



HAL
open science

Etude d'une cavite accélératrice supraconductrice Spoke pour les accélérateurs de protons de forte intensité

Guillaume Olry

► **To cite this version:**

Guillaume Olry. Etude d'une cavite accélératrice supraconductrice Spoke pour les accélérateurs de protons de forte intensité. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2004. Français. NNT : . tel-00005985

HAL Id: tel-00005985

<https://theses.hal.science/tel-00005985>

Submitted on 28 Apr 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.

**Université Paris 7- Denis Diderot
U.F.R de Physique**

Année

THESE

pour l'obtention du Diplôme de

DOCTEUR ès Sciences

DE L'UNIVERSITE PARIS 7

par

Guillaume OLRV

**Etude d'une cavité accélératrice supraconductrice Spoke pour les
accélérateurs de protons de forte intensité**

Soutenue le 1^{er} Avril 2003 devant la commission d'examen :

M. Tomas JUNQUERA

M. Marcel LIEUVIN

M. Alex C. MUELLER, Directeur de thèse

M. Marco NAPOLITANO, Rapporteur

M. Henri SAFA, Rapporteur

M. François VANNUCCI, Président

REMERCIEMENTS

Je souhaiterais remercier très sincèrement Alex C. Mueller d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse, de m'avoir encouragé et suivi durant ces trois années passées à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

Je voudrais ensuite exprimer toute ma reconnaissance à Tomas Junquera pour m'avoir accueilli au sein du service de Technologie des Accélérateurs. Son aide et ses conseils ont grandement participé à l'accomplissement de ce travail.

Je tiens à remercier François Vannucci d'avoir accepté d'être président du jury. J'exprime également ma profonde gratitude à Henri Safa et Marco Napolitano qui ont accepté la difficile tâche d'être les rapporteurs de ce mémoire. Je remercie grandement Marcel Lieuvin d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je souhaite remercier très chaleureusement Jean Lesrel pour m'avoir guidé et soutenu pendant tout le déroulement de cette thèse. Ses précieux conseils et ses remarques avisées ont été pour moi une source d'apprentissage, de motivation et de curiosité incessante durant ces trois années.

J'adresse un très grand merci à toutes les personnes de la Division Accélérateurs qui ont collaboré de près ou de loin à cette thèse, pour leurs conseils, leur bonne humeur et leur soutien : Sébastien Bousson, Jean Luc Biarrotte, Hervé Saugnac, Mohammed Fouaidy, Jean Louis Coacolo, François Launay, Philippe Blache, Sébastien Blivet, François Galet, Philippe Szott, Jean-François Yaniche, Christophe Miélot, Daniel Ruffier, Frédéric Chatelet, Alain Le Goff, Jean-Claude Le Scornet, Joël Arianer, Christian Commeaux, Jean-Pierre Thermeau, Christophe Joly, Huimin Gassot, Karine Lesrel, Fabien Doizon, Michèle Arianer, Odile Lépozé et à tous ceux que j'oublie...

Je remercie également Bruno Leluan du LAL d'Orsay pour sa collaboration à cette étude ainsi que toutes les personnes que j'ai pu côtoyer au CEA de Saclay.

Je remercie enfin mes parents, ma famille et surtout Magali pour m'avoir soutenu durant ces années et partagé mes petits soucis.

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I: INTRODUCTION	15
<u>Plan de la thèse</u>	<u>16</u>
<u>L'importance des accélérateurs</u>	<u>19</u>
1. La recherche fondamentale	20
<i>La physique des particules</i>	20
<i>La physique nucléaire</i>	22
2. Les applications dans le domaine médical	24
<i>La thérapie par irradiation (ou radiothérapie)</i>	24
<i>Les radio-isotopes</i>	26
3. Les applications industrielles	27
<i>La recherche appliquée</i>	27
<i>La production</i>	28
4. L'énergie	30
<i>La fusion</i>	30
<i>Les ADS</i>	31
CHAPITRE II: LES PROJETS EUROPEENS EURISOL ET XADS	33
1. EURISOL : EUROpean Isotope Separation On-Line	35
2. XADS : eXperimental Accelerator Driven System	37

**CHAPITRE III: LES CAVITES SUPRACONDUCTRICES DANS LES
ACCELERATEURS LINEAIRES RF 41**

Cavités accélératrices et supraconductivité 43

1. Les cavités accélératrices 43

Rôle et principe de fonctionnement d'une cavité 43

Champ accélérateur E_{acc} et gain d'énergie 48

Les champs électrique et magnétique de surface E_s et B_s 51

Le facteur de qualité Q_0 et le facteur géométrique G 51

L'impédance shunt r et le rapport r/Q_0 53

2. La supraconductivité 53

Qu'est ce qu'un supraconducteur ? 54

Les théories 57

La supraconductivité appliquée aux cavités accélératrices 64

La résistance de surface 64

Quel matériau ? 65

Quelle température de fonctionnement ? 68

L'accélérateur linéaire RF 71

1. Petit historique 71

L'origine 71

Le premier accélérateur linéaire RF 71

Des avancées technologiques majeures 73

2. Principe de fonctionnement d'un linac RF 74

La source de particules 75

Les structures accélératrices et les éléments de focalisation 77

<i>Les structures chaudes en cuivre</i>	79
<i>Les structures supraconductrices</i>	82
<i>Le système RF</i>	88
<i>Les sources de puissance</i>	88
<i>Les coupleurs de puissance</i>	89
<i>Les systèmes de vide et de refroidissement</i>	90
<u>Les cavités supraconductrices « faible bêta »</u>	<u>91</u>
<i>Les cavités demi-onde ($0.1 < \beta < 0.4$)</i>	91
<i>Les cavités « ladder » ($0.1 < \beta < 0.2$)</i>	93
<i>Les cavités CH ($\beta=0.1$)</i>	95
<i>Les cavités « réentrantes » ($\beta > 0.1$)</i>	96
<i>Les cavités spoke ($0.15 < \beta < 0.45$)</i>	97
CHAPITRE IV: ETUDE DE LA CAVITE SPOKE $\beta 0.35$	103
<u>Introduction</u>	<u>105</u>
1. Avantages des cavités spoke	105
<i>La supraconductivité</i>	105
<i>La fiabilité et la flexibilité du linac</i>	106
<i>La rigidité mécanique</i>	108
<i>Le couplage inter-cellules</i>	109
<i>Steering et multipacting</i>	109
<i>La fabrication</i>	110
2. Détermination des principales caractéristiques	110

<i>La fréquence</i>	110
<i>Le nombre de cellules (ou gaps) et le bêta géométrique</i>	111
<u>Etude RF</u>	<u>114</u>
1. Benchmark avec une cavité pillbox	115
<i>Analyse des calculs</i>	116
2. Optimisation de la géométrie	120
<i>Géométrie de départ et conventions</i>	120
<i>Etude sur la barre centrale</i>	122
<i>Configuration des champs électriques et magnétiques</i>	122
<i>Minimisation de E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc}</i>	124
<i>Analyse des résultats</i>	126
3. Calcul des paramètres RF de la cavité spoke	131
<i>Les paramètres RF</i>	135
<i>Le champ électrique sur l'axe faisceau</i>	135
<i>Gain d'énergie</i>	136
<i>Champs électriques et magnétiques dans la cavité</i>	137
<i>Le couplage RF</i>	140
<u>Etude mécanique</u>	<u>145</u>
1. Introduction aux calculs	148
<i>Comportement d'un matériau soumis à une force</i>	148
<i>Le logiciel ACORD</i>	150
2. Analyse de structure	152
<i>Cavité soumise à une pression de 1 bar</i>	152
<i>Rigidification de la cavité</i>	152

<i>Épaisseur de la cavité</i>	154
<i>Cavité soumise à un déplacement</i>	157
<i>Rigidité de la cavité</i>	157
<i>Modes de vibrations mécaniques</i>	158
CHAPITRE V: FABRICATION ET MESURES EXPERIMENTALES	161
<u>Fabrication de la cavité spoke $\beta 0.35$</u>	<u>163</u>
1. La matière première : le niobium	163
2. Le processus de fabrication	166
<i>Spécification de soudage</i>	166
<i>Formage et soudage des différentes pièces</i>	166
3. Les contrôles dimensionnels	172
<i>Concernant la cavité spoke $\beta 0.35$</i>	173
<u>Les mesures expérimentales « à chaud »</u>	<u>176</u>
1. Les mesures de fréquence	176
<i>Le mode fondamental</i>	176
<i>Les modes supérieurs</i>	177
2. Calcul du facteur de qualité Q_0	179
<i>Relation entre Q_0 et les facteurs de qualité Q_L, Q_i et Q_t</i>	179
<i>Mesure de Q_L</i>	180
<i>Mesure de Q_i et Q_t</i>	180
<i>Résultats des mesures</i>	182
<i>Le mode fondamental</i>	182

<i>Les modes supérieurs</i>	184
<i>Coefficient de couplage</i>	184
3. Calcul des longueurs d'antennes	185
<i>Technique de calcul</i>	186
<i>Mesures</i>	186
4. Profil du champ électrique accélérateur sur l'axe	188
<i>La méthode des perturbations</i>	188
<i>Mesure de $\Delta\omega$</i>	190
<i>Le dispositif expérimental</i>	190
<i>Calibrage de la position de la bille</i>	191
<i>Résultats des mesures</i>	192
5. Mesures de la variation de fréquence de la cavité lors de la mise sous vide	193
<i>Dispositif expérimental</i>	193
<i>Mesures</i>	194
<i>Conclusions</i>	195
6. Mesures de la sensibilité au tuning et de la rigidité de la cavité	195
<i>Sensibilité au tuning</i>	195
<i>Dispositif expérimental et mesures</i>	195
<i>Résultats</i>	195
<i>Rigidité</i>	197
<i>Dispositif expérimental</i>	197
<i>Mesures</i>	197
<i>Comparaison $K_{mesures}$ et $K_{calculs}$</i>	200

**CHAPITRE VI: CONTROLE 3D GEOMETRIQUE DE CAVITES
ELLIPTIQUES** 201

1. Introduction 203

2. Les mesures de profils externes 206

Description de la technique de mesure 206

« Découpage » de la cavité 208

Détermination de l'origine 208

Analyse des résultats 210

3. Les mesures d'épaisseur 210

4. Calculs des profils internes 212

Résultats détaillés des mesures 215

5. Simulations en 2D avec URMEL 216

Analyse des résultats 220

6. Reconstruction en 3D de la cavité A101 et « tentative » de simulation avec
MAFIA 221

Nouveau « découpage » de la cavité 221

Simulations 222

Conclusion 223

**CHAPITRE VII: TESTS A FROID DE LA CAVITE SPOKE β 0.35 ET
PERSPECTIVES** 225

Tests de la cavité à 4.2 K 227

1. Préparation de l'expérience 227

<i>A propos du cryostat vertical de test</i>	227
<i>Préparation de la cavité</i>	228
2. Résultats du test	231
<i>1^{re} série de mesures : janvier 2003</i>	232
<i>2^{me} série de mesures : mars 2003</i>	237
<u>Perspectives sur l'étude des cavités spoke</u>	238
1. Cavité spoke $\beta 0.15$	238
<i>Géométrie de la cavité</i>	238
<i>Paramètres RF</i>	240
<i>Tenue mécanique</i>	241
<i>Fabrication de la cavité</i>	241
2. Concept du cryomodule	241
<i>Schéma général</i>	242
CHAPITRE VIII : CONCLUSION	245
BIBLIOGRAPHIE	249

« Emotions are alien to me. I'm a scientist. »

Mr. SPOCK, The side of paradise, Star Trek, 3417.3.

CHAPITRE I

INTRODUCTION



Plan de la thèse

Nous commencerons ce mémoire par un « tour d’horizon » des applications directement liées aux accélérateurs. Nous essaierons de montrer, à cette occasion, l’impact de ces Très Grands Equipements* sur le monde scientifique, mais aussi médical ou encore industriel.

Nous présenterons dans le second chapitre, les deux projets européens EURISOL et XADS†, auxquels sont directement rattachés les travaux effectués durant ces trois années de thèse.

Dans le chapitre III, nous présenterons de manière générale les principaux éléments constituant un accélérateur linéaire. Nous consacrerons une partie de ce chapitre aux cavités accélératrices supraconductrices dite de « faible bêta‡ » qui font actuellement l’objet d’importants efforts de recherche et développement dans de nombreux laboratoires. Nous aborderons également les notions de base de la supraconductivité et décrirons les principaux paramètres RF (Radio Fréquence) que l’on utilise pour caractériser les performances des cavités.

Le chapitre IV sera entièrement dédié à l’étude qui a été menée à l’Institut de Physique Nucléaire (IPN) durant ces deux dernières années sur les cavités spoke. Nous présenterons les résultats des simulations électromagnétiques qui ont permis l’optimisation des paramètres RF et l’étude mécanique portant sur la tenue de ces cavités lorsqu’elles sont soumises aux contraintes du vide et du bain d’hélium.

Nous parlerons, dans le chapitre V, de la fabrication de la première cavité spoke ainsi que des premiers tests RF et mécaniques réalisés à température ambiante, dès sa réception.

Les bonnes performances d’une cavité, que ce soit du point de vue RF (i.e. obtenir un champ accélérateur maximal) mais aussi mécanique (i.e. bonne tenue aux contraintes), sont souvent liées au soin et à la qualité apportés à leur fabrication. A cet effet, nous présenterons dans le chapitre VI, une étude originale réalisée sur le contrôle en 3D de la géométrie de cavités elliptiques, permettant

* Le terme de Très Grands Equipements (TGE) est la dénomination officielle adoptée en France au niveau gouvernemental pour désigner les installations scientifiques de grande envergure et donc par conséquent les accélérateurs tels que celui du GANIL (Grand Accélérateur d’Ions Lourds) à Caen, SOLEIL (Source Optimisée de Lumière Intermédiaire du Lure) en construction à Saclay ou encore l’ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) à Grenoble.

† EURISOL : EURopean Isotope Separation On-Line, XADS : eXperimental Accelerator Driven System.

‡ On définit généralement les cavités supraconductrices suivant deux critères : leur nom bien entendu (déterminé par exemple à partir leur forme propre : cavité *elliptique*, *réentrante*...) et la vitesse des particules qu’elles sont censées accélérer (i.e. leur « bêta géométrique »). Nous reviendrons plus en détails sur ces notions dans le chapitre III.

d'expliquer et de retrouver par les simulations, les écarts de fréquence observés pendant les mesures.

Dans le chapitre VII, nous présenterons et commenterons les résultats obtenus lors des tests à basse température effectués sur la cavité spoke $\beta 0.35$ et montrerons les premières réflexions qui sont actuellement menées sur la conception générale d'une section accélératrice (appelée « cryomodule »), constituée de nouvelles cavités spoke $\beta 0.15$ et de ses éléments associés (tank hélium, système d'accord à froid, coupleur de puissance...).

Le chapitre VIII sera consacré à la conclusion de ce mémoire

L'importance des accélérateurs

Que ce soit dû aux nombreuses découvertes passées (mais aussi futures, espérons-le) de nouvelles particules, aux avancées techniques industrielles, aux progrès réalisés en médecine, biologie ou chimie, il apparaît clairement que les accélérateurs jouent un très grand rôle dans la compréhension et l'amélioration du monde qui nous entoure [1].

Les champs d'applications que permettent de couvrir les accélérateurs de particules (qu'ils soient linéaires ou circulaires, accélérant des leptons ou des hadrons) sont nombreux et variés (voir les quelques exemples dans le Tableau 1.1) et touchent quasiment toutes les branches de la science : la physique, la chimie, la biologie, la médecine, la géologie, la cosmologie, l'astrophysique, les sciences environnementales (études sur la pollution ou en agriculture par exemple)... Aujourd'hui, plus de 15000 accélérateurs sont en service à travers le monde (on en recensait environ 10000 en 1994 [2]). Plus de la moitié de ces accélérateurs est dédiée à ce que l'on peut appeler globalement les processus de modifications (stérilisation, polymérisation, implantation d'ions, irradiation de matériaux...), tandis qu'un tiers d'entre eux sont des accélérateurs à électrons pour la radiothérapie.

Tableau 1.1 : Exemples d'applications.

DOMAINES	APPLICATIONS	Nombre d'accélérateurs
Recherche fondamentale et appliquée	Physique des particules Physique nucléaire Source de photons Source de neutrons	~ 200
Médecine	Radiographie Thérapie Production d'isotopes	> 6000
Industrie	Lithogravure Implantation d'ions Stérilisation	> 8500
Secteur énergétique	Accelerator Driven System (ADS) Fusion	projets

À la vue de ces chiffres, nous n'allons évidemment pas exposer une liste exhaustive de toutes les expériences et applications dans les quatre domaines cités dans le tableau, mais nous nous attacherons à présenter, dans chacun d'entre eux, celles qui nous semblent très pertinentes.

1 La recherche fondamentale

La grande voie de recherche qui, historiquement, a été mise à l'honneur par l'exploitation d'accélérateurs, est celle liée à la physique subatomique (comprenant la physique des particules et la physique nucléaire). Depuis maintenant plus d'un demi-siècle, ces accélérateurs se sont révélés être de formidables outils permettant de sonder, d'étudier et de comprendre la matière et ses plus petits constituants.

La physique des particules.....

A titre d'exemple, nous pouvons mentionner la découverte de l'antiproton en 1955 par O. Chamberlain et E.G. Segrè avec le Bevatron du LBNL* [3], celle en 1974 du méson J/psi† [4] qui a apportée la preuve de l'existence d'un quatrième quark (appelé « charme »), celle en 1983 au CERN‡, par C. Rubbia et son équipe [5], des bosons intermédiaires W et Z apportant ainsi la confirmation expérimentale de la théorie électrofaible et, plus récemment, en 1995, la mise en évidence avec le Tevatron de Fermilab du quark Top [6], une des dernières pièces manquantes du Modèle Standard.

A l'heure actuelle, les recherches en physique des particules se focalisent sur :

- La préparation à la découverte et à la mesure des propriétés du boson de Higgs, ainsi qu'à la recherche de nouvelles particules.
- La compréhension du mécanisme de violation de la symétrie matière/antimatière observée dans l'Univers (violation de CP).
- Les études sur les neutrinos.

Sur ces trois points existe un fort potentiel de découverte et se concentrent les efforts de très grands laboratoires dans l'analyse, le développement et l'amélioration d'expériences en cours, mais surtout dans la préparation et l'installation des nouvelles expériences auprès du LHC§ [7] (voir

* Lawrence Berkeley National Laboratory (USA).

† Cette particule a été découverte, la même année, par S. Ting et B. Richter auprès des accélérateurs respectifs de Brookhaven et de Stanford (USA) dans deux expériences indépendantes. Ting la « baptisa » J et Richter psi. En comparant leurs résultats, ils conclurent qu'ils avaient identifié la même particule et l'appelèrent donc J/psi.

‡ Centre Européen de Recherches Nucléaires.

§ Large Hadron Collider : nouveau collisionneur proton-proton qui devrait entrer en service en 2007. L'énergie au centre de masse sera de 14 TeV pour une luminosité de 10^{34} cm⁻² s⁻¹.

Figure 1.1 : ATLAS et CMS pour l'étude du boson de Higgs, LHCb pour l'étude de la violation de CP et CNGS pour etudier les oscillations des neutrinos).

Depuis 1999, plusieurs équipes regroupant des centaines de physiciens étudient la violation de CP en analysant les désintégrations des mésons « beaux » produites dans les collisions électron-positron dans les expériences BABAR [8] au SLAC auprès de l'accélérateur PEP-II (USA) et BELLE [9] au KEK avec l'accélérateur KEK-B (Japon). A Fermilab, grâce à une amélioration de la luminosité du Tevatron, l'expérience D0 est menée pour la découverte du boson de Higgs, « la clé de voûte » du modèle standard. Même si le Tevatron offre une réelle possibilité d'arriver à ce but (mais dans une fenêtre de masse très limitée), il semble appartenir au LHC de découvrir et d'établir les propriétés du boson de Higgs ainsi que l'existence de particules supplémentaires (dites supersymétriques) prédites par de nombreux modèles.

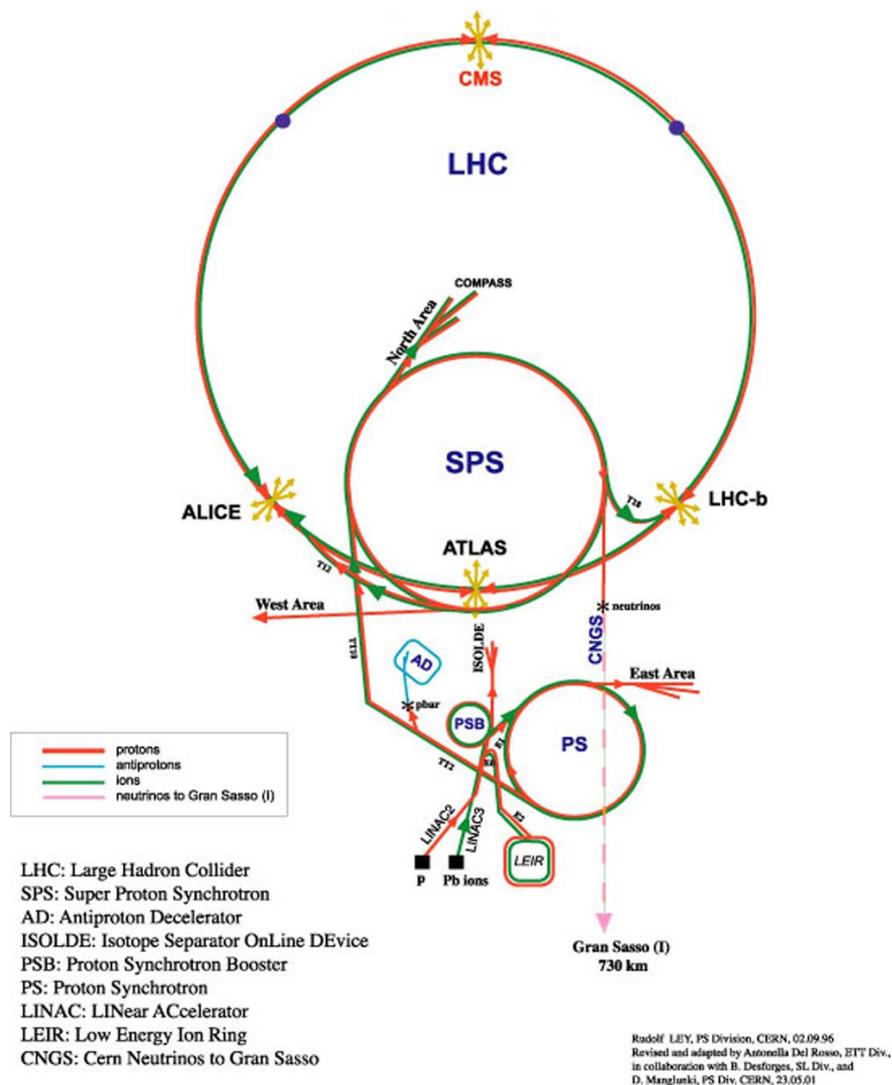


Figure 1.1 : Les différents accélérateurs au CERN (l'échelle n'est pas respectée).

Toutefois, il apparaît que le LHC ne pourra pas fournir toutes les réponses avec la précision demandée par ce type de physique. C'est pourquoi, la communauté internationale s'interroge dès maintenant sur de futurs collisionneurs utilisant des leptons. Il ressort de ces études qu'un collisionneur linéaire électron-positron d'au moins 500 GeV dans le centre de masse est nécessaire. Dans cette optique, plusieurs projets existent déjà : TESLA* [10] en Allemagne, NLC† aux Etats-Unis ou CLIC‡ au CERN.

La physique nucléaire

Contrairement à la physique des particules où, globalement, à un accélérateur correspond une recherche particulière sur une particule, les découvertes faites en physique nucléaire n'ont pas eu lieu grâce à un accélérateur construit spécialement pour telle ou telle recherche, mais sur une multitude d'installations de taille et d'énergie généralement assez modestes (comparées au CERN par exemple). La physique nucléaire, qui étudie la structure, les propriétés et les interactions du noyau, comprend trois domaines majeurs :

- La physique du noyau.
- La physique hadronique ou l'étude de la structure des nucléons et des mésons.
- L'étude du plasma de quarks-gluon.

Les principales expériences effectuées en physique du noyau cherchent aujourd'hui à déterminer les limites de la stabilité de la matière nucléaire, à comprendre la formation des éléments de l'Univers à travers les divers processus de nucléosynthèse, à étudier le comportement du noyau dans des états extrêmes de spin et d'isospin ou encore à connaître les éléments liés les plus lourds. De telles études ont actuellement lieu au GANIL (France), au CERN-ISOLDE§, à RIKEN (Japon), à Oak Ridge et MSU** (USA), à Dubna (Russie), à TRIUMF (Canada) ou encore à GSI (Allemagne) pour ne citer que des installations majeures. Alors que les expériences ont récemment débuté au GANIL avec SPIRAL††, le post-accélérateur de faisceaux radioactifs (appelés aussi faisceaux « exotiques »), des

* TeV Energy Superconducting Linear Accelerator : projet international de collisionneur linéaire de 33 km de long, regroupant 46 institutions de 11 pays ($E_{cm}=500$ GeV avec un « upgrade » prévu à 800 GeV, $L \approx 10^{34}$ cm² s⁻¹).

† Next Linear Collider.

‡ Compact Linear Collider.

§ ISOLDE est une installation de production d'ions radioactifs par séparation isotopique en ligne.

** Michigan State University.

†† Séparateur et Post-accélérateur d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne.

projets d'extension à court terme sont déjà à l'étude (projet LINAG [12]). De plus, de même qu'en physique des particules avec l'« après LHC », des réflexions se portent déjà sur des projets d'accélérateurs de faisceaux exotiques de nouvelle génération, comme les projets RIA* aux Etats-Unis ou EURISOL en Europe (Figure 1.2).

La physique hadronique s'intéresse, quant à elle, à la compréhension de la structure du nucléon et à la description quantitative du confinement des quarks à l'aide de la Chromodynamique Quantique (appelée QCD : théorie des interactions fortes). A titre d'exemple, des études sont menées auprès de l'accélérateur CEBAF† (USA), à GSI dans l'expérience HADES‡, ou encore à l'ESRF avec GRAAL§.

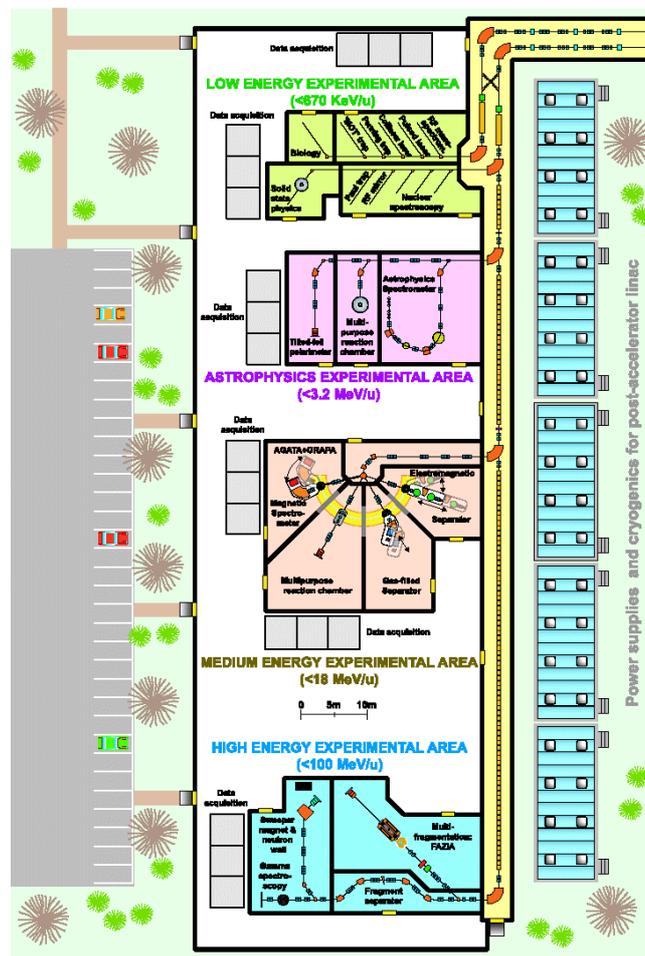


Figure 1.2 : Dessin d'étude des aires expérimentales du projet EURISOL.

* Rare Isotope Accelerator.

† Continuous Electron Beam Accelerator Facility.

‡ High Acceptance DiElectrons Spectrometer.

§ Grenoble Anneau Accélérateur Laser : expérience de photoproduction de mésons.

Enfin, le plasma de quarks et de gluons, état de la matière lors des premiers instants de l'Univers, est étudié dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Les premières indications ont été obtenues au SPS* du CERN (expérience NA50 [11]) et se poursuivront auprès du nouveau collisionneur RHIC† à Brookhaven (USA) avec, par exemple, les expériences STAR et PHENIX. Contrairement aux deux précédents domaines, on peut noter une tendance vers l'utilisation des hautes énergies pour l'étude du plasma quark-gluon. En apporte la preuve le LHC, qui sera un formidable outil pour la physique des ions lourds avec l'expérience ALICE.

2 Les applications dans le domaine médical _____

Nous allons illustrer dans ce paragraphe, deux applications qui ont un impact direct sur la population, à savoir : le traitement et le diagnostic de certains cancers. Le cancer est, de nos jours, la seconde cause de mortalité dans les pays industriels (d'après les statistiques, une personne sur trois développera dans sa vie une forme de cancer). Actuellement, les traitements thérapeutiques par irradiation permettent de traiter plus de 50% des cancers pouvant être soignés‡. Il semble dès lors très intéressant de montrer cette autre facette offerte par les accélérateurs car il apparaît clairement que, de plus en plus, les recherches effectuées dans le monde des accélérateurs répondent (ou cherchent à répondre pour le moins) aux demandes de la société.

La thérapie par irradiation (ou radiothérapie)

La radiothérapie utilise différents types de rayonnements dont la caractéristique commune est de produire des ionisations dans le milieu qu'ils traversent et de provoquer la mort cellulaire par atteinte de l'ADN. Grâce à de nombreuses recherches en biologie moléculaire, cette méthode, appliquée au traitement des cellules cancérigènes, est maintenant opérationnelle et permet de traiter, par exemple, plusieurs centaines de patients par an en France.

L'aspect essentiel de ce moyen de thérapie réside dans le contrôle de la dose déposée au sein de la tumeur, tout en ne causant pas (ou peu) de dommages aux tissus sains voisins. Il est pour cela important de connaître les caractéristiques d'absorption des particules utilisées (voir figure 1.3), mais également de pouvoir bénéficier d'une définition très précise en 3D de la forme de la tumeur à

* Super Proton Synchrotron : actuellement à l'arrêt dû à la construction du LHC, il fut utilisé comme collisionneur proton-antiproton mais aussi comme injecteur du LEP (Large Electron Positron collider).

† Relativistic Heavy Ion Collider.

‡ Actuellement, il est possible de soigner avec succès environ 50% des cancers. Le verbe « soigner » signifie ici que les chances de survie après traitement sont supérieures à 5 ans...

traiter. Ceci est maintenant possible par tomographie grâce aux radio-isotopes, ou par imagerie par résonance magnétique nucléaire (IRM).

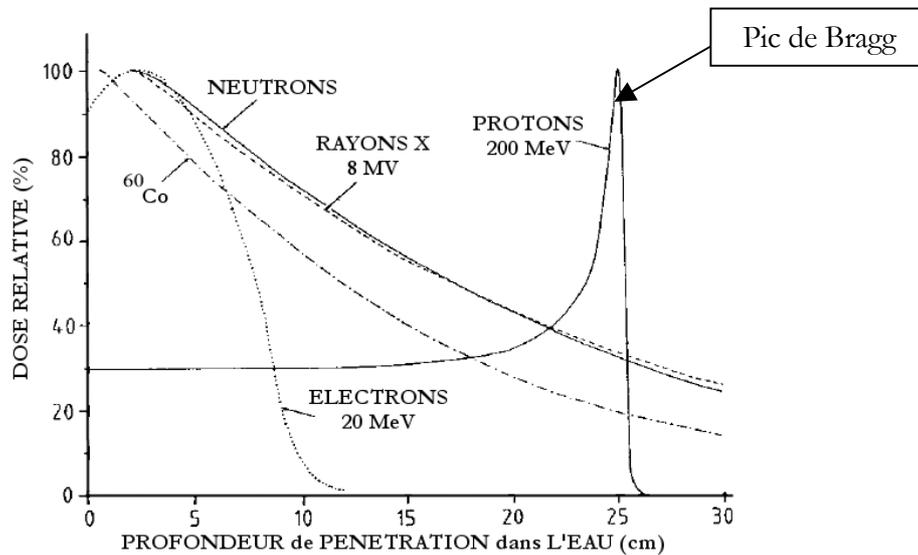


Figure 1.3 : Comparaison des dépôts de dose pour différentes particules.

On distingue habituellement deux types de radiothérapie : la thérapie dite « conventionnelle » par faisceaux de photons (rayons X ou γ) et faisceaux d'électrons, et l'hadronthérapie utilisant des faisceaux de protons, d'ions et de neutrons.

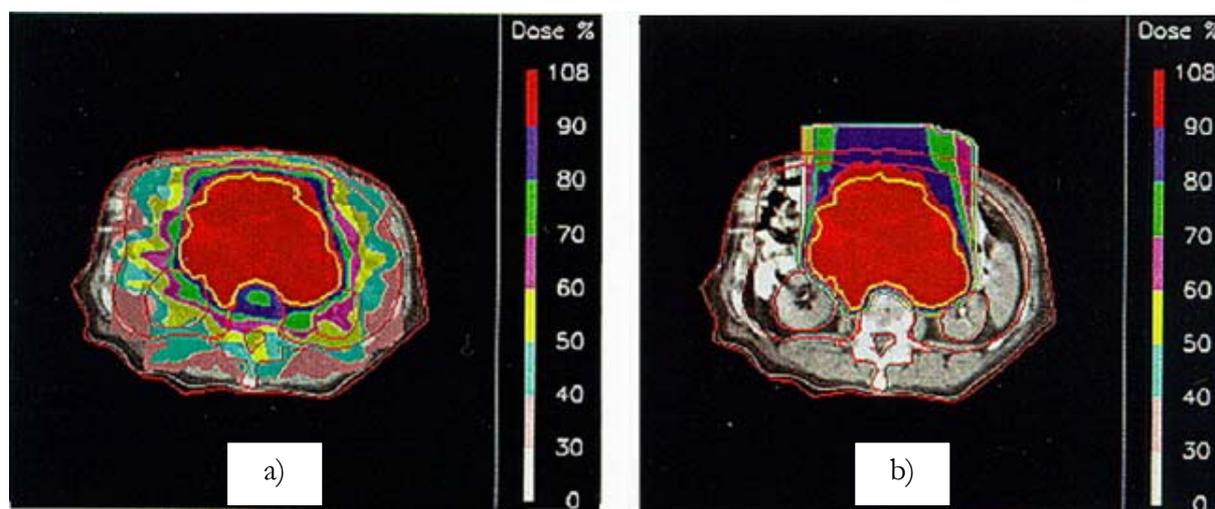
A l'heure actuelle, la grande majorité des cancers est traitée par rayons X (~50% en Europe par exemple) et par faisceaux d'électrons en utilisant de petits linacs* à électrons (d'énergie variable : 5-30 MeV). A ces énergies, les électrons ne permettent de traiter que des tumeurs situées peu en profondeur (jusqu'à une dizaine de cm), contrairement aux faisceaux de photons dont le dépôt de dose exponentiel permet d'atteindre des zones plus éloignées (comme illustré sur la Figure 1.3). Le principal désavantage des traitements par rayons X vient précisément de cette distribution exponentielle qui provoque également des dommages aux tissus sains avoisinants. Notons que de récentes techniques (appelée thérapie CTR : Conformal Therapy Radiation), utilisant le croisement de plusieurs faisceaux ont été mises au point pour contrebalancer ce problème.

L'hadronthérapie [13] est basée sur l'exploitation d'accélérateurs† de protons (70-250 MeV) ou ions (néon, cobalt, carbone...). Comparée aux techniques « classiques » de thérapie par électrons ou

* Nous ne manquerons d'employer ce fameux anglicisme (contraction des mots LINear et ACcelerator) pour désigner un accélérateur linéaire. Concernant ces linacs à électrons, plus de 5000 sont actuellement en service dont plus de la moitié aux Etats-Unis.

† Cyclotrons, synchrotrons ou synchrocyclotrons.

photons, elle permet de traiter des cancers en profondeur avec davantage de souplesse et de précision grâce à l'existence du pic de Bragg (exemple pour les protons sur la Figure 1.3). Les dépôts de dose peuvent être contrôlés de façon millimétrique, tout en préservant au maximum les tissus sains en surface (voir Figure 1.4 ci-dessous). A titre d'exemple, depuis maintenant près de 50 ans (les premières thérapies ont commencées en 1954 aux USA), plus de 30 000 patients ont été traités par protonthérapie [14].



Figures 1.4 : Traitement d'une tumeur au niveau du pancréas. a) traitement par rayons X (multi-faisceaux croisés), b) traitement par faisceau de protons. La tumeur à traiter est délimitée par le trait jaune. Le dépôt de dose est maximal dans les zones en rouge et minimum dans celles en blanc.

Historiquement, la plupart des installations sont situées dans les centres de recherche nucléaire comme par exemple le Centre de Protonthérapie d'Orsay (CPO). Depuis maintenant une dizaine d'années, des centres hospitaliers entièrement dédiés à l'hadronthérapie ont été construits. Citons par exemple : les centres LLMC en Californie (premier centre hospitalier de protonthérapie en 1990) et HIMAC au Japon (plusieurs milliers de patients traités avec des ions carbone). A ce propos, mentionnons le projet d'hadronthérapie ETOILE* en France [15].

Les radio-isotopes

Les isotopes radioactifs sont utilisés pour effectuer des diagnostics précis de localisation de tumeurs cancéreuses (tomographies PET ou SPECT[†]), mais également à des fins thérapeutiques (BNCT[‡],

* Espace de Traitement Oncologique par Ions Légers Européen.

† Positron Emission Tomography et Single Photon Emission Computed Tomography. Les images utilisant la tomographie PET ont une meilleure résolution.

‡ Boron Neutron Capture Therapy : méthode utilisée pour traiter certains types de cancer en particulier dans le cerveau.

brachythérapie*...). Mentionnons à titre d'exemple, les isotopes ^{11}C , ^{18}F , ^{15}N et ^{15}O utilisés en tomographie PET pour l'observation du débit sanguin ou la consommation du glucose, le ^{121}Tl en scintigraphie du myocarde, le ^{123}I pour l'étude de la thyroïde... Seuls à peu près 20% de ces isotopes sont produits au moyen de cyclotrons à protons (d'énergie 10-20 MeV pour les traceurs utilisés en tomographie jusqu'à une centaine de MeV pour les autres), le reste étant produit auprès de réacteurs. Ces accélérateurs sont désormais construits et livrés « clé en main » par des fabricants spécialisés tels que CTI (USA), IBA (Belgique) ou Ebco (Canada).

3 Les applications industrielles

Les secteurs industriels utilisant les accélérateurs comme outils de recherche, de développement et de production sont nombreux. A titre d'exemple, nous pouvons citer : l'industrie pharmaceutique, métallurgique, pétrochimique, alimentaire, aéronautique, ou celle des cosmétiques, de la microélectronique, de la construction, de l'automobile...

La recherche appliquée.....

Les sources de neutrons de spallation et les sources de rayonnement synchrotron[†] sont couramment utilisées pour effectuer des recherches en chimie et biologie sur les systèmes complexes tels que les protéines, l'ADN ou les molécules en général. Certaines techniques d'analyse permettent d'étudier la structure même des molécules avec une précision de quelques Angströms pour des calculs de masse (par exemple pour un dosage de molécules dans les médicaments) ou des modélisations en 3D (Figure 1.5-a)). Des tests de fatigue ou de vieillissement sont également réalisés sur des structures métalliques (rails de train, turbines de réacteurs d'avions ou éléments d'un pont par exemple). Des recherches poussées sont faites sur les matériaux de construction comme le ciment (étude des phases intermédiaires lors de sa formation) ou encore sur les matériaux composites utilisés dans l'industrie automobile par exemple. Signalons enfin que le rayonnement neutronique et le rayonnement synchrotron s'avèrent être, dans bien des cas, des moyens d'études très complémentaires (par exemple en radiographie, voir Figure 1.5-b)).

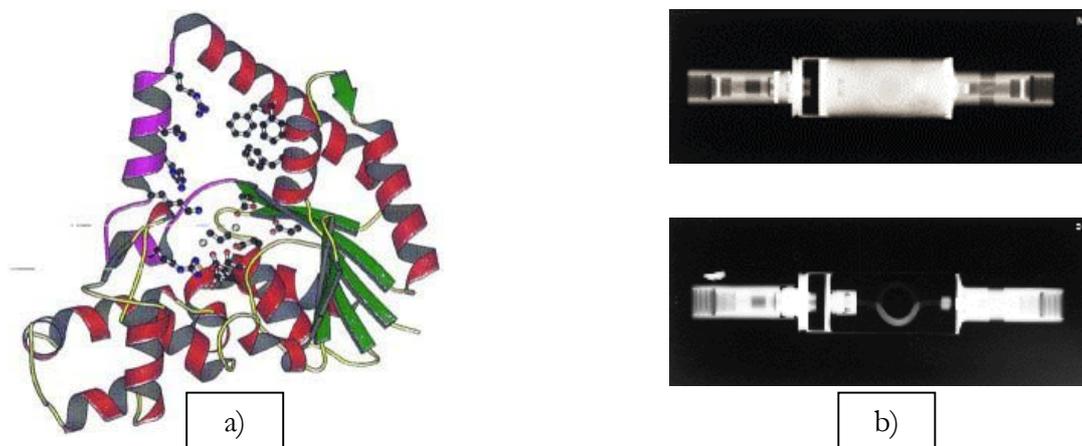
Les secteurs d'applications avec de telles sources sont très variés et la demande augmente sans cesse. Ainsi, la construction de nouvelles installations, comme SNS[‡] [16] aux Etats-Unis et SOLEIL

* Traitement du cancer qui consiste à implanter, grâce à une intervention chirurgicale, des sources radioactives dans la tumeur elle-même, diminuant ainsi les doses d'irradiations sur les tissus sains environnants.

† Rayonnement intense de photons émis de l'infrarouge aux rayons X par effet Brehmstrahlung à chaque déviation du faisceau d'électrons circulant dans l'anneau de stockage

‡ Spallation Neutron Source : son démarrage est prévu pour 2006.

[17] en France (Figures 1.7 et 1.8), s'avère indispensable et devrait permettre de nouvelles avancées majeures (notamment dans les technologies de pointes comme l'informatique et l'électronique).



Figures 1.5 : a) Reconstruction en 3D par diffraction X à l'ESRF d'une protéine [18], b) comparaison d'une neutronographie (en haut) et d'une radiographie X (en bas) d'une pièce de la fusée ARLANE [19] (Photo Dassault-Aviation).

La production

Rappelons tout d'abord que l'utilisation d'accélérateurs dans la production industrielle représente la majeure partie des accélérateurs actuellement en service dans le monde (voir Tableau 1.1). Ces accélérateurs sont de taille assez modeste (contrairement aux accélérateurs destinés à la recherche fondamentale) et généralement affectés à une tâche bien spécifique : pour l'implantation d'ions dans la fabrication des semi-conducteurs en microélectronique [20], dans le secteur de l'alimentation pour la stérilisation, la pasteurisation ou la désinfection de certains produits (Figure 1.6).

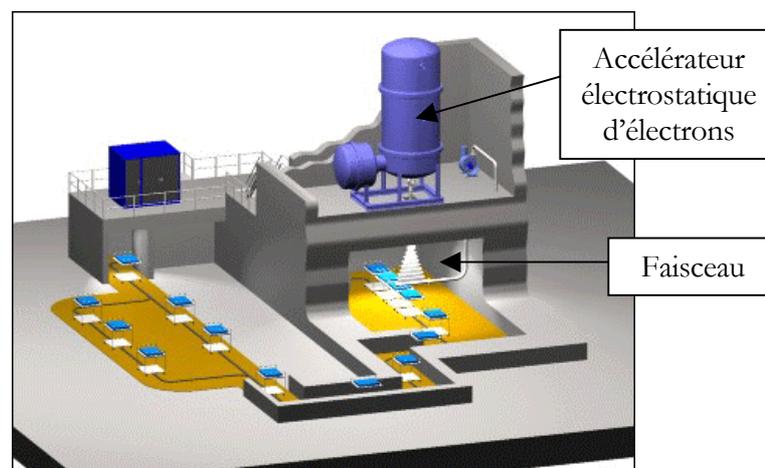


Figure 1.6 : Exemple typique d'une installation d'irradiation d'aliments [21] (Photo IBA).



Figure 1.7 : Vue aérienne de SNS. Remarquons l'importance du Linac ($L=331\text{ m}$).

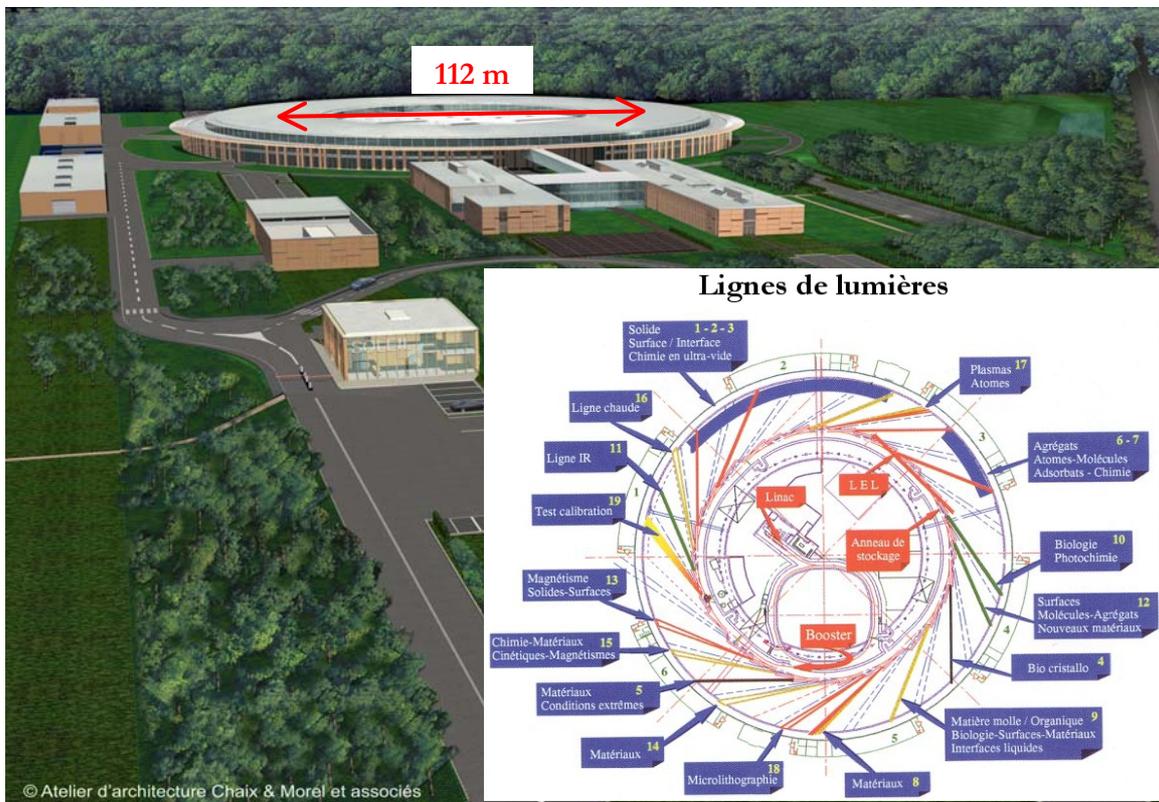


Figure 1.8 : Plan d'architecte des bâtiments de SOLEIL. En zoom : le détail de l'implantation des lignes de lumières servant aux applications et recherches.

4 L'énergie

Nous allons finir ce tour d'horizon par deux applications qui sont encore au stade de projet, mais qui font l'objet d'intenses efforts de R&D dans de nombreux domaines de la physique des accélérateurs : les sources d'ions, injecteurs, cavités, aimants supraconducteurs, sources de puissance... Il s'agit de la fusion thermonucléaire contrôlée et des Accelerator Driven System (ADS). Ces thèmes de recherche traitent de problèmes majeurs concernant la société et pourraient offrir des solutions nouvelles aux problèmes liés à la production d'énergie (problème d'« effet de serre »...) et à ceux posés par les déchets des centrales nucléaires actuelles.

La fusion

De nombreuses recherches sont menées, depuis la fin des années 60, auprès des tokamaks* [22] afin de comprendre et de maîtriser le confinement du plasma dans de telles machines.

L'accélérateur en lui-même intervient ici dans les systèmes appelés « injecteurs de neutres », utilisés pour chauffer le plasma. Dans le cas d'injecteurs d'ions deutérium positifs (accélérés jusqu'à environ 100 keV), ces systèmes permettent de fournir des puissances importantes au plasma (de l'ordre de 20 à 30 MW). C'est le cas actuellement dans le JET† [23] en Angleterre où ont été réalisés des plasmas de deutérium dont le bilan énergétique était proche de l'équilibre (aussi appelé « break even »). L'exemple du tokamak Tore Supra de Cadarache (France) est intéressant car, bien que n'utilisant pas d'injecteur de neutres, il repose en grande partie sur les technologies utilisées dans les accélérateurs puisqu'il fut le premier grand tokamak doté de bobines supraconductrices.

La prochaine étape de recherche passe par la construction du réacteur international ITER‡ [24] (voir Figure 1.9), censé relever les derniers défis avant la réalisation d'un prototype industriel de réacteur à fusion.

Notons enfin que de nombreux laboratoires dans le monde (dont près de la moitié aux USA) ont lancé des recherches sur l'utilisation d'accélérateurs d'ions lourds comme voie possible (et plus économique) pour la fusion contrôlée [25].

* Mot d'origine russe qui signifie : «chambre magnétique toroïdale ».

† Joint European Torus.

‡ International Thermonuclear Experimental Reactor : actuellement toujours à l'état de projet mais la décision de sa construction (en Europe à la place du JET ou au Japon) pourrait être prise très rapidement (en 2003 peut-être).

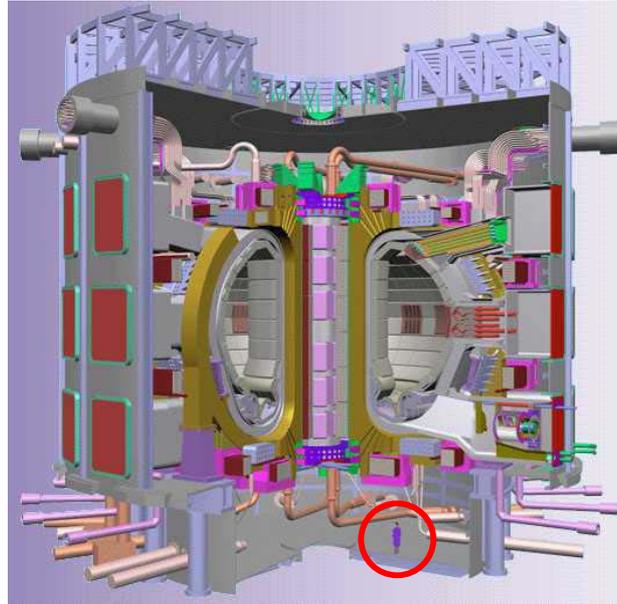


Figure 1.9 : Maquette en 3D du réacteur ITER. Remarquons la taille de l'ensemble.

Les ADS.....

En ce qui concerne la problématique des déchets nucléaires, nous allons discuter plus en détails dans le chapitre suivant, le projet européen XADS qui a constitué une des principales motivations de cette thèse. Toutefois, nous pouvons tout de même dire que d'importants moyens (humains et financiers) ont été mis en place à ce jour dans des projets de grande envergure tels que : XADS en Europe, AAA* [26] aux Etats-Unis, KOMAC† [27] en Corée du Sud ou encore le JOINT-PROJECT [28] au Japon. Tous ces projets ont pour point commun, l'utilisation d'accélérateurs de protons de forte intensité.

* Advanced Accelerator Applications.

† KOrea Multi-purpose Accelerator Complex.

CHAPITRE II

LES PROJETS EUROPEENS EURISOL ET XADS

Nous allons présenter sommairement dans ce chapitre, les projets auxquels est rattachée l'étude menée sur les cavités spoke*.

Ces deux projets sont basés sur l'utilisation d'accélérateurs linéaires de protons de haute intensité (jusqu'à 10 mA). Ayant une grande expérience dans les technologies liées aux accélérateurs (i.e. la cryogénie, les cavités accélératrices, le vide...), l'IPN, institut dans lequel s'est déroulée cette thèse, a commencé depuis plus de 5 ans, en collaboration avec ses partenaires†, un programme de R&D sur les cavités supraconductrices destinées à être intégrées dans ces linacs (*cavités spoke 352 MHz* pour la partie intermédiaire et *cavités elliptiques 704 MHz* pour la partie haute énergie, voir Chapitre III pour plus de détails).

1 EURISOL : EUROPEAN ISOTOPE SEPARATION ON-LINE [29] _____

Suite aux recommandations faites par le groupe d'étude sur les faisceaux radioactifs du NuPECC (Nuclear Physics European Collaboration Committee), une collaboration européenne a été mise en place pour étudier le design d'une installation dite « de nouvelle génération », permettant de produire des faisceaux d'ions radioactifs d'intensités nettement supérieures à celles atteintes jusqu'à présent (i.e. gagner environ un facteur 1000). Cette collaboration regroupe une dizaine d'institutions de 7 pays différents et est supportée par l'Union Européenne dans le cadre des Plans Cadres de Recherche et Développement (PCRD).

Ce besoin, clairement affiché de pouvoir bénéficier de faisceaux radioactifs très intenses, est guidé par nombres de prédictions théoriques prévoyant la découverte de nouveaux isotopes, en au moins un aussi grand nombre que ceux déjà étudiés (particulièrement dans la région des espèces riches en neutrons appelée aujourd'hui « terra incognita »). L'intensité des faisceaux radioactifs est, de toute évidence, un paramètre clé pour les expériences en physique nucléaire. Elle dépend de nombreux paramètres dont, notamment, l'intensité du faisceau incident sur la cible de production et l'épaisseur de celle-ci [30]. Les faisceaux de protons de forte intensité apportent des solutions très avantageuses sur plusieurs points :

1. Il existe déjà plusieurs sources de protons de forte intensité (jusqu'à 100 mA) en fonctionnement comme la source SILHI à Saclay (Source d'Ions Légers de Haute

* Cette étude a également reçu le soutien du programme PACE (Programme sur l'Aval du Cycle Electronucléaire).

† Citons en particulier le SACM (Service des Accélérateurs, Cryogénie et Magnétisme) du CEA à Saclay, le LAL d'Orsay (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire), l'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) en Italie et l'entreprise CERCA à Romans-sur-Isère (filiale de FRAMATOME-ANP).

Intensité, collaboration IN2P3/CEA), TRIPS en Italie (TRasco Intense Proton Source, INFN), ou celle de LEDA aux Etats-Unis (Low Energy Demonstration Accelerator, LANL).

2. Ils permettent l'emploi de cibles plus épaisses que celles utilisées à l'heure actuelle avec les faisceaux d'ions lourds (mode de production direct).
3. Ils pourraient être utilisés avec une cible de spallation générant des flux de neutrons intenses pour la production de noyaux riches en neutrons par fission (mode de production indirecte en 2 étapes).

Regroupés au sein de plusieurs groupes de travail, les partenaires impliqués dans ce projet doivent en vue de la préparation d'un rapport complet fin 2003 :

- concevoir le schéma d'ensemble de cette installation,
- identifier clairement les choix technologiques (et les éventuels besoins en R&D associés) qui permettront la réalisation des expériences souhaitées,
- regarder les possibilités de synergies avec les autres projets européens,
- établir une évaluation globale du coût d'une telle installation (i.e. investissement et fonctionnement).

Impliqué dans tous les groupes de travail, l'IPN a en charge la coordination du groupe d'étude sur le Pré-accélérateur (couramment appelé « driver »), ceci en étroite collaboration avec le GANIL, le CEA/Saclay, l'INFN et le CERN. Un rapport détaillant les différentes options envisageables pour ce driver a été rédigé fin 2001 [31]. En résumé, le groupe d'étude a recommandé dans ce rapport l'utilisation d'un linac à protons de 5 mA et d'1 GeV (Figure 2.1). Les premières études de dynamique de faisceau ont démontré la faisabilité d'un tel accélérateur. De plus, l'emploi de cavités supraconductrices a été conseillé dès la partie intermédiaire entre 5-85 MeV. Que ce soit avec des cavités spoke ou quart d'onde (étudiées à l'INFN), cette plage d'énergie serait couverte avec une centaine de cavités. Le prochain chapitre traitera plus en détails les nombreux avantages procurés par l'emploi de cavités supraconductrices comparé à celui de structures classiques en cuivre (dites « chaudes »). A titre d'illustration, les premiers calculs de coût de fonctionnement estiment qu'une économie de plus de 2 M€ par an pourrait être réalisée.

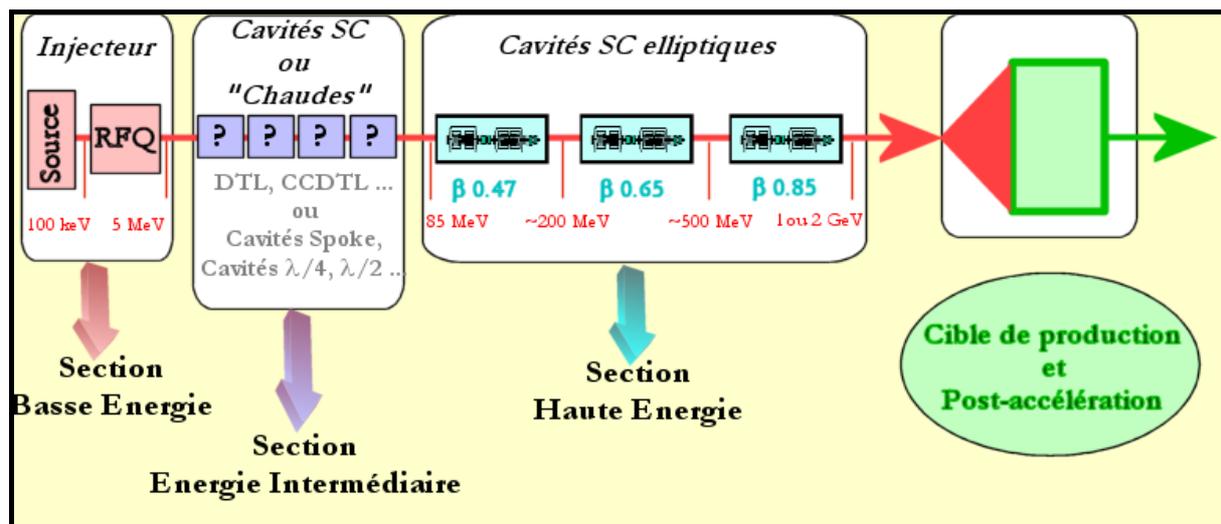


Figure 2.1 : Schéma* d'ensemble du linac pour le projet EURISOL.

2 XADS : eXperimental Accelerator Driven System [32]

Jusqu'à présent, il semble juste de dire qu'aucune solution « socialement satisfaisante » n'a été trouvée concernant la façon de gérer les déchets radioactifs issus de l'exploitation des centrales nucléaires (plus communément ou médiatiquement appelés : « déchets nucléaires »). C'est pourquoi, de nombreux pays concernés par ce problème cherchent, depuis de nombreuses années, de nouveaux moyens pour parvenir à une situation acceptable. En France, une loi, dite « Loi Bataille », a été votée en ce sens en 1991 [33], définissant les trois principales voies de recherche :

1. celle permettant la séparation et la transmutation des déchets radioactifs,
2. celle étudiant leur stockage (réversible ou non) dans les couches géologiques profondes,
3. et enfin, celle étudiant leur entreposage en surface.

Les résultats de ces recherches doivent être présentés en 2006 afin de pouvoir adopter une position claire sur ce sujet.

Bien qu'à l'heure actuelle, la solution la plus envisagée par les acteurs concernés soit celle d'un stockage en profondeur, il semble que les perspectives offertes par l'utilisation de systèmes de transmutation (après séparation des résidus radioactifs) retiennent de plus en plus l'attention. En

* Exception faite de la source de particules, ne sont représentées sur les schémas d'ensemble des linacs que les structures accélératrices puisque ce sont elles qui font l'objet des études que nous menons actuellement à l'IPN, avec en particulier, celle portant sur les cavités spoke que nous allons détailler dans ce mémoire.

effet, on peut lire dans le dernier rapport de la Commission Nationale d'Evaluation (CNE) relative aux recherches sur la gestion des déchets radioactifs : « Les recherches sur la transmutation [...] sont d'une grande importance car elles font partie intégrante des possibilités de réduction de l'inventaire radiologique des déchets à longue vie [...]. Elles constituent [...] pour les citoyens un élément important [...] des débats à venir. [...] La remise en cause de certaines de ces recherches serait de nature à amoindrir la crédibilité de l'effort de l'ensemble. » [34].

Comme l'illustre la Figure 2.2, une réduction très importante de la radiotoxicité* en provenance du combustible usé† pourrait être obtenue. En prenant comme référence celle du minerai d'Uranium, on voit que celle-ci peut être atteinte en à peu près 700 ans (contre plus d'un million d'années sans transmutation). Signalons qu'aujourd'hui les 145 centrales nucléaires en service en Europe produisent environ 2500 tonnes de combustible usé à retraiter chaque année (dont à peu 3.5 tonnes d'actinides mineurs)...

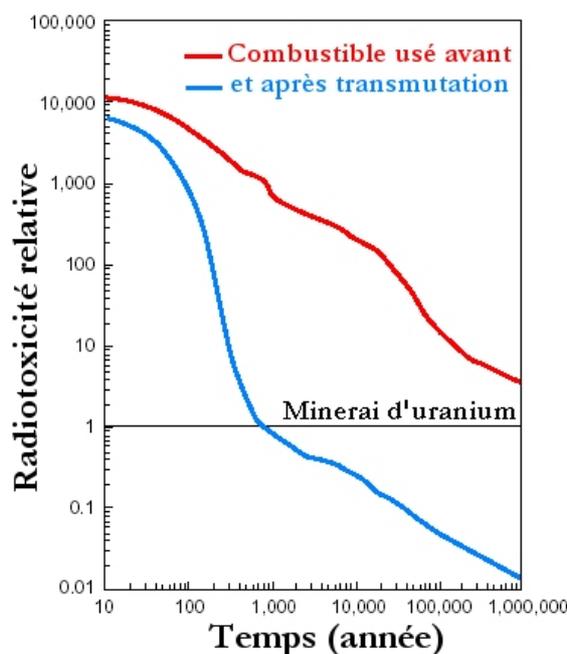


Figure 2.2 : Radiotoxicité d'une tonne de combustible usé comparée à celle d'une tonne de minerai d'Uranium avant et après transmutation (avec un rendement de séparation de 99.9%) [35].

* La radiotoxicité d'un élément est définie comme le produit de l'activité (i.e. le nombre de désintégrations par seconde en Becquerel) par le coefficient de dose effective (i.e. les dommages causés par les radiations exprimés en Sievert/Becquerel) pour un isotope donné.

† Le combustible usé se compose de quatre types de résidus radioactifs : a) l'uranium non consommé, b) les produits de fission, c) les produits d'activation (issus de l'irradiation des structures du réacteur) et enfin, d) les actinides qui comprennent les actinides mineurs représentant la plus grande part de la radiotoxicité totale des déchets.

Au niveau européen, un groupe de travail a été mis en place en 1998, sous la présidence de Carlo Rubbia, afin d'étudier les systèmes dédiés à la transmutation des déchets nucléaires « pilotés » par un accélérateur ; systèmes appelés donc ADS (Accelerator Driven Systems). Il regroupe 26 institutions et laboratoires dans une douzaine de pays européens. Les études liées à ce projet sont directement soutenues par l'Union Européenne qui a approuvé dans le cadre du 5^{ème} PCRD, le PDS-XADS qui lui a été remis (Preliminary Design Studies of an XADS : rapport d'études d'avant projet d'un ADS expérimental). Pour sa part, le CNRS a en charge la coordination de l'étude portant sur l'accélérateur, en collaboration avec le CEA/Saclay et l'INFN.

Ces ADS sont composés :

- d'un accélérateur de protons de haute intensité permettant de fournir une puissance de 10 à 40 MW (soit 10 à 40 mA pour un faisceau « typique » de 1 GeV),
- d'une cible de spallation fournissant le flux de neutrons nécessaire à la transmutation ($\geq 10^{15}$ neutrons.cm⁻².s⁻¹),
- d'un réacteur sous-critique au sein duquel est placé le combustible contenant les actinides mineurs séparés des autres résidus radioactifs (tel que le Plutonium par exemple).

Un premier rapport identifiant les différentes étapes essentielles menant à la construction d'un système ADS a été rédigé en 2001 [35]. Il met en lumière les différents choix technologiques pour les principaux composants du système (i.e. l'accélérateur, la cible de spallation, les méthodes de séparation des éléments et le réacteur) et détaille les efforts de R&D nécessaires à l'aboutissement du projet final, c'est-à-dire, le développement des ADS à l'échelle européenne dans une configuration d'exploitation industrielle. A cet effet, il est prévu de mener cette tâche sur une longue période (approximativement une trentaine d'années). Elle passera donc par plusieurs étapes de validation des concepts retenus avec la construction d'un démonstrateur (comprenant 2 phases : XADS pour valider le choix de l'accélérateur, puis XADT pour valider le processus de transmutation) et d'un prototype ADT.

C'est donc dans le cadre de cette première phase de conception d'un démonstrateur expérimental que s'inscrivent les études menées à l'IPN sur les cavités supraconductrices. Cet XADS, utilisé à faible puissance (10 mA, 600 MeV), permettra de tester l'ensemble « Accélérateur-Cible de spallation », en étant particulièrement attentif aux aspects de fiabilité et de sécurité. Signalons pour conclure que les premiers calculs de simulation de dynamique de faisceau ont montré qu'un linac

composé de cavités supraconductrices dès 5 MeV, pouvait répondre aux exigences demandées [36].
Le schéma de principe de l'accélérateur est présenté en Figure 2.3.

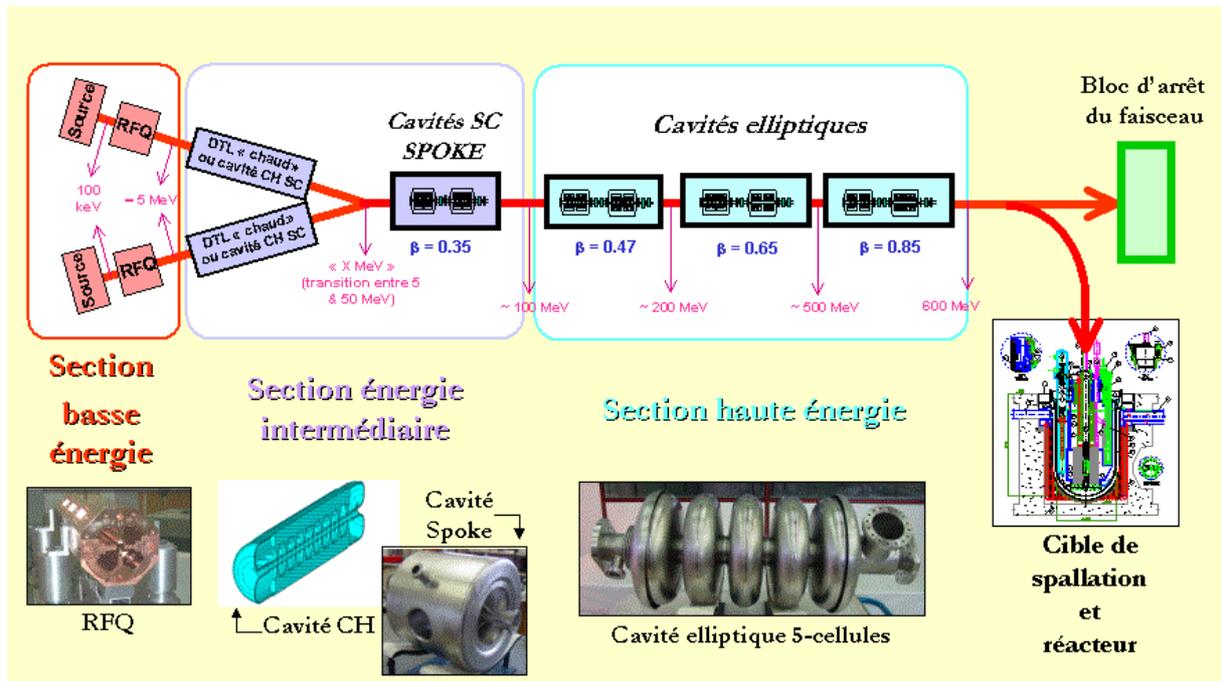


Figure 2.3 : Schéma de principe du linac supraconducteur pour le démonstrateur XADS.

CHAPITRE III

LES CAVITES SUPRACONDUCTRICES DANS LES ACCELERATEURS LINEAIRES RF

Cavités accélératrices et supraconductivité

1 Les cavités accélératrices

Nous allons décrire brièvement* le fonctionnement des cavités accélératrices et mettre en évidence quelques paramètres importants les concernant, comme le champ accélérateur ou le facteur de qualité par exemple. Ces différentes grandeurs sont utilisées pour mettre en lumière leur « efficacité » d'accélération et permettre ainsi une comparaison directe entre différentes cavités. Nous verrons dans le paragraphe suivant des exemples de cavités. Notons que les illustrations données sur les figures ci-après concernent exclusivement des cavités supraconductrices puisque nous nous intéressons spécialement à ce type de cavité dans les projets EURISOL et XADS. Toutefois ces paramètres sont employés pour caractériser les cavités supraconductrices (dites « froides ») ainsi que les cavités en cuivre (dites « chaudes »).

Rôle et principe de fonctionnement d'une cavité

L'accélération se fait grâce à un champ électrique radiofréquence établi dans la cavité après l'injection d'une onde électromagnétique. En effet, le mouvement d'une particule chargée soumise à l'action de champs électromagnétiques est décrit par l'expression de la force de Lorentz :

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = q \times (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (3.1),$$

avec m la masse relativiste de la particule, \vec{v} sa vitesse, q sa charge et \vec{E} (resp. \vec{B}) le champ électrique (resp. magnétique).

Donc, d'après l'équation (3.1), l'accélération d'une particule chargée nécessite l'application d'un champ électrique parallèle, et de même sens, à sa direction de propagation (champ que l'on nomme champ électrique accélérateur, noté E_{acc}). Entre son entrée et sa sortie de la cavité, la particule aura également gagné une énergie égale à :

$$\Delta U = q \times \int_{t_{\text{entrée}}}^{t_{\text{sortie}}} (\vec{E} \cdot \vec{v}) dt \quad (3.2)$$

* Le détail des calculs est abordé dans de nombreux ouvrages ([37] et [38] par exemple).

avec U : l'énergie totale de la particule.

Une cavité accélératrice est donc une structure résonante destinée à transférer de l'énergie aux particules chargées d'un faisceau via un champ électrique. C'est un volume borné par des parois conductrices et rempli d'un milieu diélectrique (i.e. le vide généralement), dans lequel est injectée une onde électromagnétique par un port de couplage (NB : on parle plutôt de puissance RF injectée). Pour des valeurs discrètes et infinies de fréquences, la combinaison des ondes incidentes et réfléchies aboutit à l'établissement d'une onde stationnaire dans une certaine configuration spatiale. Cette configuration, propre à chaque type d'onde stationnaire, est appelée mode (voir un exemple en Figure 3.1).

Les champs électromagnétiques \vec{E} et \vec{B} , présents dans la cavité, obéissent aux quatre équations de Maxwell (pour un milieu diélectrique, le vide, supposé homogène, linéaire et isotrope ; en l'absence de charge et de courant) :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0, \vec{\nabla} \cdot \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0, \vec{\nabla} \wedge \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \text{ et } \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.3)$$

où $c = \sqrt{1/\mu_0 \epsilon_0}$ est la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans les conditions énoncées précédemment, la combinaison de ces équations aboutit aux deux équations d'ondes :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \text{ et } \nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.4)$$

D'après également les équations de Maxwell, les conditions aux limites permettant la résolution du système d'équations (3.4) sont :

$$\begin{cases} \vec{n} \wedge \vec{E} = 0 \Leftrightarrow \text{continuité de la composante tangentielle du champ électrique} \\ \vec{n} \cdot \vec{B} = 0 \Leftrightarrow \text{continuité de la composante normale du champ magnétique} \end{cases} \quad (3.5)$$

où \vec{n} représente le vecteur unitaire normal à la surface de la cavité. NB : on suppose les parois de la cavité parfaitement conductrices.

On suppose que les solutions de (3.4) sont des fonctions de la forme :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y)e^{i(kz - \omega t)} \text{ et } \vec{B}(x, y, z, t) = \vec{B}(x, y)e^{i(kz - \omega t)} \quad (3.6)$$

où l'axe z représente la direction de propagation des ondes (voir Figure 3.1) et k le nombre d'onde associé à l'onde de fréquence $f = 2\pi\omega$.

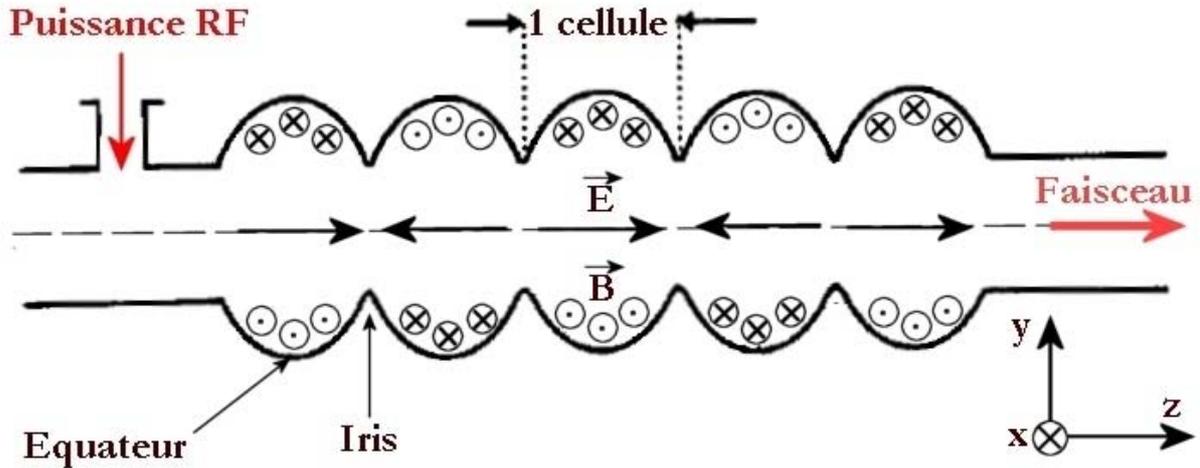


Figure 3.1 : Distribution des champs électriques (E) et magnétiques (B) du mode fondamental TM_{010} dans une cavité 5-cellules.

En substituant les champs de (3.6) dans (3.4), en utilisant les conditions aux limites de (3.5) et le fait que \vec{E}_z et \vec{B}_z sont indépendants, on peut montrer que les solutions forment deux familles d'ondes :

- Les ondes (ou modes) *transverses magnétiques*, notées TM, où le champ électrique a une composante longitudinale tandis que le champ magnétique lui est perpendiculaire (par rapport à l'axe de propagation z).
- Les ondes (ou modes) *transverses électriques*, notées TE, où le champ magnétique a une composante longitudinale tandis que le champ électrique est transverse (toujours par rapport à l'axe z).

On peut également montrer que ces solutions ne sont vérifiées que pour certaines valeurs du nombre d'onde k , que l'on note k_{mnp} , formant un ensemble de valeurs discrètes et infinies. On associe à chacune des valeurs k_{mnp} , une fréquence f_{mnp} correspondant à un mode TE ou TM particulier (noté également TE_{mnp} ou TM_{mnp}). Cette nomenclature permet de définir complètement les différentes configurations de champs présents dans la cavité. En se plaçant dans un système de

coordonnées cylindriques (r, ϕ, z) , les indices m, n et p indiquent respectivement le nombre exact de changements de signe (ou passages par zéro) du champ électrique suivant les directions azimutale, radiale et longitudinale. Seuls les modes TM_{0np} sont utilisables pour accélérer les particules traversant la cavité suivant l'axe z puisque, par définition, il n'existe pas de champ électrique longitudinal dans toute la cavité pour les modes TE, et que la composante longitudinale du champ électrique est nulle sur l'axe pour les modes TM multipolaires (i.e. avec $m > 0$). Notons que le mode le plus utilisé est le mode monopolaire TM_{010} puisqu'il a, notamment, une configuration spatiale simple et la fréquence la plus basse (mode représenté sur la Figure 3.1). On parle alors de mode « fondamental » pour ce mode TM_{010} et de modes supérieurs (appelés couramment HOM pour High Order Modes) pour tous les autres.

Afin d'optimiser l'efficacité d'accélération du faisceau sur toute la longueur du linac, on utilise généralement des cavités multi-cellules. Les études d'optimisation des coûts dans plusieurs projets utilisant des cavités elliptiques supraconductrices, tels que SNS ou le JOINT-PROJECT par exemple, montrent qu'il y a un minimum avec l'utilisation de cavités comportant 5 à 6 cellules (nous verrons des photos de différents prototypes dans le paragraphe suivant). Comme illustré sur la Figure 3.1, une cavité multi-cellules est donc constituée d'un type de cellule répétée de façon périodique. Les cellules sont couplées entre elles, soit grâce au champ électrique et on parle de couplage capacitif (comme c'est le cas dans les cavités elliptiques via les iris), soit grâce au champ magnétique et on parle alors de couplage inductif (comme c'est le cas pour les cavités spoke). Nous verrons également dans le paragraphe suivant que des systèmes spécifiques peuvent être employés pour améliorer ce couplage inter-cellules (principalement dans les cavités chaudes). En apparentant la cavité à un résonateur électrique schématisé par à un circuit RLC, on peut montrer que cette cavité va résonner sur chaque mode considéré (TE ou TM) de N façons différentes (N étant le nombre de cellules). Si on considère, par exemple, le mode fondamental TM_{010} de la cavité 5-cellules représentée en Figure 3.1, il se décompose en 5 harmoniques différentes qui sont dénommées : $TM_{010-\pi/5}$, $TM_{010-2\pi/5}$, $TM_{010-3\pi/5}$, $TM_{010-4\pi/5}$ et $TM_{010-\pi}$. Chacun de ces modes a une fréquence et une configuration spatiale spécifiques comme on peut le voir sur la Figure 3.2. On peut montrer que le dernier mode $TM_{010-\pi}$ est celui qui fournit la meilleure accélération (i.e. rapport r/Q_0 le plus élevé ; nous verrons plus tard la signification exacte de ce paramètre) ainsi que la meilleure synchronisation des particules avec le champ accélérateur. On parle alors d'un fonctionnement de la cavité en « mode- π ». Le champ électrique est en opposition de phase dans chaque cellule adjacente et change de signe toutes les demi-périodes ($T/2 = L_{\text{cellule}}/v_{\text{particule}}$), soit le temps nécessaire à la particule pour traverser une cellule et retrouver de nouveau un champ électrique accélérateur. On voit donc que la cavité accélère de façon optimale des particules d'une

certaine vitesse puisque $v_{\text{particule}}$ (égal à βc avec $\beta = v_{\text{particule}}/c$, c étant la vitesse de la lumière) varie alors que L_{cellule} est constant. On définit alors un « bêta géométrique », noté β_g , qui sert à caractériser chaque cavité et qui correspond, par exemple, dans le cas des cavités elliptiques, à : $\beta_g = \frac{2f_0 L_{\text{cellule}}}{c}$, où f_0 est la fréquence du fondamental (3.7).

La cavité représentée en Figure 3.2 a un bêta géométrique égal à 0.47 ($L_{\text{cellule}}=10$ cm). Cette définition peut être différente suivant le type de cavité. Notons que nous omettrons quelque fois l'indice g et que, par défaut, le fait d'écrire : la cavité β « x » fait référence au bêta géométrique.

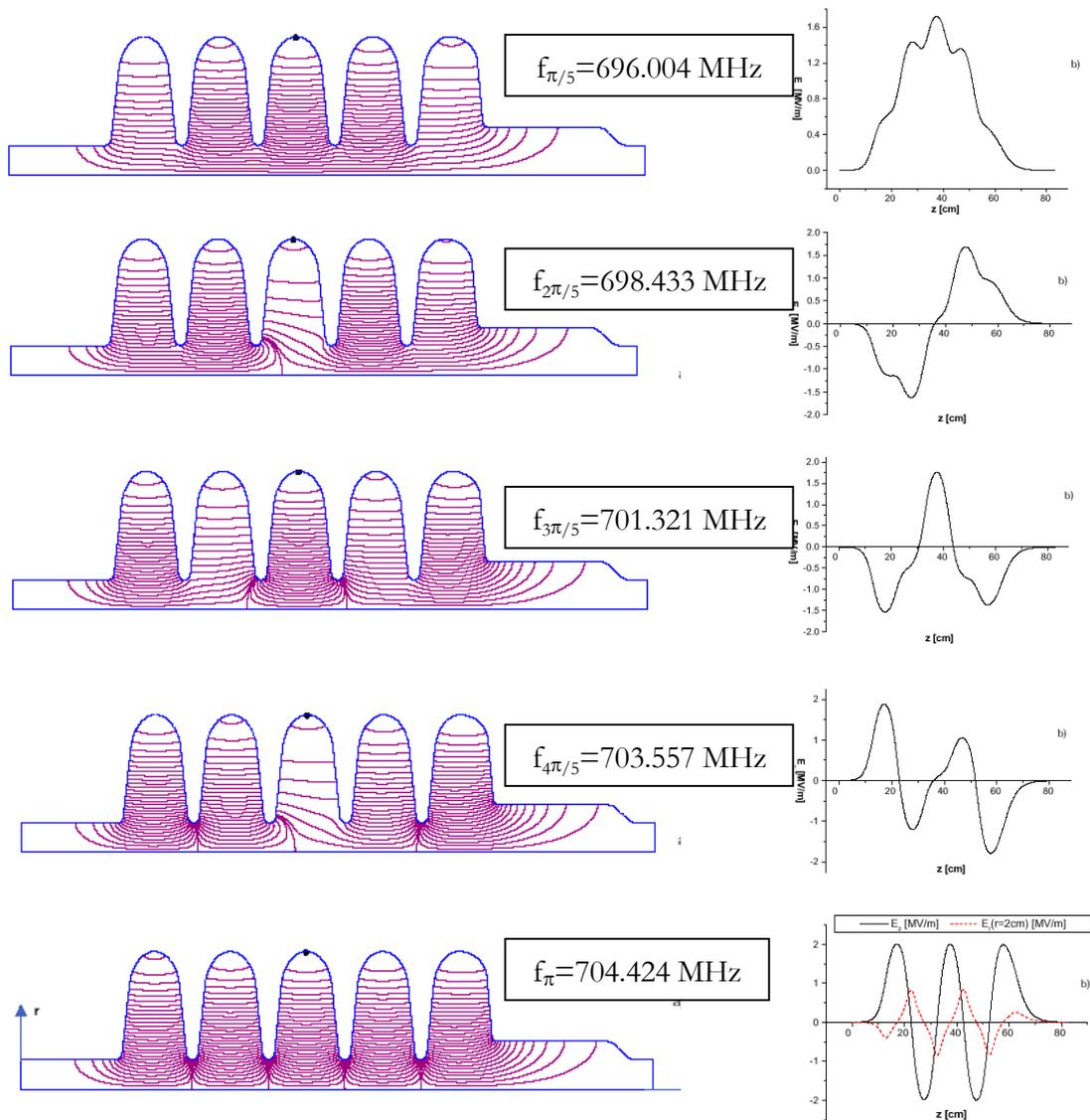


Figure 3.2 : Représentation des 5 harmoniques du mode TM_{010} de la cavité supraconductrice à protons $\beta=0.47$ étudiée dans la collaboration CEA/IPN/INFN (calcul avec le code SUPERFISH). A gauche, les lignes de champ électrique et, à droite, l'amplitude du champ accélérateur suivant l'axe de propagation, $E_{ax} = f(z)$ [39].

Ajoutons que pour obtenir cette accélération optimale, plusieurs conditions sont donc nécessaires :

1. La vitesse de la particule doit être égale à la vitesse de phase de l'onde.
2. Il faut que la longueur des cellules soit égale à une fraction exacte de la longueur d'onde λ du mode accélérateur. Le nombre de cellules par longueur d'onde définira le mode de fonctionnement employé : « mode- 2π » (1 cellule/ λ), « mode- π » (2 cellules/ λ)...de manière générale « mode $2\pi/N$ » (N cellules/ λ).

Pour finir cette partie, notons que le calcul des fréquences et des distributions des champs électromagnétiques des différents modes de résonance des cavités (ayant une géométrie quelconque*) nécessite l'utilisation de codes numériques tels que SUPERFISH [40], URMEL [41] ou SuperLANS [42] (codes en 2D pour des structures à symétrie axiale) ou alors MAFIA [43] et MICROWAVE-Studio [44] pour les structures en 3D. Les solutions numériques des champs électriques et magnétiques permettent de calculer les paramètres importants dont nous allons maintenant parler.

Champ accélérateur E_{acc} et gain d'énergie.....

On se place évidemment dans le cas d'une accélération avec le mode $TM_{010-\pi}$. Nous prenons pour illustrer nos propos le cas de la cavité 5-cellules, $\beta=0.65$, 700 MHz qui a été étudiée par l'IPN et le CEA.

Soit $E_z(r=0, z, t) = E_z(r=0, z)e^{i\omega_0 t}$, le champ électrique longitudinal sur l'axe faisceau de la cavité où $\omega_0 = 2\pi f_0$ est la pulsation propre du mode fondamental. On peut voir sur la Figure 3.3, la représentation en 2D du champ électrique dans toute la cavité et sur la Figure 3.4, le tracé du champ E_z sur l'axe de la cavité. Avec l'équation du gain d'énergie (3.2), on peut définir l'expression du champ accélérateur E_{acc} développé dans la cavité :

$$E_{acc} = \frac{|\Delta U|}{qL_{acc}} = \frac{\left| \int_{t_{entrée}}^{t_{sortie}} E_z(r=0, z)e^{i\omega_0 t} v \cdot dt \right|}{L_{acc}} \quad (3.8)$$

* La cavité Pill-Box, sans tube faisceau, peut être résolue de façon purement analytique. C'est un bon moyen pour tester la précision des codes de calculs, comme nous le verrons dans le chapitre III. L'ajout de trous et de tubes à chaque extrémité pour laisser passer le faisceau complique dès lors énormément le calcul et l'emploi des codes devient ici aussi nécessaire.

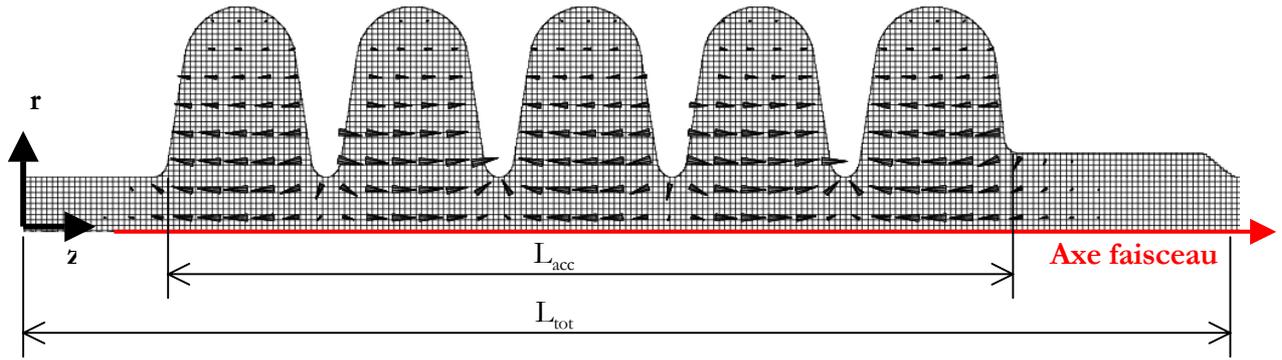


Figure 3.3 : Champ électrique du mode $TM_{010-\pi}$ calculé avec MAFLA en 2D.

