 mK s'ajoutent.

Toutes les mesures de température sont basées sur une mesure "quatre fils" comme le montre la figure II.8. Deux fils de cuivre gainés et torsadés permettent d'alimenter la sonde. Deux autres fils permettent d'effectuer une mesure de tension aux bornes de la sonde. Le faible courant d'alimentation des sondes qui est d'environ 3  $\mu A$  pour les résistances carbone permet de dissiper une puissance par effet Joule, négligeable, d'environ 20 nW à 2K. La mesure de résistance revient à une double mesure de tension. Une mesure de tension est faite aux bornes de la sonde et aux bornes d'une résistance étalon SFERNICE ( $R_e$ ) en série de  $10^4 \Omega$  d'une précision de  $10^{-4}$  permettant de mesurer le courant. Ceci permet d'accéder à la valeur de la résistance de la sonde carbone  $R=R_e(U/U_e)$ .

Au contraire des mesures en He II, les mesures en He I sont effectuées sans régulation de température du bain. La température du bain d'He I est stratifiée et à chaque mesure la température du bain dérive d'une dizaine de

millikelvins. L'incertitude qu'engendre la stratification sera considérée comme une incertitude systématique.

### II.5.3. Régulation et stabilité du bain d'He II

La régulation de température est basée sur les variations d'une résistance en fonction de la température. Cette résistance  $R_b$ , de type Allen-Bradley, est placée dans un pont de Weasthorne et joue le rôle de capteur de température (Figure II.9). L'erreur ( $\epsilon$ ) entre la consigne de température imposée par  $R_c$  et la mesure de  $R_b$  est détectée en phase et en amplitude par une détection synchrone qui asservit la puissance de chauffage dans le bain d'hélium par l'intermédiaire d'un régulateur PID. La régulation est effectuée en dissipant une quantité de chaleur, ce qui permet en principe de pouvoir injecter la même quantité de chaleur dans les cellules expérimentales sans que la température du bain soit affectée. L'ensemble du système permet une régulation de température à  $\pm 1$  mK sur une durée de 30 minutes environ.

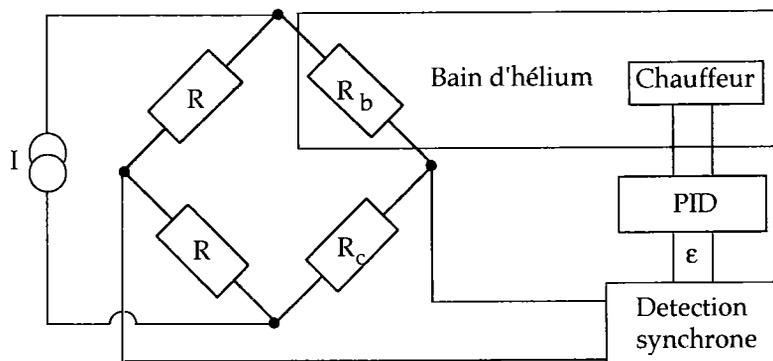


Figure II.9. Schéma de principe de la régulation de température.

### II.5.4. Incertitude sur la mesure de température

Les incertitudes de mesure proviennent du système de mesure à savoir le thermomètre et son appareillage électronique associé (variation du zéro du voltmètre en mesure dynamique et décalage en tension du commutateur), de l'étalonnage de la résistance de mesure et des incertitudes induites par l'instabilité du bain due à la régulation de température.

#### II.5.4.1. Incertitudes de mesures

La mesure de la température par l'intermédiaire d'une résistance est décrite au paragraphe II.6.2, où le courant est mesuré à l'aide d'une résistance étalon  $R_e$ . La formulation de l'incertitude est

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta R_e}{R_e} + \frac{\delta U_e}{U_e} + \frac{\delta U}{U} \quad [\text{II.1}]$$

La mesure de courant s'effectue par une mesure de tension sur une résistance dont la précision est  $\delta R_e / R_e = 10^{-4}$ . L'incertitude faite sur la mesure de la tension  $U_e$  doit tenir de l'incertitude due à l'instrumentation électronique qui provient essentiellement du décalage du zéro du voltmètre électronique en mesure dynamique ( $2 \mu\text{V}$ ) et du décalage en tension qui existe entre les connexions du multiplexeur ( $1 \mu\text{V}$ ). L'ensemble est estimé à  $\pm 3 \mu\text{V}$  environ. La précision de l'appareil dépend en outre de la gamme de mesure.

La résistance étalon ( $R_e = 10^4 \Omega$ ) est alimentée par un courant de  $3 \mu\text{A}$  (courant d'alimentation des sondes Allen-Bradley), la précision du voltmètre est de  $0,1 \mu\text{V}$ . L'incertitude absolue sur la mesure de  $U_e$  est la somme du décalage du voltmètre et de la résolution du voltmètre,  $\delta U_e = 3,1 \mu\text{V}$ . L'incertitude faite sur la mesure de cette tension est  $\delta U_e / U_e = 3,1 \cdot 10^{-6} / 3 \cdot 10^{-2} \approx 10^{-4}$ .

L'estimation des incertitudes sur la mesure de la résistance  $R$  est basée sur un étalonnage typique de sondes Allen-Bradley. En He II, une résistance Allen-Bradley possède une valeur proche de  $10 \text{ k}\Omega$ , l'incertitude estimée est identique  $\delta U / U = 3,1 \cdot 10^{-6} / 3 \cdot 10^{-2} \approx 10^{-4}$  parce que le courant d'alimentation est identique ( $3 \mu\text{A}$ ). En He I, la valeur de cette résistance est d'environ  $1 \text{ k}\Omega$ . La résolution du voltmètre est de  $1 \mu\text{V}$  alors  $\delta U / U = 1 \cdot 10^{-6} / 3 \cdot 10^{-2} \approx 1,3 \cdot 10^{-4}$ .

On en déduit que l'incertitude de mesure sur  $R$  en He II est  $\delta R / R_{\text{HeII}} = 2,1 \cdot 10^{-4}$ . D'après les valeurs des résistances ( $R_{\text{HeII}} = 10^4 \Omega$ )  $\delta R_{\text{HeII}} = 3,1 \Omega$ , ce qui donne une incertitude en température de  $\delta T_{\text{HeII}} \approx 0,3 \text{ mK}$  car la sensibilité d'une résistance Allen Bradley est  $dR/dT \approx 10^4 \Omega\text{K}^{-1}$  à  $1,9 \text{ K}$ .

En He I,  $\delta R / R_{\text{HeI}} \approx 3,3 \cdot 10^{-4}$ . D'après les valeurs des résistances ( $R_{\text{HeI}} = 1 \text{ k}\Omega$ )  $\delta R_{\text{HeI}} \approx 0,3 \Omega$ . Alors  $\delta T_{\text{HeI}} \approx 0,3 \text{ mK}$  parce la sensibilité de cette sonde est de  $dR/dT \approx 10^3 \Omega\text{K}^{-1}$  à  $4 \text{ K}$ .

#### II.5.4.2. Incertitudes dues à l'étalonnage

Les incertitudes dues à l'étalonnage englobent l'incertitude due à l'écart entre la loi de lissage et les mesures, l'incertitude induite par la mesure de la résistance étalon de référence et la précision des mesures de l'étalonnage. On utilise comme sondes de référence des résistances Germanium étalonnées. En He II, la précision de l'étalonnage, correspondant à l'écart entre la loi de lissage et les mesures, est de  $\delta T_{\text{eHeII}} \approx 0,5 \text{ mK}$ . Par contre en He I, cet écart est d'environ  $\delta T_{\text{eHeI}} \approx 20 \text{ mK}$ . A cette incertitude doit s'ajouter celle des mesures pour réaliser la loi d'étalonnage qui sont de  $\delta T_{\text{gHeII}} < 0,1 \text{ mK}$  et  $\delta T_{\text{gHeI}} < 1 \text{ mK}$ .

Une sonde Germanium est alimentée par un courant de  $1 \mu\text{A}$ . La mesure de courant s'effectue par une mesure de tension avec la même résistance étalon ( $R_e$ ). Ce qui induit une incertitude sur la mesure de la tension de la résistance étalon de  $\delta U_e / U_e = 3,1 \cdot 10^{-6} / 10^{-2} \approx 3,1 \cdot 10^{-4}$ . En He II, une résistance Germanium possède une valeur proche de  $6 \text{ k}\Omega$ , l'incertitude sur la mesure de la tension à

ses bornes, en tenant compte de la mesure du décalage du zéro voltmètre, est de  $\delta U_g / U_g \approx 5,1 \cdot 10^{-4}$ . On en déduit que  $\delta R_g / R_{g2K} \approx 9,2 \cdot 10^{-4}$  et donc que  $\delta R_{g2K} \approx 5,6 \Omega$  alors  $\delta T_{gHeII} \approx 0,5 \text{ mK}$  parce que  $dR/dT = 10^4 \Omega K^{-1}$ .

En He I, la valeur de cette résistance est de  $1000 \Omega$ , et  $\delta U_g / U_g \approx 3,1 \cdot 10^{-3}$  et  $\delta R_g / R_{gHeI} \approx 3,5 \cdot 10^{-3}$ . Ce qui induit  $\delta R_{gHeI} \approx 3,5 \Omega$ . On a donc  $\delta T_{gHeI} \approx 3,5 \text{ mK}$  parce que  $dR/dT = 10^3 \Omega K^{-1}$ .

L'incertitude totale due à l'étalonnage est de  $\delta T_{gHeII} \approx 1,1 \text{ mK}$  et  $\delta T_{gHeI} \approx 24,5 \text{ mK}$ .

Au cours du temps la caractéristique  $R(T)$  des sondes de carbone dérive. Cette incertitude à caractère systématique est de l'ordre de  $\delta T_d \approx 0,5 \text{ mK}$  pour la durée de nos sessions expérimentales (2 semaines). Cette estimation est basée sur des observations expérimentales.

#### II.5.4.3. Incertitudes dues à la régulation de température

Ces incertitudes sont d'ordre aléatoire et elles sont déduites de l'expérience. L'instabilité de la température du bain due à la régulation est estimée à  $\pm 1 \text{ mK}$  pour un bain d'He II avec le cryostat à "double bain". Les mesures de température en He I sont effectuées sans régulation de la température du bain. Le bain est stratifié et lors du chauffage (10 mW au maximum) la température du bain augmente. D'après les résultats expérimentaux, cette incertitude peut être estimée à **10 mK**.

Tableau II.2. Récapitulatif des incertitudes absolues de mesure de température.

	He II	He I
Mesure	0,3 mK	0,3 mK
Etalonnage	1,1 mK	24,5 mK
Dérive du thermomètre	0,5 mK	0,5 mK
Stabilité du bain	1 mK	10 mK
Total	2,8 mK	35,3 mK

#### II.5.4.4. Moyennage

Chaque mesure de température est une moyenne sur un échantillonnage de 4 mesures. Ce moyennage affecte uniquement les incertitudes de mesure. Les incertitudes associées aux incertitudes aléatoires sont définies par

$$\overline{\delta T} = \frac{1}{n\sqrt{n}} \sum_{i=1}^{n=4} \delta T_i \quad [\text{II.2}].$$

L'échantillonnage est effectué sur 4 mesures et ne dure que quelques secondes. La dérive du décalage du zéro du voltmètre est négligeable et par conséquent les incertitudes de mesures sont identiques pour les 4 mesures. L'incertitude de

mesure et celle due à l'instabilité du bain ont un caractère aléatoire alors que les incertitudes engendrées par l'étalonnage et celle de la dérive du thermomètre ont un caractère systématique. Ces dernières ne sont pas réduites pas le moyennage au contraire des deux premières qui sont divisées par deux suivant notre configuration.

Les incertitudes totales d'une mesure de température moyennée sur un échantillonnage de 4 mesures sont  $\delta T_{\text{HeII}} \approx 2,2 \text{ mK}$  et  $\delta T_{\text{HeI}} \approx 30 \text{ mK}$ .

#### II.5.4.5. Ecart de température

Tous les résultats sont présentés sous la forme d'écart de température entre la température de la cellule expérimentale et celle du bain. Ces deux mesures réalisées par des sondes carbone présentent donc les mêmes incertitudes de mesure.

Pour éliminer les effets de glissement des sondes par rapport à leur loi de lissage en fonction du temps (sur la durée de la session), une moyenne sur dix mesures de température à flux de chaleur nul est effectuée. Cette moyenne est retranchée à chaque température. L'écart de température se construit comme

$$\Delta T = T - \bar{T}_{Q=0} - (T_b - \bar{T}_{b,Q=0}) \quad [\text{II.3}]$$

L'incertitude sur cet écart de température est constituée des incertitudes de mesure que l'on connaît et de celles des mesures moyennées à puissance nulle. Ces dernières correspondent à une moyenne d'une mesure de température sur un échantillonnage de 40 valeurs. Comme la dérive du décalage du zéro est négligeable, on se retrouve alors avec des incertitudes 6 fois inférieures à celles des mesures de température. Elles peuvent être négligées.

Ces sondes ont subi le même étalonnage. L'incertitude sur l'écart de la température de la sonde Germanium avec la température mesurée dû à son propre étalonnage est identique pour les deux sondes. Cette incertitude se retranche pour estimer l'incertitude sur un écart de température.

On suppose que les incertitudes dues à l'instabilité du bain en He II s'annulent puisque la fréquence d'acquisition des données est nettement supérieure à celle de l'instabilité du bain. Par contre pour les mesures en He I, l'incertitude due à l'instabilité du bain (dérive du bain) ne peut être retranchée. Les incertitudes de mesure d'un écart de température sont détaillées dans le tableau II.3.

Tableau II.3. Récapitulatif des incertitudes absolues sur les mesures d'écart de température.

	He II	He I
Mesure	$2 \times 0,15 \text{ mK}$	$2 \times 0,15 \text{ mK}$
Étalonnage	$2 \times 0,5 \text{ mK}$	$2 \times 4,5 \text{ mK}$
Dérive du thermomètre	$0,5 \text{ mK}$	$0,5 \text{ mK}$
Stabilité du bain	$1 \text{ mK}$	$2 \times 10 \text{ mK}$
Total	$1,3 \text{ mK}$	$29,3 \text{ mK}$

### II.5.5. Mesure de puissance et incertitude

La puissance dissipée dans les conducteurs est créée par effet Joule. La mesure de puissance est réalisée par une mesure de tension aux bornes des conducteurs. La mesure est basée sur une mesure à "quatre fils". Deux fils de cuivre permettent d'effectuer la mesure de tension et deux fils supraconducteurs permettent d'alimenter en courant le conducteur. Ces fils supraconducteurs réduisent les apports de chaleur dans le bain d'He II. Un conducteur d'inox possède une résistance à basse température de 2 m $\Omega$  environ. Cette valeur est mesurée à basse température (2 K) à chaque début de session expérimentale. Par expérience, on note que la variation de cette valeur entre 1,6 K et 4,2 K est négligeable. Le flux de chaleur dissipé est alors donné par  $Q=U^2/R$ .

La valeur de la résistance de chaque conducteur est mesurée par une mesure de tension à ses bornes à froid (2 K) pour différents courants allant jusqu'à 4 A. Ce qui correspond à des tensions aux bornes de la résistance allant de 2  $10^{-3}$  V à 8  $10^{-3}$  V. Dans cette configuration la précision sur la mesure du courant est  $\delta I/I=10^{-2}$  (précision de l'appareillage de mesure). Compte tenu des gammes de mesure du voltmètre (précision de 1  $\mu$ V), les incertitudes relatives de la mesure de tension sont comprises entre 1,25  $10^{-4}$  à  $10^{-3}$ . L'incertitude associée à la mesure de la résistance vaut  $\delta R/R \approx 10^{-2}$ .

L'incertitude de mesure de la puissance se résume à l'incertitude sur la mesure du courant, les autres étant négligeables et  $\delta Q/Q=10^{-2}$ .

Tableau II.4. Récapitulatif des incertitudes de mesure.

Mesure de température absolue	Mesure d'écart de température	Mesure de Puissance	
		Pertes thermiques	mesure
2,8 mK en He II 35 mK en He I	1,3 mK en He II 29 mK en He I	négligeable	1 %

### II.6. Procédure expérimentale

Les mesures sont effectuées à différentes températures de bain entre 1,65 K et 4,2 K pour différentes configurations de dissipation de chaleur à savoir un ou plusieurs conducteurs chauffés. *L'étude en fonction de la température du bain permet de mettre en évidence la dominante du régime thermique.* En effet, la connaissance de la dépendance en température des courbes d'échauffement permet de définir si les transferts de chaleur sont dominés par les transferts en He II, par la conduction ou par les deux. L'intérêt d'effectuer des essais en chauffant *trois conducteurs* est de comparer l'échauffement des conducteurs et d'estimer le *couplage thermique entre ces conducteurs*.

L'intervalle entre deux points de mesure a été choisi à 30 s après vérification expérimentale du régime permanent. On peut justifier le délai choisi entre

deux mesures (30 s). L'évaluation du temps caractéristique de diffusion du système doit considérer celui de la sonde de mesure et celui du conducteur. Mesures et modélisations montrent que la constante de temps d'une sonde carbone de type Allen-Bradley, sonde choisie pour les mesures, est d'environ 4 ms vers 2 K [Miller 1972] et [Van Sciver 1983]. Pour un tel système, dont les conditions limites sont du type de Fourier, le temps caractéristique de diffusion est donné par  $\tau = 1/D \sum \alpha_i^2$  où  $\alpha_i$  est défini comme étant la première racine de l'équation transcendante suivante  $\alpha_i \tan(\alpha_i l_i) = h/k$  [Carslaw 1959].  $l_i$  est la moitié de la longueur du système dans la direction  $i$  considérée.

On prendra comme valeur de la conductivité de l'inox  $0,1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  pour une température proche de 2 K et l'on considérera le système isotrope. La valeur de la capacité calorifique massique de l'acier a été tirée de [Zoller 1969] et vaut  $0,85 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ . La diffusivité de l'inox vaut  $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  vers 2 K. On se place dans le cas le plus défavorable thermiquement où l'isolation est imperméable à l'hélium. Le coefficient d'échange est déterminé par la conduction à travers l'isolation, les conducteurs voisins et la résistance de Kapitza du Kapton® ( $1600 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ) pour la petite face [Conard 1991]. Le coefficient pour la grande dimension est déterminé par le coefficient de Kapitza de l'inox et vaut  $4500 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  [Wilkes 1978]. Aux températures proches de 2 K, la conductivité du Kapton® vaut environ  $7 \cdot 10^{-3} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  [Conard 1991]. L'épaisseur d'une isolation électrique est d'environ  $100 \mu$  pour la petite face alors qu'elle vaut le double pour la grande face.

*Le calcul conduit à 0,8 s. On peut noter que pour le cas où les cinq conducteurs sont chauffés alors on se retrouve dans un cas bidimensionnel dû aux effets de symétrie thermique (chauffage des cinq conducteurs). Par la même démarche le temps caractéristique est alors de 3 s. Cette estimation montre que les mesures réalisées avec un intervalle de 30 s entre deux mesures sont effectuées en régime permanent.*

Des mesures en He I sont aussi réalisées mais pour des flux nettement inférieurs. En He I, la régulation de température du bain n'est plus efficace, pour ces mesures on s'attache à rester dans une gamme de flux et de différence de température permettant de conserver la température de bain quasiment constante. Il existe quand même une dérive de la température du bain qui est introduite comme incertitude de mesure. En général, la différence de température n'excède pas une dizaine de mK. Ces mesures en He I permettent d'atteindre les caractéristiques thermiques conductrices de la cellule (Isolation + Inox). En effet, le volume d'hélium interne ne représentant que quelques pour-cent du volume du conducteur et de l'isolant (3%), il peut être négligé dans ces mesures. De plus la conductivité de l'He I à 2,2 K est de  $1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à la pression atmosphérique alors que la conductivité du Kapton® est d'environ  $7 \cdot 10^{-3} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  et celle de l'inox de  $0,1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ .

### III. Résultats expérimentaux

#### **III.1. Analyse qualitative du modèle expérimental**

##### III.1.1. Phénoménologie

###### III.1.1.1. Schématisation du transfert de chaleur

Dans la configuration bidimensionnelle de l'échantillon, la chaleur est évacuée à travers l'isolation soit par la petite face soit par la grande face du conducteur comme l'indique la figure II.10-(a). La constitution des isolations est identique sur chaque face mais les contraintes mécaniques y sont différentes et en partie pour cette raison les chemins thermiques différents.

La grande face peut coupler plus ou moins deux voisins et doit également évacuer la chaleur le long de l'isolation par l'He II vers la source froide côté petite face.

Pour la petite face non comprimée l'isolation perméable ou non à l'He II est la barrière au transfert de chaleur.

Il est important de bien noter la différence essentielle entre ce que l'on appellera dorénavant grande face et petite face du parallélépipède dont la troisième dimension est supposée infinie.

En *petite face*, la chaleur est évacuée par He II directement dans le bain externe à travers des "canaux", que forme l'enrubannage à 50% de l'isolation, débouchant dans les espacements de la seconde couche, et donc dans le bain thermostaté, et par conduction à travers la première couche et la seconde couche de l'isolant (Figure II.10-(c)).

Par contre au niveau des grandes faces, la chaleur traverse la première couche dans un premier temps pour se retrouver dans des "conduits inter-conducteurs". Ces conduits inter-conducteurs sont les canaux créés par l'espacement dans l'enrubannage de la seconde couche (Figure II.10-(b)). On remarque que les transferts de chaleur ne sont pas vraiment bidimensionnels puisque les canaux inter-conducteur formés par cet enrubannage forment un angle avec la première couche comme le montre la figure II.11. Ces conduits peuvent déboucher dans le bain externe entre l'isolation de chaque conducteur comme le montre la figure II.10-(a). Mais d'après la configuration de l'enrubannage, sous contrainte, nous devons considérer qu'une partie de ces "canaux inter-conducteurs" ne débouchent pas parce qu'ils sont réduits à des volumes d'hélium. En effet la superposition des enrubannages de conducteurs voisins conduit à formés des "losanges" où l'hélium est enfermé (Figure II.11).

*On retient que la chaleur doit traverser les canaux formés par la première couche pour ensuite déboucher soit directement dans le bain en petite face soit dans les canaux inter-conducteurs éventuellement connectés au bain externe soit dans l'isolation de la grande face du conducteur voisin.*

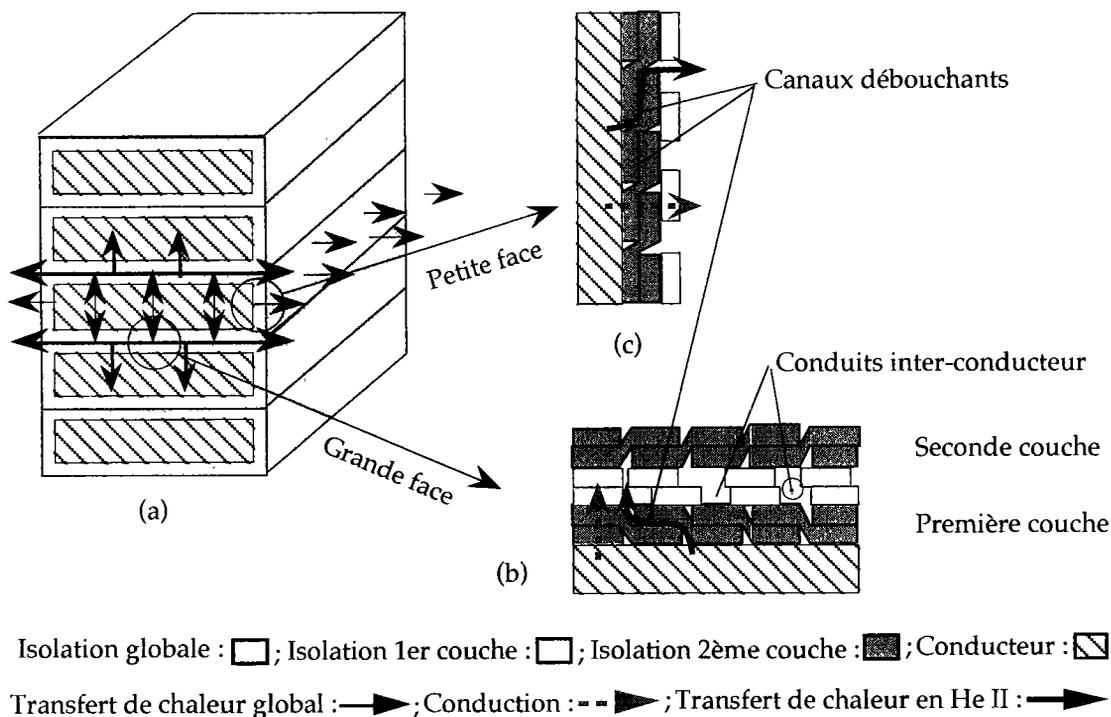


Figure II.10. Schématisation des chemins de la chaleur.

On tente une schématisation simple en terme de résistances thermiques celle de la petite face  $R_{pf}$ , qui tient compte de canaux d'hélium, et celle de la grande face  $R_{gf}$  qui est fonction des canaux formés par le recouvrement de première couche situé au niveau de la grande face et de la résistance thermique des conduits inter-conducteurs. Il faut noter que la résistance thermique de la grande face, pris dans le sens large ( $R = \Delta T / Q$ ), présente une forte anisotropie due aux conduits d'He II longitudinaux. La résistance thermique d'un conducteur est donc définie par ces deux résistances thermiques tel que le précise la figure II.12.

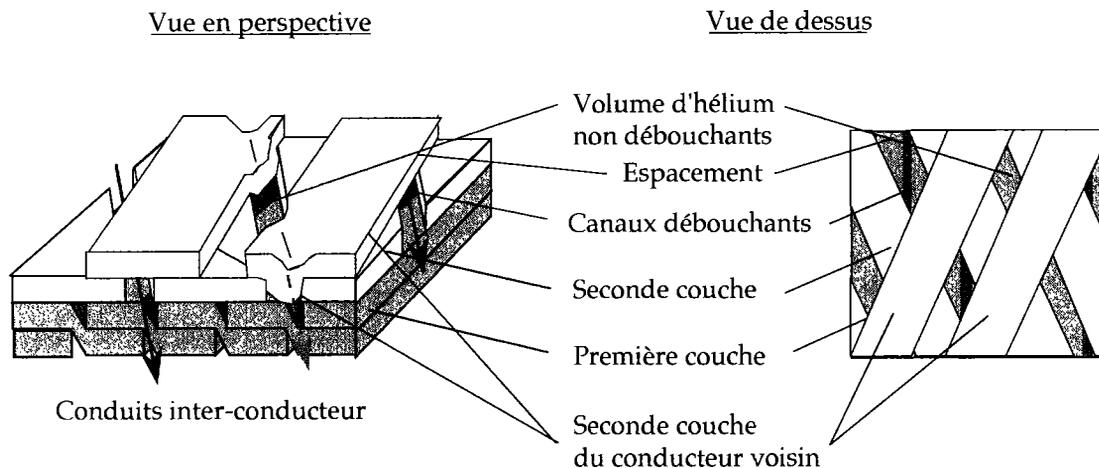


Figure II.11. Schématisation des canaux inter-conducteurs.

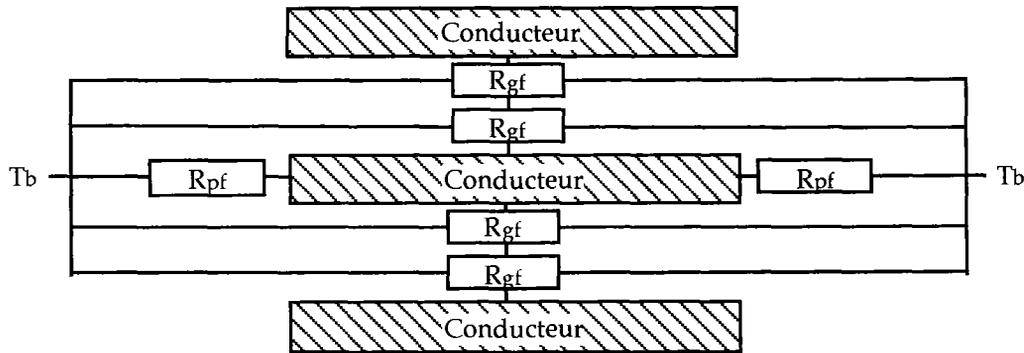


Figure II.12. Schématisation du système thermique.

### III.1.1.2. Chauffage du conducteur central seul

Comme indiqué auparavant, la lecture d'une courbe  $\Delta T(Q)$  où  $\Delta T = T_{\text{cond}} - T_b$ ,  $T_{\text{cond}}$  signifie soit la température du conducteur central soit celle du voisin, va nous permettre de répondre aux questions posées qui sont

- conserver un échauffement maximum inférieur à une norme imposée,
- comprendre le comportement thermique du composite,
- comprendre le comportement thermique global du câble isolé, et spécialement son couplage avec ses voisins.

L'He II nous apporte ici une aide précieuse car les lois de transports présentées au chapitre I sont remarquables et faciles à identifier. Elles sont linéaires pour des flux de chaleur très faibles où la conduction solide est généralement négligeable (Régime de Landau) et elles sont cubiques ailleurs facilement séparables de nouveau de la contribution solide (Régime de Gorter-Mellink).

La figure II.13 présente un exemple typique de résultat et concerne l'échantillon A15 sur lequel on reviendra plus tard. On note que l'absence d'hélium superfluide ( $T_b = 2,5$  K) montre un comportement conductif comme attendu. La présence de l'hélium superfluide ( $T_b = 1,905$  K) réduit fortement la résistance thermique et découple les conducteurs (partie (a)). Le chauffage des conducteurs voisins est en effet très faible. La loi  $\Delta T(Q^n)$  de la courbe donne effectivement un  $n$  voisin de 3 dans cette région aux faibles écarts de température. L'He II baigne l'ensemble des conducteurs (Figure II.14-(a)).

La rupture de la pente sur la courbe d'échauffement du conducteur central ( $Q = Q_{c\lambda}$ ) nous indique le changement de phase de l'He II qui mouille le thermomètre, pour un échauffement exactement égal à  $\Delta T_\lambda = (T_\lambda - 1,905)$ . A chauffage croissant, les canaux se remplissent progressivement d'He I (zone rouge sur la figure II.14-(b)) et l'allure cubique de la courbe disparaît.

La même rupture de pente ( $Q = Q_{v\lambda}$ ) apparaît sur les conducteurs voisins lorsque leur échauffement atteint la même valeur  $\Delta T_\lambda$ . La courbe du conducteur central est faiblement affectée par cette modification de transfert de chaleur global, visible par un nouveau changement de pente. Les canaux

d'hélium entre les conducteurs sont pratiquement en He I (zone rouge sur la figure II.14-(c)).

L'analyse en température (Figure II.15) apporte également des informations précieuses sur la participation de l'He II, et sera systématiquement utilisée.

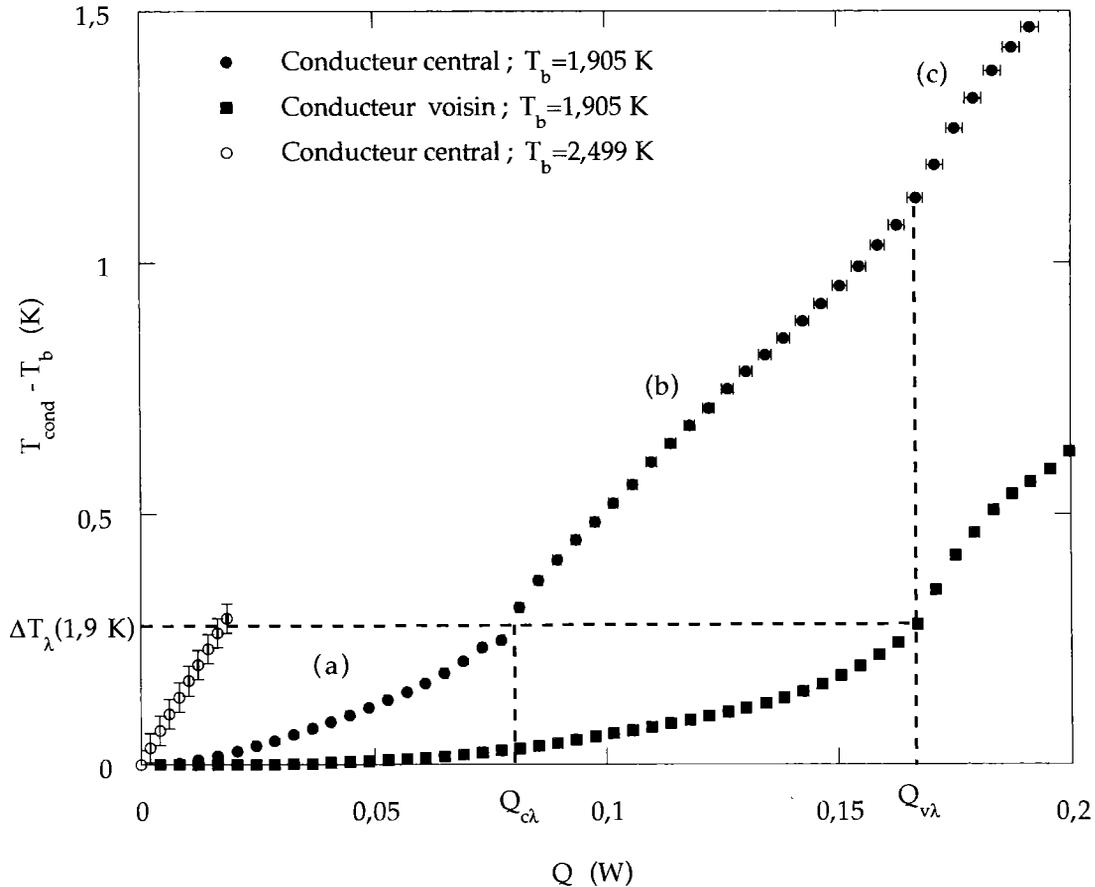


Figure II.13. Echauffement des conducteurs pour un chauffage du conducteur central (A15).

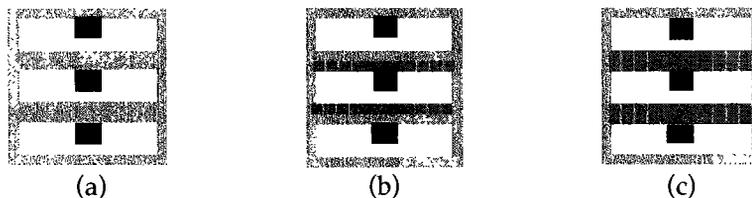


Figure II.14. Différentes phases de l'hélium pour l'échauffement du conducteur central.  
Légende : He II et He I.

La figure II.15 présente l'échauffement du conducteur central lorsqu'il est chauffé en fonction de la température du bain. La dépendance en température des courbes d'échauffement confirme que les transferts de chaleur en hélium sont régis par le régime de Gorter-Mellink. A faible écart de température, la dépendance en température des courbes suit celle de la fonction  $f(T)$ .

Ainsi à partir de cette analyse qualitative, d'une observation minutieuse de combinaison d'isolation pour en connaître au mieux le dimensionnement après polymérisation thermique sous contrainte mécanique, on doit pouvoir

définir l'isolation recherchée. La synthèse numérique est reprise par une simulation numérique qui confirme nos conclusions.

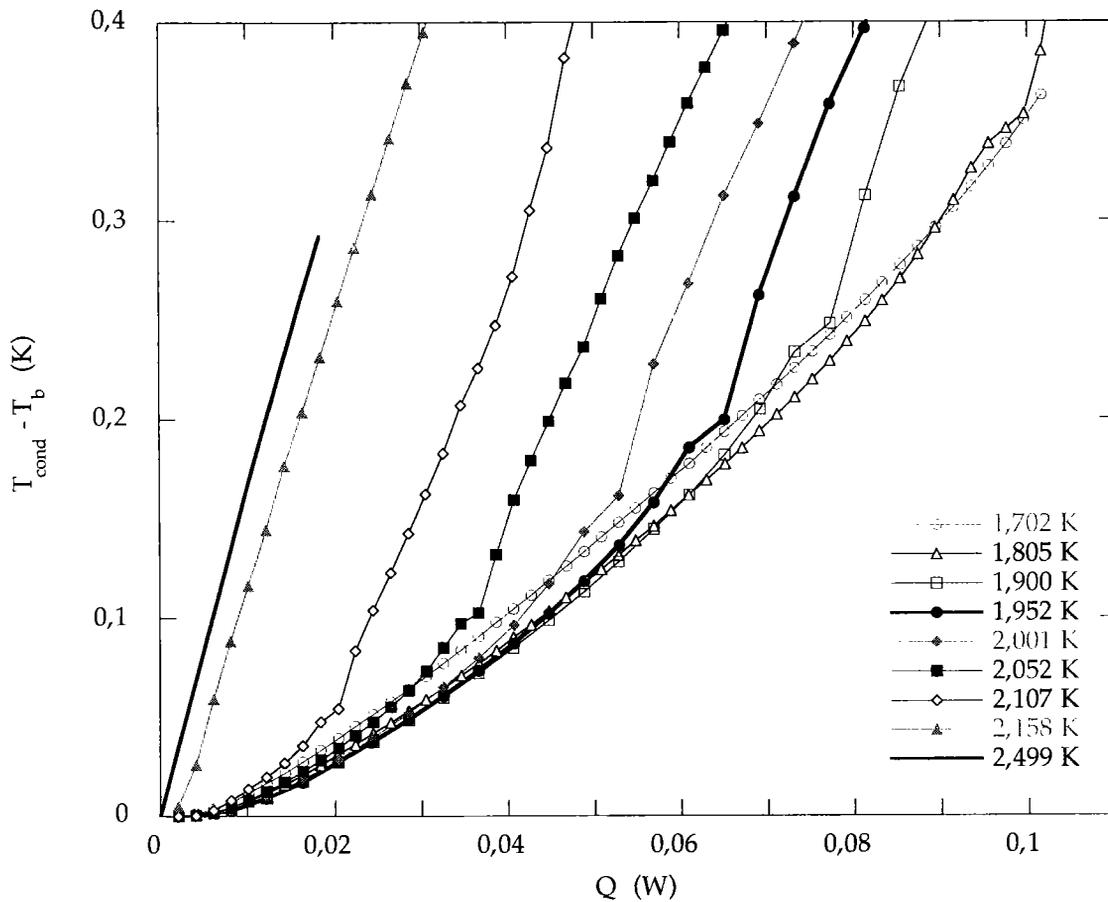


Figure II.15. Echauffement du conducteur central en fonction de  $T_b$  (A15).

A titre d'exemple, observons que la courbe se rapprochant le plus de celle mesurée en He I à la température de 2,49 K est celle à 2,158 K, température si proche de  $T_\lambda$  que  $Q > Q_{c\lambda}$  et que la fonction de transfert  $f(T)$  est très faible.

*On voit ici l'intérêt de refroidir en He II à des températures inférieures ou égales à 1,9 K afin d'utiliser l'excellente conductivité équivalente de l'He II et d'obtenir une marge en température suffisamment grande pour éviter toute transition de phase de l'hélium néfaste au refroidissement.*

### III.1.1.3. Chauffage de trois conducteurs

*Le chauffage des trois conducteurs centraux permet d'étudier le transfert de chaleur entre les conducteurs et donc de donner des indications sur les conduits inter-conducteurs.*

Observons à titre d'exemple le cas de l'échantillon A15. L'échauffement du conducteur central et du voisin est identique à faible flux de chaleur par contre lorsque le flux de chaleur est proche de  $Q_{3c\lambda}$  l'échauffement du conducteur central est supérieur (Figure II.16).

L'échauffement identique à *faible écart de température* pour trois conducteurs chauffés sera comparé à celui obtenu précédemment. S'ils sont égaux, on peut affirmer que les conducteurs sont indépendants thermiquement sinon ils sont couplés. Dans le cas de A15 ce couplage existe. Par contre l'écart observé sur la figure II.13 montre que ce couplage est faible.

Ainsi les conduits d'He II sur les grandes faces seront disponibles pour la seconde couche du bobinage supraconducteur.

Notons enfin que l'écart progressif entre les échauffements du conducteur central et de ses voisins à flux de chaleur croissant ne fait que traduire l'importance de ces grandes faces dans le processus global thermique.

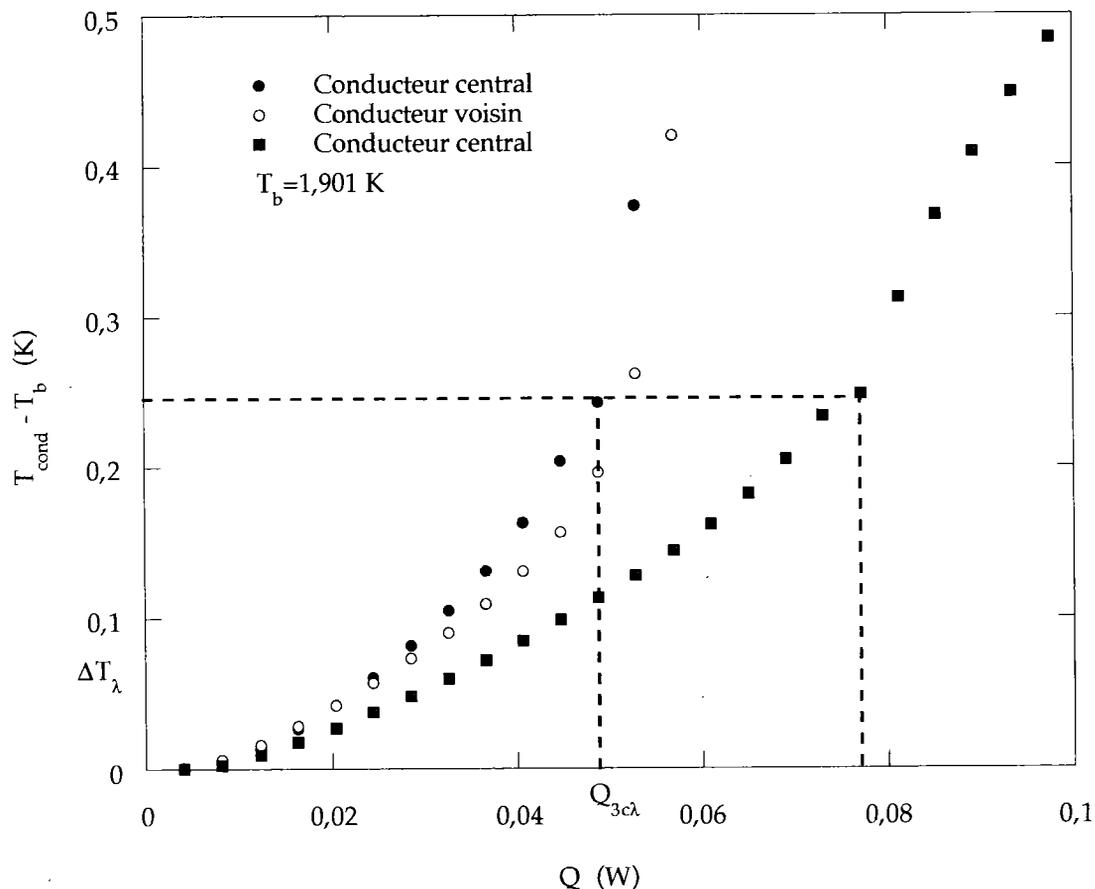


Figure II.16. Echauffement du conducteur central et de ses voisins en fonction de la puissance.  
○ et ● : Trois conducteurs chauffés; ■ : Un conducteur chauffé.

#### III.1.1.4. Mesure en He I

Certains échantillons ont été testés en He I, ceci permet d'accéder à la résistance thermique en régime de conduction de l'ensemble du système expérimental, celle des conducteurs en inox associés à l'isolation. Ces mesures ont été réalisées en chauffant le conducteur central et les trois conducteurs centraux. On présente sur la figure II.17 l'échauffement des trois conducteurs à différentes températures de bain. Pour éviter une dérive importante de la température du bain, puisque celle-ci n'est pas régulée, le chauffage des

conducteurs est limité à une vingtaine de mW. Les incertitudes de mesure sont représentées pour une seule température de bain.

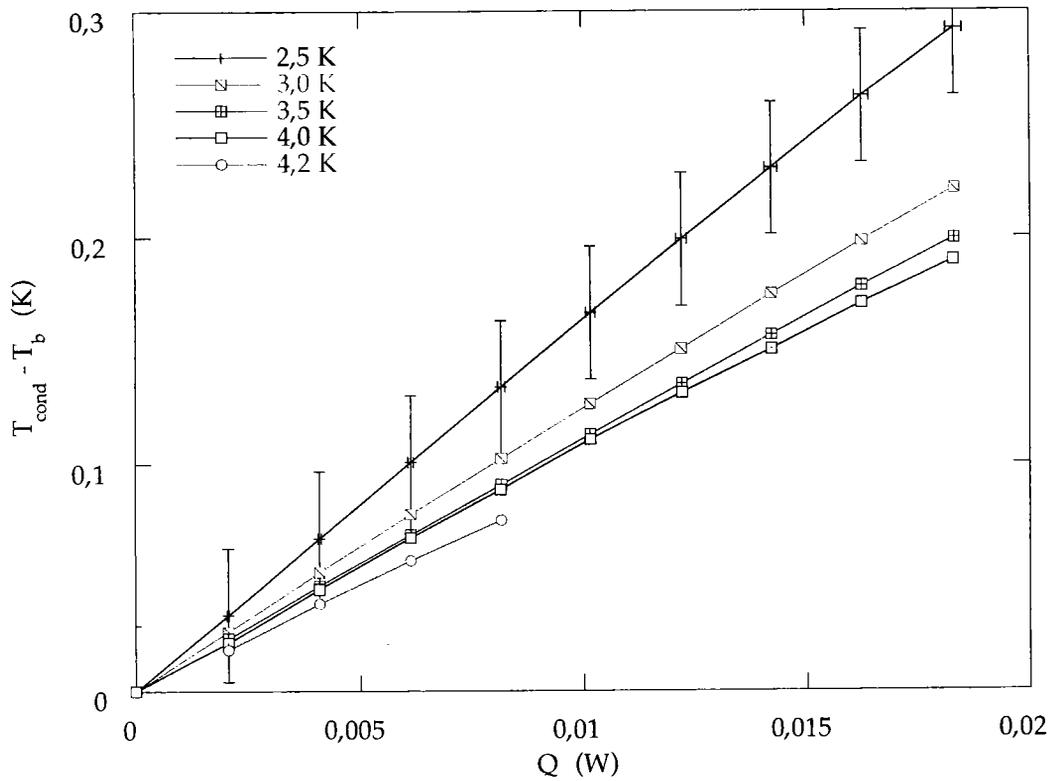


Figure II.17. Echauffement du conducteur central lorsqu'il est chauffé seul à différents  $T_b$  en He I.

L'évolution de la résistance thermique en fonction de la température en He I est présentée sur la figure II.18. La dépendance en température suit bien celle d'un matériau solide à ces températures.

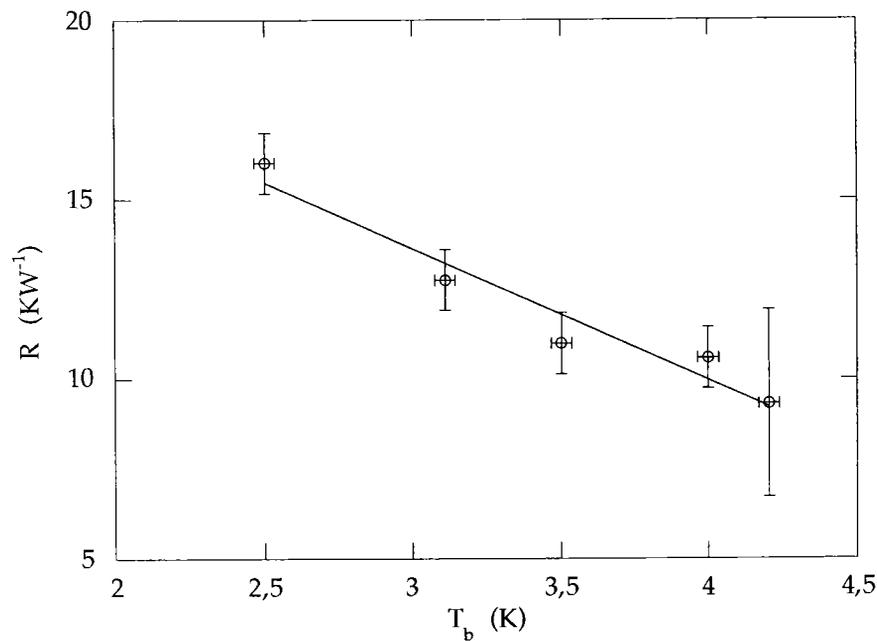


Figure II.18. Résistance thermique  $R=(T_{\text{cond}}-T_b)/Q$  en He I pour un conducteur chauffé (A15).

Un calcul numérique, développé au paragraphe IV, donne une valeur de 18,3 KW-1 pour une température de 2,2 K. La différence entre la mesure et le calcul (10 %) est essentiellement due aux incertitudes sur les différentes grandeurs caractéristiques en He I épaisseurs de l'isolation et conductibilités thermiques.

### III.1.2. Paramètres caractéristiques de la modélisation expérimentale

#### III.1.2.1. Reproductibilité de la fabrication des isolations

La meilleure méthode pour estimer la reproductibilité de la fabrication d'une isolation est de comparer l'échauffement des différents conducteurs d'un même échantillon lorsqu'ils sont chauffés seuls. La figure II.19 présente l'échauffement du conducteur central chauffé seul et de ses voisins chauffés seuls pour l'échantillon A21. Pour un flux de chaleur de 0,06 W, l'écart de température entre les différents conducteurs est de 10 mK, ce qui correspond à une différence relative de 11 %. Cette différence est systématique sur la quasi-totalité de l'intervalle de flux de chaleur. A la transition  $\lambda$ , cette différence diminue montrant que le volume d'He II diminue.

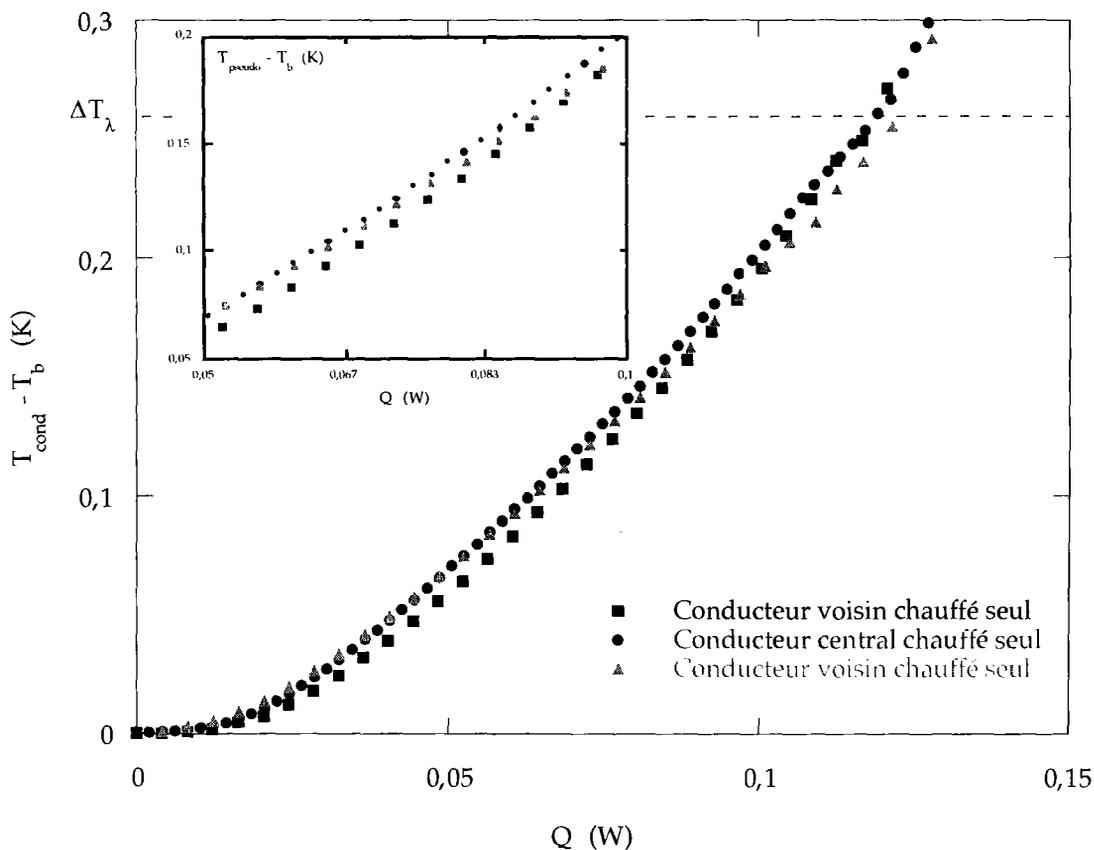


Figure II.19. Echauffement des différents conducteurs pour l'échantillon A21 à 1,9 K.

Nous avons essayé d'apprécier la reproductibilité pour un autre type d'échantillon dont l'isolation comprend uniquement des bandes de Kapton®

en première et en seconde couche. La figure II.20 présente les échauffements des différents conducteurs lorsqu'ils sont chauffés seuls pour l'échantillon A24. On retrouve la différence systématique, cette différence est d'environ 9 %.

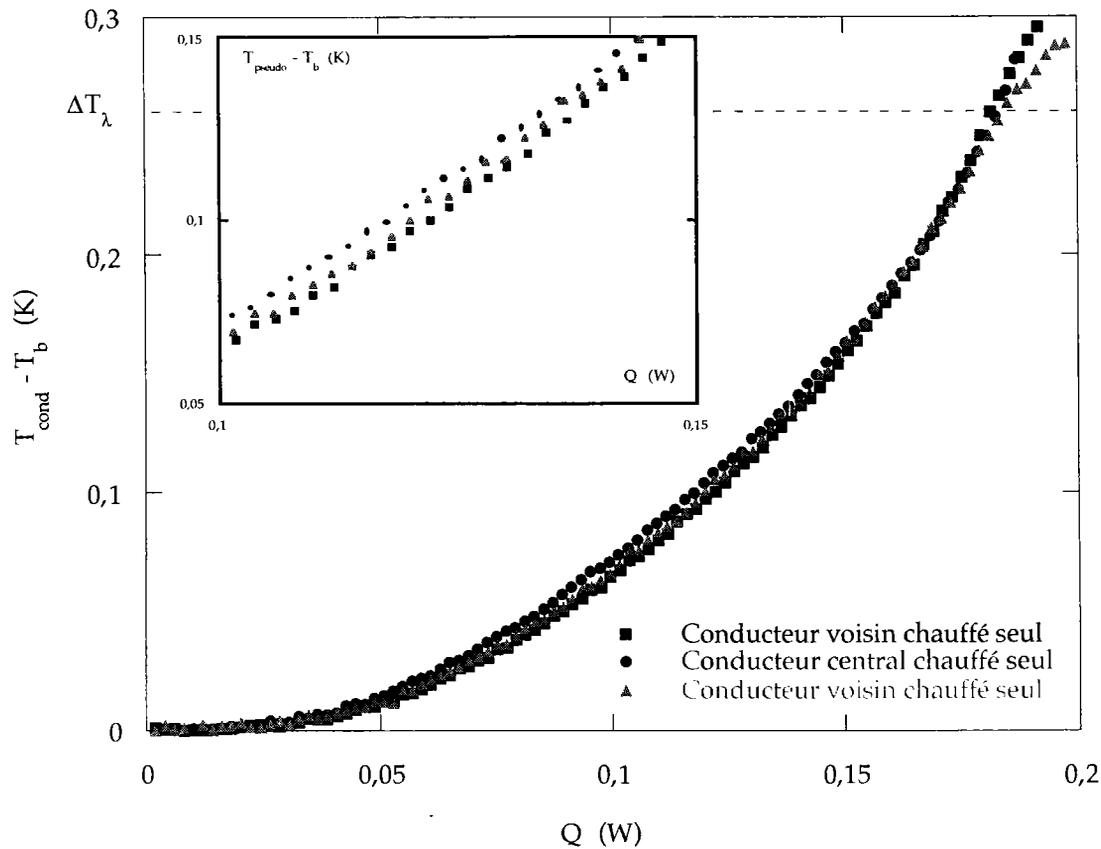


Figure II.20. Echauffement des différents conducteurs pour l'échantillon A24 à 1,9 K.

### III.1.2.2. Etat de surface des conducteurs

L'échantillon A3 possède la même isolation que l'échantillon A6, mais par contre l'état de surface du câble est différent. En effet les *rainures à profil trapézoïdal de cet échantillon ont une profondeur de 0,36 mm* alors que pour l'échantillon A6, les rainures ont un profil triangulaire d'une profondeur de 0,21 mm. Le test de ces deux échantillons permet d'étudier l'influence de l'état de surface des conducteurs vis à vis des transferts de chaleur.

Le comportement thermique général est différent, la courbe d'échauffement du conducteur central de l'échantillon A3 présentée sur la figure II.21 est inférieure à celle de l'échantillon A6. Nous avons déjà vu que la non-linéarité des courbes d'échauffement indiquait que l'isolation présente des canaux débouchants au niveau de la petite face. L'état de surface des conducteurs influence donc la structure de l'isolation. On peut même rajouter que les rainures de grande section favorise la formation des canaux débouchants au niveau de la petite face. En fait, la partie de la première couche se trouvant au niveau des rainures ne doit pas être comprimée. Comme la surface des rainures des conducteurs de l'échantillon A3 est supérieure à celle des

conducteurs de l'échantillon A6, une surface plus importante de l'isolation de première couche ne doit pas être comprimée. Ce qui réduit d'autant la surface où la fibre de verre "s'encastre" dans l'isolation lors de la polymérisation.

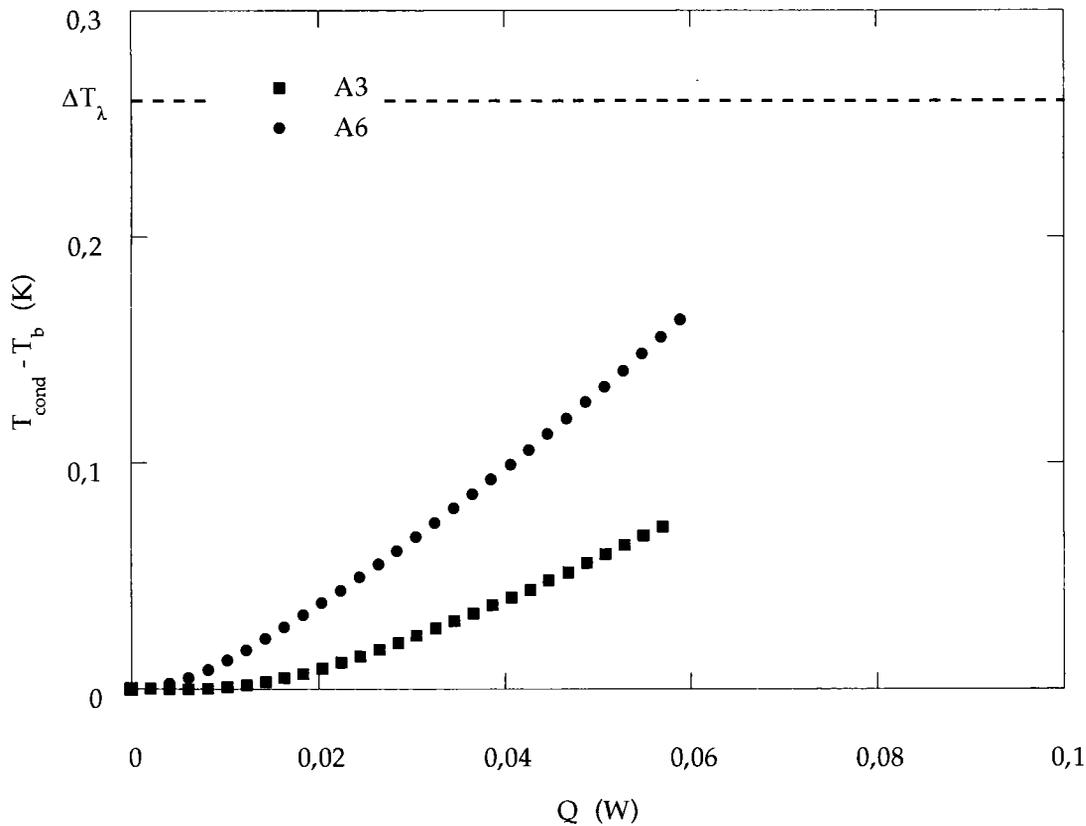


Figure II.21. Etat de surface des conducteurs (A3 et A6).

### III.1.2.3. Effets de la pression du moule

L'échantillon A3 a été testé sous différentes pressions de test variant de 0 à 75 MPa. L'étude de l'influence de la pression de test a été réalisée que pour cet échantillon. Sur l'ensemble de l'intervalle de flux de chaleur, la courbe pour 0 MPa est inférieure aux trois autres courbes qui, en tenant compte des incertitudes de mesure, semblent être confondues (Figure II.22). Le tableau II.5 rassemble les écarts de température à flux constant en fonction de la pression de test.

Tableau II.5. Ecart de température à différents flux de chaleur pour différentes pressions.

Pression de test (MPa)	Q=0,018 W	Q=0,054 W
0	0,005 K	0,060 K
15	0,007 K	0,068 K
45	0,007 K	0,069 K
75	0,006 K	0,067 K

L'effet la pression de test est négligeable à faibles flux de chaleur puisqu'il représente une variation de 2 mK à faible de flux de chaleur alors que l'incertitude de mesure est de l'ordre de 1 mK.

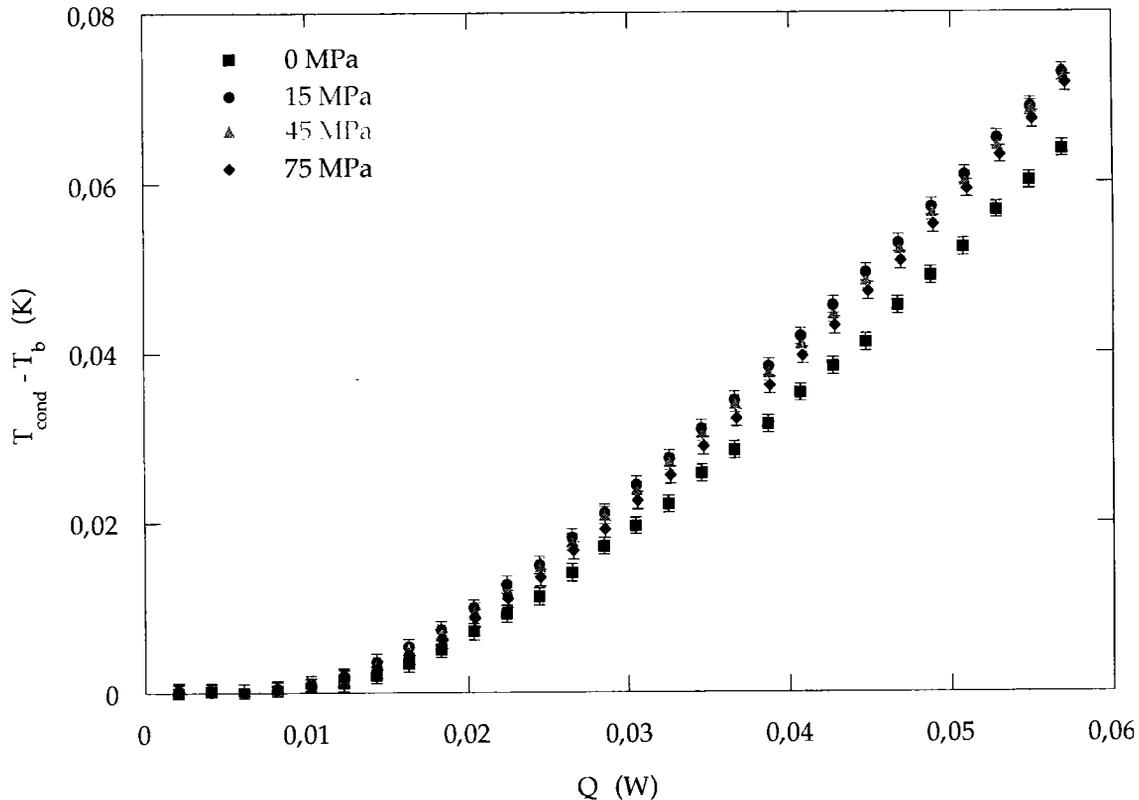


Figure II.22. Echauffement du conducteur central en fonction de la pression de test.

Par contre à fort flux de chaleur, l'effet est plus marqué. C'est la courbe à 45 MPa qui présente le plus d'écart avec la courbe à pression nulle. Cet essai a été réalisé en premier ce qui explique que la variation de l'écart de température n'augmente pas en fonction de la pression de test. En conclusion, une différence de comportement thermique entre un essai réalisé à pression nulle et un essai réalisé sous pression (quelle que soit sa valeur) est notable.

## III.2. Démarche expérimentale

### III.2.1. Isolations de référence

Les isolations A6 et A16 sont des isolations particulières pour des raisons différentes. L'isolation A6 constitue pour cette étude une référence technologique puisque c'est avec ce type d'isolation que les dipôles *d'HERA* ont été construits. Elle constitue une référence technologique. Cette isolation est constituée de bande de Kapton® HN de  $25 \mu \times 11$  mm enrubannée avec un recouvrement de 50 % en première couche et de bande de tissu de fibre de verre pré-imprégnée de résine époxy (ISOVOLTA) de  $120 \mu \times 12$  mm enrubannée avec un espacement de 2 mm.

L'isolation A16 a été élaborée pour protéger les câbles supraconducteurs des dipôles de l'accélérateur SSC. Elle a été conçue pour être associée à l'hélium dans sa phase normale comme réfrigérant et elle ne répond pas aux critères de "perméabilité" vis à vis de l'hélium. Elle possède une première et une seconde couche pratiquement identiques constituées d'un recouvrement à 50 % de bandes de Kapton® adhésif XCI de  $30 \mu \times 9,5 \text{ mm}$  pour la première couche avec la colle du côté de la seconde couche et une bande de Kapton® adhésif (colle des deux côtés) XRCI de  $35 \mu \times 9,5 \text{ mm}$ . Le tableau II.6 reprend les principales caractéristiques de ces isolations. Ces deux couches sont *étanches à l'hélium*.

La figure II.23 présente la courbe d'échauffement de ces deux échantillons pour différents conducteurs lorsque le conducteur central est chauffé à une température proche de 1,9 K. Le comportement thermique non-linéaire de l'échantillon A6 montre que l'hélium baignant le conducteur, l'hélium interne, est connecté au bain à travers les canaux que forme le recouvrement de la première couche en petite face débouchant dans l'espacement de 2 mm. Une analyse plus fine montre que la courbe devient de plus en plus linéaire lorsque le flux de chaleur croît. La loi de puissance  $\Delta T = Q^n$  modélisant au mieux la courbe d'échauffement possède une puissance moyenne de 2,2 pour des flux inférieurs à 0,01 W. Par contre pour des flux de chaleur supérieurs à 0,04 W cette puissance est de 1,3. Le transport de la chaleur en He II par les canaux et les conduits d'hélium devient de moins en moins efficace.

