HAL
open science

Mesures du gradient accélérateur maximum dans des cavités supraconductrices en régime impulsionnel à 3 GHz

Catherine Thomas

To cite this version:

Catherine Thomas. Mesures du gradient accélérateur maximum dans des cavités supraconductrices en régime impulsionnel à 3 GHz. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Université Paris Sud - Paris XI, 2000. Français. NNT : . tel-00006564

HAL Id: tel-00006564

https://theses.hal.science/tel-00006564

Submitted on 22 Jul 2004

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

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

ORSAY
n° d'ordre :

LAL 00-01
Janvier 2000

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
Centre d'Orsay

THESE

présentée
pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Catherine THOMAS

Mesures du gradient accélérateur maximum dans des cavités supraconductrices en régime impulsionnel à 3 GHz

soutenue le 19 janvier 2000 devant la Commission d'Examen

MM.	F. Richard	Président
	T. Junquera	Rapporteur
	R. Parodi	Rapporteur
	M. Boussard	
	J. Haissinski	
	D. Leconte	
	J. Le Duff	

Table des matières

1 La supraconductivité **3**

1.1 La théorie de J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer 5

1.1.1 Formation de l'état supraconducteur 6

1.1.2 Quelques paramètres supraconducteurs 7

1.1.2.1 La température critique 7

1.1.2.2 La longueur de cohérence 8

1.1.2.3 L'effet isotopique 9

1.2 Rappels de la théorie de V. L. Ginzburg et L. D. Landau 9

1.2.1 Rappels sur les transitions de phase du premier et du second ordre . 9

1.2.2 Description thermodynamique de l'état supraconducteur 10

1.2.3 La longueur de cohérence 12

1.3 La profondeur de pénétration 12

1.3.1 Rappels sur les conducteurs parfaits 12

1.3.2 L'effet Meissner 13

1.3.3 Les équations de London 13

1.3.4 Variation de la profondeur de pénétration en fonction de la température 14

1.3.4.1 Le modèle à deux fluides de Gorter et Casimir (GC) . . . 14

1.3.4.2 Le modèle BCS 16

1.3.5 Variation de λ en fonction du libre parcours moyen des électrons - Modèle de Pippard 16

1.3.6 Modèle de Ginzburg Landau 19

1.3.6.1 Profondeur de pénétration 19

1.3.6.2 Longueur de cohérence 20

1.3.7 Récapitulatif 20

1.3.8 Cas particulier : le niobium 21

1.4 Des champs magnétiques critiques au champ de surchauffe 22

1.4.1 Champ magnétique thermodynamique critique selon GL 22

1.4.2 Champ magnétique critique selon BCS 23

1.4.3 Champs magnétiques critiques des supraconducteurs de type II [20] 24

1.4.3.1 Champ magnétique critique H_{c2} [21] 24

1.4.3.2 Champ magnétique critique H_{c1} [21] 25

1.4.4 Influence des inhomogénéités et défauts 26

1.4.5 Champ de surchauffe 27

1.4.5.1 Champ de surchauffe selon les modèles de Kramer et Fink et Presson . . . 28
1.4.5.2 Champ de surchauffe selon le modèle de De Gennes [23] . 30
1.4.6 Etat métastable et Hyperfréquence . . . 30
1.4.7 Etat des précédentes mesures du champ surchauffe . . . 31

2 Réponse d'une cavité alimentée en hyper fréquences 35
2.1 Conditions d'accélération . . . 36
2.1.1 Choix du mode . . . 36
2.1.2 Longueur de l'intervalle d'accélération . . . 37
2.1.3 Champs dans les cavités testées . . . 38
2.2 Qualité d'une cavité . . . 38
2.2.1 Facteur de surtension ou de qualité . . . 39
2.2.2 Temps de décroissance . . . 40
2.2.3 Impédance shunt . . . 40
2.3 Champs électriques axial, accélérateur et de surface . . . 41
2.3.1 Champ électrique axial . . . 41
2.3.2 Champ accélérateur . . . 41
2.3.3 Champs de surface . . . 42
2.4 Cavité en régime stationnaire forcé . . . 42
2.4.1 Couplage de la cavité . . . 42
2.4.2 Courbe de résonance . . . 45

3 Cavités accélératrices supraconductrices soumises à des impulsions hyper fréquences courtes 48
3.1 Utilisation d'impulsions . . . 49
3.1.1 Limitation du champ : la transition thermique . . . 49
3.1.2 Transition totale pour H_{sh} . . . 52
3.1.3 Conclusions . . . 54
3.2 Comportement d'une cavité soumise à une impulsion courte . . . 55
3.2.1 Puissance utile - Puissance incidente . . . 55
3.2.2 Régime transitoire . . . 56
3.2.3 Variations de l'énergie et de la puissance réfléchie . . . 57
3.2.3.1 Charge de la cavité . . . 57
3.2.3.2 Décharge de la cavité . . . 57
3.3 Impulsion courte et efficacité de transfert . . . 59
3.4 Comportement d'une cavité supraconductrice soumise à une impulsion trapézoïdale . . . 61
3.5 Comportement de la cavité lors de la transition magnétique . . . 62
3.5.1 Comportement de l'énergie stockée lors de la transition magnétique 62
3.5.2 Echauffement de la surface . . . 64
3.6 Méthodes de mesure du champ magnétique maximum . . . 66
3.6.1 Mesure du champ par évaluation du temps de décroissance . . . 66
3.6.2 Mesure du champ en régime transitoire [38] . . . 67

3.6.3 Mesure du champ par calorimétrie 67
3.6.4 Mesure du champ par intégration de la puissance émise 68
3.7 Méthode de mesure de la longueur de London 69

4 Mesure du facteur de surtension et évaluation du libre parcours moyen des électrons 73
4.1 Présentation générale du cryostat vertical PORTHOS 74
4.2 Fabrication des cavités 75
4.3 Mesures effectuées au Laboratoire des Sciences Nucléaires 77
4.3.1 Description de la chaîne de mesure du facteur de surtension 78
4.3.2 Description de l'insert 80
4.3.3 Mesures expérimentales du Q_0 sur la cavité LAL-5 81
4.3.3.1 Cavité testée 81
4.3.3.2 Source Radio-Fréquence 81
4.3.3.3 Méthode de mesure 81
4.3.3.4 Evaluation des erreurs de mesure 82
4.3.3.5 Résultats 83
4.3.3.6 Analyse des résultats 84
4.3.4 Mesures expérimentales du Q_0 sur la cavité SRF2-6 85
4.3.4.1 Cavité testée 86
4.3.4.2 Résultats 87
4.3.4.3 Analyse des résultats 88
4.3.5 Mesure expérimentale de la longueur de London sur la cavité SRF2-6 89
4.3.5.1 Description de la chaîne de mesure 89
4.3.5.2 Influence de la dilatation 90
4.3.5.3 Influence des pertes sur la fréquence de résonance 90
4.3.5.4 Influence du couplage sur la mesure 91
4.3.5.5 Processus expérimental 91
4.3.5.6 Résultats 92
4.4 Mesures effectuées au Laboratoire de l'accélérateur linéaire 93
4.4.1 Conditionnement de la cavité 93
4.4.2 Instrumentaion en vue de la mesure du coefficient de surtension . . 93
4.4.3 Chaîne de mesure de la profondeur de pénétration du champ magnétique 94
4.4.4 Résultats obtenus sur la cavité GENES 96
4.4.5 Analyse 97

5 Mesures du gradient accélérateur maximum dans des cavités supraconductrices 103
5.1 Présentation du banc de mesure du champ magnétique maximum 104
5.1.1 Description de la chaîne de mesure 104
5.1.2 Description de l'insert 106
5.1.3 Evaluation de la chaîne de mesure 109
5.2 Mesure du gradient accélérateur de la cavité CAT1 110

5.2.1 Présentation des signaux mesurés 110
5.2.2 Analyse des premiers résultats 112
5.2.3 Analyse des dernières mesures 116
5.3 Mesure du gradient accélérateur de la cavité CAT2 117
5.4 Comparaison des résultats et conclusions 118

Annexes **129**
A Résistance de surface 130
A.1 Résistance de surface des conducteurs normaux 130
A.2 Résistance de surface à basse température et à basse fréquence . . . 130
A.3 Résistance de surface des supraconducteurs 130
A.3.1 Résistance de surface selon le modèle à deux fluides 130
A.3.2 Résistance de surface selon le modèle de Mattis et Bardeen [66] 131
A.3.3 Résistance résiduelle 132
A.3.4 Application numérique 132
B Description du coupleur et de la chaîne de mesure utilisée à Cornell 133
B.1 Description du coupleur 133
B.2 Chaîne de mesure 134
C Simulations sur Urmel 135
D Mesures du facteur de surtension en fonction du champ accélérateur pour les cavités LAL-04 137
E Système d'acquisition 139

Introduction

Pour étudier de façon détaillée le quark top et le boson de Higgs, la physique des particules a besoin d'un accélérateur e^+e^- permettant d'atteindre des énergies dans le centre de masse de 0,5 à 1 TeV. A de telles énergies, le rayonnement synchrotron qui varie comme la puissance quatrième du facteur de Lorentz γ pénalise lourdement le rendement des machines circulaires. On préfère donc aux anneaux des collisionneurs linéaires e^+e^- dont plusieurs projets sont en cours d'étude[1]. Pour atteindre 0,5 à 1 TeV dans le centre de masse, à un coût abordable, il faut optimiser le transfert de puissance entre la puissance électrique fournie et le faisceau. Les plus grosses sources de pertes pour établir une tension accélératrice (V) dans une cavité se situent dans la dissipation thermique P_d des résonateurs. L'impédance shunt ($R = V^2/2P_d$) doit donc être la plus grande possible. Pour des cavités en cuivre ayant une très bonne conductivité électrique (par exemple les premières cavités en cuivre du LEP [1]), l'impédance shunt est de 43 MΩ. Par contre, pour des cavités remplissant la même fonction mais supraconductrices (du type LEP dans sa deuxième phase [1]), l'impédance shunt atteint 3150 MΩ. L'efficacité de transfert entre la cavité et le faisceau passe ainsi de 15% pour des cavités en cuivre à 75%[2] pour des cavités supraconductrices. Ce rendement élevé a conduit à considérer un projet tel que TESLA, collisionneur linéaire e^+e^- supraconducteur.

Dans le cadre de la proposition d'expérience [2] établie entre le Service d'Etudes et Réalisation d'Accélérateurs (SERA) du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) et l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) - Sezione di Genoa, nous avons mesuré le champ magnétique maximum dans des cavités supraconductrices en niobium à 3 GHz. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser des impulsions HF courtes (de l'ordre de la microseconde). Nous avons utilisé l'installation NEPAL du LAL. La source de puissance de cette installation nous permet d'atteindre sur quelques microsecondes le champ magnétique maximum. Le comportement de la cavité en terme de puissance réfléchie ou d'énergie stockée, a été étudié et est présenté au chapitre 3. Auparavant, nous aurons justifié l'utilisation d'impulsions courtes pour la mesure du champ magnétique maximum et effectué quelques rappels sur la supraconductivité (cf chapitre 1) et les systèmes résonants (cf chapitre 2). Le banc de test développé pour mesurer le champ magnétique maximum et les résultats obtenus sur deux cavités fournies par l'INFN-Gênes sont présentés dans le chapitre 5. Les résultats sont comparés aux résultats obtenus par I. E. Campisi au SLAC [3] et par T. Hays [4] au Laboratory of Nuclear Sciences (LNS) de l'Université de Cornell.

Avant d'utiliser des impulsions courtes, nous nous sommes familiarisés aux techniques de mesures telles que la mesure du facteur de surtension en fonction du champ accélérateur. Le banc de mesure utilisé et les résultats que nous avons obtenus à l'Université de Cornell sur des cavités du LAL et du LNS sont présentés au chapitre 4. A la

[1] Next Linear Collider, NLC, au Laboratoire de Stanford Linear Accelerator Center, SLAC, Compact LInear Collider, CLIC, au Laboratoire Européen de Physique des Particules, CERN, ou TEV Superconducting Linear Accelerator, TESLA, au Deutch Electron SYnchroton, DESY.

[2] Il existe des projets de structures *chaudes* en cuivre du type *fully loaded* qui possèdent des rendements équivalents et même supérieurs.

lumière de notre expérience au LNS, nous avons développé un banc de mesure permettant d'évaluer les variations de la profondeur de pénétration du champ magnétique en fonction de la température. Cette mesure conduit à la détermination in-situ du rapport de résistance résiduelle de surface des cavités est alors possible. Nous présentons les résultats obtenus et les comparons aux valeurs obtenues sur échantillons.

Chapitre 1

La supraconductivité

Sommaire

1.1 La théorie de J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer . 5

1.1.1 Formation de l'état supraconducteur 6

1.1.2 Quelques paramètres supraconducteurs 7

1.1.2.1 La température critique 7

1.1.2.2 La longueur de cohérence 8

1.1.2.3 L'effet isotopique 9

1.2 Rappels de la théorie de V. L. Ginzburg et L. D. Landau . . 9

1.2.1 Rappels sur les transitions de phase du premier et du second ordre 9

1.2.2 Description thermodynamique de l'état supraconducteur 10

1.2.3 La longueur de cohérence 12

1.3 La profondeur de pénétration 12

1.3.1 Rappels sur les conducteurs parfaits 12

1.3.2 L'effet Meissner 13

1.3.3 Les équations de London 13

1.3.4 Variation de la profondeur de pénétration en fonction de la température 14

1.3.4.1 Le modèle à deux fluides de Gorter et Casimir (GC) . 14

1.3.4.2 Le modèle BCS 16

1.3.5 Variation de λ en fonction du libre parcours moyen des électrons - Modèle de Pippard 16

1.3.6 Modèle de Ginzburg Landau 19

1.3.6.1 Profondeur de pénétration 19

1.3.6.2 Longueur de cohérence 20

1.3.7 Récapitulatif 20

1.3.8 Cas particulier : le niobium 21

1.4 Des champs magnétiques critiques au champ de surchauffe . 22

1.4.1 Champ magnétique thermodynamique critique selon GL 22

1.4.2 Champ magnétique critique selon BCS 23

1.4.3 Champs magnétiques critiques des supraconducteurs de type II [20] 24

1.4.3.1 Champ magnétique critique H_{c2} [21] 24

1.4.3.2 Champ magnétique critique H_{c1} [21] 25

1.4.4 Influence des inhomogénéités et défauts 26

1.4.5 Champ de surchauffe 27

1.4.5.1 Champ de surchauffe selon les modèles de Kramer et Fink et Presson 28

1.4.5.2 Champ de surchauffe selon le modèle de De Gennes [23] 30

1.4.6 Etat métastable et Hyperfréquence 30

1.4.7 Etat des précédentes mesures du champ surchauffe 31

En 1911, H. K. Onnes découvre que la résistivité électrique d'un échantillon de mercure s'annule quand celui-ci est refroidi jusqu'à une température inférieure à la température normale d'ébullition de l'hélium liquide (T = 4,2K). Onnes nomme ce phénomène ***superconductivity*** (supraconductivité) et la température, T_c, à laquelle se produit cet effet est appelée ***température critique*** ou ***température de transition***. Cette observation a été confirmée par des expériences sur les courants persistants [5] qui ont montré que la résistivité électrique d'un supraconducteur est inférieure à 10^{-20} Ω m, soit 15 ordres de grandeur plus faible que celle du cuivre à température ambiante. Après cette première découverte, H. K. Onnes montre que la résistivité électrique d'un échantillon soumis à un champ magnétique suffisamment élevé redevient normale alors que sa température est inférieure à T_c.

En 1933, W. Meissner et R. Ochsenfeld découvrent que le champ magnétique est expulsé de l'intérieur d'un échantillon quand ce dernier est refroidi en dessous de sa température critique (***effet Meissner***). Ce phénomène ne peut pas être expliqué par les seules équations de Maxwell.

En 1934, C. J. Gorter et H. Casimir développent le modèle à deux fluides où les électrons de conduction sont assimilés au mélange d'un fluide d'excitation correspondant aux électrons normaux et d'un fluide quantique constitué de paires d'électrons qui n'interagissent pas avec le réseau cristallin.

Un an plus tard, F. London et H. London proposent une théorie de l'électrodynamique des supraconducteurs permettant d'expliquer l'effet Meissner : l'état supraconducteur

est un état thermodynamique qui minimise l'énergie du système entraînant l'expulsion du champ magnétique. Ils introduisent la notion de ***profondeur de pénétration magnétique*** λ, longueur caractéristique mesurant l'atténuation exponentielle du champ magnétique dans le supraconducteur. Le champ magnétique est ainsi confiné dans une zone superficielle où s'établissent des courants induits qui écrantent le cœur du matériau du champ magnétique externe. La profondeur de pénétration, qui varie avec la température, dépend de la pureté du matériau comme nous le verrons au paragraphe 1.3.

En 1950, V. Ginzburg et L. Landau développent une théorie phénoménologique (théorie GL) de la supraconductivité dont quelques concepts importants sont rappelés au paragraphe 1.2. Ils étudient par ailleurs le comportement des supraconducteurs soumis à un champ magnétique externe et montrent que deux types de supraconducteurs existent : les supraconducteurs de type I qui expulsent entièrement le champ magnétique jusqu'à une limite H_c au dessus de laquelle ils transitent vers l'état normal et les supraconducteurs de type II qui expulsent totalement le champ jusqu'à une limite H_{c1} puis partiellement jusqu'à une limite H_{c2}, valeur à laquelle se produit la transition. Toutefois, ces valeurs sont obtenues pour un volume infiniment grand. S'il existe une interface et si le champ magnétique appliqué est parallèle à la surface, l'état supraconducteur apparaît sur une épaisseur égale à la longueur de cohérence pour un champ inférieur à H_{c3}. La supraconductivité est alors dite *superficielle*. Le champ H_{c3} est supérieur à H_{c2} et, pour certains matériaux de type I, supérieur à H_c.

La même année, J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer proposent une théorie microscopique, théorie BCS, rappelée au paragraphe 1.1, basée sur l'interaction des électrons de conduction avec les vibrations du cristal. Les électrons libres ont tendance à se repousser mais, dans l'état supraconducteur et à une température suffisamment basse, une interaction attractive permet à deux électrons d'impulsions et de spins opposés de former une paire dite de ***Cooper***. Ainsi, un état condensé de paires d'électrons de conduction se forme à une température inférieure à la température critique. Toutes les paires de Cooper se déplacent dans un mouvement cohérent non dissipatif et sont décrites par une seule et même fonction d'onde macroscopique.

En 1959, V. L. Ginzburg montre, le premier, que si un échantillon supraconducteur soumis à un champ magnétique externe présente des inhomogénéités de structure, les champs critiques H_{c1} et H_{c2} sont modifiés. Dans certaines conditions, le champ magnétique à partir duquel l'effet Meissner cesse est supérieur aux champs critiques H_c ou H_{c1} comme présenté au paragraphe 1.4.

1.1 La théorie de J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer

Afin de rendre compte des propriétés supraconductrices d'un matériau, J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer [6] ont developpé une théorie microscopique dont les principaux résultats sont :
- l'apparition de l'état supraconducteur, à partir d'un gaz d'électrons, se fait grâce à l'interaction attractive entre électrons via les vibrations du réseau (les phonons),
- le niveau fondamental de ce système électronique, séparé des états excités par une bande d'énergie interdite, est inférieur à l'énergie minimale du système électronique résultant qui

est ***l'énergie de Fermi***.

1.1.1 Formation de l'état supraconducteur

Dans un métal, les ions forment un réseau cristallin et les électrons de conduction peuvent se déplacer librement. L'interaction coulombienne entre les électrons et les ions (chargés positivement) est caractérisée par un puits de potentiel. Les électrons sont traités indépendamment les uns des autres et leur répulsion introduit un terme modulant la profondeur du puits de potentiel. Les niveaux d'énergie sont obtenus en résolvant l'équation de Schrödinger correspondante. Les électrons sont placés dans les divers états quantiques permis compte tenu du principe d'exclusion de Pauli jusqu'au niveau de Fermi dont l'énergie E_F au zéro absolu est donnée par :

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m}(3\pi^2 n_0)^{2/3}$$

où $\hbar$ est la constante de Planck réduite, n_0 la densité d'électrons de conduction par unité de volume et m la masse d'un électron. Tous les niveaux sont contenus dans ***la sphère de Fermi***. La densité d'électrons de conduction pour le niobium est de $55,55\ 10^{27}$ m^{-3} et l'énergie de Fermi $5,32$ eV.

En 1956, L. N. Cooper a étudié le comportement d'un gaz d'électrons lorsque deux électrons d'impulsions opposées et d'énergie supérieure à E_F sont ajoutés à la sphère de Fermi. Il a montré que ces électrons forment une paire de Cooper dont l'énergie est inférieure à $2E_F$. Le processus de formation des paires de Cooper se décompose en :

- une première phase où un électron libre traverse une maille,
- une deuxième phase où il attire dans son sillage les ions positifs, entraînant la déformation du réseau et un excès local de charges positives,
- une troisième phase où un second électron est attiré par la polarisation locale du réseau.

Précisons que, du fait de l'inertie des ions (positifs), l'effet attractif qu'ils exercent sur le second électron se fera ressentir même quand le premier électron en est loin. En effet, le temps de relaxation de réseau suite au passage du premier électron est typiquement :

$$\tau_D \approx \frac{1}{\nu_D} \approx 1,6\ 10^{-13}\ \text{s}$$

où ν_D désigne la ***fréquence de Debye*** ou fréquence de coupure : $\nu_D \approx \frac{k\theta_D}{h}$ avec θ_D la température de Debye ($\theta_D = 275$ K pour le niobium), k la constante de Boltzmann et h la constante de Planck. Par ailleurs, ce temps de relaxation τ_D est bien supérieur à la durée de passage de l'électron $\tau_e \approx \frac{b}{v_F} \approx 2\ 10^{-16}$ s avec b la distance interatomique et v_F la vitesse de Fermi (pour le niobium : $b = 0,29$ nm et $v_F = 1,37\ 10^6$ m s^{-1}). Par conséquent, l'interaction des électrons de Cooper via le réseau est à longue portée.

Après l'étude de Cooper, J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer ont montré que les électrons de la sphère de Fermi pouvaient former des paires de Cooper et ainsi réduire

l'énergie totale. L'attraction est créée par les vibrations du réseau dont le quantum est le phonon. L'énergie la plus élevée d'un phonon est $\hbar\omega_D$ (où ω_D est la pulsation de Debye). Les paires formées ont la même impulsion (nulle) et le même spin (nul). Elles peuvent être assimilées à des particules de Bose. Les paires n'existent que dans l'état fondamental, une excitation correspondant à une brisure de paire. Le niveau fondamental BCS est séparé des premiers niveaux excités par une bande d'énergie interdite (2Δ) correspondant aussi à l'énergie d'appariement. La largeur de la bande interdite varie en fonction de la température. Par exemple, pour le niobium[1], les expressions asymptotiques de l'énergie de bande interdite [6] sont :

- au zéro absolu :

$$\Delta(0) = 1,76\ k\ T_c \tag{1.1}$$

- au voisinage de la température critique :

$$\Delta(T) = 1,82\ \Delta(0)\ \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}} \tag{1.2}$$

Pour d'autres matériaux, et au voisinage de la température critique, seule la constante du matériau diffère (1,75 pour l'étain, 2,3 pour le mercure et 2,15 pour le plomb).

Pour le niobium, l'énergie de Fermi est 5,32 eV, l'énergie de bande interdite vaut 1,4 meV au zéro absolu et 265 μeV à 9,1 K. L'énergie nécessaire pour briser les paires de Cooper est donc très faible par rapport à l'énergie de Fermi.

Il est important de noter que la théorie BCS ne s'applique qu'aux métaux purs.

1.1.2 Quelques paramètres supraconducteurs

1.1.2.1 La température critique

La température de transition ou température critique, T_c, est définie telle que :

- Pour $T > T_c$, la largeur de la bande d'énergie interdite Δ est nulle et la supraconductivité cesse.
- Pour $T < T_c$, l'énergie de condensation est non nulle et le matériau devient supraconducteur.

La théorie de BCS fournit l'expression de la température critique d'un supraconducteur [6] :

$$kT_c = 1,14\ \hbar\ \omega_D\ \exp(-\frac{1}{N(0)V}) \tag{1.3}$$

où $N(0)$ est la densité d'états au niveau de Fermi au zéro absolu et V le potentiel d'interaction entre les électrons et les phonons. La grandeur sans dimension $\lambda_{ep} = N(0)V$

[1]Le niobium est le matériau constituant les cavités supraconductrices que nous avons testé au cours de ce travail

est ***la constante de couplage*** entre les électrons et les phonons. La température critique dépend de la pulsation de Debye qui est un paramètre du réseau. Selon le type de matériau, le paramètre de couplage et la température critique sont rappelés dans le tableau 1.1 où λ_{ep}^{exp} rend compte des résultats expérimentaux obtenus.

Matériau	Al	Sn	Nb	Hg	YBaCuO
$\lambda_{ep}^{exp} = N(0)V$	0,175	0,25	0,32	0,35	-
T_c (K)	1,2	3,8	9,2	4,2	92

Tableau 1.1: *Paramètre de couplage déterminé expérimentalement λ_{ep}^{exp} et température critique pour différents supraconducteurs conventionnels (Al, Nb, Hg, Sn) et à haute température critique (YBaCuO)*

Les supraconducteurs dits ***conventionnels*** (Nb, Al, Sn) ont une température critique inférieure à 10 K. Les supraconducteurs dits ***Haute Température Critique***, HTC, tel que YBaCuO, ont une température critique bien supérieure à la température d'ébulition de l'hélium liquide (4,2 K) voire de l'azote liquide (77 K). Le tableau donne à titre d'exemple la température critique de certains supraconducteurs.

1.1.2.2 La longueur de cohérence

La ***longueur de cohérence***, ξ_0, est la distance maximale sur laquelle deux électrons interagissent pour former une paire c'est-à-dire un état cohérent. Elle correspond à l'étendue spatiale d'une paire de Cooper. La longueur de cohérence ξ_0 peut s'évaluer simplement. Si τ désigne le temps qu'un électron met pour parcourir une distance égale à ξ_0, la longueur de cohérence sera : $\xi_0 = v_F\ \tau$. D'après le principe d'incertitude d'Heisenberg, $\Delta E\ \tau \geq \hbar$ avec $\Delta E = 2\Delta$ ce qui conduit à $\xi_0 \approx \frac{v_F \hbar}{2\Delta}$. Ce dernier résultat est proche de celui obtenu par le calcul précis de la théorie BCS [6] :

$$\xi_0 = a\frac{\hbar v_F}{kT_c} \tag{1.4}$$

où $a = 0,18$. Notons que la formule précédente donne la longueur de cohérence intrinsèque d'un matériau supraconducteur dont le réseau est supposé parfait. Dans la réalité, comme présenté par la suite (paragraphe 1.3.6.2), il faut tenir compte de l'effet des inhomogénéités. La valeur calculée à partir de la formule 1.4 pour le niobium, matériau que nous utiliserons pour nos cavités, est donnée dans le tableau 1.2. On a aussi présenté les différentes valeurs recensées.

Il apparaît que les valeurs ([7], [8], [9] et [10]) de la longueur de cohérence sont bien inférieures à la valeur théorique. La valeur de la longueur de cohérence fournie par

	théorie	Cyrot [7]	CAS [8]	Kneisel [9]	Padamsee [10]
ξ_0 (nm)	204	38	39	39	64

Tableau 1.2: *Longueur de cohérence théorique et indiquées dans les différentes références pour le cas particulier du niobium*

[9] est obtenue par ajustement de données expérimentales : il s'agit donc d'une valeur expérimentale. Il faut noter, comme on le verra au paragraphe 1.3.6.2, que la longueur de cohérence dépend du libre parcours moyen des électrons et donc, les valeurs [7], [8], [9] et [10] sont liées aux inhomogénéités présentes dans le matériau et ne correspondent donc pas directement à la longueur de cohérence d'un matériau supposé parfait. D'autre part, on remarque que ξ_0 est bien supérieure aux distances interatomiques ($\sim 0,3$ nm) : l'état supraconducteur est un état dont les interactions sont à longue portée.

1.1.2.3 L'effet isotopique

La température critique des isotopes d'un matériau varie en fonction de la masse isotopique, M, selon la loi : $T_c M^a = c^{te}$ [11, 12]. La constante a a été mesurée expérimentalement et ses valeurs fluctuent autour de 1/2 [13]. La masse isotopique n'agit que sur le spectre des phonons du réseau. Ceci montre que la supraconductivité, processus électronique, est due à la forte interaction des électrons avec le réseau.

1.2 Rappels de la théorie de V. L. Ginzburg et L. D. Landau

V. L. Ginzburg et L. D. Landau (GL) ont développé une théorie basée sur celle plus générale due à L. D. Landau concernant les transitions de phase du second ordre. Cette théorie permet d'exprimer les variations de la densité d'électrons supraconducteurs en fonction des paramètres extérieurs (notamment du champ magnétique appliqué et de la température). Les variations dues à d'autres facteurs entraînent, comme il sera présenté au paragraphe 1.4, des phénomènes de surchauffe ou de sous-refroidissement. Avant de présenter les principaux éléments utiles pour la suite, la définition des transitions de phase des premier et second ordres sera rappelée.

1.2.1 Rappels sur les transitions de phase du premier et du second ordre

Un changement d'état de ***première espèce*** ou du ***premier ordre*** est défini par :

- un équilibre monovariant : à pression constante, le passage d'un état I à un état II a lieu à température constante. La température de changement d'état varie en fonction de la pression.

- une fonction enthalpie spécifique, g, invariante pendant la transformation lorsque celle-ci a lieu dans des conditions de reversibilité. Les enthalpies spécifiques libres des deux phases en équilibre sont égales : $g_1(T,P) = g_2(T,P)$.

- une discontinuité au cours du changement d'état des dérivées partielles de $g(T,P)$ par rapport à T et P. En particulier, le changement d'état est caractérisé par une variation discontinue de l'entropie et du volume du système (dérivée première).

Un changement d'état de ***seconde espèce*** ou du ***second ordre*** est défini par :

- un équilibre monovariant où la température de la transformation est une fonction de la pression.

- une continuité au cours du changement d'état de la fonction $g(T,P)$ et de ses dérivées premières. La discontinuité apparaît pour la dérivée seconde et les dérivées d'ordres supérieurs.

Deux exemples de transitions illustrent les propriétés précédentes. Le passage de l'état ferromagnétique, caractérisé par une aimantation interne spontanée, à l'état paramagnétique où cette aimantation spontanée en l'absence de champ externe a disparu est un exemple qui sera repris dans le paragraphe suivant. La transformation a lieu à une température appelée ***Point de Curie***.

Le second exemple est la transition de l'état supraconducteur à l'état normal. La température de transformation est fonction du champ magnétique externe appliqué. Lorsque ce champ est nul, la transformation a les caractéristiques d'un changement d'état de seconde espèce caractérisé par une discontinuité de la chaleur spécifique.

Par contre, lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué au métal supraconducteur, la température de transformation est abaissée et une chaleur de transformation apparaît. La transition de l'état supraconducteur à l'état normal est un cas curieux où le mode de transformation diffère selon les paramètres qui déterminent l'état du système.

1.2.2 Description thermodynamique de l'état supraconducteur

La théorie de L. D. Landau permet de décrire les transitions de phase du second ordre dont un exemple est la transition de phase de l'état ferromagnétique à l'état paramagnétique. Pour cette transition, une aimantation, M, spontanée d'un échantillon ferromagnétique se produit pour une température, T, inférieure à la température critique de Curie, T_{CM}, et disparaît pour $T > T_{CM}$. Cet état peut être décrit en développant en série l'énergie libre de Helmoltz en fonction de M au voisinage de la transition :

$$F(T,M) = F(T,0) + a(T - T_{CM})M^2 + bM^4 + c|\nabla M|^2$$

L. D. Landau a postulé que toute transition de phase du second ordre peut être décrite de la même façon en remplaçant M par un paramètre d'ordre qui s'annule au dessus de la température de transition.

Sur ces bases, V. L. Ginzburg et L. D. Landau ont développé leur théorie selon laquelle le supraconducteur est décrit par un système contenant n_s électrons "supraconducteurs"

et $(n - n_s)$ électrons normaux par unité de volume où n est la densité totale d'électrons. Le paramètre d'ordre ψ, pseudo fonction d'onde décrivant l'état supraconducteur, est un nombre complexe ($\psi(\mathbf{r}) = |\psi(\mathbf{r})|e^{i\phi(\mathbf{r})}$) tel que :

- le carré du module $|\psi\psi^*|$ correspond à la densité d'électrons supraconducteurs au point $\mathbf{r}$
- le gradient de la phase est relié au super-courant circulant dans le supraconducteur tant que la température est inférieure à T_c
- ψ est non-nul dans l'état supraconducteur et nul dans l'état normal

Ginzburg et Landau ont utilisé l'expression suivante de la fonction de Helmholtz :

$$F_s(\mathbf{r}, T) = F_n(\mathbf{r}, T) + \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m}|(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})\psi|^2 + \frac{\mu_0\mathbf{H}^2(\mathbf{r})}{2}$$

$$F_s(T) = \int_V F_s(\mathbf{r}, T)d^3r$$

où les indices s et n sont relatifs aux états supraconducteur et normal respectivement. La densité d'énergie libre d'un supraconducteur soumis à un champ magnétique extérieur, $\mathbf{H}$, est alors donnée par :

$$F_s(\mathbf{r}, T) = F_n(\mathbf{r}, T) + \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{\hbar}{2m}(\nabla|\psi|)^2 + \frac{1}{2}|\psi|^2 m\mathbf{v}_s^2 + \frac{\mu_0\mathbf{H}^2(\mathbf{r})}{2} \tag{1.5}$$

où $\mathbf{v}_s = \frac{1}{m}(\hbar\nabla\phi - 2e\mathbf{A})$. En mécanique quantique, on rapelle que la densité de courant $\mathbf{j}$ pour des particules de charge q, de densité n et de masse m est donnée par :

$$\mathbf{j} = \frac{q}{2\,m}\left(\psi^*\left(\frac{\hbar}{i}\nabla\right)\psi + \psi\left(-\frac{\hbar}{i}\nabla\right)\psi^*\right)$$

Si $|\psi|$ est constant, la densité de courant devient : $\mathbf{j} = \frac{n}{2}q\mathbf{v}$ avec $\mathbf{v} = \frac{\hbar}{m}\nabla\phi$. En présence d'un potentiel vecteur $\mathbf{A}$, l'expression de la vitesse devient : $\mathbf{v} = \frac{1}{m}(\hbar\nabla\phi - q\mathbf{A})$. La vitesse des électrons supraconducteurs est donc $\mathbf{v}_s = \frac{1}{m}(\hbar\nabla\phi - 2e\mathbf{A})$ et $\mathbf{A}$ au potentiel vecteur.

Le terme $\frac{1}{2}|\psi|^2 m\mathbf{v}_s^2$ correspond à la densité d'énergie cinétique associée au super-courant. $\frac{\mu_0\mathbf{H}^2(\mathbf{r})}{2}$ correspond à la densité d'énergie magnétique et $\frac{\hbar}{2m}(\nabla|\psi|)^2$ fait intervenir le gradient de la densité d'électrons supraconducteurs. Les coefficients α et β sont des combinaisons des longueurs caractéristiques de l'état supraconducteur (longueur de London et longueur de cohérence) et du champ critique. Le potentiel vecteur contient la contribution du champ externe appliqué et celle du super-courant circulant dans le supraconducteur.

Afin d'obtenir le paramètre d'ordre et le potentiel vecteur, l'énergie libre (1.5) est minimisée (équilibre thermodynamique) par rapport à ψ et à $\mathbf{A}$. Ceci conduit aux ***équations de Ginzburg-Landau*** :

$$\alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi + \frac{1}{2m}(i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})^2\psi = 0 \tag{1.6}$$

$$\mathbf{J} = \frac{e}{m}(\psi(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})\psi) \tag{1.7}$$

Les variations de la densité de courant $\mathbf{J}$ sont dues au champ externe ainsi qu'aux variations locales de la densité d'électrons supraconducteurs.

1.2.3 La longueur de cohérence

La longueur de cohérence au sens de GL, ξ_{GL}, peut être déduite des équations précédentes. En l'absence de champ magnétique externe et pour un problème à une dimension, l'équation (1.6) devient :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dx^2} + \alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi = 0$$

La longueur de cohérence ξ introduite naturellement comme échelle de longueur dans cette dernière équation s'écrit :

$$\xi_{GL} = \frac{\hbar^2}{2m|\alpha|} \tag{1.8}$$

ξ_{GL} représente la longueur sur laquelle $\psi(r)$ varie quand une perturbation est introduite.

1.3 La profondeur de pénétration

La ***profondeur de pénétration*** correspond à la longueur caractéristique de pénétration du champ magnétique dans un supraconducteur. Elle a été introduite en 1934 afin d'expliquer l'expulsion du champ magnétique d'un supraconducteur soumis à un champ extérieur (effet Meissner). Une première explication de cet effet est fournie par le modèle de London. Mais les équations de London ne tiennent compte ni des variations de la profondeur de pénétration en fonction de la température ni de la pureté de l'échantillon supraconducteur. Le modèle de Gorter et Casimir (1934) introduit la dépendance en fonction de la température. Plus tard, Pippard (1952) introduit la dépendance en fonction du libre parcours moyen des électrons qui caractérise la pureté du matériau.

1.3.1 Rappels sur les conducteurs parfaits

Si un échantillon de conducteur parfait est refroidi en l'absence de champ magnétique extérieur, le champ à l'intérieur de l'échantillon, H_{int}, est nul. Si, ensuite, un champ extérieur est appliqué, le champ est écranté et H_{int} reste nul.

Par contre, si l'échantillon est refroidi en présence d'un champ extérieur, H_{int} est non nul. Si, ensuite, le champ extérieur est supprimé, H_{int} reste non nul. Ce comportement différencie un conducteur parfait et un supraconducteur qui, dans le dernier cas, expulsera le champ appliqué.

1.3.2 L'effet Meissner

W. Meissner et R. Ochsenfeld ont montré que quelle que soit l'histoire magnétique d'un échantillon supraconducteur, s'il est refroidi en dessous de sa température critique, le champ magnétique interne est nul. Cet effet porte le nom de l'un de ses découvreurs : effet Meissner.

La transition de l'état normal vers l'état supraconducteur est accompagnée de l'apparition d'un super-courant à la surface du supraconducteur annulant le champ magnétique intérieur. Même si un supraconducteur présente une conductivité infinie, l'expulsion du champ magnétique ne peut être expliquée en assimilant un supraconduteur à un conducteur parfait dont les caractéristiques (résistivité électrique nulle) sont résumées au paragraphe précédent. En effet, pour expliquer l'effet Meissner, il faut que simultanément $\frac{\delta \mathbf{B}}{\delta t}$ et $\mathbf{B}$ soient nuls.

1.3.3 Les équations de London

A partir de l'expression de l'énergie libre, il est possible d'obtenir l'***équation de London***. L'énergie libre a pour expression :

$$F = \int\int\int f_s d\tau + E_c + E_{mag} \tag{1.9}$$

où f_s représente la densité d'énergie libre par unité de volume des super-électrons en l'absence de courant. E_c et E_{mag} désignent respectivement les énergies cinétique et magnétique du système. La densité d'énergie cinétique associée au super-courant est donnée par :

$$e_c = \frac{1}{2}\ m\ v_s^2\ n_s \tag{1.10}$$

avec m la masse effective de l'électron, v_s sa vitesse et n_s la densité de super-électrons. La densité de super-courant est :

$$\mathbf{J}_s = -e\ n_s\ \mathbf{v}_s \tag{1.11}$$

Enfin la densité d'énergie magnétique est simplement :

$$e_{mag} = \frac{\mu_0}{2} H^2 \tag{1.12}$$

En régime permanent, la densité de super-courant est liée au champ magnétique par l'équation de Maxwell-Ampère :

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = \mathbf{J}_s \tag{1.13}$$

En combinant les quatre équations précédentes, l'expression de l'énergie libre (1.9) devient :

$$F = F_s + \frac{\mu_0}{2} \int\int\int (H^2 + \lambda_L^2 |\nabla \wedge \mathbf{H}|^2) d\tau \tag{1.14}$$

avec $F_s = \int\int\int f_s d\tau$ et

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{n_s e^2 \mu_0}} \tag{1.15}$$

λ_L est appelée la ***longueur de London***. Afin d'obtenir l'équation de London, il faut minimiser l'énergie libre par rapport à la distribution du champ magnétique H dans le supraconducteur. Quand H varie de δH, l'énergie libre varie de δF tel que :

$$\delta F = \mu_0 \int\int\int (\mathbf{H} + \lambda_L^2 \nabla\wedge\nabla\wedge\mathbf{H})\ \delta\mathbf{H}\ d\tau \tag{1.16}$$

S'agissant du minimum de l'énergie libre, l'équation (1.16) est nulle, ce qui conduit à la configuration de champ magnétique où l'expression de l'équation (1.16) est identiquement nulle. Après quelques transformations et tenant compte de l'inexistence de pôles magnétiques libres ($\nabla.\mathbf{H} = 0$), l'***équation de London*** est :

$$\Delta\mathbf{H} - \lambda_L^{-2}\mathbf{H} = 0 \tag{1.17}$$

L'équation de London n'entraîne pas l'expulsion complète du champ magnétique de l'intérieur du supraconducteur. Elle prévoit une pénétration caractéristique du champ sur une profondeur λ_L à la surface de l'échantillon. L'existence de λ_L est confirmée par l'expérience. Cependant, les valeurs expérimentales sont systématiquement plus élevées que celles données par l'équation (1.15). Pour le niobium, la valeur fournie par (1.15) est de 22,5 nm alors que les valeurs expérimentales sont comprises entre 32 et 44 nm [14]. La différence entre les valeurs expérimentales et théoriques est expliquée par le fait qu'il n'a été tenu compte dans la théorie de London ni de l'effet des impuretés, ni de la variation de la densité d'électrons supraconducteurs en fonction de la température. La longueur de London donnée par (1.15) correspond à la profondeur de pénétration au zéro absolu.

1.3.4 Variation de la profondeur de pénétration en fonction de la température

D'après la théorie de London, le champ magnétique dans un supraconducteur décroît exponentiellement sur une profondeur λ_L donnée par l'équation (1.15). La densité des électrons supraconducteurs, n_s, est le seul paramètre dépendant de la température. Différents modèles ont été proposés pour rendre compte des variations de la profondeur de pénétration avec la température. La profondeur de pénétration sera alors notée λ par rapport à λ_L retenue pour la longueur de London au zéro absolu et en l'absence d'impuretés.

1.3.4.1 Le modèle à deux fluides de Gorter et Casimir (GC)

De la même façon que dans la théorie de GL, le supraconducteur possède un état ordonné ou condensé caractérisé par un paramètre d'ordre W. Ce paramètre est choisi de manière à varier entre 0 et 1 quand la température varie de T_c au zéro absolu. Le modèle à deux fluides proposé par Gorter et Casimir suppose que la fraction W d'électrons de

conduction est dans l'état supraconducteur, c'est-à-dire condensés en un état ordonné et que la fraction restante (1-W) est dans l'état normal.

Gorter et Casimir ont postulé que la densité d'électrons supraconducteurs par unité de volume est $n_s(t) = W(t)\ n_s(0)$ où $W(t)$ est le paramètre d'ordre, t la température réduite ($t = \frac{T}{T_c}$) et $n_s(0)$ la densité d'électrons supraconducteurs au zéro absolu. Dans ce modèle, GC suggèrent que le paramètre d'ordre varie en fonction de la température selon l'expression :

$$W(t) = 1 - t^4 \tag{1.18}$$

Finalement, en utilisant (1.15) et (1.18), la variation de la longueur de London en fonction de la température, selon le modèle de GC, est :

$$\lambda(t) = \frac{\lambda_L}{\sqrt{1 - t^4}} \tag{1.19}$$

Au voisinage de la transition ($T \to T_c$, $t \to 1$), la profondeur de pénétration s'écrit :

$$\lambda(t) \simeq \frac{\lambda_L}{2} \frac{1}{\sqrt{1 - t}} \tag{1.20}$$

Les variations théoriques de la profondeur de pénétration en fonction de la température sont présentées sur la figure 1.1 pour le niobium.

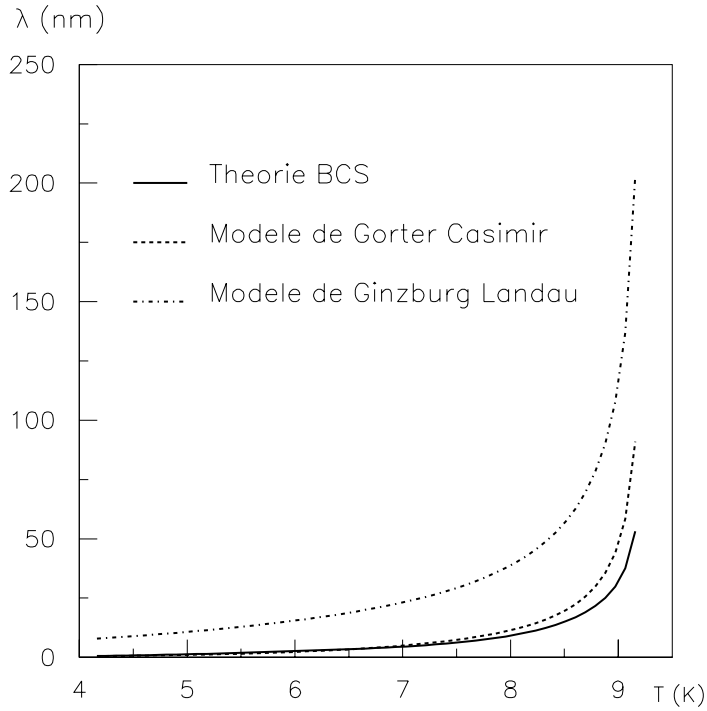


Figure 1.1: *Variations de la profondeur de pénétration selon les modèles en fonction de la température, pour un échantillon de niobium, dont la température critique est 9,25 K*

1.3.4.2 Le modèle BCS

Dans la limite de London ($\xi_0 \ll \lambda$), la profondeur de pénétration, λ, est obtenue à partir de la formule (1.15) où la densité d'électrons supraconducteurs au zéro absolu n_s est maintenant donnée par :

$$n_s = n_n - \frac{2n_n}{T}\int_0^\infty \frac{\exp(\sqrt{\Delta^2 + E^2}/kT)}{(1+\exp(\sqrt{\Delta^2+E^2}/kT))^2}dE \tag{1.21}$$

où n_n est la densité d'électrons normaux.

Mais, dans la plupart des cas, pour les supraconducteurs conventionnels (i.e. $T_c \leq$ 10 K), $\xi_0 \sim 10^{-6}$ m et $\lambda \sim 10^{-8}$ m, on se trouve alors dans la ***limite de Pippard*** ($\xi_0 \gg \lambda$). Dans ce cas, BCS ont montré que le rapport des profondeurs de pénétration au zéro absolu et à une température T est donné par :

$$\frac{\lambda_\infty(0)}{\lambda_\infty(T)} = \left(\frac{\Delta(T)\tanh(\frac{\Delta(T)}{2kT})}{\Delta(0)}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{1.22}$$

où l'indice ∞ a été rajouté pour signifier que l'on se trouve dans la limite de Pippard ($\xi_0 \gg \lambda$). La densité d'électrons supraconducteurs est le seul paramètre variable influençant les variations de la profondeur de pénétration à ce stade de notre présentation. Sur la figure 1.2, les variations de la densité d'électrons en fonction de la température sont tracées pour la théorie BCS et le modèle à deux fluides de Gorter-Casimir. A basses températures, il y a un bon accord entre la théorie BCS et le modèle à deux fluides. A des températures plus élevées, les deux modèles diffèrent. En effet, l'approximation $\xi_0 \gg \lambda$, utilisée dans les deux cas, n'est plus valable quand $T \to T_c$ car λ augmente en fonction de la température et devient supérieur à ξ_0. La profondeur de pénétration est alors obtenue numériquement en résolvant les équations de variations de la densité d'électrons supraconduteurs en fonction de l'énergie de la bande interdite. Dans leur modèle, Gorter et Casimir d'une part et BCS d'autre part n'ont pas tenu compte de la pureté du matériau. Or, les expériences menées par Pippard [15], et plus tard par Waldram [16], ont montré comme attendu qu'une diminution du libre parcours moyen entraînait une augmentation de la profondeur de pénétration.

1.3.5 Variation de λ en fonction du libre parcours moyen des électrons - Modèle de Pippard

Différents modèles ont été proposés pour rendre compte des variations de la profondeur de pénétration avec le libre parcours moyen. Il s'agit, ici, du modèle de Pippard.