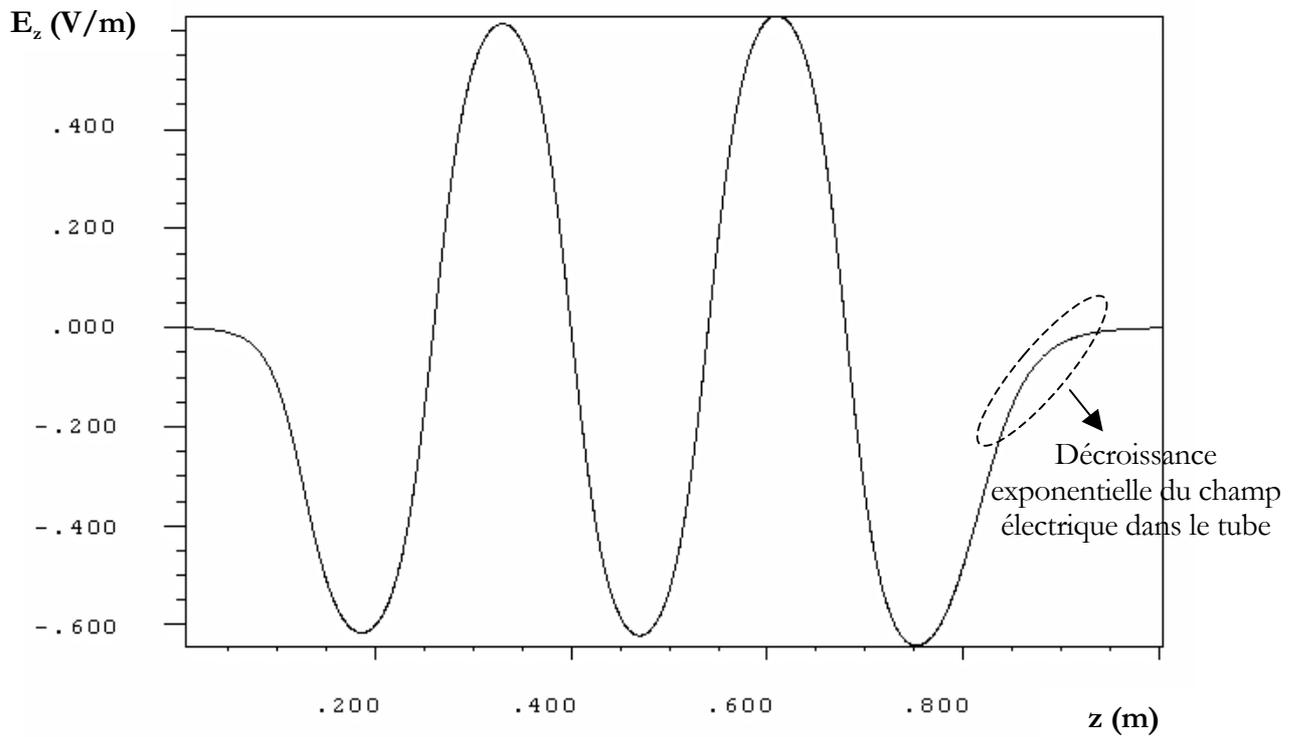


Figure 3.4 : Tracé du champ électrique $E_z=f(z)$ pour $r=0$ (Calcul avec MAFLA). NB : les valeurs du champ en ordonnée sont calculées pour une énergie de $3.7 \cdot 10^{14}$ J. Outre l'aspect sinusoïdal du champ accélérateur, on peut remarquer la décroissance exponentielle du champ dans les tubes faisceau à partir des iris.

En considérant que la variation de vitesse de la particule est négligeable entre son entrée et sa sortie de la cavité, on peut réécrire (3.8) en fonction de z :

$$E_{\text{acc}} = \frac{\left| \int_{L_{\text{tot}}} E_z(r=0, z) e^{j\omega_0 z / \beta c} \cdot dz \right|}{L_{\text{acc}}} \quad (3.9)$$

L'intégrale dans (3.9) au numérateur représente le voltage accélérateur, noté V_{acc} , vu par la particule. Cette valeur est donnée par les codes de calculs. Remarquons que E_{acc} dépend du choix de la longueur de normalisation L_{acc} et de la vitesse réduite β de la particule. Il est donc important de spécifier ces paramètres lorsqu'on donne une valeur du champ accélérateur. Généralement, le calcul de V_{acc} est réalisé à $\beta=\beta_g$ et L_{acc} représente la distance d'iris à iris. Notons encore, que cette définition de la longueur accélératrice est sujette à « discussion » et que certaines personnes préfèrent normaliser le champ E_{acc} par rapport à la longueur totale (L_{tot}), jugeant cette démarche plus juste puisque n'augmentant pas artificiellement la valeur de E_{acc} par une longueur plus courte.

L'équation (3.9) représente en fait l'expression du champ accélérateur maximal qui peut être développé dans la cavité. Il convient de rajouter le terme $e^{j\phi}$ qui prend en compte le déphasage relatif entre l'onde accélératrice et la particule (ϕ étant appelée phase synchrone). Pour des raisons liées à la dynamique faisceau (plus précisément, de stabilité dans le plan longitudinal [45]), cette phase synchrone doit être négative pour des particules non relativistes ($\beta < 1$) telles que les protons et les ions (ϕ étant souvent égale à zéro pour les électrons qui sont relativistes dès 10 MeV). On choisit souvent $\phi = -30^\circ$.

On peut dès lors exprimer le gain d'énergie « réel » d'une particule traversant la cavité par :

$$\Delta U_{réel} = qV_{acc} \cos(\phi) = qV_0 T \cos(\phi) \quad (3.10) \text{ avec } \left\{ \begin{array}{l} V_0 = \int_{L_{tot}} E(\mathbf{r} = 0, z) \cdot dz \\ \text{et} \\ T = \frac{\int_{L_{tot}} E_z(\mathbf{r} = 0, z) e^{j\omega_0 z / \beta c} \cdot dz}{\int_{L_{tot}} E(\mathbf{r} = 0, z) \cdot dz} \end{array} \right.$$

L'équation (3.10) est souvent utilisée car elle ne dépend pas de la longueur de normalisation L_{acc} . V_0 représente le voltage total sur l'axe (i.e. le voltage que verrait une particule passant dans un champ électrique constant) et T est appelé « facteur de temps de transit » et vaut donc $V_{acc}/V_0 < 1$ car $V_{acc} < V_0$ (NB : $V_{acc} = V_0$ correspond au cas où $z=0$, soit un gap accélérateur nul !). T est une valeur intéressante à calculer car en la maximisant on maximise le champ accélérateur ($E_{acc} \propto T$). De plus, comme nous le verrons au chapitre suivant, T reflète l'acceptance en énergie de la cavité qui détermine sa plage d'utilisation dans l'accélérateur.

Les champs électriques et magnétiques de surface E_s et B_s

Connaître les valeurs des champs électromagnétiques maxima de surface est une chose primordiale dans la conception et l'optimisation de la géométrie d'une cavité (spécialement lorsque qu'elle est supraconductrice comme nous le verrons plus en détails dans le paragraphe suivant).

En effet, une cavité ne peut rester dans son état supraconducteur que sous certaines conditions dont, notamment, celle d'avoir un champ magnétique de surface inférieur à un champ critique. Au-delà de cette limite, elle transite dans son état normal et devient fortement résistive, perdant ainsi tous les avantages liés à la supraconductivité. Un champ électrique de surface trop important accroît, quant à lui, les risques d'émission électronique par effet de champ, ce qui limite les performances des cavités à des niveaux de champs accélérateurs qui peuvent être relativement faibles (les électrons émis consommant une grande partie de la puissance injectée).

On définit donc les rapports :

- E_s/E_{acc} [sans dimension].
- B_s/E_{acc} exprimé en [mT/(MV/m)].

Un des principaux objectifs, lorsqu'on optimise la géométrie d'une cavité, consiste donc à minimiser ces deux rapports afin de bénéficier de marges suffisantes pour un fonctionnement de « routine » de cette cavité dans l'accélérateur. Les valeurs des champs de surface généralement adoptées et qui déterminent la valeur du champ accélérateur que l'on vise, sont : $E_{s_{max}}=25$ MV/m et $B_{s_{max}}=50$ mT. Ces valeurs sont assez conservatrices à la vue des performances atteintes aujourd'hui par la plupart des cavités supraconductrices ; notamment par les cavités elliptiques multi-cellules qui atteignent couramment plus de 40 MV/m pour le champ électrique pic de surface et plus de 90 mT pour le champ magnétique [46-47-48]. C'est pourquoi, il n'est pas rare de considérer maintenant des champs électriques (resp. magnétiques) de surface maximum proches de 35 MV/m (resp. 70 mT).

Les rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} dépendent bien sûr de la vitesse de la particule et il convient là aussi de préciser pour quel β ils ont été calculés (généralement c'est à $\beta=\beta_y$).

Le facteur de qualité Q_0 et le facteur géométrique G

L'application d'un champ électromagnétique RF à la surface d'un bon (mais non parfait) conducteur, induit une circulation de courants dans une certaine épaisseur* des parois de la cavité et donc des dissipations d'énergie. Qu'il soit normal ou supraconducteur, un métal a donc une certaine résistance de surface, notée R_s , en présence d'un champ RF. Les pertes RF, caractérisées par cette résistance et dues aux échauffements par effet Joule, sont définies grâce à l'expression de la puissance dissipée :

$$P_c = \frac{1}{2} \int_S \frac{R_s}{\mu_0^2} |B_s|^2 \cdot ds \quad (3.11)$$

où S représente la surface interne de la cavité et B_s le champ magnétique de surface. NB : R_s est supposée constante sur toute la surface de la cavité.

Le facteur de qualité d'une cavité résonnant à la fréquence ω_0 , est relié à ces pertes RF et est défini comme suit :

$$Q_0 = \frac{\omega_0 U}{P_c} \quad (3.12)$$

où U , l'énergie totale stockée dans la cavité vaut $\frac{1}{2\mu_0} \int_V |B|^2 \cdot dv = \frac{\epsilon_0}{2} \int_V |E|^2 \cdot dv$ (3.13) avec V le volume de la cavité.

Q_0 permet donc, pour une énergie et une fréquence donnée, de quantifier les pertes d'une cavité. On peut réécrire le facteur de qualité à partir de (3.11) et (3.13) :

$$Q_0 = \frac{\left(\omega_0 \mu_0 \int_V |B|^2 \cdot dv / \int_S |B_s|^2 \cdot ds \right)}{R_s} = \frac{G}{R_s} \quad (3.14)$$

G est appelé le « facteur géométrique » de la cavité (pour la fréquence ω_0 considérée) et a la particularité de ne dépendre que de la forme de la cavité. Cette valeur est donc très utile pour comparer des cavités de formes différentes et voir ainsi celles qui ont les pertes RF les plus faibles (puisque $G \propto Q_0$). G s'exprime en Ohms.

* Cette épaisseur est donnée par « l'épaisseur de peau normale » dans le cas d'un métal normal (i.e. non supraconducteur) et par la longueur de London, appelée aussi « longueur de pénétration » pour un métal supraconducteur. Nous aurons l'occasion de reparler de ces valeurs par la suite.

Notons pour finir que les performances des cavités sont représentées par le tracé du facteur de qualité en fonction du champ accélérateur (ou du champ électrique de surface quelques fois).

L'impédance shunt r et le rapport r/Q_0

L'impédance shunt est un autre paramètre permettant de caractériser l'efficacité d'accélération d'une cavité pour des pertes RF données, dans un mode donné. Sa définition est* :

$$r = \frac{V_{acc}^2}{P_c} \quad (3.15)$$

où V_{acc} est le voltage accélérateur du mode considéré. r s'exprime en Ohm.

On peut également exprimer r en fonction de la puissance dissipée par unité de longueur (noté R). R représente alors l'impédance shunt du linac (en Ohm par mètre). Ce paramètre est surtout employé pour caractériser les pertes dans les structures chaudes en cuivre où la puissance dissipée dans les parois est un élément capital (contrairement aux structures froides).

Une quantité qui est plus utilisée (car plus facilement mesurable) est le rapport entre l'impédance shunt et le facteur de qualité :

$$\frac{r}{Q_0} = \frac{V_{acc}^2}{\omega_0 U} \quad (3.16)$$

Ce rapport est, tout comme G , indépendant de la résistance de surface et de la taille de la cavité et ne dépend que de sa forme. Il caractérise l'efficacité d'accélération d'un mode donné pour une énergie stockée donnée. Il s'exprime en Ohms.

2 La supraconductivité

Dans un premier temps, nous allons présenter quelques notions importantes relatives à la supraconductivité en général. Nous n'exposerons pas en détails toutes les théories expliquant le phénomène de la supraconductivité (des explications peuvent être trouvées dans de nombreux ouvrages et articles tels que [49] ou [50]). Dans un deuxième temps, nous nous focaliserons sur la supraconductivité appliquée aux cavités accélératrices, mettant donc en jeu le comportement des métaux supraconducteurs sous l'influence des champs électromagnétiques RF. Nous présenterons,

* On peut trouver parfois un facteur 2 au dénominateur.

à ce propos, les caractéristiques importantes des cavités supraconductrices en niobium. Là encore, de plus amples détails sont disponibles en [51] ou [52].

Qu'est ce qu'un supraconducteur ?

La supraconductivité est un phénomène qui se traduit, chez certains matériaux, par une disparition totale de leur résistivité électrique (Figure 3.5) lorsqu'ils sont refroidis en dessous d'une température critique, notée T_c (voir exemples en Tableau 3.1). Découvert historiquement en 1911 par H. Kamerlingh-Onnes [53] en refroidissant un échantillon de mercure à la température de l'hélium liquide (i.e. 4.2 K), ce phénomène a été observé sur près de la moitié des éléments chimiques de la table périodique (Figure 3.6). En plus de ces éléments simples, de nombreux autres supraconducteurs ont été découverts : des alliages (métalliques ou organiques), oxydes (avec, notamment, la famille des cuprates et le « fameux » $YBa_2Cu_3O_7$) et autres composés complexes (comme les fullerènes, appelés aussi « footballènes »). Les principales étapes de cette « course » aux nouveaux supraconducteurs ayant les températures critiques les plus élevées possibles sont représentées sur la Figure 3.7.

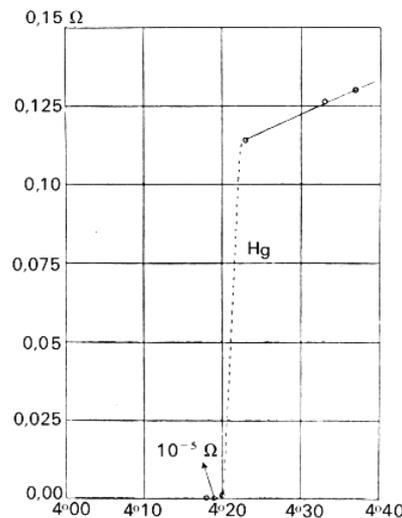


Figure 3.5 : Résistance (en Ohm) d'un échantillon de mercure en fonction de la température. Cette courbe de Kamerlingh-Onnes marqua la découverte de la supraconductivité.

Tableau 3.1 : Températures critiques pour différents matériaux supraconducteurs (SC).

Matériau	SC type I					SC type II			
	Ti	Al	Sn	Hg	Pb	Nb	Nb ₃ Sn	YBa ₂ Cu ₃ O ₇	HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₈
T_c (K)	0.4	1.14	3.72	4.15	7.9	9.2	18	92	133

**ELEMENTS SUPRACONDUCTEURS
CONNUS**

■ BLEU : à pression atmosphérique
■ VERT : seulement à haute pression

	1A																	0						
1	H																	He						
2	Li	Be																	B	C	N	O	F	Ne
3	Na	Mg	III A	IV B	V B	VIB	VII B	VII	IB	II B	Al	Si	P	S	Cl	Ar								
4	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr						
5	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe						
6	Cs	Ba	*La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn						
7	Fr	Ra	+Ac	Rf	Ha	106	107	108	109	110	111	112												

SUPERCONDUCTORS.ORG

	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
* Lanthanide Series	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
+ Actinide Series	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

Figure 3.6 : Eléments supraconducteurs connus [54]. Remarquons que certains éléments ne sont supraconducteurs qu'à très haute pression : par exemple, le Lithium (Li) ne devient supraconducteur qu'à partir de 300 000 atmosphères.

En plus d'avoir une résistivité nulle en dessous de T_c , les supraconducteurs ont une autre particularité bien connue : celle d'expulser le champ magnétique présent à l'intérieur. Donc, une fois le matériau refroidi en dessous de T_c , même lorsqu'il est soumis à un champ magnétique externe, celui-ci ne peut pénétrer à l'intérieur du matériau (étapes a/ à c/ sur la Figure 3.8). En effet, le supraconducteur développe des courants de surface qui produisent un contre champ magnétique compensant exactement le champ magnétique externe à l'intérieur du supraconducteur. Une autre façon d'arriver au même état est représentée, toujours en Figure 3.8, par les étapes b/ à c/. Le champ magnétique présent à l'intérieur du matériau est expulsé dès que la température passe en dessous de T_c : c'est l'effet Meissner-Ochsenfeld (découvert en 1933 [55]). Il persiste tant que le champ magnétique externe reste inférieur à une certaine valeur, B_c . Notons que cet effet est à l'origine des expériences de lévitation d'aimants au-dessus de supraconducteurs.

Un matériau n'est donc supraconducteur que sous certaines conditions :

1. la température doit être inférieure à la température critique T_c
2. le champ magnétique appliqué doit être inférieur à une certaine valeur B_c .

- la densité de courant appliqué doit être inférieure à la densité de courant critique J_c (cette notion se déduit directement de la précédente condition puisque tout champ magnétique créé par un courant est proportionnel à l'intensité de ce dernier).

Si une des trois grandeurs (T , B ou J) dépasse leur valeur critique, le matériau change de phase et passe dans son état normal, résistif et diamagnétique (le plus souvent).

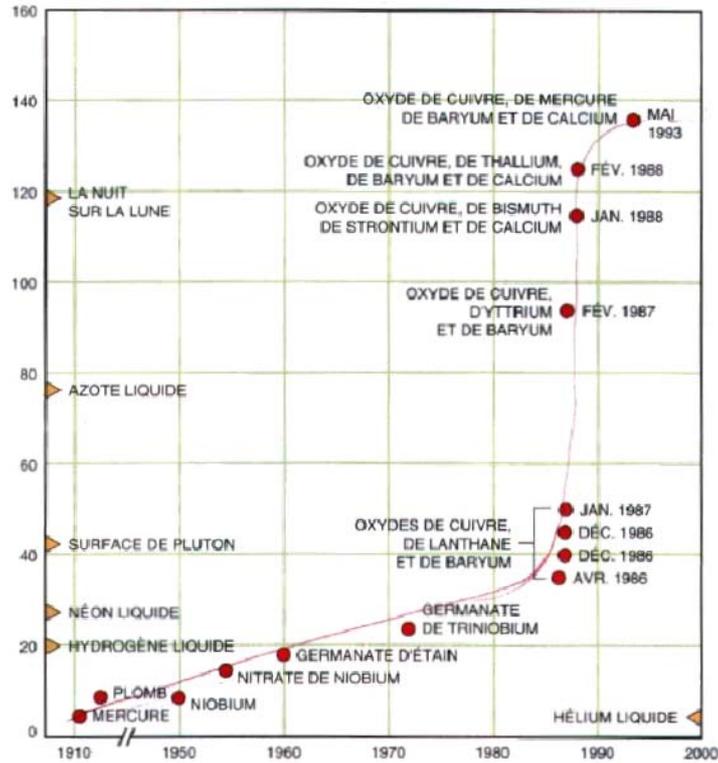


Figure 3.7 : Principales découvertes depuis 1911 des nouveaux matériaux supraconducteurs.

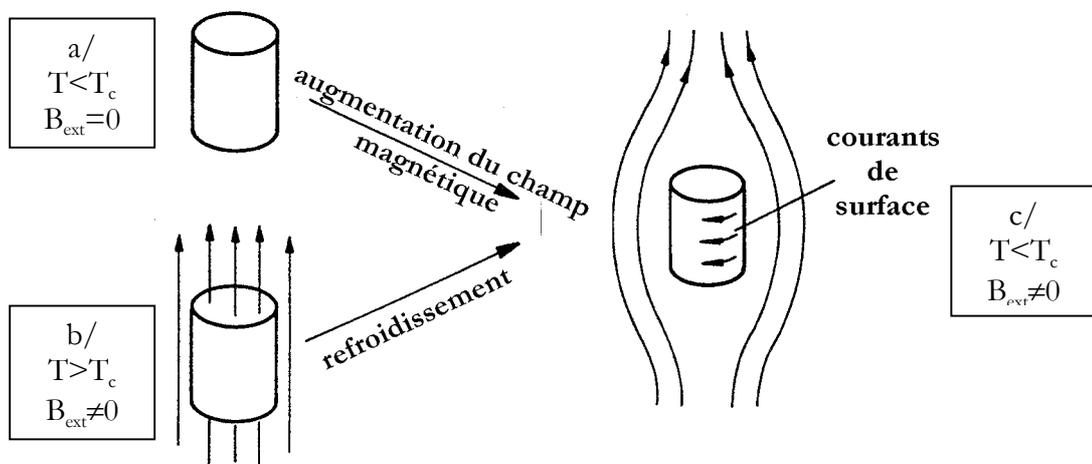


Figure 3.8 : Illustration du diamagnétisme parfait d'un supraconducteur.

Le champ magnétique critique dépend de la température (quelques valeurs sont données dans le Tableau 3.2) et son expression suit la loi :

$$B_c(T) = B_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (3.17)$$

Tableau 3.2 : Valeurs de champ magnétique critique pour différents supraconducteurs.

Matériau	SC type I					SC type II		
	Ti	Al	Sn	Hg	Pb	Nb	Nb ₃ Sn	YBa ₂ Cu ₃ O ₇
B_c (mT) à T=0 K	10	10.5	30.9	41.2	80.3	198	315	~1000

Remarque : le champ magnétique critique du Nb, du Nb₃Sn et de l'YBa₂Cu₃O₇ correspond à la valeur du champ magnétique B_{c2} dont nous allons avoir l'explication.

Les théories.....

Plusieurs théories ont été formulées, tout d'abord de manière phénoménologique, pour rendre compte des observations expérimentales (théories de London en 1935 [56] et de Ginzburg-Landau en 1950 [57]). Il fallut attendre 1957 et la publication, par J. Bardeen, N.L. Cooper et J.R. Schrieffer, de leur théorie (appelée théorie BCS [58]), pour avoir une explication microscopique des principales propriétés de la supraconductivité. Pour résumer, voici les aspects importants de ces 3 théories.

- La théorie de London

Cette première théorie permet d'expliquer l'effet Meissner-Ochsenfeld. En postulant l'existence des courants de surface J_s (appelés aussi « supercourants ») permettant l'écrantage du champ magnétique extérieur, un calcul d'électrodynamique avec les équations de Maxwell aboutit aux deux équations suivantes, appelées équations de London :

$$\frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} = -\frac{n_s e^2}{m} \vec{E} \quad (3.18)$$

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{J}_s) = -\frac{n_s e^2}{m} \vec{B} \quad (3.19)$$

où e et m représentent respectivement la charge et la masse de l'électron, et n_s la densité d'électrons supraconducteurs.

L'équation (3.19) permet de montrer que le champ magnétique externe décroît de façon exponentielle avec la distance à la surface d'un supraconducteur et dépend d'une longueur caractéristique λ_L , appelée longueur de pénétration de London (voir Figure 3.9). Donc, on a :

$$B(x) = B_0 \exp(-x/\lambda_L) \quad (3.20) \quad \text{avec} \quad \lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (3.21)$$

Des expériences menées ultérieurement ont permis de montrer que λ_L dépendait de la température (loi empirique).

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}} \quad (3.22)$$

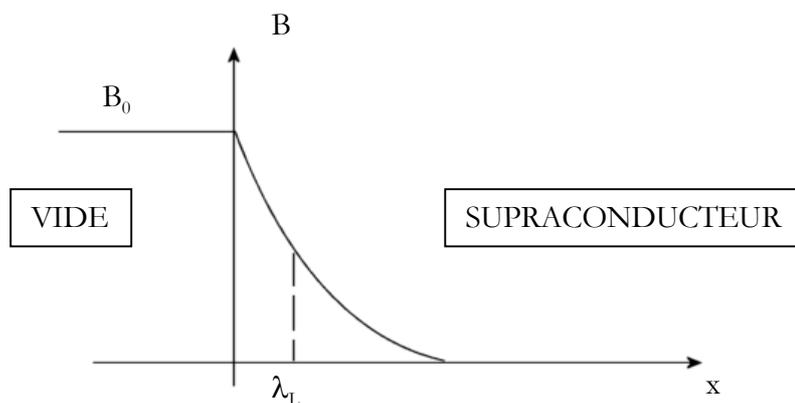


Figure 3.9 : Atténuation du champ magnétique externe dans un supraconducteur.

Lorsque T tend vers T_c dans (3.22), on remarque que λ_L tend vers l'infini, et donc que, d'après (3.20), le champ magnétique pénètre tout le matériau.

- La théorie de Ginzburg-Landau

Cette théorie est basée sur la théorie générale des transitions de phase du second ordre qui considère l'existence d'un paramètre d'ordre. Dans le cas de la supraconductivité, V.L. Ginzburg et L.D. Landau introduisirent la notion de paramètre d'ordre supraconducteur qui est une pseudo fonction d'onde complexe : $\Psi(\vec{r}) = |\Psi| \exp i\varphi(\vec{r})$, dont l'amplitude $|\Psi|$ donne la probabilité de présence des électrons supraconducteurs, et dont la phase $\varphi(\vec{r})$ conditionne la circulation des courants supraconducteurs.

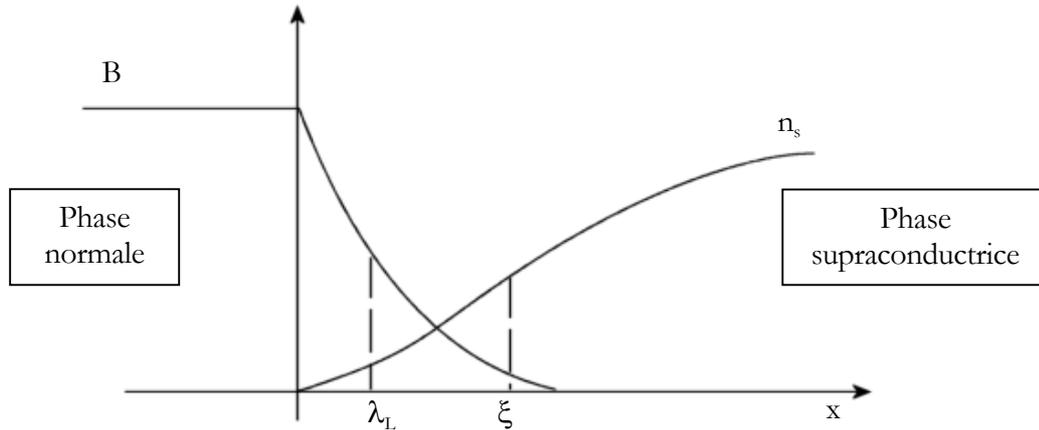
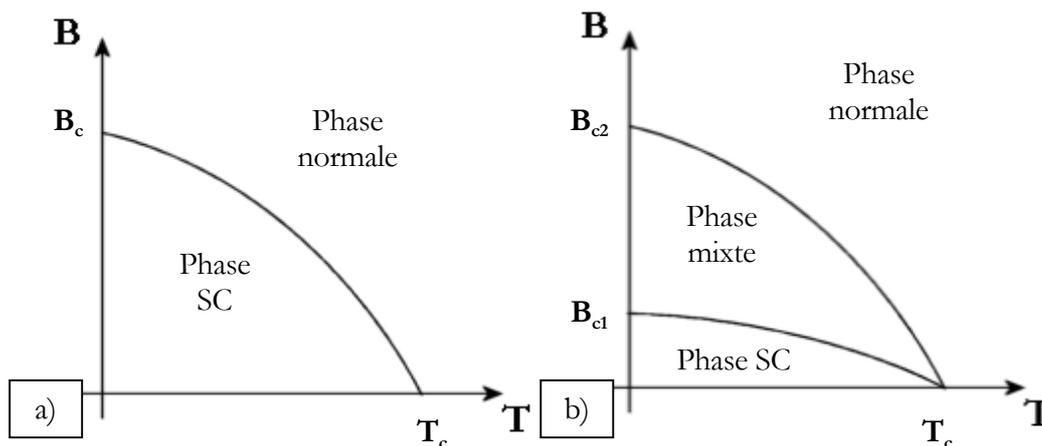


Figure 3.10 : Atténuation du champ magnétique et augmentation de la densité d'électrons supraconducteurs à une interface état normal-état supraconducteur.

La variation du paramètre d'ordre se fait sur une longueur caractéristique ξ (appelée longueur de cohérence) qui définit l'épaisseur dans laquelle disparaît progressivement la supraconductivité au voisinage d'une surface ou d'une interface avec un matériau non supraconducteur (Figure 3.10). $\Psi(\vec{r})$ est nul dans la phase normale et a une valeur finie dans la phase supraconductrice. Par conséquent, contrairement à la théorie de London où la densité des électrons supraconducteurs n_s était considérée comme constante dans tout le supraconducteur, cette nouvelle théorie incluait la possibilité d'avoir un supraconducteur dans un état autre que normal (n_s nul) ou supraconducteur (n_s constant). Ainsi, la théorie de Ginzburg-Landau a permis de prévoir l'existence de deux types de matériaux supraconducteurs, classés suivant le paramètre $\kappa = \lambda_L/\xi$ (appelé paramètre de Ginzburg-Landau). Il y a donc les supraconducteurs :

- de type I pour lesquels $\lambda_L/\xi < 1/\sqrt{2}$ (ex. : le plomb)
- et de type II pour lesquels $\lambda_L/\xi > 1/\sqrt{2}$ (ex. : le niobium)

Les supraconducteurs de type I possèdent un diamagnétisme parfait (Figure 3.11-a), n'ont qu'un seul champ magnétique critique B_c et transitent directement à l'état normal si $B > B_c$. Les supraconducteurs de type II possèdent, eux, deux champs critiques B_{c1} et B_{c2} et un troisième état de phase (Figure 3.11-b). Si $B < B_{c1}$, le matériau se comporte comme un supraconducteur de type I. Si $B_{c1} < B < B_{c2}$, le matériau est dans un état « mixte » (normal + supraconducteur) où il est pénétré par des lignes de flux magnétiques dans des tubes, appelés « vortex » (Figure 3.12-a).



Figures 3.11 : Diagrammes des phases B-T pour les supraconducteurs : a) de type I et b) de type II.

Chaque vortex a un « cœur » à l'état normal (dont le rayon caractéristique vaut ξ) entouré de courants supraconducteurs (les « supercourants ») qui s'étendent sur une distance égale à λ_L et qui écrantent le champ magnétique dans la partie encore supraconductrice. Signalons qu'il faudra attendre la théorie développée par A.A. Abrikosov [59], en 1957, pour expliquer l'apparition des vortex dans l'état mixte (il prédit aussi que ces vortex s'arrangent en réseau, nommé pour l'occasion réseau d'Abrikosov, voir Figure 3.12-b). Notons que chaque vortex ne porte qu'un quantum de flux magnétique, appelé « fluxoïde » :

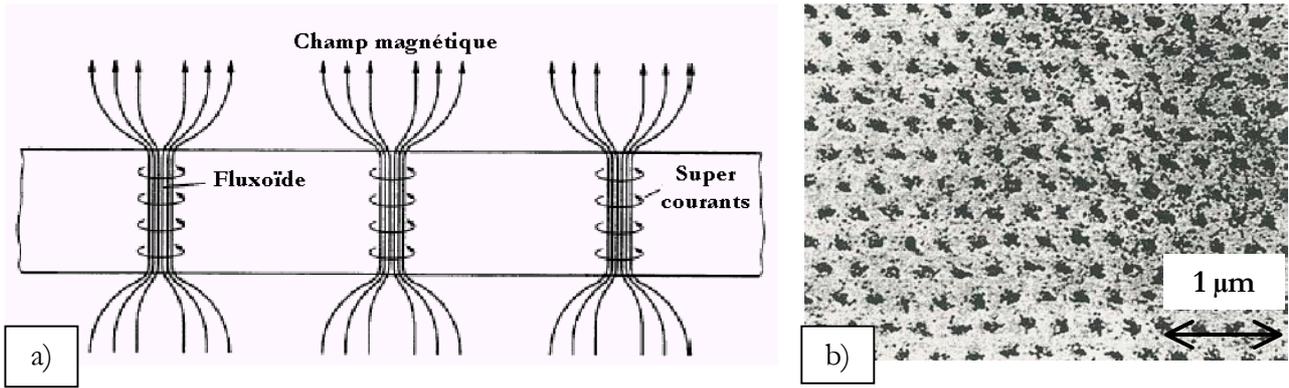
$$\Phi_0 = \frac{\pi\hbar}{e} = 2.07 \cdot 10^{-15} \text{ Wb} \quad (3.23)$$

où \hbar est la constante de Planck.

Dans l'état mixte, la densité de vortex n est donnée par : $n = \frac{B}{\Phi_0}$ (3.24)

- La théorie BCS

Cette théorie offre une description microscopique, et non plus phénoménologique, de la supraconductivité. Elle se fonde sur l'existence des paires de Cooper. Une paire de Cooper est un couple d'électrons appariés ayant des quantités de mouvement et des spins opposés. L'existence des paires de Cooper aux basses températures est due à deux phénomènes, le premier classique et le second quantique :



Figures 3.12 : a) Schématisation des vortex dans un supraconducteur de type II et b) réseau de vortex [49]. On notera l'échelle.

1. L'interaction électrons-phonons :

Dans le réseau cristallin, le passage très rapide ($v \sim 10^6$ m/s) d'un électron de charge négative déplace les ions positifs du réseau vers celui-ci. Les ions ainsi rapprochés créent une zone locale positive et, du fait de leur grande inertie, vont mettre un « certain » temps avant de retrouver leur position initiale en oscillant : il y a alors création d'un phonon. Si un deuxième électron passe avant que les atomes aient retrouvé leur position d'équilibre, il sera attiré par la zone positive et ainsi couplé, par l'intermédiaire de la vibration des ions (et donc des phonons), au premier électron malgré l'existence de la force de répulsion coulombienne. Le premier électron a donc créé un phonon qui a été ensuite absorbé par le deuxième électron (voir Figure 3.13). Les paires de Cooper ont une extension spatiale qui peut être très grande : il peut exister plusieurs électrons (appariés ou non) entre deux électrons formant une paire de Cooper (Figure 3.14). La distance entre deux électrons appariés est caractérisée par la longueur de cohérence BCS ξ_0 qui vaut (pour les métaux purs) :

$$\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta} \quad (3.25)$$

où v_F est la vitesse de Fermi et 2Δ le gap d'énergie représentant l'énergie de liaison d'une paire de Cooper. NB : ce gap est expliqué par la nature quantique des paires, voir ci-dessous. Dans le cas de présence d'impuretés, la longueur de cohérence s'exprime comme :

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l_e} \quad (3.26)$$

où l_c est le libre parcours moyen des électrons. Plus le taux d'impuretés est grand (i.e. l_c petit), plus ξ diminue.

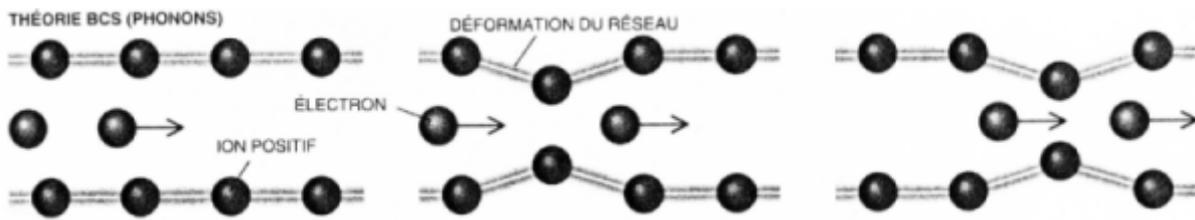


Figure 3.13 : Schémas expliquant le phénomène d'appariement des électrons par le déplacement du réseau cristallin du matériau.

2. La condensation de Bose-Einstein :

Rappelons que la mécanique quantique nous enseigne que, dans un métal conducteur normal, les électrons (de spin $\pm 1/2$) suivent une statistique de Fermi-Dirac et obéissent au principe d'exclusion de Pauli. Ainsi deux électrons de même spin ne peuvent occuper le même état d'énergie et il s'ensuit qu'il ne peut cohabiter que deux électrons de spins opposés par état d'énergie. Les états d'énergie quantifiés vont se remplir jusqu'à atteindre le niveau de Fermi $\varepsilon_F = \frac{1}{2}mv_F^2$ (3.27).

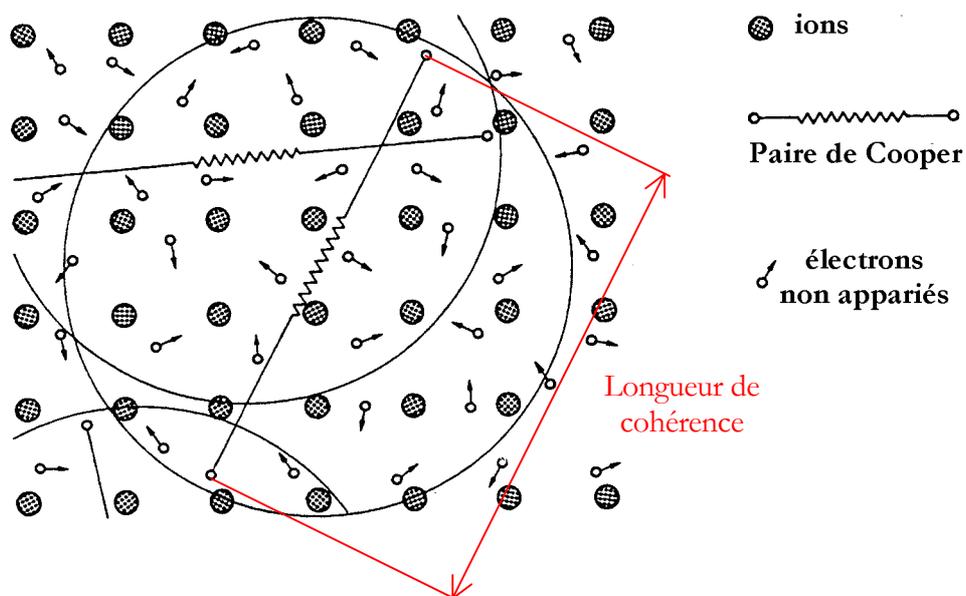


Figure 3.14 : Représentation schématique des paires de Cooper et des électrons non appariés dans le réseau cristallin d'un supraconducteur [49].

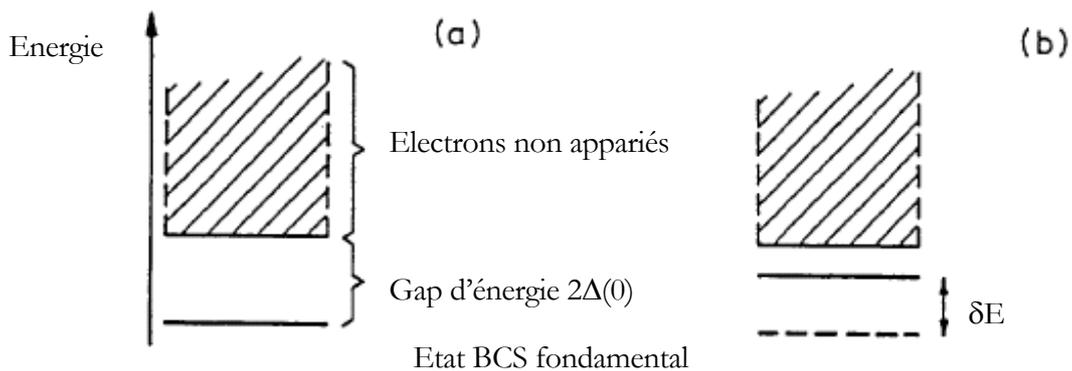
La nature des paires de Cooper permet d'atteindre un état d'énergie global plus faible, et donc plus stable, que celui décrit dans le cas d'un métal normal soumis au principe d'exclusion de Pauli. En effet, la paire de Cooper se comporte comme un boson (i.e. une particule de spin entier, par opposition aux fermions) et est soumise à la condensation de Bose-Einstein. Cet état particulier de la matière à basse température est caractérisé par la possibilité, pour les bosons, d'occuper en nombre illimité le même état d'énergie, donc celui le plus bas (i.e. le même état quantique fondamental de moment cinétique nul appelé état BCS fondamental). Les paires de Cooper, pas (ou peu) soumises aux collisions avec les atomes du réseau, peuvent « circuler » sans échange d'énergie et donc sans résistance ; d'où l'absence de résistivité dans le matériau.

L'existence de ces paires de Cooper introduit l'apparition d'une bande d'énergie « interdite » entre ces paires et les électrons non appariés présents dans les niveaux de Fermi (Figure 3.15). Cette différence de niveau est appelée « gap d'énergie » et vaut pour $T=0$ K :

$$2\Delta(0) = 3.53k_B T_c \quad (3.28)$$

avec k_B la constante de Boltzmann.

Ce gap correspond également à l'énergie de liaison des paires de Cooper (i.e. c'est l'énergie nécessaire pour « casser » une paire). Δ dépend de la température et devient nul lorsque $T=T_c$. Cette dépendance et la valeur de la constante $2\Delta(0)/k_B T_c$ ont été remarquablement confirmées par de nombreuses expériences.



Figures 3.15 : Schémas des niveaux d'énergie : a) Gap d'énergie 2Δ à $T=0$ K et b) réduction de ΔE du gap d'énergie pour $T \rightarrow T_c$.

La supraconductivité appliquée aux cavités accélératrices.....***La résistance de surface-----***

Comme nous l'avons évoqué en présentant le facteur de qualité, la résistance électrique d'un métal supraconducteur n'est pas strictement nulle lorsque celui-ci est soumis à un champ électromagnétique RF (contrairement au cas du régime de courant continu où la résistance du supraconducteur est strictement nulle, pour $T < T_c$). Toutefois, très petite comparée à celle d'un métal normal, elle n'en est pas moins mesurable ; soient, par exemple, quelques $n\Omega$ pour le niobium (suivant la température et la fréquence des champs comme nous allons le voir) contre quelques $m\Omega$ pour le cuivre. Sous ce champ RF, les paires de Cooper, qui se déplacent toujours sans résistance (mais qui maintenant sont soumises à des forces à dépendance temporelle), possèdent dès lors une certaine inertie qui les empêche d'« écranter » totalement les champs externes. Induits par les champs magnétiques présents dans le matériau sur une épaisseur caractéristique λ_L , des champs électriques accélèrent et décélèrent les électrons non appariés, produisant ainsi des dissipations par effet Joule (voir éq. (3.11)).

Les calculs effectués, à partir de la théorie BCS, par D.C. Mattis et J. Bardeen [60] et A.A. Abrikosov notamment [61], ont abouti à des expressions très complexes de la résistance de surface. Une formulation semi-empirique simplifiée de ces expressions est donnée par :

$$R_s(T) = A(\lambda, \xi, l_e, v_F) \frac{\omega^2}{T} \exp\left(-\frac{\Delta(0)}{k_B T}\right) + R_{res} \text{ pour } T < T_c/2 \quad (3.29)$$

avec A une constante du matériau qui est déterminée expérimentalement, ω la fréquence du champ RF et R_{res} une résistance résiduelle indépendante de la température.

Cette résistance résiduelle (dont la nature exacte n'est pas tout à fait maîtrisée) apporte une correction au terme principal de gauche (appelé couramment et improprement R_{BCS}) puisqu'il apparaît que la résistance de surface R_s ne tend pas vers zéro quand T tend vers $T=0$ K (voir Figure 3.16). R_{res} est affectée par différents paramètres tels que la présence de champ magnétique piégé lors du refroidissement (par exemple le champ magnétique terrestre), les impuretés et défauts du matériau... R_{res} varie de 1 à quelques dizaines de $n\Omega$ suivant l'« histoire » et la préparation des matériaux.

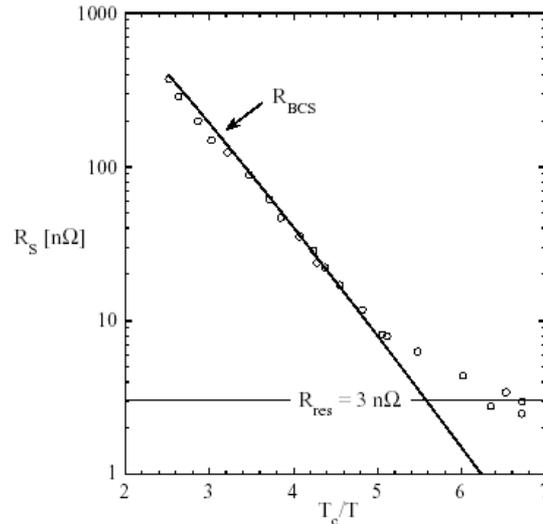


Figure 3.16 : Evolution de la résistance de surface en fonction de la température d'une cavité 1.3 GHz (ligne pleine : équation théorique de R_{BCS} et points : mesures expérimentales).

Quel matériau ?-----

Afin d'avoir les pertes RF les plus faibles dans une cavité supraconductrice, il convient de prendre un matériau ayant la résistance de surface la plus petite possible. Pour cela, il faut minimiser R_{BCS} en prenant un matériau avec :

1. une température critique T_c la plus élevée possible (soit $\Delta(0)$ le plus grand possible)
2. une longueur de pénétration λ la plus faible possible (car A est proportionnelle à λ^3)
3. une longueur de cohérence ξ la plus grande possible (pour minimiser les dissipations des impuretés et ainsi minimiser également R_{res}) et en même temps à peu près égale au parcours moyen des électrons l_c (optimum de R_{BCS} , voir Figure 3.17)
4. un champ magnétique critique B_c le plus haut possible (afin d'atteindre un champ accélérateur le plus élevé possible)

Remplir à la fois les conditions (2) et (3) est typique des supraconducteurs de type I (pour qui $\lambda_L/\xi < 1/\sqrt{2}$). Toutefois, comme illustré dans le Tableau 3.1, ces supraconducteurs ont les températures critiques les plus faibles et ne satisfont donc pas la condition (1). Les alliages et oxydes (type YBaCuO) peuvent également être écartés car ils ont une longueur de cohérence très faible

(environ 1 nm pour l'YBa₂Cu₃O₇ contre 40 pour le niobium) et donc une résistance résiduelle très importante. Seuls les métaux purs (Pb, Nb...) et les composés intermétalliques (NbTi, Nb₃Sn...) permettent d'obtenir une résistance de surface optimale (i.e. $\xi_0 \sim l_e$, condition (3)).

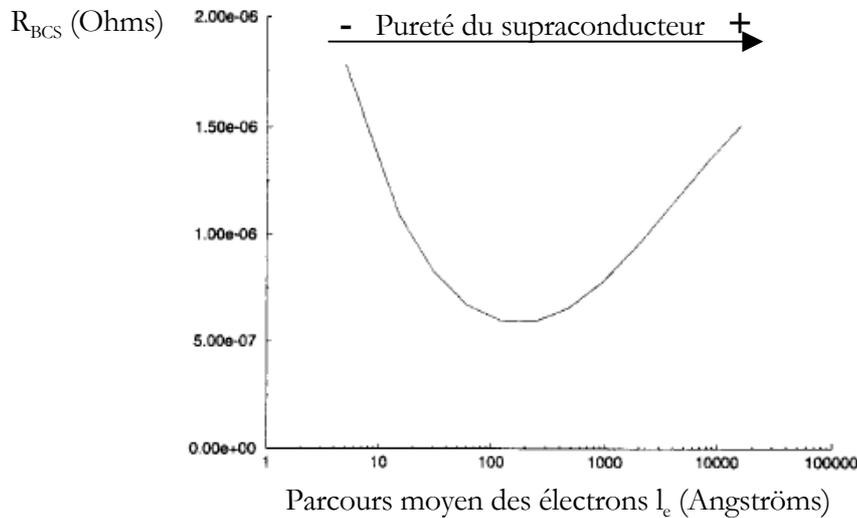


Figure 3.17 : Résistance BCS du niobium à 1.5 GHz et 4.2 K. L'optimum est obtenu pour $l_e = \xi_0$. NB : cet optimum dépend de T (plus T est petit, plus il se déplace vers la zone de grand l_e).

La notion de pureté est importante et s'exprime grâce au RRR (Residual Resistance Ratio). Sa définition formelle pour un métal est :

$$RRR = \frac{\rho(300K)}{\rho(0K)} \quad (3.30)$$

où $\rho(0K)$ représente la résistivité résiduelle du métal à 0 K, dans son état normal. NB : dans le cas d'un métal en phase supraconductrice, ρ n'est plus mesurable quand T est inférieur à T_c (et donc, a fortiori, à 0 K). La résistivité à très basse température (généralement on se place à 4.2 K) est soit mesurée en faisant transiter le métal en phase résistive grâce à l'application d'un champ magnétique, soit extrapolée à partir de mesures faites à $T > T_c$ (loi en T^3).

Ainsi, plus le RRR est grand, plus le taux d'impuretés est faible et meilleure est la conductivité thermique du métal dans sa phase supraconductrice. Ce dernier point est très important puisque augmenter la conductivité thermique permet d'obtenir un meilleur refroidissement (i.e. meilleur échange de chaleur dans le matériau) et donc une meilleure stabilité en cas d'échauffement local du métal (dû justement à une impureté qui est dans sa phase normale par exemple). Toutefois, il ne sert à rien d'avoir un matériau avec un RRR supérieur à quelques centaines (typiquement 200 à 300

pour le niobium), puisque cela va au détriment de l'optimisation de R_{BCS} (voir Figure 3.17) et de ses propriétés mécaniques (nous verrons cela au chapitre suivant).

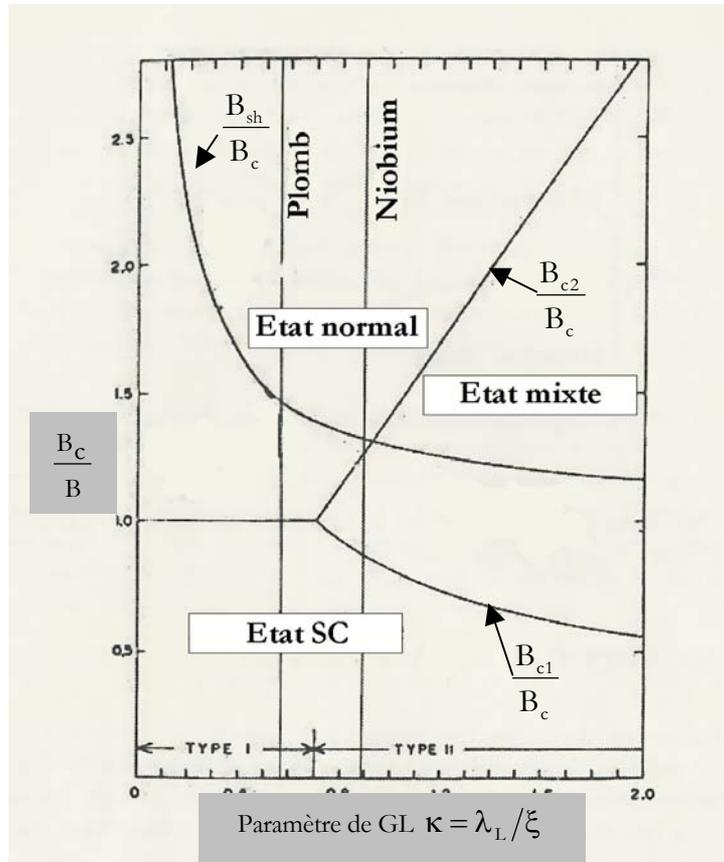


Figure 3.18 : Diagramme de phase montrant l'évolution des différents champs magnétiques critiques en fonction du paramètre κ .

Concernant la condition (4), les supraconducteurs de type II sont ceux possédant le plus haut* champ magnétique critique. Malgré tout, quand on se place dans le cas particulier des régimes de champs électromagnétiques RF, il ne sert à rien d'utiliser des matériaux ayant les plus hauts champs B_{c2} (tel que le NbTi par exemple dont $B_{c2}=12$ T), puisque le champ magnétique maximal applicable est dans ce cas précis inférieur à B_{c2} (NB : le cas inverse se produit pour les supraconducteurs de type I comme on peut le voir en Figure 3.18). Pour des raisons liées à une discontinuité d'entropie, entre autre, il est théoriquement possible d'avoir un matériau encore supraconducteur jusqu'à un champ magnétique maximal différent de B_c , et qui est appelé : champ de « surchauffe », que l'on note B_{sh} . Il est possible d'estimer la valeur de B_{sh} d'après la valeur du paramètre de Ginzburg-Landau :

* Notons que $B_{c2} = B_c \sqrt{2\kappa}$, donc pour un supraconducteur de type II, $B_{c2} \geq B_c$.

$$B_{sh} \approx \frac{0.89}{\sqrt{\kappa}} B_c \text{ pour } \kappa \ll 1$$

$$B_{sh} \approx 1.2 B_c \text{ pour } \kappa \approx 1$$

$$B_{sh} \approx 0.75 B_c \text{ pour } \kappa \gg 1$$

Ce champ de surchauffe est donc identifié au champ maximal RF de surface que l'on espère atteindre. Pour le niobium, B_{sh} est égal, par exemple, à environ $1.2B_{c2}$, soit 240 mT à $T=0$ K. Signalons que le champ magnétique de surface maximal atteint dans une cavité en niobium massif a été d'environ 180 mT (soit plus proche de B_{c1} que de B_{sh}). Une explication à ce phénomène dans un supraconducteur de type II peut venir de la formation et la stabilisation d'un vortex qui nécessite un temps nettement supérieur à celui d'une période RF (respectivement $\sim 1 \mu s$ contre $\sim 1 ns$) et permet donc le maintien de l'état supraconducteur jusqu'à B_{sh} .

De tous les matériaux envisageables, le niobium est celui qui présente le meilleur compromis parmi les conditions énumérées précédemment :

- une faible résistance résiduelle et une R_{BCS} optimisée ($\xi_0 \sim 1$),
- des valeurs de température et de champ magnétique critiques les plus élevés parmi les métaux purs : $T_c = 9.2$ K et $B_{sh} \sim 220$ mT (resp. ~ 190 mT) à $T = 2$ K (resp. 4.2 K),
- et, aspect très important, c'est un matériau facilement usinable et possédant de bonnes caractéristiques mécaniques et thermiques.

Signalons que des cavités utilisant le plomb ont été fabriquées au début de l'histoire des cavités supraconductrices (utilisation à basses fréquences). Ce matériau, à la fois bon marché et facilement usinable, a une résistance de surface BCS très élevée à haute fréquence (car T_c est faible, 7.2 K) et possède des caractéristiques mécaniques pauvres. C'est pourquoi le niobium est maintenant le métal couramment utilisé pour la fabrication de cavités accélératrices supraconductrices.

Quelle température de fonctionnement ?-----

Le choix de la température de fonctionnement est, comme le choix du matériau, le résultat d'un compromis. Il s'établit entre le fait de vouloir bénéficier d'une résistance de surface très faible pour minimiser les pertes RF (et donc avoir une température pas trop élevée) et le fait d'utiliser un

système cryogénique de refroidissement le moins coûteux possible (et donc avoir une température pas trop basse).

Le fait d'utiliser des cavités en niobium nous oblige à les refroidir avec de l'hélium liquide (soit $T \leq 4.2$ K sous pression atmosphérique). Il existe deux gammes de température utilisées couramment pour le refroidissement : celle où T est proche de 4 K (HéliumI liquide, $T \leq 4.2$ K) et celle où T est proche de 2 K (HéliumII superfluide, $T \leq 2.17$ K). Le refroidissement à l'hélium superfluide permet, en plus d'abaisser la résistance de surface, de profiter de meilleures propriétés réfrigérantes (i.e. meilleure évacuation de la chaleur produite par la cavité dans le bain d'hélium) ainsi que de meilleures conditions de test (i.e. absence de vibrations provoquées par l'ébullition du bain d'héliumI). On pourrait donc penser que travailler en hélium superfluide s'impose à chaque fois. Or, travailler en hélium superfluide a un coût au moins trois fois supérieur au travail en hélium normal. En effet, si on fait le calcul de l'efficacité globale η_{tot} de chaque système de refroidissement (i.e. $\eta_{\text{tot}} = \eta_{\text{Carnot}} \cdot \eta_{\text{th}}$, où η_{Carnot} représente l'efficacité du cycle de Carnot et η_{th} l'efficacité de l'installation cryogénique), on trouve :

- $\eta_{\text{tot}} \sim 0.0040$ à $T=4.2$ K, avec $\eta_{\text{Carnot}}=1/70$ et $\eta_{\text{th}}=25-30\%$
- $\eta_{\text{tot}} \sim 0.0013$ à $T=2$ K, avec $\eta_{\text{Carnot}}=1/150$ et $\eta_{\text{th}}=15-20\%$

Cela équivaut à dire qu'évacuer 1 W du bain à $T=4.2$ K (resp. $T=2$ K) « coûte » à l'utilisateur environ 250 W (resp. 750 W). Signalons que ce point concernant l'efficacité du système de réfrigération représente le principal aspect négatif de l'utilisation des cavités supraconductrices. Malgré une résistance de surface 10^5 à 10^6 fois plus faible (tout dépend de la température et de la fréquence des cavités) que celle des cavités en cuivre, le gain final sur le fonctionnement d'un accélérateur supraconducteur est réduit à 100 à 500 fois (quand même !) par rapport à celui d'un accélérateur « chaud ».

Concernant le comportement de la résistance de surface via R_{BCS} , deux observations peuvent être faites à partir de l'équation (3.27) :

1. R_s croît avec le carré de la fréquence RF.
2. R_s décroît de façon exponentielle avec la température.

En prenant une résistance résiduelle typique de $5 \text{ n}\Omega$ et l'expression de R_{BCS} pour le niobium, on peut tracer l'évolution de la résistance de surface en fonction de la fréquence, pour les deux températures $T=4.2 \text{ K}$ et $T=2 \text{ K}$. D'après le graphe représenté en Figure 3.19, on voit qu'il n'est pas nécessaire de refroidir à très basse température des cavités fonctionnant à moins d'environ 500 MHz puisque la résistance de surface est dominée par la résistance résiduelle.

Dans le cadre de l'étude d'une cavité spoke fonctionnant à 352 MHz, nous prendrons donc une température de fonctionnement autour de 4 K.

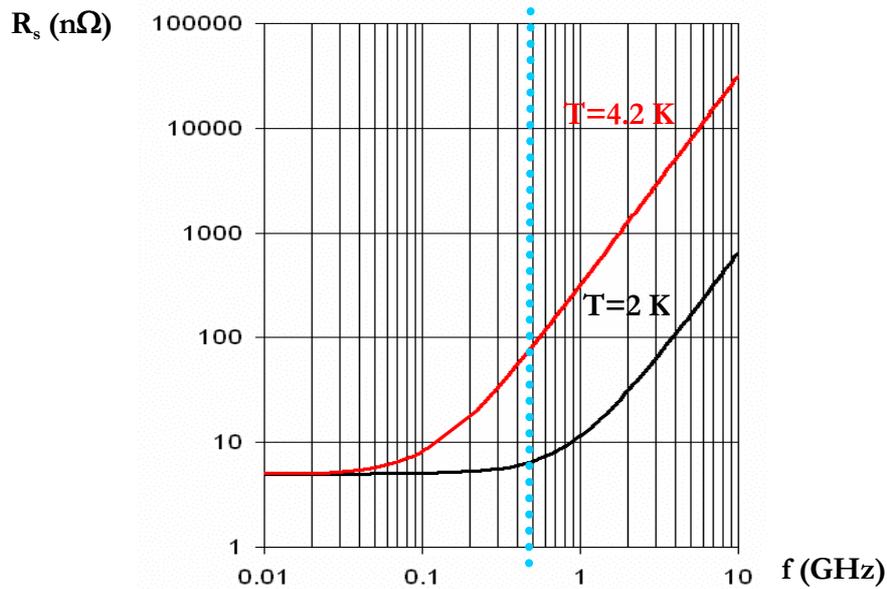


Figure 3.19 : Evolution de la résistance de surface en fonction de la fréquence pour $T=4.2 \text{ K}$ (en rouge) et $T=2 \text{ K}$ (en noir) [62].

L'accélérateur linéaire RF

1 Petit historique

L'origine [63-64]

C'est en 1924 que débuta l'histoire des accélérateurs linéaires RF. Cette année là, G. Ising proposa dans un article [65] une nouvelle méthode d'accélération basée sur l'utilisation de tubes de glissements métalliques où étaient appliquées des tensions alternatives permettant ainsi une succession d'accélération pour les particules. Avec cette méthode, G. Ising anticipait déjà les limitations intrinsèques des accélérateurs électrostatiques qui allaient être employés, avec succès* il est vrai, quelques années plus tard. Ces accélérateurs trouvent leur limitation dans le fait que le gain d'énergie pour le faisceau est directement proportionnel à la différence de potentiel qu'il est possible de maintenir dans le système avant claquage (soient quelques centaines de kiloVolts au maximum à la fin des années 20[†]). Le concept présenté par G. Ising devait donc permettre de dépasser cette limitation et obtenir une énergie finale supérieure au voltage total disponible dans le système grâce à une addition des accélérations.

Son dispositif, représenté sur la Figure 3.20, était composé d'une succession de tubes métalliques percés de trous, sur lesquels étaient appliqués des impulsions électriques correctement synchronisées avec le faisceau de particules via des lignes de transmission à retardement, permettant ainsi une accélération successive des particules dans chaque tube. Malheureusement, ce concept resta à l'état de projet mais son impact fut très important. Il servi de base de réflexion à R. Wideröe dans la conception et la réalisation, en 1928, de ce qui peut être considéré comme le précurseur de tous les linacs RF modernes construits à ce jour [67].

Le premier accélérateur linéaire RF

Dans son concept illustré sur la Figure 3.21, R. Wideröe eut l'idée d'appliquer, en lieu et place d'impulsions électriques imaginées par G. Ising, une même tension RF à une série de tubes de glissement. Leur longueur était adaptée de telle sorte que la vitesse des particules augmentant,

* Premiers accélérateurs employés en physique nucléaire, ils permirent par exemple, en 1932, de réaliser la première fission atomique expérimentale « contrôlée » (fission d'atomes de lithium avec des protons de 400 keV) L'accélérateur électrostatique a été conçu et fabriqué par J.D Cockcroft et E.T.S. Walton [66]. L'énergie maximale que pouvait atteindre cette machine était d'environ 700 keV.

† La plus grande énergie atteinte aujourd'hui est celle obtenue avec le Tandem d'Oak Ridge qui fonctionne à 25.5 MV (30 m de hauteur et 10 m de diamètre). Les accélérateurs électrostatiques opèrent généralement autour des 10 MV.

celles-ci soient correctement synchronisées avec le champ électrique lors de leur passage dans chaque gap successif (le voltage étant inversé pendant que les particules se trouvent à l'intérieur d'un tube).

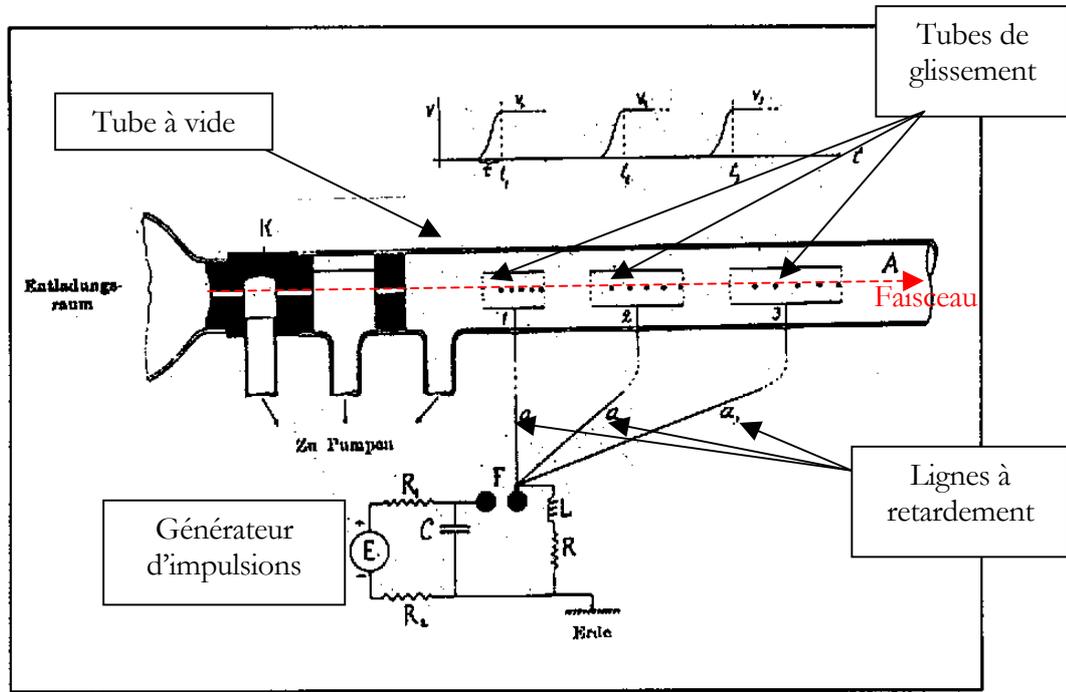


Figure 3.20 : Dessin original réalisé par G. Ising [65].

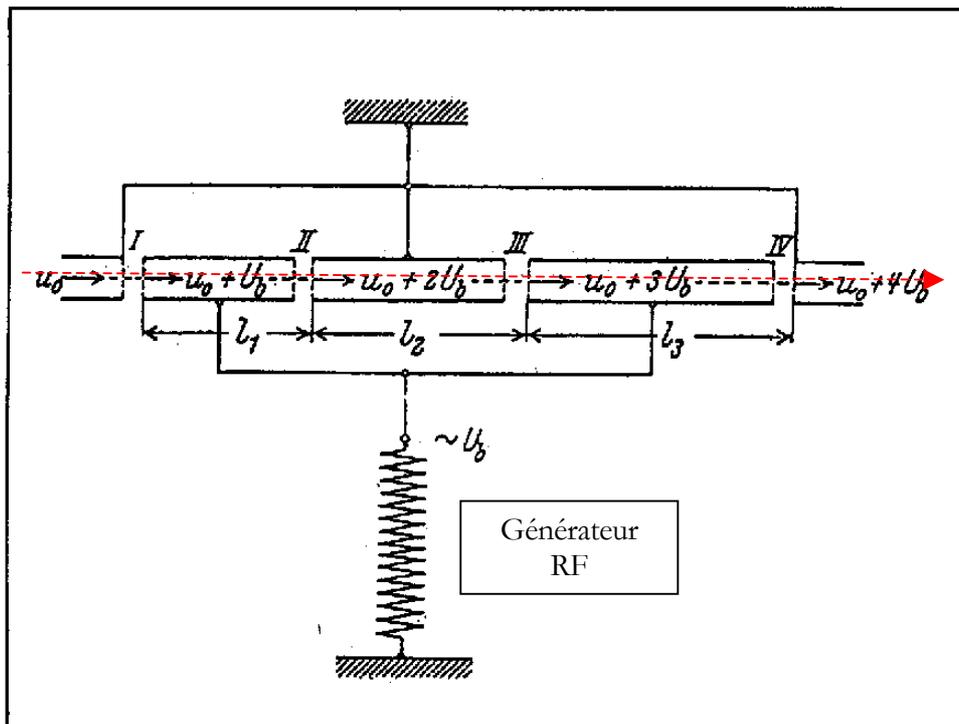


Figure 3.21 : Concept général du linac de R. Wideröe [67].

Pour démontrer la faisabilité de ce concept d'accélération, R. Wideröe fabriqua un appareil ne comportant qu'un seul tube de glissement porté à un potentiel alternatif de 25 kV, placé entre deux tubes reliés à la masse. Il réussit à accélérer des ions potassium et sodium (une fois chargés) jusqu'à une énergie finale de 50 keV. La preuve expérimentale était donc faite du bien-fondé de cette nouvelle technique.

Les années qui suivirent l'expérience menée par R. Wideröe ne virent pas d'avancées majeures* dans le domaine, encore tout jeune, des accélérateurs linéaires RF. Ceci principalement pour deux raisons :

1. l'invention du cyclotron en 1930 par E.O. Lawrence [70], plus compact et qui permettait d'atteindre des énergies plus élevées (exemple avec des protons : 1.25 MeV en 1932 et jusqu'à 20 MeV en 1939),
2. le manque de sources de puissance adaptées (car limitées à cette époque à 10 MHz et de faible puissance).

Des avancées technologiques majeures

Il fallut attendre la fin de la seconde guerre mondiale pour assister à un véritable essor (grâce essentiellement aux développements militaires de sources de puissance haute-fréquence pour les radars) et à la construction des premiers accélérateurs linéaires que nous qualifierons de « modernes ». Deux étapes ont marqué cette période :

- à partir de 1946, le développement et la construction à Berkeley, du premier linac à protons par L.W. Alvarez et ses collègues [71-72], composé de structures résonantes en cuivre appelées Drift Tube Linac[†] d'Alvarez (fréquence : 200 MHz, énergie finale des protons : 32 MeV, longueur totale : 12 m),
- dans le même temps, les développements, principalement à Stanford et au MIT[‡] [73], de structures résonantes 3 GHz appelées guides d'onde à iris (ou à disque, voir Figures 3.22), utilisées dans les premiers accélérateurs à électrons (exemple : la série des accélérateurs MARK, énergie

* En 1931, D.H. Sloan et E.O. Lawrence construisirent un linac basé sur le modèle de R. Wideröe, composé de 30 tubes [68] (alimentés par une source 42 kV, 10 MHz). Ils purent accélérer un faisceau de 1 μ A d'ions mercure jusqu'à une énergie de 1.26 MeV (énergie portée à 2.85 MeV en 1934, avec 36 tubes [69]). Un tel dispositif ne revêtait toutefois qu'un caractère expérimental, destiné essentiellement à vérifier, à plus grande échelle, le concept d'accélération de R. Wideröe.

[†] Nous verrons une illustration d'un DTL basé sur le modèle d'Alvarez dans la partie suivante.

[‡] Massachusetts Institute for Technology.

finale des électrons : 630 MeV, longueur : 67 m pour MARKIII [74]). Ces développements ont conduit à la construction du plus grand accélérateur linéaire en fonctionnement à ce jour, le SLAC [75] (3 km de long, électrons et positrons accélérés jusqu'à une énergie de 50 GeV).

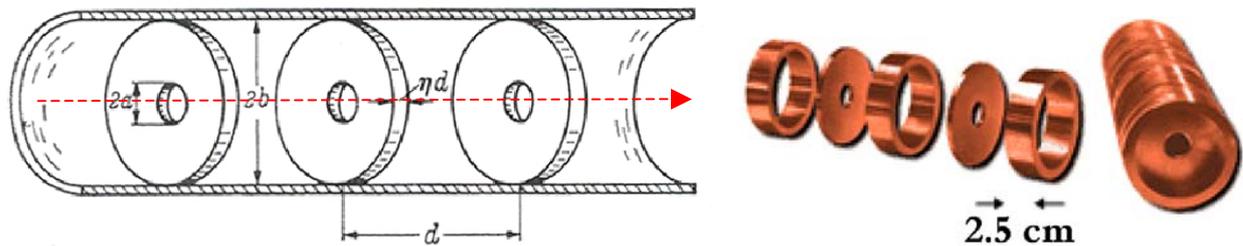


Figure 3.22 : Dessins d'une structure accélératrice à iris avec ses paramètres importants (a : le rayon de l'ouverture de l'iris, b : le rayon du guide et d : la longueur entre chaque disque).

Aujourd'hui, on dénombre dans le domaine de la recherche scientifique, plus d'une centaine de linacs à électrons et environ une cinquantaine de linacs à ions (protons y compris) permettant de couvrir une gamme d'énergie du MeV à plus de 50 GeV.

2 Principe de fonctionnement d'un linac RF

Comme nous l'avons vu précédemment, l'accélération d'une particule chargée nécessite l'application d'un champ électrique parallèle (et de même sens) à sa direction de propagation. Comme son nom l'indique, un accélérateur linéaire est un dispositif dans lequel des particules chargées sont accélérées suivant une trajectoire rectiligne.

Basée sur les équations de Maxwell, l'accélération peut être :

- *électrostatique* : accélération par un champ électrique constant créé entre des électrodes (accélérateurs de type Cockcroft-Walton [66] ou Van de Graaff [76]),
- *à induction* : accélération par un champ électrique pulsé créé par un champ magnétique variable (exemple : accélérateur Astron, premier linac à induction construit au Lawrence Livermore National Laboratory (USA) en 1964 [77]),
- ou *électromagnétique* : accélération par la composante électrique longitudinale d'une harmonique du champ électromagnétique créé dans des structures résonnantes.

Bien que les deux premières méthodes d'accélération soient encore couramment utilisées*, elles ne permettent pas de répondre aux cahiers des charges de projets tels qu'EURISOL ou XADS, notamment lorsqu'il s'agit d'atteindre des énergies supérieures ou égales au GeV pour des faisceaux de haute intensité comprise entre 5 et 10 mA. C'est pourquoi, nous ne nous intéresserons qu'aux linacs RF.

Nous pouvons voir sur la Figure 3.23, un schéma simplifié des grands pôles qui composent « l'ossature » d'un linac (i.e. la source de particules, les structures accélératrices et leur(s) source(s) de puissance associées...). Nous allons nous limiter à une présentation générale de ces composants en détaillant toutefois d'avantage les structures accélératrices.

Remarque : Afin d'éviter toute confusion, rappelons que nous ne parlerons dans cette présentation que d'accélérateurs de particules dites « lourdes » (protons en particulier). Nous excluons volontairement les linacs à électrons (ou positrons).

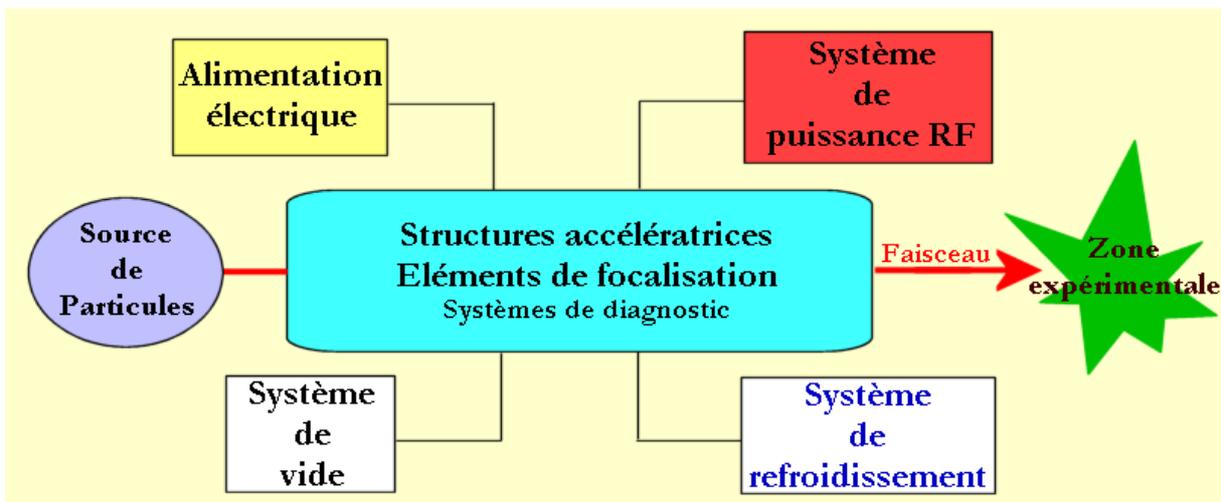


Figure 3.23 : Diagramme simplifié d'un linac avec ses principaux composants.

La source de particules

Comme son nom l'indique, ce dispositif fournit le faisceau de particules qui seront accélérées tout au long de la machine. Suivant les projets et les applications envisagés, différentes espèces de

* Les accélérateurs électrostatiques sont plutôt utilisés, en physique nucléaire par exemple, pour accélérer des ions et des protons, d'intensité inférieure au milliampère. Avec un tel système, l'énergie finale pour des protons ne dépasse pas une trentaine de MeV (Rappel : limite venant de la tension maximale applicable sur les électrodes avant « claquage »). Les linacs à induction sont, quant à eux, généralement utilisés pour accélérer des électrons. Les intensités mises en jeu peuvent être supérieures à 10 kA mais l'énergie finale des faisceaux reste modeste (quelques MeV). Les applications de tels accélérateurs sont surtout dans le domaine médical (radiographie) ou pour la fusion (injecteur).

particules peuvent être produites dans une multitude d'états de charge (du proton à l'uranium, mono-chargés H^+ ou H^- , jusqu'aux ions multi-chargés tel que $U^{238}U^{30+}$ dans le cadre du projet RIA par exemple). Les sources d'ions généralement utilisées sont des sources ECR (Electron Cyclotron Resonance) pouvant délivrer des faisceaux continus ou pulsés (tout dépend, là encore, des applications liées à l'accélérateur). Les intensités sont très variables et vont typiquement du μA pour les espèces d'ions les plus lourds (comme l'uranium) à une centaine de mA (pour les protons). A titre d'exemple, nous avons vu que, dans le cas des projets EURISOL et XADS, l'intensité du faisceau de protons mise en jeu était de l'ordre de quelques mA (resp. 5 et 10 mA) ; intensité qui sera portée à plusieurs dizaines de mA (entre 20 et 40) dans le cas de l'installation d'un ADS dans sa phase « industrielle ». D'intenses efforts de R&D ont permis de mettre au point des sources de protons de haute-intensité pouvant dépasser la centaine de mA pour les meilleures d'entre elles (sources des laboratoires nationaux de Chalk River et Los Alamos (USA) [78] ou source SILHI (France) [79] par exemple).

L'énergie d'extraction des particules est également variable suivant le type de source utilisée, les espèces produites et leurs états de charge et varie généralement entre 20 et 100 kV/nucléon. Le faisceau de particules est acheminé jusqu'aux premières structures accélératrices via une ligne de transport spécifique (appelée LTBE pour Ligne de Transport à Basse Energie). Elle comprend généralement plusieurs éléments tels que des solénoïdes et des lentilles électrostatiques pour focaliser le faisceau. Elle est bien sûr équipée de nombreux éléments de diagnostic (profileurs, collimateurs, émittancemètres, électrodes, caméra CCD...) afin de pouvoir contrôler tous les paramètres du faisceau (position, émittance, phase, intensité, mais aussi nature des espèces...) et assurer ainsi une transmission optimale vers les premières structures accélératrices, comme le RFQ* (Radio Frequency Quadrupole) entre autres.

En guise d'illustration, nous présentons en Figure 3.24, l'injecteur IPHI (Injecteur de Protons de Haute Intensité) qui sert de référence dans nos études sur les projets EURISOL et XADS. Il est composé de la source ECR SILHI avec sa ligne de transport à basse énergie, suivie du RFQ 352 MHz. La source est totalement opérationnelle depuis maintenant plus de 5 ans et fournit un faisceau avec les caractéristiques requises pour le RFQ. Ce dernier est, quant à lui, en cours de construction (achèvement prévu fin 2004). Signalons qu'un prototype a été construit et a permis de valider les procédures de fabrication (voir également Figure 3.24).

* Nous n'avons pas parlé du RFQ dans la première partie de ce chapitre dédié à l'histoire des linacs mais il est à noter que l'invention de cette structure en 1970 par I.M. Kapchinskiy et V.A. Teplyakov [80], combinant accélération et focalisation du faisceau (pour des ions avec une vitesse $< 0.1c$), a marqué une étape très importante dans la conception des têtes de machine (i.e. injecteurs).

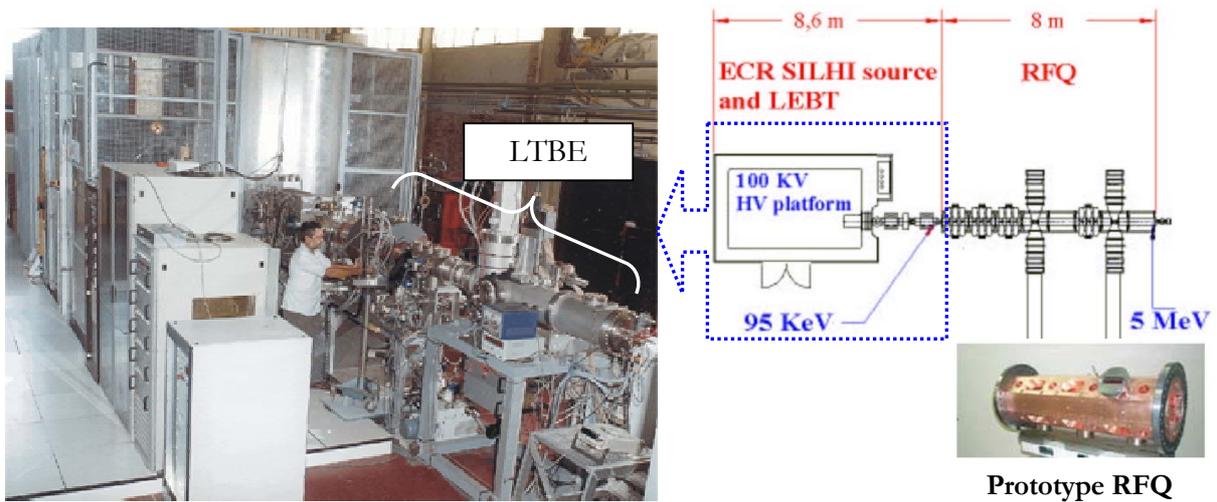
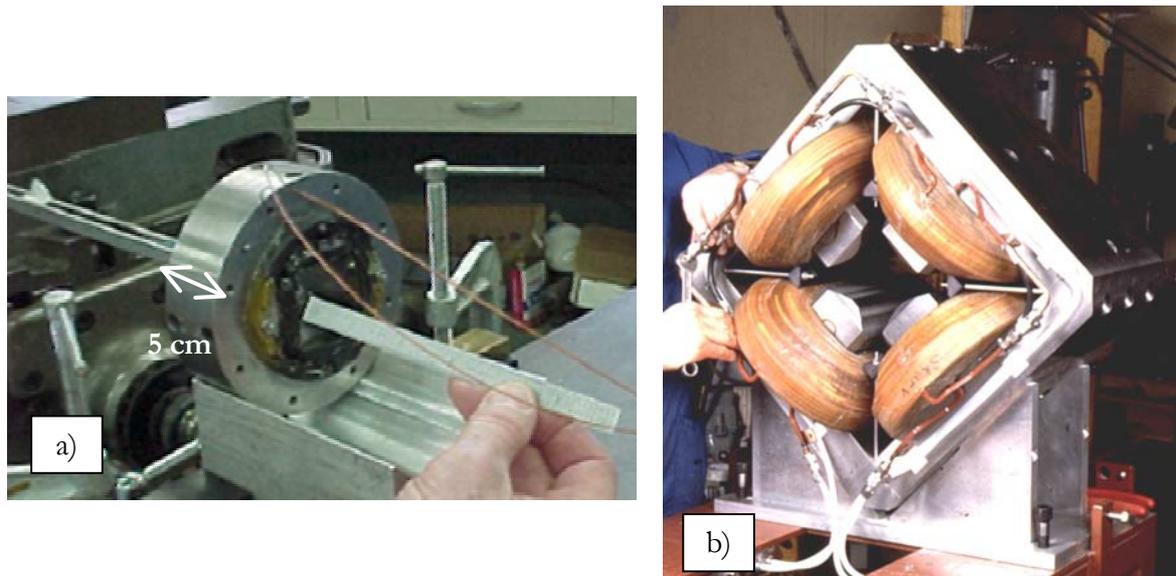


Figure 3.24 : Injecteur IPHI avec la source SILHI (Photo collaboration CEA/IPN). NB : une redéfinition du projet va certainement amener à abaisser l'énergie finale du RFQ à 3 MeV (initialement prévue à 5 MeV comme indiqué sur le schéma).

Les structures accélératrices et les éléments de focalisation.....

Ces deux composants sont intimement liés dans un accélérateur. La taille d'un faisceau (déterminée par son émittance) augmente « naturellement », indépendamment de tout autre effet (défocalisation dans certaines cavités due à la présence de composantes de champ sur l'axe, effets de charge d'espace...). Des systèmes magnétiques, solénoïdes ou quadripôles (QP), sont donc utilisés pour focaliser le faisceau et permettre ainsi le transport des particules tout au long de l'accélérateur. Ce sont principalement les quadripôles qui sont utilisés (QP « chauds » placés entre deux cryomodules ou à l'intérieur des DTL par exemple). Le choix est donc plus limité (et plus simple) dans un linac que dans une machine circulaire où le faisceau est également dévié par des aimants dipolaires, et où sextupôles (voire octupôles) sont nécessaires pour corriger les effets défocalisant de certaines composantes de champs dans les aimants dipolaires.

Notons que les développements liés à la supraconductivité ont permis la fabrication de solénoïdes et de quadripôles supraconducteurs très compacts (longueur inférieure à une dizaine de centimètres contre typiquement plus d'une trentaine pour les quadripôles « chauds », voir Figure 3.25). Cela permet donc leur installation au sein des cryomodules pour un gain de place (réduction de la taille de la maille focalisatrice) et un meilleur contrôle du faisceau.



Figures 3.25 : Photos de quadripôles : a) supraconducteur [81] et b) « chaud ». Remarquons la différence de taille.

Comme illustré dans le chapitre II sur les deux schémas de linac actuellement à l'étude dans les projets EURISOL et XADS, plusieurs types de structures peuvent être utilisés pour accélérer les faisceaux de particules (RFQ, DTL, cavités quart d'onde, cavités elliptiques...). On sépare habituellement ces structures accélératrices en deux catégories :

1. les structures traditionnelles (car développées en premier) en cuivre dites « chaudes »,
2. celles dites « froides » utilisant la technologie de la supraconductivité.

A l'intérieur de chaque catégorie, existent différents types de structures qui, suivant l'énergie des particules à accélérer, sont plus ou moins bien adaptés. Le choix de tel ou tel type de structure est donc guidé par des considérations physiques liées aux spécifications requises pour l'application envisagée (espèces de particules à accélérer, énergie à atteindre, faisceau continu ou pulsé...), technologiques (faisabilité et stabilité des structures) et économiques liées aux coûts de fabrication et de maintenance (nombre de cavités, longueur du linac, puissance totale nécessaire...). Tous ces choix sont intimement imbriqués les uns aux autres et de nombreux compromis sont toujours nécessaires lors de la conception d'un linac.

Quelques exemples de structures accélératrices

Nous n'allons évidemment pas faire un inventaire exhaustif de toutes les structures existantes car une abondante littérature existe sur le sujet [82-83-84-85]. Nous allons simplement présenter quelques structures que nous pouvons qualifier « d'historiquement » importantes pour les deux

catégories précédemment citées (en excluant volontairement de ces exemples le RFQ qui n'est pas, à proprement dit, une structure uniquement accélératrice).

Les structures chaudes en cuivre -----

- Les DTL (Drift Tube Linacs)

Tous les DTL modernes présents dans la plupart des linacs à protons sont issus de la structure inventée par L.W. Alvarez (voir photos en Figure 3.26). Ils sont utilisés après la source (ou après le RFQ) et sont très bien adaptés pour accélérer des protons entre typiquement quelques centaines de keV et environ 100 MeV. Au-delà de cette énergie (soit pour $\beta > 0.4$), les pertes RF deviennent rapidement prohibitives à cause de l'accroissement de la longueur des tubes de glissement.

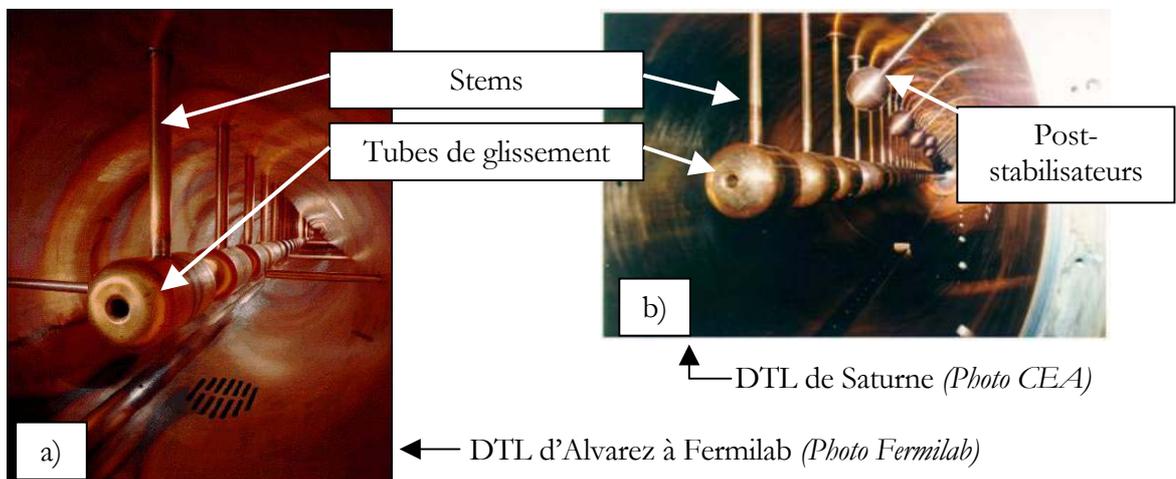


Figure 3.26 : Photos montrant l'intérieur de deux DTL : a) type Alvarez [86], et b) plus moderne avec des post-stabilisateurs* entre chaque tube de glissement.

Comme illustré sur la Figure 3.27, un DTL fonctionne en mode $2\pi^\dagger$ et la condition de synchronisme permettant aux particules de « rencontrer » un champ accélérateur est assurée par un accroissement de la longueur des tubes, directement proportionnelle à la vitesse des particules ($L_{\text{tube}} = \beta\lambda$). La focalisation du faisceau est, quant à elle, assurée par des quadripôles « chauds », insérés directement dans les tubes de glissement.

* Tous les DTL modernes utilisent ces post-stabilisateurs permettant d'améliorer le couplage inter-cellule pour une meilleure stabilité du champ électrique, le rendant ainsi moins sensible aux défauts géométriques de fabrication.

† Rappel : on parle de mode 2π quand il y a 1 cellule accélératrice par longueur d'onde λ , de mode π quand il y en a 2...de façon générale, de mode $2\pi/N$ quand il y en a N.

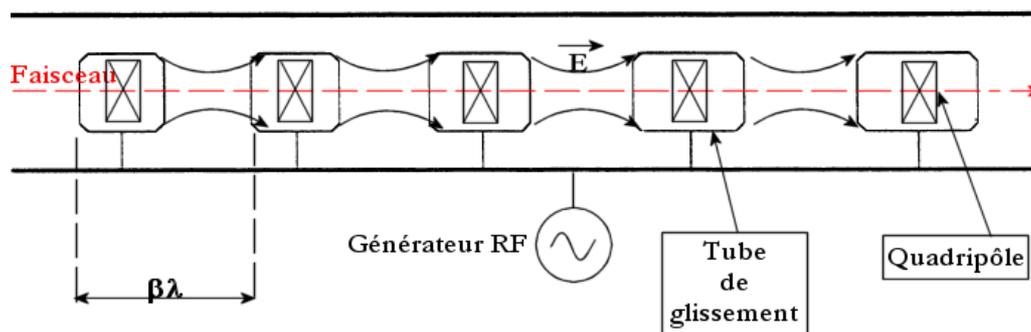


Figure 3.27 : Schéma de principe de fonctionnement d'un DTL.