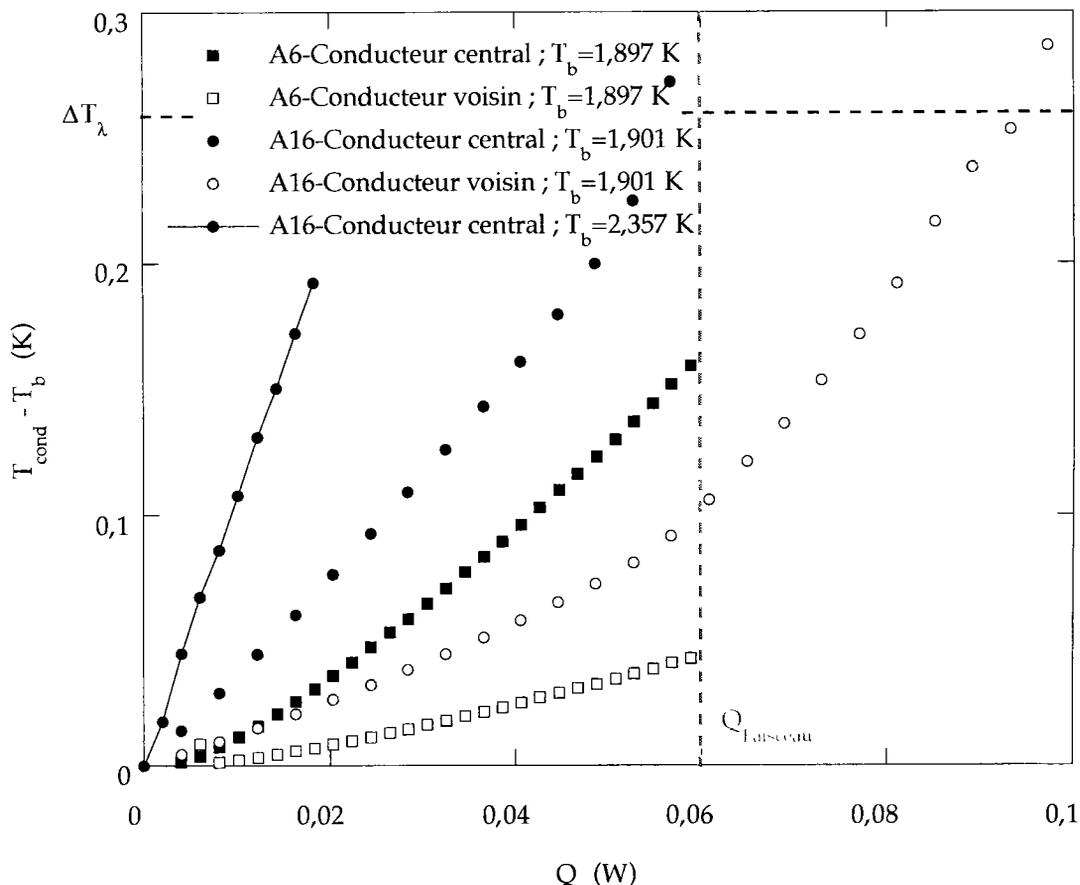


Figure II.23. Comparaison des échantillons A6 et A16. Échauffement du conducteur central chauffé seul et des conducteurs voisins.

Tableau II.6. Composition des isolations A6 et A16.

	Première couche	Seconde couche	
	Recouvrement 50 %	Espacement	
A6			2mm
A16			0

Le comportement linéaire de l'échantillon A16 montre que l'hélium contenu dans l'isolation n'est pas connecté mais qu'il est présent autour du conducteur. Ceci n'est pas surprenant puisque la structure de cet échantillon, composée de deux couches de Kapton® adhésif enrubanné avec un recouvrement de 50 %, nous amène à penser que celui-ci est imperméable à l'hélium. On s'aperçoit que la courbe d'échauffement est inférieure à celle obtenue en He I pour une température de 2,359 K. Cela confirme qu'il existe un volume d'hélium entourant le conducteur. Les canaux et des conduits connectant l'hélium en contact avec le conducteur existent certainement, mais leur section de passage doit être très faible.

Bien que leur comportement thermique soit différent, on observe que les conducteurs voisins sont échauffés. *Il existe donc un couplage thermique entre les conducteurs.* L'hélium interne est connecté au bain externe à travers les canaux au niveau des petites faces. Le couplage thermique s'explique parce que les transferts de chaleur s'effectuent principalement transversalement par la grande face du conducteur puisque la petite face de ces échantillons n'est pas ou peu perméable à l'hélium et que la résistance thermique longitudinale de la grande face est élevée.

Nous avons placé sur la figure II.23, la puissance équivalente des pertes faisceaux pour un conducteur ( $Q_{\text{Faisceau}}=60$  mW). Elle correspond à la puissance maximale que reçoit un conducteur soit  $0,4 \text{ Wm}^{-1}$  (cf. I.2.3). Cette puissance constitue le critère principal pour le choix d'une isolation performante : le flux critique d'une isolation ( $Q_{c\lambda}$ ) doit être supérieur à  $Q_{\text{Faisceau}}$  afin de garantir que le refroidissement s'effectue en hélium superfluide sur l'ensemble du bobinage supraconducteur.

### III.2.2. Conclusion

L'isolation A16 ne répond pas au critère principal puisque le flux critique  $Q_{c\lambda}$  est inférieur à  $Q_{\text{Faisceau}}$ . Elle ne répond pas non plus au critère de découplage thermique des conducteurs. Pour l'isolation A6,  $Q_{c\lambda}$  est supérieur à  $Q_{\text{Faisceau}}$  mais cette isolation présente un couplage important, certainement due à la résistance thermique des petites faces trop élevée.

La démarche suivie pour améliorer les transferts de chaleur dans ces isolations est divisée en deux. Dans la première partie de cette étude nous avons essayé de diminuer la résistance thermique globale de l'échantillon en modifiant à la fois *la constitution* de la première couche et celle de la seconde couche afin d'obtenir des flux critique  $Q_{c\lambda}$  supérieurs à  $Q_{\text{Faisceau}}$ . Diminuer la résistance

thermique implique d'augmenter la perméabilité globale de l'isolation à savoir augmenter le nombre de canaux débouchants par les petites faces. Dans la seconde partie nous nous sommes attachés à comprendre et diminuer le couplage thermique, c'est-à-dire la résistance thermique longitudinale de la grande face, entre les conducteurs, second critère à la définition d'une isolation idéale. A cet effet nous avons modifié *principalement la seconde couche*.

### III.3. "Perméabilité de la petite face"

Nous avons artificiellement créé une perméabilité en petite face sur l'échantillon A16 en perforant l'isolant de 6 trous par petite face d'un diamètre de 200  $\mu$ . La figure II.24 présente la comparaison entre A16 et cet échantillon A16t pour le chauffage du conducteur central seul. La perméabilité de la petite face est bien le paramètre qui permet de réduire la résistance thermique globale de l'échantillon. Nous avons ajouté sur cette figure un calcul simple déterminant le flux de chaleur qui peut être transféré par les trous. Pour ce calcul nous avons considéré le régime thermique comme étant le régime de Gorter-Mellink. La longueur des canaux est égale à l'épaisseur de l'isolation de la petite face qui est de 274  $\mu$  (isolant non comprimé).

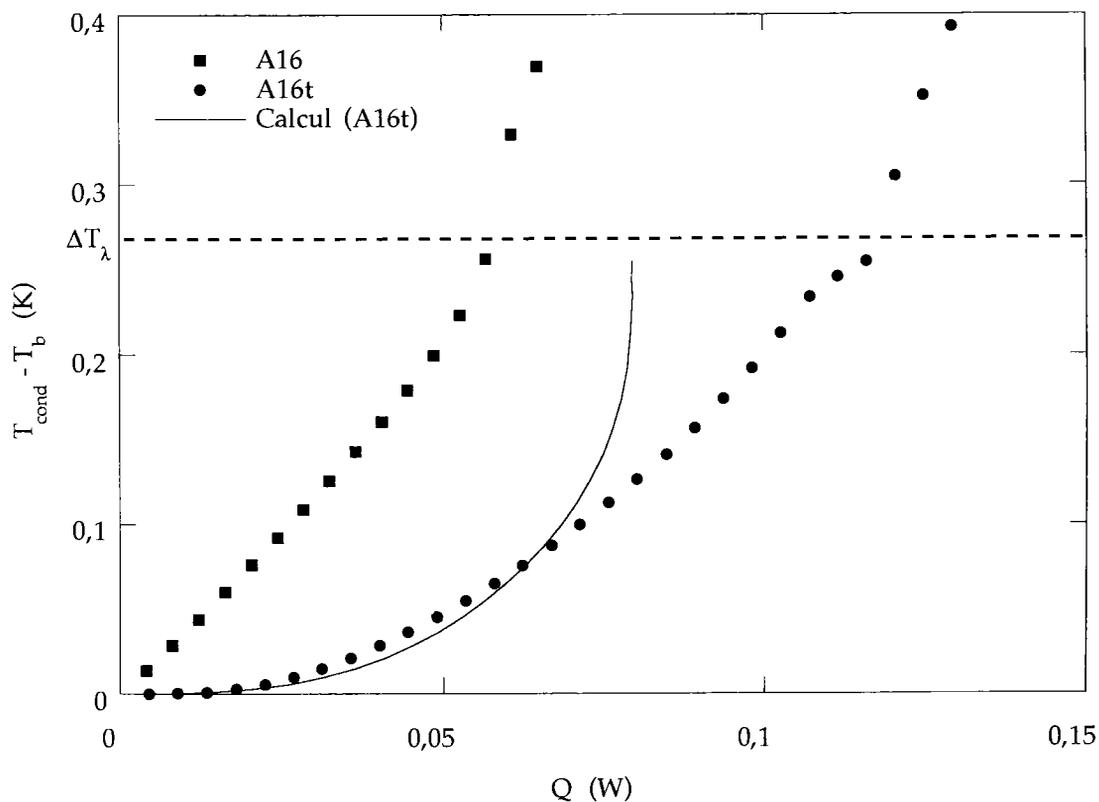


Figure II.24. Comparaison des échantillons A16 et A16t pour  $T_b = 1,9$  K. Echauffement du conducteur central chauffé seul.

Ce résultat montre qu'à faible  $\Delta T$ , tout le flux de chaleur est pratiquement transféré par les trous. Par contre à fort  $\Delta T$ , le transfert de chaleur est une combinaison des transferts par He II et par conduction où la conduction

devient dominante parce que la fonction de transfert  $f(T)$  en régime de GorterMellink diminue lorsque la température augmente et que la résistance thermique des canaux augmente lorsqu'ils transportent plus de flux ( $\propto f/q^2$ ).

### III.4. Ouverture de la première couche : Kapton® tramé

Le premier but suivi dans cette étude pour la définition d'une isolation performante a été de réduire la résistance thermique globale de l'isolation. Il s'agit essentiellement d'augmenter la "perméabilité" globale de l'échantillon, c'est-à-dire d'augmenter le nombre de canaux formés par l'enrubannage de la première couche débouchants dans le bain par la petite face ou d'augmenter la taille des canaux, formés par le recouvrement de la première couche, afin d'augmenter la section de passage du flux de chaleur.

Pour cet effet, la première couche des échantillons A8 et A11 a été réalisée à l'aide de bandes de Kapton® tramé. Cette bande de Kapton® possède une bande de tissu de fibre de verre collée sur l'une de ses faces. Ce tissu de fibre de verre, d'une épaisseur de  $5,5 \mu$ , est composé de 24 fils/cm par 10 fils/cm. L'ajout de la bande de tissu de fibre de verre doit permettre d'obtenir un espacement des canaux formés par le recouvrement supérieur à celui créé par le recouvrement de bande de Kapton® standard. Pour l'échantillon A11 la trame est située du côté conducteur alors que pour l'échantillon A8 la trame est située du côté de la seconde de l'isolation.

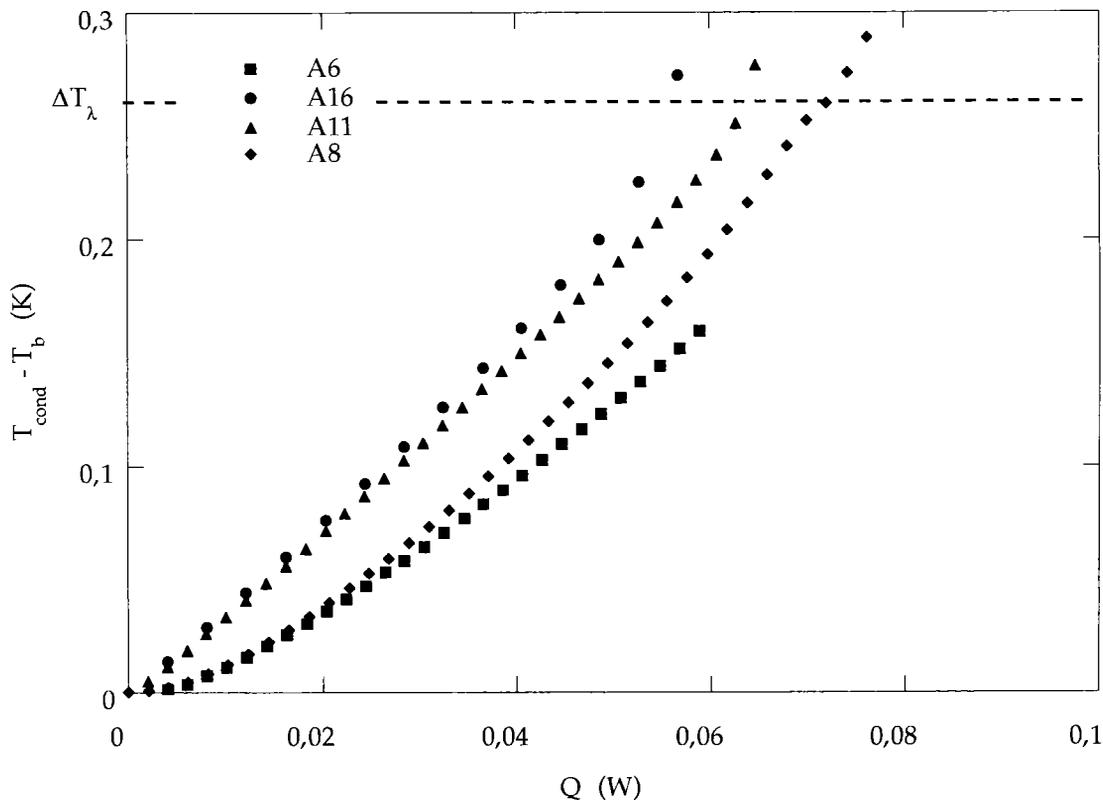
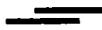
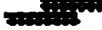


Figure II.25. Comparaison entre les échantillons A6, A8, A11 et A16 pour  $T_b=1,9$  K. Echauffement du conducteur central chauffé seul.

Tableau II.7. Composition des isolations A6, A8, A16 et A11.

	Première couche	Seconde couche	
	Recouvrement 50 %	Espacement	
A6			2mm
A8			2mm
A11			2mm
A16			0

La comparaison des courbes d'échauffement des échantillons A6, A8, A11 et A16 lorsque le conducteur central est chauffé seul montre que le comportement thermique de l'échantillon A11 est proche de celui de l'échantillon A16 (Figure II.25). La résistance thermique globale de cet échantillon est supérieure à celle de l'échantillon A6. Ceci montre que *l'ajout d'un tissu de fibre de verre a pour effet de boucher les canaux formés par le recouvrement de la première couche*. L'hélium présent dans l'isolation est situé autour des conducteurs et ne débouche pas dans le bain à travers les canaux. A l'examen de l'échantillon A11 et A8, on observe en effet que la trame de fibre de verre *s'encastre* dans les bandes de Kapton® de la première couche lors de la polymérisation, ce qui a pour effet de créer un "joint" au niveau des recouvrements. De plus la trame permet à la résine époxy de migrer entre les bandes de Kapton®.

L'échauffement de A11 est supérieur à celui de A8 parce que pour A11 la trame bouche partiellement les rainures de la surface du conducteur diminuant le volume d'hélium en contact avec celui-ci.

*L'ajout de cette trame de fibre de verre conduit à un effet opposé à celui espéré.*

### III.5. Effets de la résine époxy du tissu de verre de la seconde couche

L'isolation A12 est constituée d'une première couche identique à celle de l'isolation A11, par contre la seconde couche est constituée de tissu de fibre de verre sans résine époxy enrubanné avec le même espacement de 2 mm (tableau II.8).

Soulignons que cette isolation ne respecte pas la propriété d'adhésion de la seconde couche. C'est un "cas test" qui permet d'étudier l'influence de la résine époxy sur le transfert de chaleur global. Elle ne peut pas être retenue comme une isolation possible pour la fabrication d'un bobinage d'aimant supraconducteur.

Le comportement thermique de l'échantillon A12 est fortement non-linéaire comme le montre la figure II.26 et la résistance thermique globale est inférieure à celle de l'échantillon A11. Ceci montre que la première couche à Kapton® tramé crée des canaux d'hélium débouchant dans le bain au niveau de la petite

face (et débouchant dans les conduits inter-conducteurs en grande face). Cela montre aussi que la résine époxy bouche ces canaux puisque que le comportement thermique de l'échantillon A11 est linéaire.

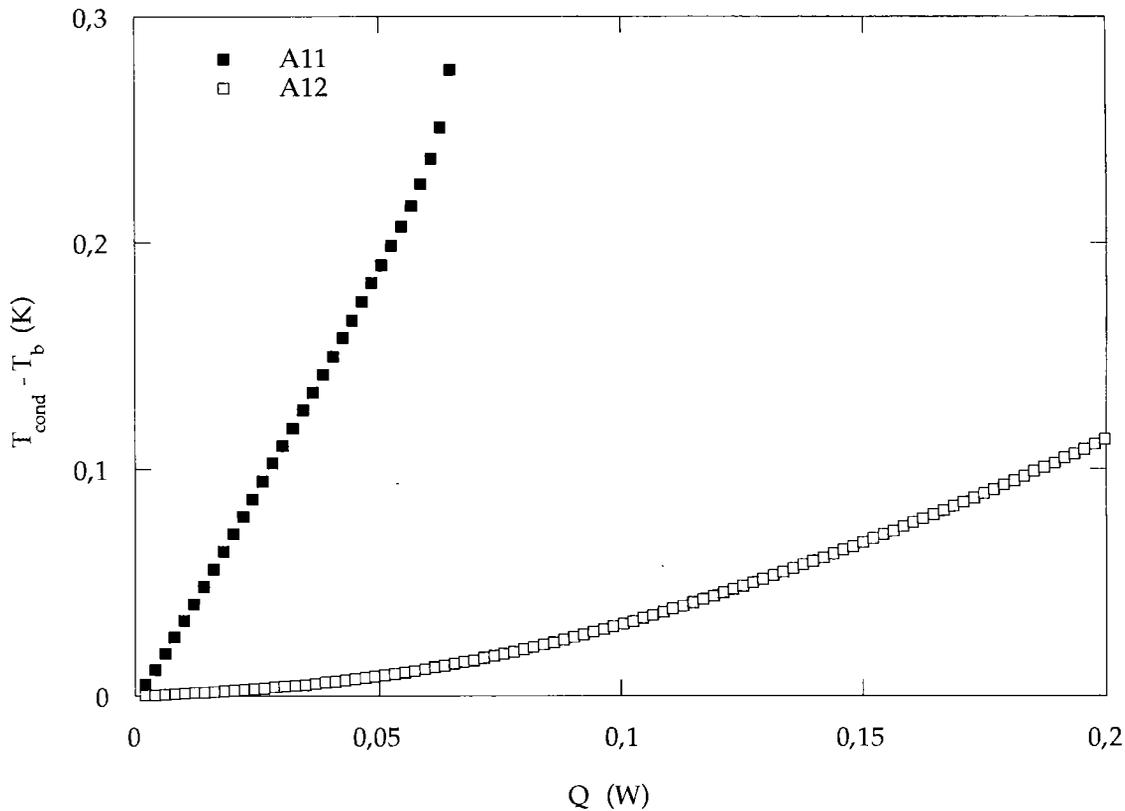


Figure II.26. Comparaison entre les échantillons A11 et A12 pour  $T_b=1,9$  K.  
Echauffement du conducteur central chauffé seul.

Tableau II.8. Composition des isolations A11 et A12.

	Première couche Recouvrement 50 %	Seconde couche Espacement	
A11			2 mm
A12			2 mm

Lors de la polymérisation, la résine époxy flue à l'extérieur de la bande de tissu de fibre de verre sur la première couche au niveau de la petite face et au niveau de la grande face de l'isolation. Le fluage de la résine époxy a le double effet de boucher les canaux que forme la première couche et de réduire la section des conduits inter-conducteurs.

*L'utilisation de la résine à des fins de cohésion mécanique de l'ensemble du bobinage a des effets négatifs du point de vue thermique. Par exemple sur la figure II.26 pour un écart de température de 80 mK le flux de chaleur transporté par l'échantillon A11 est de 2 mW alors que pour l'échantillon A12 il est de 49 mW.*

### III.6. Seconde couche en Kapton® adhésif avec un espacement

Aux vues des résultats des deux paragraphes précédents, l'utilisation de la fibre de verre pré-imprégnée, avec une teneur en résine de 22-23%, en seconde couche et du Kapton® tramé en première couche doit être *abandonnée* pour la réalisation d'une isolation performante. Afin de conserver le caractère adhésif de la seconde couche nécessaire à la réalisation du bobinage, la seconde classe d'isolation étudiée présente une première couche constituée de bande de Kapton® standard et d'une deuxième couche à espacement constituée de bande de Kapton® adhésif.

#### III.6.1. Adhésif sur les deux faces

L'isolation A15 est constituée en première couche d'un enrubannage identique à celui de l'isolation A6. La seconde couche est constituée de bande de Kapton® adhésif enrubannée avec un espacement de 2 mm. Notons que l'adhésif est aussi un matériau polyimide comme le Kapton® et qu'il a la particularité de ne pas fluer lors de la polymérisation. Les bandes de Kapton® utilisées pour fabriquer cet échantillon possèdent une couche d'adhésif sur les deux faces. Cette colle se trouve donc du côté de la première couche et du côté de l'isolation du conducteur voisin. Le tableau II.9 rappelle les principales caractéristiques des isolations A6 et A15.

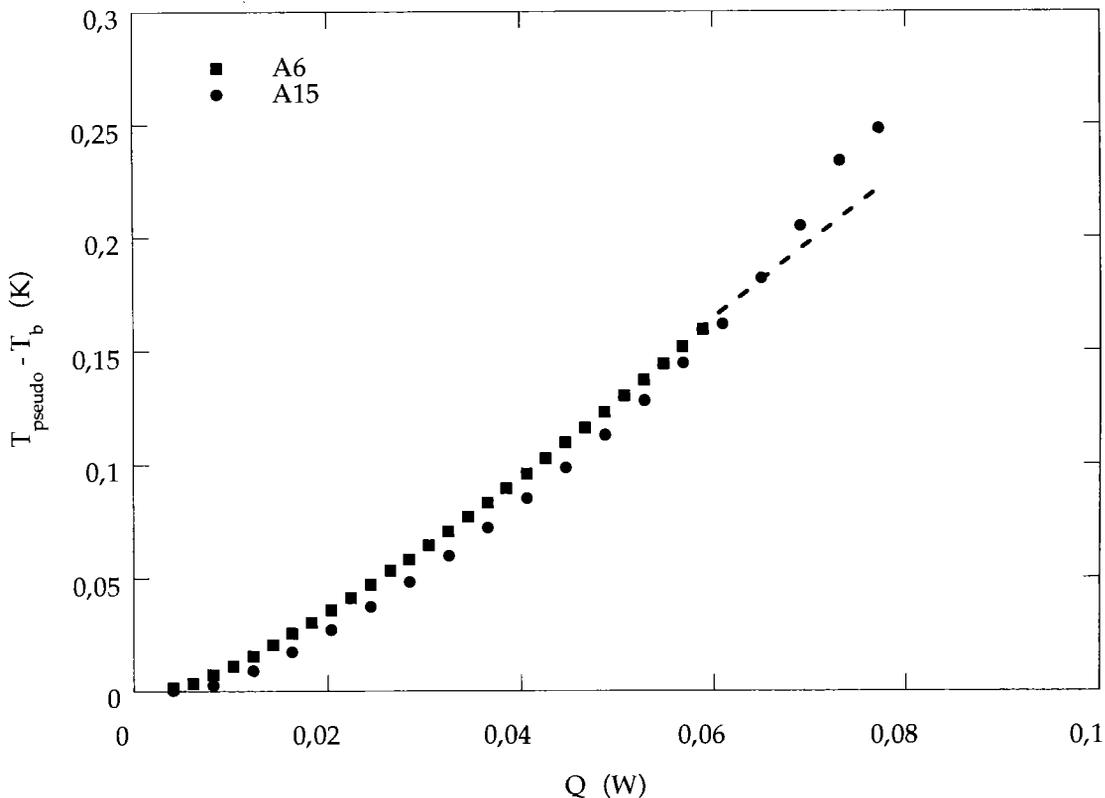


Figure II.27. Comparaison entre les échantillons A6 et A15 pour  $T_b=1,9$  K. Echauffement du conducteur central chauffé seul.

Tableau II.9. Composition des isolations A6 et A15.

	Première couche Recouvrement 50 %	Seconde couche Espacement	
A6			2 mm
A15			2 mm

La perméabilité de l'échantillon A15 est légèrement supérieure à celle de l'échantillon A6. La courbe d'échauffement de A15 est inférieure à celle de A6 pour les faibles  $\Delta T$  alors que pour les forts  $\Delta T$  il y a une plus grande contribution des grandes faces où la contribution de la conduction est plus importante (Figure II.27).

En fait la bande de Kapton® adhésif des deux faces a pratiquement le même effet que la fibre de verre pré-imprégnée de résine époxy puisque la non-linéarité des courbes est directement reliée au nombre de canaux débouchants (ou leur section) en petite face. La résine flue peu sur les petites faces et de façon plus importante sur les grandes faces.

### III.6.2. Adhésif côté conducteur voisin

D'après les résultats précédents un nouveau type d'isolation a été testée. C'est une évolution de la précédente où en seconde couche les bandes de Kapton® utilisées possèdent de la colle uniquement du côté conducteur voisin (extérieur de l'isolation). Les isolations A22 et A24 sont constituées d'une première couche de bandes de Kapton® avec un recouvrement de 50 % et d'une seconde couche constituée de bande de Kapton® adhésif ayant de la colle du côté du conducteur voisin. Notons que l'espacement de la bande de Kapton® de deuxième couche de l'échantillon A22 est de 4 mm et celui de l'échantillon A24 est de 3 mm.

Le comportement thermique des échantillons A22 et A24 est non-linéaire comme celui de l'échantillon A15, mais ils présentent une résistance thermique globale nettement inférieure. Pour un écart de température de 0,1 K, le flux de chaleur transporté par l'échantillon A15 est de 0,044 W alors que pour l'échantillon A22 il est de 0,115 W et de 0,117 W pour A24 (Figure II.28).

Le fait que la première couche et la seconde couche ne soient pas solidaires, au contraire de l'échantillon A15, rend un plus grand nombre de canaux débouchants par la petite face de l'isolation.

Les échauffements des échantillons A22 et A24 sont identiques, ce qui montre que l'espacement dans l'enrubannage de la bande de Kapton® de la seconde couche n'est pas le paramètre expliquant la différence de comportement thermique entre ces deux échantillons et l'échantillon A15. On s'attend à avoir peu de différence avec un échantillon ayant une isolation de type A22 et ayant un espacement de bande de seconde couche de 2 mm. Le paramètre important reste la colle de la seconde couche face à la première couche de l'isolation.

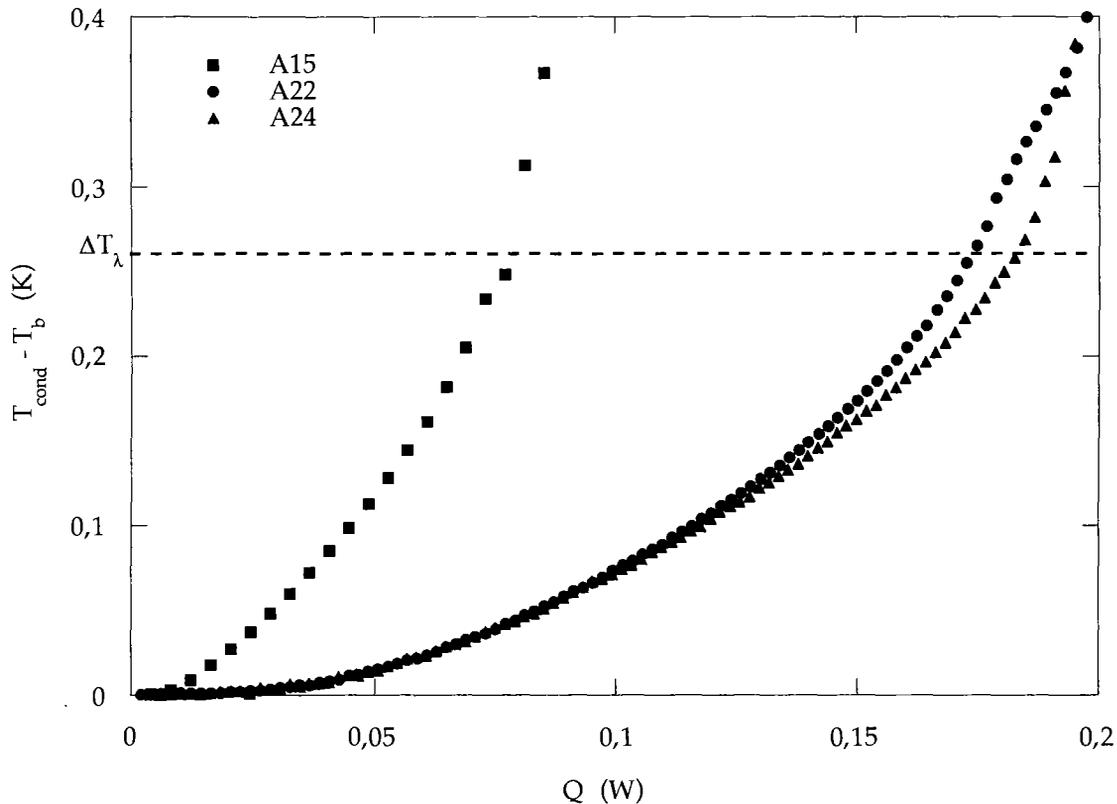


Figure II.28. Echauffements des conducteurs de A15, A22 et A24 pour le conducteur central chauffé.

Tableau II.10. Composition des isolations A15, A22 et A24.

	Première couche	Seconde couche	
	Recouvrement 50 %		Espacement
A15			2mm
A22			4mm
A24			3mm

Ces deux échantillons présentent une résistance thermique globale très faible. Ceci est dû à l'augmentation de la perméabilité (canaux débouchants) de l'isolation des petites faces en laissant débouchés ces canaux (pas de fibre de verre pré-imprégnée et pas d'adhésion des deuxièmes couches). Cette perméabilité se traduit par un transfert de chaleur global aux faibles  $\Delta T$  purement en He II suivant la loi  $\Delta T = Q^3$  correspondant à des flux de chaleur d'autant plus grands que la perméabilité est grande. La figure II.29 présente l'échauffement du conducteur central lorsqu'il est chauffé à différentes températures et montre que pour des écarts de température inférieurs à 10 mK, les courbes d'échauffements se rapproche du régime de Gorter-Mellink.

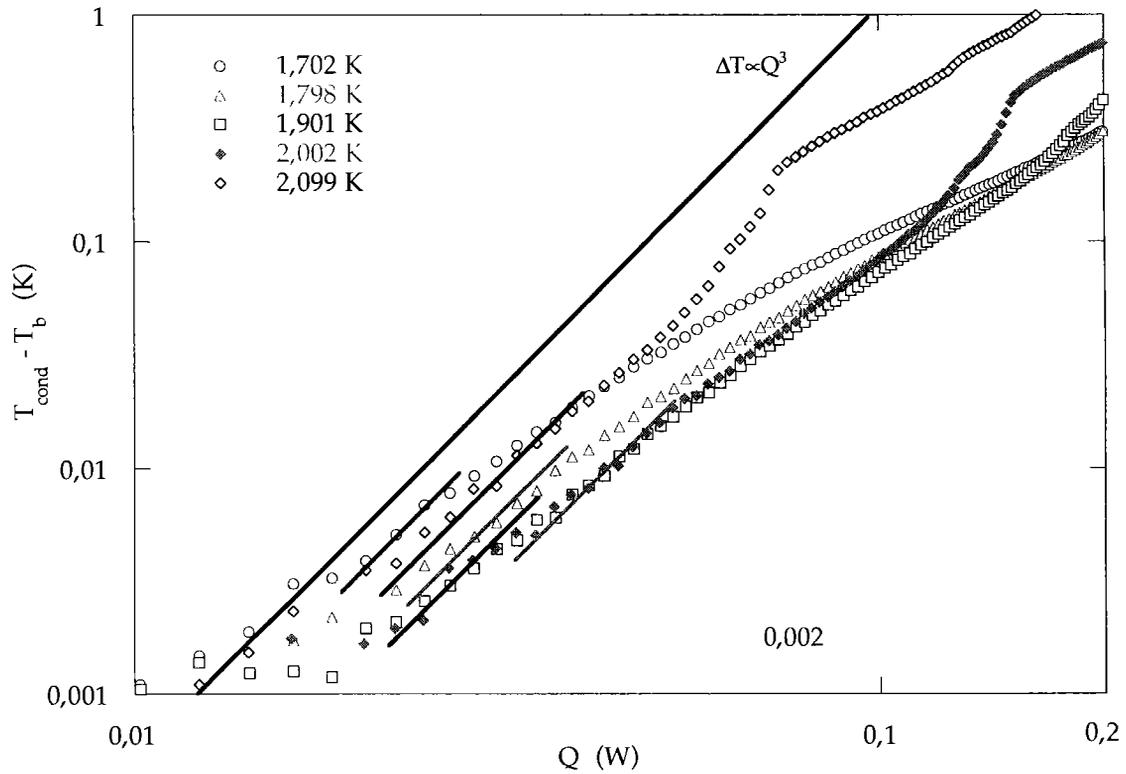


Figure II.29. Echauffement du conducteur central lorsqu'il est chauffé pour différents  $T_b$  (A22).

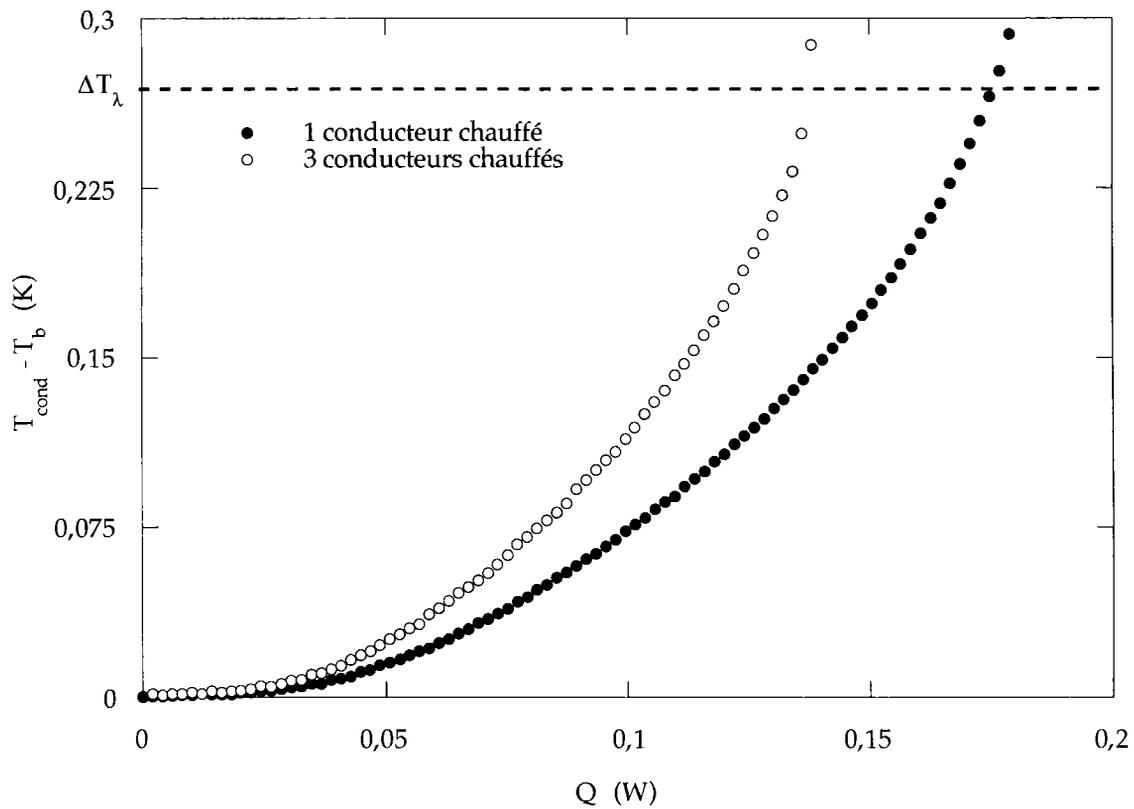


Figure II.30. Echauffement du conducteur central (A22).

Il est intéressant à ce stade de connaître si ces isolations performantes respectent le second critère à savoir le découplage thermique. Afin d'estimer le découplage thermique on compare sur la figure II.30 l'échauffement du conducteur central lorsqu'il est chauffé seul et lorsque les trois conducteurs centraux sont chauffés. Malgré l'espacement de 3 mm lors de l'enrubannage de la seconde couche, les conducteurs ne sont pas découplés thermiquement. Les canaux "inter-conducteurs" d'hélium, qui devraient être des court-circuits thermiques entre les isolations des conducteurs n'existent pas ou possèdent une section très faible. Les conduits sont réduits à des volumes d'hélium non connectés comme le montre la figure II.11.

### III.6.3. La résistance thermique de la petite face

Afin de mettre en évidence le transfert de chaleur par les petites faces, l'isolation A23 a été fabriquée en éliminant toute possibilité de transfert de chaleur par les canaux de la petite face, mais en créant un transfert de chaleur par la grande face. L'isolation A23 est constituée en première couche d'une feuille de Kapton® 200 HN de 50  $\mu$  d'épaisseur avec une ouverture calibrée de 4 mm. La seconde couche est identique à celle de l'échantillon A22.

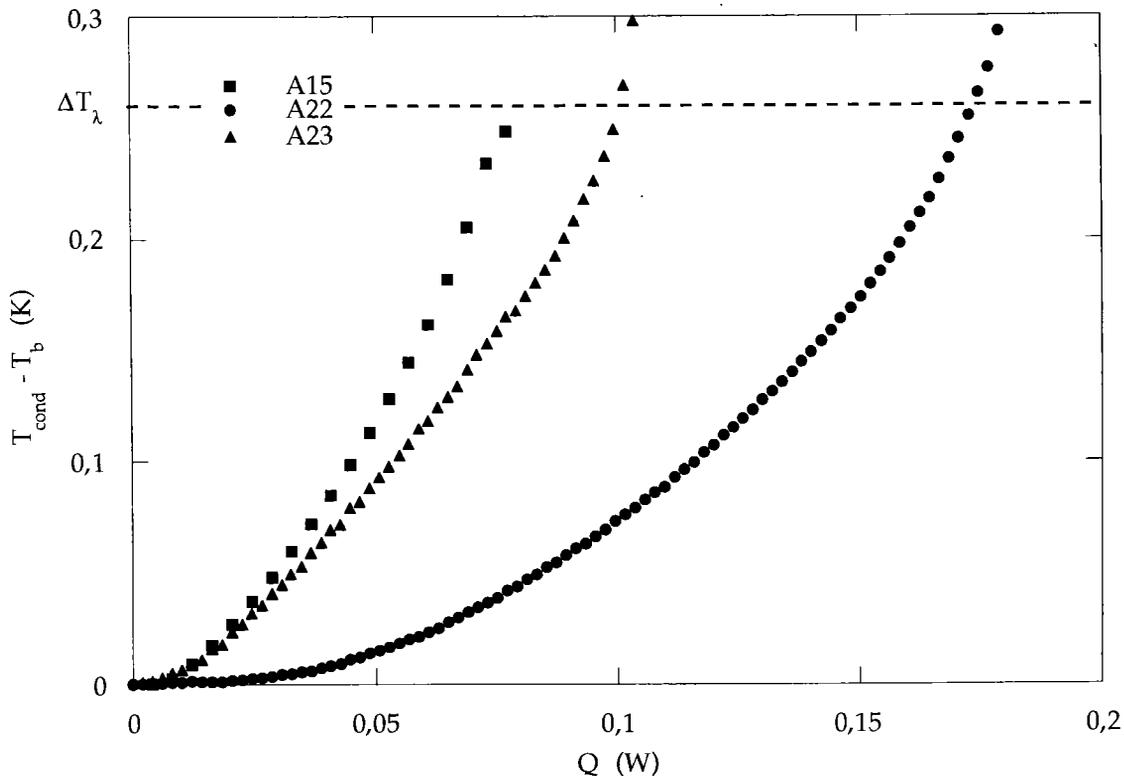


Figure II.31. Comparaison de A15, A22 et A23 lorsque le conducteur central est chauffé.

On retrouve la linéarité caractéristique des échantillons dans lesquels il existe peu ou pas de canaux débouchants par la petite face. Cet échantillon confirme que la non-linéarité des courbes d'échauffement est créée principalement par les canaux formés par la première couche débouchants par la petite face. La

comparaison avec A22 montre que l'ouverture de 4 mm de la première couche de l'isolation au niveau de la grande face n'est pas aussi efficace que celle de la petite face bien que la surface d'échange totale soit plus grande (Figure II.31).

Tableau II.11. Composition des isolations A15, A22 et A23.

	Première couche	Seconde couche	
	Recouvrement 50 %	Espacement	
A15			2mm
A22			4mm
A23			4mm

Cette dernière affirmation est confirmée par le test de l'échantillon A25. Il possède une seconde couche identique à celle de l'échantillon A24 et une première couche constituée de deux couches de Kapton® (Kapton® 50 HN et Kapton® 150 HN) enrubannées avec un recouvrement de 50 %. On retrouve encore un comportement quasi linéaire des échantillons ayant un nombre réduit de canaux débouchants par la petite face par le double recouvrement pour cet échantillon (Figure II.32).

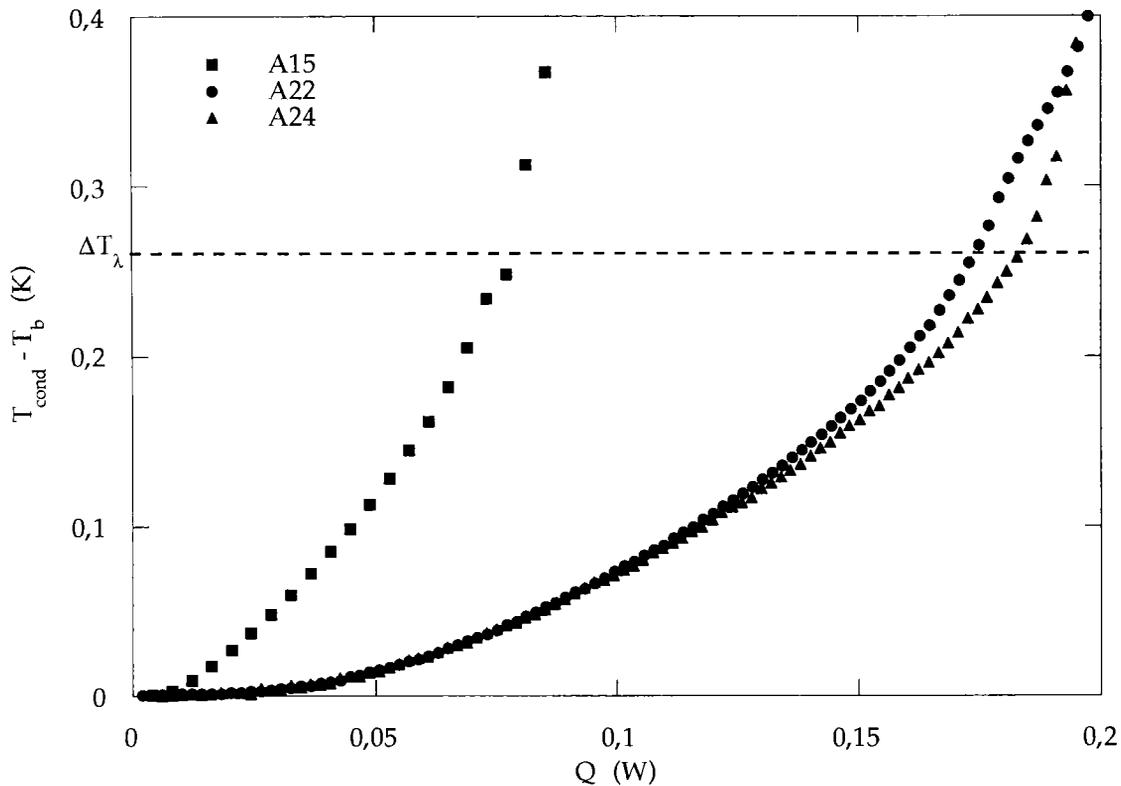


Figure II.32. Echauffement de A24 et A25 lorsque le conducteur central est chauffé.

Tableau II.12. Composition des isolations A24 et A25.

	Première couche	Seconde couche	
	Recouvrement 50 %	Espacement	
A24			3mm
A25			3mm

### III.7. Seconde couche à bandes jointives de Kapton® adhésif et de tissu sec

Nous venons de voir que l'espacement en seconde couche ne permet pas de créer des conduits d'hélium inter-conducteurs. Du fait de la pression exercée sur la grande face ces conduits sont réduits à des poches d'He II comme le montre la figure II.11.

Afin de maintenir une épaisseur suffisante des conduits inter-conducteurs d'hélium sous pression, l'isolation comprend une bande de tissu sans résine époxy jointive avec une bande de matériau assurant l'adhésion des isolations des différents conducteurs. L'enrubannage jointif ne crée pas d'espacement et doit interdire à l'isolation du conducteur voisin de boucher les conduits inter-conducteurs et la bande de tissu sec doit permettre de conserver un volume suffisant des conduits inter-conducteurs. Les matériaux utilisés sont le Kapton® possédant une couche d'adhésif ou la fibre de verre pré-imprégnée de résine. Le tissu sec utilisé est un tissu de fibre de verre et de fibre de Kevlar®. Les bandes de tissu sec sont nettement plus larges que les espacements des secondes couches des isolations précédentes (Figure II.11). Elles sont d'environ 10 mm (Figure II.33) afin de respecter lorsqu'elles sont comprimées un volume d'hélium identique à celui contenu dans un espacement de 2 mm.

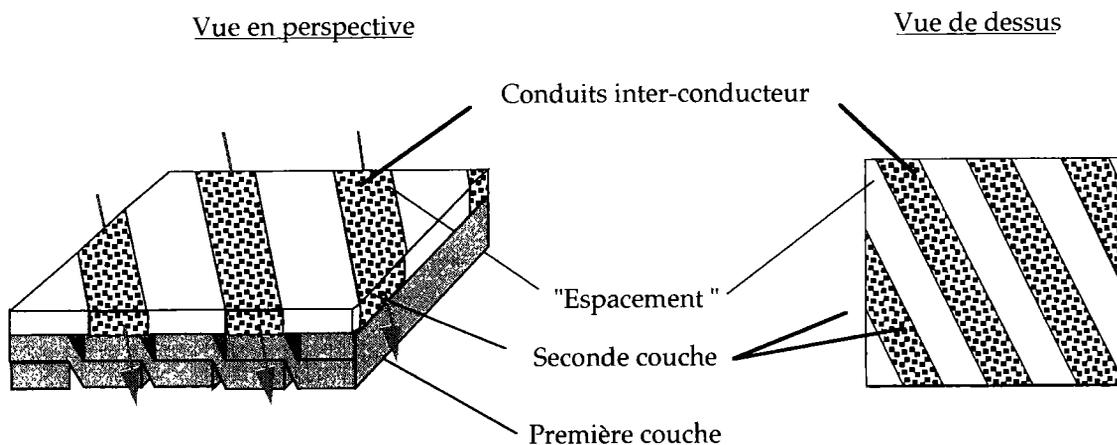


Figure II.33. Représentation schématique du motif à bande jointive.

Deux échantillons ont été testés. L'échantillon A18 possède une première couche constituée de bandes de Kapton® 100 HN avec un enrubannage à 50 % et une seconde couche composée d'une bande de tissu de fibre de verre pré-imprégnée de résine époxy (ISOVOLTA) d'une largeur de 12 mm jointive avec une bande de tissu de fibre de verre et de Kevlar® sec d'une largeur de 10,5 mm. D'après les précédentes remarques faites sur les effets de la fibre de verre pré-imprégnée en seconde couche, un deuxième échantillon a été testé. La première couche de l'échantillon A21 est identique à celle de A18, par contre, en seconde couche, la fibre de verre pré-imprégnée est remplacée par deux couches de Kapton® 140 XRCI adhésif sur les deux faces.

La figure II.34 présente une comparaison de l'échauffement des différents conducteurs lorsque le conducteur central est chauffé (symboles pleins). Ces deux échantillons présentent un échauffement supérieur à celui de

l'échantillon A22 indiquant que le nombre de canaux d'hélium débouchant par la petite face est inférieur. A18 présente un comportement thermique linéaire indiquant que l'adjonction du tissu sec rend l'isolation quasiment imperméable à l'He II parce que le tissu sec est imperméable à l'hélium dans le sens transversal. Le comportement thermique de l'échantillon A21 est fortement non-linéaire à faible  $\Delta T$ . Cette différence confirme que la résine de la fibre de verre flue lors de la polymérisation et bouche les canaux en petite face (A18). A fort  $\Delta T$ , les transferts de chaleur en He II sont moins efficaces dans les canaux et ils ne sont plus dominants.

La figure II.34 présente aussi l'échauffement du conducteur central lorsque les trois échantillons centraux sont chauffés. On remarque que les échantillons A18 et A21 sont découplés au contraire de l'échantillon A22. La bande de tissu de Kevlar® et de verre permet de maintenir le volume des conduits inter-conducteurs suffisamment grands. Notons qu'à forts  $\Delta T$  de chaleur les conducteurs sont légèrement couplés parce que les transferts de chaleur en He II sont moins efficaces dans les conduits.

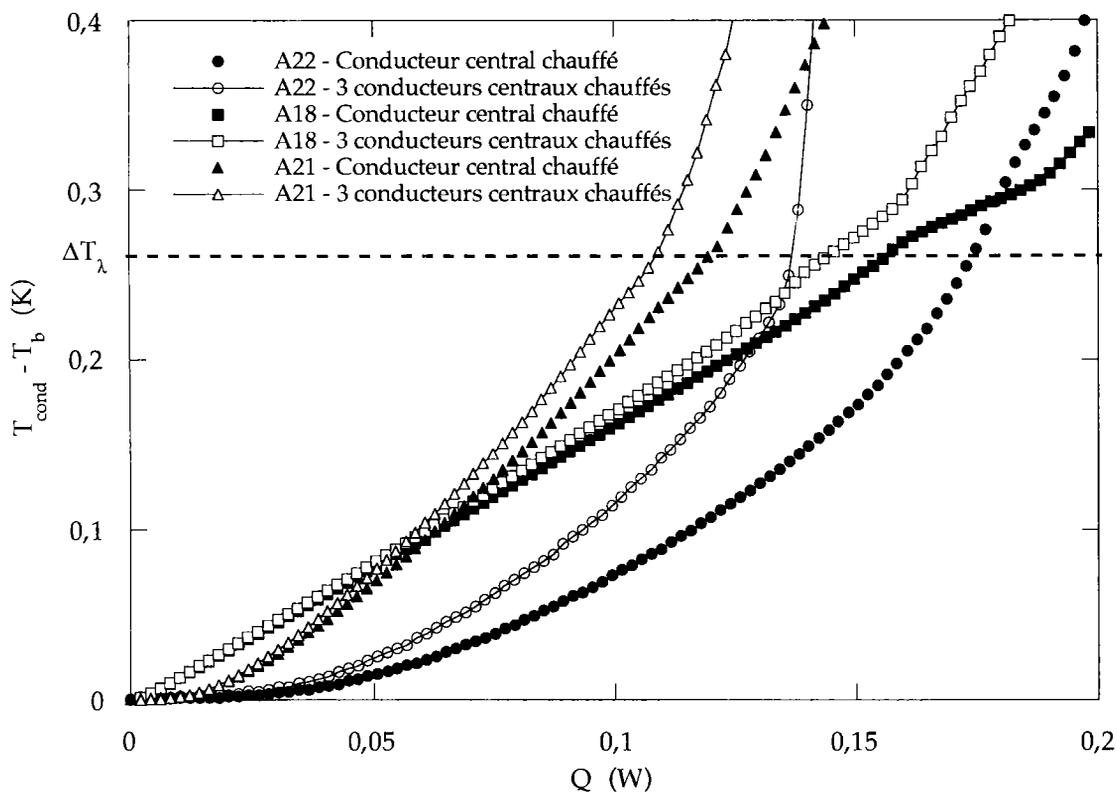


Figure II.34. Echauffements du conducteur central pour A22, A18 et A21.

Tableau II.13. Composition des isolations A22, A18 et A21.

	Première couche	Seconde couche	
	Recouvrement 50 %		Espacement
A22			4 mm
A18			0
A21			0

Nous pouvons revenir à la modélisation faite au paragraphe III.1.1.1 pour résumer les résultats obtenus. La non-linéarité de la courbe d'échauffement à faible  $\Delta T$  de l'échantillon A21 provient du fait que  $R_{pf}$  est faible parce que des canaux d'He II débouchent (Figure II.35). Pour de plus forts  $\Delta T$ , l'efficacité des canaux diminue et  $R_{pf}$  augmente. La linéarité de la courbe d'échauffement de l'échantillon A18 provient d'une part du fait que le tissu de fibre de verre et de Kevlar® bouchent les canaux et d'autre part que la résistance thermique des conduits longitudinaux est nulle. C'est ce qui explique qu'à faibles  $\Delta T$  sa courbe d'échauffement est supérieure à celle de A21 ( $R_{pf}(A21) < R_{pf}(A18)$  à faibles  $\Delta T$ ). Le fait que la résistance thermique des conduits inter-conducteurs est quasiment nulle induit qu'il existe un découplage thermique. A fort flux de chaleur le fait que la courbe d'échauffement de A18 soit inférieure à celle de A21 s'explique parce que la résistance de la grande face  $R_{gf}$  (Isolant de la première couche en série avec les canaux inter-conducteurs) est inférieure à celle de A21.

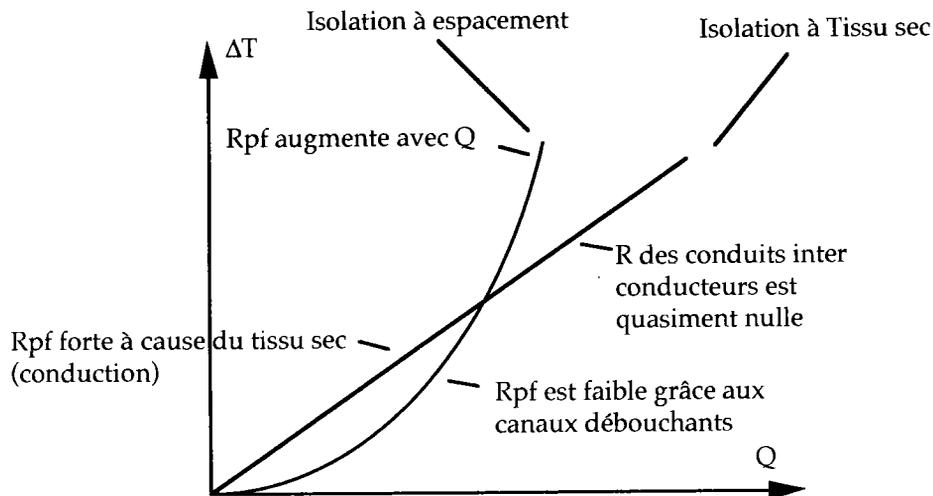


Figure II.35. Schématisation des transferts de chaleur.

L'enseignement technologique de ces essais montre que le tissu sec permet de découpler thermiquement les conducteurs mais n'offre pas une perméabilité en petite face meilleure que celle de A22 ou A24.

### III.8. Comportements thermiques des isolations

#### III.8.1. Schématisation des transferts de la chaleur

A partir des différents résultats, nous pouvons affiner la schématisation des transferts de chaleur proposée sur la figure II.36 en détaillant les résistances de la petite face de l'isolation et celle de la grande face. La résistance thermique en petite face  $R_{pf}$  est composée de la résistance thermique de l'isolant de la première couche et de la résistance des canaux d'hélium.

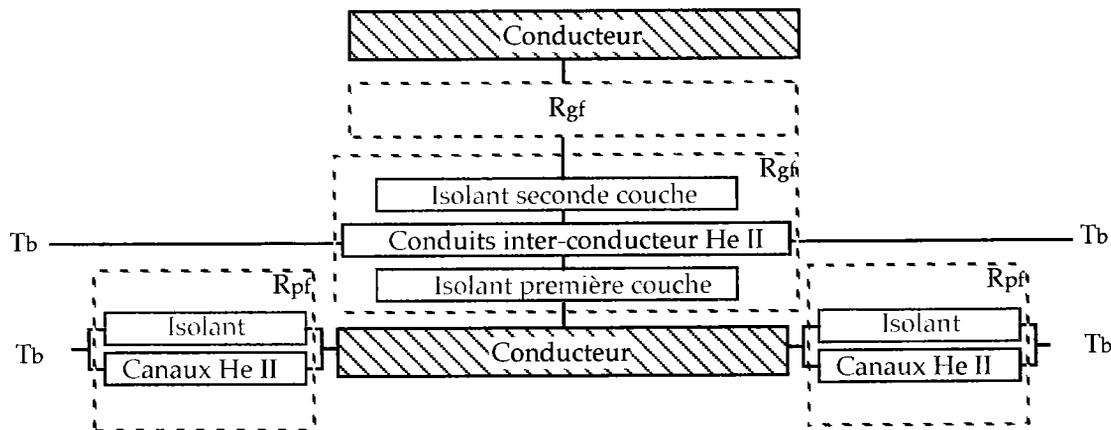


Figure II.36. Schématisation des transferts de la chaleur

Il faut noter pour la résistance thermique de la grande face que le flux de chaleur traverse l'isolant de la première couche pour être transféré soit transversalement vers le conducteur voisin à travers l'isolant de la seconde couche et soit longitudinalement vers le bain à travers les canaux inter-conducteurs.

### III.8.2. Comportement linéaire à fort couplage thermique

L'échantillon est imperméable à l'hélium et les transferts de chaleur à travers la petite face sont conductifs. La résistance thermique des conduits inter-conducteurs est grande et la chaleur est transférée au conducteur voisin par la grande face.

Ce comportement thermique linéaire est obtenu pour des isolations possédant une première couche, enrubannée à 50 %, double (A25) ou pour des isolations dont les bandes de la première couche sont intimement liées soit parce qu'elles sont adhésives (A16) soit parce qu'un matériau supplémentaire vient former un joint entre ces couches (A11). Ces échantillons présentent un fort couplage thermique parce que les conduits inter-conducteurs sont inexistantes ( $R_{gf}$ ). Pour l'échantillon A11, la résine époxy de la fibre de verre bouche les conduits inter-conducteurs par fluage lors de la polymérisation alors que pour l'échantillon A16, la structure de la seconde couche même, formée de Kapton® adhésif sur les deux faces, est rédhibitoire à la formation de canaux. Pour les échantillons A25, l'espacement de la bande de Kapton® de 3 mm n'est pas suffisant pour assurer des conduits longitudinaux de faible résistance thermique.

D'après les courbes expérimentales, l'hélium est présent dans l'isolation puisque l'on observe la transition de phase en surface du conducteur. Ces isolations ne possèdent qu'un volume d'hélium interne compris dans les rainures de la surface du conducteur non remplies par l'isolation. Ce volume d'hélium n'est pas connecté au bain par les canaux et par les conduits.

### III.8.3. Comportement non-linéaire à fort couplage thermique

L'échantillon possède une isolation perméable à l'hélium mais la résistance thermique des canaux inter-conducteurs est grande.

Les échantillons A6, A15 et A16t présentent un comportement non-linéaire parce qu'ils possèdent des canaux débouchants par la petite face. Les bandes de Kapton® des premières couches des échantillons A6 et A15 ne possèdent ni fibre de verre supplémentaire, ni couche de colle. Leur comportement est non-linéaire mais leur échauffement est important.

Le couplage thermique entre les conducteurs est élevé. L'échantillon A6 présente une seconde couche de tissu de fibre de verre pré-imprégnée de résine et l'enrubannage de bande de Kapton® avec un espacement de 2 mm n'est pas suffisant pour découpler les conducteurs (A15) parce qu'il y a création de poches d'hélium à la place de conduits inter-conducteurs. Les mêmes remarques faites pour A16 sur la seconde couche sont valables pour A16t.

Les échantillons A22 et A24 présentent aussi un comportement non-linéaire et un couplage entre les conducteurs importants. Par contre leurs échauffements sont nettement moins importants parce que leur isolation ne comprend ni fibre de verre pré-imprégnée ni bande de Kapton® adhésif face conducteur en seconde couche, éléments à éviter pour la réalisation d'une isolation performante.

En conclusion, le volume d'hélium interne est connecté au bain extérieur à travers des canaux formés par la première couche au niveau de la petite face. Il n'y a pas de conduits continus d'hélium dans la partie inter-conducteur.

### III.8.4. Comportement linéaire à faible couplage thermique

Ce type d'échantillon présente un isolant en première couche imperméable et une résistance thermique des conduits inter-conducteurs faible.

L'échantillon A18 présente un comportement thermique linéaire et les conducteurs sont découplés. La première couche de cette isolation est identique à celle de A6, ce qui nous laisse penser que la seconde couche est uniquement à l'origine du comportement thermique de ces conducteurs comme pour l'échantillon A21. Le tissu de fibre de verre et de Kevlar® non pré-imprégné bouche les canaux en seconde couche parce qu'elle est largement imbibée de résine époxy pour l'échantillon A18 lors de la polymérisation. Par contre elle améliore le découplage thermique des conducteurs. La perméabilité à l'hélium dans la direction transverse à la trame de ce type de tissu est faible alors que dans la direction longitudinale la perméabilité est élevée.

Le volume d'hélium interne n'est pas connecté au bain extérieur, mais il existe un volume d'hélium dans la partie inter-conducteur de l'isolation, ce qui signifie que les canaux inter-conducteurs débouchent dans le bain externe.

Pour ce type d'isolation l'hélium interne n'est pas connecté, via des canaux d'hélium au niveau de la grande face, aux conduits inter-conducteurs.

### III.8.5. Comportement non-linéaire à faible couplage thermique

L'isolant de la première couche est perméable à l'hélium et la résistance thermique des conduits inter-conducteurs est faible.

Le seul échantillon qui possède les deux caractéristiques à la fois est l'échantillon A21. La non-linéarité de cet échantillon s'explique par la structure de sa seconde couche. Par rapport à A18, la fibre de verre est remplacée par une bande de Kapton® adhésif, ce qui rend l'isolation plus perméable à l'hélium en petite face. On note que la structure filamentaire du tissu de Kevlar® et fibre de verre est propice au bouchage des canaux en petite face. C'est pour cette raison que les échauffements de cet échantillon sont comparables à ceux de A6 pour un conducteur chauffé.

Le volume d'hélium interne est connecté au bain extérieur via des canaux en petite face et il existe un volume d'hélium dans la partie inter-conducteur de l'isolation, ce qui signifie que les canaux inter-conducteurs débouchent dans le bain externe.

On note que l'isolation recherchée est une isolation dont la perméabilité permet de créer un grand nombre de canaux débouchants par la petite face et des conduits inter-conducteurs connectés à l'hélium interne. Compte tenu des différents échantillons testés, pour obtenir cette isolation il faudrait créer une isolation à partir de A22 et A21. L'isolation A12 répond à ces deux critères thermiques mais elle ne répond pas aux critères de fabrication d'un bobinage.

### III.8.6. Résultat de l'ensemble des échantillons

La figure II.37 présente une schématisation des différents comportements thermiques en fonction des échantillons.

Il est à noter que les échantillons A22 et A24 font partie de la même "famille" que les échantillons A6, A15, A16t et A21. leur perméabilité est supérieure. Les figures II.38 et II.39 présentent l'échauffement du conducteur central pour l'ensemble des résultats lorsque le conducteur central est chauffé seul et lorsque les trois conducteurs sont chauffés. Le tableau II.14 rassemble la structure de l'ensemble des isolations.

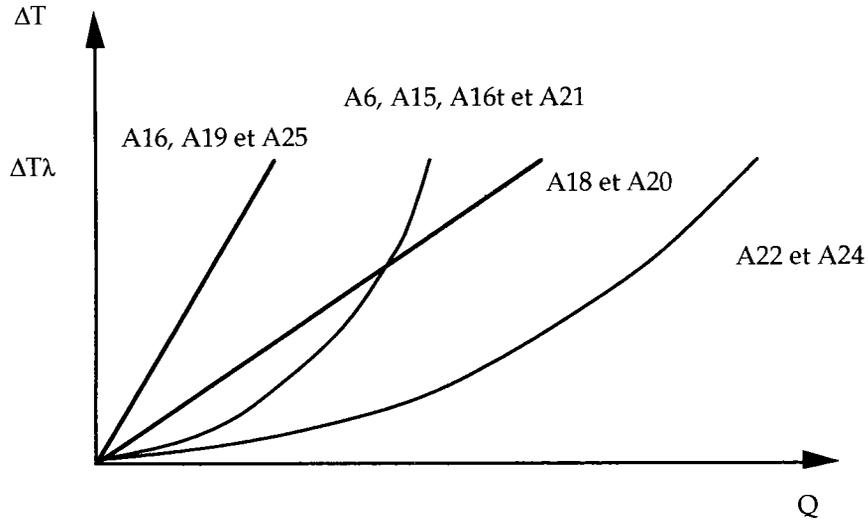


Figure II.37. Schématisations des comportements thermiques des isolations.