L'observation expérimentale des variations de la profondeur de pénétration en fonction du libre parcours moyen a amené Pippard [15] à modifier le modèle de London en introduisant le concept de longueur de cohérence de la phase supraconductrice. Comme dans l'équation (1.17), aucun paramètre ne dépend du libre parcours moyen des électrons, Pippard l'introduit dans l'équation (1.17) qui devient :

$$\Delta\mathbf{J} - \frac{\mu_0 n_s e^2}{m}\frac{\xi}{\xi_0}\mathbf{J} = 0 \tag{1.23}$$

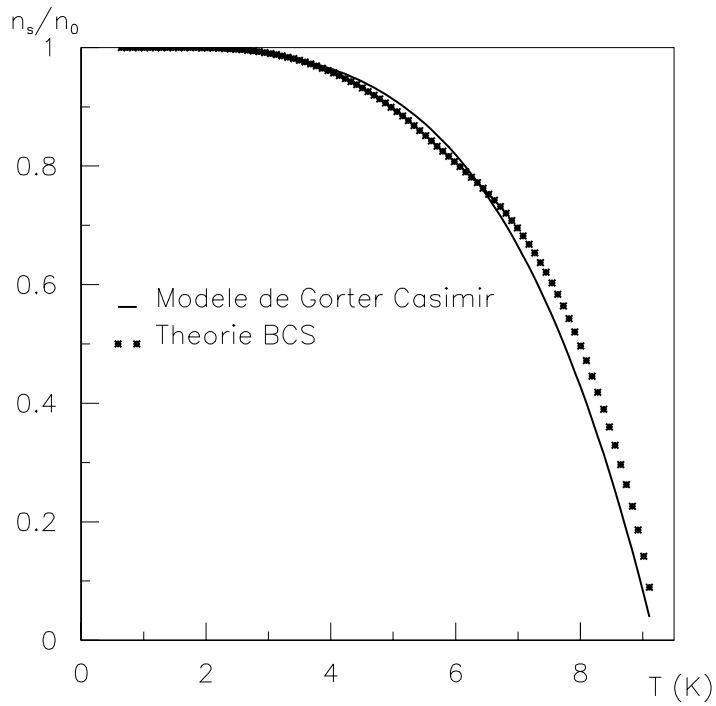


Figure 1.2: *Variations de la densité d'électrons supraconducteurs dans les modèles BCS (dans la limite de Pippard) et GC en fonction de la température pour un échantillon de niobium avec une température critique de 9,25 K*

où ξ_0 est une constante caractéristique du supraconducteur et ξ un paramètre variable dépendant du libre parcours moyen. La profondeur de pénétration, λ, est alors donnée par :

$$\lambda = \lambda_L \sqrt{\frac{\xi_0}{\xi}} \tag{1.24}$$

Expérimentalement, la profondeur de pénétration augmente quand l_e diminue [16]. Il s'ensuit que la longueur de cohérence ξ décroît quand l_e diminue. Pippard a assimilé ξ_0 à la longueur de cohérence du supraconducteur pur et ξ à la longueur de cohérence réelle dépendant de la concentration d'impuretés c'est-à-dire proportionnelle à l_e :

$$\xi = c\, l_e \tag{1.25}$$

Les résultats obtenus par Pippard [15] indiquent que, même dans des surpaconducteurs purs, le paramètre d'ordre peut changer sur des distances plus petites ou égales au libre parcours moyen (1 à 100 nm). Il existe donc une limite (ξ_0) au taux de cohérence, fixée par exemple par les interactions entre électrons. Pippard a alors proposé une autre relation entre ξ et l_e qui tient compte de ces observations [15] :

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{\alpha l_e} \tag{1.26}$$

où α est une constante déduite des données expérimentales ($\alpha = 0,8$ pour l'étain) [15].

L'équation (1.25) est la limite asymptotique de la relation (1.26) pour un supraconducteur contenant un fort taux d'impureté (i.e. $l_e \ll \xi_0$). Les deux relations (1.25) et (1.26) sont en bon accord avec les expériences. Ces équations n'expliquent cependant pas pourquoi, dans des supraconducteurs massifs purs (c'est-à-dire ayant un libre parcours moyen grand) la profondeur de pénétration est quatre ou cinq fois plus grande [17] que la valeur fournie par (1.15). Selon Pippard, dans le modèle de London, la fonction d'onde décrivant l'état supraconducteur est supposée parfaitement rigide sous l'action d'un champ extérieur, c'est-à-dire égale à sa valeur en l'absence de champ extérieur. L'équation de London (1.17) n'est donc valable que pour des variations lentes de champ extérieur. Cette équation (1.17), qui est locale, peut se mettre sous la forme :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = -\frac{ne^2}{m}\mathbf{A}(\mathbf{r}) \tag{1.27}$$

Compte tenu des remarques précédentes, Pippard a proposé une équation décrivant la variation du super-courant dans un supraconducteur pur soumis à un champ électromagnétique :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = -\frac{3ne^2}{4\pi\xi_{0P}m}\int \frac{\mathbf{r}(\mathbf{r}.\mathbf{A})\exp(-r/\xi)d\tau}{r^4} \tag{1.28}$$

où ξ_{0P} est la longueur de cohérence selon Pippard : $\xi_{0P} = 0,15\frac{\hbar v_F}{\Delta}$. Notons qu'elle est légèrement différente de celle de BCS (Eq. 1.4). L'équation (1.28) est appelée ***relation non locale de Pippard***. Sa validité a été confirmée par Bardeen qui a montré que l'existence de la bande interdite dans le spectre d'énergie des électrons entraîne une relation non locale entre la densité de courant et le potentiel vecteur. La relation non locale de Pippard permet d'évaluer la profondeur de pénétration dans deux cas limites :

- dans la limite de London où $\xi \ll \lambda$ et le supraconducteur est de type II :

$$\lambda = \lambda_L\sqrt{\frac{\xi_0}{\xi}} \tag{1.29}$$

  où ξ_0 est fourni par (1.4) et ξ est fourni par (1.25) ou (1.26).

- dans la limite de Pippard où $\xi \gg \lambda$ et le supraconducteur est de type I :

$$\lambda_\infty = (\frac{\sqrt{3}}{2\pi}\xi_0\lambda_L^2)^{\frac{1}{3}} \tag{1.30}$$

Notons que ξ ne peut pas excéder ξ_0. D'autre part, dans la limite de London, l'équation (1.27) étant la forme limite de l'équation (1.28), les résultats obtenus (i.e. (1.15) et (1.29)) sont, bien évidemment, identiques. La relation (1.30) correspond au cas du libre parcours moyen infini et explique pourquoi la profondeur de pénétration des supraconducteurs extrêment purs et conventionnels est très supérieure à la valeur de London (1.15).

La figure 1.3 présente les variations théoriques de la profondeur de pénétration pour le niobium en fonction du libre parcours moyen. La dépendance de la profondeur de pénétration en fonction de la température [18, 19] est la même que celle fournie par le modèle de Gorter et Casimir.

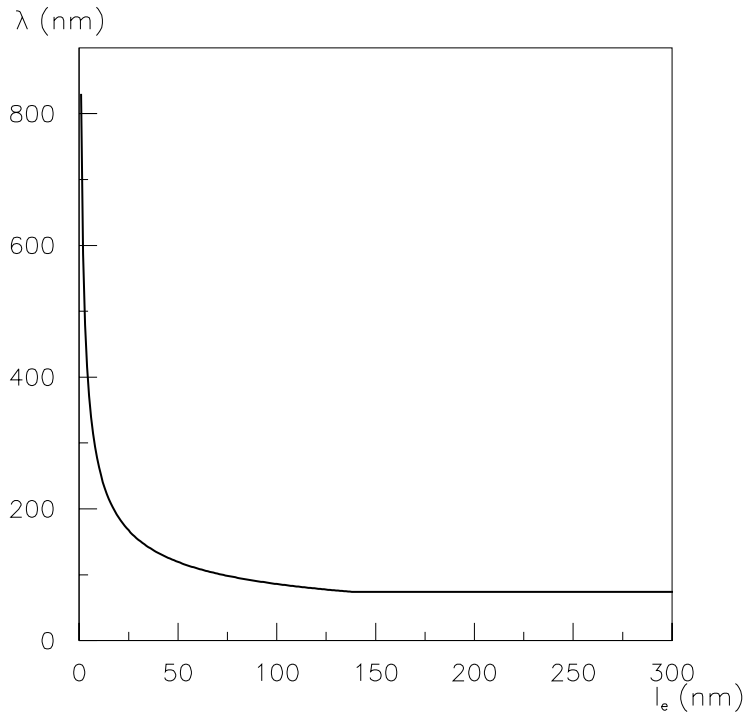


Figure 1.3: *Variations théoriques de la profondeur de pénétration en fonction du libre parcours moyen pour le niobium*

1.3.6 Modèle de Ginzburg Landau

Les expressions analytiques de la profondeur de pénétration et de la longueur de cohérence en fonction du libre parcours moyen selon le modèle de GL sont présentées dans ce paragraphe.

1.3.6.1 Profondeur de pénétration

En appliquant un champ magnétique extérieur au supraconducteur et en supposant les variations de ψ faibles, la seconde équation de GL (1.7) s'écrit :

$$\mathbf{J} = -\frac{4e^2}{m}\mathbf{A}|\psi_0|^2$$

où ψ_0 est le paramètre d'ordre dans le cas homogène. En utilisant (1.13), la profondeur de pénétration est alors donnée par :

$$\frac{1}{\lambda^2} = 4e^2\mu_0\frac{|\psi_0|^2}{m} \tag{1.31}$$

En posant $n_s = 4|\psi_0|^2$, l'expression Eq. 1.31 est identique à celle fournie par le modèle de London Eq. 1.15.

Comme dans les autres modèles, la profondeur de pénétration dépend de la densité d'électrons appariés par unité de volume. Dans le modèle de GL, au voisinage de la

température critique, la profondeur de pénétration varie avec la température. Pour les supraconducteurs purs (i.e. $l_e \gg \xi_0$), la profondeur de pénétration est :

$$\lambda(t) = \frac{\lambda_L}{\sqrt{2(1-t)}}$$

Pour les supraconducteurs contenant des impuretés, c'est-à-dire dans la limite où la longueur de cohérence est grande devant le libre parcours moyen des électrons ($\xi_0 \gg l_e$), la profondeur de pénétration a pour expression :

$$\lambda(t) = \frac{\lambda_L}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\xi_0}{1,33 l_e}}\frac{1}{\sqrt{(1-t)}}$$

Ainsi, quand le libre parcours moyen décroît, la profondeur de pénétration augmentant, le champ magnétique pénètre donc plus. En d'autres termes, le champ magnétique pénètre d'autant plus profondément dans le supraconducteur que celui-ci contient plus d'impuretés.

1.3.6.2 Longueur de cohérence

La longueur de cohérence, selon la théorie GL, fournie par (1.8) dépend du paramètre α. Ce dernier dépend du libre parcours moyen ainsi que de la température. Selon la pureté du matériau, l'expression dans deux cas limites est :

- pour un supraconducteur "propre", $l_e \gg \xi_0$,

$$\xi_{GL} = 0,74\ \xi_0\ \frac{1}{\sqrt{1-t}}$$

- pour un supraconducteur "sale", $l_e \ll \xi_0$,

$$\xi_{GL} = 0,85\ \sqrt{\xi_0\ l_e}\ \frac{1}{\sqrt{1-t}}$$

La longueur de cohérence sera d'autant plus faible que le libre parcours moyen sera petit, c'est-à-dire que le supraconducteur contiendra des impuretés.

Remarque : Le ***paramètre de GL***, κ, utilisé pour différencier les types de supraconducteurs est défini comme le rapport entre la profondeur de pénétration et la longueur de cohérence. Dans le modèle de GL, κ est indépendant de la température si $t \sim 1$. Cependant, κ dépend de la pureté du matériau.

1.3.7 Récapitulatif

Les expressions de la profondeur de pénétration et de la longueur de cohérence selon les différents modèles présentés sont consignées dans le tableau 1.3.

Modèle	Profondeur de pénétration	Longueur de cohérence	Domaine de validité validité
GC	$\lambda_L \frac{1}{\sqrt{1-t^4}}$		$\forall(T, l_e)$
BCS	$\frac{\lambda_\infty(0)}{\lambda_\infty(T)} = \left(\frac{\Delta(T)\tanh(\frac{\Delta(T)}{2kT})}{\Delta(0)}\right)^{\frac{1}{3}}$ $\lambda = \sqrt{\frac{m}{n_s^* e^2 \mu_0}}$	 $\xi_0 = 0.18\frac{\hbar v_F}{\Delta}$	$\forall T$ $\forall T$ 0 K
Pippard	$\lambda = \lambda_L\sqrt{1+\frac{\xi_0}{0.8 l_e}}.\frac{1}{\sqrt{1-t^4}}$ $\lambda_\infty = (\frac{\sqrt{3}}{2\pi}\xi_0\lambda_L^2)^{\frac{1}{3}}\frac{1}{\sqrt{1-t^4}}$		$\xi \gg \lambda$ $\xi \ll \lambda$
GL	$\lambda(t) = \frac{\lambda_L}{\sqrt{2(1-t)}}$ $\lambda(t) = \frac{\lambda_L}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\xi_0}{1{,}33 l_e}}\frac{1}{\sqrt{1-t}}$	$\xi_{GL} = 0,74\xi_0\frac{1}{\sqrt{1-t}}$ $\xi_{GL} = 0,85\sqrt{\xi_0 l_e}\frac{1}{\sqrt{1-t}}$	$T \to T_c$ et $l_e \gg \xi_0$ $T \to T_c$ et $l_e \ll \xi_0$

Tableau 1.3: *Tableau récapitulatif donnant la profondeur de pénétration, λ, et la longueur de cohérence, ξ, selon les différents modèles présentés. n_s^* est fourni par l'équation Eq. 1.21.*

1.3.8 Cas particulier : le niobium

Le niobium est le matériau constituant les cavités supraconductrices que nous avons testées au cours de ce travail. Compte tenu des définitions précédentes, les valeurs numériques des grandeurs caractéristiques du niobium sont résumées dans le tableau 1.4.

Le tableau 1.5 présente les différentes valeurs recensées pour la longueur de London et la profondeur de pénétration. On constate que les valeurs expérimentales obtenues pour la longueur de London sont bien supérieures aux valeurs théoriques. Comme annoncé au paragraphe 1.3.5, la profondeur de pénétration dépend du libre parcours moyen des électrons et est souvent abusivement appelée longueur de London. Les valeurs fournies dans le tableau 1.5 correspondent à la profondeur de pénétration au zéro absolu mais en présence d'impuretés. La comparaison des résultats expérimentaux et théoriques est alors délicate. Les valeurs sont cohérentes les unes par rapport aux autres. Seule la longueur

Nom du paramètre	Variable	Valeur théorique
Longueur de cohérence	ξ_0 (nm)	204
Longueur de London	λ_L (nm)	22
Vitesse de Fermi	v_F (m s^{-1})	$1,4\ 10^6$
Energie de Fermi	E_F (eV)	$5,6$
Bande d'énergie interdite	$\Delta(0)$ (meV)	$1,4$

Tableau 1.4: *Paramètres caractéristiques de l'état supraconducteur pour le niobium calculé à partir des expressions théoriques*

de cohérence [10] est supérieure de 50% aux autres.

Référence	Kneisel [9]	CAS [8]	Padamsee [10]	Cyrot [7]
λ (nm)	32	32	36	40
ξ (nm)	39	39	64	38

Tableau 1.5: *Différentes valeurs de la longueur de London et de la longueur de cohérence recensées dans les références*

1.4 Des champs magnétiques critiques au champ de surchauffe

Nous allons, au cours de ce paragraphe, présenter les champs critiques et autres champs de sous-refroidissement (***subcooling***) et de surchauffe (***superheating***).

1.4.1 Champ magnétique thermodynamique critique selon GL

Supposons que le champ magnétique extérieur soit nul, l'équation (1.6) s'écrit, dans le cas homogène :

$$|\psi_0|^2 = -\frac{\alpha}{\beta} \tag{1.32}$$

β étant positif et indépendant de T. En posant $\alpha = a(T - T_c)$, l'équation précédente n'admet une solution qu'à condition que $T < T_c$. Dans ce cas, quel que soit $\mathbf{r}$ et à champ nul ($\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{0}$), l'équation (1.5) s'écrit : $F_s(\mathbf{r}, T) - F_n(\mathbf{r}, T) = -\frac{\alpha^2}{2\beta}$. L'équilibre entre les phases supraconductrice et normale est obtenu si la fonction de Gibbs G (ou enthalpie libre) vérifie : $dG = 0$. Or l'enthalpie libre s'exprime en fonction de l'énergie libre F et de l'aimantation :

$$G(H, T) = F(T) - \mu_0 \int_0^H M dH$$

Dans l'état supraconducteur, pour $H \leq H_c$, le champ magnétique intérieur est nul, la fonction de Gibbs s'écrit :

$$G_s(T, H) = F_s(\mathbf{r}, T)$$

Dans l'état normal, le champ magnétique pénètre dans le métal et, en négligeant la susceptibilité magnétique :

$$G_n(T, H) = F_n(\mathbf{r}, T) - \frac{\mu_0 H^2(\mathbf{r})}{2}$$

A la transition entre l'état supraconducteur et l'état normal, c'est-à-dire à l'équilibre entre la fonction de Gibbs dans l'état normal et celle dans l'état supraconducteur, le champ magnétique thermodynamique critique satisfait la relation :

$$F_s(\mathbf{r}, T) - F_n(\mathbf{r}, T) = \frac{\mu_0}{2} H_c^2 \tag{1.33}$$

Remarques :

- La différence d'entropie entre l'état supraconducteur et l'état normal est alors fournie par : $S_n - S_s = -\mu_0 H_c \frac{dH_c}{dt}$. Pour $T < T_c$, l'état supraconducteur étant plus ordonné que l'état normal ($S_n \geq S_s$), la pente de la courbe H_c en fonction de T doit être négative.

- A la température critique, le champ magnétique critique étant nul, l'entropie est continue. Ceci vient confirmer que la transition de l'état supraconducteur vers l'état normal sous champ nul est une transition du second ordre.

1.4.2 Champ magnétique critique selon BCS

Si un champ électrique, $\mathbf{E}$, est appliqué à un supraconducteur pendant un temps δt, la quantité de mouvement de la paire d'électrons est alors : $\mathbf{P} = -2e\mathbf{E}\delta t$. La densité de courant associée au mouvement des paires de Cooper est :

$$\mathbf{J}_s = \rho \mathbf{P}/m = -n_s \frac{2e^2 \mathbf{E} \delta t}{m}$$

BCS ont montré que l'existence du super-courant n'affecte pas l'énergie de bande interdite. Le gain d'énergie, δE, dû au champ électrique appliqué s'écrit $\delta E \approx p_F P/m$ où p_F est ***la quantité de mouvement de Fermi***.

Les paires d'électrons ne peuvent être diffusées que si elles gagnent une énergie supérieure à l'énergie de la bande interdite, 2Δ (paires brisées). Le courant de paires ne subit

aucun frottement tant que l'énergie fournie aux électrons est inférieure à l'énergie de la bande interdite, c'est-à-dire tant que :

$$2\Delta > \frac{J_s\ p_F}{e\ n_s}$$

Le courant maximum critique $J_c \geq J_s$ est relié au champ magnétique H_c par $H_c(T) = \lambda J_c(T)$ et le champ magnétique critique s'écrit alors :

$$H_c(T) = 2\ \lambda\ e\ n_s\ \frac{\Delta(T)}{p_F} \tag{1.34}$$

Cette expression donne ainsi les variations du champ magnétique en fonction de la température. En utilisant les relations (1.1) et (1.2), les expressions asymptotiques du champ magnétique sont :

- au zéro absolu :

$$H_c(0) = 3,52\ \frac{e\ k\ n_s\ \lambda\ T_c}{p_F} \tag{1.35}$$

- au voisinage de la température critique :

$$H_c(T) = 1,82\ H_c(0)\ \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}} \tag{1.36}$$

1.4.3 Champs magnétiques critiques des supraconducteurs de type II [20]

Pour le niobium et autres supraconducteurs de type II, l'effet Meissner persiste jusqu'à un champ H_{c1} inférieur au champ magnétique critique thermodynamique. Entre H_{c1} et un champ H_{c2}, c'est l'état mixte : le champ magnétique pénètre dans le supraconducteur sous forme de tubes de flux ou ***vortex*** (zones normales dont la taillle du coeur est $\approx 2\xi_0$). Ces tubes de flux sont des singularités pour le paramètre d'ordre. Chaque tube est entouré d'un super-courant écrantant le reste du matériau du champ.

1.4.3.1 Champ magnétique critique H_{c2} [21]

Lors de la transition magnétique à H_{c2}, le paramètre d'ordre est nul. En effet, la densité d'électrons supraconducteurs tend vers zéro. Au premier ordre, l'équation (1.6) devient :

$$\frac{1}{2m}(i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})^2\psi = -\alpha\psi$$

Cette équation correspond à l'équation de Schrödinger du mouvement d'une particule chargée en présence de champ magnétique. La valeur propre d'une telle équation est : $E_0 = \frac{eB\hbar}{m}$ et il existe aussi une valeur particulière $-\alpha$. En utilisant l'équation 1.8 et les remarques précédentes, le champ magnétique critique H_{c2} est alors :

$$H_{c2} = \kappa\sqrt{2}H_c \tag{1.37}$$

où $\kappa = \frac{\lambda_e}{\xi}$ est le paramètre adimensionnel de Ginzburg-Landau, λ_e la profondeur de pénétration effective ou mesurée et H_c le champ magnétique thermodynamique fourni par (1.33).

Deux cas existent selon la valeur de κ :

- Si $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$, le champ magnétique critique H_{c2} est inférieur au champ magnétique thermodynamique H_c. Le supraconducteur dit de ***type I*** est caractérisé par une transition directe de l'état normal à l'état supraconducteur pour une valeur du champ égale à H_c

- Si $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$, le supraconducteur est dit de ***type II***. Lorsque le champ augmente, des vortex apparaissent pour $H = H_{c1}$ dont la valeur est précisée dans le paragraphe suivant et la transition vers l'état normal résistif se produit lorsque $H = H_{c2} \geq H_c$

1.4.3.2 Champ magnétique critique H_{c1} [21]

L'énergie, par unité de longueur, associée à la création d'une zone normale ou vortex est $\mu_0 \frac{H_c^2}{2} \xi^2$. Le champ magnétique pénètre dans le supraconducteur sur une distance λ. L'énergie par unité de longueur associée au champ extérieur est $\mu_0 \frac{H^2}{2} \lambda^2$. Au champ critique thermodynamique, la différence d'énergie par unité de longueur est alors : $\mu_0 \frac{H_c^2}{2}(\lambda^2 - \xi^2)$. Si $\kappa \gg 1$, la différence d'énergie étant positive, la création d'un vortex est énergétiquement favorable. Les vortex transportent un quantum de flux Φ_0 ($\Phi_0 = \frac{h}{2\ e}$) et le champ magnétique critique H_{c1} est défini comme le champ limite entre l'effet Meissner total et l'état mixte. A H_{c1}, il n'existe qu'un tube de flux donc : $H_{c1} \approx \frac{\Phi_0}{\pi \lambda^2}$. L'expression exacte est fournie ci-dessous.

Chaque vortex transportant un quantum de flux, le nombre de vortex croît quand le champ magnétique augmente de H_{c1} à H_{c2}. H_{c2} correspond au champ pour lequel la distance entre les vortex est égale à leur diamètre, c'est-à-dire que les vortex se touchent. Proche de H_{c1}, les vortex se repoussent et la pression magnétique résultante détermine la densité n de vortex (cf figure 1.4). Le champ magnétique est donc relié à la densité

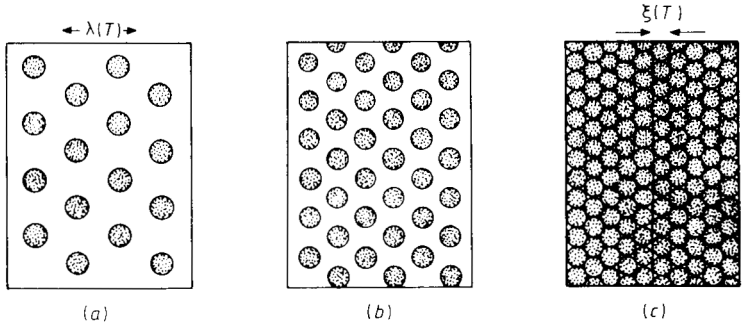


Figure 1.4: *Distribution des vortex dans un supraconducteur de type II pour différents champs magnétiques : (a) H légèrement supérieur à H_{c1}, (b) $H_{c1} \geq H \geq H_{c2}$, (c) $H = H_{c2}$*

de vortex par : $H = n\mu_0\Phi_0$. Dans le cas particulier où $\kappa \gg 1$ et pour un vortex isolé,

l'équation de London (1.17) est modifiée :

$$\lambda^2 \Delta H(r) - H(r) = \frac{\Phi_0}{\mu_0} \delta_2(r) \tag{1.38}$$

où $\delta_2(r)$ décrit une singularité dans le plan perpendiculaire à la direction du champ. $\delta_2(r)\Phi_0$ introduit dans l'équation de London la présence d'un tube de flux dans le supraconducteur et impose un quantum de flux par tube. En résolvant l'équation différentielle, le champ est alors fourni par : $H(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0(r/\lambda)$ [2]. Pour des valeurs élevées de r ($r \gg \lambda$), le champ varie de façon quasi-exponentielle ($K_0 \sim \exp(-x)$ quand $x \to \infty$). L'énergie magnétique du vortex est :

$$U_v = \frac{\Phi_0^2}{4\pi\lambda^2\mu_0} \ln(\frac{\lambda}{\xi}) \tag{1.39}$$

H_{c1} représente la limite thermodynamique au dessus de laquelle la pénétration de vortex est énergétiquement favorable. La fonction de Gibbs correspondant à la création de n vortex est $\Delta G = nU_v - BH$ (l'interaction entre vortex est négligée). Les vortex ne pénètreront que si ΔG est négatif, c'est-à-dire que si le champ est supérieur au champ critique H_{c1} défini par $H_{c1} = \frac{U_v}{\Phi_0}$. Ce qui conduit finalement à :

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\mu_0\lambda^2} \ln(\lambda/\xi) \tag{1.40}$$

La courbe 1.5(b) rend compte de la courbe d'aimantation des supraconducteurs de type II.

Les deux champs magnétiques critiques H_{c1} et H_{c2} sont reliés au champ magnétique critique H_c par la relation :

$$H_{c1}H_{c2} = H_c^2 \ln(\lambda/\xi)$$

Sachant que H_c varie peu selon les matériaux, de 0,1 à 1 T, plus H_{c2} sera élevé, plus H_{c1} sera petit.

1.4.4 Influence des inhomogénéités et défauts

Si le supraconducteur comporte des inhomogénéités et/ou des défauts, le champ y pénètre plus difficilement : les inhomogénéités retiennent les tubes de flux et un phénomène d'hystérésis dans la courbe de magnétisation M en fonction de H est observable.

Le courant de déplacement des vortex s'établissant avec du retard, le courant critique est supérieur au cas idéal. Dans un supraconducteur idéal, tout courant, même faible, créera de la dissipation car rien ne retient le mouvement des vortex. Si, à cause des inhomogénéités ou des défauts, les vortex ont du mal à se déplacer, le courant s'écoulera sans faire bouger les vortex si et seulement si la force excercée sur eux par le courant est inférieure à la force d'ancrage. La dissipation n'apparaîtra que lorsque la force excercée par le courant sur les vortex sera supérieure à la force d'ancrage. Il existe un courant critique maximum appelé ***courant critique de désappariement*** correspondant au courant nécessaire pour casser les paires de Cooper et donc la supraconductivité.

[2] $K_0(r/\lambda)$ est une fonction de Hankel

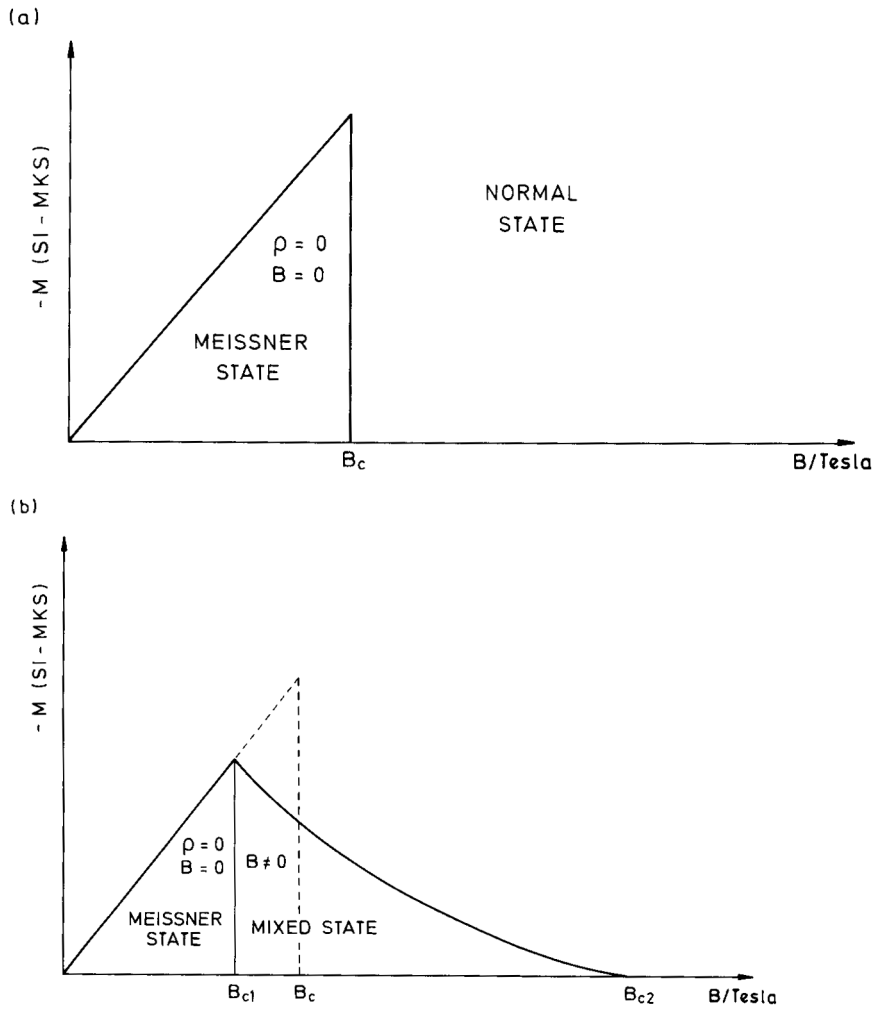


Figure 1.5: *Variations de la magnétisation (a) dans un supraconducteur de type I et (b) dans un supraconducteur de type II*

1.4.5 Champ de surchauffe

Comme présenté aux paragraphes précédents, l'effet Meissner (ou état Meissner) persiste tant que le champ magnétique extérieur appliqué est inférieur au champ critique thermodynamique, H_c, ou au champ critique, H_{c1}, selon le type de supraconducteur considéré.

Expérimentalement, des inhomogénéités sont présentes dans la structure des supraconducteurs permettant le ***sous-refroidissement*** (subcooling) de la phase normale et la ***surchauffe*** (superheating) de la phase supraconductrice. Le sous-refroidissement maintient la phase normale pour un champ inférieur au champ critique H_{c2}. Pour la surchauffe, il s'agit de la persistance de l'état Meissner pour un champ noté H_{sh} supérieur au champ H_c ou H_{c1}. Puisque l'une des phases normale ou supraconductrice existe en dehors de son

domaine de stabilité dans le diagramme de phase H en fonction de T, l'état est alors dit métastable.

La première observation d'un tel état métastable a été faite par Garfunkel et Serin [22] et la première analyse formulée par Ginzburg [21].

Plusieurs modèles ont été développés afin de fournir l'expression du champ de surchauffe. Ceux basés sur un traitement thermodynamique de la transition utilisent les équations de GL. Par contre, le modèle développé par De Gennes [23] est basé sur un traitement électrodynamique de la transition.

Les inhomogénéités et défauts de structure de l'échantillon induisent des variations locales du paramètre d'ordre. L'état métastable persiste tant que l'état Meissner représente un minimum local de l'énergie libre. D'autre part, l'état métastable étant assimilé à un état stable, la dérivée seconde de l'énergie libre par rapport au paramètre d'ordre doit être positive (minimum local).

1.4.5.1 Champ de surchauffe selon les modèles de Kramer et Fink et Presson

Le calcul du champ magnétique de surchauffe a été effectué par Kramer [24] d'un coté et par Fink et Presson [25] de l'autre sous les hypothèses suivantes :

- le supraconducteur, qui est assimilé à un mur semi-infini ($x \geq 0$), est supposé homogène ($\kappa = c^{te}$),
- le champ magnétique appliqué est constant et unidirectionnel suivant une direction parallèle au mur.

La méthode consiste à minimiser l'énergie libre en utilisant des techniques variationnelles ce qui conduit à un système d'équations traité numériquement. Sans rentrer dans le détail de ces calculs laborieux, les résultats obtenus par les auteurs peuvent se résumer à :

- dans la limite où $\kappa \gg 1$, Kramer puis, Fink et Presson, ont obtenu :

$$H_{sh}/H_c = 0,745 \tag{1.41}$$

- pour $\kappa \geq 1,1$, mais pas trop élevé, Fink et Presson ont obtenu :

$$H_{sh}/H_c = 0,745\ (1 + \frac{1}{\sqrt{2\kappa}}) \tag{1.42}$$

- dans le cas limite où $\kappa \ll 1$, Fink et Presson ont montré que :

$$H_{sh}/H_c = \frac{1}{2^{1/4}\sqrt{\kappa}} \tag{1.43}$$

Ce dernier résultat a été confirmé par Matricon et St. James [26]. Pour les valeurs de κ autres que celles précisées précédemment, les solutions sont fournies graphiquement (cf fig.1.6). La figure 1.6.a rend compte du rapport entre le champ magnétique de surchauffe et le champ thermodynamique en fonction du paramètre de GL pour le modèle de Kramer. H_{s2} correspond au champ magnétique de surchauffe calculé en supposant que les variations du paramètre d'ordre ne se produisent que dans la direction perpendiculaire au mur semi-infini, interface entre le supraconducteur et le vide. H_{s1} correspond au champ magnétique de surchauffe calculé en supposant que les variations du paramètre d'ordre se produisent dans toutes les directions. On observe que H_{s2} est supérieur à H_{s1} : l'augmentation des fluctuations du paramètre d'ordre lors du passage d'un traitement à une dimension à un traitement à deux dimensions conduit à une diminution du champ magnétique de surchauffe. La figure 1.6.b rend compte du rapport entre le champ de surchauffe et le champ thermodynamique en fonction du paramètre de GL pour le modèle de Fink et Presson. Dans ce modèle, les solutions des équations de GL sont développées en série de Fourier et k_y est le coefficient de Fourier. Si $k_y = 0$, les fluctuations du paramètre d'ordre sont unidimensionnelles. Par contre, si $k_y \neq 0$, les fluctuations du paramètre d'ordre sont bidimensionnelles. Il existe alors une valeur du coefficient de Fourier pour laquelle H/H_c exprimé en fonction k_y présente un minimum, c'est-à-dire pour laquelle la solution obtenue est stable. Le champ H_u correspond au champ calculé par Fink et Presson et H_{sh} au champ H_{s2} de la figure 1.6.a. De nouveau, on constate que les fluctuations bidimensionnelles du paramètre d'ordre conduisent à un champ inférieur au cas des variations unidimensionnelles du paramètre d'ordre. D'autre part, on constate que le champ magnétique maximum diminue si le paramètre de GL augmente c'est-à-dire si le taux d'impuretés ou défauts de structures augmente.

λ (nm)	ξ (nm)	κ	H_{sh}/H_c Fink et Presson	H_{sh}/H_c Kramer	H_{sh}/H_c Matricon et St James	Référence
35	43	0,8	1,3	1,37	1,36	[27]
36	39	0,9	1,25	1,3	1,3	[9] [28]

Tableau 1.6: *Profondeur de pénétration à 0 K et longueur de cohérence en nm, paramètre de GL, rapport entre le champ de surchauffe et le champ magnétique critique pour les différents modèles, selon les références précisées et pour le niobium*

Pour le niobium, le tableau 1.6 fournit, selon les modèles et les références, la valeur du rapport entre le champ de surchauffe et le champ thermodynamique. Le paramètre de GL est supérieur à $\frac{1}{\sqrt{2}}$, le niobium est un supraconducteur de type II. Comme attendu, le paramètre de GL obtenu à partir des résultats sur des échantillons très purs [27] est

inférieur au paramètre de GL obtenu à partir des résultats sur des cavités [9]. Le champ de surchauffe sur échantillon est supérieur à celui sur cavité. Pour finir, sachant que le rapport entre le champ de surchauffe et le champ thermodynamique est compris entre 1,2 et 1,37, à 0 K, le champ magnétique attendu varie entre 240 et 274 mT.

1.4.5.2 Champ de surchauffe selon le modèle de De Gennes [23]

De Gennes en 1966 [23] (et C. P. Bean et J. D. Livingston [29]) a utilisé les équations électrodynamiques pour déterminer le champ de surchauffe. Les vortex générés à H_{c1} sont soumis à deux forces qui, à l'équilibre, fournissent le champ de surchauffe.

Quand un vortex est créé, un super-courant se crée simultanément pour expulser le flux magnétique. Cependant, comme la composante du super-courant perpendiculaire à l'interface supraconducteur-vide doit être nulle, tout se passe comme si un vortex image existait dans le vide. La force attractive entre le vortex et son image retient le vortex en surface, décroît exponentiellement et est indépendante du champ magnétique extérieur. La seconde force créée par le champ extérieur force le vortex à pénétrer dans le supraconducteur. Elle est proportionnelle au champ extérieur et décroît exponentiellement.

La somme des deux forces conduit à trois cas :

- Si $H \leq H_{c1}$, le mouvement des vortex dans le supraconducteur est freiné par la force attractive entre le vortex et son image. Les vortex restent en surface.
- Si $H_{sh} \geq H \geq H_{c1}$, pour de faibles épaisseurs, l'interaction entre le vortex et son image domine. Il n'y a pas de pénétration des vortex.
- Si $H \geq H_{sh}$, la répulsion domine l'attraction, les vortex pénètrent dans le supraconducteur.

L'expression du champ magnétique H_{sh}, obtenue dans la limite où κ tend vers l'infini, $H_{sh} = \frac{H_c}{\sqrt{2}}$ [23] est en accord avec les résultats fournis par les modèles thermodynamiques.

1.4.6 Etat métastable et Hyperfréquence

L'état métastable existe dès que des inhomogénéités sont présentes dans l'échantillon supraconducteur, quel que soit le mode de fonctionnement (continu ou alternatif). En régime alternatif hyperfréquence, le sens du champ magnétique change rapidement ($\simeq 10^{-9}$ s). Le temps nécessaire à la formation des vortex [30], 10 μs, est grand devant la période HF. D'autre part, expérimentalement, la présence de défauts ou d'impuretés peut entraîner un échauffement thermique de l'échantillon supraconducteur. L'échauffement diffuse et la température locale est alors supérieure à la température critique de l'échantillon. Ce dernier transite vers l'état normal et la transition, ou ***quench***, est thermique. Ce quench introduit une limite en champ inférieure au champ surchauffe. Afin de s'affranchir du quench thermique, des impulsions courtes sont utilisées. Les transitions observées en mode HF pulsé se produisent au champ de surchauffe.

1.4.7 Etat des précédentes mesures du champ surchauffe

Des mesures effectuées en 1977 [31] ont permis de vérifier expérimentalement l'existence du champ surchauffe [22].

Le champ magnétique de surchauffe est mesuré [31] sur des échantillons de plomb, indium, niobium-étain et indium-bismuth. La fréquence varie entre 90 MHz et 300 MHz et la température de l'échantillon entre sa température critique et 1,8 K. La figure 1.7 montre les variations du champ de surchauffe normalisé par rapport au champ critique en fonction de la température réduite. Elle présente aussi les résultats de simulations du champ magnétique de surchauffe selon le type de géométrie de pénétration du flux.

Dans le cas de l'étain et de l'indium, des calculs précis ont montré que pour une nucléation plane, le rapport entre le champ magnétique de surchauffe et le champ thermodynamique, h_p, vaut : $h_p = 1,04\ \kappa^{-1/3}\ (1-t^2)^{-1/12}$. Pour l'étain dont $\kappa \sim 0,09$, le calcul prévoit $h_p = 2,2\ (1-t^2)^{-1/12}$. Sur la figure 1.7 on observe que pour T tendant vers T_c, mais $t \leq 0,99$, le rapport entre le champ mesuré et le champ thermodynamique correspond à h_p. Par contre à basse température, la décroissance du champ mesuré est plus rapide que celle de $h_p\ H_c$. Si la nucléation se fait par vortex ou par points, le rapport entre le champ de surchauffe et le champ thermodynamique est proportionnel respectivement à $\kappa^{-2/3}\ (1-t)^{-1/6}$ et à $\kappa^{-1/2}\ (1-t)^{-1/4}$. La comparaison des données à la théorie montre que la nucléation se fait alors en vortex. Les données permettent de préciser la constante de proportionnalité du rapport h_v en fonction de la température : $h_v = 0,3\kappa^{-2/3}\ (1-t)^{-1/6}$. Des résultats similaires ont été obtenu pour l'indium. En conclusion, la dépendance en fonction de la température du rapport entre le champ de surchauffe et le champ thermodynamique montre que la nucléation semble se faire en vortex pour une température réduite inférieure à 0,98 ; au delà, la nucléation se fait en plan.

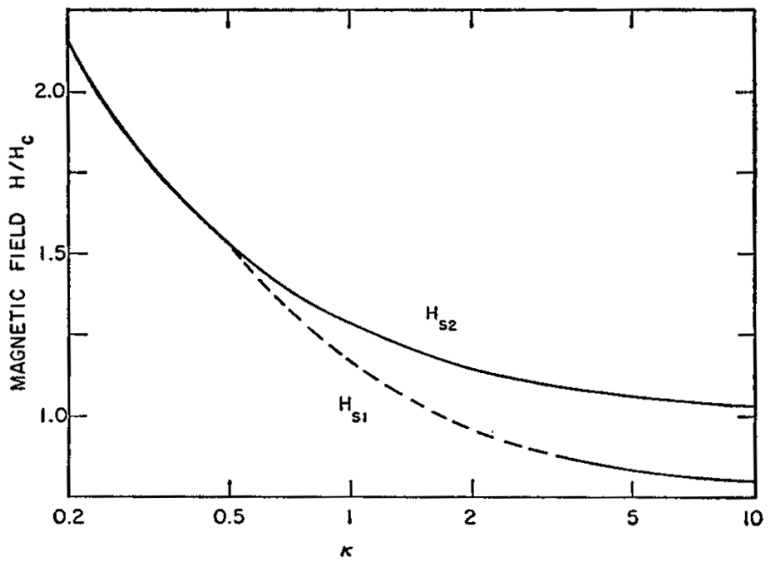
Le champ de surchauffe dépendant de κ, il a été mesuré en faisant varier κ. Pour cela, il est possible de choisir différents matériaux ayant des κ différents ou de poluer le matériau (Sn) par un autre matériau (In ou Bi). Les résultats expérimentaux ainsi que les variations théoriques de H_{sh} en fonction de κ sont présentés sur la figure 1.8. Les résultats de Matricon et Saint James, en traits pleins, et de Kramer, en pointillés, ont été présenté au paragraphe 1.4.5.

Les limites des différentes phases ont été rappelées sur la figure 1.8. Tant que le rapport entre le champ de surchauffe et le champ thermodynamique est inférieur ou égal à 1 et κ inférieur à $\frac{1}{\sqrt{2}}$, le supraconducteur de type I est dans l'état Meissner. Pour $\kappa \geq \frac{1}{\sqrt{2}}$, le supraconducteur est de type II et l'état Meissner persiste tant que $H \leq H_{c1}$. H_{c1} étant inférieur à H_c, la limite de l'état Meissner dans le diagramme de phase $(H/H_c,\ \kappa)$ est décroissante et inférieure à 1 pour $\kappa \geq \frac{1}{\sqrt{2}}$. Pour les supraconducteurs de type II, l'état mixte persiste jusqu'à H_{c2} et H_{c2} est supérieur à H_c. La limite de l'état mixte dans le diagramme de phase $(H/H_c,\ \kappa)$ est croissante et supérieure à 1. Pour un supraconducteur de type II, l'état de surchauffe apparaît pour un champ inférieur à H_{c2} mais supérieur à H_{c1}. On notera le comportement particulier des supraconducteurs de type II dont $\kappa \leq 0,9$: le champ de surchauffe est alors supérieur à H_{c2}. Pour finir, l'état de surchauffe pour les supraconducteurs de type I peut exister pour un champ supérieur à H_c. On observe que le champ obtenu expérimentalement est inférieur au champ de surchauffe

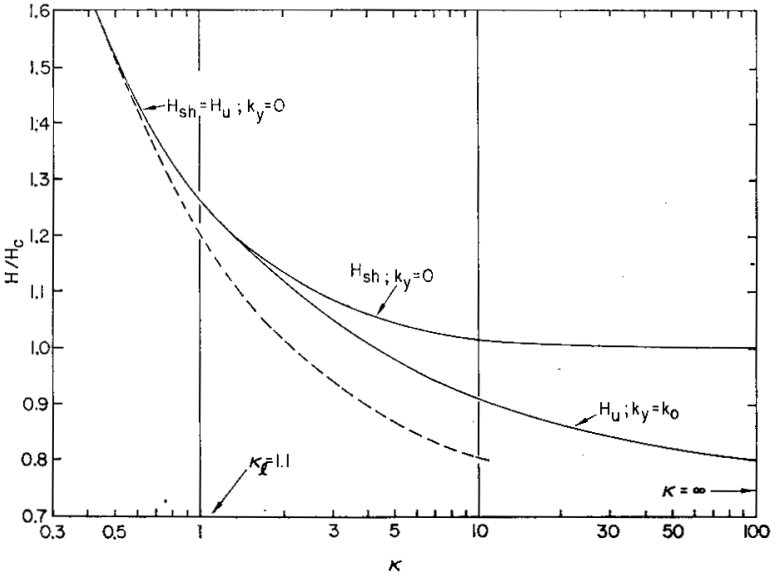
pour les supraconducteurs de type II. Par contre, pour les supraconducteurs de type II dont le paramètre de GL vérifie $\frac{1}{\sqrt{2}} \leq \kappa \leq 0,9$, le champ est égal au champ de surchauffe théorique.

D'autres mesures ont été effectuées plus récemment [3], [4] sur des cavités en plomb, niobium et niobium-étain. Les résultats montrent que pour $T \to T_c$, le champ magnétique HF maximum tend vers le champ de surchauffe. Pour une température inférieure à 6 K, le champ magnétique HF maximum est inférieur au champ de surchauffe en supposant ce dernier donné par l'équation 1.42. La dépendance du rapport entre le champ de surchauffe et le champ thermodynamique en fonction de la température obtenue [31] pour $t \leq 0,98$ est $H/H_c \propto (1-t)^{1/6}$. Il s'ensuit que $H_{sh} \propto (1+t)(1-t)^{5/6}$ ce qui est inférieur à $(1-t^2)$ et peut expliquer les résultats [3], [4].

Proche de la transition, les mesures effectuées à différentes fréquence (90, 300, 1300 MHz) indiquent les champs attendus. Il n'y a donc aucune dépendance du champ en fonction de la fréquence.



(a) Champ magnétique de surchauffe selon le modèle de Kramer H_{s2} (selon GL [21]) et H_{s1} en fonction du paramètre de GL κ



(b) Champ magnétique de surchauffe selon le modèle de Fink et Presson où k_y est un coefficient d'une série de Fourier, la courbe en pointillés indique le champ fourni par Kramer (cf ci-dessus). Pour $k_y = 0$, les variations du paramètre d'ordre sont unidimensionnelles. Pour $k_y = k_0$, les variations du paramètre d'ordre sont à deux dimensions

Figure 1.6: *Champ magnétique de surchauffe selon les modèles de Kramer (a) et Fink et Presson (b)*

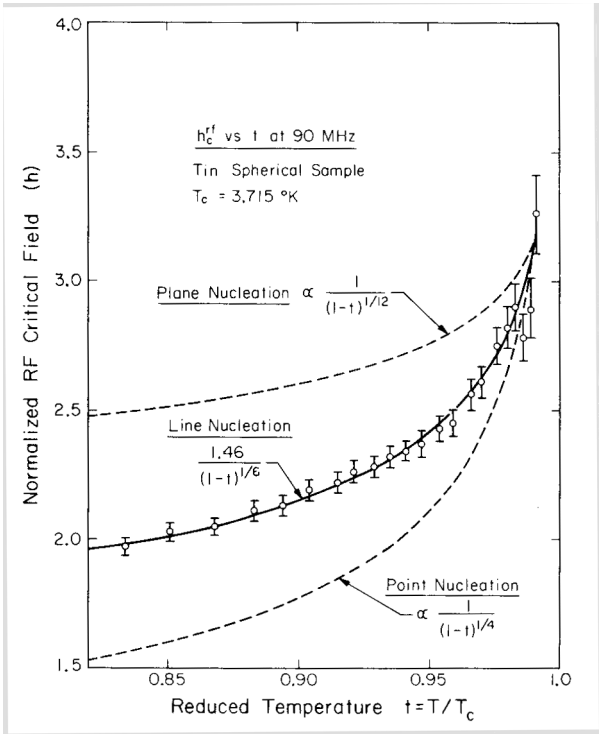


Figure 1.7: *Champ magnétique de surchauffe normalisé au champ magnétique critique en fonction de la température réduite*

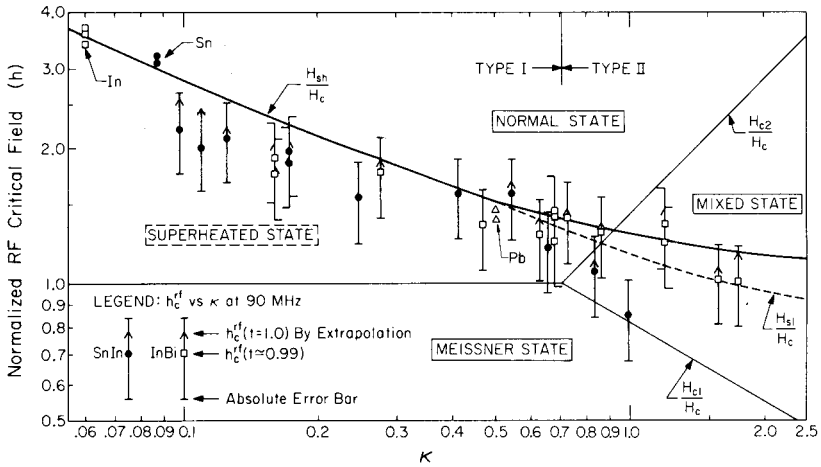


Figure 1.8: *Variation du champ magnétique réduit en fonction de κ*

Chapitre 2

Réponse d'une cavité alimentée en hyper fréquences

Sommaire

2.1 Conditions d'accélération 36

2.1.1 Choix du mode 36

2.1.2 Longueur de l'intervalle d'accélération 37

2.1.3 Champs dans les cavités testées 38

2.2 Qualité d'une cavité 38

2.2.1 Facteur de surtension ou de qualité 39

2.2.2 Temps de décroissance 40

2.2.3 Impédance shunt 40

2.3 Champs électriques axial, accélérateur et de surface 41

2.3.1 Champ électrique axial 41

2.3.2 Champ accélérateur 41

2.3.3 Champs de surface 42

2.4 Cavité en régime stationnaire forcé 42

2.4.1 Couplage de la cavité 42

2.4.2 Courbe de résonance 45

Les accélérateurs de particules haute fréquence (HF) utilisent, pour accroître l'énergie des particules chargées (ions, électrons), des structures résonantes. Les particules rapides ($v \geq 0,5\ c$) sont accélérées par le champ axial de cavités cylindriques (du type ***camembert*** ou ***pill-box*** représentées sur la figure 2.1) qui peuvent être groupées entre elles pour former un accélérateur linéaire.