Ce type de structure a largement fait ses preuves (exemple : DTL du LANSCE* à Los Alamos conçu en 1967 et en fonctionnement depuis 1972). Les fréquences de résonance des DTL varient généralement de 100 à 400 MHz. Le gain d'énergie obtenu varie typiquement de 1 à 2 MeV/m. Toutefois, les DTL nécessitent une attention particulière lors de leur fabrication pour éviter les problèmes de fuites (i.e. difficultés dues aux nombreuses brasures des différentes pièces en cuivre).

Ils ont également un coût de fonctionnement plus élevé† comparé à celui des structures supraconductrices ; surtout pour des applications nécessitant des faisceaux continus d'énergie très élevée et de forte intensité comme c'est le cas dans les projets qui nous concernent. A ce titre, il semble bon de rappeler que l'étude comparative [31] effectuée dans le cadre du projet EURISOL, a permis de montrer que la différence de consommation électrique entre un linac « chaud » et un linac supraconducteur était d'environ 7 MW (pour la partie intermédiaire de 5 à 85 MeV). L'économie sur une année de fonctionnement approche, dans ce cas, plus de 2 millions d'euros ! Cet avantage est un argument fort plaidant en faveur d'une solution supraconductrice pour EURISOL et XADS (mais ce n'est pas le seul comme nous le verrons par la suite).

- Les CCL (Coupled-Cavity Linacs)

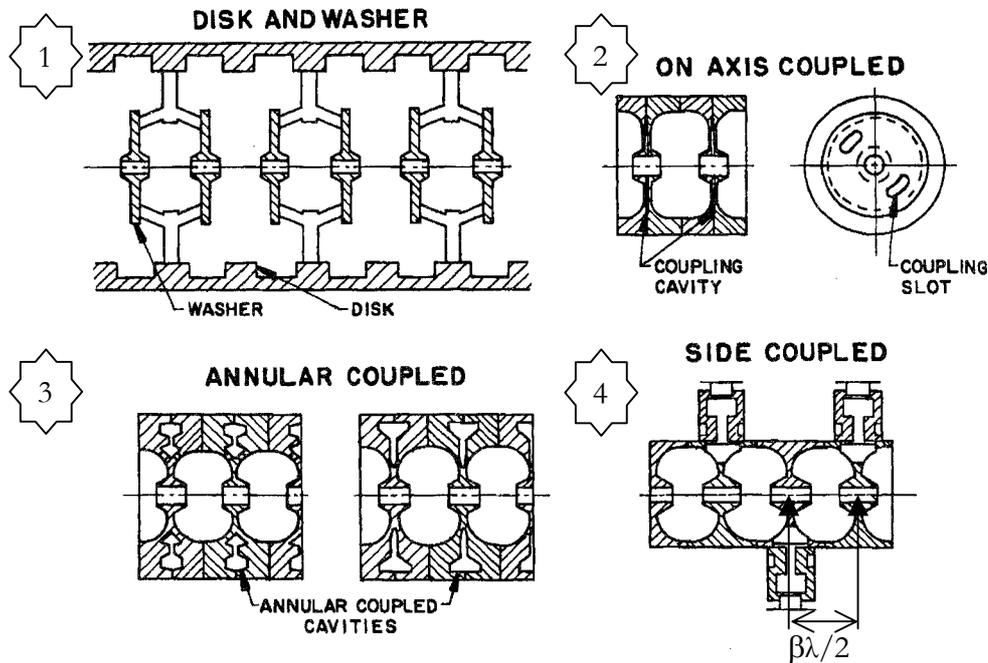
Les CCL sont constitués de cavités accélératrices résonantes couplées deux à deux au moyen de différents systèmes (disque, trou, cavité de couplage...voir Figures 3.28). Comme pour les DTL

* Los Alamos Neutron Science Center, anciennement appelé LAMPF pour Los Alamos Meson Physics Facility.

† Rappel : il convient de faire attention aux différents paramètres intervenant dans les calculs de puissance électrique consommée (i.e. « à la prise de courant ») lorsqu'on compare les efficacités des structures chaudes et froides. La puissance dissipée par effet Joule dans une cavité est directement proportionnelle à la résistance de surface du matériau employé (il y a un facteur 10^5 entre la résistance d'un métal supraconducteur et du cuivre : $R_{\text{supra}} \sim n\Omega$ et $R_{\text{cuivre}} \sim m\Omega$). Or, il faut tenir compte de l'efficacité des systèmes cryogéniques (Cycle de Carnot notamment). Ainsi, à fréquence de fonctionnement et champ accélérateur égaux, une structure supraconductrice ne consomme « plus » que 100 à 500 fois moins de puissance qu'une structure chaude.

post-stabilisés, le couplage entre les cellules permet une meilleure stabilité du champ accélérateur. La structure la plus utilisée parmi les différents types de CCL est le SCL (Side-Coupled Linac), dont le plus connu est celui du LANSCE à Los Alamos ($f=800$ MHz, énergie finale des protons : 800 MeV, longueur : 730 m). Les CCL sont très bien adaptés pour une utilisation après les DTL ($\beta > 0.4$). Leurs fréquences varient typiquement entre 600 et 1200 MHz.

Ces structures sont appelées structures bipériodiques (une période pour les cavités accélératrices et une pour les cavités de couplage). Le champ électrique est en opposition de phase* dans chaque cavité adjacente et la condition de synchronisme est donc : $L_{\text{cavité}} = \beta\lambda/2$. La focalisation est assurée par des quadripôles « chauds » placés entre chaque section de CCL.



Figures 3.28 : 4 exemples de CCL [87].

Pour conclure cette partie sur les structure chaudes, notons que SNS va utiliser ces deux types de structures au début du linac (i.e. DTL entre 2.5 et 86 MeV et CCL entre 87 et 186 MeV, tous deux de fréquence 402.5 MHz [88]). Elles sont également étudiées dans de nombreux projets tels que KTF† (DTL ou CCL de 350 MHz [89]) ou IFMIF‡ (DTL de 175 MHz pour des deutons [90]).

* Comme pour une structure fonctionnant en mode- π , mais c'est en fait un mode $\pi/2$ car il y a 4 cavités par longueur d'onde.

† Komac Test Facility: première phase du projet KOMAC (commissionnée en 2003). Linac à protons de 20 MeV constitué d'un DTL ou d'un CCL (la décision sera prise suivant les coûts de fabrication).

‡ International Fusion Material Irradiation Facility [91] : accélérateur produisant un flux intense de neutrons pour tester des matériaux destinés à être utilisés dans les futurs réacteurs à fusion.

Les structures supraconductrices

Suite à la construction des premières cavités supraconductrices à électrons au HEPL* de Stanford dans le milieu des années 60, d'importants travaux ont été menés pour étudier et développer des structures supraconductrices dédiées à l'accélération des ions lourds en particulier (les pionniers en la matière ont été les laboratoires de Karlsruhe [92] et d'Argonne [93]). Ces cavités, dénommées « split-ring », « à hélice effilée », « interdigitale » ou encore « quart-d'onde » (voir dessins en Figure 3.29), ont été principalement incorporées à la suite d'accélérateurs électrostatiques (exemple avec ATLAS† en 1978 [94]), permettant un accroissement important de l'énergie des ions produits, mais aussi un meilleur contrôle du faisceau grâce, notamment, à la flexibilité offerte par le réglage de phase pour chaque cavité. C'est un avantage très important, par rapport aux DTL dont nous aurons l'occasion de reparler dans le chapitre suivant.

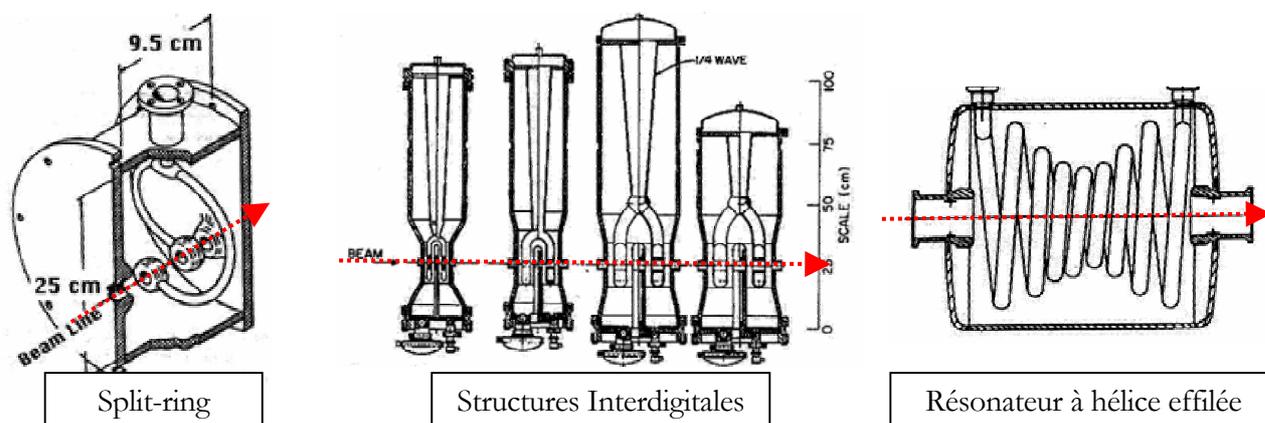


Figure 3.29 : Exemples de cavités supraconductrices [95].

- Les résonateurs quart-d'onde

Ce type de résonateur a été conçu au début des années 80 à Stony Brook (USA) [96]. Son principal avantage résidait dans une meilleure rigidité mécanique comparée à celle des split-ring et autres résonateurs à hélice utilisés à l'époque (dans lesquels les problèmes de vibrations rendaient le contrôle de phase RF très difficile). Autre avantage, le champ magnétique de surface était beaucoup plus faible dans ce type de structure (i.e. entre 7 et 10 mT‡ contre 12 à 25 mT pour les « split-ring » par exemple) et permettait ainsi d'augmenter leur marge de fonctionnement (i.e. gradient accélérateurs plus élevés).

* High-Energy Physics Lab.

† Argonne Tandem Linear Accelerator System.

‡ Les valeurs de champ magnétique de surface sont données pour un champ accélérateur de 1 MV/m.

Ces résonateurs quart-d'onde ont été à la base de nombreux accélérateurs (comme ceux de Stony Brook et de l'université de Washington aux Etats-Unis, celui de JAERI au Japon ou encore le post-accélérateur ALPI en Italie, voir Figure 3.30). Leur fabrication étant bien maîtrisée et peu onéreuse, ils sont encore intégrés dans de nombreux projets tels que RIA (USA) [97], ISAC-II (Canada) [98], New Delhi (Inde) [99] ou PIAVE (Italie) [100].

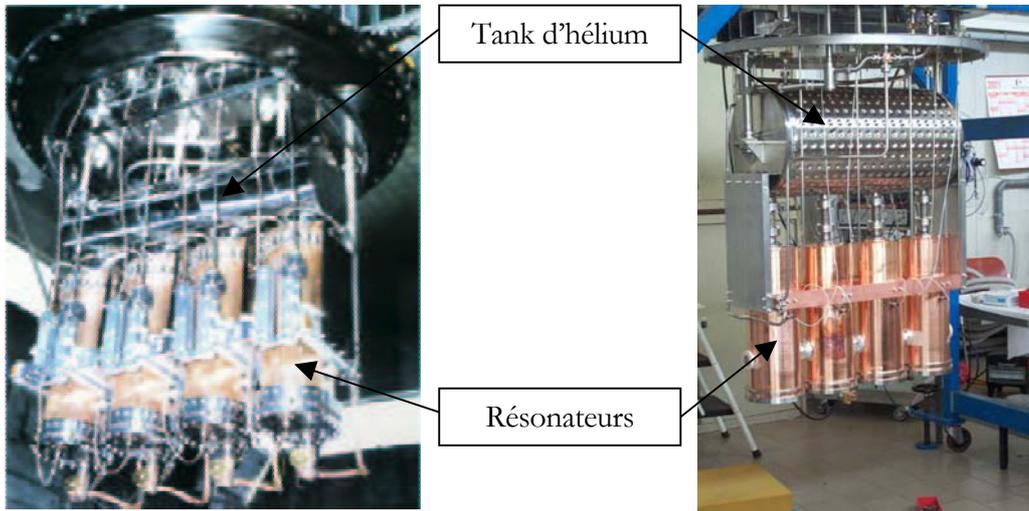


Figure 3.30 : Exemples de résonateurs quart-d'onde : résonateurs de JAERI, 130 MHz, $\beta=0.1$ (à gauche), résonateurs d'ALPI, 120 MHz, $\beta=0.14$ (à droite).

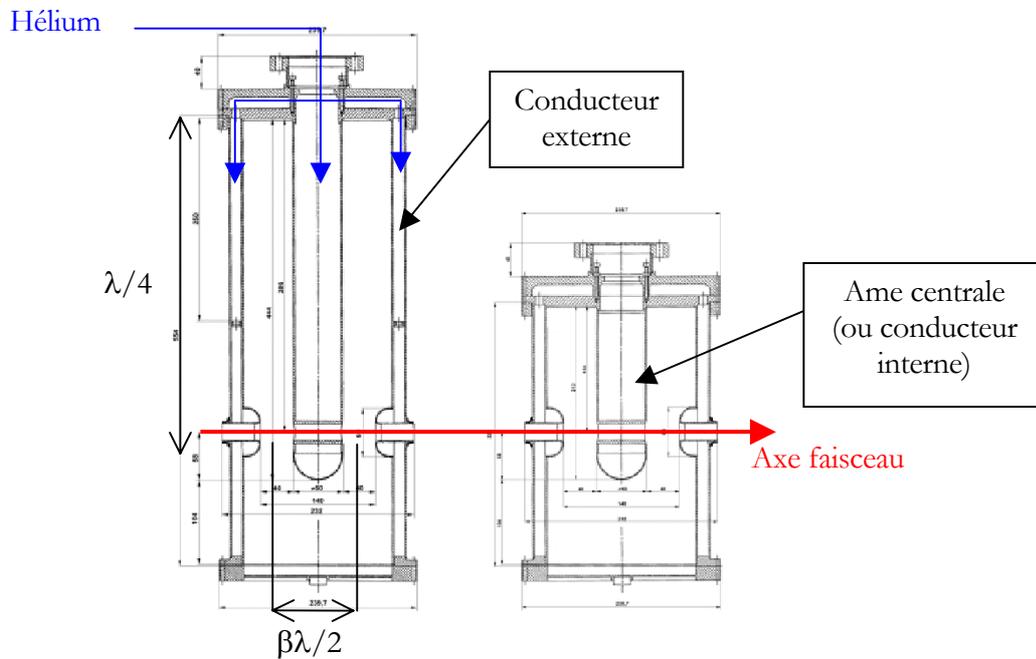


Figure 3.31 : Géométries « typiques » de résonateurs quart-d'onde : $f=160$ MHz, $\beta=0.09$, $H=55$ cm (à gauche) et $f=320$ MHz, $\beta=0.22$, $H=33$ cm (à droite) [103].

Comme on peut le voir sur les schémas présentés en Figure 3.31, les résonateurs quart-d'onde ont une structure coaxiale et une hauteur approximativement égale à $\lambda/4$ (d'où leur nom). Leur fréquence de fonctionnement se situe typiquement entre 50 et 300 MHz et ils sont utilisés pour accélérer des particules (surtout des ions) de vitesse relativement faible (entre $\beta=0.04$ et $\beta=0.2$). Ils fonctionnent en mode π et la distance « centre-gap à centre-gap » vaut $\beta\lambda/2$.

Comparativement aux autres cavités supraconductrices « faible bêta » étudiées en ce moment, le principal point faible de ce résonateur vient du fait qu'il n'est pas symétrique par rapport à l'axe faisceau. En résumé, il en résulte alors que certaines composantes de champ magnétique ne sont pas nulles sur l'axe du faisceau et que celui-ci subit alors une déviation [101] due aux forces de Lorentz (voir éq. (3.1)). Ce phénomène (appelé « steering ») est maintenant bien connu pour ce type de cavité et est évidemment néfaste du point de vue de la dynamique faisceau. Des solutions existent pour compenser cette déviation dans chaque cavité comme, par exemple, alterner les résonateurs en les tournant de 180° ou adopter une forme spéciale de l'âme centrale (voir Figure 3.32). Toutes ces solutions ont, malgré tout, une incidence sur les coûts de fabrication du linac (par exemple : tourner les résonateurs complique la conception des cryomodules, surtout au niveau des lignes cryogéniques et des coupleurs de puissance). Pour illustrer ce fait, il est à noter que dans le projet de linac supraconducteur servant d'injecteur pour le synchrotron COSY (Allemagne), les résonateurs quart-d'onde initialement prévus, ont été remplacés par des résonateurs demi-onde, précisément à cause de ce problème de « steering » [102-103].

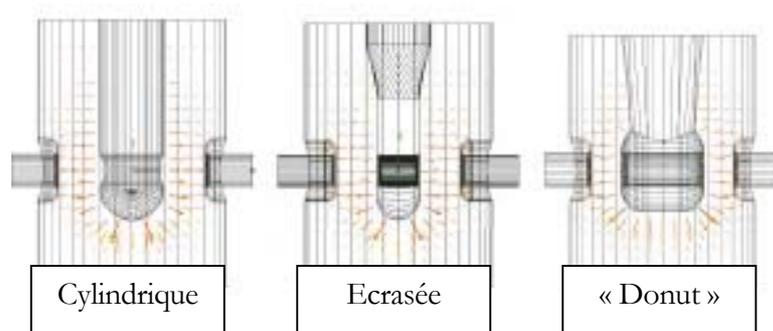


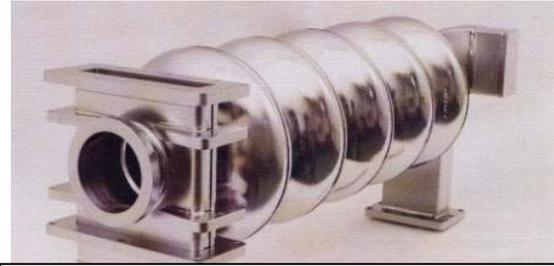
Figure 3.32 : Étude de trois géométries de l'âme centrale pour compenser l'effet de « steering » [101].

- Les cavités elliptiques

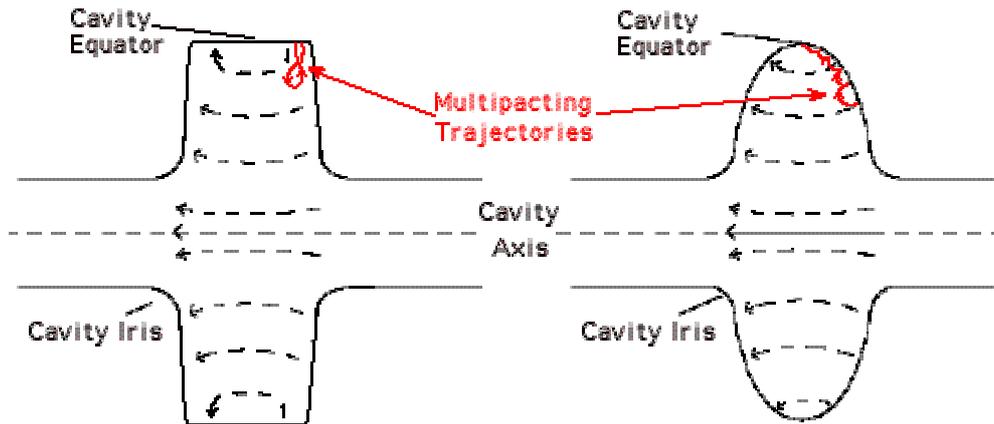
Les premières cavités supraconductrices avec un profil elliptique sont apparues en 1980, lors du premier workshop sur la supraconductivité RF, organisé à Karlsruhe (Allemagne).



Cavité « muffin-tin », 1.5 GHz,
 $E_{acc,max}=1.9$ MV/m (Photo Cornell)



Cavité 5-cellules elliptique, 1.5 GHz,
 $E_{acc,max}=6.5$ MV/m (Photo Cornell)



Figures 3.33 : Etape importante dans l'essor des cavités supraconductrices : le changement de forme (rectangulaire à elliptique) [104]. NB : Les cavités elliptiques sont aussi sujettes au multipacting, mais d'une autre forme moins dangereuse.

Cette nouvelle forme a essentiellement permis de surmonter les problèmes de « multipacting »* (rencontrés dans toutes les cavités supraconductrices dès le début de leur développement) qui limitaient leurs performances à des gradients accélérateurs très faibles ($E_{acc}<5$ MV/m). On peut voir en Figures 3.33, un exemple de deux types de cavités à électrons fabriquées à l'Université de Cornell (USA). Le changement de forme (i.e. rectangulaire à elliptique) a ici permis de tripler le champ accélérateur maximal.

Notons que la majorité des cavités elliptiques ont été développées et installées dans des accélérateurs linéaires et circulaires à électrons (ou positrons). Citons par exemple : TRISTAN (Japon), CESR et CEBAF (USA), LEP (CERN), S-DALINAC (Allemagne). Quid donc des linacs à protons ? La réponse est simple : il n'existe pas à l'heure actuelle de linac à protons fonctionnant avec des cavités elliptiques puisque celles-ci ne fonctionnent qu'à très haute énergie ($E>100$ MeV). Les R&D effectués sur les cavités elliptiques à protons sont très récents et sont liés aux nombreux

* Emission résonante d'électrons qui amène quelque fois à une transition de la cavité supraconductrice vers son état normal (due à l'échauffement local provoqué par les chocs des électrons sur la paroi). Voir [95].

projets d'accélérateurs de protons de haute intensité qui ont émergé au milieu des années 90, dans les domaines de la transmutation (ATW* (USA) et ASH† (France) par exemple), des sources de neutrons (NSP et JHFP‡ (Japon) regroupés en un seul projet, le JOINT-PROJECT), de la production de tritium (APT§ (USA))... De nombreux prototypes ont été réalisés (mono et multicellules, voir exemples en Figure 3.35). Depuis 1996 et les tests de la première monocellule à JAERI, les progrès réalisés sur la qualité du niobium employé, le design des cavités (optimisation des paramètres RF) et leur préparation (montage, chimie, rinçage haute-pression en salle blanche) ont permis d'atteindre des champs accélérateurs très élevés.

La Figure 3.34 montre la configuration des champs électriques et magnétiques du mode fondamental (mode ayant la fréquence la plus basse, appelé TM_{010}) utilisé dans ces cavités pour accélérer les particules. La cavité fonctionne en mode π et la longueur de la cavité est égale à $\beta\lambda/2$ (condition de synchronisme).

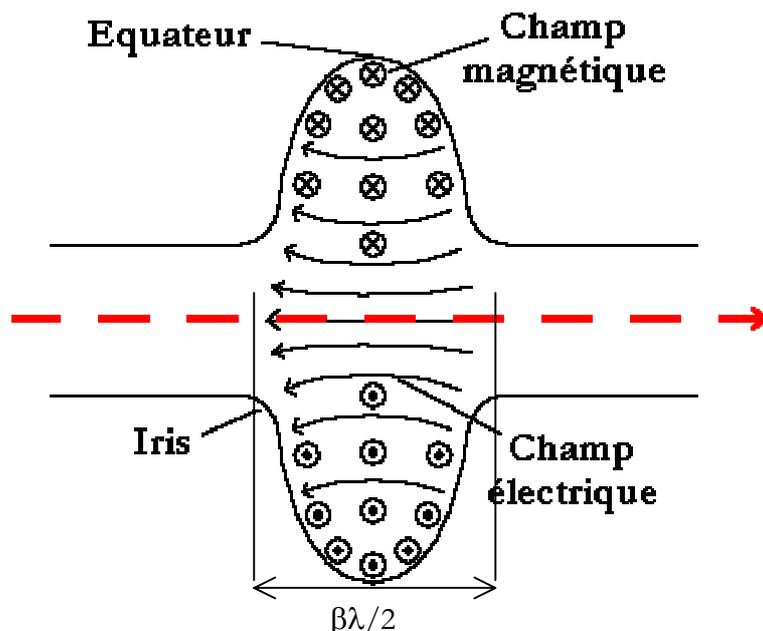


Figure 3.34 : Schéma d'une cavité elliptique monocellule.

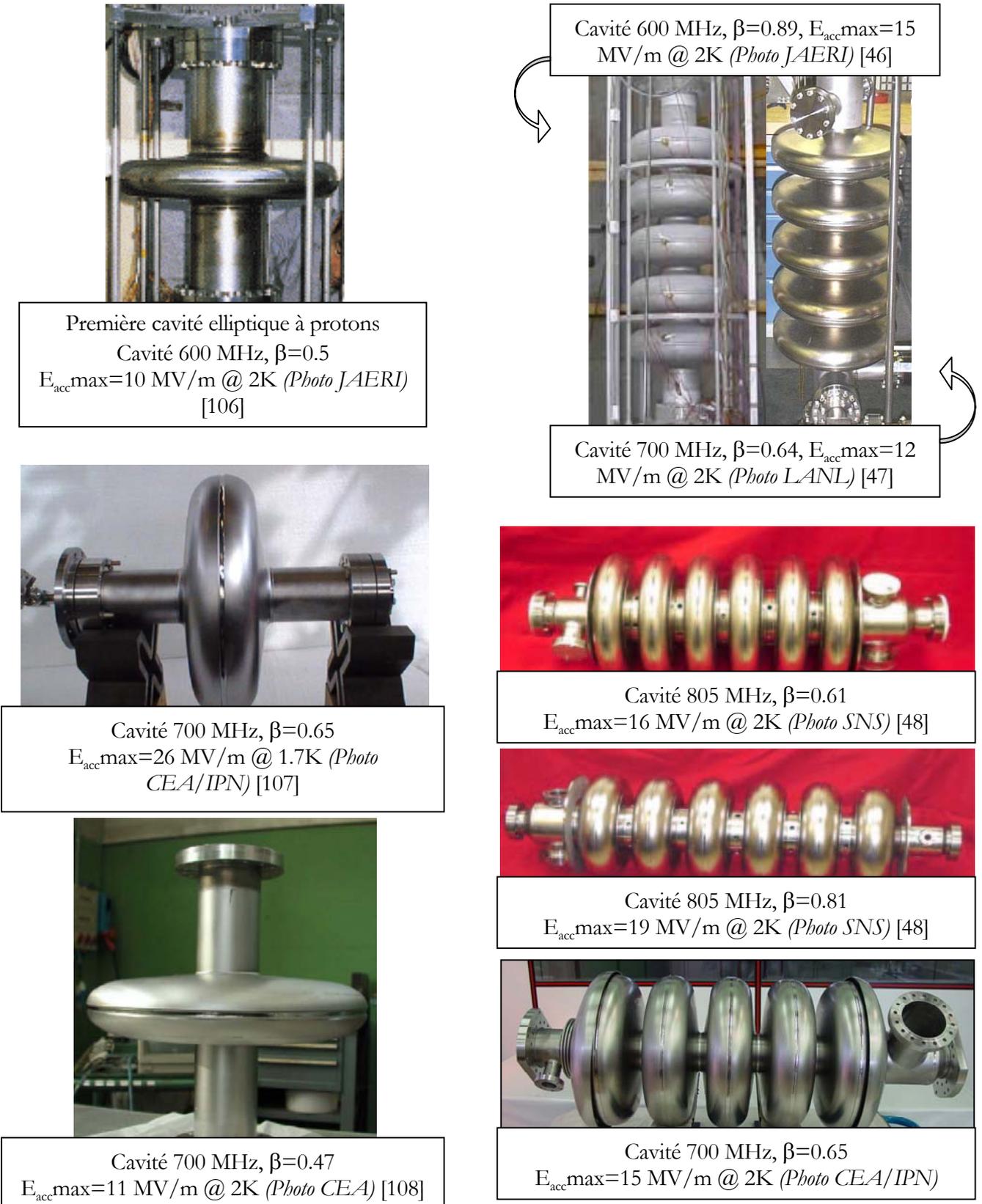
Signalons pour finir que SNS sera la première installation à utiliser des cavités elliptiques à protons dans un linac (cavités 6-cellules $\beta=0.61$ et $\beta=0.81$, 805 MHz présentées en Figure 3.35).

* Accelerator Transmutation of Waste: projet maintenant intégré à AFCI (Advanced Fuel Cycle Initiative).

† Accélérateur Supraconducteur pour Hybride : projet arrêté.

‡ NSP : Neutron Science Project et JHFP : Japan Hadron Facility Project [105].

§ Accelerator Production of Tritium.



Figures 3.35 : Exemples de cavités elliptiques à protons.

Le système RF.....

Les sources de puissance-----

Chaque structure accélératrice est alimentée par une (ou plusieurs) source(s) de puissance permettant l'établissement et le maintien des champs électromagnétiques nécessaires à l'accélération des particules. Il existe de nombreux modèles de sources : tétrodes, diacrodes, IOT (Inductive Output Tube), ou encore klystrons. Le choix d'une source de puissance est directement lié au mode de fonctionnement du linac (pulsé ou continu), à la puissance nécessaire (crête et moyenne pour respectivement les faisceaux pulsés et continus) ainsi qu'à la fréquence des cavités. Ces fréquences vont d'une centaine de MHz à plusieurs dizaines de GHz. De façon plus secondaire, le choix de la source dépend de facteurs tels que son efficacité, sa fiabilité et...son coût.

Les klystrons sont les sources les plus employées dans le domaine des linacs RF (voir Figure 3.36). Utilisés typiquement entre 350 MHz et 3 GHz, ils permettent d'atteindre des puissances supérieures à 1 MW en continu et de plus de 50 MW en mode pulsé (impulsions comprises entre 1 μ s et 10 ms). Leur efficacité* est généralement de 40% en mode pulsé et 60 % en fonctionnement continu.

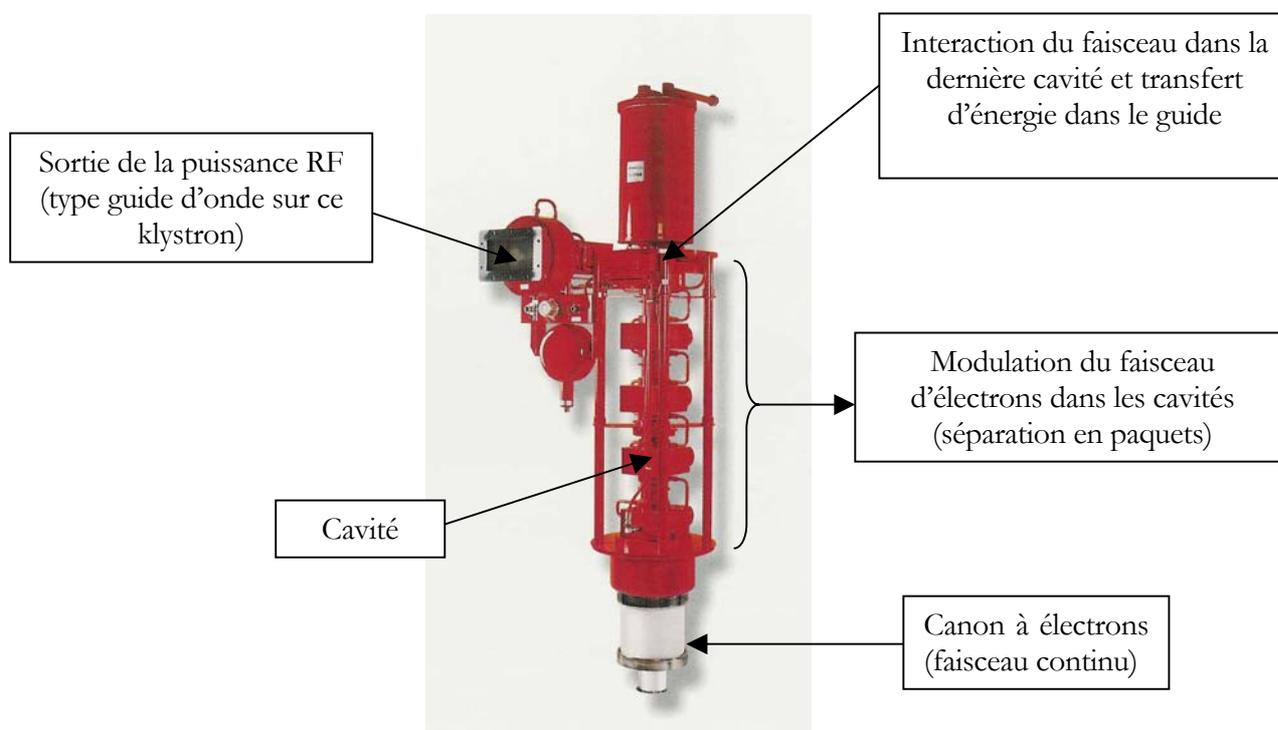


Figure 3.36 : Photo d'un klystron 5 MW (puissance crête), 1.3 GHz, fonctionnant en mode pulsé (Photo THALES).

* Efficacité : rapport entre la puissance RF délivrée en sortie et la puissance du faisceau d'électrons injecté.

Les coupleurs de puissance

L'onde électromagnétique produite est amenée vers la (ou les) cavité(s) via une ligne RF, généralement constituée de guides d'onde rectangulaires. Signalons que pour des puissances assez faibles (inférieures à 50 kW), la transition source-cavité peut se faire avec des câbles coaxiaux (solution utilisée à GSI par exemple). Ensuite, l'onde est transférée dans la cavité soit directement à partir du guide d'onde (cas des cavités de l'anneau de stockage CESR par exemple, voir Figure 3.37), soit grâce à un coupleur (voir Figure 3.38). Le couplage peut être dans ce cas, soit électrique avec une antenne, soit magnétique avec une boucle.

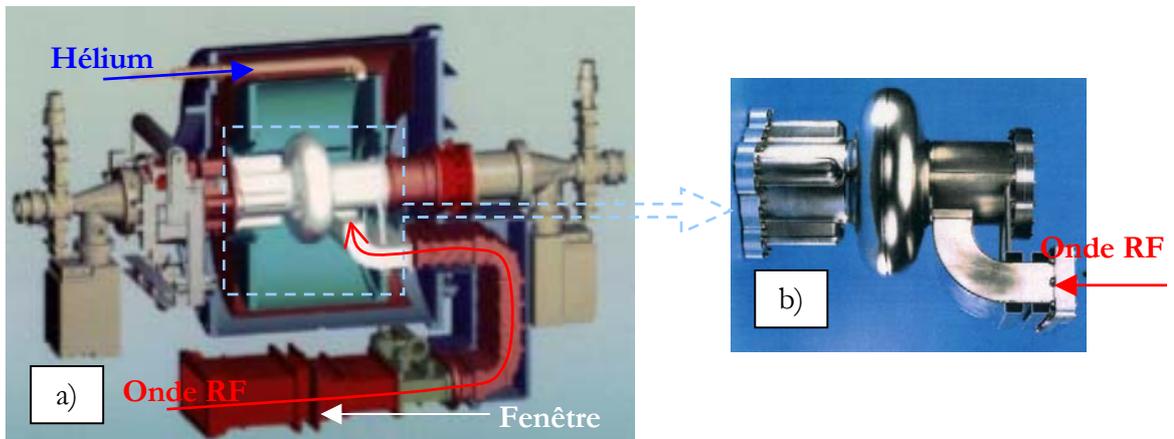


Figure 3.37 : a) Cryomodule CESR avec la cavité et le guide d'onde, b) détail de la cavité 500 MHz ($E_{acc}=6$ MV/m) [110].

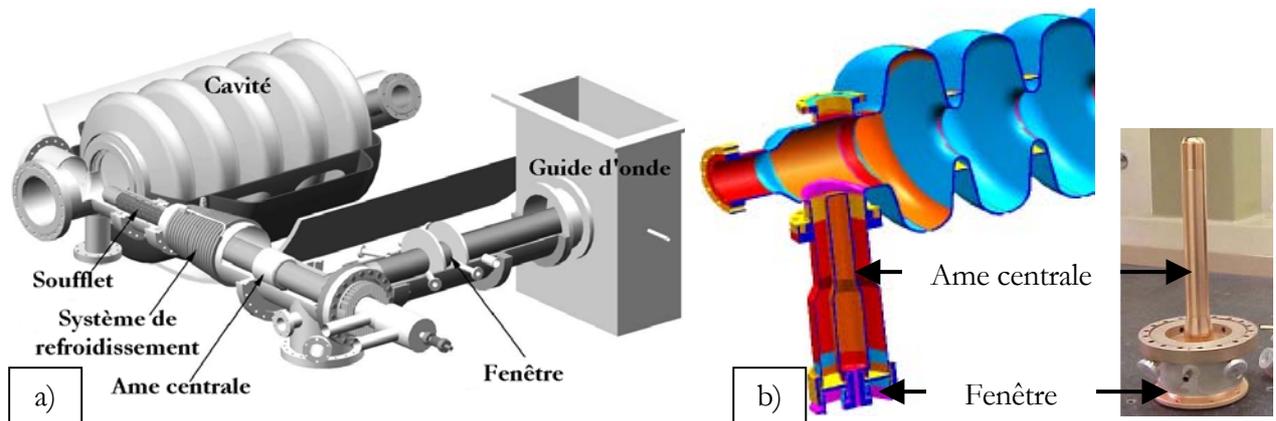


Figure 3.38 : Illustrations des deux coupleurs de puissance : a) coupleur APT, $P_{nominale}=210$ kW (Continu) [111] et b) coupleur SNS, $P_{nominale}=550$ kW (Pulsé 60 Hz) (Photo JLAB).

Comme on le remarque sur les illustrations ci-dessus, une fenêtre est présente entre le guide d'onde (qui est à température ambiante) et la cavité (qui est sous vide et à basse température). Elle doit

pouvoir supporter la puissance incidente délivrée au faisceau, à laquelle peuvent s'ajouter les puissances réfléchies venant, par exemple, des modes supérieurs (HOM : High Order Modes) ou des erreurs de couplage avec la cavité. La fenêtre est un élément clé dans la conception générale du coupleur. Afin d'assurer un bon fonctionnement, chaque coupleur est asservi à un système de contrôle qui permet donc de :

- protéger la source en cas de réflexion de puissance due à un mauvais couplage avec la cavité accélératrice, une rupture de faisceau ou de générateur,
- maintenir la phase et l'amplitude des champs accélérateurs dans les cavités (typiquement à moins de 1° et 1% près).

Les systèmes de vide et de refroidissement

Un vide poussé est assuré sur toute la longueur du linac par des pompes à vide (pompes ioniques, à sublimation ou NEG, par exemple) afin de permettre une bonne transmission du faisceau et réduire les pertes provoquées par les interactions avec les gaz résiduels. Généralement, le vide en fonctionnement est de l'ordre de 10^{-9} mbar.

Les structures chaudes sont refroidies grâce à un circuit d'eau sous pression permettant d'évacuer la puissance perdue par effet Joule sur les parois. La limite à ne pas dépasser est de l'ordre de 100 kW/m. L'étude et le design d'un système de refroidissement d'un DTL ou d'un RFQ « chauds » représentent une étape très importante dans la conception globale de ces structures car, en plus de l'optimisation thermodynamique du circuit de refroidissement, il convient de regarder avec attention les problèmes engendrés par la circulation du liquide dans les parois (i.e. vibrations et donc perturbation de la fréquence).

Les cavités supraconductrices sont refroidies directement par contact dans un bain d'hélium liquide. Les températures de fonctionnement varient entre 1.5 et 4.2 K. Deux cas de figure se présentent, comme nous l'avons déjà vu :

- un fonctionnement en hélium liquide autour de 4 K,
- ou un fonctionnement en hélium « superfluide » (en dessous du point lambda, $T_\lambda=2.17$ K) entre 1.5 et 2 K.

Les cavités supraconductrices « faible bêta »

Grâce à leurs excellentes performances, les cavités elliptiques font maintenant l'unanimité quant à leur intégration dans la partie haute énergie des linacs. En dessous de $\beta \sim 0.5$, ce type de cavité ne peut être utilisé à cause de problèmes de tenue mécanique au vide. Les moyens employés pour rigidifier les cavités deviennent rapidement inefficaces (voire souvent prohibitifs comme, par exemple, l'augmentation de l'épaisseur des tôles de niobium). Comme nous l'avons vu précédemment, les cavités supraconductrices telles que les cavités quart-d'onde ne sont utilisées que jusqu'à $\beta = 0.2$. Pour palier ce problème et profiter des avantages liés à la supraconductivité, de nombreux laboratoires se sont lancés dans d'importants programmes de R&D pour développer des cavités accélératrices supraconductrices utilisées entre $\beta = 0.1$ et $\beta = 0.4$ (que l'on nomme donc, cavités « faible bêta »). Nous allons effectuer une revue de détails de ces cavités en essayant de préciser leurs principales caractéristiques.

Les cavités demi-onde ($0.1 < \beta < 0.4$)

Ce type de cavité est, comme on peut le voir sur la Figure 3.39-a, une extension directe de la géométrie des cavités quart-d'onde.

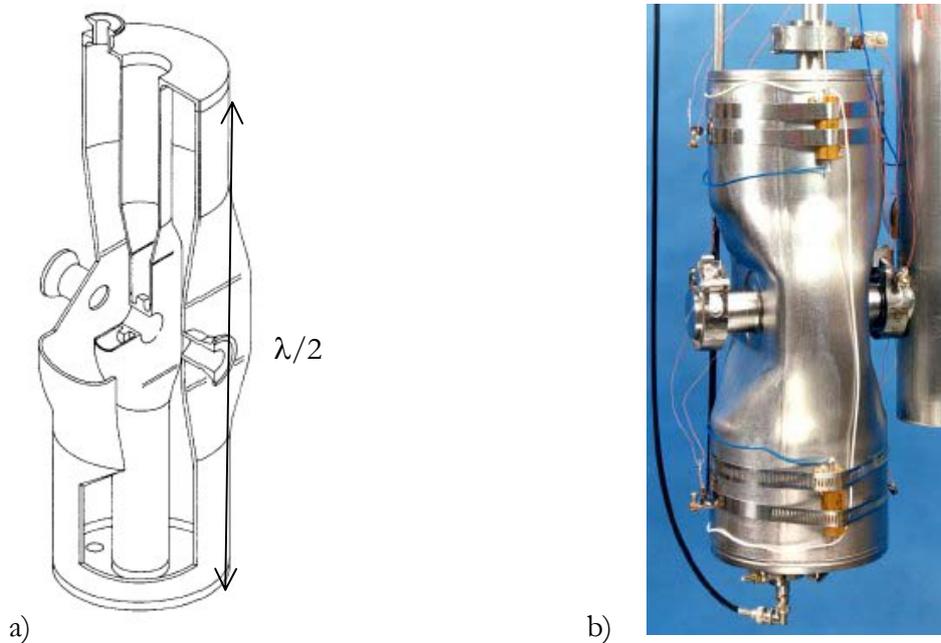


Figure 3.39 : a) Schéma du résonateur demi-onde développé à Argonne ($f=355$ MHz, $\beta=0.12$) et b) Photo du même résonateur avant son test en cryostat vertical [112].

Les cavités demi-onde ont été développées au début des années 90 à Argonne dans le cadre des recherches menées sur les linacs supraconducteurs à ions. A ce jour, il n'a été fabriqué et testé qu'un seul résonateur (Photo sur la figure 3.39-b). Les performances atteintes par cette cavité ont été très bonnes (voir Figure 3.40) : $E_{acc\ max}$ de 18 MV/m pour un Q_0 de $1.2 \cdot 10^8$ et une puissance dissipée de 40 W (à $T=4$ K).

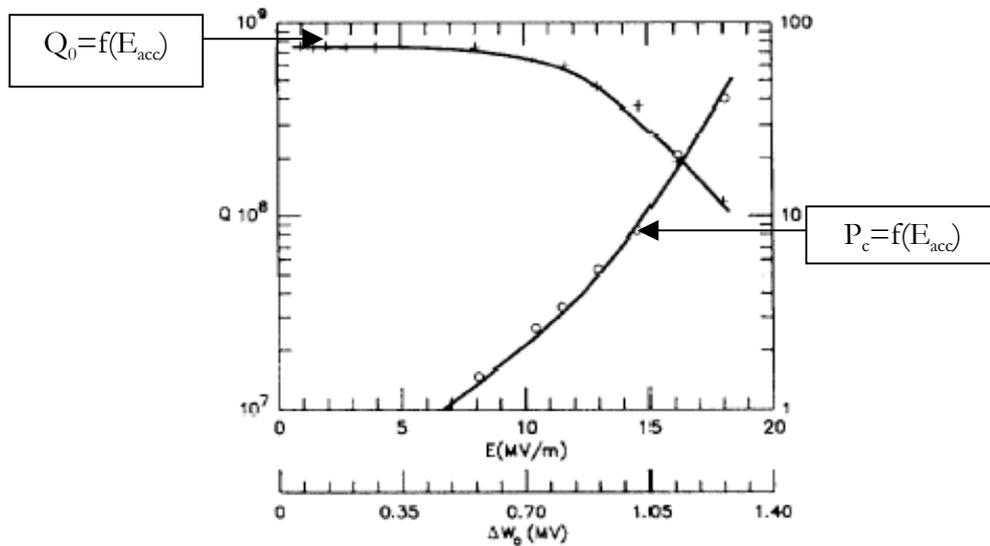


Figure 3.40 : Courbes représentant le facteur de qualité et la puissance dissipée en fonction du champ accélérateur [113].

Comme nous l'avons évoqué lors de la présentation des cavités quart-d'onde, un des principaux attraits de ce type de cavité concerne la quasi absence de phénomène de steering grâce à sa symétrie. Un autre avantage concerne sa relative compacité qui permet donc d'obtenir un bon facteur de remplissage (diamètre compris entre 15 et 30 cm suivant les fréquences et bêta géométrique choisis). Enfin, puisque sa géométrie est quasiment identique à celle des quart-d'onde, sa fabrication ne pose pas de problèmes particuliers. Au chapitre des points négatifs, on recense quatre principaux inconvénients :

- A fréquence égale, il faut deux fois plus de niobium pour fabriquer une cavité demi-onde qu'une cavité quart-d'onde (soit une répercussion sur le coût du linac).
- Il est difficile de réaliser l'accord en fréquence (appelé « tuning ») d'une telle cavité lorsqu'elle est en place dans l'accélérateur. Où mettre exactement le système d'accord ? Sur quelle partie de la cavité appuyer ?

- Le rapport B_s/E_{acc} est en général assez élevé et tourne autour de $10 \text{ mT}/(\text{MV}/\text{m})^*$ pour les prototypes réalisés, ce qui « oblige » les concepteurs des linacs à prendre comme convention un champ magnétique maximal assez élevé de 80 mT afin d'avoir un champ accélérateur raisonnable (i.e. autour de $6 \text{ MV}/\text{m}$). Le rapport E_s/E_{acc} vaut, quant à lui, environ 4.

- Notons enfin que le diamètre des tubes faisceau choisi pour chaque résonateur n'excède pas 30 mm (NB : ce qui est deux fois plus petit que celui de la spoke que nous avons conçue). Cela permet entre autre d'avoir des rapports entre E_s , B_s et E_{acc} raisonnables puisque le fait d'augmenter le diamètre des tubes faisceau fait augmenter ces rapports (nous verrons cela au chapitre suivant), mais cela augmente, par la même occasion, les risques d'activation dus aux pertes de particules venant du faisceau (nous rediscuterons ces points plus tard).

Ces cavités sont étudiées principalement à Argonne dans le projet RIA (cavité 175 MHz en cours de fabrication, Figure 3.41-a), à Jülich dans le projet de linac supraconducteur servant d'injecteur au synchrotron COSY (cavités 160 MHz , $\beta=0.116$ et 320 MHz , $\beta=0.2$ en cours de fabrication, Figure 3.41-b) ainsi qu'à Legnaro dans le cadre des projets TRASCO et EURISOL [114] (cavités 352 MHz , $\beta=0.25$ et $\beta=0.33$). Notons que le design de la partie intermédiaire effectuée pour le projet EURISOL intègre, en son début, un nouveau type de cavité appelée « ladder ».

Les cavités « ladder » ($0.1 < \beta < 0.2$)

Ce type de cavité est étudié depuis à peu près un an. Comme illustré sur la Figure 3.42-a, sa forme est rectangulaire et elle est composée de plusieurs barres parallèles. Ses avantages sont : sa compacité, la bonne équipartition du champ accélérateur dans chaque gap, voir Figure 3.42-b (due à un bon couplage inter-cellules grâce aux deux trous présents dans la barre centrale) et un montage/démontage aisé par les deux côtés (i.e. les flancs perpendiculaires à l'axe faisceau) qui ne sont pas soudés, permettant de réaliser très facilement la chimie et le rinçage haute-pression notamment. L'aspect négatif de ce montage est que le champ magnétique maximum tolérable au niveau du joint de ces côtés (soit 1.5 mT) impose un champ maximum de surface inférieur à 65 mT (localisé au niveau des trous de couplage). Autre inconvénient, le facteur géométrique assez faible ($\sim 45 \Omega$) et donc des pertes qui peuvent être assez importantes. Notons aussi que le rapport B_s/E_{acc} vaut $11.2 \text{ mT}/(\text{MV}/\text{m})$, ce qui est élevé malgré l'ouverture des tubes faisceau de 25 mm (c'est un autre inconvénient pour la fiabilité). Signalons enfin qu'aucun calcul de mécanique (tenue au vide + vibrations) n'a été réalisé...

* Notons tout de même que le seul prototype réalisé par Argonne a un rapport B_s/E_{acc} de $5.6 \text{ mT}/(\text{MV}/\text{m})$.

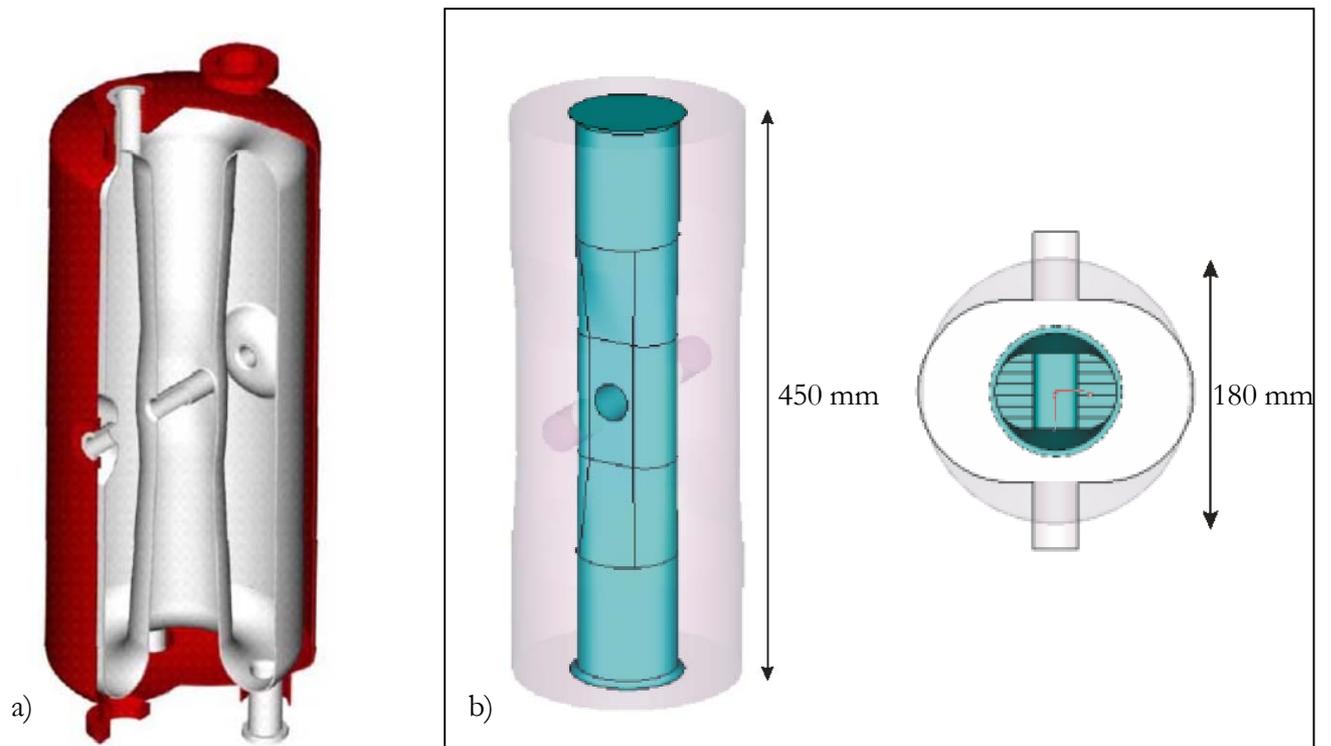


Figure 3.41 : a) Cavité développée pour RIA ($f=175$ MHz) [112] et b) cavité développée pour COSY ($f=320$ MHz, $\beta=0.2$) [103].

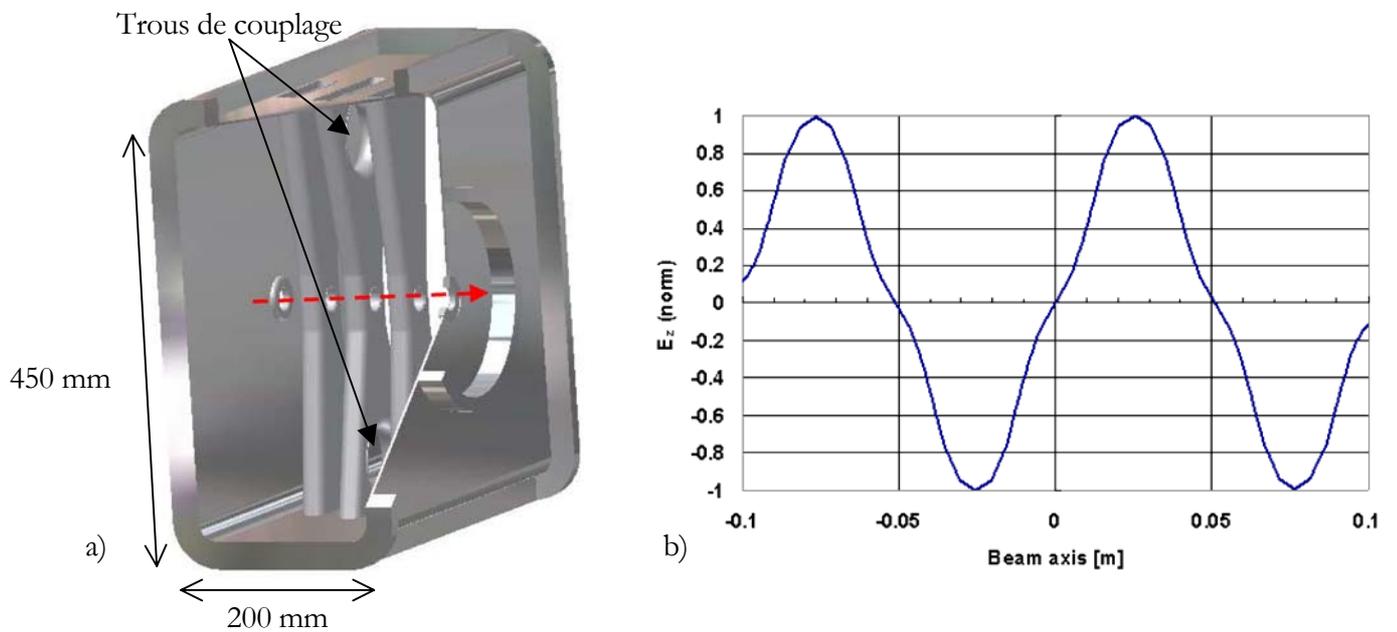


Figure 3.42 : a) Cavité ladder 352 MHz, $\beta=0.12$, 4 gaps et b) tracé du champ accélérateur suivant l'axe faisceau.

Les cavités CH ($\beta=0.1$).....

Cette structure a été développée initialement au sein du projet IFMIF à une fréquence de 175 MHz [117] (Figures 3.43). Toutefois, ce type de cavité peut être adapté à des fréquences allant jusqu'à 700 MHz, ce qui lui confère un large potentiel d'utilisation (comparé aux cavités quart-d'onde par exemple). C'est une structure multigaps (de 15 à 20 gaps environ) qui permet d'avoir un gradient accélérateur moyen très élevé. C'est assurément là son point fort. Les premières études de dynamique faisceau réalisées dans le cadre de XADS avec des structures 16-gaps, 350 MHz, montrent qu'un gradient moyen de 5 MeV/m peut être atteint [118] (soit un gain de 100 MeV en 20 m !) Le rapport du champ électrique (resp. magnétique) sur E_{acc} est égal à environ 5 (resp. 8.5 mT/(MV/m)). Le champ électrique maximum de surface est pris par convention à 25 MV/m.

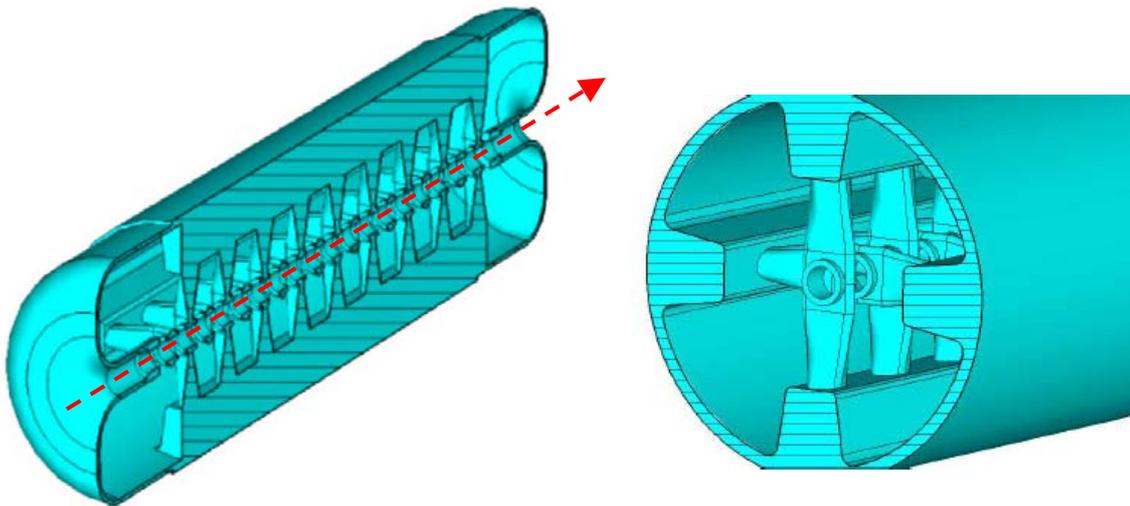


Figure 3.43 : Schémas de la cavité CH 19-gaps, réalisée à 175 MHz et $\beta=0.1$ [119].

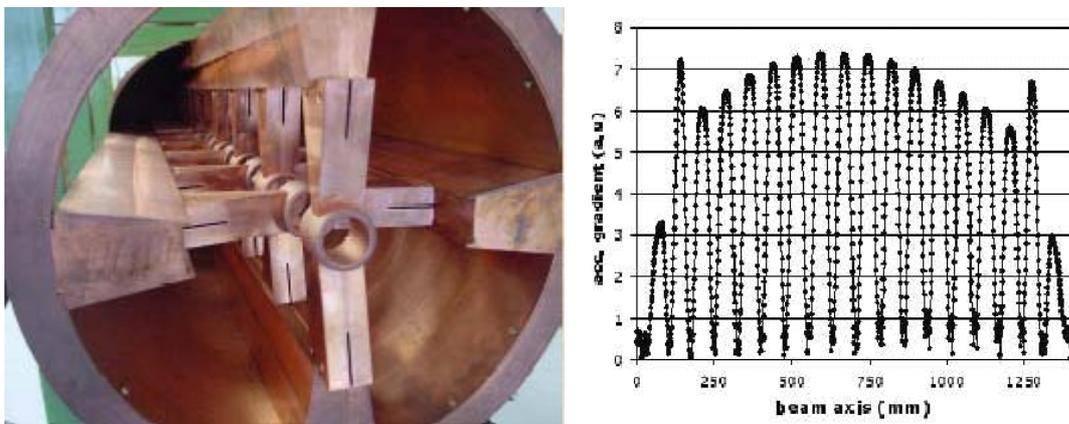


Figure 3.44 : a) Photo du modèle en cuivre 350 MHz, 19-gaps et b) mesure du champ accélérateur sur l'axe [119].

Un prototype en cuivre a été fabriqué (Figure 3.44-a) et a permis de réaliser un profil du champ accélérateur sur l'axe (Figure 3.44-b). Ce prototype va permettre, avant la fabrication du modèle en niobium, d'étudier la manière de réaliser le plat de champ (qui est nécessaire vu la différence d'amplitude du champ électrique dans chaque cellule) et d'analyser, entre autre, les HOM. D'ailleurs, les modes supérieurs peuvent représenter un problème non négligeable dans ce type de structure multi-gaps. Enfin, signalons également que la réalisation de la chimie et du rinçage à haute pression ne semble pas très évidente.

Les cavités « réentrantes » ($\beta > 0.1$).....

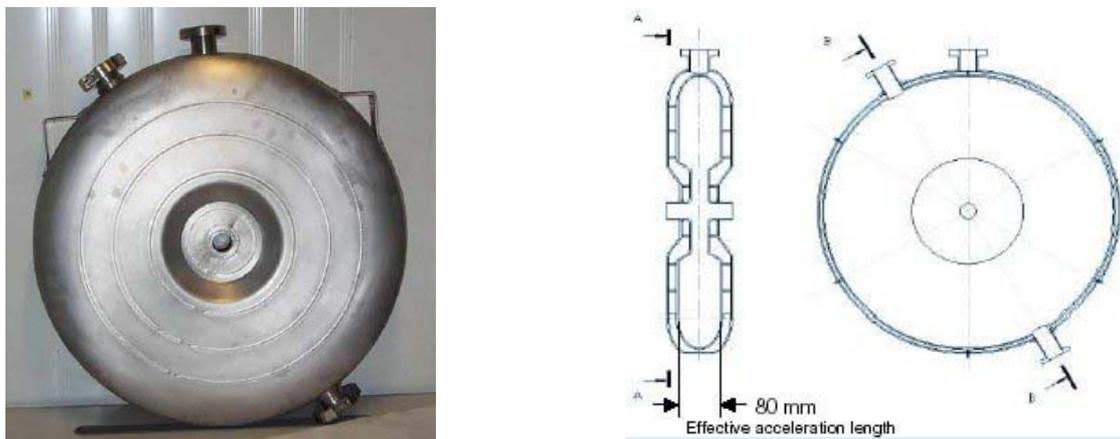


Figure 3.45 : Photo et schéma de la cavité réentrante 352 MHz [120].

Ces cavités monocellule sont étudiées à Legnaro spécialement dans le cadre du projet TRASCO [121]. Un prototype à 352 MHz a été fabriqué et testé à 4 K (Figure 3.45) et a atteint 7.5 MV/m* pour un Q_0 d'environ $7 \cdot 10^8$ et une puissance dissipée de 7W. Les rapports B_s et E_s sur E_{acc} sont très bons et valent environ 3 chacun.

Du fait de sa large acceptation en énergie (1 seul gap), cette cavité peut être utilisée à très basse énergie, soit environ 5 MeV (i.e. $\beta \sim 0.1$), jusqu'à une centaine de MeV. Des simulations ont démontré la faisabilité d'un linac 5-100 MeV sur une cinquantaine de mètres à peine (soit un gradient proche de 2 MeV/m) mais avec, quand même, un total de 230 cavités, ce qui représente plus du double de cavités par rapport au même linac réalisé avec deux familles de cavités spoke par exemple (nous verrons cela au chapitre VII). Cela s'explique par le relatif faible gain d'énergie par cavité (inférieur à 0.5 MeV/cavité sur tout le linac). Ce point faible est un peu atténué par la

* E_{acc} n'est pas normalisé par rapport à la distance iris à iris comme pour les autres cavités, mais par rapport à la longueur effective (ici 8 cm). A titre d'exemple, rapporté à la distance iris à iris, E_{acc} vaut 20 MV/m.

longueur de la cavité (soit 13 cm avec le tank d'hélium). Notons que le diamètre des tubes faisceau est de 30 mm.

La cavité réentrante est relativement facile à construire et présente la particularité d'avoir son tank d'hélium soudé sur les côtés via des anneaux (c'est en quelque sorte une cavité à double parois). En plus du gain de place, cela permet de rigidifier la cavité. Toutefois, ce type de cavité reste moins rigide que les cavités ladder ou spoke par exemple, et est inutilisable en mode pulsé à cause du detuning, dû aux forces de Lorentz, très important ($K \sim 300 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$).

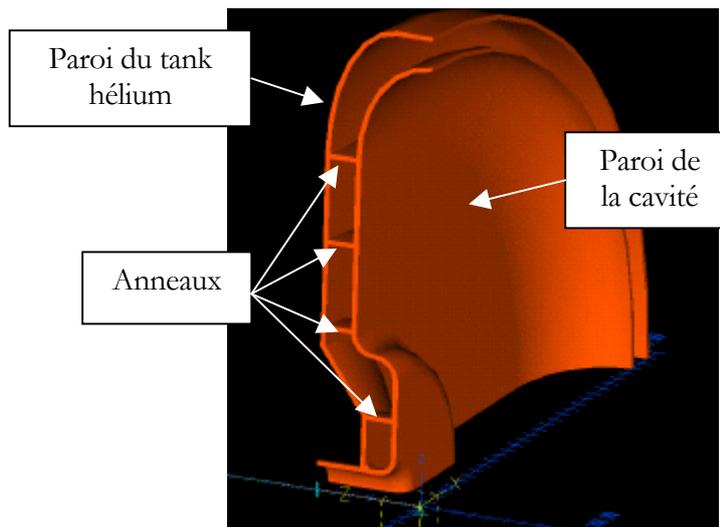


Figure 3.46 : Structure à double parois de la cavité réentrante [120].

Les cavités spoke ($0.15 < \beta < 0.45$).....

Ce type de cavité a été inventé à Argonne au début des années 90, dans le même cadre de recherche que celui touchant les cavités demi-onde. Historiquement développées pour être utilisées à des fréquences élevées [122] (i.e. $f > 500 \text{ MHz}$, fréquence qui rendait difficile* le design de cavités comme les quart-d'onde), les cavités spoke sont maintenant plutôt destinées à fonctionner à des fréquences comprises entre 300 et 400 MHz (voir Tableau 3.3 présentant les caractéristiques des cavités spoke construites à ce jour).

Comme illustré sur les schémas présentés en Figure 3.47, une spoke 2-gaps (qui est la configuration minimale) peut être assimilée à une cavité pill-box mais avec une barre placée en son centre. Elle est donc composée d'un cylindre central (formant le corps de la cavité), d'une barre centrale et de deux

* Si on se réfère à la première cavité spoke fabriquée à 855 MHz (voir Figure 3.48), à fréquence égale, une cavité quart-d'onde ne mesurerait que 9 cm de haut environ (contre un peu moins de 18 cm de diamètre pour la spoke).

flancs. On remarquera l'emplacement des piquages RF disposés directement sur la cavité (et non sur les tubes faisceaux comme pour les cavités elliptiques). Bien entendu, ce type de cavité est parfaitement adapté pour devenir une structure multigaps (voir Figure 3.49).

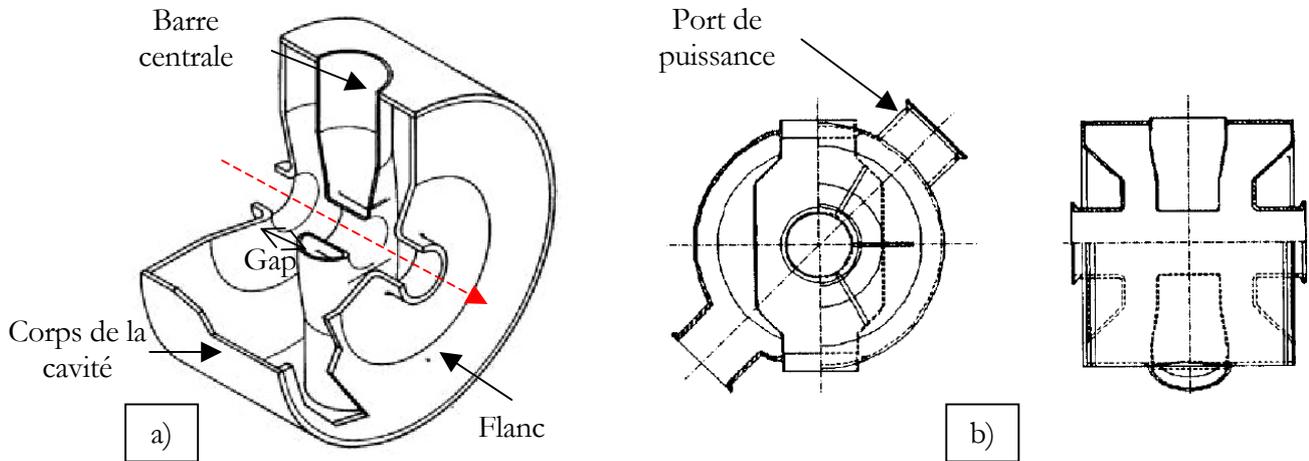


Figure 3.47 : Schémas conceptuels de deux cavités spoke. a) [122] et b) [123].

Le premier prototype, fabriqué et testé à Argonne en 1992, fut une spoke 855 MHz, 2-gaps, $\beta=0.3$ (Photo en Figure 3.48-a). Les tests à 4.2 K ont donné de très bons résultats (eu égard à la fréquence de la cavité plutôt destinée à être utilisée vers 2 K), soient : un champ accélérateur maximal de 7.2 MV/m (en continu) et 7.8 MV/m (en pulsé) pour une puissance dissipée maximale de 24 W et un Q_0 de $1.2 \cdot 10^8$ (à bas champ) [124].

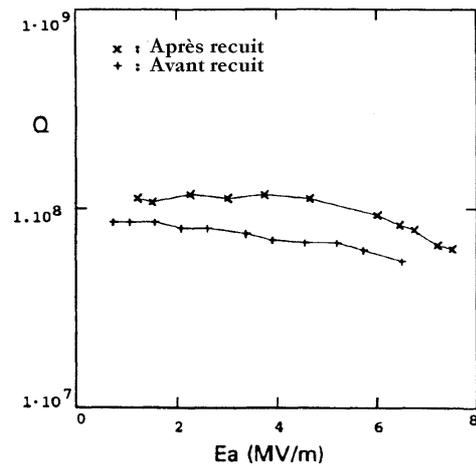


Figure 3.48 : a) Photo de la cavité (avant soudure finale des deux flancs), et b) résultats du test à froid de la première cavité spoke ($f=855$ MHz et $\beta=0.30$) [112]. NB : La cavité a subi un recuit à 1200 °C qui permet d'enlever les éventuelles traces d'hydrogène déposé à la surface du niobium pendant la chimie (d'où une baisse de R_s et une augmentation du Q_0).

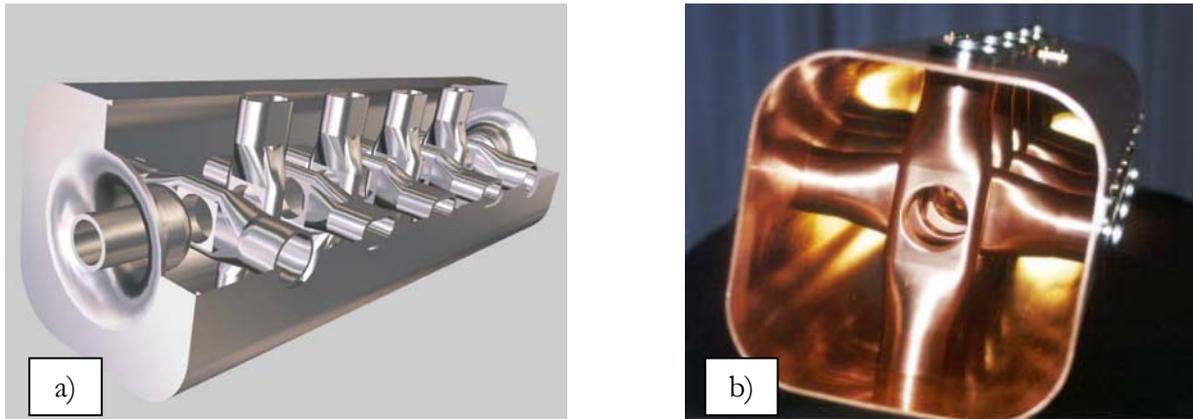


Figure 3.49 : a) Dessin 3D d'une spoke 10-gaps, 700 MHz, $\beta=0.2$ [125] et b) prototype en cuivre (Photo Jülich) [126].

A l'heure actuelle, 7 prototypes en niobium massif ont été construits, dont 5 ont été testés avec succès comme on peut le voir dans le Tableau 3.3 ci-dessous. Les laboratoires travaillant spécifiquement sur les cavités spoke sont ceux d'Argonne et Los Alamos (USA), de Jülich (Allemagne) et l'IPN (France).

Tableau 3.3 : Principales caractéristiques des cavités spoke fabriquées.

	Argonne				Los Alamos*	IPN
Fréquence (MHz)	350	350	345	855	350	352
β géométrique	0.29	0.4	0.4	0.3	0.175	0.35
Nombre de gaps	2	2	3	2	2	2
E_s/E_{acc}	4.24	4.00	3.5	3.30	2.82	3.06
B_s/E_{acc} (mT/(MV/m))	9.04	10.7	8.60	7.80	7.38	8.28
\varnothing tubes faisceau (mm)	25	25	25	30	40	60
E_{acc} à 4 K (MV/m)	12.5	11.5	11.5	7.2	14	12.2 [†]

Remarques :

* Deux cavités identiques ont été fabriquées par le laboratoire de Los Alamos.

† Résultat obtenu en couplant la cavité par un des tubes faisceau et non par le port RF prévu à cet effet (Voir chapitre VII pour les explications).

- Comme on peut le voir dans le tableau, bien que possédant une ouverture faisceau très petite (i.e. 25 mm), les deux cavités 2-gaps, 350 MHz d'Argonne, présentent des rapports champs de surface sur champ accélérateur beaucoup plus élevés que les cavités de Los Alamos et de l'IPN. Comme nous le verrons dans le prochain chapitre, cela est dû au manque d'optimisation de la géométrie de la cavité en générale (et de celle de la barre centrale, en particulier, qui n'est qu'un simple cylindre alors que celle des autres a une forme plus complexe, voir la Figure 3.50 ci-dessous).



Figure 3.50 : a) Cavité $\beta=0.4$ d'Argonne et b) cavité $\beta=0.175$ de Los Alamos. Remarquons la différence de forme des deux barres centrales [112].

- Le laboratoire d'Argonne a fabriqué (mais pas encore testé) la première cavité spoke multi-gaps (i.e. nombre de gaps supérieurs à 2). On peut voir cette cavité sur la Figure 3.51 ci-dessous. On notera que son design est beaucoup plus optimisé que celui des deux premières cavités.

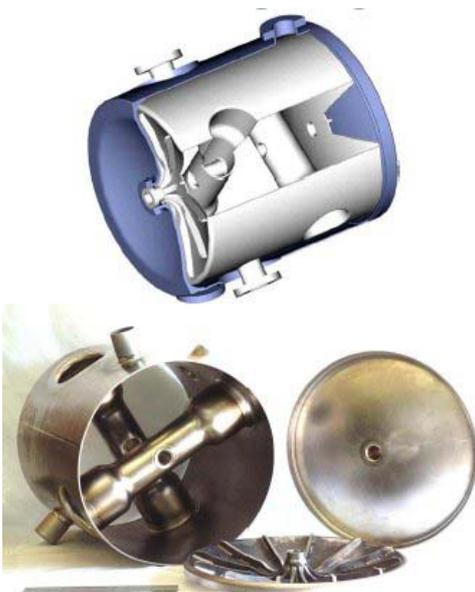


Figure 3.51 : Schéma et photo de la cavité spoke 3-gaps 345 MHz, $\beta=0.4$ développée par Argonne [112].

- Nous avons vu que de nombreux grands projets intègrent maintenant des cavités spoke dans une partie de leur linac : EURISOL et XADS bien sûr, mais aussi AAA et RIA. Limitées aux faibles énergies, certaines personnes réfléchissent à une utilisation au-delà des « fameux » 100 MeV. A ce propos, remarquons qu'Argonne envisage de fabriquer une cavité spoke, 4-gaps, $\beta=0.61$, à 345 MHz (schéma en Figure 3.52) afin de pouvoir, notamment, la comparer aux cavités elliptiques [127].

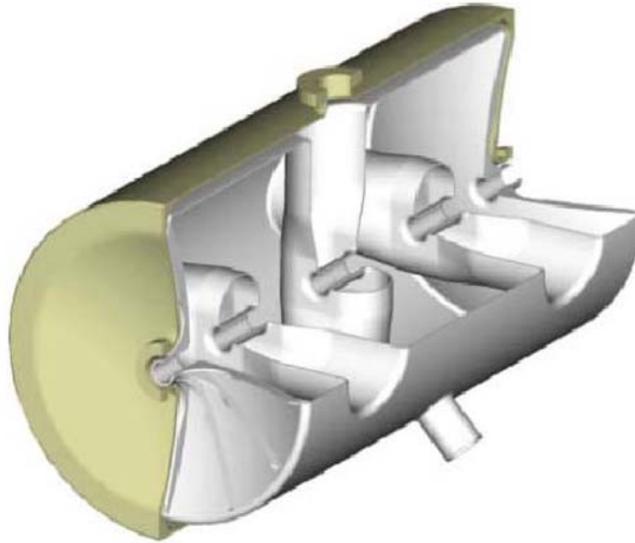


Figure 3.52 : Schéma de la cavité spoke $\beta=0.61$ développée à Argonne [112].

Les cavités spoke ont bien sûr de nombreux avantages (modularité, rigidité...) que nous allons aborder dans le chapitre suivant dédié à l'étude de la cavité spoke $\beta=0.35$ qui a été conçue à l'IPN.

CHAPITRE IV

ETUDE DE LA CAVITE SPOKE $\beta_{0.35}$

Introduction

Le design de toute cavité accélératrice passe par une phase d'optimisation de ses principaux paramètres RF ainsi que par une analyse mécanique de sa structure. L'objectif principal de ce chapitre est donc de présenter les différentes étapes des calculs qui ont permis d'aboutir à la forme finale du premier prototype européen de cavité spoke.

En guise d'introduction, nous présenterons, ou rappellerons pour certains d'entre eux, les différents points forts permettant d'envisager l'utilisation des cavités spoke dans la partie intermédiaire des linacs à protons liés aux projets XADS ou EURISOL. Nous exposerons ensuite les choix qui ont été faits concernant les paramètres généraux de la cavité tels que sa fréquence, son bêta géométrique, le nombre de gaps...

La troisième partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude électromagnétique de la cavité qui a permis d'optimiser sa géométrie afin de minimiser les rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} .

Enfin, l'étude portant sur l'analyse de structure de la cavité fera l'objet du dernier paragraphe. Nous aborderons notamment les calculs relatifs à la tenue de la cavité lors de sa mise sous vide ainsi que ceux portant sur l'étude des modes de vibrations.

1 Avantages des cavités spoke

La supraconductivité.....

Comme nous l'avons déjà évoqué, c'est le principal avantage par rapport aux structures chaudes. Les faibles pertes RF dans les parois des cavités supraconductrices permettent d'avoir un rendement RF* quasiment égal à 100%. Comparé à cela, le rendement RF des structures chaudes est de l'ordre de 15% à 25%. En tenant compte de l'efficacité des sources de puissance (entre 50 et 60% généralement) et de l'efficacité globale des systèmes cryogéniques alimentant les cavités supraconductrices (cf. chapitre III), on obtient un rendement global (défini comme étant le rapport de la puissance délivrée au faisceau sur la puissance consommée sur le réseau électrique) variant de 10 à 15% pour les structures chaudes et 40 à 50% pour les cavités froides. Les économies réalisées sont donc très importantes pour des machines supposées fonctionner pendant plusieurs dizaines d'années (surtout avec des faisceaux continus).

* Définition du rendement RF : $\eta_{RF} = P_{faisceau} / (P_{faisceau} + P_{cavité})$.

Basés sur les études de coûts des DTL et CCDTL des projets SNS [128] et SPL [129], les calculs effectués dans le cadre d'EURISOL sur la section 5-85 MeV du linac ont permis d'estimer à plus de 2 M€ l'économie réalisée chaque année, grâce à l'utilisation de cavités supraconductrices (cela représente environ 7 MW/an) [130].

La fiabilité et la flexibilité du linac

Ces deux points sont très importants quel que soit bien sûr le type d'accélérateur que l'on souhaite construire, et sont souvent intimement liés.

Concernant les ADS, la fiabilité est un sujet que l'on peut qualifier de prioritaire. A titre d'exemple, le nombre d'arrêts* tolérés dans le projet XADS doit être inférieur à 5 par an [118] ! Toujours par rapport aux structures chaudes, l'emploi de systèmes RF de plus faible puissance (généralement plus fiables car les charges thermiques sur les différentes pièces du coupleur sont plus faibles) et l'utilisation de tubes faisceau de diamètre 2 à 3 fois plus grands† (pour minimiser les risques d'activation des structures dus aux pertes de particules) augmentent la fiabilité générale du linac. Ce dernier point est une conséquence directe liée à la supraconductivité. La minimisation des pertes RF dans les cavités chaudes, caractérisées par l'impédance shunt ($r = V_{acc}^2 / P_c$), représente un objectif majeur qui conduit à modéliser des structures avec des tubes faisceau dont le diamètre est le plus petit possible. On voit en effet sur la Figure 4.1 que r est maximum pour l'ouverture faisceau la plus petite et qu'il décroît au fur et à mesure qu'on augmente le diamètre de cette ouverture. Comme les puissances dissipées dans les DTL sont de l'ordre de plusieurs centaines de kW par cavité (environ 300 kW pour le DTL d'IPHI par exemple [131]), on se rend compte que des variations de l'ordre de 20 % sur r entraînent des augmentations de puissance non négligeables. A contrario, ce paramètre n'est pas aussi important pour les cavités supraconductrices puisque les pertes RF sont très faibles (de l'ordre de quelques Watts en général). Cela laisse la possibilité d'accroître sensiblement la largeur des tubes faisceau. Le côté négatif est que l'augmentation du diamètre des tubes s'accompagne d'une augmentation des rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} . On le voit parfaitement sur la Figure 4.2.

NB : Les résultats présentés sur les Figures 4.1 et 4.2 proviennent de simulations effectuées avec un modèle simple de cavité spoke, identique à celui qui a servi pour l'optimisation du prototype (voir §2 de l'étude RF).

* Un arrêt est défini pour une coupure faisceau supérieure à 1 seconde.

† Signalons à ce propos, que le DTL du projet IPHI a été conçu avec une ouverture faisceau de 1.3 cm ; ce qui est très faible comparé aux ouvertures de 3 à 6 cm utilisées typiquement avec des cavités spoke (cf. Tableau 3.3 du chapitre III).

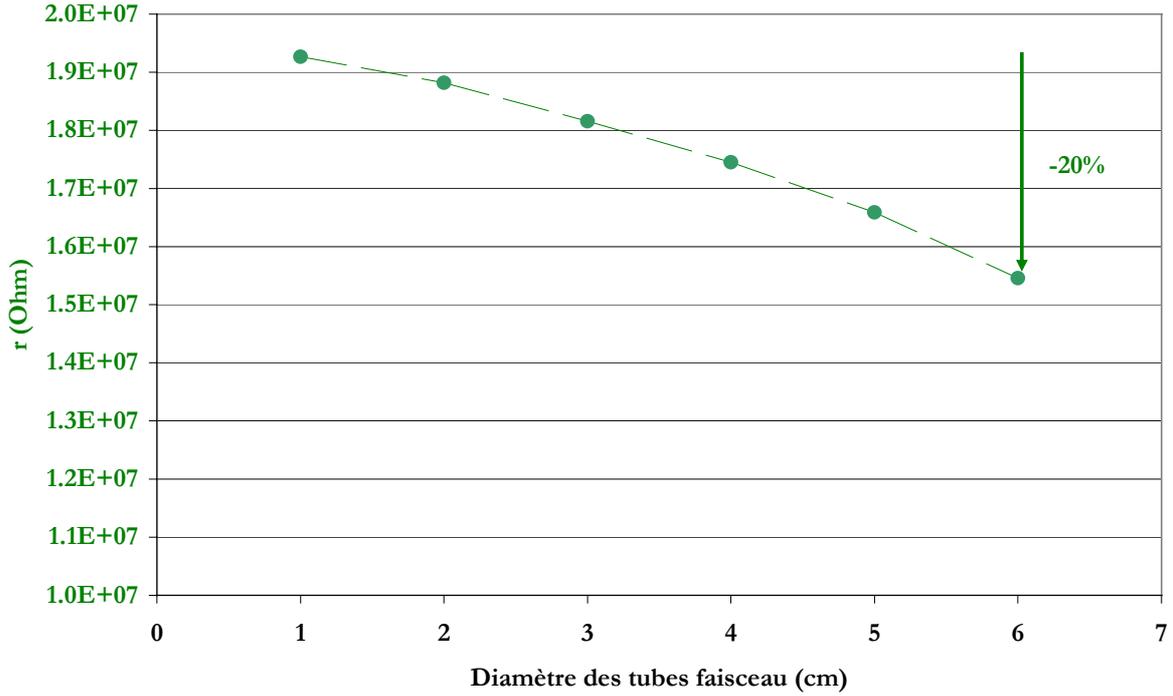


Figure 4.1 : Evolution de l'impédance shunt r en fonction de l'ouverture des tubes faisceau pour une cavité spoke prototype.

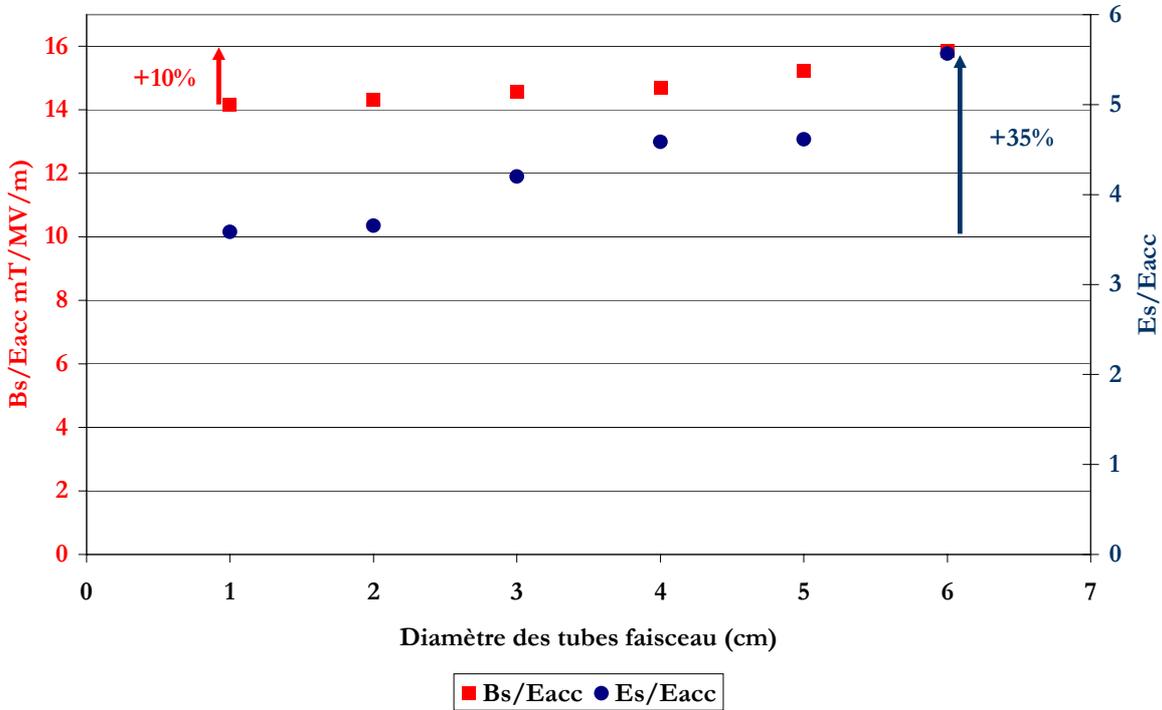


Figure 4.2 : Evolution des rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} en fonction de l'ouverture des tubes faisceau pour une cavité spoke prototype.

Dans le cadre du projet XADS, des premières études de pannes pouvant survenir dans un linac composé entièrement de cavités spoke montrent qu'il n'y a pas de perte de faisceau (en cas de rupture d'une source par exemple) si l'on est capable d'ajuster les phases des cavités adjacentes [132]. C'est pourquoi chaque cavité spoke est alimentée par une seule source de puissance. Le fait de pouvoir ajuster la phase et l'amplitude du champ accélérateur de façon individuelle pour chaque cavité, permet avant tout un meilleur contrôle du faisceau mais offre aussi la possibilité d'accélérer plusieurs types de particules avec le même linac. C'est un point positif par rapport aux structures multi-cellules telles que les DTL mais aussi les structures supraconductrices CH. A titre d'illustration, signalons que le premier DTL de SNS après le RFQ mesure 4.15 m de long et comporte 60 cellules et que les premiers modèles de cavités CH dessinées pour un ADS font 1 m de long et ont 16 cellules.

La rigidité mécanique

Tout le monde s'accorde à dire aujourd'hui que la limite d'utilisation des cavités elliptiques se situe autour de $\beta_g=0.5^*$. A fréquence constante, la réduction de leur longueur accélératrice pour atteindre cette valeur de bêta géométrique contribue à dégrader leur rigidité (à cause de la forme aplatie) et rend leur fabrication plus coûteuse (voir exemples en Figure 4.3). Il faut non seulement augmenter leur épaisseur mais également leur adjoindre des systèmes de rigidification permettant de rester en dessous de la limite élastique (soit une contrainte maximale d'environ 50 MPa[†]). Ces trois familles de cavités elliptiques ont fait l'objet de plusieurs études mécaniques qui ont permis d'établir les épaisseurs nécessaires à une bonne tenue mécanique et mis en exergue le besoin d'une rigidification pour la cavité $\beta 0.47$ (Tableau 4.1) [133-134]. A titre de comparaison, les cavités spoke sont fabriquées avec des tôles d'épaisseur ne dépassant pas 3.5 mm (3.2 mm pour les cavités $\beta 0.3$, $\beta 0.4$ d'Argonne et $\beta 0.175$ de Los Alamos et 3 mm pour la spoke $\beta 0.35$ de l'IPN).