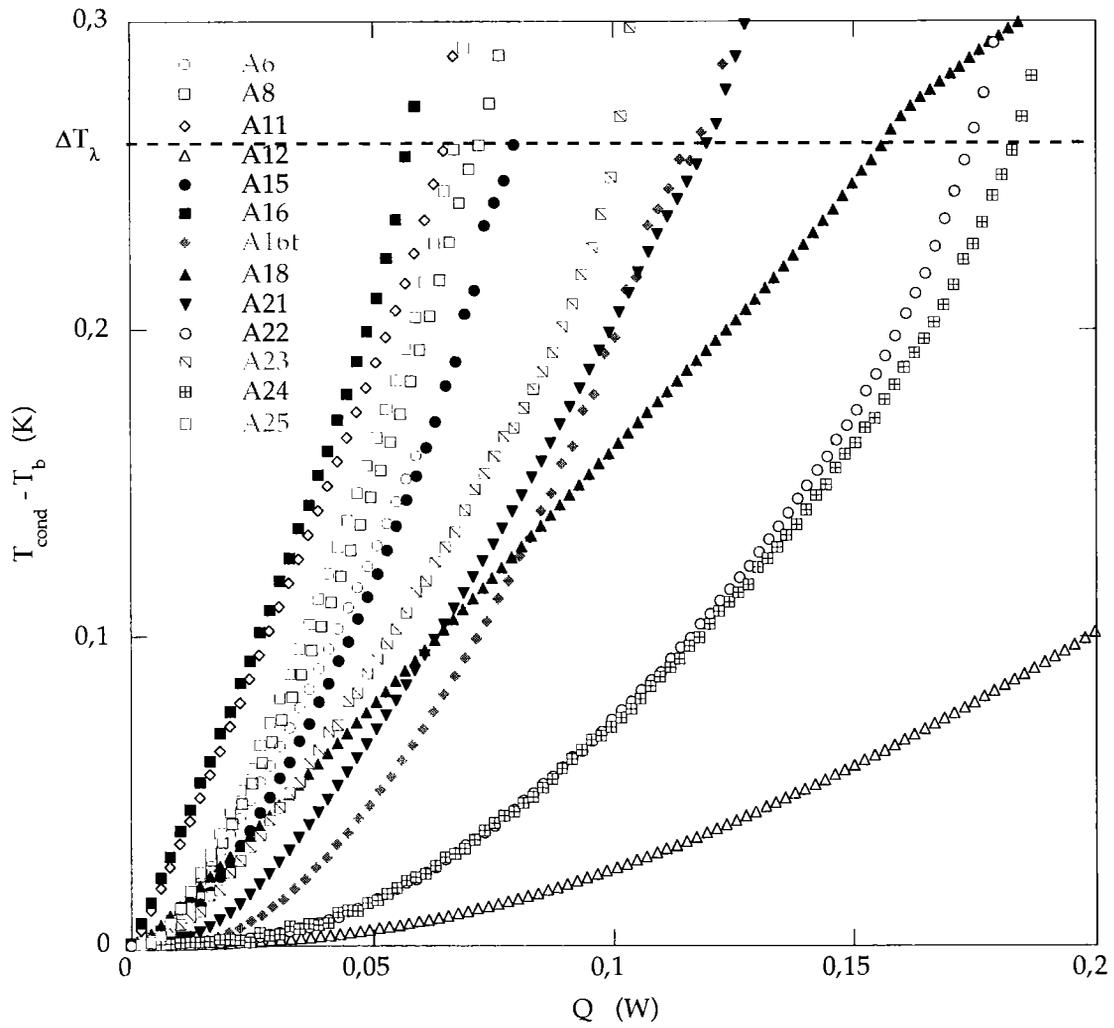
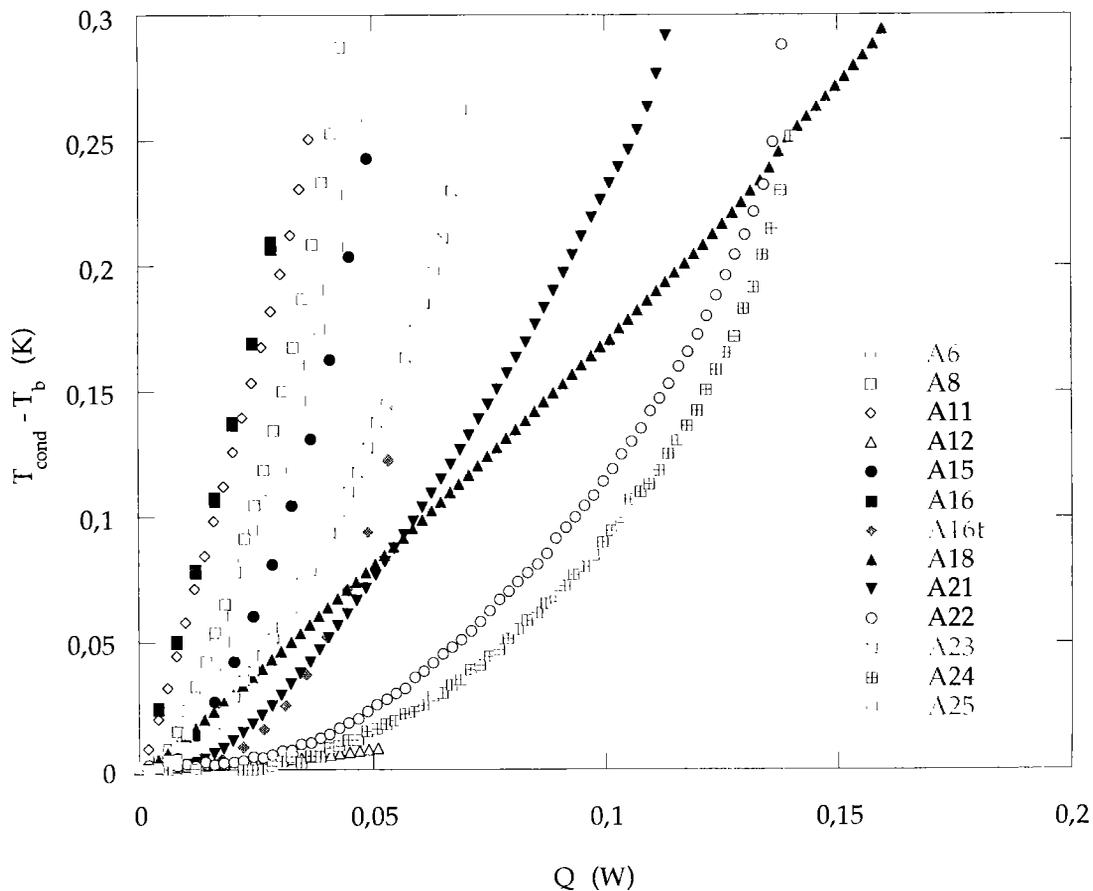


Figure II.38. Echauffement du conducteur central chauffé seul.

Tableau II.14. Définition des isolations.

Isolation	Composition de l'isolation			Polymérisation	
	Première couche Recouvrement à 50 %	Deuxième couche Espacement		Pression (MPa)	Cycle
A3*			2 mm	54	2 h à 160°C
A6			2 mm	69	2 h à 160°C
A8			2 mm	150	2 h à 160°C
A11			2 mm	54	2 h à 160°C
A12			2 mm	23	2 h à 160°C
A15			2 mm	65	10 mm à 180°C
A16			0	65	10 mm à 180°C
A18			0	65	2 h à 160°C
A21			0	65	10 mm à 180°C
A22			4 mm	65	10 mm à 180°C
A23			4 mm	65	10 mm à 180°C
A24			3 mm	65	10 mm à 180°C
A25			2 mm	65	10 mm à 180°C

\* : les rainures à profil trapézoïdal de cet échantillon ont une profondeur de 0,36 mm



## **IV. Approche qualitative des transferts de chaleur - Modélisation numérique**

### **IV.1. But de la modélisation numérique**

Le but de cette modélisation numérique est de valider les différents comportements thermiques de ces isolations à partir des remarques faites aux chapitres précédents. Le modèle numérique ne s'attache qu'à représenter de façon simplifiée le système expérimental parce le but de ces calculs n'est pas de retrouver les résultats expérimentaux, mais de comprendre quels sont les chemins privilégiés de la chaleur au regard de la structure de l'isolation.

Certains paramètres feront l'objet d'une étude plus détaillée. Nous verrons l'influence du flux de chaleur sur les courbes d'échauffement et la dimension des volumes d'hélium voulant modéliser l'hélium dans l'isolation.

### **IV.2. Modèle Numérique**

#### **IV.2.1. Introduction**

Nous avons utilisé un code de calcul par élément finis (CASTEM) spécifique au traitement des problèmes thermiques non linéaires utilisant une méthode de résolution semi-implicite. Une procédure spécifique aux transferts de chaleur en He II en régime de Gorter-Mellink a été élaborée dont nous rappellerons brièvement quelques détails [Pes 1995] et [Fuzier 1996]. Dans l'étude de ce problème, il convient de spécifier que les caractéristiques thermodynamiques peuvent être dépendantes de la température et que les conditions aux limites sont linéaires. Le code résoud l'équation de la chaleur en régime permanent, avec ou sans terme source (puissance volumique dissipée), à laquelle sont associées les conditions aux limites intérieures et extérieures.

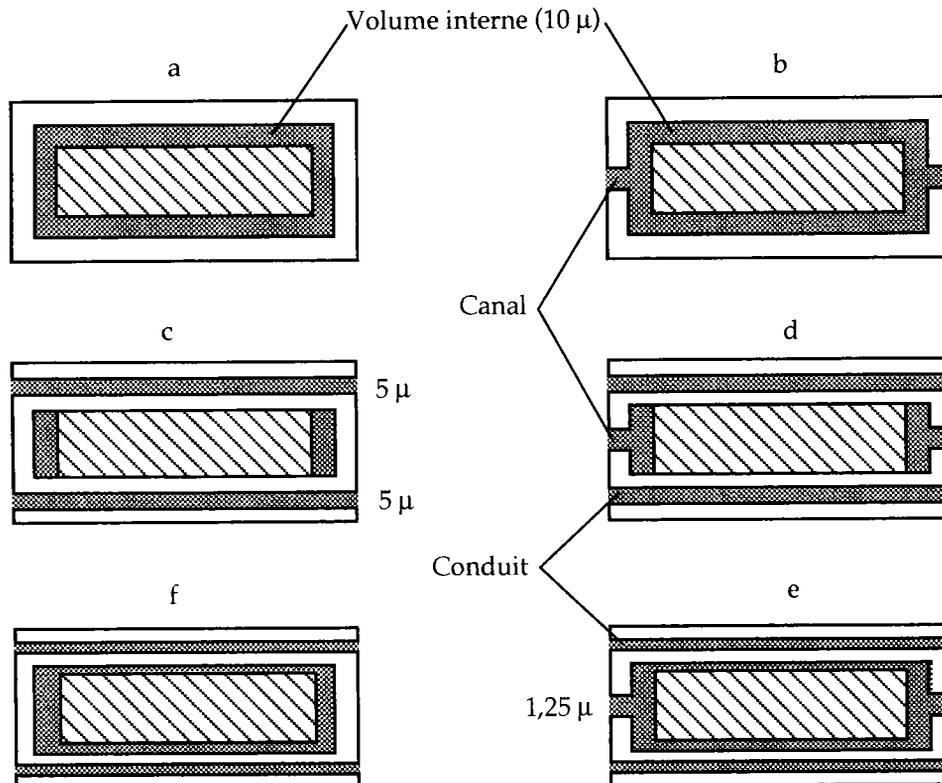
Le modèle thermique est bidimensionnel du fait de la configuration thermique du système expérimental. Les différents composants de ce modèle numérique sont l'isolant, le conducteur et l'hélium. L'isolant et le conducteur ont été considérés comme des matériaux monolithiques dont la conductivité thermique est constante. Il a été tenu compte de la non-linéarité de l'expression du flux de chaleur et de la fonction de transfert  $f(T)$  pour la modélisation de l'hélium.

Les calculs sont effectués à la fois lorsque l'hélium est dans sa phase superfluide où le transfert de chaleur est régi par le régime de Gorter-Mellink et lorsqu'il est dans sa phase normale et alors il sera considéré comme un matériau dans lequel les transferts de chaleur sont régis par la conduction [Mamou 1996]. Ce choix est justifié par le fait que l'hélium interne au câble est d'environ 3 % du volume du câble, interdisant tout autre type de transfert thermique que le transfert de chaleur par conduction.

### IV.2.2. Configurations de calcul

Au regard de la constitution de l'isolation, il a été remarqué que l'He II se retrouve à différents emplacements qui sont les rainures à la surface des conducteurs (hélium interne), les canaux formés par le recouvrement à 50% de la première couche et les conduits formés par l'espace entre les rubans de la seconde couche. L'hélium peut se retrouver dans l'isolation sous forme de "poches" connectées par des canaux de petites dimensions. Cependant, pour des facilités de modélisation, on considère en première approximation que l'hélium se répartit de manière uniforme. A partir de ces trois emplacements possibles de l'hélium, plusieurs configurations de répartition de l'hélium dans le système conducteur-isolation ont été étudiées. Dans chacune des configurations, la quantité d'He II est répartie différemment dans le système conducteur-isolant, mais le volume total d'hélium est constant et égal au pourcentage du volume d'hélium contenu dans les isolations testées.

La configuration a veut modéliser un échantillon présentant une courbe d'échauffement linéaire et un fort couplage thermique des conducteurs. Elle modélise l'hélium interne représentant l'hélium situé dans les rainures à la surface du conducteur ne débouchant pas vers le bain extérieur comme le montre la figure II.40 (A16 et A25).



Dans la configuration b, les deux trous latéraux simulent les canaux formés par la première couche connectant l'hélium interne avec l'hélium externe situé au

niveau de la petite face (Figure II.40). Ce type de configuration veut modéliser des échantillons présentant une courbe d'échauffement non-linéaire et un couplage thermique entre les conducteurs (A6, A15, A16t, A22 et A24).

La configuration c présente des canaux longitudinaux dans l'isolation simulant les conduits inter-conducteurs formés par l'espacement de la deuxième couche d'isolant. L'épaisseur totale de la couche d'isolant est la même que pour les précédentes configurations. Cette configuration veut simuler un échantillon dont le comportement thermique est linéaire et qui présente un couplage thermique faible entre conducteurs (A18). On remarque qu'elle modélise seulement l'hélium interne au niveau des petites faces. Cette configuration veut modéliser le fait que parce que l'échantillon est sous contrainte mécanique, l'isolation remplit les rainures de surface des conducteurs sans laisser d'espace à l'hélium. Pour étudier l'effet de la présence d'hélium interne au niveau des grandes faces, une seconde configuration (configuration f), présente une épaisseur d'hélium interne à cet emplacement.

Les configurations d et e veulent modéliser des échantillons dont le comportement thermique est non-linéaire et présentent un découplage entre les conducteurs. A cet effet, comme pour la configuration b, deux trous latéraux simulent les canaux formés par la première couche connectant l'hélium interne avec l'hélium externe situé au niveau de la petite face. Comme pour la configuration c, la configuration d ne modélise pas l'hélium interne entourant au niveau de la grande face, par contre la configuration e le modélise. Ces configurations devraient correspondre à l'isolation A21.

#### IV.2.3. Maillage et conditions aux limites

Le modèle considère le système expérimental comme étant composé de trois éléments différents qui sont l'hélium, l'isolation et le conducteur. Le système modélisé est représenté sur la figure II.41 et comprend les cinq conducteurs, l'isolation et l'hélium. Chaque rectangle correspond à une configuration étudiée. Une condition de Dirichlet (température constante) est imposée sur les petites faces des conducteurs, modélisant le fait que le système expérimental est plongé dans un bain isotherme d'He II. Sur les grandes faces des conducteurs extérieurs, un flux de chaleur nul est imposé parce que cet emplacement correspond au moule de compression. Des calculs préliminaires en He I ont montré que le flux de chaleur traversant le moule est négligeable par rapport au flux de chaleur injecté dans les conducteurs. Les conditions aux limites internes ont été considérées parfaites, à savoir que températures et flux de chaleur sont égales de part et d'autres d'une frontière.

Notons que la résistance de Kapitza n'a pas été modélisée parce que ce type de condition aux limites n'est modélisable qu'en introduisant un élément supplémentaire ayant une épaisseur finie et dont la résistance thermique équivalente correspond à la valeur de la résistance de Kapitza. La dimension physique d'un tel élément devrait être d'au moins 10 fois inférieure à la plus petite dimension des autres éléments afin de ne pas perturber les résultats des

calculs et d'éviter des instabilités numériques. De plus elle conduit à créer un écart de température de 1 mK pour un flux de chaleur de 0,05 W par mètre conducteur. Cet écart de température correspond à l'incertitude moyenne obtenue par le calcul.

D'après la symétrie thermique du système modélisé, un quart de l'ensemble est maillé correspondant à la zone grisée sur la figure II.41. Lors de l'analyse des résultats nous présenterons uniquement l'échauffement du conducteur central au point S1 et celui du conducteur voisin au point S2 correspondant aux emplacements des sondes de température.

Les dimensions moyennes du conducteur sont respectées à savoir 17 mm  $\times$  2,48 mm, mais l'état de surface n'a pas été reproduit. En fait les épaisseurs d'hélium interne représentées dans les différentes configurations représentent l'espace que forment les rainures entre le conducteur et l'isolation. Le volume d'hélium dans l'isolation a été conservé il correspond à 1,5 % du volume total du conducteur. Les canaux ont une épaisseur de 1,25  $\mu$ , l'hélium interne et les conduits possèdent une épaisseur de 10  $\mu$ . Les dimensions des isolations représentent une moyenne mesurée sur l'ensemble des échantillons testés. Elle vaut 0,17 mm sur la petite face et 0,11 mm sur la grande face du conducteur.

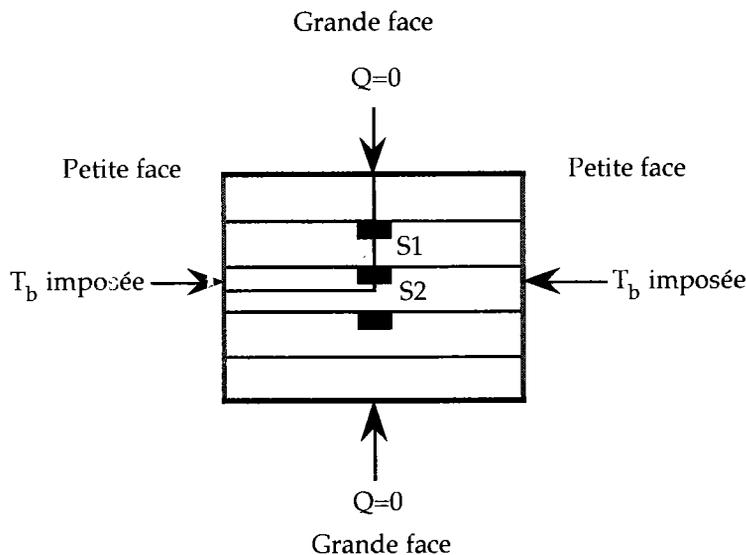


Figure II.41. Maillage et conditions aux limites.

Toutes ces dimensions sont identiques pour les six configurations étudiées. Nous étudierons ultérieurement l'influence de la dimension des conduits et canaux. Un exemple de maillage de la configuration b est proposé sur la figure II.42. Seuls sont visibles les surfaces modélisant le conducteur et l'isolation. Du fait de leur dimension le canal et l'hélium interne ne sont pas visibles.

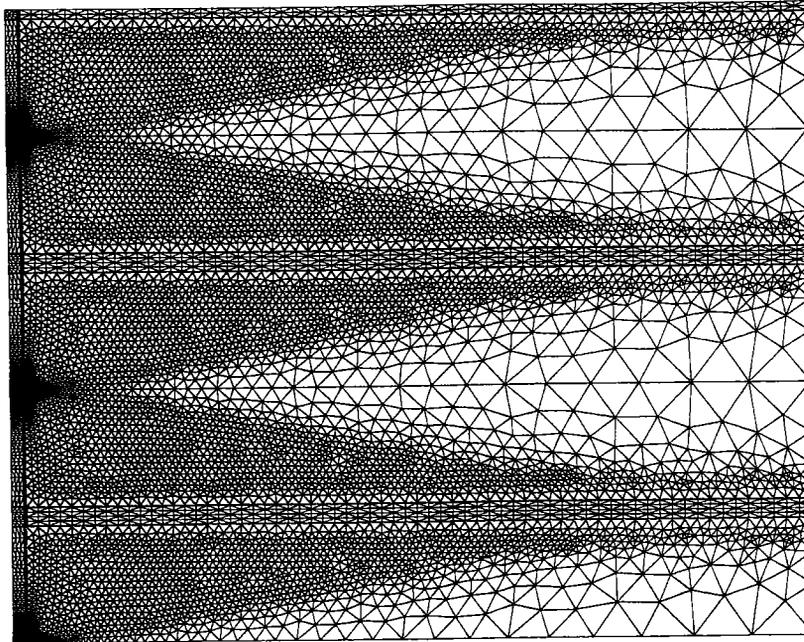


Figure II.42. Exemple de maillage pour la configuration b.

#### IV.2.4. Comportements thermiques des différents milieux

##### IV.2.4.1. Matériau "solide"

Pour l'isolation, le conducteur et l'hélium lorsqu'il est dans sa phase normale, la loi de comportement thermique est donnée par la relation de Fourier  $\vec{q} = -k(T)\vec{\nabla}T$  où  $k$  est la conductivité thermique du matériau considéré isotrope. L'isolant électrique est considéré comme un matériau dont la conductivité thermique moyenne des isolations testées est constante et vaut  $0,011 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ . Cette valeur est proche de la valeur de la conductivité du Kapton® à 1,9 K. Les conducteurs sont considérés comme des matériaux isotropes dont la conductivité est celle de l'inox utilisé pour la construction des conducteurs et qui vaut  $0,11 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  vers la température de 1,9 K. L'He I est traité comme un matériau solide dans la conductivité thermique vaut  $0,02 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ . La variation de la conductivité thermique en fonction de la température a été négligée pour ces composants compte tenu de l'intervalle de température étudié [1,9 K ; 2,15 K] afin d'éviter d'alourdir le calcul.

##### IV.2.4.2. Transferts de chaleur en He II

Le code CASTEM traite les problèmes thermiques en régime permanent ou transitoire non-linéaires et dépendant de la température. Il ne met en œuvre que les transferts de chaleur régis par la loi de Fourier. En régime de Gorter-Mellink, la densité de flux de chaleur s'énonce en fonction du flux par  $|\vec{q}|^2 \vec{q} = -f(T)\vec{\nabla}T$ . Pour utiliser la procédure des transferts de chaleur en milieu

isotrope non-linéaire de ce code, il a fallu élaborer une nouvelle procédure décrivant le flux de chaleur en régime de Gorter-Mellink comme étant  $|\vec{q}| = -k(T)\vec{\nabla}T$  [Pes 1995]. Cette écriture conduit à une conductivité thermique équivalente de l'He II

$$k = \left( f(T) / \sum_{i=x,y} |\vec{\nabla}_i T|^2 \right)^{1/3} \quad [\text{II.4}]$$

La modélisation des transferts de chaleur inclut la dépendance en température de la fonction de transfert  $f(T)$ . Notons que lorsque la température de l'hélium dépasse la température de transition  $T_\lambda = 2,163$  K, la procédure traite l'hélium comme un matériau solide ayant une conductivité de  $0,02 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ .

#### IV.4. Résultats en He I

La figure II.43 représente l'échauffement du conducteur central lorsque le conducteur central est chauffé et lorsque les trois conducteurs centraux sont chauffés à la température de 2,2 K. On note que l'incertitude de calcul sur l'écart de température est de l'ordre du mK que ce soit pour les calculs en He I ou pour les calculs en He II. Pour toutes les configurations les résultats sont identiques.

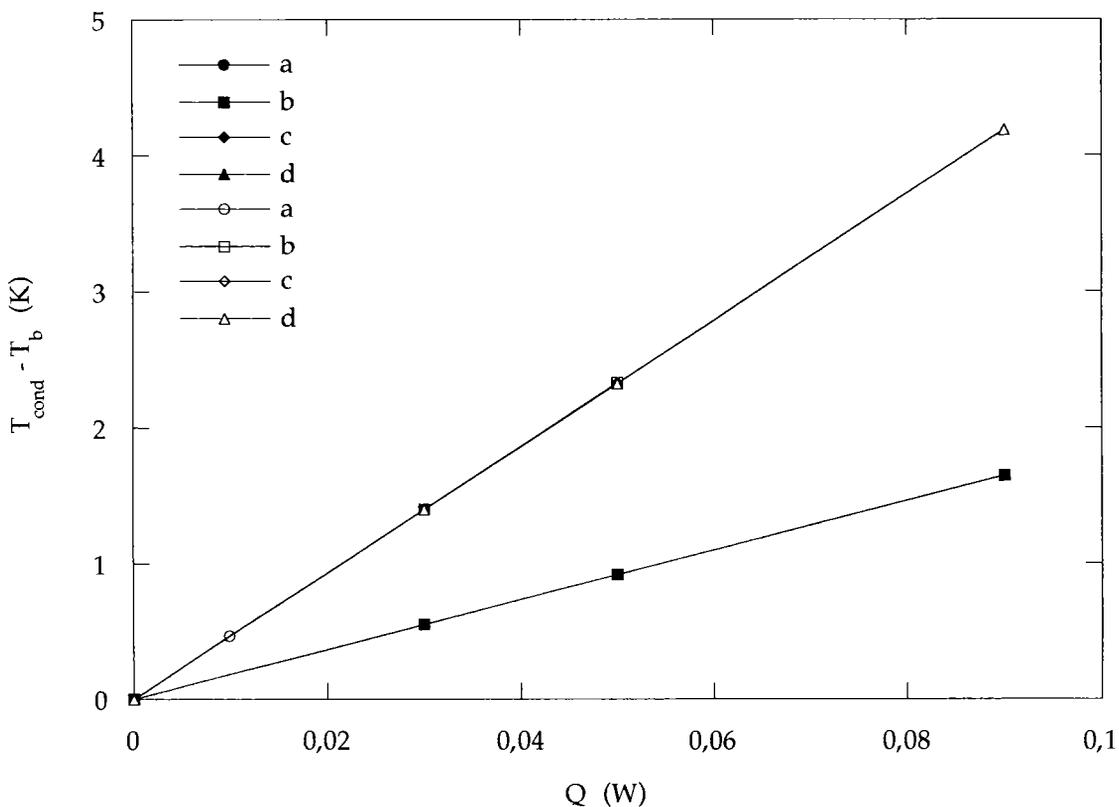


Figure II.43. Echauffement du conducteur central pour différentes configurations.  
Symbole plein : conducteur central chauffé, Symbole vide : 3 conducteurs centraux chauffés.

On vérifie d'après la figure II.43 que le comportement thermique est identique et linéaire quelle que soit la configuration utilisée. La position des canaux, les conduits et l'hélium interne ne modifient pas les lignes de flux de chaleur. En effet, dans notre modélisation l'He I est considéré comme un élément conducteur ayant une conductivité thermique proche de celle de l'isolant. Sur la figure II.44 est donnée la carte d'écart de température correspondant aux calculs effectués pour une puissance dissipée dans le conducteur central de 0,05 W pour 15 cm.

Nous avons reporté les résultats relatifs à l'échauffement du conducteur central pour une puissance de 0,05 mW dans 15 cm de conducteur dans le tableau II.15. L'ensemble de ces résultats montre que, quelle que soit la configuration étudiée, les deux tiers de la chaleur passe par la grande face du conducteur et de l'isolation de la grande face et un tiers par les petites faces que ce soit pour le conducteur central chauffé seul ou que ce soit pour les trois conducteurs chauffés. Le flux de chaleur passant par les canaux et conduits d'hélium est négligeable.

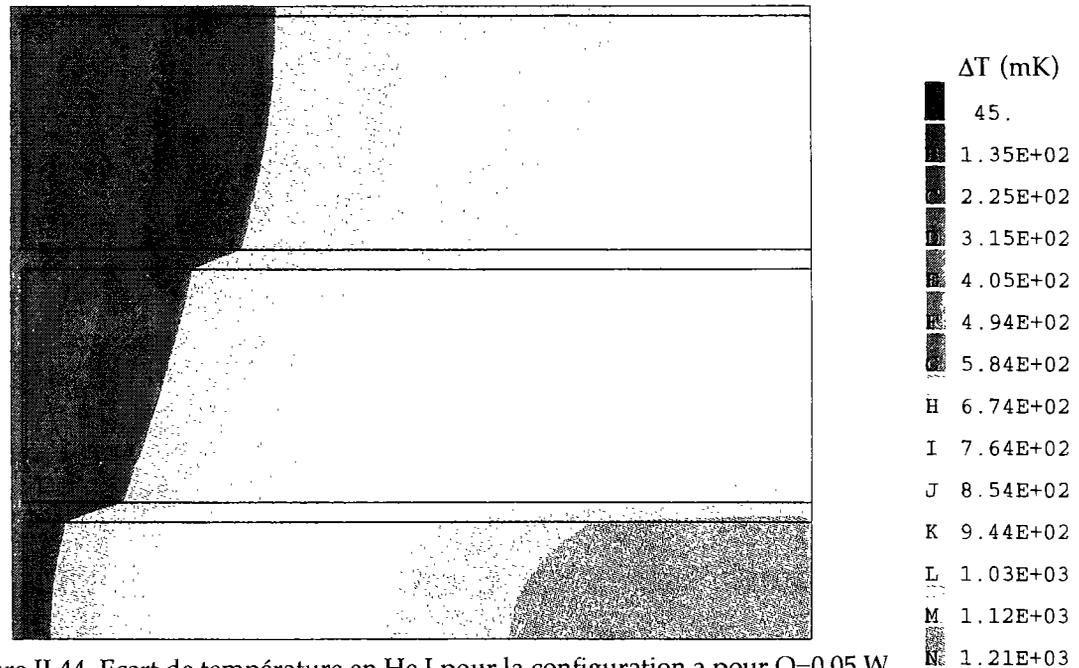


Figure II.44. Ecart de température en He I pour la configuration a pour  $Q=0,05$  W.

Tableau II.15. Répartition du flux de chaleur lorsque le conducteur central est chauffé.  
 $T_b=2,2$  K,  $Q=0,05$  W dans 15 cm.

	a	b	c	d
Puissance dissipée (W/m)	0,333	0,333	0,333	0,333
Flux sortant du conducteur par les grandes faces (W/m)	0,225	0,225	0,226	0,225
Par les petites faces (W/m)	0,103	0,102	0,103	0,102
Flux sortant de l'isolant (W/m) par les grandes faces	0,225	0,225	0,229	0,229
Par les petites faces (W/m)	0,110	0,110	0,103	0,104
Flux sortant des canaux He II (pf) (W/m)		0,0003		0,0006
Flux sortant des conduits He II (gf) (W/m)			0,001	0,002
Echauffement du conducteur central (K)	0,915	0,915	0,915	0,915

## IV.5. Résultats en He II

### IV.5.1. Courbes d'échauffement

Pour l'ensemble des calculs présentés en He II la température du bain d'hélium a été choisie à 1,9 K. Les courbes d'échauffement du conducteur central dans les différentes configurations lorsque le conducteur central est chauffé seul sont présentées sur la figure II.45. On retrouve comme pour les courbes expérimentales l'effet de l'hélium. En effet la résistance thermique en He I est de  $18,3 \text{ KW}^{-1}$  alors que pour la configuration a en He II elle est de  $5,2 \text{ KW}^{-1}$ . Pour les configurations c, d et f elle est de  $0,9 \text{ KW}^{-1}$  et pour les configurations b et e elle est de  $0,1 \text{ KW}^{-1}$  pour des  $\Delta T$  inférieurs à 20 mK.

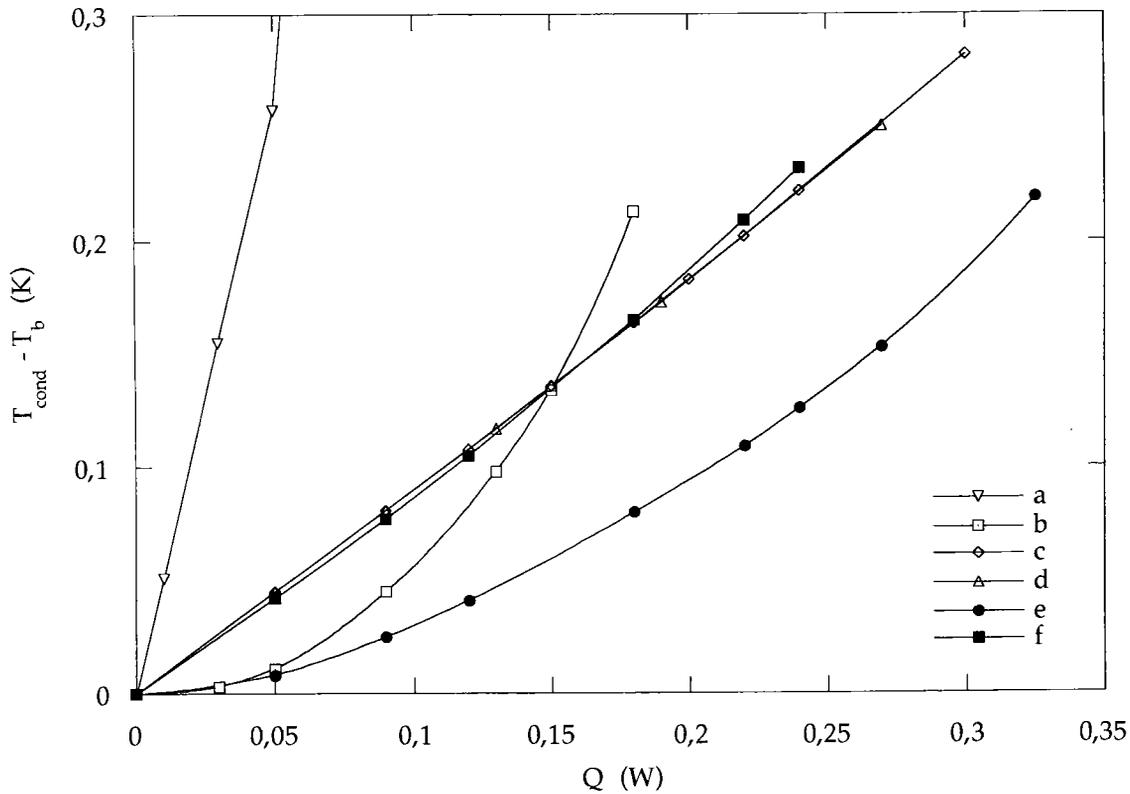


Figure II.45. Echauffement du conducteur central pour le conducteur central chauffé seul.  
 $T_b = 1,9 \text{ K}$  ; Conduit =  $10 \mu$  ; Canal =  $1,25 \mu$  ; Hélium interne =  $10 \mu$ .

Les quatre configurations qui présentent un comportement thermique linéaire identique dans le cas de l'He I, possèdent en He II des comportements thermiques différents. Les configurations a, c, d et f présentent un comportement linéaire, alors que les configuration b et e présentent un comportement thermique non-linéaire. Le comportement thermique des configurations a, c et f est linéaire puisqu'elles ne possèdent pas de canaux en petite face permettant de connecter l'hélium interne au bain extérieur et que l'épaisseur d'hélium interne crée un court-circuit thermique. La comparaison entre les comportements des configurations d et e indique que l'épaisseur

d'hélium interne doit entourer l'ensemble du conducteur pour que les transferts de chaleur soient dominés par les canaux d'He II en petites faces.

Tableau II.16. Répartition du flux de chaleur lorsque le conducteur central est chauffé  
 $T_b = 1,9 \text{ K}$  ; Conduit =  $10 \mu$  ; Canal =  $1,25 \mu$  ; Hélium interne =  $10 \mu$ .

	a	b	c	d	e	f
Puissance dissipée (W/m)	0,333	0,333	0,333	0,333	0,333	0,333
Flux sortant du conducteur par les grandes faces (W/m)	0,294	0,295	0,298	0,281	0,295	0,295
par les petites faces (W/m)	0,024	0,025	0,018	0,040	0,026	0,026
Flux sortant de l'isolant par les grandes faces (W/m)	0,218	0,021	0,0002	0	0,002	0,001
par les petites faces	0,120	0,005	0,016	0	0,003	0,018
Flux sortant des canaux He II (W/m)		0,307		0,041	0,271	
Flux sortant des conduits He II (W/m)			0,317	0,292	0,059	0,313
Echauffement du conducteur central (K)	0,258	0,011	0,045	0,045	0,008	0,042

Cet effet est aussi vérifié en comparant les configurations c et d où le canal d'He II ne modifie presque pas le comportement thermique. Les configurations b et e présentent un comportement non-linéaire qui est dû au fait que l'hélium interne débouche par les petites faces et qu'il baigne l'ensemble du conducteur.

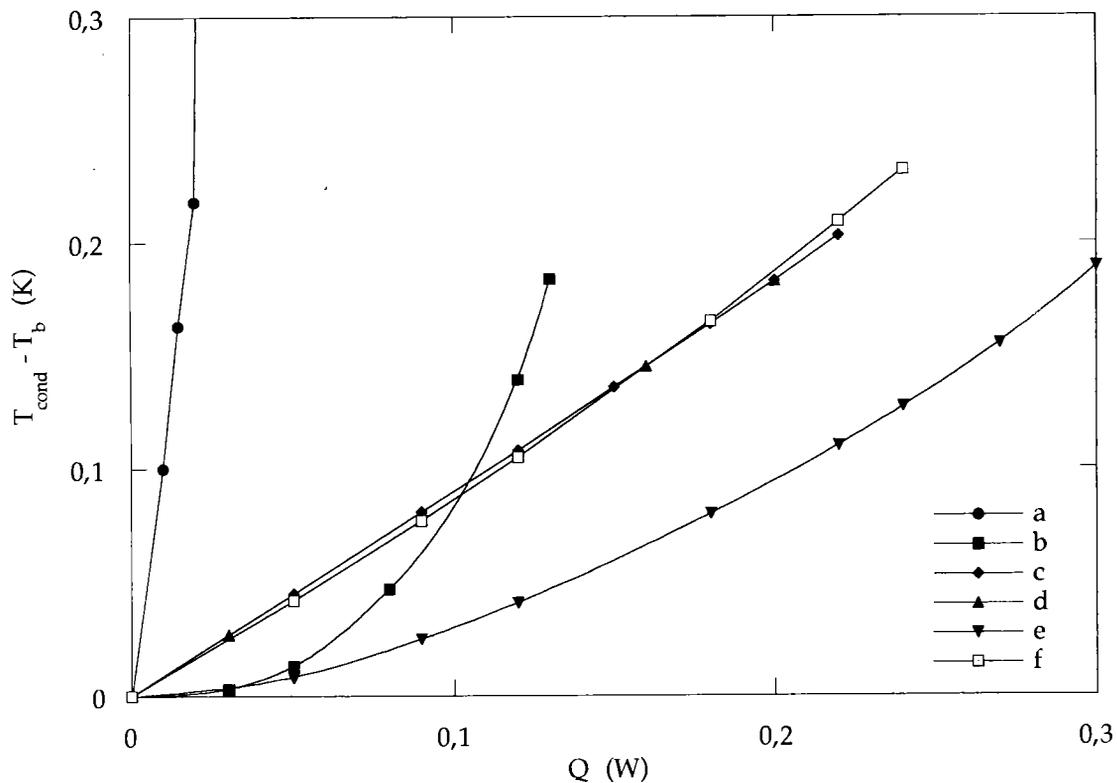


Figure II.46. Echauffement du conducteur central pour les 3 conducteurs centraux chauffés.  
 $T_b = 1,9 \text{ K}$  ; Conduit =  $10 \mu$  ; Canal =  $1,25 \mu$  ; Hélium interne =  $10 \mu$ .

La figure II.46 présente l'échauffement du conducteur central alors que les trois conducteurs centraux sont chauffés. Il apparaît pour les configurations a et b que le conducteur central s'échauffe plus dans le cas où les trois conducteurs

sont chauffés. Ceci indique pour ces configurations que les conducteurs ne sont pas découplés thermiquement. Par contre, les courbes correspondantes aux configurations c, d, e et f se superposent dans les deux cas de chauffage indiquant que les conducteurs sont découplés thermiquement. Le conduit d'hélium entre les conducteurs connectés à la source froide permet de découpler les conducteurs entre eux.

#### IV.5.2. Configuration a

La figure II.48 présente la carte d'écart de température de la configuration a pour une puissance de 0,05 W et montre que l'hélium interne uniformise la température en surface du conducteur. Le gradient est principalement réparti dans le conducteur central au contraire des résultats en He I. Il existe un couplage thermique entre les conducteurs mais au contraire des résultats en He I, les conducteurs voisins sont pratiquement isothermes.

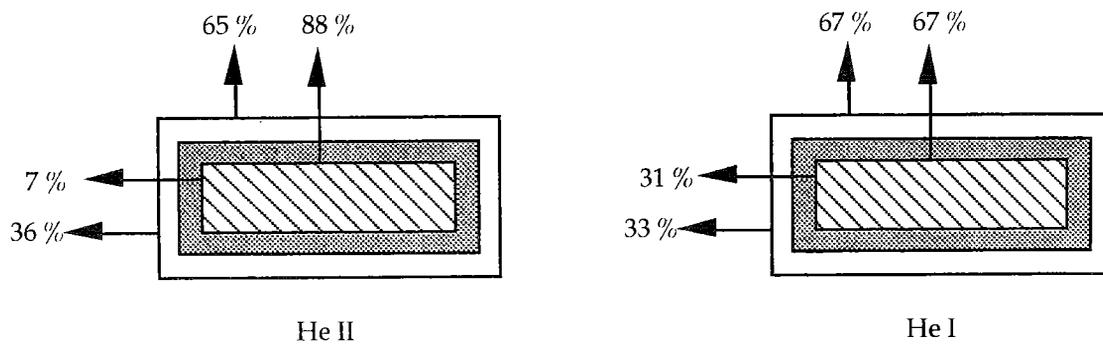


Figure II.47. Répartition du flux de chaleur de la configuration A pour 0,05 W.

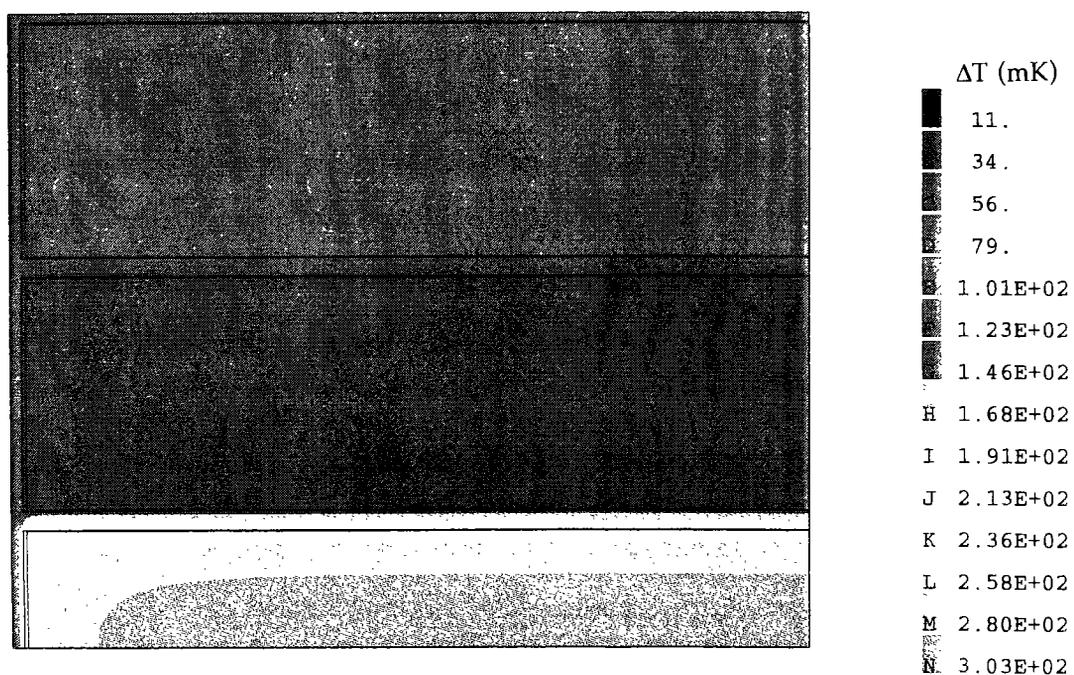


Figure II.48. Ecart de température en He II pour la configuration a pour  $Q=0,05$  W.

Le tableau II.16 permet de représenter la répartition du flux de chaleur sortant du conducteur et de l'isolation comme le présente la figure II.47. Notons que l'imprécision des calculs numériques induit dans certain cas que la somme des flux de chaleur sortants par la petite et la grande face ne soit pas égale à 100 %. En He II, l'effet de l'hélium interne entourant le conducteur permet à une quantité de chaleur plus importante d'être évacuée par les grandes faces du conducteur (88 %), mais la répartition du flux de chaleur sortant par l'isolation est identique à celle en He I. Le gradient de température global est inférieur et par conséquent l'échauffement aussi parce l'hélium interne constitue un court-circuit thermique. Une quantité supérieure de chaleur est transmise à la petite face par l'hélium interne.

Au regard des résultats des calculs, la configuration a modélise le comportement thermique des échantillons A16 et A25 où l'hélium interne dans l'isolation est principalement situé autour du conducteur dans les rainures de surface. Le gradient dans l'hélium interne est nul conduisant à un comportement linéaire.

#### IV.5.3. Configuration b

La carte d'écart de température relative à une puissance de 0,05 W pour la configuration B est donnée sur la figure II.49. De la même manière que pour la configuration A, la température est constante à la surface du conducteur. L'épaisseur d'hélium interne uniformise la température de surface du conducteur.

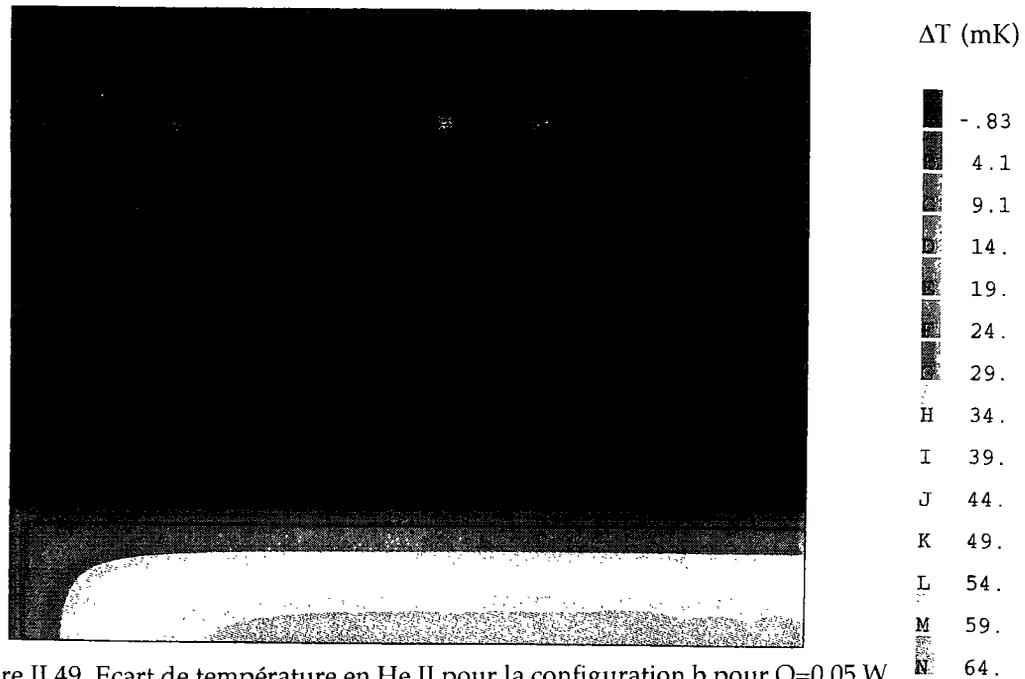


Figure II.49. Ecart de température en He II pour la configuration b pour  $Q=0,05$  W.

Le tableau II.16 permet de représenter la répartition du flux de chaleur sortant du conducteur et de l'isolation comme le présente la figure II.50. La même répartition de la chaleur pour une puissance de 0,150 W est représentée. Pour

une puissance de 0,05 W, on remarque que la répartition du flux sortant du conducteur est identique à celle de la configuration a indiquant que l'effet de l'hélium interne est indépendant de la présence du canal en petite face. Par contre l'essentiel de la chaleur sortant de la grande face du conducteur (82 %) est évacuée par l'hélium interne puis par le canal de la petite face (92%). On remarque qu'il existe une quantité de chaleur non négligeable s'échappant vers le conducteur voisin (6%). Cette quantité de chaleur est nettement inférieure à celle de la configuration a (67 %) indiquant que l'hélium interne et le canal permet un meilleur transport de la chaleur par les petites faces directement vers la source froide.

On retrouve comme pour la configuration a qu'il n'existe pas de gradient de température dans l'hélium interne. Le gradient de température est situé dans le canal. C'est d'ailleurs pour cette raison que l'on retrouve que  $\Delta T \propto Q^3$ .

La répartition des flux de chaleur est différente pour des flux supérieurs. Pour un flux de chaleur de 0,150 W, la quantité de chaleur évacuée par le canal de la petite face est inférieure (69 %). L'effet est essentiellement dû à l'augmentation de la résistance thermique du canal lorsque que Q augmente ( $R \propto f / Q^2$ ). L'efficacité de ce type de configuration b dépend de la dimension de l'hélium interne et de la taille du canal et par conséquent du flux de chaleur. Ce comportement correspond au comportement thermique des échantillons A6, A15 et A16t.

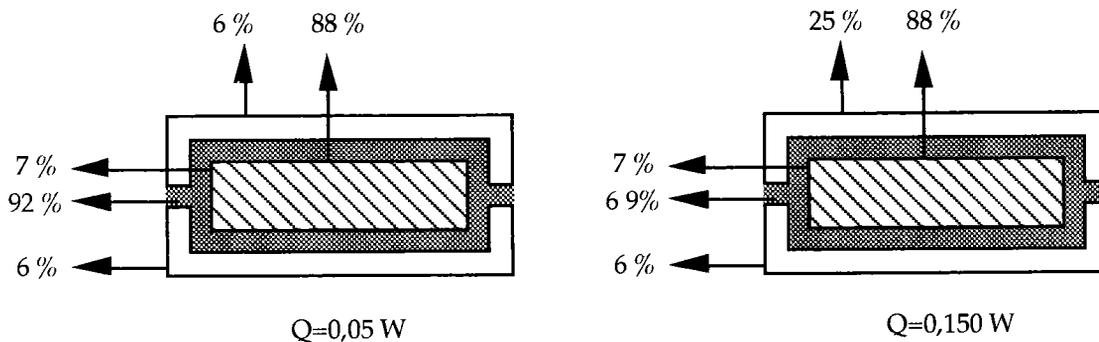


Figure II.50. Répartition du flux de chaleur en He II pour la configuration b.

#### IV.5.4. Configurations c et f

La carte d'écart de température de la configuration c à une puissance de 0,05 mW est donnée sur la figure II.51. On peut observer l'effet du découplage des conducteurs en la comparant avec la carte obtenue pour un calcul où les trois conducteurs dissipent la même puissance (figure II.53). L'examen de cette carte permet d'observer que la température de surface du conducteur n'est pas uniforme parce que l'hélium interne est situé au niveau des petites faces.

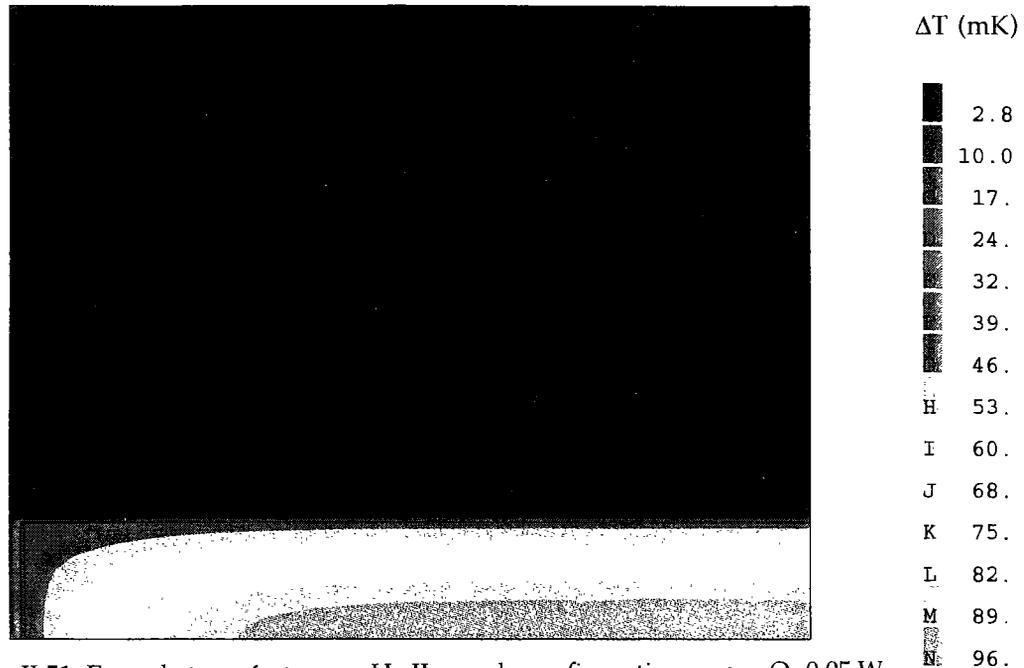


Figure II.51. Ecart de température en He II pour la configuration c pour  $Q=0,05$  W.  
Conducteur central chauffé seul.

La répartition du flux de chaleur sortant du conducteur et de l'isolation est présentée par la figure II.52. La présence des conduits d'hélium a pour conséquence de drainer la quasi-totalité de la chaleur que ce soit à faible flux ou que ce soit à fort flux de chaleur. Cette figure montre que le conduit d'hélium est isotherme, ce qui rend les conducteurs découplés. Contrairement à la configuration b, le fait d'augmenter la puissance de chauffage du conducteur central n'a aucune influence sur la répartition des flux de chaleur. Les conduits d'hélium de  $10 \mu$  conservent leur grande efficacité (Résistance thermique nulle) quelle que soit la puissance dissipée.

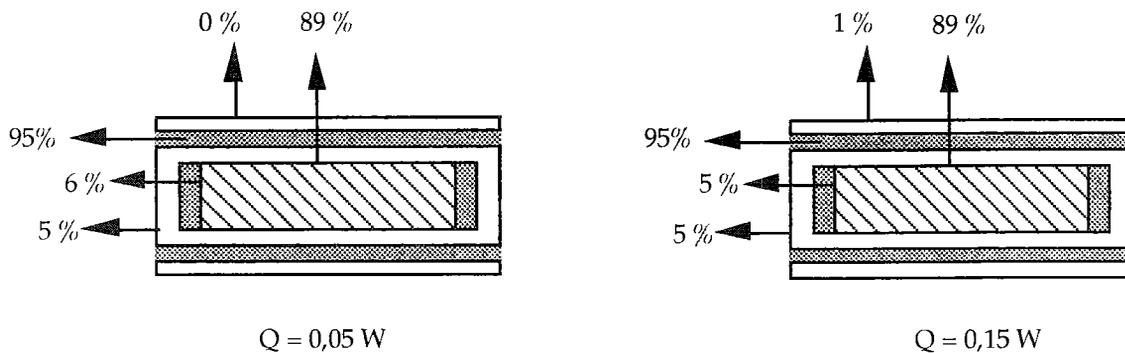


Figure II.52. Répartition du flux de chaleur pour  $0,05$  W pour la configuration c.  
Conducteur central chauffé seul.

La carte d'écart de température de la configuration f pour une puissance de  $0,05$  W pour trois conducteurs chauffés est donnée sur la figure II.54. Cette carte montre que l'hélium interne n'a que le seul effet de réduire l'échauffement comme pour la configuration a.

La répartition du flux de chaleur sortant du conducteur et de l'isolation représentée sur la figure II.55 pour la configuration f, montre qu'elle est identique à celle de la configuration c. On retrouve d'ailleurs des cartes d'écart de température identiques (Figure II.50 et Figure II.52).

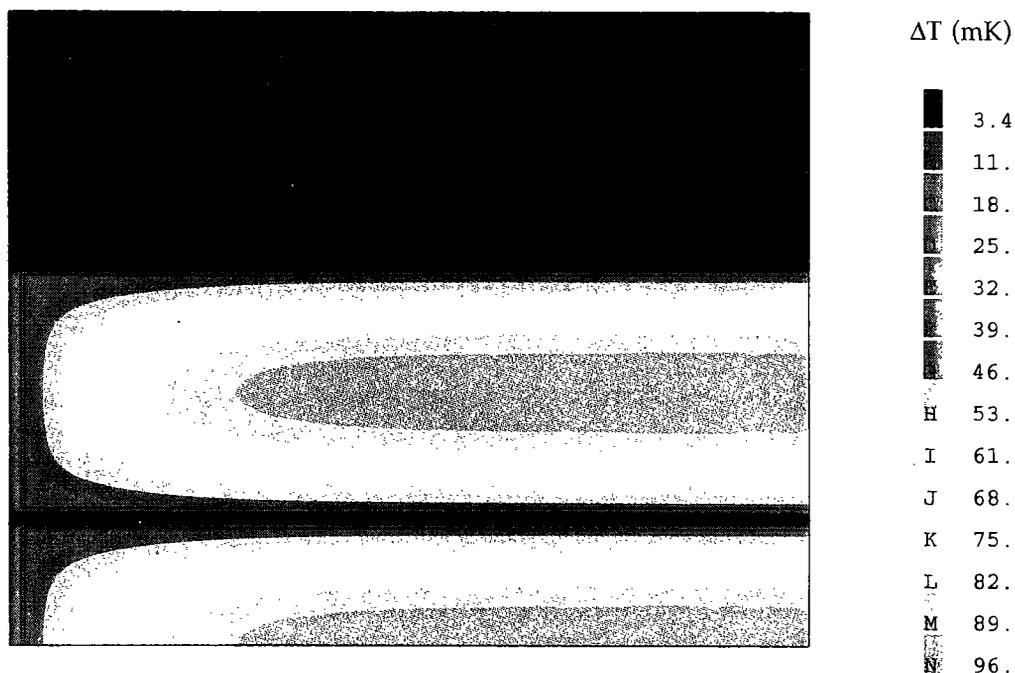


Figure II.53. Ecart de température en He II pour la configuration c pour  $Q=0,05$  W (3 conducteurs chauffés).

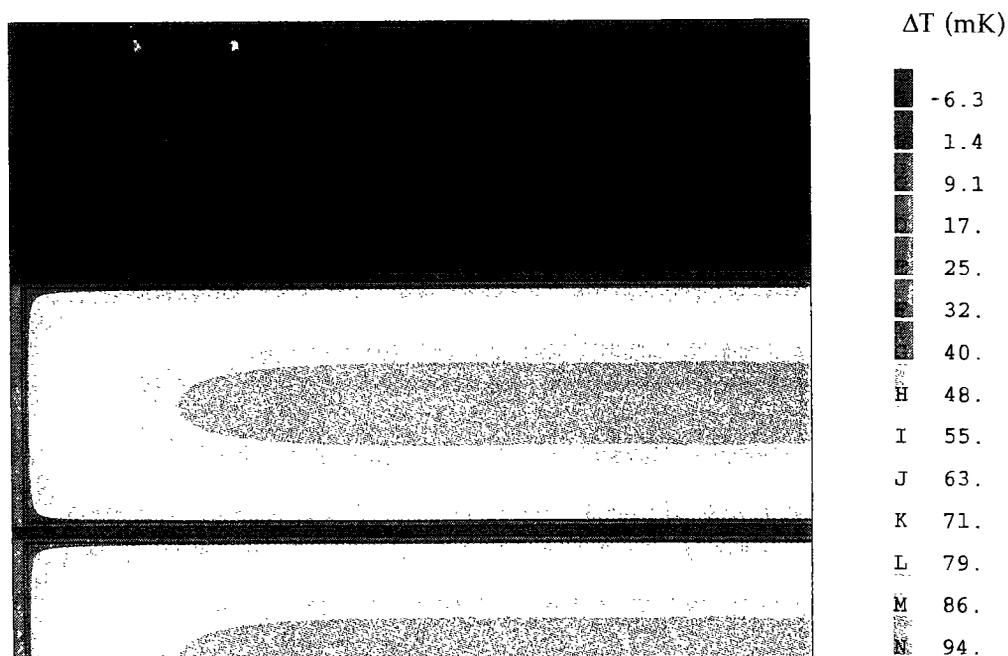


Figure II.54. Ecart de température en He II pour la configuration f pour  $Q=0,05$  W. (3 conducteurs chauffés).

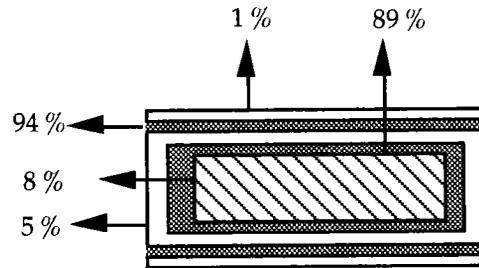


Figure II.55. Répartition du flux de chaleur pour la configuration f à 0,05 W.

L'emplacement de l'hélium (conduit d'hélium et hélium interne) dans ces configurations modélise bien le comportement thermique de l'échantillon A18.

#### IV.5.5. Configurations d et e

La répartition de flux de chaleur est représentée sur la figure II.56, où l'on constate que le flux de chaleur est essentiellement transporté par le conduit inter-conducteur qui présente une résistance thermique nulle quel que soit le flux de chaleur transporté, ce qui explique que le comportement thermique de cette configuration est linéaire. Le canal en petite face ne joue qu'un rôle faible. Il transporte 12 % du flux sortant de l'isolation du conducteur central alors que pour la configuration c ce flux de chaleur représente 6 % du flux de chaleur. Cette configuration montre qu'elle modélise un comportement thermique linéaire où les conducteurs sont découplés, comme pour les configuration c et f. L'écart de température pour cette configuration est identique à celui de la configuration c. La configuration d se comporte comme la configuration c parce qu'il n'existe pas d'hélium interne pour drainer la chaleur vers le canal. Le canal n'a pratiquement pas d'influence.

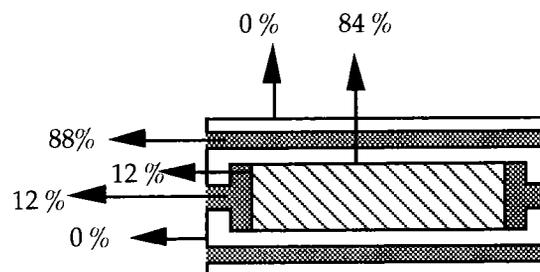


Figure II.56. Répartition du flux de chaleur pour 0,05 W pour la configuration d.

La dernière configuration étudiée est une configuration qui présente un "volume" d'hélium interne entourant la totalité du conducteur connecté au bain par des canaux d'hélium en petite face. Il possède aussi des conduits inter-conducteurs.

La carte d'écart de température de la configuration e à une puissance de 0,05 W est donnée sur la figure II.57. Cette carte montre que la température de surface du conducteur est constante comme pour les configurations présentant de

l'hélium interne baignant l'ensemble du conducteur. L'échauffement est le plus faible provenant de la connexion entre le bain interne et les canaux en petite face associés aux conduits inter-conducteurs.

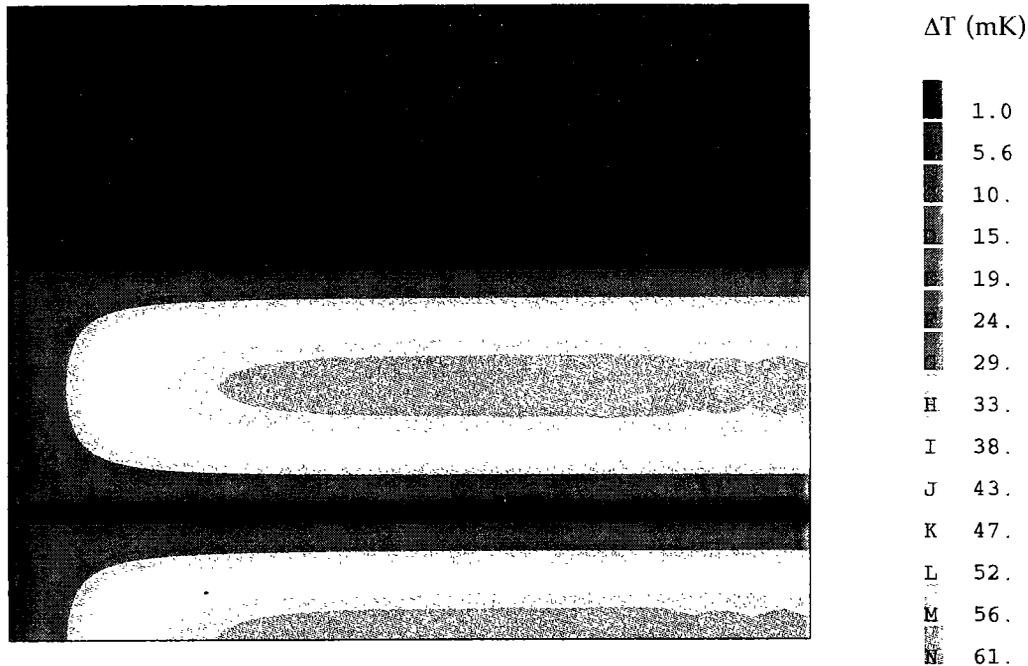


Figure II.57. Ecart de température en He II pour la configuration e pour  $Q=0,05$  W. (3 conducteurs chauffés).

La répartition des flux de chaleur pour une puissance de 0,05 W montre qu'une grande partie du flux est évacuée par les canaux et que les conduits d'hélium ne transportent que 18 % du flux total sortant de l'isolation. Par contre à 0,180 W, la répartition est différente, pour les mêmes raisons que pour la configuration b, l'efficacité des canaux diminue et le flux de chaleur est transféré par la grande face par les conduits. On note que quel que soit le flux de chaleur, le flux de chaleur transféré au conducteur voisin est négligeable (Figure II.58).

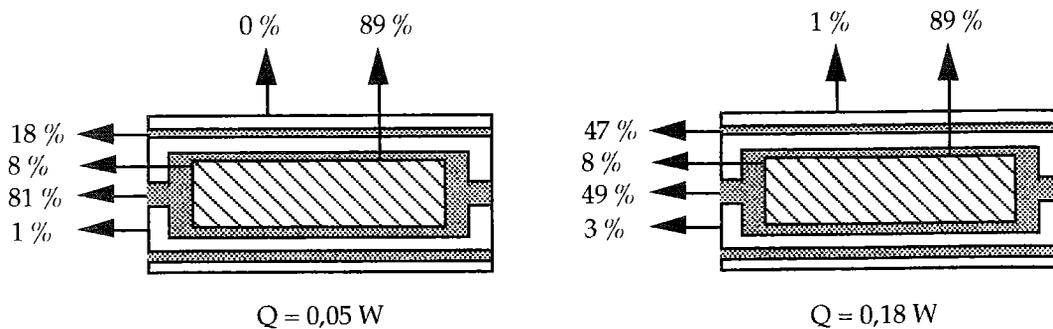


Figure II.58. Répartition du flux de chaleur pour la configuration e.

La configuration e combine l'efficacité du canal sur les petites faces pour les faibles flux et celle du conduit inter-conducteur dans l'isolation de la petite

face à forts flux. Cette configuration semble modéliser le comportement thermique de l'échantillon A21.

#### IV.5.6. Evolution des dimensions d'hélium

##### IV.5.6.1. Configuration a

L'épaisseur d'hélium interne a été modifiée de  $1 \mu$  à  $10 \mu$ . La figure II.59 présente les courbes d'échauffement en fonction des différentes épaisseurs de l'hélium interne pour le chauffage du conducteur central.

On retrouve que les conducteurs sont couplés et que l'échauffement est peu dépendant de l'épaisseur de l'hélium interne. L'hélium interne constitue un court-circuit thermique quelle que soit son épaisseur supérieure à  $1 \mu$ . Cette figure présente aussi l'échauffement des conducteurs voisins. On retrouve les mêmes caractéristiques d'échauffement pour le conducteur voisin. Le couplage entre le conducteur n'est pas affecté par le changement d'épaisseur d'hélium interne.