Pour augmenter la proportion de la puissance HF transmise aux particules, les parois de la cavité doivent être réalisées dans un matériau aussi bon conducteur que possible. Le cuivre de haute pureté autorise l'utilisation de technologies bien établies, d'un environnement simple, mais n'offre qu'un rendement médiocre ($\eta = 15\%$ pour les cavités en cuivre du collisionneur $e^+ - e^-$ LEP [1]). L'utilisation de matériaux supraconducteurs est une alternative avantageuse. Le rendement ($\eta = 75\%$ pour les cavités en niobium du collisionneur $e^+ - e^-$ LEP [1]) reste supérieur même lorsque le bilan frigorifique nécessaire au maintien de la température est inclus. En contrepartie, il faut se soumettre à un environnement cryogénique contraignant et à la réalisation très délicate des cavités.

L'adaptation des cavités résonantes (Cu ou Nb) aux caractéristiques particulières du faisceau à accélérer dépend d'un certain nombre de grandeurs caractéristiques que nous allons examiner. L'optimisation de ces paramètres nécessite la déformation de la structure cylindrique à base circulaire vers des formes cylindro-sphériques. Le calcul analytique doit alors laisser la place aux codes de calcul.

2.1 Conditions d'accélération

Une cavité peut être assimilée à un volume limité par des parois métalliques de forme quelconque. Les champs électrique $\mathbf{E}$ et magnétique $\mathbf{H}$ sont obtenus en résolvant les équations de Maxwell et en tenant compte des conditions aux limites. Les équations de Maxwell dans le vide sont :

$$\nabla.\mathbf{D} = 0 \qquad \nabla.\mathbf{H} = 0 \qquad \nabla \wedge \mathbf{E} = -\frac{\delta \mathbf{B}}{\delta t} \qquad \nabla \wedge \mathbf{H} = \frac{\delta \mathbf{D}}{\delta t} \tag{2.1}$$

où $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}$, $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$. Les solutions $\mathbf{E}$ et $\mathbf{H}$ s'expriment en fonction des coordonnées d'espace (x, y, z) et de temps (t). Les fréquences de résonance de la cavité dépendent des constantes diélectriques et de la géométrie. Pour des cavités de forme simple (cylindrique ou rectangulaire), les solutions sont analytiques. Pour des cavités de forme plus complexe, les solutions sont obtenues à l'aide de codes de calcul. Ces codes déterminent les fréquences des modes de résonance ainsi que les lignes de champ électrique et magnétique. Deux types fondamentaux de modes existent : les modes ***transverses électriques (TE)*** et les modes ***transverses magnétiques (TM)***.

2.1.1 Choix du mode

Dans une cavité résonante, une particule de charge q est soumise à la force de Lorentz :

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = q\left[\mathbf{E} + (\beta c \wedge \mu_0 \mathbf{H})\right] \tag{2.2}$$

où $\mathbf{P}$ est l'impulsion de la particule, $\mathbf{E}$ et $\mathbf{H}$ les champs électrique et magnétique de l'onde électromagnétique, β est la vitesse réduite de la particule : $\beta = \frac{\mathbf{v}}{c}$.

L'obtention de l'accélération purement axiale nécessite la réduction de l'équation (2.2) à :

$$\left.\frac{d\mathbf{P}}{dt}\right|_{r=0} = q\mathbf{E} \tag{2.3}$$

Dans une cavité cylindrique, cette condition est satisfaite pour le mode TM_{010}, mode transverse magnétique fondamental, où le champ électrique est maximum sur l'axe. Les amplitudes des champs ont pour expression :

$$E_z = E_0 J_0(kr) \qquad E_r = -j E_0 J_1^{'}(kr) \qquad E_\theta = 0 \tag{2.4}$$

$$H_z = 0 \qquad H_r = 0 \qquad H_\theta = -j\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_0 J_1^{'}(kr) \tag{2.5}$$

où k est le vecteur d'onde, J_0 et J_1 sont la première et seconde fonctions de Bessel. La pulsation propre du mode, ω_0, est alors :

$$\omega_0 = c\ \frac{x_{01}}{b} \tag{2.6}$$

où x_{01} est la racine première de J_0 soit $x_{01} = 2,405$ et b le rayon de la cavité (cf fig. 2.1). Pour f = 3 GHz, b est de l'ordre de 4 cm. On considèrera à partir de maintenant que le mode principal dans nos études sera toujours le mode TM_{010}.

2.1.2 Longueur de l'intervalle d'accélération

Si la hauteur de la génératrice du cylindre est d (cf fig. 2.1), la durée Δt_t du transit d'une particule dans l'intervalle d'accélération est :

$$\Delta t_t = \frac{d}{\beta c}$$

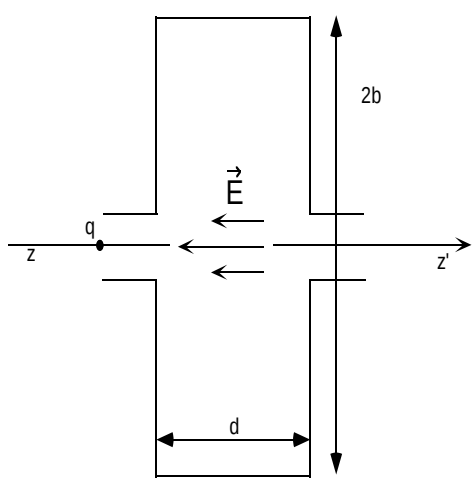
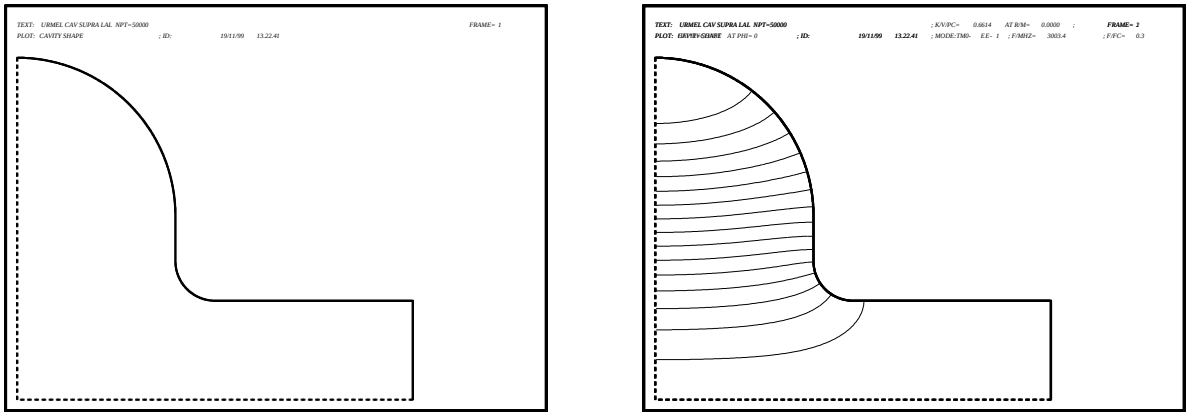


Figure 2.1: *Champ électrique accélérateur pour une particule chargée négativement dans une cavité cylindrique*

Pour que le sens du champ électrique demeure constant (et accroisse l'énergie de la particule) tout au long de son parcours, Δt_t ne doit pas excéder la durée d'une demi-période de l'onde électromagnétique. La valeur maximale de d est donc de :

$$d = \frac{\beta c}{\omega_0}\pi$$



(a) Contour de la cavité

(b) Ligne de champ électrique

Figure 2.2: *Profil d'une cavité cylindro-sphérique de type GENES et ligne de champ électrique*

La hauteur de la génératrice du cylindre doit être de l'ordre de 5 cm pour accélérer un électron relativiste si f = 3 GHz.

2.1.3 Champs dans les cavités testées

Comme annoncé dans l'introduction de ce chapitre, les cavités utilisées sont de forme cylindro-sphérique. Les fréquences de résonance des modes TE et TM, ainsi que les lignes de champ électromagnétique, sont obtenues à l'aide d'un code de calcul (URMEL) [32]. Le profil de la demi-cavité ayant servi pour les simulations est indiqué sur la figure 2.2a. Les lignes de champ électrique dans la cavité pour le mode fondamental TM_{010} sont données sur la figure 2.2b. Le champ électrique est bien paralèlle à l'axe du faisceau.

2.2 Qualité d'une cavité

Pour une cavité dont les parois sont normalement conductrices ou supraconductrices, les équations de Maxwell (2.1) s'écrivent :

$$\nabla.\mathbf{D} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \qquad \nabla.\mathbf{B} = 0 \qquad \nabla \wedge \mathbf{E} = -\frac{\delta \mathbf{B}}{\delta t} \qquad \nabla \wedge \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\delta \mathbf{D}}{\delta t} \tag{2.7}$$

où ρ est la densité de charge dans les parois et $\mathbf{J} = \sigma E$, σ étant la conductivité. Pour une onde électromagnétique de pulsation ω, ces équations impliquent :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \mu\epsilon\omega^2(1 + \frac{j\sigma}{\omega\epsilon})\mathbf{E} = 0 \tag{2.8}$$

L'onde électromagnétique pénètre pour partie dans les parois. Il s'ensuit des pertes ohmiques (ou pertes par effet Joule). Pour les matériaux normalement conducteurs, la pénétration du champ décroît exponentiellement suivant $\exp(-x/\delta)$ où δ est l'***épaisseur***

de peau. Pour les matériaux supraconducteurs, la pénétration du champ décroît suivant $\exp(-\frac{x}{\lambda})$ où λ est la profondeur de pénétration (cf Eq. 1.15).

Les pertes par effet Joule, P_d, sont données par :

$$\frac{dP_d}{dS} = \frac{1}{2} R_s |H_s|^2 \tag{2.9}$$

où H_s est le champ magnétique local de surface, R_s la résistance de surface. Compte tenu des pertes, la fréquence de résonance ainsi que le champ dans la cavité doivent être modifiés. Il n'en est rien pour des cavités supraconductrices car la résistance de surface ($R_s^s = 2,8\ \mu\Omega$ à 3 GHz et 4,2 K) est extrêmement faible par rapport à celle des cavités normalement conductrices ($R_s^n = 1$ mΩ). En annexe A, l'expression de la résistance de surface est donnée selon le type de matériau. Le champ magnétique correspond alors au champ calculé dans le cas idéal.

L'énergie stockée dans la cavité, U_s, a pour expression :

$$U_s = \frac{1}{2}\mu_0 \int_V H^2 dV \tag{2.10}$$

où l'intégrale porte sur tout le volume de la cavité.

2.2.1 Facteur de surtension ou de qualité

Le ***facteur de surtension intrinsèque*** Q_0 est par définition le rapport entre l'énergie totale stockée dans le résonateur multiplié par ω_0 et la puissance dissipée pendant une période :

$$Q_0 = \frac{\omega_0 U_s}{P_d} \tag{2.11}$$

soit, avec (2.9) et (2.10) :

$$Q_0 = \frac{1}{R_s}\left[\frac{\mu_0\omega_0 \int_V H^2 dV}{\int_s H^2 ds}\right] \tag{2.12}$$

Le terme entre crochets, noté G, est le ***facteur géométrique*** de la cavité :

$$Q_0 = \frac{1}{R_s}\, G \tag{2.13}$$

G ne dépend que du mode et de la géométrie du résonateur. Il est en particulier identique que l'on soit en régime de conduction normale ou dans l'état supraconducteur. Le rapport des facteurs de surtension intrinsèque entre ces deux fonctionnements sera donc :

$$\frac{Q_0^s}{Q_0^n} = \frac{R_s^n}{R_s^s}$$

En prenant des valeurs courantes de R_s, on obtient , pour $T = 4,2$ K et $f = 3$ GHz :

$$\frac{Q_0^s}{Q_0^n} \simeq 1,6\ 10^3$$

En régime supraconducteur, pour un même mode et une même géométrie, on pourra avoir un coefficient de qualité trois ordres de grandeur plus élevé qu'en régime normal, soit des pertes 10^3 fois plus faibles.

2.2.2 Temps de décroissance

La conservation de l'énergie permet d'écrire que la variation de l'énergie stockée dans une cavité résonante est, à tout instant, proportionnelle à ses pertes, P_d :

$$-\frac{dU_s}{dt} = P_d$$

D'après la relation (2.11), il est possible d'écrire :

$$-\frac{dU_s}{U_s} = \frac{\omega}{Q_0}dt$$

En intégrant cette équation, il vient :

$$U_s(t) = U_0 \exp(-\frac{\omega}{Q_0}t)$$

où U_0 est l'énergie stockée à l'instant t=0. On définit le ***temps de décroissance intrinsèque*** τ_0 de la cavité par :

$$\tau_0 = \frac{Q_0}{\omega} \tag{2.14}$$

Contrairement aux cavités en cuivre, les cavités supraconductrices présentent des temps de remplissage égaux aux temps de décroissance élevés. Par exemple, une cavité à 3 GHz en niobium à 4,2 K, dont le facteur de surtension vaut 10^7, a un temps de remplissage de l'ordre d'une milliseconde alors qu'une cavité en cuivre aura un temps de remplissage 5 10^{-3} fois plus court. Ces valeurs de τ_0 jouent un rôle important dans le comportement des cavités vis-à-vis des impulsions HF. Cette particularité sera abordée plus en détail par la suite.

2.2.3 Impédance shunt

L'***impédance shunt*** permet de caractériser l'efficacité d'accélération d'une cavité ; elle est définie par :

$$R_{sh} = \frac{\left[\int_0^d E_z dz\right]^2}{P_d} \tag{2.15}$$

Le facteur $\frac{R_{sh}}{Q_0}$ est donné, d'après l'équation (2.11), par :

$$\frac{R_{sh}}{Q_0} = \frac{\left(\int\limits_0^d E_z(z)dz\right)^2}{\frac{\mu_0}{2}\omega_0 \int\limits_V H^2 dV} \tag{2.16}$$

Ce rapport est indépendant des propriétés du matériau et ne dépend que de la géométrie de la cavité.

2.3 Champs électriques axial, accélérateur et de surface

2.3.1 Champ électrique axial

L'expression du champ électrique axial, $E_{ax} = \frac{1}{d}\int_0^d E_z(z)dz$, se déduit immédiatement de celle du rapport entre l'impédance shunt et le facteur de surtension intrinsèque (2.16) :

$$E_{ax} = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{R_{sh}}{Q_0}\omega_0 U_s} \tag{2.17}$$

En introduisant dans l'équation (2.17) la définition du facteur de surtension (2.11), on obtient :

$$E_{ax} = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{R_{sh}}{Q_0}Q_0 P_d} \tag{2.18}$$

$\frac{R_{sh}}{Q_0}$ ne dépendant que de la géométrie de la cavité, cette équation montre que le champ axial peut être obtenu à partir de la mesure du facteur de surtension et des pertes par effet Joule.

L'équation (2.17) montre également que plus l'énergie stockée sera grande, plus le champ axial sera important. Il est important de stocker le maximum d'énergie ou d'avoir le minimum de pertes.

2.3.2 Champ accélérateur

Le champ accélérateur est le champ effectivement "vu" par une particule transitant dans la cavité.

L'intervalle d'accélération est fini et les ouvertures nécessaires au passage du faisceau déforment l'onde électromagnétique. De plus, l'amplitude du champ électrique varie en fonction du temps ($\cos(\omega_0 t)$). Pour obtenir la valeur du gain d'énergie, le champ axial doit être multiplié par un facteur T appelé ***facteur de temps de transit***. T est toujours inférieur à l'unité et on montre que, pour une onde stationnaire et une particule de vitesse constante, T a pour expression :

$$T = \frac{\sin\frac{\theta}{2}}{\frac{\theta}{2}} \tag{2.19}$$

avec $\theta = \frac{\omega_0 d}{\beta c}$. Les effets de bord dus aux orifices de passage des particules sont pris en compte en substituant à d une valeur g telle que :

$$g = d + \chi$$

où $\chi = k\frac{\omega_0 d}{\beta c}$ avec $k \leq 1$. Les codes de calcul donnent plus directement la valeur de T.

Le champ accélérateur (ou champ efficace) a alors pour expression :

$$E_{eff} = E_{acc} = E_{ax}T$$

2.3.3 Champs de surface

La résolution des équations de Maxwell fournit les champs électrique et magnétique en tout point du volume résonant et sur ses parois. Pour une cavité cylindro-sphérique, le code de calcul URMEL [32] résoud les équations et fournit les champs de surface H_s et E_s (cf fig. 2.3). En annexe C, les fichiers d'entrée et de sortie d'Urmel sont donnés. La structure fine observée sur le profil du champ électrique de surface correspond au maillage de la cavité utilisé pour les simulations.

Les orifices de passage du faisceau déforment le champ électrique. On rencontre un maximum du champ électrique de surface à la jonction du disque et du tube faisceau. Les pertes par effet Joule, proportionnelles à H_s^2 sont essentiellement localisées dans la partie circulaire du résonateur. L'importance de cette remarque dans le choix de la procédure expérimentale sera abordée plus loin.

Il existe un champ magnétique maximum H_{sh} qui limite la condition d'existence du régime supraconducteur. Cette valeur gouverne celle du champ axial maximum puisque ces champs sont liés par les équations de Maxwell.

Les rapports des champs électrique et magnétique maximum par rapport au champ axial sont présentés dans le tableau 2.1.

2.4 Cavité en régime stationnaire forcé

Jusqu'à présent, nous n'avons présenté que les paramètres d'une cavité résonante totalement isolée. Dans la pratique, le résonateur est alimenté par une source HF. Le couplage de la cavité à l'extérieur introduit des pertes supplémentaires qui doivent être calculées.

2.4.1 Couplage de la cavité

Au voisinage de sa pulsation de résonance ω_0, une cavité résonante est commodément modélisée avec les éléments discrets L et C auxquels il convient d'ajouter une conductance $Y_c = \frac{1}{R_{sh}}$ pour tenir compte des pertes. La puissance dissipée P_d dans le circuit équivalent est alors :

$$P_d = \frac{V^2}{R_{sh}} = V^2 Y_c = \frac{\omega_0 U_s}{Q_0} \tag{2.20}$$

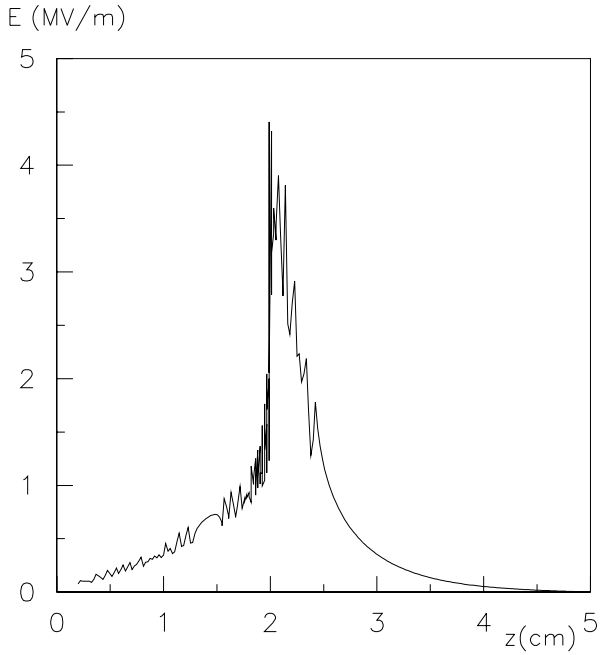
La cavité est reliée à sa source HF, de conductance Y_s, par un transformateur sans perte de rapport n_1/n_2 suivant le circuit de la figure 2.4. Après transformation de ce circuit, le schéma de la figure 2.5 est obtenu.

Dans ce schéma équivalent, le circuit résonant est "chargé" par l'impédance ramenée de la source. Pour la fréquence de résonance, la puissance totale dissipée a pour expression :

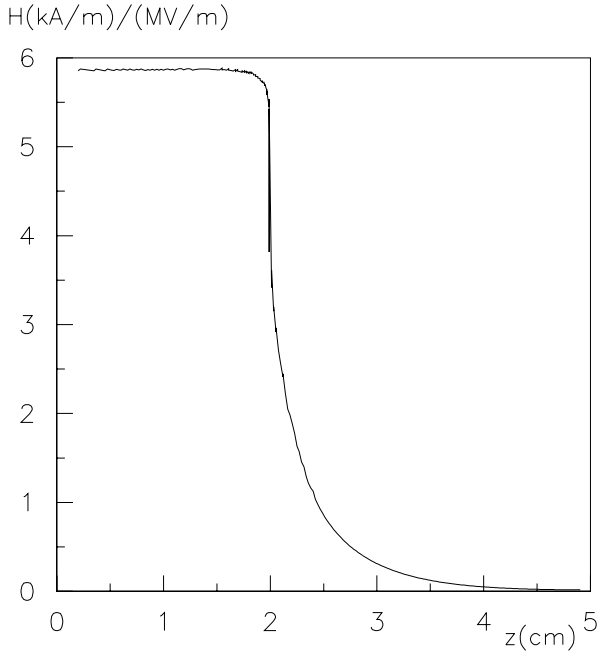
$$P_L = V^2[Y_s(\frac{n_1}{n_2})^2 + Y_c]$$

En appelant ***puissance extérieure***, P_e, les pertes dues à l'impédance de la source :

$$P_e = V^2 Y_s(\frac{n_1}{n_2})^2$$



(a) Champ électrique de surface



(b) Champ magnétique de surface

Figure 2.3: *Champs électrique et magnétique de surface dans la cavité cylindro-sphérique dont le profil est présenté sur la figure 2.2 pour le mode TM_{010}. Le zéro de l'axe 0z est pris au centre de la cavité présentée sur la figure 2.2.*

	Cavité du type GENES
Facteur géométrique G	303
R_{sh}/Q Ω	140
Champ électrique maximum de surface / Champ axial	1,9
Champ magnétique maximum de surface / Champ électrique maximum de surface (mT/MV/m)	0,58
Champ magnétique maximum de surface / Champ axial (mT/MV/m)	3,27

Tableau 2.1: *Facteur géométrique, impédance shunt et rapports des champs, pour une cavité cylindro-sphérique en niobium, à 3 GHz, dont le profil a été donné sur la figure 2.2 et pour le mode* TM_{010}

on a :

$$P_L = P_e + P_d$$

Par analogie avec (2.20), on peut écrire :

$$Q_e = \frac{\omega_0 U_s}{P_e} \text{ et } \mathrm{Q_L} = \frac{\omega_0 \mathrm{U_s}}{\mathrm{P_L}} \tag{2.21}$$

Ce qui conduit à la relation :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} \tag{2.22}$$

Dans le cas où il existe un autre port de couplage (une boucle de mesure ou une antenne par exemple), l'équation (2.22) se généralise en :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_m} \tag{2.23}$$

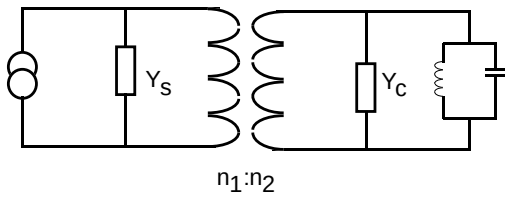


Figure 2.4: *Modélisation d'une cavité couplée*

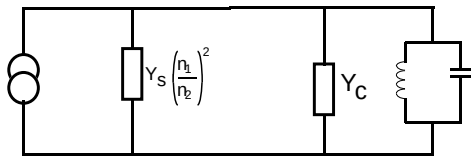


Figure 2.5: *Schéma équivalent d'une cavité couplée*

où $Q_m = \frac{\omega_0 U}{P_m}$, P_m est la puissance absorbée par le nouveau couplage. Sur la figure 2.6, on a fait apparaître les différents couplages.

On utilise souvent le terme de ***facteur de couplage*** pour faire référence au rapport entre les facteurs de surtension. Par exemple, si rien n'est précisé, le facteur de couplage, noté β, correspond au rapport des facteurs de surtension intrinsèque et externe : $\beta = \frac{Q_0}{Q_e}$.

2.4.2 Courbe de résonance

Le système formé par la cavité alimentée par une source extérieure de pulsation ω_s légèrement différente de sa pulsation naturelle ω_0 est un oscillateur amorti forcé. Le champ électrique de cet oscillateur (son amplitude d'oscillation) vérifie l'équation différentielle suivante, si l'excitation est d'amplitude unitaire :

$$\frac{d^2E}{dt^2} + \alpha\frac{dE}{dt} + \omega_0^2 E = C \ \exp(j\omega_s t)$$

où α est le terme d'amortissement : $\alpha = \dfrac{\omega_0}{Q}$. La solution de l'équation différentielle est alors :

$$E = \frac{1}{\omega_0^2 - \omega_s^2 + j\dfrac{\omega_0\omega_s}{Q}} \exp(j\omega_s t) \tag{2.24}$$

Puisque par hypothèse ω_s est proche de ω_0, on peut écrire :

$$\omega_0^2 - \omega_s^2 = 2\omega_0\Delta\omega$$

avec $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_s$. L'équation (2.24) se réécrit sous la forme :

$$E = \frac{1}{2\omega_0\Delta\omega + j\dfrac{\omega_0^2}{Q}} \exp(j\omega_s t)$$

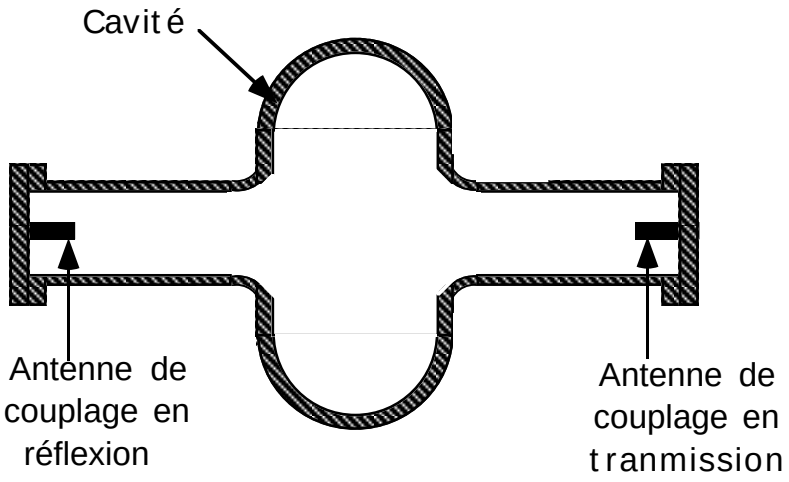


Figure 2.6: *Schéma d'une cavité couplée en réflexion et en transmission*

L'énergie électromagnétique U_s est proportionnelle à l'amplitude de E soit :

$$U_s \propto EE^* = \frac{1}{\Delta\omega^2 + (\frac{\omega_0}{2Q})^2} \tag{2.25}$$

EE^* est naturellement maximum pour $\Delta\omega = 0$ et vaut $\left(\frac{2Q}{\omega_0}\right)^2$. En normalisant par rapport à $\frac{\omega_0}{2Q}$, l'équation (2.25) devient :

$$EE^* = \frac{1}{1 + (\Delta\omega\frac{2Q}{\omega_0})^2}$$

Ceci permet de tracer la courbe de résonance de l'oscillateur (cf fig.2.7). A mi-hauteur, l'écart de fréquence $\Delta f_{1/2}$ correspondant à la bande passante du résonateur est donné par :

$$\Delta f_{1/2} = \frac{\pi\omega_0}{Q_L} \tag{2.26}$$

Dans le cas présent d'un oscillateur forcé, donc alimenté par une source externe, le facteur de surtension à prendre en compte est le facteur de surtension en charge Q_L défini précédemment .

Pour des cavités supraconductrices, l'étroitesse de la bande passante a des conséquences directes sur la conception de la source HF et du dispositif expérimental.

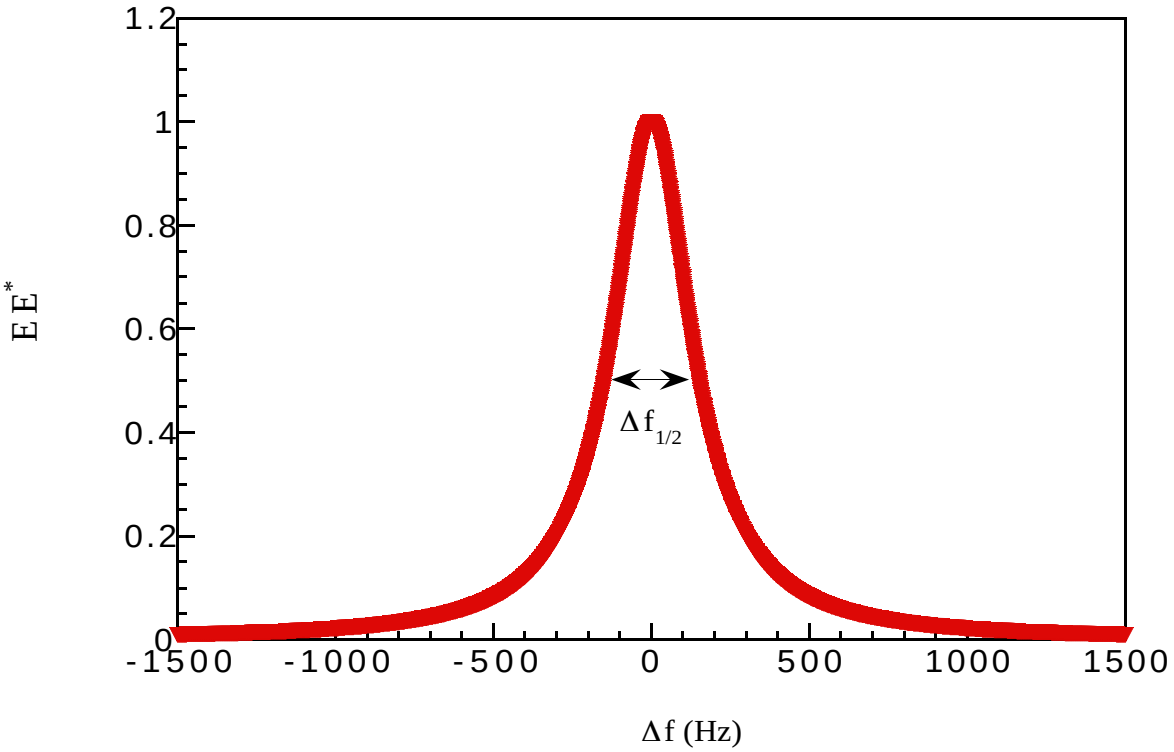


Figure 2.7: *Courbe de résonance normalisée d'un résonateur forcé, l'origine étant prise à 3 GHz*

Pour maintenir, par exemple, la fréquence de l'oscillateur excitant la cavité dans une bande passante définie à -1dB (0,8 fois l'amplitude maximum), il faut que :

$$\Delta f \leq 0,25 \, \frac{f_0}{2Q_L}$$

Pour une cavité de $Q_0 = 10^7$ très faiblement couplée ($Q_e = 10^{11}$) et accordée à $f_0 = 3$ GHz, il vient :

$$\Delta f \leq 37,5 \text{ Hz}$$

soit une stabilité relative de la source de $\frac{\Delta f}{f} \leq 10^{-8}$.

Cet exemple montre l'extrême difficulté de maintenir en fréquence la source HF. D'un point de vue pratique, l'oscillateur est verrouillé sur la fréquence naturelle de la cavité supraconductrice. En tout état de cause, le système de verrouillage est un point très délicat dans la réalisation de ce type d'oscillateur.

La situation est plus aisée dans le cas d'une cavité très fortement couplée. Par exemple, si le facteur de couplage $\left(\frac{Q_0}{Q_e}\right)$ est fixé à 300, Q_L vaut 3 10^4 avec $Q_0 = 10^7$. La bande passante est alors $\Delta f \leq 12,5$ kHz. Il est, dans ces conditions, possible d'alimenter le dispositif avec une source de puissance classique.

Chapitre 3

Cavités accélératrices supraconductrices soumises à des impulsions hyper fréquences courtes

Sommaire

3.1 Utilisation d'impulsions 49

3.1.1 Limitation du champ : la transition thermique 49

3.1.2 Transition totale pour H_{sh} 52

3.1.3 Conclusions 54

3.2 Comportement d'une cavité soumise à une impulsion courte 55

3.2.1 Puissance utile - Puissance incidente 55

3.2.2 Régime transitoire 56

3.2.3 Variations de l'énergie et de la puissance réfléchie 57

3.2.3.1 Charge de la cavité 57

3.2.3.2 Décharge de la cavité 57

3.3 Impulsion courte et efficacité de transfert 59

3.4 Comportement d'une cavité supraconductrice soumise à une impulsion trapézoïdale 61

3.5 Comportement de la cavité lors de la transition magnétique 62

3.5.1 Comportement de l'énergie stockée lors de la transition magnétique 62

3.5.2 Echauffement de la surface 64

3.6 Méthodes de mesure du champ magnétique maximum 66

3.6.1 Mesure du champ par évaluation du temps de décroissance . . 66

3.6.2 Mesure du champ en régime transitoire [38] 67

3.6.3 Mesure du champ par calorimétrie 67

3.6.4 Mesure du champ par intégration de la puissance émise 68

La limite fondamentale du champ magnétique maximum n'a jamais été atteinte pour des cavités en niobium. En effet, le champ magnétique est limité par des pertes anormales (multipactor, émission de champ et transition thermique) induites au niveau de larges impuretés présentes dans le métal. Afin de réduire le phénomène de multipactor, des cavités de forme cylindro-sphérique sont utilisées. L'émission de champ et la transition thermique, de nature locale, ont été caractérisées par l'utilisation de techniques de diagnostic telles que la thermométrie.

La transition thermique, principale limite à l'obtention du champ maximum, se traduit par une diminution rapide (de l'ordre de la milliseconde) de plusieurs ordres de grandeur du facteur de surtension intrinsèque. L'émission d'électrons peut limiter l'obtention du champ maximum.

Afin d'éviter la transition thermique, des impulsions courtes seront utilisées. Le comportement de la cavité soumise à une impulsion courte est alors différent de celui d'une cavité alimentée par une impulsion longue. Compte tenu de la brièveté des impulsions et du facteur de surtension intrinsèque élevé, il a été nécessaire de simuler le comportement de la cavité.

Parmi les méthodes de mesure disponibles, nous avons choisi d'évaluer le champ accélérateur à partir de l'intégrale de la puissance émise (cf paragraphe 3.6.4). D'autre part, afin d'évaluer le rapport de résistance résiduelle (RRR) in-situ, nous avons mesuré les variations de la longueur de London en fonction de la température. La méthode utilisée est décrite au paragraphe 3.7.

3.1 Utilisation d'impulsions

3.1.1 Limitation du champ : la transition thermique

Un des phénomènes limitant l'obtention du champ théorique maximal à 3 GHz est, comme annoncé précédemment, la transition thermique ou ***quench***. Ce dernier se produit sur des zones sub-millimétriques dont la résistance de surface devient normalement conductrice. Ces zones, appelées défauts, induisent des pertes HF importantes.

En mode continu, les supercourants contournent les défauts. Par contre, en mode alternatif, la partie active de l'impédance de surface du défaut induit des pertes par effet Joule au niveau des défauts. Quand la température à proximité du défaut dépasse la température critique du matériau, la région entourant le défaut devient normale. La puissance dissipée est alors multipliée par plusieurs ordres de grandeur et une zone d'instabilité thermique se développe autour du défaut.

Une telle transition est caractérisée sur la puissance réfléchie par une oscillation présentée sur la figure 3.1.b. Quand la source HF alimente la cavité, cette dernière se remplit

avec un temps de remplissage fournit par l'équation (2.14) où Q_0 est remplacé par Q_L pour tenir compte du couplage. L'énergie stockée (cf fig.3.1.a) augmente et la puissance réfléchie décroît vers zéro pour un facteur de couplage unité. Quand le champ de transition thermique (cf fig.3.1.c) est atteint, la cavité transite, le facteur de surtension tend vers sa valeur dans l'état normal. Le facteur de couplage $\beta = \frac{Q_0}{Q_e}$ est alors inférieur à 1. La puissance est alors entièrement réfléchie et l'énergie stockée s'effondre. Ainsi la cavité peut se refroidir. Ayant évacué tout l'apport de chaleur, la cavité redevient supraconductrice. Elle se charge à nouveau jusqu'au champ de quench. Le processus se reproduit quand la puissance dissipée dans les parois est suffisante pour faire transiter la cavité.

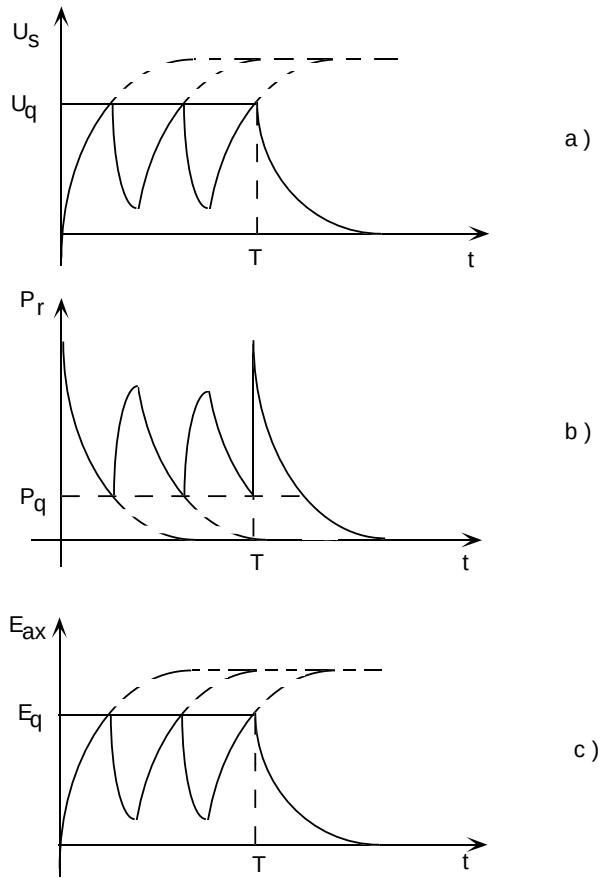


Figure 3.1: *Variations de l'énergie stockée (a), de la puissance réfléchie (b) et du champ accélérateur (c) en fonction du temps lors de l'échauffement d'un défaut. T est la durée d'une impulsion HF*

En suivant pas à pas la méthode proposée par J. Lesrel [33], il est possible de déterminer la durée d'expansion d'un défaut. La puissance dissipée est fournie par l'intégrale de l'équation (2.9). La surface de la cavité, S_{cav}, se décompose en une surface supraconductrice ($S_{cav} - S_N$) et une surface normale (S_N) qui croît pendant la transition. L'expression

de la puissance dissipée est alors :

$$P_d = \frac{1}{2}\int\int_{S_{cav}-S_N} R_s^s H_s^2 dS + \frac{1}{2}\int\int_{S_N} R_s^n H_s^2 dS \tag{3.1}$$

où R_s^s et R_s^n sont respectivement les résistances de surface de la zone supraconductrice et de la zone normale. Afin de simplifier les calculs, il est possible d'effectuer une approximation du profil du champ magnétique par une distribution où le champ magnétique est égal au champ maximum ($H = H_{pk}$) sur une surface effective S. La surface normale S_N est alors incluse dans la surface effective. En supposant que la transition est localisée sur l'équateur et que la résistance de surface normale reste constante, l'équation (3.1) devient :

$$P_d = \frac{1}{2}H_{pk}^2(t)\left(R_s^s S + (R_s^n - R_s^s)S_N(t)\right) \tag{3.2}$$

En supposant que la résistance de surface supraconductrice au voisinage du site de quench est constante et sachant que la résistance de surface normale est grande devant la résistance de surface dans l'état supraconducteur ($R_s^n \gg R_s^s$), la puissance dissipée (3.2) devient :

$$P_d = \frac{1}{2}H_{pk}^2(t)(R_s^s S + R_s^n S_N(t)) \tag{3.3}$$

D'autre part, à partir de la relation (2.18) entre le champ axial et la puissance dissipée et des coefficients entre le champ axial et les champs de surface fournis dans le tableau 2.1, le comportement de l'aire de la surface normale en fonction du facteur de surtension intrinsèque peut être décrit par :

$$\frac{1}{Q_0(t)} = C\left[R_s^s S + R_s^n S_N(t)\right] \tag{3.4}$$

où C est une constante purement géométrique.

En supposant que le défaut (ou zone normalement conductrice) est un cercle de rayon r_{NC}, ses variations en fonction du temps par rapport aux variations du facteur de surtension [33] sont :

$$\frac{1}{Q_0(t)} = C R_s^s S + C R_s^n \pi r_{NC}^2(t)$$

Sur la figure 3.2, les variations du facteur de surtension ainsi que celles du rayon en fonction du temps ont été représentées [33].

On observe qu'une variation de Q_0 de deux ordres de grandeur (5 10^9 à 5 10^7) se produit en $0,1$ ms et conduit à une variation de l'aire de la zone normale de 0 à 9 mm^2. La constante de temps de l'expansion d'une zone normale est alors d'une centaine de microsecondes.

D'un point de vue thermique, le code de calcul FONDUE [34], développé par T. Hays, a été utilisé pour évaluer, entre autres, le temps τ_q mis par le champ pour décroître d'un facteur deux. Un échantillon, en niobium de RRR 40 et d'une épaiseur de 2 mm, est exposé d'un côté à un flux de chaleur proportionnel à H_s^2 et de l'autre refroidi par de

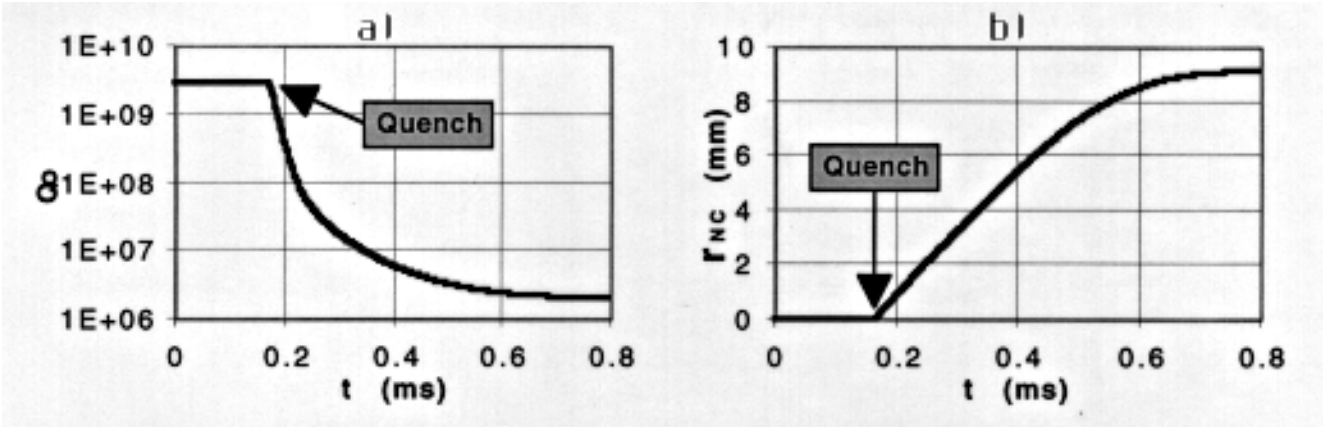


Figure 3.2: *Variations du facteur de surtension intrinsèque et du rayon de la zone normalement conductrice [33]*

l'hélium superfluide. Il a été montré [33] que plus le champ de quench est élevé, plus τ_q est petit. Typiquement, pour un champ de quench de 35 MV/m, τ_q vaut 0,1 ms.

Afin d'observer un quench magnétique, il est donc nécessaire d'utiliser des impulsions courtes. Leur durée doit être inférieure au temps d'apparition d'une transition thermique, soit inférieure à la centaine de microsecondes.

3.1.2 Transition totale pour H_{sh}

Après avoir montré que des impulsions inférieures à la centaine de microsecondes sont nécessaires pour atteindre la transition magnétique sans que les effets thermiques n'aient le temps de s'établir, nous allons montrer que le facteur de surtension chute très rapidement de sa valeur dans l'état supraconducteur à sa valeur dans l'état normal. La cavité transite alors entièrement pour le champ magnétique maximum. Nous établirons ensuite le temps au bout duquel le champ maximum est atteint.

A partir de l'amplitude du champ magnétique de surface (cf figure 2.3), nous avons défini un profil du champ magnétique de surface simplifié présenté sur la figure 3.3. Le champ magnétique est supposé constant sur la calote supérieure ($H = H_{max}$ pour $z \in [0\ ;\ 2,0]$ cm). Sur la partie droite (vertical sur le schéma 3.3), assimilable à un cylindre ($z = 2,0$ cm), le champ varie linéairement en fonction de la hauteur du cylindre de H_{max} à la valeur intermédiaire H_{mil} au pied du cylindre. Sur le quart de cercle reliant la cavité au tube faisceau, on suppose que le champ H_{bas} est constant. Si on suppose que toute la cavité est supraconductrice, à la résistance de surface près, les pertes sur chaque partie décrite ci-dessus sont :

- sur la calote supérieure,

$$P_1 \propto \frac{1}{2}\ H_{max}^2\ S_1$$

  où S_1 correspond à la surface du tore généré par la calote supérieure ($S_1 = 2\pi^2\ R\ h_h$ avec $h_h = 2,32$ cm).

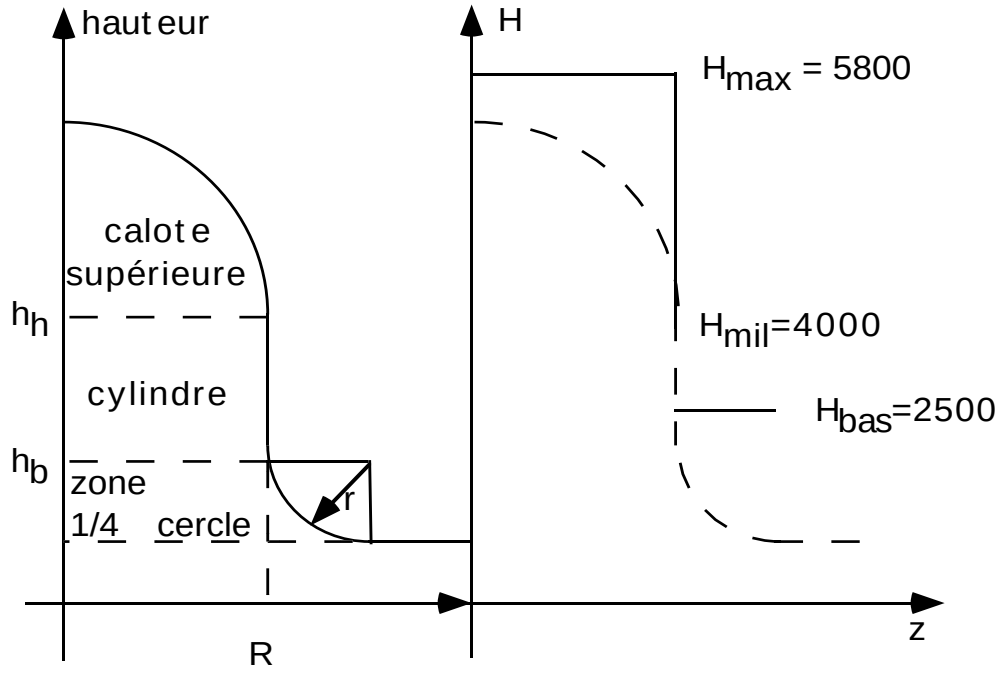


Figure 3.3: *Profil du champ magnétique de surface et de la cavité*

- sur le cylindre,

$$P_2 \propto 4\pi \ f(H_{mil}, H_{max}, h_h, h_b)$$

avec $h_b = 1,75$ cm et où

$$\begin{aligned} f(H_{mil}, H_{max}, h_h, h_b) = \quad & H_{mil}^2 \frac{h_h^2 - h_b^2}{2} \\ & - 2 \ H_{mil} \ \frac{H_{max} - H_{mil}}{h_h - h_b} \left(h_h^2 \left(\frac{2h_h - 3h_b}{6} \right) + \frac{h_b^3}{6} \right) \\ & + \left(\frac{H_{max} - H_{mil}}{h_h - h_b} \right)^2 \left(\frac{h_h^4 - h_b^4}{4} - \frac{2 \ h_h^3 \ h_b}{3} + \frac{5 \ h_b^4}{12} + \frac{h_b^2 h_h^2}{2} \right) \end{aligned}$$

- sur le quart de cercle inférieur,

$$P_3 \propto \frac{1}{2} H_{bas}^2 S_3$$

où S_3 est la surface correspondant au quart de cercle : $S_3 = 2\pi^2 r h_b$.

Compte tenu des valeurs numériques (cf figure 3.3), on obtient :

- sur la calote supérieure, $P_1 \ = 308 \ 10^9$ W/Ω
- sur le cylindre, $P_2 \ \approx 5 \ 10^9$ W/Ω

- sur le quart de cercle inférieur, $P_3 = 11\ 10^9$ W/Ω

Les pertes sur la calote supérieure représentent 95% des pertes sur la totalité de la cavité. Lorsque le champ magnétique dépasse le champ magnétique de quench, le facteur de surtension total est alors :

$$Q_0 = \left(\frac{1}{Q_{0,norm}} + \frac{1}{Q_{0,supra}}\right)^{-1}$$

où $Q_{0,norm}$ est le facteur de surtension de la surface ayant transité et $Q_{0,supra}$ est le facteur de surtension de la surface encore supraconductrice. Or, à 4,2 K, $Q_{0,norm} \simeq 10^5$ et $Q_{0,supra} \simeq 10^7$, le facteur de surtension intrinsèque total est alors pratiquement égal à $Q_{0,norm}$. Par ailleurs, comme nous le verrons au paragraphe 3.3, pour avoir une efficacité de transfert maximum, le facteur de surtension externe, défini au chapitre précédent (cf paragraphe 2.4.1), est $Q_e = 3\ 10^4$. Le temps de décroissance $\tau = \frac{Q_{0,norm} Q_e}{(Q_{0,norm}+Q_e)\omega_0}$ vaut $\tau = 1,22\ \mu$s dans l'état normal. Dans l'état supraconducteur, le temps de décroissance est $\tau = 1,6\ \mu$s. On observe donc à la transition magnétique une variation du temps de décroissance et on rappelle que 75% de la cavité transite.