Tableau 4.1 : Caractéristiques mécaniques de plusieurs cavités 700 MHz;

<i>β géométrique</i>	<i>Epaisseur</i>	<i>Système de rigidification</i>
0.85	3 mm	Non
0.65	4 mm	Non
0.47	Entre 4 et 5 mm	Oui, au moyen d'anneaux

* Cavité elliptique construite et testée de plus faible bêta : monocellule, 700 MHz, $\beta_g=0.47$.

† La limite maximale au-delà de laquelle le niobium a un comportement plastique varie suivant sa pureté (RRR) et son « histoire ». Pour un niobium de RRR250, n'ayant subi aucun recuit, elle tourne autour de 70 MPa à 300 K. Pour les calculs de mécanique, on se fixe généralement une limite à 50 MPa pour garder une marge de sécurité sur la précision des calculs et les valeurs de RRR mesurées. Nous reviendrons évidemment sur toutes ces notions dans le paragraphe dédié à l'étude mécanique de la cavité spoke.

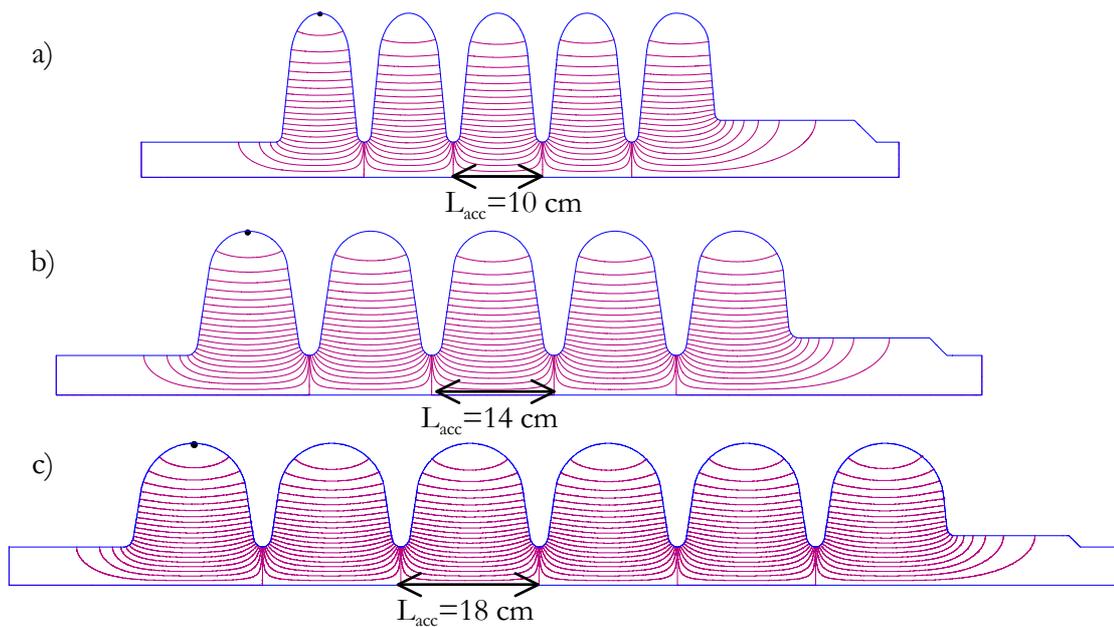


Figure 4.3 : Trois types de cavité 700 MHz, a) $\beta 0.47$, b) $\beta 0.65$ et c) $\beta 0.85$.

Les cavités spoke sont également plus rigides que les cavités réentrantes qui ont besoin nécessairement du tank d'hélium comme système de rigidification. Elles ne nécessitent pas non plus l'emploi de système d'atténuation des vibrations (« dampers ») comme dans certaines cavités quart-d'onde (système qui est placé à l'intérieur de l'âme centrale). Nous ne pouvons rien dire sur les cavités ladder car leur analyse mécanique n'a pas été réalisée.

Le couplage inter-cellules

Le couplage entre les cellules d'une cavité spoke se fait via le champ magnétique qui est concentré comme nous le verrons, autour de la barre centrale (couplage inductif). Ce fort couplage (entre 20 et 30% contre 10 fois moins pour les cavités elliptiques et 20 fois moins pour les cavités ladder entre autres) permet d'avoir un profil de champ accélérateur quasiment insensible aux variations de géométrie. Il n'est donc pas nécessaire d'accorder à chaud la cavité, comme c'est toujours le cas pour les elliptiques afin d'obtenir un plat de champ.

Steering et multipacting

Contrairement aux cavités quart-d'onde, l'absence de composante magnétique sur l'axe faisceau ne provoque pas (ou peu) de déviation du faisceau. Le phénomène de steering ne semble donc pas poser de problème pour les cavités spoke.

Jusqu'à présent, même si des phénomènes de multipacting ont été observés durant les tests (surtout à très bas champ autour de 1 à 2 MV/m), ils ne se sont jamais révélés être des facteurs limitatifs. Il semblerait donc qu'il y ait moins de précautions à prendre pour le design d'une cavité spoke de ce point de vue là que pour des cavités elliptiques ou réentrantes. Ceci est à prendre au conditionnel car aucune étude poussée n'a encore été faite sur le multipacting dans les cavités spoke (principalement car elle nécessite l'utilisation de codes de simulation en 3D qui ne se trouvent encore qu'en phase de développement).

La fabrication.....

Le nombre de cavités spoke fabriquées à ce jour ne représente pas une très grande statistique (rappel : 7 prototypes) surtout si on le compare aux centaines de cavités elliptiques réalisées. La seule chose qu'il est possible de dire est qu'il n'y a eu jusqu'à présent aucun problème majeur. On peut même ajouter, qu'étant moins sensibles aux défauts géométriques et donc aux erreurs de fabrication, les prototypes de cavités spoke ont tous eu des fréquences très proches de celles calculées (les différences sont souvent inférieures au MHz). Leur grande rigidité permet donc de fixer des tolérances moins sévères sur leurs cotes de fabrication, ce qui a une incidence directe sur le coût de fabrication.

2 Détermination des principales caractéristiques _____

Avant de commencer le design de la cavité, il nous a fallu choisir quelques paramètres importants tels que la fréquence de résonance, le nombre de cellules, le diamètre des tubes faisceau ou encore le bêta géométrique... La plupart de ces paramètres ont bien sûr été choisis par rapport aux cahiers des charges des projets XADS et EURISOL. Rappelons à ce propos deux points importants : une fiabilité maximale pour XADS et une possibilité d'accélérer d'autres particules que les protons pour EURISOL.

La fréquence.....

Comme nous l'avons mentionné au chapitre II, les deux projets qui nous concernent sont basés sur l'injecteur IPHI comme « tête » de machine. Le faisceau issu du RFQ d'IPHI est bunched* à 352.2 MHz. On peut donc utiliser cette même fréquence de 352.2 MHz ou alors les harmoniques

* Les particules d'un faisceau sont regroupées au sein de paquets (appelés « bunchs »). Le temps T séparant chaque bunch est égal à $1/f$ avec f la « fréquence faisceau » (dans notre cas $T \sim 2.84$ ns avec $f = 352.2$ MHz).

supérieures (comme cela est fait avec les cavités elliptiques à 704.4 MHz). Nous avons choisi de faire fonctionner les cavités spoke à 352.2 MHz. Plusieurs raisons ont motivé ce choix :

- Du point de vue de la dynamique faisceau (et plus précisément de l'acceptance longitudinale en phase), le fait d'utiliser une fréquence plus basse permet de mieux contrôler le faisceau dans les premières cavités après le RFQ.
- Pour un même gain d'énergie total (soit environ 100 MeV dans notre cas) et un même gradient accélérateur, le nombre de cavités est divisé par deux si on utilise des cavités 352.2 MHz au lieu de cavités 704.4 MHz (puisque ces dernières sont environ 2 fois plus courtes en longueur).
- Le fait que les cavités 352.2 MHz soient environ deux fois plus grandes au niveau du diamètre que les cavités 704.4 MHz permet l'utilisation d'ouverture faisceau très large* (égale ou supérieure à 3 cm). Cette raison peut être considérée comme la raison majeure puisqu'elle entre complètement dans la philosophie de fiabilité maximale demandée dans XADS.

Le nombre de cellules (ou gaps) et le bêta géométrique.....

On parle en effet indifféremment de cavité multicellules ou multigaps. Pour ce premier prototype nous avons décidé de fabriquer une cavité 2-gaps (qui est, nous le rappelons, la plus petite structure possible pour une cavité spoke). Les avantages sont multiples :

Au niveau de la fabrication :

- Cette démarche peut être rapprochée, dans un premier temps, de celle adoptée lors du développement des cavités elliptiques puisque les premières cavités fabriquées sont en règle générale des cavités prototype monocellule et non pas directement des structures multicellules. Commencer par la fabrication d'une petite structure permet de repérer les éventuelles difficultés et ensuite de valider les différents processus de réalisation (nous verrons les différentes étapes de la fabrication de la cavité dans le prochain chapitre).
- La fabrication d'une structure 2-gaps est évidemment plus économique (i.e. moins de niobium, moins de soudures...). C'est également un point important surtout en phase de R&D.

* Il n'est évidemment pas impossible de concevoir sur le papier une cavité 700 MHz avec une ouverture faisceau de 5 cm par exemple puisqu'elle fait à peu près 20 cm de diamètre. Toutefois, les rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} sont alors très élevés. De plus, une telle cavité nécessiterait certainement d'être refroidie à 2 K et non plus à 4 K, d'où un surcoût de fonctionnement.

Du point de vue de la dynamique faisceau :

- Pour un champ accélérateur donné, l'acceptance en énergie est d'autant plus grande que le nombre de cellules est faible (Figure 4.4). Cela permet de réduire le nombre de cavités ayant des bêtas géométriques différents pour une même plage d'énergie. Ainsi il est possible de couvrir la plage d'énergie intermédiaire 5-100 MeV (pour des protons) avec seulement 2 familles de cavités 2-gaps (Figure 4.5). L'accélération des particules dès 5 MeV nécessite l'emploi de cavités $\beta_{0.15}$, le reste pouvant être couvert avec des cavités ayant un bêta géométrique compris entre $\beta_{0.30}$ et $\beta_{0.35}$. Des calculs de dynamique faisceau montrent qu'une meilleure efficacité est obtenue avec les cavités $\beta_{0.35}$ pour effectuer la transition avec les premières cavités elliptiques $\beta_{0.47}$. Cette transition a lieu aux environs de 95 MeV dans les derniers modèles de linac réalisés dans le cadre de XADS [132].

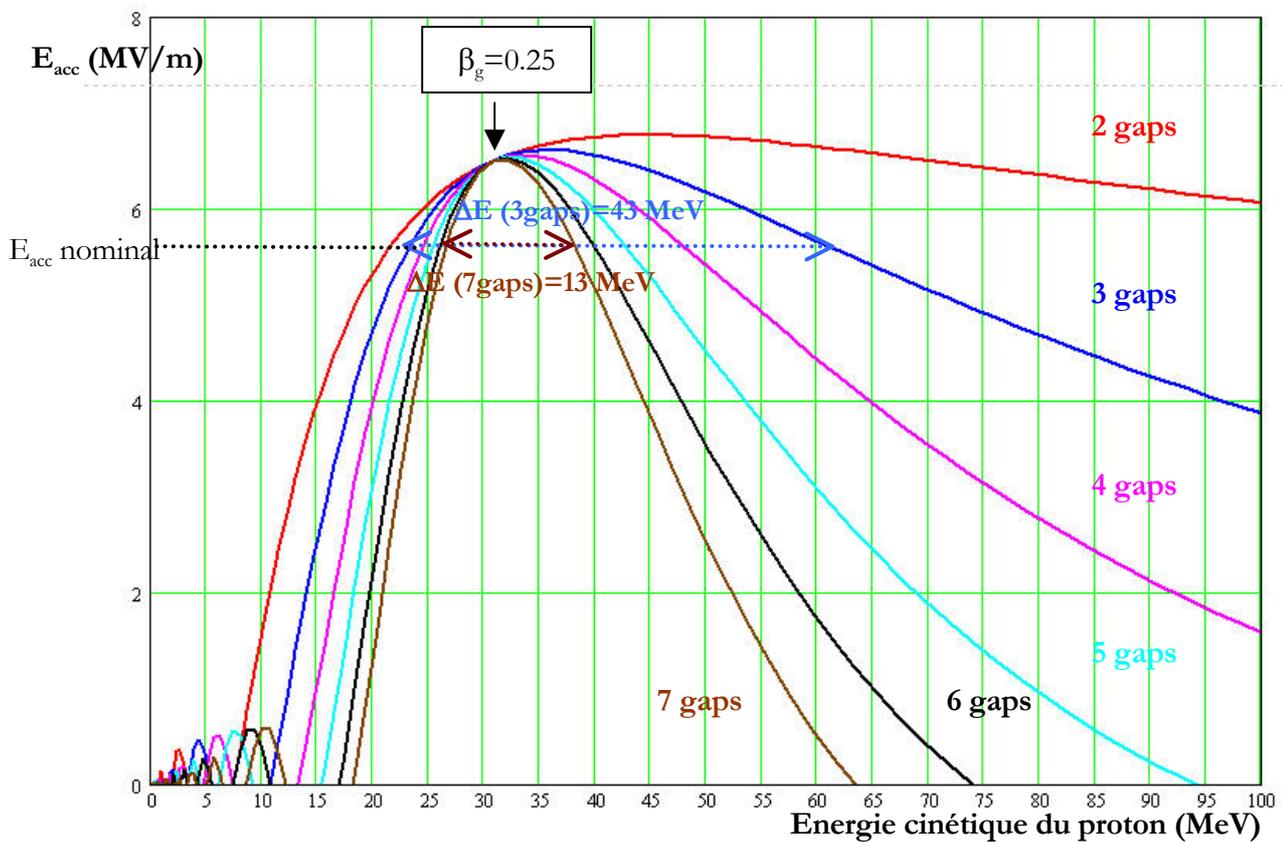


Figure 4.4 : Champ accélérateur* de plusieurs cavités d'un même bêta géométrique ($\beta_{0.25}$) en fonction de l'énergie cinétique du proton. NB : le seuil du champ nominal est décidé ici, arbitrairement, à 80% du champ maximum. La phase synchrone est nulle.

* Le champ accélérateur présenté sur cette figure a été calculé à partir d'un modèle de champ électrique sinusoïdal $E(z,t) = E_0 \sin(\pi z / L_{acc}) \sin(\omega t + \phi_0)$. La longueur accélératrice vaut par convention : $L_{acc} = 3 / (2\beta_g \lambda)$ (explications au paragraphe suivant).

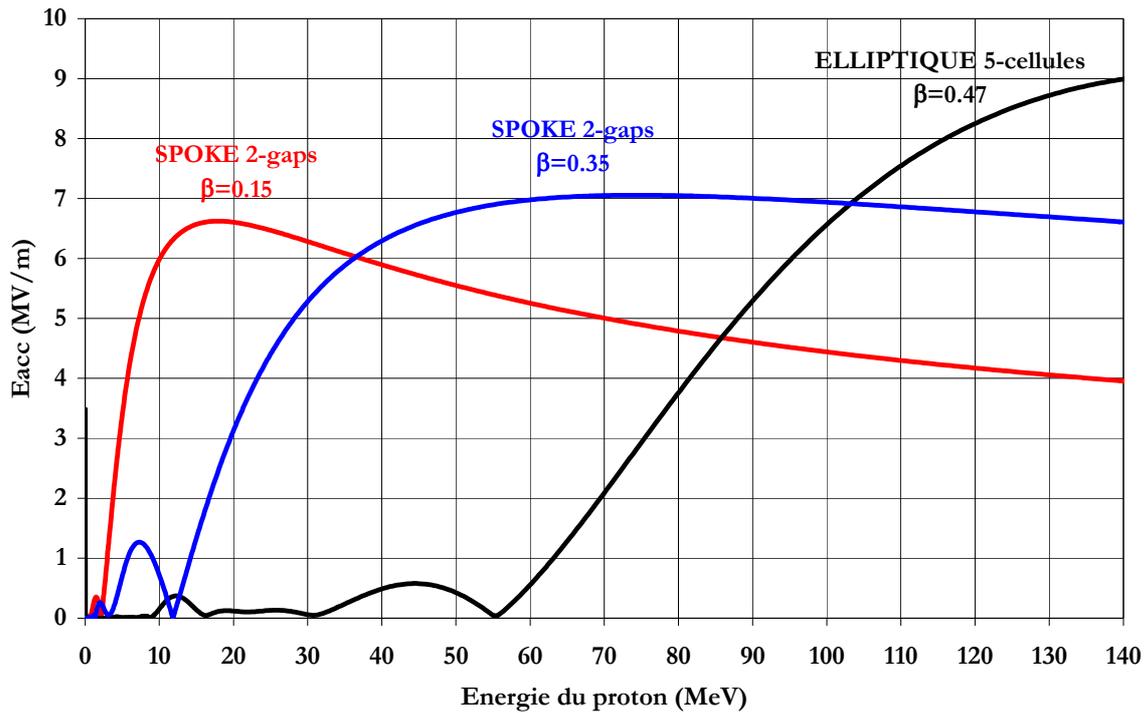


Figure 4.5 : Champ accélérateur développé dans les cavités spoke 2-gaps, $\beta 0.15$ et $\beta 0.35$ en fonction de l'énergie cinétique du proton. On a également représenté le champ accélérateur de la cavité elliptique 5-cellules, 700 MHz, $\beta 0.47$. NB : le champ accélérateur des trois cavités est calculé pour un champ électrique de surface maximum de 25 MV/m et une phase synchrone de -30° .

- Autre argument en faveur des cavités 2-gaps : les études de dynamique faisceau réalisées dans la partie basse énergie (i.e. dès 5 MeV) montrent que l'on ne peut pas accélérer le faisceau de façon trop rapide, d'où une limitation en accélération dans chaque maille focalisatrice (i.e. sur la distance séparant deux éléments focalisants). Cela ne sert donc à rien de mettre des cavités spoke de plus de 2-gaps à ce niveau car le gradient accélérateur est volontairement « bridé » [132].

En résumé, les principaux paramètres de la cavité spoke qui sera fabriquée sont :

- Fréquence : 352.2 MHz
- Structure 2-gaps
- Bêta géométrique : 0.35
- Ouverture des tubes faisceau : 6 cm (ce diamètre a été fixé grâce aux calculs de dynamique faisceau pour respecter le critère : $10 \times \varnothing_{\text{max faisceau}} \leq \varnothing_{\text{tubes faisceau}}$)

Etude RF

Les codes de calcul RF tels que SUPERFISH et URMEL en 2D ou MAFIA en 3D permettent de calculer les fréquences des modes de résonances et leurs champs électromagnétiques associés en résolvant numériquement le problème aux valeurs propres déterminé par les équations de Maxwell. A partir de ces résultats, on peut calculer tous les paramètres RF de la cavité décrits dans le chapitre III (i.e. E_s/E_{acc} , B_s/E_{acc} , $G...$). Contrairement aux cavités elliptiques qui possèdent une symétrie de révolution par rapport à l'axe faisceau et peuvent donc être optimisées avec des codes 2D, la présence de la barre centrale dans les cavités spoke rend la chose impossible et nécessite un traitement en 3D. L'IPN s'est donc doté du code de calcul MAFIA [43] (code 2D/3D dont les performances sont reconnues par la communauté scientifique). Les différentes étapes d'un processus* de calcul permettant de déterminer les paramètres RF d'une cavité sont les suivantes :

1. Création de la structure au moyen de formes géométriques (cylindres, sphères, parallélépipèdes, solides de section quelconque créés par rotation...). Nous verrons qu'il est également possible d'importer une géométrie créée avec un logiciel de CAO. Nous utiliserons ce moyen pour effectuer le calcul final des paramètres RF de la cavité car les outils disponibles dans MAFIA ne permettent pas de modéliser parfaitement sa géométrie.
2. Maillage de la structure. MAFIA utilise des éléments rectangulaires (voir Figure 4.6) qui, pour une taille de maille équivalente, donnent des résultats moins précis que SUPERFISH ou SUPERLANS qui, quant à eux, utilisent des mailles triangulaires. Le maillage des surfaces courbes est en effet moins réaliste avec des parallélépipèdes qu'avec des triangles. Cela nécessite l'emploi d'un assez grand nombre de points pour pouvoir converger vers de bons résultats. Nous avons étudié l'influence du maillage sur une « cavité test » et les résultats sont présentés tout de suite après.
3. Calcul des fréquences des modes propres. On doit spécifier le nombre de modes à calculer sachant que la précision du calcul est meilleure sur les premiers modes. Typiquement, dans le cas où le mode fondamental que l'on cherche est le 1^{er} mode, on effectue le calcul sur les 10 premiers modes. En contrepartie, un nombre important de modes allonge le temps de calcul et augmente la mémoire nécessaire aux calculs et la taille des fichiers de résultats bien

* Le logiciel MAFIA est composé de plusieurs modules permettant, bien entendu, de calculer les fréquences propres de cavités résonantes mais aussi de faire des simulations en thermique, électrostatique, magnétostatique...

sûr. Un calcul réalisé avec 4000000 de points sur les 10 premiers modes de la cavité spoke génère un fichier de sortie proche de 2 Go.

4. Détermination des paramètres RF (E_s/E_{acc} , B_s/E_{acc} , r/Q_0 , $G...$) à partir des valeurs calculées de l'énergie stockée, des pertes RF de la cavité, du champ accélérateur et des champs maxima électriques et magnétiques de surface.

Remarque : tous les calculs sont effectués pour une structure métallique en cuivre dont le milieu diélectrique est le vide (constantes utilisées : ϵ_0 et μ_0 pour le vide et $\sigma_{\text{cuivre}} = 5.88 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ pour la conductivité du métal). De ce fait, le facteur de qualité de la cavité équivalente en niobium est calculé (pour une température T quelconque, avec $T \leq T_0$) grâce au facteur géométrique car on a l'égalité : $Q_0^{\text{Cuivre}}(T = 300\text{K}) R_s^{\text{Cuivre}}(T = 300\text{K}) = Q_0^{\text{Niobium}}(T) R_s^{\text{Niobium}}(T)$ (Rappel : G ne dépend que de la forme de la structure). $Q_0^{\text{Cuivre}}(T = 300\text{K})$ et $R_s^{\text{Cuivre}}(T = 300\text{K})$ sont calculés avec MAFIA et $R_s^{\text{Niobium}}(T)$ est calculé à partir de la formule (3.29) donnée dans le chapitre III.

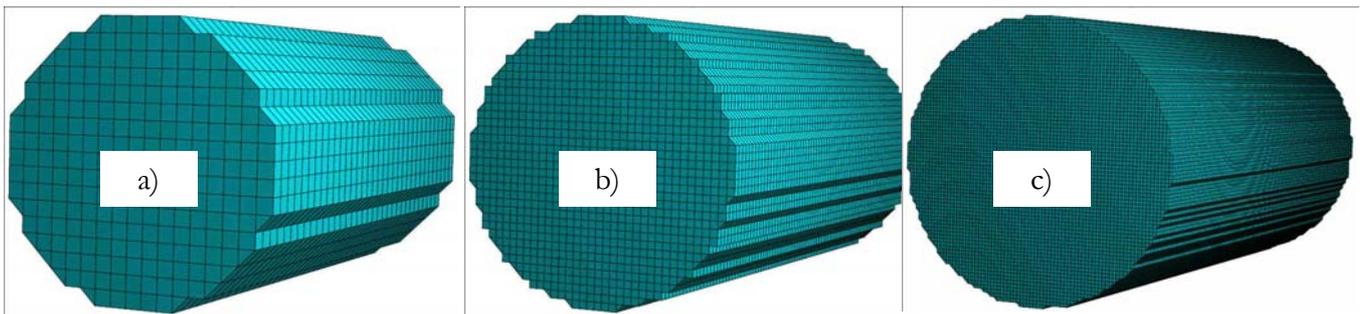


Figure 4.6 : Cylindre maillé avec a) 10000, b) 100000 et c) 1000000 points.

1 Benchmark avec une cavité Pillbox

Comme nous l'avons déjà souligné, seules quelques formes très simples de cavité (cylindrique ou rectangulaire par exemple) peuvent être résolues analytiquement. Parmi celles-ci, nous avons utilisé une cavité cylindrique Pillbox pour effectuer un benchmark du logiciel et étudier ainsi la précision et la convergence des calculs par rapport essentiellement à la taille du maillage employé.

Nous avons pris une Pillbox en cuivre de longueur $L=0.1$ m et de rayon $R=0.3$ m. Pour le mode fondamental TM_{010} , les expressions analytiques sont [135] :

$$\text{Fréquence : } f = \frac{2.405c}{2\pi R} = 382.48 \text{ MHz (4.1)}$$

$$\text{Facteur de qualité : } Q_0 = \frac{2.405\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}}{2R_s} \frac{1}{1+R/L} = 22195 \quad (4.2)$$

$$\text{Puissance RF dissipée : } P = (L + R)\pi R R_s E_0^2 \frac{\epsilon_0}{\mu_0} J_1^2(2.405) \quad (4.3)$$

$$\text{Energie stockée : } U = \frac{\pi\epsilon_0 L R^2}{2} E_0^2 J_1^2(2.405) \quad (4.4)$$

avec E_0 l'amplitude du champ électrique (nous prendrons à chaque fois pour faire les calculs

$E_0 = E_{\text{max calculé}}$), R_s la résistance de surface ($= \sqrt{\frac{\mu_0 \omega_0}{2\sigma}} = 5.1 \text{ m}\Omega$ avec $\sigma = 5.88 \cdot 10^7 \text{ }\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$) et J_1 la

fonction de Bessel d'ordre 1 ($J_1(2.405) = 0.159$).

Analyse des calculs.....

Tableau 4.2 : Comparaison entre les valeurs théoriques et calculées des paramètres f , U , P et Q_0 .

	Maille (mm)	Fréquence (MHz)	Ecart %	U_{th} (10^{-12} J)	U_{calc} (10^{-12} J)	Ecart %	P_{th} (10^{-7} W)	P_{calc} (10^{-7} W)	Ecart %	$Q_{0\text{th}}$	$Q_{0\text{calc}}$	Ecart %
Pas de symétrie	16.00	386.43	1.03	4.49	4.43	1.32	4.86	4.70	3.23	22195	23174	4.41
	9.09	386.07	0.94	4.50	4.43	1.62	4.87	4.68	3.90	22195	23313	5.03
	7.14	385.26	0.73	4.49	4.43	1.29	4.86	4.69	3.42	22195	23149	4.30
	5.26	385.42	0.77	4.49	4.43	1.44	4.86	4.67	3.93	22195	23280	4.89
	4.16	385.19	0.71	4.49	4.43	1.37	4.86	4.65	4.29	22195	23355	5.23
	3.33	385.04	0.67	4.49	4.43	1.27	4.86	4.67	3.91	22195	23252	4.76
Symétrie 1/8	3.57	385.13	0.69	35.9	35.4	1.34	38.8	37.3	3.93	22195	23263	4.81
	2.63	384.99	0.66	35.9	35.4	1.27	38.8	37.3	3.89	22195	23246	4.73
	2.08	384.93	0.64	35.9	35.4	1.28	38.8	37.3	3.98	22195	23263	4.81
	1.66	384.92	0.64	35.9	35.4	1.20	38.8	37.3	3.99	22195	23265	4.82
	1.44	384.90	0.63	35.9	35.4	1.43	38.8	37.2	4.10	22195	23290	4.94
	1.31	384.86	0.62	35.9	35.4	1.34	38.8	37.3	3.96	22195	23254	4.77
	1.22	384.86	0.62	35.8	35.4	1.25	38.8	37.3	3.83	22195	23222	4.63
	0.98	384.83	0.62	35.9	35.3	1.56	38.8	37.3	3.97	22195	23255	4.78

Remarque : nous avons utilisé, pour les dernières valeurs, les trois plans de symétries de la cavité et donc simulé seulement un huitième de la cavité. Pour un même nombre de points, la taille de la maille est divisée par 2.

Comme on peut le constater dans le Tableau 4.2, les valeurs calculées avec MAFIA sont globalement en bon accord avec les valeurs calculées analytiquement (les écarts entre ces deux valeurs sont inférieurs à 5%).

On peut remarquer également que les valeurs U , P et Q_0 calculées sont assez constantes. Elles ne présentent pas, contrairement à la fréquence (voir Figure 4.7), une tendance à converger vers la valeur théorique à mesure qu'on affine le maillage. Notons que la différence entre les deux valeurs maximale et minimale de la fréquence est : 1.6 MHz, ce qui représente un écart de 0.4%.

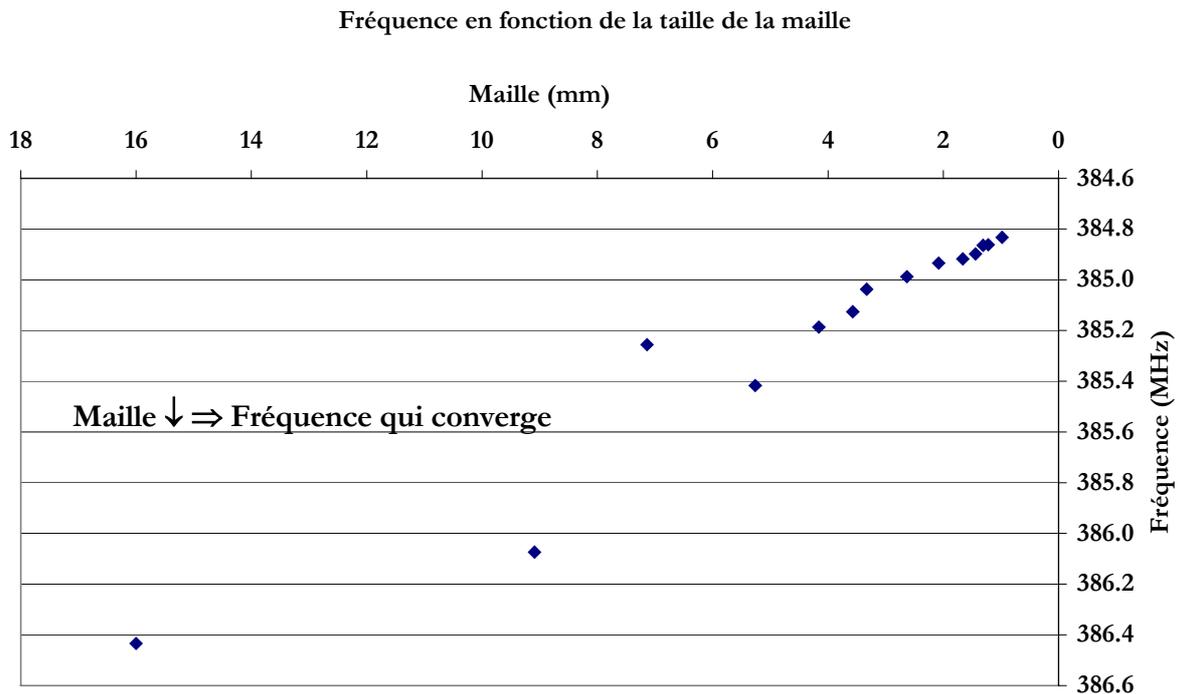


Figure 4.7 : Evolution de la fréquence avec la taille du maillage.

On se rend compte sur la Figure 4.8 que l'on a intérêt à utiliser un maillage assez fin (i.e. <3 mm au moins) afin de s'affranchir des variations assez importantes présentes dans les calculs réalisés avec un maillage assez grossier.

Si on regarde maintenant l'évolution des rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} sur la Figure 4.9, on s'aperçoit que les valeurs sont relativement constantes (l'écart maximum entre les valeurs pour chaque rapport est inférieur à 2 %) et proches des valeurs théoriques*, surtout pour E_s/E_{acc} (l'écart minimum est inférieur à 0.1% pour E_s/E_{acc} et inférieur à 8% pour B_s/E_{acc}). On se rend compte (voir zoom sur la Figure 4.9) que le rapport E_s/E_{acc} augmente régulièrement à mesure que la taille du maillage

* On a en effet, $(E_s/E_{acc})_{th} = \pi/2 \approx 1.57$ et $(B_s/E_{acc})_{th} = (E_s/E_{acc})_{th} J_1(1.841)/c \approx 3.05 \text{ mT/MV/m}$.

diminue et converge vers la valeur théorique. Il en va autrement pour B_s/E_{acc} qui ne présente pas un comportement clairement identifiable pour cette cavité Pillbox. Signalons enfin que les valeurs calculées de E_s/E_{acc} sont toujours inférieures à $(E_s/E_{acc})_{th}$ alors que c'est l'inverse pour B_s/E_{acc} . MAFIA aurait donc tendance à sous-estimer E_s/E_{acc} et surestimer B_s/E_{acc} .

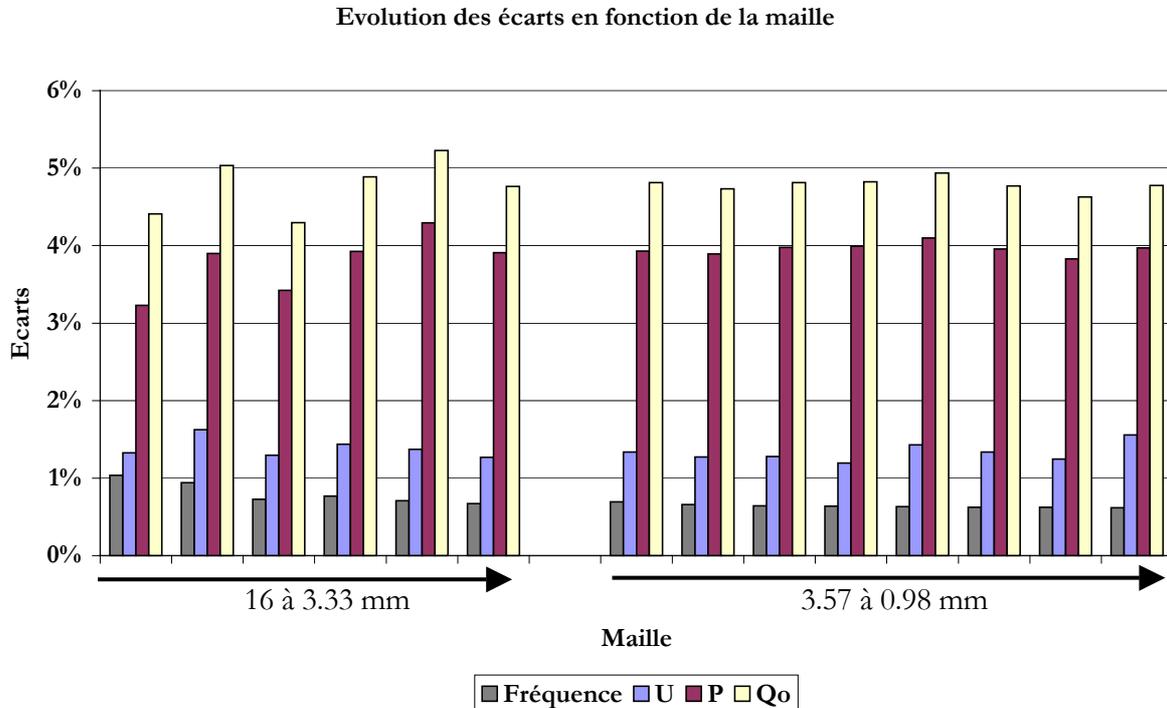


Figure 4.8 : Ecarts représentés par rapport à la taille de la maille. A gauche, les écarts obtenus avec les maillages les plus grossiers et, à droite, ceux obtenus avec les maillages les plus fins.

Toutes ces remarques ont été confirmées dans le cas précis de la cavité spoke $\beta 0.35$ (voir les Figures 4.10 et 4.11 représentant respectivement l'évolution de la fréquence et des rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} en fonction de la taille de la maille). On notera que E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} ont un comportement convergent.

En résumé, il faut faire les simulations avec une taille de maille la plus petite possible bien sûr (ou en tout cas inférieure au moins à 2 mm) pour :

1. s'affranchir des variations importantes de valeurs.
2. avoir une bonne estimation de la fréquence (convergence).
3. ne pas sous-estimer les rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} .

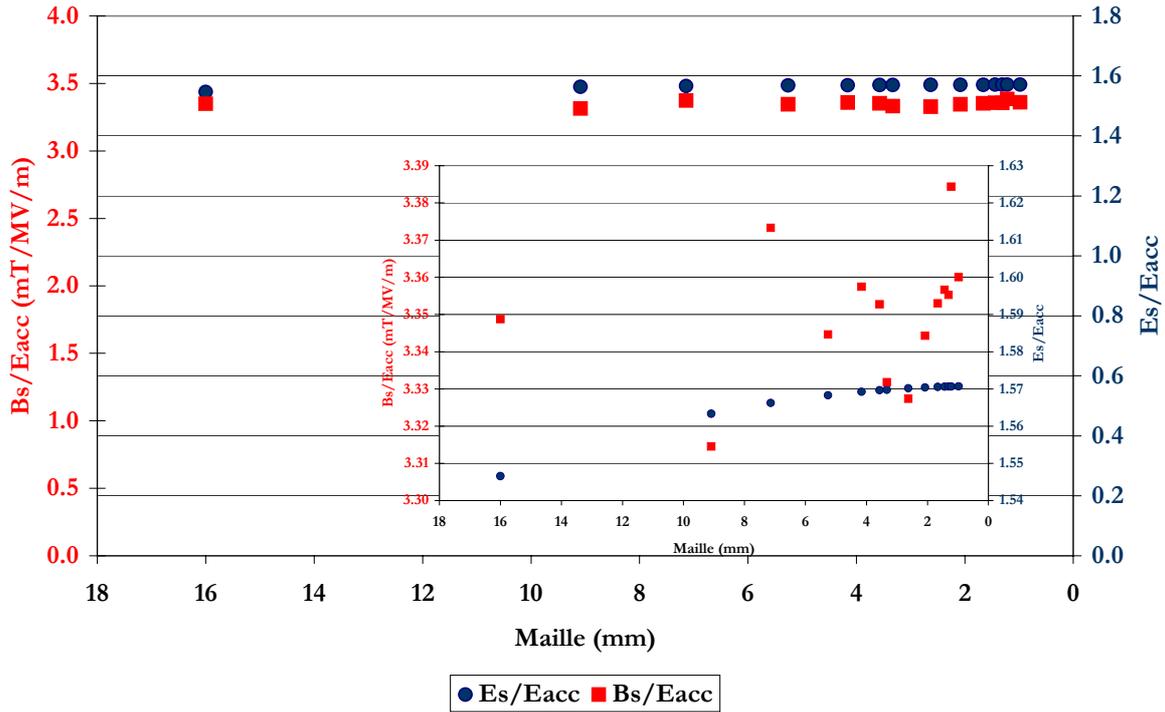


Figure 4.9 : Evolution des rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} de la Pillbox en fonction du maillage. On remarque dans le zoom que le rapport E_s/E_{acc} a un comportement convergent (même échelle pour les deux rapports).

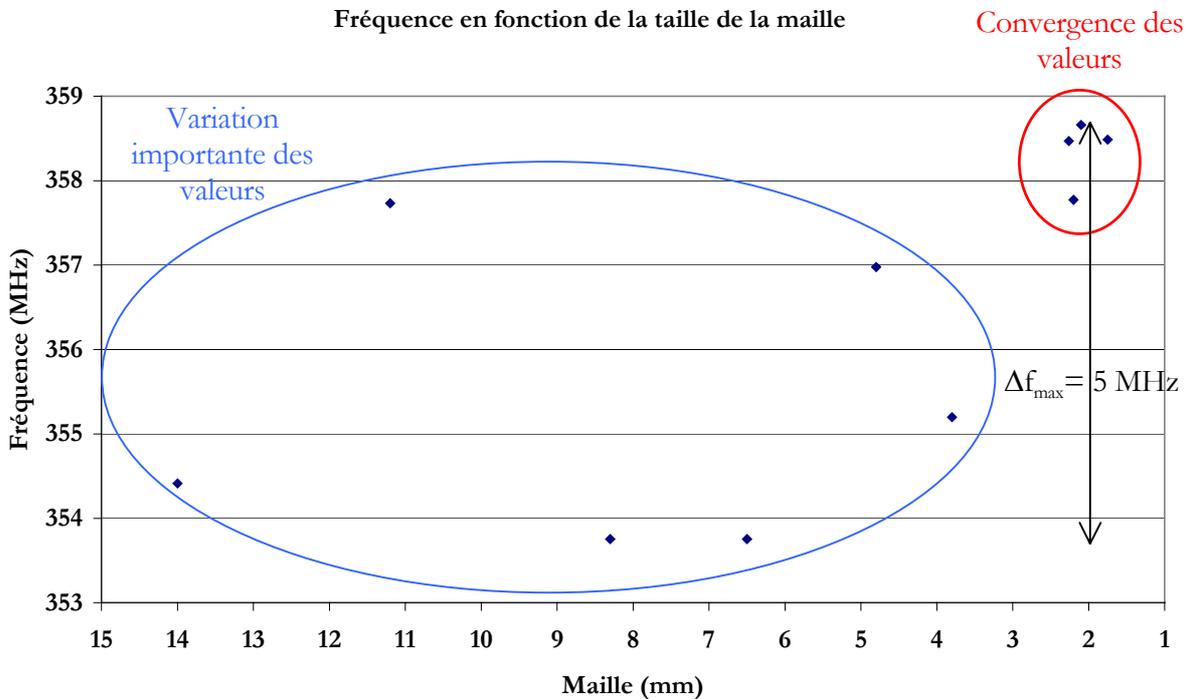


Figure 4.10 : Evolution de la fréquence avec la taille du maillage pour la cavité spoke $\beta 0.35$. On notera la grande variation des valeurs pour les maillages supérieurs à 2 mm (cercle bleu).

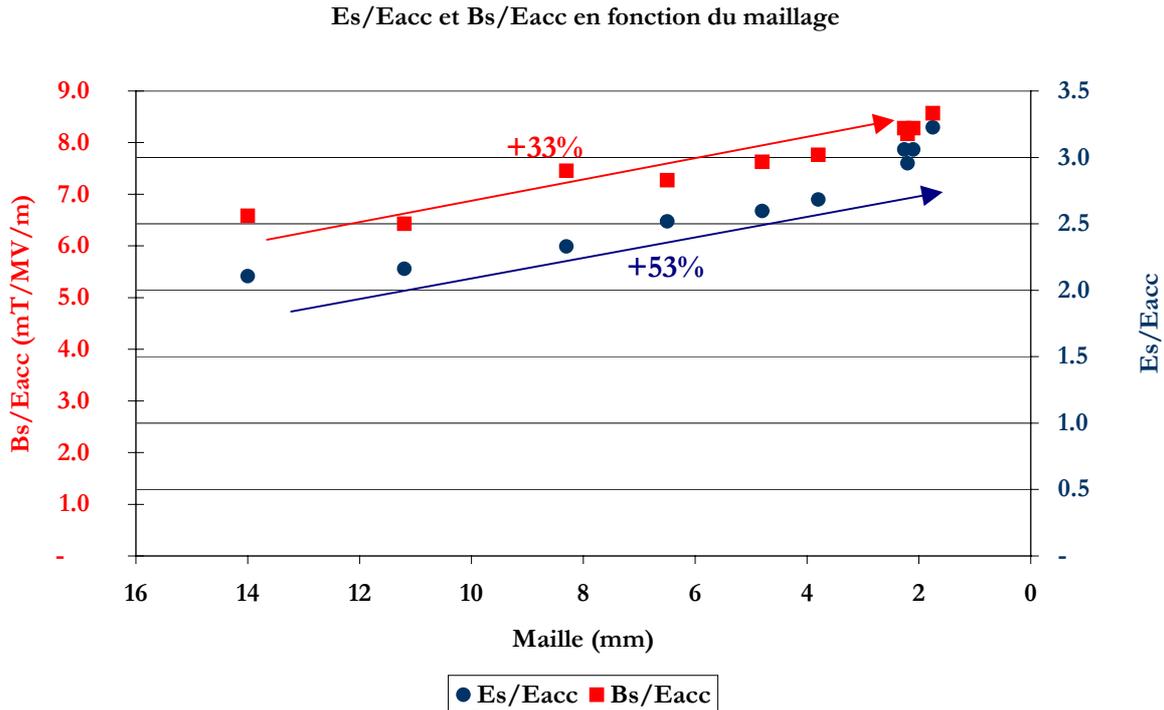


Figure 4.11 : Evolution des rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} de la spoke $\beta 0.35$ en fonction du maillage.

2 Optimisation de la géométrie [136-137]

Le but de l'optimisation a été avant tout de minimiser les rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} pour avoir un champ accélérateur maximum. Il est important de noter que la forme finale de la cavité devait être « relativement » simple afin de ne pas trop augmenter son coût de fabrication. Cette notion liée à la faisabilité est importante dans le cas de la réalisation d'un premier prototype*.

Géométrie de départ et conventions.....

La forme la plus simple de cavité spoke est une cavité Pillbox avec une barre centrale cylindrique, placée bien sûr à égale distance des deux parois (Figure 4.12). Cette cavité va nous servir, en plus de modèle de départ pour l'optimisation, à définir ses différentes longueurs caractéristiques. Quel que soit le diamètre de la barre centrale, on a toujours la distance centre-gap à centre-gap égal à $\beta_g \lambda / 2$ (condition de synchronisme). Sans aucune information sur le rapport des dimensions entre la barre centrale et le gap, il n'est pas possible de déterminer la longueur de la cavité† (L_{cav}) en fonction du

* Notons que le design et la fabrication de cette cavité spoke étaient une première pour l'IPN ainsi que pour la CERCA (entreprise qui a fabriqué la cavité, voir chapitre V).

† La normalisation du champ accélérateur sera également faite par rapport à L_{cav} d'où la notation $L_{cav}=L_{acc}$.

bêta géométrique. En posant donc par convention que la largeur de la barre centrale (s) est égale à deux fois la largeur d'un gap (g), on a : $\beta_g \lambda / 2 = g + s = 3/4 L_{cav}$ d'où :

$$L_{cav} = 2/3 \beta_g \lambda \quad (4.5)$$

Pour un bêta géométrique de 0.35, on a donc $L_{cav} = 200$ mm (pour $f = 352.2$ MHz).

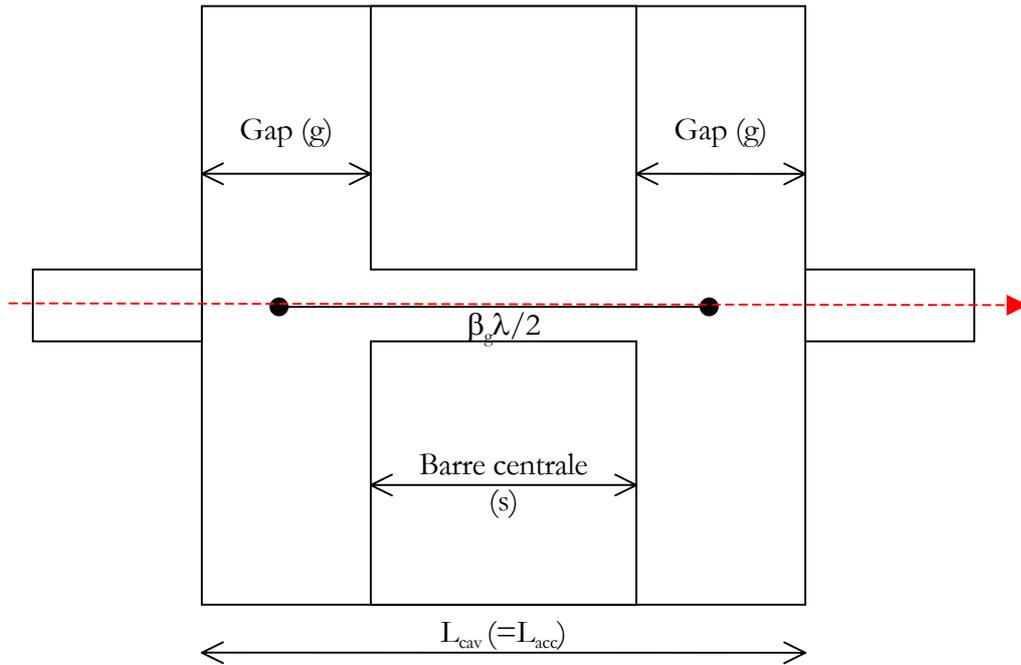


Figure 4.12 : Schéma d'une cavité spoke 2-gaps à partir d'une Pillbox.

Remarque : cette définition de la longueur de la cavité par rapport au bêta géométrique est bien entendu discutable (et surtout uniquement valable si $s = 2g$). Nous allons voir que l'optimisation de la cavité conduit à avoir une largeur de barre centrale égale à la largeur de chaque gap (et non le double). A partir de là, il est possible de donner une nouvelle définition de L_{cav} et on a alors : $L_{cav} = 3/4 \beta_g \lambda$. La longueur réelle de la cavité définie au départ avec l'expression $L_{cav} = 2/3 \beta_g \lambda$ ne change évidemment pas mais le bêta géométrique n'est, quant à lui, plus le même et vaut dans ce cas 0.315. Il est donc important d'indiquer précisément la définition choisie. Nous garderons la première définition* (4.5) de L_{cav} .

Nous avons donc débuté cette étude avec une cavité ayant les caractéristiques suivantes :

* Cette convention a été adoptée en premier par les laboratoires d'Argonne et de Los Alamos. Nous avons donc choisi d'utiliser nous aussi cette convention afin de permettre une meilleure comparaison entre chaque cavité spoke.

- Un corps cylindrique de diamètre variable permettant d'ajuster la fréquence de la cavité à 350 MHz.
- Une longueur (L_{cav}) de 300 mm et une longueur totale (incluant les tubes faisceau) de 500 mm. NB : le bêta géométrique de la cavité spoke que nous voulions construire n'était pas encore arrêté, donc nous avons pris cette longueur arbitrairement.
- Une ouverture faisceau de 1 cm (pour avoir une large plage de variation sur les dimensions de la barre centrale).

Etudes sur la barre centrale

Configuration des champs électriques et magnétiques -----

Nous avons commencé par localiser les zones où les champs électriques et magnétiques étaient maxima (pour le mode accélérateur TM_{010} bien sûr). Afin de réduire le temps de calcul, nous n'avons modélisé qu'un huitième de la cavité (Figure 4.13).

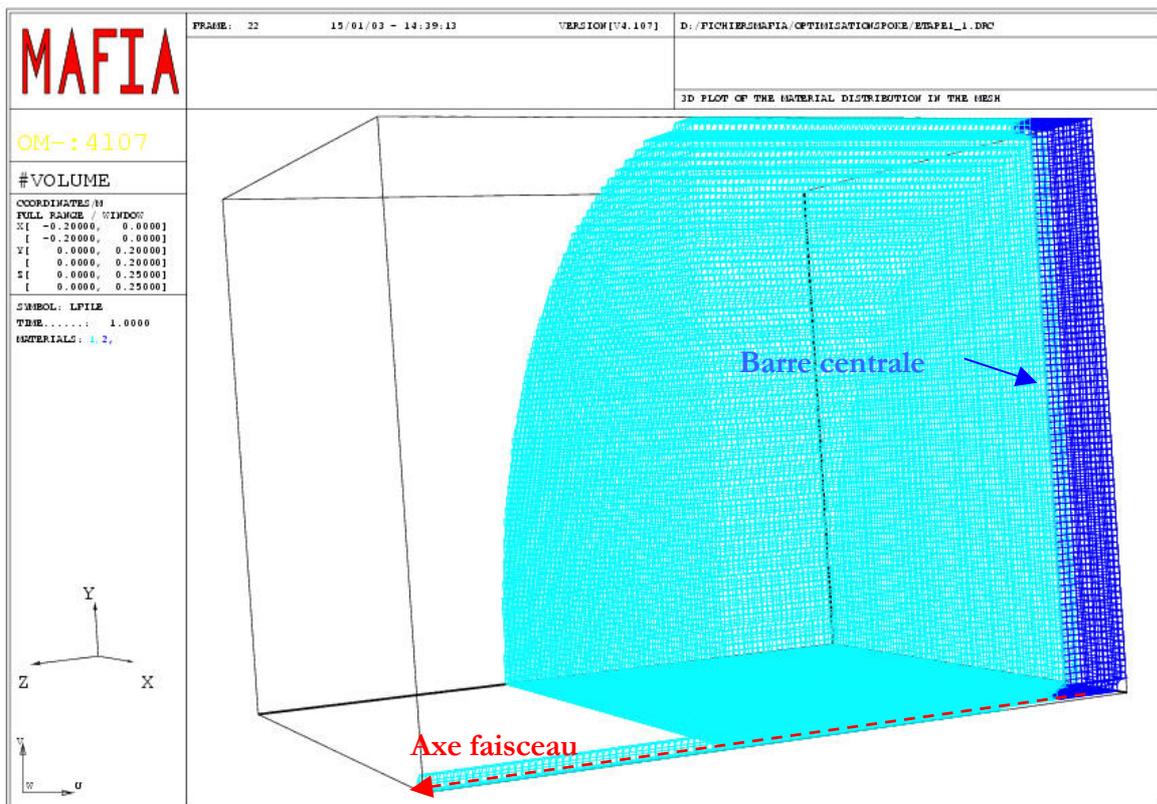


Figure 4.13 : Représentation en 3D d'un huitième de la cavité avec la barre centrale cylindrique.

Comme on peut le voir sur les Figures 4.14 et 4.15, le champ électrique est maximum autour de la partie centrale de la barre (i.e. au niveau de l'ouverture faisceau) et le champ magnétique est maximum autour de la base de la barre (i.e. au niveau de la « connexion » barre-corps de la cavité). Cette concentration des champs, de part et d'autre de la barre centrale, permet d'envisager une optimisation quasi-indépendante de ces deux parties (on va voir que cela se traduit par une forme spécifique pour l'une et l'autre des parties afin de minimiser les rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc}).

Remarque : l'amplitude des champs sur les Figures 4.14 et 4.15 est proportionnelle à la taille des flèches. Les zones entourées en rouge représentent les endroits où ces champs sont maxima.

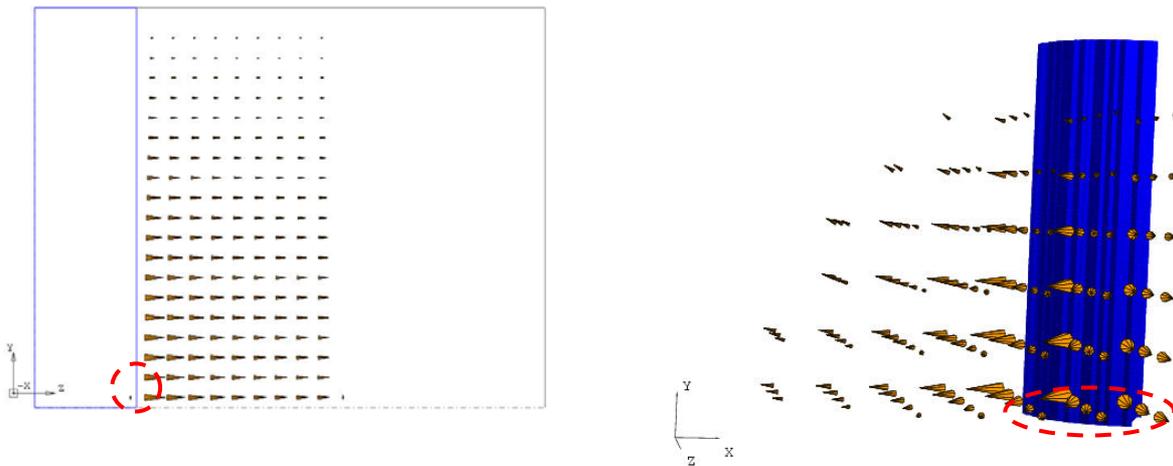


Figure 4.14 : Représentation en 2D (à gauche) et 3D (à droite) du champ électrique.

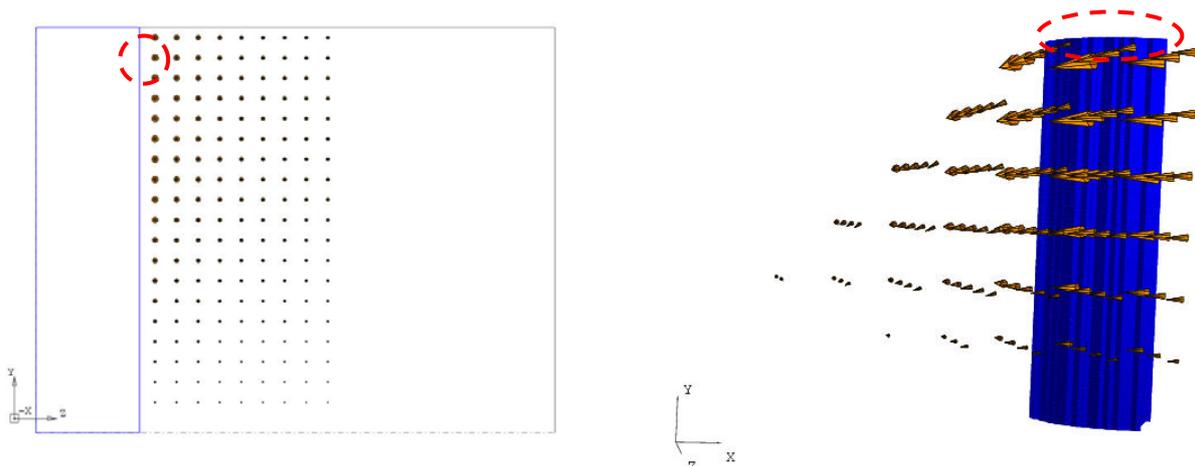


Figure 4.15 : Représentation en 2D (à gauche) et 3D (à droite) du champ magnétique.

Minimisation de E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} -----

Nous avons donc étudié l'influence de la forme mais aussi des dimensions de la barre centrale sur les rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} . Nous avons fait ces calculs avec un maillage identique et uniforme de 1000000 de points dans chaque cas (la taille de la maille était égale à environ 2 mm).

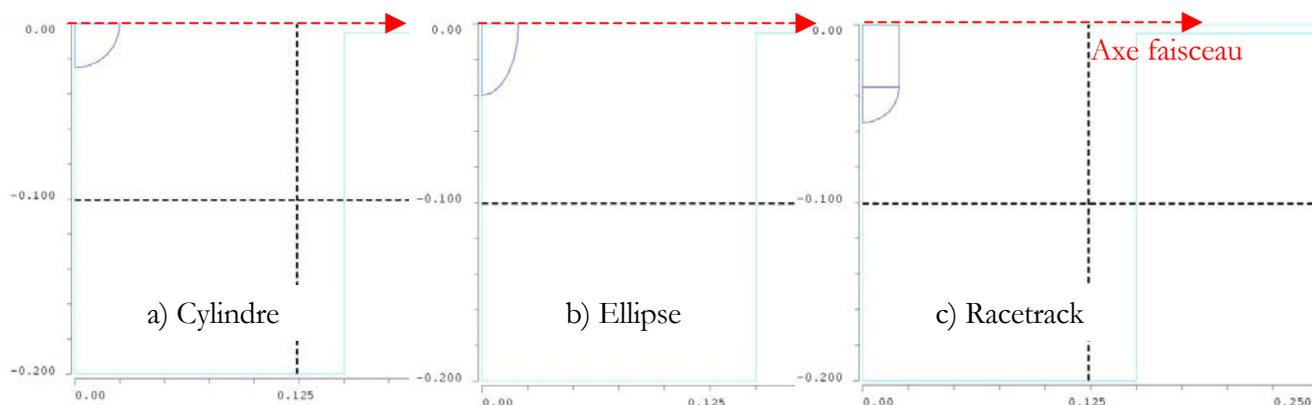
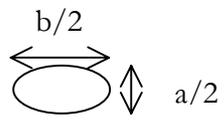
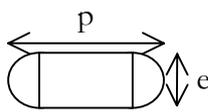


Figure 4.16 : Coupes en 2D dans un des plans de symétrie de la cavité avec les trois modèles de barre centrale. Les barres sont représentées en bleu foncé et le corps de la cavité en bleu clair.

Nous avons utilisé trois formes (voir Figure 4.16) :

- cylindrique, 
- elliptique, 
- et oblongue (dite forme en « racetrack* »). 

Tout en gardant la longueur de la cavité constante, et donc le même bêta géométrique, nous avons fait varier la taille de chacune des trois formes, à savoir : le diamètre pour le cylindre, le petit axe (a) et le grand axe (b) pour la barre elliptique et enfin l'épaisseur (e) et la profondeur (p) pour la forme racetrack. Nous avons ensuite calculé pour chaque modèle de cavité (soit environ une centaine de cavités en tout) les rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} (avec E_{acc} normalisé par rapport à L_{cav}). Les résultats des simulations pour chaque modèle de barre sont présentés sur les Figures 4.17, 4.18 et 4.19.

Remarque : l'axe du rapport E_s/E_{acc} démarre à partir de 3 sur chaque graphique afin de faciliter la lecture.

* Cette dénomination vient de l'américain où « racetrack » signifie champ de course. La forme oblongue en question composée d'une section rectangulaire avec un demi cercle de rayon égal à l'épaisseur, à chaque extrémité, rappelle cette forme typique de champ de course.

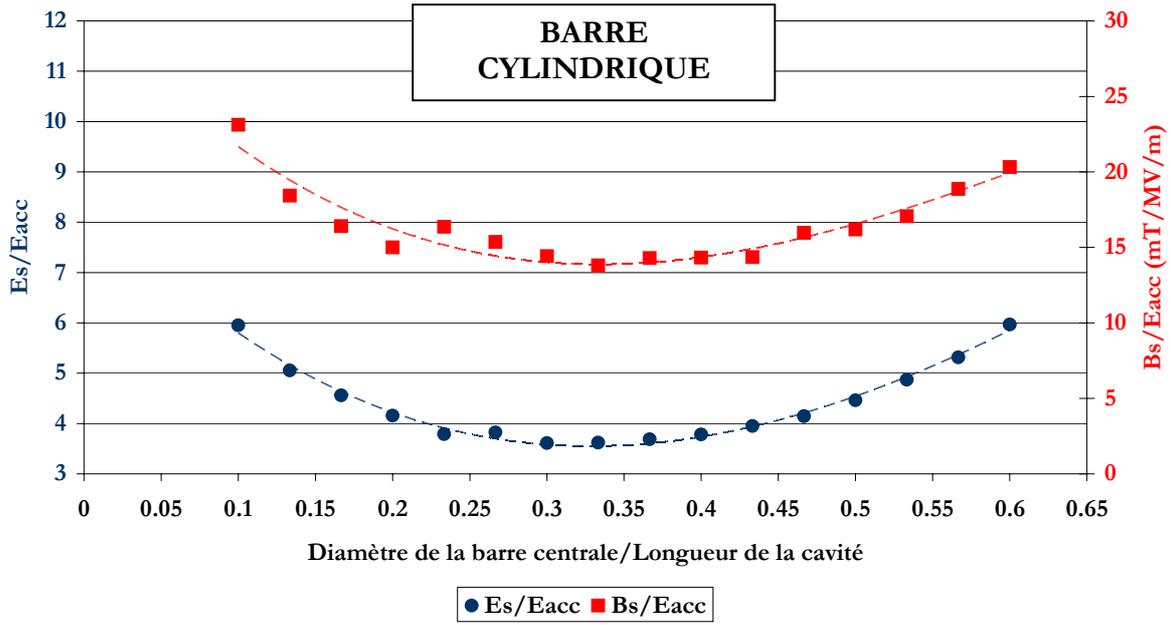


Figure 4.17 : Evolution des rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} en fonction du rapport $\frac{\text{Diamètre de la barre centrale}}{\text{Longueur de la cavité}}$.

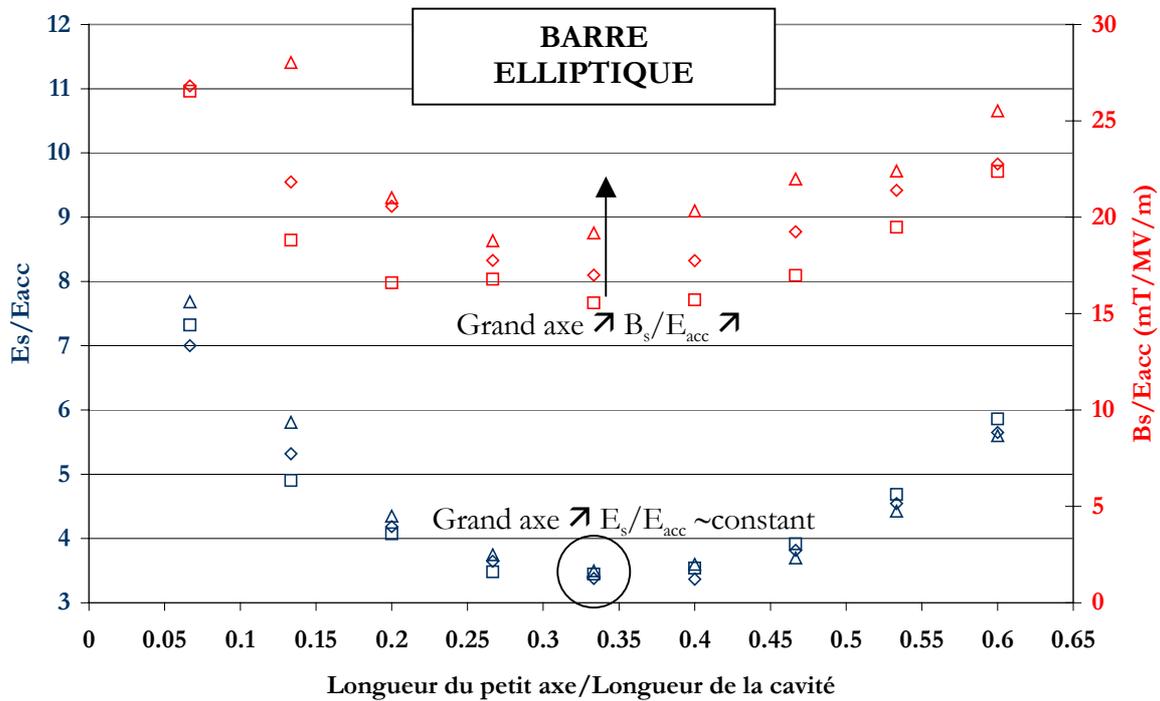


Figure 4.18 : Evolution des rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} en fonction du rapport $\frac{\text{Longueur du petit axe}}{\text{Longueur de la cavité}}$.

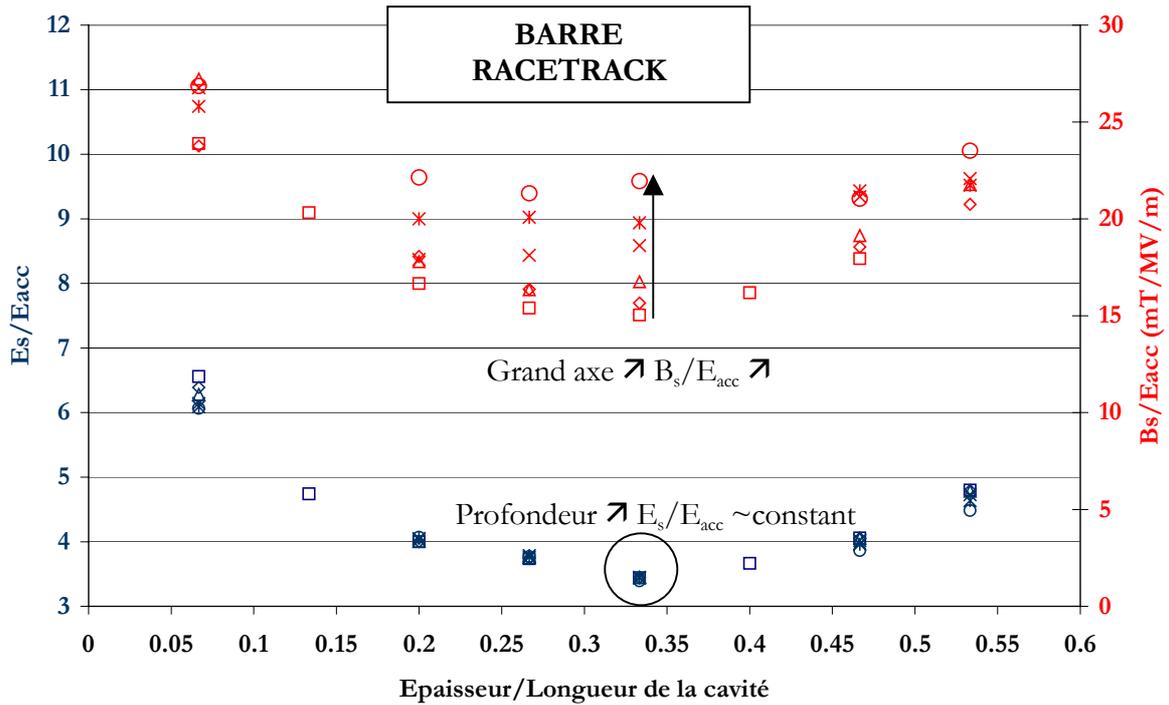


Figure 4.19 : Evolution des rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} en fonction du rapport $\frac{\text{Epaisseur de la barre centrale}}{\text{Longueur de la cavité}}$

Analyse des résultats

Plusieurs constatations et conclusions importantes ont pu être tirées de ces simulations. Voici, les différentes étapes du raisonnement que l'on a mené pour aboutir à la forme finale de barre centrale présentée en Figure 4.21 :

1. Les rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} présentent un minimum pour chacun des trois modèles de barre lorsque le rapport $\frac{\text{Largeur de la barre centrale}}{\text{Longueur de la cavité}}$ est égal à $\frac{1}{3}$. Rappel : la largeur de la barre représente soit le diamètre du cylindre, soit le petit axe de l'ellipse, soit l'épaisseur du racetrack.

⇒ Quelle que soit la forme de la barre centrale, la distance séparant la barre des flancs de la cavité doit être égale à sa propre longueur (donc $L_{\text{barre}} = L_{\text{gap}}$).

2. On observe que le rapport E_s/E_{acc} atteint son minimum pour les formes elliptique et racetrack alors que B_s/E_{acc} atteint son minimum dans le cas de la barre cylindrique (voir Tableau 4.3)

\Rightarrow La base de la barre centrale doit donc être cylindrique. Il reste à choisir la forme de la partie centrale : soit elliptique, soit en forme de racetrack.

Tableau 4.3 : Valeurs minimales des rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} , calculées pour $L_{barre}/L_{cav}=1/3$, pour les trois formes de barre centrale.

Forme de la barre	E_s/E_{acc}	B_s/E_{acc} (mT/MV/m)
Cylindrique	3.60	13.80
Elliptique	3.40	15.50
Racetrack	3.40	15.00

3. **Dans le cas de la forme racetrack, le rapport E_s/E_{acc} reste sensiblement constant lorsqu'on augmente la profondeur** alors qu'il a globalement tendance à augmenter quand on accroît la dimension du grand axe de l'ellipse. Pour être précis, E_s/E_{acc} semble présenter un minimum pour un rapport $a/b \approx 0.75$ (voir Figure 4.20).

\Rightarrow Pour une cavité de bête géométrique donné (donc de L_{barre} donné puisque L_{cav} est fixé), on peut choisir, avec la forme racetrack, un diamètre d'ouverture faisceau « quelconque », sans dégradation notable du rapport E_s/E_{acc} . C'est un avantage très important car rappelons-nous que le fait de pouvoir choisir de larges ouvertures faisceau est un paramètre majeur dans le projet XADS.

Prenons l'exemple d'une cavité 350 MHz, $\beta_g=0.2$. L_{cav} vaut 114 mm et donc $L_{barre}=\varnothing_{barre}$ cylindrique $=2a=e=38$ mm. Dans le cas de la barre cylindrique, l'ouverture faisceau est donc strictement inférieure à 38 mm. Dans le cas de la barre elliptique, si on veut que E_s/E_{acc} soit minimum, le grand axe doit être à peu près égal à 50 mm (i.e. $\approx 38/0.75$), ce qui limite l'ouverture à moins de 50 mm. Dans le cas de la barre racetrack, on peut choisir 60 mm sans problème.

Ajoutons un dernier avantage en faveur du choix de la forme racetrack. Celui-ci concerne la fabrication de la barre. Deux méthodes peuvent être employées pour fabriquer la barre entière : la première consiste à « sculpter » directement la forme souhaitée à partir d'un rondin de niobium massif et la deuxième consiste à former la barre avec une presse hydraulique à partir d'un tube de niobium.

Pour des raisons principalement économiques*, on utilise toujours la dernière méthode. Les parties centrales elliptiques et racetrack peuvent évidemment être toutes deux réalisées avec cette méthode. Le point positif pour la racetrack vient du fait que les soudures du tube faisceau (i.e. celui qui traverse la barre à l'intérieur) se font sur une surface plane, et non bombée comme avec la forme elliptique (ou cylindrique d'ailleurs). Or, le réglage du faisceau d'électrons utilisé pour souder est plus facile à mettre en oeuvre dans le premier cas (la focalisation est la même sur tout le cordon de soudure).

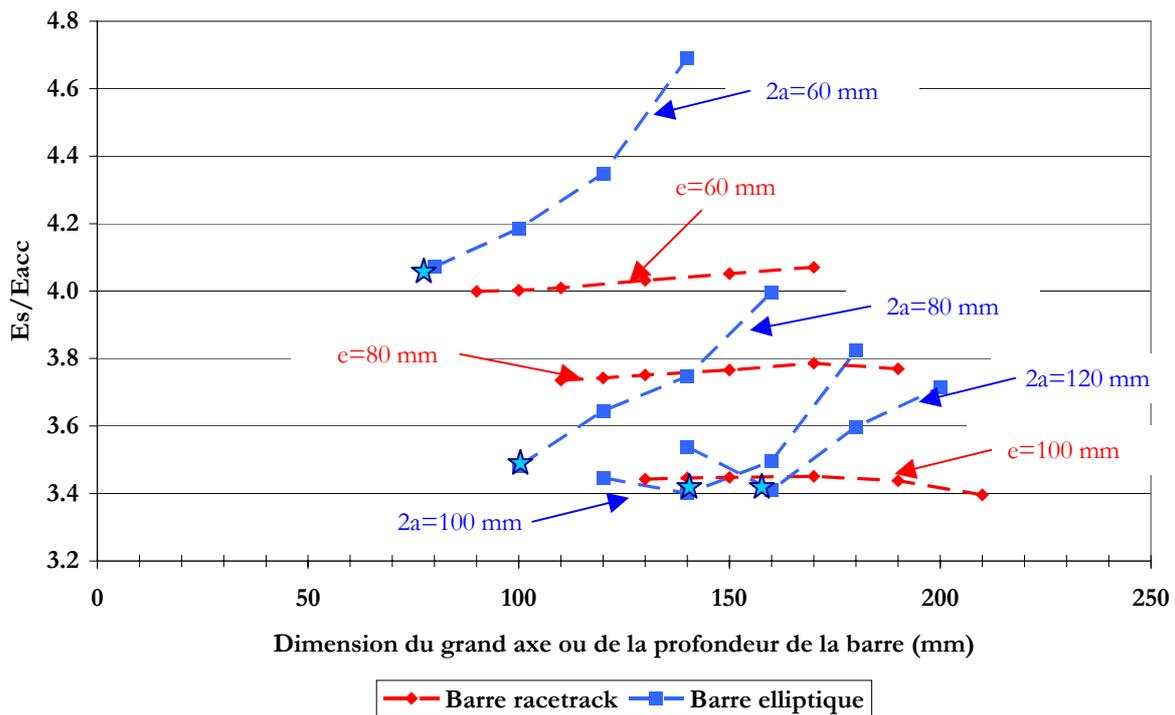


Figure 4.20 : Evolution du rapport E_s/E_{acc} en fonction de la dimension transversale de la barre : soit le grand axe pour l'ellipse ou la profondeur pour la racetrack. NB : nous indiquons les valeurs du petit axe ($2a$) et de l'épaisseur (e) pour lesquelles ont été faits les calculs. Chaque minimum de rapport a/b est symbolisé par une étoile.

A partir des trois points énoncés précédemment, la barre centrale aura donc une base cylindrique (B_s/E_{acc} minimum) et une partie centrale en forme de racetrack (E_s/E_{acc} minimum). Une modélisation réalisée avec MAFIA est présentée en Figure 4.21.

* En plus d'un coût de fabrication prohibitif, il y a une différence de coût de matière première. Un rondin massif de 10 cm de diamètre et de 40 cm de hauteur a une masse de 27 kg contre à peine 3 kg pour un tube de 3 mm d'épaisseur ayant les mêmes cotes. A 450€/kg, la différence de prix est conséquente. De plus, il faut ajouter que la cavité est refroidie dans un bain d'hélium. Le tube permet de faire passer l'hélium à l'intérieur et donc optimise le refroidissement.

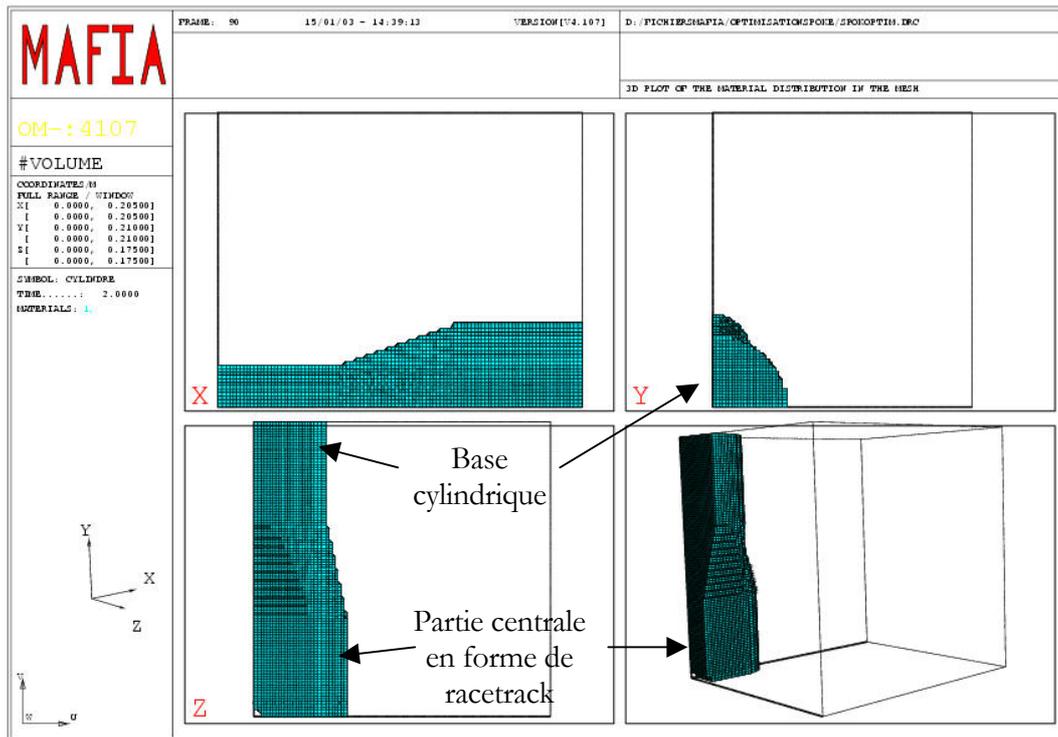


Figure 4.21 : Différents points de vue d'un huitième de la barre centrale modélisée avec MAFIA.

Il reste maintenant à regarder l'influence des hauteurs (H_{base}) de la base et (H_{centre}) de la partie centrale sur les rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} afin de pouvoir déterminer toutes les cotes de la cavité (Figure 4.22). Les résultats sont présentés sur les Figures 4.23 et 4.24. Les deux calculs ont été effectués à partir de deux cavités de fréquences différentes avec des ouvertures faisceau différentes, d'où des valeurs absolues pour les rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} différentes. L'important était bien sûr de connaître le comportement de ces rapports.

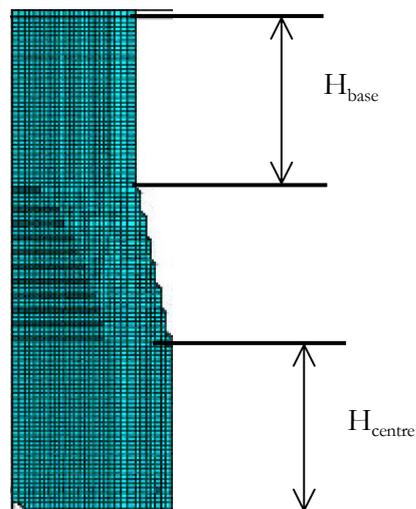


Figure 4.22 : Hauteurs à optimiser sur les deux parties de la barre centrale.

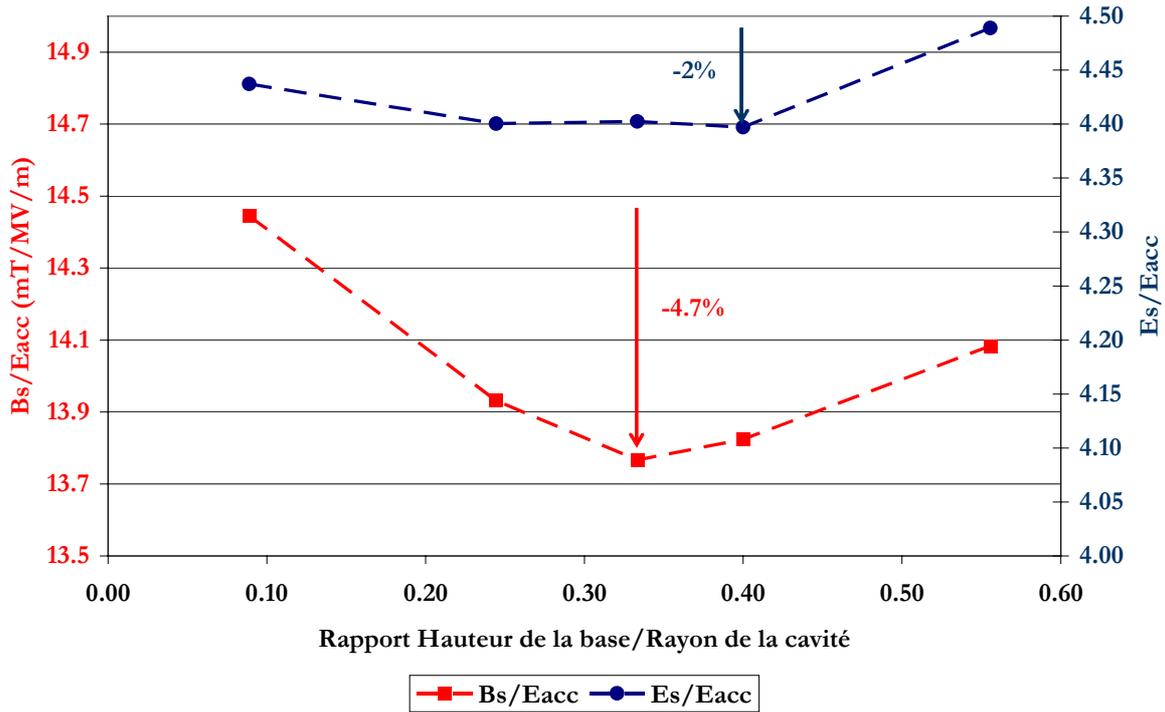


Figure 4.23 : Evolution de E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} en fonction du rapport $H_{base}/R_{cavité}$. Pour ces calculs $R_{cavité}$ valait 225 mm.

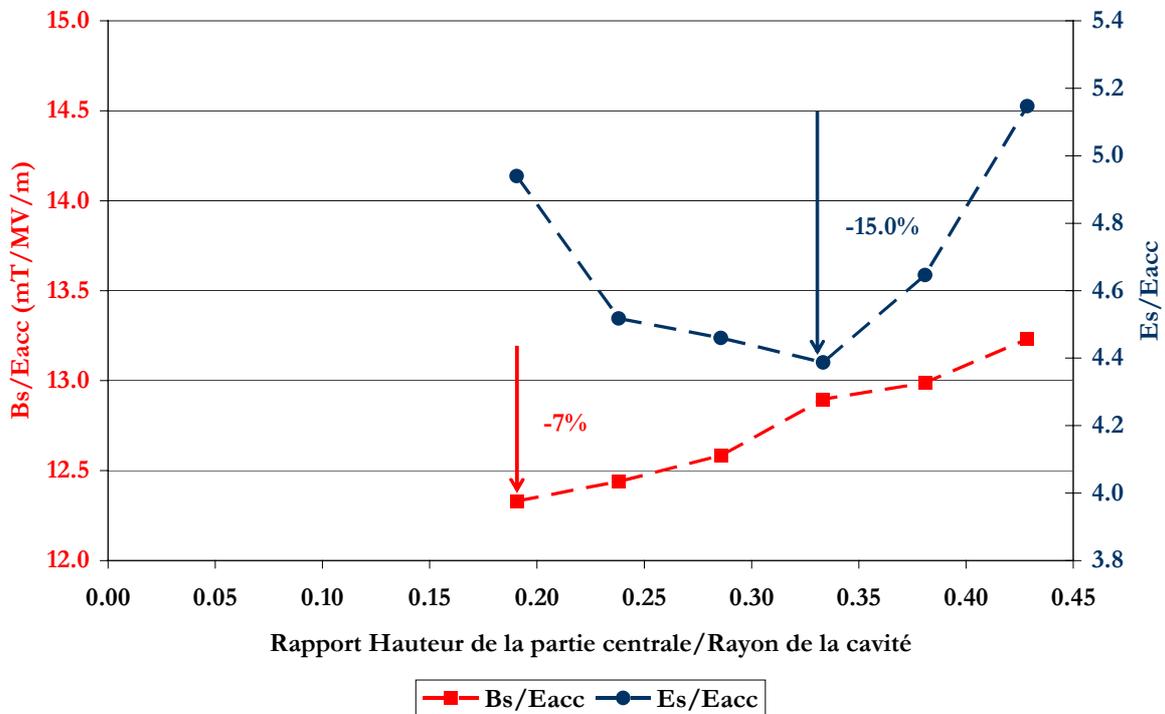


Figure 4.24 : Evolution de E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc} en fonction du rapport $H_{centre}/R_{cavité}$. Pour ces calculs $R_{cavité}$ valait 210 mm.

Remarques :

- Lorsque H_{base} varie, H_{centre} reste fixe et vice versa.
- Comme on pouvait s'y attendre les variations de H_{base} et H_{centre} ont eu une influence plus grande sur, respectivement, le champ magnétique (et donc B_s/E_{acc}) et le champ électrique (donc sur E_s/E_{acc}). Toutefois, les plus grandes variations ont été observées pour H_{centre} .

Les conclusions que l'on peut tirer de ces deux calculs sont :

1. Concernant H_{base} : sa variation ne perturbe pas beaucoup le champ magnétique et encore moins le champ électrique. Il semble exister un minimum pour les deux rapports autour de $H_{\text{base}}/R_{\text{cavité}}=0.33$. Il est intéressant de noter que pour $0.25 \leq H_{\text{base}}/R_{\text{cavité}} \leq 0.4$, les variations de B_s/E_{acc} (mais aussi E_s/E_{acc}) sont inférieures à 1%. Cela donne plus de liberté pour pouvoir changer le diamètre de la cavité quand on ajuste la fréquence.
2. Concernant H_{centre} : on remarque que les variations sont ici beaucoup plus importantes, pour E_s/E_{acc} mais aussi B_s/E_{acc} . Il semble exister pour E_s/E_{acc} un minimum autour, là aussi, de $H_{\text{centre}}/R_{\text{cavité}}=0.33$. Par contre, B_s/E_{acc} augmente continuellement (toutefois l'augmentation est inférieure à 3% pour $H_{\text{centre}}/R_{\text{cavité}}=0.33$). On notera également que pour $0.25 \leq H_{\text{centre}}/R_{\text{cavité}} \leq 0.35$, E_s/E_{acc} ne varie que de 3%. On choisit donc de perdre un peu sur B_s/E_{acc} pour gagner beaucoup sur E_s/E_{acc} .

Grâce à ces différentes optimisations, nous avons pu fixer les cotes de la cavité $\beta 0.35$ et effectuer le calcul de ses paramètres RF.

3 Calcul des paramètres RF de la cavité spoke _____

La modélisation de la cavité spoke $\beta 0.35$ avec ses dimensions finales (listées dans le Tableau 4.4) a été réalisée avec le logiciel de CAO Pro/ENGINEER [138]. Il a ainsi été possible de fixer certains paramètres importants (comme, par exemple, celui d'avoir un périmètre identique entre la base cylindrique et la partie centrale en forme de racetrack). De plus, la barre centrale qui avait été délicate à modéliser avec les outils géométriques* de MAFIA, a été générée facilement grâce à une fonction de lissage du logiciel de CAO (i.e. fonction de génération automatique de forme entre

* Le modèle présenté sur les Figures 4.21 et 4.22 a été réalisé à partir de 8 formes simples et ne reflète pas parfaitement la géométrie réelle de la barre.

deux géométries différentes). L'importation* de la géométrie dans MAFIA n'a pas posé de problème et nous avons pu la mailler facilement. La seule réserve que l'on peut apporter à cette opération concerne le calcul des champs électromagnétiques. En effet, comme on peut le voir sur la Figure 4.25, le premier mode calculé n'est pas le mode- π comme on s'y attend mais un mode de résonance externe à la cavité. C'est en fait le premier mode de résonance du volume compris entre les parois de la cavité et celles de la « boîte » créée par MAFIA à partir des coordonnées maxima de la cavité. MAFIA utilise les conditions aux limites† fixées par l'utilisateur sur les parois de cette boîte pour effectuer les calculs. N'ayant aucune possibilité pour « remplir » cet espace, il nous a fallu calculer un plus grand nombre de modes. Ainsi, en essayant les différentes configurations de conditions aux limites possibles sur les parois de la boîte, nous avons trouvé celle où le mode- π accélérateur était calculé le plus tôt (c'était dans ce cas-là, le 5^{ème} mode calculé). Le calcul de ces modes supplémentaires a, comme on peut s'en douter, quelque peu rallongé les temps de calcul mais cela n'a pas eu d'incidence sur la précision des résultats.