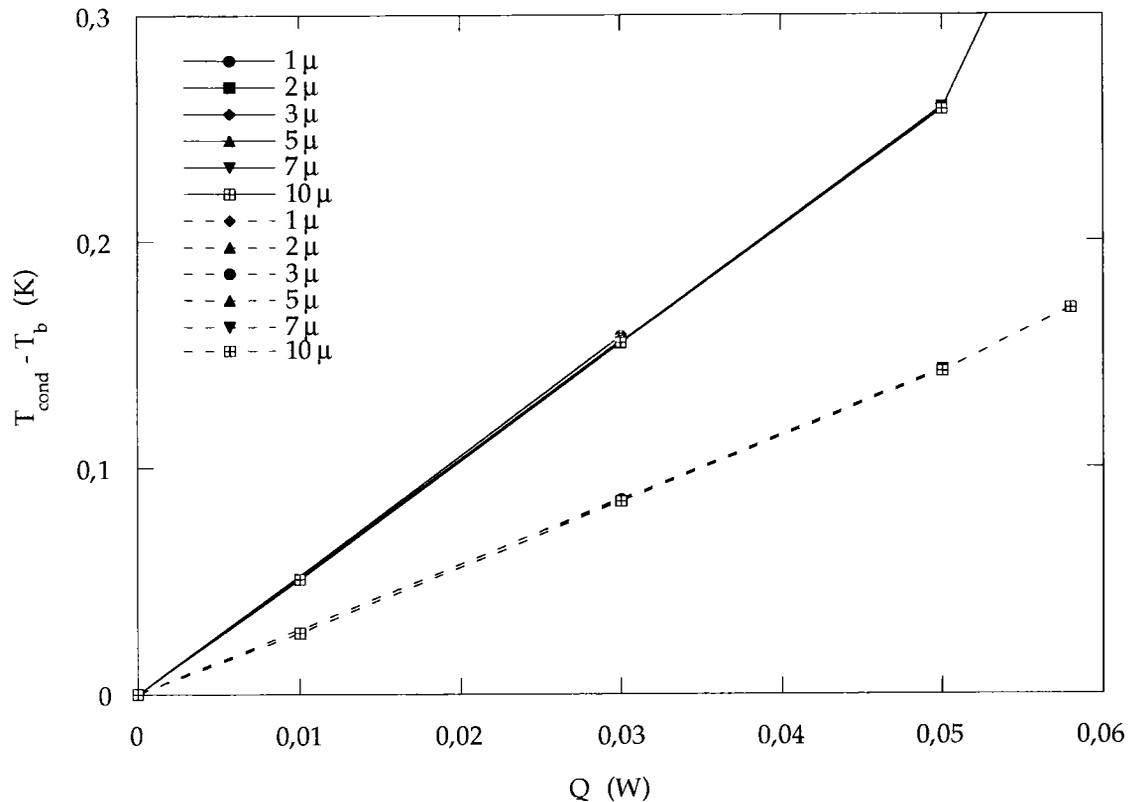


Figure II.59. Echauffement du conducteur central pour différentes épaisseurs d'hélium interne.

—: Conducteur voisin ; ---- : Conducteur central

IV.5.6.2. Configuration b

la figure II.60 présente les courbes d'échauffement en fonction des différentes épaisseurs de l'hélium interne pour le chauffage du conducteur central. Cette figure montre que l'épaisseur d'hélium interne influe l'échauffement du conducteur central et l'échauffement du conducteur voisin. La densité de flux de chaleur pouvant être transportée par l'hélium est fixée par l'écart de température et la température ( $f(T)$ ). Comme les dimensions de l'hélium interne diminuent, le flux de chaleur transportable par épaisseur d'hélium interne diminue.

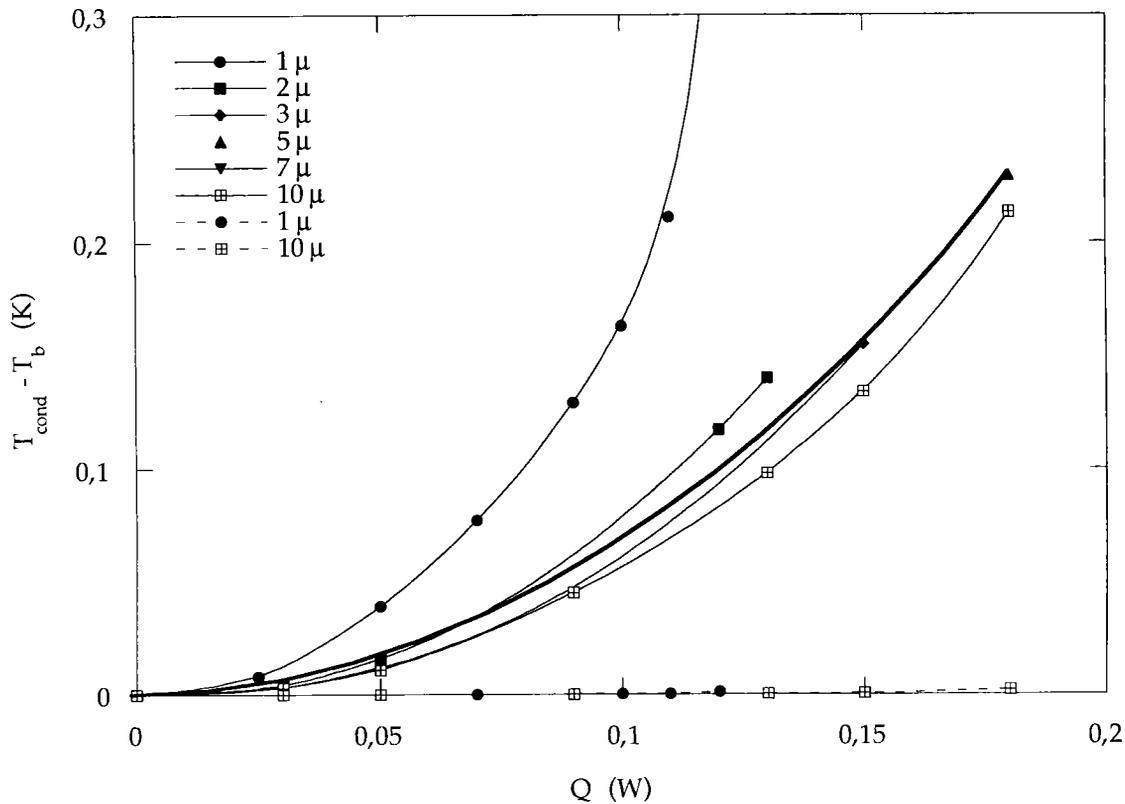


Figure II.60. Echauffement du conducteur central pour différentes épaisseurs d'hélium interne.  
 —: Conducteur voisin ; --- : Conducteur voisin

Le flux de chaleur que reçoit le conducteur voisin est trois fois plus élevé pour une bande d'hélium interne ayant une épaisseur de 1 μ que pour une bande d'hélium interne ayant une épaisseur de 10 μ (Figure II.60).

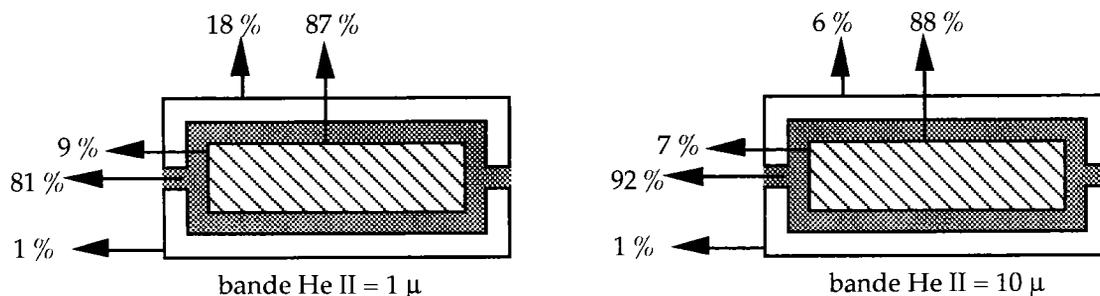


Figure II.61. Répartition du flux de chaleur pour  $Q=0,05$  W pour la configuration b.

Nous avons étudié l'influence de la taille de canal. La figure II.62 présente une comparaison des courbes d'échauffement pour un canal d'une épaisseur de  $1,25 \mu$  et de  $0,25 \mu$ . De la même manière que pour l'évolution de l'épaisseur d'hélium interne, l'échauffement est supérieur pour un canal d'une dimension plus petite ( $0,25 \mu$ ).

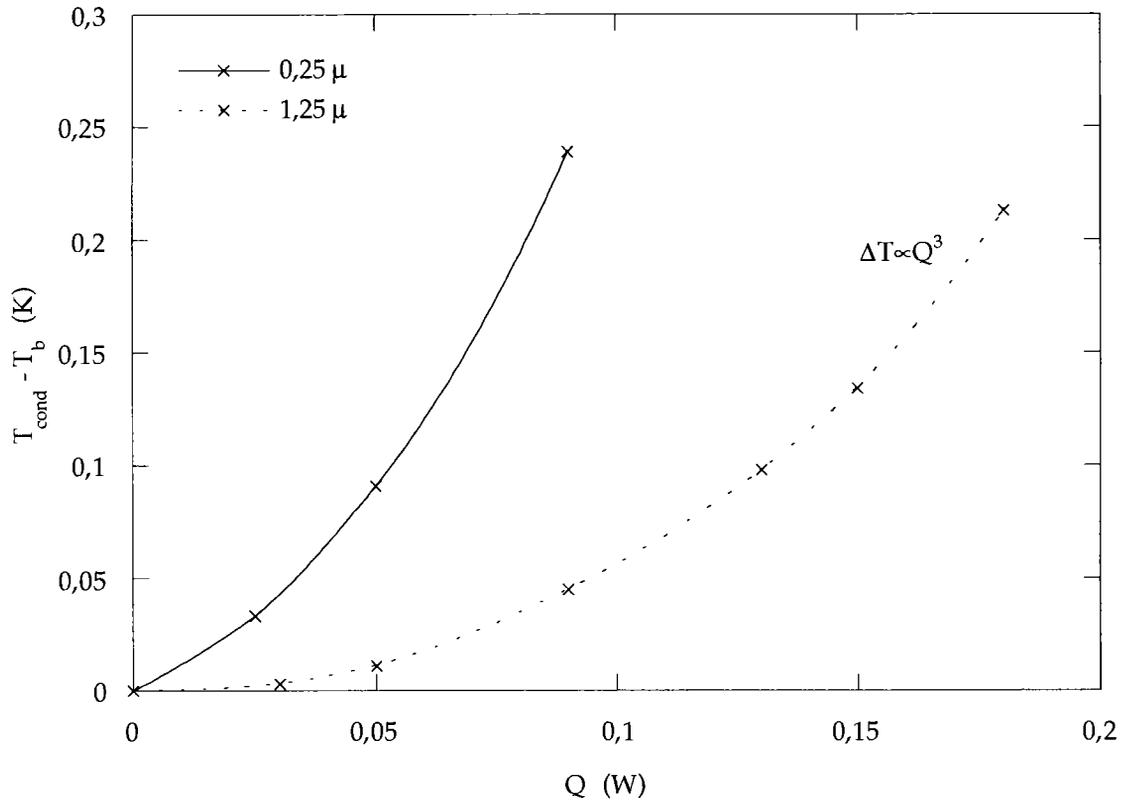


Figure II.62. Echauffement du conducteur central pour différentes épaisseurs de canal.  
 — : Conducteur voisin ; - - - : Conducteur voisin

Lorsque l'épaisseur du canal diminue, un flux de chaleur plus important est transporté par les composants solides comme le montre la figure II.62. On remarque pour un flux de  $0,05 \text{ W}$ , le fait de diminuer l'épaisseur du canal d'un rapport 5 réduit l'écart de température d'un rapport 20.

#### IV.5.6.3. Configuration c

La figure II.63 présente la courbe d'échauffement pour différentes tailles de conduits inter-conducteurs. On remarque qu'à mesure que la dimension des conduits inter-conducteurs diminue, l'échauffement du conducteur central augmente et que pour une épaisseur de  $1 \mu$ , les conducteurs ne sont plus découplés comme le montre la figure II.63 et II.65. Pour des épaisseurs d'hélium inférieures à  $5 \mu$ , la courbe d'échauffement est non-linéaire. Ceci indique qu'il existe un gradient de température la long de la grande face dans l'hélium inter-conducteur.

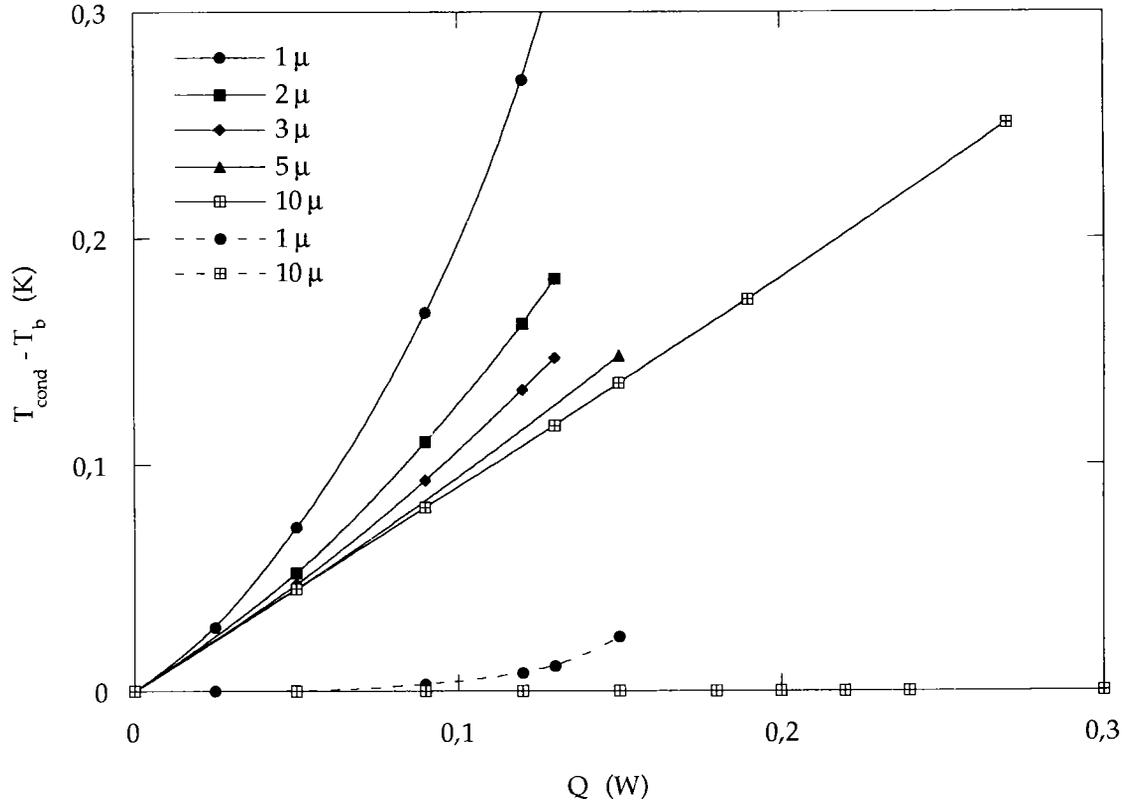


Figure II.63. Echauffement du conducteur central pour différentes épaisseurs de conduit.  
 — : Conducteur voisin ; ---- : Conducteur voisin

En effet à mesure que la dimension des conduits diminue, l'efficacité des conduits diminue d'autant plus que le flux de chaleur est important et une quantité plus importante de flux de chaleur passe vers le conducteur voisin. Ce qui a pour conséquence de créer un couplage thermique des conducteurs comme le montre la figure II.64.

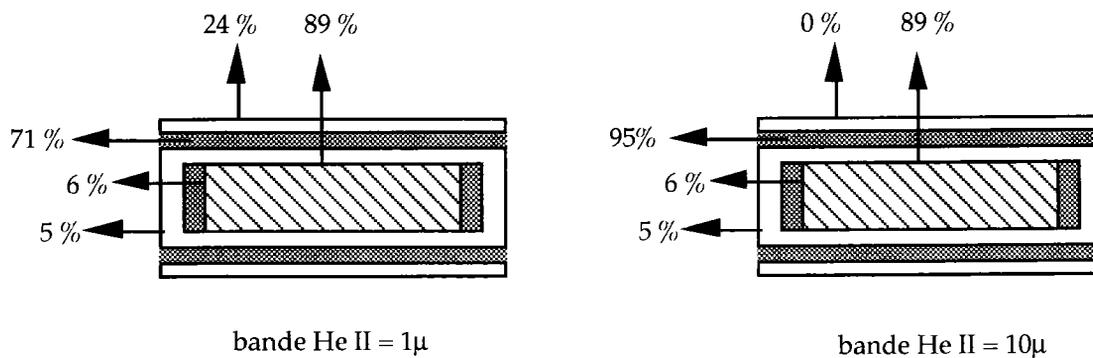


Figure II.64. Echauffement du conducteur central pour différentes épaisseurs d'hélium interne.

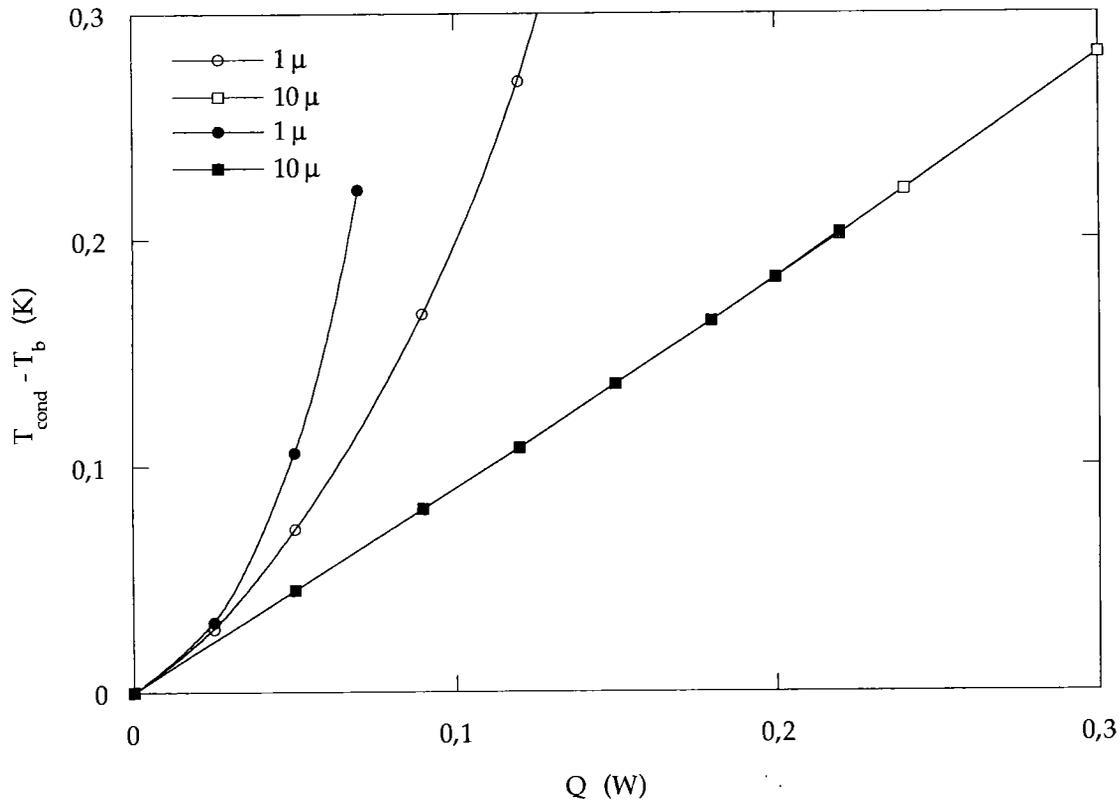


Figure II.65. Echauffement du conducteur central pour différentes épaisseurs de conduit.  
Symbole vide : Conducteur central chauffé; Symbole plein 3 conducteurs chauffés.

#### IV.6. Conclusions

La représentation simplifiée des emplacements de l'hélium dans l'isolation nous a permis de retrouver et de comprendre les courbes d'échauffement des différents conducteurs testés.

La présence d'hélium (hélium interne) entourant le conducteur permet d'uniformiser la température de surface du conducteur. Elle permet aussi de réduire considérablement la résistance thermique globale du système. C'est ce que montre la comparaison entre les mesures en He I et en He II pour l'échantillon A16, imperméable à l'hélium (Figure II.23).

Le recouvrement à 50 % de la première couche crée des canaux qui sont directement associables à la perméabilité de l'isolation en petite face. La perméabilité est une combinaison de ces canaux et de l'hélium interne faisant communiquer l'hélium interne et l'hélium du bain. Elle induit un comportement thermique toujours non-linéaire si la dimension des canaux est suffisamment grande. En l'absence de canaux ou en présence de canaux de section réduite le transfert de chaleur est moins efficace (Figures II.43 et II.45). Une première couche constituée de Kapton® adhésif (A16) ou de Kapton® tramé est à exclure. Le doublement de la première couche conduit au même effet (A25). On note que la seconde couche peut être la cause du bouchage des canaux en petite face. Une seconde couche en fibre de verre pré-imprégnée

enrubannée avec un espacement de 2 mm est à exclure aussi (A6 et A11). L'utilisation de bande de Kapton® adhésif sur les deux faces aboutit au même résultat (A15).

Si l'hélium interne est exclus des grandes faces, l'efficacité des canaux des petites faces est réduite (Figures II.56 et II.58). Il faut noter que le résultat est très sensible à la diminution de la section du canal.

L'utilisation d'un enrubannage de bande de Kapton® adhésif sur la face externe crée une perméabilité suffisamment grande pour obtenir un transfert de chaleur purement superfluide à faible écart de température (A22 et A24). Comme le montrent les différentes mesures le découplage des conducteurs n'est pas réalisé par ce type d'isolation parce que les conduits inter-conducteurs sont fractionnés par l'isolation du conducteur voisin. Les conduits sont réduits à une suite de volumes d'hélium discontinus.

Par contre la présence du conduit inter-conducteur en grande face permet d'assurer un découplage thermique du conducteur à condition que son volume soit suffisant pour conserver une résistance thermique nulle (Figure II.55). Les échantillons A18 et A21 en sont la réalisation technique. L'espacement susceptible d'être rempli par l'isolation voisine est remplacé par une bande de tissu de fibre de verre et de Kevlar® sans résine époxy. La trame du tissu permet de conserver un volume d'hélium continu entre l'isolation des conducteurs parce que sa perméabilité longitudinale est bonne. Le découplage thermique des conducteurs est obtenu au détriment de la perméabilité en petite face parce que la perméabilité transverse de ces tissus de fibre est mauvaise.

Au regard des calculs et des résultats expérimentaux, l'isolation idéale est un compromis entre les isolations A21 et A22 et correspond à une configuration où l'hélium interne entourant l'ensemble du conducteur est connecté aux conduits inter-conducteurs et au bain externe par les petites faces. Elle est l'association d'une isolation présentant un espacement et une bande de tissu de fibre en seconde couche.

La solution idéale peut s'approcher d'une isolation en seconde couche à "trois composants" qui sont : une bande de Kapton® adhésif (colle côté externe), une bande de tissu de fibre de verre non-imprégnée et un espacement. Cette isolation est proche d'une isolation déjà testée, A12, où la bande de Kapton® adhésif jouerait le rôle de liant nécessaire à la fabrication d'un bobinage.

## CHAPITRE III

### **TRANSFERT DE CHALEUR EN HÉLIUM SUPERFLUIDE DANS LES ISOLATIONS ÉLECTRIQUES**

## **I. Introduction**

Si les résultats précédents sont globalement suffisants pour répondre à la demande du constructeur du dipôle et s'ils ont permis de mettre au point des outils expérimentaux et numériques performants, on doit reconnaître que la complexité du système réel exclut une analyse quantitative exacte des transferts de chaleur dans l'isolation plus ou moins perméable à l'hélium superfluide.

On a vu tout au long des résultats se manifester la puissance de réfrigération de l'hélium superfluide capable de s'infiltrer au travers d'isolation réputée étanche (A16) pour former une couche interne et avec un volume infime de canaux débouchants capable de transformer le comportement thermique du câble supraconducteur sans altérer ses propriétés de tenue mécanique et électrique.

Pour aller plus en avant dans la compréhension du comportement thermique de tels assemblages de matériaux, on peut être tenté d'analyser un échantillon dont l'isolation correspond à l'isolation située en petite face des conducteurs où le transfert de chaleur est pratiquement unidirectionnel et transverse. Il doit être alors possible de modéliser les contributions de l'hélium superfluide et de l'isolant avec plus de précision que pour les échantillons de type A.

En sélectionnant les cas les plus intéressants des échantillons de type A, nous avons donc réalisé des échantillons plans, appelés B, où les indices sont relatifs à la même isolation.

L'utilisation de méthode d'analyse thermique extrêmement fine va nous permettre d'identifier la structure moyenne des canaux d'hélium.

Dans ce chapitre on présente le système expérimental, son instrumentation et les précisions de mesure. A partir d'un résultat typique, on présente les différents régimes thermiques que l'on obtient expérimentalement (régime de Gorter-Mellink et régime de Landau). On présente et justifie le modèle thermique qui permet d'identifier, à faible écart de température, les caractéristiques dimensionnelles des canaux d'hélium traversant l'isolant. Le modèle est ensuite vérifié pour tout l'intervalle de flux de chaleur et pour tous les échantillons testés. A l'aide d'hypothèses simples, on détermine les dimensions *équivalentes* des canaux d'hélium.

## **II. Dispositif expérimental**

### **II.1. Principe de la cellule expérimentale**

L'idée est d'obtenir un transfert de chaleur transverse et monodimensionnel à travers une partie élémentaire d'isolation. Le principe de mesure est simple et il s'agit d'injecter un flux de chaleur ( $Q$ ) à l'une des faces de l'isolation testée et

de mesurer l'écart de température correspondant de part et d'autre de l'isolation ( $T_i$  et  $T_b$ ). Le flux de chaleur est dirigé de la première couche vers la seconde couche de façon à respecter la direction de l'évacuation de la chaleur dans les isolations de câbles supraconducteurs. La méthode consiste à piéger dans un bâti cylindrique un volume d'He II entre deux fenêtres d'isolation et de plonger ce bâti dans un bain thermostaté d'He II. Grâce aux caractéristiques de transfert thermique de l'He II, les deux volumes d'hélium (interne et externe) peuvent être considérés comme isothermes. En injectant un flux  $Q$  dans le volume d'hélium interne, un écart de température entre les faces des deux fenêtres est créé correspondant aux températures de l'hélium interne  $T_i$  et de l'hélium thermostaté du bain  $T_b$ .

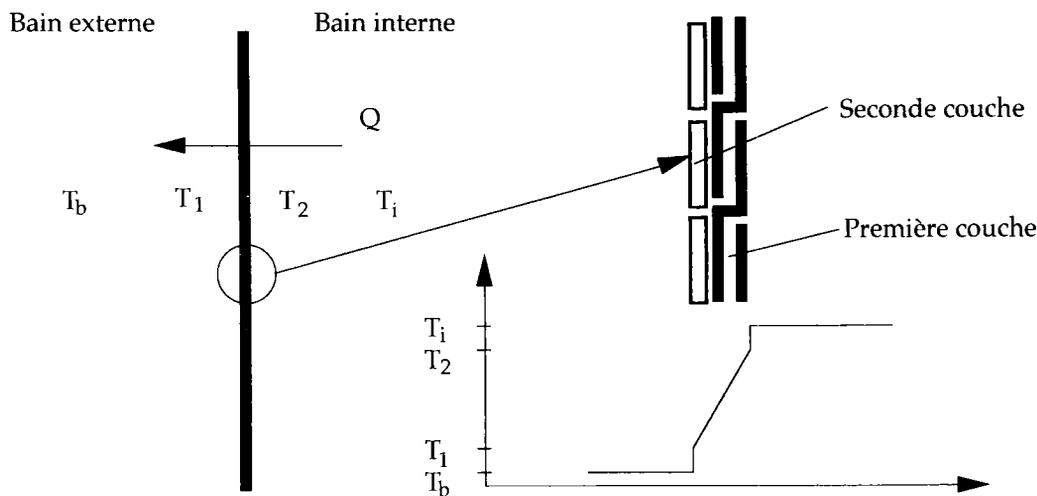


Figure III.1. Schéma de principe de la cellule expérimentale.

L'écart de température mesuré,  $T_i - T_b$ , ne correspond pas à l'écart de température aux interfaces de l'isolation,  $T_2 - T_1$  (Figure III.1). Cette différence est associée à la résistance de Kapitza à l'interface entre l'isolant et l'He II.

## II.2. Description de la cellule

Le composant principal de la cellule est un bâti cylindrique en acier inox Z2CN18.10 de diamètre total 0,140 m et d'une épaisseur de 0,012 m (Figure III.2). Ce bâti est pourvu d'une cavité d'instrumentation recevant une résistance de mesure de température et une résistance de chauffage.

La cellule comporte quatre flasques supplémentaires où les fenêtres d'isolation sont fixées (support d'isolation). Chaque isolation est collée aux deux flasques sur une largeur d'environ 0,020 m à l'aide de résine. Les deux flasques sont fixés indépendamment au bâti cylindrique central à l'aide de visser de serrage. La section d'étude a un diamètre de 0,080 m. La surface de contact entre les flasques et le bâti central est enduite de graisse à vide pour éliminer toute fuite d'hélium à basse température. La connexion entre l'échantillon et le bain est assurée par un canal d'un diamètre de  $10^{-2}$  m. Un capillaire relie la cavité d'instrumentation avec l'extérieur permettant l'amenée des fils de mesure. Sa longueur a été étendue à 0,4 m pour limiter les pertes de chaleur. De plus pour

conserver le gradient de température sur toute la longueur du capillaire, réduisant les pertes de chaleur, il est noyé dans de la résine Stycast® isolante.

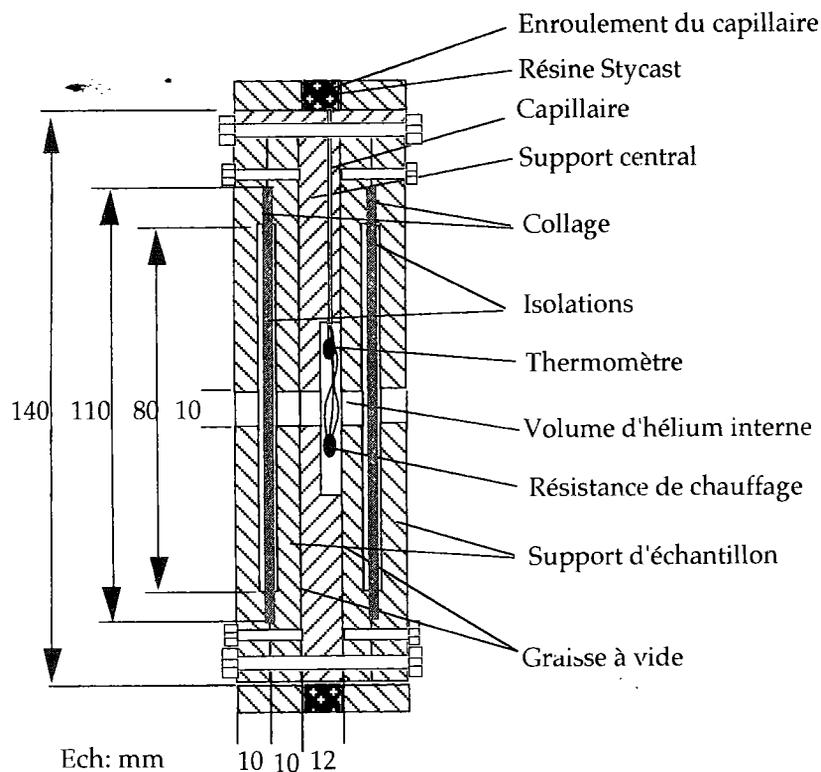


Figure III.2. Représentation schématique de la cellule expérimentale.



Figure III.3. Fenêtre d'isolation.

Les fenêtres sont constituées des mêmes combinaisons de première et seconde couches que l'on retrouve sur les isolations des câbles. L'ensemble est polymérisé à l'aide de deux patins chauffants dans les mêmes conditions de pression et de température avant le montage sur les flasques. On retrouve les caractéristiques géométriques à savoir le recouvrement, l'enrubannage en sens inverse et les angles d'enrubannage dus aux câbles (Figure III.3).

*On doit noter que les fenêtres isolantes ne sont pas testées sous contraintes.*

### II.3. Estimation des pertes thermiques de la cellule expérimentale

#### II.3.1. Pertes thermiques induites par le bâti

Le but de ce calcul est d'estimer la quantité de flux de chaleur s'échappant par le bâti en acier inox et d'estimer l'erreur systématique qu'induit cette perte afin d'en tenir compte dans l'exploitation des résultats. Pour estimer cette fuite thermique la cellule expérimentale a été modélisée à l'aide d'un code de calcul par éléments finis (CASTEM) en révolution axisymétrique. Le maillage modélisant la cellule comprend l'isolation et le bâti. Le calcul a été effectué en régime de conduction avec des températures imposées comme conditions limites représentant l'isothermie des bains externe et interne en He II. Les résultats montrent que le flux de chaleur traversant l'isolation et le flux de chaleur s'échappant par le bâti peuvent être considérés en parallèle  $Q = Q_{\text{isol}} + Q_{\text{bat}}$ .

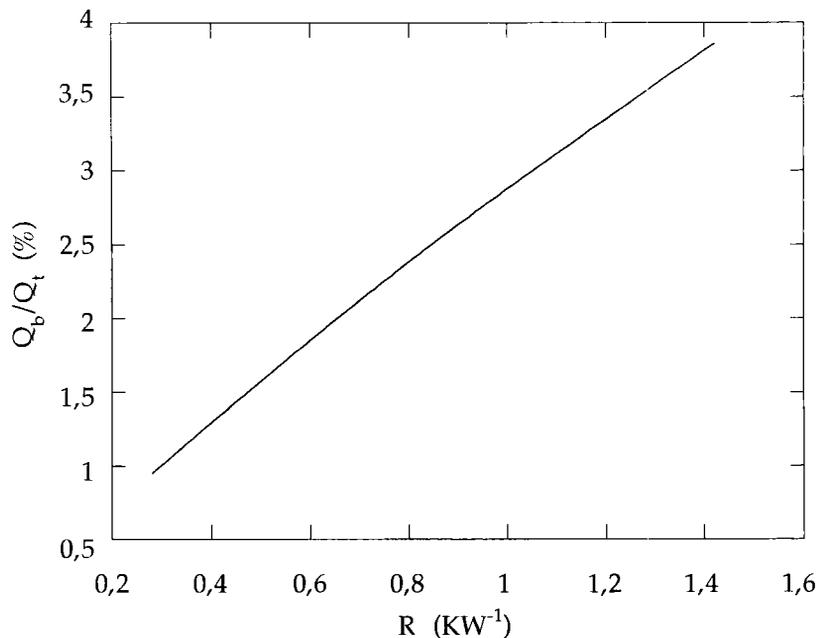


Figure III.4. Pertes de chaleur en fonction de la résistance thermique de l'échantillon.

Cette modélisation permet de calculer le flux de chaleur évacué par le bâti  $Q_{\text{bat}}$  qui est fonction de la résistance thermique équivalente de l'isolation testée. Les résultats sont décrits sur la figure III.4 où il est présenté le rapport du flux de

chaleur s'échappant par le bâti sur le flux de chaleur total dissipé dans la cavité d'instrumentation en fonction de la résistance thermique équivalente de l'isolation. La résistance thermique équivalente du bâti vaut  $36 \text{ KW}^{-1}$  et elle est déterminée à 20 % près. Pour comparer avec les résultats expérimentaux, la valeur de la résistance thermique (échantillon B25) la plus grande correspondant à une isolation quasiment imperméable à l'He II vaut  $1,3 \text{ KW}^{-1}$  à 1,9 K. Ce qui correspond à un flux de chaleur évacué par le bâti de 3,5 % du flux total.

### II.3.2. Pertes thermiques induites par le capillaire

Ce capillaire d'amenée des fils d'instrumentation est une gaine thermo-rétractable remplie d'hélium. L'hélium interne au capillaire est susceptible d'évacuer de la chaleur. Dans la même optique que le paragraphe précédent, on cherche à estimer l'erreur systématique induite par cette perte. Le capillaire transporte 6 fils de cuivre de diamètre  $120 \mu$  et quatre fils supraconducteurs de diamètre  $100 \mu$ . Sa section équivalente est estimée à  $1,57 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$  et sa longueur est de 0,4 m. La section équivalente du canal d'hélium créé par ce capillaire entre les bains intérieur et extérieur est estimée à  $5,83 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ . On peut montrer dans ce canal que les transferts de chaleur sont régis par la loi de Gorter et Mellink. La figure III.5 présente le flux de chaleur maximal en régime permanent que peut extraire du bain interne le capillaire. Les calculs ont été effectués à la fois en hélium pressurisé et en hélium saturé.

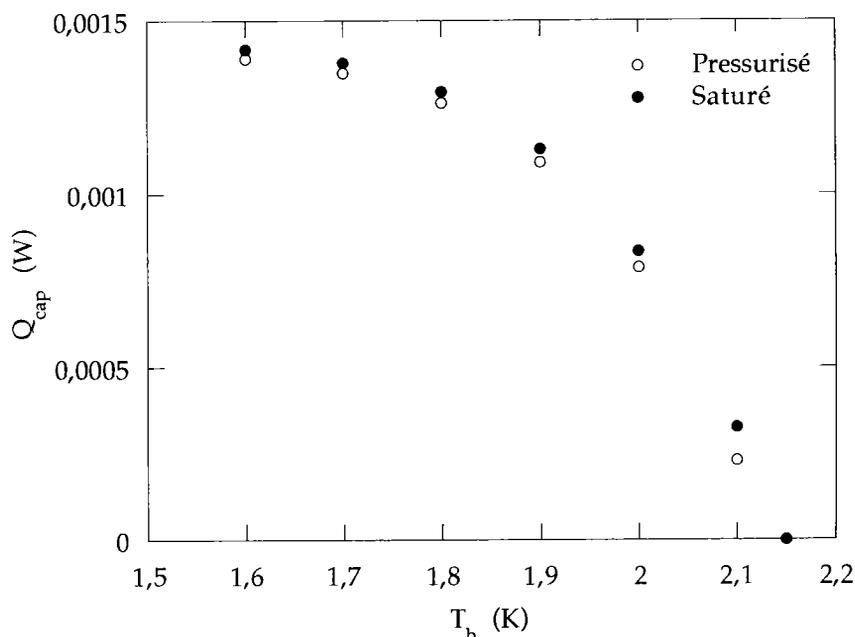


Figure III.5. Flux de chaleur maximal transporté par le capillaire.

En reprenant l'exemple de l'échantillon du paragraphe précédent dont la résistance thermique équivalente est d'environ  $1,3 \text{ KW}^{-1}$ , les pertes de chaleur à travers le capillaire représente 0,5 % du flux total pour un écart de température maximal  $T_\lambda - T_b$  de 0,263 K. Pour des écarts de température

inférieurs le rapport des pertes de chaleur sur le flux total augmente jusqu'à interdire l'exploitation des résultats ; pour 20 mK l'erreur est de 5% et pour 2 mK l'erreur est de 25%. Pour des échantillons "perméables" (résistance thermique inférieure) l'erreur est d'environ 1% sur l'ensemble de l'intervalle de  $\Delta T$  mesuré.

### II.3.3. Temps caractéristiques de diffusion de la cellule

On propose d'estimer dans les différentes constantes de temps de la cellule afin de justifier le délai choisi entre deux mesures (10 s). Plusieurs éléments sont à considérer pour estimer la constante de temps d'un tel système : le bâti cylindrique et les flasques de support des échantillons, la sonde de mesure ainsi que l'hélium contenu dans le bâti et celui contenu dans le capillaire.

#### II.3.3.1. Temps caractéristique du bâti

En reprenant la même démarche que pour la cellule A et en notant que le système est cylindrique, le système peut être défini par les mêmes équations, le coefficient d'échange correspondant au coefficient d'échange de Kapitza pour l'acier inox. La constante de temps est définie de la même manière avec  $\tau = 1/D \sum \alpha_1^2$  où  $\alpha_1$  sont définis par les équations transcendantes  $\alpha_1 \tan(\alpha_1 l) = h/k$  et  $\alpha_r J_1(\alpha_r R) = h/k J_1(\alpha_r R)$  [Carslaw 1959].  $l$  est la moitié de la longueur du système dans la direction  $z$  considérée et  $R$  correspond au diamètre de la cellule. Les dimensions caractéristiques du système correspondent à l'épaisseur des flasques (0,020 m) pour  $l$  et au rayon de la cellule pour  $R$ . La résolution des équations transcendentes, en ne retenant que les valeurs des premières racines, donnent un temps caractéristique de diffusion d'environ 4 s.

#### II.3.3.2. Temps caractéristique de l'hélium dans le capillaire

Le cas de l'hélium est plus délicat car la non-linéarité de l'expression du flux de chaleur en fonction du gradient de température, en régime de Gorter-Mellink, montre qu'une constante de temps, que l'on construit comme pour un milieu répondant à l'hypothèse de Fourier, est fonction du flux de chaleur. De nombreux auteurs ont montré que cette représentation du flux de chaleur peut être insérée dans l'équation de la chaleur. En milieu monodimensionnel, l'équation de la chaleur s'écrit comme

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{f}{3Cq^2} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad \text{[III.1].}$$

A partir de cette formulation, un équivalent de la diffusivité du système peut être proposé comme étant  $D = f/3Cq^2$  en considérant une variation de flux faible et les propriétés thermiques de l'hélium constantes dans l'intervalle de température considéré. De ce fait le temps caractéristique de diffusion associé

est  $\tau = 3Cq^2l^2/f$  où  $l$  est la distance caractéristique du système. En considérant une variation de flux de chaleur de 2 mW correspondant à l'échelon de flux de chaleur injecté entre chaque mesure, le flux passant par le capillaire peut varier de 1% à 25% du flux total suivant la résistance thermique des échantillons. Le temps caractéristique de diffusion de la chaleur est d'environ de 2 ms et 1 s respectivement à une température proche de 2 K.

### II.3.3.3. Temps caractéristique de diffusion du volume interne

Par un calcul similaire au calcul précédent le temps de réponse intrinsèque du volume d'hélium interne vers 2 K est de  $10^{-10}$  s. On ne considérera aucune diffusion de la chaleur dans ce volume et l'on considérera un simple échauffement dû à la résistance thermique de l'isolation pouvant être décrit par  $CV(dT/dt) = -hA(T-T_b)$ . On peut aisément dans cette approximation construire une constante de temps comme  $\tau = CV/hA = CVR$ . La constante de temps dépend du coefficient d'échange  $h$  donc des conditions limites de ce volume; c'est-à-dire de la résistance thermique de l'échantillon testé. Le volume d'hélium interne est de  $1,6 \cdot 10^{-5}$  m<sup>3</sup>. Pour une variation de flux de chaleur de 2 mW vers 2 K et en prenant l'exemple le plus défavorable à savoir une isolation perméable à l'hélium où  $R = 1,3$  KW<sup>-1</sup> le temps caractéristique maximal de diffusion est de 10 s.

### II.3.3.4. Temps caractéristique dans l'isolation

En prenant toujours le cas d'un échantillon le plus défavorable ( $R = 1,3$  KW<sup>-1</sup>) vers une température de 2 K, le temps caractéristique est d'environ 0,5 ms. Pour cette estimation l'épaisseur de l'isolation a été fixée à 150  $\mu$  et la capacité calorifique a été estimée à 0,2 Jkg<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>. A défaut de valeurs trouvées dans la littérature pour le Kapton<sup>®</sup>, la capacité calorifique a été estimée à partir de différents isolants polymères.

### II.3.3.5. Conclusions

Tableau III.1. Récapitulatif des temps caractéristiques de diffusion.

	$\tau$
Sonde	4 ms
Bâti	4 s
Capillaire	1 ms à 1 s
Hélium interne	10 s
Isolation	0,5 ms

Pour essayer d'estimer grossièrement le temps caractéristique de diffusion de l'ensemble de l'échantillon, il est nécessaire de considérer les éléments de la chaîne de mesure à savoir la sonde, l'hélium interne et l'isolation. Ce temps de diffusion est d'environ 10 s. Les transferts de chaleur dans le bâti et le

capillaire sont considérés en parallèle. Si le temps de diffusion est plus grand que l'intervalle de mesure cela réduira d'autant les erreurs dues aux pertes. En prenant un intervalle entre deux mesures de 10 s, on s'assure que l'hélium interne et la sonde de mesure sont en régime thermique permanent. Ce point a aussi été vérifié expérimentalement.

## **II.4. Procédure expérimentale**

La procédure expérimentale débute par un étalonnage de la sonde de mesure. Les sessions expérimentales sont effectuées pour différentes températures de bain entre 1,6 K et 2,15 K que ce soit pour les sessions réalisées en hélium saturé ou en hélium pressurisé. L'intervalle entre deux mesures a été fixé à 10 s. On recherche comme pour la cellule A à étudier la fonction de transfert des fenêtres d'isolation par la mesure de l'écart de température en fonction du flux de chaleur traversant les fenêtres d'isolation. Les paramètres d'étude sont la température du bain, le flux de chaleur et le type d'isolation.

On note qu'aucune mesure en He I ne sera effectuée car les transferts thermiques mis en jeu (convection naturelle) ne seront pas uniquement associés aux échantillons testés mais surtout fonction des transferts thermiques dans la cavité interne d'instrumentation.

## **II.5. Instrumentation et précision des mesures**

### II.5.1. Installations cryogéniques

Pour les mesures en He II pressurisé nous avons utilisé le même cryostat à double bain déjà utilisé pour l'étude précédente (Chapitre II).

Pour les mesures en He II saturé nous avons utilisé un cryostat à simple bain d'hélium. L'installation comprend un cryostat en acier inox de 0,150 m de diamètre et de 0,8 m de hauteur. Il est entouré d'une enceinte à vide et d'une enceinte à azote liquide assurant le refroidissement et la réduction des apports de chaleur. L'abaissement de la température est obtenu par la diminution de la pression de la vapeur saturante au-dessus du bain à l'aide d'une pompe à palettes (250 m<sup>3</sup>/h) et d'une pompe Root (1000 m<sup>3</sup>/h) en série. Sa consommation lors d'une session expérimentale est de 2,5 l/h, ce qui permet d'obtenir une autonomie de plusieurs heures en pompage permanent.

### II.5.2. Mesure de température et de puissance

#### II.5.2.1. Chaîne de mesure

En hélium pressurisé le même système expérimental a été utilisé que pour l'étude précédente (Chapitre II).

En He II saturé, le principe de mesure est identique, mais pour obtenir une sensibilité supérieure ( $10 \mu\text{K}$ ) la tension des résistances de mesure sont conditionnés par un système à double amplification permettant d'amplifier la variation de tension autour d'une référence.

#### II.5.2.2. Mesure de température

Pour les mesures réalisées en He II pressurisé nous avons utilisé des résistances de carbone de type Allen-Bradley qui ont été étalonnées in situ à l'aide d'une sonde étalon. Pour les mesures effectuées en hélium pressurisé l'étalonnage est effectué à l'aide de sonde Germanium (Chapitre II). Pour les mesures réalisées en hélium saturé, l'étalonnage a été effectué en mesurant la pression de saturation à l'aide d'une mesure de pression basé sur une mesure différentielle et d'un cathétomètre. Cette procédure permet d'obtenir un écart inférieur au millikelvin entre la loi de lissage et les mesures pour l'étalonnage en He II.

Toutes les mesures de température sont basées sur une mesure "quatre fils". Deux fils de cuivre gainés et torsadés permettent d'alimenter la sonde et deux autres fils permettent d'effectuer une mesure de tension aux bornes de la sonde (Chapitre II).

#### II.5.2.3. Mesure de puissance

La puissance est injectée dans le volume interne de la cellule à travers une résistance. Cette résistance RB59 de SFERNICE possède une valeur de  $0,12 \Omega$  à température ambiante alors qu'elle est de  $0,11 \Omega$  à basse température (2 K). Une puissance maximum de 3 W peut être dissipée. La valeur de cette résistance est mesurée à chaque début de session expérimentale. On observe que la variation de cette valeur entre 1,6 K et 2,15 K est négligeable. Le principe d'alimentation et de mesure de la résistance de chauffage est identique à celui de la cellule A (Chapitre II).

#### II.5.2.4. Incertitudes de mesure

Tableau III.2. Récapitulatif des incertitudes absolues de mesure.

	Mesure de température absolue	Mesure d'écart de température	Mesure de Puissance	
			Erreur systématique (Pertes thermiques)	Incertitude aléatoire(mesure)
He II pressurisé	2,8 mK	1,2 mK	1 à 25 %*	1 %
He II saturé	3 mK	10 $\mu\text{K}$	1 à 25 %*	1 %

\* Valeur dépendant de la résistance thermique équivalente de l'isolation testée et de la différence de température entre le bain et la cavité interne.

Pour les mesures en hélium pressurisé l'ensemble du système permet une régulation de température à  $\pm 1$  mK sur une durée de 30 minutes environ (Chapitre II). Pour les mesures à hélium saturé, la régulation est dotée de différents ponts d'amplification qui permettent d'obtenir une sensibilité expérimentale de  $\pm 10$   $\mu$ K. La stabilité du bain peut atteindre dans les meilleurs cas (absence de bruit ou de perturbations extérieures) une dizaine micro-kelvins sur une durée d'une heure environ.

### III. Description des isolations testées

#### III.1. Structures des isolations

La structure des isolations que nous avons étudiées dans cette partie correspond à la structure des isolations étudiées dans le chapitre précédent. Elles sont rappelées brièvement dans le tableau III.3. Nous avons étudié d'autres isolations qui sont en générale des évolutions des isolations déjà présentées. L'isolation B21' correspond à l'isolation B21 à laquelle il a été retiré les bandes de tissu de fibre de verre et Kevlar<sup>®</sup>. Il existe alors un espacement de 10,5 mm entre les couches de Kapton<sup>®</sup> XRCI. La structure de l'isolation B22' correspond à celle de B22 où l'espacement de la seconde couche des bandes de Kapton<sup>®</sup> XRCI est réduit à 2 mm.

Tableau III.3. Définition des isolations (voir symboles dans les tableaux I.2 et I.3).

Isolation	Composition de l'isolation		
	Première couche Recouvrement 50%	Deuxième couche Espacement	
B6			2 mm
B15			2 mm
B16			0
B18			0
B21			0
B21'			10,5 mm
B22			4 mm
B22'			2 mm
B25			2 mm

#### III.2. Dimensions des échantillons

##### III.2.1. Mesure des épaisseurs

Les mesures des épaisseurs totales des échantillons ont été effectuées à l'aide d'un micromètre dont la résolution est de 1  $\mu$ . Lors de ces mesures les échantillons sont comprimés par le micromètre. L'épaisseur est représentative

de l'empilement des matériaux solides et non de l'épaisseur réelle de l'isolation testée où les canaux d'hélium sont présents.

Le tableau III.4 reprend les valeurs des épaisseurs de chaque échantillon, après polymérisation, ainsi que la variation maximale de ces épaisseurs sur la surface totale obtenue lors de ces mesures. Ces variations seront considérées par la suite comme étant les incertitudes de mesure de ces épaisseurs. On présente pour les échantillons à bande jointive les épaisseurs des deux différents composants de la seconde couche alors que pour les échantillons à espacement on présente l'épaisseur maximale.

Tableau III.4. Dimensions caractéristiques des échantillons.

Echantillon	Epaisseur $e_t$ ( $\mu$ )		Surface totale $A_t$ ( $10^{-3} \text{ m}^2$ )
B6	132 $\pm$ 5		9,968 $\pm$ 0,326
B15	129 $\pm$ 6		5,347 $\pm$ 0,152
B16	142 $\pm$ 3		9,853 $\pm$ 0,277
B18	Tissu (Epoxy) : 135 $\pm$ 5	Tissu sec : 157 $\pm$ 7	10,01 $\pm$ 0,299
B21	Kapton® : 164 $\pm$ 4	Tissu sec : 184 $\pm$ 5	10,05 $\pm$ 0,221
B21'	Kapton® : 164 $\pm$ 4		10,05 $\pm$ 0,220
B22	143 $\pm$ 6		9,996 $\pm$ 0,225
B22'	145 $\pm$ 3		9,979 $\pm$ 0,335
B25	175 $\pm$ 5		9,987 $\pm$ 0,313

### III.2.2. Mesure de la surface totale

Du fait du fluage de la colle permettant de fixer les échantillons aux flasques du porte-échantillon afin d'éviter tout passage de l'hélium, les surfaces des échantillons  $A_t$  doivent être mesurées. La méthode consiste à les mesurer à l'aide d'un planimètre, dont la résolution est de 1 mm<sup>2</sup>, sur des photographies ayant un agrandissement compris entre 1,5 et 2. Les résultats de ces mesures, ainsi que leur incertitude, sont présentés dans le tableau III.4. Pour chaque échantillon les deux surfaces ont été mesurées 5 fois et la valeur présentée pour un échantillon est la somme de la surface des deux fenêtres. L'incertitude de mesure englobe les erreurs de mesure proprement dites (< 1 %) et l'incertitude sur l'estimation du contour réel de la surface (2-3 %). Cette erreur provient essentiellement de l'erreur faite sur l'estimation des surfaces recouvertes réellement par la colle.

### **III.3. Conductivité et résistance thermiques équivalentes**

Pour estimer la part de la conduction, les résistances thermiques des échantillons sont évaluées à l'aide d'un calcul s'appuyant sur les conductivités thermiques des matériaux élémentaires de chaque isolation, de leur épaisseur et de leur géométrie. On considère chaque composant de l'isolant comme un élément monolithique et on suppose le transfert de chaleur unidirectionnel (transversal). De plus, nous avons supposé un contact parfait entre les différentes couches de l'isolant sur toute leur surface de contact. On attribue à

chaque élément une résistance thermique  $R=e/kA$  définie à partir de son épaisseur, sa surface et sa conductivité. La résistance équivalente est déterminée en prenant en compte le réseau de résistances élémentaires en série ou en parallèle. La résistance équivalente s'écrit pour l'exemple de la figure III.6, correspondant à l'échantillon B18,  $R_{eq}=R_k+(R_{fv}\cdot R_{fk})/(R_{fv}+R_{fk})$ . La conductivité équivalente de l'échantillon est construite à partir de l'épaisseur maximale mesurée sur l'échantillon à savoir, pour le cas présenté sur la figure III.6, l'épaisseur de la bande tissée de fibre de verre et de Kevlar®.

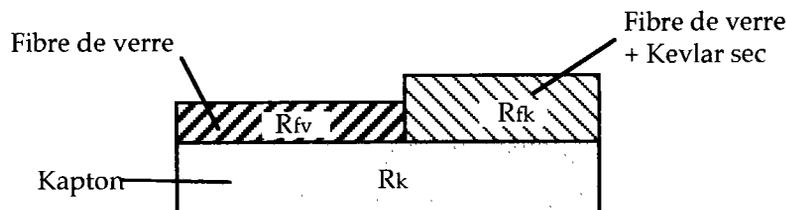


Figure III.6. Schématisation d'un isolant à motif jointif.

Pour estimer leur dépendance en fonction de la température les résistances et les conductivités thermiques sont estimés à 2 K et 4 K. Lors des calculs de la part de la conduction dans l'isolation on tiendra compte de la variation de la conductivité ou de la résistance thermique avec la température en les supposant linéaires dans cet intervalle.

Le tableau III.5 reprend les valeurs des résistances thermiques et des conductivités équivalentes des différents échantillons à 2 K et 4 K calculées à partir des valeurs des conductibilités thermiques des matériaux reportés dans les tableaux I.6 et I.7. Il est à noter que les conductivités équivalentes ont été calculées à partir des résistances thermiques et de l'épaisseur maximale de chaque isolant.

Tableau III.5. Résistances thermiques et conductivités équivalentes à 2K et 4K.

Echantillons	Résistance thermique équivalente ( $10^{-3} \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$ ) rapportée à la surface totale		Conductivité thermique équivalente ( $10^{-3} \text{ Wk}^{-1}\text{m}^{-1}$ )	
	2 K	4 K	2 K	4 K
B6	$9,5 \pm 2,3$	$5,4 \pm 1,0$	$13,7 \pm 3,8$	$24,2 \pm 5,4$
B15	$14,5 \pm 2,7$	$8,1 \pm 1,2$	$10,4 \pm 2,5$	$15,9 \pm 3,2$
B16**	$19,7 \pm 2,5$		$7,2 \pm 1,0$	
B18	$9,8 \pm 4,2$	$5,6 \pm 3,9$	$15,9 \pm 6,2$	$27,8 \pm 9,1$
B21	$13,7 \pm 2,9$	$8,1 \pm 4,1$	$13,4 \pm 3,3$	$22,7 \pm 5,2$
B21'	$12,9 \pm 2,0$	$8,3 \pm 0,9$	$14,1 \pm 2,5$	$21,9 \pm 2,9$
B22	$14,1 \pm 2,6$	$9,2 \pm 1,4$	$10,1 \pm 2,4$	$15,5 \pm 3,1$
B22''	$14,9 \pm 2,4$	$9,7 \pm 1,2$	$9,5 \pm 1,7$	$14,6 \pm 2,1$
B25	$18,6 \pm 3,4$	$12,1 \pm 1,8$	$9,3 \pm 2,1$	$14,4 \pm 2,6$

\*\* : Référence Kapton® HN [Connard 1991].

## IV. Résultats expérimentaux

### IV.1. Description phénoménologique des résultats

#### IV.1.1. Introduction

Les deux systèmes expérimentaux ont permis de scruter une grande plage de flux de chaleur et d'obtenir différents régimes thermiques comme le régime de Landau, le régime de transition et le régime de Gorter-Mellink. La particularité des résultats du présent travail est le constat que conduction dans l'isolant et transfert thermique en He II à travers l'isolant sont présents. Les résultats à forts flux de chaleur permettent de pouvoir accéder à un régime thermique où la conduction n'est plus négligeable devant les transferts en He II, voire même dominante comme pour les échantillons dont le comportement thermique global est conducteur. L'obtention de ce régime dépend aussi bien des propriétés thermiques de l'isolant que des dimensions des canaux d'He II. Le but de ce paragraphe est de présenter le comportement thermique typique de ce type de matériau. A partir de cette présentation on pose les premières bases du modèle thermique permettant de modéliser l'ensemble de la courbe d'échauffement  $\Delta T=f(Q)$  en s'appuyant sur ces observations expérimentales et des calculs numériques.

#### IV.1.2. Différents régimes de transfert de la chaleur

Nous avons utilisé l'ensemble des résultats, obtenus en hélium saturé et en hélium pressurisé, pour construire une courbe d'échauffement sur un intervalle d'écart de température maximal [ $10^{-5}$  K ;  $10^{-1}$  K]. La figure III.7 présente la courbe d'échauffement complète de l'échantillon B22 à une température de bain de 1,9 K environ. L'écart entre les températures de bain des deux expériences est inférieur au millikelvin. Les résultats obtenus en hélium saturé sont représentés par des cercles alors que les résultats obtenus en hélium pressurisé sont représentés par des carrés.

A flux de chaleur croissant, on retrouve sur cette courbe le régime de Landau (L), caractérisé par une loi linéaire de  $\Delta T$  en fonction de  $Q$ , et le régime de Gorter-Mellink (GM), caractérisé par une loi de  $\Delta T$  en fonction de  $Q^3$ , séparés par un régime de transition (t).

D'après la détermination de la résistance thermique de l'échantillon, il est possible de construire une "courbe de conduction". Cette courbe est construite à partir du flux de chaleur et prend en compte l'écart de température provenant de la résistance de Kapitza et l'écart de température dû à la conduction dans l'isolant. Cette courbe a été déduite de la résistance thermique de l'échantillon B22 déterminée précédemment. La courbe de conduction est représentée par la droite en trait gras sur la figure III.7.

Bien que la conduction soit présente sur l'ensemble de l'intervalle de flux de chaleur nous avons distingué volontairement un régime supplémentaire particulier à ce système thermique étudié, le régime mixte, où le transfert par conduction n'est plus négligeable devant le transfert en He II. Le régime mixte peut être associé aux différents régimes de Gorter-Mellink, de transition et de Landau sur l'ensemble de l'intervalle de flux. Pour l'exemple présenté sur la figure III.7, le régime mixte est associé au régime de Gorter-Mellink.

La gamme d'écart de température mesurée permet pour certains échantillons un recouvrement de certains points de mesure. Pour l'échantillon B22, ce recouvrement est situé dans la région de transition où les points de mesure obtenus en He II pressurisé et en He II saturé diffèrent de quelques pour-cent. Notons que les écarts de température des points de mesure obtenus en hélium saturé sont supérieurs à ceux obtenus en hélium pressurisé ce qui semble confirmer que la conductivité équivalente, en régime de Gorter-Mellink, en hélium saturé est supérieure à celle en hélium pressurisé à la pression atmosphérique. Bien que le régime de Gorter-Mellink ne soit pas atteint, on peut associer cet effet au fait que la fonction de transfert  $f(T)$  du régime de Gorter-Mellink (turbulence développée) en hélium saturé est supérieure à celle en hélium pressurisé (Figure I.25). Sur la figure III.7, les incertitudes de mesure sont représentées par la taille des symboles utilisés, ce qui montre la bonne reproductibilité des mesures réalisées par les dispositifs expérimentaux.

Dans le cas de l'échantillon B22, en régime de Landau la part de la conduction est négligeable. Pour un écart de température donné le flux de chaleur transporté par conduction est de plusieurs ordres de grandeur inférieurs au flux de chaleur total. Dans cette partie le transfert de chaleur est simplement modélisable par les équations connues en régime de Landau. Ce régime prend fin à  $Q_c$  qui est le flux de chaleur critique où la turbulence superfluide prend naissance (Chapitre I). Le régime de Landau peut être laminaire et alors la loi liant l'écart de température au flux de chaleur est linéaire  $\Delta T=f(Q)$  et dépendante de la température, mais il peut être aussi turbulent et la loi liant le flux de chaleur à l'écart de température découle de la loi de Blasius  $\Delta T=f(Q^{1,75})$ . Sur la figure III.7 ce régime est laminaire et c'est le cas pour tous les échantillons étudiés. La droite en traits fins représente le meilleur lissage des points expérimentaux vis à vis de cette loi linéaire. Cette courbe est prolongée par une courbe en pointillés permettant de mettre en évidence le changement de régime thermique entre le régime de Landau et le régime de transition. Bien qu'il existe une dispersion de mesure de l'écart de température la transition entre ces deux régimes est souvent prononcée, ce qui réduit les incertitudes sur la délimitation de l'intervalle de lissage et par conséquent sur la détermination du flux de chaleur critique  $Q_c$ .

Le régime de transition, défini entre les flux de chaleur  $Q_c$  et  $Q_{GM}$ , séparant le régime de Landau et le régime de Gorter-Mellink est très mal identifié théoriquement, mais il est associé au développement de manière continue de la turbulence superfluide. On peut simplement vérifier cette affirmation car la pente de la courbe en régime de transition évolue continuellement à mesure que le flux de chaleur augmente entre la pente du régime de Landau aux flux de chaleur proches de  $Q_c$  et la pente du régime de Gorter-Mellink en approchant de  $Q_{GM}$  où le régime se rapproche d'un développement de la

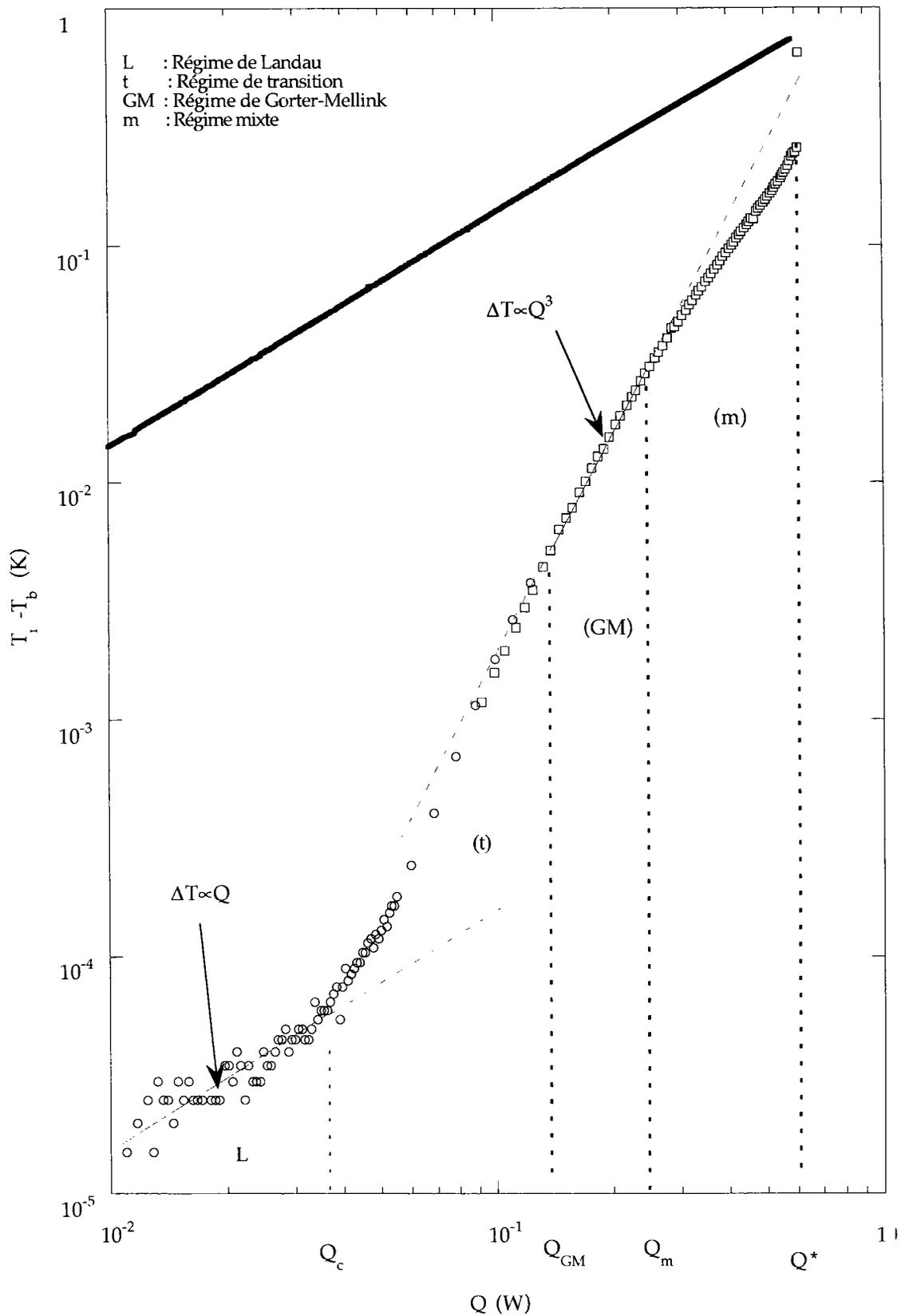


Figure III.7. Différents régimes de transfert thermique pour l'échantillon B22 à 1,9 K.  
 — : Meilleur lissage des résultats. - - - : Prolongement des lois de lissage. — : Conduction.

turbulence superfluide quasiment définitif. La conductivité thermique équivalente évolue de la conductivité thermique en régime de Landau à la conductivité thermique en régime de Gorter-Mellink. La conductivité thermique équivalente en régime de Landau est plus grande que celle en régime de Gorter-Mellink. On retrouve alors les remarques faites au chapitre I sur la destruction de la superfluidité, où l'apparition et la croissance des lignes de tourbillon ont pour effet de diminuer les propriétés thermiques de l'hélium.