Déterminons maintenant le temps au bout duquel le champ magnétique maximum est atteint. La variation temporelle du champ électrique dans la cavité a pour expression :

$$E(t) = E_0 \left[1 - \exp\left(\frac{-t}{2\tau}\right)\right] \tag{3.5}$$

où τ est le temps de décroissance de la cavité défini par l'équation (2.14) et E_0 est tel que :

$$E_0 \ = \ \frac{1}{d}\sqrt{\frac{R_{sh}}{Q_0}\ Q_e\ P_i}$$

P_i est la puissance incidente. Au champ de transition magnétique correspond un champ électrique E_{max} atteint au bout de T_{Emax} tel que : $T_{Emax} = -2\tau \ln\left(1 - \frac{E_{max}}{E_0}\right)$. Le tableau (3.1) fournit selon le niveau de puissance l'instant d'apparition du quench. Le champ E_0 correspond au champ théorique en régime établi.

Pour une puissance incidente de 3 MW, le champ électrique théorique disponible en régime établi sera de 70 MV/m. En supposant que le champ magnétique de surchauffe (189 mT à 4,2 K) est atteint, le champ accélérateur sera de 58 MV/m. Le champ électrique sera atteint au bout de $5,6\ \mu$s. On constate que plus la puissance incidente augmente, plus le champ électrique disponible augmente. Le temps mis pour initier le quench magnétique sera alors court.

3.1.3 Conclusions

Afin d'observer la transition magnétique, la durée de l'impulsion doit être :

- inférieure au temps de propagation de la transition thermique, pour ne pas être masquée,
- supérieure au temps mis par la transition magnétique pour apparaître.

Puissance incidente (MW)	Champ théorique en régime établi (MV/m)	Apparition du quench magnétique, $T_{Emax}(\mu s)$
3	70	5,6
5	90	3,3
7	105	2,6

Tableau 3.1: *Temps d'apparition du quench, T_{Emax} pour une cavité GENES*

Si la source HF est capable de fournir 5 MW, la durée de l'impulsion doit être supérieure à $3,3$ μs. Le banc sur lequel les mesures sont effectuées présente une durée maximale de l'impulsion égale à $4,5$ μs. Ce temps sera donc retenu comme la durée de l'impulsion dans tout ce qui suit.

3.2 Comportement d'une cavité soumise à une impulsion courte

Comme vu précédemment, le temps de remplissage d'une cavité couplée unitairement à la source HF est long (de l'ordre de la milliseconde) par rapport à la durée de l'impulsion (de l'ordre de la microseconde). Par contre, afin de founir à la cavité une énergie suffisante pour atteindre le champ de quench, la cavité doit être surcouplée (cf paragraphe 3.3). Le temps de remplissage est alors du même ordre de grandeur que la durée de l'impulsion. Le régime est alors dit ***transitoire*** et le comportement de la cavité dans un tel régime est présenté dans cette section.

3.2.1 Puissance utile - Puissance incidente

Considérons une cavité couplée à une source extérieure de puissance par un seul couplage (cf fig. 3.4 où les grandeurs utilisées par la suite sont précisées).

La puissance utile P_u est :

$$P_u = P_i \, (1 - |\Gamma|^2) \tag{3.6}$$

où Γ est le coefficient de réflexion. En appelant Z_c et Z_s les impédances respectives de la cavité et de la source et pour une cavité surcouplée, le coefficient de réflexion s'écrit :

$$\Gamma = \frac{1-\rho}{1+\rho}$$

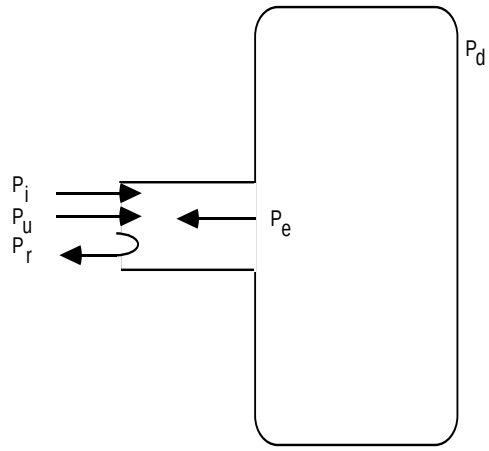


Figure 3.4: *Cavité à un seul couplage où P_i est la puissance incidente (fournie par la source), P_u est la puissance utile (la puissance qui entre dans la cavité), P_e, la puissance émise, P_r, la puissance réfléchie vers la source et P_d, la puissance dissipée*

avec $\rho = \frac{Z_c - Z_s}{Z_c + Z_s}$. Si la pulsation de la source ω_s est proche de la pulsation propre de la cavité ω_0, le rapport des impédances est :

$$\frac{Z_c}{Z_s} = \frac{1 + 2j\tau\Delta\omega}{\beta}$$

où $\beta = \frac{Q_0}{Q_e}$ est le facteur de couplage et $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_s$. Si la fréquence de la source est égale à la fréquence de résonance de la cavité, il vient :

$$P_u = P_i \, \frac{4\beta}{(1+\beta)^2} \tag{3.7}$$

Si le couplage est unité ($P_u = P_i$), toute la puissance fournie par la source est transférée à la cavité. Par contre si $\beta \gg 1$ (surcouplage) ou $\beta \ll 1$ (souscouplage), la puissance fournie par la source est en grande partie réfléchie vers la source. La valeur du couplage modifie donc le transfert d'énergie vers la cavité. Nous reviendrons sur ce point.

3.2.2 Régime transitoire

A tout instant du régime forcé, la conservation de l'énergie dans la cavité s'écrit :

$$P_i = P_d + P_r + \frac{dU_s}{dt} \tag{3.8}$$

où P_r correspond à la superposition de l'onde électromagnétique incidente (venant de la source) et réfléchie sur le coupleur avec l'onde électromagnétique émise par la cavité à travers le coupleur. Il a été montré ([35, 36]) que la puissance réfléchie est donnée par :

$$P_r = \left(\sqrt{P_e} - \sqrt{P_i}\right)^2 \tag{3.9}$$

Les puissances émise et dissipée, P_e et P_d, sont fournies par les équations (2.21 et 2.11).

Finalement, en introduisant les expressions de P_r, P_e et P_d dans l'équation (3.8), on obtient :

$$\frac{dU_s}{dt} = 2\sqrt{\frac{\omega_0 U_s P_i}{Q_e}} - \frac{\omega_0 U_s}{Q_L} \tag{3.10}$$

3.2.3 Variations de l'énergie et de la puissance réfléchie

Selon que la source fournit ou non de la puissance, le comportement de la cavité est différent.

3.2.3.1 Charge de la cavité

Si le générateur fournit une puissance P_i constante, l'équation différentielle (cf l'équation 3.10) admet comme solution :

$$U_s^c(t) = U_0 \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{2\tau}\right)\right)^2 \tag{3.11}$$

où $\tau = \frac{Q_L}{\omega_0}$ et $U_0 = \frac{4P_i\tau^2\omega_0}{Q_e}$.

L'exposant c a été rajouté pour différencier le régime de charge par rapport à celui de décharge (exposant d). L'énergie stockée, nulle au début de l'impulsion, croît exponentiellement (cf Eq. 3.11). A l'aide del'expression de la puissance émise ($P_e = \frac{\omega_0 U_s}{Qe}$) et de l'équation 3.9, on obtient l'expression de la puissance réfléchie vers la source :

$$P_r(t) = P_i \left(\frac{2Q_0}{Q_e + Q_0}\left(1 - \exp\left(\frac{-t}{2\tau}\right)\right) - 1\right)^2 \tag{3.12}$$

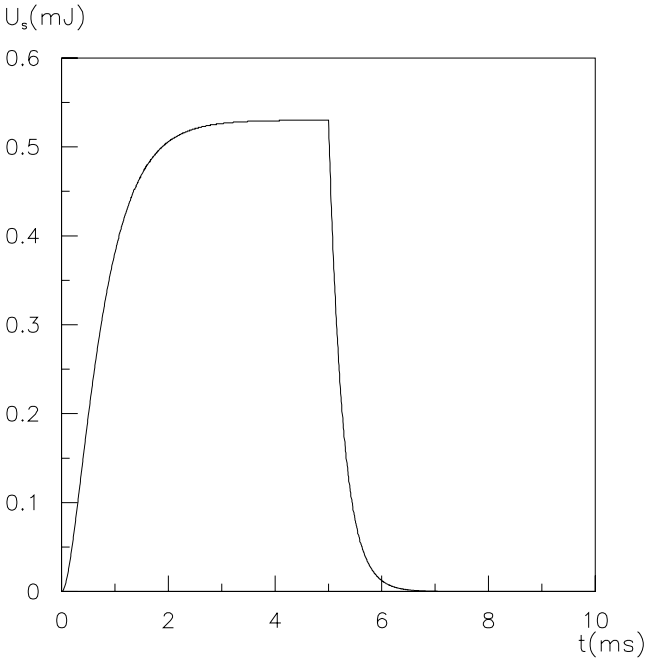
La figure 3.5 rend compte des variations de l'énergie stockée et de la puissance réfléchie vers la source en fonction du temps pour deux couples de valeurs (Q_0, Q_e) : l'un tel que $Q_0 = Q_0$ (4,2 K) et $\beta = 1$, l'autre tel que $Q_0 \gg Q_e$ (c'est-à-dire $\beta \gg 1$ avec $Q_e = 38\ 10^3$). Dans les deux cas, les impulsions sont longues (de l'ordre de quelques millisecondes) par rapport au temps de remplissage.

Quand la cavité est surcouplée (i.e. $\beta \gg 1$), la cavité se remplit très vite ($\tau = 2\ \mu$s) mais très peu car après le remplissage, la puissance est presque entièrement (90%) réfléchie vers la source. Quand la cavité est couplée unitairement ($\beta = 1$), toute la puissance incidente est transmise à la cavité.

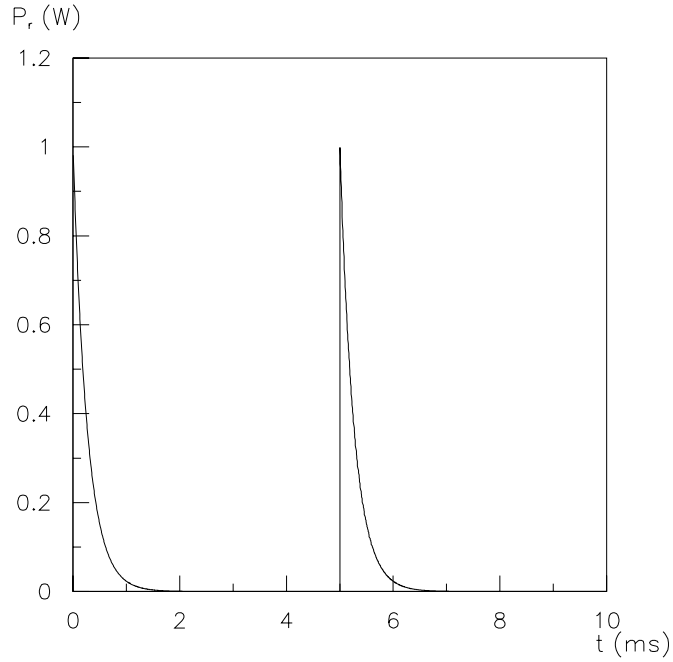
3.2.3.2 Décharge de la cavité

Quand le générateur HF ne fournit plus de puissance, soit $P_i = 0$, la cavité se décharge et l'équation de conservation de l'énergie (3.10) s'écrit :

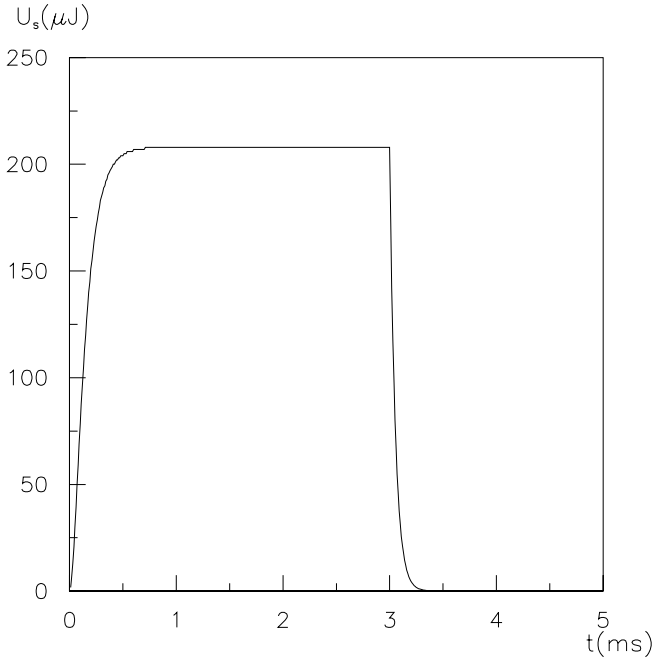
$$\frac{dU_s}{dt} + \frac{\omega_0}{Q_L} U_s = 0 \tag{3.13}$$



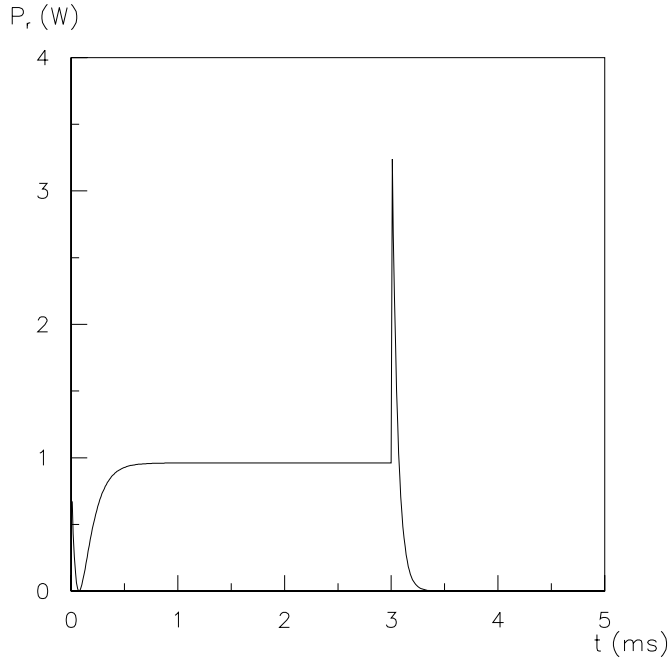
(a) U_s pour $\beta = 1$ et $Q_0 = 10^7$



(b) P_r pour $\beta = 1$ et $Q_0 = 10^7$



(c) U_s pour $\beta \gg 1$ et $Q_0 = 10^7$



(d) P_r pour $\beta \gg 1$ et $Q_0 = 10^7$

Figure 3.5: *Comparaison des variations de l'énergie stockée et de la puissance réfléchie selon la durée de l'impulsion et le facteur de couplage. La puissance incidente est égale à 1 W*

La solution de l'équation différentielle, pour $t \geq T$, est :

$$U_s^d(t) = U_s^c(T) \exp\left(\frac{-t+T}{\tau}\right) \tag{3.14}$$

où $U_s^c(T)$ est l'énergie stockée à la fin de l'impulsion (la durée de l'impulsion est T). L'énergie stockée décroît exponentiellement, elle s'échappe par le coupleur d'entrée. L'expression de la puissance réfléchie en fonction du temps, pour $t \geq T$, est :

$$P_r(t) = 4P_i \frac{Q_0^2}{(Q_0+Q_e)^2}\left(1-\exp\left(-\frac{T}{2\tau}\right)\right)^2 \exp\left(\frac{-t+T}{\tau}\right) \tag{3.15}$$

Ce comportement est présenté sur les figures 3.5.

3.3 Impulsion courte et efficacité de transfert

Comme présenté au paragraphe 3.1, pour atteindre le champ de surchauffe, il est nécessaire d'utiliser des impulsions de longueur inférieure au temps de propagation du quench thermique. Mais la puissance fournie par la source doit être suffisamment importante pour que le champ magnétique maximum soit atteint. L'efficacité de transfert doit être optimisée. Nous verrons dans le chapitre 5 qu'une puissance élevée (de la centaine de kW au MW) est obtenue à l'aide d'un klystron. Nous allons ici nous intéresser à l'efficacité de transfert.

L'efficacité de transfert est définie comme le rapport entre l'énergie stockée dans la cavité pendant l'impulsion HF et celle fournie par le générateur HF, $U_{rf}(T)$:

$$\eta = \frac{U_s^c(T)}{U_{rf}(T)} \tag{3.16}$$

L'énergie fournie par la source HF est égale au produit de la puissance incidente par la durée de l'impulsion en supposant que cette dernière est rectangulaire, soit P_iT. L'efficacité (3.16) s'écrit alors :

$$\eta = \frac{4\tau^2\omega_0}{Q_eT}\left(1-exp\left(-\frac{T}{2\tau}\right)\right)^2 \tag{3.17}$$

L'efficacité de transfert varie en fonction de Q_e, T et τ donc en fonction de Q_0. Les variations de l'efficacité de transfert en fonction de Q_e, pour Q_0 fixé à 10^7 (sa valeur à 4,2 K) et pour différentes longueurs d'impulsion sont présentées sur la figure 3.6. La fréquence de résonance est 3 GHz. On observe que si la durée de l'impulsion diminue, la valeur de Q_e pour laquelle l'efficacité de transfert est maximale diminue. Plus l'impulsion sera courte plus la cavité doit être surcouplée afin de transférer le maximum d'énergie.

D'autre part, les variations de l'efficacité de transfert en fonction de Q_e pour différents Q_0 et à $T = 4,5$ μs sont présentées sur la figure 3.7. Elles rendent compte du comportement de η lors du quench de la cavité. On constate que l'efficacité de transfert diminue

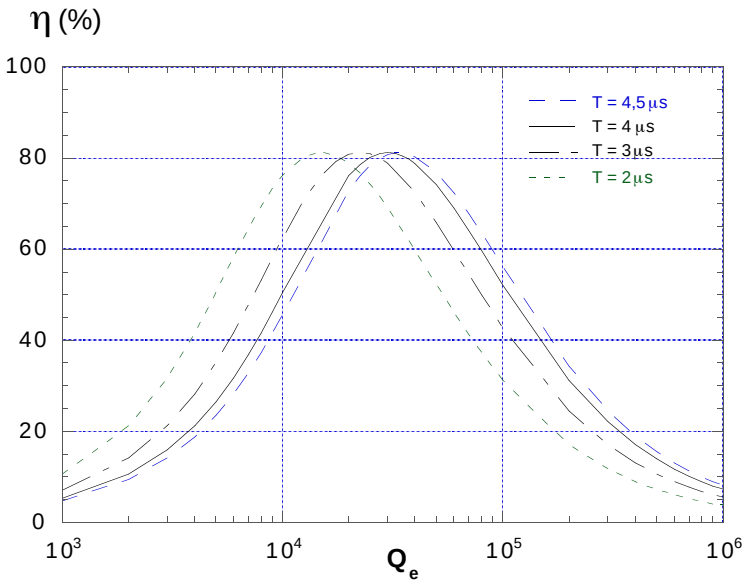


Figure 3.6: *Variation de l'efficacité de transfert η en fonction de Q_e pour différentes longueurs d'impulsion. Q_0 a été fixé à 10^7*

quand Q_0 diminue. Il en est de même du facteur de couplage : β tend vers 1 quand la cavité transite.

Au vu des figures 3.6 et 3.7, il existe une valeur optimale du couplage maximisant l'efficacité de transfert. Dans le cas idéal d'une cavité supraconductrice parfaite, c'est-à-dire telle que $Q_0 \to \infty$, l'efficacité de transfert (3.17) s'écrit :

$$\eta = \frac{4Q_e}{\omega_0 T}\left(1 - exp\left(-\frac{\omega_0 T}{2Q_e}\right)\right)^2 \tag{3.18}$$

La valeur optimale de Q_e maximisant l'efficacité de transfert, pour une durée d'impulsion $T = 4,5\ \mu$s, est obtenue graphiquement : $Q_e = 33750$. L'efficacité de transfert est alors de 81,4%. Pour une valeur finie de Q_0 ($Q_0 = 1\ 10^7$ à 4,2 K), l'approximation $Q_0 \to \infty$ reste valable car $Q_0 \gg Q_e$.

Comme indiqué précédemment, la variation Q_0 cours de la transition modifie le facteur de couplage β. Sur la figure 3.8, nous avons fait apparaître la variation de l'efficacité de transfert en fonction du facteur de surtension Q_0 pour une durée d'impulsion de $4,5\ \mu$s, une fréquence de 3 GHz et $Q_e = 35000$. Pour un Q_0 variant de 10^6 à 10^5, les variations de l'efficacité de transfert sont importantes (20%). Cependant, même après la transition ($Q_0 = 10^5$), 60% de la puissance est transférée à la cavité.

En mode continu, pour atteindre les champs maximum, il est nécessaire de disposer de cavité ayant un bon Q_0 ($Q_0 \sim 10^8\ -\ 10^9$). En mode pulsé, le fort surcouplage permet de relacher la contrainte du Q_0 élevé. De plus, les expériences sont effectuées avec un faible taux de répétition (12,5 Hz) ce qui permet à la cavité d'évacuer la puissance dissipée avant l'impulsion suivante.

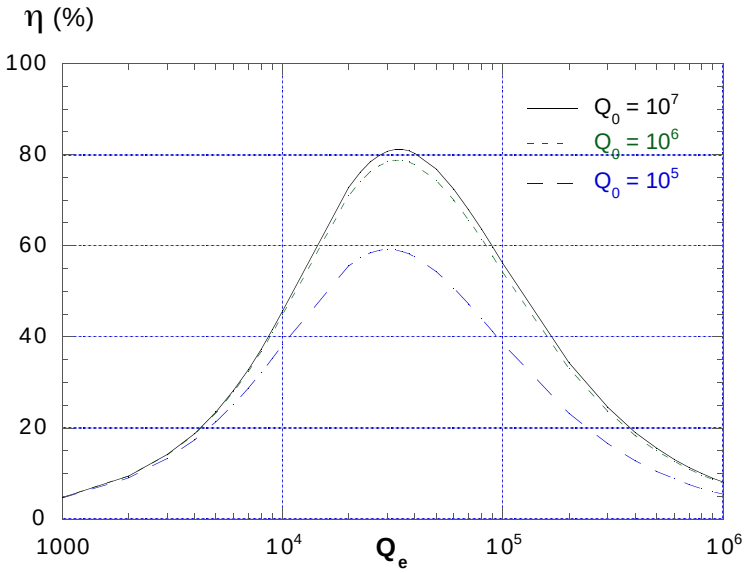


Figure 3.7: *Variations de l'efficacité de transfert en fonction de Q_e pour différents Q_0. L'impulsion dure 4,5 μs*

3.4 Comportement d'une cavité supraconductrice soumise à une impulsion trapézoïdale

Les impulsions HF supposées rectangulaires facilitent la résolution de l'équation (3.10). Expérimentalement, le régime de fonctionnement du klystron (100 kV) est inférieur au régime de fonctionnement nominal (300 kV). Les impulsions rectangulaires sont déformées en impulsions trapézoïdales dont le temps de montée est très rapide. Le comportement de la cavité est affecté par le sous-régime du klystron et a été évalué.

Si l'impulsion est trapézoïdale, la puissance incidente dépend alors du temps. Dans ce cas, l'équation (3.10) devient :

$$\frac{dU_s}{dt} = \sqrt{\frac{4P_i(t)\omega_0 U_s}{Q_e}} - \frac{\omega_0 U_s}{Q_L} \tag{3.19}$$

Les solutions de l'équation (3.19) sont obtenues numériquement grâce à un programme de résolution qui a été developpé dans le cadre de cette thèse.

Pour résoudre les équations différentielles ordinaires, il est possible de se ramener à l'étude des équations différentielles du premier ordre. Il existe différentes méthodes de résolution numérique parmi lesquelles la méthode de *Runge-Kutta* d'ordre quatre a été retenue.

Les solutions numériques présentées sur la figure 3.9 sont comparées à celles obtenues dans le cas d'une impulsion rectangulaire de même puissance.

La puissance incidente moyenne est identique pour une impulsion trapézoïdale et pour une impulsion rectangulaire. La variation de l'énergie stockée à la fin de l'impulsion trapézoïdale est supérieure de quelques pourcents à celle d'une impulsion rectangulaire.

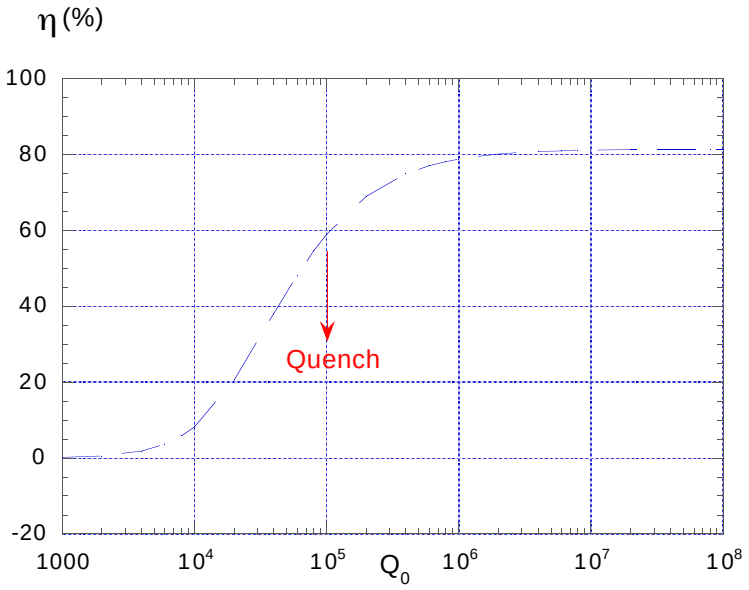


Figure 3.8: *Variations de l'efficacité de transfert η en fonction du facteur de surtension intrinsèque Q_0 pour $Q_e = 35000$ et $T = 4,5\ \mu s$*

On observe une augmentation du temps pour lequel la puissance réfléchie s'annule. Le temps de remplissage de la cavité est affecté par la forme de l'impulsion.

3.5 Comportement de la cavité lors de la transition magnétique

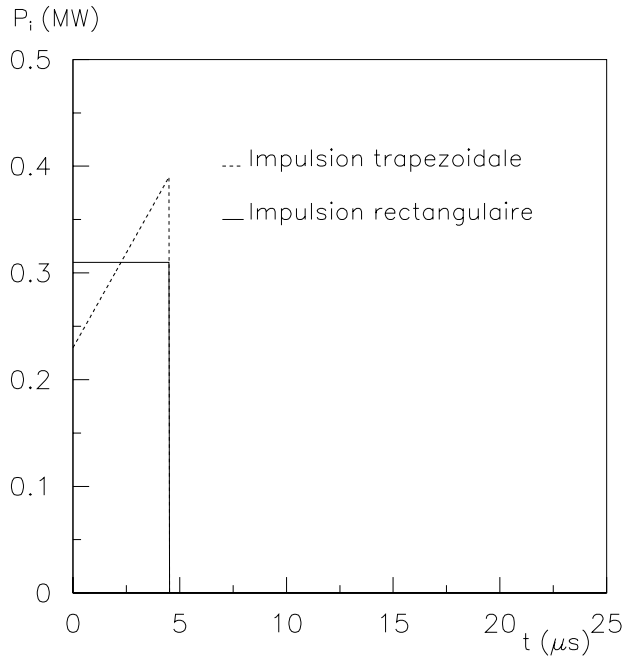
Comme présenté au chapitre 1, une transition de l'état supraconducteur vers l'état normal peut se produire pour un champ supérieur au champ critique. Dans tous les cas, à la transition, le comportement énergétique de la cavité est modifié.

D'autre part, nous avons aussi évalué l'échauffement de la surface au cours d'une impulsion en présence ou en l'absence de défauts.

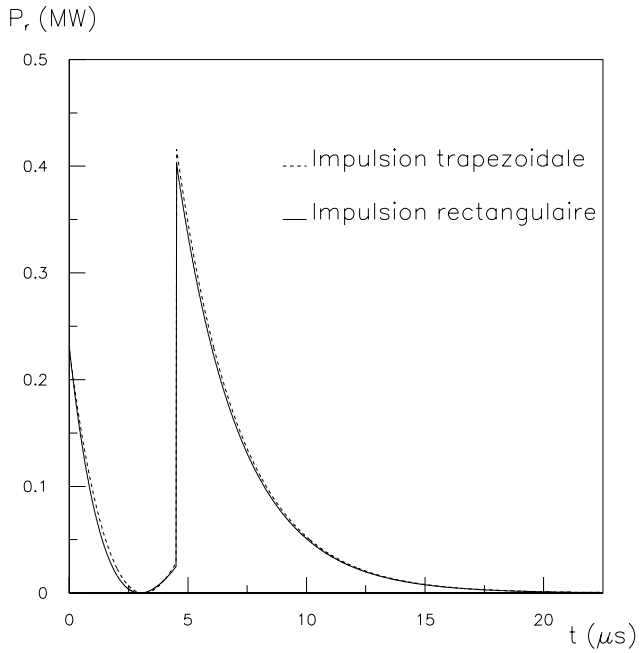
3.5.1 Comportement de l'énergie stockée lors de la transition magnétique

Au cours d'une impulsion HF, l'amplitude du champ magnétique de surface est croissante. Le champ peut alors dépasser la valeur pour laquelle la cavité transite magnétiquement. La supraconductivité cesse et la résistance de surface chute vers sa valeur dans l'état normal. Le facteur de surtension intrinsèque tend alors vers $10^5 - 10^4$. La transition magnétique pouvant se produire au cours d'une impulsion, nous avons évalué le comportement de l'énergie stockée. Les résultats sont présentés sur la figure 3.10.

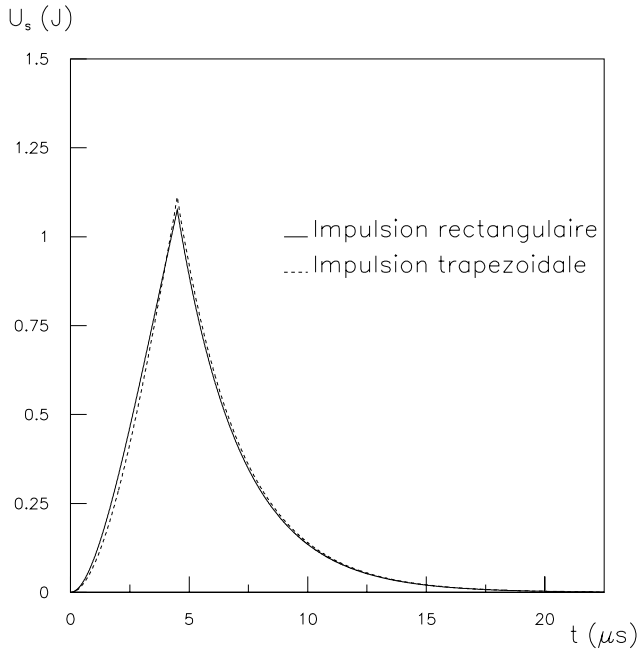
Dans cette évaluation, nous avons supposé que la transition se produit pour une énergie stockée de 1 J. La transition est supposée instantanée : le facteur de surtension intrinsèque varie de 10^7 à 5 10^5, 10^5. Après la transition, le facteur de surtension intrinsèque est de l'ordre de 10^5 et le couplage est quasiment unité. L'efficacité de transfert chute de 20% (cf



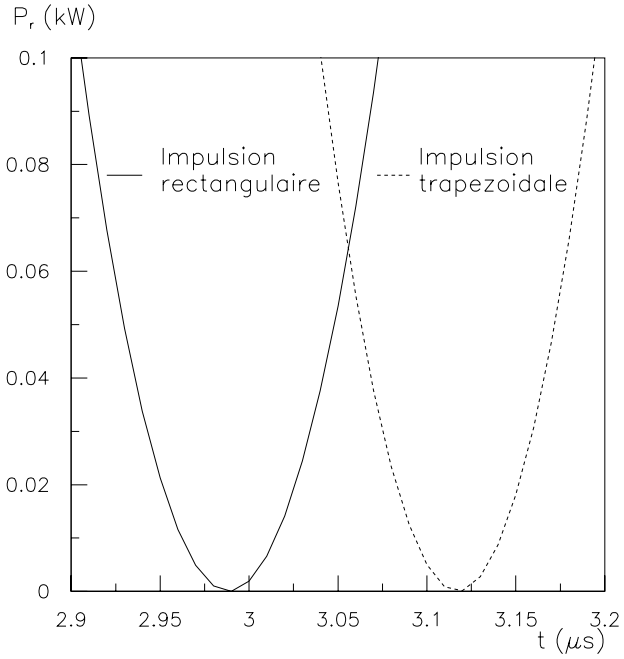
(a) Variations de la puissance incidente en fonction du temps selon la forme de l'impulsion.



(b) Variations de la puissance réfléchie en fonction du temps selon la forme de l'impulsion ($Q_e = 5\ 10^4$, $T = 4,5\ \mu s$ et $P_i = 0,32\ MW$).



(c) Variations de l'énergie stockée en fonction du temps selon la forme de l'impulsion ($Q_e = 5\ 10^4$, $T = 4,5\ \mu s$ et $P_i = 0,32\ MW$).



(d) Agrandissement des variations de la puissance réfléchie, dans la zone où P_r s'annule, en fonction du temps, selon la forme de l'impulsion ($Q_e = 5\ 10^4$, $T = 4,5\ \mu s$ et $P_i = 0,32\ MW$).

Figure 3.9: *Comparaison des variations de l'énergie stockée et de la puissance réfléchie selon la forme de l'impulsion*

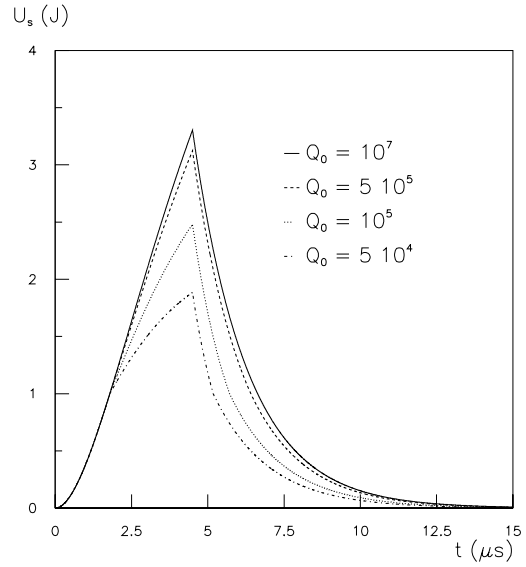


Figure 3.10: *Variations de l'énergie stockée au cours d'un quench en fonction du temps pour diverses valeurs de* Q_0

paragraphe 3.3). On observe un changement de pente sur la figure 3.10 pour $U_s = 1$ J. Ceci provient de la variation du Q_0 et du temps de remplissage τ. A la transition, τ varie de $\frac{Q_e}{\omega_0}$ dans l'état supraconducteur à $\frac{Q_e}{2\omega_0}$ dans l'état normal. La cavité continue donc à se charger avec un temps de remplissage inférieur.

3.5.2 Echauffement de la surface

Afin de simuler les échauffements de la paroi interne de la cavité lorsque celle-ci est exposée à une impulsion HF, le code de simulation FONDUE [34] a été utilisé. Il permet d'évaluer l'évolution thermique d'un disque supraconducteur dont la face supérieure est refroidie par un bain d'hélium liquide de température à spécifier et dont la face inférieure est exposée à la HF. Des défauts et des sites émetteurs d'électrons peuvent être introduits et leurs caractéristiques spécifiées (leur résistance ohmique et leur taille). Les calculs tiennent compte de la résistance de Kapitza[1] entre le bain d'hélium et la surface du matériau supraconducteur.

Dans un premier temps, l'échauffement de la surface de deux échantillons ne présentant aucun défaut et de RRR respectif 40 et 154 a été simulé [37]. Ceux-ci sont soumis à un champ magnétique de 130 mT pendant 5 μs. Les résultats présentés sur la figure 3.11 indiquent un très faible échauffement, 150 mK, de la surface totale pour un RRR de 154. Comme attendu, l'augmentation du RRR permet de meilleurs échanges thermiques entre la surface HF et le bain d'hélium et entraîne donc une diminution de l'échauffement global. Compte tenu de la forme de la cavité et de la distribution du champ magnétique, l'échauffement sera localisé sur l'équateur. Pour une cavité sans défaut, la température

[1]Il existe une différence de température à l'interface entre un solide et l'hélium liquide due au flux de chaleur. Cette différence a été observée pour la première fois par P. L. Kapitza. Elle dépend de la température, de la pression, des propriétés élastiques du solide et des propriétés de l'hélium liquide.

des parois reste quasiment constante jusqu'au champ de quench. A ce champ, la cavité transite magnétiquement. La résistance de surface est égale à celle d'une cavité dans l'état normal : l'échauffement de la paroi interne se produit à la transition magnétique.

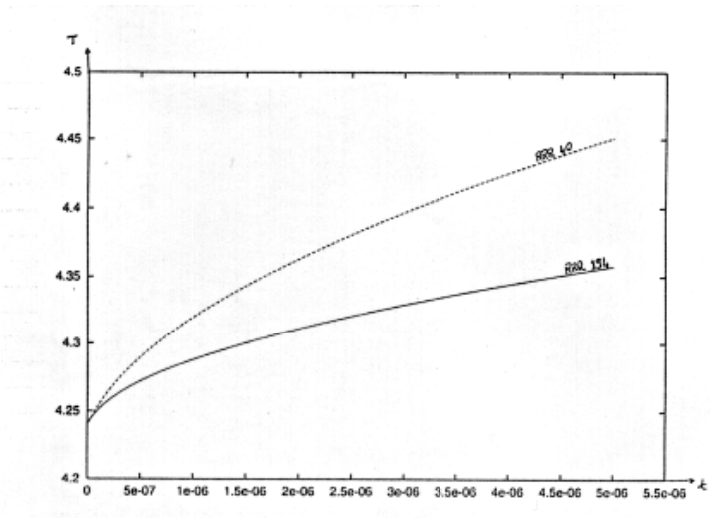


Figure 3.11: *Variation de la température (en Kelvin) de la surface ne présentant aucun défaut et soumise à un champ magnétique de 130 mT en fonction du temps (en seconde)*

Dans une deuxième partie, l'échauffement de la surface de deux échantillons présentant un défaut de 100 μm de diamètre et de RRR respectif 40 et 154 a été simulé [37]. Ceux-ci sont soumis à un champ magnétique de 130 mT pendant 5 μs. Les résultats présentés sur la figure 3.12 indiquent qu'un échauffement très important, 20 à 30 K, se produit sur un cercle de rayon 1 mm : l'échauffement a le temps de se propager. Ce dernier phénomène est accentué par un meilleur RRR.

Si on suppose que le défaut se trouve au niveau de l'équateur de la cavité, dont le profil simplifié a été donné sur la figure 3.3, il est possible d'évaluer le rapport des puissances dissipées avec défaut (P_d^d) et sans défaut (P_d^s). On suppose pour cela que :

- $P_d^d = \frac{1}{2}\left(R_s^n S_d + R_s^s(S_{cav} - S_d)\right) H^2$ où S_d est la surface du défaut, $S_d = \pi\ r^2$ avec r = 1 mm, et S_{cav} la surface totale de la cavité.

- $P_d^s = \frac{1}{2} R_s^s S_{cav} H^2$.

La surface totale de la cavité calculée à partir du profil simplifié (cf fig.3.3) est approximativement de 130 cm^2. En supposant que la résistance de surface au niveau du défaut correspond à la résistance de surface du niobium dans l'état normal, le rapport $\frac{P_d^d}{P_d^s}$ est alors de 1,02. On rappelle que $P_d = \frac{\omega U_s}{Q_0}$. A 4,2 K, le facteur de surtension intrinsèque avant l'échauffement est de l'ordre de 10^7; après l'échauffement, $Q_0 = 9,8\ 10^6$ alors de 1,02. Compte tenu des caractéristiques de l'expérience ($Q_e = 3\ 10^4$), une telle variation de Q_0 ne pourra pas être évaluée. Il n'est pas possible d'évaluer si un échauffement local se produit pendant une impulsion.

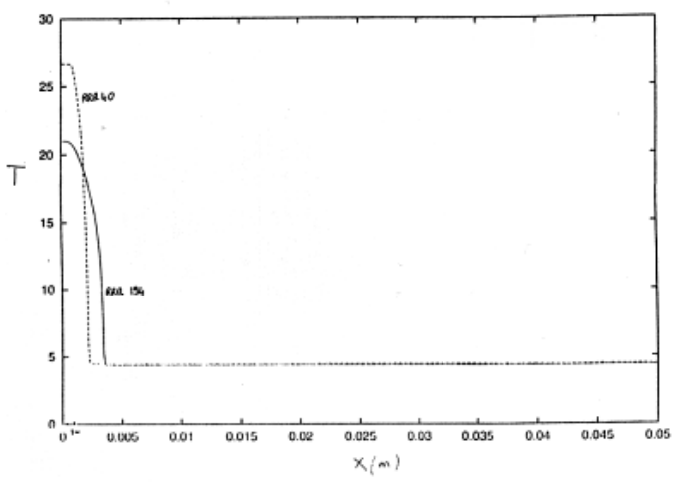


Figure 3.12: *Variation de la température (en Kelvin) de la surface en présence d'un défaut pour un échantillon exposé à 130 mT sur une impulsion de 5 μs en fonction de l'abscisse (en mètre)*

3.6 Méthodes de mesure du champ magnétique maximum

Les diverses méthodes de mesure utilisables a priori sont discutées ci-dessous.

3.6.1 Mesure du champ par évaluation du temps de décroissance

Comme annoncé par l'équation (3.15), la puissance réfléchie décroît exponentiellement à la fin de l'impulsion HF. Le temps caractéristique de cette décroissance donné par l'équation 2.14 est proportionnel à Q_L et dépend de Q_0. En évaluant le temps, $t_{1/2}$, au bout duquel la puissance émise est égale à la moitité de sa valeur maximale, on déduit :

- le temps de décroissance : τ
- le facteur de surtension en charge : $Q_L = \omega_0 \frac{t_{1/2}}{\ln(2)}$.

D'autre part, le facteur de qualité intrinsèque est donné par : $Q_0 = (1+\beta)\ Q_L$ où $\beta = \frac{Q_0}{Q_e}$. En régime établi, la variation de l'énergie stockée par rapport au temps ($\frac{dU_s}{dt}$) est nulle. La conservation de l'énergie s'écrit :

$$P_i = P_r + P_d \tag{3.20}$$

Lorsque la puissance incidente est nulle, la puissance réfléchie est égale à la puissance émise. Finalement, il vient : $\beta = 2\ \sqrt{\frac{P_i}{P_e}} - 1$. Pour les mesures du champ accélérateur dans des cavités soumises à des impulsions longues, le couplage est choisi égal à l'unité ($\beta = 1$) et le facteur de surtension intrisèque vaut : $Q_0 = 2Q_L$. Le champ accélérateur est déduit de l'équation 2.18.

Cependant, en régime transitoire, l'énergie stockée varie au cours du temps : $P_i \neq P_r + P_d$. Il n'est pas possible d'obtenir le facteur de couplage β. Cette méthode n'est donc pas adaptée à la mesure du Q_0 et de E_{axial} pour des impulsions courtes.

3.6.2 Mesure du champ en régime transitoire [38]

L'équation différentielle (3.10) peut se mettre sous la forme:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{2\left(\sqrt{\frac{P_i\ \omega_0}{Q_e}} - \frac{d\sqrt{U_s}}{dt}\right)}{\omega_0\ \sqrt{U_s}} - \frac{1}{Q_e} \tag{3.21}$$

Cette équation permet d'extraire Q_0 à partir de la puissance incidente, de la variation de l'énergie stockée en fonction du temps et du facteur de surtension Q_e. Jusqu'ici, les cavités considérées n'avaient qu'un seul couplage. Un deuxième système de couplage est ajouté en transmission et on lui associe un ***facteur de surtension de transmission*** (Q_t). On le choisit de façon à maintenir l'égalité $\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_t}$, c'est-à-dire $Q_t \gg Q_0$ et $Q_t \gg Q_e$. La puissance mesurée en transmission permet de déterminer instantanément l'énergie stockée : $P_t(t) = \frac{\omega_0 U_s(t)}{Q_t}$.

Comme Q_e est un paramètre fixe et mesurable, il s'ensuit que Q_0 ne dépend que de la puissance incidente et de la puissance transmise. Cette méthode a été utilisée pour évaluer le champ dans des cavités en niobium, niobium-étain et plomb déposé sur du cuivre [38]. La longueur des impulsions utilisée alors étant de l'ordre de 150 μs et la fréquence de résonance de $1,5$ GHz, le facteur de surtension externe, Q_e, nécessaire pour avoir un bon transfert d'énergie a été fixé à 10^6. Au début de l'impulsion, Q_0 est de l'ordre 10^8 et n'est donc pas mesurable. Au fur et à mesure que la région ayant transité grandit, Q_0 diminue jusqu'à atteindre sa valeur dans l'état normal : $Q_0 = 2\ 10^5$. Malgré la diminution du Q_0 [39], le champ dans la cavité continue d'augmenter à cause du surcouplage. En augmentant la température à laquelle sont réalisées les mesures (T tendant vers T_c), le champ de transition magnétique diminuant, Q_0 diminuera de plus en plus tôt [39].

Le principal inconvénient de cette méthode provient du fort couplage de la cavité à la source : le facteur de surtension intrinsèque n'étant mesurable que lorsqu'il tend vers Q_e. Dans notre cas expérimental, $Q_e = 3\ 10^4$, il est donc impossible de mesurer les variations de Q_0. Cette méthode n'est donc pas utilisable avec notre montage expérimental. Elle est de plus particulièrement difficile à mettre en œuvre du fait de l'analyse temporelle des variations de l'énergie stockée pendant l'impulsion.

3.6.3 Mesure du champ par calorimétrie

Cette méthode évalue la valeur moyenne de Q_0 sur plusieurs impulsions consécutives. L'énergie dissipée dans les parois de la cavité pendant l'impulsion HF est :

$$U_d^c = \int_0^T P_d(t)dt \tag{3.22}$$

En utilisant les équations (2.11) et (3.11) et en supposant que ω_0 et Q_0 sont constants au cours de l'impulsion, l'énergie dissipée (3.22) devient :

$$U_d^c = U_s^c(T)\ \frac{T}{\tau}\ \frac{Q_e}{Q_e + Q_0}\ c^{te} \tag{3.23}$$

où $c^{te} = \frac{1+4\frac{\tau}{T}\left(\exp\left(-\frac{T}{2\tau}\right)-1\right)+\frac{\tau}{T}\left(1-\exp\left(-\frac{T}{\tau}\right)\right)}{\left(1-\exp\left(-\frac{T}{2\tau}\right)\right)^2}$

De la même façon, l'énergie dissipée après l'impulsion est donnée par :

$$U_d^d = U_s^c(T)\ \frac{\omega_0 \tau}{Q_0}\ \exp(-\frac{T}{\tau}) \tag{3.24}$$

L'énergie totale dissipée au cours d'un cycle est alors :

$$U_d^{tot} = U_s^c(T)\left(c^{te}\frac{T}{\tau}\frac{Q_e}{Q_e+Q_0} + \frac{\omega_0\tau}{Q_0}\exp(-\frac{T}{\tau})\right)$$

En supposant que la cavité est entièrement supraconductrice et que Q_0 est constant au cours de l'impulsion et de la décroissance, l'énergie totale dissipée se simplifie en

$$U_d^{tot} = U_s^c(T)\left(c^{te}\frac{\omega T}{Q_0} + \frac{Q_e}{Q_0}\right)$$

Si le taux de répétition des impulsions est n, le facteur de surtension moyen sera :

$$Q_0 = \eta\ \frac{P_i T}{U_d^{tot}}\ n\ \left(Q_e + c^{te}\omega T\right)$$

où c^{te} est une constante calculable.

La mesure de la puissance dissipée sur n impulsions est nécessaire car nous sommes incapables de déterminer P_d sur une impulsion. Dans nos conditions expérimentales, le taux de répétition est de 12,5 Hz, le facteur de surtension intrinsèque vaut $Q_0 = 10^7$. D'autre part, la puissance incidente est supposée égale à 100 kW, la largeur de l'impulsion $T = 4,5\ \mu$s, la fréquence de résonance $f = 3\ GHz$ et le facteur de surtension externe $Q_e = 33\ 10^5$. L'énergie déposée U_d est de l'ordre de 61 mJ. La puissance dissipée correspondante sera de 61 mW soit 0,06 l de gaz dans les conditions normales de température et de pression. Les pertes statiques du cryostat sont de 2 W. Il est donc difficile d'évaluer dans le volume total de gaz retournant au liquéfacteur la contribution de la cavité. On peut cependant avoir recours à des compteurs volumétriques. Les volumes mesurés doivent être corrigés des variations de température du gaz surmontant le bain d'hélium, de la dilatation du gaz dans l'ensemble de la tuyauterie etc... Cette option n'a donc pas été retenue car elle nécessite la mise en place d'un système de mesures calorimétriques que nous n'avons pas développé.

3.6.4 Mesure du champ par intégration de la puissance émise

Cette méthode est basée sur l'intégration de la puissance émise P_e à la fin de l'impulsion. En effet, $\int_T^\infty P_e dt$ permet d'obtenir le champ électrique. A partir de la relation (3.15), l'intégrale de la puissance émise est :

$$\int_T^\infty P_e dt = 4\ P_i\ \tau\ \frac{Q_L^2}{Q_e^2}\ \left(1 - \exp\left(-\frac{T}{2\tau}\right)\right)^2 \tag{3.25}$$

Si la cavité est supraconductrice, le facteur de surtension en charge, Q_L, tend vers Q_e. L'équation (3.25) devient :

$$\int_T^\infty P_e dt = \frac{4P_i Q_e}{\omega_0}\left(1-\exp\left(-\frac{\omega_0 T}{2Q_e}\right)\right)^2 \tag{3.26}$$

Si la cavité est normale, l'équation (3.25) devient :

$$\int_T^\infty P_e dt = \frac{4P_i Q_0^3}{\omega_0(Q_0+Q_e)^3}\left(1-\exp\left(-\frac{\omega_0 T(Q_0+Q_e)}{2Q_0 Q_e}\right)\right)^2 \tag{3.27}$$

Le facteur de surtension externe est supposé constant au cours des mesures. Il est évalué à bas niveau au début de l'expérience. La fréquence de résonance est mesurée en mode continu. Enfin, la puissance incidente est mesurée instantanément à chaque impulsion.