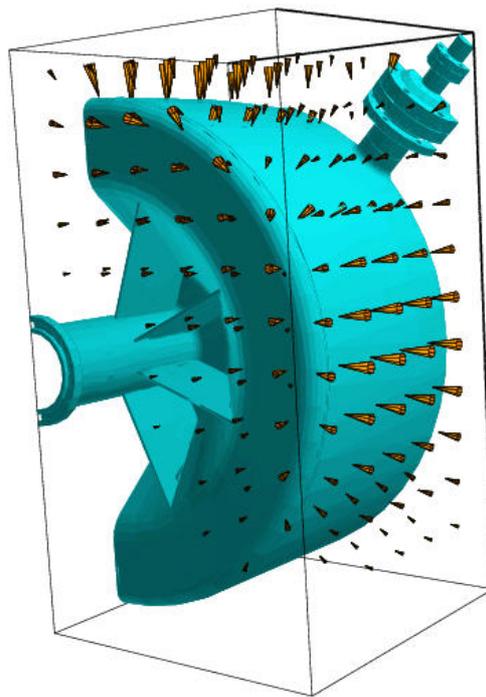


Figure 4.25 : Premier mode calculé par MAFIA (conditions aux limites électriques sur tous les plans, excepté le plan de symétrie de la cavité).

* MAFIA gère l'importation de figures géométriques venant de CAO grâce aux fichiers de format STL (STereoLithography). Ce type de format est particulièrement utilisé dans l'industrie pour des opérations sur des machines numériques.

† Les conditions aux limites sont : la condition de Neumann (couramment appelée condition « électrique ») où le champ électrique est perpendiculaire à la surface, et la condition de Dirichlet (condition « magnétique ») où le champ magnétique est perpendiculaire à la surface.

Remarques :

1. Contrairement aux cavités elliptiques pour lesquelles le mode- π du champ accélérateur est celui qui a la plus haute fréquence parmi les harmoniques du mode considéré (cf. Figure 3.2 du chapitre III), dans les cavités spoke ce mode a la fréquence la plus basse. Cela s'explique par le couplage inductif entre les modes via la base de la barre centrale. On peut, en effet, montrer à partir d'une modélisation de la cavité 2-gaps par son circuit équivalent RLC que le rapport des fréquences des deux harmoniques vaut :

$$\frac{f_{\pi}}{f_{\pi/2}} = \frac{1}{\sqrt{1+2K}} \quad (4.5)$$

avec K le facteur de couplage, f_{π} la fréquence du mode- π et $f_{\pi/2}$ la fréquence de l'harmonique.

Comme K est toujours positif, on a bien $f_{\pi} < f_{\pi/2}$. Appliqué à la spoke $\beta 0.35$ où $f_{\pi} = 358.66$ MHz et $f_{\pi/2} = 427.57$ MHz, on trouve comme facteur de couplage : $K = 21\%$.

2. Au final, la fréquence calculée du mode accélérateur vaut 358.66 MHz (et non les 352.2 MHz souhaités). Cela est dû à une erreur dans la dimension de la profondeur (p) de la barre centrale. Cette dimension était en fait égale à 164 mm au lieu de 147 mm (la cote de 147 mm étant tout de même bien indiquée sur les plans de fabrication). Il aurait fallu changer le diamètre de la cavité pour ajuster de nouveau la fréquence à 352.2 MHz mais, l'outillage étant déjà fabriqué pour la réalisation de la cavité, nous avons préféré laisser la fréquence de la cavité à 358.66 MHz.

On peut voir sur la Figure 4.26, les dessins en 3D de la cavité spoke réalisés avec Pro/ENGINEER. Comme ces dessins ont été utilisés pour la réalisation des plans de détails nécessaires à la fabrication, on notera la présence des brides sur les tubes faisceau, des renforts en forme « d'ailettes » sur les deux flancs qui ont servi à rigidifier la cavité (nous allons avoir l'explication dans la seconde partie dédiée à l'étude mécanique) ainsi que les ports de couplage RF sur le corps de la cavité.

Les calculs ont été réalisés sur une moitié de cavité (car il n'y a qu'un seul plan de symétrie à cause des deux piquages RF) avec un maillage de 5000000 points (taille de la maille ~ 2 mm).

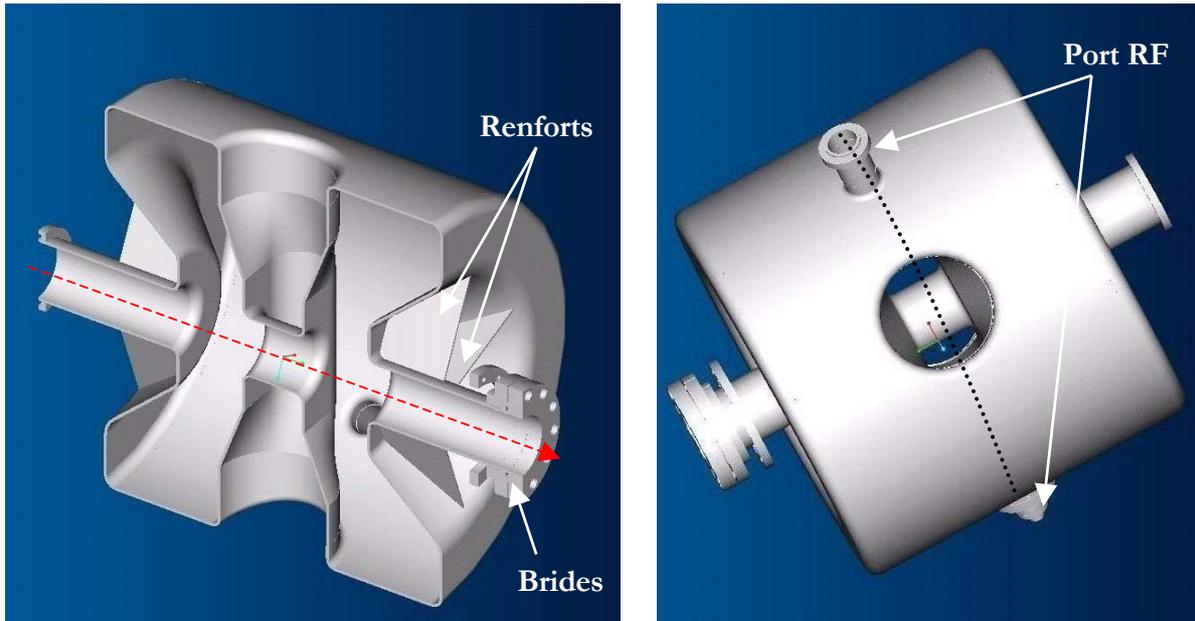


Figure 4.26 : Dessins en 3D de la cavité spoke $\beta 0.35$. Le plan de symétrie est représenté par la ligne noire en pointillée sur le dessin de droite.

Tableau 4.4 : Cotes des différentes parties de la cavité spoke $\beta 0.35$.

	Dimensions (mm)
Diamètre des tubes faisceau ($\varnothing_{\text{tube}}$)	60
Longueur de la cavité ($L_{\text{cav}} = 2/3\beta_g \lambda$)	200
Epaisseur de la partie centrale de la barre ($e = L_{\text{cav}}/3$)	67
Profondeur de la partie centrale de la barre ($p = \varnothing_{\text{tube}} + 20 + e$)	147
Diamètre de la base de la barre ($\varnothing_{\text{base}}$)	118
Longueur de la partie haute de la cavité ($L_{\text{top}} = 3 \times \varnothing_{\text{base}}$)	354
Longueur des tubes faisceau (L_{tube})	150
Diamètre du corps de la cavité (\varnothing_{cav})	408
$H_{\text{base}}/R_{\text{cavité}}$	0.30
$H_{\text{centre}}/R_{\text{cavité}}$	0.34
Longueur totale de la cavité ($L_{\text{tot}} = L_{\text{cav}} + 2 \times L_{\text{tube}}$)	500

Remarque : la forme réentrante des flancs vient du fait que la distance barre-flanc doit être égale à 1/3.

Les paramètres RF

Les paramètres RF, calculés à partir de la forme optimisée de la cavité spoke, sont résumés dans le Tableau 4.5. En prenant comme condition limite de fonctionnement 25 MV/m pour le champ électrique de surface, cela donne un champ accélérateur $E_{acc}=8.18$ MV/m, soit un gain d'énergie maximal par cavité (ΔE) de 1.64 MeV (ou $E_{acc}=7.08$ MeV/m et $\Delta E=1.42$ MeV si on prend en compte le déphasage fixé à -30°). La valeur de champ magnétique pic de surface correspondante vaut 67.7 mT.

Tableau 4.5 : Paramètres RF de la cavité spoke $\beta 0.35$

Fréquence (MHz)	358.66
$R_s @ 4$ K (n Ω)	53
$Q_0 @ 4$ K	$1.92 \cdot 10^9$
r/Q_0 (Ω)	220
G (Ω)	101
E_s/E_{acc}	3.06
B_s/E_{acc} (mT/MV/m)	8.28

Remarques :

- La résistance de surface R_s a été calculée à partir de l'équation (3.29) présentée dans le chapitre III. Nous avons supposé une résistance résiduelle égale à 10 n Ω .
- Le champ accélérateur a été calculé à $\beta=\beta_g=0.35$ et normalisé par rapport à la longueur $L_{cav}=200$ mm.

Le champ électrique sur l'axe faisceau

La composante longitudinale $E_z(r=0,z)$ du champ électrique déterminée par MAFIA et qui a été utilisée pour calculer la valeur du champ accélérateur (cf. équation (3.8) du chapitre III), est représentée en Figure 4.27. On notera l'influence du tube faisceau à l'intérieur de la barre centrale sur le champ électrique. Elle est ici assez faible car le diamètre de l'ouverture faisceau est important et l'épaisseur de la barre assez modeste. On remarquera également que l'amplitude du champ est encore très importante (soit environ 65% de la valeur maximale) au niveau des iris. C'est très élevé comparé aux cavités elliptiques où généralement il ne reste à ce même endroit qu'à peu près 10%

du champ. Enfin, on s'aperçoit que le champ devient presque nul sur une distance correspondant à la longueur de la partie haute de la cavité (L_{top}).

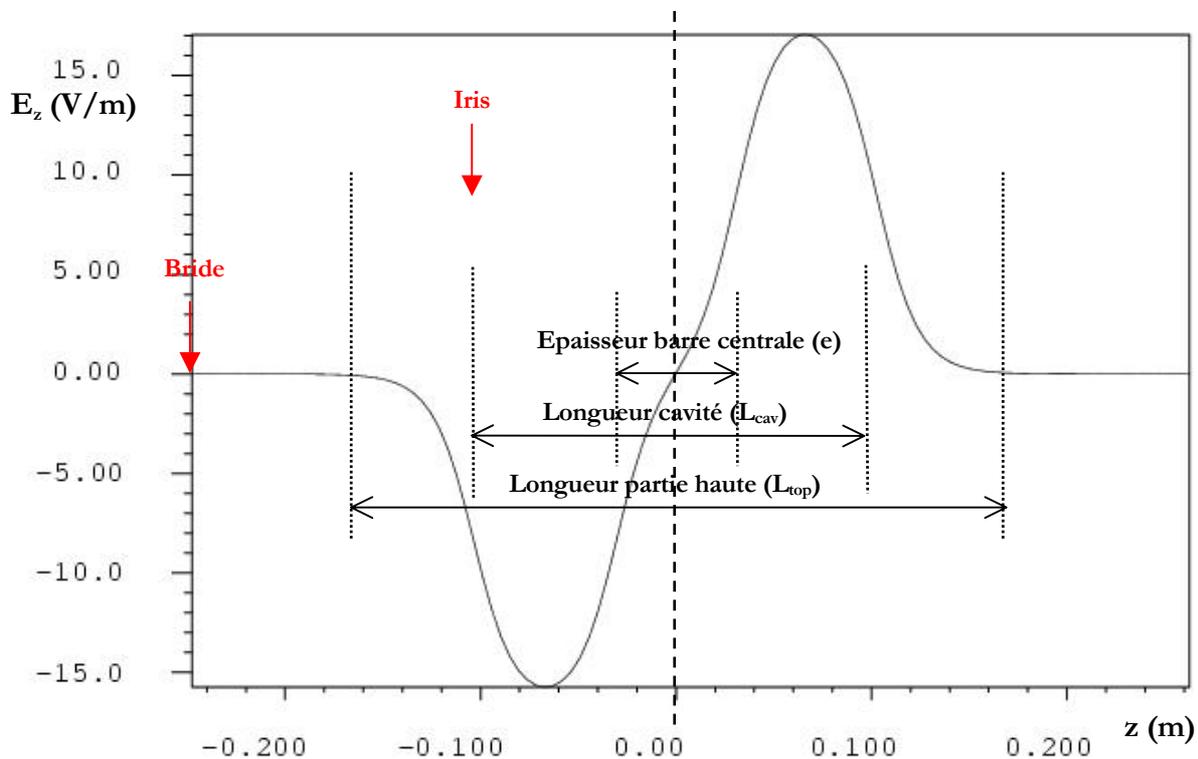


Figure 4.27 : Variation de l'amplitude de la composante longitudinale $E_z(r=0, z)$ sur l'axe faisceau par rapport à la longueur de la cavité. NB : E_z est exprimé en V/m car il a été calculé pour une énergie $U=0.89 \cdot 10^{-11}$ J.

Gain d'énergie -----

Nous avons représenté sur la Figure 4.28, l'évolution du gain d'énergie que recevrait un proton, en fonction de sa vitesse (β_p) (pour un champ accélérateur nominal de 8.18 MV/m). Plusieurs constatations peuvent être faites :

- L'optimum se situe à $\beta_p=0.363$.
- L'acceptance en énergie de la cavité (définie comme étant la plage d'énergie sur laquelle la particule est accélérée avec un champ accélérateur compris entre 80% et 100% de sa valeur maximale), vaut : 240 MeV. Elle va de 30 MeV ($\beta_p \approx 0.25$) à 270 MeV ($\beta_p \approx 0.63$). Cette valeur de l'acceptance est symbolique puisque cette cavité est utilisée sur une plage d'énergie plus restreinte. La détermination de cette plage et, de manière plus générale, l'optimisation des transitions entre chaque famille de cavité, se fait grâce aux études de dynamique longitudinale et transverse de faisceau. Des codes tels que GENLIN et TRACEWIN [139] permettent de réaliser cette

optimisation. Plusieurs modèles de linacs ont été faits pour EURISOL et XADS et ont permis de montrer que la plage optimale d'utilisation des cavités spoke $\beta 0.35$ se situait entre 20 MeV ($\beta_p \approx 0.2$) et 95 MeV ($\beta_p \approx 0.4$) [132-140-141].

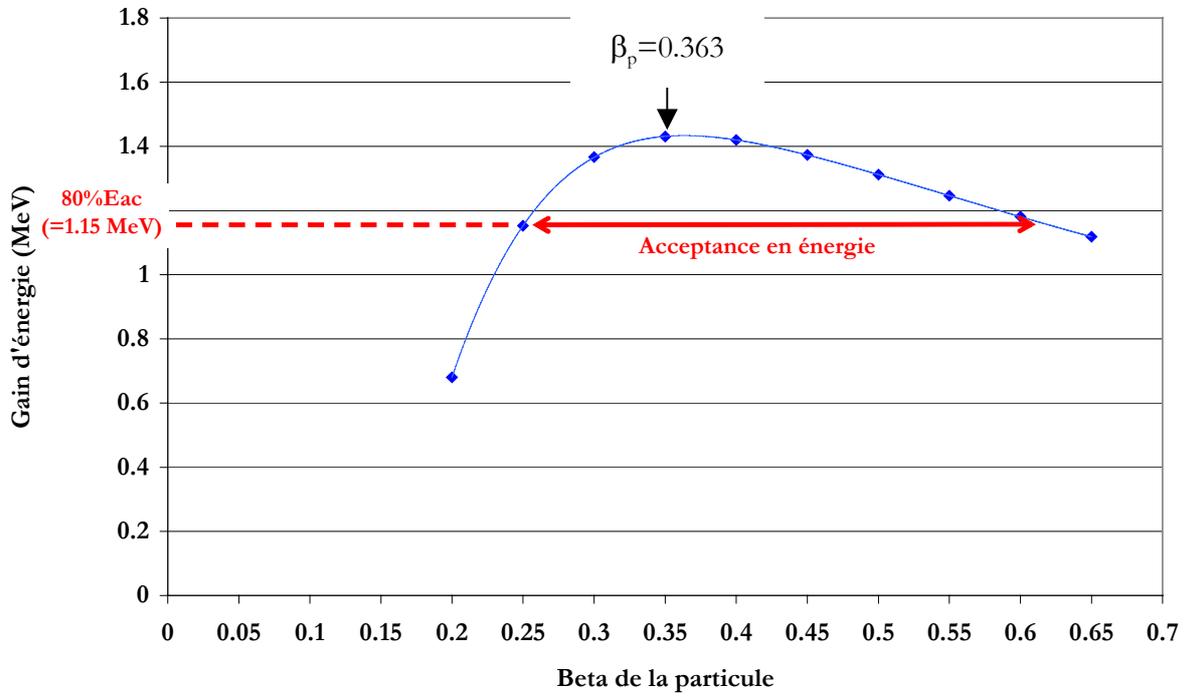


Figure 4.28 : Gain d'énergie d'un proton en fonction de sa vitesse.

Champs électrique et magnétique dans la cavité

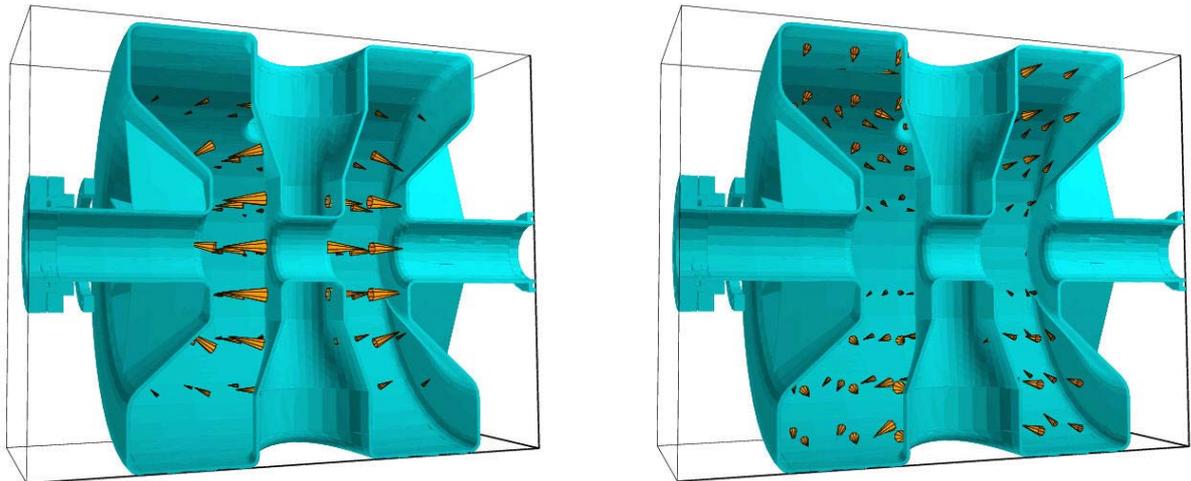


Figure 4.29 : Représentation en 3D du champ électrique (à gauche) et du champ magnétique (à droite) du mode- π accélérateur.

Nous avons regardé avec attention les zones où les champs électriques et magnétiques de surface étaient les plus intenses (champs dont on peut voir la configuration spatiale sur la Figure 4.29). La raison principale de cette étude est liée à la fabrication de la cavité et tout spécialement à l'emplacement des soudures. On sait en effet qu'il est préférable d'éviter d'avoir un cordon de soudure à l'endroit même où règnent des champs électriques ou magnétiques très intenses. En effet, un cordon de soudure n'est jamais :

1. ni parfaitement plat, d'où un état de surface irrégulier avec la possibilité de présence de sites émetteurs d'électrons sous l'action d'un fort champ électrique,
2. ni complètement homogène, d'où la possibilité d'inclusions d'impuretés conduisant à une résistance de surface locale plus importante, et donc des pertes RF très importantes sous l'action d'un fort champ magnétique.

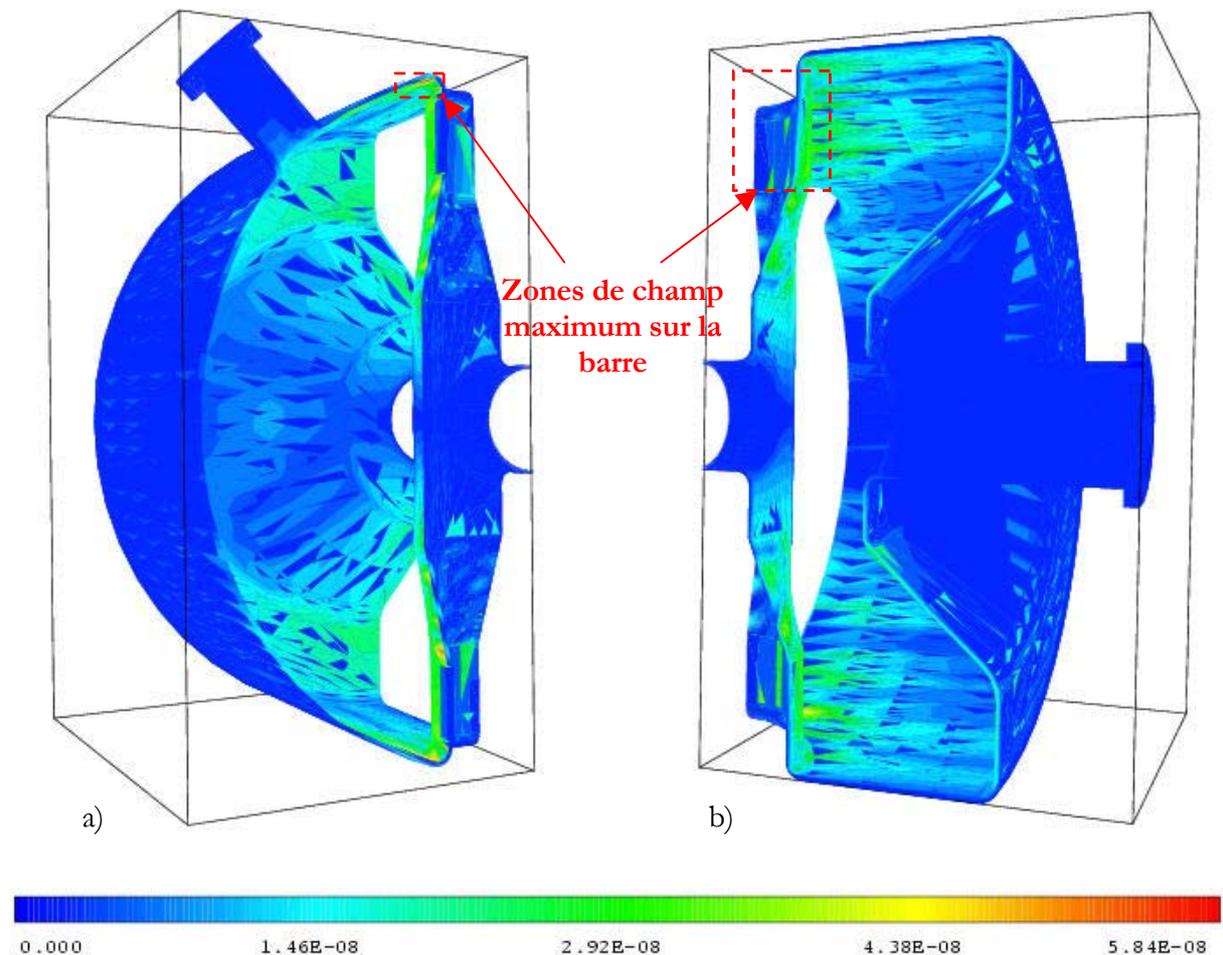


Figure 4.30 : Amplitude du champ magnétique sur la surface de la cavité (valeurs données en Tesla sur l'échelle, pour une énergie de $U=0.89 \cdot 10^{11}$ J).

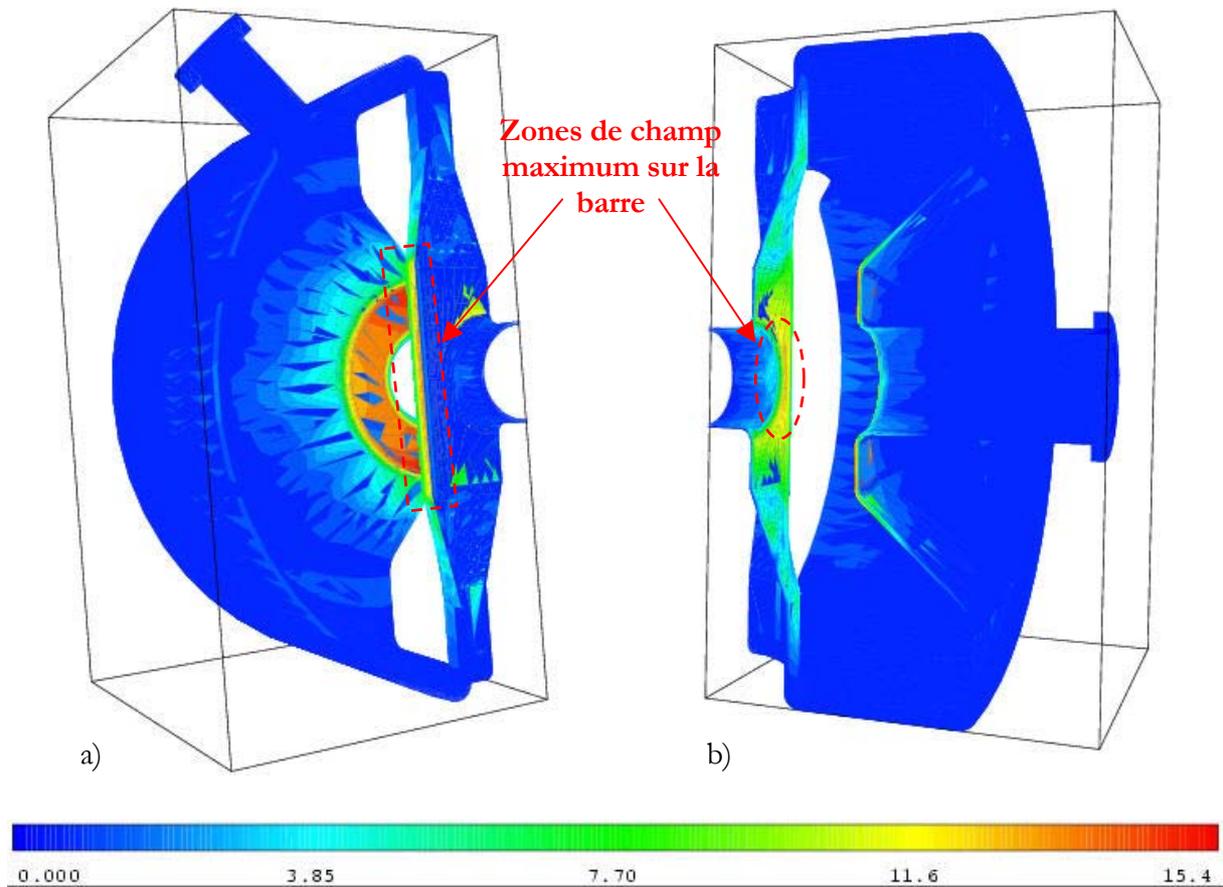


Figure 4.31 : Amplitude du champ électrique sur la surface de la cavité (valeurs données en V/m sur l'échelle, pour une énergie de $U=0.89 \cdot 10^{11}$ J).

Sans entrer dans les détails de la fabrication de la cavité (qui sera présentée dans le prochain chapitre) et énumérer la liste de toutes les soudures, on peut dire que le point critique concerne la barre centrale. En effet, étant formée à partir d'un tube réalisé avec la technique du roulé-soudé, une soudure la parcourt sur toute sa longueur. Deux options sont donc offertes : soit écraser le tube avec la soudure disposée suivant l'axe faisceau, soit la placer perpendiculairement à cet axe. Ce choix dépend du champ électrique puisque, comme on peut le voir sur la Figure 4.30, le champ magnétique a une intensité à peu près constante sur le périmètre de la base et n'est donc pas déterminant. On se rend compte sur la Figure 4.31-a que le champ est maximum sur les côtés de la barre et on en déduit donc qu'il est préférable de former la partie centrale en mettant la soudure suivant l'axe faisceau (on peut voir le résultat du formage sur les Figures 5.4 et 5.5 du chapitre V).

Remarques : La petite zone de fort champ magnétique entourée en rouge sur la Figure 4.30-a n'est pas placée vers un cordon de soudure comme on pourrait s'y attendre puisque c'est à cet endroit qu'il y a la connexion barre centrale-corps de la cavité. On pratique en fait une extrusion vers l'intérieur de la cavité et la soudure avec la barre est donc faite à ce niveau (on peut voir la

réalisation des extrusions sur la Figure 5.2-c du chapitre V). Le risque est minimisé pour cette partie de la cavité où le champ magnétique est tout de même important. De même, il n'y a pas de risques sur la partie plate du flanc où le champ électrique atteint sa valeur maximale puisqu'il n'y a pas de soudures à cet endroit (on voit bien la zone en rouge sur la Figure 4.31-a). Enfin, on remarque que le champ électrique est assez intense également autour de l'ouverture faisceau (Figure 4.31-b). Comme il y aura forcément une soudure à cet endroit pour le tube faisceau intérieur, on ne peut pas apporter de modification à cette zone.

Le couplage RF.....

Signalons tout de suite des explications détaillées concernant les relations entre les différents facteurs de qualité (i.e. de la cavité, des ports RF incident et transmis et de l'ensemble cavité+port RF) ainsi que celles portant sur les notions de coefficients de couplage sont présentées dans le paragraphe dédié aux mesures expérimentales du chapitre suivant.

Comme nous l'avons vu à la fin du chapitre III, la puissance RF nécessaire à l'établissement des champs électromagnétiques dans le mode de résonance souhaité est transmise dans la cavité grâce au coupleur RF. Afin d'assurer un bon fonctionnement, et pouvoir ainsi atteindre les niveaux de champ accélérateur que l'on s'est fixés, on doit vérifier que cette puissance peut être correctement transférée dans la cavité, c'est-à-dire que l'on a un couplage optimal entre le port RF et la cavité. Ce

couplage s'exprime par le rapport $\beta = \frac{Q_0}{Q_{\text{ext}}}$ (4.6) où Q_0 est le facteur de qualité de la cavité et Q_{ext}

est le facteur de qualité du coupleur RF (β est appelé coefficient de couplage). On a, par analogie

avec Q_0 , $Q_{\text{ext}} = \frac{\omega_0 U}{P_{\text{ext}}}$ (4.7) où ω_0 est la pulsation du mode accélérateur, U l'énergie stockée dans la

cavité et P_{ext} la puissance évacuée par le port RF. NB : comme nous l'avons vu sur la Figure 4.26, il y a deux ports RF. Un port est donc utilisé pour transférer la puissance dans la cavité tandis que le deuxième est utilisé pour alimenter le système de contrôle RF (pour cela une petite partie de la puissance présente dans la cavité est prélevée par ce port).

Il est donc important de distinguer deux cas de figure pour le couplage cavité-port RF :

1. Le cas de la cavité couplée au port RF sans présence de faisceau. C'est la configuration représentative des tests à froid réalisés dans un cryostat vertical.

2. Le cas où la puissance est fournie au faisceau passant dans la cavité. C'est la configuration que l'on peut appeler « configuration accélérateur ».

Dans les deux cas, on peut montrer que le transfert optimal de puissance est obtenu quand la puissance réfléchie vers le port RF est nulle. Les couplages externes ont alors pour expression :

1. Cas sans faisceau : $\beta = 1$ d'où $\mathbf{Q}_{\text{ext}} = \mathbf{Q}_0$,
2. Cas avec faisceau : $\beta = 1 + \frac{P_{\text{faisceau}}}{P_c} \approx \frac{P_{\text{faisceau}}}{P_c}$ ($P_{\text{faisceau}} \gg P_c$ pour les cavités supraconductrices).

Comme $P_{\text{faisceau}} = E_{\text{acc}} L_{\text{acc}} I \cos(\varphi)$ (4.8) (avec I l'intensité du faisceau et φ la phase

synchrone) et $P_c = \frac{\omega_0 U}{Q_0} = \frac{(E_{\text{acc}} L_{\text{acc}})^2}{(r/Q_0) Q_0}$ (4.9) on a donc : $\mathbf{Q}_{\text{ext}} = \frac{\mathbf{E}_{\text{acc}} \mathbf{L}_{\text{acc}}}{(r/Q_0) \mathbf{I} \cos(\varphi)}$ (4.10).

Avec les paramètres RF calculés précédemment, on a les couplages suivants :

- $\mathbf{Q}_{\text{ext}} = 1.9 \cdot 10^9$ (cas sans faisceau)
- $\mathbf{Q}_{\text{ext}} = 5.6 \cdot 10^5$ (cas avec faisceau, $E_{\text{acc}} = 8.18$ MV/m, $L_{\text{acc}} = 0.2$ m, $I = 10$ mA et $\varphi = -30^\circ$)

La cavité spoke $\beta 0.35$ a été conçue dans une optique de test en cryostat vertical afin de pouvoir vérifier avant tout ses performances. C'est pourquoi nous n'avons pas cherché à dimensionner le port RF pour atteindre un \mathbf{Q}_{ext} de $5.6 \cdot 10^5$. Nous avons à disposition un système de brides et d'antenne qui avait été utilisé pour des tests avec des cavités 3 GHz (Figure 4.32). Nous avons donc vérifié que de telles brides permettaient d'atteindre un \mathbf{Q}_{ext} de $1.9 \cdot 10^9$, afin d'avoir un couplage optimal.

\mathbf{Q}_{ext} peut se calculer pour une fréquence (qui dans notre cas correspond à la fréquence du mode- π accélérateur) et une énergie données à partir de (4.7), si on connaît la puissance évacuée dans le port RF. On peut montrer que la puissance P_{ext} a pour expression, dans le cas d'une antenne [142] :

$$P_{\text{ext}} = \frac{1}{2} Z I_{\text{antenne}}^2 = \frac{1}{2} Z \omega_0^2 \epsilon_0^2 \left[\int_S \vec{E} \cdot d\vec{s} \right]^2 \quad (4.11)$$

avec Z l'impédance du port RF vue par la cavité, \vec{E} le champ électrique du mode- π accélérateur qui est intégré sur la surface S de l'antenne où est donc induit le courant I_{antenne} créé par \vec{E} .

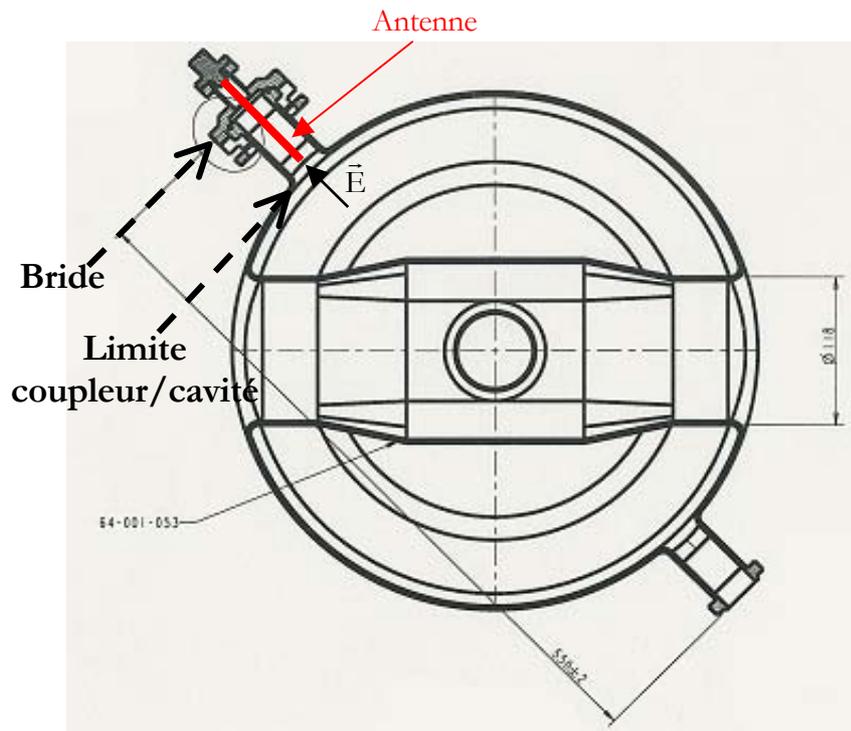


Figure 4.32 : Coupe de la cavité spoke avec les deux ports RF.

Pour une antenne cylindrique, on considère que la surface sur laquelle le champ induit ce courant (I_{antenne}) correspond à son extrémité (c'est bien sûr une approximation). Donc S est constant et est égal à πr^2 , où r est le rayon de l'antenne (soit 3.5 mm dans notre cas). Comme Z est également connu (dans notre cas $Z=50 \Omega$), on a donc $P_{\text{ext}}=f(\vec{E})$. On a pu relever, à partir des cartes de champs créées par MAFIA, la valeur du champ électrique en plusieurs points sur un axe correspondant à l'axe de l'antenne. Connaissant P_{ext} , nous sommes remontés à Q_{ext} , dont l'évolution est tracée sur la Figure 4.33.

Malgré les approximations que nous avons faites, on voit que le couplage optimal peut non seulement être atteint mais, surtout, qu'il n'est pas nécessaire de faire pénétrer l'antenne dans la cavité (ce qui est un point positif car si tel était le cas, on viendrait perturber les champs et donc la fréquence).

Remarque :

- le haut du coupleur n'était pas inclus dans le modèle importé dans MAFIA. Le relevé de valeurs a donc été fait sur la distance comprise entre le plan de la bride et le début de la cavité (noté « limite coupleur/cavité » sur les Figures 4.32 et 4.33) d'où la présence d'un offset de 26 mm au début du graphique.

• Les calculs ont été faits sans avoir modélisé l'antenne. Or, on sait que la distribution des champs n'est pas tout à fait la même avec ou sans la présence de l'antenne, d'où une certaine prudence quant à la valeur exacte de la longueur de l'antenne donnée (i.e. 85 mm pour avoir un Q_{ext} de $1.9 \cdot 10^9$). Il faut, en plus, tenir compte de la géométrie réelle du port de couplage. C'est pourquoi des mesures à chaud sont toujours nécessaires. Nous verrons dans le chapitre suivant que les mesures expérimentales pour déterminer la longueur de l'antenne aboutissent à 75.8 mm, ce qui est tout de même très proche de 85 mm. L'important était ici d'avoir les ordres de grandeurs car on s'aperçoit qu'un tel coupleur est, par exemple, complètement inadapté au cas de la cavité avec faisceau où le Q_{ext} est égal à $5.6 \cdot 10^5$.

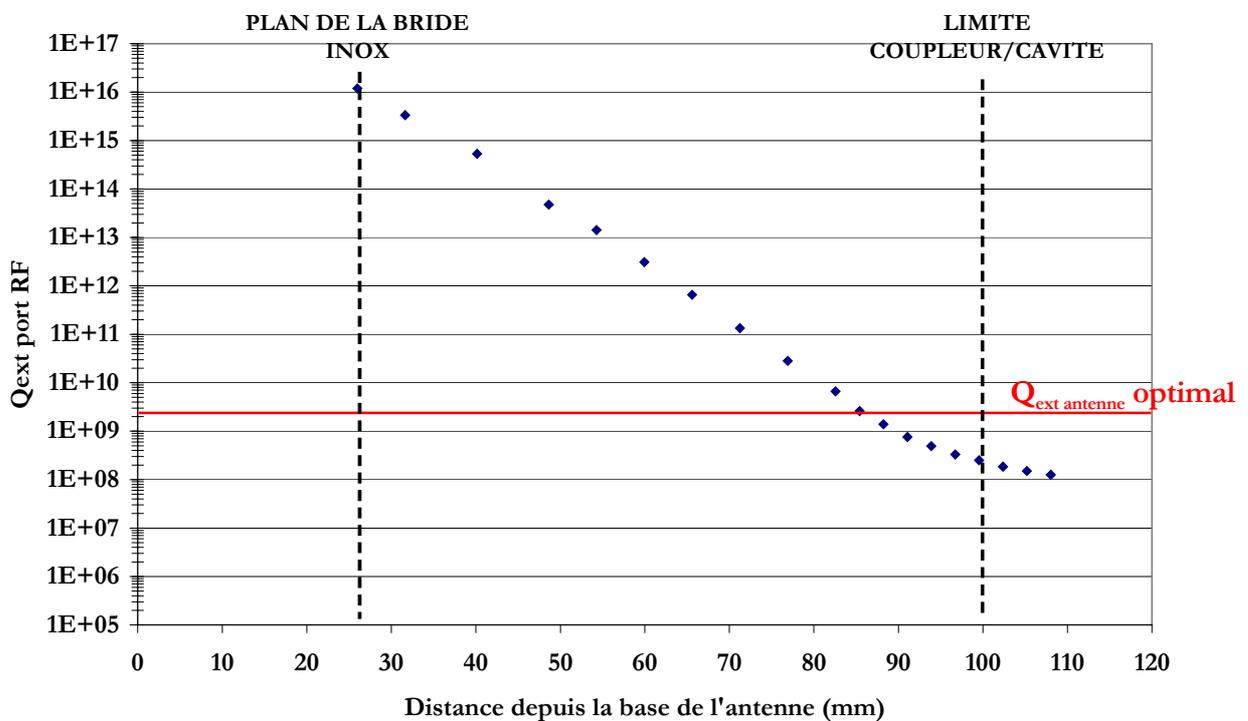


Figure 4.33 : Variation du Q_{ext} du port RF en fonction de la longueur de l'antenne.

Signalons pour finir cette partie sur l'étude RF de la cavité, que nous avons également regardé si la longueur des piquages RF était bien suffisamment longue pour que l'on puisse négliger les pertes sur les brides afin de ne pas perturber les mesures du facteur de qualité Q_0 .

On prend généralement pour avoir une bonne marge de sécurité : $Q_{ext \text{ bride}} \geq 1000 Q_0$ (soit $P_{bride} \leq P_c / 1000$), ce qui fait que $Q_{ext \text{ bride}}$ doit être au minimum égal à environ $1.9 \cdot 10^{12}$. On calcule la puissance qui serait dissipée sur la bride à partir de l'expression :

$$P_{\text{bride}} = \frac{1}{2\mu_0^2} R_s^{\text{inox}} \int_S B_s^2 ds \quad (4.12)$$

avec $R_s^{\text{inox}} = 31.5 \text{ m}\Omega$ (pour $f=358.66 \text{ MHz}$ et une résistivité de l'inox de $70 \text{ }\mu\Omega\cdot\text{cm}$ à 4 K) et B_s le champ magnétique de surface calculé sur toute la surface de la bride. NB : les brides utilisées sont des brides utilisant un joint hélicolex (i.e. portées de joint en niobium et système de bride/contre-brides en inox).

N'ayant pas pu calculer directement la puissance dissipée avec MAFIA, nous avons relevé la valeur de champ maximale pour chaque calcul et intégré cette valeur sur toute la surface de la bride. Cela donne une marge de sécurité supplémentaire. Une fois la puissance calculée nous avons pu déduire $Q_{\text{ext bride}}$. On voit sur la Figure 4.34 que le $Q_{\text{ext bride}}$ minimum que l'on s'était fixé est atteint 20 mm avant la bride et qu'il n'y a donc pas de problème.

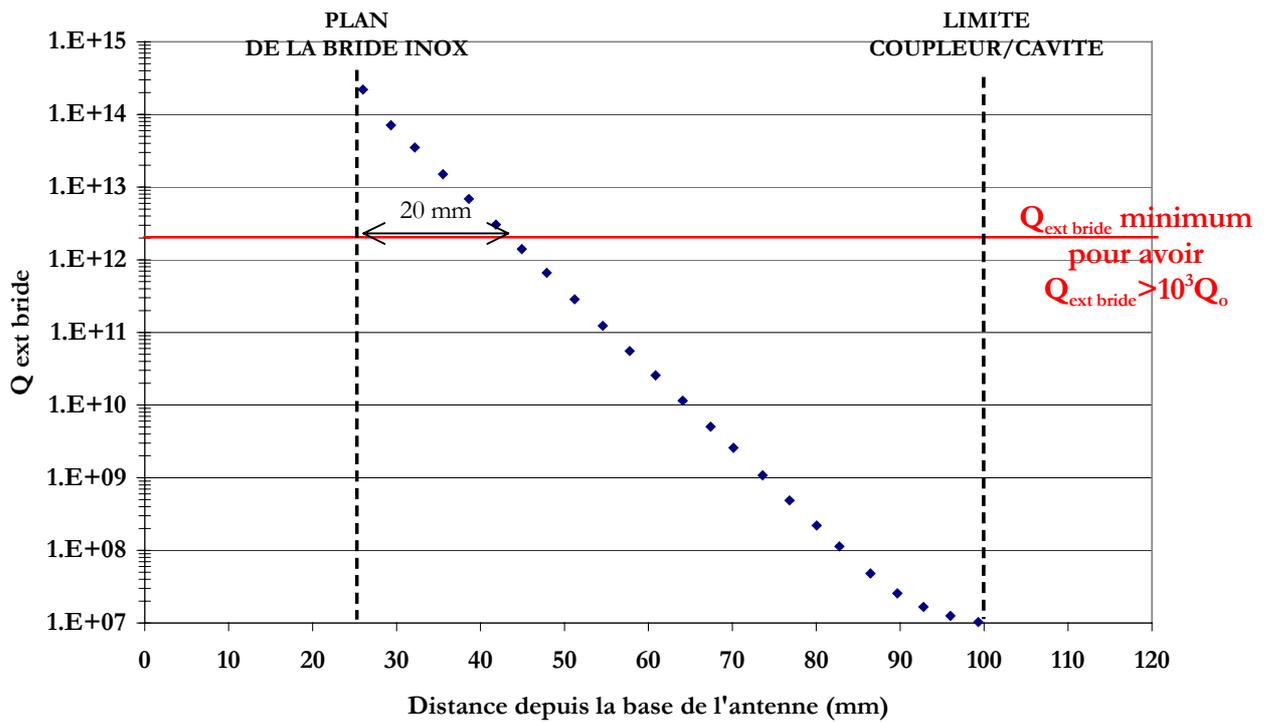


Figure 4.34 : Variation du Q_{ext} de la bride par rapport au plan de la bride.

Etude mécanique

Parallèlement à l'optimisation des paramètres RF de la cavité, l'étude de son comportement mécanique constitue une étape essentielle de sa réalisation. En effet, toute cavité supraconductrice est soumise à différents « cas de charges » qui ont pour conséquence de déformer de façon plus ou moins importante sa structure et d'engendrer des contraintes qui peuvent être dommageables, non seulement pour sa stabilité, mais aussi pour le fonctionnement de l'accélérateur dans certains cas. Les calculs de déformations et contraintes peuvent avoir des répercussions importantes sur la conception d'ensemble de la cavité et de ses éléments associés (i.e. le tank d'hélium et le système d'accord à froid). Ils conduisent la plupart du temps à trouver des solutions permettant d'améliorer la rigidité de la cavité tout en laissant la possibilité d'utiliser un système d'accord à froid « assez simple ».

Les origines de ces déformations et contraintes sont multiples et toutes ne posent pas problème suivant l'utilisation envisagée à court terme de la cavité : c'est-à-dire pour un test à froid en laboratoire ou pour un fonctionnement dans un accélérateur. Toute cavité fera évidemment l'objet d'une étude poussée dans une configuration accélérateur puisque telle est sa destination finale. Ajoutons, dans ce dernier cas, qu'il convient de distinguer les utilisations avec faisceau continu ou pulsé, et/ou de basse ou forte intensité, comme nous allons le voir. Les principales sources de déformations et contraintes sont donc :

- La pression exercée sur toute la surface externe de la cavité quand on fait le vide à l'intérieur : $\Delta P = 1 \text{ atm}$ ($\approx 1 \text{ bar}$).
- La pression exercée par le bain d'hélium dans lequel baignent les cavités (qui sont sous vide, nous le rappelons). Là encore, $\Delta P = 1 \text{ bar}$ puisque la pression du bain d'hélium liquide est égale à 1 bar à 4 K (pression de saturation de l'hélium I) comme à 2 K. On préfère travailler avec de l'hélium II pressurisé à 1 bar pour $T \leq 2 \text{ K}$ (et non saturé à $P < 50 \text{ mbar}$) pour des raisons de sécurité liées au fonctionnement des systèmes cryogéniques (les problèmes de fuites et de contaminations sont plus critiques avec des systèmes travaillant à basse pression) et pour profiter de la plus grande marge d'utilisation offerte par l'hélium II pressurisé en cas de réchauffement du bain d'hélium [143].

Remarque: En configuration de test dans un cryostat vertical, il peut y avoir des petites surpressions de l'ordre de 100 à 200 mbar seulement, dues à l'évaporation de l'hélium liquide pendant la mise en froid de la cavité. Par contre, notons qu'il a été observé dans certains accélérateurs, notamment à CEBAF, des surpressions pouvant atteindre 1 bar (d'où un ΔP de l'ordre de 2 bar) [144]. Ces fortes hausses de pression ont lieu lorsque les cavités sont mises en froid de façon extrêmement rapide (afin d'éviter « l'effet 100 K* » notamment).

- Les forces de Lorentz issues de l'interaction des champs électromagnétiques avec les courants de surface (forces qui peuvent être répulsives ou attractives). Elles sont caractérisées par une pression, appelée pression de radiation, qui est exercée perpendiculairement à la surface de la cavité ($P_{\text{radiation}} = \frac{\mu_0 H_s^2 - \epsilon_0 E_s^2}{4}$). Les déformations et les contraintes issues des forces de Lorentz

(dont les ordres de grandeur sont le micron et le kPa) sont très petites, comparées à celles que la cavité subit, notamment, lors de sa mise sous vide (on parle alors de déplacement millimétrique et de contraintes supérieures à la dizaine de MPa). Elles ne posent donc pas de problème structurel particulier mais leur étude est un paramètre important dans le cas d'une utilisation de la cavité avec un faisceau pulsé. En effet, la variation de fréquence (Δf) enregistrée pendant le pulse peut être compensé par une augmentation de puissance RF. Elle doit donc être la plus petite possible afin de minimiser la puissance supplémentaire nécessaire à injecter pour rétablir le niveau de champ accélérateur nominal. Pour des raisons évidentes de coût, la réserve de puissance disponible est limitée à une certaine valeur et toute variation de fréquence trop importante ne pourra être compensée. Des études sont actuellement menées pour utiliser des systèmes d'accord composés de céramiques piézoélectriques (sur les cavités TESLA par exemple [145]). Par convention, on fixe souvent la limite : Δf_{max} inférieure à deux fois la bande passante de la cavité. Dans le cas d'un faisceau continu, la variation de fréquence due aux déformations des parois de la cavité est non seulement constante (pour un champ accélérateur donné) mais surtout, est compensée une fois pour toute grâce au système d'accord à froid. Notons que nous n'étudierons pas ici l'action des forces de Lorentz pour la cavité spoke $\beta 0.35$ mais que ce travail est prévu sur le prochain prototype. Il semble en effet intéressant de pouvoir comparer les valeurs calculées à celles déduites des mesures puisque le coefficient de Lorentz K , caractérisant l'action de ces forces, est facilement mesurable lors des tests à froid car on a $\Delta f = KE_{\text{acc}}^2$.

* L'effet 100 K est un phénomène de précipitation en hydrures de l'hydrogène présent dans le niobium qui conduit à une dégradation des performances de la cavité. Il a lieu typiquement entre 100 et 150 K d'où son nom. Un refroidissement rapide permet de limiter le temps passé sur ce palier et donc l'effet 100 K. Un autre moyen consiste à effectuer un recuit de la cavité à haute température (entre 600°C et 800°C) pour permettre le dégazage de l'hydrogène.

- Les microphonies : c'est-à-dire, les vibrations générées par l'environnement de la cavité (principalement celles venant des systèmes de pompage cryogéniques et de vide) qui peuvent exciter les modes propres de vibrations mécaniques de la cavité et entraîner des déformations, et donc des variations de fréquences néfastes au bon fonctionnement de l'accélérateur (la puissance nécessaire au contrôle de la phase de la cavité est directement proportionnelle à la variation de fréquence, pour un champ accélérateur donné). L'étude de ces vibrations est particulièrement importante dans le cas des accélérateurs à très faibles courants. On estime habituellement que, pour être relativement protégé des principales sources d'excitations externes dont les fréquences tournent autour de 50/60 Hz, les fréquences de vibrations de la cavité doivent être supérieures à 100 Hz [146].

- L'accord à froid pour ajuster la fréquence de la cavité qui a été modifiée à cause de la contraction thermique du niobium entre 300 K et les basses températures. Cet accord est obligatoirement fait en configuration accélérateur car chaque cavité doit fonctionner à la même fréquence pour assurer le bon synchronisme entre le faisceau et les champs RF.

- Les déplacements longitudinaux imposés à la cavité (i.e. en compression ou en extension sur les brides en général) pour effectuer :

- a) des mesures de rigidité et de sensibilité. NB : ces mesures sont présentées dans le chapitre suivant,

- b) un accord à chaud pour ajuster la fréquence de la cavité à une valeur qui, tenant compte de la contraction de la cavité pendant le refroidissement, permet de tomber très près de la fréquence de résonance une fois la cavité à froid (l'ajustement final est fait avec le système d'accord à froid) ou bien de réaliser le plat de champ (pour les cavités elliptiques par exemple),

Notons que parmi toutes ces sources de déformations et contraintes, certaines entraînent une déformation irréversible de la cavité comme pour l'ajustement de la fréquence à chaud, alors que d'autres ne doivent en aucun cas perturber la structure de la cavité au-delà de sa limite d'élasticité, comme lorsqu'on fait le vide.

L'étude mécanique de la cavité spoke a été faite dans l'optique du test à froid dans un cryostat vertical. Nous avons donc étudié son comportement sous un 1 bar de pression extérieure (simulation de la mise sous vide). Cela nous a permis de déterminer l'épaisseur des plaques de niobium qui ont été utilisées pour la fabrication et de voir que la cavité avait besoin de renforts

extérieurs additionnels. Nous avons également calculé sa rigidité et déterminé la course maximale tolérée par la cavité avant plastification. Nous avons enfin regardé brièvement les modes de vibrations mécaniques car cela caractérise assez bien la rigidité générale de la cavité (en effet, plus ses modes ont une fréquence élevée, plus elle est rigide).

1 Introduction aux calculs

Comportement d'un matériau soumis à une force [147]

Rappelons ici les principaux paramètres utilisés pour l'étude du comportement de la cavité.

Les caractéristiques mécaniques des matériaux sont généralement obtenues à partir de tests de traction. Soit l'échantillon d'un matériau supposé homogène et isotrope, de section S_0 et de longueur l_0 sur lequel on applique, au moyen d'une machine de traction, une force F de façon progressive et sans choc. La traction provoque un allongement d'une longueur Δl jusqu'à une certaine valeur où l'échantillon se casse. On peut, à partir des valeurs relevées, tracer la courbe montrant l'évolution de la contrainte σ en fonction de la déformation ε , où σ et ε sont définis par :

- $\sigma = F/S_0$ (exprimé en Pa)
- $\varepsilon = \Delta l/l_0$ (exprimé en %)

Une courbe caractéristique du comportement d'un matériau soumis à un essai de traction est présentée en Figure 4.35. NB : On préfère tracer la courbe $\sigma = f(\varepsilon)$ plutôt que $F = f(\Delta l)$, car elle a l'avantage d'être pratiquement indépendante des dimensions initiales S_0 et l_0 .

Suivant la nature des matériaux, la courbe change d'allure générale, mais elle présente toujours* deux domaines distincts : le domaine élastique dans lequel chaque déformation subie est réversible et le domaine plastique où ces déformations sont irréversibles. Le domaine plastique comporte, quant à lui, deux zones réparties de part et d'autre du maximum R_m indiqué sur la figure, mais nous n'entrerons pas dans les détails.

Dans le domaine élastique, l'évolution de la contrainte est linéaire jusqu'à la limite élastique notée R_e . On a donc :

* Sauf pour les matériaux très fragiles pour lesquels il n'existe pas de domaine plastique puisqu'ils cassent juste après avoir atteint la limite élastique. Dans ce cas, R_e et R_m sont confondus.

$$\sigma = E\varepsilon \quad (4.13)$$

où E est une constante du matériau, appelée module d'Young. Pour le niobium $E=107$ GPa. L'équation (4.13) est appelée loi de Hooke. Signalons de plus que E est indépendante de la température.

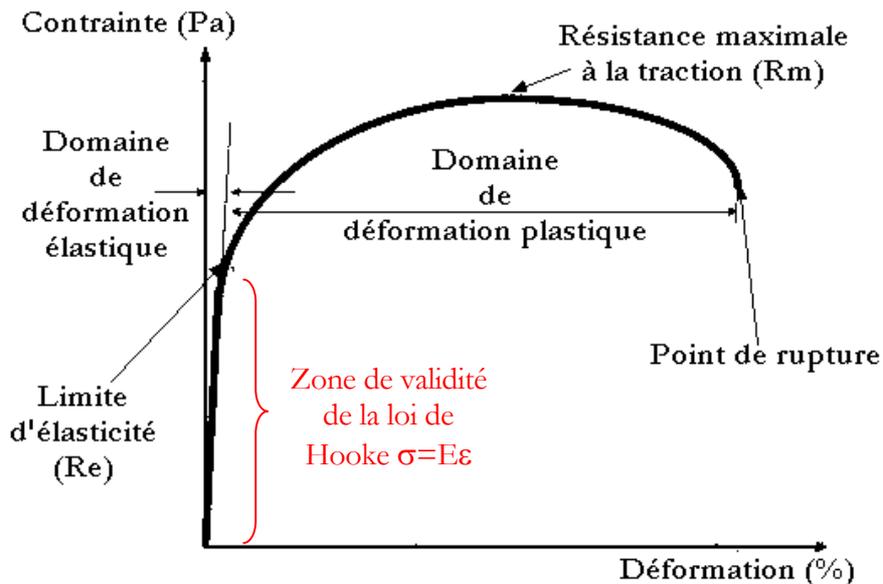


Figure 4.35 : Courbe représentative du comportement d'un matériau soumis à une force de traction.

La limite élastique au-delà de laquelle apparaissent les déformations plastiques est assez difficile à déceler lors des tests (car elle dépend fortement de la précision des capteurs). Une convention est alors adoptée et fixe la mesure de cette limite à 0.2% de déformation. Pour un même matériau, R_e et R_m dépendent fortement de sa pureté (RRR), de son « histoire » (fabrication, recuit...) ainsi que de la température. Plusieurs études ont été faites sur le niobium couramment employé pour la réalisation de cavités (RRR40 et RRR250) pour regarder, en particulier l'effet de la température et des soudures [148-149]. D'après tous ces résultats, les valeurs limites généralement adoptées pour une température $T=300$ K, sont :

- Pour un RRR40 : $R_e \approx 140$ MPa et $R_m \approx 200$ MPa.
- Pour un RRR250 : $R_e \approx 70$ MPa et $R_m \approx 150$ MPa.

Remarque : la valeur de ces seuils augmente sensiblement à basse température. Pour le niobium RRR250, R_e est multiplié par 10 environ et R_m par 5 [149]. Cela fournit donc une marge de

sécurité importante en cas de surpression accidentelle dans le bain d'hélium puisque la cavité est étudiée pour résister à des contraintes inférieures à la limite élastique à 300 K. Attention tout de même à ne pas confondre les surpressions qui peuvent avoir lieu une fois la cavité refroidie et les surpressions dont nous avons parlé en introduction, qui peuvent avoir lieu pendant la mise en froid. En effet, dans ce dernier cas de figure, la cavité n'est pas encore à basse température et on peut considérer que sa limite d'élasticité est proche de sa valeur à 300 K. C'est pourquoi, les études mécaniques des cavités, installées en ligne dans un accélérateur, sont faites en prenant une pression limite de 2 bar et non 1 bar comme nous le faisons. Signalons enfin que la limite élastique à ne pas dépasser est généralement fixée à 50 MPa pour les cavités en niobium RRR250, afin de tenir compte des erreurs de calculs et de l'incertitude sur la valeur réelle de R_e .

En résumé, nous prendrons comme limite à ne pas dépasser : $\sigma_{\max} = 50 \text{ MPa}$ sous 1 bar.

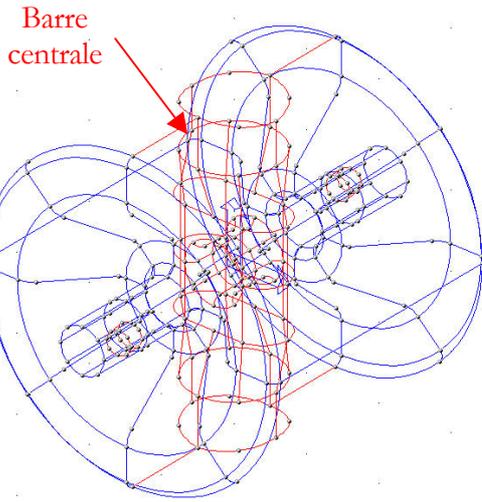
Le logiciel ACORD [150]

Nous avons réalisé les calculs de mécanique avec le logiciel ACORD qui permettait une modélisation en 3D de la structure (comme pour l'étude RF). Tous les calculs ont été faits en prenant comme caractéristiques pour le niobium :

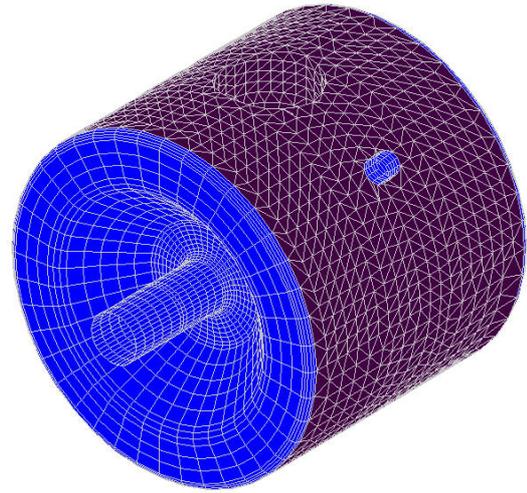
- Module d'Young : $E = 107 \text{ GPa}$
- Coefficient de Poisson* : $\nu = 0.394$
- Masse volumique : $\rho = 8570 \text{ kg/m}^3$

La cavité a été modélisée directement avec les outils d'ACORD (pas d'importation possible de modèle créé par CAO) puis maillée. Après avoir indiqué l'épaisseur utilisée pour chaque partie de la cavité, les conditions aux limites (CL) sont alors fixées. On considère généralement que les deux extrémités des tubes faisceau sont fixes (ou plus précisément encastées : ni déplacement, ni rotation). Cela représente le cas d'une cavité équipée de son tank d'hélium et de son système d'accord (ensemble supposé suffisamment rigide). On applique ensuite le cas de charge, c'est-à-dire une pression ou un déplacement imposé pour notre étude, mais cela peut également être une charge thermique. Enfin, on regarde les contraintes et déplacements engendrés. Ces différentes étapes de calcul sont représentées sur la Figure 4.36.

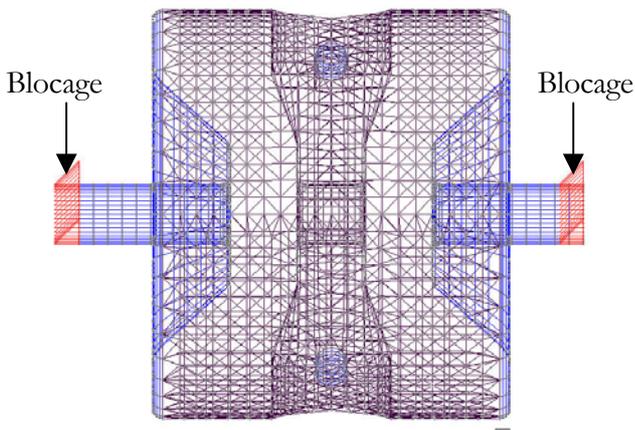
* Le coefficient de Poisson est une constante propre à chaque matériau. Il représente le rapport entre la déformation transversale et longitudinale. Il sert donc à décrire les changements de section ou de volume d'un objet pendant sa déformation. ν vaut environ 0.3 pour les métaux.



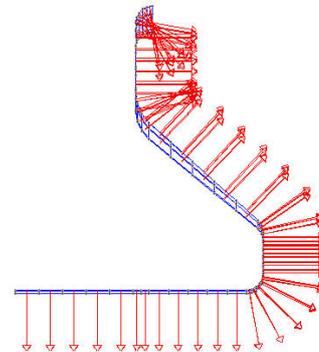
1/ Modélisation de la géométrie



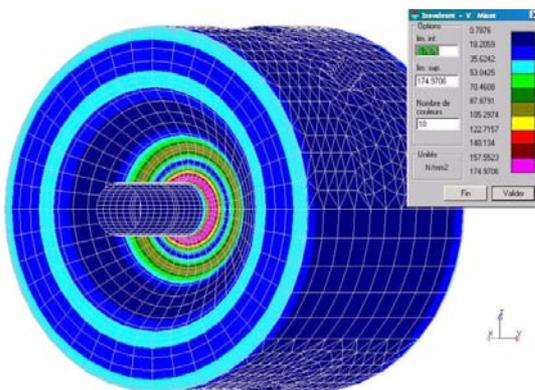
2/ Maillage



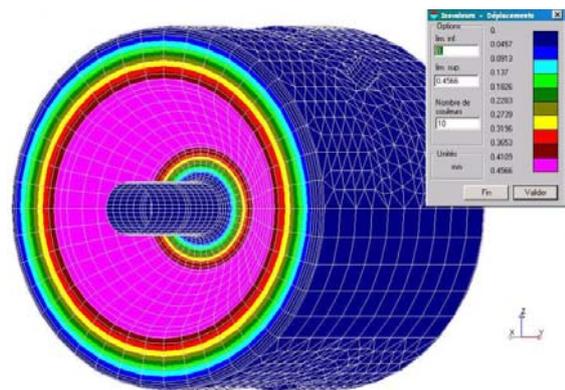
3/ Conditions aux limites



4/ Cas de charges (sur 1/8^{ème} du flanc)



5/ Résultats : contraintes (en MPa)



5/ Résultats : déplacements (en mm)

Figure 4.36 : Les différentes étapes du calcul d'un cas de charge (ici une pression uniforme de 1 bar). Les valeurs les plus fortes sont en rose.

Avant de présenter les différents résultats, nous devons faire une remarque importante. Le logiciel ACORD est un code qui ne fait que du calcul linéaire et qui utilise donc uniquement la loi de Hooke. Ainsi, il ne peut pas prendre en considération le comportement plastique du niobium au-delà de sa limite élastique. Il faut donc garder à l'esprit que les valeurs de contraintes données par ACORD au-dessus de $Re=70$ MPa sont fausses et que les déplacements associés ne reflètent pas le comportement de la cavité.

2 Analyse de structure

Cavité soumise à une pression de 1 bar.....

Rigidification de la cavité-----

Nous avons tout d'abord effectué les calculs de tenue à 1 bar avec le modèle de cavité sans renforts additionnels (c'est la cavité présentée en Figure 4.36 et 4.37). Plusieurs épaisseurs, typiques de celles utilisées pour fabriquer les cavités, ont été testées (entre 2 et 5 mm). D'après les valeurs présentées dans le Tableau 4.6, il apparaît clairement que la cavité ne peut soutenir 1 bar de pression sans plastifier, d'où un besoin de rigidifier la cavité. Mais où exactement ?

Tableau 4.6 : Valeurs des contraintes maximales pour différentes épaisseurs.

Épaisseur (mm)	Contraintes maximales (MPa)
2	372
3	175
4	102
5	67

CL : Les deux extrémités des tubes sont fixes.

En regardant attentivement la répartition des contraintes sur les différentes parties de la cavité spoke, on voit que les maxima sont concentrés au niveau des flancs tandis que la barre centrale reste à un niveau largement inférieur à 50 MPa (Figure 4.37-a et b). Comme on pouvait s'y attendre, nous allons donc devoir rigidifier la cavité au niveau des flancs, puisque le corps cylindrique et la barre centrale forment par nature un système rigide. Deux options « simples » peuvent être envisagées pour empêcher leur déformation. On peut utiliser :

1. soit un anneau soudé sur la partie haute de chaque flanc et rattaché à un point d'ancrage rigide (Figure 4.38-a)
2. soit des « ailettes » soudées au tube faisceau et sur une partie des flancs (Figure 4.38-b)

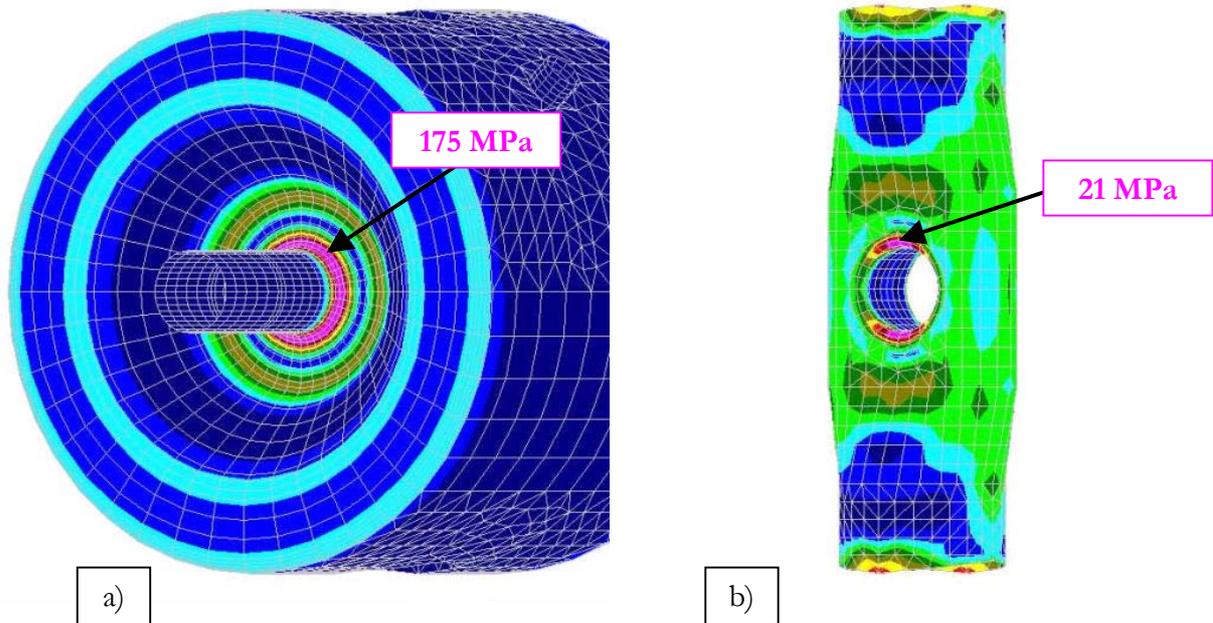


Figure 4.37 : Répartition des contraintes sur a) le corps et les flancs de la cavité et b) la barre centrale. NB : Attention, les couleurs ne correspondent pas à la même échelle.

Bien que donnant des contraintes plus faibles que la solution avec les ailettes, soient 21 MPa contre 37 MPa (avec une épaisseur de 3 mm pour la cavité et les renforts), nous avons écarté l'option n°1 avec l'anneau car cela compliquait inutilement la réalisation de la cavité. En effet, en plus de fixer les brides des tubes faisceau (blocage n°1 sur la Figure 4.38), on devait obligatoirement rattacher chaque anneau à un point d'ancrage rigide (blocage n°2 sur la Figure 4.38) pour qu'il puisse jouer pleinement son rôle.

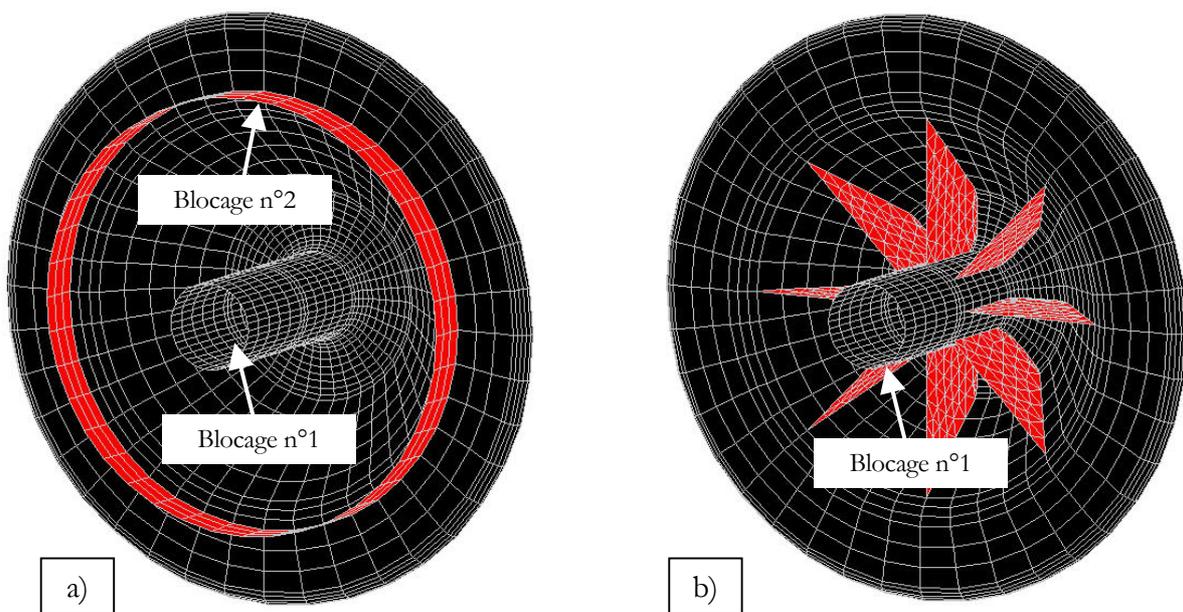


Figure 4.38 : Flanc de la cavité avec a) un anneau rigidificateur et b) 8 ailettes.

Nous avons regardé en même temps si l'on pouvait utiliser un nombre moins important d'ailettes. Il apparaît que 8 est le nombre minimal pour rester en dessous des 50 MPa (Tableau 4.7). Notons que l'épaisseur des ailettes n'a pas d'influence notable sur la valeur de la contrainte maximale. Pour 8 ailettes d'épaisseur variable entre 3 et 5 mm, σ_{\max} varie de 37 MPa à 36 MPa.

Tableau 4.7 : Valeurs des contraintes maximales pour différents nombres d'ailettes. L'épaisseur de la cavité et des ailettes est égale à 3mm.

Nombre d'ailettes	Contrainte maximale (MPa)
0	175
4	90
6	60
8	37

CL : Les deux extrémités des tubes sont fixes.

Epaisseur de la cavité-----

Jusqu'à présent nous avons montré les résultats obtenus avec une épaisseur de 3 mm. En dehors de l'épaisseur 2 mm qui est trop faible pour que la limite élastique que nous nous sommes fixée ne soit pas dépassée ($\sigma_{\max}=65$ MPa dans ce cas), nous aurions pu utiliser une épaisseur supérieure à 3 mm. Or, cette épaisseur représente pour cette cavité de R&D un très bon compromis entre tenue mécanique et coût de fabrication.

Du point de vue de la réalisation de la cavité, l'utilisation des tôles plus épaisses a une répercussion non négligeable sur le coût de la matière première. Ajouter 1 mm d'épaisseur à la cavité, augmente sa masse totale d'environ 8.5 kg. Le prix du kilo de niobium RRR250 tournant généralement autour de 450€/kg, il faut donc rajouter près de 4000€ pour chaque millimètre d'épaisseur supplémentaire. Sachant que le coût des tôles de niobium 3 mm pour la cavité spoke est d'environ 15000€, on voit aisément que le surcoût pour des épaisseurs de 4 ou 5 mm est très important (respectivement +26% et +53% !).

Concernant la tenue mécanique, la contrainte maximale atteinte est 37 MPa, comme on peut le voir sur la Figure 4.39. Elle est localisée à la jonction entre la base des ailettes et les tubes faisceau (voir zoom). Pour le reste de la cavité, les contraintes sur le corps tournent autour de 10 MPa et celles sur la barre centrale sont identiques à celles trouvées précédemment sur la cavité sans renfort (i.e. environ 20 MPa). C'est logique puisque la rigidité a été essentiellement accrue longitudinalement et est restée presque inchangée dans le sens radial. Les déplacements les plus importants sont, quant à

eux, localisés au niveau de la barre centrale ($\Delta l = 0.06$ mm) ; les flancs ne se déplaçant que de 0.045 mm au maximum sur leur partie haute et dans les zones situées entre les ailettes (voir Figure 4.40). Les déformées de ces différentes parties sont représentées en Figure 4.41.

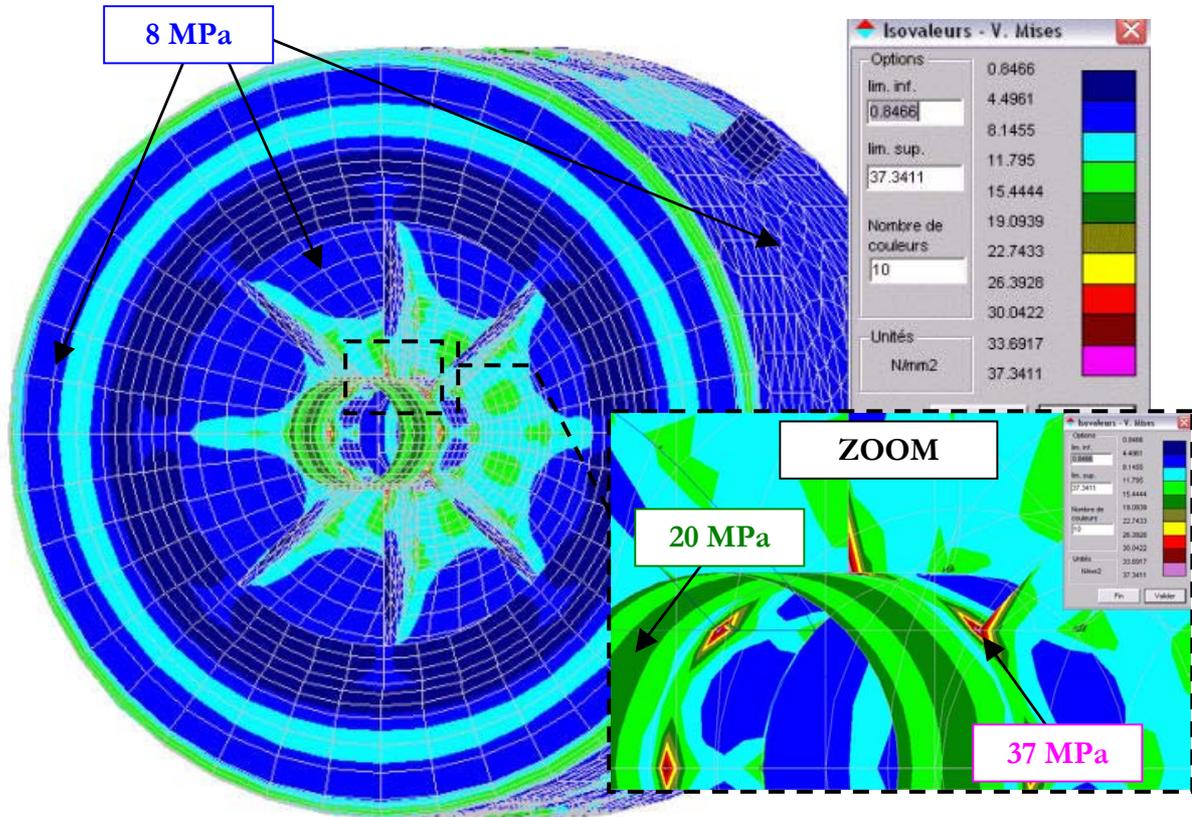


Figure 4.39 : Contraintes sur la cavité d'épaisseur 3 mm. CL : les deux tubes faisceau fixes.

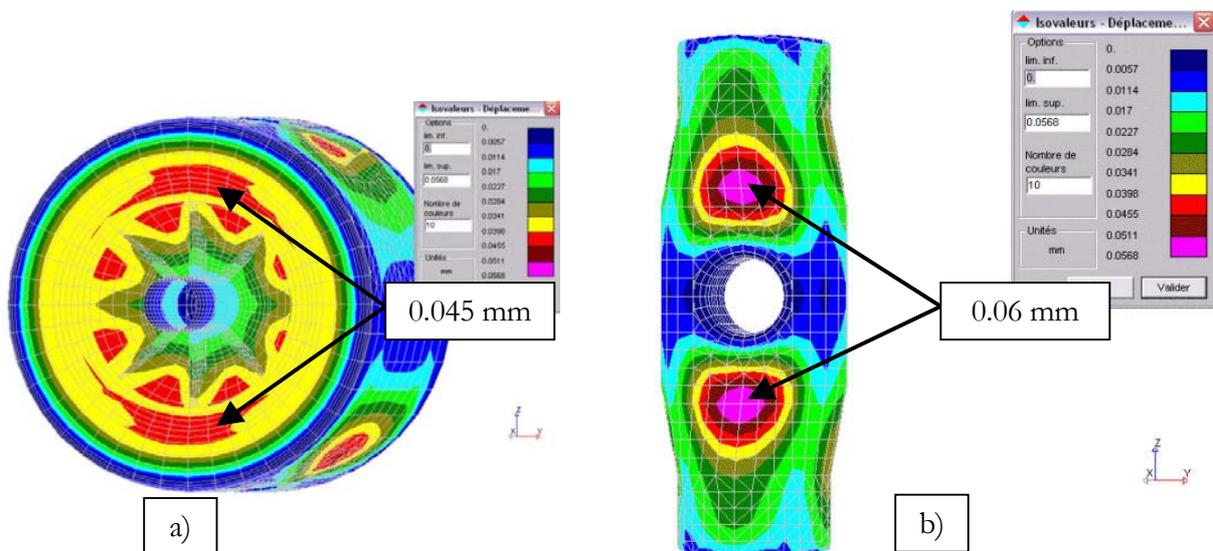


Figure 4.40 : Déplacements de la cavité.

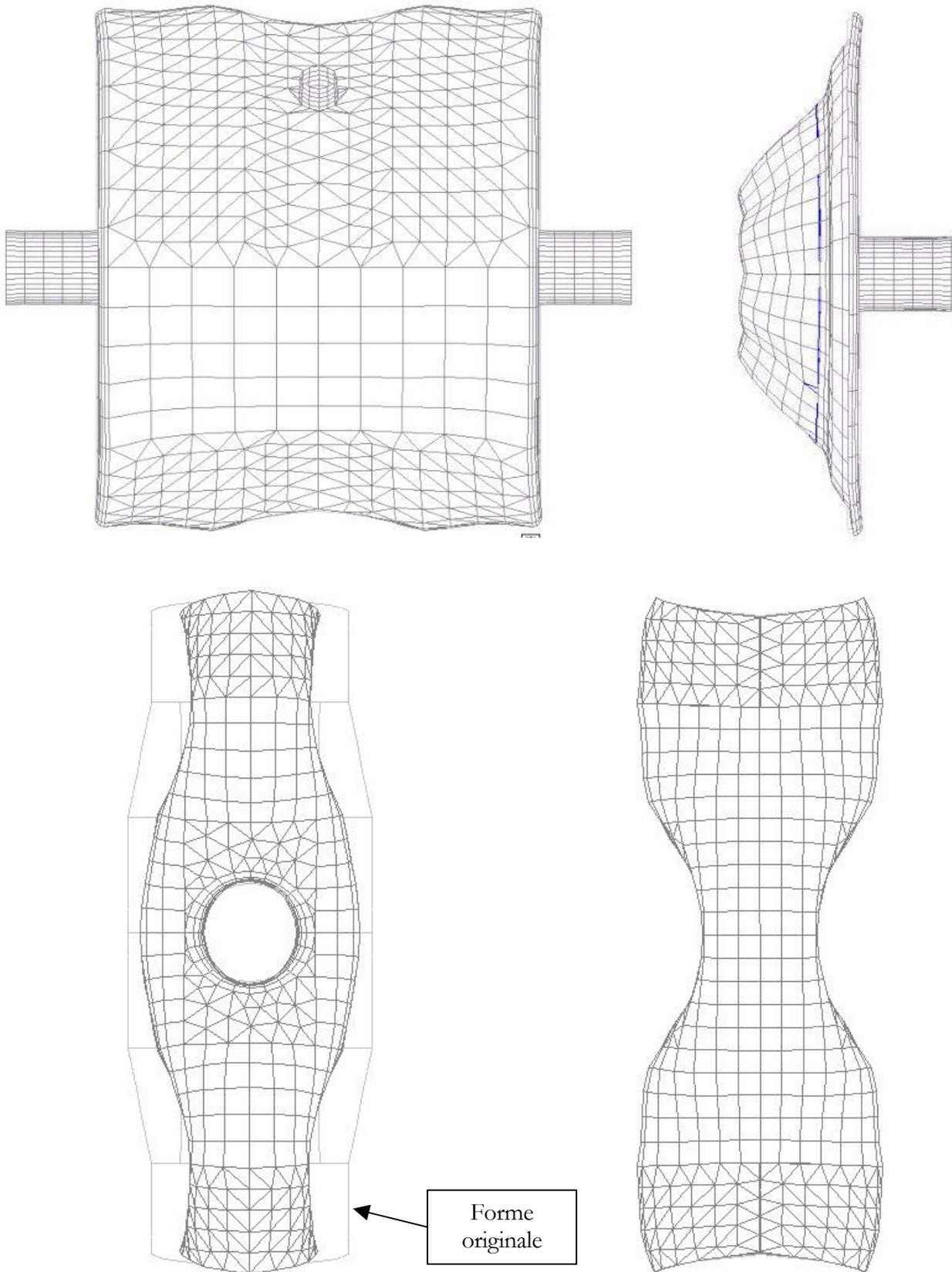


Figure 4.41 : Déformées des différentes parties de la cavité spoke. NB : les déformations sont amplifiées pour avoir une meilleure lecture.

Remarque : tous les calculs ont été faits en supposant que les deux tubes faisceau étaient fixes. Si on regarde le comportement de la cavité, toujours soumise à la pression externe de 1 bar, en libérant cette fois un côté, on s'aperçoit que la cavité dépasse alors la limite élastique ($\sigma_{\max}=130$ MPa pour un déplacement maximum de 2.4 mm, voir Figure 4.42). C'est un aspect très important pour la manipulation et les tests de la cavité. On ne peut pas, par exemple, faire le vide de la cavité sans l'avoir auparavant fixée sur un support suffisamment rigide.

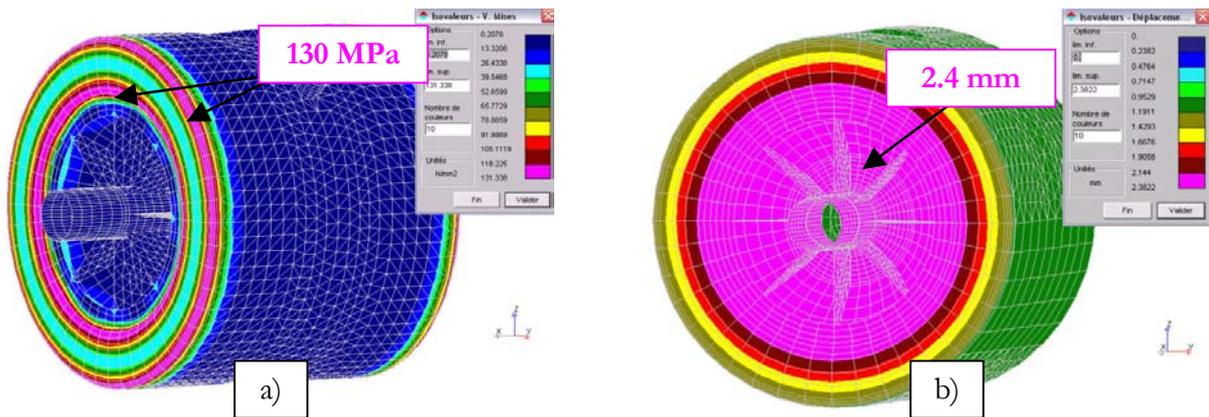


Figure 4.42 : a) Contraintes et b) déplacement de la cavité spoke avec un bord libre.

Donc, pour réaliser les différents tests à chaud qui nécessitaient une mise sous vide (comme le test d'étanchéité des soudures), nous avons utilisé le banc d'accord à chaud destiné au prototype de la cavité elliptique 5-cellules (nous verrons une photo du montage dans le prochain chapitre). Pour le test à 4 K, nous avons également conçu un système rigide (voir chapitre VII).

Cavité soumise à un déplacement

Rigidité de la cavité

La rigidité de la cavité a été déterminée en imposant un déplacement à une des extrémités des tubes faisceau (Figure 4.43-a) et en calculant les forces de réactions présentes sur les brides (Figure 4.43-b). Nous avons pu, par là-même, déterminer l'allongement maximal que pouvait accepter la cavité avant d'atteindre la limite élastique de 50 MPa. Cette valeur était très importante à connaître pour les mesures sur le banc de test, afin d'éviter toute plastification. Les valeurs trouvées sont les mêmes en compression et en extension et valent :

- Rigidité de la cavité : **$K=3625$ N/mm.**

- Allongement maximum total toléré de la cavité : **L=0.8 mm** (pour 49.3 MPa de contrainte maximale).