Le régime de turbulence pleinement développé ou régime de Gorter-Mellink débute à  $Q_{GM}$  où l'on retrouve la loi d'évolution cubique du flux de chaleur en fonction de l'écart de température  $\Delta T = f(Q^3)$ . La transition entre le régime de Gorter-Mellink et le régime de transition est nettement moins prononcée que la précédente transition parce que la fin du régime de transition correspond à un développement de la turbulence superfluide quasiment définitif. Il a été représenté sur la figure III.7 le meilleur lissage du régime de Gorter-Mellink par une droite en trait fin indiquant la dépendance cubique  $\Delta T = f(Q^3)$ . Cette droite est une aide pour l'œil puisque pour ce régime thermique il faut tenir compte de la variation de la fonction de transfert  $f(T)$  avec la température. Il faudrait remplacer l'écart de température par l'intégrale de  $f(T)$  par rapport à la température, ce qui sera fait dans l'exploitation des résultats. On note que la pente de la courbe est inférieure en régime de Gorter-Mellink à celle en régime de transition. Si une conductivité équivalente est déduite de la valeur de cette courbe, la conductivité équivalente en régime de Gorter-Mellink est inférieure en régime de transition.

Le régime de Gorter-Mellink prend fin lorsque le flux de chaleur atteint  $Q_m$  où l'on remarque que les transferts de chaleur par conduction ne sont plus négligeables par rapport à ceux en He II. Les deux mécanismes de conduction et de transfert en He II coexistent. Nous nommerons ce régime le régime mixte. La pente de la courbe d'échauffement diminue légèrement indiquant que la conductivité thermique équivalente augmente. Cette diminution de la pente est due à l'augmentation progressive de l'importance des transferts conductifs par rapport au transfert en He II. En régime mixte, on remarque que la conductivité équivalente est supérieure que celle en régime de Gorter-Mellink.

Une représentation simple peut être faite en considérant que pour un écart de température constant, le flux de chaleur par conduction s'ajoute au flux de chaleur dû aux transferts de chaleur par He II pour tout flux. Cette illustration considère que le transfert de chaleur global est composé des deux mécanismes de transfert thermique en parallèle.

Ce régime mixte prend fin lorsque l'on atteint la transition He II-He I pour un flux de chaleur  $Q^*$  correspondant à l'écart de température  $\Delta T_\lambda$ . Suivant les échantillons, ce régime mixte peut débuter pour des flux nettement inférieurs à ceux de l'échantillon B22. On peut retrouver aussi un régime mixte associé au régime de Landau ou au régime de transition. Notons que les flux de chaleur critiques  $Q_c$  et  $Q_{GM}$  dépendent seulement des dimensions du réseau de

canaux d'hélium et des propriétés thermodynamiques de l'He II alors que  $Q^*$  et  $Q_m$  dépendent aussi des transferts de chaleur par conduction dans l'isolation. La définition du flux de chaleur  $Q_m$  mérite quelques approfondissements supplémentaires au regard du modèle thermique. Sa définition est artificielle et l'on considérera que les transferts conductifs sont négligeables lorsque le flux de chaleur conductif est inférieur à 10 % du flux total.

## IV.2. Modèle thermique

En vue d'analyser les courbes et de comprendre les transferts de chaleur dans les différents régimes, il est nécessaire de définir un modèle thermique permettant d'élaborer un système d'équation qui servira de base à l'exploitation des résultats.

### IV.2.1. Lignes de flux de chaleur

La figure III.8 présente une schématisation d'une isolation et des différentes lignes de flux de chaleur possibles traversant l'isolation. Les lignes de flux supportant le passage de la chaleur par conduction sont représentées par des flèches en pointillés alors que les lignes de flux supportant le passage de la chaleur par transfert en He II sont représentées par des flèches en trait plein.

On distingue deux types de ligne de flux de chaleur supportés par les canaux d'He II au regard de la géométrie de l'isolant. En effet il existe des canaux d'hélium débouchant entre le bain interne et le bain externe (1) et (1') et des canaux bouchés par la seconde couche ou par écrasement du canal (2). On dissocie les lignes de flux de chaleur directes où les canaux débouchent *directement* dans le bain (1) et les lignes de flux de chaleur indirectes où les canaux d'He II sont bouchés *partiellement* (1') par la seconde couche. Cette représentation assez simpliste de la distinction des lignes de flux de chaleur, c'est-à-dire des types de canaux, a été faite pour attirer l'attention du lecteur sur le fait que les différents canaux d'hélium "débouchants" ((1) et (1')) ne possèdent pas les mêmes longueur, section et épaisseur.

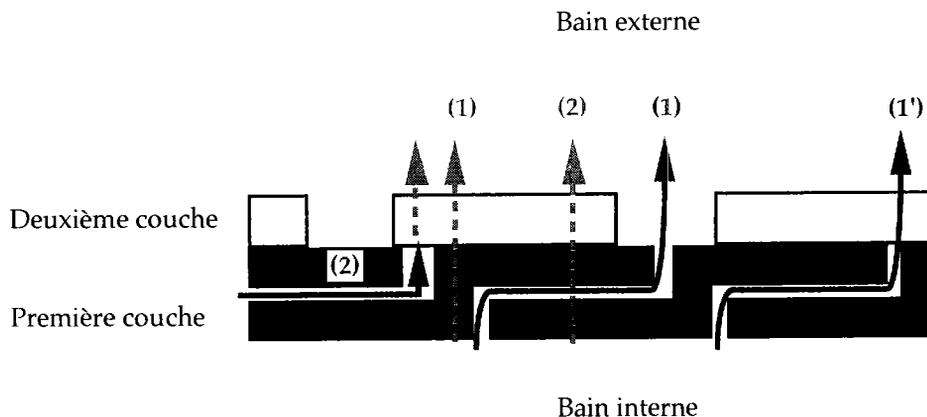


Figure III.8. Schématisation des différentes lignes de flux de chaleur.

Lorsque l'on parlera de section, épaisseur et longueur pour l'ensemble de ces canaux il faut avoir à l'idée que ces caractéristiques dimensionnelles sont des caractéristiques équivalentes et qu'elles s'appliquent à un réseau de canaux d'hélium. On peut aussi imaginer que les canaux d'hélium sont bouchés (2), alors les lignes de flux de chaleur sont supportées par les canaux d'He II puis par le matériau solide (conduction). Le transport de la chaleur par conduction s'effectue par deux différents chemins ; un chemin purement conductif (1) traversant l'isolant et un chemin qui traverse une ligne de flux de chaleur supportée par He II (2). On conçoit alors pour cette dernière ligne de flux qu'il existe un transfert de chaleur interne couplé entre la conduction et le transfert par He II ((1) et (2)).

Au regard de la distinction entre canaux d'He II débouchants (1) et non débouchants (2), il vient à l'esprit que le transfert de chaleur est une combinaison parallèle-série entre lignes de flux de chaleur supportées par les canaux d'hélium et lignes de flux supportées par l'élément solide, auquel peut être associé un couplage thermique interne entre conduction et transfert He II. Deux mécanismes de transport de la chaleur interviennent simultanément de manière couplée, le problème devient alors complexe car des interactions de nature différentes doivent être traitées simultanément (conduction et transfert thermique en He II). La mise en équation d'un système modélisant les transferts de chaleur en régime de Gorter-Mellink couplés avec de la conduction est possible et elle aboutit à la résolution d'intégrale elliptique de premier ordre. Mais ce modèle contient un nombre élevé de variables inconnues comme la surface d'échange interne, la longueur équivalente et le nombre de canaux d'hélium bouchés, ainsi qu'un nombre important de températures intermédiaires permettant de construire ce modèle.

La difficulté consiste à simplifier de manière cohérente la mise en équation du problème. Pour se faire deux points précis sont à éclaircir qui sont le couplage interne et l'organisation des lignes de flux de chaleur (parallèle ou série-parallèle) se rapprochant le plus de notre système. La représentation d'un tel système thermique s'effectue donc à partir d'un découpage thermique des différents éléments du système.

#### IV.2.2. Modèle parallèle

D'après les hypothèses formulées au paragraphe précédent, le modèle thermique est dans le cas général une combinaison série-parallèle de lignes de flux de chaleur supportées par l'isolant et par les canaux d'He II.

Lors de la polymérisation les contraintes mécaniques sont appliquées sur toute l'épaisseur correspondant à la seconde couche. Ce qui suggère que les canaux soient écrasés et qu'ils le restent lors des tests, même si ces derniers ne sont pas effectués sous contrainte. Les canaux d'He II situés sous la seconde couche (2) sont inexistantes ou que leur épaisseur est très faible devant l'épaisseur des canaux débouchants (1). Par contre à l'endroit des espacements, l'isolant ne subit aucune contrainte. Les seuls canaux existants et débouchants directement ou indirectement sont situés dans les gorges que forment les espacements

comme indiqué par la figure III.9 (1). Au niveau de la seconde couche aucun canal n'existe alors les transferts de chaleur s'effectuent par conduction dans cette partie de l'isolant (Figure III.9, (1)).

Les mêmes remarques peuvent être faites pour les échantillons à motifs à bandes jointives parce que bien qu'ils aient des épaisseurs supérieures, ces matériaux intercalés sont nettement plus compressibles que les bandes de matériaux collants (fibre de verre préimprégnée). En conclusion les deux lignes de flux de chaleur possibles sont les lignes de flux de chaleur supportées par les canaux d'hélium (1) en parallèle avec les lignes de flux supportées par l'isolant au niveau de la seconde couche (1). Il reste à comprendre le comportement thermique couplé entre les lignes de flux de chaleur en He II (1) et par conduction dans les gorges (2).

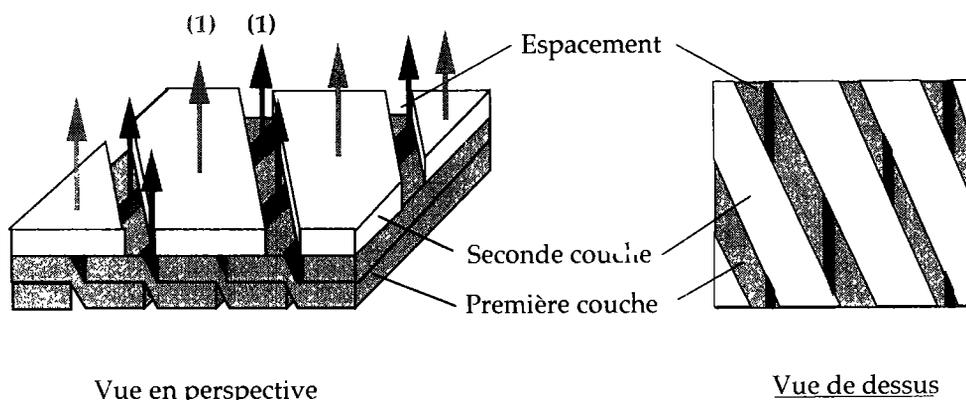


Figure III.9. Chemins privilégiés de la chaleur supportés par He II.

Les canaux d'hélium débouchants symbolisés par les flèches bleues pour l'exemple du motif à espacement sur la figure III.9 peuvent être dénombrés d'après les hypothèses émises. Le tableau III.6 présente le nombre de canaux présumés débouchants par unité de surface d'échantillon. Il est à noter que ce nombre de canaux a été déterminé à partir de photographies. Il ne représente que les canaux débouchants par les espacements entre les bandes de seconde couche ou à travers les bandes de matériaux fibreux non collants pour les matériaux à motif à bande jointive. C'est une quantification de la "perméabilité" globale de l'échantillon vis à vis de l'hélium. Il reste à définir la "perméabilité" locale à savoir les dimensions équivalentes des canaux.

Quelques remarques sont à faire sur le nombre de canaux débouchants. Il a été dénombré 28 canaux débouchants pour l'échantillon B25 alors que les courbes d'échauffement montrent un comportement thermique purement conductif. Cet échantillon est une évolution de l'échantillon B22 où la première couche a été doublée. Ce qui montre l'importance de la structure de la première couche sur la "perméabilité" à l'hélium de l'isolation. On note aussi que pour les échantillons B21 et B21', les canaux ont une largeur nettement supérieure à l'ensemble des autres échantillons. En effet elles correspondent à la largeur de la bande de matériaux fibreux non collante qui est de 11 mm environ alors que pour les autres échantillons les espacements laissant déboucher les canaux sont

de 4 mm pour B22 et 2 mm pour B22' par exemple. On peut faire la même remarque pour les échantillons B18.

Cette représentation ne doit rester qu'indicative car aucune observation ne suggère que tous ces canaux soient débouchants.

Tableau III.6. Nombre des canaux d'He II débouchants.

Echantillons	nombre de canaux supposés débouchants N	N/At (m <sup>-2</sup> )
6	56	5618
15	32	7053
16	0	0
18	54	5395
21	56	5572
21'	56	5572
22	56	5602
22'	62	6213
25	56	5607

#### IV.2.3. Couplage interne des lignes de flux

L'objectif de ce paragraphe est de montrer que l'on peut modéliser les transferts de chaleur dans le canal formé par le recouvrement de la première couche par un transfert de chaleur en He II dans ce canal en parallèle avec un transfert conductif dans l'isolant sous certaines conditions. Pour répondre à cela on cherche la répartition du flux de chaleur entre l'He II et l'isolant pour un motif représentant le recouvrement. La figure III.10 présente un agrandissement schématique de la structure géométrique de ce motif.

Les canaux d'He II sont des canaux à deux dimensions dont la longueur est approximativement égale à la largeur des bandes de la première couche rapportée à l'angle que fait la première couche et la seconde couche (30°) à savoir 11 mm et dont l'épaisseur est d'une vingtaine de microns. Cette valeur a été déduite de l'analyse présentée dans la suite de ce chapitre et nous servira de cas de base. On peut émettre l'hypothèse que l'écart de température dans la direction de l'épaisseur [o,y] est négligeable par rapport à celui dans la direction de la longueur [o,x]. En effet si l'on considère que le régime de transfert de chaleur est régi par le régime de Gorter-Mellink alors à flux égal le rapport des écarts de température dans les deux dimensions est égal au rapport des longueurs en considérant que section de passage et épaisseur du canal sont constantes et que les propriétés thermiques le sont aussi. Ce rapport vaut  $\Delta T_{\text{HeII}[o,x]} / \Delta T_{\text{HeII}[o,y]} \approx 550$ . Si l'on considère un écart de température de 50 mK aux bornes du canal pour une température de bain de 1,9 K, alors la résistance thermique suivant [o,x] de ce canal est  $R_{\text{HeII}} = (L/f)^{1/3} (\Delta T^{2/3} / e_{\text{HeII}})$  et vaut 0,059 KW<sup>-1</sup>. Pour les transferts de chaleur conductifs la même remarque peut être faite en signalant que la dimension suivant la direction [o,y] est d'environ 50  $\mu$  alors que la dimension dans la direction [o,x] est de 11 mm. Ce qui représente un rapport d'écart de température en reprenant les mêmes

hypothèses de  $\Delta T_{\text{isol}}[0,y]/\Delta T_{\text{isol}}[0,x] \approx 220$ . La résistance thermique de l'isolant est  $R_{\text{isol}} = (2e/kL) + (4/4\alpha LT^3)$  et vaut  $0,91 \text{ KW}^{-1}$ . A priori, on peut considérer que le transfert de chaleur est unidirectionnel dans l'isolant suivant la direction de l'épaisseur de l'isolant et dans l'hélium suivant le canal.

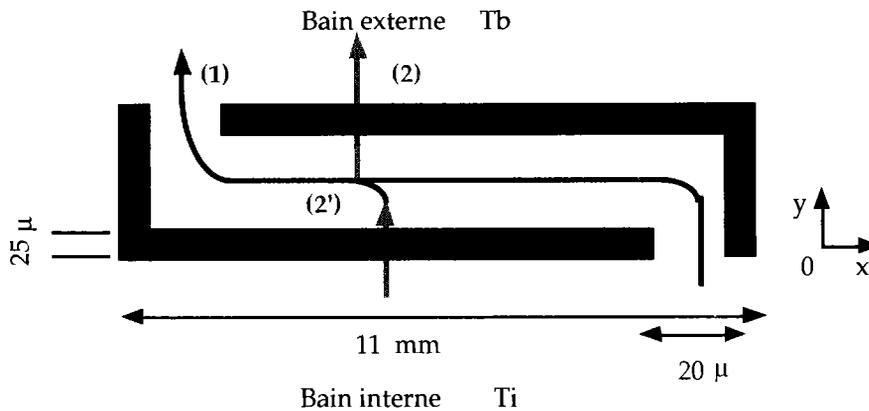


Figure. III.10. Schématisations du couplage interne.

Une modélisation numérique à l'aide d'un code de calcul par éléments finis reprenant l'ensemble des caractéristiques thermiques et géométriques de ce système bidimensionnel a été effectuée (CASTEM). Ce calcul modélise un canal d'une épaisseur de  $20 \mu$  ayant une longueur de  $11 \text{ mm}$ . L'épaisseur de la bande de Kapton® est de  $25 \mu$  et le taux de recouvrement est de  $50\%$  afin de modéliser les motifs des premières couches de nos échantillons. Les mécanismes thermiques modélisés sont le régime de Gorter-Mellink dans l'hélium et la conduction dans l'isolant. La résistance de Kapitza a été modélisée sur l'ensemble de la surface de l'isolant baignée par l'hélium. A cet effet, parce que le code de calcul ne permet pas une telle modélisation, nous avons construit une épaisseur fictive  $40$  fois inférieures à l'épaisseur du canal pour modéliser la résistance thermique de Kapitza. Différents paramètres ont été étudiés comme l'épaisseur du canal, la température de bain et le flux de chaleur injecté.

La figure III.11 présente le résultat du calcul à une température de  $1,9 \text{ K}$  et un écart de température de  $50 \text{ mK}$  pour un canal d'une épaisseur de  $20 \mu$ . Pour cette configuration, le canal d'He II est isotherme dans une section. Le flux de chaleur est unidirectionnel suivant l'axe du canal et par ailleurs le flux de chaleur dans l'isolant est quasiment unidirectionnel suivant l'épaisseur. Par longueur unitaire le flux de chaleur transporté par le canal est de  $0,869 \text{ W}$  alors que le flux transporté par l'isolant est de  $Q_{\text{isol}} = 0,055 \text{ W}$ . Notons aussi que le flux de chaleur entrant par la face chaude  $Q_{\text{HeII}}$  est identique au flux de chaleur sortant par la face froide. En fait la différence est de  $710^{-5} \text{ W}$ . La même remarque peut être faite pour le flux traversant l'isolant. Le fait que les flux de chaleur sont unidirectionnels dans l'isolant et l'hélium permet de calculer simplement les flux de chaleur à partir des résistances thermiques. Pour l'isolation le flux de chaleur est  $Q_{\text{isol}} = \Delta T / R_{\text{isol}}$  et vaut  $0,055 \text{ W}$ . Pour le canal d'hélium, le flux de chaleur est  $Q_{\text{HeII}} = \Delta T / R_{\text{HeII}}$  et vaut  $0,847 \text{ W}$  par unité de longueur. On peut conclure que dans ce cas le transfert de chaleur global se

comporte comme un transfert alliant en parallèle la conduction dans l'isolant et le transfert en He II dans le canal.

Nous retrouvons le même type de résultats avec des canaux dont la dimension varie de  $1\ \mu$  à  $20\ \mu$  pour un  $\Delta T=50\ \text{mK}$  et  $T_b=1,9\ \text{K}$  à savoir que le flux entrant est égal aux flux sortant que ce soit pour l'isolant ou que ce soit pour l'hélium. Même pour une épaisseur de  $1\ \mu$  où le flux de chaleur transporté par le canal est de  $0,0363\ \text{W}$  alors que le flux transporté par conduction est identique aux cas précédents, les flux de chaleur entrants sont égaux aux flux de chaleur sortants.

Nous avons aussi étudié l'influence de la température du bain. Ce calcul a été mené pour un  $\Delta T$  de  $50\ \text{mK}$  et un canal d'une épaisseur de  $20\ \mu$ . Pour les températures  $1,7\ \text{K}$  et  $1,8\ \text{K}$ , le calcul montre que le flux entrant dans le canal d'hélium est supérieur à celui sortant, la différence est de  $0,6\%$  à  $1,7\ \text{K}$  et de  $0,4\%$  à  $1,8\ \text{K}$ . C'est la même chose à  $1,9\ \text{K}$ , mais la différence est de  $0,1\%$ . Par contre pour des températures de  $2,0\ \text{K}$  et de  $2,1\ \text{K}$ , c'est le phénomène inverse que l'on constate. La différence des flux atteint  $10\%$  à  $2,1\ \text{K}$ .

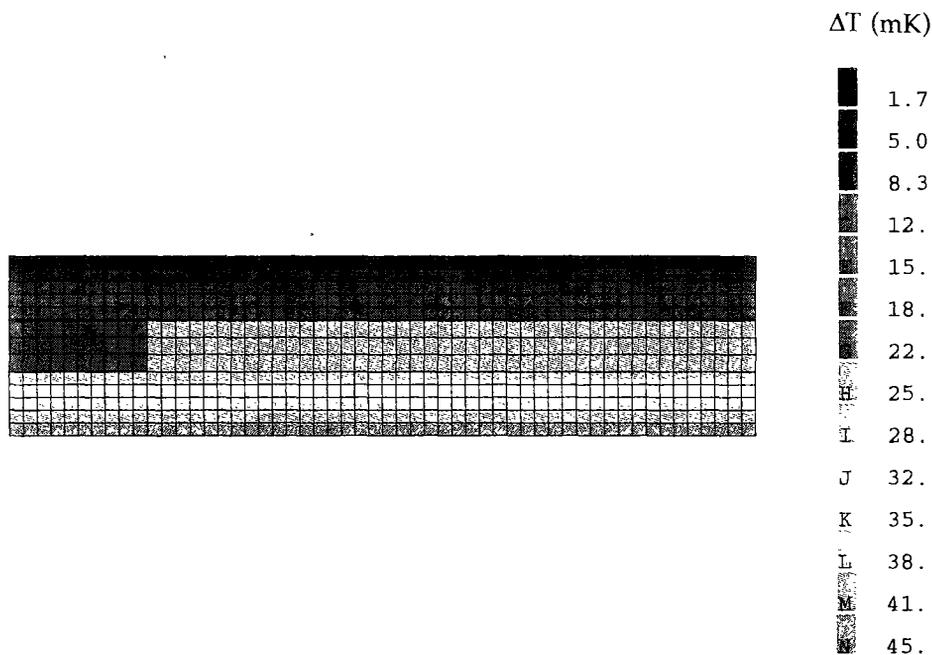


Figure III.11. Carte de température à  $1,9\ \text{K}$  pour  $50\ \text{mK}$  et  $20\ \mu$ .

Nous avons fait varier l'écart de température aux bornes de l'isolation pour la même géométrie et une température de  $1,9\ \text{K}$ . Il en ressort que pour des  $\Delta T$  supérieurs à  $150\ \text{mK}$  le flux de chaleur sortant du canal est inférieur au flux de chaleur entrant. Cette différence vaut de  $2\%$  pour un  $\Delta T$  de  $150\ \text{mK}$  et de  $14\%$  pour un  $\Delta T$  de  $250\ \text{mK}$ . Les mêmes calculs ont été effectués à  $1,7\ \text{K}$  où l'on constate que le flux de chaleur sortant est supérieur au flux de chaleur entrant

dans le canal d'He II. Ces variations sont dues à la variation de la résistance thermique de l'He II le long du canal. En effet pour des forts  $\Delta T$ , la résistance thermique de l'He II varie fortement car  $f(T)$  varie. A 1,7 K,  $f(T)$  est croissante avec la température. La résistance thermique diminue le long du canal. Le flux sortant est supérieur, contrairement à la température de 1,9 K où  $f(T)$  décroît avec la température.  $R_{\text{HeII}}$  diminue le long du canal et le flux de chaleur entrant est supérieur.

L'approximation des transferts de chaleur dans le motif présenté sur la figure III.10 alliant en parallèle le canal d'He II et l'isolant est valide pour différentes épaisseurs de canal et différentes températures. Il y a déviation du modèle lorsque  $R_{\text{HeII}}$  varie le long du canal parce que  $f(T)$  n'est pas constant. Dans ce cas, si  $f(T)$  est croissant avec la température, le flux de chaleur sortant est supérieur. A 1,7 K, pour un  $\Delta T$  de 200 mK, le calcul numérique donne un flux total  $1,4566 \text{ Wm}^{-1}$  alors que le calcul en parallèle donne  $1,4092 \text{ Wm}^{-1}$ , ce qui représente une différence de 3,2 %. Si  $f(T)$  est décroissant avec la température, le flux de chaleur sortant est inférieur. A 1,9 K, pour un  $\Delta T$  de 200 mK, le calcul numérique donne un flux de chaleur de  $1,5396 \text{ Wm}^{-1}$  alors que le calcul en parallèle donne  $1,4563 \text{ Wm}^{-1}$ , ce qui représente une différence de 5 %.

En conclusion, le modèle thermique que nous utiliserons par la suite considère les transferts de chaleur en He II dans le réseau de canaux (1) en parallèle avec les transferts de chaleur conductifs dans l'isolant au niveau de la seconde couche (1). Pour le calcul de la conduction nous considérerons que la section de passage correspond à la section totale de l'échantillon. On s'attend à des écarts à forts  $\Delta T$  entre le modèle et les mesures.

### IV.3. Comportement thermique des différentes isolations

#### IV.3.1. Comparaison des différents échantillons

La figure III.12 rassemble l'ensemble des résultats expérimentaux pour les différents échantillons testés à une température de bain de 1,9 K. La figure III.12 montre qu'il existe des comportements non linéaires comme pour les échantillons B15, B21, B21', B22 et B22'. Ces isolations peuvent être considérées comme étant "perméables" thermiquement à l'He II ; le transfert de chaleur dominant est celui de l'He II. On retrouve les caractéristiques thermiques des échantillons A. La non-linéarité indique que le régime thermique est celui de Gorter-Mellink. Si nous utilisons ce type de vocabulaire emprunté à la mécanique des fluides, c'est qu'il s'adapte aussi à l'He II puisque comme nous l'avons vu au chapitre I, les problèmes de mécanique des fluides sont des problèmes de transferts thermiques. Cette "perméabilité" est caractéristique comme nous venons de le dire des canaux débouchants et formés par le recouvrement de la première couche. On remarque qu'à fort flux de chaleur les courbes sont plus linéaires, indiquant que les transferts conductifs sont plus importants comme nous l'avons vu au paragraphe précédent. A faible flux de

chaleur, les transferts de chaleur dans ces isolations "perméables" à l'He II peuvent être modélisés afin de déterminer les caractéristiques géométriques du réseau de canaux d'He II.

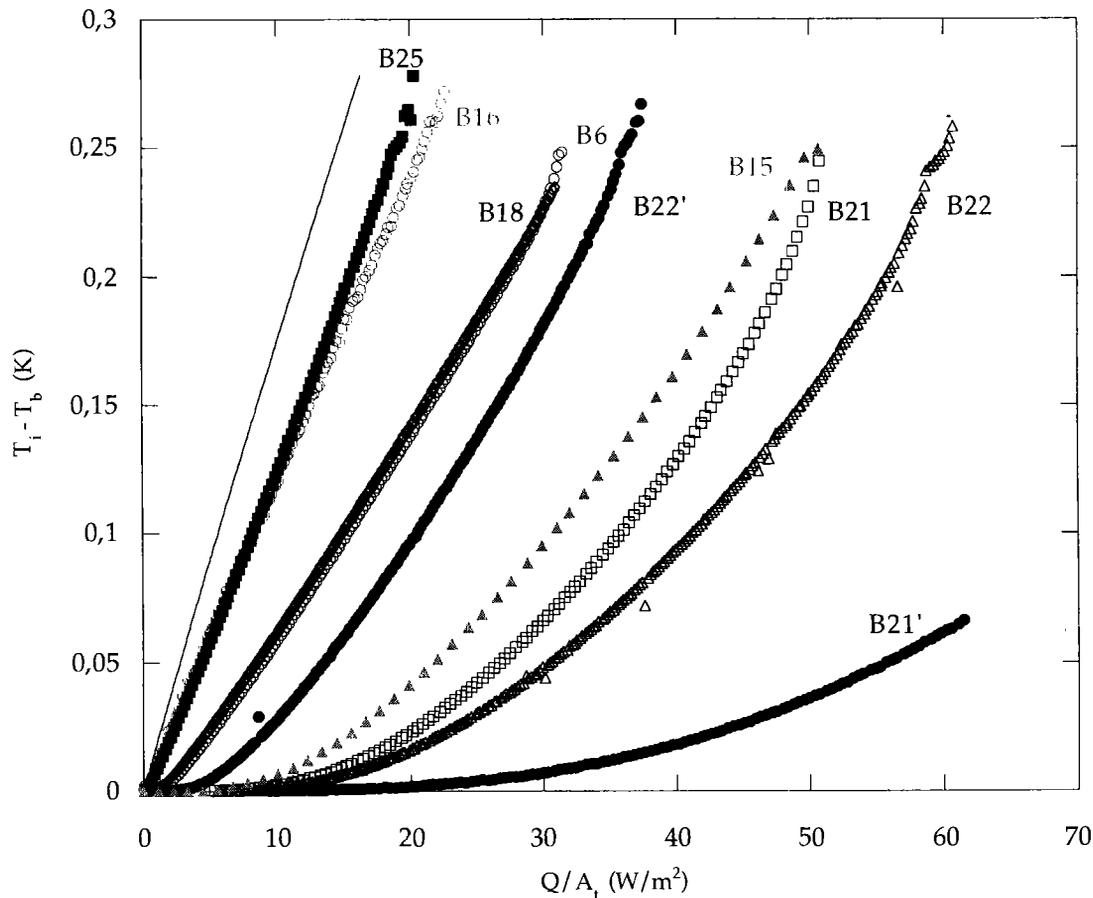


Figure III.12. Écart de température pour différents échantillons à 1,9 K.

Les échantillons B6, B16, B18 et B25 présentent un comportement thermique linéaire sur la quasi-totalité de l'intervalle de flux de chaleur. Pour ces isolations à "comportement conductif", le transfert de chaleur dominant est la conduction. Leur comportement conductif provient du fait qu'ils sont beaucoup moins perméables que les précédents échantillons parce qu'ils possèdent des doubles couche (B16 et B25) ou qu'il possède des matériaux imperméables ( en direction transverse) à l'hélium en seconde couche (B6 et B18). Pour ces échantillons il est possible de déterminer la résistance thermique de conduction à partir des résultats expérimentaux. Pour les échantillons "perméables", il n'a pas été possible de déterminer cette propriété thermique à partir des mesures car la contribution des canaux d'hélium est prépondérante.

Cette partie présente les résultats des échantillons dit "conductifs" ainsi que leurs propriétés thermiques et la méthode de calcul des propriétés thermiques des isolants. On pourra faire une comparaison pour les échantillons "conductifs" entre les résultats des résistances thermiques déterminées à partir des mesures reportés dans le tableau III.11 et celles déterminées à partir du calcul.

### IV.3.2. Echantillons à comportement thermique conducteur

#### IV.3.2.1. Echantillon B16

La figure III.13 présente l'évolution de l'écart de température entre le bain interne  $T_i$  et le bain externe  $T_b$  en fonction du flux de chaleur injecté.

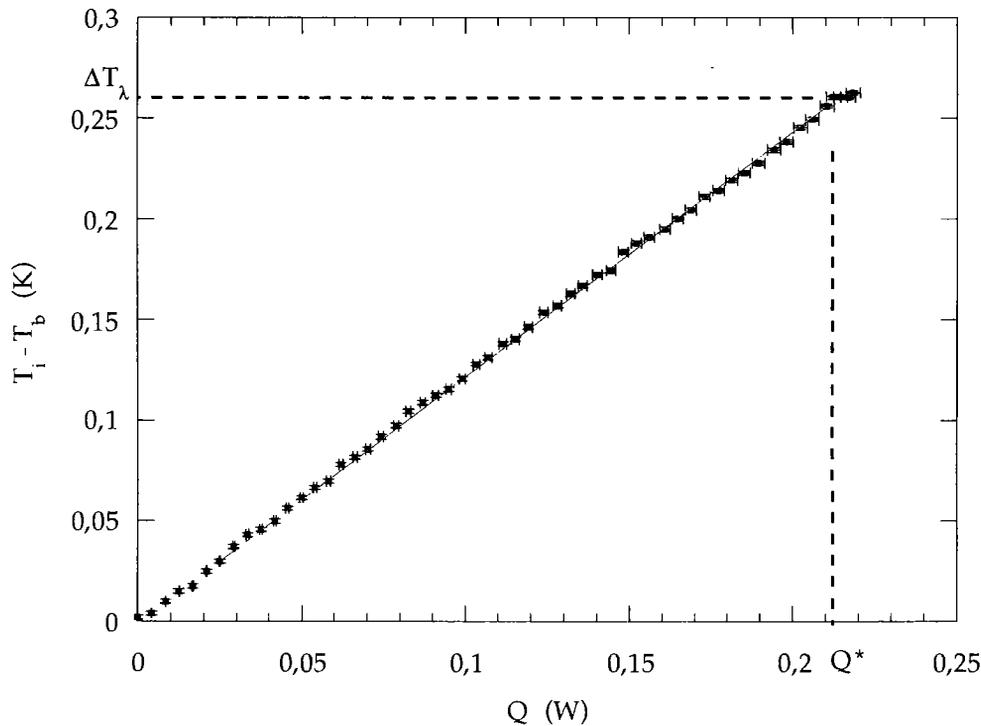


Figure III.13. Courbe d'échauffement de l'échantillon B16 à 1,901 K.

Par souci de clarté, se la moitié des points associés à leur incertitude est présentée. Cette courbe présente un plateau lorsque le flux de chaleur est supérieur à  $Q^*$  correspondant à  $\Delta T_\lambda$ . Ce plateau est caractéristique de ce type de courbes puisqu'il correspond à la transition de l'He II vers l'He I autour du capteur de température contenu dans le bain interne. Ce plateau est retrouvé quel que soit le comportement thermique de l'échantillon, "conductif" ou "perméable à l'He II".

Sur la figure III.13 est également présenté un exemple d'analyse pour ce type d'échantillon où la droite représente la courbe obtenue par lissage des points expérimentaux dans l'intervalle de flux de chaleur où il a été considéré que le régime thermique est purement conducteur. La résistance thermique de cette isolation est représentée par la pente de cette droite.

La méthode de lissage utilisée est la méthode des moindres carrés. Un aparté est nécessaire quant à la description de l'algorithme utilisé pour le lissage des courbes. Cet algorithme permet le lissage d'un ensemble de points (2D) en désignant un poids statistique (inverse de l'incertitude de mesure) pour chaque point de mesure. Il ne prend en compte que le poids statistique des points de la fonction à lisser (ordonnée en 2D). Il ne tient pas compte du poids

statistique du paramètre de lissage (abscisse en 2D). Dans le cas de cet exemple les incertitudes relatives du flux de chaleur sont supérieures à celles sur l'écart de température. Comme l'algorithme de lissage ne tient compte que des incertitudes sur l'écart de température nous avons utilisé le même algorithme pour lisser  $T_i - T_b$  en fonction de  $Q$  et  $Q$  en fonction de  $T_i - T_b$  avec la fonction réciproque adéquate afin de déterminer l'incertitude sur  $Q$  que propage la loi de lissage. L'incertitude totale est calculée en ajoutant quadratiquement les erreurs relatives par ces deux lissages. Cette méthode a été utilisée pour l'ensemble de l'analyse des courbes, que ce soit pour l'analyse en régime conducteur ou que ce soit en régime de Landau ou en régime de Gorter-Mellink pour les échantillons perméables à l'He II.

Les incertitudes sur l'écart de température et celles sur le flux de chaleur sont représentées sous forme de barres d'erreur sur la figure III.13.

Nous devons tenir compte des erreurs systématiques sur la connaissance du flux de chaleur qui proviennent des pertes thermiques par le capillaire et à travers le bâti métallique ( $R_{\text{pertes}}$ ). La résistance thermique que l'on détermine est définie par

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_{\text{isol}}} + \frac{1}{R_{\text{pertes}}} \quad [\text{III.2}]$$

ce qui nous permet de déterminer la résistance thermique de l'isolation. Les résultats du lissage en fonction de  $T_b$  et la détermination de  $R_{\text{isol}}$  sont donnés dans le tableau III.7. Le fait que l'incertitude sur la détermination de  $R$  à 2,098 K est plus élevée s'explique parce que le nombre de points de lissage est inférieur à cette température.

Tableau III.7. Résistance thermique en fonction de la température pour l'échantillon B16.

$T_b$ (K)	$R$ (KW <sup>-1</sup> )	$R_{\text{isol}}$ (KW <sup>-1</sup> )
1,802	1,254 ± 0,003	1,299 ± 0,008
1,901	1,212 ± 0,004	1,254 ± 0,011
1,949	1,207 ± 0,005	1,248 ± 0,012
1,998	1,196 ± 0,005	1,237 ± 0,012
2,048	1,187 ± 0,007	1,227 ± 0,014
2,098	1,164 ± 0,018	1,203 ± 0,024

Pour vérifier la linéarité physique de ces courbes nous avons ajouté un test supplémentaire qui consiste à déterminer la puissance de la loi  $\Delta T = f(Q^n)$ . Pour l'ensemble des courbes de l'échantillon B16, dans l'intervalle de lissage,  $n$  est proche de l'unité avec une incertitude absolue d'environ 0,01. La loi de lissage n'intègre pas la dépendance en température de la résistance thermique sur l'intervalle de lissage. Nous avons essayé d'estimer l'erreur qu'engendre la variation de l'intervalle de lissage sur la valeur de la résistance. Compte tenu du nombre de points expérimentaux pris en compte par le lissage, l'incertitude due à la délimitation de l'intervalle de lissage est négligeable pour cet échantillon.

La figure III.14 présente l'évolution de l'écart de température entre le bain interne  $T_i$  et le bain externe  $T_b$  en fonction du flux de chaleur injecté pour l'intervalle de flux de [50 mW ; 100 mW] à différentes températures de bain externe. Les courbes d'échauffement aux températures de 2,048 K et 2,098 K disparaissent de la figure III.14 pour un écart de température "identique"  $T_i - T_b$  indiquant que l'hélium du bain interne, entourant le capteur de température, change de phase de l'He II vers l'He I. La dépendance en température de ces courbes suit celle d'un matériau solide indiquant que l'hélium n'est pas présent dans l'isolation.

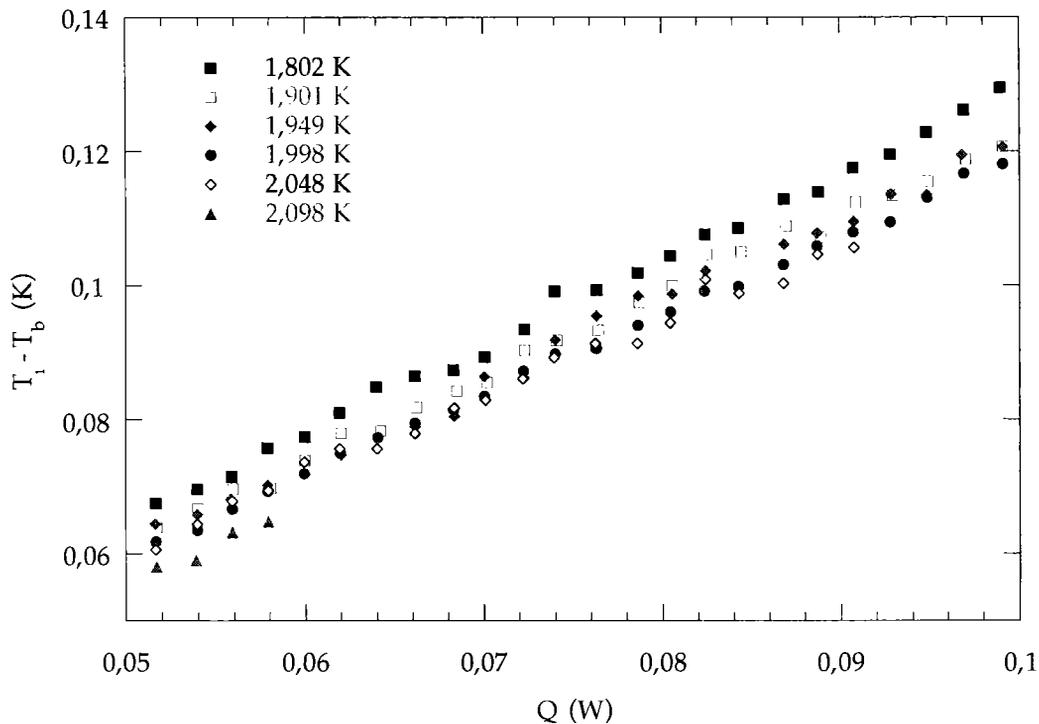


Figure III.14. Courbe d'échauffement de B16 pour différentes températures du bain.

#### IV.3.2.2. Echantillon B18

Les courbes d'échauffement présentent une partie non linéaire à faible flux de chaleur qui indique l'importance dans ce régime thermique de l'He II et une partie linéaire à fort flux de chaleur montrant que la conduction dans l'isolant est alors prédominante. La figure III.15 présente ces courbes à différentes températures de bain.

Pour les très faibles flux de chaleur la dépendance de cette courbe en fonction de la température suit la dépendance de la fonction de transfert en régime de Gorter-Mellink  $f(T)$ . La non-linéarité des courbes et cette dépendance indiquent que les transferts en He II sont prédominants à faible flux de chaleur. Par contre à fort flux de chaleur les courbes sont linéaires mais on retrouve la même dépendance en fonction de la température. Les transferts de chaleur sont maintenant dominés par la conduction.

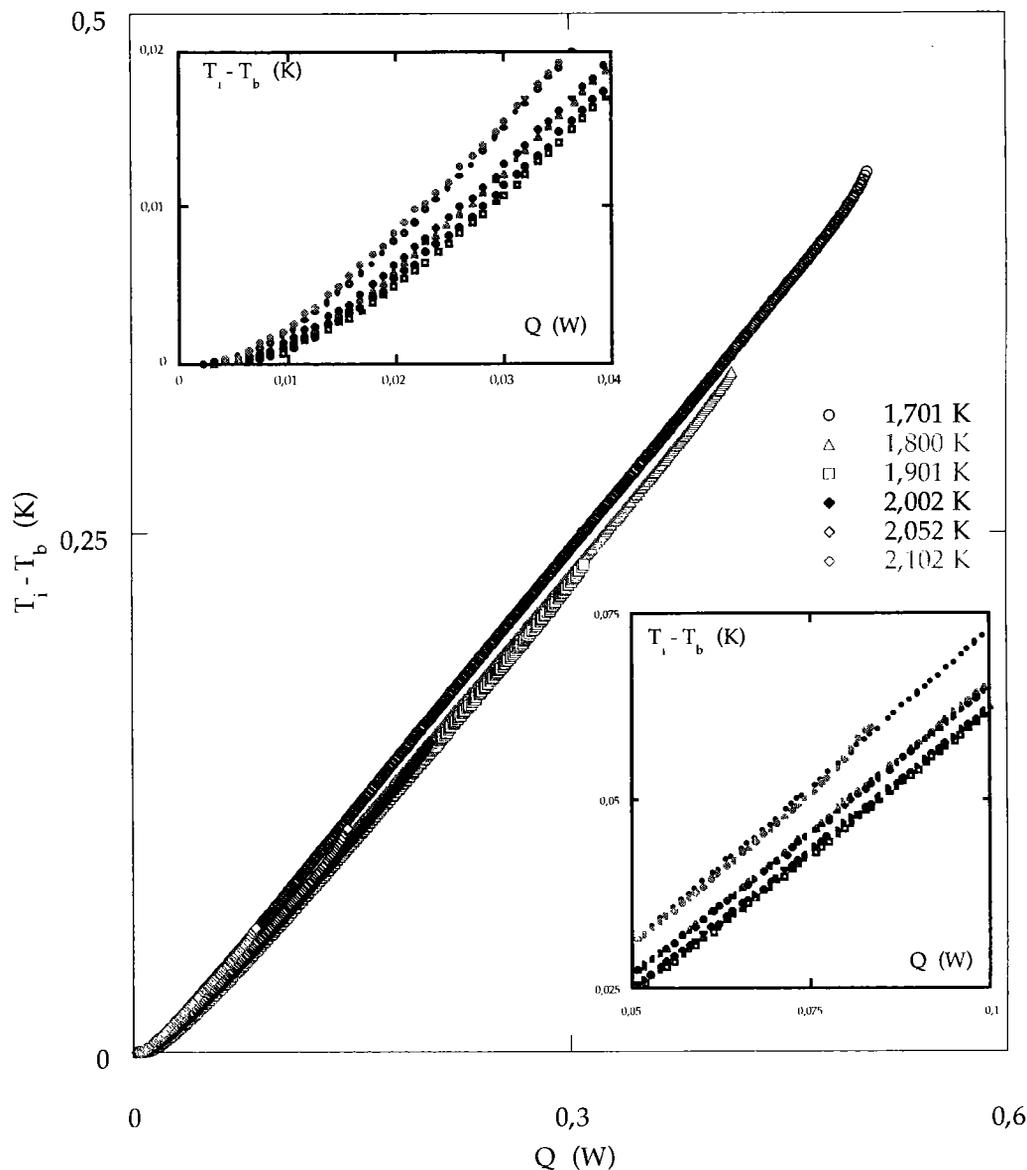


Figure III.15. Courbes d'échauffement de l'échantillon B18.

Ce changement de comportement thermique est continu puisque l'on retrouve pour les forts flux de chaleur la même dépendance des courbes d'échauffement en fonction de la température de bain alors que l'écart de température est proportionnel au flux de chaleur  $Q$ . Ce qui implique que les deux types de transfert de chaleur sont présents sur l'ensemble de l'intervalle de flux de chaleur où à faible flux de chaleur le transfert par He II est dominant alors qu'à fort flux de chaleur les transferts de chaleur conductifs dominent et "s'ajoutent" au transfert de chaleur en He II.

C'est dans la partie linéaire que le lissage est effectué pour déterminer la résistance thermique comme indiqué sur la figure III.16 pour l'échantillon B18. Sur cette figure la moitié des points n'a pas été représentée par souci de clarté. La partie linéaire est réduite par rapport à l'échantillon B16 puisque cet échantillon est plus "perméable" à l'hélium. La même méthode, utilisant un lissage de type  $\Delta T = f(Q^n)$ , a été utilisée pour délimiter l'intervalle de lissage. L'incertitude due à la délimitation de l'intervalle de lissage est négligeable.

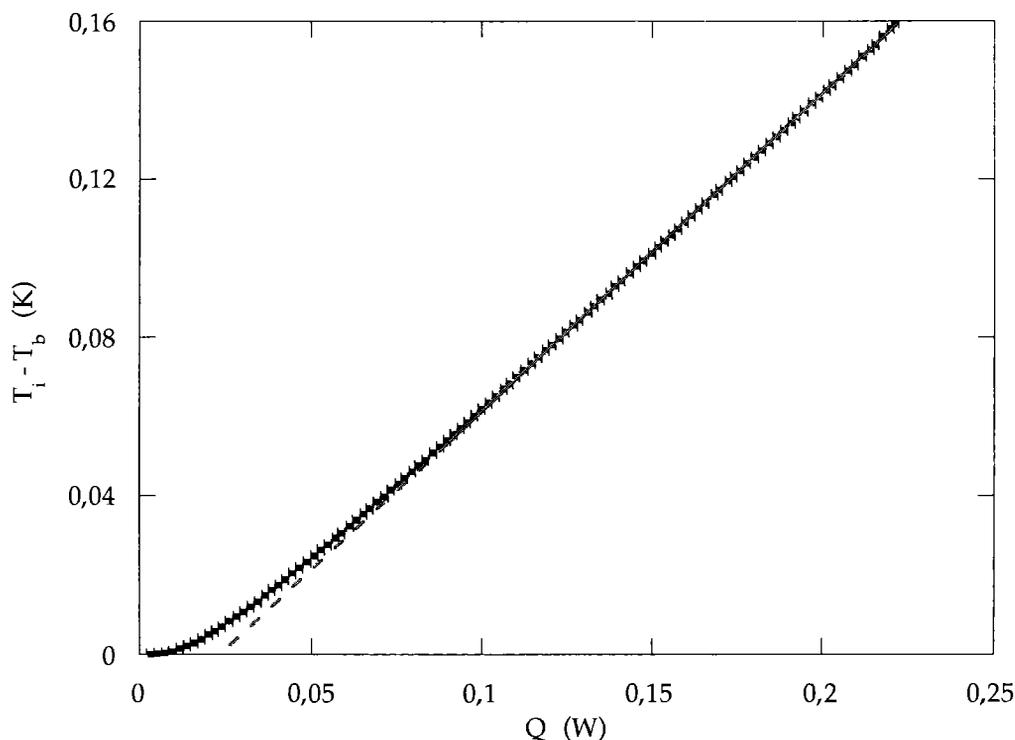


Figure III.16. Courbe d'échauffement de l'échantillon B18 à 1,901 K.

Les résistances thermiques déterminées par cette méthode sont présentées dans le tableau III.8.

Tableau III.8. Résistance thermique en fonction de la température pour l'échantillon B18.

$T_b$ (K)	$R$ (KW <sup>-1</sup> )	$R_{isol}$ (KW <sup>-1</sup> )
1,701	$0,845 \pm 0,002$	$0,865 \pm 0,007$
1,800	$0,828 \pm 0,002$	$0,847 \pm 0,007$
1,901	$0,812 \pm 0,003$	$0,831 \pm 0,007$
2,002	$0,806 \pm 0,005$	$0,824 \pm 0,009$
2,052	$0,790 \pm 0,007$	$0,808 \pm 0,011$
2,102	$0,790 \pm 0,010$	$0,808 \pm 0,015$

#### IV.3.2.3. Echantillon B25

La structure de l'isolation B25 composée d'une double première couche à 50 % de recouvrement de Kapton® HN et d'une seconde couche de Kapton® XRCI à espacement de 2 mm laisse penser que cet échantillon possède un comportement thermique comparable à B16. Le faisceau de courbes d'échauffement présenté sur la figure III.17 montre que la dépendance en température suit celle d'un matériau solide. A faible flux de chaleur on retrouve l'effet du capillaire d'amenée des fils d'instrumentation et les courbes sont légèrement non-linéaires. On retrouve le palier notant la transition de l'He II vers l'He I autour du capteur de température pour la courbe à 2,097 K. La résistance thermique a été déterminée avec la même méthode que pour les précédents échantillons. Le tableau III.9 reprend les différentes valeurs en

fonction de la température du bain. Les incertitudes pour les autres températures de bain sont nettement inférieures à celle pour 2,097 K. L'erreur due aux pertes de chaleur dans le porte échantillon est de l'ordre de 7 %.

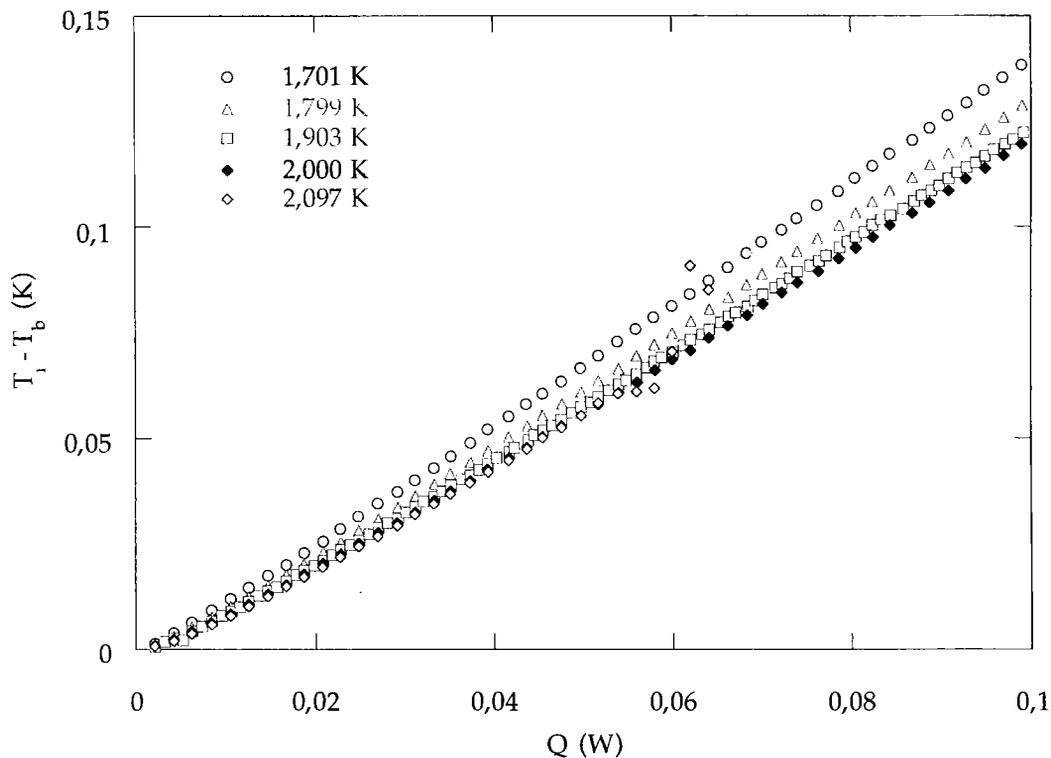


Figure III.17. Courbe d'échauffement de l'échantillon B25 à différentes températures de bain.

Tableau III.9. Résistance thermique en fonction de la température pour l'échantillon B25.

$T_b$ (K)	$R$ (K/W)	$R_{isol}$ (K/W)
1,701	$1,453 \pm 0,003$	$1,514 \pm 0,011$
1,799	$1,403 \pm 0,004$	$1,459 \pm 0,012$
1,903	$1,343 \pm 0,005$	$1,395 \pm 0,011$
2,000	$1,319 \pm 0,006$	$1,369 \pm 0,0013$
2,052	$1,256 \pm 0,006$	$1,301 \pm 0,013$
2,097	$1,197 \pm 0,015$	$1,238 \pm 0,022$

#### IV.3.2.4. Echantillon B6

Le comportement thermique de cet échantillon est comparable à celui de l'échantillon B18 où l'on retrouve que les courbes sont non-linéaires à faible flux et linéaires à fort flux de chaleur comme le montre la figure III.18.

La dépendance en température des courbes suit celle de la fonction de transfert en régime de Gorter-Mellink  $f(T)$  que se soit pour les faibles flux ou pour les forts flux de chaleur. La figure III.18 présente l'ensemble de ces courbes en échelle logarithmique afin de mettre en évidence la non-linéarité des courbes à faible flux de chaleur et le changement de pente continu. Une analyse plus fine montre que les courbes d'échauffement  $\Delta T=f(Q)$  sont proches d'une loi cubique pour les faibles flux alors qu'à fort flux de chaleur ce sont des lois

linéaires. Entre ces extrêmes l'évolution de la courbe d'échauffement en fonction du flux est continue.

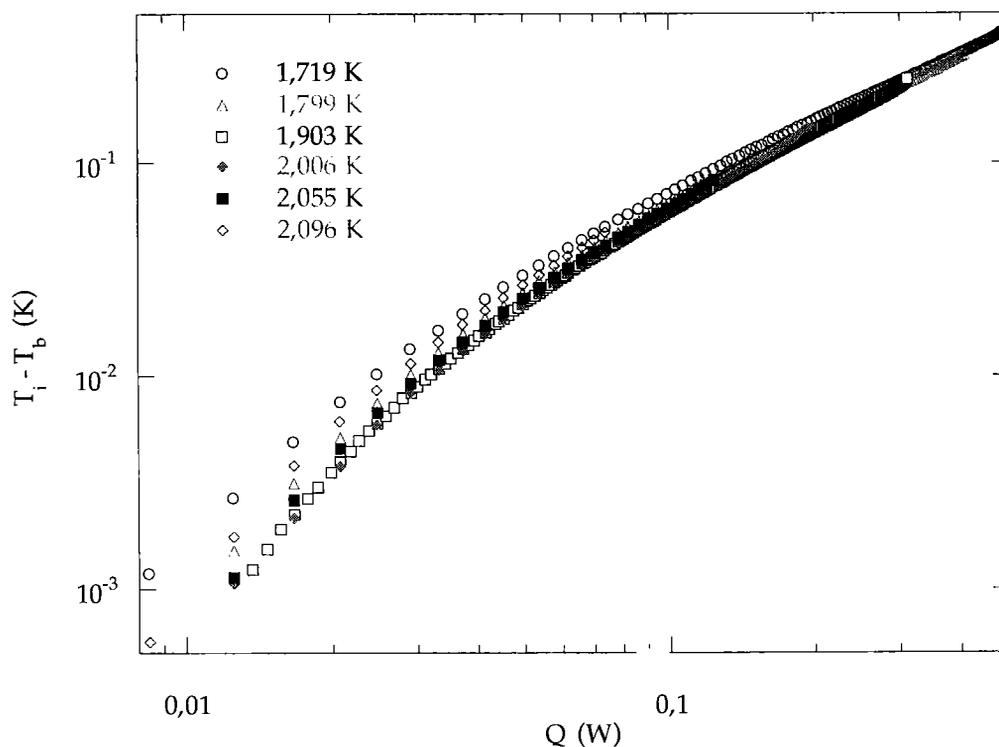


Figure III.18. Courbe d'échauffement de l'échantillon B6 à différentes températures.

Le résultat du lissage (tableau III.10) des courbes montre qu'il y a une dispersion entre les différentes valeurs des incertitudes. En effet, les incertitudes sur la résistance thermique sont d'environ de 5 % entre 1,7 K et 1,9 K alors qu'elles ont été évaluées à 11 % environ entre 2,0 K et 2,1 K. Cette différence provient du fait que le nombre de points sur lesquels le lissage s'appuie est nettement inférieur pour les courbes dont les températures de bain sont comprises entre 2,0 K et 2,1 K comme le montre la figure III.18.

Tableau III.10. Résistance thermique en fonction de la température pour l'échantillon B6.

$T_b$ (K)	$R$ (K/W)	$R_{isol}$ (K/W)
1,719	$0,831 \pm 0,002$	$0,851 \pm 0,006$
1,799	$0,839 \pm 0,002$	$0,859 \pm 0,006$
1,903	$0,811 \pm 0,003$	$0,829 \pm 0,007$
2,006	$0,796 \pm 0,012$	$0,813 \pm 0,016$
2,055	$0,784 \pm 0,009$	$0,801 \pm 0,013$
2,096	$0,773 \pm 0,012$	$0,789 \pm 0,016$

#### IV.3.2.5. Comparaison entre mesure et calcul

La comparaison entre le calcul et la détermination de la résistance thermique nous donne une bonne idée de l'incertitude de la méthode de calcul compte tenu des erreurs sur les conductivités des différents matériaux élémentaires et

de l'erreur sur la mesure de la surface totale de l'échantillon. Le tableau III.11 reprend les valeurs des résistances thermiques et des conductivités équivalentes des différents échantillons à 2 K. Il est à noter que les conductivités équivalentes ont été calculées de la même manière à partir des résistances thermiques quelle que soit la méthode de détermination de la résistance.

Tableau III.11. Résistances thermiques et conductivités équivalentes à 2K.

Echantillon	Résistance thermique équivalente rapportée à la surface totale ( $10^{-3} \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$ )	Conductivité thermique équivalente ( $10^{-3} \text{ Wk}^{-1}\text{m}^{-1}$ )
B6*	$8,3 \pm 1$	$16,6 \pm 2,6$
B6	$9,5 \pm 2,3$	$13,7 \pm 3,8$
B16*	$11,8 \pm 0,7$	$11,9 \pm 1,3$
Kapton®**	$19,7 \pm 2,5$	$7,2 \pm 1,0$
B18*	$8,1 \pm 0,6$	$19,4 \pm 1,8$
B18	$9,8 \pm 4,2$	$15,9 \pm 6,2$
B25*	$13,2 \pm 0,9$	$13,3 \pm 0,2$
B25	$18,6 \pm 3,4$	$9,3 \pm 2,1$

\* : d'après mesures expérimentales. \*\* : Référence Kapton® HN [Connard 1991].

L'échantillon B16 étant uniquement composé de Kapton® de type XRCI, il est alors possible de déterminer la conductivité de ce matériau. Le Kapton® XRCI est une évolution du Kapton® standard HN. Il est enrichi en poudre métallique d'alumine afin de lui conférer une meilleure conductivité. Il a également un revêtement de colle qui n'a pas la même conductivité que la Kapton® HN. Les résultats de la détermination de la conductivité montrent effectivement que la conductivité thermique du Kapton® XRCI est supérieure ( $11,9 \cdot 10^{-3} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à 2 K) à celle du Kapton® Standard HN ( $7,2 \cdot 10^{-3} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à 2 K). La conductivité a été déduite d'après la définition de la résistance thermique  $R = \Delta T / Q$  où en régime de conduction elle s'écrit  $R = e_t / kA_t$  où  $e_t$  représente l'épaisseur totale de l'échantillon et  $k$  la conductivité thermique. Les conductivités équivalentes sont présentées dans le tableau III.11. Nous distinguerons thermiquement le Kapton® HN du Kapton® XRCI pour le calcul des résistances thermiques des isolants qui n'ont pas pu être déterminées expérimentalement.

Le cas de l'échantillon B16 a déjà été signalé, il semble difficile de comparer les valeurs de la résistance thermique et de la conductivité du Kapton® HN avec celles du Kapton® XRCI. L'écart entre les deux matériaux est approximativement de 40 %.

D'une manière générale la résistance thermique déterminée à partir des mesures est inférieure à celle estimée par le calcul. Ceci peut être dû à une présence d'hélium interne sous forme de cavités.

Pour les échantillons B18 et B25, la différence entre le calcul à l'aide des mesures expérimentales et à l'aide de la méthode s'élève à 30 % pour l'échantillon B25 et elle n'est que de 20 % environ pour l'échantillon B18 Pour l'échantillon B6, la différence est de 14 %.

Ces différences constituent une bonne estimation de l'incertitude sur l'exactitude des résistances thermiques et des conductivités des échantillons. Pour les échantillons dont la résistance thermique a pu être déterminée à partir des mesures, l'incertitude obtenue par cette méthode sera retenue. Pour les échantillons dont les propriétés thermiques ont été calculées, on retient comme incertitude maximale la valeur de 30 %.

## **V. Méthode d'analyse des résultats expérimentaux**

Le but de l'analyse des résultats expérimentaux est d'accéder aux grandeurs géométriques du réseau de canaux, principales inconnues du système. De plus la détermination de ces caractéristiques géométriques permettra de vérifier en retour les hypothèses quant à l'utilisation des lois physiques permettant d'appliquer les régimes de transfert thermique en He II en déterminant les différentes dimensions équivalentes du réseau de canaux.

L'exploitation des résultats est effectuée pour les régimes thermodynamiques connus de Landau et de Gorter-Mellink. La difficulté de l'analyse est à la fois de définir l'intervalle de flux de chaleur où l'on retrouve le régime étudié et de s'affranchir du mécanisme de la conduction pour ne retrouver que le régime thermodynamique dans l'hélium. L'idée est de se placer dans un intervalle de flux de chaleur où le flux transporté par conduction est négligeable devant le flux de chaleur total. Dans cet intervalle on identifiera alors le flux de chaleur total comme étant le flux de chaleur transporté par He II.

Certains échantillons ne permettent pas d'obtenir des régimes thermiques de Landau ou de Gorter-Mellink où la conduction est négligeable. Quel que soit l'intervalle de flux de chaleur considéré, le régime thermique correspond à un régime mixte. Il est nécessaire dans cette configuration de prendre en compte la conduction pour déterminer les caractéristiques du réseau de canaux d'hélium.

### **V.1. Mise en équation**

La modélisation considérant les transferts de chaleur en parallèle semble être celle qui se rapproche des isolations étudiées. Elle met en jeu le transfert de chaleur superfluide dans les canaux, le transfert par conduction à travers l'isolant et la résistance de Kapitza à l'interface isolant-HeII. L'expression du flux de chaleur totale s'écrit simplement  $Q = Q_{\text{He II}} + Q_{\text{isol}}$  où  $Q_{\text{He II}}$  ne tient compte que des caractéristiques du réseau de canaux alors que  $Q_{\text{cond}}$  englobe l'effet de la résistance de Kapitza à l'interface He II-solide et la conduction comme le montre la figure III.19. La résistance de Kapitza crée un écart de température à l'interface He II-solide, il est nécessaire d'introduire dans le modèle une équation liant les températures de parois inconnues  $T_2$  et  $T_1$  avec les températures mesurées  $T_i$  et  $T_b$ .

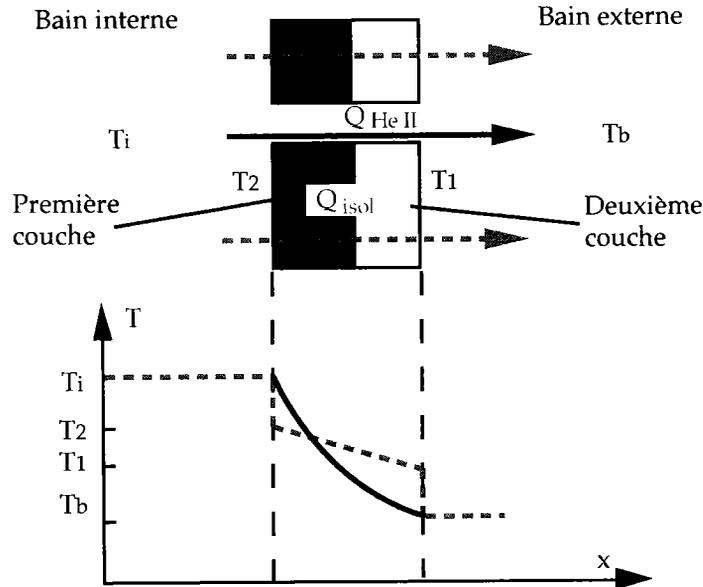


Figure. III.19. Schématisation du modèle parallèle.

Si le transfert de chaleur par conduction est caractérisé par sa résistance thermique et si le transfert de chaleur en régime de Landau ou en régime de Gorter-Mellink est aussi caractérisable par une fonction de transfert, il reste à préciser les grandeurs géométriques de ces éléments thermiques. Dans le cadre de ces hypothèses on se retrouve avec un réseau de canaux débouchant de part et d'autre de l'isolation ayant des longueurs, épaisseurs et sections différentes et les caractéristiques dimensionnelles déduites de l'analyse des résultats ne sont associables qu'au réseau de canaux, on parlera de caractéristiques équivalentes.

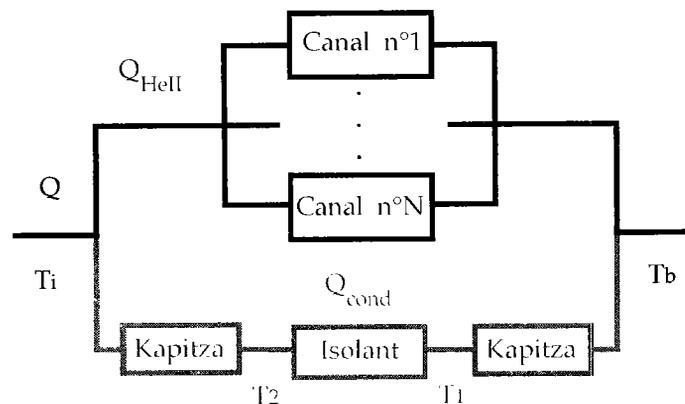


Figure III.20. Schématisation du modèle parallèle.

Le niveau de description de ce modèle ne permet pas de considérer un nombre discret de canaux ayant chacun une longueur, une épaisseur et une section de passage définie. Il ne permet que de considérer un seul canal d'hélium équivalent ayant comme caractéristique géométrique la résultante d'une combinaison de section, épaisseur et longueur de chaque canal considéré dans le mécanisme de transfert de chaleur en hélium pour modéliser l'ensemble de  $N$  canaux débouchants (Figure III.20).