Dans l'état supraconducteur, l'intégrale de la puissance émise varie linéairement avec la puissance incidente (Q_e, ω_0 et T sont fixes).

Lors du passage de l'état surpaconducteur à l'état normal, Q_0 varie. L'équation (3.27) n'est plus linéaire en fonction de l'énergie incidente. Une fois que la surface est entièrement normalement conductrice, la courbe redevient linéaire avec une pente inférieure à celle de l'état supraconducteur. Pour évaluer le taux de variation de l'intégrale de la puissance émise au cours de la transition, nous avons développé un progamme simulant la réponse de la cavité à une impulsion d'amplitude variable. La valeur du facteur de surtension Q_0 dans l'état normal ainsi que le champ de quench sont spécifiés par l'utilisateur. La figure 3.13 rend compte des résultats de ces simulations. L'intégrale de la puissance émise est tracée en fonction de l'énergie incidente, $U_i = P_i\ T$. L'énergie incidente pour laquelle se produit la transition a été fixée à 1,25 J. A cette énergie, le facteur de surtension passe brusquement de 10^7 à 5 10^5 voire 5 10^4 (cette dernière valeur étant la limite inférieure). L'intégrale de la puissance émise après la transition ($Q_0 = 5\ 10^5$ ou 5 10^4) est inférieure à sa valeur sans quench (10^7). La différence correspond à l'énergie perdue dans les parois ayant transité.

Pour mémoire, la puissance émise est donnée par : $P_e = \frac{\omega_0 U_s}{Q_e}$. A la fin de l'impulsion, la puissance émise est $P_e(T) = \frac{\omega_0 U_s(T)}{Q_e}$. L'expression de l'énergie stockée à la fin de l'impulsion est fournie par l'équation 3.11 où $t = T$. L'intégrale de la puissance émise 3.25 est alors égale à $P_e(T)\ \tau$. Le champ accélérateur fourni par l'équation 2.17 est alors :

$$E_{ax} = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{R_{sh}}{Q_0}\frac{Q_e}{\tau}\int_T^\infty P_e dt} \tag{3.28}$$

Cette méthode a été utilisée de façon satisfaisante par à SLAC [40].

3.7 Méthode de mesure de la longueur de London

Cette méthode n'entre pas dans le cadre des impulsions courtes. Cependant, nous avons choisi de privilégier le regroupement des méthodes de mesures.

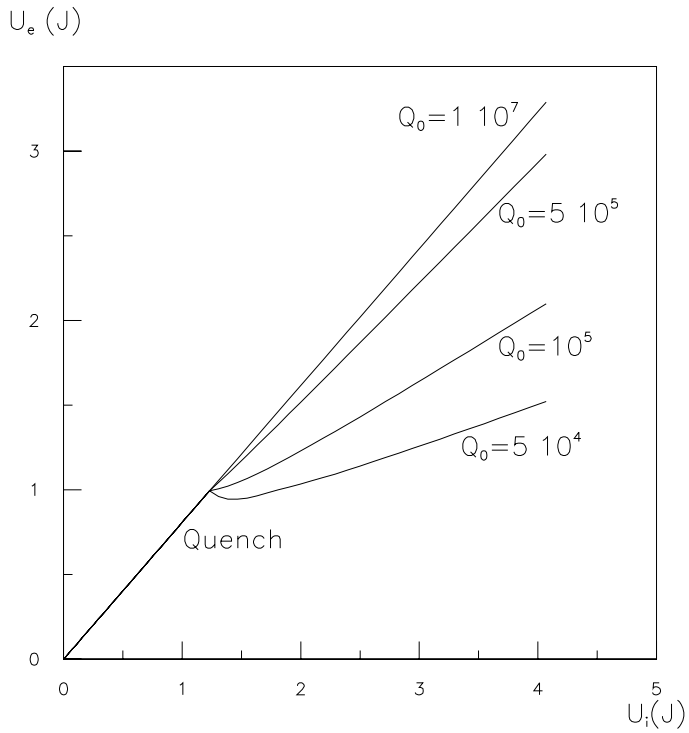


Figure 3.13: *Variation de l'intégrale de la puissance émise en fonction de celle de la puissance incidente pour* $T = 4,5\ \mu s$ *et* $Q_e = 5\ 10^4$

Dans le modèle à deux fluides, l'impédance d'une cavité résonante [41] s'écrit :

$$Z_s = i\omega\mu_0 \left(\frac{2}{\omega\mu_0\sigma_e}\right)^{1/2} \tag{3.29}$$

où la conductivité effective σ_e est donnée par :

$$\sigma_e = \sigma_n + \frac{1}{i\omega\mu_0\lambda^2}$$

σ_n correspond à la conductivité dans l'état normal et λ à la profondeur de pénétration du champ magnétique (longueur de London). En estimant le RRR des cavités à 100 et sachant que la conductivité à 300 K est de $1,3\ 10^6\ \Omega^{-1}\ m^{-1}$, la conductivité à 4,2 K est $\sigma_n(4,2\ K) = 1,3\ 10^8\ \Omega^{-1}\ m^{-1}$. D'autre part, à 3 GHz et à 9,1 K, $\frac{1}{\omega\mu_0\lambda^2}$ vaut $3,6\ 10^9$. Le rapport entre la contribution de la partie réelle σ_n et la contribution imaginaire $\frac{1}{\omega\mu_0\lambda^2}$ étant de 1/27, nous pouvons négliger la partie réelle par rapport à la partie imaginaire. A plus basse température, le rapport précédent augmentant, la partie réelle est aussi négligée. L'impédance donnée par l'équation (3.29) devient :

$$Z_s = iX_s = i\left(\frac{\omega^2\mu_0^2\lambda^2}{1+\omega^2\mu_0^2\lambda^4}\left[(1+\omega^2\mu_0^2\lambda^4\sigma_n^2)^{1/2}+1\right]\right)^{1/2} \tag{3.30}$$

où X_s est la réactance de surface. En tenant compte du rapport des contributions dont il a été question précédemment, l'équation 3.30 se simplifie :

$$X_s = 2\pi f \mu_0 \lambda \tag{3.31}$$

Par analogie avec un circuit équivalent, l'impédance de surface de la cavité se décompose en :

$$Z = iL\omega - \frac{i}{C\omega} + R_s + iX_s \tag{3.32}$$

où R_s est la résistance de surface et X_s la réactance ($Z_s = R_s + iX_s$). A la résonance, la partie imaginaire de l'impédance de surface s'annule. On obtient :

$$\Delta X_s = 2G \, \frac{(\omega - \omega_0)}{\omega_0} \tag{3.33}$$

G correspond au facteur géométrique. La fréquence de résonance $f_0 = 2\pi\omega_0$ est celle d'une cavité dont les parois seraient parfaitement conductrices. Elle ne peut être déterminée analytiquement que pour des géométries simples. Les codes de simulation sont incapables de la donner avec une précision suffisante pour des géométries plus complexes. Pour s'affranchir de cette inconnue, nous déterminons l'écart entre deux réactances, ΔX, prises l'une à une température T et l'autre à une température T_0 définie comme température de référence. ΔX est alors donné par :

$$\Delta X = 2G \, \frac{(f(T) - f(T_0))}{f(T_0)} \tag{3.34}$$

Les variations de la profondeur de pénétration en fonction de la température déduites de (3.34) et (3.31), en posant $\Delta f = f(T) - f(T_0)$, sont :

$$\Delta\lambda(T) = \frac{G}{\pi\mu_0} \, \frac{\Delta f}{(f(T_0))^2} \tag{3.35}$$

A partir des variations théoriques de la profondeur de pénétration en fonction de la température donnée par l'équation 1.19, nous avons évalué les variations de fréquence en fonction des variations de température. Pour cela, nous avons choisi $\Delta\lambda(0\ K) = 22{,}55$nm, $T_c = 9{,}2$ K et $f(T_0) = 3$ GHz. Sur la figure 3.14, les variations de la différence entre la fréquence de résonance à une température T et celle à 4,2 K sont présentées. Il est important de noter que les variations sont présentées entre 4,2 et 9,1 K. En augmentant la température, la longueur de London augmente (cf Eq.1.19). Le volume dans lequel l'onde électromagnétique se propage est alors plus grand. La fréquence de résonance décroît. A une température proche de la température de transition, par exemple 9,19 K, le calcul fournit une différence de fréquence de 71 kHz. Le résultat de ces simulations nous a permis de choisir la gamme de fréquence de l'appareil de mesure (cf chapitre 4).

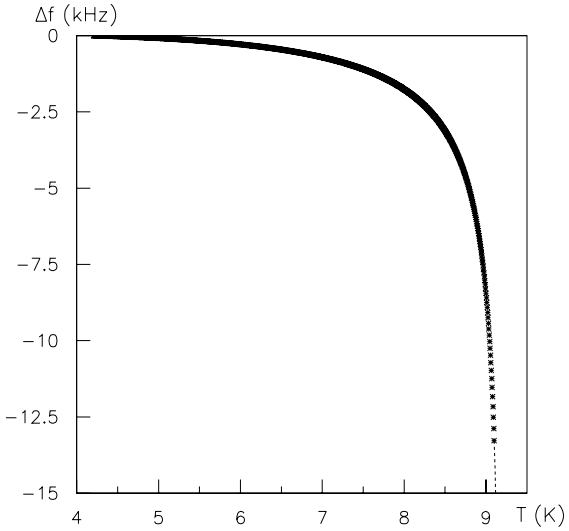


Figure 3.14: *Variations de la différence de fréquence de résonance de la cavité entre la température T (inférieure à 9,1 K) et 4,2 K*

Chapitre 4

Mesure du facteur de surtension et évaluation du libre parcours moyen des électrons

Sommaire

4.1 Présentation générale du cryostat vertical PORTHOS 74

4.2 Fabrication des cavités 75

4.3 Mesures effectuées au Laboratoire des Sciences Nucléaires . 77

4.3.1 Description de la chaîne de mesure du facteur de surtension . 78

4.3.2 Description de l'insert 80

4.3.3 Mesures expérimentales du Q_0 sur la cavité LAL-5 81

4.3.3.1 Cavité testée 81

4.3.3.2 Source Radio-Fréquence 81

4.3.3.3 Méthode de mesure 81

4.3.3.4 Evaluation des erreurs de mesure 82

4.3.3.5 Résultats 83

4.3.3.6 Analyse des résultats 84

4.3.4 Mesures expérimentales du Q_0 sur la cavité SRF2-6 85

4.3.4.1 Cavité testée 86

4.3.4.2 Résultats 87

4.3.4.3 Analyse des résultats 88

4.3.5 Mesure expérimentale de la longueur de London sur la cavité SRF2-6 89

4.3.5.1 Description de la chaîne de mesure 89

4.3.5.2 Influence de la dilatation 90

4.3.5.3 Influence des pertes sur la fréquence de résonance . . 90

4.3.5.4 Influence du couplage sur la mesure 91
4.3.5.5 Processus expérimental 91
4.3.5.6 Résultats 92
4.4 Mesures effectuées au Laboratoire de l'accélérateur linéaire . 93
4.4.1 Conditionnement de la cavité 93
4.4.2 Instrumentaion en vue de la mesure du coefficient de surtension 93
4.4.3 Chaîne de mesure de la profondeur de pénétration du champ magnétique 94
4.4.4 Résultats obtenus sur la cavité GENES 96
4.4.5 Analyse 97

Afin de mesurer le facteur de surtension et d'évaluer le libre parcours moyen des électrons d'une cavité supraconductrice, un cryostat vertical est utilisé. Il permet de refroidir et de maintenir l'hélium à l'état liquide. Les cavités testées proviennent du LAL, de l'INFN-Gênes et du Laboratoire des Sciences Nucléaires, Cornell. Leur mode de fabrication est sensiblement identique et est décrit au paragraphe 4.2. Dans ce travail de thèse, nous avons mesuré le facteur de surtension en fonction du champ accélérateur de la cavité LAL-05 au LNS. Une rapide description du dispositif expérimental est fournie au paragraphe 4.3.1. Les résultats obtenus nous ont conduit à revoir la procédure de soudure par bombardement électronique exécutée au LAL. La mesure de la variation de fréquence de résonance des cavités en fonction de la température nous donne accès au libre parcours moyen des électrons dans le matériau. Nos résultats de Cornell nous ont conduit à mettre en place un dispositif expérimental modifié pour nos expériences au LAL. Les résultats obtenus au LAL sur une cavité de l'INFN-Gênes seront présentés.

4.1 Présentation générale du cryostat vertical PORTHOS

La propriété supraconductrice des cavités nécessite de travailler en dessous de leur température critique. Le refroidissement est obtenu en plongeant le résonateur dans un bain d'hélium liquide.

Le bain cryogénique est contenu dans un cryostat, qui en réduisant très fortement les pertes thermiques, permet de maintenir un volume de liquide suffisant pendant la durée des mesures. Le cryostat de notre dispositif expérimental nous a été fourni par R. Parodi de l'INFN Gênes. Il est vertical. Ceci permet d'introduire commodément les cavités et leur instrumentation dans le cryostat. Le cryostat est présenté sur le schéma 4.1. Il comporte deux vases concentriques formant un volume scellé dans lequel on a réalisé un vide d'isolement. Le réservoir central est protégé du rayonnement thermique par un écran de garde d'azote liquide. Pour limiter les pertes par conduction, sa couronne

supérieure est portée à 77 K par un couplage thermique relié au réservoir d'azote. Le dispositif expérimental est fixé à la platine supérieure. Il comporte des écrans qui freinent le rayonnement thermique et canalisent le flux gazeux d'évaporation vers les parois du vase (récupération d'enthalpie). Cet ensemble comprenant la platine supérieure, les écrans et la cavité est usuellement appelé ***insert***.

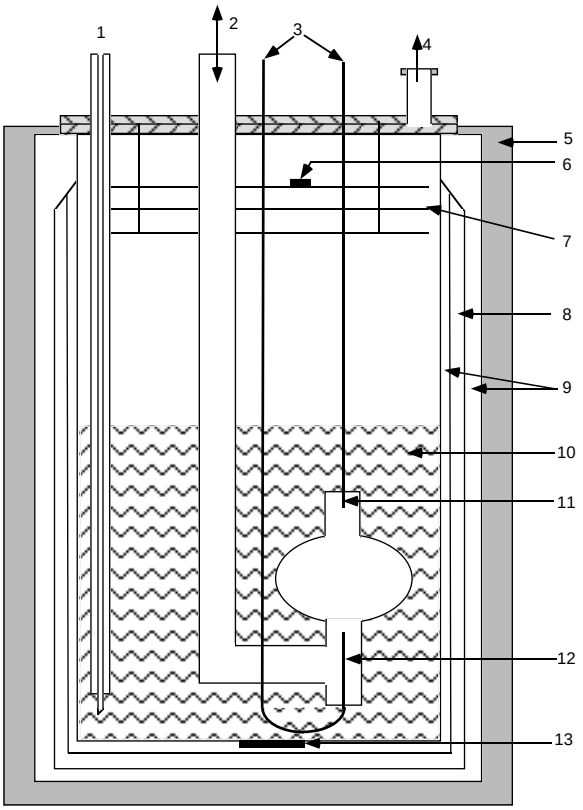


Figure 4.1: *Schéma de principe du cryostat : 1- entrée d'hélium liquide, 2- pompage de la cavité, 3- alimentation HF, 4- évacuation des gaz froids, 5- enceinte extérieure, 6- thermomètre platine, 7- écrans en cuivre, 8- enceinte d'azote, 9- vide, 10- bain d'hélium liquide, 11- coupleur HF de transmission, 12- coupleur HF incident, 13- absorbant.*

4.2 Fabrication des cavités

Au paragraphe 3.5.2, nous avons vu que pour un échantillon ne présentant aucun défaut, l'échauffement est d'autant plus important que le RRR est petit. Pour un échantillon présentant un défaut, le rayon de la zone ayant transité est d'autant plus petit que le RRR est petit et la variation de température locale est d'autant plus importante que le RRR petit. Pour observer la transition magnétique, l'échauffement thermique doit rester lo-

calisé autour d'un défaut et ne pas être globalement (sur toute la surface) trop important. Il s'agit donc d'effectuer un compromis. Les cavités, construites pour l'expérience Nepal-Supra, ont été fabriquées par l'INFN de Gênes à partir de tôles de RRR 300 selon les spécifications du fournisseur. Mais nous verrons que le RRR obtenu lors des mesures de variations de la longueur de London en fonction de la température est inférieur aux spécifications.

L'emboutissage des tôles de 2 mm d'épaisseur est très sensible aux propriétés métallurgiques du matériau. En particulier, les grains de niobium doivent être petits et de taille homogène (80 à 130 μm). D'un point de vue mécanique, la taille de grains, à cette étape, doit être la plus faible possible pour permettre une déformation plus grande, augmenter la limite élastique et assurer une meilleure étanchéité au vide. D'un point de vue HF, une taille de grains plus forte est recherchée ; une part de la résistance résiduelle étant due aux joints de grains.

L'emboutissage des tôles fournit des demi-coupelles. Pour obtenir les cotes souhaitées, les coupelles sont usinées. Les tubes faisceau sont obtenus par roulage de tôles de RRR 300. Par contre, les brides sont fabriquées à partir d'un niobium de moins bonne qualité. Ceci ne pose pas de problème car le champ est quasi nul à cet endroit.

Les demi-coupelles, tubes faisceau et brides sont plongés dans un mélange de 25% d'acide fluorhydrique, 25% d'acide nitrique et 50% d'acide phosphorique (Buffered Chemical Polishing - BCP 1:1:2) permettant d'enlever une épaisseur variable de niobium selon la durée et la température du bain d'acides. Après le formage, afin d'éliminer les graisses et les éventuelles inclusions, une épaisseur de 5 μm est retirée chimiquement.

Les brides sont soudées aux tubes faisceau par bombardement électronique (BE) puis les tubes faisceau aux demi-coupelles. Sur la figure 4.2, l'ensemble des pièces prêtes pour la soudure est présenté. La soudure par bombardement électronique s'effectue dans une enceinte sous-vide. La pression est inférieure à 10^{-5} bar. Entre deux soudures, une entrée d'argon est effectuée. Une attention particulière est accordée à la pénétration du faisceau d'électrons afin d'obtenir une soudure homogène. La soudure est inspectée et polie si des irrégularités sont observées. Un nouveau traitement chimique de 5 μm est imposé.

Les deux demi-coupelles sont ensuite soudées par BE. La soudure est inspectée et un traitement chimique enlève 100 μm d'épaisseur sur chaque face. L'inspection des soudures est importante notamment à l'équateur car la présence de cratères ou de fissures peut entraîner le piégeage d'impuretés et créer ainsi une zone favorable à la transition.

Dans certains cas, un recuit à 1400° C avec titanisation permet de purifier a posteriori les cavités. La taille des grains est alors 500 à 1000 μm.

Après l'assemblage, les cavités sont accordées en fréquence. L'accord est effectué "à chaud" en tirant ou en comprimant la cavité de façon à corriger son volume. Les variations de fréquence de la cavité lors de la mise sous-vide (classiquement 1 MHz à 3 GHz [42]) et du refroidissement (6,75 MHz lors du refroidissement entre 300 K et 4,2 K [42]) sont prises en compte. L'accord en fréquence à chaud est réalisé à $-7,75$ MHz de la fréquence de résonance à froid.

Enfin, après une légère chimie de quelques microns, les cavités sont rincées à l'eau pure désionisée.

Les pièces servant à isoler la cavité sont passées aux ultra-sons afin de les dépoussiérer

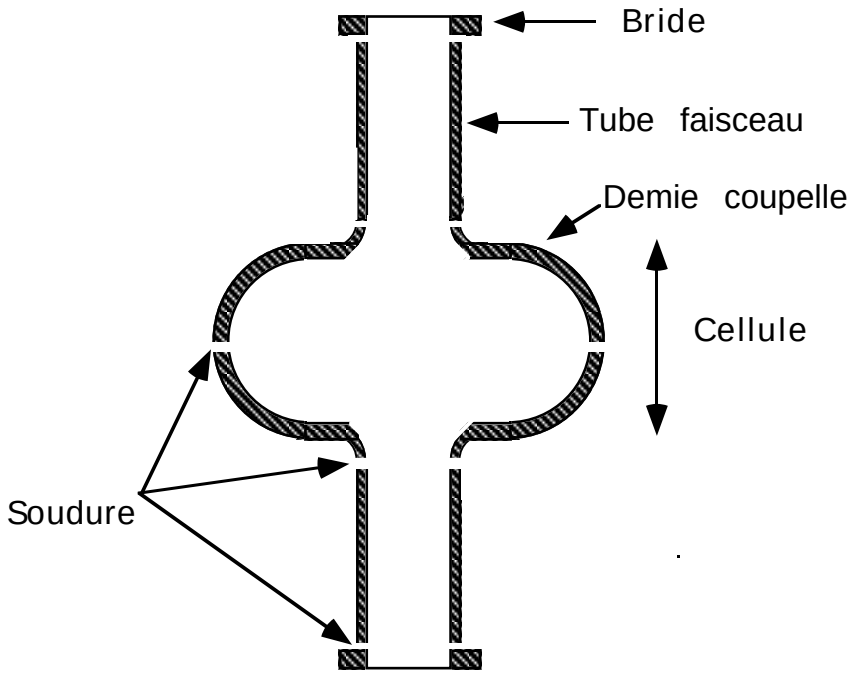


Figure 4.2: *Vue éclatée d'une cavité*

et de les dégraisser. Elles sont rincées et stockées avec la cavité dans une salle blanche de classe 100 voire 10[1]. Le suivi d'un protocole strict d'assemblage permet de minimiser la contamination de la surface HF par des poussières. Pour les mesures effectuées au LAL, les traitements chimiques ainsi que l'assemblage d'une cavité sur le système de couplage sont réalisés au Service d'Etudes d'Accélérateurs du Commissariat à l'Energie Atomique (SEA/CEA - Orme des Merisiers).

4.3 Mesures effectuées au Laboratoire des Sciences Nucléaires

Au Laboratoire des Sciences Nucléaires (Laboratory of Nuclear Sciences - LNS) de l'Université de Cornell, nous avons mené deux types d'expériences :

- la mesure du facteur de surtension en fonction du champ électrique axial,
- la détermination de la profondeur de pénétration du champ magnétique (longueur de London, λ) après oxygénation.

[1]La classification de la propreté d'une salle blanche s'effectue sur la concentration maximale de particules par mètre cube d'air. Pour une salle blanche de classe 100, le nombre maximum de particules de diamètre supérieur à 0,5 μm est de 3520 par mètre cube d'air. Pour une salle blanche de classe 10, ce nombre est divisé par 10

Pour ces mesures, nous avons utilisé le cryostat et l'insert du LNS très proches du cryostat PORTHOS décrit précédemment et des inserts utilisés au LAL. Le système d'asservissement du LNS est présenté dans l'annexe B.

4.3.1 Description de la chaîne de mesure du facteur de surtension

Les mesures du facteur de surtension se font en régime établi, c'est-à-dire sur des impulsions longues ($T = 100$ ms) comparées au temps de remplissage de la cavité ($\tau = 0,26$ ms pour $Q_0 = Q_e = 10^7$ à 4,2 K). Afin de transférer toute la puissance HF à la cavité, cette dernière est au couplage critique ou légèrement surcouplée. La bande passante d'une cavité de $Q_0 = 10^7$, définie à -1 dB (cf chapitre2), est de l'ordre de 75 Hz. Il est donc nécessaire de disposer d'une source HF dont la stabilité est de quelques Hz et capable de suivre une dérive lente de fréquence. Cette exigence est satisfaite partiellement par un ***oscillateur verrouillé en phase*** ou ***pilote*** (cf fig.4.3).

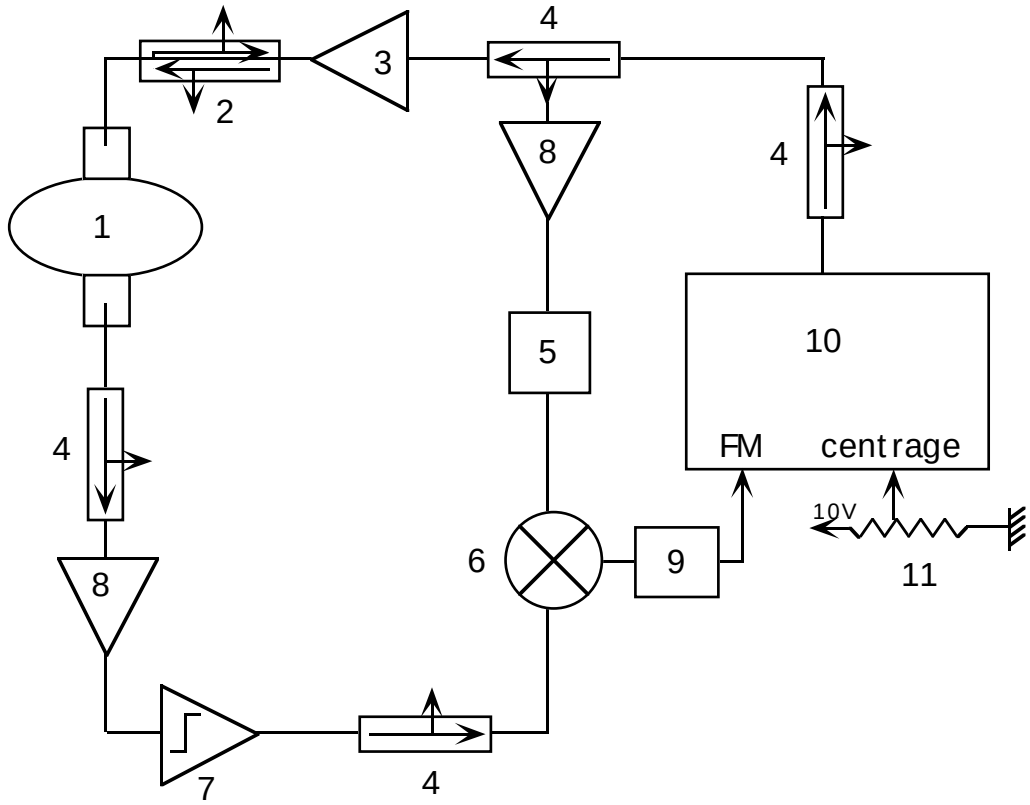


Figure 4.3: *Présentation de la chaîne de mesure du facteur de surtension avec : 1 - Cavité, 2 - Coupleur bi-directionnel, 3 - Tube à onde progressive, 4 - Coupleur directionnel, 5 - Déphaseur variable, 6 - Comparateur de phase, 7 - Amplificateur-Limiteur, 8 - Amplificateur, 9 - Filtre de boucle, 10 - Source HF pilotée en tension, 11 - Commande manuelle de la fréquence*

Un tel oscillateur comporte une source HF, pilotée en tension (VCO). Elle délivre une

onde électromagnétique qui, après amplification, est injectée dans la cavité. Si la pulsation de la source diffère de $\Delta\omega$ de la pulsation de résonance, ω_0, de la cavité, l'écart de phase, $\Delta\phi$, entre le signal d'entrée et le signal de sortie de la cavité est, à une constante près, égal à :

$$\Delta\phi = \arctan\left(2Q_L\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)$$

où Q_L est le facteur de surtension en charge. La fréquence de l'oscillateur est asservie à la fréquence de résonance de la cavité en maintenant $\Delta\phi$ nul, c'est-à-dire en agissant sur la tension de commande de l'oscillateur. Pour cela, on utilise un filtre de boucle.

Pour les grandes valeurs de Q_L (supérieures à 10^7), la courbe $\Delta\phi = f(\Delta\omega)$ prend l'allure présentée sur la figure 4.4.

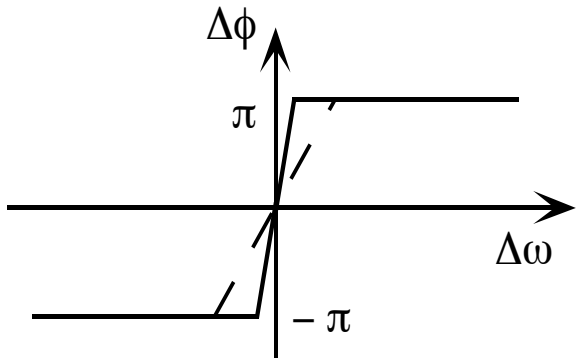


Figure 4.4: *Variations de l'écart de phase entre le signal d'entrée et le signal de sortie de la cavité en fonction de l'écart par rapport à la fréquence de résonance ; le facteur de surtension correspondant à la courbe en pointillés est inférieur au facteur de surtension total de la courbe en trait plein ($Q_0 = 10^7$)*

La très forte pente de la courbe, au voisinage de l'origine, rend l'asservissement délicat et limite la possibilité d'excursion en fréquence. De plus, le signal de sortie de la cavité étant faible, un amplificateur-limiteur est utilisé. L'amplitude du signal de sortie est d'autant plus faible que l'on s'écarte de la fréquence de résonance. Ce type de source (VCO) est bien adapté aux mesures de Q_0 où les sources de fluctuations ne sont dues qu'aux variations de la pression hydrostatique du bain d'hélium. Son utilisation est plus délicate dès qu'une dérive de fréquence plus prononcée (quelques kHz) est rencontrée.

Les puissances incidente, réfléchie et transmise sont prélevées à l'aide respectivement des coupleurs 2 et 4 indiqués sur la figure 4.3. Les puissances sont aiguillées via un multiplexeur vers un atténuateur variable. L'atténuation est réglée de façon à ce que la puissance, à sa sortie, soit inférieure à 100 mW, puissance maximale supportée par la diode de détection du wattmètre. Enfin, le wattmètre convertit la puissance en tension ($V \propto \sqrt{P}$).

4.3.2 Description de l'insert

L'insert est le dispositif supportant mécaniquement la cavité et son instrumentation. Il assure la liaison entre l'extérieur et le bain d'hélium. Le schéma de principe de l'insert utilisé au LAL plus tard étant équivalent à celui du LNS, il est fourni sur la figure 4.5.

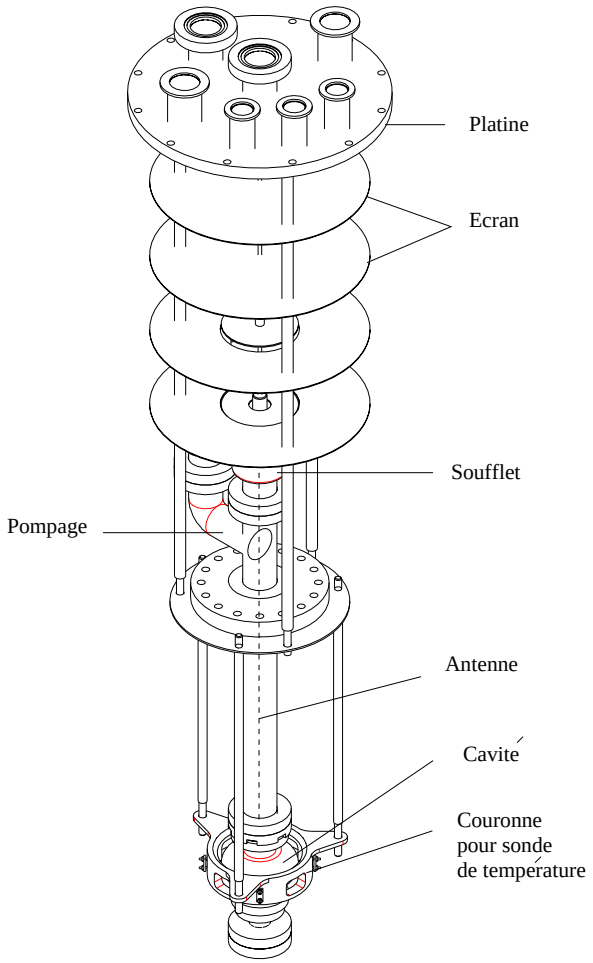


Figure 4.5: *Schéma de l'insert utilisé pour mesurer le facteur de surtension et la profondeur de pénétration au LAL*

La platine assure la fermeture du bain d'hélium. Les éléments de liaison, en matériau peu conducteur (inox ou epoxy), limitent les transferts thermiques. Les écrans réduisent les pertes par rayonnement. Les thermomètres à sonde de platine montés sur les écrans fournissent la température lors de la phase de pré-refroidissement. Le niveau d'hélium liquide dans le cryostat est mesuré à l'aide d'un fil supraconducteur[2].

[2]La température critique du fil de NbTi ($T_c = 10$ K) est supérieure à celle de l'hélium liquide (4,2 K). La partie immergée du fil plongeant dans l'hélium liquide est supraconductrice alors que la partie non-immergée est normale. La partie supérieure du fil est réchauffée par un petit bobinage résistif pour se prémunir d'une transition dans la phase gazeuse. La tension aux bornes du fil, alimenté par un courant de 100 mA, est directement proportionnelle à la longueur du fil non-immergé.

Le système de pompage évacue le gaz entre la fenêtre HF placée à l'extérieur du cryostat sur le guide d'onde alimentant la cavité et la cavité elle-même. Un groupe turbomoléculaire abaisse la pression à 10^{-6} mbar et une pompe ionique, prenant le relais, maintient la pression à 10^{-8} mbar.

Au moment du transfert d'hélium, le cryopompage abaisse la pression à 10^{-9} mbar. Les gaz résiduels sont fixés sur les parois de la cavité.

Ne connaissant pas a priori la valeur du facteur de surtension Q_0 et souhaitant réaliser un couplage critique, un coupleur réglable est utilisé. Un soufflet permet le mouvement de la cavité par rapport à une antenne coaxiale. L'antenne est guidée au centre du tube faisceau.

La dynamique du coupleur utilisé au LNS (cf annexe B) permet de réaliser des mesures du facteur de surtension en fonction du champ accélérateur (couplage critique) et des mesures du champ maximum (surcouplage).

4.3.3 Mesures expérimentales du Q_0 sur la cavité LAL-5

Les mesures du facteur de surtension et du champ axial sont effectuées simultanément. Deux séries de mesures ont été menées : l'une à 4,2 K (gaz d'hélium au dessus du bain d'hélium liquide à pression atmosphérique) et l'autre à 3,5 K (gaz d'hélium à 474 mbar).

4.3.3.1 Cavité testée

La cavité LAL-5 testée à Cornell a été fabriquée au LAL à partir de tôles de niobium de RRR 40. La soudure par bombardement électronique a été réalisée au LAL. La cavité a subi un traitement chimique retirant 10 μm. Transportée dans un bac d'eau désionisée en salle blanche de classe 100, elle a été rincée à l'alcool absolu et montée directement sur le coupleur réglable. L'enceinte à vide[3] est pré-vidée par le système de pompage turbomoléculaire décrit précédemment.

4.3.3.2 Source Radio-Fréquence

Pour relever la caractéristique $Q_0 = f(E_{ax})$, la cavité est excitée par le dispositif, verrouillé en phase, décrit au paragraphe 4.3.1. L'amplificateur de sortie est un tube à onde progressive (TOP) de 100 W.

4.3.3.3 Méthode de mesure

La valeur de Q_0 est calculée à partir du temps de décroissance de la cavité à la coupure du signal HF par la méthode décrite au paragraphe 3.6.1. On rappelle que le facteur de surtension intrinsèque est donné par :

$$Q_0 = 2\omega_0 \sqrt{\frac{P_i}{P_e}} \frac{\Delta t}{\ln(2)} \tag{4.1}$$

[3]L'enceinte à vide est constituée de la cavité, du passage de l'antenne réglable et des canalisations.

où P_i est la puissance incidente et P_e la puissance émise à la coupure du signal HF (cf fig.4.6). Δt est le temps au bout duquel la puissance émise décroît de P_e^{max}, puissance émise à la coupure du signal HF, à $P_e^{max}/2$. En régime pulsé long, la puissance dissipée à la fin de l'impulsion est égale à la différence entre la puissance incidente et la puissance émise. Le champ axial, à la fin de l'impulsion, est fourni par :

$$E_{ax} = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{R_{sh}}{Q_0}}\sqrt{Q_0\frac{P_i - P_{ren}}{\omega_0}}$$

où P_{ren} est la puissance réfléchie à la fin de l'impulsion. Au couplage critique et à la fin de l'impulsion, la puissance réfléchie étant nulle, d'après la relation 3.9, la puissance émise correspond à la puissance incidente et le facteur de surtension et le champ sont donnés par :

$$Q_0 = 2\omega\frac{\Delta t}{\ln(2)} \qquad E_{ax} = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{R_{sh}}{Q_0}}\sqrt{Q_0\frac{P_i}{\omega}} \tag{4.2}$$

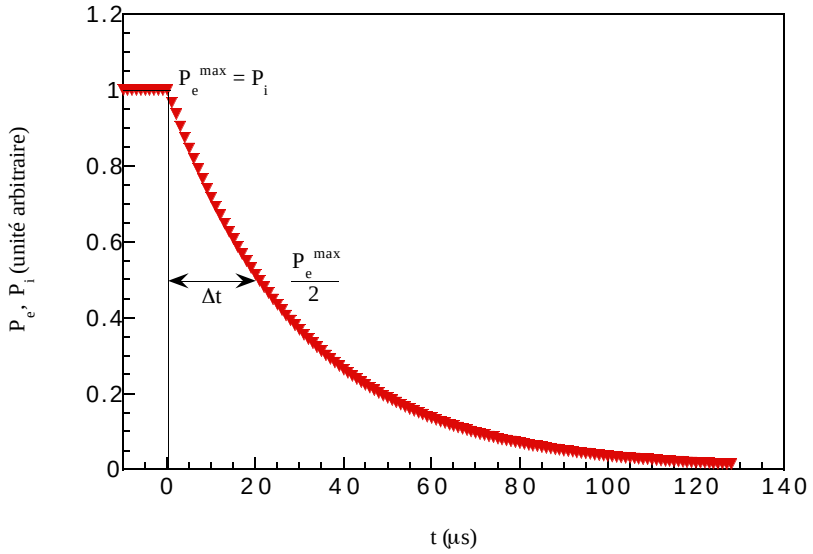


Figure 4.6: *Puissance incidente et émise au couplage critique, Δt est le temps au bout duquel la puissance émise est divisée par 2*

Un programme d'acquisition permet de régler l'atténuateur variable, de commander le multiplexeur et d'enregistrer les signaux $V(P_i)$, $V(P_r)$ et $V(P_t)$.

4.3.3.4 Evaluation des erreurs de mesure

Les différentes sources d'erreurs introduites sont causées par le wattmètre et l'oscilloscope.

Pour le wattmètre, les sources d'erreurs sont multiples. Il s'agit soit d'erreurs spécifiées égales à $\pm 6\%$ du signal indiqué, soit d'erreurs calculables telles que celles causées par une

désadaptation entre la source et la sonde. Ces erreurs sont déterminées à partir d'abaques fournies par le constructeur. Dans notre cas particulier, le taux d'onde stationnaire de la source est de 2, celui de la sonde 1,25 : l'erreur due à la désadaptation est alors de +7,5% et -7,3%. La puissance mesurée est donc égale à la puissance lue avec une erreur de +13,6% et -13,4%.

Pour déduire la puissance de la tension mesurée à l'oscilloscope, nous utilisons la courbe de calibration $P = f(V^2)$. L'erreur provient de la lecture de la tension à l'oscilloscope ($\pm\ 0,1\%$ du signal). L'atténuation des câbles (atténuation mesurée par une méthode de substitution) introduit une erreur de $\pm 2\%$. L'erreur totale est alors comprise entre +15,7% et -15,5%.

Le fréquencemètre mesure la fréquence avec une précision $\Delta f = 10$ Hz. L'erreur sur la mesure du temps Δt est supposée négligeable. Le champ axial E_{ax} est alors donné avec une incertitude de $\pm\ 23,5\%$. Le facteur de surtension Q_0 est donné à $\pm 15,7\%$.

4.3.3.5 Résultats

Les résultats obtenus sont synthétisés dans le tableau 4.1 et les courbes présentées sur la figure 4.7.

T (K)	Q_0	$E_{ax,max}$ (MV/m)
4,2	$(6 \pm 1)\ 10^7$	$9,2 \pm 2,1$
3,5	$(9 \pm 1)\ 10^7$	$12,2 \pm 2,9$

Tableau 4.1: *Facteur de surtension et champ axial mesurés sur la cavité LAL-5 à 4,2 et 3,5 K*

Notre dernier point de mesure avant que la cavité transite est à 9 MV/m à 4,2 K et 12 MV/m à 3,5 K. Si un défaut est présent sur la surface HF, tant que le champ est faible, le défaut s'échauffe. La dissipation thermique est suffisante pour que la température locale reste inférieure à la température critique : le flux de chaleur est évacué. Au delà de 9 MV/m, à 4,2 K l'évacuation du flux de chaleur est insuffisante, l'échauffement se propage et la température locale devient supérieure à la température critique. La zone supraconductrice entourant le défaut transite. La puissance dissipée augmente et le facteur de surtension Q_0 s'effondre.

Alors que la transition se produit à 9,2 MV/m à 4,2 K, elle se produit à 12,2 MV/m à 3,5 K. Les différences de température entre T_c et la température de la cavité sont respectivement de 5 K et de 5,7 K. Le dépôt d'énergie pour initier la transition thermique à 3,5 K est alors supérieur au dépôt d'énergie à 4,2 K. L'énergie déposée étant proportionnelle au carré du champ, la transition à 3,5 K se produit pour un champ supérieur à celui à 4,2 K.

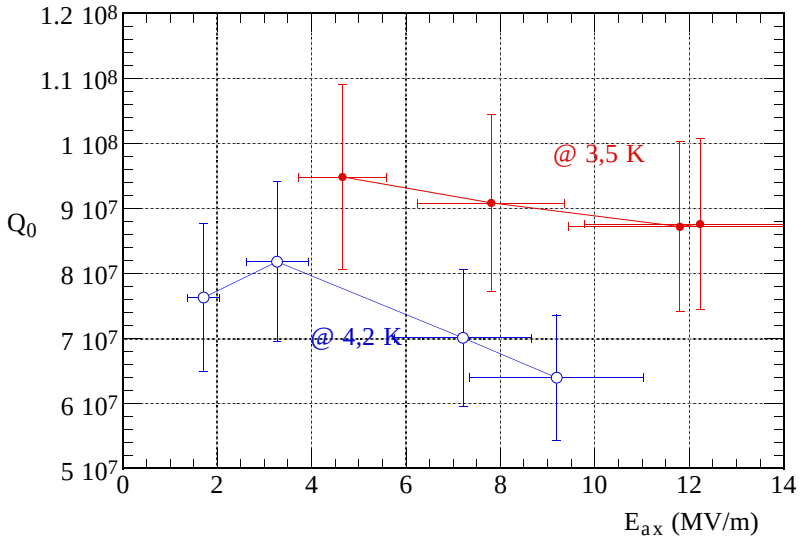


Figure 4.7: *Variations du facteur de surtension en fonction du champ axial pour la cavité LAL-5 à 4,2 et 3,5 K*

On remarque que le facteur de surtension n'est pas constant en fonction du champ accélérateur. La légère pente, visible sur les deux courbes, peut être interprétée comme étant due aux goutelettes de niobium déposées lors de la soudure par bombardement électronique et présentes sur la surface HF. Quand le champ électrique augmente, les goutelettes, isolées thermiquement du niobium massif s'échauffent et transitent. Cette transition locale s'accompagne de pertes par effet Joule. La faible augmentation de la puissance dissipée traduit un écart du Q_0 par rapport à sa valeur en l'absence de goutelettes. En augmentant le champ accélérateur, la puissance dissipée dans les goutelettes augmente et Q_0 décroît.

La différence entre les deux courbes de Q_0 est très loin du facteur 2 attendu par la variation de la résistance de surface entre 4,2 K et 3,5 K (cf annexe A).

4.3.3.6 Analyse des résultats

La valeur du facteur de surtension dépend de la résistance de surface des parois soumises au champ électromagnétique. On rappelle que :

$$Q_0 = \frac{1}{R_s} \frac{2U_s\omega_0}{\int\int_S |H|^2 dS} \tag{4.3}$$

où R_s est la résistance de surface et S la surface de la cavité. On peut montrer que le second terme de l'équation 4.3 (cf équation 2.13) est constant et égal à 230 Ω pour les cavités du LAL.

A fréquence constante, la variation de la résistance de surface en fonction de la

température est (cf annexe A) :

$$R_s(T) = \frac{A}{T}\sigma_n\omega^2\lambda_L^3 \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) + R_{res}$$

où le premier terme, dépendant de la température, correspond à la résistance de surface dite BCS et est noté $R_{BCS}(T)$. La résistance résiduelle, R_{res}, est indépendante de la température et caractérise la qualité du matériau. Il est possible, grâce à la relation 4.3, de déterminer la résistance de surface connaissant Q_0. A 3,5 K, la résistance de surface, déterminée à partir du Q_0, vaut :

$$R_s = 2560 \pm 383 \text{ n}\Omega$$

La valeur de R_{BCS}, calculée à partir des paramètres usuels, donne :

$$R_{BCS} = 1470 \text{ n}\Omega$$

On en déduit la valeur de R_{res} :

$$R_{res} \approx 1090 \pm 383 \text{ n}\Omega$$

Cette valeur est extrêmement élevée par rapport aux valeurs couramment rencontrées ($10-20$ nΩ) et traduit la présence d'un gros défaut sur la cellule testée. La présence d'un défaut ponctuel à la surface des parois internes d'une cellule se traduit par des variations du champ axial en "dent de scie" reproduites sur la figure 3.1.

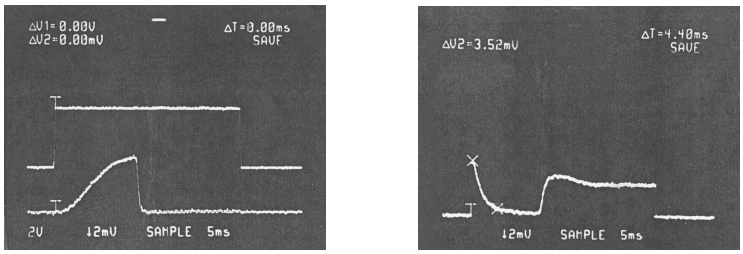
Comme il a été précisé au paragraphe précédent, le facteur de surtension Q_0 s'écroule alors que le défaut s'échauffe. Le facteur de couplage ($\beta = \frac{Q_0}{Q_e}$) devient alors très sous-critique. La puissance HF incidente est fortement réfléchie. La cavité se refroidit et reprend la valeur de surtension initiale.

Sur les signaux réfléchis et transmis (cf fig.4.8), on n'observe pas d'oscillation en "dent de scie". Malgré la modification du couplage lors de la transition (sous-couplage), la cavité ne parvient pas à se refroidir. Comme le laisse supposer la valeur de R_s, il existe un large défaut sur la paroi de la cavité. Un nouveau traitement chimique (30 μm) n'a pas apporté d'amélioration. Il s'agit donc d'un défaut implanté en profondeur dans la cavité.

Une inspection méticuleuse, à l'aide d'un endoscope, a montré qu'une partie de la soudure équatoriale ne pénétrait pas toute l'épaisseur de la paroi. Il s'en est suivi un piégeage d'éléments étrangers entre les lèvres de la soudure. Une importante zone non-supraconductrice (cf figure 4.9) est alors créée dans la zone du champ magnétique maximum. A la suite de cette observation, le processus de soudure par bombardement électronique au LAL a été modifié [43]. Les résultats obtenus sur des cavités soudées par la nouvelle procédure sont présentés en annexe D.

4.3.4 Mesures expérimentales du Q_0 sur la cavité SRF2-6

Les mesures du facteur de surtension et du champ axial sont effectuées simultanément. Deux séries de mesures sont menées : l'une à 4,2 K et l'autre à 1,8 K (gaz d'hélium à 16 mbar). A cette dernière température, l'hélium est superfluide. La conduction thermique infinie de l'hélium permet d'évacuer l'échauffement et de mieux refroidir la cavité.



(a) Variations des puissances incidente et transmise au cours d'une impulsion dans la cavité LAL-5 mesurée au LNS

(b) Variations de la puissance réfléchie au cours d'une impulsion dans la cavité LAL-5 mesurée au LNS

Figure 4.8: *Puissance incidente, transmise et réfléchie, pour une impulsion lorsque la cavité LAL-5 transite*

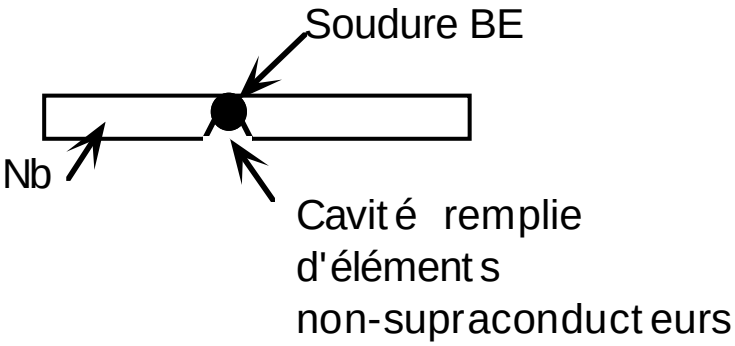


Figure 4.9: *Schéma de principe d'une soudure non-pénétrée*

4.3.4.1 Cavité testée

La cavité SRF2-6 testée à Cornell a été fabriquée pour le LNS par la société française CERCA. Cette cavité comporte deux cellules. Elle a subi un traitement chimique de 30 μm puis une oxygénation. L'oxygénation des parois consiste à déposer, par électrochimie, une couche d'oxygène. La diffusion de l'oxygène dans le métal s'effectue en amenant la cavité à 300°C pendant une heure [44]. Un nouveau traitement chimique est alors effectué pour retirer les couches d'oxydes formées en surface. L'oxygénation de la cavité modifie le facteur de GL $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$ du matériau. Nous souhaitons mesurer la longueur de London et en déduire le facteur κ. La mesure du champ magnétique maximum aurait dû nous permettre de vérifier les expressions théoriques présentées au paragraphe 1.4.5.

4.3.4.2 Résultats

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.10 et synthétisés dans le tableau 4.2.