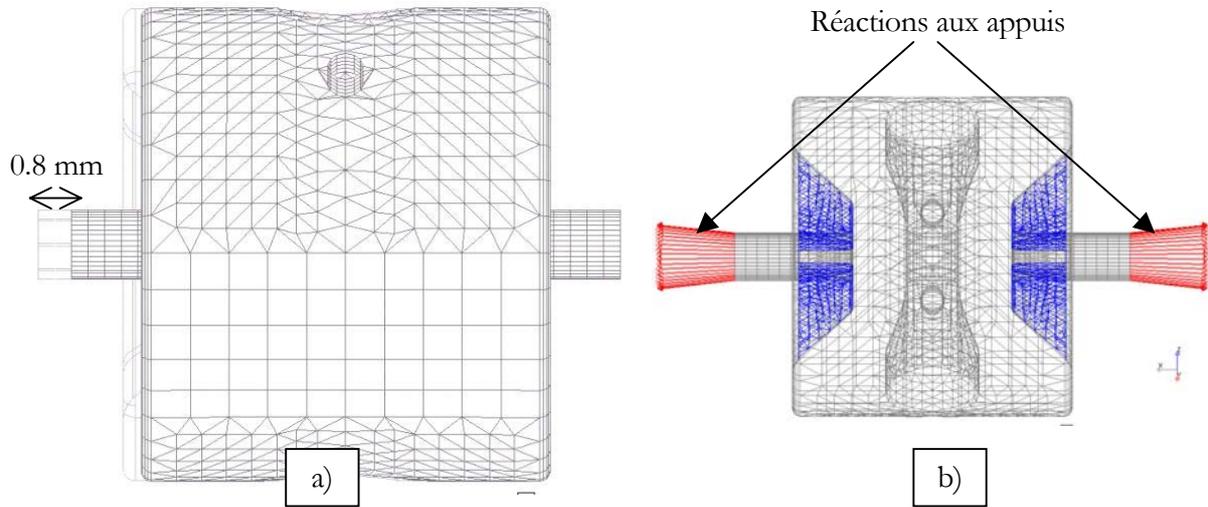


Figure 4.43 : a) Compression de 0.8 mm de la cavité et b) réactions aux appuis.

Remarques :

- La rigidité du banc d'accord a été estimée à 65 kN/mm, soit plus de vingt fois celle de la cavité. Il est donc bien adapté pour soutenir la cavité pendant les tests.
- Afin d'éviter définitivement toute plastification de la cavité pendant les tests à chaud, nous avons décidé de fixer l'allongement maximum de la cavité à la moitié de la valeur calculée, soit 0.4 mm.

Modes de vibrations mécaniques

Les modes de vibrations mécaniques de la cavité ont été calculés avec les deux tubes fixes (Tableau 4.8).

Tableau 4.8 : Valeurs des 5 premiers modes de vibrations de la cavité.

Mode n°	Fréquence (Hz)	Mouvement
1	97	Torsion autour de l'axe faisceau
2	149	Oscillation suivant l'axe faisceau
3	287	Déformations de la cavité (flancs et/ou barre centrale)
4	303	
5	336	

On voit que le premier mode se situe juste à la limite des 100 Hz qui est donc considérée comme un seuil de sécurité pour les microphonies. Toutefois ce mode semble peu dangereux car c'est un mode de torsion par rapport à l'axe faisceau qui n'engendre pas de déformation de la cavité, et donc pas de variation de fréquence. Il en va de même pour le second mode qui suit un mouvement d'oscillation parallèle à l'axe faisceau. Les premiers modes pouvant poser problème apparaissent à des fréquences assez élevées (environ 300 Hz) et sont donc assez éloignés des fréquences d'excitation à 50 ou 60 Hz des pompes à vide et autres systèmes cryogéniques.

Remarque : les valeurs calculées dépendent beaucoup des conditions aux limites que l'on fixe aux extrémités de la cavité et sont donc à prendre avec la prudence nécessaire.

Les études RF et mécanique de la cavité spoke étant terminées, nous allons maintenant présenter la fabrication de cette cavité ainsi que les tests à chaud que nous avons réalisés.

CHAPITRE V

**FABRICATION ET
MESURES EXPERIMENTALES**

Fabrication de la cavité spoke $\beta 0.35$

Dans un programme de R&D, la fabrication d'une cavité (qu'elle soit supraconductrice ou non, d'ailleurs) est une étape très importante qui conditionne en grande partie ses performances futures, que ce soit au niveau de ses propriétés RF ou mécaniques. Pour cela, une étroite collaboration est nécessaire entre laboratoires et industriels tout au long du processus de conception de la cavité.

La cavité spoke a été fabriquée par l'entreprise CERCA* [151]. Depuis maintenant plusieurs années, l'IPN et le CEA travaillent en étroite partenariat avec cette société qui a désormais acquis une grande expérience dans la réalisation de cavités supraconductrices en niobium (citons par exemple : 20 cavités 352 MHz pour le LEP, 10 cavités 1.3 GHz pour TTF ou encore 4 cavités 700 MHz pour APT). Initialement développés dans le cadre de la collaboration IPN/CEA/INFN sur le projet d'Accélérateur Supraconducteur pour Hybride (ASH), plusieurs prototypes de cavités elliptiques mono-cellule 700 MHz ont été fabriqués par la CERCA. Les excellents résultats obtenus lors des tests à froid sur ces prototypes [107] ont permis, notamment, de valider le design de la cavité elliptique 5-cellules $\beta 0.65$ que nous avons présentée dans le chapitre III. La fabrication de cette dernière a été réalisée en parallèle avec celle de la cavité spoke. Ajoutons enfin que cette cavité elliptique a atteint un très bon champ accélérateur maximal de 15 MV/m, à 2 K en cryostat vertical.

1 La matière première : le niobium†

La cavité a été réalisée en niobium massif à partir de tôles de haut-RRR‡ commandées auprès de la société Tokyo Denkaï au Japon (voir Tableau 5.1). Cette société est, à l'heure actuelle, avec Wah-Chang aux Etats-Unis, la seule à pouvoir fournir du niobium de très bonne qualité pour la fabrication des cavités supraconductrices. Comme l'ont notamment montré les tests des cavités APT [152], il n'existe pas de différences significatives concernant les performances de cavités§ fabriquées à partir de niobium de haut-RRR, fourni par l'une ou l'autre de ces sociétés. Le choix de Tokyo Denkaï a donc été motivé, d'une part par des délais de livraisons plus courts permettant de

* Compagnie pour l'Etude et la Réalisation de Combustibles Atomiques située à Romans-sur-Isère dans la Drôme. Cette entreprise est une filiale de la société FRAMATOME-ANP. La fabrication de la cavité a été réalisée au sein du Service de Mécanique Nucléaire de la CERCA sous la direction de Mr Pierre Maccioni.

† Pour la petite histoire, le mot niobium vient du nom Niobé qui était la fille du roi Tantale. Il faut savoir que le niobium se trouve toujours associé au tantale dans les minerais, d'où le nom...

‡ Spécification demandée par l'IPN : RRR \geq 250.

§ Cavités de design identique et fabriquées par la même entreprise.

commencer la fabrication en mars de cette année et, d'autre part, par un prix total plus « favorable » d'environ 25%.

Tableau 5.1 : Tôles de niobium requises pour la fabrication d'une cavité.

Eléments de la cavité (quantités)	Dimensions (mm)		
	Epaisseur	Largeur	Longueur
Flanc (3)	3	550	550
Barre centrale (2)	3	400	420
Tube faisceau (4)	3	300	450
Corps (1)	3	360	1350

Signalons que, par précaution, nous avons commandé deux tôles supplémentaires permettant de réaliser un flanc ou une barre centrale de plus, en cas de problèmes lors du formage de ces pièces répertoriées comme étant les plus délicates à fabriquer. Les renforts sont, quant à eux, découpés dans une des deux tôles supplémentaires ou alors, si elles sont utilisées, dans le reste de plaque dédié à la fabrication des deux tubes faisceau.

Toutes les plaques ont été usinées à partir d'un même lingot de niobium afin de garantir une homogénéité quasi-parfaite concernant leurs caractéristiques mécaniques et chimiques. A ce titre, les mesures effectuées par l'entreprise Tokyo Denkaï ont donné :

- *Propriétés mécaniques* : 70 MPa pour la limite élastique (Re) et 164 MPa pour la contrainte maximale (Rm). On peut remarquer que ces données sont tout à fait conformes aux caractéristiques d'un niobium de $RRR \geq 250$.
- *Composition chimique des principaux éléments (teneur en impuretés)* : tantale* ≤ 220 ppm (particules par million ou $\mu\text{g/g}$), titane, fer, nickel, hafnium, carbone, azote, oxygène... ≤ 10 ppm. Ces trois derniers éléments sont la principale source de la dégradation du RRR du fait de leurs coefficients de résistivité élevés (voir valeurs dans le Tableau 5.2).
- $RRR_{\text{mesuré}} \approx 320$.

* Le tantale est l'élément le plus présent dans les tôles de niobium. En effet, ses propriétés chimiques très voisines de celles du niobium rendent difficile sa séparation. Toutefois, son coefficient de résistivité est assez faible et limite son action dans la dégradation du RRR.

On peut estimer le RRR des plaques de niobium si on connaît les concentrations précises des principaux éléments listés ci-dessus [95]. Connaissant en effet les coefficients de résistivité de chaque élément, on peut calculer le RRR grâce à l'expression :

$$\text{RRR} = \frac{\rho(300\text{K})}{\rho(4.2\text{K})} \approx \frac{\rho_{\text{phonons}}(300\text{K})}{\rho_{\text{phonons}}(4.2\text{K}) + \sum_i C_i \left(\frac{\Delta\rho}{\Delta C} \right)_i} \quad (5.1)$$

avec $\rho_{\text{phonons}}(300\text{K})$ et $\rho_{\text{phonons}}(4.2\text{K})$ les résistivités électriques du niobium dues à la diffusion des électrons par les phonons (diffusion qui est dominante à température ambiante), et $\sum_i C_i \left(\frac{\Delta\rho}{\Delta C} \right)_i$ la somme des résistivités électriques de chaque impureté « i » (où C_i est la concentration massique exprimée en ppm et $\left(\frac{\Delta\rho}{\Delta C} \right)_i$ le coefficient de résistivité, exprimé en $\Omega\text{m/ppm}$).

$\rho_{\text{phonons}}(300\text{K})$ et $\rho_{\text{phonons}}(4.2\text{K})$ valent respectivement $1.5 \cdot 10^{-7} \Omega\cdot\text{m}$ et environ $4.82 \cdot 10^{-12} \Omega\cdot\text{m}$. Cette dernière valeur est calculée à partir de l'expression : $\rho_{\text{phonons}}(T) = 6.5 \cdot 10^{-14} \cdot T^3 \Omega\cdot\text{m}$ pour $T \leq 25$ K. Remarquons que le niobium « idéal » sans impureté aurait un RRR théorique proche de 35000 ($= \rho_{\text{phonons}}(300\text{K}) / \rho_{\text{phonons}}(4.2\text{K})$). La valeur la plus haute atteinte avec un échantillon a été 33000 [153].

On peut donc exprimer la contribution d'1 ppm de chaque élément au RRR global du niobium (Tableau 5.2) :

Tableau 5.2 : Contribution par ppm d'impureté au RRR du niobium (en gras les éléments dont l'influence est la plus importante).

Eléments	$\Delta\rho/\Delta C$ ($10^{-11} \Omega\text{m/ppm}$)	RRR
C	3.329	4506
Hf	0.073	205842
N	3.451	4347
O	2.613	5741
Ta	0.013	1168601
Ti	0.186	80525
W	0.020	742081
Zr	0.102	147278

Concernant les plaques de niobium qui nous ont été livrées, il ne nous a été fourni que les limites supérieures des concentrations de chaque élément. Un calcul effectué avec ces données a permis simplement de définir la valeur inférieure du RRR, soit environ 150 (ce qui, au moins, n'est pas en contradiction avec la mesure faite par Tokyo Denkai).

Pour finir cette partie sur la présentation du niobium employé pour la fabrication, précisons que le coût global représenté par cette matière première est d'environ 15000 € (en supposant que les tôles supplémentaires ne seront pas utilisées).

2 Le processus de fabrication

La fabrication de cette cavité est, de par sa géométrie, d'une complexité plus importante que celle d'une cavité elliptique. On dénombre en effet plus d'une trentaine de soudures pour l'assemblage* complet de la cavité spoke, contre typiquement une dizaine pour une cavité elliptique mono-cellule.

Spécifications de soudage

Toutes les soudures sont réalisées par soudage FE (Faisceau d'Electrons) dans un caisson sous vide poussé ($P \leq 10^{-6}$ mbar) afin de minimiser les risques de contamination (Figure 5.1). Avant chaque opération, toutes les pièces font l'objet d'une préparation spécifique : décapage avec une chimie « légère »[†] ($\sim 10 \mu\text{m}$), dégraissage par ultrasons, rinçage sous eau ultra pure et séchage sous azote et flux laminaire. Des contrôles visuels ainsi que des tests d'étanchéité sont effectués après chaque opération de soudure afin de vérifier s'il n'existe pas de défauts sur le cordon (surépaisseur, trou, mauvais alignement...).

Formage et soudage des différentes pièces

La première étape consiste bien évidemment à former et usiner à partir des tôles de niobium, les pièces détachées avant toute soudure, c'est-à-dire : les tubes faisceau, les tubes des piquages HF, les deux flancs, le corps de la cavité, la barre centrale, les renforts et les brides[‡]. Toutes les pièces cylindriques (i.e. corps de cavité, barre centrale, tubes faisceau et piquages HF) sont réalisées par la

* Si l'on prend en compte les soudures préliminaires nécessaires à la formation des différentes pièces (par exemple : roulé-soudé des tubes faisceau), ainsi que les soudures des renforts.

† Cette première chimie permet d'enlever les impuretés de surface issues des machines utilisées pour former les plaques.

‡ Les brides des tubes faisceau et des piquages RF ont été usinées directement à partir de rondins de niobium massif également commandés auprès de la société Tokyo Denkai (RRR \geq 250).

technique de roulé-soudé. Différentes étapes de la formation du corps de la cavité avec les piquages sont illustrées ci-dessous en Figures 5.2-a, b et c.

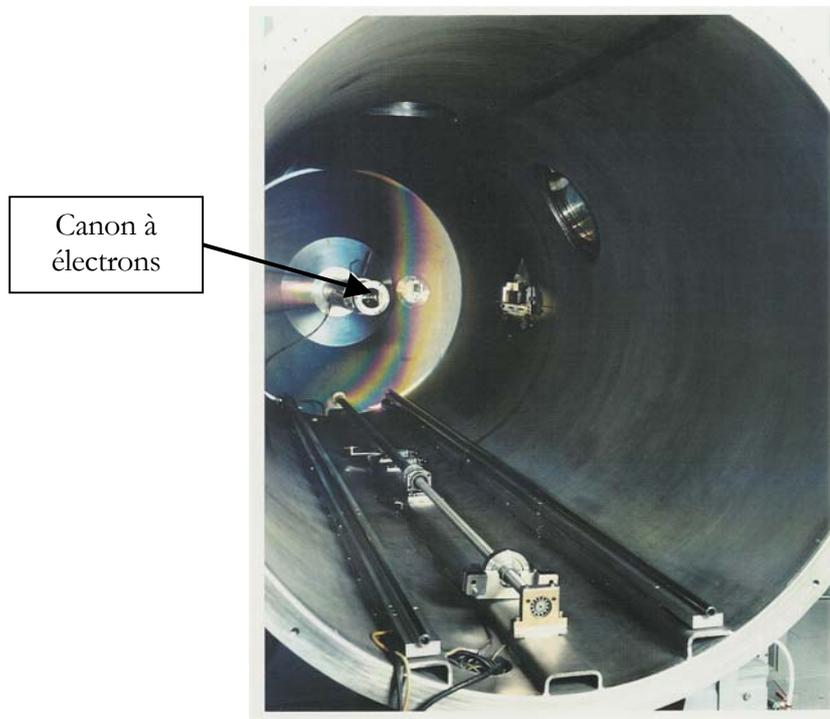
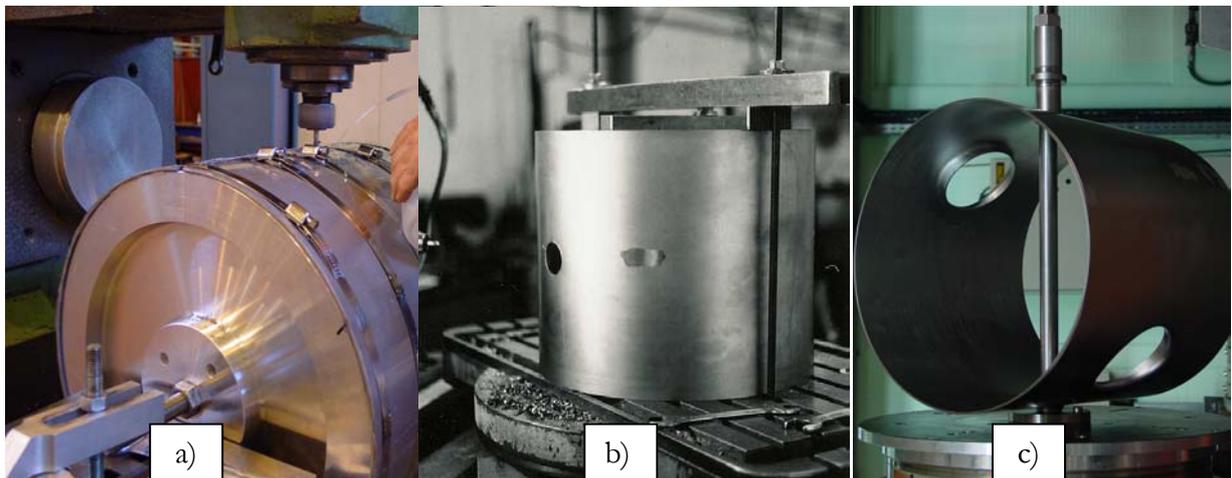


Figure 5.1 : Caisson où sont réalisées les soudures (Dimensions : $\varnothing=1500$ mm, $L=4500$ mm). Puissance du faisceau : 6 kW (Photo CERCA).



Figures 5.2 : Corps de la cavité ; a) pendant l'usinage avant soudure b) pendant la réalisation* des trous pour les piquages HF et la barre centrale et c) après soudure d'un piquage HF (Photos CERCA a) et c), photo IPN b)).

* Les trous sur le corps de la cavité ont été réalisés par l'entreprise Précision Mécanique Duc à Valence en France.

Une étape importante de la fabrication concerne la réalisation de la barre centrale. Pour ce faire, elle est amenée à la forme souhaitée au moyen d'une presse hydraulique (Figure 5.3). Notons que le cordon de soudure principal (visible sur les Figures 5.4 et 5.5) a été placé de façon délibérée à cet endroit pour limiter les risques d'émission électronique car le champ électrique de surface est en effet plus faible à cet endroit de la barre que sur les côtés (voir chapitre IV).

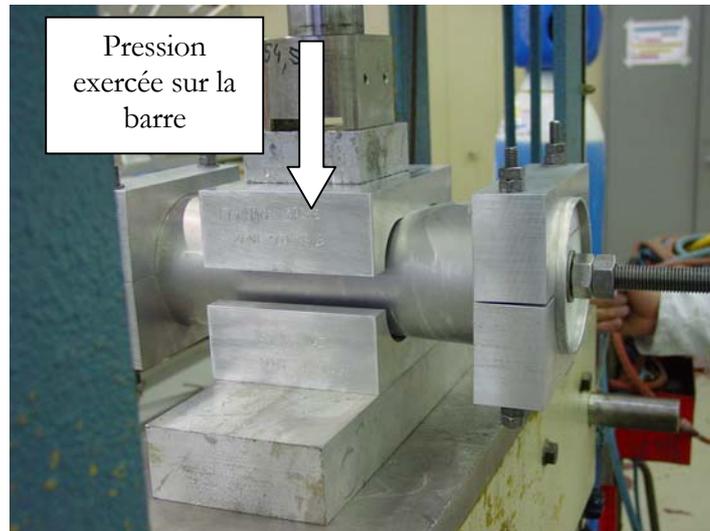


Figure 5.3 : Formation de la barre centrale pendant le pressage.

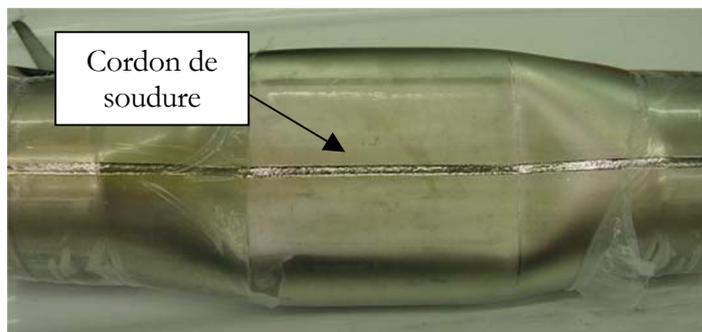


Figure 5.4 :

Barre centrale en sortie de presse.

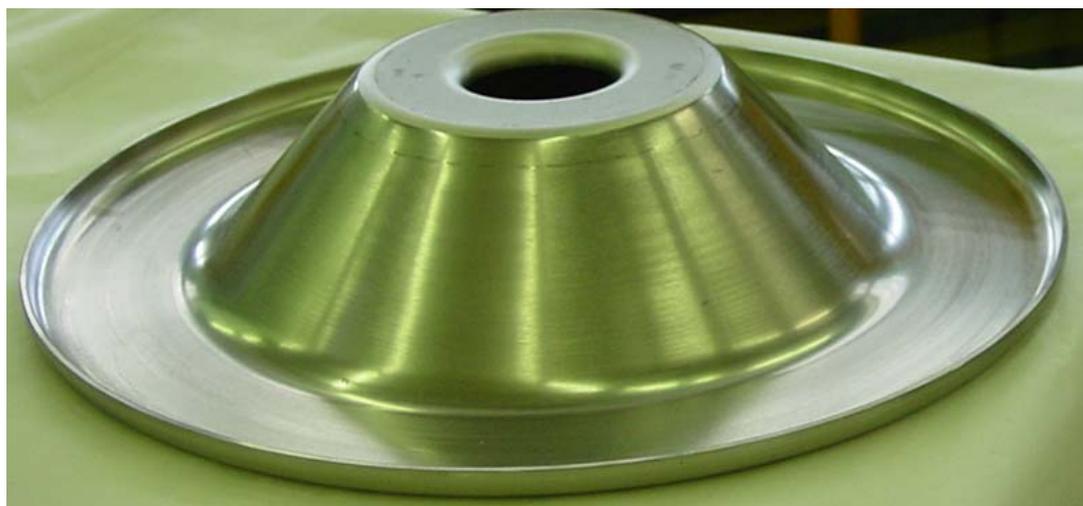
Une fois le pressage achevé, la fabrication de la barre centrale se termine par la réalisation du trou central nécessaire au passage du faisceau (Figure 5.5).

Figures 5.5 :

Barre centrale complètement finie.



Les flancs ont été, quant à eux, réalisés par repoussage* (Figure 5.6 ci-dessous).



Figures 5.6 : Un flanc de la cavité après repoussage.

Cette technique, couramment employée dans l'industrie pour former des pièces à partir de métaux « classiques » tels que l'acier, le cuivre ou l'aluminium, est maintenant bien maîtrisée dans le cas particulier de la fabrication de cavités en niobium ; et plus spécialement dans le formage des demi-cellules des cavités elliptiques. Elle consiste à poser une plaque de niobium sur un mandrin adaptée à la forme souhaitée et à la repousser au moyen d'un outillage adapté (voir illustration Figure 5.7). Précisons que des études sont réalisées à l'INFN de Legnaro afin de fabriquer, à partir d'une seule tôle de niobium, des cavités elliptiques mono et multi-cellules avec cette méthode. L'avantage principal de cette technique de fabrication réside en l'absence de soudure, permettant par exemple de s'affranchir des problèmes récurrents et difficilement contrôlables d'alignement entre deux demi-cellules avant la soudure.

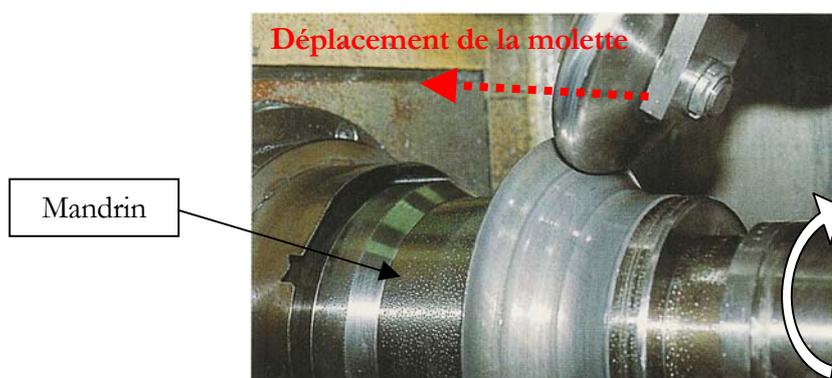


Figure 5.7 : Repoussage d'une tôle (Photo BONITEMPO).

* Cette partie de la fabrication a été réalisée par l'entreprise BONITEMPO à Lyon Caluire en France.

Les tubes faisceau et les renforts sont ensuite soudés sur chaque flanc* (Figure 5.8).

Rappelons que les brides des tubes faisceau et des piquages HF ont été directement usinées dans des rondins de niobium massif, ceci afin de pouvoir effectuer un éventuel recuit de purification de la cavité en nous affranchissant des problèmes de diffusion rencontrés lorsqu'on utilise des brides en inox.

Ensuite, la barre centrale est soudée au corps de la cavité. La dernière étape consiste à venir souder les deux flancs sur les extrémités du corps de la cavité. Ces deux dernières soudures sont délicates à réaliser puisque, contrairement aux autres soudures, elles ne peuvent être contrôlées que de l'extérieur. La cavité complète est illustrée en Figures 5.9-a, b et c.

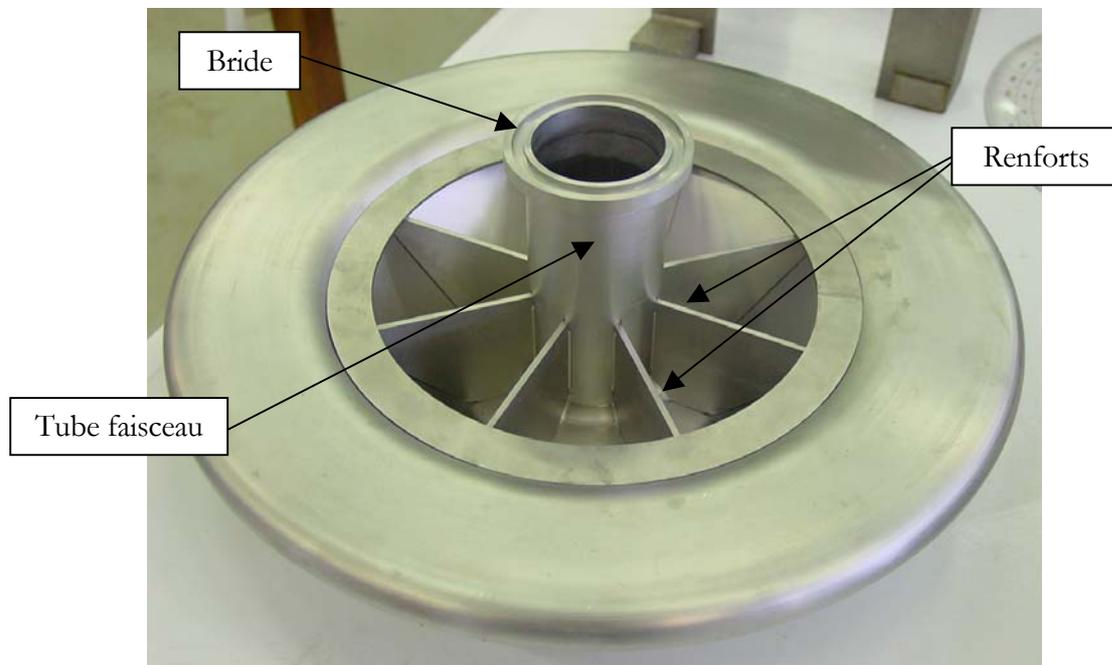


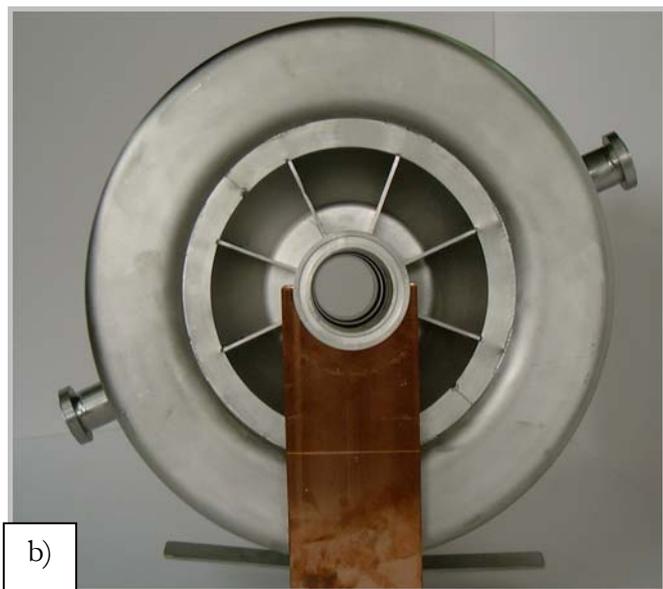
Figure 5.8 : Un flanc prêt à être soudé sur le corps de la cavité.

Une fois terminée, la cavité doit subir un test d'étanchéité qui consiste à la mettre sous vide et à vérifier s'il n'y a pas de fuites au niveau de chaque soudure. Ce test final n'a pas été réalisé à la CERCA mais à l'IPN, car il nécessitait l'emploi d'une structure permettant de maintenir la cavité par les deux brides des tubes faisceau afin d'éviter toute plastification (cf. calculs de mécanique du chapitre IV).

Enfin, la cavité subit un dernier nettoyage avant d'être expédiée.

* Comme on peut le voir sur la figure 4.8, un anneau (d'épaisseur 2 mm) a été rajouté par rapport au design initial pour permettre le maintien et l'alignement des renforts sur le tube faisceau et le flanc de la cavité.

En tout et pour tout, cinq mois ont été nécessaires à la réalisation de cette cavité spoke (i.e. de la réception de la commande le 27 février 2002, à la livraison le 24 juillet 2002). C'est une durée très courte pour la fabrication d'un prototype sachant que près de la moitié de ce temps est dévolu à la réalisation de tous les outillages utilisés pour le formage et le soudage des pièces. Notons qu'un prototype en cuivre a été réalisé pour permettre justement la mise au point de l'outillage.



Figures 5.9 : Photographies de la cavité spoke de 3/4 a), de face b) et de profil c).

3 Les contrôles dimensionnels

Nous avons signalé que des contrôles visuels et des tests de fuite étaient réalisés après chaque étape de soudure. Une autre opération très importante à effectuer consiste à contrôler les dimensions des différentes pièces avant et après soudage. En effet, le non-respect des cotes déterminées grâce aux simulations électromagnétiques peut entraîner une variation de la fréquence de résonance pouvant atteindre parfois plusieurs MHz. Nous le verrons en détails dans le chapitre suivant où nous présentons une étude portant sur le contrôle détaillé de la géométrie de cavités elliptiques 700 MHz.

Un moyen « apparemment » simple de se prémunir contre des variations trop importantes est, évidemment, d'imposer des tolérances très strictes sur les dimensions des parties de la cavité les plus sensibles. Toutefois, il faut savoir que ce choix entraîne automatiquement d'importants surcoûts de fabrication. Une autre approche consiste à tolérer une certaine variation de la fréquence, qui sera bien sûr plus importante que celle visée avec des cotes strictes, mais que l'on aura prévu de compenser avec un banc d'accord adapté à la situation. Ainsi, sachant qu'il est quasiment impossible d'obtenir une cavité qui résonne à la fréquence prévue, au Hertz près, (i.e. une cavité « prête à l'emploi » en quelque sorte), une correction de fréquence est toujours effectuée « à chaud », après réception de la cavité. Lors de cette correction, la cavité subit une déformation plastique qui, toutefois, ne doit pas être trop importante afin de ne pas « stresser » outre mesure le niobium (NB : dans le cas des cavités multi-cellules elliptiques, une déformation individuelle de chaque cellule est réalisée en parallèle pour permettre de régler également le plat de champ). Les calculs préliminaires de mécanique donnant la rigidité et la sensibilité de la cavité permettent respectivement, de dimensionner le banc d'accord et estimer la plage de l'accord en fréquence qu'il est possible de réaliser. Pour faire cet accord, on comprime (ou on allonge) la cavité en prenant appui sur une des brides des tubes faisceau (illustration en Figure 5.10).

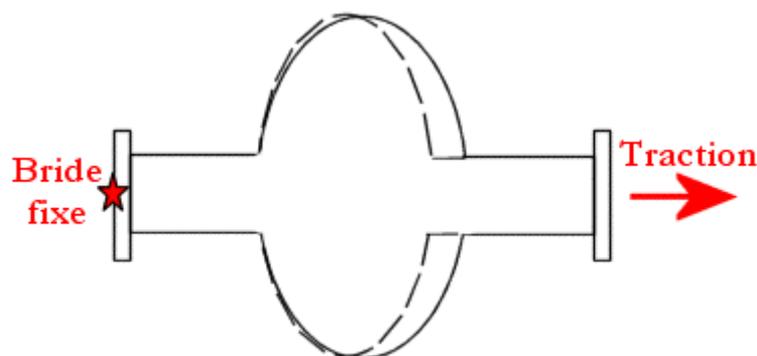


Figure 5.10 : Schéma de la déformation d'une cavité pendant l'accord (forme initiale en pointillé).

Chaque cavité possède ses propres sensibilités aux variations de géométrie. Certains codes de calculs comme SUPERFISH donnent directement les sensibilités df/dr et df/dz des différentes régions de la cavité. Dans le cas particulier des cavités elliptiques, les sensibilités peuvent atteindre plusieurs MHz par millimètre. A titre d'exemple, les valeurs calculées pour la région la plus sensible, qui est celle de l'équateur, sur la cavité mono-cellule elliptique A101 donnent : $df/dr = -4$ MHz/mm et $df/dz = -3.3$ MHz/mm. Sachant que, de manière générale, seuls quelques MHz peuvent être rattrapés sur ces cavités (i.e. de l'ordre de 1 à 2 MHz au maximum), toujours afin de ne pas faire subir de contraintes excessives au niobium, on se rend aisément compte de l'importance des procédures de contrôle durant la fabrication. Signalons qu'une étude complète a été réalisée sur la cavité elliptique 5-cellules, 700 MHz permettant de connaître les différents paramètres nécessaires à son accord en fréquence [154].

Concernant la cavité spoke $\beta 0.35$

Les mesures faites par la CERCA pendant les étapes de formage des différentes pièces de la cavité nous ont été communiquées dans le rapport de fin de fabrication. Nous avons donc pu estimer, grâce aux sensibilités calculées avec MAFLA, les variations de fréquence dues aux différences entre les cotes théoriques et mesurées (Tableau 5.3).

Tableau 5.3 : Estimation de la variation de fréquence due aux erreurs de fabrication.

	Régions	Action sur la fréquence	Sensibilité calculée avec MAFLA (kHz/mm)	Différences par rapport aux cotes théoriques (mm)	Variation de fréquence (kHz)
Action sur le champ magnétique	Diamètre de la cavité	$\varnothing_{cav} \searrow \rightarrow f \nearrow$	~950	-0.1	+95
	Diamètre de la base de la barre centrale	$\varnothing_{base} \searrow \rightarrow f \searrow$	~650	-0.2	-130
Action sur le champ électrique	Profondeur de la partie centrale de la barre centrale	$p \searrow \rightarrow f \nearrow$	~800	-0.2	+160
	Epaisseur de la partie centrale de la barre centrale	$e \nearrow \rightarrow f \searrow$	~600	+0.2	-120
Action sur B et E	Longueur de la cavité (i.e. déplacement de tout le flanc)	$L_{tot} \nearrow \rightarrow f \nearrow$	~450	+1	+450

Variation totale +455

Notons qu'aucune valeur n'a pu nous être fournie concernant l'épaisseur de la partie centrale de la barre centrale, en sortie de presse. Toutefois, nous pouvons penser que l'erreur faite sur la profondeur (-0.2 mm) se retrouve, à peu de chose près, dans l'épaisseur de la barre. Nous avons donc pris +0.2 mm comme différence sur cette cote.

Remarques :

1. Ces mesures dimensionnelles montrent que globalement les tolérances ont été respectées puisque la plupart des cotes avaient été spécifiées à ± 0.2 mm (précision : la longueur de la cavité avait été donnée, quant à elle, à ± 0.5 mm). On peut donc dire que la réalisation d'une cavité spoke ne pose pas de problème particulier, ce qui est de bon augure pour les futurs prototypes que nous envisageons de construire (cf. chapitre VII).
2. La variation globale de la fréquence, attendue lors de la mesure à chaud, devrait tourner autour de 455 kHz et doit être, en tout cas, supérieure à celle calculée avec MAFIA (rappel $f_{\text{calculée}} = 358.66$ MHz). Ces calculs se faisant avec le vide comme milieu diélectrique, il convient de recalculer la fréquence attendue lors des mesures sous air. Pour cela, on considère que la perméabilité du vide et de l'air sont identiques mais on prend comme permittivité relative de l'air $\epsilon_r = 1.00059$. Comme f est proportionnelle à $1/\sqrt{\mu\epsilon}$, on a : $f_{\text{air}} = f_{\text{calculée}} / \sqrt{1.00059}$, d'où une fréquence calculée corrigée égale à 358.55 MHz. Ajoutant les 455 kHz de variation, on devrait donc mesurer une fréquence autour de 359 MHz. NB : La mesure à chaud de la fréquence du fondamental a donné : 358.85 MHz, confirmant ainsi les estimations que nous venons de faire.
3. De toutes les cavités réalisées jusqu'à maintenant pour l'IPN, cette cavité spoke est celle qui a présenté la plus petite variation de fréquence par rapport à celle théorique calculée avec MAFIA. C'est un point très positif par rapport aux cavités elliptiques.

Anticipant quelque peu sur la présentation des mesures effectuées sur la cavité, nous venons de voir que l'estimation de la variation de fréquence due aux erreurs de fabrication correspondait bien avec la mesure effectuée à chaud. Toutefois, nous n'avons pas réalisé, à proprement dit, de contrôle en 3D précis de la géométrie de la cavité (i.e. contrôler les cotes bien sûr mais aussi l'alignement des tubes faisceau, des piquages RF ou encore de la barre centrale par exemple). Ce travail, qui a été accompli sur des cavités prototypes elliptiques 700 MHz, a permis d'expliquer, grâce à ces mesures précises des défauts géométriques, les écarts observés lors des mesures à chaud entre fréquence

théorique et fréquence mesurée pour le mode fondamental mais aussi pour les modes supérieurs. Nous présenterons cette étude dans le prochain chapitre mais passons maintenant aux mesures expérimentales effectuées sur la cavité spoke.

Mesures expérimentales « à chaud »

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les différentes mesures HF et mécaniques effectuées à température ambiante lors de la réception de la cavité spoke. En plus du test de fuite sous vide permettant de valider définitivement la fabrication de la cavité, ces séries de tests nous ont permis de :

- mesurer les fréquences du mode fondamental et des premiers modes supérieurs pour les comparer aux valeurs calculées avec MAFIA,
- calculer le facteur de qualité Q_0 du mode fondamental et de deux modes supérieurs,
- déterminer les longueurs d'antenne nécessaires au couplage critique pour les premières mesures à basse température ($T=4\text{ K}$),
- réaliser le profil du champ accélérateur dans la cavité,
- mesurer la variation de fréquence lors de la mise sous vide,
- et enfin, mesurer la variation de fréquence en fonction de l'allongement (i.e. la sensibilité au tuning) ainsi que la rigidité de la cavité.

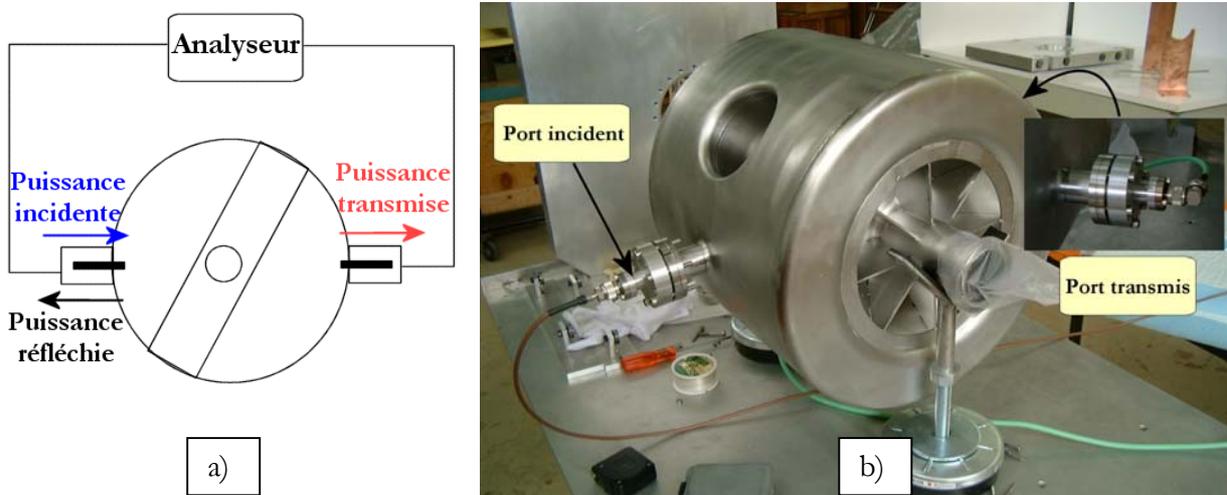
1 Les mesures de fréquences _____

Toutes les mesures de fréquence ont été faites en utilisant un analyseur de réseau relié à la cavité via les deux petits piquages HF $\varnothing 30\text{ mm}$ (voir Figures 5.11-a et b) ; ports HF qui seront utilisés pour les tests à froid. Le couplage a été réalisé au moyen d'antennes en titane de 7mm de diamètre (identiques à celles qui seront utilisées lors des tests à 4 K). L'analyseur a été calibré avant chaque série de tests afin de tenir compte des pertes induites dans les câbles.

Le mode fondamental

Comme évoqué à la fin du paragraphe précédent, la mesure de fréquence du mode fondamental (i.e. $f_0=358.85\text{ MHz}$) a donné un résultat très proche de la fréquence calculée avec MAFIA (pour rappel : $f_0^{\text{vide}}=358.66\text{ MHz}$ et $f_0^{\text{air}}\sim 358.55\text{ MHz}$). Nous avons vu qu'en tenant compte des corrections dues aux défauts de fabrication ($\Delta f=455\text{ kHz}$), les 358.85 MHz mesurés étaient donc

conformes aux prédictions (i.e. $f_0^{\text{air+corrections}} \sim 359$ MHz). Ainsi, malgré les apparentes difficultés de fabrication dues aux nombreuses soudures, la faisabilité d'une telle cavité a été prouvée.



Figures 5.11 : Cavité lors des mesures, schéma explicatif a) et photo b).

Les modes supérieurs (HOM).....

Ces mesures ont été réalisées à la suite du test d'étanchéité qui nécessitait la mise sous vide de la cavité et, donc, son montage sur le banc d'accord à chaud destiné à la base à la cavité elliptique 5-cellules (nous verrons une photo du montage un peu plus loin). Nous avons pu visualiser certains modes supérieurs (voir Figure 5.12) et mesurer leur fréquence à la pression atmosphérique et sous vide. Toutefois, nous n'avons pas pu les observer en totalité puisque nous ne pouvions agir sur le couplage de ces HOM car nous n'utilisons qu'un seul jeu d'antenne. Les valeurs mesurées sont comparées à celles qui ont été calculées avec MAFIA dans le Tableau 5.4.

Remarque : On notera, avec un peu d'anticipation il est vrai, que les différences entre les fréquences calculées et mesurées de chaque mode sont ici bien moins importantes que celles relevées durant les mesures effectuées sur les cavités elliptiques 700 MHz (mesures présentées en totalité au chapitre suivant). En résumé : la plus grande différence avoisine 6 MHz pour la spoke alors que dans le cas des cavités elliptiques, elle est supérieure à 10 MHz pour environ la moitié des modes.

Tableau 5.4 : Relevé des premières fréquences HOM mesurées et comparaison avec les calculs MAFIA.

Modes	Fréquences mesurées			Calculs MAFIA (MHz)		$\Delta f_{\text{Mesures/MAFIA}}$ à la PA (MHz)
	PA* (MHz)	Vide (MHz)	$\Delta f_{\text{PA/Vide}}$ (kHz)	Vide	Correction PA	
TM010 ($\pi/2$)	Non mesurée			427.55	427.42	
TE111	617.40	Non mesurée		614.42	614.24	+3.16
TM011	658.19	658.60	+420	656.80	656.61	+1.58
TM110	752.06	752.28	+220	757.32	757.10	-5.04
TM110 ($\pi/2$)	Non mesurée			784.27	784.04	
TE...	Non mesurée			846.57	846.32	
TE...	869.10	Non mesurée		865.27	865.01	+4.09
TE...	Non mesurée			883.94	883.68	
TM...	893.76	894.20	+440	899.94	899.67	-5.91
TM...	Non mesurée			1008.14	1007.84	
TE...	Non mesurée			1062.36	1062.05	
TM...	Non mesurée			1124.39	1124.06	
TM...	Non mesurée			1127.75	1127.42	
TE...	Non mesurée			1128.91	1128.58	
TE...	1139.66	1140.07	+410	1140.70	1140.36	-0.70
TM...	1154.14	1154.68	+540	? 1155.13	1154.79	-0.65
TM...				? 1155.71	1155.36	-1.22
?	1270.99	1271.62	+630	Non calculés		
?	1289.77	1290.55	+780	Non calculés		

* PA : Pression Atmosphérique

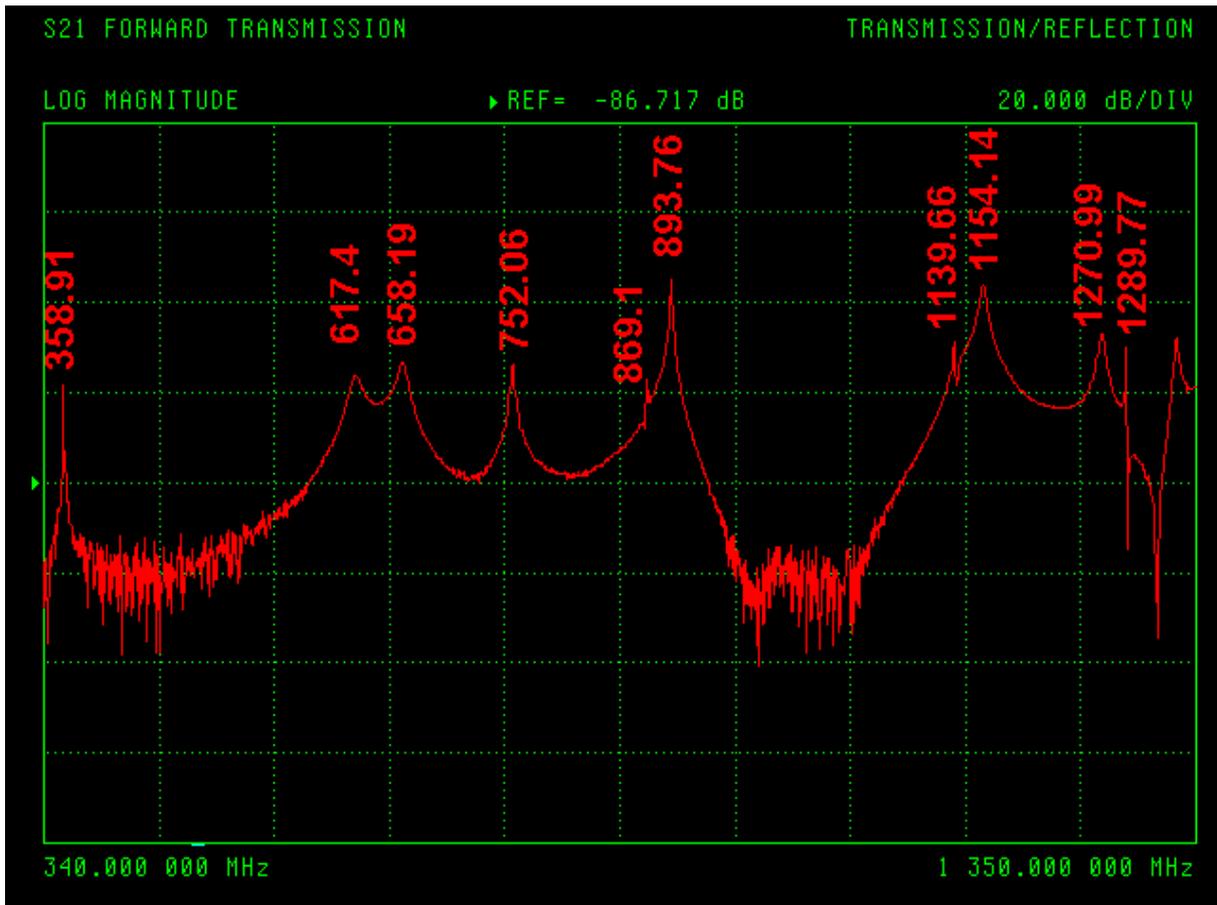


Figure 5.12 : Spectre des modes supérieurs observés à la PA.

2 Calcul du facteur de qualité Q_0

Relation entre Q_0 et les facteurs de qualité Q_L , Q_i et Q_t

Par analogie avec le facteur de qualité intrinsèque Q_0 de la cavité (cf. Chapitre III), on définit, pour une fréquence ω_0 et une énergie U données, le facteur de qualité « en charge » Q_L qui caractérise l'ensemble « cavité + coupleur » comme :

$$Q_L = \frac{\omega_0 U}{P_{\text{tot}}} \quad (5.2)$$

où P_{tot} représente la somme des pertes totales de la cavité ; à savoir les pertes dues à la puissance dissipée par effet Joule sur les parois de la cavité notées P_c , et celles évacuées par les ports incident et transmis, notées respectivement, P_r et P_t .

De même, lorsque la source de puissance est coupée ($P_i=0$), les facteurs de qualité des deux ports incident et transmis ont pour expression respective :

$$Q_i = \frac{\omega_0 U}{P_r} \text{ et } Q_t = \frac{\omega_0 U}{P_t} \quad (5.3)$$

avec P_r : puissance évacuée par l'antenne incidente et P_t : puissance transmise.

Des relations (5.2) et (5.3) et après simplification par $\omega_0 U$, on obtient :

$$Q_L = \frac{1}{\left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_t}\right)} \text{ et donc } \frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_L} - \frac{1}{Q_i} - \frac{1}{Q_t} \quad (5.4)$$

Reste donc à mesurer les facteurs Q_L , Q_i et Q_t .

Mesure de Q_L -----

Le facteur Q_L est directement calculé en transmission par l'analyseur, grâce à la mesure de la bande passante $\Delta\omega^*$ du pic de résonance à ω_0 puisqu'on a la relation :

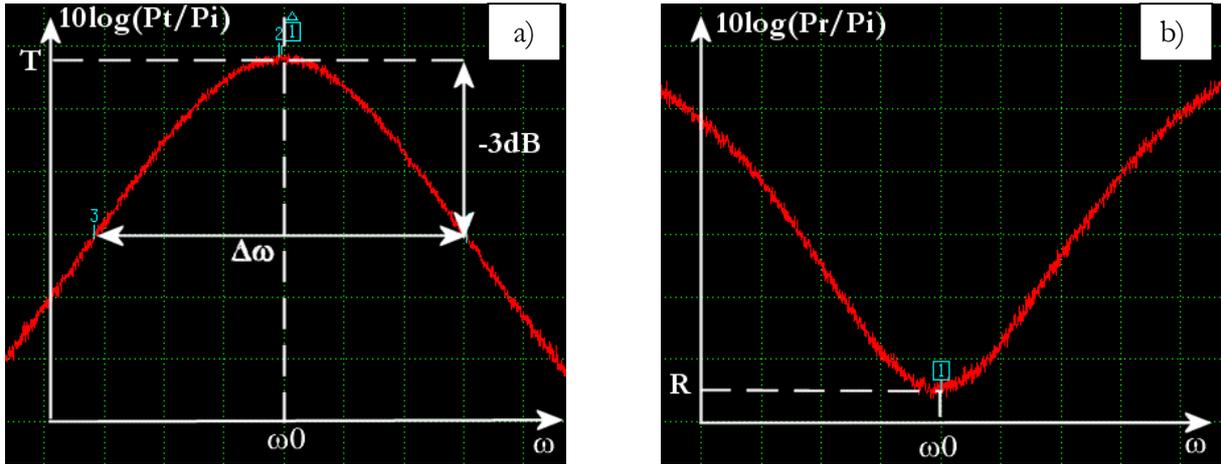
$$Q_L = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (5.5)$$

Remarque : Lors des tests à basses températures, la bande passante du pic de résonance est très étroite (inférieure au Hz) car Q_L est de l'ordre de grandeur de Q_0 (i.e. typiquement entre 10^8 et 10^{10}). La détermination de Q_L se fait donc par la mesure du temps de décroissance des champs (ou de l'énergie stockée) dans la cavité noté τ , qui lui augmente à froid puisque $Q_L = (\omega_0 \tau) / 2$ (ou $=\omega_0 \tau$ avec la mesure de l'énergie).

Mesures de Q_i et Q_t -----

Ces facteurs sont déterminés grâce aux mesures des atténuations R et T (en dB) représentant respectivement, S_{11} le coefficient de réflexion et S_{21} le coefficient de transmission (voir Figures 5.13-a et b).

* $\Delta\omega$ est la bande passante du pic de résonance déterminée à $U/\sqrt{2}$ (ou encore $P_t/2$), ce qui représente une atténuation de 3dB sur le graphe de l'analyseur (voir Figure 5.13-a).



Figures 5.13 : Mesures sur les courbes des pics de résonance en transmission a) et réflexion b).

Par définition, on a :

$$R = 10 \log(P_r/P_i) \text{ et } T = 10 \log(P_t/P_i) \quad (5.6)$$

Le système de la cavité alimenté par une source de puissance via un coupleur peut être traité grâce à une modélisation en circuit électrique équivalent. On peut dès lors obtenir les relations entre les différentes puissances du système (incidente, transmise et dissipée dans la cavité). On a alors :

$$\frac{P_r}{P_i} = \left(2 \frac{Q_L}{Q_i} - 1\right)^2, \quad \frac{P_t}{P_i} = 4 \frac{Q_L}{Q_i} \frac{Q_L}{Q_t} \text{ et } \frac{P_c}{P_i} = 4 \frac{Q_L}{Q_0} \frac{Q_L}{Q_i} \quad (5.7)$$

D'où on tire de (5.6) et (5.7) :

$$Q_i = \frac{2Q_L}{1 \pm \sqrt{P_r/P_i}} = \frac{2Q_L}{1 \pm 10^{R/20}} \text{ et } Q_t = 4Q_L \frac{Q_L}{Q_i} \frac{P_i}{P_t} = 4Q_L \frac{Q_L}{Q_i} \frac{1}{10^{T/10}} \quad (5.8)$$

Connaissant Q_L , R et T , on en déduit Q_i et Q_t et par conséquent Q_0 .

Remarque : Pour le calcul de Q_i dans (5.8), on utilise le signe + lorsque la cavité est sur-couplée et le signe - lorsqu'elle est sous-couplée avec le port incident (ces notions de couplage sont expliquées après). Toutefois, on ne sait pas a priori si la cavité est sur ou sous-couplée lorsqu'on mesure les paramètres R et T . Cette information ne nous est fournie qu'à la fin des calculs.

Résultats des mesures

Le mode fondamental-----

Les mesures ont été réalisées avec différentes longueurs d’antennes incidentes et transmises afin d’avoir une petite statistique sur la valeur du Q_0 mesuré (exemple d’une mesure sur l’analyseur en Figures 5.14-a et b). Comme on peut le constater dans le Tableau 5.5, les valeurs obtenues tournent autour de 6000, la moyenne étant de 6125 pour cette série de mesures. La valeur théorique calculée à partir de MAFIA est de 6547 (recalculée avec une résistivité du niobium de $17 \mu\Omega.cm$ à $20^\circ C$).

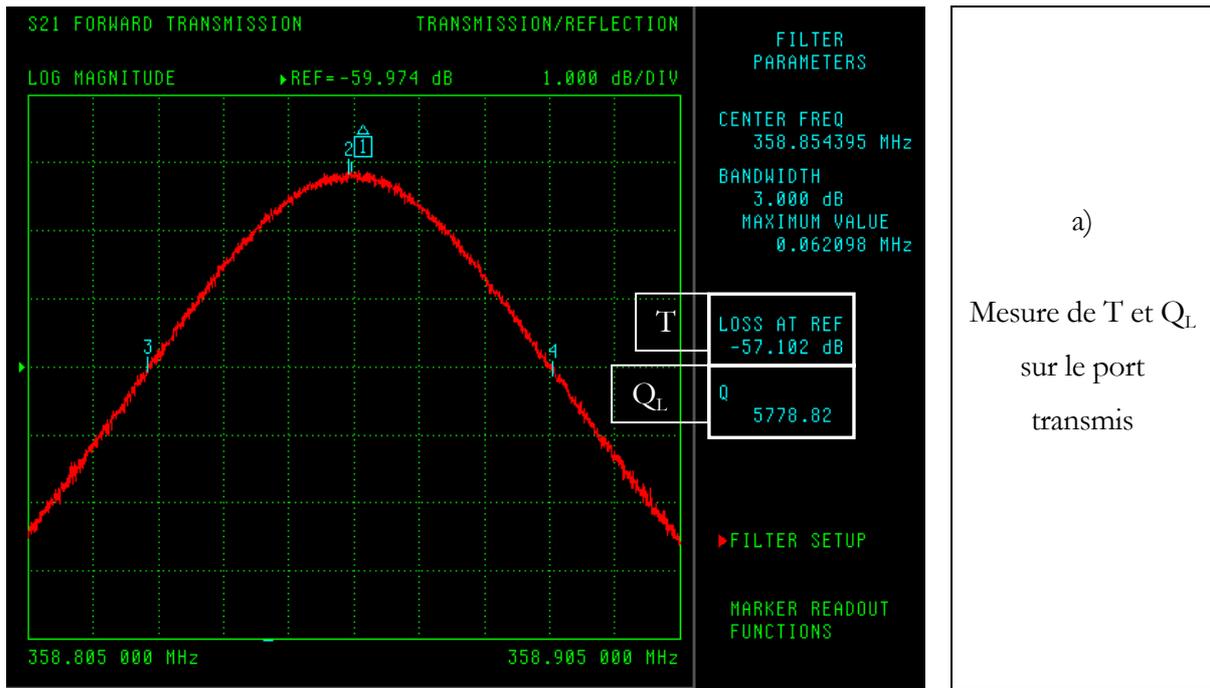
On peut noter que les écarts varient assez sensiblement, entre 1 et 10% par rapport à la valeur théorique. Ceci peut certainement être expliqué par deux choses :

1. Le fait que ces mesures aient été faites sur plusieurs jours dans des conditions initiales différentes de température, hygrométrie et pression, (voire même parfois changeantes en cours de mesure, notamment en ce qui concerne la température), ne nous a pas permis d’avoir une fréquence stable. L’idéal aurait été de se placer dans une pièce à température et pression constantes...
2. Il a été démontré expérimentalement que les précisions des mesures dépendaient fortement de la valeur du couplage β_i et montraient un minimum pour $\beta_i \sim 1$ [155]. On remarque dans le tableau que les écarts maxima proches des 10% sont pour les mesures réalisées avec respectivement les couplages les plus faibles et les plus forts.

Malgré ces « mauvaises conditions », l’ensemble des mesures reste cohérent avec la valeur théorique calculée.

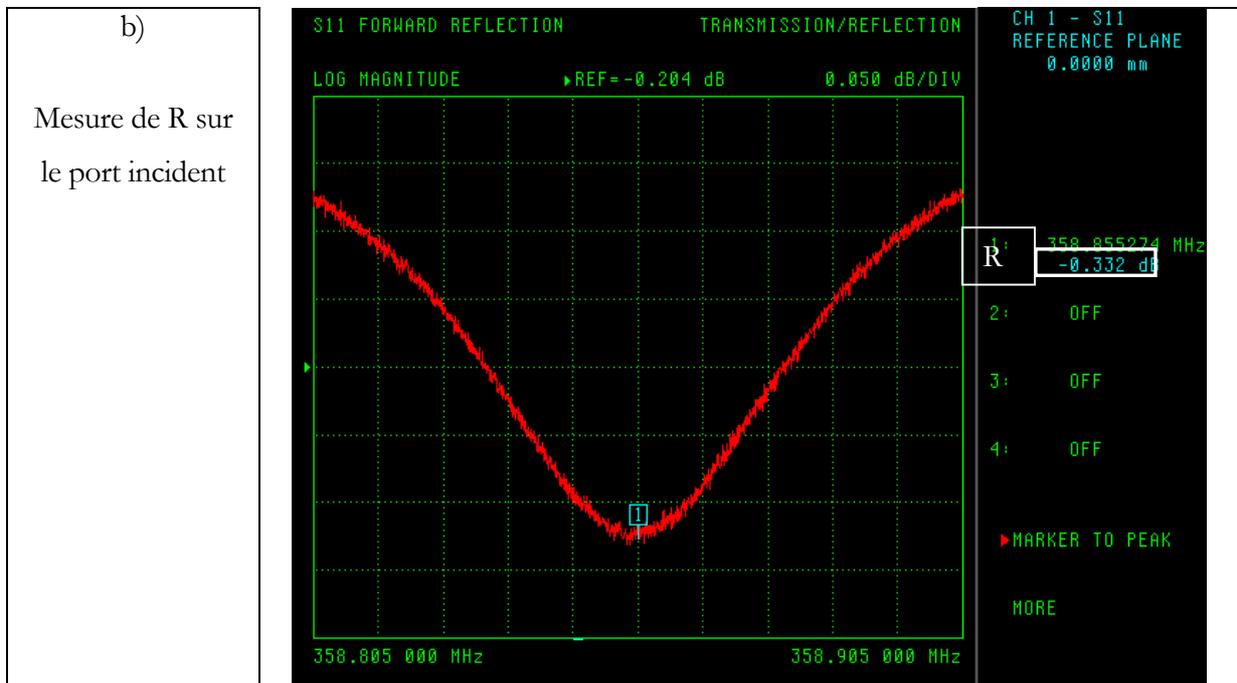
Tableau 5.5 : Mesures du facteur de qualité Q_0 .

Q_L	R (dB)	T (dB)	Q_i	Q_t	Q_0	Ecart par rapport au Q_0 théorique	β_i
5779	-0.33	-57.10	308200	2.224E+08	5890	10.0%	0.02
5929	-0.34	-59.89	312507	4.383E+08	6044	7.7%	0.02
6184	-0.77	-60.14	145791	1.085E+09	6458	1.4%	0.04
5664	-1.97	-63.25	55774	4.866E+09	6304	3.7%	0.11
4650	-5.70	-54.57	19327	1.280E+09	6123	6.5%	0.32
4630	-6.49	-51.03	17602	6.170E+08	6283	4.0%	0.36
1848	-8.36	-49.90	2674	4.991E+08	5980	8.7%	2.24
1830	-8.36	-54.00	2648	1.270E+09	5922	9.5%	2.24



a)

Mesure de T et Q_L sur le port transmis



b)

Mesure de R sur le port incident

Figure 5.14 : Mesures sur mode fondamental des paramètres T et Q_L en transmission a) et R en réflexion b).

Les modes supérieurs-----

Nous n'avons pas réalisé la mesure sur chaque HOM que nous avons observé, mais uniquement sur deux modes : un monopolaire (f=658.18 MHz) et un dipolaire (f=752.20 MHz). Comme on peut le voir dans le Tableau 5.6 ci-dessous, les valeurs de Q_0 mesurées sont en très bon accord avec les valeurs calculées avec MAFIA.

Tableau 5.6 : Comparaison du facteur de qualité Q_0 mesuré et calculé.

Fréquence (MHz)	Q_L	R (dB)	T (dB)	Q_i	Q_t	Q_0 mesuré	Q_0 calculé	Ecart
658.18	2619	-7.695	-40.57	3709	8.435E+07	8914	9194	3.1%
752.20	4330	-20.797	-44.63	7936	2.744E+08	9530	9403	1.4%

Coefficients de couplage-----

Nous avons mentionné à plusieurs reprises la notion de couplage de la cavité avec les ports incident et transmis. Définissons à présent les paramètres de couplage β_i et β_t .

Le coefficient de couplage β_i (resp. β_t) est défini comme étant le rapport entre le facteur de qualité intrinsèque de la cavité et le facteur de qualité du port incident (resp. transmis) :

$$\beta_i = \frac{Q_0}{Q_i} \text{ et } \beta_t = \frac{Q_0}{Q_t} \text{ avec } \beta_i \text{ et } \beta_t > 0 \text{ (5.9)}$$

A partir de (5.9), on peut réécrire le rapport entre la puissance réfléchie et la puissance incidente de l'équation (5.7) en fonction de β_i comme suit :

$$\frac{P_r}{P_i} = \left(2 \frac{Q_L}{Q_i} - 1 \right)^2 = \left(2 \frac{Q_L}{Q_0} \frac{Q_0}{Q_i} - 1 \right)^2 = \left(2 \frac{Q_L}{Q_0} \beta_i - 1 \right)^2 \text{ (5.10)}$$

Dans le cas d'une cavité alimentée par une seule source de puissance, en utilisant de nouveau le modèle du circuit équivalent, on obtient une autre relation entre β_i , β_t , P_r et P_i , soit :

$$\frac{P_r}{P_i} = \left(\frac{\beta_i - 1 - \beta_t}{\beta_i + 1 + \beta_t} \right)^2 \text{ (5.11)}$$

Généralement, lors des tests à basses températures, on s'arrange toujours pour que $\beta_t \ll \beta_i$ (comme on le verra dans le paragraphe suivant, on détermine la longueur des antennes utilisées dans chaque port pour avoir $Q_t \gg Q_i$).

Dès lors, on peut négliger β_t dans (5.11) et on a : $\frac{P_r}{P_i} = \left(\frac{\beta_i - 1}{\beta_i + 1} \right)^2$ (5.12)

Et, d'après (5.10) et (5.12) on a : $Q_L = \frac{Q_0}{\beta_i + 1}$ (5.13)

On parle alors de **couplage critique** lorsque la puissance réfléchie P_r est nulle. D'après (5.12), cela revient donc à avoir : $\beta_i = 1$. Dans ce cas-là, l'équation (5.13) permet de trouver une relation simple entre Q_0 et Q_L , soit :

$$Q_0 = 2Q_L \quad (5.14)$$

Suivant la même logique, on dit que la cavité est **sur-couplée** lorsque $\beta_i > 1$, et **sous-couplée** lorsque $\beta_i < 1$.

Remarque : se placer au couplage critique lors des tests RF à froid comporte plusieurs intérêts :

- éviter que de la puissance ne soit inutilement réfléchié dans le circuit pour, notamment, pouvoir ainsi bénéficier de la puissance maximale disponible dans l'amplificateur.
- avoir la meilleure précision de mesure possible sur le Q_0 et, par conséquent, sur le champ accélérateur puisque E_{acc} est proportionnel à $\sqrt{Q_0}$.

Nous allons maintenant chercher à calculer les longueurs des deux antennes incidente et transmise permettant de se mettre au couplage critique lors des tests à 4 K.

3 Calcul des longueurs d'antennes

Les deux ports de couplage RF étant strictement identiques (i.e. même diamètre $\varnothing 30$ mm, même longueur, même brides, même position relative à 45° par rapport à l'axe faisceau), on a donc un couplage similaire sur chaque port pour une longueur d'antenne donnée. Les mesures effectuées sur un port de couplage seront, par conséquent, valables pour l'autre port. Comme évoqué en début de

chapitre, nous avons réalisé cette série de mesures avec les antennes qui seront utilisées lors des tests à basses températures, afin d'être le plus précis possible.

D'après les calculs faits avec MAFIA, la cavité aura un facteur de qualité Q_0 de $1.92 \cdot 10^9$ (à $T=4$ K). Pour les raisons évoquées précédemment, nous allons nous placer au couplage critique $\beta_i=1$. Nous souhaitons donc avoir $Q_i=Q_0=1.92 \cdot 10^9$. De plus, d'après (5.4), Q_t doit être supérieur de plusieurs ordres de grandeur à Q_0 et Q_i afin que la puissance transmise soit négligeable devant les pertes de la cavité. Généralement, il est d'usage de choisir $Q_t \geq 100Q_0$, soit $Q_t \geq 1.92 \cdot 10^{11}$.

Technique de calcul

Nous savons que, lorsque la fréquence d'un mode résonant est inférieure* à la fréquence de coupure du port de couplage, les champs électromagnétiques de ce mode décroissent de façon exponentielle à l'intérieur de celui-ci. On a donc $E \propto e^{(-k_{\text{port}}x)}$ avec k_{port} : le nombre d'onde du port de couplage. De plus, Q_t étant proportionnel à $1/E^2$, on a directement la relation :

$$Q_t \propto e^{(-2k_{\text{port}}L)} \quad (5.15)$$

avec L : la longueur de l'antenne.

Les mesures de plusieurs valeurs de Q_t pour différentes longueurs d'antennes connues pourront être « fitées » par une courbe de tendance dont nous connaissons l'équation. Il sera alors facile d'en déduire les longueurs d'antennes voulues pour les valeurs de Q_i et Q_t visées.

Mesures

A la vue des résultats précédents ($10^8 < Q_t < 10^{10}$, cf. Tableau 5.5), nous avons réalisé les mesures sur le port transmis. Pour une longueur d'antenne incidente fixe ($L_i=117.8$ mm), nous avons calculé trois valeurs de Q_t en utilisant donc trois longueurs d'antenne différentes† sur le transmis (Tableau 5.7). La courbe de tendance passant par ces trois points de mesures et son équation sont représentées en Figure 5.15.

* Dans le cas du mode fondamental, sa fréquence ($f_0=358.85$ MHz) est bien inférieure à la fréquence de coupure des ports de couplage ($f_{c \text{ ports}}=2.405 \cdot c/2\pi \cdot r=7.65$ GHz avec $r=15$ mm).

† Nous ne disposons pour ces mesures que de 4 antennes en titane (une pour le port incident et, par conséquent, trois pour le transmis).

Tableau 5.7 : Résultats des mesures du Q_t

Longueur de l'antenne transmise (mm)	Q_L	T (dB)	R (dB)	Q_0	Q_i	Q_t
80.10	1848	-49.9	-8.36	5980	2674	4.991E+08
77.04	1830	-54.0	-8.36	5922	2648	1.270E+09
52.48	2405	-87.2	-8.41	7755	3486	3.483E+12

Calculées à partir de l'équation dans l'encadré rouge sur la Figure 5.15, les longueurs nécessaires sont :

- $L_t=75.84$ mm (pour un Q_t de $1.92 \cdot 10^9$),
- et $L_t=61.50$ mm (pour un Q_t de $1.92 \cdot 10^{11}$).

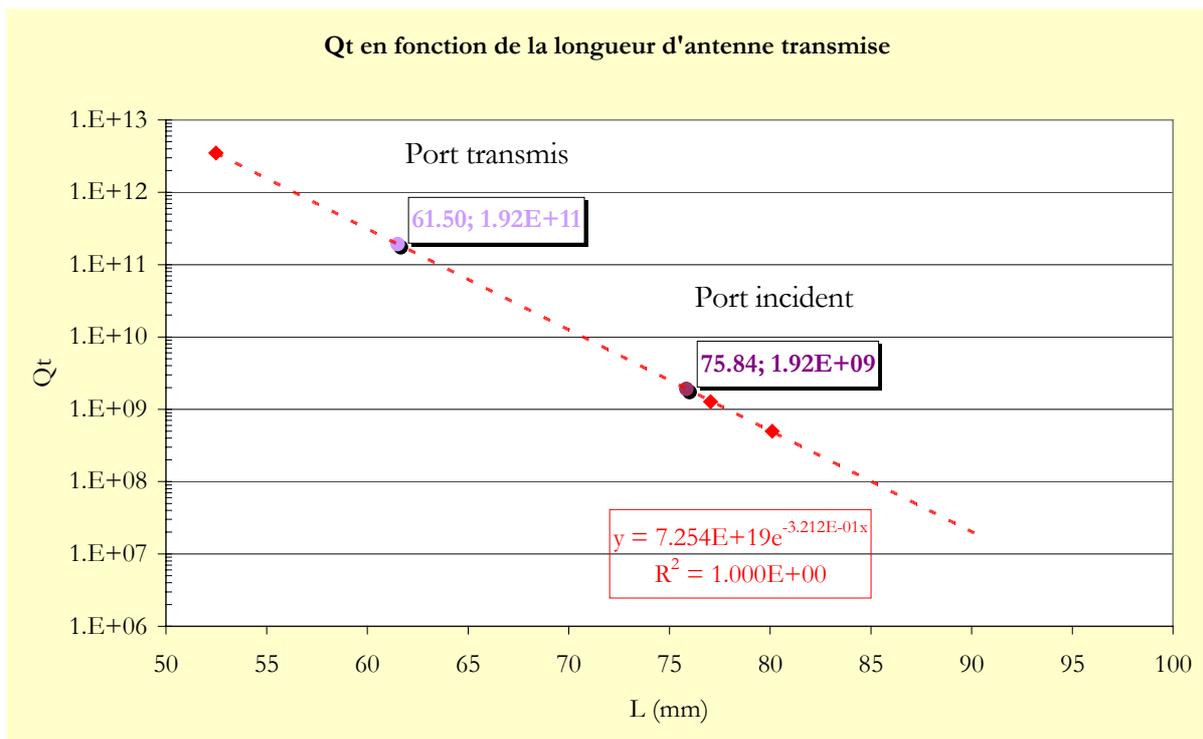


Figure 5.15 : Evolution de Q_t en fonction de la longueur de l'antenne transmise. Les mesures sont représentées par les losanges rouges. Egalement représentés, les 2 points calculés à partir de l'équation de la courbe de tendance.

Remarque : l'équation de la courbe de tendance nous donne le facteur de proportionnalité et la valeur du coefficient $2k_{\text{port}}$ de la relation (5.15), à savoir respectivement, $7.254 \cdot 10^{19}$ et 321.2 m^{-1} . Cette dernière valeur est facilement calculable à partir de la relation de dispersion, ce qui nous donne :

$$k_{\text{port}} = \sqrt{k_c^2 - k_0^2} = \sqrt{\left(\frac{2.405}{r}\right)^2 - \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2} \quad (5.16)$$

avec k_c : le nombre d'onde de coupure, k_0 : le nombre d'onde du mode fondamental et r : le rayon du port de couplage.

Avec $f_0=358.85$ MHz et $r=1.5$ cm, on obtient : $2k_{\text{port}}=320.3$ m⁻¹; valeur qui est en bon accord avec celle obtenue par les mesures.

4 Profil du champ électrique accélérateur sur l'axe _____

Les mesures du champ accélérateur sur l'axe de la cavité ont été réalisées par la méthode des perturbations. Le profil ainsi obtenu a pu être comparé à celui issu des calculs HF faits avec MAFIA.

La méthode des perturbations

Le théorème de Slater établit qu'un petit objet, métallique ou diélectrique, introduit dans une cavité, induit un changement de son énergie stockée et une variation de la fréquence de résonance qui est proportionnelle à la distribution des champs électromagnétiques de la cavité [156] ; soit :

$$\omega_p^2 = \omega_0^2 \left[1 + \frac{\iiint_{\tau} (\mu_0 |\vec{H}|^2 - \epsilon_0 |\vec{E}|^2) d\tau}{\iiint_V (\mu_0 |\vec{H}|^2 + \epsilon_0 |\vec{E}|^2) dV} \right] \quad (5.17)$$

avec ω_p : la fréquence perturbée, ω_0 : la fréquence non perturbée du mode résonant, τ : le volume de l'objet perturbateur, V : le volume de la cavité, et \vec{H} et \vec{E} : les champs électromagnétiques.

D'après (5.17), dans le cas d'une faible perturbation, on peut exprimer la variation de fréquence $\Delta\omega = \omega_p - \omega_0$, comme suit :

$$\frac{\omega_p - \omega_0}{\omega_0} = \frac{1}{4U} \iiint_{\tau} (\mu_0 |\vec{H}|^2 - \epsilon_0 |\vec{E}|^2) d\tau \quad (5.18)$$

avec U : l'énergie stockée dans la cavité non perturbée.

Il est alors possible de résoudre l'intégrale de champ en considérant que le volume de l'objet perturbateur est suffisamment petit pour que la perturbation locale des champs électromagnétiques due à l'objet soit négligeable par rapport aux champs non perturbés dans toute la cavité. Autrement dit, les champs E et B sont supposés uniformes autour de l'objet (voir Figure 5.16). On obtient alors, suivant la nature et la forme de l'objet perturbateur, des expressions simples entre $\Delta\omega$ et les carrés des champs électrique et magnétique, comme par exemple dans le cas d'un objet sphérique de rayon r :

- s'il est métallique :
$$\frac{\omega_p - \omega_0}{\omega_0} = -\frac{\pi r^3}{U} \left[\epsilon_0 E_0^2 - \frac{\mu_0}{2} H_0^2 \right] \quad (5.19),$$

- si c'est un diélectrique :
$$\frac{\omega_p - \omega_0}{\omega_0} = -\frac{\pi r^3}{U} \left[\epsilon_0 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} E_0^2 + \mu_0 \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 2} H_0^2 \right] \quad (5.20).$$

ϵ_r et μ_r sont respectivement les permittivité et perméabilité relatives du diélectrique.

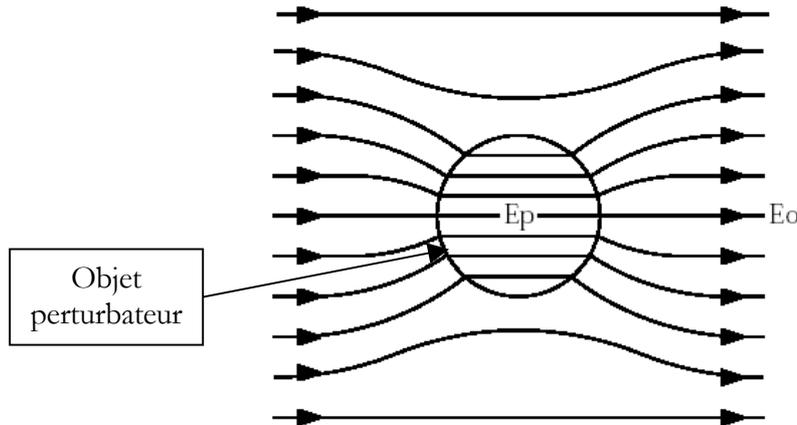


Figure 5.16 : Perturbation d'un champ électrique uniforme E_0 créée par un objet sphérique (diélectrique dans cette illustration). E_p est le champ électrique perturbé.

Dans le cas du mode fondamental, on sait que la composante magnétique est nulle sur l'axe. La variation de fréquence induite par le déplacement de l'objet perturbateur suivant cet axe est donc uniquement proportionnelle au carré du champ accélérateur. On a donc :

$$\frac{\omega_p - \omega_0}{\omega_0} = -\frac{K}{U} E_0^2 \quad (5.21)$$

où K est un facteur dépendant du volume et de la nature de l'objet (soit par exemple $\pi r^3 \epsilon_0$ dans l'équation (5.19) pour la sphère métallique).

Le calcul des valeurs réelles du champ électrique nécessite de connaître, en plus de K , $\Delta\omega$ et ω_0 , l'énergie stockée dans la cavité U . Dans notre cas, la réalisation du profil du champ accélérateur a été faite en mesures relatives puisque nous ne connaissions pas l'énergie stockée dans la cavité. Nous n'avons donc mesuré que la variation de fréquence du mode fondamental.

Mesure de $\Delta\omega$

La variation de fréquence du mode considéré peut être mesurée soit directement sur l'analyseur de réseau soit par une mesure de la phase de la cavité, notée θ , puisqu'on a la relation :

$$\frac{\omega_p - \omega_0}{\omega_0} = \frac{1}{2Q_L} \tan \theta, \text{ où } \omega_0 \text{ et } Q_L \text{ sont connus (5.22).}$$

Nous avons utilisé cette technique de mesure de phase car nous avons alors une meilleure sensibilité sur les valeurs mesurées (soit une variation totale de la phase de 50° , pour une variation de fréquence totale de 70 kHz).

Le dispositif expérimental.....

L'objet perturbateur utilisé pour les mesures a été une bille en inox de 10 mm de diamètre, fixée sur un fil en nylon. Un système de poulies réglables a permis de tendre et centrer le fil sur l'axe faisceau de la cavité, afin de ne pas avoir de flèche due au poids de la bille et de ne mesurer que la composante axiale du champ électrique du mode fondamental. Le montage est présenté ci-dessous en Figure 5.17.

Remarque : Généralement, pour obtenir une plus grande précision et surtout une plus grande souplesse d'utilisation, la mesure de $\Delta\omega$ se fait grâce à un banc de test entièrement automatisé (Figure 5.18). Le déplacement de l'objet se fait grâce à un moteur pas-à-pas et un système contrôle la position de celui-ci à chaque déplacement. Ce déplacement est couplé à une acquisition de données gérée directement par un ordinateur. Un tel système est actuellement en cours d'étude pour être installé sur le nouveau banc de test à chaud spécialement dédié aux mesures mécaniques.

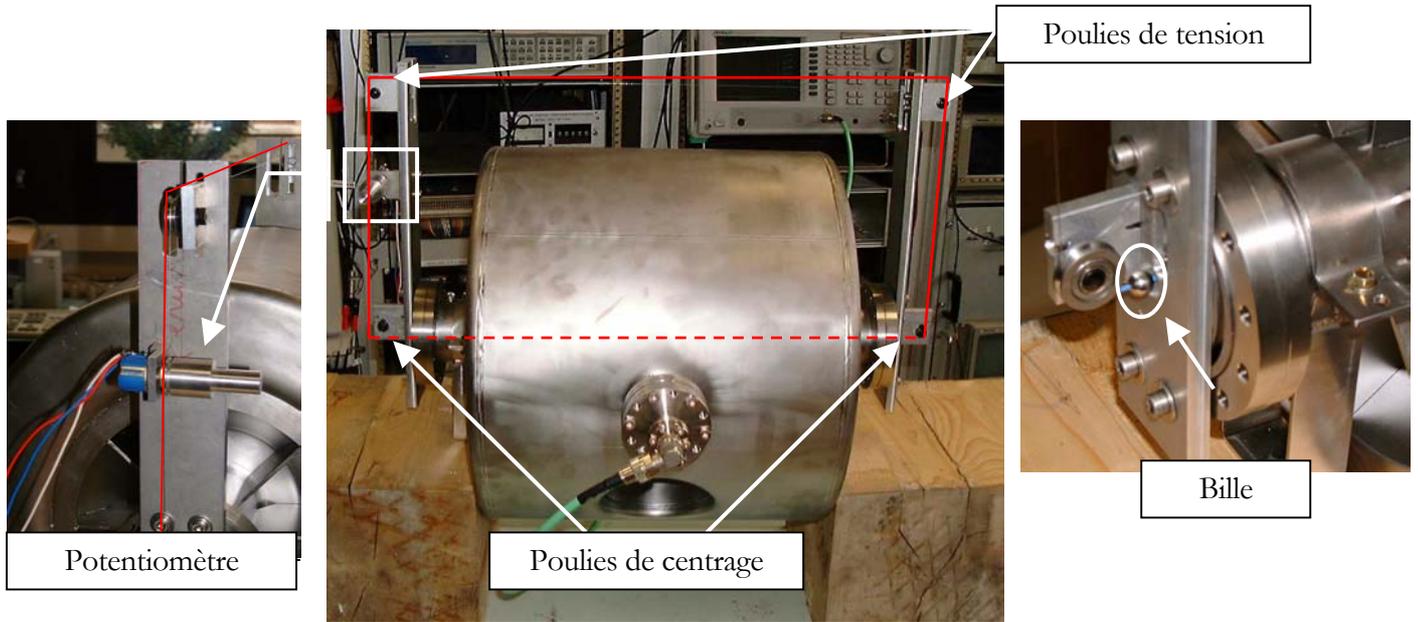


Figure 5.17 : Photographies du montage (le fil est symbolisé en rouge pour plus de clarté).

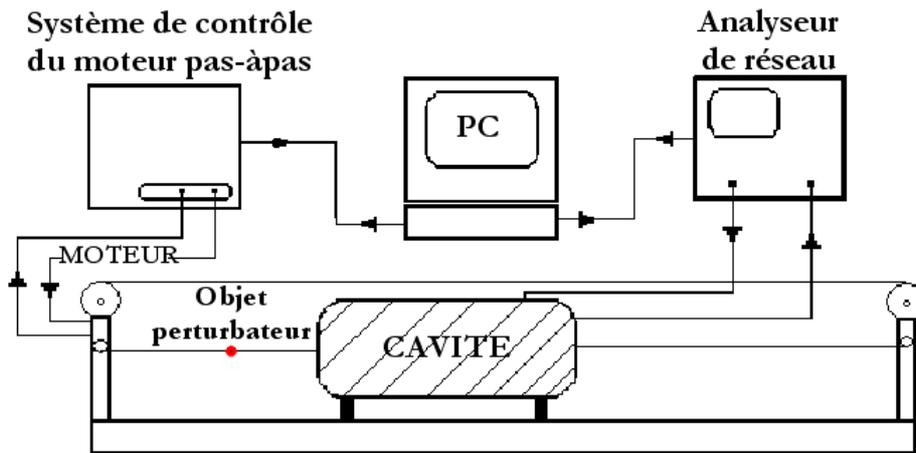


Figure 5.18 : Schéma du banc de test automatisé.

Calibrage de la position de la bille.....

Le déplacement de la bille se fait en tournant le potentiomètre visible sur la photographie en Figure 5.17. Ce potentiomètre de 5 k Ω est couplé à une source de courant et un nanovoltmètre permettant la lecture du voltage pendant le mouvement de la bille. Connaissant la longueur totale de la cavité (L=505 mm, contrôle effectué au LAL avec la machine présentée dans le chapitre suivant), nous avons déterminé la sensibilité voltage/déplacement (Tableau 5.8). La source délivrait 40 μ A afin de rester sur une même gamme de mesure du nanovoltmètre 0-200 mV.

Tableau 5.8 : Sensibilité voltage/déplacement de la bille.

Abscisse z (mm)	Voltage (mV)	
	Série n°1	Série n°2
0	4.923	4.460
515*	187.222	186.525

Sensibilité (mV/mm)	0.3540	0.3535
----------------------------	---------------	---------------

Résultats des mesures

91 points de mesures ont été pris pendant la série n°1 et, comme annoncé précédemment, nous avons observé une variation totale de phase de 50° (correspondant à une variation de fréquence de 70 kHz). La fréquence du mode fondamental et le facteur de qualité en charge mesurés pendant ces deux séries valaient respectivement, 358.908 MHz et 5905 pour la première, 358.909 MHz et 5600 pour la seconde. Puisque nous ne connaissons pas l'énergie stockée dans la cavité, nous n'avons obtenu que des mesures relatives de champ. Chaque valeur du champ accélérateur a donc été normalisée par rapport à la valeur maximale de champ mesurée (voir graphique $E_{acc}/E_{max}=f(z)$ en Figure 5.19). Ces valeurs ont été comparées à celles calculées avec MAFIA.

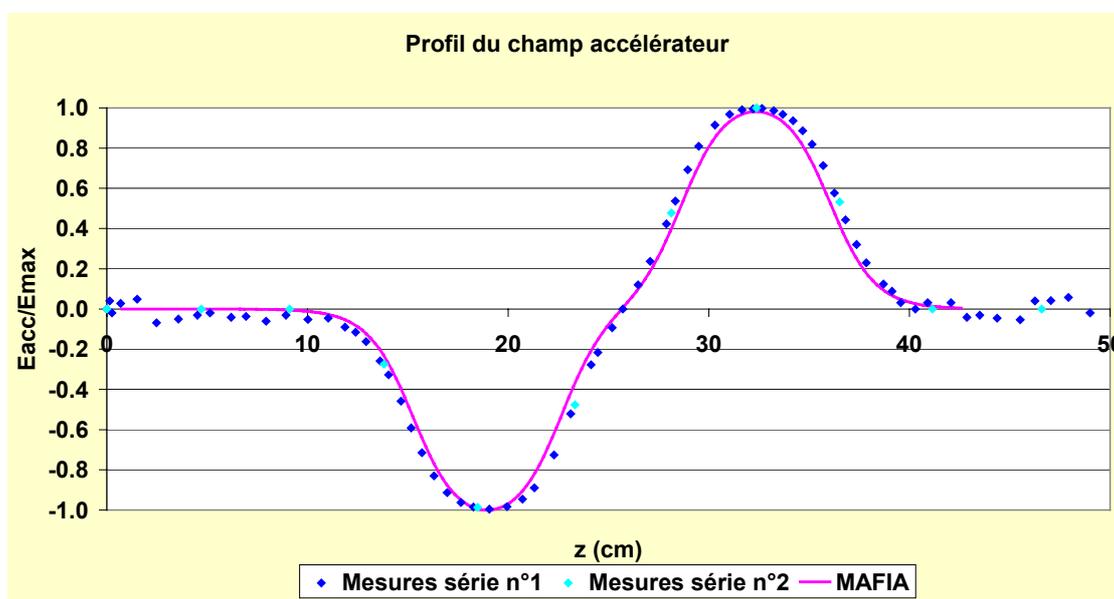


Figure 5.19 : Comparaison du profil du champ accélérateur calculé et mesuré.

* Le début et la fin des mesures ont été pris lorsque la bille était sortie du tube faisceau d'où une longueur totale parcourue de $505+10=515$ mm (la valeur de l'abscisse correspond à chaque fois au centre de la bille).

NB : La série de mesures n°2 ne comporte que quelques points car elle a simplement servi à vérifier que le calibrage calculé pendant la première série était juste et que la variation de phase était identique.

On peut affirmer que les mesures réalisées concordent bien avec les valeurs théoriques.

5 Mesures de la variation de fréquence de la cavité lors de la mise sous vide

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la cavité devait être maintenue par un support suffisamment rigide pour ne pas qu'elle se plastifie pendant la mise sous vide. Suite aux calculs réalisés, nous avons donc utilisé le banc de test initialement prévu pour l'accord en fréquence de la cavité elliptique 5-cellules.

Dispositif expérimental.....