Le modèle s'énonce simplement comme:

$$Q = Q_{\text{He II}} + Q_{\text{isol}} = Q_{\text{He II}} + \frac{A_{\text{isol}}}{e_{\text{isol}}} \int_{T_1}^{T_2} k(T) dT \quad [\text{III.3}]$$

où le flux de chaleur conductif est fonction de l'épaisseur caractéristique de la conduction  $e_{\text{isol}}$  et de la section de passage  $A_{\text{isol}}$ . D'après le paragraphe précédent on considère pour le reste des calculs que la section de passage du flux conductif est égale à la section totale,  $A_{\text{isol}} \approx A_t$ . D'après la définition des résistances et des conductivités thermiques l'épaisseur caractéristique de la conduction est l'épaisseur totale  $e_{\text{isol}} \approx e_t$ .

$T_1$  et  $T_2$  sont les températures de paroi (non mesurées) de l'isolation données par la condition limite de Kapitza. Elles sont définies par l'équation ci-dessous, où le flux de chaleur conductif est celui qui traverse la résistance de Kapitza et l'isolant.

$$Q_{\text{isol}} = \frac{A_t}{e_t} \int_{T_1}^{T_2} k(T) dT = \alpha A_t (T_1^4 - T_b^4) = \alpha A_t (T_1^4 - T_2^4) \quad [\text{III.4}]$$

Les expressions du flux de chaleur correspondant aux conditions limites de Kapitza peuvent être linéarisées parce que pour toute la gamme de flux de chaleur la condition  $\Delta T \ll T$  est satisfaite. On réécrit [III.4] comme:

$$Q_{\text{isol}} = \frac{A_t}{e_t} \int_{T_1}^{T_2} k(T) dT = 4\alpha A_t T_b^3 (T_1 - T_b) = 4\alpha A_t T_i^3 (T_1 - T_2) \quad [\text{III.5}]$$

Le modèle est complètement décrit par les équations [III.3] et [III.4]. Le flux de chaleur transporté par les canaux d'He II peut être explicité en régime de Landau d'après [I.46] où dans le cas général le réseau est composé de  $N$  canaux d'hélium en parallèle ayant des caractéristiques dimensionnelles différentes. Le flux de chaleur en régime de Landau doit s'écrire pour l'ensemble de ces canaux ayant comme coefficient dimensionnel  $A_i d_i^2 / L_i$  de la façon suivante:

$$Q_{\text{He II}} = \sum_{i=1}^N \frac{A_i d_i^2}{L_i} \int_{T_b}^{T_i} \frac{(\rho s)^2 T}{12\eta} dT = \left( \frac{A d^2}{L} \right)_{\Sigma} \int_{T_b}^{T_i} \frac{(\rho s)^2 T}{12\eta} dT \quad [\text{III.6}]$$

où  $A_i$  représente la section,  $d_i$  l'épaisseur et  $L_i$  la longueur du canal. La notation  $(A d^2 / L)_{\Sigma}$  représente le coefficient géométrique du canal équivalent. Dans ce régime, le flux de chaleur total [III.2] s'écrit alors:

$$Q = Q_{\text{He II}} + Q_{\text{isol}} = \left( \frac{Ad^2}{L} \right)_{\Sigma} \int_{T_b}^{T_i} \frac{(\rho s)^2 T}{12\eta} dT + \frac{A_t}{e_t} \int_{T_1}^{T_2} k(T) dT \quad [\text{III.7}]$$

Les mêmes remarques conviennent au régime de Gorter-Mellink où le flux de chaleur s'écrit d'après [I.50] avec comme coefficient dimensionnel  $A_i/L_i^{1/3}$  par canal:

$$Q_{\text{He II}} = \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{L_i^{1/3}} \left[ \int_{T_b}^{T_i} f(T) dT \right]^{1/3} = \left( \frac{A}{L^{1/3}} \right)_{\Sigma} \left[ \int_{T_b}^{T_i} f(T) dT \right]^{1/3} \quad [\text{III.8}]$$

$(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  représente le coefficient géométrique du canal équivalent en régime de Gorter-Mellink. Dans ce régime le flux de chaleur total s'écrit alors:

$$Q = Q_{\text{He II}} + Q_{\text{isol}} = \left( \frac{A}{L^{1/3}} \right)_{\Sigma} \left[ \int_{T_b}^{T_i} f(T) dT \right]^{1/3} + \frac{A_t}{e_t} \int_{T_1}^{T_2} k(T) dT \quad [\text{III.9}]$$

## V.2. Régime de Landau

### V.2.1. Echantillon perméable à l'hélium

Pour ce type d'échantillon la part de la conduction dans l'isolant est négligeable dans l'intervalle  $[0 ; Q_c]$ . Dans l'intervalle de température correspondant  $[0 ; 0,1 \text{ mK}]$  les différentes propriétés de l'hélium peuvent être considérées comme constantes. En considérant que le flux de chaleur conductif est négligeable, le flux de chaleur est défini par la loi de Landau en régime laminaire appliqué au réseau de canaux comme:

$$Q = Q_{\text{He II}} + Q_{\text{isol}} \approx Q_{\text{He II}} = \left( \frac{Ad^2}{L} \right)_{\Sigma} \frac{(\rho s)^2 T_b}{12\eta} \Delta T \quad \forall Q < Q_c < Q_m \quad [\text{III.10}]$$

où  $Q$  est le flux de chaleur total qui est inférieur à  $Q_c$  et  $Q_m$ . La figure III.21 présente un exemple de lissage pour la détermination du coefficient  $(Ad^2/L)_{\Sigma}$  pour l'échantillon B22' à 1,709 K. A partir des résultats expérimentaux une courbe  $(\rho s)^2 T_b \Delta T / 12\eta = f(Q_{\text{He II}})$  est construite où la pente de cette courbe dans l'intervalle de flux de chaleur associé au régime de Landau correspond à l'inverse de  $(Ad^2/L)_{\Sigma}$ .

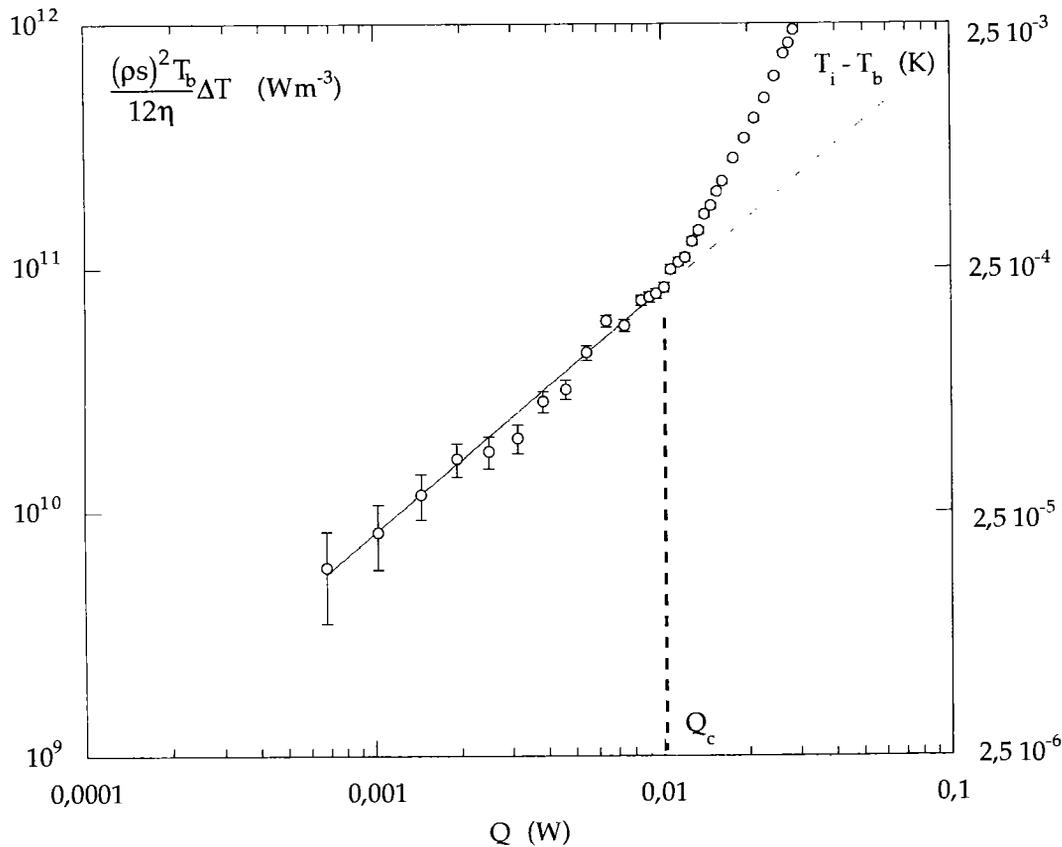


Figure III.21. Courbe d'échauffement de B22' à 1,709 K.

L'incertitude de mesure sur  $(Ad^2/L)_\Sigma$  correspond à l'incertitude de  $(\rho s)^2 T_b \Delta T / 12\eta$  à laquelle on ajoute quadratiquement l'incertitude sur la mesure du flux de chaleur propagée par la loi de lissage. L'incertitude de mesure proprement dite sur le coefficient  $(\rho s)^2 T_b \Delta T / 12\eta$  correspond à celle sur l'écart de température. C'est cette incertitude dont on tiendra compte pour le lissage. Par contre par la détermination de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  il est nécessaire de tenir compte de l'incertitude sur  $(\rho s)^2 T_b / 12\eta$ . Pour l'exemple ci-dessus, l'incertitude relative sur la mesure de l'écart de température varie de 40 % pour les plus faibles flux de chaleur jusqu'à 4 % pour les forts flux de chaleur. Ces incertitudes sont des valeurs représentatives des autres échantillons. L'incertitude relative sur  $(\rho s)^2 T_b \Delta T / 12\eta$  est construite comme étant la somme des erreurs sur la température, sur l'écart de température et sur les constantes thermodynamiques. Elle vaut 8 %.

Une dernière incertitude doit être considérée qui correspond à l'estimation de l'erreur sur la définition de l'intervalle de lissage. Pour chaque cas cette incertitude est estimée en variant et en décalant l'intervalle de lissage directement sur la courbe. En général, la sensibilité de taille et de place de l'intervalle sur le résultat du lissage a été testée sur 10 % des points de mesure. Pour certains échantillons, la variation ou le décalage de l'intervalle de lissage est restreint parce que la transition vers le régime de transition est très marquée. Enfin cette incertitude est directement corrélée au nombre de points de mesure compris dans l'intervalle.

L'algorithme de lissage est identique à celui utilisé pour analyser les résultats des échantillons "conductifs". On rappelle que l'incertitude propagée par la loi de lissage est calculée en ajoutant quadratiquement les incertitudes relatives au lissage de  $(\rho s)^2 T_b \Delta T / 12 \eta$  en fonction du flux de chaleur  $Q$  et de  $Q$  en fonction de  $(\rho s)^2 T_b \Delta T / 12 \eta$ . La formulation de l'incertitude sur  $(Ad^2/L)_\Sigma$  s'écrit:

$$\frac{\delta(Ad^2/L)_\Sigma}{(Ad^2/L)_\Sigma} = \left( \frac{\delta(Ad^2/L)_\Sigma}{(Ad^2/L)_\Sigma} \right)_{\text{Lissage}} + \left( \frac{\delta(Ad^2/L)}{(Ad^2/L)} \right)_{\text{Intervalle}} + \left( \frac{\delta((\rho s)^2 T_b / 12 \eta)_\Sigma}{((\rho s)^2 T_b / 12 \eta)_\Sigma} \right) \quad [\text{III.11}].$$

L'ensemble des résultats du lissage est détaillé dans le tableau III.12. Une remarque est à faire quant aux transferts par conduction dans l'isolant. Puisqu'ils n'ont pas été pris en compte dans le lissage nous devons les considérer comme une erreur systématique. Ils représentent en moyenne 1 % du flux de chaleur total, ce qui correspond à une erreur systématique sur  $(Ad^2/L)_\Sigma$  de  $0,01 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3$  environ.

Tableau III.12. Résultat du lissage pour l'échantillon B22' à 1,709 K.

$(Ad^2/L)_\Sigma$ ( $10^{-13} \text{ m}^3$ )	Incertitude de mesure ( $10^{-13} \text{ m}^3$ )			Erreur systématique
	$\delta_{\text{Lissage}}$	$\delta_{\text{Intervalle}}$	$\delta_{\text{coef}}$	$\delta(Q-Q_{\text{isol}})/(Q-Q_{\text{isol}})$
<b>10,96 ± 1,4</b>	0,3	0,3	0,8	1 %

Une vérification est effectuée pour chaque lissage, elle consiste à lisser la courbe pour une fonction  $T_i - T_b = f(Q^n)$  pour vérifier la "linéarité" de la courbe et par conséquent que le régime de Landau est laminaire. Sur l'ensemble des échantillons  $n$  est proche de l'unité avec une incertitude inférieure à 0,05.

Une autre vérification peut être réalisée à l'aide de la détermination du flux critique  $Q_c$ . Une vitesse critique peut être associée à  $Q_c$  et permet de vérifier si le régime est laminaire ou turbulent en construisant un nombre de Reynolds et en le comparant avec les Reynolds critiques séparant le régime laminaire du régime turbulent de la composante normale de l'He II.

### V.2.2. Echantillon à comportement conductif

Pour ce type d'échantillon la conduction n'est pas négligeable devant le transfert par He II, la détermination de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  doit tenir compte de la conduction. Le modèle utilisé implique que  $(Ad^2/L)_\Sigma$  soit donné par:

$$Q_{\text{He II}} = Q - Q_{\text{isol}} = \left( \frac{Ad^2}{L} \right)_\Sigma \frac{(\rho s)^2 T}{12 \eta} \Delta T \quad \text{pour } Q_{\text{He II}} < Q_c \quad [\text{III.12}]$$

Dans l'intervalle de température considéré, les différentes propriétés de l'hélium sont aussi considérées comme constantes. Une courbe  $(\rho s)^2 T_b \Delta T / 12 \eta = f(Q - Q_{\text{isol}})$  est construite comme le présente la figure III.22 pour l'échantillon B25 à 2,003 K. On note que les deux régimes thermiques de Landau et de transition sont clairement définissables.

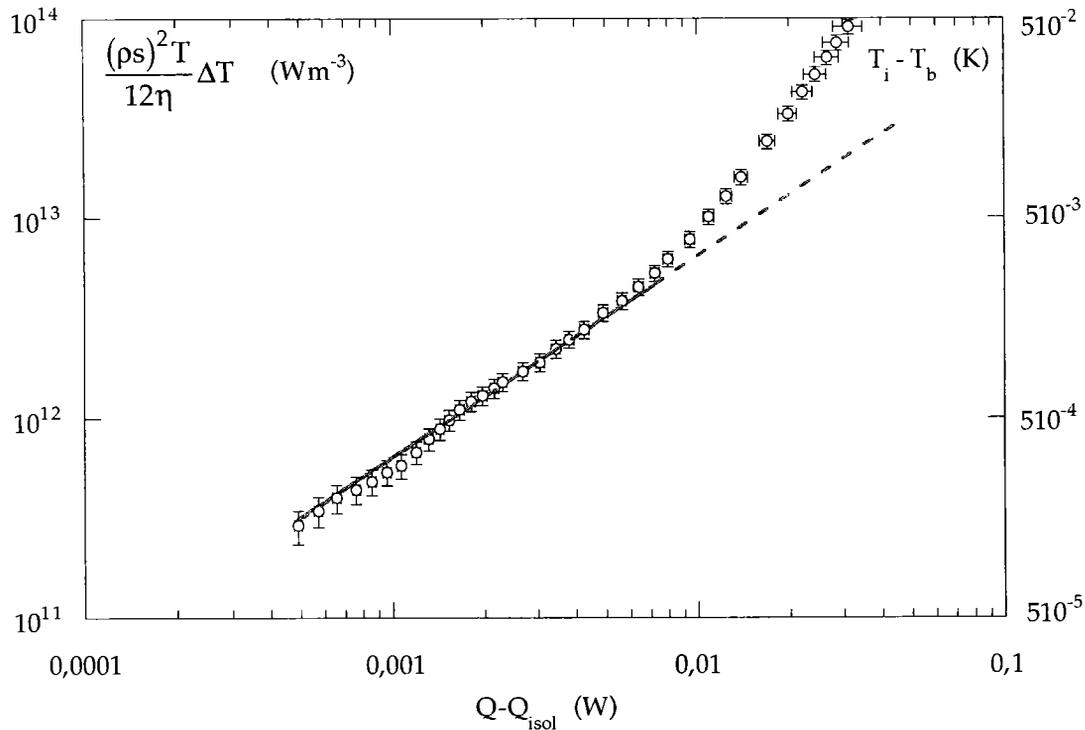


Figure III. 22. Courbe d'échauffement de B25 à 2,003 K.

La formulation de l'incertitude sur  $(Ad^2/L)_\Sigma$  s'écrit de la même manière que précédemment. L'erreur sur la détermination du flux  $Q_{\text{HeII}}$  est une erreur systématique et elle est déterminée comme étant  $\delta Q_{\text{HeII}} = \delta R Q_{\text{isol}} / R$ . On note que l'on tient compte de la résistance totale de l'échantillon à savoir isolation et bâti, puisque que la mesure de  $Q$  est globale.

Tableau III.13. Résultats du lissage pour l'échantillon B25 à 2,003 K.

$(Ad^2/L)_\Sigma$ ( $10^{-15} \text{ m}^3$ )	Incertitude de mesure			Erreur systématique
	$\delta_{\text{Lissage}}$	$\delta_{\text{Intervalle}}$	$\delta_{\text{coef}}$	$\delta Q_{\text{HeII}} / Q_{\text{HeII}}$
$1,56 \pm 0,09$	0,01	0,04	0,04	0,08 %

### V.3. Régime de Gorter-Mellink

#### V.3.1. Echantillon perméable à l'hélium

L'exploitation des résultats est basée sur le même principe qu'en régime de Landau et revient à la détermination de la caractéristique géométrique du réseau de canaux d'He II supposés en parallèle en régime de Gorter-Mellink à savoir  $(A/L^{1/3})_\Sigma$  qui est défini par:

$$Q \approx Q_{\text{HeII}} = \left( \frac{A}{L^{1/3}} \right)_{\Sigma} \left[ \int_{T_b}^{T_i} f(T) dT \right]^{1/3} \quad \text{pour } Q \in [Q_{\text{GM}}; Q_m] \quad \text{[III.13]}$$

où  $Q$  est le flux de chaleur total. Ce régime est défini entre le flux de chaleur marquant la fin du régime de transition  $Q_{\text{GM}}$  et le flux de chaleur marquant le début du régime mixte  $Q_m$  où la conduction n'est plus négligeable. Du fait de notre système expérimental en hélium pressurisé  $Q_{\text{GM}}$  peut être aussi défini comme étant le flux de chaleur où l'on atteint la limite de résolution du système de mesure, c'est-à-dire pour un flux de chaleur associé à écart de température de 1 mK dans le cas d'isolation peu perméable où  $\Delta T_{\text{GM}} < 1$  mK. Nous exploiterons uniquement des courbes réalisées en hélium pressurisé pour l'analyse des résultats en régime de Gorter-Mellink pour avoir un ensemble de résultats homogène pour tous les échantillons. On vérifiera par ailleurs pour les échantillons dont les mesures dans ce régime ont été réalisées à la fois en hélium pressurisé et en hélium saturé (B22, B22' et B25) que l'on retrouve les mêmes caractéristiques géométriques  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$ .

$Q_m$  est défini lorsque le flux de chaleur transporté par conduction n'est plus négligeable devant le transfert de chaleur en He II dans le réseau de canaux. Nous avons déterminé ce flux critique  $Q_m$  arbitrairement pour  $Q_{\text{isol}}/Q \leq 0,1$ . Ce rapport peut sembler élevé et il conviendrait alors pour les échantillons dit "perméables" de déterminer  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  non pas à partir de [III.10] mais d'une équation où l'on tient compte de la conduction ([III.12]). Nous justifions ce choix parce que l'incertitude relative maximale engendrée par cette approximation est de 3 % pour les échantillons dont l'incertitude relative sur la résistance thermique est de 30 %. De plus pour certains échantillons le lissage des courbes par [III.10] donne des résultats de façon plus précise que par un lissage par une loi [III.12]. Ce qui peut signifier que pour ces échantillons la conduction n'est pas présente ou négligeable. La seule explication à cette affirmation que l'on peut donner se rattache au phénomène de constriction des lignes de flux de chaleur où les lignes de flux de chaleurs sont déviées et se concentrent autour du canal. Cette observation n'a été faite que sur les échantillons les plus perméables à l'hélium (B21', B21 et B22).

Lorsque cela est possible, le lissage des courbes est effectué pour un intervalle inférieur  $[Q_{\text{GM}}; Q_m]$ , ce qui réduit l'incertitude sur la détermination de  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  quant à la connaissance de la conduction dans l'échantillon (Figure III.23). La détermination de l'intervalle de flux de chaleur encadrant le régime de Gorter-Mellink est essentiellement basée sur la détermination de la puissance de la loi  $\int f(T) dT = f(Q^n)$  où un intervalle de flux présentant se rapproche d'une loi cubique.

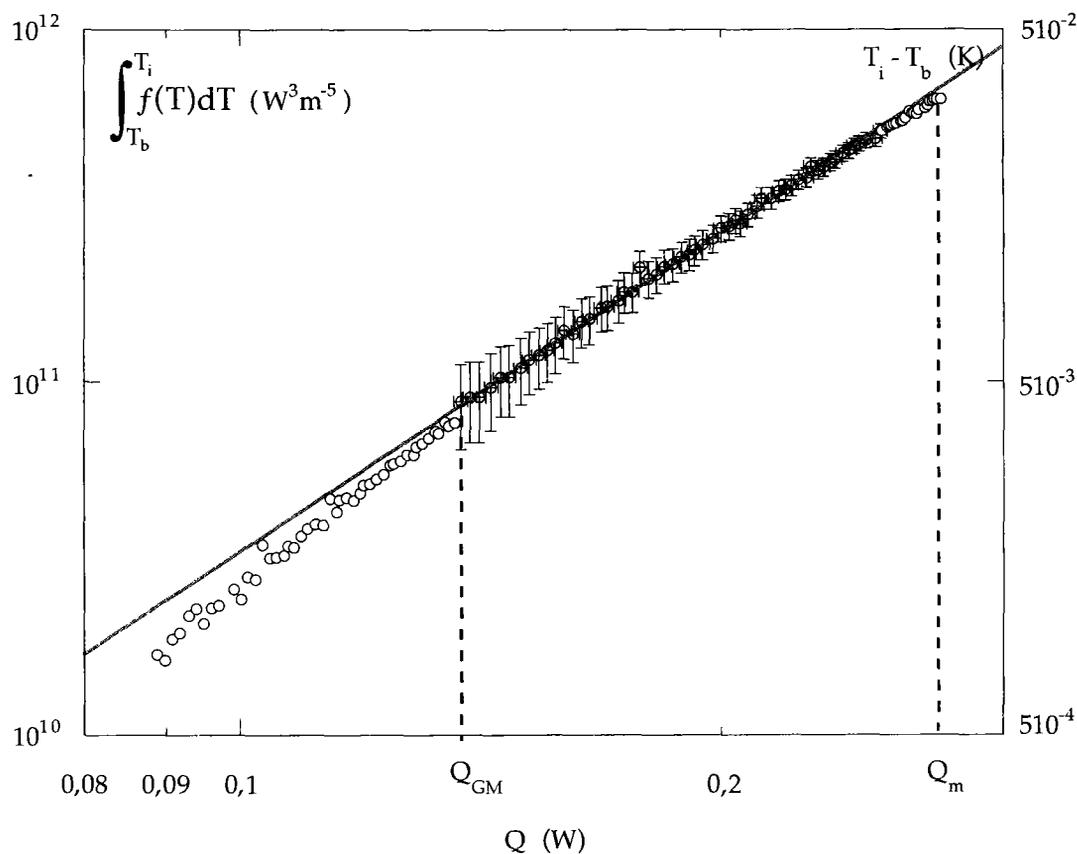


Figure III.23. Exemple de lissage pour B22 à 1,902 K.

Le calcul d'incertitude sur la détermination de  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  tient compte de l'incertitude de mesure du flux de chaleur et de l'écart de température, de l'incertitude associée à l'intégrale de  $f(T)$  ainsi que sur l'erreur systématique sur l'utilisation de  $Q$  au lieu de  $Q - Q_{\text{cond}}$ .

L'erreur sur la connaissance de  $f(T)$ ,  $\delta f(T)$ , est estimée à 20 %, elle correspond à la dispersion des valeurs expérimentales [Arp 1993]. Malgré le nombre important de publications il a été difficile de connaître le nombre de résultats pris en compte pour l'élaboration de cette courbe. Au regard des nombreuses mesures de l'intégrale de  $f(T)$ , la dispersion obtenue est différente en fonction de la température [Srinivasan 1985] et [Van Sciver 1986]. Notons qu'un nombre faible de mesure existe aux températures proches de la température  $T_{\lambda}$  et que l'incertitude sur la connaissance de l'intégrale de  $f(T)$  doit être supérieure.

Nous nous satisferons des résultats compilés par différents auteurs où l'incertitude relative sur l'intégrale de  $f(T)$  peut être estimée à 20 % sur l'ensemble de l'intervalle de température. Cette valeur de l'incertitude est une valeur majorée pour les températures éloignées de la température  $T_{\lambda}$ . Par contre pour des températures proches de 2,1 K et supérieures cette erreur doit être supérieure. Notons que nous considérons cette erreur comme une erreur statistique et il faudra toujours avoir à l'esprit que l'exactitude des coefficients  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  est donnée à  $\pm 20$  %.

L'incertitude de lissage sur l'intégrale de  $f(T)$  provenant des mesures des températures est donnée par  $\sqrt{2}f(T_b)\delta T_b$  si l'on admet que  $f(T_b)\approx f(T_i)$  sur l'intervalle de mesure. Notons que  $\delta T_b=\delta T_i$ . Cette formulation vient de la décomposition en dérivée partielle de l'intégrale de  $f(T)$  entre  $T_i$  et  $T_b$ . On définit alors l'écart type moyen (statistique) sur l'intégrale de  $f(T)$  comme  $\sigma^2 = (f(T_b)\sigma_{T_b})^2 + (f(T_i)\sigma_{T_i})^2$ .

L'exemple sur la figure III.24 montre que l'intervalle de lissage choisi ne correspond pas à l'intégralité de  $[Q_{GM}; Q_m]$  ce qui en réduit d'autant les erreurs dues à l'incertitude sur la connaissance de la conductivité. Il est à signaler que ce lissage a été effectué sur plus d'une centaine de points de mesure où il a été vérifié la loi cubique par un lissage d'une loi  $\int f(T)dT = f(Q^n)$  avec un  $n=3,001$ .

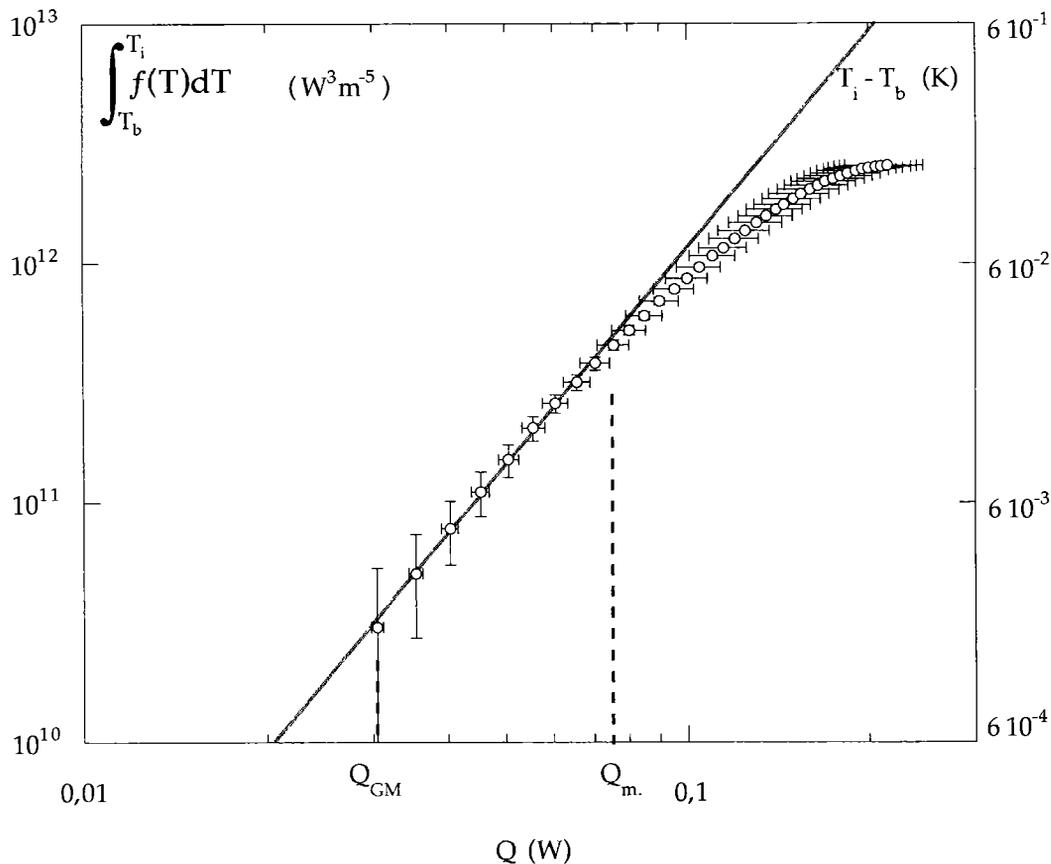


Figure III. 24. Exemple de lissage pour B15 à 1,902 K.

Pour l'ensemble des échantillons l'écart maximal de  $n$  est de 0,1 par rapport à 3. Pour cet échantillon la variation de l'intervalle de mesure qui est due à une mauvaise identification du régime de Gorter-Mellink est négligeable. L'erreur systématique sur la définition du flux reste négligeable.

Tableau III.14. Résultats du lissage pour l'échantillon B22 à 1,902 K.

$(A/L^{1/3})_{\Sigma}$ ( $10^{-5} \text{ m}^{5/3}$ )	Incertitude de mesure ( $10^{-5} \text{ m}^{5/3}$ )		Erreur systématique
	$\delta_{\text{Lissage}}$	$\delta_{\text{Intervalle}}$	$\delta Q/Q$
$3,11 \pm 0,02$	0,02	$\approx 0$	0,3 %

Nous présentons sur la figure III.24 un deuxième exemple de lissage pour un échantillon dont le régime de Gorter-Mellink tel que nous l'avons défini s'étend sur quelques mW. Cet échantillon est un échantillon "moins perméable" à l'hélium. On remarque qu'à fort flux de chaleur la courbe s'écarte de la loi de lissage et qu'elle tend à être plus linéaire. On retrouve à partie de cette courbe l'influence de la conduction à fort flux de chaleur.

Le nombre de points formant l'intervalle est d'un ordre de grandeur inférieur au nombre de point de l'exemple présenté sur la figure III.24. L'ensemble des incertitudes pour ce type d'échantillon est supérieur, elles sont présentées dans le tableau III.15. On verra lors des résultats que ces incertitudes augmentent lorsque l'on se rapproche de  $T_{\lambda}$ .

Tableau III.15. Résultats du lissage pour l'échantillon B15 à 1,902 K.

$(A/L^{1/3})_{\Sigma}$ ( $10^{-7} \text{ m}^{5/3}$ )	Incertitude de mesure ( $10^{-7} \text{ m}^{5/3}$ )		Erreur systématique
	$\delta_{\text{Lissage}}$	$\delta_{\text{Intervalle}}$	$\delta Q/Q$
$9,54 \pm 0,68$	0,47	0,21	2,5 %

### V.3.2. Echantillon à comportement conductif

Pour les échantillons dont le comportement est forment conductif comme l'échantillon B18 et l'échantillon B25 nous avons exploité les courbes dans l'intervalle  $[Q_m; Q^*]$  en tenant compte de la conduction. Les résultats sont donc lissés par la loi suivante

$$Q - Q_{\text{isol}} = \sum_N \frac{A_i}{L_i^{1/3}} \left[ \int_{T_b}^{T_i} f(T) dT \right]^{1/3} \quad \text{pour } Q \in [Q_m; Q^*] \quad \text{[III.14]}$$

La figure III.25 présente la courbe de lissage pour l'échantillon B18 à 1,901 K. La première remarque que l'on peut faire est que  $Q - Q_{\text{isol}}$  ne représente pas le flux de chaleur transporté par les canaux d'hélium  $Q_{\text{He II}}$  sur l'intervalle  $[Q_m; Q^*]$ . On retrouve que le modèle parallèle ne représente pas le transfert de chaleur global à fort  $\Delta T$ .

Aux incertitudes près, le lissage de cette courbe est possible jusqu'à un rapport  $Q_{\text{isol}}/Q$  inférieur à 0,69 alors que ce rapport est de 1 lorsque l'on atteint  $Q^*$  puisque cet échantillon possède un comportement purement conductif à fort flux.

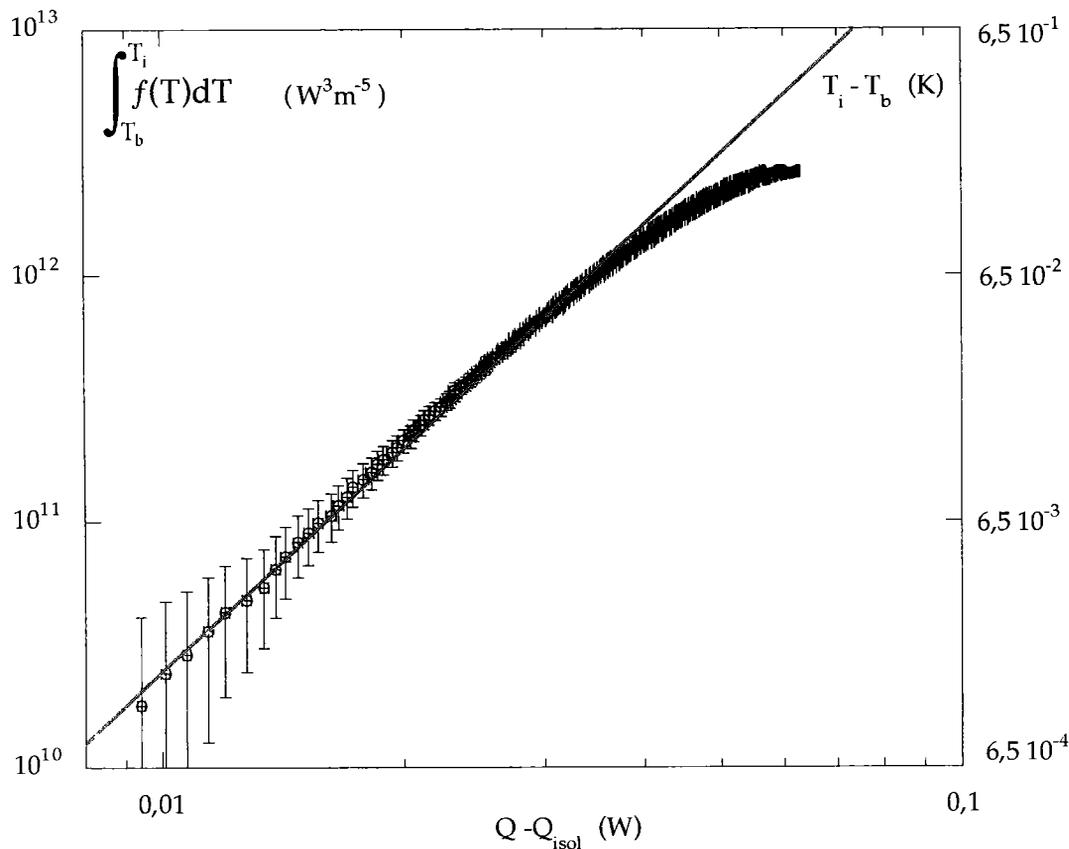


Figure III.25. Exemple de lissage pour B18 à 1,901 K.

Tableau III.16. Résultats du lissage pour l'échantillon B18 à 1,901 K.

$(A/L^{1/3})_{\Sigma}$ ( $10^{-6} \text{ m}^{5/3}$ )	Incertitude de mesure		Erreur systématique
	$\delta_{\text{Lissage}}$	$\delta_{\text{Intervalle}}$	$\delta Q_{\text{HeII}}/Q_{\text{HeII}}$
$3,41 \pm 0,11$	0,11	$\approx 0$	7,0 %

#### V.4. Régimes thermiques

La figure III.26 présente la courbe d'échauffement à 1,9 K pour tous les échantillons testés. Parce que les échantillons ne possèdent pas la même section totale, cette figure présente l'écart de température en fonction du flux de chaleur rapporté à la section totale de l'échantillon  $\Delta T = f(Q/A_t)$ .

Comme précédemment, ces courbes d'échauffement peuvent être composées de deux types de points expérimentaux où les cercles correspondent aux résultats obtenus en hélium saturé et les carrés en hélium pressurisé. La droite de couleur noire en trait plein correspond à une droite de conduction moyenne. La droite de couleur verte représente la pente du régime Gorter-Mellink. Les courbes en trait gras et pointillés séparent les différents régimes thermiques présentés dans la première courbe. Ces courbes ont été obtenues expérimentalement à partir de l'analyse des différents échantillons. Elles représentent l'évolution des flux critiques de transition entre les régimes en fonction des échantillons à savoir  $Q_c$ ,  $Q_{GM}$ ,  $Q_m$  et  $Q^*$ .

Nous retrouvons l'ensemble des courbes expérimentales entre la droite bleue représentant le régime de Gorter-Mellink et la droite de couleur noire représentant un transfert de chaleur purement conductif. Les courbes associées à des échantillons "perméables" à l'hélium sont proches de la courbe représentant un régime thermique de type Gorter-Mellink alors que les échantillons dont le comportement thermique est conductif sont proches de la droite de conduction.

Les courbes d'échauffement des échantillons B16 et B25 se situent entièrement dans la partie supérieure du régime mixte. Par contre les courbes des échantillons B18 et B6 présente une partie non-linéaire faisant partie du régime de Gorter-Mellink où le mécanisme de conduction n'est pas prépondérant. A fort flux de chaleur le régime thermique évolue d'un régime de Gorter-Mellink vers un régime de conduction quasiment pure. En effet la pente s'incurve et rattrape la pente de la conduction. C'est ce que nous avons déjà vu précédemment. Le reste du faisceau de courbe présente les échantillons B15, B21, B21', B22 et B22'. Plus les échantillons sont perméables à l'hélium et moins l'on retrouve à fort flux la pente de la droite de conduction. Les pentes des courbes sont supérieures à celle de la conduction même à l'approche du flux maximal  $Q^*$ . La pente diminue d'autant que l'échantillon est moins perméable à l'hélium. Le flux de chaleur maximal  $Q^*$  augmente d'autant que l'échantillon est perméable. Ce flux de chaleur est fonction du flux maximal en He II et du flux de conduction associé au gradient de température maximal  $\Delta T_\lambda$ . Ce qui veut dire que le flux maximal est un paramètre quantifiant la perméabilité de l'échantillon. On peut imaginer que le flux de chaleur maximal est uniquement décrit par la loi de Gorter-Mellink comme c'est le cas pour l'échantillon B21' à 1,9 K bien que les mesures n'aient pas été étendues jusqu'à ce flux. Le régime mixte se réduit à mesure que l'échantillon est perméable à l'hélium.

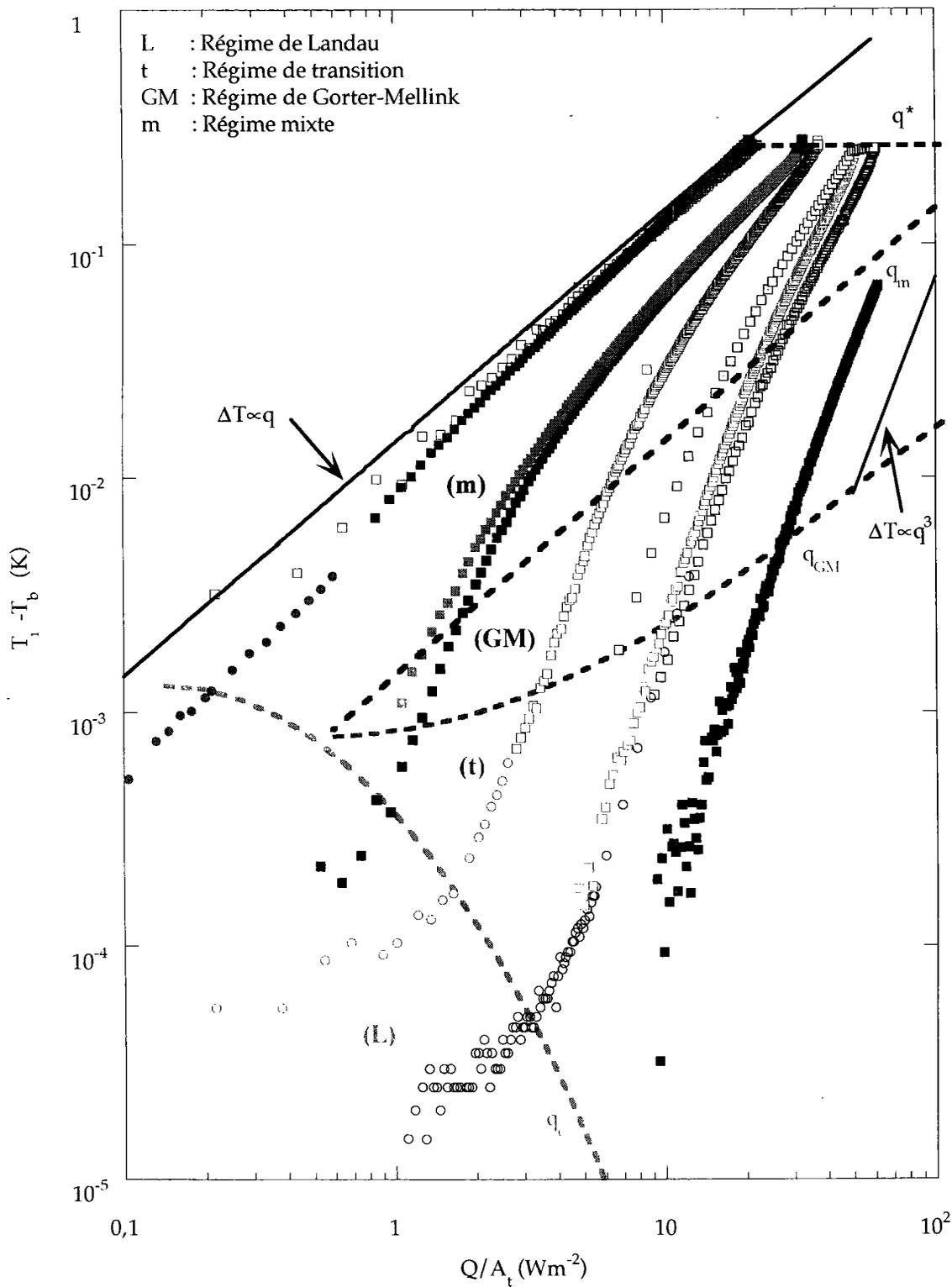


Figure III.26. Courbe d'évolution de  $\Delta T$  en fonction de  $Q$  pour différents échantillons à 1,9 K.

Légende : Cercles : hélium saturé; Carrés : hélium pressurisé

--- :  $Q_G$  --- :  $Q_{L,M}$  --- :  $Q_G$  --- :  $Q_C$

o et □ : B22; □ : B21; □ : B16; o et □ : B22'; ■ : B6; ■ : B18; ■ : B21'; ● et ■ : B25; □ : B15

## VI. Analyse des résultats en régime de Landau

### VI.1. Exploitations des résultats expérimentaux

#### VI.1.1. Echantillon B22

On rappelle que l'isolation B22 est composée d'une première couche de Kapton<sup>®</sup> HN avec un recouvrement à 50 % et une seconde couche constituée de bandes de Kapton<sup>®</sup> XRCI espacés de 4 mm.

La figure III.27 rend compte de l'ensemble des résultats obtenus à faibles flux de chaleur en hélium saturé. Les droites représentent l'intervalle du flux de chaleur où le lissage a été effectué pour déterminer le coefficient  $(Ad^2/L)_\Sigma$ . La dépendance en température des courbes suit la dépendance de  $(\rho s)^2 T_b / 12\eta$  entre les températures de bain de 1,692 K et 2,000 K. Par contre pour la température de 2,110 K, la courbe se situe entre les courbes à 1,900 K et 2,000 K montrant qu'une dégradation des transferts de chaleur se produit lorsque la température augmente ou lorsqu'elle tend vers la température  $T_\lambda$ .

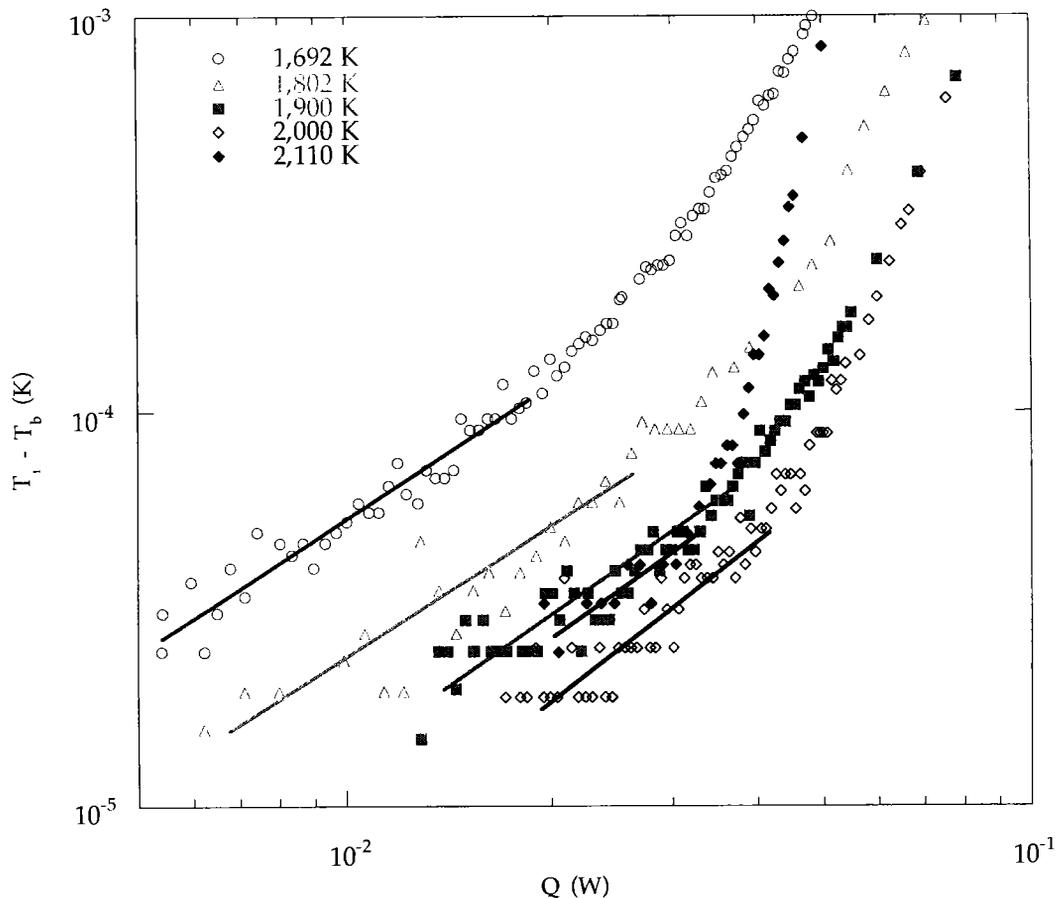


Figure III.27. Ecart de température en fonction du flux de chaleur pour l'échantillon B22.

Le résultat des lissages reporté dans le tableau III.17 montre une décroissance de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  à partir de 2,000 K environ. Bien que l'incertitude relative augmente à mesure que la température augmente, elle n'explique pas la différence entre la valeur de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  à 2,110 K par rapport aux autres valeurs de  $(Ad^2/L)_\Sigma$ . Ces dernières valeurs pour les températures comprises entre 1,692 K et 2,000 K compte tenu des incertitudes de lissage peuvent être considérées comme alignées sur une même valeur moyenne.

L'évolution du flux de chaleur critique  $Q_c$  en fonction de la température va dans le même sens que la diminution de  $(Ad^2/L)_\Sigma$ . Ces flux critiques sont présentés dans le tableau III.17. Cette diminution peut s'expliquer soit par la diminution de la section de passage équivalente du réseau de canaux  $A_\Sigma$  ou l'épaisseur équivalente du réseau  $d_\Sigma$  transportant la chaleur soit par la diminution de la vitesse critique  $|\bar{v}_{sc}|$  de l'ensemble du réseau de canaux, ou bien les deux phénomènes à la fois.

Tableau III.17. Evolution de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  en fonction de la température pour l'échantillon B22.

$T_b$ (K)	$(Ad^2/L)_\Sigma$ ( $10^{-13}$ m <sup>3</sup> )	$Q_c$ (mW)
1,692	$5,30 \pm 0,48$	$18,4 \pm 0,6$
1,802	$5,42 \pm 0,42$	$26,1 \pm 1,0$
1,831	$5,35 \pm 0,48$	$31,7 \pm 0,8$
1,900	$4,81 \pm 0,41$	$36,2 \pm 0,8$
2,000	$4,08 \pm 0,42$	$41,8 \pm 0,9$
2,110	$2,58 \pm 0,51$	$38,6 \pm 0,9$

On note que les incertitudes totales sur les valeurs de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  sont comprises entre 8 % et 10 % pour les températures de bain comprises entre 1,692 K et 2,000 K alors qu'à 2,110 K elle est proche de 20 %. Ce qui s'explique par un nombre de point plus faible, en effet l'intervalle de mesure se réduit à mesure que la température de bain s'approche de  $T_\lambda$ . L'incertitude sur la détermination de  $Q_c$  correspond à la sensibilité sur le flux de chaleur permettant de délimiter le régime de Landau. Les valeurs de la puissance sont  $n=1,09$  pour  $T_b=1,692$  K et  $1,03$  pour  $T_b=2,110$  K. Les incertitudes dues à la délimitation de l'intervalle de lissage varie de 2% pour  $T_b=1,692$  K à 5 % pour  $T_b=2,110$  K.

### VI.1.2. Echantillon B22'

L'échantillon B22' a été réalisé dans le but d'étudier l'effet de la taille de l'espacement des bandes de seconde couche dans le cas d'une isolation Kapton®-Kapton® sur la "perméabilité" à l'hélium. L'isolation B22' est une évolution de l'isolation B22 où l'espacement entre les bandes de seconde couche est réduit de 4 mm à 2 mm. Autrement dit, le nombre de canaux débouchants est réduit et pour un même  $\Delta T$  on s'attend à ce que l'ensemble des multi-canaux transporte sensiblement moins d'énergie. Nous nous sommes aussi intéressés aux transferts de la chaleur au voisinage de la température  $T_\lambda$ .

Les courbes d'échauffement et les résultats de l'analyse de l'échantillon B22', présentés sur la figure III.28 et III.29 et dans le tableau III.18, montrent que l'on retrouve les mêmes phénomènes que pour l'échantillon B22. Les mesures effectuées à des températures de bain supérieures à 2,1 K et proches de  $T_\lambda$  montrent que le phénomène s'accroît.

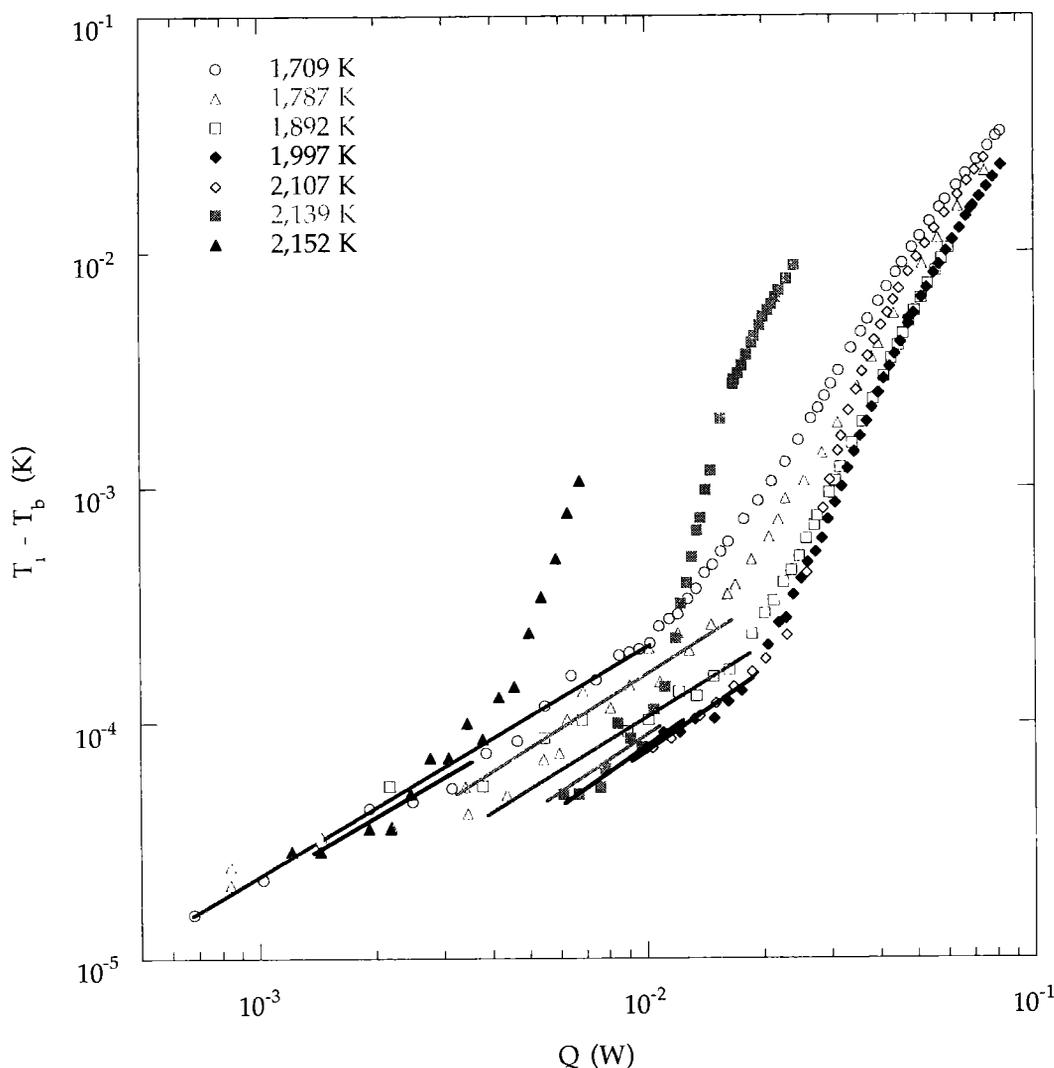


Figure III.28. Ecart de température en fonction du flux de chaleur pour échantillon B22'.

Le coefficient  $(Ad^2/L)_\Sigma$  diminue à partir de 1,997 K, on note qu'il existe une différence d'un ordre de grandeur entre les valeurs à 1,709 K et celle à 2,152 K. On note que le coefficient décroît à partir de 1,709 K, mais que la décroissance est plus brutale à partir de 2,0 K environ. Le flux de chaleur critique  $Q_c$  augmente jusqu'à 1,997 K puis diminue jusqu'à la température de 2,152 K. On peut noter sur la figure III.28 qu'à forts flux de chaleur les courbes à 2,139 K et 2,152 K ne tendent pas vers le faisceau de courbes. Ce qui signifie qu'une des caractéristiques du transfert de chaleur est modifiée. On retrouve le même comportement pour les courbes dont les températures de bain sont comprises entre 2,0 K et  $T_\lambda$  (Figure III.29).

On peut sans doute en conclure que la section ou l'épaisseur équivalente du réseau de canaux d'hélium transportant la chaleur diminue à mesure que l'on s'approche de la température  $\lambda$ . Ceci est confirmé par l'évolution du coefficient  $(Ad^2/L)_\Sigma$  en fonction de la température ainsi que de l'évolution du flux critique. On peut penser alors qu'une partie des canaux composant le réseau n'est plus efficace du point de vue thermique et qu'ils deviennent saturés, c'est-à-dire qu'ils voient leur température chaude atteindre une température de transition inférieure à la température  $T_\lambda$  de l'ensemble des canaux.

La diminution de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  peut indiquer le nombre de canaux candidats au transport de la chaleur en He II diminue ou que la section équivalente des canaux, à travers laquelle le transport de la chaleur en He II s'effectue, diminue. Cette diminution affecte seulement les transferts de chaleur, elle ne signifie pas que la section géométrique réelle de l'ensemble des canaux diminue.

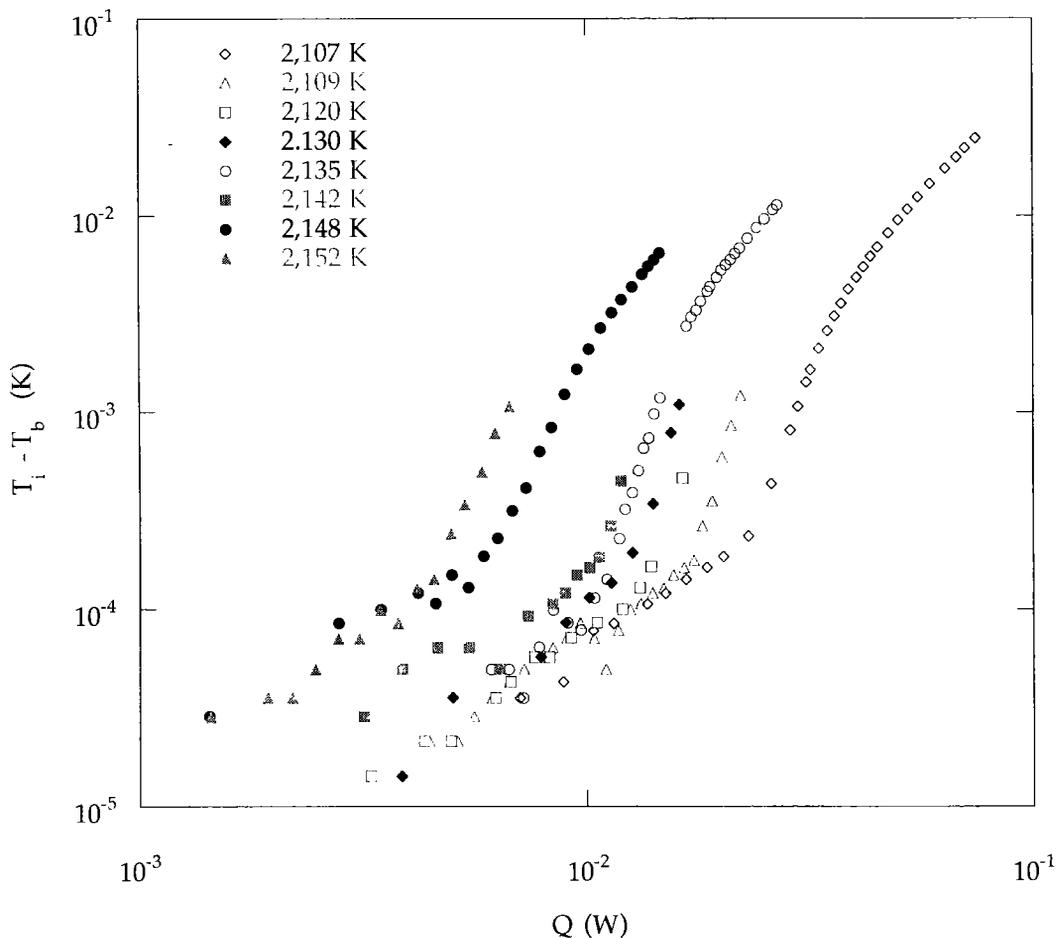


Figure III.29. Ecart de température en fonction du flux de chaleur pour l'échantillon B22'.

Ce phénomène est connu et est appelé le déplacement du point  $\lambda$ . Dans les milieux confinés où les dimensions significatives  $d$ , épaisseur ou diamètre, ne sont plus négligeables devant la longueur de cohérence  $\xi$  du milieu quantique dès que  $d < \xi$ , l'expérience confirme que l'on peut s'attendre à des défauts de superfluidité. Au voisinage de  $T_\lambda$ ,  $\xi$  tend vers l'infini comme  $(T_\lambda - T_b)^{2/3}$ . Ainsi

tout se passe comme si, dans ces milieux la valeur de  $\rho_s(T)$  était inférieure à celle du milieu infini loin de la paroi. Autrement dit  $T_\lambda(d)$  peut être inférieure : la superfluidité disparaît lorsque la température du bain est proche de  $T_\lambda$ . Il faut cependant noter que la très faible valeur de  $\xi$ , quelques centaines d'angström, n'entraîne d'effet visible que dans des milieux dont  $d \leq 1 \mu$ . La faible valeur de  $\xi$  nous oblige à penser qu'il existe dans ce milieu des canaux de très faible dimension. Les restrictions apparaissant lors du recouvrement de la première couche sont sans doute un exemple possible.

Pour comprendre l'effet du déplacement du point  $\lambda$  sur les transferts de chaleur dans notre milieu, il faut avoir à l'idée comme il a été déjà signalé que le réseau de canaux est composé de canaux de différentes dimensions. A des températures proches de 1,7 K, la longueur de cohérence est faible, l'ensemble des canaux participe au transfert de chaleur en hélium. C'est pour cette raison que le coefficient  $(Ad^2/L)_\Sigma$  est quasiment constant pour B22. Pour l'échantillon B22' le coefficient  $(Ad^2/L)_\Sigma$  décroît légèrement à ces températures indiquant peut être que l'effet du déplacement du point  $\lambda$  se retrouve à ces températures. A mesure que la température du bain se rapproche de la température  $T_\lambda$ , la longueur de cohérence atteint la dimension des plus petits canaux. L'hélium dans ces canaux devient normal pour une température de transition inférieure à celle du reste du réseau de canaux. Ces canaux ne transportent plus que la chaleur par conduction. Ce qui veut dire que la section totale des canaux transportant de la chaleur est inférieure à celle pour les températures éloignées de  $T_\lambda$ .

Tableau III.18.  $(Ad^2/L)_\Sigma$  en fonction de la température pour l'échantillon B22'.

$T_b$ (K)	$(Ad^2/L)_\Sigma$ ( $10^{-13} \text{ m}^3$ )	$Q_c$ (mW)
1,709	$10,96 \pm 1,4$	$10,2 \pm 0,6$
1,787	$9,25 \pm 0,91$	$12,8 \pm 1,1$
1,892	$7,58 \pm 0,63$	$16,3 \pm 1,2$
1,997	$6,11 \pm 0,57$	$17,6 \pm 1,3$
1,999	$6,45 \pm 0,59$	$16,5 \pm 1,2$
2,037	$5,86 \pm 0,46$	$16,5 \pm 0,9$
2,080	$5,77 \pm 0,42$	$16,2 \pm 0,8$
2,098	$5,71 \pm 0,75$	$13,5 \pm 1,2$
2,107	$4,54 \pm 0,68$	$13,7 \pm 1,3$
2,109	$4,94 \pm 0,55$	$14,1 \pm 0,7$
2,120	$4,36 \pm 0,40$	$12,5 \pm 0,8$
2,130	$3,96 \pm 0,36$	$12,0 \pm 1,1$
2,135	$3,57 \pm 0,39$	$10,1 \pm 1,2$
2,139	$3,17 \pm 0,32$	$10,4 \pm 0,7$
2,142	$2,48 \pm 0,28$	$8,9 \pm 1,2$
2,148	$0,09 \pm 0,27$	$5,9 \pm 0,7$
2,152	$0,10 \pm 0,03$	$4,5 \pm 0,6$

### VI.1.3. Echantillon B25

Bien que son comportement à fort flux de chaleur ait montré un comportement conductif proche d'un matériau monolithique et parce que la connaissance de la résistance thermique déterminée à l'aide des mesures expérimentales est connue avec une incertitude 3 fois inférieure à celle des résistances déterminées par le calcul, quelques essais ont été réalisés à faible flux de chaleur. Pour dépouiller ces résultats nous avons construit la courbe  $\Delta T=f(Q-Q_{\text{isol}})$ . La figure III.30 présente l'ensemble de ces courbes.

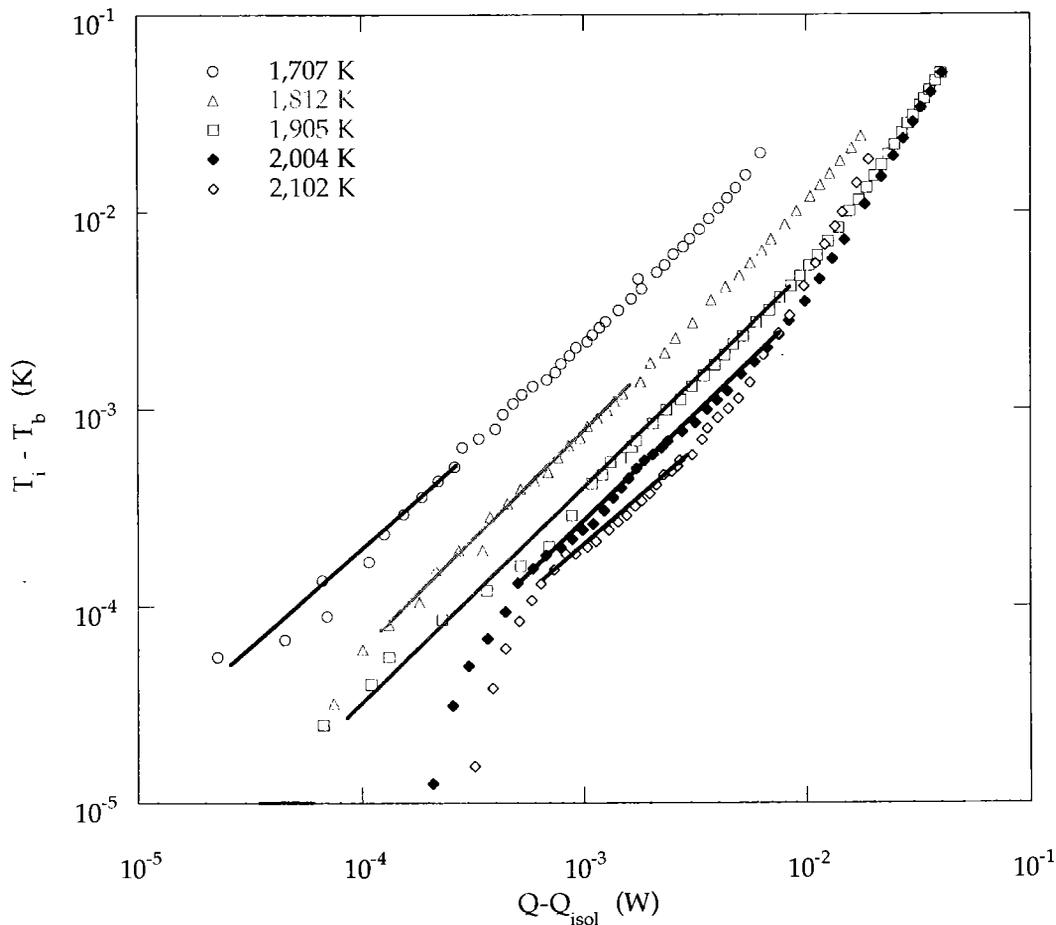


Figure III.30. Écart de température en fonction de  $Q-Q_{\text{isol}}$  pour l'échantillon B25.