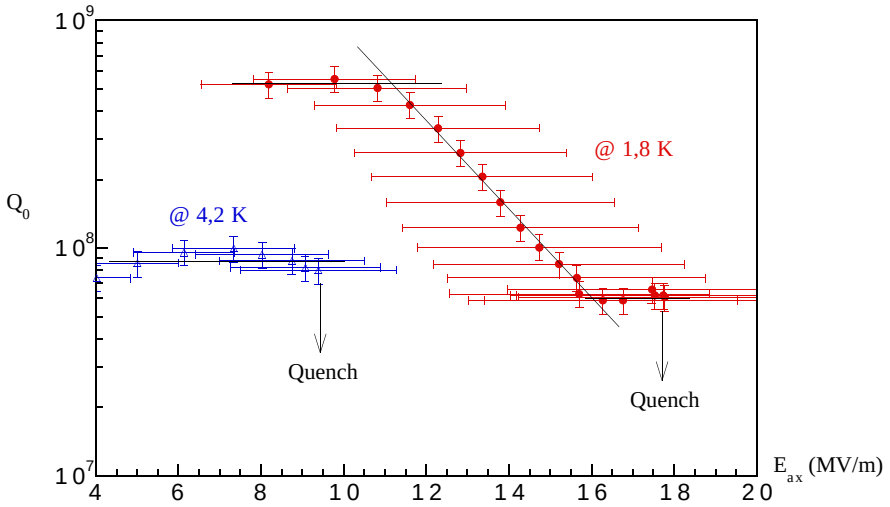


Figure 4.10: *Variations du facteur de surtension Q_0 en fonction du champ axial pour la cavité SRF2-6*

T (K)	Q_0	$E_{ax,max}$ (MV/m)
4,2	$(9 \pm 1)\ 10^7$	$9,5 \pm 2$
1,8	$(5 \pm 0,8)\ 10^8$	$17,5 \pm 4$

Tableau 4.2: *Facteur de surtension et champ axial mesurés sur la cavité SRF2-6 à 4,2 et 1,8 K*

A 4,2 K, la cavité transite à 9 MV/m et le facteur de surtension Q_0 est 9 10^7. Le facteur de surtension décroît légèrement (8 10^7) quand le champ augmente. Cette légère pente peut s'expliquer de la même façon que précédement par l'échauffement de défauts de surface.

A 1,8 K, la cavité transite à 17,5 MV/m et le facteur de surtension Q_0 varie de 2 10^9 à bas champ à 6 10^7 à 17,5 MV/m. Le facteur de surtension est constant en fonction du champ tant que celui-ci est inférieur à 11 MV/m. Aucun défaut ne s'échauffe. Au delà et jusqu'à 16 MV/m, le facteur de surtension décroît exponentiellement de 2 10^9 à 6 10^7. On peut expliquer ce phénomène par la migration d'oxygène dans le matériau. La formation

d'oxyde de niobium (NbO, NbO_2 et Nb_2O_5) est ainsi favorisée. Leur température critique, variant de 1,3 K [45] à $\approx$ 7 K [44], est inférieure à la température critique du matériau pur. Les oxydes sont échauffés par le champ. Ils transitent et introduisent des pertes soit une décroissance du facteur de surtension. Au delà de 16 MV/m, les pertes dans les oxydes restent constantes car tout l'oxyde a transité. La cavité transite à 17,5 MV/m.

D'autre part, nous avons évalué la résistance de surface entre 4,2 K et 2 K. Pour évaluer la résistance, nous avons mesuré le facteur de surtension Q_0 à bas champ pour éviter tout échauffement de la surface. La température des parois externes de la cavité (supposée identique à la température des parois internes de la cavité) a été mesurée. Il est important de conserver le couplage critique ; on ajuste donc la position de l'antenne dans le tube faisceau à chaque mesure. La résistance de surface est déduite du facteur de surtension en utilisant la relation 4.2 avec $\frac{U_s \omega_0}{\int\int_S |H|^2 dS} = 315$. Il est bon de noter que le facteur de proportionalité entre la résistance de surface et le facteur de surtension dépend de la géométrie de la cavité. Par conséquent, il est différent pour les cavités du LAL et celles du LNS.

Les résultats sont présentés sur la figure 4.11.

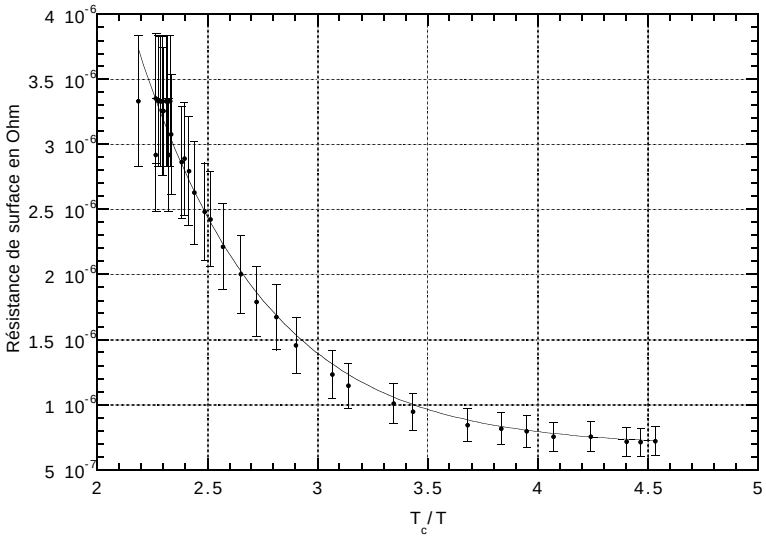


Figure 4.11: *Variations de la résistance de surface en fonction de la température pour la cavité SRF2-6*

On observe une décroissance exponentielle de la résistance de surface en fonction de l'inverse de la température réduite. En ajustant la loi donnée en annexe A aux données expérimentales, la valeur de la résistance résiduelle est obtenue.

4.3.4.3 Analyse des résultats

A 2,0 K, la mesure du facteur de surtension fournit la résistance de surface 700 $\pm$ 105 nΩ. La contribution de la résistance BCS à la résistance de surface est de 58 nΩ à 2,0 K. La

résistance résiduelle obtenue est :

$$R_{res} = 642 \pm 105 \text{ n}\Omega$$

Les valeurs obtenues couramment sont de 10 à 20 nΩ. L'importante différence peut être expliquée par l'oxygénation du niobium. Au cours de la préparation et notament au moment du chauffage à 300 ^{o}C, les impuretés présentes en surface migrent dans le niobium. Il s'ensuit la formation d'îlots normalement conducteurs favorisant une résistance résiduelle plus élevée.

Les mesures à bas champ ($\leq$ 11 MV/m) et à 1,8 K de Q_0 confirment que la résistance résiduelle est prépondérante. A 1,8 K, la résistance de surface vaut :

$$R_s = 630 \pm 95 \text{ n}\Omega$$

La résistance résiduelle est alors :

$$R_{res} \approx 610 \pm 95 \text{ n}\Omega$$

Les deux valeurs de la résistance résiduelle de surface varient de 5%. Cette différence est incluse dans les erreurs de mesures. De manière générale, on peut conclure que la résistance résiduelle de surface est élevée et que l'oxygénation a introduit des impuretés à l'origine de cette valeur.

4.3.5 Mesure expérimentale de la longueur de London sur la cavité SRF2-6

Le but de cette expérience est d'évaluer le libre parcours moyen des électrons et d'en déduire le ***rapport de résistance résiduelle (RRR)***. Ce dernier permet de caractériser la qualité électrique et la conductibilité thermique k du matériau (à 4,2 K, $k \approx \frac{RRR}{4}$). Pour cela, le décalage de la fréquence de résonance quand la température augmente entre 4,2 K et T_c est mesuré en fonction de la température.

4.3.5.1 Description de la chaîne de mesure

Le dispositif verrouillé en phase, décrit au paragraphe 4.3.1, est utilisé pour la mesure de la longueur de London. La température de la cavité est mesurée à l'aide de sondes au germanium préalablement étalonnées. Compte tenu de la très faible dissipation d'énergie dans la cavité, on suppose qu'il n'existe pas de gradient de température entre la paroi interne de la cavité et les sondes. Les thermomètres sont positionnés sur les tubes faisceau à égale distance de l'équateur, un troisième sur celui-ci. Ils sont fixés à l'aide de colliers en cuivre de faible masse. Les contacts thermiques sont assurés par une graisse de type Silicone. La précision des thermomètres est prise à 10 mK.

Pour mesurer les variations de fréquence induites par les variations de la profondeur de pénétration et contrairement aux mesures du facteur de surtension, la cavité est légèrement surcouplée à 4,2 K. En effet, Q_0 varie entre 10^7 à 4,2 K et 10^5 à 9,2 K. L'amplitude du signal transmis, proportionnelle à Q_0, diminue. A l'approche de la température de transition, si le surcouplage est maintenu, le niveau de la puissance transmise est suffisant pour que la source reste asservie à la cavité. Ne connaissant pas a priori le facteur de surtension, un coupleur réglable est utilisé.

4.3.5.2 Influence de la dilatation

Nous avons vérifié que la variation de fréquence due à la dilatation du niobium entre 4,2 K et 9,2 K ne perturbe pas la mesure. D'une manière générale, la fréquence de résonance est inversement proportionnelle aux dimensions de la cavité. A une variation de température ΔT correspond une variation relative de longueur égale à :

$$\frac{\Delta l}{l} = \alpha_{moy}\ \Delta T$$

où α_{moy} est le coefficient linéique de dilatation moyen. La variation de fréquence induite par une variation de température est alors, au premier ordre, :

$$\frac{\Delta f}{f} = \alpha_{moy}\ \Delta T$$

Le coefficient linéique de dilatation n'est pas disponible sur les tables en dessous de 77 K (α_{77}). Sa valeur peut cependant être extrapolée en notant qu'il varie comme T^4. A 77 K, on a :

$$aT^4 = \alpha_{77}$$

où $a(K^{-5})$ est une constante. En prenant $\alpha_{77} = 7,1\ 10^{-6}\ {}^oC^{-1}$ [46], le coefficient de dilatation linéique entre 9,2 K et 4,2 K est :

$$\alpha = 1,4\ 10^{-9}\ K^{-1}$$

Ce qui conduit à

$$\Delta f \approx 20 \text{ Hz}$$

Dans la plage de variation de température étudiée (4,2 K - 9,2 K), la variation maximum de fréquence causée par la dilatation thermique de la cavité reste inférieure à 20 Hz. On rappelle que l'ordre de grandeur attendu pour la variation de fréquence que l'on veut mesurer dans cette expérience est de 70 kHz (cf paragraphe 3.7). L'influence de l'expansion thermique étant inférieure à 0,1 %, elle peut donc être négligée.

4.3.5.3 Influence des pertes sur la fréquence de résonance

Lorsque la cavité est isolée et que ses parois sont parfaitement conductrices, la fréquence de résonance, f_0, est proportionnelle aux dimensions de la cavité. Si les parois ne sont pas parfaitement conductrices, le champ électrique n'est plus strictement perpendiculaire aux parois. La fréquence de résonance, f_{Q_0}, est modifiée par les pertes [47], [48] :

$$f_{Q_0} = f_0\sqrt{1 - 1/Q_0}$$

où Q_0 est le facteur de surtension intrinsèque. La variation de pulsation due aux pertes dans les parois est :

$$\omega_{Q_0} \approx \omega_c \left(1 - \frac{1}{2\ Q_0}\right)$$

Entre 4,2 K et 9,2 K, le facteur de surtension varie de 10^7 à 10^5, la variation de fréquence qui s'ensuit est alors :

$$\Delta f = f\ \frac{dQ}{Q^2} \approx 300 \text{ Hz}$$

Cette variation est faible par rapport aux 70 kHz attendus (cf paragraphe 3.7). Elle peut donc être négligée.

4.3.5.4 Influence du couplage sur la mesure

Lorsque la cavité est reliée au monde extérieur par une antenne ou par un iris de couplage, la fréquence de résonance est modifiée par la perturbation due au dispositif de couplage et par la réactance ramenée. La fréquence de résonance est alors [47] :

$$f_{Q_L} = f_{Q_0}\left(1 + \frac{\delta f}{f_{Q_0}}\right)\sqrt{1-(1/2Q_L)^2}$$

où δf est la contribution de la perturbation du dispositif expérimental, Q_L le facteur de surtension en charge. On rappele que $\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_0}$. Entre 4,2 K et 9,2 K, Q_0 varie de 10^7 à 10^5 et Q_e est fixe ($Q_e = 10^7$). Nous pouvons donc écrire que :

$$\sqrt{1-\frac{1}{4Q_L^2}} \approx 1$$

L'influence du couplage peut donc être négligée. La fréquence mesurée, f_m, est alors :

$$f_m = f_{Q_0}\left(1 + \frac{\delta f}{f_{Q_0}}\right)$$

δf étant fixé par construction, le terme $\frac{\delta f}{f_{Q_0}}$ disparaît lorsque l'on ne s'intéresse qu'aux variations de f_m.

4.3.5.5 Processus expérimental

Le cryostat est très bien isolé thermiquement, il y a peu de pertes naturelles. Un réchauffeur, placé au fond de la cuve, permet d'évaporer l'hélium. L'évaporation terminée, le chauffage est maintenu jusqu'à 8 K. On laisse ensuite la température dériver naturellement.

Une boucle de mesure acquiert successivement la température de la paroi externe de la cavité, la fréquence puis à nouveau cette même température. On vérifie ainsi la stabilité thermique du système. Aucun gradient de température n'est observé entre deux mesures successives de la température à l'équateur. Par contre, il existe un gradient de température entre les tubes faisceau supérieur et inférieur (cf. figure 4.12).

Les étapes de chauffage ont été indiquées. A 4,2 K, on évapore l'hélium liquide. Puis le chauffage s'est effectué en deux étapes. Aprés la première étape, la température a diminué (le gaz se refroidit). Après une attente prolongée (quelques heures), nous avons

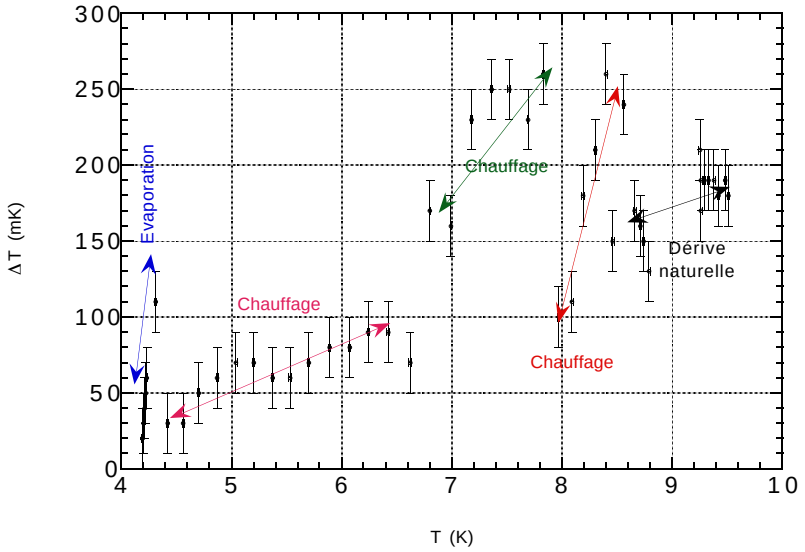


Figure 4.12: *Variations de l'écart de température entre les tubes faisceau supérieur et inférieur en fonction de la température du tube faisceau inférieur*

decidé de remettre le chauffage pour accélérer le processus. Au cours de ces étapes, le gradient de température est important, jusqu'à 260 mK. Lorsque le système évolue seul, l'écart est limité à 200 mK. Au delà de 8 K, on laisse le système dériver naturellement. Un gradient de température induit une variation de la profondeur de pénétration le long de la paroi. La variation de $\Delta\lambda$ induite est fournie par :

- selon la loi de GC,

$$\frac{d(\Delta\lambda)}{\Delta\lambda} = 2\,\frac{t^3}{1-t^4}\,dt$$

- selon la loi de GL,

$$\frac{d(\Delta\lambda)}{\Delta\lambda} = \frac{1}{2\,(1-t)}\,dt$$

Si un gradient de 200 mK est observé pour des températures tendant vers la température de transition (t = 0,99), $\frac{\Delta(\Delta\lambda)}{\Delta\lambda} = 100\%$ (GC et GL). Les mesures sont alors données avec 100% d'erreur proche de la transition.

4.3.5.6 Résultats

Les mesures ont fait apparaître une grande dispersion de la fréquence de résonance, $\Delta f = \pm\ 0,3$ MHz, comme le montre la figure 4.13.

Cette dispersion des résultats rend leur exploitation impossible. Les fluctuations de fréquence sont dues au dispositif d'asservissement qui n'est pas capable de suivre les variations de la fréquence de la cavité lorsque la température dépasse 7 K. Le niveau de puissance transmise n'est pas suffisant pour asservir la source à la cavité. L'ajout d'un

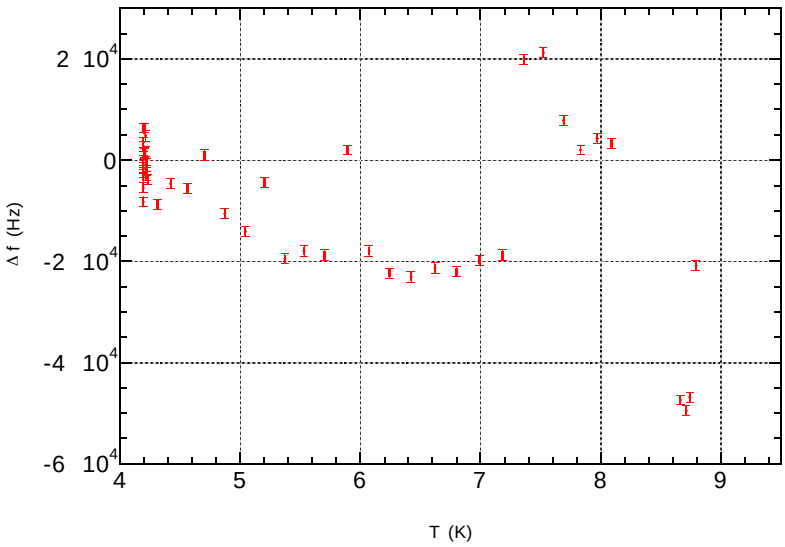


Figure 4.13: *Variations Δf de la différence de fréquence de résonance entre 4,2 K et la température courante en fonction de la température (cavité SRF2-6)*

amplificateur sur la ligne de transmission aurait du permettre de maintenir l'asservissement. Ceci n'a pas été fait par manque de temps.

4.4 Mesures effectuées au Laboratoire de l'accélérateur linéaire

Le dispositif expérimental du LAL est dans son principe identique à celui utilisé au LNS, à ceci près que l'hélium gazeux s'évaporant du cryostat est retourné vers un centre de reliquéfaction ou envoyé dans une baudruche.

4.4.1 Conditionnement de la cavité

Après traitement chimique (ablation de 10 μm), la cavité est montée sur l'insert. La cavité est pré-vidée par un groupe de pompage turbomoléculaire jusqu'à 10^{-6} mbar. Un étuvage à 90 ° C pendant une journée est alors maintenu. Après refroidissement, l'enceinte à vide est fermée sur une pompe ionique.

4.4.2 Instrumentaion en vue de la mesure du coefficient de surtension

La cavité est excitée, dans son tube faisceau, par une antenne coaxiale de pénétration réglable pour ajuster le couplage. Une antenne très faiblement couplée est fixée au tube faisceau opposé. Le schéma 4.14 présente la cavité et le système de couplage.

La source vérouillée en phase, conçue au LAL, possède une chaîne électronique plus évoluée que celle du LNS avec, en particulier, des amplificateurs-limiteurs de très haute qualité dont la dérive de phase est inférieure à 10° entre 0 et 100 mW. De plus, l'adjonction d'un échantillonneur-bloqueur permet de travailler en régime impulsionnel court

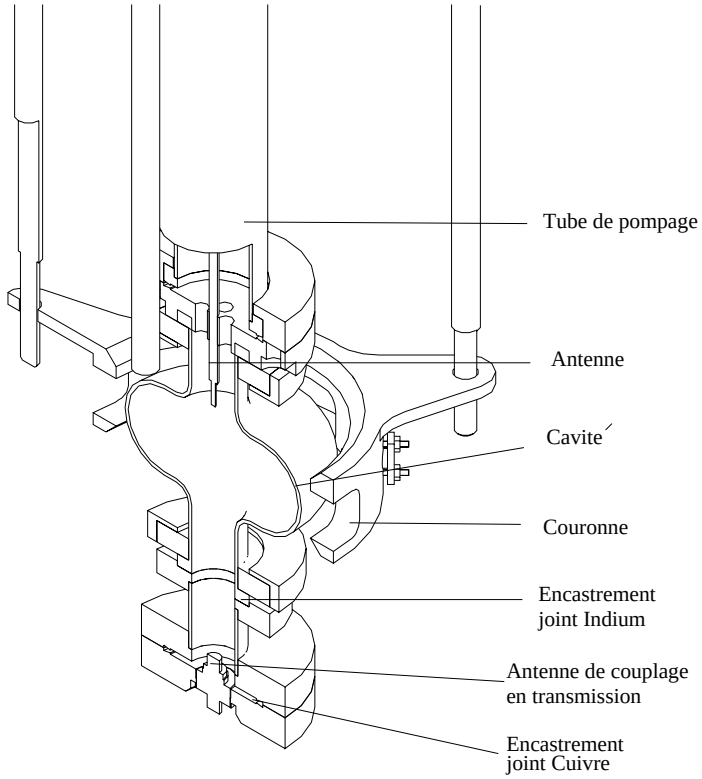


Figure 4.14: *Schéma de la cavité et du système de couplage pour les mesures du facteur de surtension au LAL*

(10 μs). La source alimente la cavité et la fréquence de résonance est obtenue au verrouillage de phase. Un fréquencemètre permet de mesurer la fréquence de résonance. Les battements des soufflets des compteurs volumétriques ainsi que les battements des vannes du liquéfacteur modifient la fréquence de résonance par l'intermédiaire de la pression hydrostatique. Pour pallier cet inconvénient, le flux d'hélium gazeux est dévié dans une baudruche de grande contenance (5 m^3). Ce volume tampon nous permet de travailler à pression constante.

L'amplificateur de puissance est un tube à onde progressive de 7 W. Sa puissance est trop faible pour espérer tracer une courbe $Q_0 = f(E_{ax})$ significative. Un tube à onde progressive de 100 W aurait été nécessaire. Il n'est pas possible de pomper le bain d'hélium pour abaisser la température à 1,8 K. Compte tenu de ces contraintes, la mesure de la profondeur de pénétration a été privilégiée.

4.4.3 Chaîne de mesure de la profondeur de pénétration du champ magnétique

A la lumière de notre expérience au LNS, nous avons renoncé à utiliser une source verouillée en phase et avons choisi un dispositif différent (cf fig.4.15).

La cavité est excitée par un oscillateur à balayage travaillant de part et d'autre de la fréquence de résonance f_0. La valeur de la fréquence de résonance est repérée au maximum d'absorbtion (minimum du signal réfléchi). D'un point de vue pratique, un analyseur vectoriel est utilisé. Il réalise simultanément deux fonctions : le balayage en fréquence et la comparaison entre le niveau de la puissance incidente et celui de la puissance réfléchie par la cavité (le résultat correspond à la courbe de resonance fournie sur la figure 2.7).

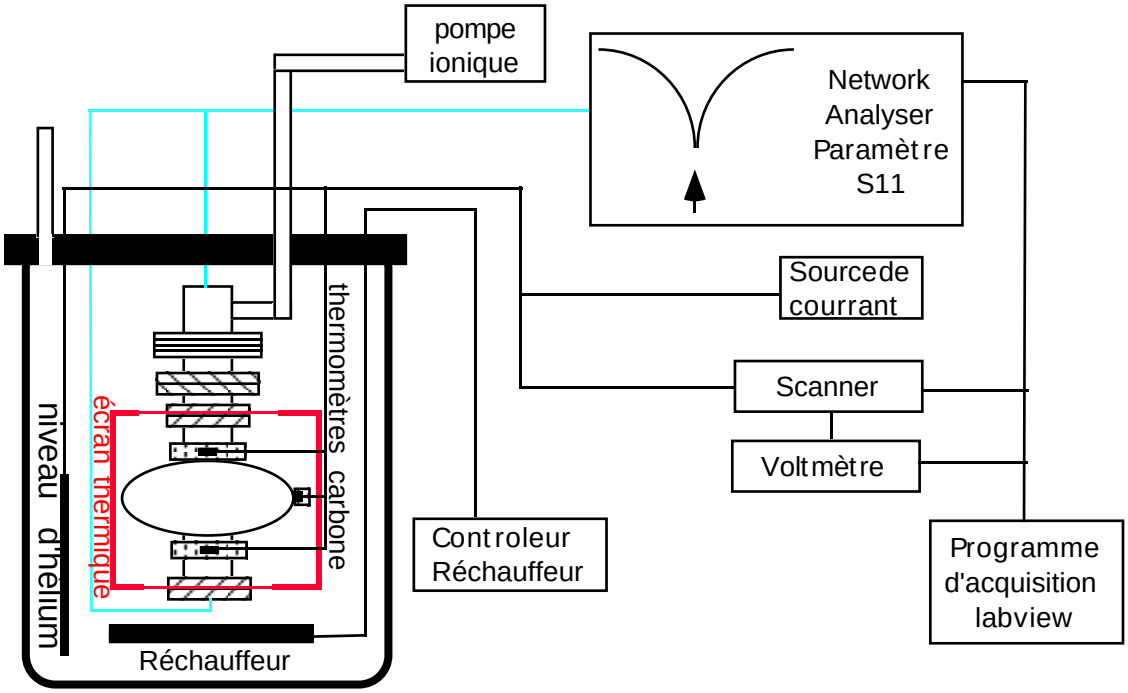


Figure 4.15: *Schéma du banc de mesure de la longueur de London*

Avec l'appareil utilisé, HP8453, le nombre de points sur lesquels la recherche du minimum est effectuée est limité au maximum à 200. La dérive totale est estimée à 71kHz. On choisit donc un premier balayage entre $f(4,2\mathrm{K}) + \epsilon$ et $f(4,2\mathrm{K}) + \epsilon - 50$ kHz où $f(4,2\mathrm{K})$ est la fréquence de résonance de la cavité à 4,2 K. Le second intervalle est choisi entre $f(4,2\mathrm{K}) + \epsilon - 40$ kHz et $f(4,2K) + \epsilon -$ 90 kHz. L'ensemble des intervalles permet de balayer les 70 kHz attendus.

La température de la paroi extérieure de la cavité est mesurée par des sondes au carbone (Résistance 1/8 W Allen-Bradley 100 Ω) préalablement étalonnées à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Elles sont maintenues à la jonction des tubes faisceau et de la cellule et à l'équateur par des colliers en cuivre de faible masse. Elles sont isolées du gaz par un enroulement de film téflon. Le contact thermique est assuré par une graisse silicone. La cavité est entourée d'un écran thermique en aluminium pour limiter les effets de convection. Le gradient de température entre la sonde placée sur le tube faisceau inférieur et celle placée sur le tube faisceau supérieur est représenté sur la figure 4.16.

On constate que le gradient est plus faible que celui présenté sur la figure 4.12. L'écran thermique placé autour de la cavité permet une meilleure répartition de la température autour de la cavité. A 4,2 K, la vaporisation de l'hélium liquide entraîne un gradient de température du haut vers le bas dû à la convection naturelle du gaz d'hélium dans le cryostat.

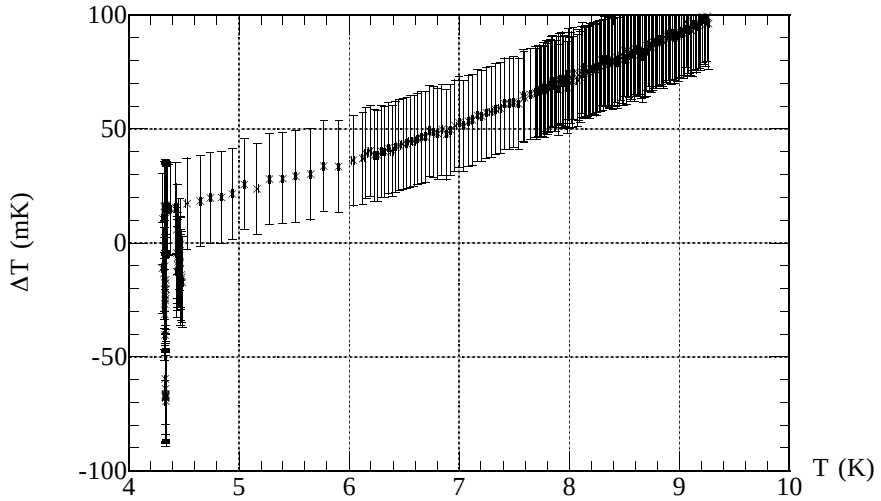


Figure 4.16: *Variations de la différence de température, ΔT, entre les tubes faisceau supérieur et inférieur en fonction de la température du tube faisceau inférieur*

4.4.4 Résultats obtenus sur la cavité GENES

La différence entre la fréquence de résonance à la température T et la fréquence de référence à 4,2 K relevée au LNS et au LAL est représentée sur la figure 4.17. L'amélioration de la mesure apportée par le nouveau dispositif expérimental est nettement visible. La réduction du gradient de température conduit à une réduction de l'incertitude sur $\Delta\lambda$ (50% quelque soit le modèle dans le cas présent contre 100% au LNS).

La variation de la fréquence en fonction de la température est indiquée sur la figure 4.18 et correspond à l'échelle près aux résultats présentés sur la figure 4.17.

La profondeur de pénétration est obtenue en utilisant l'équation (3.35). Ces variations en fonction de $\frac{1}{\sqrt{1-t^4}}$ et $\frac{1}{\sqrt{1-t}}$ sont représentées respectivement sur les figures 4.19 et 4.20.

Les points expérimentaux sont présentés pour $2 \geq \frac{1}{\sqrt{1-t^4}} \geq 4$; ceci correspond à une température variant entre 8,6 et 9,1 K. Ces bornes ont été choisies car pour des températures inférieures à $T_c/2$, la densité d'électrons décroît exponentiellement en fonction de la température : les deux lois de GC et GL ne s'appliquent donc pas. D'autre part, la température critique des oxydes de niobium est inférieure à la température critique du niobium pur. Au dessous de 7 K, les oxydes de niobium deviennent supraconducteurs [49]. Il est donc nécessaire de se placer à une température supérieure à 7 K. Le comportement de $\Delta\lambda$ est linéaire en fonction de $\frac{1}{\sqrt{1-t^4}}$ (cf fig.4.19). Ceci est conforme à la théorie de GC. Comme la loi de GL n'est valable qu'au voisinage de la température critique, les points expérimentaux sont présentés pour $3,8 \geq \frac{1}{\sqrt{1-t^4}} \geq 8,2$; ceci correspond à une température variant à nouveau entre 8,6 et 9,1 K. Le comportement de $\Delta\lambda$ est linéaire en fonction de $\frac{1}{\sqrt{1-t}}$ (cf fig.4.20). Ceci est conforme à la théorie de GL. Il n'est donc pas possible de discriminer une loi plutôt qu'une autre.

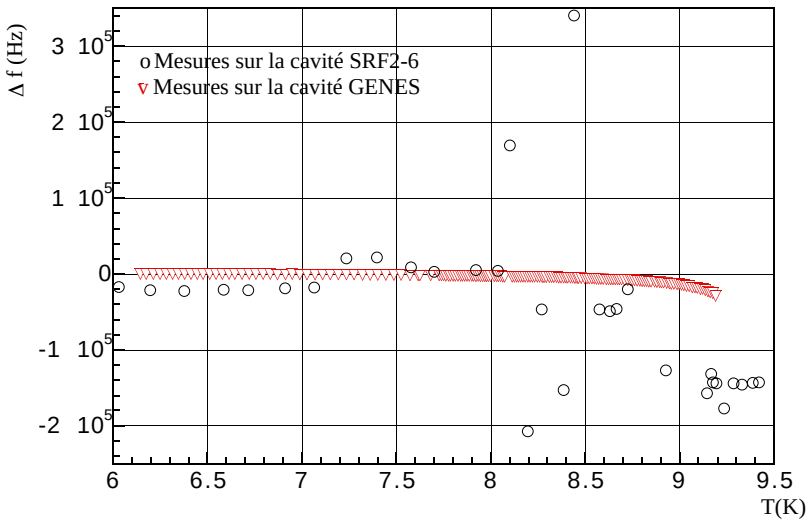


Figure 4.17: *Variation de la fréquence de résonance en fonction de la température; Δf correspond à la différence entre la fréquence de résonance à la température T et celle à 4,2 K pour la cavité SRF2-6 mesurée au LNS et la cavité GENES mesurée au LAL*

4.4.5 Analyse

D'après l'équation 1.29, les variations de la profondeur de pénétration peuvent s'écrire :

$$\Delta\lambda = \lambda_L \sqrt{\frac{\xi_0}{\xi}} \frac{1}{\sqrt{1-t^4}} - \lambda_{ref}$$

où λ_{ref} est la profondeur de pénétration de référence. La pente des droites précédentes, b, est alors égale à $\lambda_L \sqrt{\frac{\xi_0}{\xi}}$. Or la longueur de cohérence dépend du libre parcours moyen : $\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{\alpha l_e}$. Il s'ensuit que le libre parcours moyen des électrons selon la loi de variation considérée, Gorter-Casimir et Pippard ou Ginzburg Landau (cf chapitre 1) est donné par :

$$l_e^{GC,P} = \frac{\xi_0}{0.80} \left(\left(\frac{b}{\lambda_L} \right)^2 - 1 \right)^{-1} \tag{4.4}$$

$$l_e^{GL} = \frac{\xi_0}{2.66} \left(\frac{b}{\lambda_L} \right)^2 \tag{4.5}$$

Notons que Halbritter a introduit la longueur de cohérence ξ_F à la place de ξ_0 ($\xi_F = \frac{\xi_0\ \pi}{2}$) dans l'équation 1.29. Le libre parcours moyen est alors :

$$l_e^{Halbritter} = \frac{\xi_0\ \pi}{2} \left(\left(\frac{b}{\lambda_L} \right)^2 - 1 \right)^{-1} \tag{4.6}$$

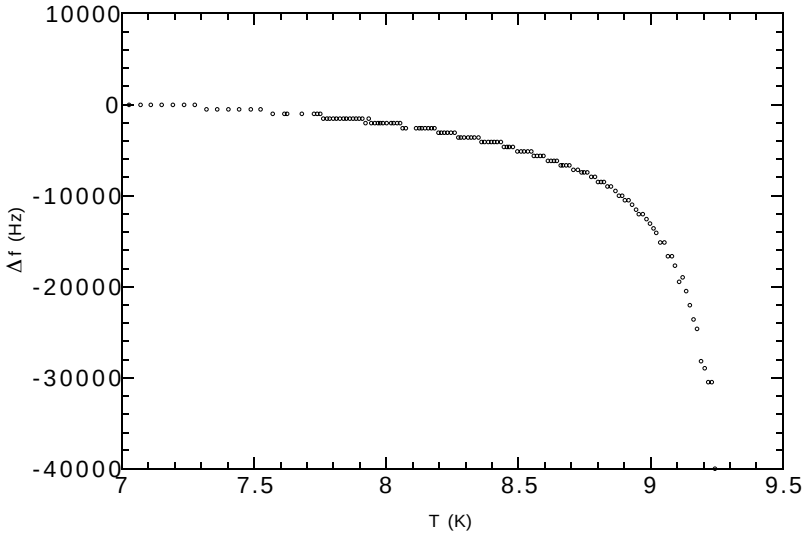


Figure 4.18: *Variations de la fréquence de résonance pour une température allant de 6 à 9,2 K sur la cavité GENES*

Déterminons maintenant la relation entre le libre parcours moyen des électrons et le rapport de résistance résiduelle, RRR, utilisé pour rendre compte de la pureté d'un matériau. Le libre parcours moyen des électrons, l_e, correspond à la distance moyenne parcourue par un électron entre deux diffusions. Il est relié à la résistivité normale ρ_i d'un matériau par la relation de Drude :

$$\rho_i = \frac{m v_F}{n e^2 l_e} \tag{4.7}$$

L'introduction d'impuretés dans le matériau, controlée ou non, entraîne une diminution du libre parcours moyen et la résistivité normale peut être supérieure d'un ordre de grandeur à celle d'un matériau relativement pur. De manière générale, la règle de Mathiessen indique que la résistivité normale contient un terme dépendant de la température et un terme constant (ρ_{res}) indépendant de la température :

$$\rho_i = \rho(T) + \rho_{res} \tag{4.8}$$

A basse température ($T \leq 10$ K), la résistivité ρ_i tend vers la résistivité résiduelle : $\rho_i(4,2\text{ K}) = \rho_{res}$. Par contre, à température ambiante, la résistivité est dominée par la partie dépendant de la température : $\rho_i(300\text{ K}) = \rho(300\text{ K})$.

Le rapport entre la résistance résiduelle à la température ambiante et celle à 4,2 K s'écrit :

$$RRR = \frac{\rho_i(300\text{ K})}{\rho_{\text{i}}(4,2\text{ K})} = \frac{\rho_{300\text{K}}}{\rho_{res}} \tag{4.9}$$

Notons que la résistivité $\rho_i(4,2\text{K})$ de l'équation (4.9) est mesurée sur un échantillon dans l'état normal. Il n'est pas possible de déterminer analytiquement une relation simple entre

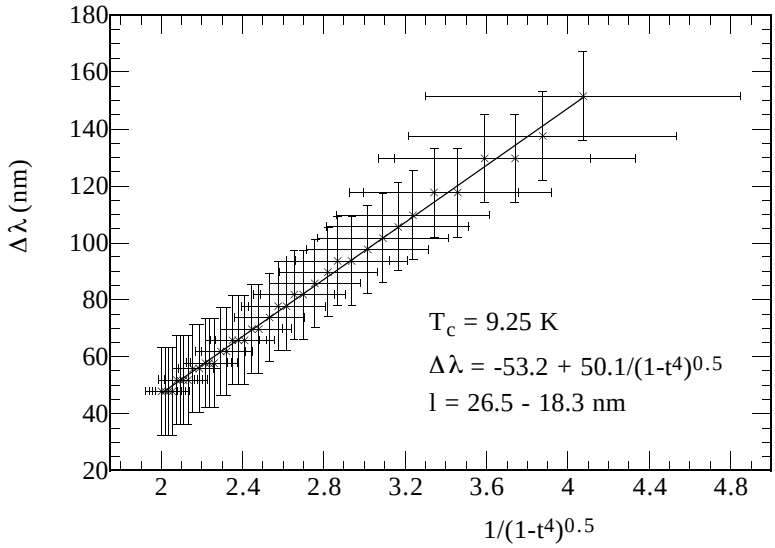


Figure 4.19: *Variation de* $\Delta\lambda = \lambda(T) - \lambda(4,2)$ *en fonction de la loi de Gorter Casimir ; l'erreur sur la pente est de 0,1 nm et sur l'ordonnée à l'origine de 0,2 nm*

la résistance résiduelle et le libre parcours moyen des électrons à 4,2 K car la relation de Drude ne s'applique plus. Par contre, on utilise la relation empirique [14] :

$$l_e \approx 2,7\ RRR \tag{4.10}$$

où l_e est exprimé en nm et RRR est sans dimension. Le tableau 4.3 résume les résultats obtenus suivant les différents modèles.

La profondeur de pénétration a déjà été mesurée sur des échantillons de niobium [50, 51]. Les résultats obtenus fournissent une pente b de 44 nm en ajustant leurs données au modèle de Gorter-Casimir. Les résultats de la présente étude diffèrent de 13% des leurs. Notons que la longueur de London au zéro absolu et la température critique jouent un rôle très important dans la détermination du libre parcours moyen des électrons. La longueur de London au zéro absolu est supposée égale à sa valeur théorique dans notre étude soit 22,55 nm. Selon les références [10, 7], la température critique varie. On constate, qu'en diminuant la température critique, la pente b va augmenter et le libre parcours moyen va diminuer. En ajustant les données obtenues par rapport à la loi de GC, les pentes b pour T_c = 9,2 K et 9,3 K sont respectivement 40 nm et 62 nm. L'erreur commise sur b par méconnaissance de la température critique est donc de 25%. Une évaluation de la température critique est donc nécessaire.

Le RRR déduit de notre mesure varie de 24 à 33 selon les lois utilisées (Pippard, Halbritter ou Ginzburg-Landau). Or, le RRR des plaques de niobium ayant servies à la fabrication de la cavité est de 300. Il existe donc un facteur 10 entre nos résultats expérimentaux in-situ et les résultats sur plaque. Lors de l'emboutissage des tôles, la structure du niobium se déforme et il est reconnu que le RRR diminue. Aucune quantification de cette diminution n'a pu être effectuée mais les mesures destructives réalisées [52] confirment cette diminution. Une mesure réalisée sur une cavité de neuf cellules de

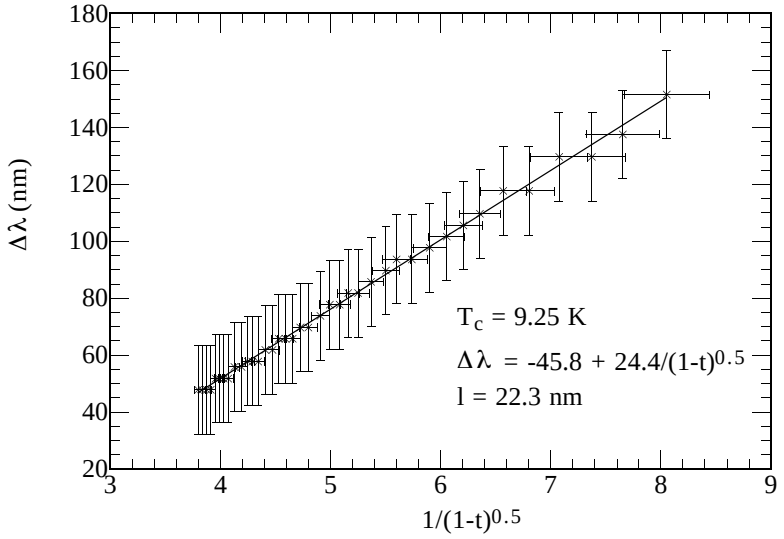


Figure 4.20: *Variation de* $\Delta\lambda = \lambda(T) - \lambda(4,2)$ *en fonction de la loi de Ginzburg Landau ; l'erreur sur la pente est de 0,2 nm et sur l'ordonnée à l'origine de 0,1 nm*

TESLA Test Facility a montré une variation de RRR d'environ 80 (le RRR du niobium massique est de 300) entre l'équateur et un point localisé à 15 mm de l'équateur.

D'autre part, la longueur caractéristique de la décroissance exponentielle de la concentration en oxygène et en carbone présents dans le niobium est respectivement de 44,96 nm et 103,2 nm [53]. Dans notre cas expérimental, la pente b donnée dans le tableau 4.3 (50,1 nm en utilisant le modèle de Gorter Casimir et 24,4 nm en utilisant celui de Ginzburg Landau) est égale à la profondeur de pénétration à 0 K obtenue en tenant compte des impuretés. On constate que la longueur caractéristique de la décroissance exponentielle de la concentration en oxygène est comparable à la profondeur de pénétration à 0 K. Le RRR (24-33) est donc évalué sur une épaisseur contenant une concentration élevée d'oxygène et de carbone. La faible valeur du RRR s'explique par cette concentration élevée en impuretés en surface. Le RRR évalué correspond à un RRR de surface par opposition au RRR de volume mesuré classiquement à partir des résistances résiduelles. D'autre part, l'oxygène se comporte comme un centre de diffusion et entraîne une diminution de la température critique [54]. Si pour déterminer la profondeur de pénétration, on utilise la température critique du niobium volumique, la profondeur de pénétration est inférieure à sa valeur réelle et le libre parcours moyen des électrons supérieur à sa valeur réelle. On constate qu'il faudrait déterminer la température critique de surface de la cavité ce qui n'est pas possible.

Le tableau 4.4 montre que le libre parcours moyen recensé dans les différentes références varie de 20 à 100 nm. Dans notre cas expérimental, en utilisant la longueur de cohérence obtenue expérimentalement [9], on obtient un libre parcours moyen correspondant aux résultats [9] [56]. L'oxydation du niobium, la dissolution d'oxygène et d'hydrogène pendant la phase de refroidissement [9] [55] introduisent des inhomogénéités qui peuvent être à l'origine de la faible valeur du libre parcours moyen. D'autre part, il a été observé [57]

	Gorter-Casimir Pippard	Gorter-Casimir Halbritter	Ginzburg-Landau
b (nm)	$50,1 \pm 0,1$	$50,1 \pm 0,1$	$24,4 \pm 0,2$
l_e (nm)	$64,1 \pm 0,3$	$80,6 \pm 0,4$	$88,9 \pm 3,0$
RRR	24	30	33

Tableau 4.3: *Libre parcours moyen des électrons et RRR obtenus selon les modèles de Gorter-Casimir et Pippard, Halbritter ou Ginzburg-Landau pour la cavité GENES.* λ_L *et* ξ_0 *sont pris égaux respectivement à la longueur de London au zéro absolu (22,55 nm) et à la longueur de cohérence (204 nm)*

une modification de la rugosité de la surface de la cavité lorsque cette dernière est traitée thermiquement (chauffage dans un four à 1400 ^{o}C). Ceci contribue à la diminution du libre parcours moyen. Les résultats récents [56] indiquent une diminution de la profondeur de pénétration lorsque la cavité est portée à 105 ^{o}C et donc une augmentation du libre parcours moyen. Cette diminution est expliquée par une réduction de l'épaisseur d'oxyde de niobium présent en surface lors du chauffage [58]. De plus, le tableau 4.4 confirme la variation de la température critique annoncée dans ce paragraphe.

λ (nm)	ξ (nm)	$\mathbf{l}_e$ (nm)	T_c (K)	réference
44			9,19	[50][1]
32	62	**20 - 35**	9,25	[9][2]
36	64	**50 - 100**	9,25	[28]
60$\leq$		**25**$\leq$	9,2	[56][2]
50,1	204	**64 - 90**	9,25	nos résultats[2]
50,1	64	**20 - 28**	9,25	nos résultats[2]

Tableau 4.4: *Profondeur de pénétration déterminée expérimentalement, longueur de cohérence, libre parcours moyen et température critique obtenus sur des échantillons*[1] *ou sur des cavités*[2]

Chapitre 5

Mesures du gradient accélérateur maximum dans des cavités supraconductrices

Sommaire

5.1 Présentation du banc de mesure du champ magnétique maximum 104

5.1.1 Description de la chaîne de mesure 104

5.1.2 Description de l'insert 106

5.1.3 Evaluation de la chaîne de mesure 109

5.2 Mesure du gradient accélérateur de la cavité CAT1 110

5.2.1 Présentation des signaux mesurés 110

5.2.2 Analyse des premiers résultats 112

5.2.3 Analyse des dernières mesures 116

5.3 Mesure du gradient accélérateur de la cavité CAT2 117

5.4 Comparaison des résultats et conclusions 118

Afin de mesurer le gradient accélérateur maximum dans des cavités supraconductrices en s'affranchissant de la transition thermique, nous avons montré la nécessité d'utiliser des impulsions courtes de quelques MW. De telles impulsions sont obtenues en utilisant le klystron 35 MW de l'installation Nepal du LAL. Les cavités fournies dans le cadre de notre collaboration par R. Parodi de l'INFN de Gênes sont alimentées par l'intermédiaire d'un coupleur fixe prêté par I. E. Campisi de Jefferson Lab (matériel venant initalement de SLAC). Dans une première partie, nous présenterons la chaîne de mesures développée

au LAL ainsi que l'insert. Les mesures du champ maximum obtenu pour deux cavités sont ensuite présentées et comparées aux précédents résultats obtenus par [3] et [4].

5.1 Présentation du banc de mesure du champ magnétique maximum

5.1.1 Description de la chaîne de mesure

Afin d'atteindre le champ magnétique maximum sans être limité par la transition thermique, les impulsions HF doivent être de courte durée et de quelques mégawatts. Un klystron est alors utilisé. Il est alimenté par le dispositif présenté sur le schéma 5.1.

Un synthétiseur fournit un signal pilote bas niveau (10 mW) de fréquence réglable définie à ± 1 kHz. Le signal amplifié est découpé en impulsions de durée variable (entre $0,5$ μs et $4,5$ μs) avec une récurrence de 12,5 Hz. Ces créneaux attaquent un préamplificateur (PA) à tube (klystron de 600 W). Le PA alimente le klystron de puissance (35 MW). De façon générale, un klystron amplifie une onde électromagnétique en extrayant la puissance disponible dans un faisceau d'électrons groupés. Le réglage de la puissance de sortie P_s est obtenu en faisant varier la haute tension U du tube ($P_s \propto U^{5/2}$). La puissance maximale de 35 MW est obtenue pour 300 kV. Pour notre expérience, la puissance disponible est de loin trop importante. En pratique, la borne inférieure de la puissance du tube est de 10 MW lorsque l'on travaille en régime saturé et de quelques mégawatts si on accepte une déformation du signal. On prélève 1/5 (coupleur 7 dB) de la puissance de sortie pour la diriger vers la cavité. Le reste de la puissance est absorbé par une charge à circulation d'eau. En outre, le coupleur protège le klystron en ne ramenant qu'un cinquième du signal réfléchi. Un coupleur 60 dB, placé sur la ligne alimentant la cavité, extrait une fraction des puissances incidente et réfléchie, pour la mesure. Deux transformateurs d'ondes, coudés, montés en périscope permettent de passer du mode TM_{01} du guide rectangulaire au mode TE_{11} dans le guide circulaire. Les guides rectangulaires doivent être parallèles car le mode TE_{11} est polarisé.

Le coupleur fixe guide d'onde-cavité alimente la cavité. Il nous a été prêté par I. E. Campisi de Jefferson Lab mais provient de SLAC. Le coupleur est constitué d'un guide d'ondes rectangulaire ouvert sur le grand côté par l'iris de couplage et fermé à son extrémité par un plan de court-circuit (cf fig.5.2). Un encastrement permet de positionner la cavité (cf fig.5.3). Pour créer un champ électrique maximum au niveau de l'axe de l'iris de la cavité, le plan de court-circuit du coupleur doit se trouver à un quart de longueur d'onde guidée. Le changement de fréquence de fonctionnement entre SLAC (2,86 GHz) et le LAL (2,99 GHz) a conduit à une modification de la position du court-circuit (déplacement de 3 mm).