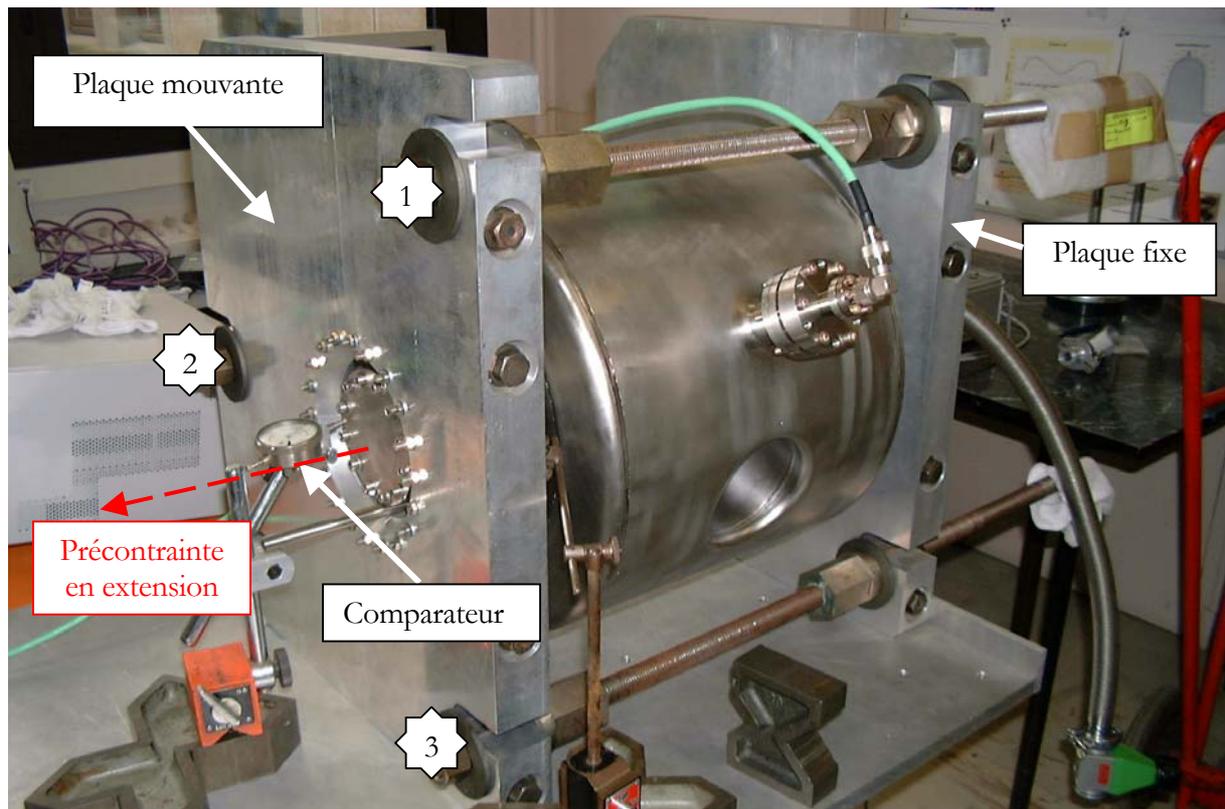


Figure 5.20 : Montage de la cavité sur le banc de test.

Avant chaque série de test, une précontrainte en extension de 0.4 mm au maximum a été exercée sur la cavité au moyen des trois barres, afin de « mettre en place » le système et compenser déjà en

partie le déplacement en compression dû au pompage. Des comparateurs ont été disposés sur les plaques de maintien et les brides faisceau pour contrôler les déplacements de la cavité lors de la précontrainte initiale et pendant le pompage afin d'éviter toute plastification (Rappel : l'allongement maximum total de la cavité ne doit pas dépasser 0.8 mm pour rester sous la limite fixée à 50 MPa).

Mesures.....

Nous avons fait deux séries de mesures, en août et septembre, représentant au total une dizaine de cycles « mise sous vide & remontée à la pression atmosphérique (PA) » (voir Tableau 5.9). Nous avons mesuré la variation de fréquence du fondamental après chaque mise sous vide et remontée à la PA. La fréquence du mode fondamental avant les 2 séries était de : 358.86 et 358.91 MHz.

Notons que le test d'étanchéité a été réalisé après la première série de mesures, en pulvérisant de l'hélium sur tous les cordons de soudure et en contrôlant le taux de fuite (la cavité était à une pression de $2.4 \cdot 10^{-2}$ mbar). La précision de la jauge nous a permis de conclure que le taux de fuite était inférieur à $1.0 \cdot 10^{-9}$ mbar.l/s.

Tableau 5.9 : Variations de fréquence mesurées.

	Série n°1 Août	Série n°2 Septembre
	Δf (kHz)	Δf (kHz)
Vide→PA	+117	+103
PA→Vide	-117	-124
Vide→PA	+104	+103
PA→Vide	-104	-105
Vide→PA	+112	+104
Moyenne	±111	±108

Remarque : Les valeurs observées lors des premières mises sous vide sont toujours supérieures à celles observées une fois que le système s'est, en quelque sorte, « calé » (ceci dû à l'écrasement des joints, à la mise en place des boulons et des plaques...). On a relevé, en août : -264 kHz et en septembre : -167 kHz (NB : la précontrainte était plus forte, pour cette dernière série de mesures, d'environ 0.1 mm).

Conclusions

- La variation totale moyenne de la fréquence sur les deux séries de mesures pendant les cycles est donc de : $\pm 110 \text{ kHz}$ (signe + pour Vide→PA & signe - pour PA→Vide). A partir de cette mesure et de la correction* de fréquence engendrée par le changement de milieu Vide→PA, nous pouvons en déduire la variation de fréquence due aux déformations de la cavité pendant la mise sous vide ($\Delta f_{\text{Déformations}} = \Delta f_{\text{Totale}} - \Delta f_{\text{Corrections}}$). Cette variation de fréquence est donc de $\pm 220 \text{ kHz}$ (signe + pour Vide→PA & signe - pour PA→Vide).

- La cavité est toujours « revenue », après libération des contraintes, autour de la valeur du fondamental initialement mesurée : il n’y a donc pas eu plastification.

6 Mesures de la sensibilité au tuning et de la rigidité de la cavité _____

Ces dernières séries de tests sur la cavité nous ont permis de confronter les résultats de ces mesures aux valeurs théoriques calculées d’une part avec MAFFIA pour la sensibilité au tuning et ACORD, d’autre part, pour la rigidité.

Sensibilité au tuning*Dispositif expérimental et mesures*

- Les mesures ont été effectuées sur le même banc de test présenté sur la Figure 5.20. L’allongement de la cavité via les trois barres a été mesuré grâce au comparateur placé au centre de la bride (NB : 1 comparateur a également été placé sur chaque extrémité des barres afin de contrôler de la façon la plus précise possible le déplacement de la plaque).

- Deux séries de mesures comprenant 6 tests pour la première et 2 pour la seconde. L’ensemble du banc d’accord a été bougé entre les deux séries pour voir si cela avait un effet quelconque.

Résultats

La sensibilité est donnée par les courbes de tendance issues des points de mesures (Figure 5.21), à savoir :

* Pour rappel, la correction de fréquence Vide→PA était égal aussi à -110 kHz ($f_{\text{Vide}} = 358.66 \text{ MHz} \xrightarrow{\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon_r} f_{\text{Air}} = 358.55 \text{ MHz}$).

- minimum=484 kHz/mm, maximum=553 kHz/mm,
- moyenne sur toutes les mesures : 524 kHz/mm.

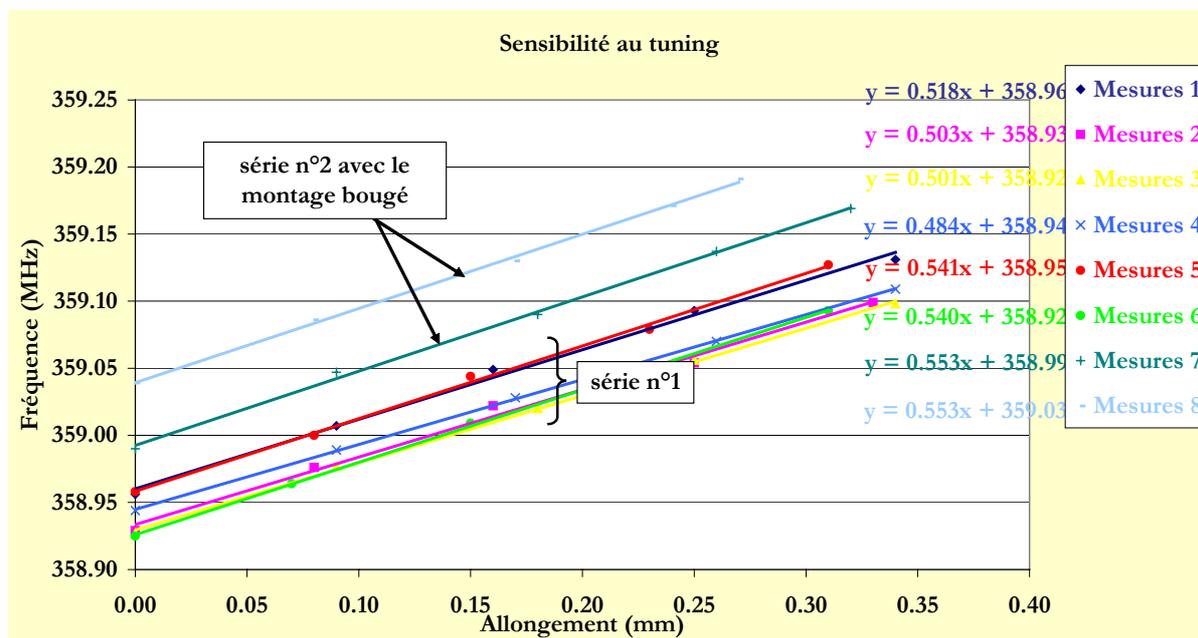


Figure 5.21 : Variation de fréquence du fondamental en fonction de l'allongement.

Remarque : Les valeurs obtenues pour les sensibilités ont été calculées en supposant que la plaque fixe ne bougeait pas pendant l'allongement exercé sur la plaque opposée. En effet, les simulations faites avec le logiciel ACORD avaient montré un déplacement quasiment nul pendant un allongement de 0.4 mm (limite supérieure que nous nous étions fixés pour garder une certaine marge). Ces simulations ont été faites en considérant que chaque plaque était composée d'un seul bloc ; ce qui n'est pas le cas dans la réalité. En effet, les plaques sont formées de deux demi-plaques imbriquées l'une dans l'autre, permettant de sertir chaque bride de la cavité. La rigidité de l'ensemble a donc été surévaluée dans les calculs*.

Lors des mesures des HOM avec mise sous vide, nous avons placé un comparateur sur chaque bride (i.e. libre et fixe). Pendant les précontraintes et les mises sous vide, nous avons observé que la bride (et donc vraisemblablement la plaque) montée sur le côté fixe bougeait de plusieurs centièmes de millimètres.

* Durant les deux mises sous vide de la cavité, la bride côté plaque fixe s'est déplacée au maximum de, respectivement, 0.14 et 0.18 mm, confirmant ainsi le fait que les calculs faits avec ACORD ont surévalué la rigidité du banc de test (d'après ces mêmes calculs, la plaque ne se déplaçait que de 0.01 mm).

Déplacements mesurés :

- 1^{ère} précontrainte : bride libre : 0.4 mm, bride « fixe » : 0.04 mm. Relâchement des contraintes une fois revenu à la PA : bride libre : 0.23 mm, bride « fixe » : 0.01 mm.
- 2^{ème} précontrainte (sans avoir bougé le système) : bride libre : 0.4 mm, bride « fixe » : 0.02 mm. Relâchement des contraintes une fois revenu à la PA : bride libre : 0.36 mm, bride « fixe » : 0.05 mm.

Au vu de ces mesures, il convient de prendre en compte dans les résultats de sensibilité au tuning le déplacement de la plaque censée être « fixe ». Sur les précontraintes de 0.4 mm que nous avons réalisées, ce déplacement peut représenter de 5 à 15% de l'allongement effectué. Il apparaît donc plus vraisemblable que la sensibilité au tuning de la cavité se situe autour de **575 kHz/mm** (valeur moyenne calculée précédemment, corrigée avec un déplacement moyen de la bride « fixe » égal à 10% de l'allongement).

En résumé, on a donc :

$$\Rightarrow \Delta f / \Delta z \approx 575 \pm 25 \text{ kHz/mm}$$

Cette valeur est en bon accord avec l'estimation qui a été faite avec MAFIA, à savoir, une sensibilité de la cavité comprise entre 450 et 800* kHz/mm.

Rigidité

Dispositif expérimental-----

Cette expérience a été réalisée sur la machine de traction du LAL présentée ci-dessous en Figure 5.22. Notons que des brides spécifiques ont été fabriquées pour permettre l'accrochage de la cavité sur les mâchoires de la machine.

Mesures-----

Chaque processus de traction sur la cavité est programmé au préalable. Sont enregistrées directement sur ordinateur les données relatives à la force exercée et au déplacement de la machine. Un relevé de la fréquence était pris sur l'analyseur tous les 0.1 mm.

* 450 kHz/mm correspond au déplacement de toute la paroi et 800 kHz/mm à celui de la partie réentrante uniquement.

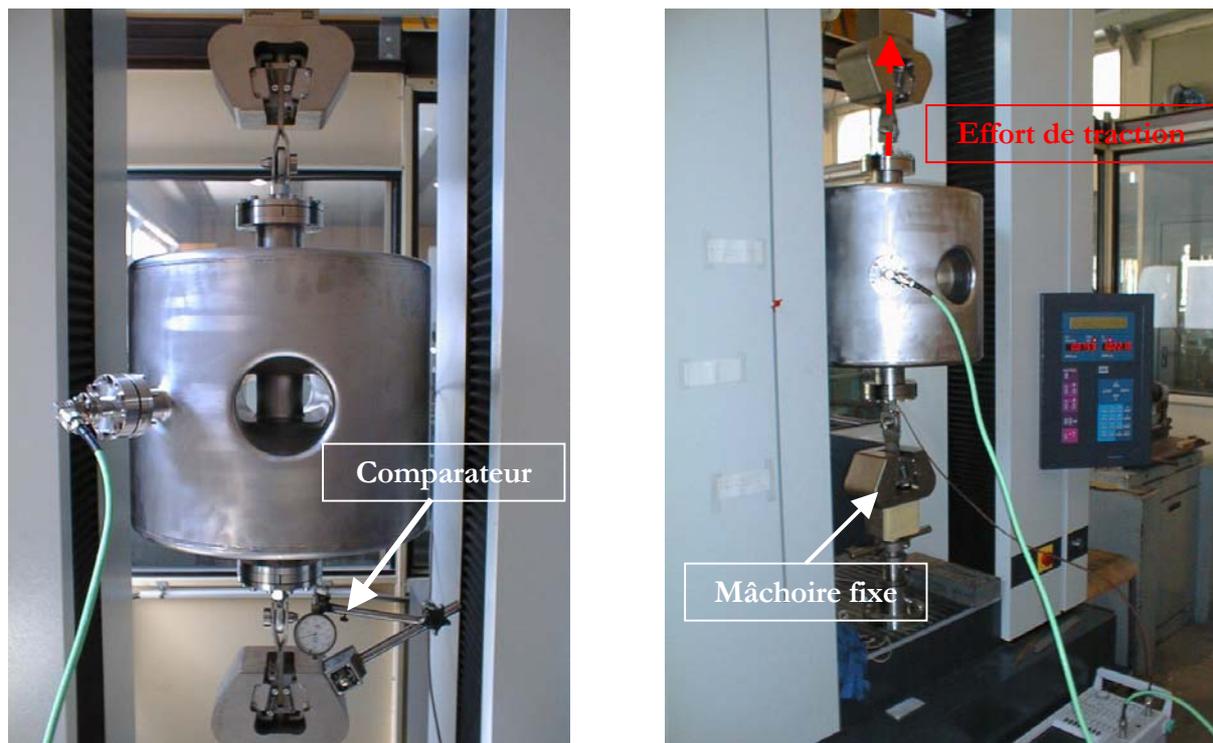


Figure 5.22 : Cavité spoke sur la machine de traction pendant les mesures.

Nous avons essayé de mesurer la sensibilité de la cavité afin de la comparer à celle mesurée avec le banc d'accord. Or, les essais de traction ont montré que la force maximale utilisée était d'environ 700 N et que, par conséquent, nous nous trouvions en bas de gamme de la machine car celle-ci était plutôt utilisée pour des essais de tractions de plusieurs tonnes !

Cela a eu une incidence importante sur les mesures de déplacement de la cavité. Nous avons observé une espèce de « palier » dans le relevé de la force appliquée en fonction du déplacement de la machine (voir Figure 5.23), dû certainement à un blocage du montage (voire peut-être également à des frottements ?). Les erreurs commises sur le calcul du déplacement de la cavité, à partir des mesures du déplacement du montage et de la machine, étaient trop importantes car il nous était justement impossible de mesurer avec précision le déplacement total du montage par rapport à celui de la machine. Comme illustré en Figure 5.22, un seul comparateur était disponible sur la bride inférieure et il est raisonnable de penser que les deux côtés du montage n'avaient pas le même déplacement pendant la traction et que donc, la relation trouvée entre le déplacement du montage et celui de la machine ne fut pas juste. A titre indicatif, les sensibilités calculées à partir des fréquences relevées et de la relation trouvée entre le déplacement de la cavité et celui du montage et de la machine (dans les deux parties linéaires en Figure 5.23) ont été de 187 et 425 kHz/mm. Nous sommes loin de la valeur mesurée précédemment.

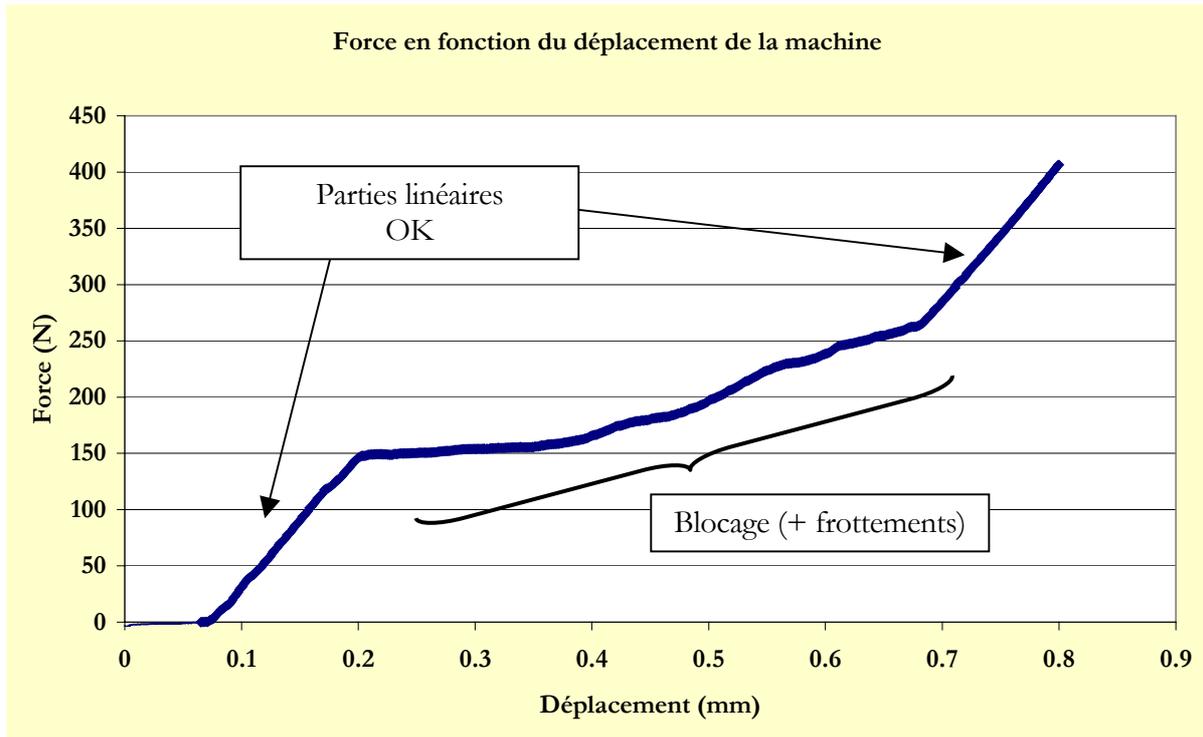


Figure 5.23 : Evolution de la force exercée en fonction du déplacement de la machine. On distingue assez nettement au début du « palier » ce qui ressemble à un blocage du montage.

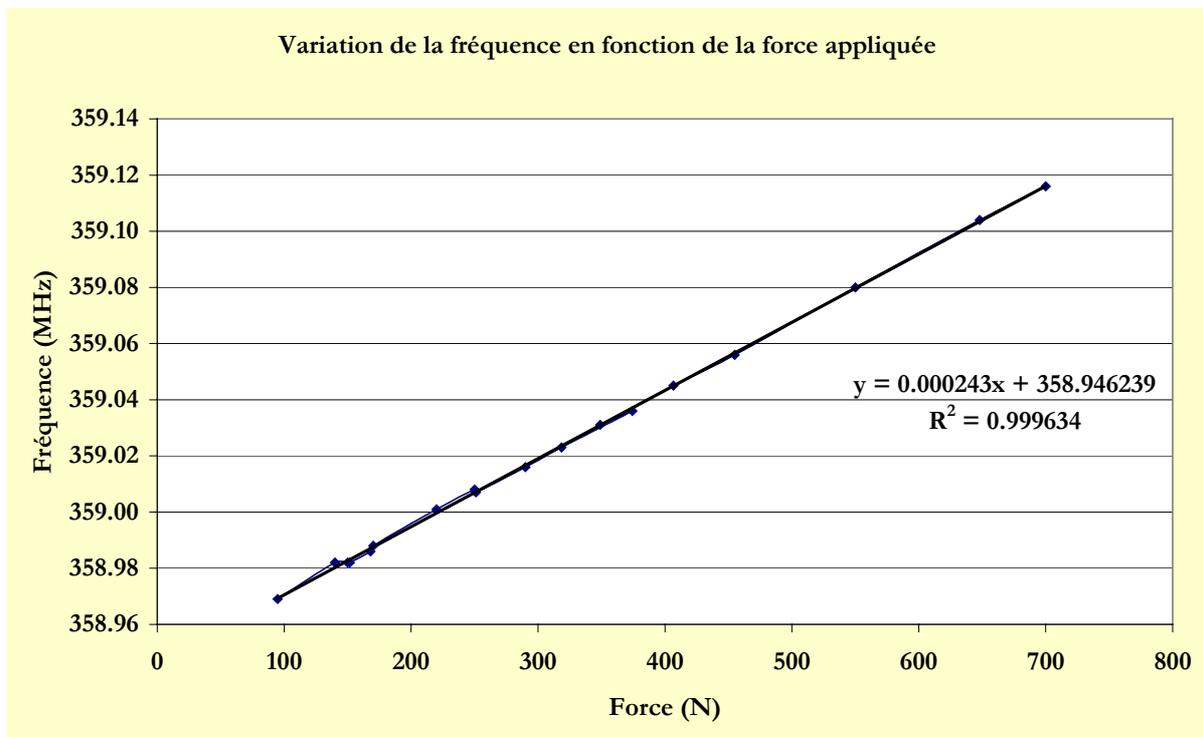


Figure 5.24 : Variation de la fréquence de la cavité en fonction de la force exercée.

Malgré tout cela, la relation que nous avons obtenue entre la variation de fréquence observée et la force appliquée sur la cavité devait être juste (voir Figure 5.24), puisque ne dépendant pas du déplacement. On trouve donc : $\Delta f/\Delta F \approx 243 \text{ Hz/N}$.

A partir de la sensibilité mesurée précédemment, on en déduit la rigidité de la cavité :

$$\Rightarrow K_{\text{mesures}} = 2366 \pm 103 \text{ N/mm}$$

Comparaison K_{mesures} et K_{calculs} -----

- Valeur moyenne : $K_{\text{calculs}} = 3465 \text{ N/mm}$ (les calculs ACORD donnent : 3625 N/mm et ceux avec SAMCEF : 3300 N/mm).
- Soit un écart calculs-mesures de 46%.

Cet écart entre les simulations et les mesures peut paraître très important mais, outre les erreurs commises sur les mesures, peut certainement s'expliquer par le fait que quelques détails sont laissés de côté pendant les simulations du fait de leur difficulté à être modélisés :

1. On ne modélise pas par exemple les soudures qui, on le sait, ne participent pas à la rigidification la cavité.
2. On ne connaît pas exactement la valeur du module d'Young du Niobium qui sera utilisé pour la fabrication de la cavité et on commet dès lors une autre erreur.
3. On ne connaît pas non plus exactement l'épaisseur de la cavité sur toutes ses parties après la fabrication (on néglige les quelques dizaines de microns qui sont enlevés par la chimie).

Toutefois, il est intéressant de noter que les études de calculs de rigidité sur les cavités spoke de Los Alamos ($\beta=0.175$) et d'Argonne ($\beta=0.3$) ont montré des tendances similaires ; à savoir des mesures toujours inférieures aux calculs théoriques dans une gamme variant typiquement de 30 à 60%.

- Los Alamos : $K_{\text{calculs}} = 10.2 \text{ kN/mm}$ & $K_{\text{mesures}} = 6.53 \text{ kN/mm}$ \Rightarrow écart calculs-mesures de 56%.
- Argonne : $K_{\text{calculs}} = 7.78 \text{ kN/mm}$ & $K_{\text{mesures}} = 6.02 \text{ kN/mm}$ \Rightarrow écart calculs-mesures de 29%.

CHAPITRE VI

**CONTROLE 3D GEOMETRIQUE DE CAVITES
ELLIPTIQUES**

1 Introduction

S'il est vrai que, dans une phase de R&D, l'objectif premier concernant une cavité reste bien sûr de tester ses performances RF et donc de valider son design réalisé grâce aux simulations, il apparaît néanmoins important de pouvoir maîtriser et analyser « au mieux » sa fabrication, en particulier dans l'optique d'une production en série.

Depuis maintenant 5 ans, l'IPN, le CEA et l'INFN ont, nous le rappelons, entrepris un programme de R&D spécialement dédié à l'étude de cavités elliptiques à protons 700 MHz (cf. chapitre III). A ce titre, 7 prototypes de cavité mono-cellule ont été fabriqués à ce jour (cavités dénommées : Z101, Z102, Z103, A101, A102, A103, et A105*) ainsi qu'un prototype de cavité 5-cellules (cavité A501). Les tests réalisés sur les cavités mono-cellule ont révélé de très bonnes performances[†] et ont permis ainsi de valider les études d'optimisation de leurs designs [158].

Toutefois, les mesures de fréquences sur le mode fondamental et les modes supérieurs ont montré de grandes disparités par rapport aux fréquences théoriquement prévues (Tableau 6.1). Les causes permettant d'expliquer ces différences proviennent certainement d'une combinaison de plusieurs erreurs survenues lors des différentes étapes de la fabrication :

- par exemple, un non respect des cotes (en particulier le diamètre des cellules) lors du formage (par repoussage ou emboutissage) des demi-cellules,
- un mauvais alignement des tubes faisceau ou des demi-cellules,
- ou encore une mauvaise calibration du treint différentiel des cordons de soudure aux iris ou à l'équateur.

Comme les sensibilités des cavités elliptiques sont en moyenne 3 à 4 fois plus importantes que celles d'une cavité spoke (voir l'exemple des sensibilités d'une mono-cellule en Figure 6.1), on voit tout de suite que, pour des erreurs comparables à celles réalisées sur la cavité spoke (de l'ordre de quelques dixièmes donc), la variation de fréquence peut, au final, dépasser largement le MHz et non plus quelques centaines de kHz.

* La cavité Z101 a été fabriquée par l'entreprise italienne ZANON [157], les autres par la CERCA.

† Champ accélérateur maximum atteint pendant les tests à froid : plus de 25 MV/m pour les cavités $\beta 0.65$ A102 et A105 (RRR250), plus de 10 MV/m pour la cavité $\beta 0.47$ Z101 (RRR60) et environ 21 MV/m pour la cavité $\beta 0.47$ Z103 (RRR250).

Tableau 6.1 : Différences entre les fréquences mesurées et calculées pour le mode fondamental.

Cavité	Fréquence calculée (MHz)	Fréquence mesurée (MHz)	Différence (MHz)
A101	704.6	698.5	-6.1
A102	704.2	700.3	-3.9
A103	700.1	702.3	+2.2
Z101	699.5	690.6	-8.6

Remarque : il est intéressant de noter dans ce tableau que l'écart en fréquence diminue sensiblement entre les trois premiers prototypes. D'après la CERCA, cette amélioration est due en grande partie au perfectionnement de la technique employée lors du soudage final des deux demi-cellules qui a permis un meilleur alignement (nous en aurons confirmation lors de la comparaison entre les profils des cavités A101 et A102).

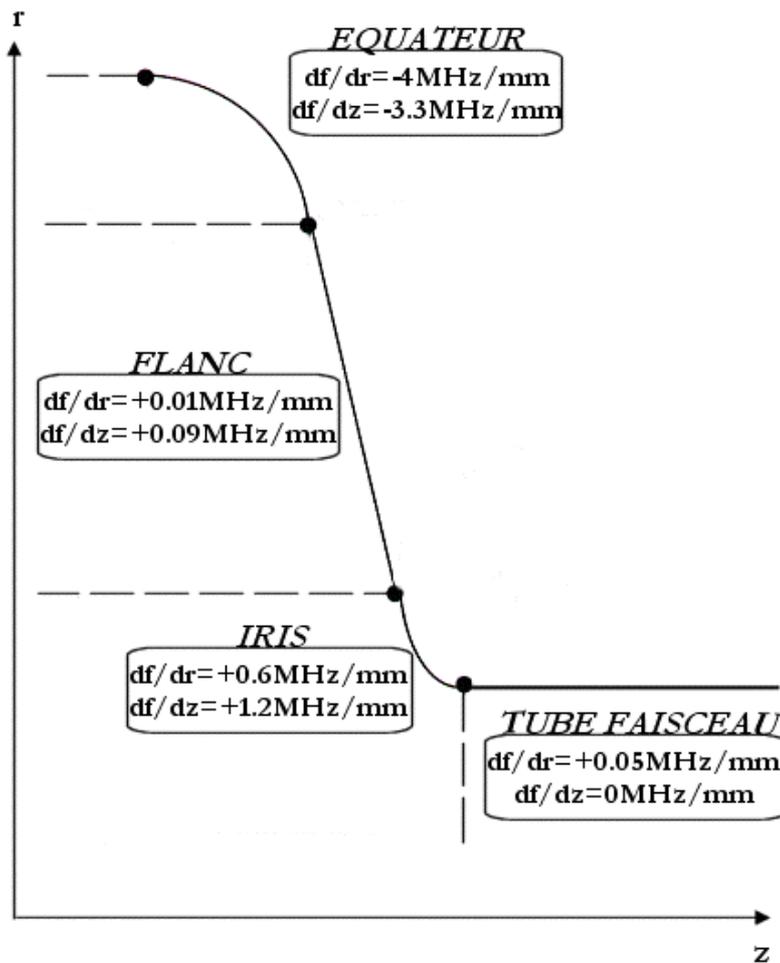


Figure 6.1 : Sensibilités des différentes régions de la cavité A101 calculées avec SUPERFISH.

Comme nous l'avons déjà souligné au chapitre précédent, dans le paragraphe portant sur les contrôles dimensionnels de la cavité spoke, il n'est pas toujours possible (voire même envisageable) de « rattraper » les écarts de fréquence surtout s'ils avoisinent une dizaine de MHz. Donc, même si la limite de rupture du niobium et l'allongement des cavités sont élevés (pour un RRR250, $\sigma_{\text{rupture}} \approx 150$ MPa et $\Delta l/l_0 > 50\%$, à 300 K), il convient de rester dans le domaine « faiblement » élastique (i.e. $\sigma < 100$ MPa et $\Delta l/l_0 \approx$ quelques %, à 300 K), afin de ne pas engendrer de déformations trop importantes. Comment donc contrôler de façon précise les fréquences des cavités ?

A notre connaissance, DESY est le seul laboratoire à pratiquer un contrôle poussé de la fabrication de ses cavités dans le cadre du projet TESLA (Figure 6.2). Afin de diminuer le risque de trop grande variation de fréquence, la fréquence de chaque demi-cellule et « diablo »* est contrôlée avant les étapes finales de soudure des équateurs [159]. Cette technique permet de réajuster la longueur des demi-cellules et au final de chaque cavité. Malgré son efficacité, cette technique nécessite un dispositif expérimental assez « lourd » et long à mettre en place (NB : il y a 26 mesures par cavité), mais surtout ne permet pas de déterminer avec précision les causes de ces écarts de fréquence.



Figure 6.2 : Cavité à électrons 9-cellules, 1.3 GHz du projet TESLA.

Au vu de ces considérations, il nous a donc paru intéressant de développer un moyen original et « relativement » simple, si possible, permettant d'expliquer ces écarts de fréquence grâce à un contrôle géométrique des cavités [160].

Pour cela, nous avons :

1. contrôlé de façon très précise la géométrie des prototypes présentant les plus grandes différences entre fréquence calculée et fréquence mesurée (soient les cavités A101 et Z101),

* Nom donné aux deux demi-cellules soudées au niveau de l'iris et ressemblant par conséquent à un diablo.

2. ceci afin de pouvoir expliquer ces écarts en refaisant les simulations RF avec leurs vrais profils,
3. et comparé les géométries de deux cavités (i.e. A101 et A102) ayant le même profil théorique, afin de constater les améliorations réalisées lors de leur fabrication respective.

Notre but principal était, par conséquent, de pouvoir retrouver la forme réelle des cavités permettant ainsi de recalculer leurs fréquences de résonance. Or, il était impossible d'avoir accès directement au profil intérieur des cavités et il nous a donc fallu passer par une mesure de profil extérieur et une mesure d'épaisseur des cavités afin de pouvoir en déduire les coordonnées de leur surface interne qui ont servi aux calculs.

Nous allons présenter les différentes étapes qui nous ont permis de réaliser cette étude, et que nous rappelons ici :

1. mesurer la géométrie externe de chaque cavité,
2. mesurer l'épaisseur de chaque cavité,
3. calculer à partir des deux premières mesures les coordonnées internes des cavités,
4. refaire les calculs de simulation (en 2D avec le logiciel URMEL),
5. enfin, comparer les mesures aux résultats des simulations.

2 Les mesures de profils externes

Cette partie de l'étude a été faite en partenariat avec le LAL d'Orsay où se situe la machine de contrôle tridimensionnel* qui a servi à la mesure des profils externes des cavités (voir photo de la machine en Figure 6.3). Notons que ce type de machine est généralement utilisé pour vérifier les cotes de pièces de taille modeste après une phase d'usinage (par exemple, les diamètres de trous de perçage ou leur alignement, les dimensions de tubes réalisés par roulé-soudé...).

Description de la technique de mesure.....

Cette machine nous a permis de mesurer un ensemble de coordonnées cartésiennes à la surface des cavités. Afin de faciliter le traitement des données, la procédure de contrôle de la géométrie et

* Cette machine (modèle Euro-C9106) a été construite par la société MITUTOYO.

l'acquisition des points de mesure correspondants sont toutes les deux entièrement pilotées par ordinateur. Nous n'avons évidemment pas palpé entièrement la surface de chaque cavité puisque les calculs de simulation allaient être faits en 2D*. Nous avons en effet décidé de refaire les calculs de simulation en utilisant plusieurs profils de chaque cavité et de faire une moyenne des fréquences obtenues pour chaque mode calculé (les détails de ces simulations seront expliqués au paragraphe 5).

Ajoutons que lorsque nous avons débuté cette étude, nous ne disposions pas encore du logiciel de simulation MAFIA et que la reconstruction en 3D, à partir des profils internes de chaque cavité, n'était pas réalisable avec le logiciel de CAO EUCLID utilisé alors à l'IPN, à cause de l'absence de fonction de lissage† permettant la génération d'une surface entre chaque profil. Cette reconstruction a toutefois pu être faite ultérieurement avec le logiciel Pro/ENGINEER (nous en parlerons en fin de chapitre).



Figure 6.3 : Machine de contrôle dimensionnel avec la cavité Z101 lors d'une mesure de profil (schématiquement représenté en blanc sur le zoom).

* Le code URMEL, comme SUPERFISH d'ailleurs, ne permet de simuler que des cavités à symétrie axiale.

† C'est la même fonction de lissage qui a été utilisée pour modéliser la barre centrale de la spoke.

« Découpage » de la cavité.....

La cavité est divisée en 18 profils azimutaux (tous les 20° donc) suivant l'axe z (voir zoom sur la Figure 6.3). Après avoir déterminé l'origine de la cavité et programmé le déplacement du palpeur, ce dernier vient toucher la surface de la cavité (voir Figure 6.4) et l'ordinateur enregistre les valeurs des coordonnées de chaque point de mesure. L'opération se répète, suivant un pas de déplacement déterminé par l'utilisateur (soit 0.5 mm dans notre cas), jusqu'au dernier point préprogrammé par l'opérateur. La précision obtenue sur chaque point de mesure est de $\pm 3 \mu\text{m}$. Chaque profil est constitué d'environ un millier de points et une mesure complète prend un peu moins d'une demi-heure pour chaque profil.

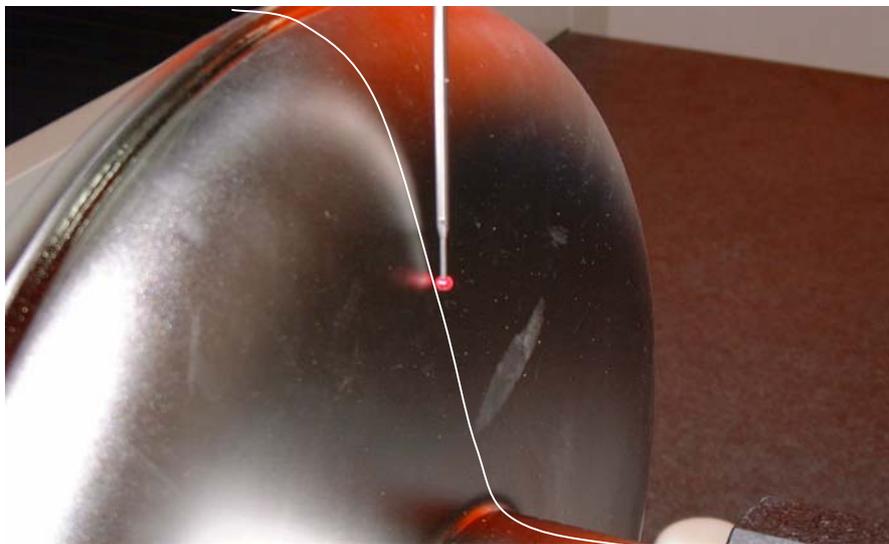


Figure 6.4 : Vue rapprochée sur le palpeur.

Détermination de l'origine.....

Le point origine des mesures est déterminé par rapport à une des brides de la cavité. Pour cela, on vient palper la face externe de la bride en une dizaine de points, ce qui permet de déterminer le plan contenant l'origine et, par conséquent, les deux premiers axes du repère. On finit de déterminer l'origine et donc le troisième axe (i.e. celui selon lequel va se déplacer le palpeur) par projection du centre du tube faisceau (calculé à un endroit quelconque), sur le plan de la bride. Un schéma explicatif est présenté en Figure 6.5.

Remarque: nous avons dû tourner la cavité à chaque mesure d'un nouveau profil. C'est pourquoi l'origine du système a été recalculée avant toute nouvelle mesure de profil, afin d'avoir la même référence pour les 18 profils.

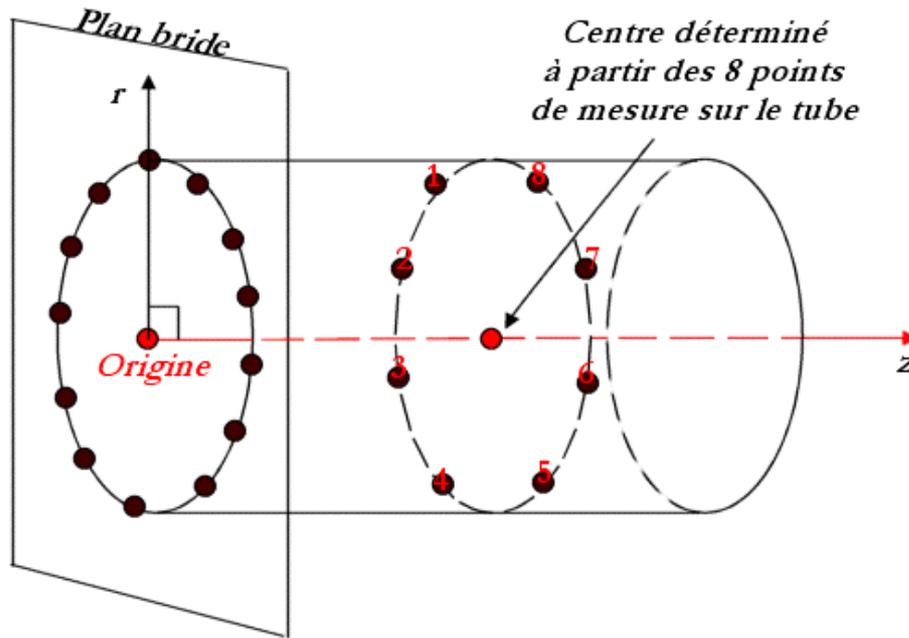


Figure 6.5 : Schéma explicatif de détermination de l'origine.

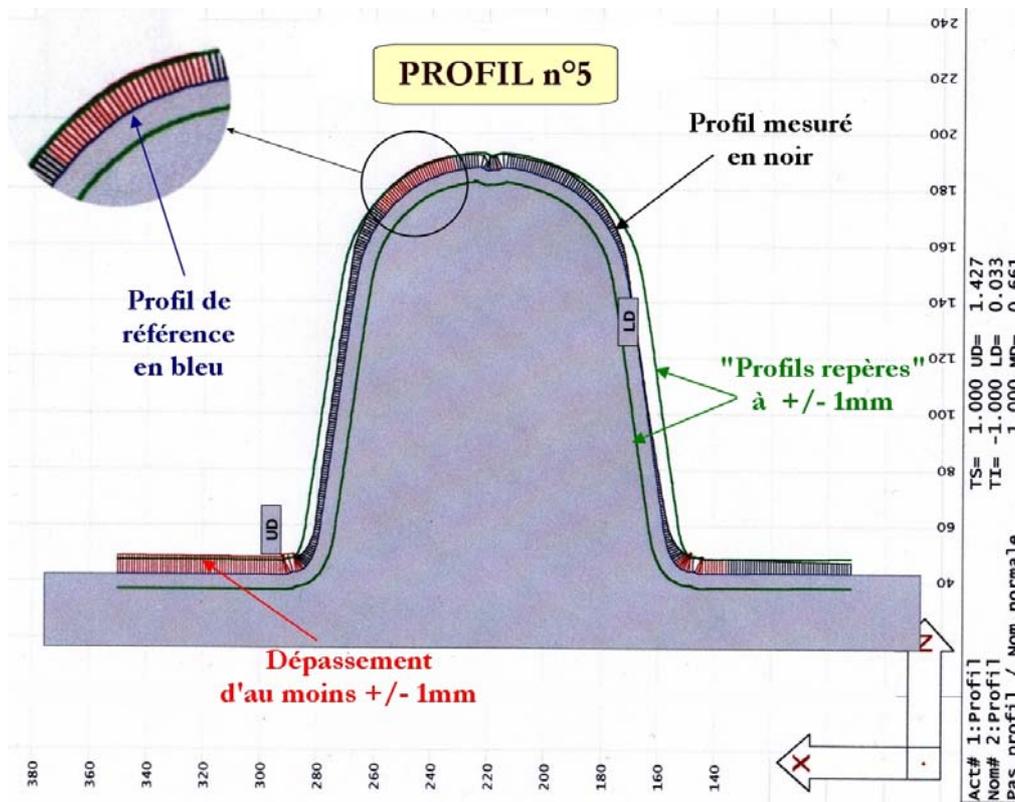


Figure 6.6 : Graphique montrant la comparaison du profil n°5 avec le profil n°1 de référence pour la cavité A101.

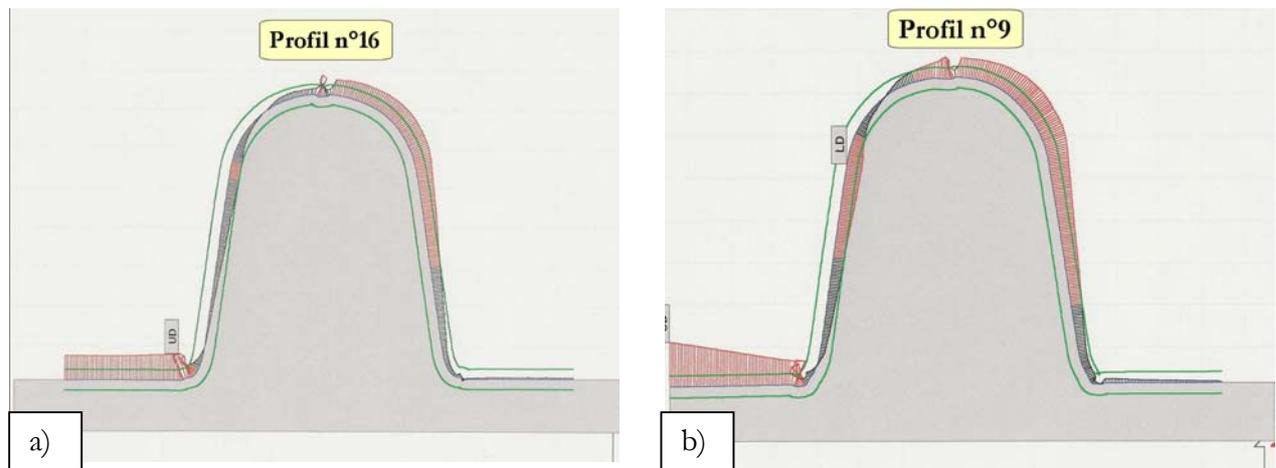
Analyse des mesures.....

Comparaison des profils d'une même cavité -----

Le programme d'acquisition de données permet de comparer directement deux profils entre eux et offre la possibilité d'avoir une sortie graphique de cette comparaison. Prenant le premier profil mesuré comme référence, nous avons pu ainsi observer les écarts entre ce profil de référence et les 17 autres (exemple en Figure 6.6).

Cavités A101 et A102 :

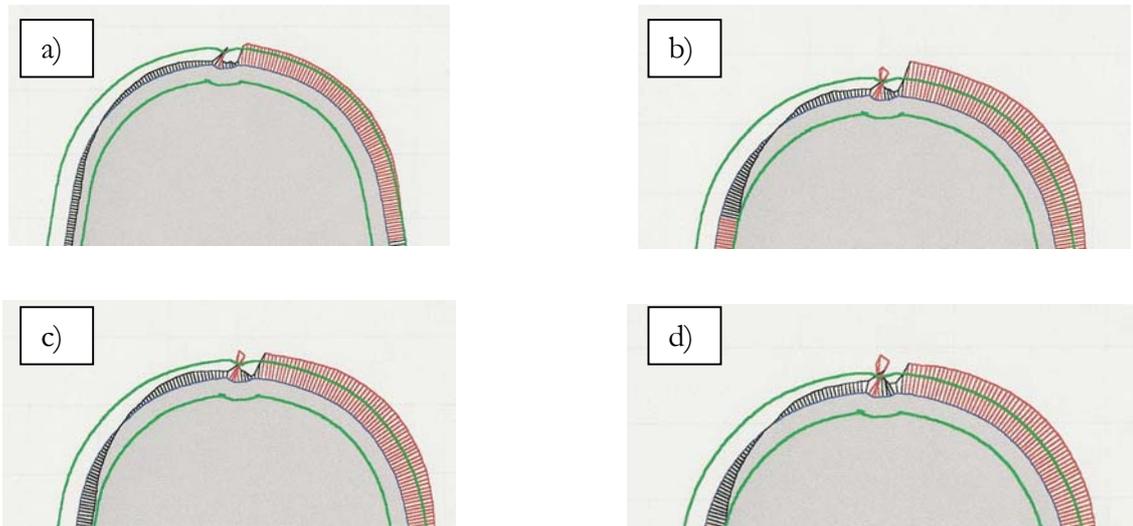
1. Les mesures ont mis en lumière une dissymétrie entre les demi-cellules des cavités, sur environ la moitié des profils, alors que celles-ci devaient être normalement parfaitement identiques (Figures 6.7-a et b). Alors que la cellule de droite semble avoir la forme souhaitée, il apparaît clairement un renforcement sur celle de gauche. Nous pouvons penser que ce défaut provient du repoussage.



Figures 6.7 : Dissymétrie entre les demi-cellules des cavités A101 a) et A102 b).

2. On constate également sur les figures ci-dessus que le soudage des tubes faisceau n'a pas été très bien réalisé (écart maximum de 2 mm sur la A101 et 4 mm sur la A102).
3. La distance entre chaque iris est plus petite que celle prévue théoriquement (écart moyen d'environ 2 mm pour chaque cavité). L'origine de ce problème vient certainement du retreint de soudure finale de l'équateur qui a été sous-estimé.

- Enfin, on peut voir que les demi-cellules ne sont pas bien alignées. L'écart atteint plus d'un millimètre sur 4 profils de la cavité A101 (Figures 6.8-a, b, c et d). Il est toutefois moindre sur la cavité A102 (soit environ 0.4 mm au maximum sur un seul profil, voir Figure 6.9). Cela montre donc bien que la soudure de l'équateur a été mieux réalisée pour cette dernière cavité.



Figures 6.8 : Ecart entre les demi-cellules de la cavité A101 pour les profils n°13 a), n°14 b), n°15 c) et n°16 d).

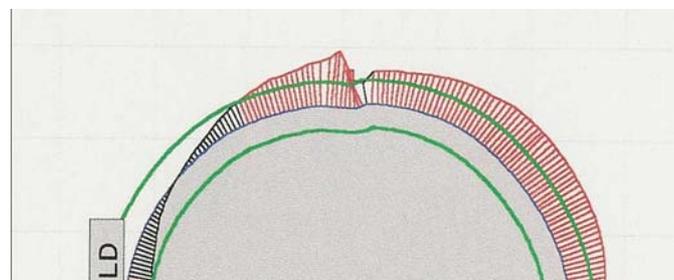


Figure 6.9 : Ecart maximum entre les demi-cellules de la cavité A102 (profil n°12).

Cavité Z101 :

- Concernant la géométrie de chaque cellule, le contrôle de la cavité Z101 n'a pas révélé d'écarts aussi importants que ceux observés sur les cavités A101 et A102 (le plus grand écart entre les deux demi-cellules est présenté sur la Figure 6.10). Les demi-cellules ont donc les formes attendues et les tubes faisceau sont plutôt bien alignés avec un écart maximum de 1 mm.

- Par contre, la distance entre les deux iris est ici beaucoup plus courte que celle initialement prévue. La différence est en moyenne de 3 mm et atteint presque 5 mm sur un profil. Ceci vient du fait que plusieurs passages ont été nécessaires pour réaliser la soudure à l'équateur (problèmes de fuites décelées lors des contrôles de mise sous vide). Le retrait a donc été nettement plus important pour cette cavité.

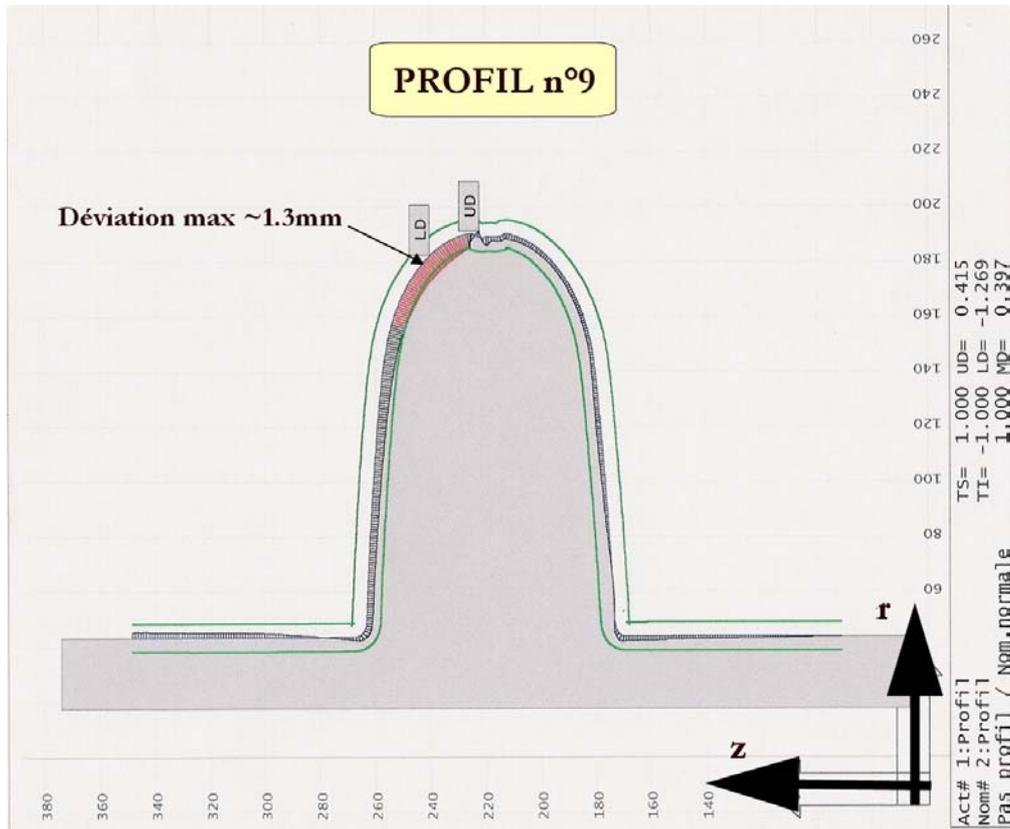


Figure 6.10 : Comparaison du profil n°9 avec le profil de référence pour la cavité Z101.

3 Les mesures d'épaisseur

Après avoir obtenu les profils externes des cavités, nous avons effectué les mesures d'épaisseur des cavités A101 et Z101. Nous avons, pour cela, utilisé un appareil à ultrason portatif. Avant de commencer les mesures, nous avons pris soin de calibrer l'appareil avec un morceau de niobium étalon. La précision de mesure de cet appareil était de ± 0.01 mm.

Contrairement aux précédentes mesures de profils externes, toutes les mesures d'épaisseur ont été faites à la main sur, non pas 18 profils, mais respectivement 6 et 9 profils pour la cavité A101 et Z101. A cause de la largeur de la sonde utilisée (1 cm de diamètre), nous avons décidé de ne

prendre un point de mesure que tous les 2 cm, soit environ une trentaine de points par profil (les résultats complets des mesures sont présentés dans les Tableaux 6.2 et 6.3).

Chaque mesure a été prise à la même abscisse curviligne sur chacun des 6 et 9 profils en question, afin de pouvoir calculer une épaisseur moyenne pour chaque cavité (Figures 6.11 et 6.12). C'est cette épaisseur moyenne qui sera utilisée pour recalculer les coordonnées internes à partir des 18 profils externes de chaque cavité. Pour faciliter le traitement du calcul, nous avons « fité » les points obtenus par une fonction polynomiale (représentée en pointillé sur chaque figure). NB : Les épaisseurs des tubes faisceau étant quasi-constantes, nous avons bien sûr utilisé pour chaque tube une valeur moyenne et non la fonction polynomiale.

Plusieurs remarques peuvent être faites pour conclure cette partie concernant les mesures d'épaisseur.

Concernant la cavité A101 :

- L'épaisseur moyenne des tubes faisceau est très constante : 3.60 mm (valeur minimale relevée sur les profils : 3.51 mm, valeur maximale : 3.64 mm).
- L'épaisseur moyenne des deux demi-cellules est quasiment identique (comme en atteste la symétrie de la courbe sur le Figure 6.11) mais varie de façon très importante : de 5.2 mm près de l'iris à 2.9 mm à l'équateur. L'explication vient du fait que ces demi-cellules ont été fabriquées par repoussage à partir de tôles de niobium trop courtes. Ainsi, on a quelque peu « forcé » le niobium afin de réaliser le formage de la partie équatoriale de la cavité et obtenir le bon diamètre.

Concernant la cavité Z101 :

- Il y a plus de différence entre les deux tubes faisceau que pour la cavité A101 avec donc une épaisseur moyenne de 3.47 mm pour l'un et 3.55 mm pour l'autre (valeur minimale relevée sur les profils : 3.37 mm, valeur maximale : 3.58 mm).

Par contre, l'épaisseur moyenne des demi-cellules est plus constante, oscillant entre 3.5 et 3.65 mm. Notons que ces demi-cellules ont été fabriquées par emboutissage et que, nonobstant les problèmes de longueur de tôles rencontrés pour la A101, il semble bien que cette technique permette d'avoir un très bon contrôle sur leurs épaisseurs.

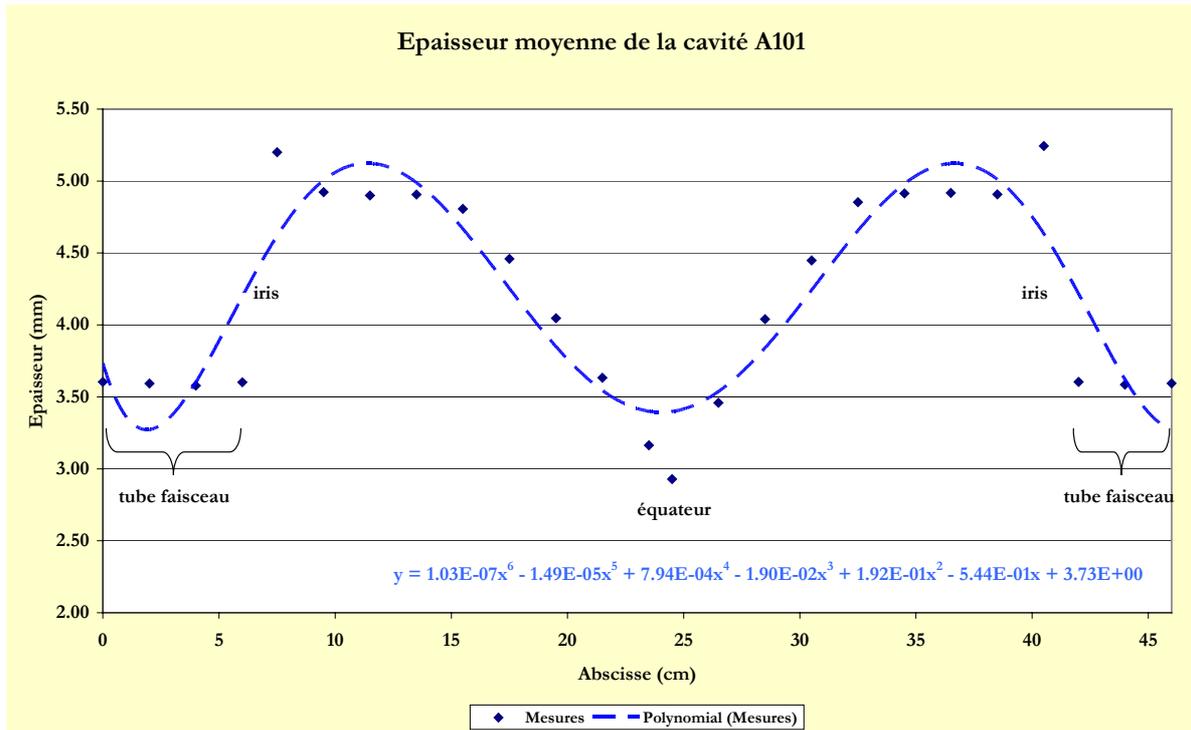


Figure 6.11 : Epaisseur moyenne de la cavité A101.

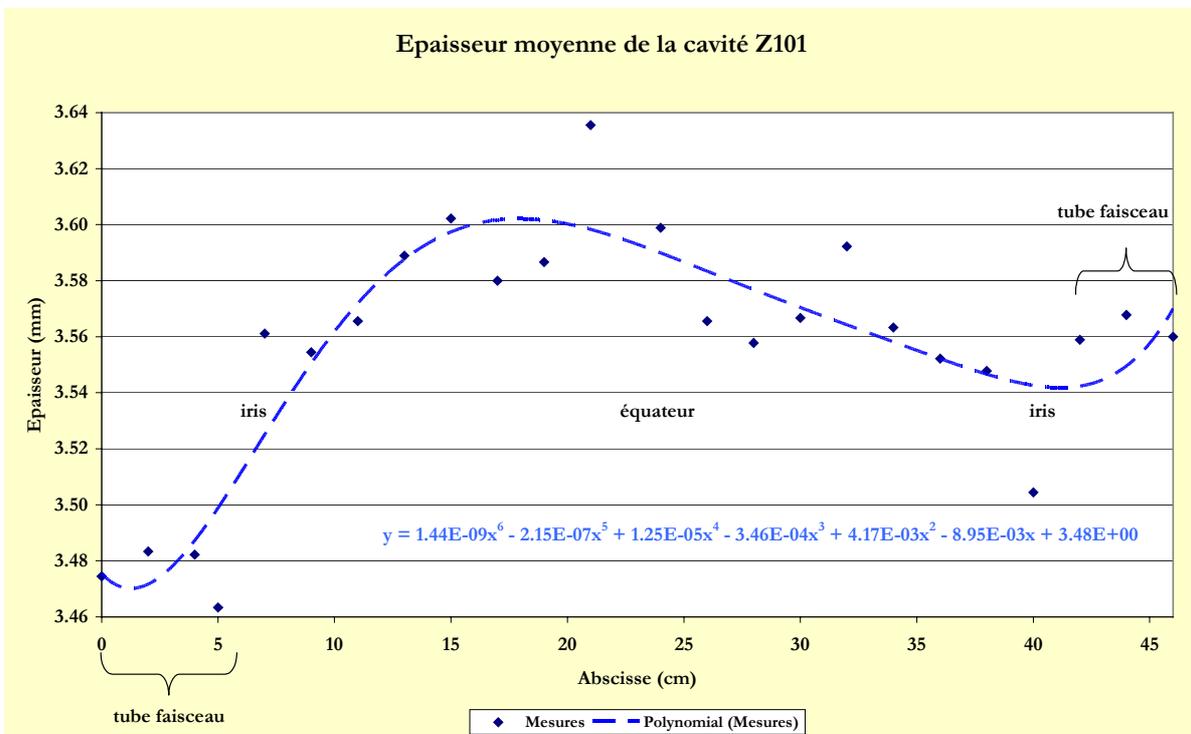


Figure 6.12 : Epaisseur moyenne de la cavité Z101.

Résultats détaillés des mesures -----

Tableau 6.2 : Mesures d'épaisseur sur la cavité A101.

		EPAISSEUR (mm)						
	Abscisse (cm)	Profil n°1	Profil n°4	Profil n°7	Profil n°10	Profil n°13	Profil n°16	Epaisseur Moyenne (mm)
iris	0	3.62	3.58	3.60	3.60	3.61	3.61	3.60
	2	3.61	3.57	3.60	3.60	3.59	3.59	3.59
	4	3.60	3.57	3.59	3.60	3.60	3.51	3.58
	6	3.60	3.62	3.59	3.61	3.64	3.55	3.60
équateur	7.5	5.20	5.15	5.20	5.26	5.21	5.19	5.20
	9.5	4.88	4.87	5.10	4.90	4.90	4.89	4.92
	11.5	4.91	4.90	4.88	4.90	4.92	4.89	4.90
	13.5	4.91	4.91	4.89	4.91	4.92	4.90	4.91
	15.5	4.89	4.79	4.77	4.79	4.80	4.80	4.81
	17.5	4.40	4.39	4.63	4.43	4.44	4.47	4.46
	19.5	4.06	3.97	4.05	4.02	4.08	4.10	4.05
	21.5	3.76	3.62	3.56	3.54	3.67	3.65	3.63
23.5	3.19	3.17	3.18	3.23	3.10	3.11	3.16	
iris	24.5	2.92	2.90	2.88	2.95	3.00	2.92	2.93
	26.5	3.42	3.51	3.59	3.41	3.54	3.28	3.46
	28.5	4.06	4.03	4.01	4.05	4.04	4.05	4.04
	30.5	4.42	4.51	4.42	4.52	4.48	4.34	4.45
	32.5	4.86	4.87	4.83	4.86	4.87	4.83	4.85
	34.5	4.96	4.95	4.88	4.92	4.95	4.83	4.92
	36.5	4.93	4.94	4.88	4.91	4.93	4.91	4.92
	38.5	4.92	4.92	4.90	4.89	4.91	4.91	4.91
40.5	5.17	5.29	5.32	5.28	5.26	5.14	5.24	
iris	42	3.62	3.63	3.62	3.53	3.61	3.61	3.60
	44	3.61	3.60	3.60	3.51	3.59	3.60	3.59
	46	3.61	3.61	3.62	3.54	3.58	3.61	3.60
	48	3.62	3.61	3.63	3.55	3.57	3.60	3.60

Tableau 6.3 : Mesures d'épaisseur sur la cavité Z101.

		EPAISSEUR (mm)								Epaisseur moyenne (mm)	
Abscisse (cm)	Profil n°1	Profil n°3	Profil n°5	Profil n°7	Profil n°9	Profil n°11	Profil n°13	Profil n°15	Profil n°17		
iris	0	3.37	3.45	3.45	3.47	3.47	3.48	3.52	3.52	3.54	3.47
	2	3.39	3.44	3.46	3.48	3.46	3.51	3.51	3.53	3.57	3.48
	4	3.42	3.44	3.44	3.47	3.48	3.51	3.53	3.54	3.51	3.48
	5	3.42	3.42	3.41	3.48	3.46	3.48	3.52	3.49	3.49	3.46
	7	3.56	3.57	3.56	3.53	3.56	3.59	3.56	3.56	3.56	3.56
	9	3.55	3.57	3.53	3.51	3.53	3.59	3.58	3.56	3.57	3.55
	11	3.56	3.59	3.52	3.55	3.55	3.60	3.58	3.58	3.56	3.57
	13	3.61	3.61	3.57	3.57	3.58	3.61	3.60	3.58	3.57	3.59
	15	3.63	3.62	3.61	3.59	3.62	3.61	3.61	3.58	3.55	3.60
	17	3.60	3.60	3.59	3.54	3.60	3.59	3.59	3.57	3.54	3.58
équateur	19	3.61	3.61	3.58	3.58	3.62	3.58	3.56	3.58	3.56	3.59
	21	3.64	3.67	3.61	3.61	3.65	3.64	3.63	3.64	3.63	3.64
	24	3.63	3.60	3.62	3.59	3.52	3.60	3.49	3.64	3.70	3.60
	26	3.58	3.56	3.57	3.55	3.52	3.51	3.55	3.59	3.66	3.57
	28	3.56	3.54	3.57	3.55	3.53	3.53	3.53	3.58	3.63	3.56
	30	3.55	3.50	3.60	3.56	3.55	3.55	3.58	3.59	3.62	3.57
	32	3.64	3.55	3.60	3.61	3.55	3.53	3.59	3.60	3.66	3.59
	34	3.61	3.53	3.54	3.57	3.51	3.52	3.53	3.61	3.65	3.56
	36	3.60	3.55	3.55	3.52	3.50	3.51	3.53	3.57	3.64	3.55
	38	3.60	3.55	3.56	3.52	3.52	3.52	3.54	3.48	3.64	3.55
iris	40	3.51	3.51	3.52	3.50	3.50	3.50	3.51	3.50	3.49	3.50
	42	3.55	3.56	3.56	3.58	3.58	3.55	3.56	3.54	3.55	3.56
	44	3.56	3.57	3.56	3.57	3.58	3.58	3.58	3.56	3.55	3.57
	46	3.56	3.56	3.55	3.55	3.58	3.58	3.57	3.55	3.54	3.56

4 Calcul des profils internes

A partir des mesures précédentes, nous avons donc pu calculer les coordonnées des 18 profils internes de chaque cavité. Nous avons utilisé pour cela de simples relations trigonométriques reliant chaque coordonnée externe à sa coordonnée interne correspondante via la mesure d'épaisseur. Notons que le faible pas de mesure entre chaque coordonnée (pour rappel : 0.5 mm) nous a permis d'approximer la distance entre chaque point consécutif mesuré par une droite (pour faciliter les calculs). Un exemple de résultat est présenté en Figure 6.13.

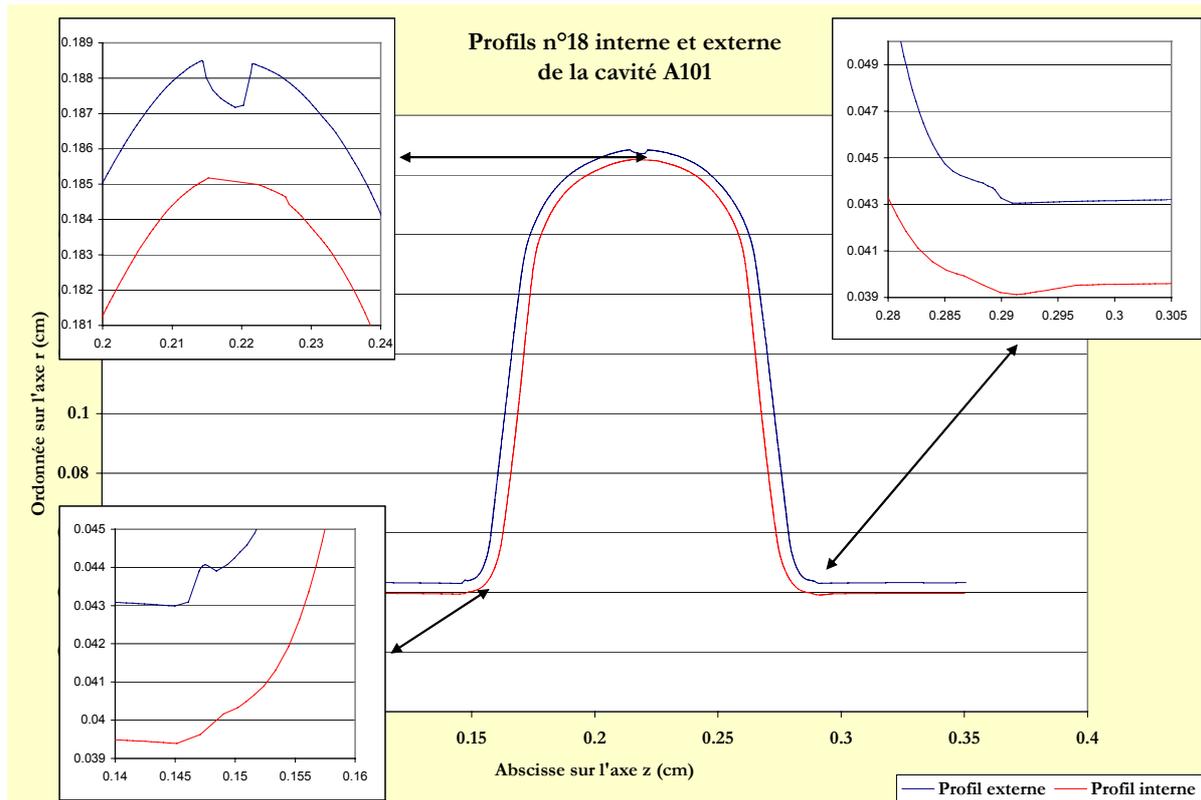


Figure 6.13 : Graphique représentant les profils interne et externe n°18 de la cavité A101.

Remarque : Quelques coordonnées internes ont été corrigées « à la main » (voire supprimées) dans les régions des iris et de l'équateur car, à cause des irrégularités provoquées par les cordons de soudure, nous avons quelques points doubles ou aberrants.

5 Simulations en 2D avec URMEL

Puisque nous avons mesuré* les premiers modes monopolaires et dipolaires de chaque cavité, nous avons utilisé le logiciel URMEL au lieu de SUPERFISH, car ce dernier ne permet pas de calculer les modes dipolaires. Ainsi, nous avons effectué pour chaque cavité A101 et Z101, 18 calculs de fréquences propres correspondant à chacun des 18 profils internes recalculés. Compte tenu du nombre limité de points possibles pour le maillage (i.e. 150000), nous n'avons utilisé, dans chaque profil, qu'une coordonnée sur trois (soit environ 350 dans chaque fichier d'entrée). Pour chaque mode calculé, nous avons donc eu 18 valeurs de fréquence dont nous avons calculé la moyenne et l'écart type. Les résultats complets pour chaque cavité sont présentés dans les Tableaux 6.4 et 6.5.

* Les valeurs de fréquence mesurées à la pression atmosphérique ont été corrigées avec la permittivité relative du vide puisque les simulations se font avec le vide comme diélectrique dans la cavité ($f_{\text{mesurée}}^{\text{vide}} = f_{\text{mesurée}}^{\text{air}} \times \sqrt{1.00059}$).

Tableau 6.4 : Résultats des simulations effectuées avec URMEL pour la cavité A101.

	Fréquences calculées (MHz)										
	Modes monopolaires					Modes dipolaires					
Profil n°1	700.10	1524.17	1812.96	2306.07	2330.32	1032.93	1418.79	1835.93	1928.05	2074.54	2204.52
Profil n°2	700.92	1525.53	1813.97	2308.41	2331.60	1034.62	1418.49	1838.16	1929.68	2076.17	2195.35
Profil n°3	699.78	1522.77	1812.24	2304.68	2326.49	1032.55	1414.51	1834.43	1926.82	2072.42	2202.76
Profil n°4	697.86	1518.57	1809.48	2301.00	2319.81	1029.31	1410.07	1827.98	1922.20	2068.16	2197.66
Profil n°5	696.71	1516.19	1808.00	2296.67	2316.03	1026.90	1406.02	1824.04	1918.28	2065.24	2179.37
Profil n°6	695.65	1513.80	1807.84	2295.63	2310.97	1024.70	1403.06	1819.89	1915.93	2064.55	2172.71
Profil n°7	696.50	1515.97	1809.26	2297.53	2315.19	1026.38	1405.74	1822.27	1918.60	2066.19	2179.82
Profil n°8	697.19	1517.95	1812.30	2302.05	2318.66	1028.30	1411.34	1825.68	1922.46	2069.75	2185.30
Profil n°9	698.75	1521.57	1814.41	2305.50	2325.94	1031.20	1416.87	1831.92	1926.56	2073.64	2193.48
Profil n°10	699.89	1524.28	1815.05	2307.59	2330.84	1033.52	1420.44	1837.53	1929.81	2075.35	2207.72
Profil n°11	699.98	1524.06	1812.79	2305.34	2330.62	1033.66	1418.45	1836.74	1927.45	2073.91	2201.19
Profil n°12	698.17	1519.97	1809.58	2301.65	2321.95	1030.46	1413.11	1830.37	1922.48	2069.01	2192.99
Profil n°13	696.87	1517.00	1807.31	2298.53	2315.78	1027.86	1407.94	1824.61	1917.14	2065.23	2166.64
Profil n°14	696.24	1515.43	1806.23	2296.48	2313.66	1026.46	1405.11	1822.19	1914.75	2063.40	2161.12
Profil n°15	695.93	1514.32	1806.70	2296.79	2311.78	1025.81	1404.13	1819.74	1914.61	2063.52	2158.47
Profil n°16	696.14	1515.32	1808.76	2298.77	2313.30	1026.39	1406.38	1821.11	1916.22	2066.11	2160.70
Profil n°17	696.53	1516.38	1811.39	2302.34	2314.87	1027.27	1410.55	1825.00	1921.08	2068.55	2183.39
Profil n°18	698.12	1519.97	1813.87	2307.69	2320.80	1030.25	1416.34	1830.61	1925.62	2072.87	2191.62
Fréquence moyenne	697.85	1519.07	1810.67	2301.82	2320.48	1029.37	1411.52	1828.23	1922.10	2069.37	2185.27
Ecart type	1.68	3.83	2.87	4.35	7.15	3.12	5.77	6.38	5.26	4.34	15.97
Fréquence min	696.17	1515.24	1807.81	2297.47	2313.33	1026.24	1405.75	1821.86	1916.83	2065.03	2169.30
Fréquence max	699.54	1522.90	1813.54	2306.17	2327.62	1032.49	1417.29	1834.61	1927.36	2073.70	2201.23

<i>Profil théorique</i>	704.2	1520	1822	2320	2328	1035	1408	1827	1940	2085	2184
Fréquences réelles (mesurées)	698.71	1516.35	1810.93	2310.98	2319.08	1030.80	1409.52	1826.04	1920.57	2069.41	2177.84

Tableau 6.5 : Résultats des simulations effectuées avec URMEL pour la cavité Z101.

	Fréquences calculées (MHz)								
	Modes monopolaires				Modes dipolaires*				
Profil n°1	687.60	1516.14	2207.52	2321.18	1715.00	1812.53	2231.71	2269.98	2362.99
Profil n°2	689.14	1518.75	2213.67	2321.23	1714.23	1815.43	2235.80	2270.02	2364.21
Profil n°3	690.36	1520.86	2217.24	2323.78	1714.56	1818.59	2240.15	2271.03	2366.10
Profil n°4	689.67	1519.73	2218.26	2325.47	1711.20	1819.29	2237.81	2265.69	2365.92
Profil n°5	690.12	1519.64	2218.64	2326.30	1708.87	1815.52	2215.39	2251.67	2345.36
Profil n°6	690.33	1519.26	2223.79	2322.51	1705.11	1813.44	2224.98	2250.05	2350.15
Profil n°7	691.62	1520.26	2228.00	2326.01	1708.87	1816.25	2228.74	2256.37	2353.20
Profil n°8	692.66	1522.50	2229.26	2329.38	1718.85	1820.58	2248.21	2270.92	2368.85
Profil n°9	692.41	1523.75	2226.64	2328.96	1720.60	1822.77	2246.50	2272.26	2368.79
Profil n°10	691.70	1521.50	2226.76	2323.44	1715.96	1818.67	2245.98	2270.15	2368.05
Profil n°11	691.06	1520.93	2223.92	2323.01	1712.40	1818.40	2237.43	2259.40	2352.39
Profil n°12	688.50	1517.19	2218.37	2319.97	1713.99	1814.06	2228.64	2255.32	2350.67
Profil n°13	687.37	1515.53	2210.26	2316.14	1713.53	1812.86	2228.63	2256.61	2349.11
Profil n°14	687.73	1515.96	2206.71	2318.52	1712.26	1813.29	2231.36	2269.52	2362.68
Profil n°15	687.21	1514.53	2204.47	2316.06	1712.20	1811.63	2219.35	2254.54	2347.01
Profil n°16	687.86	1514.92	2203.32	2316.23	1711.49	1812.98	2225.17	2262.77	2358.17
Profil n°17	688.31	1516.26	2202.92	2318.83	1709.43	1814.19	2229.56	2270.54	2363.17
Profil n°18	687.95	1517.19	2204.91	2320.53	1715.93	1816.76	2234.17	2288.74	2384.11
Fréquence moyenne	689.53	1518.61	2215.81	2322.09	1713.03	1815.96	2232.75	2264.75	2360.05
Ecart type	1.82	2.75	9.32	4.12	3.72	3.16	9.01	9.70	10.03
Fréquence min	687.71	1515.86	2206.50	2317.97	1709.31	1812.80	2223.75	2255.05	2350.02
Fréquence max	691.35	1521.35	2225.13	2326.21	1716.74	1819.11	2241.76	2274.46	2370.08

<i>Profil théorique</i>	699.2	1526.2	2265.4	2331.4	1706.9	1826.7	2275.9	2282.5	2414.2
Fréquences réelles (mesurées)	690.8	1522.2	2217.2	2328.2	1711	1819.7	2230.4	2245.9	2335.1

* D'après les simulations effectuées avec le profil théorique, il existe un premier mode dipolaire à 1029 MHz. Son existence est bien confirmée par les calculs avec les 18 profils ($f_{\text{moyenne}}=1024.5 \pm 1.5$ MHz). Or, nous n'avons pas observé la présence de ce mode lors des mesures. Nous n'avons qu'une seule antenne à notre disposition et le couplage ne devait pas être suffisant pour pouvoir observer ce mode.

Analyse des résultats

Nous pouvons affirmer, au vu des résultats obtenus que, globalement, les fréquences recalculées avec URMEL sont en bon accord avec les mesures effectuées (la précision concernant le mode fondamental étant particulièrement bonne). Toutefois, nous pouvons formuler plusieurs remarques complémentaires :

1. La valeur des écarts type a tendance à augmenter pour les modes dont la fréquence est de plus en plus élevée. Cela provient essentiellement du calcul par itération, utilisé par URMEL, qui entraîne une dégradation de la précision de calcul pour les derniers modes supérieurs calculés. Dans notre cas, nous avons calculé, pour chaque profil, les 15 premiers modes monopolaires et dipolaires. Augmenter ce nombre de modes aurait pu améliorer la précision obtenue sur les derniers modes supérieurs, mais afin de ne pas augmenter le temps de calcul inutilement et sachant que nous nous intéressons surtout au mode fondamental, nous avons gardé ce cas de figure de 15 modes calculés.
2. Lorsqu'on compare, pour chaque cavité, les fréquences moyennes calculées et les fréquences mesurées de chaque mode, on observe que les écarts sont moins importants sur la cavité A101. En prenant en compte les modes identiques de chaque cavité (soient pour les modes monopolaires : les 4 premiers pour la A101 et la totalité des modes pour la Z101 ; et pour les modes dipolaires : les 5 derniers pour la A101 et la totalité des modes pour la Z101), on constate que la moyenne des écarts est de 3.16 MHz pour la A101 et 6.70 MHz pour la Z101 (les plus grands écarts provenant des modes dipolaires pour la cavité Z101). Une explication plausible vient du fait que la taille moyenne des mailles sur l'axe z était très différente pour les deux cavités (i.e. pour Z101 : $\Delta z \approx 2$ mm et pour A101 : $\Delta z \approx 0.5$ mm), tout en étant à peu près identique sur l'axe radial (i.e. $\Delta r = 1.4$ mm pour Z101 et A101). Nous avons, en effet, été obligés de diminuer le nombre de points sur l'axe z lors des simulations de la cavité Z101, sans quoi les profils n'étaient pas correctement maillés. Ce maillage plus grand utilisé pour les simulations de la cavité Z101 a diminué la précision de calcul et augmenté les fluctuations* inhérentes à l'utilisation d'une taille de maille assez grande.

* On sait qu'avec URMEL (ou SUPERFISH d'ailleurs), les résultats des simulations obtenus avec une taille de maillage assez grande sont assez variables (i.e. plusieurs MHz d'écart sur un même mode). On n'observe une convergence de valeurs que pour des tailles typiquement inférieures au millimètre.

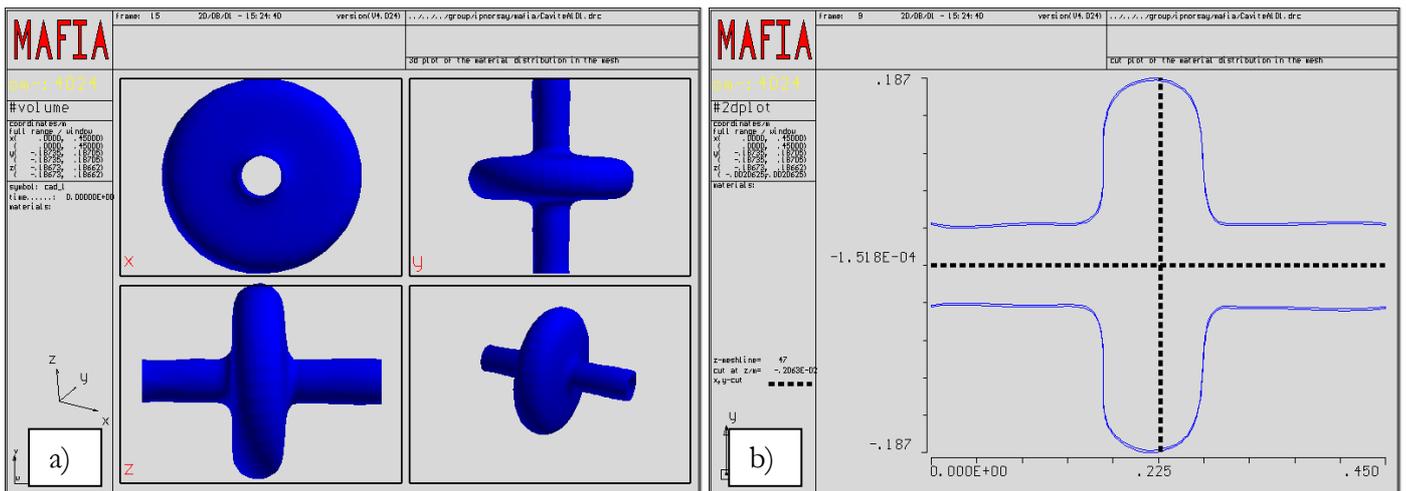
6 Reconstruction en 3D de la cavité A101 et « tentative » de simulation avec MAFIA

Afin de confirmer les bons résultats obtenus avec URMEL, nous avons essayé de calculer les fréquences des modes précédemment calculés, mais cette fois-ci en 3D, avec le logiciel MAFIA.

La condition sine qua non était de pouvoir reconstruire la surface interne de la cavité à partir des coordonnées des profils internes que nous avons calculées. Cette reconstruction, impossible à effectuer avec les outils géométriques présents dans MAFIA, devait passer par l'utilisation d'un logiciel de CAO. Pour cela, il devait pouvoir générer une surface entre deux profils via une fonction de lissage. Comme nous l'avons déjà souligné au début de ce chapitre, ceci fut réalisé avec le logiciel Pro/ENGINEER.

Nouveau « découpage » de la cavité

Nous avons découpé la cavité en 16 sections perpendiculaires à l'axe faisceau, chaque « tranche » étant composée des 18 coordonnées internes correspondant à l'abscisse en question. La génération de la surface s'est faite entre chacune des 16 sections. Parallèlement à la surface interne, une surface externe était générée automatiquement, permettant ainsi la sauvegarde de la cavité au format STL (pour STereoLithography) qui n'accepte que des objets volumiques et non surfaciques. La cavité a ensuite été importée dans MAFIA (voir Figures 6.14-a et b).



Figures 6.14 : Cavité A101 importée dans MAFIA. Représentation en 3D a) et coupe en 2D b).

Simulations

Comme pour les calculs réalisés sur la cavité spoke, le maillage de la A101 a été fait en mode « feuille infiniment mince » et, de ce fait, nous avons rencontré le même type de problème lors des calculs de fréquence. Pour rappel, avec cette modélisation, le solveur calcule les modes propres à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité (voir Figure 6.15). Nous avons donc augmenté le nombre de modes calculés tout en diminuant le nombre de points pour le maillage (à cause des limitations de mémoire vive disponible dans l'ordinateur). Ainsi avec un maillage « grossier » de 8.7 mm (soit environ 100000 points utilisés) et un calcul portant sur les 60 premiers modes (monopolaires et dipolaires confondus), nous n'avons pu avoir que le mode fondamental (5^{ème} mode calculé) et le premier mode dipolaire (25^{ème} mode calculé), de fréquences respectives 686.21 et 1026.69 MHz (Figures 6.16-a et b). A titre d'indication, il faut savoir qu'un tel calcul génère un fichier de sortie supérieur à 1 Go et prend plus de 10 heures.

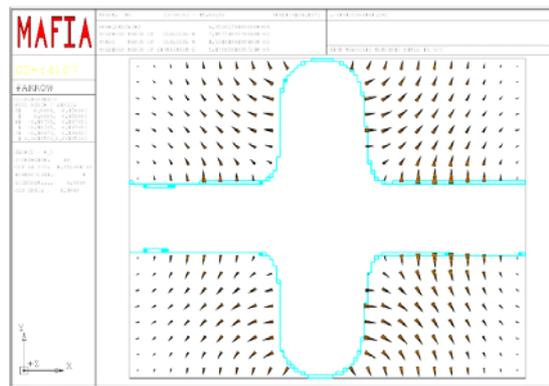
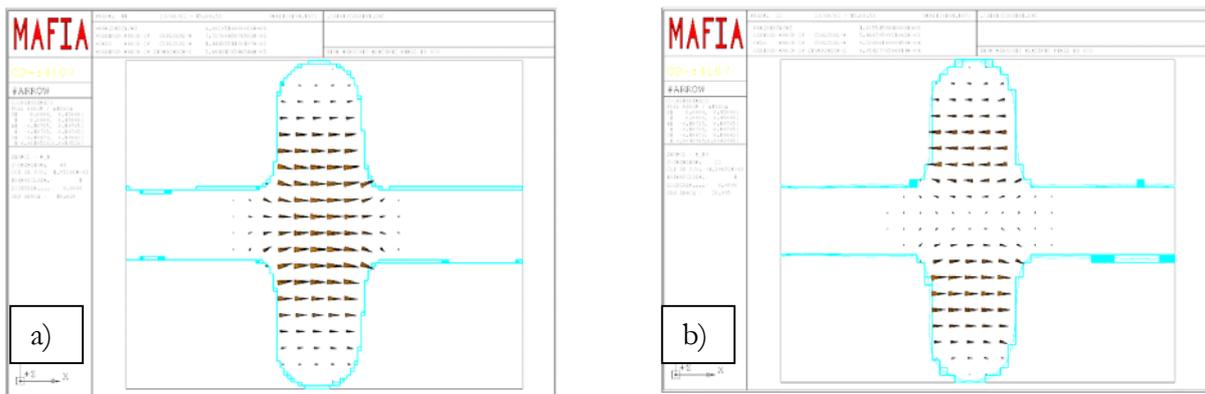


Figure 6.15 : Premier mode calculé par MAFIA (frontières électriques à chaque extrémité).



Figures 6.16 : Représentations en 2D du champ électrique dans la cavité. Mode fondamental TM_{010} a) et premier mode dipolaire TM_{110} b).

Au vu de ces résultats, il nous est apparu impossible de calculer les fréquences de chaque mode supérieur que nous avons mesurées. Seul le calcul du mode fondamental pouvait donc être réalisé. En outre, à part la fréquence du mode dipolaire qui semblait assez proche de celle mesurée, la fréquence du mode fondamental, très éloignée des 698.71 MHz mesurés, nous obligeait à diminuer la taille du maillage afin d'augmenter la précision de calcul. Pour obtenir un maillage comparable à celui utilisé avec URMEL (soit environ 1 mm), il aurait fallu mailler la cavité avec plus de 60 millions de points ! Ce qui n'a pas pu être fait évidemment. Nous avons tout de même effectué un calcul sur les 5 premiers modes (le 5^{ème} et dernier mode étant le mode fondamental, mode sur lequel existe la plus mauvaise précision) en utilisant 4 millions de points (taille moyenne de la maille : environ 2.5 mm). Cela a donné comme fréquence pour le fondamental : 691.5 MHz.