La dépendance en température des courbes suit celle de  $(\rho s)^2 T / 12 \eta$  et l'on ne retrouve pas la disposition des courbes due à l'approche de  $T_\lambda$ . L'évolution de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  en fonction de la température est croissante à mesure que la température augmente. Notons que la part de la conduction est comprise entre 60 % à 1,707 K 30 % à 1,905 K et 20 % à 2,102 K du flux de chaleur total. La part trop importante de la conduction dans les transferts de chaleur ne permet pas de mettre en évidence le déplacement du point  $\lambda$ . Ceci implique que le modèle thermique parallèle n'est pas assez fin dans la description de ce système thermique.

Tableau III.19.  $(L/Ad^2)_\Sigma$  en fonction de la température du bain pour l'échantillon B25.

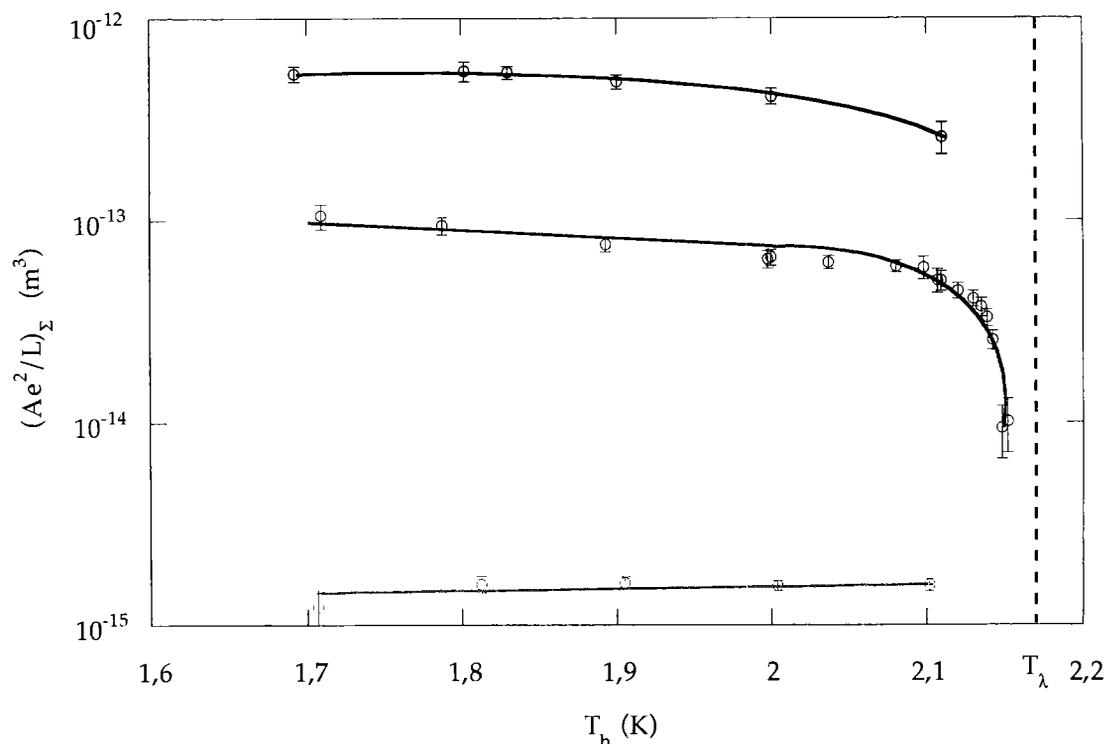
$T_b$ (K)	$(Ad^2/L)_\Sigma$ ( $10^{-15} \text{ m}^3$ )	$(Q-Q_{\text{cond}})_c$ (mW)
1,707	$1,22 \pm 0,25$	$0,14 \pm 0,02$
1,812	$1,59 \pm 0,15$	$1,3 \pm 0,3$
1,905	$1,61 \pm 0,12$	$7,9 \pm 0,8$
2,004	$1,56 \pm 0,09$	$7,2 \pm 0,8$
2,101	$1,57 \pm 0,11$	$2,9 \pm 0,3$

## VI.2. Evolution de $(Ad^2/L)_\Sigma$ et de $Q_c$ pour $T_b < T_\lambda$

La figure III.31 présente l'évolution de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  en fonction de la température du bain pour les échantillons B22, B22' et B25.

Les courbes pour B22 et B22' se présentent en deux parties. La première partie correspond à un plateau (B22) ou une légère décroissance (B22') de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  entre 1,7 K et 2,0 K suggérant que les transferts de chaleur sont peu affectés par le déplacement du point  $\lambda$ .

On retrouve dans la différence des valeurs de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  entre les échantillons B22 et B22' la différence de construction de ces isolations. L' échantillon B22 est construit avec un espacement de 4 mm alors que B22' est construit avec un espacement de 2 mm. Le rapport entre le coefficient  $(Ad^2/L)$  de B22 et de B22' est de 6,6 dans l'intervalle de température [1,7 K ; 2,0 K].

Figure III.31. Evolution de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  en fonction de la température.

Légende: o : B22, o : B22', o : B25.

La comparaison entre les échantillons B22 et B22' avec l'échantillon B25 confirme que le double recouvrement en première couche présente une perméabilité à l'hélium très faible. Les rapports entre le coefficient  $(Ad^2/L)_\Sigma / A_t$  de B25 et de B22 et B22' est de 300 et 50 dans l'intervalle de température [1,7 K ; 2,0 K]. L'évolution des flux de chaleur critiques en fonction de la température est présentée sur la figure III.32. Leur évolution est similaire ; le flux critique augmente jusqu'à atteindre une valeur maximale vers 2 K environ et décroît.

Nous disposons de plusieurs courbes mais celle qui fera l'objet d'une analyse plus fine correspond à l'échantillon B22' parce que la gamme de températures de bain étudiées est plus étendue et car la précision des mesures est meilleure. Cette courbe montre que la vitesse critique relative dépend de la température. Pour calculer cette vitesse critique, il est nécessaire de connaître la section de passage  $A_\Sigma$  du réseau de canaux.

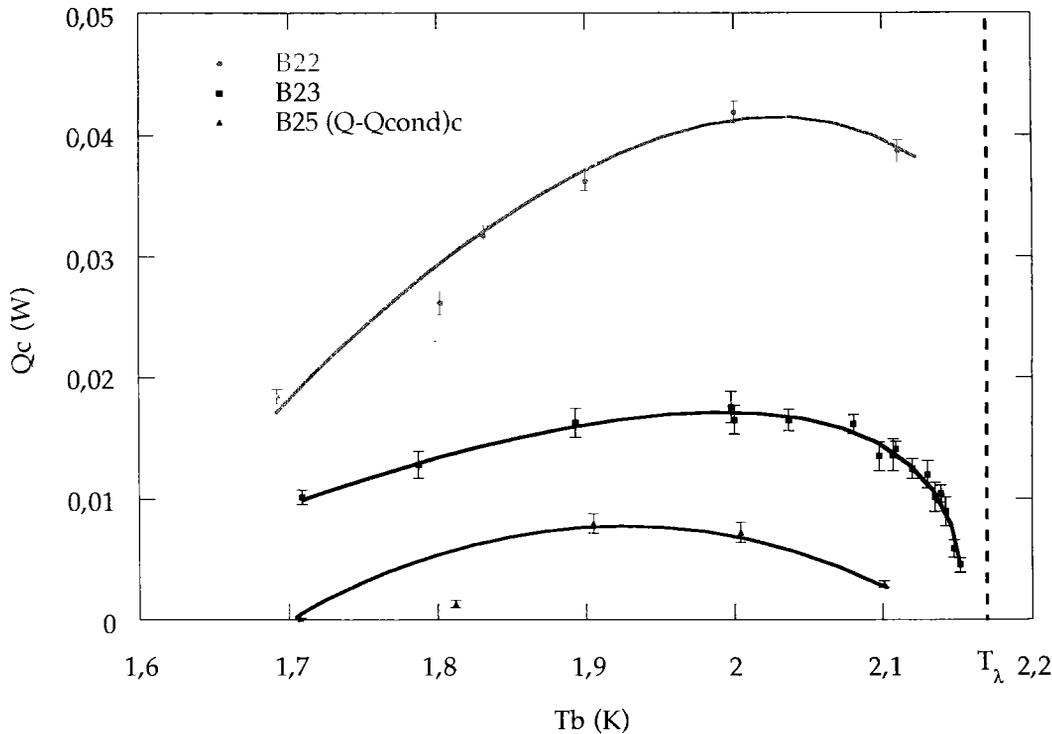


Figure III.32. Evolution des flux critiques  $Q_c$  en fonction de la température de bain.

Il est admis que la vitesse critique  $|\bar{v}_{sc}|$  est indépendante de la température exceptée pour des températures proches de  $T_\lambda$  où la vitesse critique chute et devient nulle à  $T_\lambda$ . Keller et Hammel montrent que la décroissance de la vitesse critique dans des canaux de 200  $\mu$  et 30  $\mu$  débute pour une température d'environ 2 K [Keller 1966]. Clow and Reppy ont montré que la dépendance de la vitesse critique en fonction de la température suit celle de la densité superfluide. Elle est du type  $|\bar{v}_{sc}| \propto (1 - T/T_\lambda)^{0,068 \pm 0,03}$  [Clow 1967]. On montre aussi que l'évolution du flux critique possède la même dépendance en température. Nous calculerons ultérieurement  $|\bar{v}_{sc}|$  à partir de  $Q_c$ .

### VI.3. Evolution de $(Ad^2/L)_\Sigma$ pour $T_b$ proche de $T_\lambda$

On a vu au chapitre I que la longueur de cohérence s'exprime par  $\xi = \xi_\infty(T_\lambda - T_b)^{2/3} = 2,74 \cdot 10^{-10} \times (T_\lambda - T_b)^{2/3}$ . Ce qui permet de calculer la longueur caractéristique atteinte par le déplacement du point  $\lambda$ . Pour un écart de 50 mK par rapport à  $T_\lambda$  la longueur de cohérence est d'environ 37 Å. Ginzburg et Pitaevskii ont montré pour un film d'hélium que l'écart de température peut être relié par  $T_b - T_\lambda = 2 \cdot 10^{-14} / d^2$ . Ce qui donne une épaisseur de 63 Å pour un écart de température de 50 mK [Ginzburg 1958]. Ces dimensions sont extrêmement faibles par rapport aux dimensions que l'on estime pour nous milieu à savoir supérieur au micron.

La courbe pour l'échantillon B22' suggère que  $(Ad^2/L)_\Sigma$  tende vers zéro pour une température inférieure à  $T_\lambda$ . En extrapolant cette température, on peut déduire que  $(Ad^2/L)_\Sigma$  tend vers zéro pour une température proche de 2,153 K. Nous avons déterminé la loi de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  en fonction de  $T_\lambda - T_b$  pour l'échantillon B22'. Le meilleur lissage a été obtenu pour  $T_\lambda$  égale à 2,153 K (Figure III.33) où  $(Ad^2/L)_\Sigma = 1,37 \cdot 10^{-13} \times (T_\lambda - T_b)^{0,34 \pm 0,02}$ .

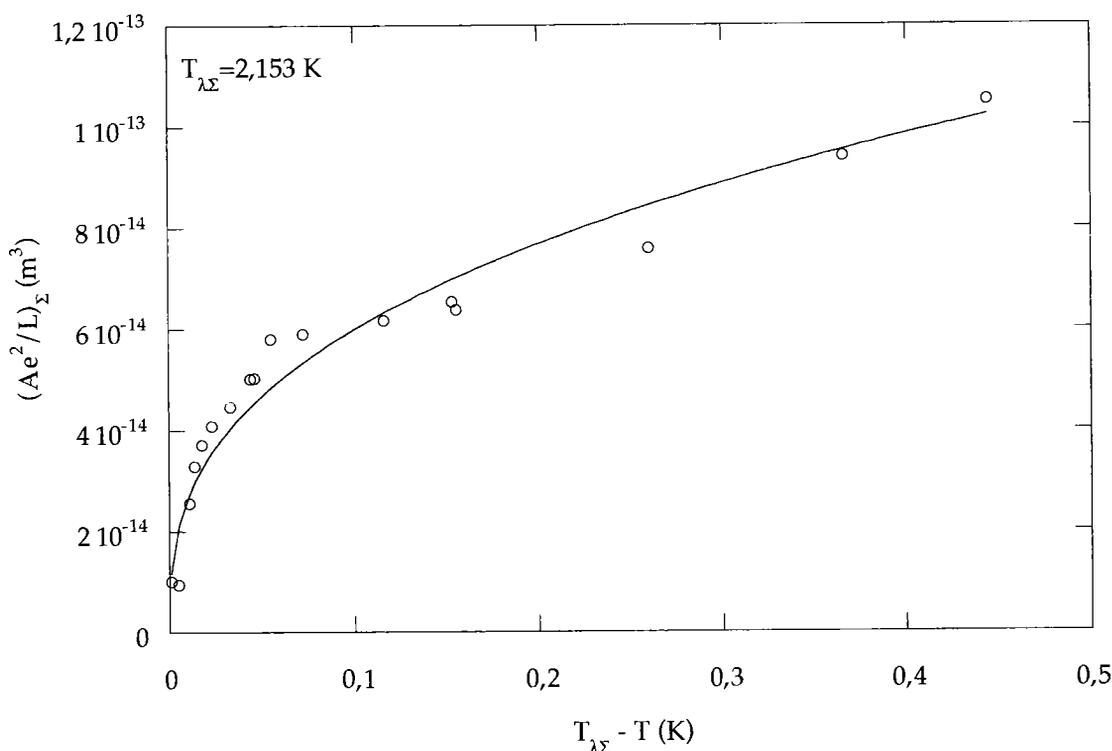


Figure III.33. Evolution de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  en fonction de  $T_\lambda - T_b$  pour B22'.

## VII. Analyse des résultats en régime de Gorter-Mellink

### VII.1. Exploitation des résultats expérimentaux

## VII.1.1. Echantillon B6

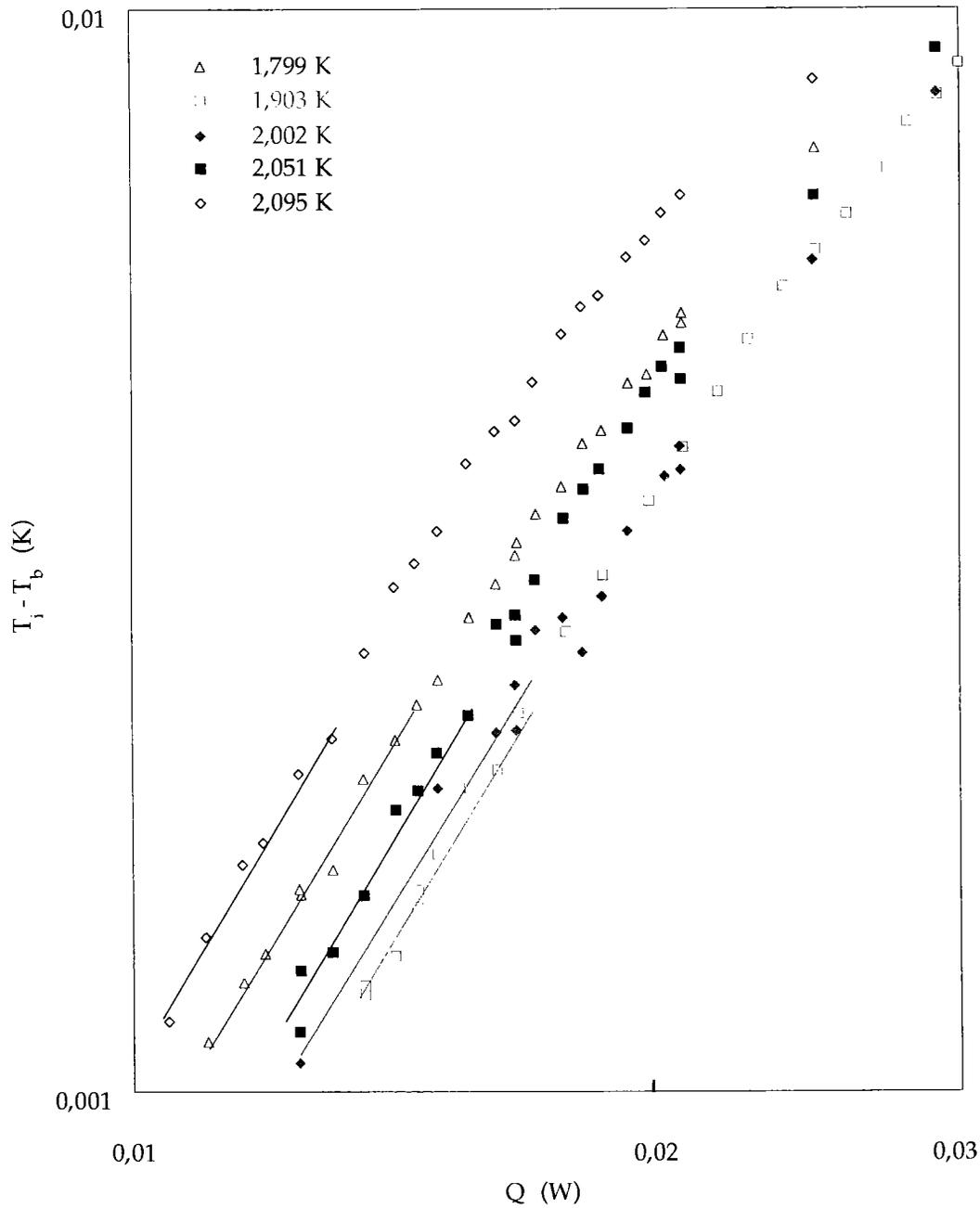


Figure III.34. Courbes d'échauffement en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B6.

Tableau III.20. Résultats du lissage en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B6.

$T_b$ (K)	$(A/L^{1/3})\Sigma$ ( $10^{-6} \text{ m}^{5/3}$ )	$(A/L^{1/3})\Sigma/A_t$ ( $10^{-4} \text{ m}^{-1/3}$ )
1,799	$4,80 \pm 0,26$	4,81
1,903	$5,08 \pm 0,24$	5,09
2,002	$5,22 \pm 0,35$	5,24
2,052	$5,73 \pm 0,22$	5,74
2,095	$6,43 \pm 0,58$	6,44

## VII.1.2. Echantillon B15

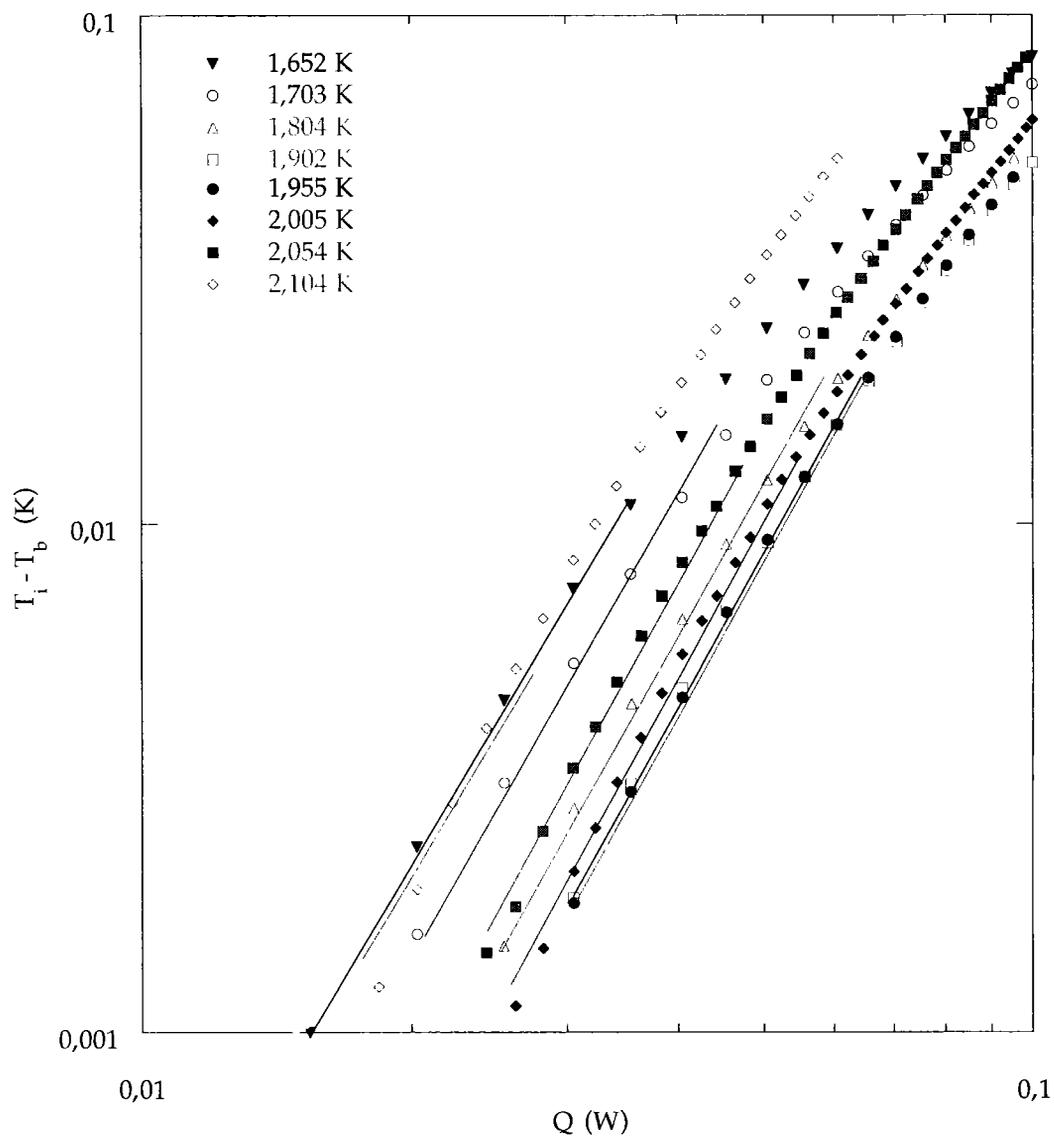


Figure III.35. Courbes d'échauffement en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B15.

Tableau III.21. Résultats du lissage en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B15.

$T_b$ (K)	$(A/L^{1/3})\Sigma$ ( $10^{-6} \text{ m}^{5/3}$ )	$(A/L^{1/3})\Sigma/A_t$ ( $10^{-3} \text{ m}^{-1/3}$ )
1,652	$9,31 \pm 0,84$	1,74
1,703	$9,40 \pm 0,78$	1,75
1,704	$9,42 \pm 0,78$	1,76
1,804	$9,56 \pm 0,68$	1,78
1,902	$9,54 \pm 0,68$	1,78
1,896	$9,53 \pm 0,69$	1,78
1,955	$9,49 \pm 0,69$	1,77
2,005	$9,63 \pm 0,47$	1,80
2,054	$9,99 \pm 0,87$	1,87
2,104	$11,13 \pm 0,72$	2,08
2,103	$11,15 \pm 0,92$	2,08

## VII.1.3. Echantillon B18

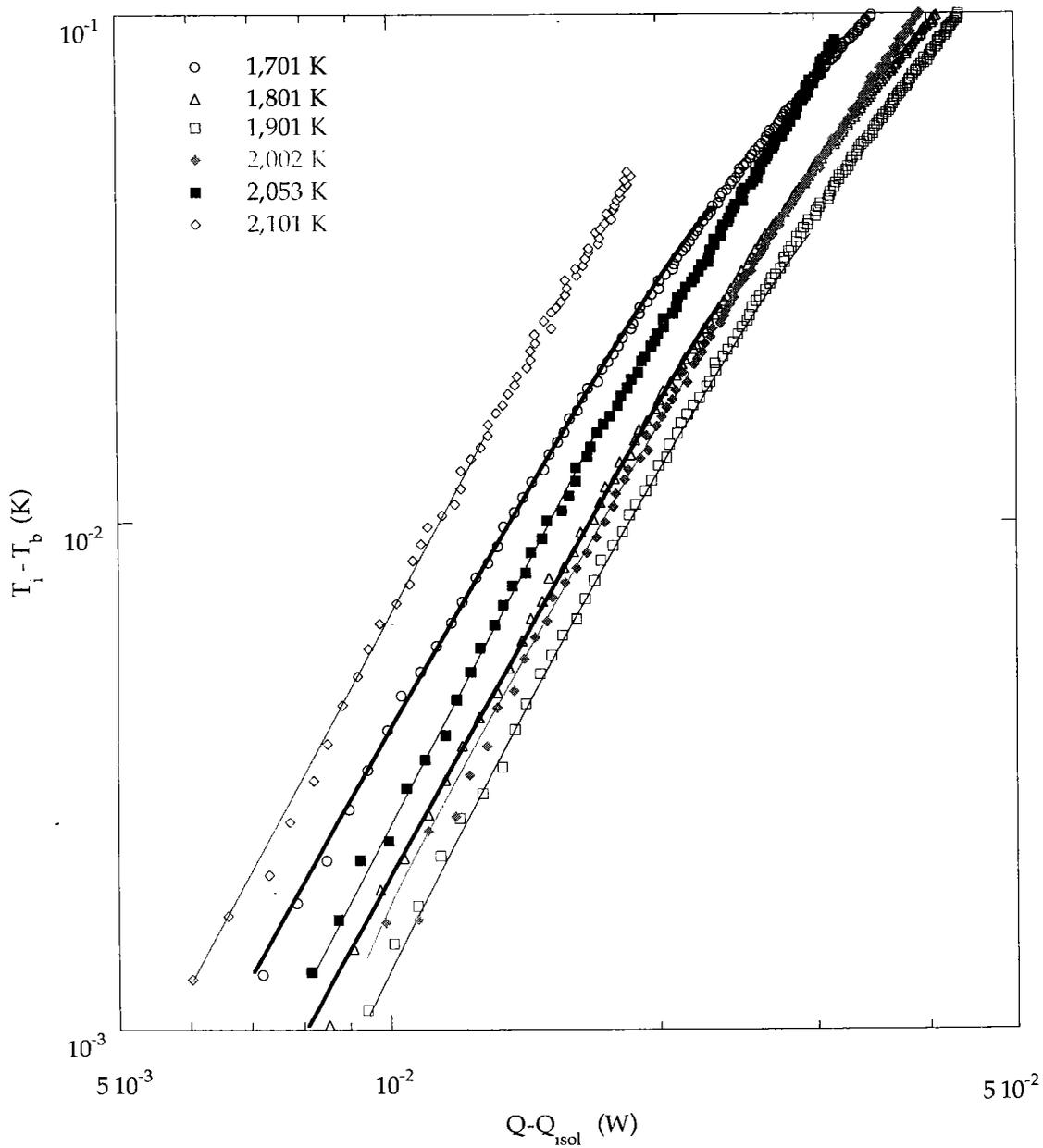


Figure III.36. Courbes d'échauffement en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B18.

Tableau III.22. Résultats du lissage en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B18.

$T_b$ (K)	$(A/L^{1/3})\Sigma$ ( $10^{-6} \text{ m}^{5/3}$ )	$(A/L^{1/3})\Sigma/A_t$ ( $10^{-4} \text{ m}^{-1/3}$ )
1,701	$3,40 \pm 0,13$	3,39
1,801	$3,44 \pm 0,13$	3,43
1,901	$3,41 \pm 0,11$	3,40
2,002	$3,37 \pm 0,13$	3,35
2,053	$3,47 \pm 0,16$	3,46
2,101	$3,83 \pm 0,22$	3,82

## VII.1.4. Echantillon B21

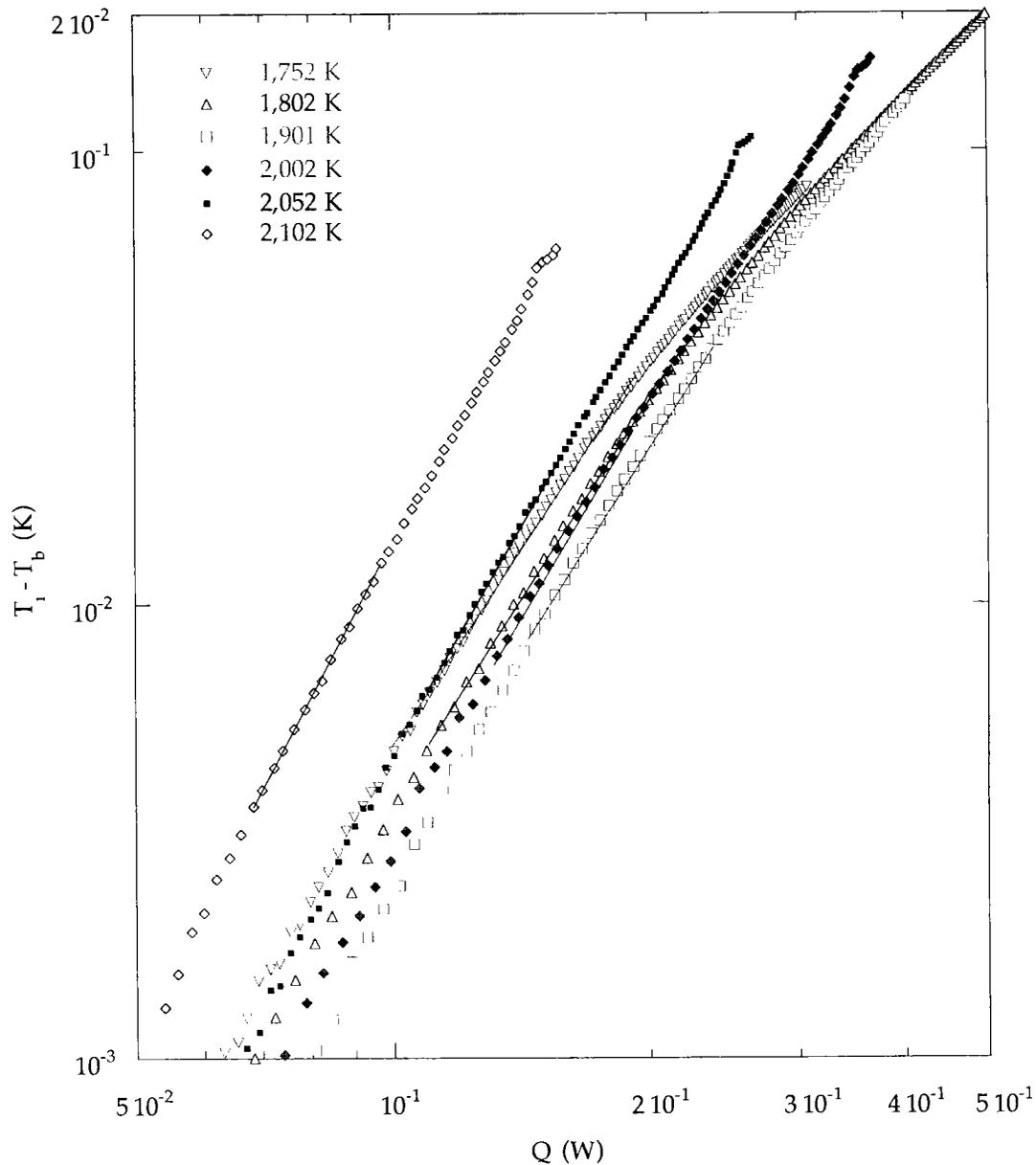


Figure III.37. Courbes d'échauffement en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B21.

Tableau III.23. Résultats du lissage en régime de Gorter-Mellink pour B21.

$T_b$ (K)	$(A/L^{1/3})\Sigma$ ( $10^{-5} \text{ m}^{5/3}$ )	$(A/L^{1/3})\Sigma/A_t$ ( $10^{-3} \text{ m}^{-1/3}$ )
1,752	$2,84 \pm 0,06$	2,82
1,802	$2,82 \pm 0,08$	2,81
1,901	$2,78 \pm 0,09$	2,76
1,901	$2,78 \pm 0,08$	2,76
1,900	$2,77 \pm 0,09$	2,76
2,002	$2,73 \pm 0,09$	2,72
2,052	$2,83 \pm 0,18$	2,82
2,102	$3,09 \pm 0,22$	3,07

## VII.1.5. Echantillon B21'

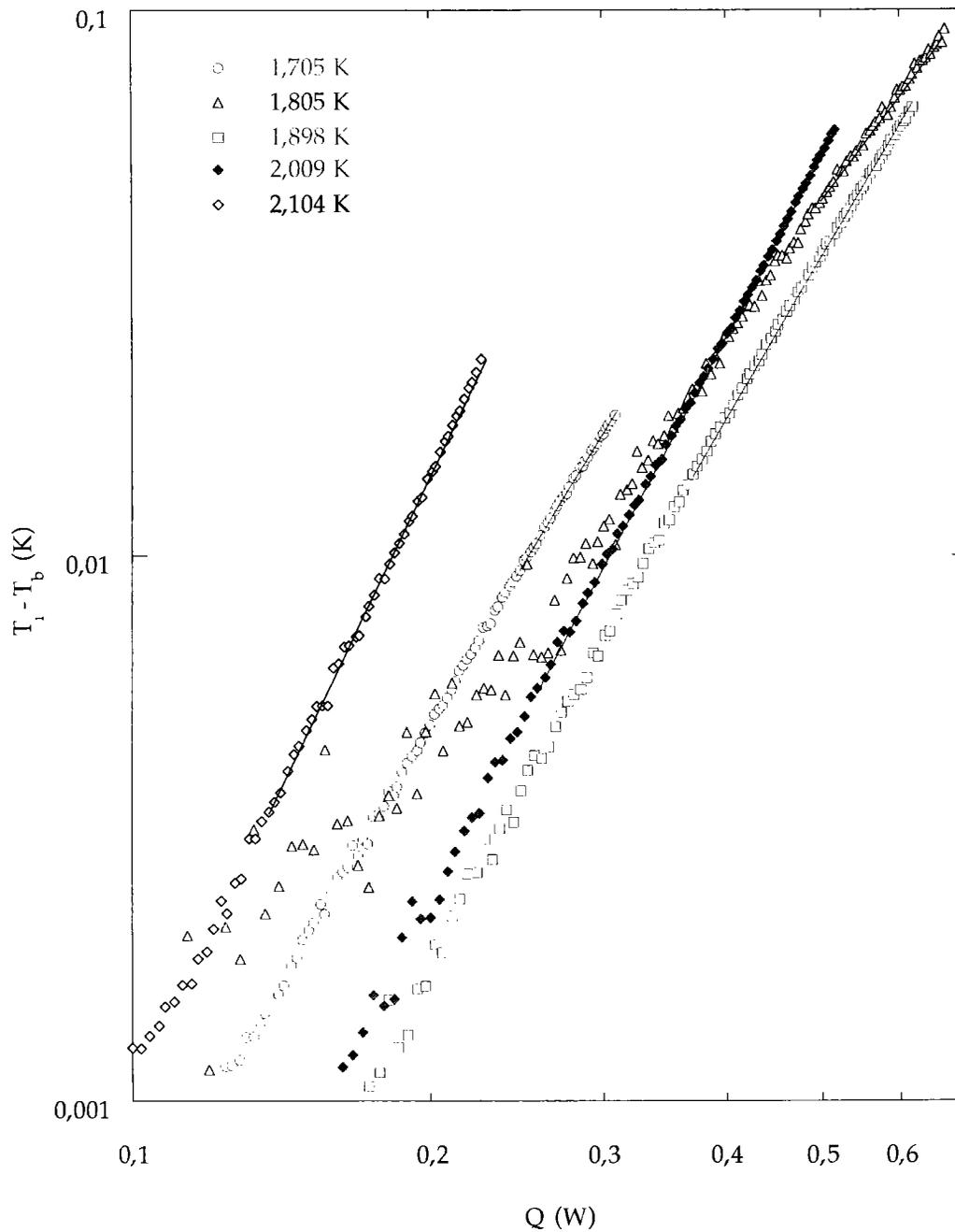


Figure III.38. Courbes d'échauffement en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B21'.

Tableau III.24. Résultats du lissage en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B21'.

$T_b$ (K)	$(A/L^{1/3})\Sigma$ ( $10^{-5} \text{ m}^{5/3}$ )	$(A/L^{1/3})\Sigma/A_t$ ( $10^{-3} \text{ m}^{-1/3}$ )
1,705	$6,13 \pm 0,16$	6,10
1,805	$5,98 \pm 0,10$	5,95
1,898	$5,97 \pm 0,11$	5,94
2,009	$5,86 \pm 0,10$	5,83
2,104	$6,39 \pm 0,14$	6,36

## VII.1.6. Echantillon B22

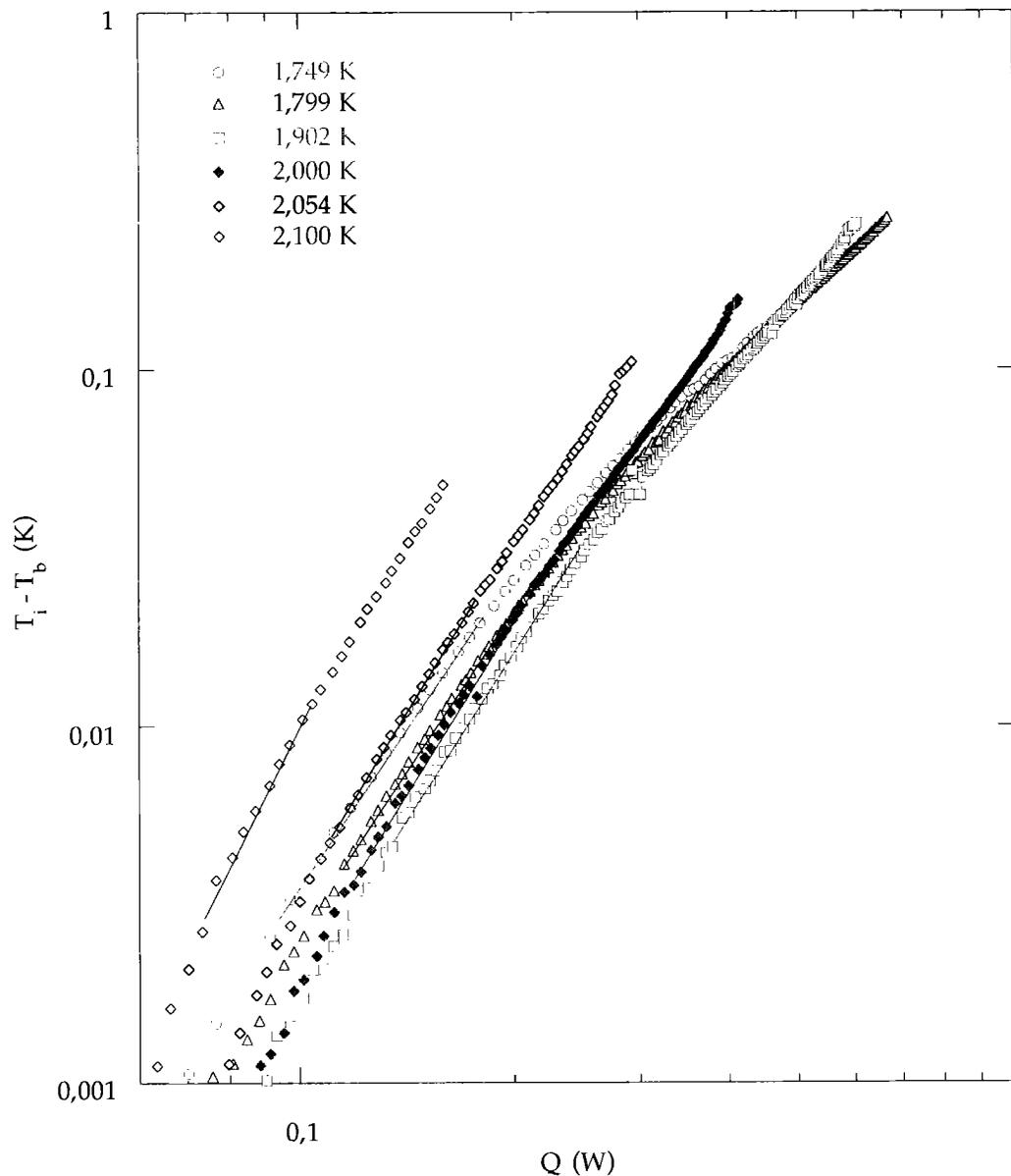


Figure III.39. Courbes d'échauffement en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B22.

Tableau III.25. Résultats du lissage en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B22.

$T_b$ (K)	$(A/L^{1/3})\Sigma$ ( $10^{-5} \text{ m}^{5/3}$ )	$(A/L^{1/3})\Sigma/A_t$ ( $10^{-3} \text{ m}^{-1/3}$ )
1,749	$3,14 \pm 0,10$	3,14
1,799	$3,15 \pm 0,06$	3,15
1,799	$3,15 \pm 0,12$	3,16
1,902	$3,11 \pm 0,06$	3,12
1,900	$3,11 \pm 0,08$	3,11
2,001	$3,07 \pm 0,06$	3,07
2,055	$3,18 \pm 0,08$	3,17
2,102	$3,50 \pm 0,24$	3,51

## VII.1.7. Echantillon B22'

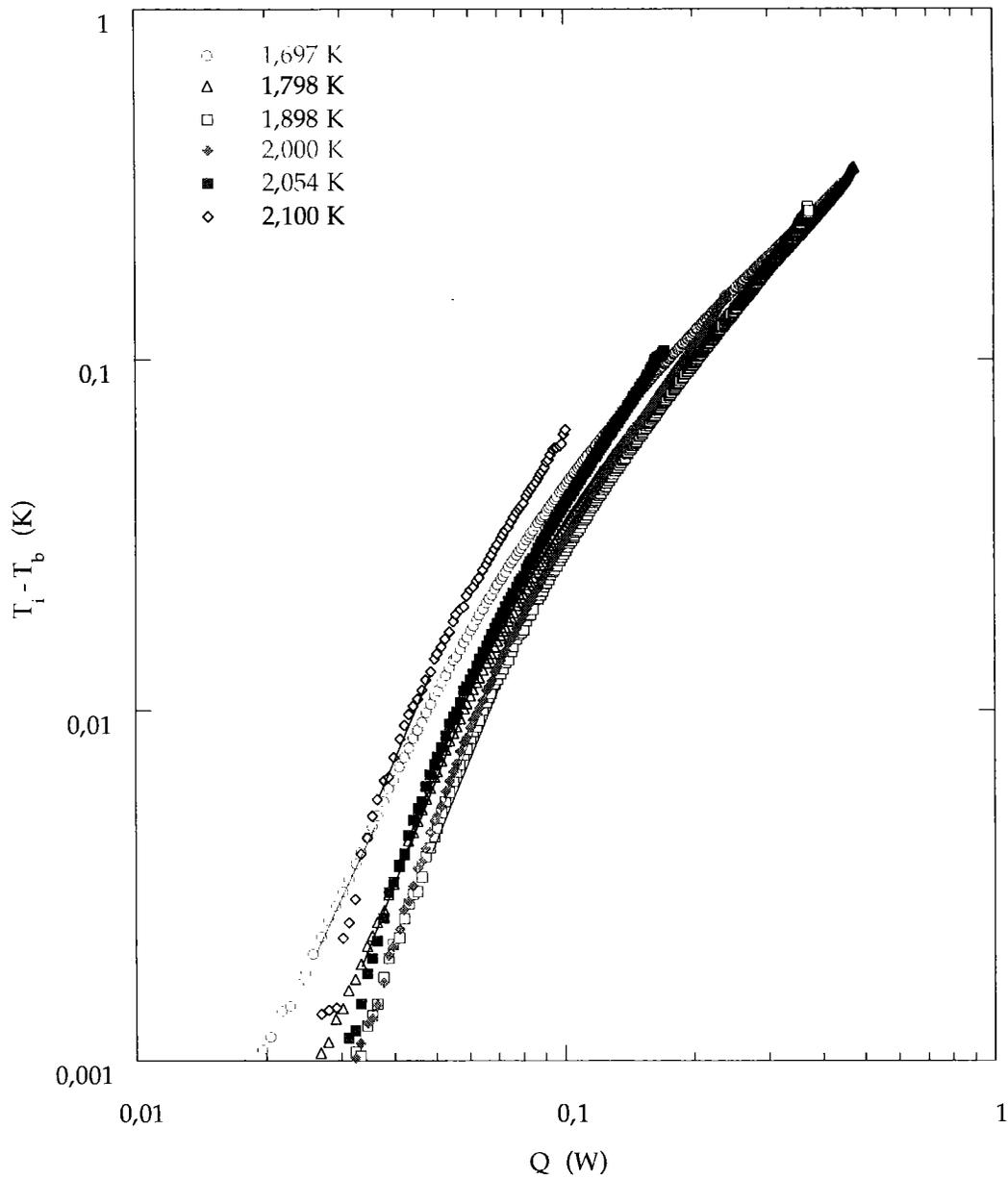


Figure III.40. Courbes d'échauffement en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B22'.

Tableau III.26. Résultats du lissage en régime de Gorter-Mellink pour l'échantillon B22'.

$T_b$ (K)	$(A/L^{1/3})\Sigma (10^{-5} \text{ m}^{5/3})$	$(A/L^{1/3})\Sigma / A_t (10^{-3} \text{ m}^{-1/3})$
1,697	$1,15 \pm 0,07$	1,15
1,798	$1,18 \pm 0,04$	1,18
1,898	$1,17 \pm 0,05$	1,18
1,898	$1,18 \pm 0,08$	1,18
2,000	$1,19 \pm 0,06$	1,19
2,054	$1,27 \pm 0,08$	1,27
2,100	$1,41 \pm 0,14$	1,42

## VII.2. Evolution de $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$ en fonction de la température

La figure III.41 présente l'ensemble des résultats de la détermination de  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  en présentant cette grandeur rapportée à la section de l'échantillon afin de pouvoir effectuer une comparaison des différents échantillons.

La première remarque à faire est qu'aux incertitudes de détermination près cette valeur est indépendante de la température, ce qui justifie l'utilisation de la loi de Gorter-Mellink dans cette partie de la courbe d'échauffement. On remarque, quand même, pour l'ensemble des échantillons que la valeur déterminée à 2,1 K est supérieure. Cet effet est systématique. La réponse à cette interrogation exclut que cet effet pourrait provenir d'une erreur dans la méthode de lissage puisque que pour les autres températures les valeurs sont homogènes. On peut admettre que cet effet provient de la connaissance de la loi  $f(T)$  en régime de Gorter-Mellink qui serait donc inférieure à la vraie loi. On considère cet effet comme provenant d'une erreur systématique sur la loi  $f(T)$  en fonction de la température. En effet, aux vues des références déjà citées les incertitudes sur la connaissance de cette loi sont maximales aux températures proches de  $T_{\lambda}$ , l'incertitude provient plus encore de l'exactitude des mesures à ces températures. On retiendra comme valeur moyenne de  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  les valeurs présentées dans le tableau III.27. De plus en supposant que la longueur des canaux ne change pas alors l'augmentation de ce coefficient est synonyme de l'augmentation de la section des canaux. Cet effet va à l'encontre de ce qui a été observé en régime de Landau.

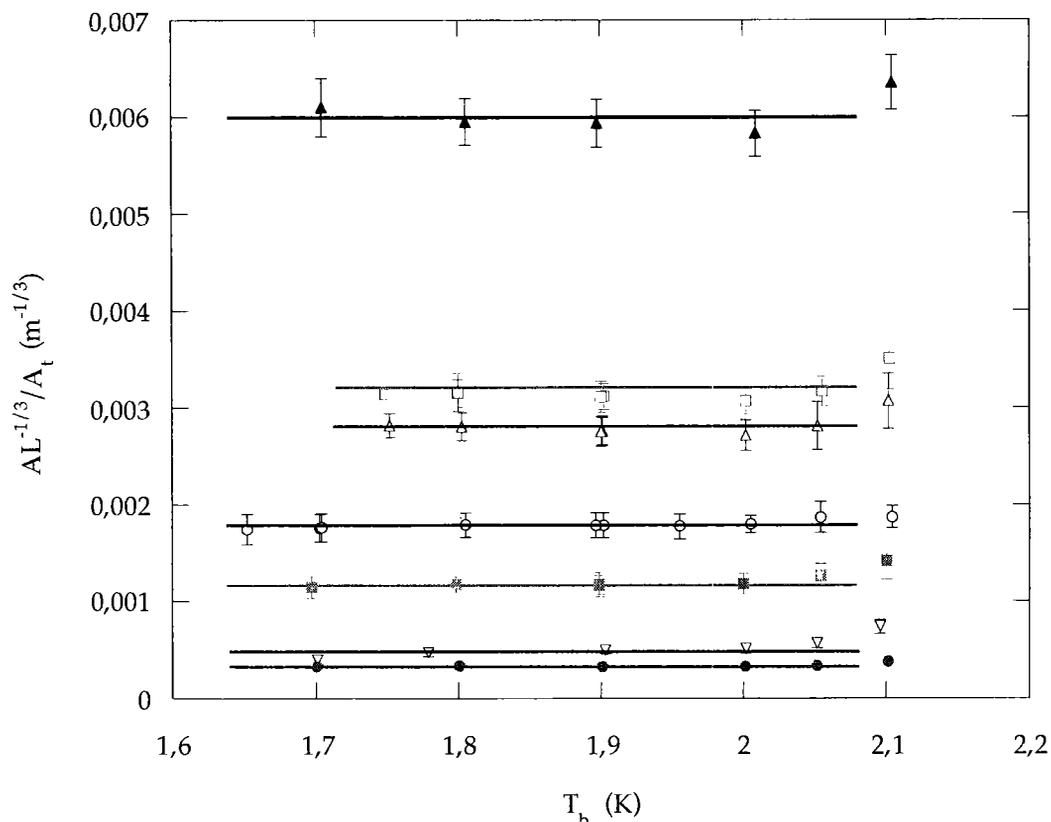


Figure III.41. Evolution en fonction de la température du bain pour différents échantillons.

Légende : O : B15; \* : B18; □ : B22; ∇ : B6; ▲ : B21'; ■ : B22; △ : B21.

Tableau III.27. Résultats du lissage en régime de Gorter-Mellink pour différents échantillons.

	$(A/L^{1/3})_{\Sigma}(10^{-5} \text{ m}^{5/3})$	$(A/L^{1/3})_{\Sigma}/A_t (10^{-3} \text{ m}^{-1/3})$
B6	$0,49 \pm 0,03$	$0,49 \pm 0,04$
B15	$0,95 \pm 0,07$	$1,79 \pm 0,01$
B18	$0,34 \pm 0,13$	$0,34 \pm 0,01$
B21	$2,79 \pm 0,96$	$2,77 \pm 0,15$
B21'	$5,98 \pm 1,19$	$5,95 \pm 0,25$
B22	$3,12 \pm 0,83$	$3,12 \pm 0,15$
B22'	$1,18 \pm 0,68$	$1,19 \pm 0,10$

### VII.3. Comparaison de $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$ au regard de la structure des isolations

#### VII.3.1. Influence du matériau de la seconde couche

L'échantillon B6 possède une seconde couche composée de fibre de verre pré-imprégnée de résine époxy alors que l'échantillon B22' possède une seconde couche composée de bande de Kapton® XRCI adhésif. La différence de comportement thermique et le rapport entre les coefficients  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}/A_t=0,49 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1/3}$  pour B6 et  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}/A_t=1,19 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1/3}$  pour B22' montrent que la résine de la fibre de verre flue lors de la polymérisation. Si l'on considère que les canaux possèdent tous la même longueur alors le fluage de la résine réduit fortement la section de passage du flux de chaleur dans un rapport de 2,4.

On remarque à faible  $\Delta T$  de chaleur que l'isolation B22' est plus performante que l'isolation B18 ou B6, ceci provient du fluage de la résine époxy sur les zones où les canaux sont supposés déboucher. Par contre à fort  $\Delta T$  de chaleur leur comportement thermique est identique. La perméabilité joue un rôle à faible  $\Delta T$  où le transfert de chaleur est dominé par l'He II. Par exemple pour  $10 \text{ W/m}^2$ , on retrouve ce rapport pour les  $\Delta T$ . Par contre à fort  $\Delta T$ , les deux échantillons étant peu perméables, le transfert de chaleur est dominé par la conduction et l'écart de température entre les deux échantillons reste pratiquement constant (40 mK) pour un flux donné.

L'échantillon B15 peut être comparé aux précédents. Sa seconde couche est composée d'une double couche de Kapton® XRCI dont les faces sont adhésives. Cet échantillon est plus poreux que les deux échantillons précédents. En effet le coefficient  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}/A_t$  est 1,76 plus grande que celui de B22' et 4,28 fois plus grand que celui de B6. Le fait que cette isolation présente un comportement thermique plus efficace que celui de l'isolation B22' est surprenant. La couche du côté de la première couche de l'isolation B22' n'est pas adhésive, ce qui laisse la première couche "libre" et augmente la section de passage de la chaleur. Cette couche est adhésive pour l'isolation B15.

Les isolations B18 et B21 sont des isolations dont les secondes couches sont à matériau fibreux et à bandes jointives. La différence entre les échantillons B18 et B21 se situe en seconde couche où l'isolation B18 possède une isolation

composée d'une bande de Kapton® adhésif et de tissu de Kevlar® et de fibre de verre. Pour l'isolation B21 la bande de Kapton® adhésif est substitué à la fibre de verre. Le comportement thermique de l'échantillon B18 est plus conducteur que celui de l'échantillon B21. Le fait que la résine époxy contenue dans la fibre de verre flue et bouche une partie des canaux peut expliquer cette différence. Surtout que la colle polyimide en surface des bandes de Kapton® adhésif flue moins que la résine époxy contenue dans la fibre de verre. Mais à l'examen de l'échantillon B21, il semble que la perméabilité provienne de la non-jonction entre le tissu sec et le Kapton®, contrairement à B18 où cette jonction est assurée par la résine.

La modification que nous avons réalisée sur l'isolation B21 est intéressante à plusieurs points de vue. On rappelle que l'isolation B21 a été modifiée. Le tissu de Kevlar® et fibre de verre tissé a été retiré pour créer l'isolation B21'. Le comportement thermique de ces deux échantillons est dominé par les transferts de chaleur en He II mais on note que le coefficient  $(A/L^{1/3})_{\Sigma} / A_t$  de l'échantillon B21' est 2,16 plus grand que celui de l'échantillon B21. Ce qui suggère que le tissu de Kevlar® et de fibre verre, qui n'est pas imprégné de résine époxy, bouche la section de passage des canaux.

On retrouve à l'examen du comportement thermique des différents échantillons B, les propriétés thermiques qui ont été mises en évidence dans le chapitre précédent.

### VII.3.2 Influence de la composition de la première couche

Les échantillons B22' et B25 possèdent la même seconde couche, mais la première couche de l'isolation B25 est composée d'une double couche de bande de Kapton® HN enrubannée avec un recouvrement de 50 % alors l'isolation B22' a été réalisée avec une seule couche. Le deuxième enrubannage de la première couche doit boucher les canaux créés par le premier enrubannage.

### VII.3.3. Influence de l'espacement de la seconde couche

La différence entre les courbes d'échauffement et la différence des sections des canaux d'hélium entre les échantillons B22 et B22' montre que l'espacement pour des isolations de type Kapton®-Kapton® est un élément important. La différence de largeur d'espacement (2 mm pour B22 et 4 mm pour B 22') est pratiquement égale à la différence entre les sections équivalentes du réseau de canaux d'hélium. En effet le rapport des coefficients  $(A/L^{1/3})_{\Sigma} / A_t$  est de 2,6.

## VIII. Caractéristiques dimensionnelles des canaux d'hélium

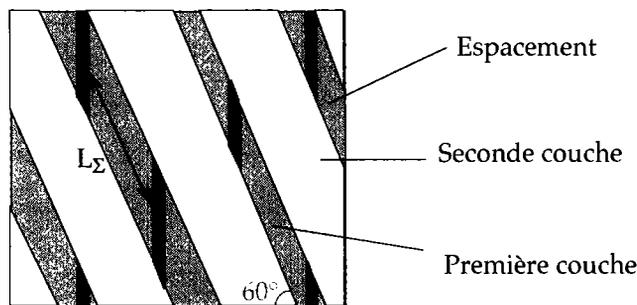
### VIII.1. Dimension $d_\Sigma$ et section $A_\Sigma$ du réseau de canaux d'hélium

A partir de  $(Ad^2/L)_\Sigma$  et de  $(A/L^{1/3})_\Sigma$  on se propose de déterminer les différentes caractéristiques géométriques équivalentes du réseau de canaux en se basant sur une hypothèse simple concernant la longueur équivalente des canaux  $L_i$ . Ces dimensions géométriques sont déterminées uniquement pour les échantillons B22 et B22', seuls à avoir été testés à la fois en régime de Gorter-Mellink et en régime de Landau.

#### VIII.1.1. Longueurs équivalentes du réseau de canaux d'hélium

Deux hypothèses sont nécessaires à la détermination de la section équivalente  $A_\Sigma$  et de l'épaisseur équivalente des canaux  $d_\Sigma$ . Nous utiliserons la notation  $A_\Sigma$  pour la section équivalente et  $d_\Sigma$  pour le diamètre équivalent du réseau de canaux. Il est bien entendu que cette notation ne signifie pas que la somme des diamètres est égale à  $d_\Sigma$ . Il s'agit de garder à l'esprit que ces grandeurs sont représentatives du réseau de canaux et que si elles ont une signification physique, elle s'approcherait d'une valeur moyenne au regard des transferts de chaleur.

La première hypothèse est de considérer que les longueurs des canaux d'hélium formant le faisceau sont toutes égales à la largeur moyenne de la bande de seconde couche rapportée à l'angle que fait la première et la deuxième couche entre elle, c'est-à-dire  $L_\Sigma = 5,5 / \sin(30^\circ) = 11$  mm comme le montre la figure III.42. On écrit alors que  $L_i = L_\Sigma$ .



Vue de dessus

Figure. III.42. Définition de la longueur  $L_\Sigma$  moyenne d'un canal.

On supposant que la longueur est identique en régime de Landau et en régime de Gorter-Mellink, le coefficient  $(A/L^{1/3})_\Sigma$  permet de déduire la section équivalente de passage de chaleur en He II  $A_\Sigma$ . On en déduit même que

$$A_{\Sigma} = \sum_{i=1}^N A_i \quad [\text{III.15}]$$

La combinaison de  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  et de  $(Ad^2/L)_{\Sigma}$  permet de déduire le diamètre équivalent  $d_{\Sigma}$  de passage du flux de la chaleur des canaux pour les deux régimes. Ce diamètre équivalent n'est pas la somme des diamètres des  $N$  canaux.

Notons que la section de passage  $A_{\Sigma}$  correspond à la section de passage de la chaleur en He II en régime de Gorter-Mellink et elle correspond à la section de passage de la chaleur en régime de Landau pour les forts flux de chaleur puisque pour ce régime cette section diminue lorsque la température augmente (ou l'écart de température).

### VIII.1.2. Dimensions du réseau de canaux d'hélium

Bien que nous ayons auparavant considéré que  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  est une constante en fonction de la température nous avons quand même calculé pour chaque température la section équivalente  $A_{\Sigma}$  et l'épaisseur équivalente du réseau de canaux d'hélium  $d_{\Sigma}$ . afin d'estimer l'erreur sur la connaissance de ces dimensions.

Tableau III.28. Section et épaisseur équivalente pour les échantillons B22 et B22'.

$T_b$ (K)	B 22		B 22'	
	$A_{\Sigma}$ ( $10^{-6}$ m <sup>2</sup> )	$d_{\Sigma}$ ( $\mu$ )	$A_{\Sigma}$ ( $10^{-6}$ m <sup>2</sup> )	$d_{\Sigma}$ ( $\mu$ )
1,7	6,98		2,55	21,2
1,8	7,00	29,0	2,62	19,8
1,9	7,01	27,8	2,61	17,8
2,0	6,82	25,7	2,64	16,2
2,05	7,04		2,81	15,5
2,1	7,79	19,1	3,1	13,2

On ne retiendra comme valeur la moyenne de celles comprises entre les températures de bain comprises entre 1,7 et 2,0 K. Les sections équivalentes sont définies avec une grande précision. La variation de la valeur en fonction de la température est d'environ 2 % pour la section équivalente et de 4 % pour le diamètre équivalent.

## VIII.2. Vérification des hypothèses

### VIII.2.1. Modèle thermique

Nous avons utilisé une modélisation numérique pour déterminer par le calcul de l'épaisseur équivalente du réseau de canaux sans faire aucune hypothèse sur la longueur des canaux. Le système modélisé est un canal

d'hélium élémentaire à deux dimensions correspondant à l'espacement des bandes de seconde couche et à la largeur de recouvrement de la première couche, en respectant l'angle d'enrubannage des deux couches. Nous avons fait deux hypothèses à savoir le nombre de canaux composant le réseau et la largeur des canaux d'hélium. Le nombre de canaux d'hélium est le nombre possible de canaux débouchants présentés dans le tableau III.6. Pour B22, ce nombre est de 56 alors que pour B22' il vaut 62. La largeur d'un canal correspond à l'espacement des secondes couches à savoir 4 mm pour B22 et 2 mm pour B22'.

Ces calculs ont été effectués en régime de Landau ce qui a permis de s'affranchir de la modélisation des éléments solides. Le calcul considère N canaux dans le réseau de canaux d'hélium ayant la même épaisseur et la même section. La méthode de calcul itérative consiste à déterminer l'épaisseur de ces N canaux pour un couple de mesure  $[\Delta T, Q]$ . A chaque température de bain l'épaisseur est déterminée pour 5 points de mesure. Les résultats, présentés dans les tableaux III.29 et III.30, sont les moyennes de ces calculs.

Tableau III.29. Section et épaisseur équivalente de B22.

$T_b$ (K)	$d_\Sigma$ ( $\mu$ )	$d_\Sigma$ ( $\mu$ ) (Calcul)
		25,5 $\pm$ 0,5
1,8	29,0	25,7 $\pm$ 0,5
1,9	27,8	22,7 $\pm$ 0,4
2,0	25,7	22,2 $\pm$ 0,3
2,11	19,1	19,1 $\pm$ 0,7

Les résultats montrent que les épaisseurs calculées sont inférieures à celles déterminées à l'aide des résultats expérimentaux. La différence relative est d'environ 10 % pour B22 alors que pour B22' elle est inférieure. Ce qui signifie cette longueur utilisée  $L_\Sigma$  a été surestimée. En effet comme le montre la figure III.43 le gradient de chaleur dans un canal n'est pas effectif sur toute la longueur. La longueur réelle de  $L_\Sigma$  sur laquelle le transfert de chaleur est effectif est inférieure à 11 mm. Nous avons estimé cette longueur pour que les dimensions déterminées à partir des résultats expérimentaux soient égales avec les valeurs calculées. Pour l'échantillon B22, la longueur  $L_\Sigma$  est estimée à 8 mm, alors que pour l'échantillon B22' elle est de 9 mm.

Tableau III.30. Section et épaisseur équivalente de B22'.

$T_b$ (K)	$d_\Sigma$ ( $\mu$ )	$d_\Sigma$ ( $\mu$ ) (Calcul)
1,7	21,2	19,7 $\pm$ 0,4
1,8	19,8	18,7 $\pm$ 0,2
1,9	17,8	17,5 $\pm$ 0,3
2,0	16,2	16,3 $\pm$ 0,1
2,05	15,5	
2,1	13,2	14,0 $\pm$ 0,2
2,120		14,5 $\pm$ 0,2
2,13		13,9 $\pm$ 0,3
2,139		13,0 $\pm$ 0,4
2,148		8,7 $\pm$ 0,3
2,152		9,5 $\pm$ 0,5

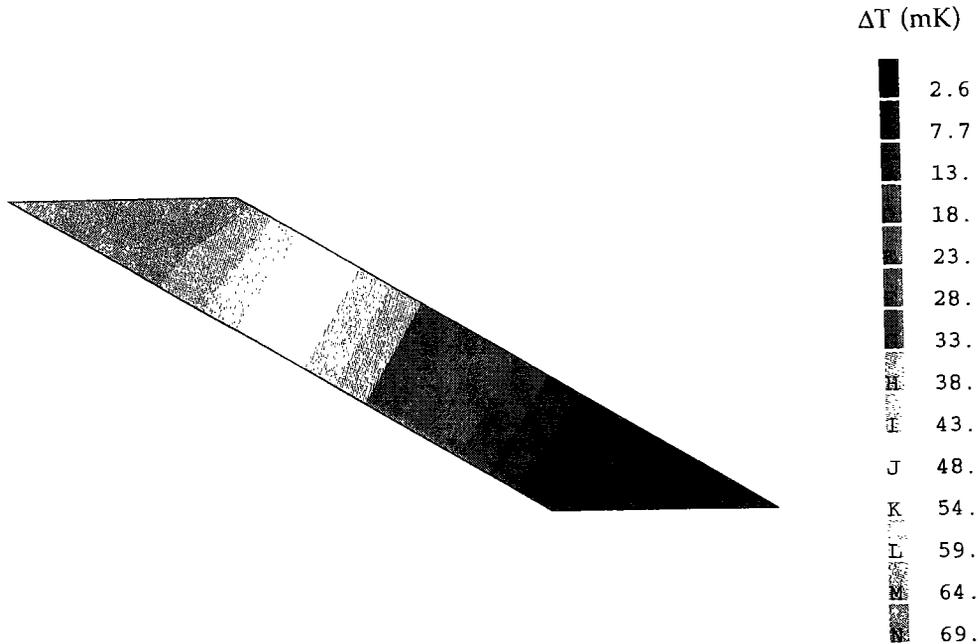


Figure III.43. Isothermes dans un canal élémentaire.

Bien qu'il donne la valeur de la dimension des canaux d'hélium, ce calcul apporte bien plus sur la compréhension de la géométrie des canaux d'hélium. Il confirme les hypothèses quant à la structure des canaux débouchants que nous avons supposé pour construire le modèle parallèle. Les canaux débouchants sont donc ceux formés par la première couche de l'isolation et débouchants dans les espacements de la seconde couche. Il confirme que tous ces canaux sont débouchants. Il confirme aussi que le transfert de chaleur global peut être modélisé par un flux de chaleur transporté par ces canaux en parallèle avec la conduction dans le solide.

### VIII.2.2. Flux de chaleur, vitesses et Reynolds critiques

Lors de l'analyse des résultats nous avons supposé qu'en régime de Landau le flux de chaleur est donné par la loi laminaire bien connue. Nous avons vérifié aussi qu'en lissant les résultats avec une de type  $\Delta T = f(Q^n)$ , la puissance de ces lois étaient proche de 1. Il nous paraît important de vérifier cette hypothèse plus rigoureusement à partir des valeurs des flux de chaleur pour les échantillons dont nous avons déterminé les sections de passage de la chaleur  $A_\Sigma$ . Pour vérifier ces hypothèses nous allons construire la vitesse critique de la composante normale maximale à savoir celle qui correspond à  $Q_c$ . Ce qui permettra de vérifier si l'ensemble de l'intervalle de flux de chaleur en régime de Landau est régi par un régime laminaire ou pas.