Pour vérifier la valeur du déplacement, le code de calcul HFSS a été utilisé [59]. HFSS résoud les équations de Maxwell par la méthode des éléments finis et fournit la matrice de dispersion entre les différents ports (matrice S) ainsi que les lignes de champ dans le système simulé. En optimisant la valeur du paramètre rendant compte du coefficient de réflexion à l'entrée de la cavité, paramètre S_{11} de la matrice de dispersion, le déplacement du plan de court-circuit trouvé est de 3 mm et confirme le calcul analytique précédent.

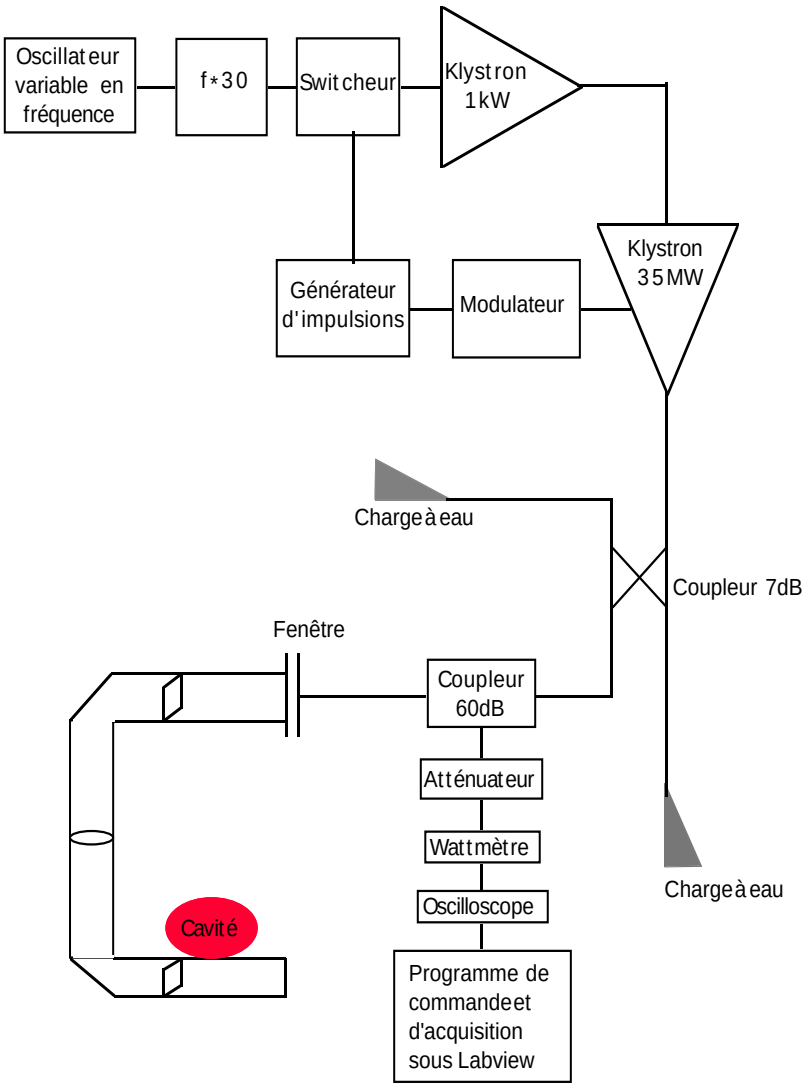


Figure 5.1: *Schéma de principe du banc de mesure du champ accélérateur maximum*

Les lignes de champ électrique obtenues alors dans la cavité sont présentées sur la figure 5.4.

Les puissances sont prélevées par le coupleur 60 dB. Un filtre de bande est placé sur chaque ligne pour supprimer les modes supérieurs. Afin de ne pas saturer la diode de détection, un atténuateur variable commandable est inséré sur chaque ligne de mesure. Les signaux sont transportés jusqu'en salle de contrôle. Deux wattmètres de crête HP 8900 mesurent les puissances réfléchie et incidente. Ils fournissent une tension proportionnelle à la racine carrée de la puissance. Les tensions sont visualisées sur un oscilloscope. L'oscilloscope Tektronic (TDS 420 - 100 MHz) réalise l'échantillonnage du signal. Pour ne pas tronquer le signal et en utilisant la généralisation du théorème de Shannon, la fréquence

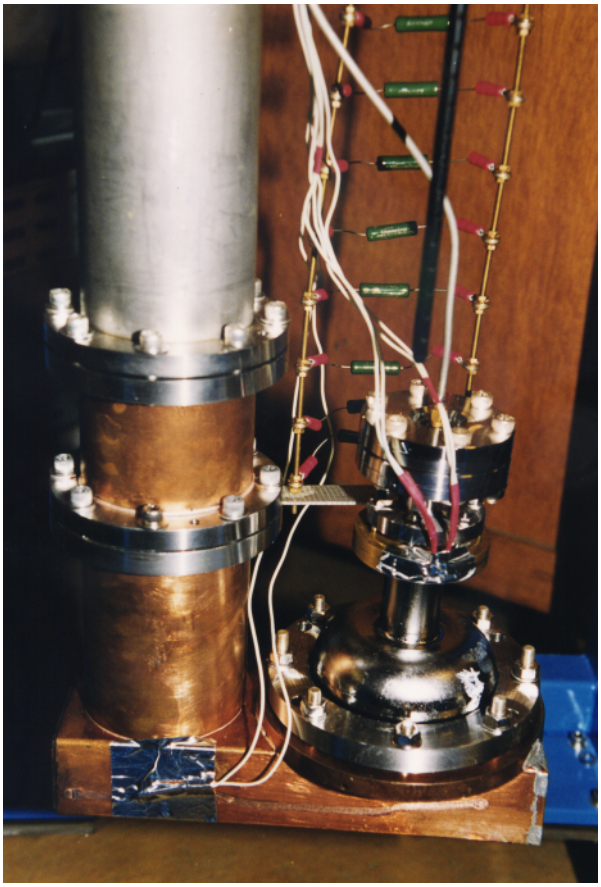


Figure 5.2: *Photographie de la cavité montée sur le coupleur fixe*

d'échantillonnage est fixé à 100 MHz. Enfin, pour convertir les tensions lues en puissances prélevées, les courbes de réponse $P = f(V)$ des wattmètres ont été relevées. De même, les atténuations des câbles HF ont été mesurées.

La prise de données est réalisée par un programme d'acquisition développé dans le cadre de cette thèse. Développé sous Labview, ce programme règle l'atténuation de l'atténuateur variable. Il attend de l'utilisateur le réglage manuel de la fréquence du synthétiseur. La bande passante de la cavité donnée par l'équation 2.26 est $\Delta f = \frac{f_0}{2Q_e} \approx$ 300 kHz. On notera qu'il n'est pas nécessaire d'asservir la fréquence de la source à celle de la cavité. Le réglage de la haute tension du modulateur alimentant le klystron 35 MW se fait manuellement et par palier. Chaque palier correspond à une valeur de la puissance incidente. Après validation des réglages, le programme acquiert les tensions V_i correspondant à la puissance incidente et V_r correspondant à la puissance réfléchie.

5.1.2 Description de l'insert

L'insert supporte, entre autres, la cavité, le système de couplage et les guides d'ondes (cf fig.5.5). La hauteur de l'insert est plus grande de 40 cm que la profondeur du cryostat. Ceci a nécessité la construction d'une virole de surélévation. Les écrans de radiation

Figure 5.3: *Schéma de la cavité montée sur le coupleur fixe*

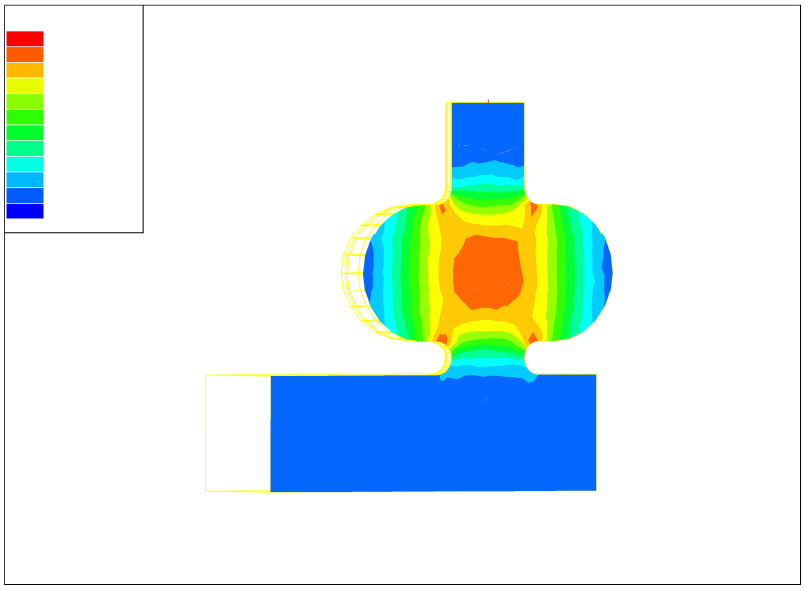


Figure 5.4: *Lignes de champ électrique dans la cavité obtenues avec le code HFSS*

servent, entre autres, à canaliser les vapeurs froides vers les parois du cryostat pour les thermaliser. Les thermomètres à résistance de platine montés sur ces écrans fournissent la température lors de la phase de pré-refroidissement. Le niveau d'hélium liquide dans

le cryostat est évalué en utilisant un fil supraconducteur.

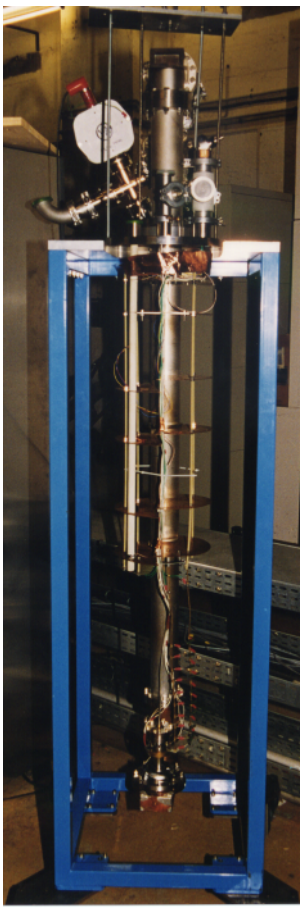


Figure 5.5: *Photographie de l'insert utilisé pour la mesure du champ maximum*

Le système de pompage évacue le gaz entre la fenêtre HF et la cavité. Un groupe turbomoléculaire abaisse la pression à 10^{-6} mbar et une pompe ionique, prenant le relai, maintient la pression à 10^{-8} mbar. La cavité est pompée par sa partie inférieure. Au moment du transfert d'hélium, le cryopompage fixe tous les gaz résiduels sur les parois du guide et de la cavité.

La forme des cavités assemblées sur le coupleur fixe pour les expériences de puissance diffère de celle des cavités montées sur le coupleur variable (cf fig.5.6) dans le cas des expériences effectuées à bas niveau (mesure du facteur de surtension en fonction du champ accélérateur et de la profondeur de pénétration). Les tubes faisceau des cavités montées sur le coupleur fixe sont dissymétriques.

Le facteur de couplage externe ($\beta = \frac{Q_e}{Q_0}$) est modifié en général en déplaçant une antenne ou une boucle dans le tube faisceau de la cavité. Dans le cas présent, la valeur du facteur de surtension externe est obtenue par construction par le choix de la hauteur du tube faisceau venant se fixer sur le coupleur fixe. Pour la mesure du champ magnétique maximum, l'INFN - Gênes nous a fourni deux cavités dont l'une est présentée sur la figure 5.6. On rappelle que nous avons mesuré le facteur de surtension et le rapport de

Figure 5.6: *Forme des cavités ayant servi à la mesure de la profondeur de pénétration (cavité de gauche) et au champ magnétique maximum (cavité de droite)*

résistance résiduelle (cf chapitre 4) de la seconde cavité présentée sur cette figure et ayant deux tubes faisceau identiques.

5.1.3 Evaluation de la chaîne de mesure

Avant d'effectuer les mesures HF, le banc de mesure a été évalué. Pour le wattmètre, les sources d'erreurs sont multiples et ont été présentées au paragraphe 4.3.3.4. La puissance mesurée est donc égale à la puissance lue avec une incertitude de +13,6% et -13,4%.

Pour déduire la puissance de la tension mesurée à l'oscilloscope, nous utilisons la courbe de calibration $P = f(V)$ établie en tenant compte de la plage de fonctionnement de la diode. Pour une puissance inférieure à 0,1 mW, la tension mesurée n'est pas significative. Pour une puissance supérieure à 100 mW, la diode de détection peut être endommagée ; l'atténuation des atténuateurs variables est ajustée pour se maintenir dans cette plage. La fraction de la puissance mesurée qui ne sera pas détectée a été évaluée, de même que la fraction de l'aire non détectée par rapport à l'aire totale estimée. A bas champ, ($\leq$ 5 MV/m), le banc de mesure ne peut déterminer le champ à mieux que 100%. Au delà, le pourcentage de l'aire non-évaluée est quasiment constant et de l'ordre de 8%.

Finalement, nous avons vérifié l'atténuation des atténuateurs variables et mesuré celle des câbles. L'atténuation est fournie avec une incertitude de $\pm$2%. La mesure de la puissance est fournie à $\pm$16% (cf paragraphe 4.3.3.4). Il est bon de noter que dans les $\pm$16% l'incertitude sur la détermination de l'atténuation des câbles est incluse. L'incertitude sur l'intégrale est alors de $\pm$24%.

A bas champ et pour une cavité surcouplée, le facteur de surtension externe Q_e peut être determiné par la méthode du temps de décroissance décrite au chapitre 3. L'erreur sur Q_e est alors la même que celle sur Q_0 (cf paragraphe 4.3.3.4) soit 16%. D'après

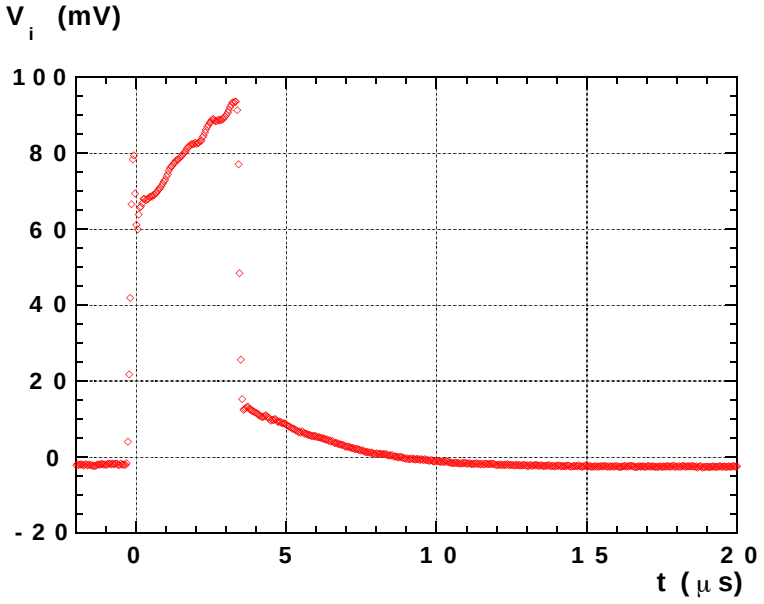


Figure 5.7: *Variations de la tension correspondant à la puissance incidente pour la cavité CAT1*

l'équation 3.28, si l'erreur sur le temps de décroissance est négligée, l'erreur sur le champ est de $\pm 20\%$.

5.2 Mesure du gradient accélérateur de la cavité CAT1

La cavité CAT1 fournie par l'INFN a subi un traitement chimique BCP 1:1:2 retirant 10 μm de niobium, traitement effectué au SEA/CEA. Elle a été montée sur le coupleur fixe en salle blanche de classe 100 au SEA/CEA et transportée jusqu'au LAL dans un emballage propre préalablement rincé à l'alcool absolu. L'ensemble coupleur-cavité est assemblé sur l'insert dans la salle grise du LAL.

5.2.1 Présentation des signaux mesurés

Les tensions correspondant à la puissance réfléchie et à la puissance incidente sont présentées sur les figures 5.7, 5.8 et 5.9 pour la cavité dans l'état supraconducteur et la cavité dans l'état normal.

La tension incidente présente une allure trapézoïdale différente du signal rectangulaire attendu. L'impulsion rectangulaire amplifiée par les deux klystrons est déformée par le second tube en dehors de son régime de fonctionnement nominal. Pour ce régime, la haute tension est supérieure à 150 kV. Pour une haute tension inférieure, le klystron n'est pas entièrement saturé et devient instable. D'autre part, le signal peut aussi présenter des bosses à chaque extrémité de l'impulsion. Le réglage fin de la saturation du second klystron peut limiter ce phénomène de bosses. Au début de l'impulsion, on observe un pic. La directivité du coupleur 60 dB n'étant pas idéale, une partie de la puissance réfléchie se superpose à la puissance incidente. Cet effet est plus marqué au début de l'impulsion

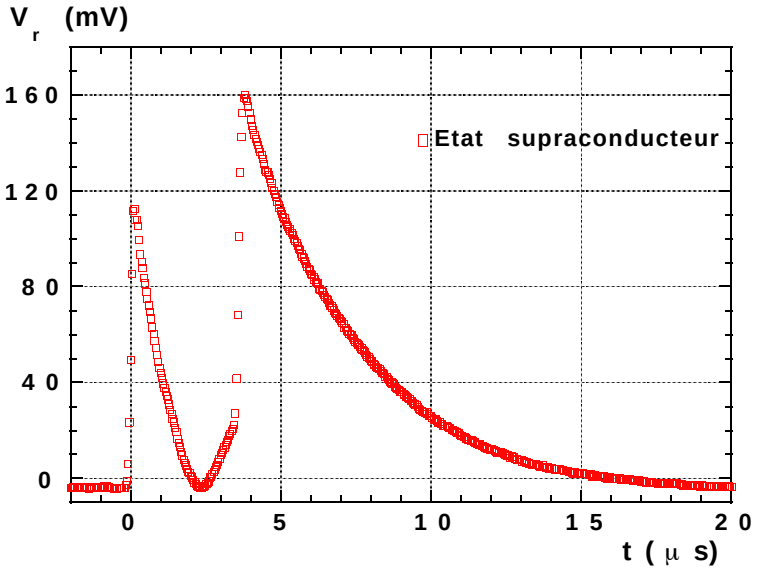


Figure 5.8: *Variations de la tension correspondant à la puissance réfléchie pour la cavité CAT1 dans l'état supraconducteur*

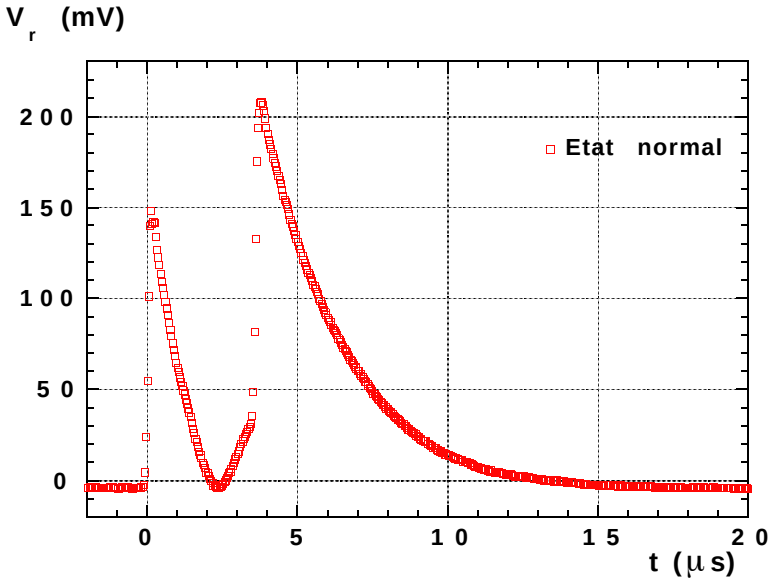


Figure 5.9: *Variations de la tension correspondant à la puissance réfléchie pour la cavité CAT1 dans l'état normal*

car toute la puissance est réfléchie. Enfin, le piédestal visible à la fin de l'impulsion provient de la profondeur de modulation des relais utilisés pour former les impulsions. Leur atténuation à la coupure de 40 dB n'est pas assez importante.

L'allure de la tension correspondant à la puissance réfléchie est comparable aux résultats des simulations numériques. Lorsque la cavité se charge, la puissance réfléchie vers la source diminue et atteint zéro. A partir de ce moment, la puissance est réfléchie vers la source. A la coupure, du fait du surcouplage, la puissance émise est supérieure à la puissance incidente. La décroissance exponentielle est alors caractérisée par le temps de décroissance τ. Si ce temps est déterminé sur la tension (τ_v), le temps de décroissance de la puissance τ_P est alors : $\tau_P = \ln(2)\tau_v$. Dans le cas présent et pour une cavité supraconductrice, $\tau_v = 3,46$ μs et $\tau_P = 2,4$ μs. Le facteur de surtension en charge est alors $Q_L = 45\ 10^3$ et correspond au facteur de surtension externe. Pour une cavité dans l'état normal, le temps de décroissance est plus court, par exemple $\tau_P = 1,8$ μs. Le facteur de surtension en charge est alors $Q_L = 34\ 10^3$. Q_e est constant quelque soit l'état de la cavité. Le facteur de surtension de la cavité dans l'état normal est alors $Q_0 = 1,4\ 10^5$. Q_0 est deux ordres de grandeur inférieur au Q_0 dans l'état supraconducteur.

Il est possible de déterminer analytiquement le temps mis par la puissance réfléchie pour s'annuler en supposant que l'impulsion est rectangulaire :

$$T_{P_r=0} \ = \ -\ 2\ \tau \ln\left(1 - \frac{Q_e + Q_0}{2Q_0}\right)$$

$T_{P_r=0}$ est indépendant de P_i mais dépend des facteurs de surtension (Q_e et Q_0). Dans l'état supraconducteur (tel que $Q_0 \gg Q_e$) et pour $Q_e = 45\ 10^3$, $T_{P_r=0} = 3,32$ μs.Par contre lorque l'impulsion est trapézoïdale, $T_{P_r=0}$ dépend de la pente du trapèze. Le temps obtenu expérimentalement ($T^{exp}_{P_r=0} = 2,35\mu$s) est inférieur au temps déterminé analytiquement. Cette différence va à l'encontre des résultats obtenus au chapitre 3 où les variations de la puissance réfléchie en fonction de la forme de l'impulsion incidente ont été simulé. Mais contrairement aux simulations présentées sur la figure 3.9, si la puissance incidente moyenne de l'impulsion trapézoïdale est supérieure à la puissance incidente moyenne de l'impulsion rectangulaire, $T_{P_r=0}$ obtenu sur l'impulsion trapézoïdale est inférieur à $T_{P_r=0}$ de l'impulsion rectangulaire. Ceci vient confirmer l'observation expérimentale.

La tension correspondant à la puissance émise à la coupure présente une distorsion que nous avons cherché à minimiser. Pour cela, nous avons ajusté la fréquence d'échantillonnage. Cette distorsion introduit une erreur de mesure supplémentaire dont nous avons tenu compte dans le calcul de l'incertitude du champ accélérateur.

5.2.2 Analyse des premiers résultats

L'intégration de la puissance émise est réalisée entre T_p, durée maximale de l'impulsion, et T_{max} ($T_{max} = 30$ μs) en utilisant la méthode d'intégration numérique de Bode. De même, l'intégration de la puissance incidente est numérique. Pour les mesures présentées, la largeur de l'impulsion est constante et la puissance incidente est accrue de façon à augmenter l'énergie disponible.

Le temps de décroissance est déterminé à partir de la puissance émise pour $t \geq T_p$. Du fait de la distorsion de la puissance émise observée à la fin de l'impulsion, nous avons choisi de déterminer le temps de décroissance entre 5 μs et 10 μs. La courbe obtenue est ajustée par une droite dont la pente est alors inversement proportionnelle au temps de décroissance.

Il est possible d'évaluer l'efficacité de transfert η à partir des variations de l'intégrale de la puissance émise en fonction de l'intégrale de la puissance incidente. L'intégrale de la puissance émise correspond à $\frac{Q_e}{\omega\tau}U_s(T_p)$. D'autre part, l'énergie stockée $U_s(T_p)$ et l'énergie fournie par la source HF (U_i) sont reliées par η. L'efficacité de transfert peut alors se réécrire $\eta = \frac{Q_e}{\omega\tau}\frac{\int P_e dt}{U_i}$. On a observé que, dans le cas expérimental présent, la valeur de l'efficacité de transfert $\eta \approx 100\%$ était élevée par rapport aux 80% attendus, ceci nous a conduit à mesurer à nouveau les atténuations des câbles et coupleurs utilisés. Une sous-estimation de $0,41$ dB sur la ligne de mesure de la puissance réfléchie et une surestimation de $0,6$ dB sur la ligne de mesure de la puissance incidente avaient été faites. Les variations de l'intégrale de la puissance émise en fonction de l'intégrale de la puissance incidente sont présentées sur la figure 5.10, les deux intégrales ayant été corrigées en tenant compte des atténuations. L'efficacité de transfert obtenue alors est de 80%.

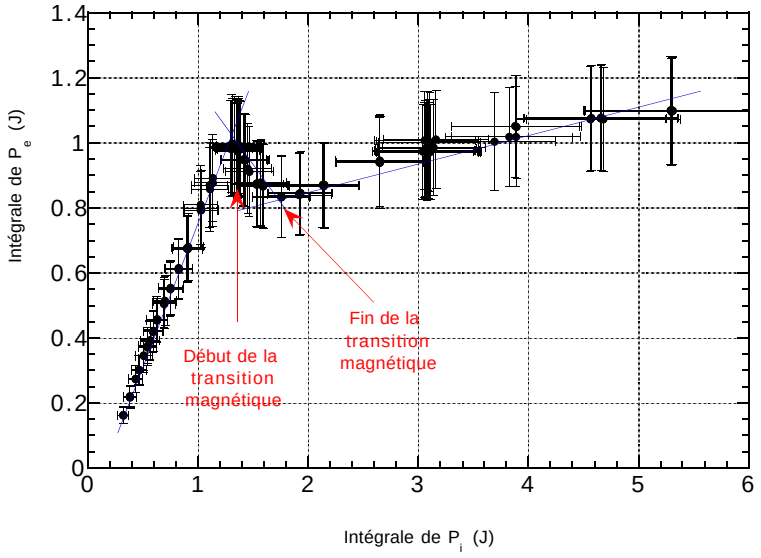


Figure 5.10: *Variations de l'intégrale de la puissance émise en fonction de l'intégrale de la puissance incidente pour la cavité CAT1*

Les variations de l'intégrale de la puissance émise en fonction de l'intégrale de la puissance incidente sont conformes aux simulations exposées au paragraphe 3.5 comme le montre la figure 5.11. Sur cette figure, on a tracé le comportement théorique de l'intégrale de la puissance émise en fonction de l'intégrale de la puissance incidente pour une cavité ayant un Q_0 théorique avant la transition magnétique de 10^7 et 10^6. Après la transition, Q_0 est supposé constant et égal à 5 10^5 ou 10^5 ou 5 10^4. La cavité est supposée transiter pour une énergie émise de 0,85 J. On constate que le facteur de surtension intrinsèque

expérimental quand la cavité est dans l'état supraconducteur est compris entre 10^7 et 10^6.

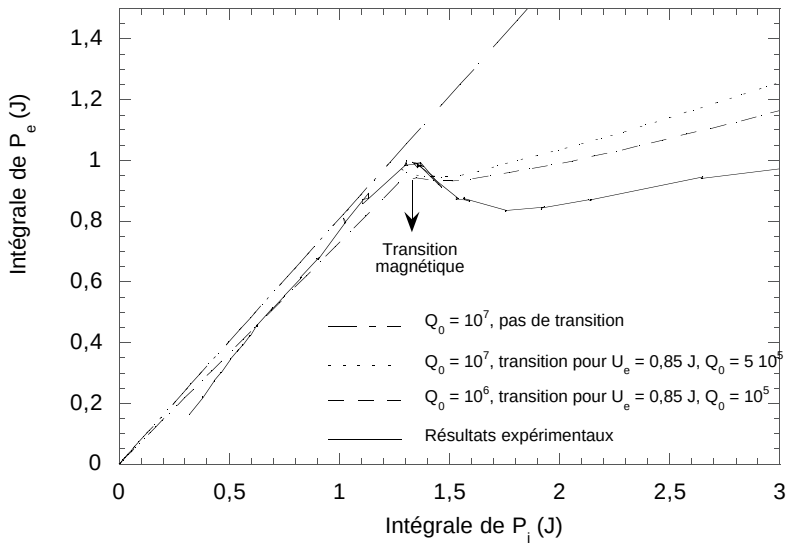


Figure 5.11: *Comparaison des variations théoriques et expérimentales de l'intégrale de la puissance émise en fonction de l'intégrale de la puissance incidente*

Tant que l'énergie incidente est inférieure à 1,4 J, l'intégrale de la puissance émise croît linéairement. Au dela, la cavité transite magnétiquement. Le facteur de surtension intrinsèque Q_0 diminue et tend vers sa valeur dans l'état normal. Les pertes dans les parois augmentent. La puissance émise diminue donc tant que la cavité n'a pas entièrement transité.

La cavité transite entièrement pour une énergie fournie par la source de 1,8 J. L'énergie émise est alors de 0,85 J.

Les variations du temps de décroissance en fonction de l'intégrale de la puissance fournie par la source sont présentées sur la figure 5.12. τ est constant tant que l'énergie fournie par la source est inférieure à 1,2 J : $\tau = 2,4$ μs. Ceci correspond à un facteur de surtension en charge $Q_L = 45\ 10^3$. A bas champ, ou faible énergie incidente, les facteurs de surtension en charge et externe sont égaux ; le facteur de surtension externe Q_L vaut donc $Q_e = 45\ 10^3$. Pour U_i variant de 1,3 J à 1,6 J, une décroissance rapide de τ est observée. Cette rupture de pente traduit la transition magnétique de la surface HF. Au delà de 1,6 J, le temps de décroissance décroît linéairement en fonction de l'énergie fournie par la source.

On rappelle que le temps de décroissance s'exprime en fonction de Q_0 et Q_e : $\tau = \frac{Q_0\ Q_e}{\omega\ (Q_0+Q_e)}$. Sachant que la fréquence de résonance est constante de même que Q_e, il est possible d'en déduire Q_0. Ces variations sont présentées sur la figure 5.13 pour une énergie fournie par la source supérieure à 1 J. En dessous de 1 J, les erreurs sur Q_0 sont trop importantes pour retenir les valeurs obtenues. Par contre, au dessus de 1,3 J, la cavité devenant normale, on observe une diminution très rapide de Q_0. Le facteur de surtension continue ensuite à décroître mais sa pente en fonction de l'énergie fournie par la source est moins importante.

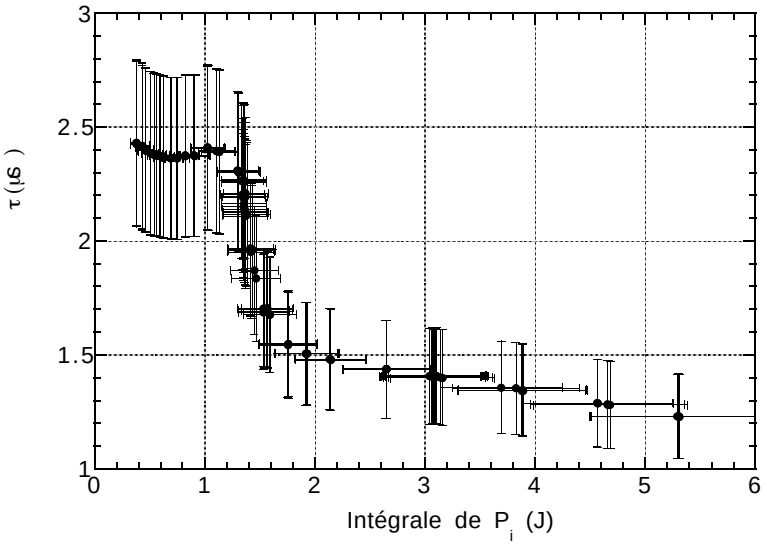


Figure 5.12: *Variations du temps de décroissance en fonction de l'intégrale de la puissance incidente corrigée pour la cavité CAT1*

La forme du champ magnétique de surface dans la cavité a été donnée sur la figure 3.3. La décroissancee rapide mais finie de Q_0 en fontion de U_i observée au début s'explique par la transition progressive de la cavité. La calote supérieure transite en premier lieu puis l'ensemble de la cavité. Une fois la totalité de la cavité dans l'état normal, la résistance de surface correspond alors à la résistance d'un matériau normalement conducteur à basse température. La dépendance de la résistance de surface en fonction de la température est alors due aux vibrations du réseau (phonons). Tant que la température est inférieure au dixième de la température de Debye ($\theta_D = 276\ K$), la résistance de surface est proportionnelle à T^5. Entre 1,5 J et 5 J, la variation de Q_0 (10^5 à $0,5\ 10^5$) correspond à une variation de température de 0,4 K. Il a été observé ce type de comportement sur les cavités à 1,3 GHz [4]. Les résultats [4] à 8,3 K indiquent que la valeur du facteur de surtension décroît linéairement en fonction de l'énergie incidente. Nous observons ce comportement pour les deux cavités testées à 4,2 K. Le facteur de surtension Q_0, dans l'état normal, obtenu dans notre étude est égal à la moitié du facteur de surtension fourni par [4]. Cette différence peut s'expliquer par les traitements classiques imposés à nos cavités et le RRR exceptionnellement élevé (1500) mesuré sur des échantillons témoins de la cavité mesurée en [4].

La chute de Q_0 de 10^7 à $8\ 10^5$ puis à $1\ 10^5$ pour 1,6 J entraîne une diminution de l'efficacité de transfert. L'efficacité de transfert passe de 70% à 1,3 J à 54% à 1,6 J. Les simulations présentées au chapitre 3 fournissent une décroissance de l'efficacité de transfert de 20% lorsque Q_0 passe de 10^7 à 10^5.

Pour finir, le champ accélérateur est présenté sur la figure 5.14 en fonction de la racine carrée de l'énergie fournie par la source. Le champ électrique axial maximum avant la transition magnétique est $32,0\ \pm\ 6,4$ MV/m. Ceci correspond à un champ magnétique de surface de $105\ \pm\ 21$ mT à 4,2 K. Au dela de 32 MV/m, le champ magnétique

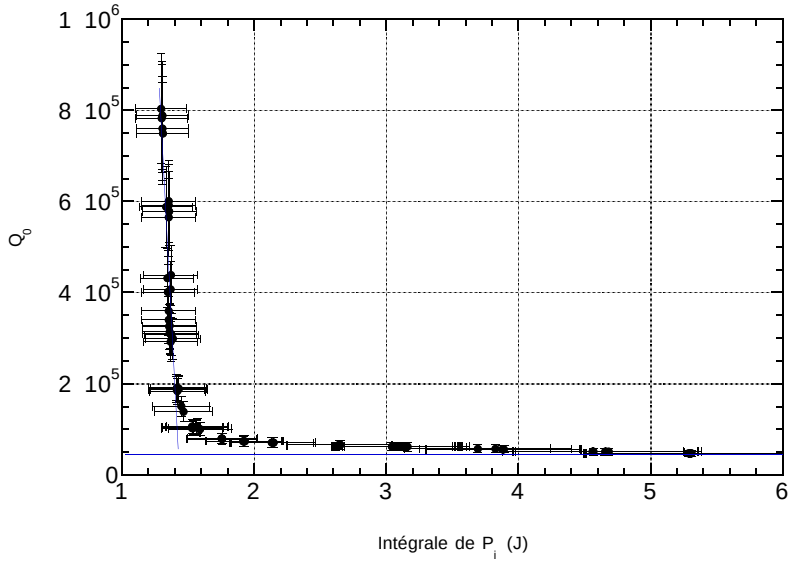


Figure 5.13: *Variations de Q_0 en fonction de l'intégrale de la puissance incidente corrigée pour la cavité CAT1*

continue d'augmenter en fonction de la racine carrée de l'énergie incidente. La pente 62,5 MV/m/$\sqrt{\text{J}}$ obtenue tant que la cavité est supraconductrice devient 10 MV/m/$\sqrt{\text{J}}$ quand la cavité est normalement conductrice. La différence de pente provient de la variation du facteur de surtension.

5.2.3 Analyse des dernières mesures

La cavité conditionnée pour la première série de mesures est restée sous vide entre les deux séries de mesures. Deux nouvelles séries de mesures sont présentées sur les figures 5.15 sans barre d'erreur pour la lisibilité de la figure.

Un décalage vertical entre les deux courbes est observé. Ce décalage s'explique par une variation de la largeur de l'impulsion entre les deux séries de mesures. La valeur de l'intégrale de la puissance émise à laquelle la transition magnétique se produit est très proche quelque soit la série de mesures et quelque soit la durée de l'impulsion. La cavité transite magnétiquement pour une valeur de l'énergie stockée bien définie.

La valeur de l'énergie émise à laquelle le quench se produit est inférieure à celle trouvée au paragraphe 5.2.2. Elle est de $0,88 \pm 0,13$ J dans le cas présent. La différence de 12% est comprise dans les erreurs de mesures.

Le champ accélérateur obtenu est présenté sur la figure 5.16. A 31 ± 6 MV/m et 33 ± 6 MV/m, la cavité transite magnétiquement.

La pente du champ accélérateur en fonction de la racine carrée de l'énergie incidente diminue entre $U_i = 0{,}95$ J et 1,1 J. Ceci pourrait s'expliquer par l'émission de champ c'est-à-dire l'émission d'électrons par la surface et leur accélération par le champ électrique. Pour vérifier si des électrons sont présents, un système de détection utilisant un photomultiplicateur pourrait être utilisé. En placant le photomultiplicateur à l'extérieur du

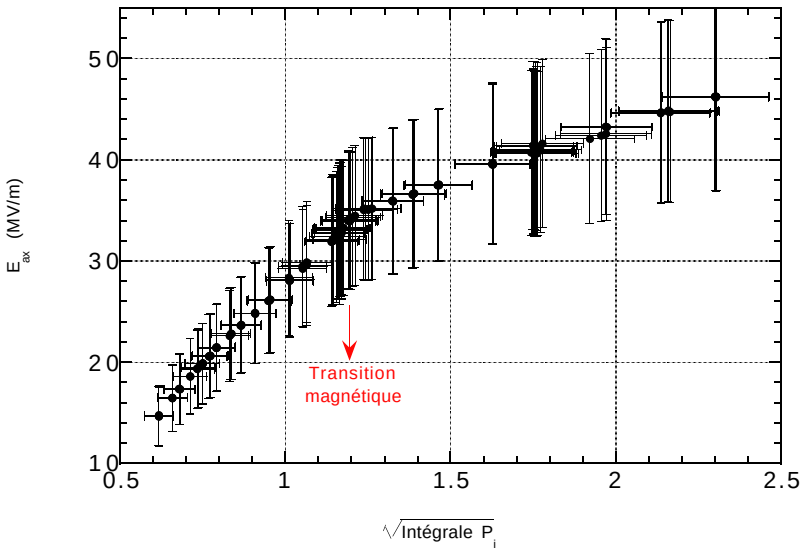


Figure 5.14: *Variations du champ électrique axial en fonction de la racine carrée de l'intégrale de la puissance incidente pour la cavité CAT1*

cryostat, le spectre devrait nous permettre d'isoler les pics caractéristiques des énergies des électrons et remonter ainsi au champ dans la cavité. Une étude plus approfondie portant sur la trajectoire privilégiée des électrons émis dans la cavité permettrait de préciser la position du détecteur ainsi que sa dynamique.

5.3 Mesure du gradient accélérateur de la cavité CAT2

La cavité CAT2 fournie par l'INFN a subi un traitement chimique BCP 1:1:2 de 10 μm effectué au SEA/CEA. Elle a été montée sur le coupleur fixe en salle blanche au SEA/CEA et transportée jusqu'au LAL dans un emballage propre préalablement rincé à l'alcool absolu. L'ensemble coupleur-cavité est assemblé sur l'insert dans la salle grise du LAL.

L'intégrale de la puissance émise en fonction de l'intégrale de la puissance incidente est présentée sur la figure 5.17. Pour une énergie fournie par la source inférieure à 0,7 J, l'intégrale de la puissance émise ne varie pas de façon linéaire. Cette variation est liée aux instabilités du klystron.

Au dela de 0,7 J, la variation est linéaire. La pente fournit l'efficacité de transfert : $\eta \approx 80\%$. Entre 1,5 J et 1,6 J, l'intégrale de la puissance émise diminue. La cavité transite pour $U_e = 1,4 \pm 0,2$ J.

Les variations du temps de décroissance en fonction de l'énergie fournie par la source sont présentées sur la figure 5.18.

Pour de faibles valeurs de l'énergie fournie par la source, le temps de décroissance est supérieur à la valeur trouvée précédemment. La fréquence de résonance étant quasiment la même que celle de la cavité CAT1, la variation du temps de décroissance est due au changement de facteur de surtension externe. Pour la cavité CAT2, $Q_e = (70 \pm 13)10^3$.

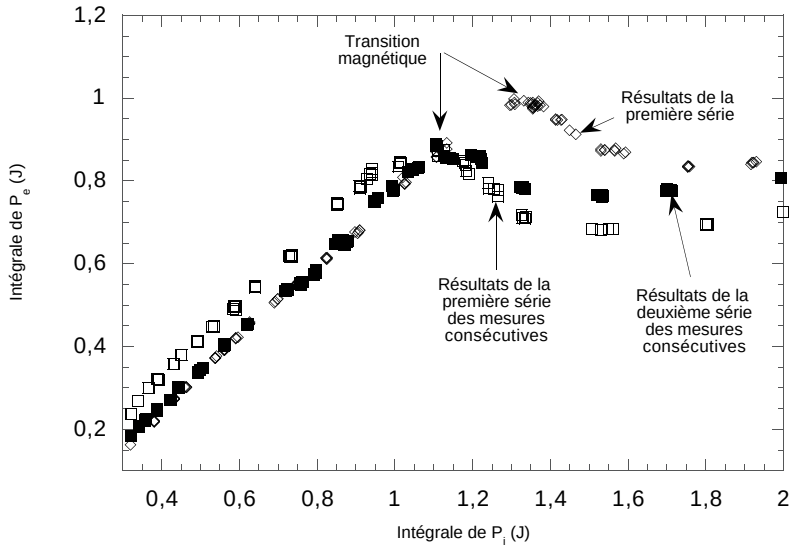


Figure 5.15: *Variations de l'intégrale de la puissance émise en fonction de l'intégrale de la puissance incidente pour la cavité CAT1 pour deux séries de mesures consécutives comparées aux variations de l'intégrale de la puissance émise en fonction de l'intégrale de la puissance incidente pour la cavité CAT1 pour la mesure présentée au paragraphe 5.2.2*

Entre 1,6 et 1,8 J, la cassure dans la variation du temps de décroissance en fonction de l'énergie fournie par la source est caractéristique de la transition magnétique. Nous n'observons pas les différentes pentes (état supraconducteur - état normal) présentées sur la figure 5.12. A partir du moment ou la cavité transite magnétiquement, le dépot d'énergie sur les parois de la cavité vaporise l'hélium liquide très rapidement ce qui nous a contraint à arrêter les mesures.

Le champ accélérateur en fonction de la racine carrée de l'énergie fournie par la source est présenté sur la figure 5.19. De nouveau, nous n'observons pas les différentes pentes présentées sur la figure 5.16 car nous avons arrêté les mesures à cause du phénomène décrit ci-dessus. Cependant, le champ magnétique maximum est de 32 ± 6 MV/m. La transition magnétique se produit pour la même valeur du champ. La différence entre les valeurs de l'intégrale de la puissance émise pour les deux cavités est compensée par le facteur de surtension.

5.4 Comparaison des résultats et conclusions

Les résultats obtenus dans cette étude sont résumés dans le tableau 5.1 et comparés aux différentes mesures du champ magnétique maximum effectuées auparavant ainsi qu'aux valeurs théoriques.

Les résultats d'évaluation de la longueur de cohérence et de la profondeur de pénétration obtenus sur des échantillon de niobium très purs [27] fournissent le paramètre de GL ($\kappa_1 = 0,8$). En se reportant aux courbes de la figure 1.6, on en déduit que le champ magnétique de surchauffe à 4,2 K est 189 mT. Nous avons vu que la profondeur de

	f (GHz)	H/E_{ax} (mT/MV/m)	H_{max} à 4,2 K (mT)	H_{max} à 0 K (mT)	E_{max} à 4,2 K (MV/m)
CAT-1	$2,99$	$3,3$	105 ± 20	132 ± 20	32 ± 6 *
CAT-2	$2,99$	$3,3$	105 ± 20	132 ± 20	32 ± 6
SLAC	$2,86$	$4,0$	$140 - 100$	$176 - 127$	35
LNS	$1,3$	$4,0$[1]	140	176	35
KEK	$1,3$	$4,0$[1]	98	123	30
Théorie[2]		$4,0$	189	239	47

Tableau 5.1: *Fréquence de fonctionnement, Rapport entre le champ magnétique de surface et le champ électrique axial, Champ magnétique maximum de surface mesuré à 4,2 K, Champ magnétique extrapolé à 0 K et champ électrique axial pour les cavités mesurées au LAL (CAT-1 et CAT-2), pour les cavités mesurées par T. Hays [4], pour les cavités mesurées par I. E. Campisi [3].* [1] *Le rapport n'étant pas fourni dans les articles, il a été pris à 4 pour l'ensemble des calculs.* [2] *Le champ de surchauffe a été calculé à partir des résultats de D. K. Finnemore [27].** *correspond à la moyenne sur les résultats obtenus dans notre étude.*

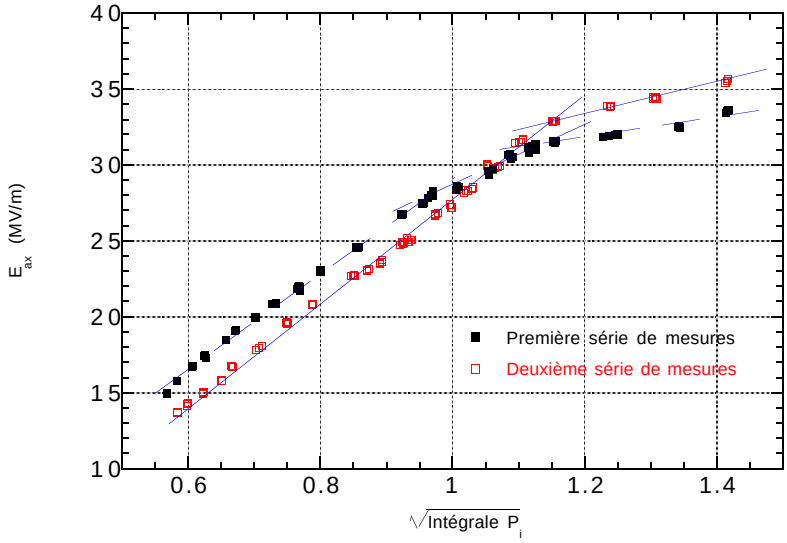


Figure 5.16: *Variations du champ accélérateur en fonction de la racine carrée de l'intégrale de la puissance incidente pour la cavité CAT1 pour deux séries de mesures consécutives*

pénétration expérimentale déterminée pour la cavité de type GENES au chapitre 4 est $\lambda = 50,1$ nm. Le paramètre de GL est donc modifié. En utilisant la longueur de cohérence obtenue sur des échantillons très purs [27], le paramètre de GL déterminé à partir de nos résultats est alors $\kappa_2 = 1,16$. D'autre part, l'équation de Gorkov-Goodman [60, 61] permet de relier le paramètre de GL du matériau pur κ_0 à celui κ d'un matériau contenant des impuretés :

$$\kappa = \kappa_0 + 0,0075\sqrt{\gamma}\rho_0$$

où γ est le coefficient de chaleur spécifique électronique et ρ_0 la résistivité résiduelle. γ doit être exprimé en erg cm^{-3} K^{-2} et ρ_0 en $\mu\Omega$ cm. A partir du RRR déterminé au chapitre 4 ($RRR \approx 30$), on détermine la résistivité à 4,2 K :

$$\rho_0(4,2 \text{ K}) = \rho_0(300 \text{ K})/\text{RRR} = 2,5\ 10^{-9}\Omega \text{ m}$$

Le paramètre de GL est alors : $\kappa_3 = 1,11$. On peut remarquer que κ_2 est très proche de κ_3. Le rapport entre le champ magnétique de surchauffe et le champ critique dans le cas $\kappa = \kappa_1$ est compris entre 1,29 et 1,37. Pour $\kappa = \kappa_2$ ou $\kappa = \kappa_3$, le précédent rapport est compris entre 1,2 et 1,25. Le tableau 5.2 résume les précédentes valeurs et hypothèses. Les résultats obtenus sur des cavités sur les parois desquelles on a dissous de l'oxygène [62] sont plus proches de nos résultats. Cependant la concentration d'oxygène dissous est plus importante que la concentration normalement observée. Dans tous les cas, on observe que la valeur de H_c^{max} obtenue dans notre cas expérimental est inférieure au champ de surchauffe théorique. Il est aussi inférieur au champ thermodynamique (158 mT).

Les deux cavités fournissent un champ supérieur aux valeurs données par E. Kako [63]. E. Kako a mesuré le gradient accélérateur maximum de trois cavités monocellule à 1,3 GHz provenant du SEA/CEA à KEK. Après avoir subi un électropolissage, les cavités

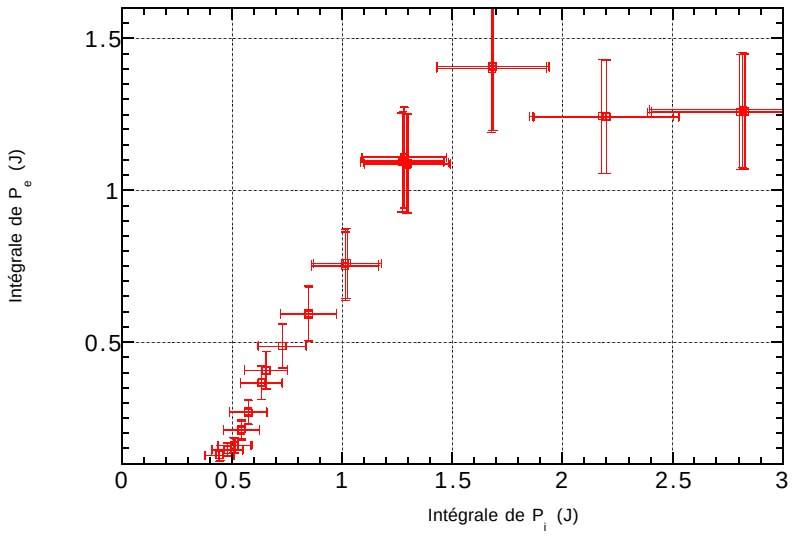


Figure 5.17: *Variations de l'intégrale de la puissance émise en fonction de l'intégrale de la puissance incidente pour la cavité CAT2*

ont été rincées à forte pression. Les mesures ont été effectuées sur des impulsions longues. Le champ axial maximum mesuré avant le quench thermique est de 30 MV/m à 1,5 K. Le champ magnétique correspondant ramené à 4,2 K est 98 mT. La valeur trouvée dans notre cas expérimental est donc compatible avec les résultats de E. Kako. Les mesures effectuées à SLAC ont été réalisées sur des impulsions d'une microseconde en utilisant la même méthode que nous. Les deux valeurs extrêmes mesurées à SLAC [3] encadrent les valeurs obtenues au LAL. Les mesures sur nos deux cavités fournissent un champ inférieur aux valeurs données par T. Hays [4]. Les résultats obtenus à Cornell ont été réalisés sur des impulsions de 150 μs en utilisant la méthode présentée au paragraphe 3.6.2.

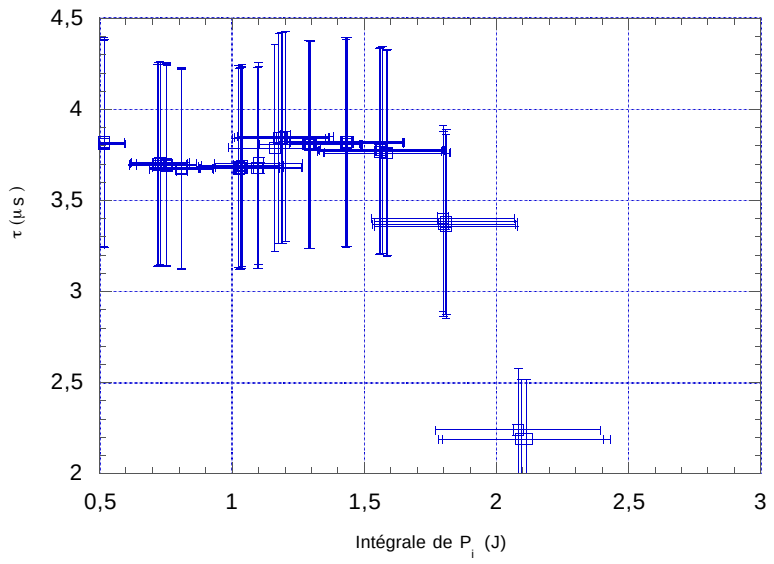


Figure 5.18: *Variations du temps de décroissance en fonction de l'intégrale de la puissance incidente pour la cavité CAT2*

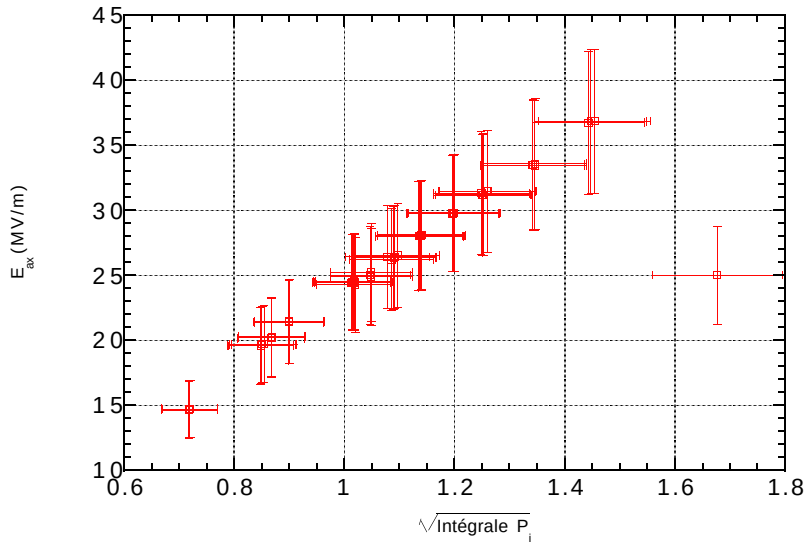


Figure 5.19: *Variations du champ accélérateur en fonction de la racine carrée de l'intégrale de la puissance incidente pour la cavité CAT2 pour deux séries de mesures consécutives*

λ (nm)	ξ (nm)	κ	H_{sh}/H_c Fink et Presson	H_{sh}/H_c Kramer	H_{sh}/H_c Matricon et St James	Référence
35	43	0,8	1,3	1,37	1,36	[27]
50	43	1,16	1,2	1,25	1,22	nos résultats
36	64	0,56	$\geq$ 1,3	$\geq$ 1,37	$\geq$ 1,36	[9] [28]
72	-	4,4	$\approx$ 1	$\approx$ 1,2	$\approx$ 1	[9] [62]

Tableau 5.2: *Profondeur de pénétration à 0 K et longueur de cohérence en nm, paramètre de GL, rapport entre le champ de surchauffe et le champ magnétique critique pour les différents modèles et selon les références précisées, - signifiant que les résultats n'ont pas été précisés dans les références.*

Conclusions et perspectives

Le but de ce travail de thèse était de mesurer le champ accélérateur maximum dans des cavités supraconductrices en niobium, en régime impulsionnel, à 4,2 K. Nous avons complété ce travail par une mesure de la profondeur de pénétration du champ magnétique dans les parois du supraconducteur. Cette grandeur nous permet d'accéder au paramètre de Ginzburg-Landau (κ). Ce dernier détermine, avec le champ magnétique thermodynamique, le champ magnétique de surchauffe H_{sh} ($H_{sh} = f(\kappa)H_c$). Celui-ci est le champ magnétique maximum avant la transition du supraconducteur et entraîne une limite du champ accélérateur.

Ce travail comprend des modélisations numériques du comportement de la cavité, de l'instrumentation et de l'expérimentation.

Avant d'étudier le comportement de la cavité, le choix des impulsions HF courtes a été motivé. Il s'agit de s'affranchir de la transition thermique. Cette dernière se développant en 100 μs, des impulsions sensiblement plus courtes doivent être utilisées. D'autre part, pour espérer atteindre le champ de surchauffe, on doit disposer dans la cavité d'une énergie d'au moins 10 J. Au vu de la brièveté des impulsions ($\approx$ 10 μs), une puissance incidente de l'ordre du mégawatt est donc nécessaire. Au LAL, le système HF fournit des impulsions de 4,5 μs et de 35 MW maximum. Ce dispositif est donc bien adapté à la recherche du gradient maximum.

Le comportement de la cavité a ensuite été modélisé. Pour cela, nous avons fait varier la durée et la forme de l'impulsion ainsi que les facteurs de surtension externe et intrinsèque. D'autre part, afin de transférer le maximum de puissance à la cavité, l'efficacité de transfert a été optimisée. Pour une impulsion de 4,5 μs et un facteur de surtension intrinsèque de 10^7, le facteur de surtension externe optimum est alors de $3\ 10^4$: la cavité est alors surcouplée et l'efficacité de transfert atteint 80%.

Compte tenu de la brièveté des impulsions (4,5 μs), les méthodes de mesures traditionnelles (détermination du temps de décroissance ou analyse temporelle de la puissance réfléchie) ne sont pas utilisables. Nous avons donc choisi d'intégrer la puissance réfléchie à la fin de l'impulsion c'est-à-dire la puissance émise par la cavité lorsque la puissance incidente est nulle. La signature de la transition magnétique se traduit alors par une rupture de pente de l'intégrale de la puissance émise en fonction de l'intégrale de la puissance incidente.

La mise en oeuvre de l'installation pour les mesures du champ accélérateur a necessité, entre autres, la mise au point de programmes d'acquisition et d'analyse développés au cours de cette thèse.

Les résultats expérimentaux obtenus mettent très clairement en évidence une rupture de pente de l'intégrale de la puissance émise en fonction de l'intégrale de la puissance incidente qui résulte d'une transition magnétique. Ces observations sont en bon accord avec les simulations. Les champs accélérateurs maximum mesurés sur deux cavités correspondent à des champs magnétiques maximum de surface, ramenés à 0 K, de 132 mT. Ils sont inférieurs au champ de surchauffe théorique (240 mT à 0 K) obtenu en supposant que le paramètre de Ginzburg-Landau du niobium constituant nos cavités est identique à

celui du niobium pur, pour lequel κ est évalué sur des échantillons.

Nos résultats sont par contre plus proches de ceux (176 mT) obtenus au Laboratory of Nuclear Sciences (LNS) de l'Université de Cornell (Etats Unis) et de ceux (176 - 127 mT) obtenus au Stanford Linear Accelerator Center (Etats Unis). Ceci indique qu'en régime HF et sur des cavités, il n'a pas été possible jusqu'à ce jour de faire en sorte que le champ magnétique de surface avant transition atteigne le champ magnétique de surchauffe. Finalement, le champ accélérateur maximum obtenu est de 32 MV/m à 4,2 K et en régime impulsionnel.

Parallèlement à la mesure du champ accélérateur maximum, nous avons réalisé la mesure de la profondeur de pénétration in situ en fonction de la température. La méthode de mesure est basée sur la dérive de la fréquence de résonance de la cavité en fonction de la température. Les caractéristiques du banc de test (couplage unitaire, source de puissance bas niveau) requises pour la mesure ainsi que les premiers résultats obtenus au LNS nous ont conduits à développer un nouveau banc de mesure. Le banc développé au LAL nous a permis d'obtenir de premiers résultats intéressants. Toutefois, les résultats analysés dans le cadre des théories de Ginzburg-Landau ou de Gorter-Casimir ne permettent pas de discriminer l'une ou l'autre des théories.

La valeur élevée de la profondeur de pénétration (50,1 nm) par rapport aux valeurs théoriques (20 nm pour un matériau pur) traduit la présence dans le matériau d'un fort taux d'impuretés. Le rapport de résistance résiduelle (RRR) déduit de cette mesure est alors de 30. Par contre, les mesures de résistivité sur un échantillon de plaque ayant servi à la fabrication de la cavité testée fournissent un RRR de 300. Le facteur 10 entre les deux RRR peut s'expliquer par la présence d'impuretés à la surface de la cavité. Des expériences réalisées au SEA/CEA indiquent que la profondeur de pénétration mesurée sur notre cavité est du même ordre de grandeur que la longueur caractéristique de la décroissance de la concentration en oxygène et carbone. On en conclut que la profondeur de pénétration évaluée en surface conduit à un RRR de surface différent de celui obtenu sur échantillon et correspondant à un RRR de volume.

Le champ de surchauffe calculé à partir de la profondeur de pénétration obtenue sur la cavité est identique au champ de surchauffe théorique calculé à partir de la profondeur de pénétration et du champ critique mesurés sur des échantillons très purs. L'effet de la pollution de la surface semble avoir une influence faible sur la valeur du champ de surchauffe.

Les deux mesures (champ accélérateur maximum et profondeur de pénétration) ayant été réalisées sur deux cavités différentes, il serait intéressant de mesurer ces deux grandeurs sur la même cavité afin d'établir un lien entre l'état de surface et le champ magnétique de surface maximum. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'un coupleur variable réalisant le couplage unitaire pour la mesure de la profondeur de pénétration et un surcouplage pour la mesure du champ accélérateur maximum.

Bibliographie

[1] W.Weingarten, Superconducting cavities, CERN 96-03 (1996)

[2] G. Bienvenu et al. , A proposal for measurements of the limiting electric and magnetic fields of superconducting niobium cavities and of niobium based cavities, SERA 96-205 (1996)

[3] I. E. Campisi, SLAC/AP-58 (1987)

[4] T. Hays, et al. , SRF 9511116-14 (1995)

[5] J.File, R.G.Mills, Phys.Rev.Lett. 10, 93 (1963)

[6] J.Bardeen, L.N.Cooper and J.R.Schrieffer, Phys.Rev. 108, 1175 (1957)

[7] M. Cyrot et al. , Introduction to superconductivity and high T_c materials, (1992)

[8] P. Schmuser, CAS-CERN96-03, 1 (1995)

[9] P. Kneisel, Journ. App. Phys. 45, 2296 (1973)

[10] H. Padamsee et al. , Rf Superconductivity for accelerators, (1997)

[11] E. Maxwell, Phys.Rev. 78, 477 (1950)

[12] C. A. Reynolds et al. , Phys.Rev. 78, 487 (1950)

[13] E. A. Lynton, La supraconductivité, 99 (1964)

[14] CERN Accelerator Scool on suprconductivity, CERN 96-03, 194 (1996)

[15] A.B.Pippard, Proc. of Roy. Soc. (London), A216, 547 (1953)

[16] J.R.Waldram, Adv. Phys. 13, 1 (1964)

[17] A.B.Pippard, Proc. of Roy. Soc. (London), A203, 98 (1950)

[18] J.G.Daunt, A.R.Miller, A.B.Pippard, D.Schoenberg, Phys. Rev. 74, 842 (1948)

[19] P.B.Miller, Phys. Rev. 113, 1209 (1959)

[20] A.A.Abrikosov, JETP 5, 1174 (1957)

[21] V.L.Ginzburg, JETP 7, 78 (1958)

[22] M.P.Garfunkel et B.Serin, Phys. Rev. 85, 834 (1952)

[23] P.G.De Gennes, Superconductivity of Metals and alloys, W.A. Benjamin, New York, 76 (1966)

[24] L.Kramer, Phys.Rev. 170, 475 (1968)

[25] H.J.Fink et A.G.Presson, Phys.Rev 182, 498 (1968)

[26] J.Matricon et D.Saint James, Phys. Let. 24A, 241 (1967)

[27] D. K. Finnemore, et al. , Phys. Rev. 149, 231 (1966)

[28] J. Halbritter, Z. Phys. 238, 466 (1970)

[29] C.P.Bean et J.D.Livingston, Phys.Rev.Lett. 12, 14 (19642)

[30] R.B.Flippen, Phys. Lett. 17A, 193 (1965)

[31] T. Yogi, et al. , Phys. Rev. Let. 39, 826 (1977)

[32] U. Lauströer, Urmel User Guide, (1987)

[33] J.Lesrel et al., Proc. 8th Workshop on RF superconductivity, Vol. 2, 374 (1997)

[34] www.lns.cornell.edu/trh/fondue/fonduefamily.html

[35] Z. D. Farkas, SLAC/AP-15, (1984)

[36] Z. D. Farkas, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 28, 3242 (1981)

[37] S. Bousson, Communication privée

[38] T.Hays et H.Padamsee, SRF 980804-06 (1998)

[39] T.Hays et H.Padamsee, SRF 951116-14 et Proc. 7th Workshop on RF superconductivity (1995)

[40] I. E. Campisi et Z. D. Farkas, SLAC/AP-16, (1984)

[41] W. H. Hartwig, C. Passow, RF Superconducting Devices, p547 (?)

[42] G. Bienvenu, communication privée

[43] J. C. Bourdon, Note SERA 98-274 et 98-299, (1998)

[44] F. L. Palmer, IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-23-2 (1987)

[45] F. L. Palmer, PhD Thesis, January (1988)

[46] Le niobium, R. Syre, Techniques de l'ingénieur, (1990)

[47] J. Gao, Communication privée

[48] J. C. Slater, Microwave Electronics, D. Van Nostrand Company (1950)

[49] J.Halbritter, J. Appl. Phys. 46, 1403 (1975)

[50] B.W.Maxfield and W.L.MacLean, Phys.Rev. 139, 1515 (1965)

[51] J.R.Waldram, Adv.Phys. 13, A2 (1964)

[52] H.M.Wen and al., TESLA 98-02 (1998)

[53] C. Antoine, DAPNIA/SEA 98-08, (1998)

[54] W. DeSorbo, Phys. Rev. 132, 107 (1963)

[55] J. Halbritter, Journ. App. Phys. 46, 1403 (1975)

[56] B. Visentin, Proc. 9th Workshop on RF superconductivity, (1999)

[57] M. Strongin, Journ. App. Phys. 46, 1401 (1975)

[58] C. Z. Antoine, Proc. 9th Workshop on RF superconductivity, (1999)

[59] Y. Thierry, communication personelle

[60] L. P. Gorkov, JETP 10, 998 (1960)

[61] G. Muller, Proc. 3rd RF Superconducting Workshop, 330, (1987)

[62] S. Giardano, et al. , Journ. App. Phys. 44, 4185 (1973)

[63] E. Kako, et al. , Proc. PAC'99, Vol. 1, 432 (1999)

[64] C. Vallet, DAPNIA/SEA 94-08 (1994)

[65] H. Safa, et al. , DAPNIA/SEA 98-11 (1998)

[66] D. C. Mattis et al. , Phys. Rev. 111, 412 (1958)

[67] B. Mouton, communication personelle

Annexes

A Résistance de surface

La résistance de surface apparaît lorsqu'un matériau est soumis à un champ hyperfréquence. Elle se traduit par des pertes ohmiques. Sa valeur est différente selon le type de matériau (supraconducteur et normal).

A.1 Résistance de surface des conducteurs normaux

Pour un conducteur normal, ayant une conductivité σ finie, le champ magnétique pénètre sur une profondeur dite ***de peau***, notée δ, définie par $\delta = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \sigma f \pi}}$. La densité de courant dans le conducteur est : $\vec{j} = \vec{j_0} \exp -\frac{x}{\sqrt{i\omega\sigma\mu_0}}$. L'impédance de surface, Z_s, définie comme le rapport entre le champ électrique de surface et le courant total circulant dans le conducteur est alors donnée par : $Z_s = \frac{E_0}{j_0/\sqrt{i\omega\sigma\mu_0}}$. L'impédance de surface se décompose en une partie résistive, R_s, et une partie réactive X_s telles que : $R_s + iX_s = \frac{\sqrt{i\omega\sigma\mu_0}}{\sigma}$. L'impédance possède une partie imaginaire car le champ de surface n'est pas en phase avec le courant total. L'expression de la résistance de surface est alors :

$$R_s = \sqrt{\frac{\pi f \mu_0}{\sigma}}$$

La résistance de surface d'un matériau tel que le Cuivre à 3 GHz est de l'ordre de 1,5 mΩ.

Remarque : Pour des conducteurs parfaits, la conductivité étant infinie, la résistance de surface est nulle.

A.2 Résistance de surface à basse température et à basse fréquence

Quand la fréquence ou la température diminue, la profondeur de pénétration décroît. Elle peut devenir inférieure au libre parcours moyen des électrons. La distance entre deux collisions successives étant courte, les électrons écrantent moins le cœur du métal du champ extérieur. La résistance de surface est alors supérieure à la résistance de surface d'un matériau conducteur présenté précédemment. Ce comportement particulier est appelé ***effet anormal***.

A.3 Résistance de surface des supraconducteurs

Pour un supraconducteur, le champ magnétique pénètre sur la longueur de London. La densité des électrons se décompose en une partie normale et une partie supraconductrice. La résistance de surface est donc différente de celle des métaux normaux. Elle se décompose en deux parties : une partie dépendant de la température et une partie dite ***résiduelle*** due à la présence d'élément normalement conducteurs.

A.3.1 Résistance de surface selon le modèle à deux fluides

Dans le modèle à deux fluides, on dissocie les électrons normaux des électrons supraconducteurs. Ces premiers subissent le champ électrique : ils sont accélérés et décélérés.

La densité de courant normal est :

$$\vec{j}_n = \sigma_n \vec{E}$$

où $\sigma_n = \frac{n_n e^2 \tau}{m}$ est la conductivité des électrons normaux et n_n leur densité. En utilisant une autre formulation de l'équation de London $\frac{\partial \vec{j}_s}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{E}$, la densité de courant supraconducteur s'écrit :

$$\vec{j}_s = -i\sigma_s \vec{E}$$

où $\sigma_s = \frac{n_s e^2}{m\omega}$ est la conductivité des électrons supraconducteurs et n_s leur densité. Par analogie avec les conducteurs normaux, l'impédance de surface est :

$$Z_s^2 = \frac{i\omega\mu_0}{\sigma_n - i\sigma_s}$$

Pour un supraconducteur, la densité d'électrons normaux est faible quand la température est inférieure à la température critique. D'autre part, le temps de relaxation des électrons normaux entre les collisions (10^{-14} s) est faible devant une période HF. La conductivité normale est donc négligeable par rapport à la conductivité supraconductrice. La résistance de surface est alors :

$$R_s \propto \frac{1}{2}\sigma_n \omega^2 \mu_0^2 \lambda_L^3$$

R_s est proportionnel au carré de la fréquence. Il est donc préférable pour minimiser les pertes ohmiques de travailler à basse fréquence. σ_n est proportionnelle à la densité d'électrons normaux, or celle-ci varie comme le facteur de Boltzmann, R_s varie donc comme $(\exp(-\frac{\Delta}{kT}))$. La résistance de surface augmente en même temps que le libre parcours moyen des électrons.

A.3.2 Résistance de surface selon le modèle de Mattis et Bardeen [66]

Mattis et Bardeen ont déterminé l'expression de la résistance de surface d'un supraconducteur en utilisant la théorie BCS. L'expression fournie montre que la résistance de surface dépend de la longueur de cohérence, de la vitesse de Fermi, de la profondeur de pénétration et du libre parcours moyen des électrons. Une expression simplifiée de la résistance de surface, appelée R_{BCS} est :

$$R_{BCS} = \frac{A}{T}\sigma_n \omega^2 \lambda_L^3 \exp(-\frac{\Delta}{kT})$$

A dépend faiblement des paramètres du matériau. La résistance BCS se réécrit pour le niobium :

$$R_{BCS} = \frac{2,0\ 10^{-4}}{T}\left(\frac{f}{1,5}\right)^2 \exp\left(-\frac{17,67}{T}\right)$$

où T est la température en K et f la fréquence en GHz.

Cette expression s'applique dans le cas où la température est inférieure à $T_c/2$ et pour des fréquences inférieures à 10^{12} Hz.

A.3.3 Résistance résiduelle

La résistance de surface tend vers une résistance résiduelle quand la température est de l'ordre de $T_c/4$. Cette résistance résiduelle est due à la présence d'éléments normalement conducteurs comme des résidus provenant de la fabrication des cavités et d'inhomogénéités dans la structure cristalline du niobium. Il est donc nécessaire de suivre des procédures de conditionnement très strictes afin de réduire la résistance résiduelle au minimum.

A.3.4 Application numérique

La résistance résiduelle d'une cavité bien conditionnée peut atteindre 10 à 20 nΩ à 1,8 K. A cette température, la résistance BCS est de 24 nΩ. A 1,8K, la résistance de surface est donc de 44 nΩ qu'il faut comparer à la résistance de surface du cuivre (1,5 mΩ). L'utilisation de matériaux supraconducteur permet de réduire les pertes ohmiques de cinq ordres de grandeur.

B Description du coupleur et de la chaîne de mesure utilisée à Cornell

B.1 Description du coupleur

Le coupleur variable, présenté sur la figure B–1, est constitué d'une antenne coaxiale alignée sur l'axe du faisceau. La variation du couplage est réalisée en déplacant la cavité par rapport à l'antenne fixe. Le facteur de surtension externe varie de 10^5 à 10^{10}. La valeur supérieure est nécessaire pour réaliser le couplage unitaire pour la mesure du facteur de surtension en fonction du champ accélérateur. La valeur inférieure est utilisée pour mesurer le champ magnétique maximum sur des impulsions courtes. En effet, comme on l'a vu au chapitre 3, on doit surcoupler la cavité pour maximiser l'efficacité de transfert. Le coupleur est creux pour faciliter son refroidissement par de l'hélium liquide.

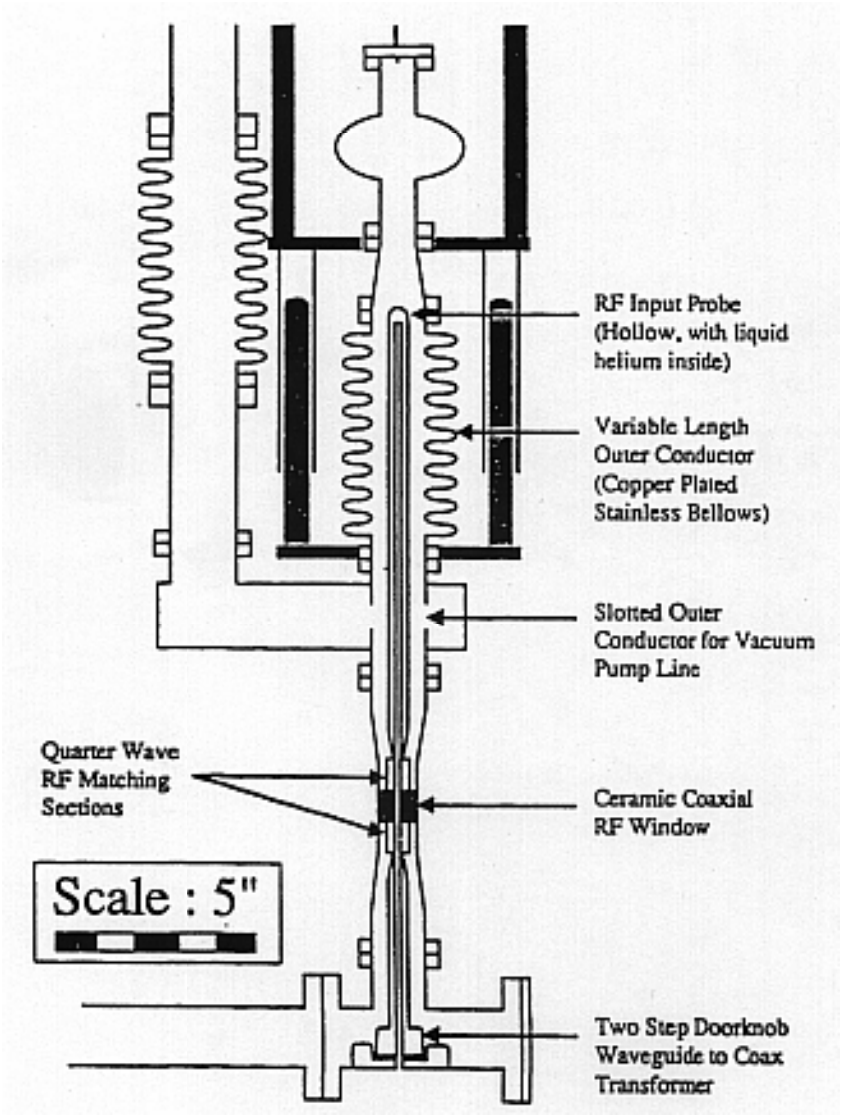


Figure B–1: Coupleur variable utilisé sur le banc de mesure du LNS

B.2 Chaîne de mesure

Le principe est identique à la chaîne de mesure du LAL. Seule l'introduction du klystron comme source de puissance HF dans les expériences de forts gradients modifie le schéma de l'installation donné sur la figure B–2. Au paragraphe 5.1.1 ou est présenté le dispositif expérimental pour les mesures du champ magnétique maximum au LAL, on aura noté que la source n'est pas asservie à la cavité. En effet, la bande passante du système cavité+coupleur est suffisamment grande (60kHz si $Q_e = 45\ 10^3$) pour ne pas nécessiter d'asservissement.

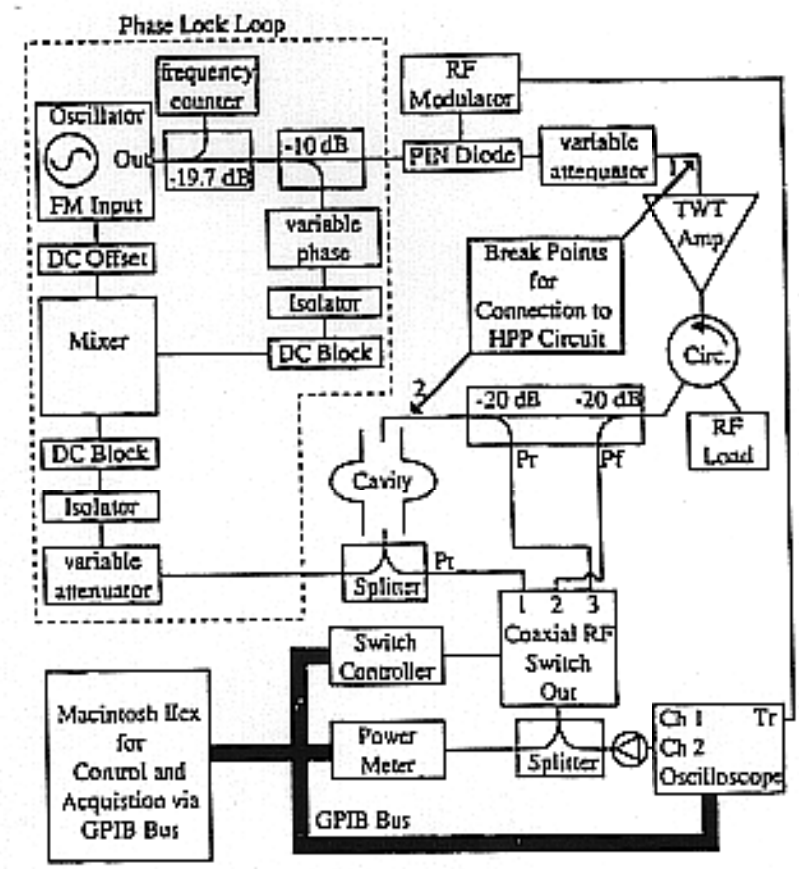


Figure B–2: Schéma du banc de mesure du LNS

C Simulations sur Urmel

Pour calculer les différents paramètres relatif aux cavités testées, nous avons utilisé le code de calcul Urmel [32] modifié par B. Mouton [67]. La modification apportée permet de calculer la force de Lorentz s'exerçant sur les parois de la cavité. A titre d'exemple, le fichier d'entrée est donné ci-dessous.

```
$ FILE ITEST=0,LPLO=.T. $ END
URMEL CAV SUPRA GENES  NPT=50000
$BOUN $ END
$MESH  NPMAX=50000 $END
CAVITYSHAPE
0.00
0.000000 0.000000
0.04320 0.000000
-1,-0.020
0.02320 0.020000
0.017500 0.020000
-1,0.005
0.012500 0.025000
0.012500 0.050000
0.000000 0.050000
0.00000 0.000000
9999. 9999.
$MODE MROT=0, NMODE=15, RKAPPA=6.6E6, RWAKZ=0.0 $END
$PLOT MODPL=5, LFLE=.T. $END
$PRIN MODPR=1, LEZ=.T., LER=.T., LEFI=.T.,
LCONT=.T., LPRES=.T., LPREZ=.T., LEZ2=.T. $END
```

Dans ce fichier, la conductivité du matériau à 300 K a été precisée. L'option LPRES a été rajouté pour le calcul des champs de surface. Le fichier de sortie nous fournit les paramètres importants et est donné sur la page suivante.

```
+++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++
++ RESULTS FOR THE ACTUAL CAVITY AS INPUT TO URMEL ++
++ ***** NOT ASSUMING ANY HALF CELL SYMMETRY ***** ++
+++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++
++ MODE TYPE                 =   TM0-EE- 1          ++
++ FREQUENCY                 =   3003.424     MHZ   ++
++ FREQUENCY/CUT-OFF FREQU. =  0.3271917           ++
++ WAVE LENGTH OF MODE       =  0.9981692E-01 M     ++
++ BEAM PIPE CUTOFF TM-MODE =   9179.399     MHZ   ++
+++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++
++ PARTICLE SPEED B (B=BETA)=   1.000000     C0    ++
++ INT.(    EZ           )DZ=   16070.08     V     ++
++ INT.(    EZ*COS(K*Z/B))DZ=   9805.413     V     ++
++ INT.(    EZ*SIN(K*Z/B))DZ=   9649.415     V     ++
++ TOTAL STORED FIELD ENERGY=  0.7268249E-04 VAS   ++
++ K0       (=V*V/4*ENERGY) =  0.6509729     V/PC  ++
++ VOLTAGE TAKEN AT     R0  =  0.0000000E+00 M     ++
++ SKIN DEPTH                =  0.3574703E-05 M     ++
++ Q WITH ALL END PLATES    =      3509            ++
++ Q WITHOUT LEFT  END PLATE=      6087            ++
++ Q WITHOUT RIGHT END PLATE=      3509            ++
++ Q WITHOUT BOTH END PLATES=      6087            ++
++ P WITH ALL END PLATES    =   390.8219     W     ++
++ P WITHOUT LEFT  END PLATE=   225.3304     W     ++
++ P WITHOUT RIGHT END PLATE=   390.8218     W     ++
++ P WITHOUT BOTH END PLATES=   225.3303     W     ++
+++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++
++ FULL CELL RESULTS  -  ASSUMING P=V*V/2/RS  AND  ++
++ THAT THE INPUT IS THE RIGHT HALF OF A FULL CELL ++
+++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++++
++ FREQUENCY                 =   3003.424     MHZ   ++
++ FREQUENCY/CUT OFF FREQU. =  0.3271917           ++
++ VOLTAGE TAKEN AT     R0  =  0.0000000E+00 M     ++
++ K0       (=V*V/4*ENERGY) =  0.6614119     V/PC  ++
++ SHUNT IMPEDANCE AT R=R0  =  0.4266898     MOHM  ++
++ R/Q             AT R=R0  =   70.09799     OHM   ++
++ Q WITHOUT END PLATES     =      6087            ++
++ PEAK SURFACE E FIELD AT R=  0.1673913E-01 M     ++
++                     AND Z=  0.1989473E-01 M     ++
++ PEAK FIELD STRENGTH THERE=   864095.5     V/M   ++
++ RATIO PEAK/EFFECITVE     =   4.406217           ++
++ PEAK SURFACE H FIELD AT R=  0.3572629E-01 M     ++
++                     AND Z=  0.1547369E-01 M     ++
++ PEAK FIELD STRENGTH THERE=   1153.728     A/M   ++
```

D Mesures du facteur de surtension en fonction du champ accélérateur pour les cavités LAL-04

Suite aux résultats obtenus à l'université de Cornell sur la cavité LAL-5, la procédure de soudure par bombardement électronique au LAL a été modifiée. La série de cavités LAL-04 a été fabriquée et soudée au LAL à partir de tôles de Niobium Heraus d'un millimètre d'épaisseur. Le RRR spécifié est de 130. Les trois cavités ont subi un recuit dit de vaccination à 800° C. Ce recuit, effectué dans un four dont la pression interne est inférieure à 10^{-6} mbar, permet de dégazer l'hydrogène des parois. Les mesures ont été effectuées à l'IPN d'Orsay et sont présentées sur la figure D–3.

Le facteur de surtension à bas champ (inférieur à 8 MV/m) et à 1,6 K est supérieur de deux ordres de grandeur au facteur de surtension obtenu sur la cavité LAL-5 mesurée au LNS (cf fig.4.7). Sachant que le facteur géométrique est de 230, la résistance résiduelle est 11,5 nΩ. Cette valeur est comparable aux valeurs couramment obtenues ($10-20$ $n\Omega$). Elle est bien inférieure aux valeurs obtenues au LNS (1090 $n\Omega$) sur les "anciennes cavités. La nouvelle méthode de soudure par bombardement électronique améliore donc les résultats. Les cavités A et B transitent thermiquement pour un champ accélérateur faible ($11-12$ MV/m). Ce champ est comparable au champ mesuré au LNS. Par contre, les mesures sur la cavité C ont été limitées par l'amplificateur. Ces résultats sont encourageants.

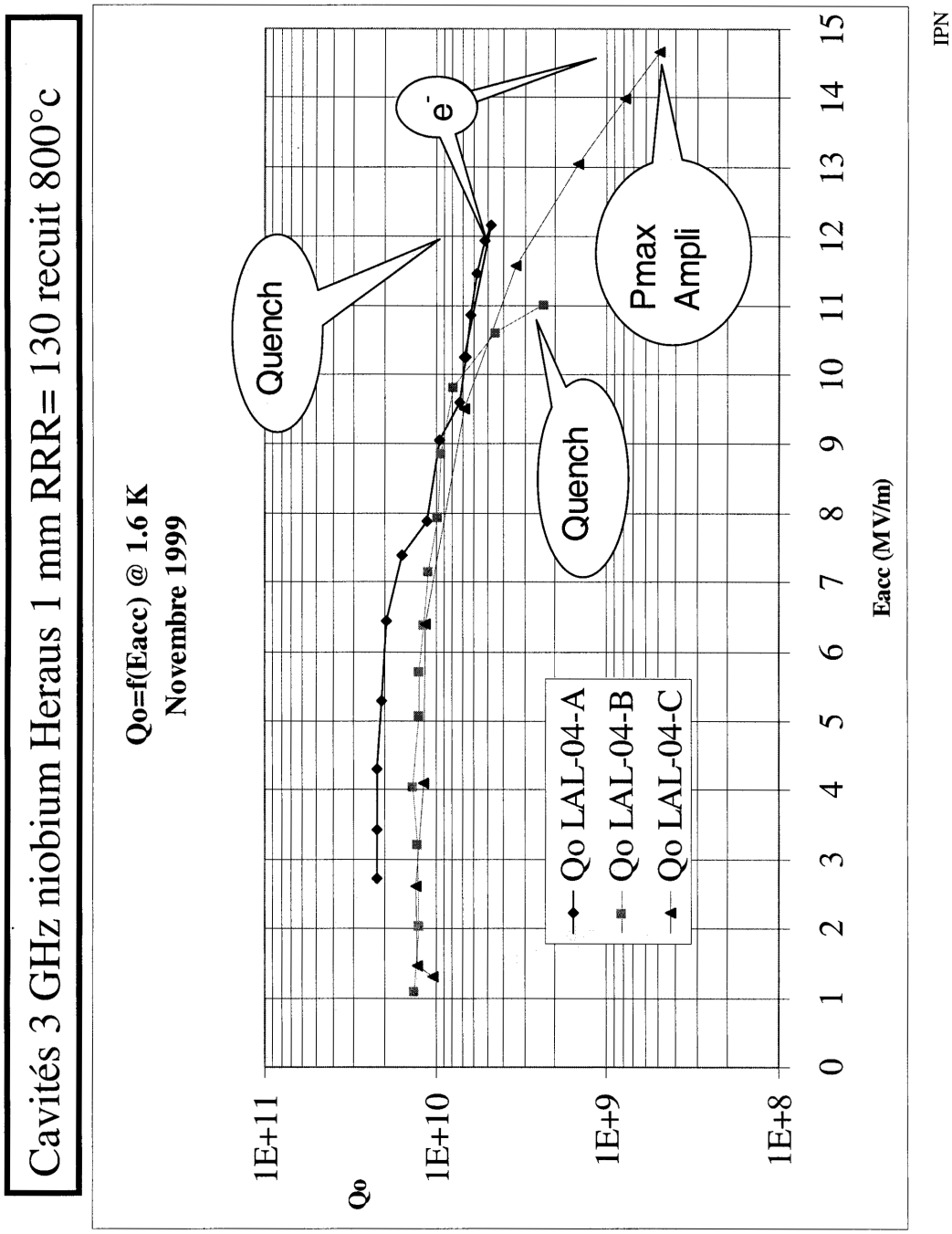


Figure D–3: Variations du facteur de surtension en fonction du champ accélérateur pour les cavités LAL-04-A, B, C

E Système d'acquisition

La fréquence d'échantillonnage du système d'acquisition doit être supérieure ou égale à 100MHz. La forme des signaux à échantillonner a été donnée sur les figures 5.7, 5.8 et 5.9.

Une première phase d'initialisation de l'ensemble des appareils de mesure est effectuée. Il s'agit d'initialiser l'atténuateur variable Keithley, l'oscilloscope, le scanner Keithley aiguillant la tension relative au niveau d'hélium et la résistance des sondes de platine vers le multimètre HP . Dans une deuxième partie, les appareils de mesure sont configurés. Lors de la phase d'acquisition, un simple dialogue avec l'oscilloscope (de lecture et d'écriture) permet d'obtenir les signaux (fig.5.7, fig.5.8 et fig.5.9). Ces signaux bruts sont enregistrés ainsi que la configuration des appareils et les atténuations.

Une étape de traitement permet d'analyser rapidement et en ligne les données. Dans une première partie, une conversion de la tension en puissance mesurée est effectuée en tenant compte de la courbe de calibration du wattmètre et des différentes atténuations. Les intégrales de la puissance et le champ accélérateur sont ensuite déduits. Les étapes d'acquisition et de traitement sont répétées cinq fois pour chaque niveau de puissance incidente.

Remerciements

En premier lieu, je souhaite remercier François Richard, directeur du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, pour m'avoir donné les moyens de terminer cette thèse et m'avoir soutenue lors du complément de formation que j'ai suivi au Laboratory of Nuclear Sciences (LNS - Cornell - USA). Enfin, je le remercie d'avoir bien voulu participer au jury de ma thèse. Je remercie aussi Jacques Lefrançois, directeur du LAL de 1994 à 1998, pour m'avoir accueilli au LAL et avoir manifesté son intérêt pour mon travail par ses questions pertinentes qui m'ont permis d'approfondir mes recherches. Je souhaite aussi remercier Tomas Junquera et Renzo Parodi d'avoir bien voulu assumer l'ingrate tâche de rapporteur. Je remercie enfin Daniel Boussard, Jacques Haïssinski et Philippe Leconte d'avoir accepté de participer à ce jury.

D'autre part, je voudrais remercier Michel Davier, délégué aux thèses, de m'avoir permis d'effectuer cette thèse. Mes remerciements vont également à Joël Le Duff, directeur de cette thèse, qui m'a proposé ce sujet et m'a accueilli au sein de son groupe. Que Jean Marini soit remercié pour m'avoir soutenu dans mes démarches afin d'aller me former au LNS et facilité les réalisations nécessaires à l'expérience. Je remercie Cécile Caresche pour son aide dans les démarches administratives lors de la préparation de mon séjour au LNS. Mes remerciements vont aussi à Gérard Bienvenu pour son aide sur l'expérience, le suivi des réalisations, ses connaissances en Hyper Fréquences et ses conseils pendant la rédaction du manuscrit. Je tiens à exprimer toute mon amitié à Jean-Noël Cayla qui, par son soutien technique, m'a permis de trouver des solutions à nos nombreux problèmes expérimentaux. Je remercie l'équipe Vide du SERA pour son aide technique. Je remercie Georges Benoît pour les réalisations mécaniques. Que Michel Bernard et Vincent Chaumat soient remerciés pour la réalisation du système d'asservissement. Que Jie Gao soit remercié pour ses précieux renseignements sur l'influence des facteurs de surtension sur la fréquence. Je souhaite remercier Patrick Puzo qui m'a apporté de précieux conseils et tout son soutien au cours de cette thèse. Sa vision extérieure a enrichi mon travail de thèse et son aide a été particulièrement appréciable pour la rédaction du manuscrit.

De plus, au cours de ce travail, j'ai eu la possibilité de travailler avec le personnel du Service d'Etudes des Accélérateurs (SEA) du Commissariat à l'Energie Atomique. Entre autres, je souhaite remercier Bernard Aune et Michel Julliard de m'avoir accueillie au sein de leur équipe. Je remercie Jean-Pierre Charrier pour ses explications sur les expériences. Je tiens à remercier très sincèrement Bernard Visentin qui, par son approche posée, réfléchie et très argumentée d'un domaine qu'il découvrait en même temps que moi, m'a montré la rigueur nécessaire au bon accomplissement d'un travail scientifique. Merci à Yves Glaser et Jean-Pierre Poupeau pour leur précieuse aide lors des traitements chimiques et pour m'avoir facilité l'accès aux salles blanches du SEA pour le montage des cavités. Merci aussi à Michel Bolloré pour avoir facilité les recuits de cavités.

Je souhaite remercier le personnel de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Je remercie Tomas Junquera d'avoir accepté que je réalise des expériences à l'IPN. Je le remercie aussi pour les questions précises qu'il m'a posées sur ce manuscrit. Je remercie Jean Lesrel, qui m'a facilité l'accès aux installations de l'IPN, pour sa disponibilité et

son aide lors des expériences. Merci à Sébastien Bousson, qui a effectué certaines des simulations présentées dans cette thèse, pour sa disponibilité et son aide. Je remercie enfin Mohammed Fouaidy qui, par la richesse de ses connaissances scientifiques et son intérêt particulier pour la mesure de la profondeur de pénétration, m'a permis "d'y voir plus clair" et de réaliser un travail fiable. Je souhaite le remercier aussi pour ses conseils lors de la rédaction de la partie théorique de cette thèse.

Je souhaite remercier Hasan Padamsee, responsable du groupe de recherches sur les cavités supraconductrices au LNS, pour son accueil au sein de son groupe. Ma formation au LNS a été très appréciable et m'a permis de développer l'expérience de mesure de la profondeur de pénétration au LAL. Je souhaite remercier Tom Hays qui m'a consacré du temps, alors qu'il rédigeait sa propre thèse, pour me présenter les différentes possibilités offertes par le banc de mesure que j'ai utilisé. Son aide lors des expériences m'a été particulièrement précieuse. Que Jens Knobloch et Erich Chojnacki soient remerciés pour leur aide.

Je voudrais remercier l'ensemble des membres du SERA pour les fructueux échanges que nous avons eus et nos agréables pauses-cafés. Mes remerciements vont tout particulièrement à Marie-Claude Leproust dont le dynamisme est inestimable pour faciliter les démarches administratives. Je remercie très sincérement Bernard Mouton pour son aide dans les problèmes informatiques que j'ai pu rencontrer. Merci aussi à Terry Garvey pour son aide lors de la rédaction des articles. Je souhaite aussi remercier Michel Dehamme pour sa gentillesse et ses connaissances en informatique.

Aucun remerciement n'est exhaustif et on oublie toujours quelqu'un. En conséquence, merci à tous ceux que je n'ai pas cités et qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement du travail présenté dans ce manuscrit.

Pour finir, je souhaite saluer et remercier mes amis avec qui j'ai partagé des moments de doutes et de satisfactions. De plus, cette thèse marquant la fin de nombreuses années d'études, je salue les étudiants avec qui j'ai trimé sur les bancs de la faculté.

Je voudrais conclure par des remerciements personnels à ma famille pour son encouragement et son soutien moral.

Je dédie ce travail à mes parents et à Alain qui, par leur présence et leur soutien sans faille, ont contribué à l'aboutissement de cette thèse.

Résumé

Les modèles théoriques prévoient que le champ magnétique régnant dans une cavité en régime hyperfréquence (HF) est limité par le champ magnétique de surchauffe, H_{sh}. Pour le niobium, H_{sh} est de 25 à 35% supérieur au champ magnétique thermodynamique, H_c : $H_{sh} \in [240 ; 274]$ mT. Actuellement, le champ magnétique maximum de surface obtenu est de 125 mT. Ce champ inférieur au champ critique H_{c1} ($H_{c1} \leq H_c$) pour lequel l'effet Meissner total cesse, est limité par les instabilités thermiques se développant sur la surface HF.

La méthode expérimentale choisie pour mesurer le champ magnétique maximum consiste à injecter dans la cavité un signal HF de durée bien inférieure au temps de propagation des instabilités thermiques. Pour atteindre un champ élevé en un temps court (quelques ms), il est nécessaire de disposer d'une source HF de forte puissance et de coupler fortement la cavité. Un dispositif expérimental a été construit à partir d'éléments mis à notre disposition par l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN)- Sezione di Genoa. Un protocole de mesure permettant de déterminer la valeur du champ magnétique l'instant d'une transition purement magnétique a été établi. Les mesures ont été effectuées sur des cavités spécialement conçues par l'INFN. Les champs obtenus restent dans la fourchette des valeurs données par d'autres laboratoires. Dans l'état actuel des expériences, il ne semble pas possible d'atteindre la limitation H_{sh}.

Le champ magnétique de surchauffe dépend de la profondeur de pénétration. Cette grandeur permet de déterminer la qualité du matériau des cavités à travers le rapport des résistivités à 300 et 4,2 K en conduction normale (RRR). Les résultats obtenus sur le banc de mesure développé pour la mesure de la profondeur de pénétration et sur la cavité GENES sont cohérents avec les résultats recensés et confirment que le RRR de surface est inférieur au RRR déterminé par les mesures de résistivité et correspondant à un RRR de volume.

Mot clefs : Supraconductivité
Electromagnétisme
Niobium
Cavités accélératrices
Hyperfréquences
Champ magnétique de surchauffe
Profondeur de pénétration

Abstract

Theoretical models have shown that the maximum magnetic field in radio frequency superconducting cavities is the superheating field H_{sh}. For niobium (Nb), H_{sh} is 25 - 35% higher than the thermodynamical H_c field : $H_{sh} \in [240; 274]$ mT. However, the maximum magnetic field observed so far is in the range $H_{c,max} = 152$ mT for the best 1.3 GHz Nb cavities. This field is lower than the critical field H_{c1} above which the superconductor breaks up into divided normal and superconducting zones ($H_{c1} \leq H_c$). Thermal instabilities are responsible for this low value. In order to reach H_{sh} before thermal breakdown, high power short pulses are used. The cavity needs then to be strongly overcoupled. The dedicated test bed has been built from the collaboration between Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN)- Sezione di Genoa, and the Service d'Etudes et Réalisation d'Accélérateurs (SERA) of Laboratoire de l'Accélérateur Linaire (LAL). The maximum magnetic field, $H_{rf,max}$, measurements on INFN cavities give lower results than the theoretical speculations and are in agreement with previous results.

The superheating magnetic field is linked to the magnetic penetration depth. This superconducting characteristic length can be used to determine the quality of niobium through the ratio between the resistivity measured at 300 K and 4,2 K in the normal conducting state (RRR). Results have been compared to previous ones and agree pretty well. They show that the RRR measured on cavities is surfacial and lower than the RRR measured on samples which concerns the volume.

Keywords : Superconductivity
Electromagnetism
Niobium
Accelerating cavities
Radiofrequency
Superheating magnetic field
Penetration depth