La vitesse maximale de la composante normale  $|\bar{v}_n|_{\max}$  de l'He II en régime de Landau peut être reliée à la densité de flux critique  $|\bar{q}_c|$  d'après:

$$|\bar{\vartheta}_n|_{\max} = \frac{|\bar{q}_c|}{\rho_s T} \quad [\text{III.16}]$$

Si l'on considère que cette définition est valable pour l'ensemble du réseau de canaux d'hélium alors on peut définir la vitesse critique maximale moyenne du réseau

$$|\bar{\vartheta}_n|_{\max, \Sigma} = \frac{Q_c}{\rho_s T A_\Sigma} \quad [\text{III.17}]$$

Un nombre de Reynolds équivalent peut être construit à partir de cette vitesse maximale. Ce nombre de Reynolds est défini comme un nombre de Reynolds pour les canaux à grand rapport de forme et il est construit à partir de l'épaisseur du canal tel que

$$\text{Re}_\Sigma = \frac{\rho d_\Sigma |\bar{\vartheta}_n|_{\max, \Sigma}}{\eta} = \left( \frac{d}{A} \right)_\Sigma \frac{Q_c}{\eta s T} \quad [\text{III.18}]$$

En combinant les deux caractéristiques géométriques déterminées en régime de Landau  $(Ad^2/L)_\Sigma$  et en régime de Gorter-Mellink  $(A/L^{1/3})_\Sigma$  et

$$\left( \frac{d}{A} \right)_\Sigma \approx \sqrt{\left( \frac{Ad^2}{L} \right)_\Sigma / \left( \frac{A}{L^{1/3}} \right)_\Sigma^3} \quad [\text{III.19}]$$

Ce qui signifie qu'aucune hypothèse supplémentaire, quant à la taille des canaux ou leur longueur, n'est nécessaire pour construire le nombre de Reynolds équivalent du réseau. Les tableaux III.31 et III.32 présentent les résultats pour les échantillons B22 et B22'. La vitesse critique équivalente de la composante superfluide peut être aussi construite sachant que toutes les mesures ont été réalisées en contre-écoulement ou  $\rho_s \bar{\vartheta}_s + \rho_n \bar{\vartheta}_n = \bar{0}$  alors,

$$|\bar{\vartheta}_{sc}|_\Sigma = \frac{\rho_n (q_c)_\Sigma}{\rho_s \rho_s T} = \frac{\rho_n}{\rho_s} \frac{Q_c}{\rho_s T A_\Sigma} \quad [\text{III.20}]$$

Tableau III.31. Densité de flux de chaleur, vitesse et nombre de Reynolds critiques pour B22.

$T_b$ (K)	$(q_c)_\Sigma$ ( $\text{wm}^{-2}$ )	$(\vartheta_{sc})_\Sigma$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\text{Re}_\Sigma$
1,692	3307,4		
1,802	4701,6	0,0157	180
1,831	5873,2		
1,900	6595,4	0,0247	157
2,000	7739,4	0,0355	105
2,110	5331,1	0,0451	19

Le nombre de Reynolds critique équivalent que nous venons de construire représente le nombre Reynolds maximal atteint dans le régime de Landau puisqu'il correspond au flux critique maximal en régime de Landau. Les valeurs de  $Re_{\Sigma}$  signifient que le mécanisme d'ensemble du réseau de canaux d'hélium est un mécanisme laminaire en régime de Landau puisque, quelle que soit la température du bain,  $Re_{\Sigma}$  est inférieur à la valeur du Reynolds critique séparant le régime laminaire du régime turbulent. Ces Reynolds critiques sont d'environ 1200 [Staas 1961].

On peut extrapoler ces résultats pour des températures de bain supérieures à 2,1 K où l'on peut considérer que  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  est constant alors que  $(Ad^2/L)_{\Sigma}$  décroît pour des températures s'approchant de  $T_{\lambda}$ . De plus nous avons vu que le flux de chaleur critique décroît à mesure que la température augmente pour des températures supérieures à 2,1 K environ. Ce qui laisse penser que pour des températures supérieures à 2,110 K, le régime de Landau est toujours laminaire.

Tableau III.32. Densité de flux de chaleur, vitesse et nombre de Reynolds critiques pour B22'.

$T_b$ (K)	$(q_c)_{\Sigma}$ ( $Wm^{-2}$ )	$(\bar{v}_{sc})_{\Sigma}$ ( $ms^{-1}$ )	$Re_{\Sigma}$
1,7	5004,9	0,0158	383
1,8	6163,5	0,0203	302
1,9	7864,7	0,0291	212
2,0	8403,8	0,0383	119
2,1	5454,3	0,0447	222

Nous pouvons conclure pour ces deux échantillons que le comportement thermique du réseau de canaux en régime de Landau est modélisable par la loi linéaire bien connue que nous avons utilisé pour l'analyse des résultats.

### VIII.2.3. Confinement

Nous nous sommes posé la question dans le chapitre sur la thermodynamique de l'hélium si des milieux de petite dimension peuvent modifier l'établissement de la turbulence superfluide. Nous avons présenté dans le paragraphe I.4.1.1 des critères permettant de décrire des phénomènes empêchant la turbulence superfluide de se développer pleinement. Le critère dominant est celui qui considère que l'écartement moyen des lignes de tourbillons doit être inférieur à la plus petite dimension du canal. Ce critère est donné par l'équation [I.30]  $\ell |\bar{v}_n - \bar{v}_s| \propto \hbar/m$  où  $\ell |\bar{v}_n - \bar{v}_s|$  est une fonction de la température (Figure I.8). Ce critère est représenté sur la figure III.44 pour un canal dont la plus petite dimension  $d$  est 20  $\mu$ . La droite représente la vitesse relative en dessous de laquelle la turbulence superfluide n'est pas considérée comme développée. L'intérêt d'une telle représentation peut s'appliquer aux échantillons testés. En effet si l'on construit une courbe représentant la vitesse relative critique où la turbulence est pleinement développée, c'est-à-dire pour le flux  $Q_{GM}$  en fonction de la température, nous allons pouvoir savoir si

globalement la turbulence dans le réseau de canaux est pleinement développée. Cette vitesse relative  $|\bar{v}_n - \bar{v}_s|_{\Sigma, GM}$  est définie par:

$$|\bar{v}_n - \bar{v}_s|_{\Sigma, GM} = \frac{Q_{GM}}{A_{\Sigma} \rho_s T} \left( 1 + \frac{\rho_n}{\rho_s} \right) \quad [III.21]$$

D'après cette construction,  $|\bar{v}_n - \bar{v}_s|_{\Sigma, GM}$  est la vitesse relative minimale de l'écoulement d'hélium dans le réseau de canaux en régime de Gorter-Mellink. On comprend que si l'on utilise un flux de chaleur  $Q$  compris entre  $Q_{GM}$  et  $Q_m$  la vitesse critique augmente, ce qui signifie que l'on s'éloigne du critère de la dimension minimale où la turbulence n'est pas considérée comme développée. Les vitesses relatives  $|\bar{v}_n - \bar{v}_s|_{\Sigma, GM}$  pour les échantillons B22 et B22' sont un ordre de grandeur supérieur à la vitesse relative critique délimitant le régime de turbulence développée du régime de transition pour un canal de  $20 \mu$  comme le montre la figure III.44.

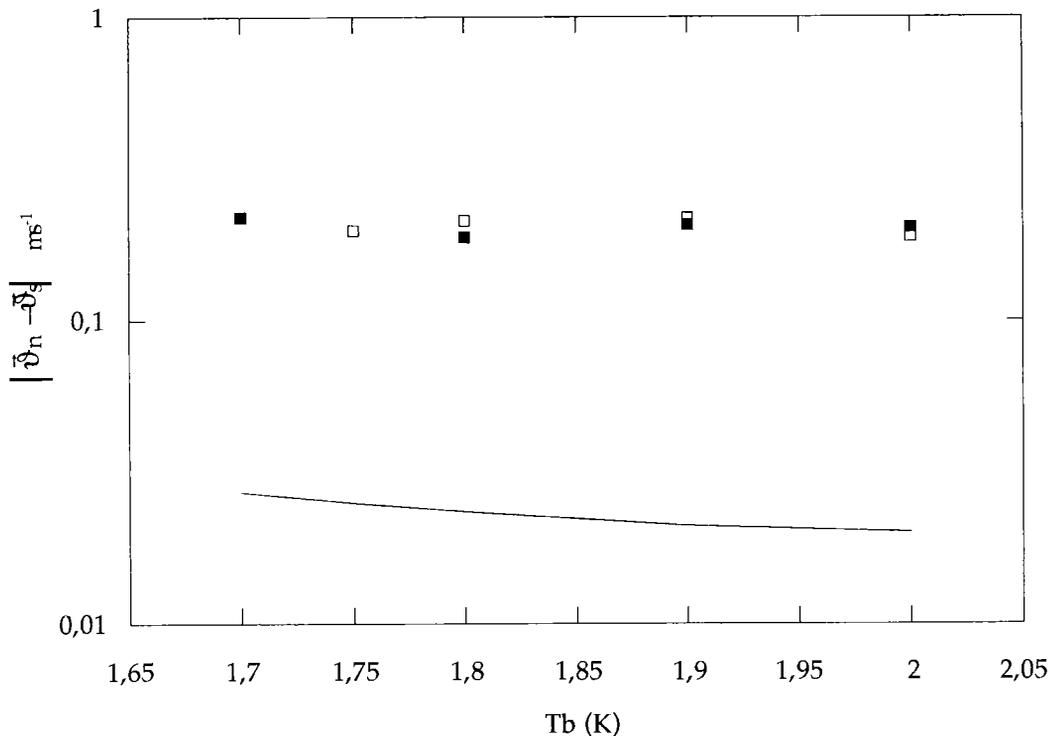


Figure III.44. Calculs des vitesses critiques à  $Q_{GM}$  en fonction de la température de bain.

Légende : — : Critère [I.30], □ : B22, ■ : B22' :

Ce résultat montre que dans la configuration du réseau de canaux telle que nous l'avons étudiée, l'influence de la dimension de canaux sur le développement de la turbulence superfluide apparaît globalement pour des canaux de dimensions d'environ  $2 \mu$  l'équation [I.30]. On remarque que les vitesses critiques  $|\bar{v}_n - \bar{v}_s|_{\Sigma, GM}$  sont identiques pour les deux échantillons. Ceci signifie que les densités de flux de chaleur  $q_{\Sigma, GM} = Q_{GM}/A_{\Sigma}$  sont identiques.

La densité de flux de chaleur transportée par hélium à travers le réseau pour les deux échantillons B22 et B22' ont été tracées en fonction de l'écart de température pour  $T=1,9$  K. On retrouve les courbes présentées dans le chapitre sur l'hélium où la densité de flux de chaleur en régime de Gorter-Mellink est indépendante de la dimension du conduit et alors que pour le régime de Landau on retrouve cette dépendance. On retrouve que la taille équivalente des canaux de l'isolation B22' est inférieure à celle des canaux de l'isolation B22 (Figure III.45).

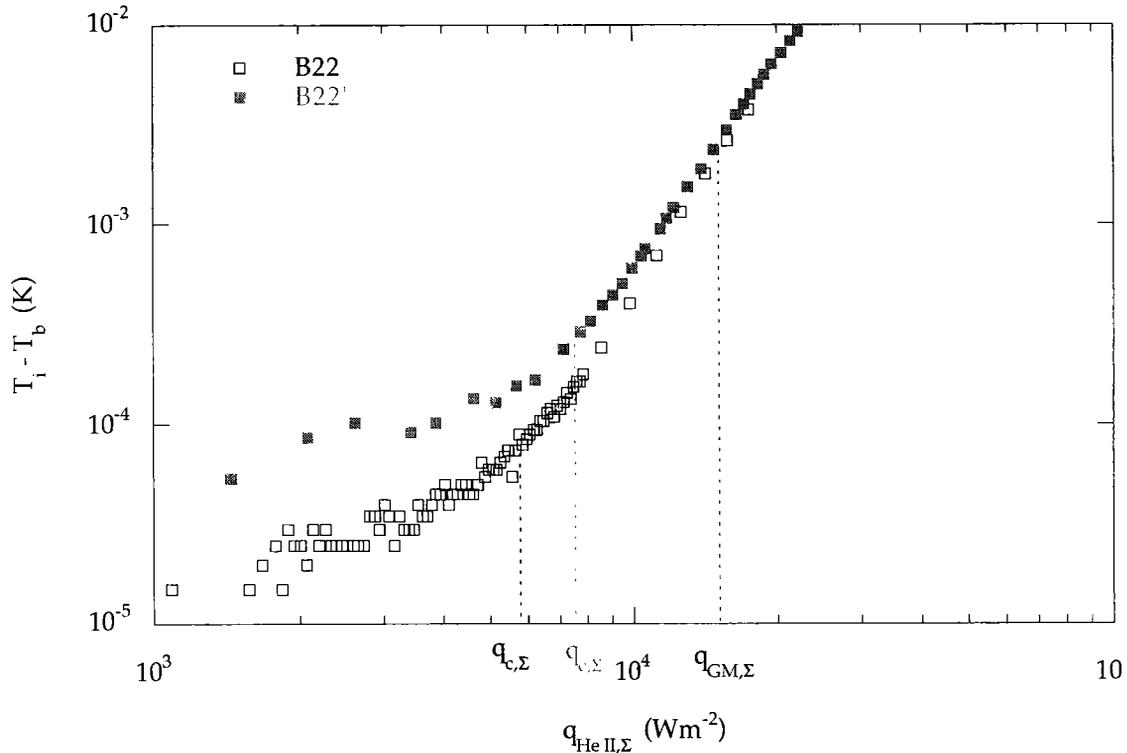


Figure III.45. Calculs des vitesses critiques à  $Q_{GM}$  en fonction de la température de bain.

#### VIII.2.4. Déplacement du point $\lambda$

Nous avons émis l'hypothèse que la décroissance de coefficient  $(Ad^2/L)_{\Sigma}$  en régime de Landau à l'approche de la température  $T_{\lambda}$  est due au phénomène du déplacement du point  $\lambda$  où pour une même température inférieure l'hélium confiné dans un milieu de dimension suffisamment petite se retrouve dans son état normal alors que le reste de l'hélium contenu dans un milieu de dimension supérieure est dans sa phase superfluide. En régime de Gorter-Mellink, le coefficient  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  ne subit aucune modification à l'approche de  $T_{\lambda}$ . La différence obtenue pour ces deux différents régimes s'explique parce que les dimensions affectées par le déplacement du point  $\lambda$  sont nettement inférieures à celle où la turbulence est développée. En effet si l'on utilise la loi d'évolution de la longueur de cohérence  $\xi = \xi_{\infty}(T_{\lambda}-T_b)^{2/3} = 2,74 \cdot 10^{-10} \times (T_{\lambda}-T_b)^{2/3}$  les dimensions affectées par le déplacement du point  $\lambda$  sont d'environ 20 Å alors que nous venons de déterminer que pour ces échantillons la turbulence est développée pour des

canaux dont les dimensions sont supérieures à  $2 \mu$ . Même si l'on admet un développement partiel de la turbulence superfluide pour des dimensions inférieures (régime de transition), on conçoit que pour des dimensions de l'ordre  $20 \text{ \AA}$  la turbulence ne soit pas développée. Cette différence de dimension pose un problème puisque que si en régime de Landau les dimensions de  $20 \text{ \AA}$  sont affectées et qu'en régime de Gorter-Mellink ce sont des dimensions de l'ordre du micron, cela signifie que la section de passage du flux de chaleur  $A_{\Sigma}$  est différente d'un régime à l'autre et qu'elle est de cinq ordres de grandeur plus grande en régime de Gorter-Mellink. Aux vues des courbes de transferts de la chaleur et des calculs précédents concernant cette dimension, il semble peu probable que les sections de passage de la chaleur soient différentes entre ces deux régimes thermiques.

La méconnaissance du milieu que nous étudions ne nous permet pas de conclure. Ce point reste en attente de plus amples investigations expérimentales.

### IX. Régime mixte

Comme nous l'avons présenté au paragraphe II.3.1.2. les transferts de chaleur dans ce type de milieu peuvent être modélisés par un transfert de chaleur en He II à travers les canaux d'hélium en parallèle avec un transfert conductif à travers le matériau solide. Ce paragraphe présente essentiellement la comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle pour différents échantillons typiques représentant un comportement thermique dominé par l'He II, un comportement thermique dominé par la conduction et un échantillon dont le comportement se situe entre les deux premiers comportements cités.

La figure III.46 présente la comparaison entre le modèle et les mesures pour l'échantillon B15 à la température de  $1,902 \text{ K}$ . On remarque tout d'abord que l'intervalle définissant le régime de Gorter-Mellink est très faible. La part maximale de la conduction est de  $36 \%$  pour  $Q^*$ . On retrouve aux faibles flux de chaleur que les résultats expérimentaux sont mieux approchés par un transfert en He II uniquement alors qu'en régime mixte le modèle se rapproche à  $10 \%$  des mesures expérimentales.

La figure III.47 présente l'évolution des écarts entre les mesures et le modèle en fonction du flux de chaleur pour différentes températures. Le flux de chaleur a été normalisé par le flux de chaleur maximal  $Q^*$ . A faible flux de chaleur le modèle prédit un flux de chaleur inférieur puisque le lissage en régime de Gorter-Mellink a été effectué sans tenir compte de la conduction. L'écart maximal est d'environ de  $10 \%$  quelle que soit la température du bain et ce pour un flux de chaleur proche de  $Q_m$  mais toujours supérieur à  $Q_m$ . On note que cette valeur maximale est obtenue pour une température de  $1,652 \text{ K}$  où en fin de régime mixte le flux de chaleur conductif représente  $40 \%$  du flux de chaleur total.

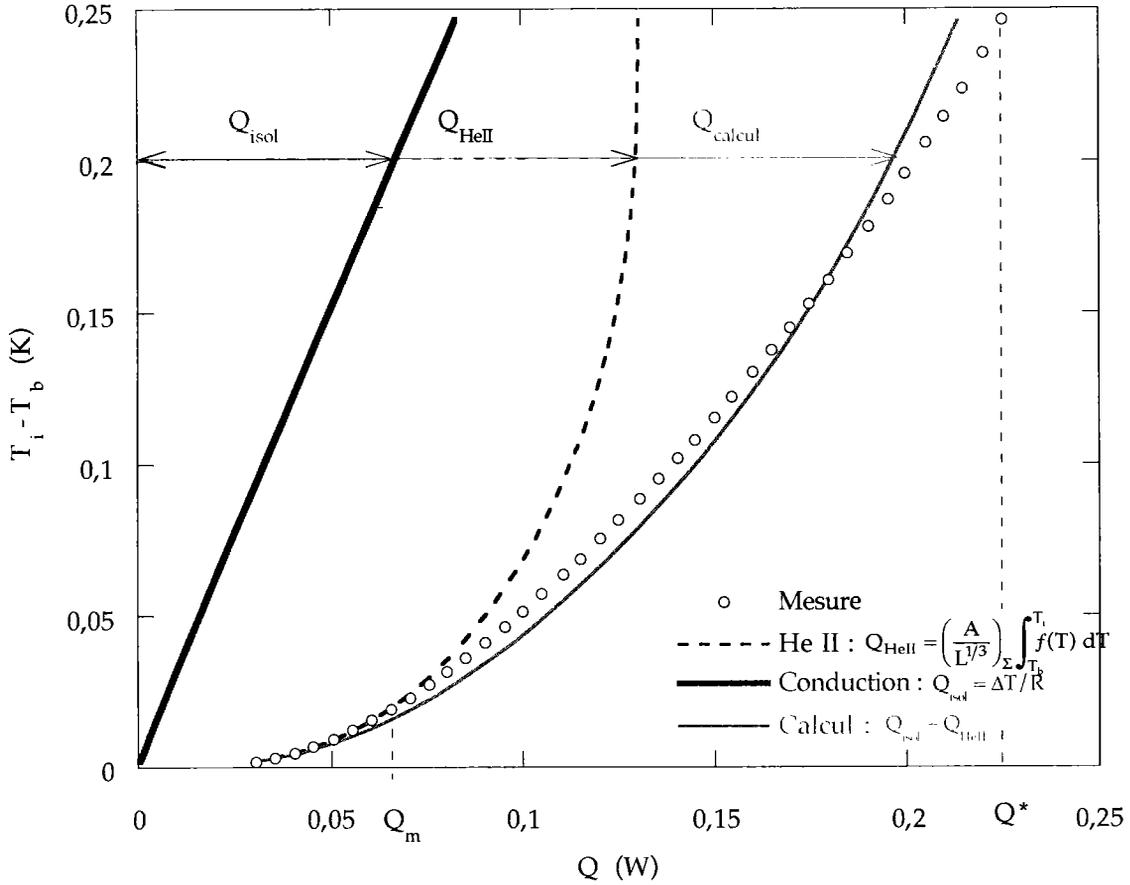


Figure III.46. Evolution des différents flux de chaleur pour l'échantillon B15 à 1,902 K.

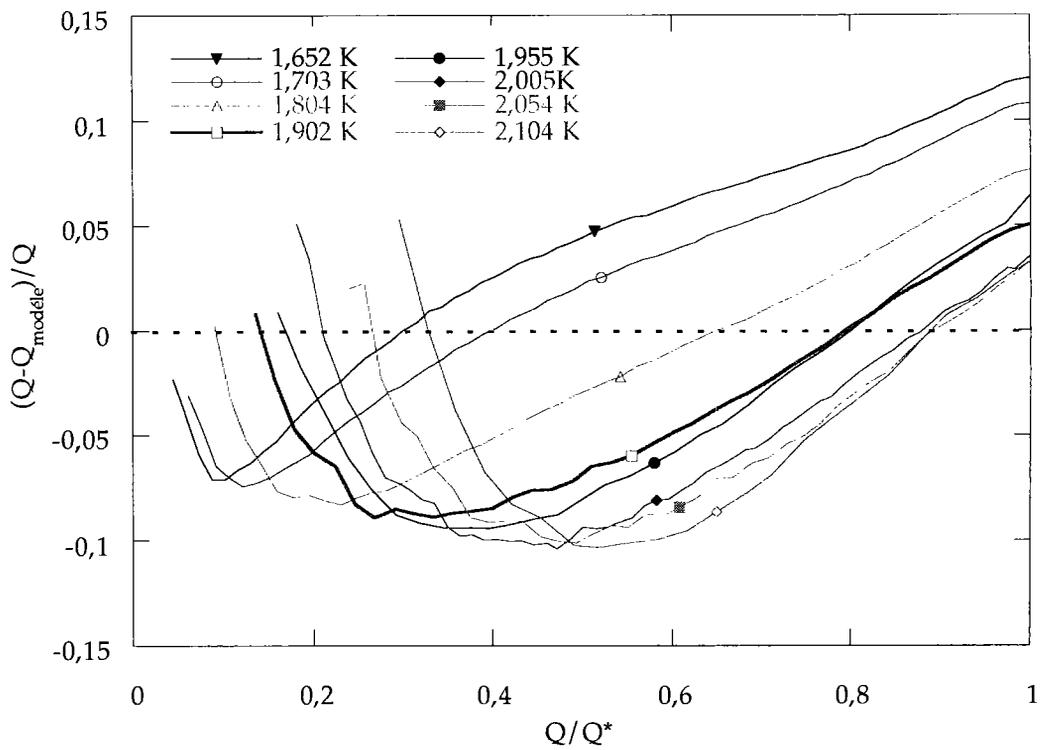


Figure III.47. Ecart relatif entre le modèle et les résultats expérimentaux pour B15.

L'échantillon dont il est intéressant de comparer le modèle aux mesures expérimentales est un échantillon dont le comportement thermique dominant est conductif. La figure III.48 présente les différents flux de chaleur estimés avec le flux de chaleur total mesuré pour l'échantillon B6 à la température de 1,903 K. On rappelle que le coefficient  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  a été déterminé en tenant compte de la conduction. Notons que ce coefficient a été déterminé sur un nombre de points expérimentaux plus important que la courbe sur la figure III.48 laisse apparaître. Comme nous l'avons remarqué au début de ce paragraphe le comportement thermique à fort flux est uniquement conductif. On remarque la pente de la courbe prédit par le modèle est supérieure parce qu'il englobe les transferts en He II. Par contre, cette courbe est supérieure aux mesures. Ce qui signifie que le coefficient  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  a été sous estimé lors de la détermination ou que la part de la conduction est sur estimée lors la détermination de la résistance thermique.

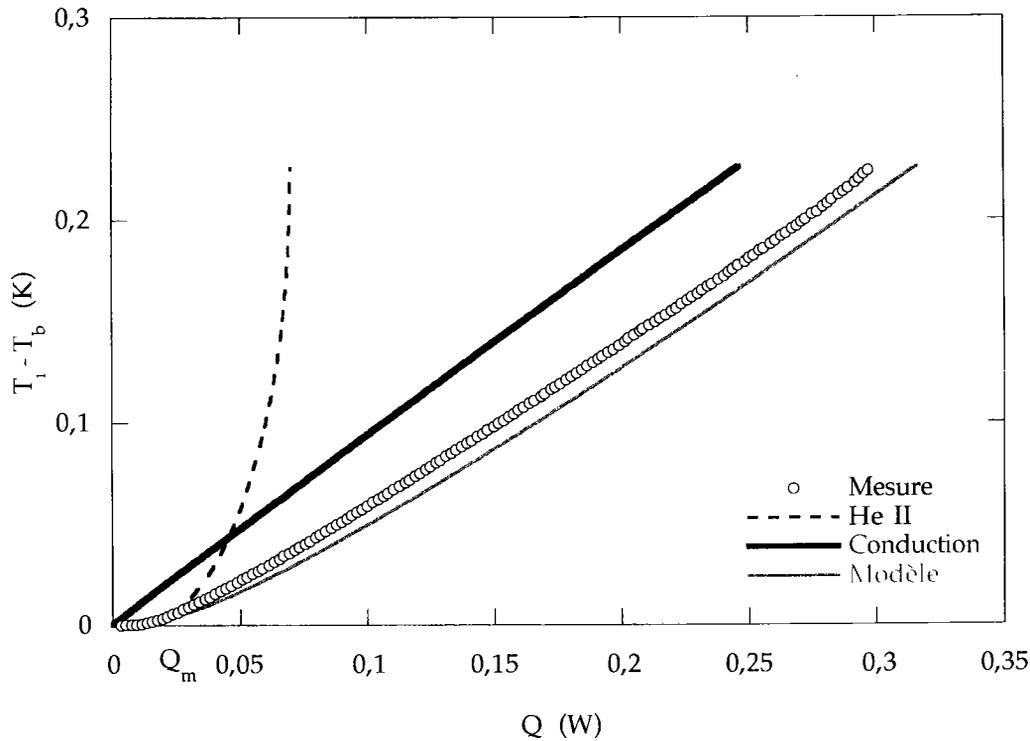


Figure III.48. Evolution des différents flux de chaleur pour l'échantillon B6 à 1,9 K.

On retrouve d'ailleurs cet écart sur la figure III.49, qui peut atteindre des valeurs proche de 10 % pour une température de 1,799 K. Cet écart à fort flux de chaleur diminue alors que la température du bain augmente. Il diminue parce que le flux de chaleur conductif est plus faible aux fortes températures car les écarts de température sont plus faibles. A faibles flux de chaleur, les valeurs du flux de chaleur pour un écart de température constant sont supérieures à ceux mesurés.

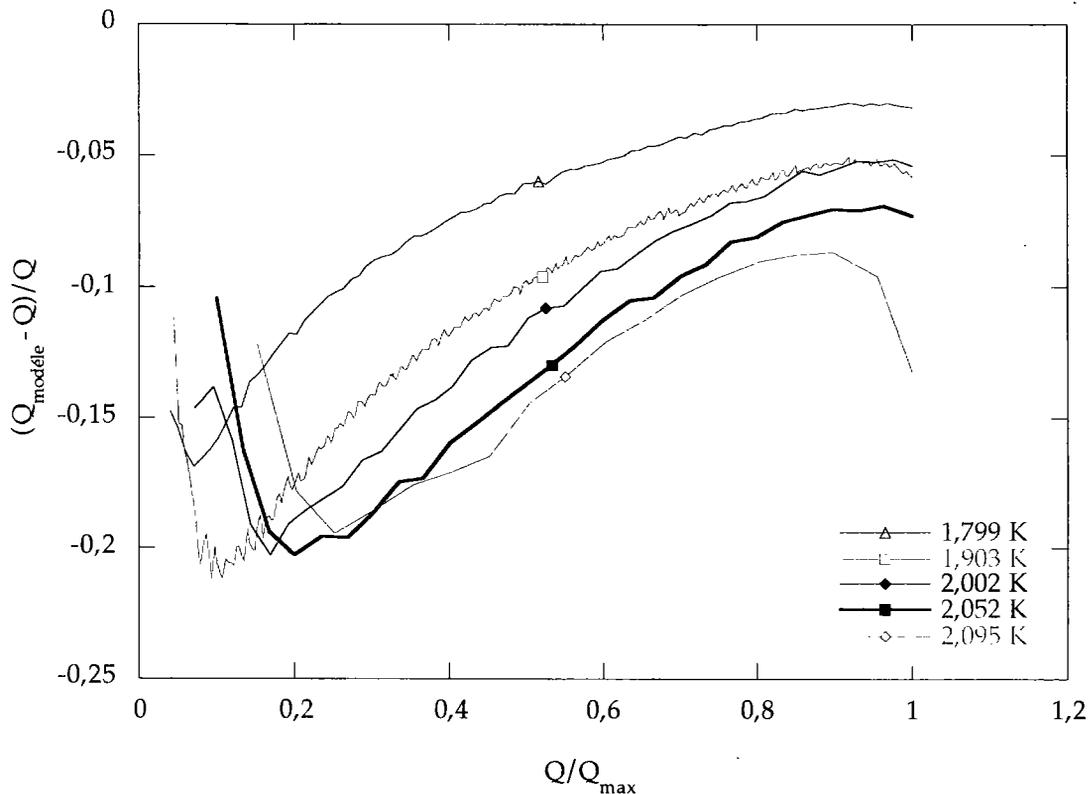


Figure III.49. Ecart relatif entre le modèle et les résultats expérimentaux pour B6.

La courbes III.50 présente une courbe d'échauffement et le modèle pour l'échantillon B21' à une température de 2,000 K. Nous avons présenté sur la même figure le transfert de chaleur purement conductif et le transfert de chaleur en He II.

Comme nous l'avons déjà remarqué lors de la présentation des résultats, le transfert de chaleur est dominé par les transferts de chaleur en He II même pour  $Q > Q_m$ . Le flux de chaleur maximal conductif ne représente que 13 % du flux de chaleur total. Le calcul réalisé à l'aide du modèle est supérieur sur tout l'intervalle de flux de chaleur au flux de chaleur total à écart de température constant. La figure III.50 présente l'écart relatif entre le modèle et la mesure et entre le flux de chaleur en He II et le flux de chaleur mesuré. On rappelle que le flux de chaleur en He II correspond au coefficient  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  que nous avons déterminé à partir des résultats expérimentaux. On présente  $(Q - Q_{\text{modèle}})/Q$  et  $(Q - Q_{\text{He II}})/Q$  sur la figure III.51. Elle montre que l'écart relatif entre le modèle et les mesures s'accroît à mesure que le flux de chaleur augmente. A fort flux de chaleur cet écart est d'environ 10 %, ce qui semble élevé compte tenu de l'incertitude sur le coefficient  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  qui est de 1,7 % et de l'incertitude maximale sur la connaissance de la conduction qui est de 3 %. Pour cet échantillon le flux de chaleur total est bien modélisé par un transfert de chaleur purement en He II sur tout l'intervalle du flux de chaleur, l'écart entre le flux de chaleur total et le flux de chaleur en He II est compris entre  $\pm 2$  %.

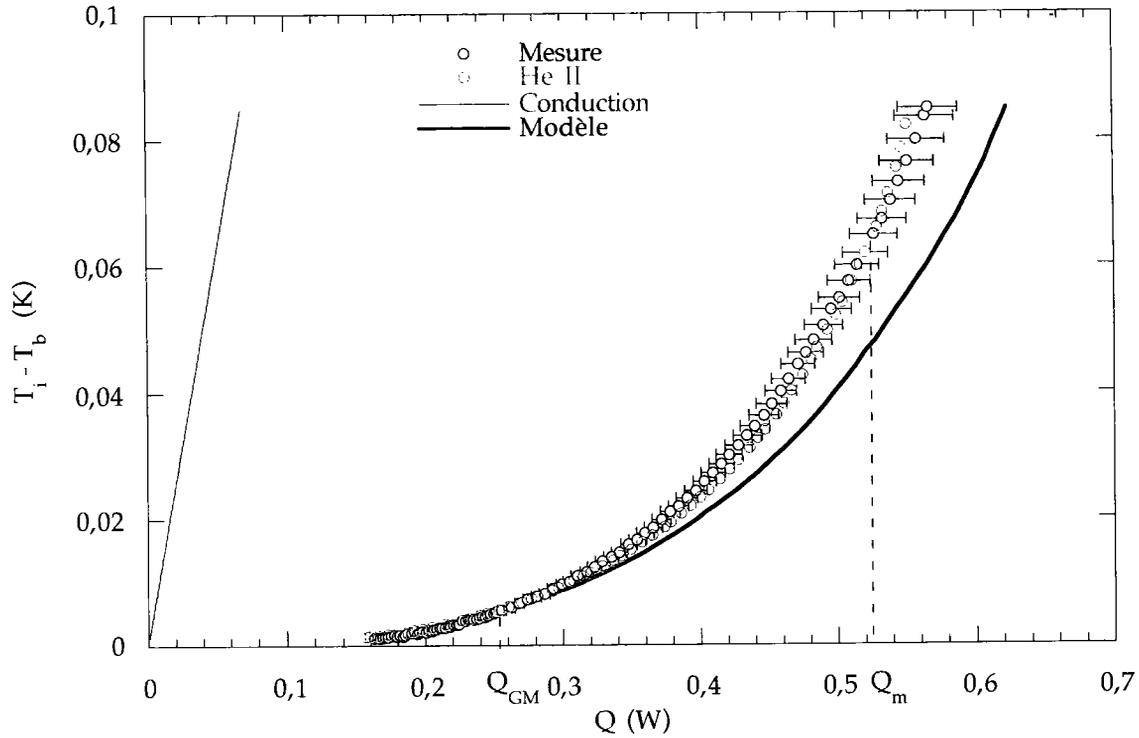


Figure III.50. Evolution des différents flux de chaleur pour l'échantillon B21' à 2,000 K.

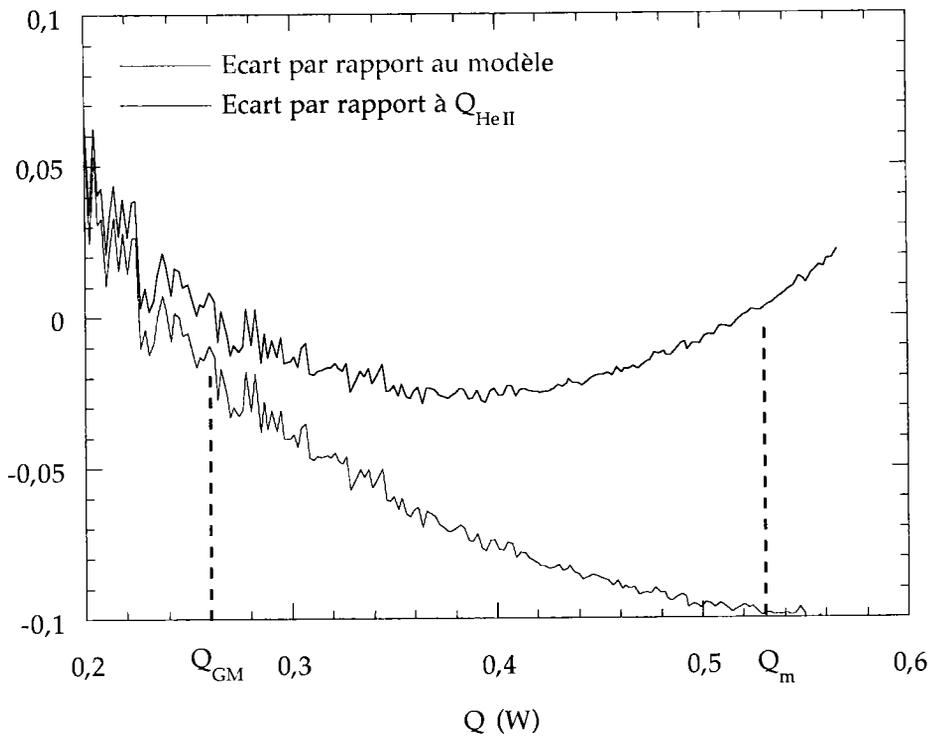


Figure III.51. Ecart entre modèles et mesure pour l'échantillon B21' à 2,009 K.

Le fait que l'on détermine le coefficient  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  à partir de  $Q$  et non de  $Q - Q_{\text{cond}}$  induit une variation de  $(A/L^{1/3})_{\Sigma}$  de 5 % environ à 1,9 K qui n'explique pas l'écart entre le modèle et la mesure.

La figure III.51 montre que pour  $Q < Q_{GM}$ , le flux de chaleur en He II est inférieur au flux de chaleur total. Ce qui confirme que les transferts de chaleur en régime de transition sont plus efficaces qu'en régime de Gorter-Mellink. On note que les mêmes remarques sont applicables aux autres températures, inférieures à 2,009 K. Pour la température de 2,104 K, les transferts conductifs ne sont plus négligeables et le modèle approche les résultats expérimentaux à 5 % près que ce soit en régime de Gorter-Mellink ou en régime mixte (Figure III.52). La différence entre le modèle et les mesures semble inférieure à l'ensemble des incertitudes. Le coefficient est connu avec une précision de 2,2 %, la conduction représente jusqu'à 18 % du flux total ce qui donne une erreur de 5,4 %.

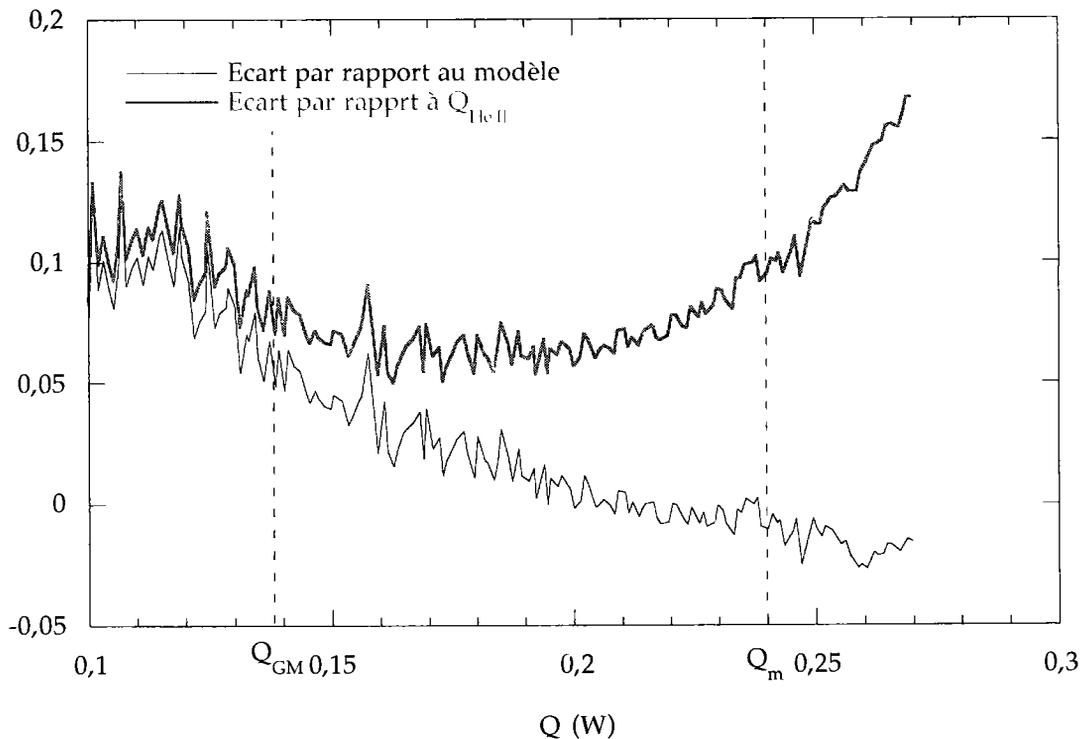


Figure III.52. Ecart entre modèles et mesure pour l'échantillon B21' à 2,104 K.

La comparaison entre les calculs et la mesure lorsque la part de la conduction est faible montre que le modèle surestime le flux de chaleur parce qu'il prend en compte les transferts de chaleur par conduction alors que le régime thermique est dominé uniquement par les transferts de chaleur en He II. Par contre pour une température supérieure à 2,1 K, le modèle se rapproche avec justesse des mesures.

En conclusion, le modèle thermique alliant en parallèle les transferts de chaleur en He II à travers un réseau de canaux d'hélium, dont on peut déterminer les caractéristiques en régime de Landau  $(Ad^2/L)_\Sigma$  comme en régime de Gorter-Mellink  $(A/L^{1/3})_\Sigma$ , et les transferts de chaleur conductifs à travers l'ensemble de la surface solide des échantillons approche avec un écart maximal moyen de 15 % à 20 % l'ensemble des résultats des différents échantillons.

Notons que ce modèle est applicable à des échantillons dont le comportement est fortement conducteur comme l'échantillon B6 où le flux de chaleur peut atteindre 70 % du flux de chaleur total. Par contre pour des échantillons perméables, il semble que les transferts de chaleur sont modélisables à faible température par un transfert de chaleur en He II uniquement.

## CONCLUSIONS

Ce travail a permis d'obtenir des résultats expérimentaux originaux sur les transferts de chaleur en régime permanent dans les isolations de câbles supraconducteurs d'aimants d'accélérateur refroidis par hélium superfluide, et d'apporter des informations précieuses pour la conception des dipôles du LHC.

Le problème a été abordé dans un premier temps par l'étude des transferts de chaleur globaux dans un bobinage de câbles. Pour ce faire un modèle expérimental, respectant les configurations mécaniques, thermiques et dimensionnelles d'un empilement de câbles supraconducteurs refroidis par hélium superfluide et soumis à une dissipation volumique de chaleur (pertes de faisceau) a été élaboré. A l'aide de cet outil, nous avons mis en évidence l'anisotropie des propriétés thermiques d'un tel système en identifiant les deux principales propriétés thermiques que l'on relie à la perméabilité à l'He II de l'ensemble de l'isolation et le couplage thermique entre les conducteurs.

Le point central de cette étude a été d'éclairer l'importance des matériaux d'isolation et de leur technologie de mise en œuvre sur la possibilité par l'hélium superfluide de jouer le rôle de nécessaire de réfrigérant. La structure de l'isolant modifie la répartition de l'hélium dans l'isolation ainsi que ses propriétés physiques fondamentales. Même si l'isolation est constituée d'un seul enrubannage de différents matériaux, l'isolation en petite face des conducteurs et celle en grande face sont différentes car que les grandes faces du conducteur sont soumises à une contrainte mécanique de compression et car le trajet de la chaleur pour atteindre la source froide s'effectue transversalement en petite face et à la fois transversalement et longitudinalement en grande face.

Ce travail a par ailleurs mis en évidence les matériaux et les combinaisons à exclure dans la composition de l'isolation performante. La fibre de verre pré-imprégnée ou le doublement de la première couche réduisent considérablement la perméabilité à l'hélium de l'isolation. L'utilisation de bande de Kapton adhésif où la colle est située face à la première couche réduit aussi la perméabilité.

Certes dans ce modèle expérimental, les câbles supraconducteurs sont représentés par des conducteurs en inox qui n'assure pas l'isothermie exacte du conducteur ; caractéristique essentielle d'un câble supraconducteur. Bien que la mesure de température soit effectuée en surface du conducteur en inox, l'écart de température dû au chauffage volumique ne correspond pas exactement à un écart de température réel d'un câble supraconducteur. Le gradient de température en est d'autant plus modifié. Ces écarts restent mineurs dans leur conséquence sur l'interprétation et la qualification des isolations. Il serait intéressant, à double titre, de mener des études de transferts de chaleur sur des câbles supraconducteurs réels afin d'estimer la compatibilité du modèle expérimental avec la réalité.

A partir de ces premiers résultats nous avons ensuite focalisé l'étude sur les transferts de chaleur dans l'isolation en nous affranchissant de l'environnement d'un bobinage de câbles supraconducteurs. Nous nous sommes intéressés à la perméabilité des isolations à l'hélium, c'est à dire, aux

transferts de chaleur dans la direction transversale. Différentes isolations ont été testées correspondant à celles de la première partie de l'étude. Les résultats obtenus sont cohérents et l'on retrouve que la fibre de verre pré-imprégnée en seconde couche ou un doublement de la première couche réduisent la perméabilité. Les bandes de tissu de fibre de verre et Kevlar ne présentent pas une bonne perméabilité transverse alors que nous avons vu qu'elles possèdent une bonne perméabilité dans la direction longitudinale (suivant les fibres) puisqu'elles permettent de découpler thermiquement les conducteurs.

A partir de ces mesures de transfert de chaleur un modèle a été élaboré mettant en jeu les transferts de chaleur conductif dans l'isolant en parallèle avec les transferts de chaleur en He II dans le réseau de canaux traversant l'isolant. Ce modèle permet l'analyse des résultats et de chiffrer la perméabilité.

Il faut souligner la grande précision des mesures qui a permis une identification très complète des canaux d'hélium par l'obtention des régimes d'écoulement superfluide avec (Gorter-Mellink) ou sans tourbillons (Landau). Les mesures à quelques micro-degrés restent de notre point de vue une performance et montre que des études plus complètes sont possibles. De plus, à l'aide d'hypothèses simples la section équivalente de ces canaux a pu être déterminée, elle est de l'ordre de  $10^{-6}$  m<sup>2</sup>. De la même manière, l'épaisseur équivalente de ces canaux a été estimée à 25  $\mu$ .

Certains points dans ce travail n'ont pas été abordés comme l'étude des transferts de chaleur dans la direction longitudinale à l'isolation qui aurait permis de comprendre les transferts de chaleur entre les conducteurs (couplage thermique). Afin de parfaire le modèle thermique d'un empilement de câbles supraconducteurs dans les configurations d'un aimant d'accélérateur qui n'en est qu'au stade descriptif il serait important de réaliser un outil permettant d'étudier le transfert de chaleur dans la direction longitudinale.

Enfin, en régime de Landau, lorsque les mesures ont été faites pour des températures de bain proches de la température de transition de l'hélium  $T_\lambda$ , une anomalie dans les transferts de chaleur a pu être identifiée. En effet, la dépendance en température des courbes de transferts de chaleur ne suit pas la dépendance en température attendue dans ce régime laminaire. Nous proposons un début d'explication fondé sur le phénomène de déplacement du point  $\lambda$  où les propriétés de superfluidité sont détruites en milieu confiné bien avant la température de transition  $T_\lambda$  valable en milieu infini. Ces effets se manifestent pour des dimensions bien inférieures au micron, ce qui laisse à penser qu'il existe une restriction des canaux au niveau du recouvrement de la première couche, restriction qui serait nettement inférieure à l'épaisseur équivalente de ces canaux. Afin de vérifier que le phénomène de déplacement du point  $\lambda$  est l'explication de ce défaut de transfert de chaleur, il serait souhaitable de reprendre le même type d'expérience en étudiant des combinaisons de milieux multi-canaux en utilisant des canaux de diamètre ou d'épaisseur équivalente à notre réseau et d'autres de diamètre équivalent d'un ou plusieurs ordres de grandeur inférieurs.

## RÉFÉRENCES

- [Allen 1939] J. F. Allen and J. Reekie, *Proc Camb. Phil. Soc.* Vol. 35 (1939), p.114
- [Arp 1993] V. Arp, R. D. McCarty and B. A. Hands, *Hepak Program* 3.21b, 1993
- [Asthon 1975] R. A. Asthon and J. A. Northby, "Vortex velocity in turbulent He II counterflow", *Phys. Rev. Lett.* Vol. 35 n° 25 (1975), p. 1714
- [Atkins 1959] K. R. Atkins, **Liquid Helium**, Cambridge University Press, 1959
- [Baudouy 1993a] B. Baudouy, C. Meuris, M. X. François, D. Leroy, L. Burnod et B. Szeless, "Transfert thermique dans les isolations de câbles supraconducteurs d'accélérateurs refroidis par hélium superfluide", 4<sup>èmes</sup> Journées d'Aussois, 1993
- [Baudouy 1993b] B. Baudouy, **Modélisation de l'échauffement de l'échantillon expérimental en régime conductif**, Rapport CEA 232TC13, 1993
- [Baudouy 1995] B. J. P. Baudouy, F.-P. Juster, C. Meuris, L. Veillard and M. X. François, "Steady-state heat transfer in He II through porous superconducting insulation", presented at 1995 CEC conf., Jul. 17-21 1995, Ohio, Columbus
- [Baudouy 1996] B. Baudouy, A. Boucheffa, M. X. François and C. Meuris, "Thermal behavior of electrical multilayer insulation permeable to superfluid helium", presented at 1996 ICEC conf., Mai 20-24 1996, Japan
- [Bon Mardion 1978] G. Bon Mardion, G. Claudet, P. Seyfert and J. Verdier, "Helium II in low-temperature and superconductive magnet engineering", *Cryo. Eng. Conf.* Vol. 23 (1978), p. 358
- [Boucheffa 1994] A. Boucheffa, **Mise au point d'un dispositif de mesure de résistance de Kapitza . Application à différents Niobium pour cavités supraconductrices**, Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, Paris 5/12, (1994)
- [Brewer 1961] D. F. Brewer and D. O. Edwards, "Heat conduction by liquid helium II in capillary tubes II. Measurements of the pressure gradient" *Phil. Mag.* Vol. 6 (1961), p. 1174
- [Brewer 1981] D. F. Brewer and D. O. Edwards, "Heat conduction by liquid helium II in capillary tubes. IV. Mutual friction under pressure" *J. Low Temp. Phys.* Vol. 43 (1981), p. 327
- [Bunsell 1975] Bunsell, "The tensile and fatigue behavior of Kevlar-49 (PRD-49) fibre", *J. Mat. Sci.* Vol. 10 (1975), p.1300
- [Burnod 1991] L. Burnod and J. Jeanneret, "Beam losses and collimation in the L.H.C. : A quantitative approach", CERN/SL/91-39, Sept. 1991

- [Burnod 1994] L. Burnod, D. Leroy, B. Szeless, B. Baudouy and C. Meuris, "Thermal modelling of the L.H.C. dipoles functioning in superfluid helium", *Proc. EPAC 1994*(1994)
- [Butler 1970] A. P. Butler, G. B. James, B. J. Maddock and W. T. Norris, "Improved pool boiling heat transfer to helium from treated surfaces and its application to superconducting magnets", *Int. J. of H. Trans.* Vol. 13 (1970), p. 105
- [Carslaw 1959] Carslaw and Jaeger, **Conduction of Heat in Solid**, Oxford (1959)
- [Caspi 1979] S. Caspi and T. H. K. Frederking, "Triple-phase phenomena during quenches of superconductors cooled by pressurised superfluid He II", *Cryogenics* Vol. 19 (1979), p. 513
- [Challis 1961] L. J. Challis, K. Dransfield and J. Wilks, "Heat transfer between solids and liquid helium II", *Proc. Roy. Soc.* Vol. A260 (1961), p. 31
- [Challis 1974] L. J. Challis, "Kapitza resistance and acoustic transmission across boundaries at high frequencies", *J. Phys. C. Sol. St. Phy.* Vol. 7 (1974), p. 481
- [Chase 1965] C. E. Chase, **Superfluid Helium**, Academic London, 1965
- [Chase 1963] C. E. Chase, "Thermal conduction in liquid He II. II. Effect of channel geometry" *Phys. Rev.* Vol. 131 n° 5 (1963), p. 1898
- [Childers 1975] R. K. Childers and J. T. Tough, "Eddy viscosity of turbulent superfluid  $^4\text{He}$ ", *Phy. Rev. Lett.* Vol. 35 n° 8 (1975), p. 527
- [Claudet 1974] G. Claudet, A. Lacaze, P. Roubeau and J. Verdier, "The design and operation of a refrigerator system using superfluid helium", *Adv. Cryo. Eng.* Vol. 5 (1974), p. 265
- [Clayton 1971] Clayton, AFML-TR669-313 (1971)
- [Clow 1967] J. R. Clow and J. D. Reppy, "Temperature dependence of supercritical velocities near  $T_\lambda$ ", *Phys. Rev. Lett.* Vol. 19 (1967), p. 91
- [Conard 1991] G. Conard, "Mesure de la conductibilité thermique du Kapton", Rapport de stage CEA-DSM-DAPNIA-STCM (1991)
- [Court 1988] S. S. Court and J. T. Tough, "Transition to superfluid turbulence in two-fluid flow of He II", *Phy. Rev. B* Vol. 38 n° 1 (1988), p. 74
- [Craig 1966] P. P. Craig, "Critical velocities in superfluid He II", *Phys. Lett.* Vol. 21 n° 4 (1966), p. 385
- [Dauget 1992] P. Dauget, "Mesure de la conductivité thermique des isolations d'aimants du futur accélérateur du CERN : Le L.H.C.", Rapport de stage CERN, Août 1992

[Dmitrevski 1987] Yu. P. Dmitrevsky, S. S. Kozub and U. Escher "Thermal conductivity of various glass-reinforced plastics at temperature below 80 K", *Cryogenics* Vol. 27 August (1987), p. 429

[Donnelly 1967] R. J. Donnelly, **Experimental superfluidity**, The university of Chicago Press, 1967

[Dorvaux 1985] J. M. Dorvaux, "Modélisation des conductivités thermiques dans les matériaux composites", Journées S.F.T, Transfert thermique dans les matériaux composites", Paris 24 Avril (1985), p. 64

[Dupont 1992] Kapton film polyimide-Principales caractéristiques", Feb. (1992)

[Feynmann 1955] R. P. Feynmann, "Application of quantum mechanics to liquid helium ", *Progress in low Temperature Physics*, Vol. I, North Holland Publishing (1955), p. 17

[Fuzier 1996], S. Fuzier, "Calculs numériques pour la modélisation du comportement thermique de l'isolation de câbles supraconducteurs refroidis par l'hélium suprafluide", *Rapport de Stage Cea*, 1996

[Gentile 1980] D. Gentile, **Contribution à l'étude des mécanismes de transferts thermiques à l'hélium**, Thèse de Docteur de 3<sup>ème</sup> Cycle Paris VI, 28 Avril, 1980

[Ginzburg 1958] V. L. Ginzburg and L. P. Pitaevskii, "On the theory of superfluidity", *Soviet Phys.-JETP* Vol. 7 (1958), p. 858

[Gorter 1949] C. J. Gorter and J. H. Mellink, "On the irreversible process in liquid helium II", *Physica* Vol. XV May (1949), p. 2851

[Hartwig 1977] G. Hartwig, "Reinforced polymers at low temperature", *Adv. Cryo. Eng. Mat.* Vol. 24 (1977), p. 17

[Hartwig 1984] G. Hartwig and S. Knaak, "Fibre-Epoxy composites at low temperature", *Cryogenics* Nov. (1984), p. 639

[Helvensteijn 1983] B. P. M. Helvensteijn and S. W. Van Sciver, "Heat flow in He II in microbore channels", *Adv. in Cryo. Eng.* Vol. 29 (1983), p. 343

[Helvensteijn 1988] B. P. M. Helvensteijn and S. W. Van Sciver, "Metastable heat flow phenomena and drooping pressure in He II using multiple channel configurations", *Adv. in Cryo. Eng.* Vol. 33 (1988), p. 399

[Henberger 1979] J. D. Henberger and J. T. Tough, "Geometric effects on superfluid turbulence : Rectangular, square and circular tubes compared", *Phy. Rev. B* Vol. 23 n° 1 (1981), p. 413

- [Hilal 1975] M. A. Hilal and G. E. McIntoch, "Cryogenic design for large superconductive energy storage magnets", *Adv. Cryo. Eng. Mat.* Vol. 21 (1975), p. 69
- [Jäckel 1991] M. Jäckel, M. Müller, A. Licea Claverie and K. F. Arndt, "Thermal conductivity of modified epoxy resins with different cross-link densities at low temperatures", *Cryogenics* Vol. 31 (1991), p. 228
- [Jones 1969] B. K. Jones, "High speed vortices in helium", *Phys. Rev.* Vol. 177 n° 1 (1969), p. 292
- [Jones 1978] M. C. Jones and V. Arp, "Review of hydrodynamics and heat transfer for large helium cooling systems", *Cryogenics* Aug. (1978), p. 483
- [Kapitza 1941] P. L. Kapitza, "The study of heat transfer on He II", *USSR J. Phys.* Vol. 4 (1941), p. 181
- [Keller 1966] W. E. Keller and E. F. Hammel, "Isothermal flow of liquid He II through narrow channels", *Physics*, Vol. 2 n° 5 (1966), p. 221
- [Keller 1969] W. E. Keller, **Helium-3 and Helium-4**, Plenum Press, New York, 1969
- [Khalatnikov 1965] I. M. Khalatnikov, **An introduction to theory of superfluidity**, Benjamin Publishing inc., 1965
- [Khalil 1981] A. Khalil and K. S. Han, "Mechanical and thermal properties of glass-fiber-reinforced composites at cryogenic temperature", *Adv. Cryo. Eng.* Vol. 28 (1981), p. 243
- [Khalil 1983] A. Khalil, "Effect of Channel restrictions on the axial heat transport in subcooled superfluid helium", *Cryogenics* Vol. 23 (1983), p. 67
- [Kidder 1962], J. N. Kidder and W. N. Fairbank, "Critical velocities and boundary interactions in the isothermal flow of superfluid helium", *Phys. Rev.* Vol. 127 n° 4 (1962) p. 987
- [Ladner 1978] D. R. Ladner and J. T. Tough, "He II thermal counterflow at large heat currents : Profound effects of geometry", *Phy. Rev. B* Vol. 7 n° 3 (1978), p. 1455
- [Ladner 1979] D. R. Ladner and J. T. Tough, "Temperature and velocity dependence of superfluid turbulence", *Phy. Rev. B* Vol. 20 n° 7 (1979), p. 2690
- [Landau 1941] L. Landau, "The theory of superfluidity of helium II", *J. of Phy.* Vol. V 71-90 (1941), p. 185
- [LHC 1993] L.H.C. Study Group, CERN/AC/93-03, Oct. 1993

[Mahé 1991] M. Mahé, **Etude des propriétés d'échange thermique de l'hélium diphasique en convection forcée**, Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, Paris 20/12, (1991)

[Mamou 1996], S. Mamou, **Modélisation numérique du comportement thermique de l'isolation de câbles supraconducteurs refroidis à l'hélium superfluide**, Rapport de Stage Cea, 1996

[Martin 1983] K. P. Martin and J. T. Tough, "Evolution of superfluid turbulence in thermal counterflow", *Phy. Rev. B*, Vol. 27 n° 5 (1983), p. 2788

[Meuris 1991] C. Meuris, "Heat transport in insulation of cables cooled by superfluid helium", *Cryogenics* Vol. 31 (1991), p. 624

[Miller 1972] R. I. Miller and C. W. Ulbrich, "Time response and thermal diffusivity of carbon resistance thermometers", *Cryogenics* June (1972), p. 173

[Neuvéglise 1995] D. Neuvéglise, **Comportement thermique d'une conduite horizontale chauffée, refroidie par un écoulement diphasique d'hélium**, Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, Paris 11/7, (1991)

[Nicholls 1984] C. I. Nicholls and H. M. Roseberg, "The thermal conductivity of carbon-carbon fibre composites below 80 K", *Cryogenics* Vol. 24 July (1984), p. 355

[Nishi 1981] M. T. Nishi, T. Ando, K. Yoshida, K. Koizumi and S. Shimamoto, "Roughened surface study on Japanese test coil for Large Coil Task", *IEEE Trans. on Mag.* Vol. 17 n°1 (1981), p. 904

[Nishi 1983] M. T. Nishi, T. Ando, T. Hiyama, T. Kato and S. Shimamoto, "Boiling heat transfer characteristics in a narrow cooling channel", *IEEE Trans. on Mag.* Vol. 19 n°3 (1983), p. 390

[Onsager 1948] L. Onsager, *Nuovo Cimento* Sup. 6 (1948),p.249

[Pes 1995] C. Pes, **Modèle Eléments Finis Hélium 2 pour Esther**, Note interne Cea n° 5C2710T000001595, 1995

[Poulaert 1985] B. Poulaert, J.-C. Chielens, C. Vandenhende and R. Legras, "Temperature variation of thermal conductivity of Kevlar", *Pol. Com.* Vol. May (1985), p.132

[Putterman 1974] S. J. Putterman, **Superfluid Hydrodynamics**, North-Holland / American Elsevier Publishing company, 1974

[Radcliffe 1985] D. J. Radcliffe and H. M. Rosenberg, "The thermal conductivity of glass-fibre and carbon-fibre/epoxy composites from 2 to 80 K", *Cryogenics* May (1985), p. 245

[Snyder 1970] N. S. Snyder, "Heat transport through helium II : Kapitza conductance", *Cryogenics* Vol. 10 (1970), p. 89

[Srinivasan 1985] R. Srinivasan and A. Hofmann, "Investigation on cooling with forced flow of He II. part 1", *Cryogenics* Vol. 25 November (1985), p. 641

[Staas 1961] F. A. Staas, K. W. Taconis and W. M. Van Alphen, "Experiments on laminar and turbulent flow of He II in wide capillaries", *Physica* Vol. 27 (1961), p. 893

[Stekly 1965] Z. J. J. Stekly and J. L. Zar, "Stable superconducting coils", *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* Vol. 12 (1965), p. 367

[Szeless 1988] B. Szeless, "L.H.C. - Cable insulation", Note interne EMA 88/16 (1988), CERN-division SPS, groupe EMA (1988)

[Tough 1972] J. T. Tough and C. E. Oberly, "A scaling parameter for He II thermal counterflow and critical heat currents", *J. Low Temp. Phys.* Vol. 6 n° 1/2 (1972), p. 161

[Tough 1982] J. T. Tough, "Superfluid Turbulence", *Progress in low Temperature Physics*, Vol. VIII, North Holland Publishing (1982), p. 133

[Trela 1967] W. J. Trela and W. N. Fairbank, "Superfluid helium flow through an orifice near critical velocity", *Phys. Rev. Lett.* Vol. 19 n° 15 (1967) p. 822

[Van Alphen 1966] W. M. Van Alphen, G. J. Van Haasteren, R. De Bruyn and K. W. Taconis, "The dependence of the critical velocity of the superfluid on channel diameter and film thickness", *Phys. Lett.* Vol. 20 n° 5 (1966) p. 474

[Van der Heijden 1972] G. Van der Heijden, W. J. P. de Voogt and H. C. Kramers, "Forces in the flow of liquid Helium II. II. Flow with small superfluid velocity", *Physica* Vol. 59 (1972), p. 473

[Van Sciver 1974] S. W. Van Sciver, "Kapitza conductance of Aluminium and heat transport through subcooled He II", *Cryogenics* Vol. 19 (1978), p. 521

[Van Sciver 1983] S. W. Van Sciver and J. C. Lottin, "Thermal time constant of several Allen Bradley resistors immersed in liquid helium", *Rev. Sci. Instrum.* Vol. 54 n°6. (1983), p. 762

[Van Sciver 1986] S. W. Van Sciver, **Helium cryogenics**, Plenum press 1986

[Van Sciver 1992] S. W. Van Sciver, "He II cooling of large Superconducting magnet system", *Cryogenics* Vol. 32 ICEC supp. (1992), p. 320

[Van Sciver 1994] S. W. Van Sciver, J. R. Miller, S. Welton, H. J. Schneider-Mauntau and G. E. McIntosh, "Cryogenic system for the 45 Tesla Hybrid Magnet", *Adv. Cryo. Eng. Conf.* Vol. 39a (1994), p. 375

- [Vinen 1957a] W. F. Vinen, "Mutual friction in a heat current in liquid helium II - I. Experiments on steady heat currents", *Proc. Roy. Soc. (London)* A240 (1957), p. 114
- [Vinen 1957c] W. F. Vinen, "Mutual friction in a heat current in liquid helium II - III. Theory of the mutual friction", *Proc. Roy. Soc. (London)* A242 (1957), p. 493
- [Vinen 1957d] W. F. Vinen, "Mutual friction in a heat current in liquid helium II - IV. Critical heat currents in wide channels", *Proc. Roy. Soc. (London)* A243 (1957), p. 400
- [Warren 1981], R. P. Warren and S. Caspi, "Measurements of heat transfer to He II at Atmospheric pressure in confined geometry", *Adv. in Cryo. Eng.* Vol. 27 (1981), p. 459
- [Wilkes 1978] K. E. Wilkes, Ph. D. Thesis, The Ohio State University (1978)
- [Wilson 1983] M. N. Wilson, **Superconducting Magnets**, Clarendon Press, 1986
- [Yamaguchi 1990] M Yamaguchi, Y Fujii, M Nakamura and T Shigi, "Heat transfers in He II capillary tubes", *Cryogenics* Vol. 30, September supplement, (1990), p. 370
- [Zoller 1969] P. Zoller, P. R. Decker and J. R. Dillinger, "Anomalous low-temperature specific heat of austenitic stainless steels", *J. Appl. Phys.* Vol. 40 (1969), p. 1964

## Résumé

L'étude des transferts de chaleur dans les isolations électriques de câbles des bobinages supraconducteurs est primordiale pour les études de stabilité des aimants supraconducteurs. Ce travail présente une étude expérimentale des transferts de chaleur dans les isolations des câbles supraconducteurs des dipôles du Large Hadron Collider refroidis par hélium superfluide et soumis à des dépôts de chaleur volumique dus aux pertes de faisceaux. L'isolation électrique des câbles supraconducteurs (NbTi) constitue la barrière thermique la plus importante au refroidissement par hélium superfluide dans un aimant. Le comportement thermique d'un bobinage est approché à travers un modèle expérimental dans lequel les caractéristiques de l'isolation peuvent être modifiées. Plusieurs essais réalisés sur différentes isolations font apparaître que le transfert reste toujours influencé par la présence de l'hélium dans l'isolation même pour de faible volume (2% du volume du câble). L'isolation électrique peut être considérée comme un milieu composite formé d'une matrice solide présentant un réseau de canaux d'hélium difficilement modélisables. Ce réseau de canaux est caractérisé par un autre système expérimental qui permet d'étudier les transferts de chaleur permanents et transverses à travers un motif élémentaire d'isolation. Des mesures en régime de Landau ( $\Delta T \sim 10^{-5}$  à  $10^{-3}$  K) et en régime de Gorter-Mellink ( $\Delta T > 10^{-3}$  K) et une modélisation utilisant l'hypothèse de chemins thermiques découplés entre l'isolation et les canaux d'hélium ont permis de déterminer la section équivalente de ces canaux ( $10^{-6}$  m<sup>2</sup>) et leur diamètre équivalent (25  $\mu$ ).

Mots clefs : Hélium superfluide, Isolation électrique, Transfert de chaleur, Cryogénie, Câbles supraconducteurs, Aimants d'accélérateur

## Abstract

Heat transfer studies of electrical cable insulation in superconducting winding are of major importance for stability studies in superconducting magnets. This work presents an experimental heat transfer study in superconducting cables of Large Hadron Collider dipoles cooled by superfluid helium and submitted to volume heat dissipation due to beam losses. For NbTi magnets cooled by superfluid helium the most severe heat barrier comes from the electrical insulation of the cables. Heat behaviour of a winding is approached through an experimental model in which insulation characteristics can be modified. Different tests on insulation patterns show that heat transfer is influenced by superfluid helium contained in insulation even for small volume of helium (2 % of cable volume). Electrical insulation can be considered as a composite material made of a solid matrix with a helium channels network which cannot be modelled easily. This network is characterised by another experimental apparatus which allows to study transverse and steady-state heat transfer through an elementary insulation pattern. Measurements in Landau regime ( $\Delta T \sim 10^{-5}$  to  $10^{-3}$  K) and in Gorter-Mellink regime ( $\Delta T > 10^{-3}$  K) and using assumptions that helium thermal paths and conduction in the insulation are decoupled allow to determine an equivalent channel area ( $10^{-6}$  m<sup>2</sup>) and an equivalent channel diameter (25  $\mu$ ).

Key Words : Superfluid helium , Electrical insulation, Heat transfer, Cryogenics, Superconducting cable, Accelerator magnets.