Conclusion.....

Devant ces problèmes liés au maillage, aux temps de calcul relativement longs, aux peu de modes pouvant être calculés et la faible précision des résultats, nous n'avons pu pousser plus en avant cette étude en 3D sur la cavité A101 et donc, par voie de conséquence, sur la cavité Z101. La cause principale vient du calcul des modes « pollueurs » à l'extérieur de la cavité. En tout état de cause, l'augmentation de la finesse du maillage permettrait certainement de retrouver des résultats similaires à ceux trouvés avec URMEL.

Il apparaît donc très important d'apporter une réponse à ce problème, ceci notamment, pour les futurs calculs sur les nouveaux prototypes de cavités spoke que l'IPN souhaite développer. La solution la plus envisageable consisterait à changer la façon dont est modélisée la cavité dans le logiciel de CAO. Une construction dite en « surfacique » et non en « volumique » comme celle adoptée jusqu'à présent permettrait de venir remplir l'espace extérieur à la cavité (dans une boîte fictive par exemple) et donc d'« empêcher » le calcul des modes dans cet espace. Cette façon de construire une cavité (ou un objet quelconque d'ailleurs) demande beaucoup plus de temps et est plus compliquée. De plus, ce genre de modélisation ne serait utile que pour les calculs car le modèle de dessin généré n'est pas utilisable pour réaliser, entre autre, les plans d'ensemble nécessaires à la fabrication.

CHAPITRE VII

**TESTS A FROID DE LA CAVITE SPOKE β 0.35 ET
PERSPECTIVES**

Tests de la cavité à 4.2 K

Deux séries de tests ont eu lieu à l'IPN. La première série, effectuée en janvier 2003, n'a pas permis d'atteindre les performances souhaitées, ceci principalement à cause du fait que la cavité n'avait pas subi de nettoyage « poussé » (c'est-à-dire de HPR*), mais également à cause de pertes supplémentaires au niveau de l'antenne, dues au champ magnétique (la cavité était couplée par un des petits ports RF, prévu à cet effet). Cette série a malgré tout servi à valider, avec succès, l'ensemble du dispositif expérimental (cryostat, vide, acquisition de données...). Le second test, qui a eu lieu fin mars, a quant à lui permis d'atteindre un champ accélérateur maximum de 12.2 MV/m, plaçant cette cavité parmi les meilleures cavité spoke fabriquées à ce jour. Pour arriver à un tel niveau de performances, un rinçage haute-pression (HPR) a été réalisé et la cavité a été couplée via un des tubes faisceau, permettant ainsi de s'affranchir des pertes liées au champ magnétique.

1 Préparation de l'expérience

A propos du cryostat vertical de test.....

Du fait des dimensions assez grandes de la cavité (rappel : longueur > 500 mm avec les brides, diamètre > 550 mm avec les piquages RF), l'IPN a dû s'équiper d'un nouveau dispositif de test. Un nouveau cryostat vertical a donc été réalisé. Faisant près de 3 m de haut et 800 mm de diamètre intérieur, il a été conçu pour pouvoir accueillir la cavité spoke mais aussi la cavité elliptique 5-cellules dont nous avons déjà parlé.

On peut voir sur la Figure 7.1, deux photos du cryostat prises avant qu'il ne soit complètement « encerclé » par les blocs de béton nécessaires à la radioprotection (rayons X pouvant être émis durant le test). On remarquera, sur le tour du cryostat, la présence de plaques de co-netic (matériau à très forte perméabilité magnétique) servant de bouclier passif contre la composante transverse du champ magnétique terrestre. Sous ces plaques, sont également disposées quatre bobines (voir incrusté sur la photo de gauche) permettant une correction « active » de la composante axiale du champ terrestre. Les mesures ont montré qu'il restait un champ magnétique résiduel au fond du cryostat (i.e. là où sera placée la cavité) d'environ 30 mG. Sachant que 1 mG de champ magnétique contribue pour environ 0.5 n Ω à la résistance résiduelle de surface du niobium (à 350 MHz et 4K), on a donc au minimum 15 n Ω de résistance résiduelle. Si on recalcule le Q_0 de la cavité avec 20 n Ω

* HPR : High Pressure Rincing, c'est-à-dire un rinçage à haute pression avec une eau ultra pure (Voir p. 229 pour les explications)

de résiduelle, on obtient $1.6 \cdot 10^9$ (au lieu de $1.9 \cdot 10^9$ calculé avec $R_{rés}=10 \text{ n}\Omega$). L'influence sur le couplage optimal est minime. D'après les mesures présentées au chapitre V (voir Figure 5.15), la « nouvelle » longueur d'antenne devrait être de 76.3 mm pour atteindre $Q_i=1.6 \cdot 10^9$, soit une différence de 0.5 mm par rapport à celle que nous avons déterminée pour $Q_i=1.9 \cdot 10^9$ (rappel : $\beta_i=1$ pour une longueur d'antenne incidente égale à 75.8 mm). Or, comme nous avons décidé, entre temps, d'utiliser un coupleur variable, nous ne devons pas rencontrer de problème pour ajuster facilement la position de l'antenne au couplage optimal.

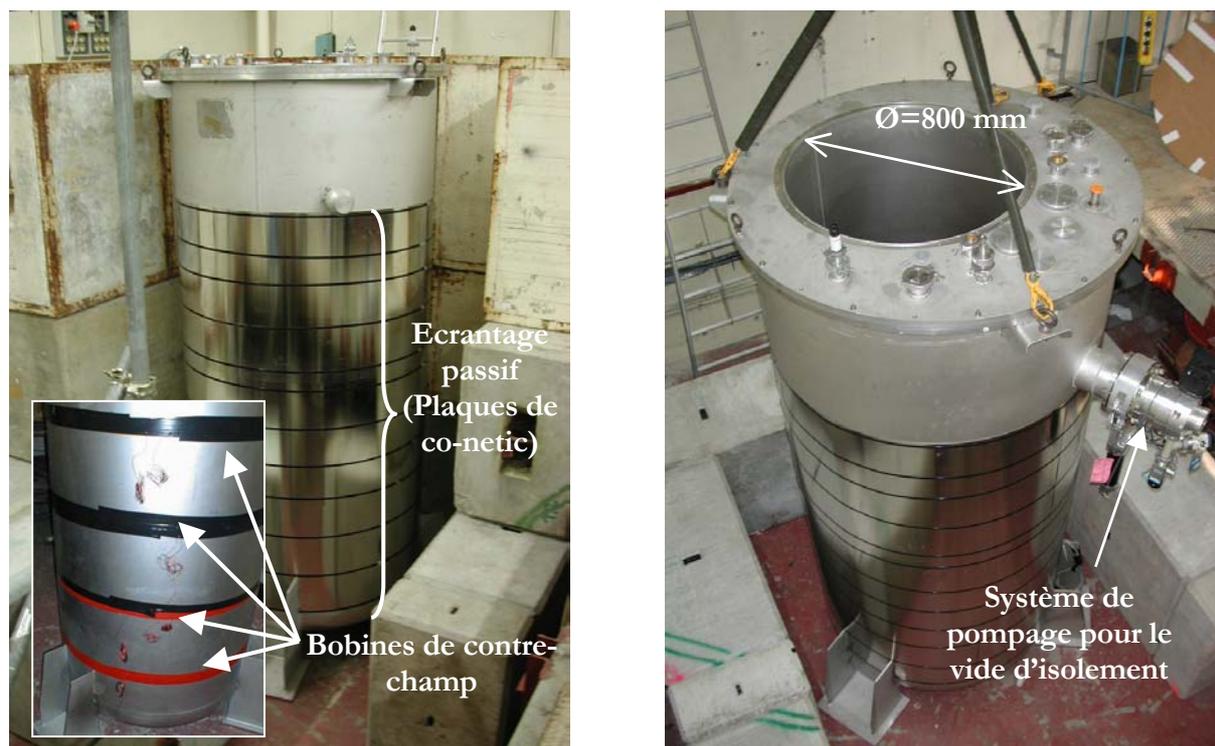


Figure 7.1 : Cryostat vertical de test Ø800.

Préparation de la cavité.....

La préparation des cavités supraconductrices est une étape très importante qui conditionne en grande partie leurs performances. Le but recherché est bien sûr d'avoir un état de surface interne le plus « propre » possible afin de repousser l'apparition d'un quench, réduire l'émission de champ et diminuer au maximum la résistance résiduelle de surface. La procédure standard, utilisée par l'IPN et le CEA pour la préparation d'une cavité supraconductrice en vue d'un test à froid, est la suivante :

1. Réalisation d'une chimie visant à enlever une couche de 100 à 150 microns d'épaisseur sur la surface interne de la cavité. Ce retrait de niobium permet d'éliminer la plupart des

impuretés, de « gommer » certaines fissures et autres défauts présents à la surface de la cavité. La chimie peut être faite soit en plongeant directement la cavité dans un bain d'acide (« chimie au trempé »), soit en utilisant un système de circulation d'acide seulement à l'intérieur de la cavité (« chimie intégrée », figure 7.2). La cavité est ensuite nettoyée plusieurs fois à l'eau ultra pure. La chimie intégrée a l'avantage de ne pas retirer inutilement le niobium sur la surface externe et permet également un rinçage immédiat de la cavité sans avoir à la déplacer.

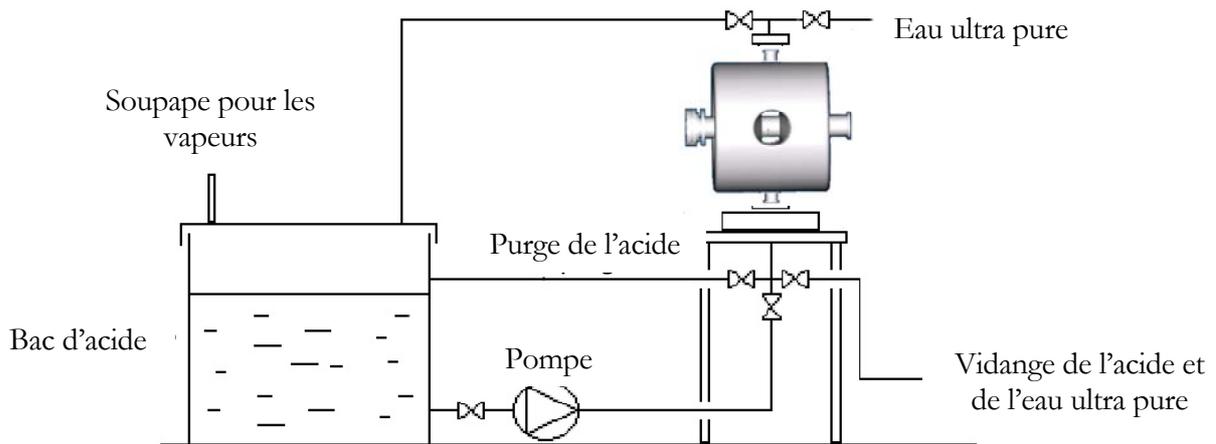


Figure 7.2 : Schéma d'un système de chimie intégrée [160].

2. Rinçage haute pression (HPR) à environ 80 bars, à l'eau ultra pure. Il permet d'enlever les particules de taille généralement supérieure ou égale à $0.1 \mu\text{m}$ (notamment celles résiduelles de la chimie). Cette étape de la préparation se fait en salle blanche de classe 100 afin d'éviter toute pollution.
3. Séchage sous flux laminaire puis montage des brides et mise sous vide pour un test d'étanchéité.

Toutes ces opérations ont lieu au CEA/Saclay. La cavité est ensuite transportée à l'IPN où elle est montée sur son insert puis placée dans le cryostat. On peut voir la cavité spoke sur l'insert prête à être mise dans le cryostat sur la Figure 7.3-a et b. On notera le support qui a été fabriqué pour permettre à la cavité de ne pas plastifier lors de la mise sous vide (cf. calculs de mécanique du chapitre IV).

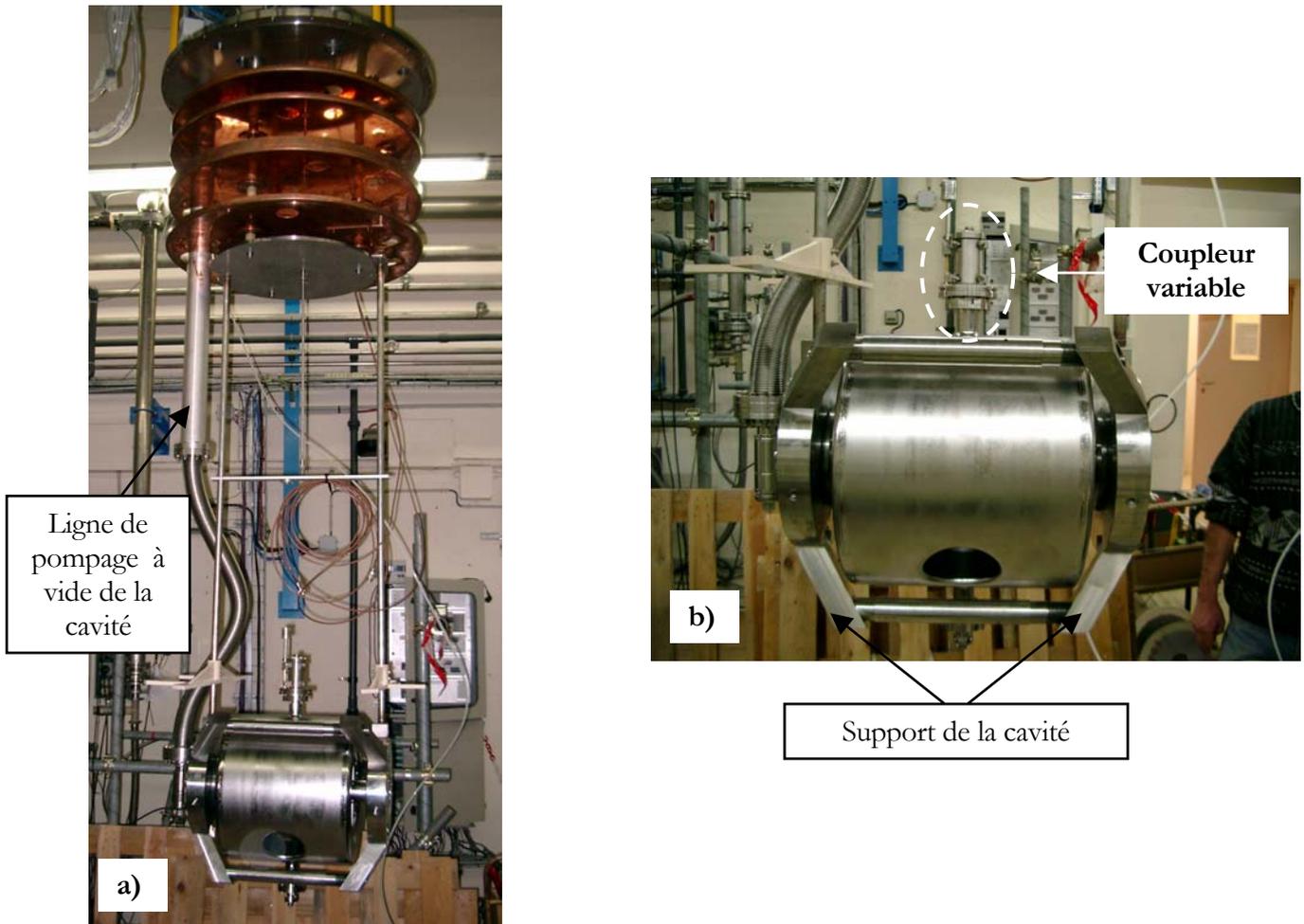


Figure 7.3 : a) et b) cavité sur l'insert prête à être installée dans le cryostat.

Remarques :

1. Pour la première série de tests de janvier, la cavité spoke n'a subi qu'une chimie car le système de HPR était en cours de finalisation*. La chimie a duré 110 minutes pour un total d'environ 240 μm enlevés (soit 120 μm par face). Cette diminution d'épaisseur fait baisser la rigidité de la cavité. Les calculs de mécanique réalisés avec 2.75 mm d'épaisseur pour la cavité et les renforts montrent que la valeur maximale des contraintes passe à 41 MPa, ce qui est toujours sous la limite des 50 MPa que nous nous sommes fixée. Notons que la fréquence de la cavité est passée de 359.1 MHz à 358.87 MHz après la chimie.
2. D'après les tests des cavités spoke $\beta 0.3$ et $\beta 0.4$ fabriquées par Argonne, on sait que ce type de cavité est très sensible à la préparation et particulièrement au fait d'employer, ou non, un rinçage à haute pression. D'abord limitées à environ 5 MV/m et présentant une activité

* Étant prévu à la base pour les cavités elliptiques, il a nécessité des modifications assez importantes.

électronique importante lors des premiers tests réalisés à Argonne après une simple chimie (sans HPR derrière), ces cavités ont toutes les deux atteint plus de 10 MV/m, avec une réduction notable de l'émission d'électrons, grâce à une préparation incluant un rinçage à haute pression [161-162]. On pouvait donc s'attendre, pendant la première série de test, à des performances limitées en champ accélérateur et à une forte émission d'électrons. Nous avons malgré tout réalisé ce test car il nous a permis de vérifier si nous obtenions le bon couplage RF et un facteur de qualité Q_0 conforme aux calculs. De plus, comme nous l'avons déjà évoqué, il nous a bien sûr permis de tester le bon fonctionnement de l'ensemble de l'installation.

2 Résultats des tests

Nous avons utilisé un amplificateur pouvant délivrer une puissance maximale d'environ 100 W en entrée de la cavité. L'acquisition des données est faite via un PC avec un programme développé sous Labview permettant de piloter les différents instruments de mesure : wattmètre, fréquencemètre et oscilloscope.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, nous avons décidé d'équiper la cavité avec un coupleur variable (coupleur ayant servi aux tests des cavités 3 GHz), contrairement au schéma initial où il était prévu de n'utiliser qu'un coupleur fixe. Le coupleur variable permet, en cas d'augmentation importante des pertes dans la cavité (chute du Q_0), de changer le facteur de qualité Q_i du port RF pour pouvoir rester autour du couplage optimal $\beta_i=1$. Etant plus long que le coupleur fixe, nous avons bien sûr utilisé une nouvelle antenne pour pouvoir retrouver une position comparable à celle permettant d'obtenir le couplage optimal dans la configuration du coupleur fixe (ancienne antenne de longueur $L=75.8$ mm). Gardons à l'esprit tout de même les anciennes valeurs de longueur d'antenne pour plus de clarté sachant évidemment que le plus important est, bien sûr, la distance séparant l'extrémité de l'antenne de l'entrée de la cavité. La course maximale de 13 mm de l'antenne devait permettre, d'après les mesures effectuées à chaud, de couvrir plus d'une décade sur la valeur du facteur de qualité Q_i , soit d'environ $5 \cdot 10^7$ pour $L=87$ mm à $2.5 \cdot 10^9$ pour $L=75$ mm. NB : l'antenne a été faite un peu plus courte (i.e. $L=75$ mm) pour avoir une marge de manoeuvre.

Le remplissage du cryostat en hélium n'a pas posé de problème et la consommation statique d'hélium s'est révélée relativement faible (soit 2 l/heure) vu la taille du cryostat. Il a simplement été noté une petite fuite dans le vide d'isolement entre la cuve interne et externe ($P=10^{-4}$ mbar). Le vide

obtenu dans la cavité était de 10^{-8} mbar. Nous avons noté les variations de fréquence de la cavité après sa mise sous vide et une fois amenée à 4.2 K (Tableau 7.1).

Tableau 7.1 : Fréquences de la cavité pendant le test (après chimie).

	Fréquence (MHz)
Cavité installée sur l'insert*	359.38
Cavité sous vide	359.12
Cavité à 4.2 K	359.24

1^{ère} série de mesures : janvier 2003.....

Cette première série de test s'est déroulée sur deux journées. Les courbes issues de ces mesures, représentant l'évolution du facteur de qualité de la cavité en fonction du champ accélérateur, sont présentées sur les Figures 7.4, 7.5 et 7.6.

➤ 1^{er} jour de test (Figure 7.4)

Nous avons commencé les mesures en plaçant l'antenne de façon à obtenir un couplage proche de $\beta_i=1$ (voir la courbe avec les carrés bleus figure 7.4). Il a été obtenu avec l'antenne rentrée le plus possible vers la cavité, ce qui correspondait à la course maximale du coupleur. Il n'était donc déjà plus possible d'utiliser le coupleur dans le but que nous nous étions fixés. A ce niveau, Q_i et Q_0 étaient de l'ordre de $5 \cdot 10^7$ tous les deux, Q_i valant quant à lui environ $1.5 \cdot 10^{11}$ (NB : la valeur de Q_i est conforme à celle que nous avons prédite, soit $1.9 \cdot 10^{11}$). Q_0 est resté à peu près constant jusqu'à 1.8 MV/m. A partir de cette valeur de champ et jusqu'à la valeur maximale de 2.66 MV/m (Q_0 de $2.0 \cdot 10^7$), nous avons observé une forte émission de rayons X (RX), signe d'une intense activité électronique dans la cavité. Au champ accélérateur de 2.66 MV/m, nous étions presque en limite d'amplificateur (75 W en entrée de la cavité).

La première constatation que l'on peut faire est que la très faible valeur de Q_0 indiquait donc que les pertes dans la cavité étaient très supérieures à celle que nous attendions. A titre d'exemple, à $E_{acc}=2$ MV/m, on s'attendait à avoir environ 450 mW de pertes dans la cavité (pour $\beta_i=1$ et $R_{rés}=20$ n Ω). Il y avait pendant le test près de 20 W !

* La cavité, une fois installée sur l'insert, a subi une précontrainte faisant passer sa fréquence de 358.87 MHz à 359.38 MHz.

L'antenne a été ramenée le plus possible à l'intérieur du port de couplage, position qui devait donner, d'après les calculs, un couplage optimal (voir la courbe avec les ronds rose figure 7.4). Nous étions, dans ce cas là, fortement sous-couplés. La valeur du Q_0 est passée à $4.4 \cdot 10^8$, indiquant ainsi que des pertes non négligeables provenaient a priori de l'antenne. Les mesures ont indiqué que les facteurs de couplage Q_i et Q_t étaient bien conformes à ceux qui avaient été calculés pour l'antenne placée à cet endroit. Pour le premier point à $E_{acc}=0.623$ MV/m, on avait $Q_i=2.1 \cdot 10^9$ et $Q_t=1.9 \cdot 10^{11}$. Comme dans la mesure n°1, nous avons observé une forte émission de rayons X entre 1.8 et 2.2 MV/m ($P_{incidente\ max}=83.9$ W).

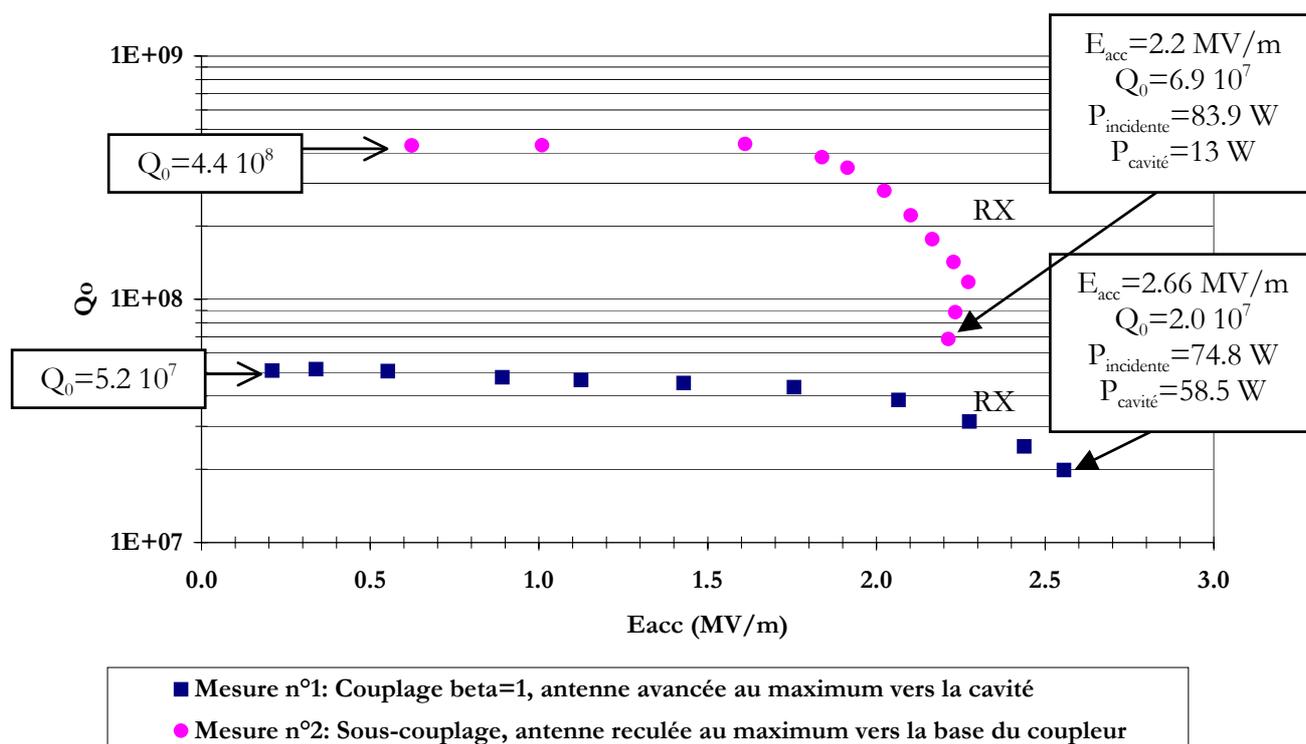


Figure 7.4 : Mesures $Q_0=f(E_{acc})$ pour les deux positions extrêmes de l'antenne dans le coupleur ($\Delta L=11.4$ mm).

$$Q_i=1.5 \cdot 10^{11}$$

➤ 2nd jour de test (Figures 7.5 et 7.6)

Nous avons refait une série de mesures avec la cavité toujours sous-couplée au maximum. Nous avons atteint à peu près le même champ accélérateur, en étant cette fois ci à la limite de la puissance délivrée par l'amplificateur (Figure 7.5).

A partir de ces résultats, nous avons regardé précisément le comportement du facteur de qualité de la cavité en fonction du déplacement de l'antenne dans le coupleur (Figure 7.6). Ces mesures ont été faites à une puissance incidente donnée, $P_{incidente}=160$ mW. Pour le premier point de mesure (Q_0

= $5.2 \cdot 10^8$ et $E_{acc}=0.485$ MV/m), la puissance dans la cavité valait $P_{cavité}=81$ mW au lieu de 27 mW calculés (toujours avec $R_{rés}=20$ n Ω).

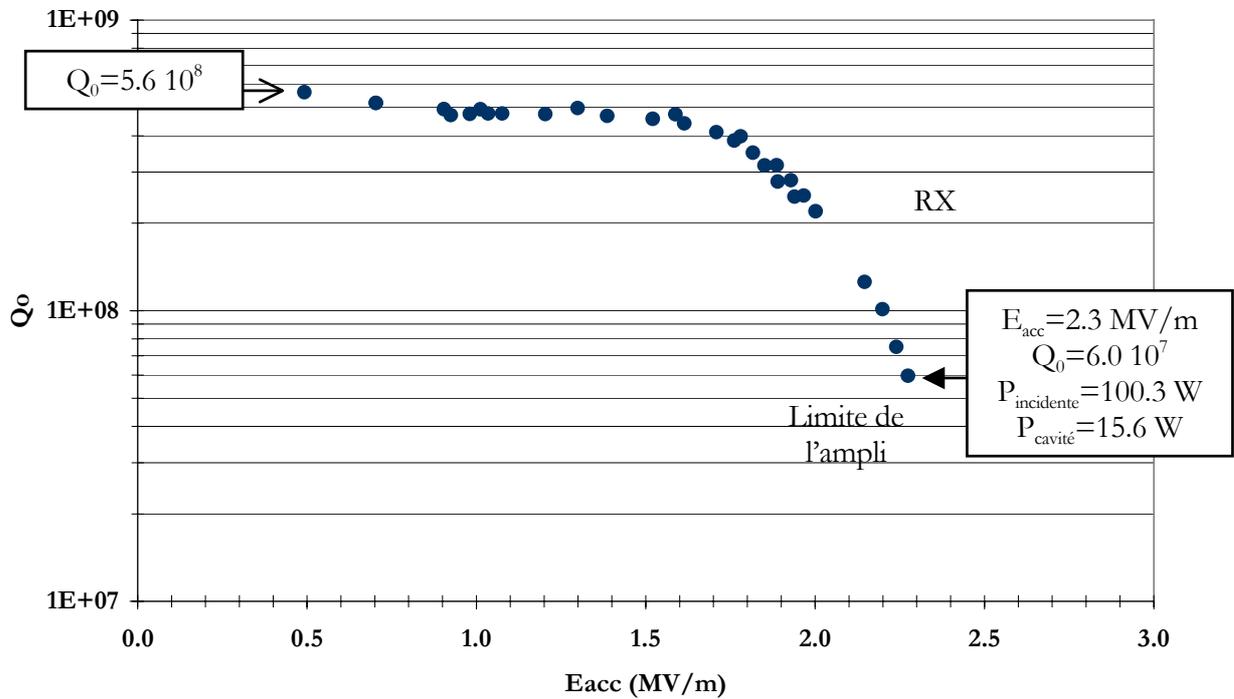


Figure 7.5 : Mesures $Q_0=f(E_{acc})$. $Q_0=1.6 \cdot 10^{11}$.

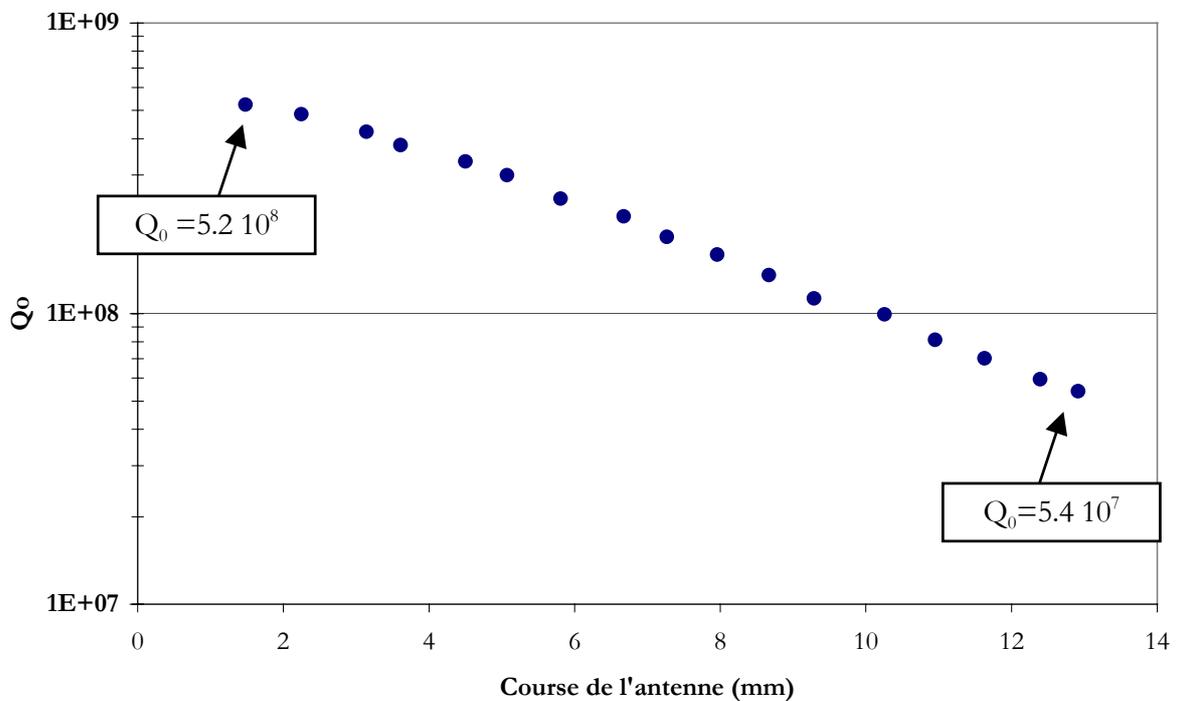


Figure 7.6 : Variation du Q_0 en fonction du déplacement de l'antenne dans le coupleur ($\Delta L=11.43$ mm avec un offset de 1.48 mm). $P_{incidente}$ fixe (160 mW).

La chute d'une décade du Q_0 sur la figure 7.6 montre que des pertes supplémentaires proviennent du coupleur, et plus précisément donc, de l'antenne où semble régner un champ magnétique qui n'est pas négligeable. Comme on peut le voir sur la figure 7.7, à $P_{\text{incidente}}$ fixe, les pertes totales de la cavité passent de 81 à 126 mW (soit +55%). Les premières simulations faites avec MAFIA permettent de retrouver une même tendance générale entre les pertes dues au champ magnétique présent autour de l'antenne et les pertes globales dans la cavité (voir les 2 courbes sur la Figure 7.7). Toutefois, on voit tout de suite que la totalité des pertes dans la cavité ne peut être expliquée uniquement par ces pertes sur l'antenne. Toujours d'après ces simulations, on peut estimer la contribution apportée par les pertes sur l'antenne à environ 1/3 des pertes totales dans la cavité, le reste pouvant être attribué, pour cette série de mesures, au « mauvais » état de surface général de la cavité car elle n'a subi qu'une chimie (sans HPR, nous le rappelons).

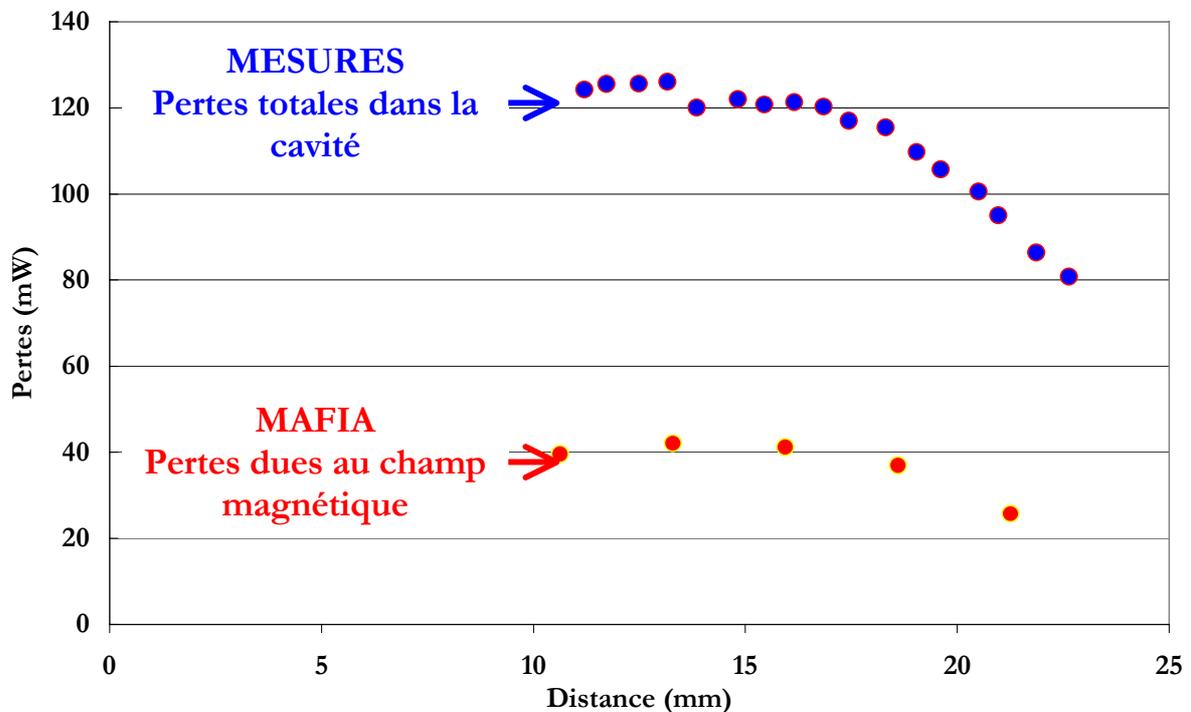


Figure 7.7 : Comparaison de l'évolution des pertes totales dans la cavité (MESURES) et des pertes dues au champ magnétique sur l'antenne (MAFLA).

Ces premiers résultats nous indiquent qu'il faut que nous étudions en détail, et avec beaucoup plus de précision, le rôle joué par le champ magnétique sur l'antenne. Nous souhaitons mener cette étude afin de voir si toute ou partie des pertes que nous avons relevées, proviennent bien de l'antenne où s'il peut y avoir d'autres sources de pertes non négligeables comme l'effet 100 K ou le piégeage d'un champ magnétique résiduel plus important que prévu pendant le refroidissement (ce

sont des pertes fixes dans ce cas là). Dans l'hypothèse où toutes les pertes mesurées proviennent bien de l'antenne, nous devons d'ores et déjà étudier l'endroit le plus adéquat pour installer le port de couplage de la nouvelle cavité spoke $\beta 0.15$. Une première réflexion nous amène à penser que le coupleur pourrait être positionné perpendiculairement à la barre centrale (voir la localisation possible sur la Figure 7.8). A cet endroit, le champ magnétique est plus faible qu'au niveau du coupleur actuel. Le couplage RF pourra se faire semble-t-il sans problème puisque le champ électrique est aussi plus important que celui présent près du coupleur actuel. Tout cela demande évidemment des calculs plus précis.

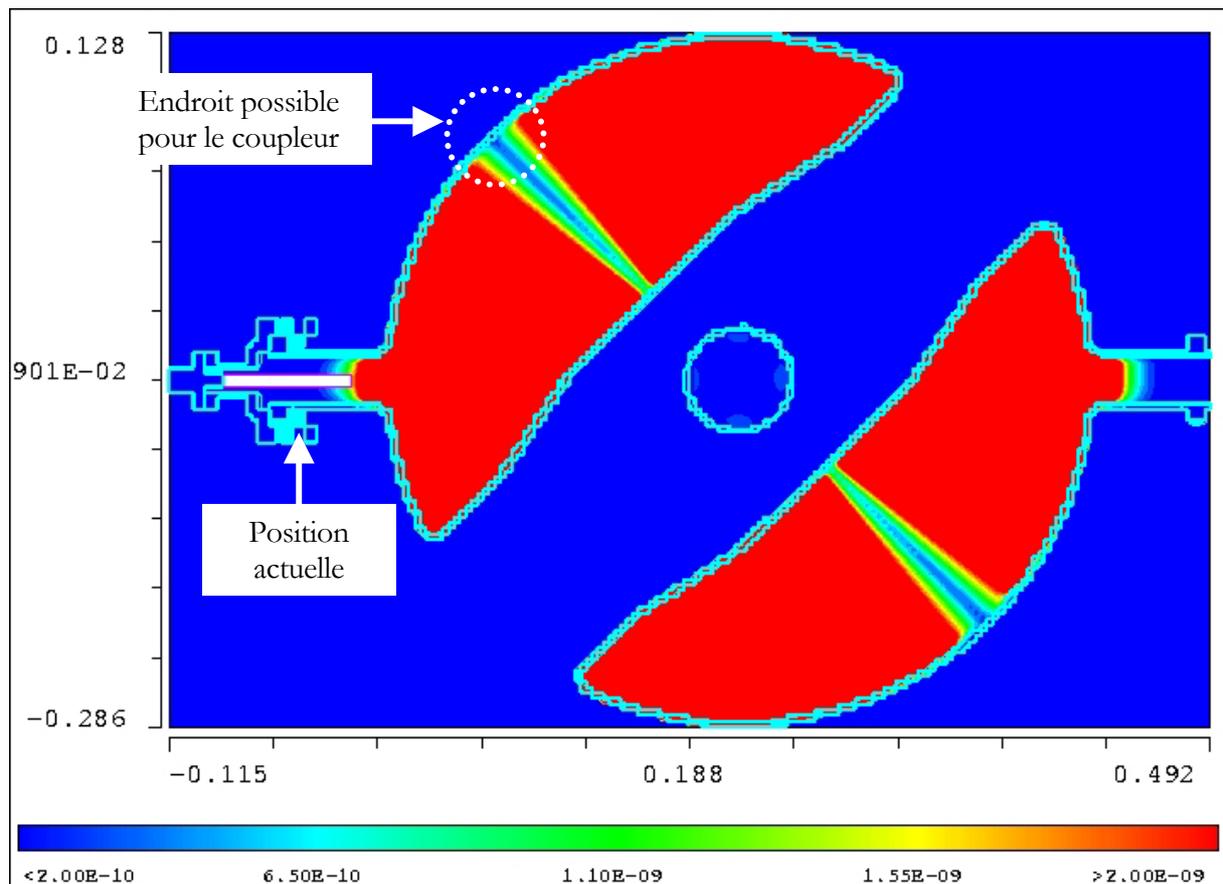


Figure 7.8 : Champ magnétique au milieu de la cavité $\beta 0.35$ (coupe au niveau du plan de symétrie). Localisation possible pour le coupleur à l'endroit où le champ magnétique est minimum afin de réduire les pertes. NB : Il y a un facteur 10 entre les zones bleues et rouges.

2^{ème} série de mesures : mars 2003

Suite à tous ces « problèmes » rencontrés lors de la première série de mesures, nous avons testé tout récemment la cavité en la couplant cette fois-ci par un des tubes faisceau et en lui faisant subir un

rinçage à haute pression (HPR décrit p. 229). Ces deux changements majeurs dans la préparation de la cavité nous permettaient :

- 1) de nous affranchir du problème des pertes dues à l'antenne car le champ magnétique est nul sur l'axe faisceau,
- 2) d'espérer obtenir un facteur de qualité Q_0 beaucoup plus conforme aux prévisions (i.e. au moins égal à 10^9) grâce à l'amélioration de l'état de surface apportée par le HPR.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 7.9, cette dernière série de test est venue couronner de succès l'étude menée, depuis deux ans à l'IPN, sur cette cavité spoke. En effet, la combinaison des deux facteurs, cités précédemment, nous a permis d'atteindre un champ accélérateur maximal de 12.2 MV/m (après un Hélium processing), dépassant largement les spécifications requises pour les projets EURISOL et XADS et plaçant cette cavité parmi les meilleures cavités spoke fabriquées à ce jour (cf. Tableau comparatif 3.3, p. 99). Le champ électrique (resp. magnétique) pic de surface correspondant valait 37 MV/m (resp. 101 mT). Notons également que le facteur de qualité de la cavité fut cette fois-ci en adéquation parfaite avec la valeur espérée (i.e. $1.7 \cdot 10^9$ à $T=4.2$ K et pour $R_{\text{résiduelle}}=20$ n Ω).

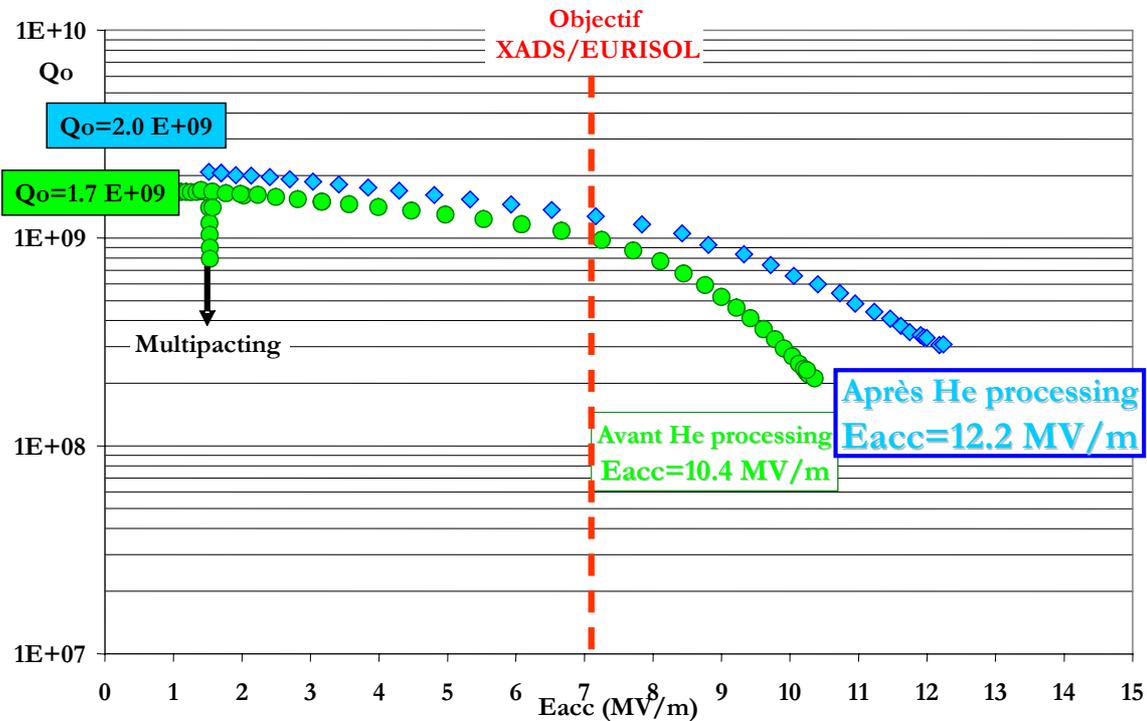


Figure 7.9 : Mesures $Q_0=f(E_{acc})$

Perspectives sur l'étude des cavités spoke

Parallèlement aux études liées au développement de la cavité spoke $\beta 0.35$, nous avons débuté, cette année, l'étude d'un cryomodule composé de cavités spoke (avec leurs équipements associés : tank hélium, système d'accord à froid et coupleur de puissance) et d'éléments de focalisation (doublets de quadripôles). L'objectif, à long terme, est bien sûr de pouvoir tester l'ensemble avec un faisceau de protons. Cette étude n'en est qu'à un stade préliminaire. Nous ne présenterons donc que les grandes lignes de conception.

1 Cavité spoke $\beta 0.15$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre IV, les études de dynamique faisceau, réalisées dernièrement pour le projet XADS, montrent que deux types de cavités spoke (2-gaps, $\beta 0.15$ et $\beta 0.35$) sont suffisantes pour couvrir la plage d'énergie entre 5 MeV et 95 MeV [132-141]. Dans l'hypothèse d'un test avec faisceau (derrière le RFQ d'IPHI par exemple), le choix d'équiper un cryomodule avec des cavités spoke $\beta 0.15$ s'impose.

Géométrie de la cavité.....

Pour cette étude préliminaire, nous avons simplement adapté les dimensions de la cavité pour avoir un bêta géométrique égal à 0.15, tout en respectant les critères d'optimisation que nous avons déterminés lors de l'étude RF de la cavité $\beta 0.35$. Pour rappel, ces critères sont :

- Rapport $\frac{\text{Largeur de la barre centrale}}{\text{Longueur de la cavité}} = \frac{1}{3}$.
- Base de la barre cylindrique et partie centrale en forme de racetrack.

Par conséquent, le design de cette cavité est très proche de celui de la cavité spoke $\beta 0.35$: même forme générale de barre centrale et même forme réentrante des flancs. Les cotes de la cavité sont présentées dans le Tableau 7.2. Comme on peut le voir en Figure 7.9, les principaux changements concernent l'intégration d'un port de couplage plus important (diamètre 103 mm) mais aussi une ouverture faisceau plus petite, de diamètre 50 mm (au lieu des 60 mm de la cavité $\beta 0.35$). Nous avons vérifié que cette réduction de l'ouverture était compatible avec le critère que nous avons fixé

pour la dynamique faisceau : à savoir des tubes faisceau dont le diamètre est 10 fois supérieur au diamètre du faisceau.

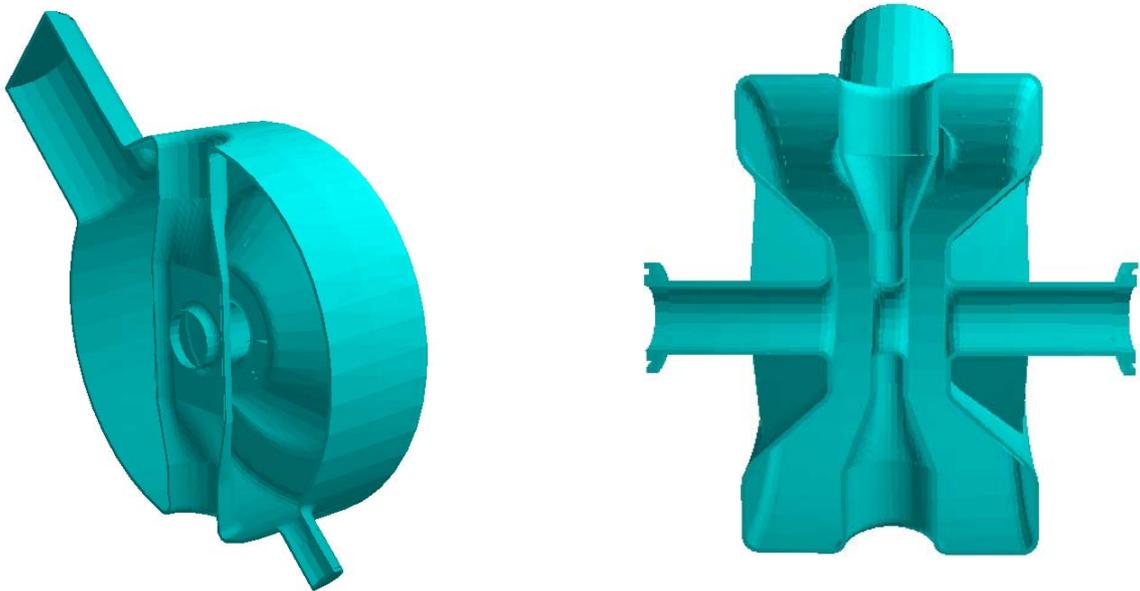


Figure 7.9 : Coupe en 3D de la cavité spoke $\beta 0.15$.

Tableau 7.2 : Cotes des différentes parties de la cavité spoke $\beta 0.15$

	Dimensions (mm)
Diamètre des tubes faisceau ($\varnothing_{\text{tube}}$)	50
Longueur de la cavité ($L_{\text{cav}} = 2/3\beta_g \lambda$)	85
Epaisseur de la partie centrale de la barre ($e = L_{\text{cav}}/3$)	28
Profondeur de la partie centrale de la barre ($p = \varnothing_{\text{tube}} + 20 + e$)	98
Diamètre de la base de la barre ($\varnothing_{\text{base}}$)	72.5
Longueur de la partie haute de la cavité ($L_{\text{top}} = 3 \times \varnothing_{\text{base}}$)	217.5
Longueur des tubes faisceau (L_{tube})	150
Diamètre du corps de la cavité (\varnothing_{cav})	354
Longueur totale de la cavité ($L_{\text{tot}} = L_{\text{cav}} + 2 \times L_{\text{tube}}$)	385

Concernant le piquage du port de couplage, nous avons choisi d'adopter, dans un premier temps, les dimensions du coupleur du LEP ($f=352$ MHz, $P_{\text{fonctionnement}}=60$ kW, $P_{\text{max}}=180$ kW* [163]). En effet, en vue d'un test de la cavité à forte puissance (même sans faisceau), nous pourrions disposer d'un coupleur compatible rapidement. La puissance nominale de 60 kW (en continu) est largement suffisante pour alimenter les cavités $\beta 0.15$, mais aussi $\beta 0.35$, puisque la puissance à transmettre au faisceau est comprise entre 4 kW dans les premières cavités $\beta 0.15$ et 14 kW dans les dernières cavités $\beta 0.35$ ($I=10$ mA pour XADS). Sans entrer dans les détails, le diamètre important du port de couplage permet d'avoir une marge de sécurité très importante vis-à-vis du problème de multipacting† que l'on peut rencontrer dans les structures coaxiales [164-165]. Malgré ces avantages et au vu surtout des problèmes de pertes rencontrés dans le premier test de la cavité $\beta 0.35$, il est évidemment nécessaire que nous redéfinissions la place du port de couplage sur la cavité en envisageant peut être une diminution de son diamètre.

Paramètres RF.....

Nous avons effectué une simulation avec la cavité $\beta 0.15$ ainsi définie, en veillant à utiliser une taille de maille identique à celle employée dans les calculs de la cavité $\beta 0.35$ pour avoir une bonne comparaison (soit environ 2 mm). Nous avons résumé les paramètres RF obtenus dans le Tableau 7.3 où nous faisons également figurer ceux de la cavité $\beta 0.35$.

Tableau 7.3 : Paramètres RF des cavités spoke $\beta 0.15$ et $\beta 0.35$

	$\beta 0.15$	$\beta 0.35$
Fréquence (MHz)	350.00	358.66
$Q_0 @ 4 K$	$1.41 \cdot 10^9$	$1.92 \cdot 10^9$
$r/Q_0 (\Omega)$	101	220
$G (\Omega)$	72	101
E_s/E_{acc}	3.56	3.06
B_s/E_{acc} (mT/MV/m)	7.59	8.28
$E_{\text{acc max}}$ pour $E_s=25$ MV/m (MV/m)	7.02	8.18
Voltage par cavité pour $E_{\text{acc max}}$ (MV)	0.60	1.64

NB : Résistance résiduelle supposée de 10 n Ω .

* Pour des raisons de fiabilité, le design d'un coupleur de puissance inclut toujours une marge de sécurité allant généralement de 2 à 5 fois sa puissance nominale.

† Il est possible de calculer analytiquement, grâce à des lois d'échelle, les seuils de puissance pour lesquels un risque important de multipacting peut avoir lieu. Ces phénomènes de multipacting peuvent, dans certains cas, limiter la puissance que l'on peut injecter dans la cavité à un seuil de puissance relativement bas (que l'on nomme « barrière de multipacting »). Notons que dans le cas d'un phénomène de multipacting à 1 point, la valeur des seuils de puissance est directement proportionnelle à la puissance quatrième du diamètre du port, d'où des risques plus faibles pour un port de grandes dimensions (pour une fréquence et une impédance données).

Tenue mécanique.....

Nous avons simplement regardé le comportement de la cavité sous 1 bar de pression extérieure. Comme pour la cavité $\beta 0.35$, nous avons pris une épaisseur de 3 mm et rajouté 8 renforts dans la partie réentrant des flancs pour que la cavité ne dépasse pas la limite élastique de 50 MPa à 300 K. Les résultats, présentés dans le Tableau 7.4 ci-dessous, montrent que cette cavité est un peu plus rigide, ce qui semble normal puisque ses dimensions générales sont plus petites. On peut déduire de ce calcul que la cavité dépasse juste la limite élastique sous 2 bars avec une contrainte maximale d'environ 54 MPa (Rappel : dans le domaine élastique, l'évolution des contraintes est linéaire et suit la loi de Hooke). Elle supporterait donc les surpressions à 2 bars qui peuvent avoir lieu dans une configuration accélérateur lors d'un refroidissement rapide (cf. chapitre IV). Notons toutefois, que malgré sa plus grande rigidité, la cavité plastifie quand on effectue la simulation avec un bord libre.

Tableau 7.4 : Contraintes et déplacements maxima de la cavité $\beta 0.15$ sous 1 bar.

	Sans renforts	Avec 8 renforts
Contraintes maximales (MPa)	145	27
Déplacements (mm)	0.33	0.05

NB : Les tubes sont fixes.

Fabrication de la cavité.....

Nous avons planifié de lancer la fabrication de cette cavité $\beta 0.15$ pour cette année 2003. Bien entendu, sa géométrie finale n'est pas encore arrêtée puisque nous attendons les résultats définitifs de la cavité $\beta 0.35$ pour pouvoir redéfinir, entre autre, l'emplacement exact du coupleur.

2 Concept du cryomodule [165] _____

Le cryomodule que nous allons présenter est destiné à faire partie de la première section « 5-17 MeV » du linac qui a été conçu dans le cadre du projet XADS. Dans cette section, chaque maille focalisatrice ne comprend qu'une cavité $\beta 0.15$ et deux doublets de quadripôles supraconducteurs, ceci pour des questions de limitation d'avance de phase par maille permettant une meilleure stabilité du faisceau, questions que nous ne développerons pas ici.

En résumé, deux choix peuvent être faits concernant la conception générale du linac et donc, des cryomodules : réaliser des cryomodules assez longs (une dizaine de mètres chacun environ) ou, au contraire, concevoir de petits cryomodules ne comprenant pas plus de 2 ou 3 cavités. La première

solution présente l'avantage de réduire la longueur du linac puisqu'il y a moins d'espace « perdu » correspondant à la transition entre deux cryomodules. Toutefois, pour rester dans les critères d'optimisation de fiabilité du linac du projet XADS, l'utilisation de petits cryomodules indépendants pouvant être changés facilement, sans interruption prolongée du faisceau, est un point plaçant en faveur de la deuxième solution. Elle présente également l'avantage de respecter une parfaite continuité de la maille focalisatrice et, de ce fait, d'aboutir à une meilleure dynamique du faisceau. C'est donc à partir de ce choix qu'a commencé l'étude du design du cryomodule.

Schéma général.....

Il se compose donc de deux cavités spoke $\beta 0.15$ et de deux doublets de quadripôles supraconducteurs pour assurer la focalisation (Figure 7.10). Sa longueur approche 2.4 m et son diamètre est égal à 1 m. Même si ce n'est qu'un design préliminaire et que des modifications seront bien sûr apportées, notons quelques points importants :

- L'alignement des cavités sera réalisé par l'extérieur au moyen de tirants époxy (il y en a 8 par cavité).
- L'espace important disponible entre les deux cavités permettra certainement l'installation des systèmes de pompage à vide pour les cavités ou encore d'éléments de diagnostic pour le faisceau.

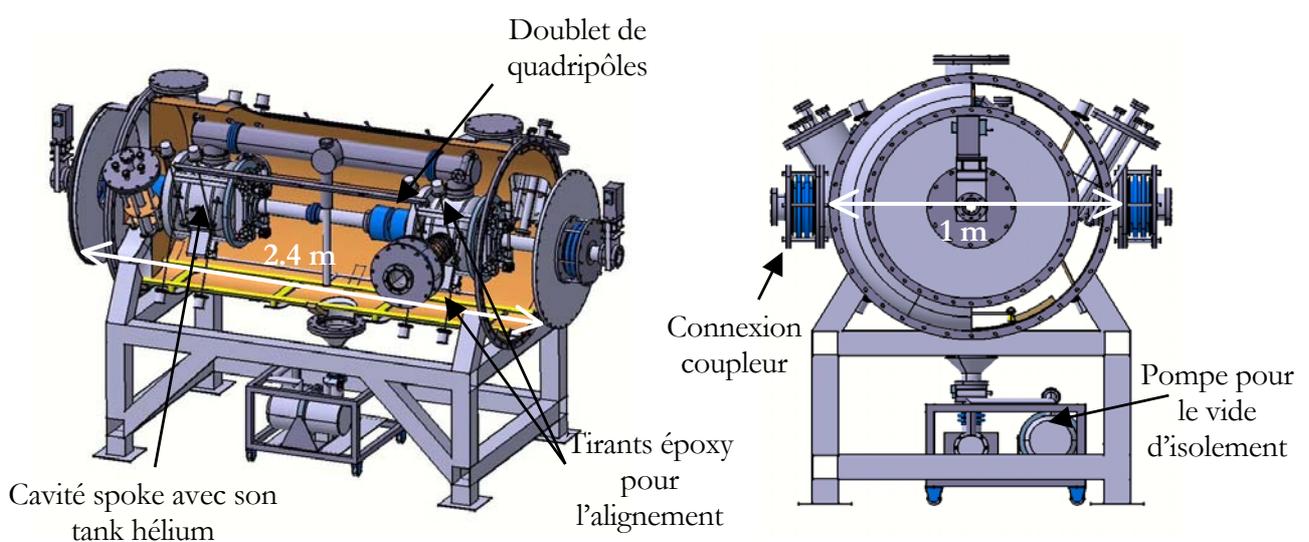


Figure 7.10 : Vues en 3D du cryomodule spoke.

- Sa taille modeste permet d'envisager deux options pour le montage : soit l'assemblage du cryomodule complet en salle blanche (qui nécessite donc de faire de grandes ouvertures sur les côtés), soit un montage en plusieurs étapes où seul l'ensemble cavités+quadripôles+tubes faisceau+coupleurs est assemblé en salle blanche pour être à la fin introduit dans le cryomodule au moyen de chariots démontables.
- Concernant la protection thermique, deux options sont aussi considérées : la première consiste à mettre un écran refroidi à l'azote liquide (77 K) sur toute la surface intérieure du cryomodule ou alors d'envelopper chaque élément de couches de surper-isolation. La deuxième option est certainement la plus simple et la moins chère des solutions.

Nous n'entrerons pas plus dans le détail des composants auxiliaires à la cavité comme le tank hélium ou le système d'accord à froid car ils sont actuellement en cours de redéfinition.

CHAPITRE VIII

CONCLUSION

Depuis maintenant plusieurs décennies, les accélérateurs sont au cœur de nombreuses découvertes et avancées technologiques majeures. Forts de ces succès, ils font l'objet actuellement d'efforts de recherche et développement de plus en plus poussés afin de répondre aux exigences de la communauté scientifique mais également pour apporter des solutions concrètes à certains problèmes de société tel que le traitement des déchets nucléaires avec les ADS. Les travaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent complètement dans ces deux axes de recherche grâce aux études que nous menons actuellement sur les cavités accélératrices supraconductrices spoke et elliptiques pour les projets européens EURISOL et XADS.

Comparées aux structures chaudes classiques en cuivre, nous avons vu que les cavités supraconductrices offraient de nombreux avantages pour de telles machines, notamment en terme de coût de fonctionnement, de fiabilité et de flexibilité. Il semble maintenant clairement établi que l'usage des cavités supraconductrices elliptiques est tout à fait approprié pour la partie haute énergie de ces accélérateurs (entre 100 MeV et 1 ou plusieurs GeV suivant les projets). Les nombreux laboratoires impliqués dans leurs développements et, surtout, l'intégration de ces cavités dans des accélérateurs en construction comme celui de SNS, témoignent de cet état de fait. A ce titre, nous avons présenté une étude originale portant sur des contrôles précis en 3D de la géométrie des cavités elliptiques. Ces contrôles ont permis de déterminer la forme intérieure des cavités permettant d'expliquer, grâce aux simulations effectuées avec leur « vraie » forme, les variations de fréquence observées durant les mesures. Cette analyse géométrique précise des cavités peut être un atout pour améliorer leur fabrication, surtout dans le cas d'une production en série.

A plus basse énergie (inférieure à 100 MeV), les réflexions menées depuis peu semblent pencher en faveur également de cavités supraconductrices, mais contrairement au cas des elliptiques, les choses restent ouvertes quant à l'utilisation de telle ou telle structure. Depuis maintenant deux ans, l'Institut de Physique Nucléaire a choisi d'entamer un programme de R&D sur les cavités spoke. Ces cavités présentent un grand nombre d'avantages et semblent particulièrement bien adaptées aux critères de fiabilité et flexibilité indispensables à des projets tel que XADS. Nous avons donc étudié, puis fait fabriquer par l'entreprise CERCA, et enfin testé (partiellement) une cavité spoke 2-gaps, $\beta 0.35$.

L'étude électromagnétique, réalisée avec MAFIA, a permis d'optimiser ses paramètres RF (minimisation des rapports E_s/E_{acc} et B_s/E_{acc}) en vue d'atteindre au moins 8 MV/m à 4 K (avec un Q_0 de $1.9 \cdot 10^9$). Sa conception a également porté sur l'étude de sa tenue mécanique (notamment au vide), laquelle a révélé un besoin de rigidification au niveau des flancs de la cavité.

A la réception de la cavité (dont la fabrication n'a pas révélé de problème particulier), nous avons pu réaliser des tests à chaud et voir notamment que la fréquence de résonance mesurée était très proche de celle calculée théoriquement ($\Delta f < 500$ kHz), contrairement au cas des cavités elliptiques. Nous avons vérifié également, grâce à une mesure de profil du champ accélérateur, que le plat de champ était très bon du fait du fort coefficient de couplage entre les deux cellules. A la vue de ces deux mesures, il semblerait donc inutile de faire un accord à chaud, ce qui représente un aspect très positif puisque la cavité ne risque pas, dans ce cas, d'être « stressée » par une plastification. Enfin, les mesures sur la rigidité sembleraient montrer que le modèle utilisé pour les calculs de mécanique est assez éloigné de la cavité réelle et que l'on surestime donc à chaque fois sa rigidité (ce fait a été observé également sur les autres cavités spoke). Des marges supplémentaires sont peut-être nécessaires concernant la limite élastique que l'on se fixe, même si le risque de plastifier reste faible puisque nous avons quand même une marge de 90% pour le test à 1 bar sur la limite élastique réelle du niobium. Nous étudierons de nouvelles formes de renforts possibles sur la prochaine cavité spoke $\beta 0.15$ que nous souhaitons fabriquer.

Les tests à froid, réalisés récemment, ont permis de mettre en lumière plusieurs points importants concernant la cavité. Le premier d'entre eux est évidemment l'excellent résultat obtenu en champ accélérateur, soit 12.2 MV/m, démontrant ainsi le fort potentiel de ce type de cavité. Les autres points concernent la préparation de la cavité et l'emplacement du coupleur de puissance. Il apparaît ainsi clairement que le HPR est une étape indispensable pour pouvoir réduire les pertes globales dans la cavité (i.e. atteindre des valeurs de facteur de qualité supérieures à 10^9 , à $T=4.2$ K pour cette fréquence de 352 MHz) et réduire l'activité électronique. Concernant le coupleur, les pertes supplémentaires localisées au niveau de l'antenne et dues au champ magnétique non négligeable à cet endroit, nous amènent à reconsidérer, avec une attention toute particulière, l'emplacement du port de couplage RF sur les cavités spoke. Une étude détaillée sur ce sujet sera donc réalisée sur la cavité $\beta 0.15$ qui est destinée, à long terme, à être intégrée dans un cryomodule pouvant être testé avec un faisceau de protons.

Nous avons donc commencé, en parallèle, l'étude d'un cryomodule équipé de deux cavités spoke $\beta 0.15$. La deuxième cavité peut être fabriquée dans un délai assez bref si le test des cavités $\beta 0.15$ et $\beta 0.35$ est concluant. Elles seront bien sûr équipées de leur propre système d'accord à froid, tank hélium et si possible coupleur. Les études du design du tank hélium et du système d'accord en sont à un stade préliminaire et sont vraisemblablement amenées à changer si nous modifions les dimensions et l'emplacement du coupleur.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] U. Amaldi, «The importance of particle accelerators», EPAC2000, Vienna, 2000.
<http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/e00/PAPERS/MOXE01.pdf>
- [2] W.H. Scharf and O.A. Chomicky, Phys. Med., 12 (1996), 199.
- [3] O. Chamberlain et al., Phys. Rev., 100 (1955), 947.
- [4] Aubert et al., Phys. Rev. Lett., 33 (1974), 1404 et Augustin et al., Phys. Rev. Lett., 33 (1974), 1406.
- [5] Découverte du W : G. Arnison et al., Phys. Lett. 122B, (1983), 103. Plus d'informations : C. Rubbia, « Experimental observation of the intermediate vector bosons W⁺, W⁻ and Z⁰ », Nobel lecture, 8december, 1984, <http://www.nobel.se/physics/laureates/1984/rubbia-lecture.pdf>
- [6] F. Abe et al., « Observation of top quark production in pp collisions with the collider detector at Fermilab », Phys. Rev. Lett., 74 (1995), 2626-2632.
- [7] The LHC study group, The Large Hadron Collider, Conceptual Design, CERN/AC/95-05, <http://cern.web.cern.ch/CERN/LHC/YellowBook95/LHC95/Abstract.html>
- [8] <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT>
- [9] <http://belle.kek.jp/>
- [10] <http://tesla.desy.de/>
- [11] <http://na50.web.cern.ch/NA50>
- [12] W. Mittig et al., LINAG Phase I, A technical report, version 1.3, 27 juin2002, <http://www.ganil.fr/research/sp/reports/files/LINAGPhaseI.pdf>
- [13] W. Wieszczycka & W.H Scharf, «Proton radiotherapy accelerators», World Scientific Publishing Co., 2001.
- [14] J. Sisterson, Particles, Newsletter n°27, 2001.

- [15] J.M. De Conto et al., « ETOILE : the hadrontherapy project for Lyon (France) », EPAC2002, Paris, 2002. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e02/PAPERS/MOPRI081.pdf>
- [16] <http://www.sns.gov/>
- [17] <http://www.synchrotron-soleil.fr>
- [18] T.A. Ceska, J.R. Sayers, G. Stier, D. Suck, Nature 382 (1996) 90.
- [19] [http://www-llb.ccea.fr/neutrons/radio-neut.html#radio](http://www-llb cea.fr/neutrons/radio-neut.html#radio)
- [20] Plus d'informations : <http://www.casetechnology.com/links.html>
- [21] http://www.iba-tg.com/root_tg/pages/IBATG_dynamitron.htm
- [22] J. Wesson, « Tokamaks », Oxford University Press, 1997.
- [23] <http://www.jet.efda.org/>
- [24] <http://www.iter.org/>
- [25] C. Celata, « Les ions lourds offrent une autre approche de la fusion », Courrier du CERN, Volume 42, N°6, Juillet/Août 2002.
- [26] <http://aaa.lanl.gov/>
- [27] C.K. Park et al., « The Komac Project: Accelerator and Transmutation Project in Korea », APAC98, Tsukuba, 1998. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/a98/APAC98/5A003.PDF>
- [28] Report of the Accelerator Technical Advisory Committee for the JAERI-KEK Joint Project, http://jkj.tokai.jaeri.go.jp/pdf/jkj_ATAC2002.pdf
- [29] <http://www.ganil.fr/eurisol/>
- [30] A.C. Mueller, « Radioactive Beams in France », Prog. Part. Nucl. Phys., 46 (2001), 359-374.
- [31] Report of the Study Group, « Driver Accelerators for EURISOL », July 2002. http://www.ganil.fr/eurisol/TaskGroupReports/DriverReportDraft_4-Sept-02.pdf

[32] <http://itumagill.fzk.de/ADS/>

[33] Loi n°91-1381, du 30 décembre 1991, relative aux recherches sur la gestion des déchets radioactifs, 1991.

[34] Rapport n°8 de la Commission nationale d'évaluation relative aux recherches sur la gestion des déchets radioactifs, Paris, 2002.

<http://www.ladocumentationfrancaise.fr/BRP/024000555/0000.pdf>

[35] The European Technical Working Group on ADS, « A European Roadmap for Developing Accelerator Driven Systems (ADS) for Nuclear Waste Incineration », April 2001.

[36] J.L. Biarrotte et al., « High-intensity proton SC-linac using spoke cavities », EPAC2002, Paris, 2002.

[37] G. Boudouris, « Cavités électromagnétiques », Ed. Dunod, 1971.

[38] J.D. Jackson, « Classical electrodynamics », Ed. J. Wiley & Sons,

[39] C. Pagani and A.C. Mueller, « High power accelerators », Frédéric Joliot/Otto Hahn Summer School in Reactor Physics, Cadarache, 2002.

[40] M.T. Menzel and H.K. Stokes, « User's guide for the POISSON/SUPERFISH group of codes », Accelerator Theory and Simulation Group, AT-6, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, 1987. LA-UR-87-115.

[41] U. Lauströer et al., « URMEL and URMEL-T USER GUIDE (Modal analysis of cylindrically symmetric cavities ; Evaluation of RF-fields in waveguides) », 1987.

[42] D.G. Myakishev and V.P. Yakovlev, dans Conference Record of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conference, p.3002-3004, 1991.

[43] MAFIA, CST GmbH, Darmstadt, Germany. <http://www.cst.de>

[44] MICROWAVE-Studio, CST GmbH, Darmstadt, Germany. <http://www.cst.de>

[45] P. Lapostolle, « Introduction à la théorie des accélérateurs linéaires », CERN 87-09, 1987.

- [46] M. Mizumoto et al., « Development of superconducting linac for the JAERI/KEK Joint-Project », LINAC2000, Monterey, 2000.
- [47] T. Tajima et al., « Tests results of $\beta=0.64$, 700 MHz, 5-cell elliptical cavities », SRF2001, Tsukuba, 2001. <http://conference.kek.jp/SRF2001/pdf/PH002.pdf>
- [48] G. Ciovati et al., « Superconducting prototype cavities for the Spallation Neutron Source (SNS) project », PAC2001, Chicago, 2001.
- [49] P. Schmüser, « Superconductivity », CAS, CERN 96-03, 1996.
- [50] M. Cyrot and D. Pavuna, « Introduction to superconductivity and high T_c materials », World Scientific Ed.
- [51] W. Weingarten, « Superconducting cavities - basics », CAS, CERN 96-03, 1996.
- [52] B. Bonin, « Materials for superconducting cavities », CAS, CERN 96-03, 1996.
- [53] H. Kamerlingh-Onnes, Konink. Akad. Wetensch. (Amsterdam), 14 (1911), p. 113-115.
- [54] <http://www.superconductors.org>
- [55] W. Meissner and R. Ochsenfeld, Naturwiss. 21, 787, 1933.
- [56] F. and J. London, Proc. Roy. Soc., A149, 1935.
- [57] V.L. Ginzburg and L.D. Landau, « Phenomenological theory », J. Exp. Theor. Phys. USSR 20, 1064, 1950.
- [58] J. Bardeen et al., Theory of superconductivity », Phys. Rev., 108 (1957), 1175.
- [59] A.A. Abrikosov, Sov. Phys. JETP 5, 1174, 1957.
- [60] D.C. Mattis and J. Bardeen, Phys. Rev., 111 (1958), 412.
- [61] A.A. Abrikosov et al., « A superconductor in a high frequency field », Sov. Phys. JETP 8, 35, 1959.
- [62] J.L. Biarrotte, « Cavités froides », Ecole IN2P3 des accélérateurs, Bénodet, 2002.

- [63] P.J. Bryant, « A brief history and review of accelerators », CAS, CERN 94-01 v.1, 1994.
- [64] P. Waloschek, « The infancy of particle accelerators », DESY 94-0.39, 1994. <http://www-library.desy.de/elbooks/wideroe/WiE-CONT.htm>
- [65] G. Ising, « Prinzip einer Methode zur Herstellung von Kanalstrahlen hoher Voltzahl », Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik, 18 (1924), 1-4.
- [66] J.D. Cockcroft and E.T.S. Walton, « Experiments with high velocity ions », Proc. Royal Soc. London, series A136 (1932), p.619.
- [67] R.Wideröe, « Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher », Archiv für Elektrotechnik, 21 (1928), 387.
- [68] D.H. Sloan and E.O. Lawrence, Phys. Rev., 38 (1931), 2021.
- [69] D.H. Sloan and W.M. Coate, Phys. Rev., 46 (1934), 539.
- [70] E.O. Lawrence and M.S. Livingston, « The production of high speed light ions without the use of high voltages », Phys. Rev., 40 (1932), 19.
- [71] L.W. Alvarez, « The design of a proton linear accelerator », Phys. Rev., 70 (1946), 799.
- [72] L.W. Alvarez et al., « Berkeley proton linear accelerator », Rev. Sci. Instrum., 26 (1955), 111 et 210.
- [73] Ginzton et al., Rev. Sci. Instrum., 19 (1948), 89.
- [74] W.W. Hansen et al., Rev. Sci. Instrum., 26 (1955), 134.
- [75] <http://www.slac.stanford.edu/>
- [76] R.J. Van de Graaff, « A 1500000 volt electrostatic generator », Phys. Rev., 387 (1931), 1919.
- [77] N.C. Christofilos et al., RSI 35 (1964), 886.
- [78] J. Sherman et al., « Status report on a dc 130 mA, 75 keV proton injector », Rev. Sci. Instrum., 69 (1998), 1.

- [79] P-Y.Beauvais et al., « Status report on the Saclay high-intensity proton injector project (IPHI) », EPAC 2000, Vienna, 2000.
- [80] I.M. Kapchinskiy et V.A Teplyakov, Prib. Tekh. Eksp, 2 (1970), 19.
- [81] A.F. Zeller et al., « A superferric quadrupole for use in a SRF cryomodule », LNL Annual Report 2001, INFN-LNL 181/02.
- [82] P.M. Lapostolle, « Introduction to RF linear accelerators », CAS-CERN, 96-02, p.1-17.
- [83] J. Le Duff, « Dynamics and acceleration in linear structures », CAS-CERN, 85-19, p.144-178.
- [84] A.W. Chao and M. Tigner, « Handbook of accelerator physics and engineering », World Scientific, 1999.
- [85] L.M. Bollinger, « Low- β SC linacs : Past, present and future », LINAC98, Chicago, 1998.
- [86] <http://www-bd.fnal.gov/public/proton.html>
- [87] T. Wangler, « RF linear accelerator », Wiley-Interscience, 1998, p.118
- [88] Y. Cho, « Evolution of the SNS Superconducting proton linac », SRF2001, Tsukuba, 2001. <http://conference.kek.jp/SRF2001/pdf/TL023.pdf>
- [89] Y.S. Cho and B.H. Choi, « Design of 20MeV DTL for KOMAC Test Facility », PAC2001, Chicago, 2001. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p01/PAPERS/FPAH105.PDF>
- [90] A. Sauer et al., « Particule dynamics investigations for a high current D⁺ DTL », PAC2001, Chicago, 2001. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p01/PAPERS/RPAH302.PDF>
- [91] <http://www.frascati.enea.it/ifmif/>
- [92] A. Brandelik et al., part. Accel., 4 (1972), 3.
- [93] R. Benaroya et al., IEEE Trans. Magn., 11 (1975), 413.
- [94] K.W. Shepard et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., 24 (1977), 1147.

- [95] H. Padamsee et al., « RF Superconductivity for accelerators », Wiley-Interscience, 1998, p.19,21 et 24.
- [96] I Ben-Zvi and J. Brennan, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., 212 (1983), 73.
- [97] K.W. Shepard et al., « SC driver linac for a rare isotope facility », 9th workshop on RF superconductivity, Santa Fe, 1999.
- [98] M. Pasini et al., « Beam dynamics studies on the ISAC-II post-accelerator at TRIUMF », EPAC2002, Paris, 2002. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e02/PAPERS/THPLE052.pdf>
- [99] P.N. Potukuchi et al., « Status of the niobium resonator construction project for the New Delhi booster linac », PAC99, New York, 1999.
- [100] A. Facco and V. Zviagintsev, « Completion of the LNL bulk niobium low beta quarter wave resonator », 9th workshop on RF superconductivity, Santa Fe, 1999.
- [101] A. Facco and V. Zviagintsev, « Study on beam steering in intermediate- β superconducting quarter wave resonators », PAC2001, Chicago, 2001.
- [102] The Superconducting Injector LINAC for the Cooler Synchrotron COSY, Conceptual Design Report, Jülich, October 2001.
- [103] The Superconducting Injector LINAC for the Cooler Synchrotron COSY, Design Update, Jülich, March 2002.
- [104] H. Padamsee, « Superconducting RF Cavities - A Primer », <http://www.lns.cornell.edu/public/CESR/SRF/BasicSRF/SRFBas21.html>.
- [105] <http://www.jaeri.go.jp/english/press/990528/>
- [106] N. Ouchi et al., « R&D activities for superconducting proton linac at JAERI », APAC98, Tsukuba, 1998. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/a98/APAC98/4D003.PDF>
- [107] J.L. Biarrotte et al., « 704 MHz superconducting cavities for a high intensity proton accelerator », SRF99, Santa-Fe, 1999. <http://laacg1.lanl.gov/rfsc99/WEP/wep005.pdf>
- [108] C. Pagani, « SRF activities at INFN Milano-LASA », SRF2001, Tsukuba, 2001.

- [109] S. Bousson et al., « 700 MHz superconducting proton cavities development and first test in the horizontal cryostat “CRYHOLAB” », EPAC2002, Paris, 2002.
- [110] H. Padamsee, « Superconducting RF - New directions », PAC2001, Chicago, 2001.
- [111] K.C.D. Chan et al., « Progress of APT superconducting linac engineering development », LINAC98, Chicago, 1998.
- [112] J. Delayen, « Medium beta superconducting accelerating structures », Workshop on the Advanced Design of Spoke Resonators, Los Alamos, 2002.
- [113] J. Delayen, « Recent developments in high-current superconducting into linacs », PAC91, 1991.
- [114] A. Pisent et al., « Study of a superconducting 100 MeV linear accelerator for exotic beam production », EPAC2002, Paris, 2002.
- [115] V. Andreev et al., « Study of a novel superconducting structure for the very low beta part of high current linacs », EPAC2002, Paris, 2001.
- [116] G. Bisoffi, « The ladder spoke resonator at INFN-Legnaro », Workshop on the Advanced Design of Spoke Resonators, Los Alamos, 2002.
- [117] A. Sauer et al., « Beam dynamics design of a superconducting 175 MHz CH linac for IFMIF », EPAC2002, Paris, 2002.
- [118] H. Safa and the WP3 Group, « Requirements for the XADS accelerator & the technical answers », PDS-XADS report DEL/02/009, 2002.
- [119] A. Sauer, « The multi-cell SC CH-cavity », Workshop on the Advanced Design of Spoke Resonators, Los Alamos, 2002.
- [120] A. Facco, « Development of a low- β , 352 MHz superconducting reentrant cavity at LNL », Workshop on the Advanced Design of Spoke Resonators, Los Alamos, 2002.
- [121] A. Facco et al., « RF testing of the TRASCO superconducting reentrant cavity for high intensity proton beams », EPAC2002, Paris, 2002.

- [122] J. Delayen et al., « Recent developments in the application of RF superconductivity to high-brightness and high-gradient ion beam accelerators », SCRF1991, DESY, 1991.
- [123] J. Delayen et al., « Design considerations for high-current superconducting ion linacs », PAC1993, ? , 1993.
- [124] J. Delayen et al., « Design and test of a superconducting structure for high-velocity ions », LINAC92, Ottawa. 1992.
- [125] E. Zaplatin, « Electrodynamics and mechanics of multigaps low- β SC structures », Workshop on the Advanced Design of Spoke Resonators, Los Alamos, 2002.
- [126] E. Zaplatin et al., « Low-beta SC H-type cavity for ESS », EPAC2002, Paris, 2002.
- [127] K.W. Shepard, Workshop on the Advanced Design of Spoke Resonators, Los Alamos, 2002.
- [128] R.L. Kuston, « Overview of the SNS project », LINAC2000, Monterey, 2000.
- [129] SPL Study Group, « Conceptual design of the SPL, a high power superconducting H linac at CERN », rapport CERN 2000-012, 2000.
- [130] J.L. Biarrotte, « The baseline proton driver for EURISOL », 2nd EURISOL Town Meeting, Abano, 2002.
- [131] P.E. Bernaudin et al., « Design of the IPHI DTL », PAC2001, Chicago, 2001.
- [132] J.L. Biarrotte, « Options for a high reliable spoke linac », Workshop on the Advanced Design of Spoke Resonators, Los Alamos, 2002.
- [133] D. Barni, « Mechanical issues », 3rd meeting on superconducting accelerator for hybrid, Saclay, 1999.
- [134] H. Gassot, « Mechanical calculations », 3rd meeting on superconducting accelerator for hybrid, Saclay, 1999.
- [135] T. Wangler, « RF linear accelerator », Wiley-Interscience, 1998, p.28.
- [136] G. Olry et al., « Study of a spoke cavity for low-beta applications », SCRF2001, Tsukuba, 2001.

[137] G. Olry et al., « Design and industrial fabrication of $\beta=0.35$ spoke-type cavity », EPAC2002, Paris, 2002.

[138] <http://www.ptc.com/products/proc>

[139] Code GENLIN développé par D. Uriot et N. Pichoff, DAPNIA, CEA, France.

[140] J.L. Biarrotte, « On the EURISOL proton accelerator and its possible links with the XADS accelerator », WP3 Kick-Off Meeting, December 2001.

[141] J.L. Biarrotte et al., « High-intensity proton SC linac using spoke cavities », EPAC2002, Paris, 2002.

[142] E. Haebel, « Couplers for cavities », CAS, CERN 96-03, 1996.

[143] P. Lebrun, « Operating at 1.8 K : the technology of superfluid helium », CAS, CERN96-03, 1996.

[144] H. Sagnac, Communication privée.

[145] L. Lilje et al., « Characteristics of a fast piezo-tuning mechanism for superconducting cavities », EPAC2002, Paris, 2002.

[146] D. Schrage et al., 7th workshop on RF superconductivity, Gif-sur-Yvette, 1995

[147] J. Lemaitre et J.L. Chaboche, « Mécanique des matériaux solides », Ed. Dunod, 1988.

[148] M.G. Gao and P. Kneisel, « Mechanical properties of high RRR niobium at cryogenic temperatures », Adv. Cryo. Eng., vol. 40, pp. 1383-1390.

[149] R.P. Walsh et al., « Low tensile and fracture toughness properties of SCRF cavity structural materials », SCRF99, Santa Fe, 1999.

[150] ACORD CP v.3.0.10, Itech.

[151] <http://www.cerca.fr/>

[152] T. Tajima et al. « Developments of 700 MHz 5-cell superconducting cavities for APT », PAC2001, Chicago, 2001.

- [153] K. Schulze, Niobium, Proceedings of the International Symposium, édité par H. Stuart, San Fransisco, The Metallurgical Society of AIME (1981), p.163.
- [154] H. Gassot, « Etudes de la stabilité mécanique des cavités supraconductrices et de la méthode de rigidification par projection thermique », thèse IPNO-T-02-01, 2001.
- [155] A. Veyssière et al., « Formules et méthodes de mesures relatives aux cavités résonnantes supraconductrices », rapport DPhN/STAS-90-R-13, Saclay, 1990.
- [156] J.C. Slater, « Microwave electronics », D. Van Nostrand, New York, 1965.
- [157] www.zanon.it
- [158] J.L. Biarrotte, « Etude de cavités supraconductrices pour les accélérateurs de protons de forte puissance », Thèse, DAPNIA/SEA-00-01-T, 2001.
- [159] G. Kreps et al, « Half-cell and dumb-bell frequency testing for the correction of the TESLA cavity length », SCRF99, Santa Fe, 1999. <http://laacg1.lanl.gov/rfsc99/WEP/wep031.pdf>
- [160] G. Olry and B. Leluan, « Precise 3D geometrical control of 700 MHz SC elliptical cavities : RF measurements Vs theoretical simulations », SCRF2001, Tsukuba, 2001.
- [161] M.P. Kelly et al, “Cold tests of a spoke cavity prototype for RIA”, PAC2001, Chicago, USA, June 2001.
- [162] M.P. Kelly et al, “High-pressure rinse and chemical polish of a spoke cavity”, SRF2001, Tsukuba, Japan, September 2001.
- [163] J. Tückmantel et al., « Improvements to power couplers for the LEP2 superconducting cavities », PAC95, Dallas, 1995.
- [164] G. Devanz, « A 2D multipactor simulation code for RF components and accelerating structures », EPAC2000, Viennes, 2000.
- [165] E. Somersalo et al., « Computational methods for analyzing electron multipacting in RF structures », Part. Acc., 61, pp 07-141, 1998.
- [166] G. Olry et al., « R&D on spoke-type cryomodule », EPAC2002, Paris, 2002.

RESUME

Les accélérateurs linéaires (linacs) de protons de forte intensité sont, depuis quelques années, au cœur de nombreux projets internationaux (transmutation des déchets nucléaires, production de faisceaux radioactifs, sources de neutrons de spallation, usines à neutrinos...). Les cavités accélératrices supraconductrices, qui constituent une des pierres angulaires de ces accélérateurs, ont connu un essor très important grâce, en particulier, aux excellentes performances atteintes par les cavités dites « elliptiques ». Alors que le choix technologique concernant la partie haute énergie des linacs (énergie du proton supérieure à 100 MeV) semble maintenant clairement établi avec l'utilisation de ces cavités elliptiques, le débat reste encore ouvert au sujet de la partie intermédiaire (typiquement entre 5 et 100 MeV), pour laquelle différents types de cavités « faible bêta » sont actuellement à l'étude. Le thème central de cette thèse porte donc sur l'étude d'une nouvelle structure accélératrice faible bêta, appelée cavité « spoke », qui pourrait répondre aux différents critères fixés, dans le cadre des projets européens EURISOL (production de faisceaux radioactifs) et XADS (transmutation des déchets nucléaires), pour assurer un bon fonctionnement de l'accélérateur, mais aussi, contribuer à réduire le coût global de telles installations. L'étude complète d'une cavité spoke, bêta 0.35, a donc été réalisée : de sa conception, au moyen de logiciels de simulation électromagnétique et mécanique afin d'optimiser sa géométrie, jusqu'aux mesures expérimentales à chaud et à froid ($T=4.2$ K) où un excellent résultat a été obtenu, à savoir un champ accélérateur de 12.2 MV/m (une des meilleures performances atteintes avec une cavité spoke dans le monde). L'étude d'optimisation a notamment montré qu'un rapport 1/3 entre la barre centrale et la longueur de la cavité permettait de minimiser les champs électriques et magnétiques de surface pour un champ accélérateur donné. Elle a également établi que les cavités spoke pouvaient parfaitement être utilisées, dans la partie intermédiaire de l'accélérateur jusqu'à un bêta de 0.15, du fait de leur très grande rigidité. Les tests expérimentaux à chaud réalisés sur la cavité (fabriquée par l'entreprise CERCA) ont confirmé les prédictions théoriques attendues (fréquence, profil de champ et caractéristiques mécaniques). Une autre étude, portant sur le contrôle dimensionnel en 3D de cavités monocellules elliptiques, a permis d'expliquer les écarts observés entre les fréquences mesurées et celles visées, issues des codes électromagnétiques.

Mots clés : cavités spoke, supraconductivité, accélérateur linéaire à protons, contrôle dimensionnel

ABSTRACT

Since a few years, a lot of projects (especially dedicated to transmutation, radioactive beams production, spallation neutron sources or neutrinos factories) are based on high power proton linear accelerators. It has been demonstrated, thanks to their excellent RF performances, that superconducting elliptical cavities represent the best technological solution for the high energy part of these linacs (proton energy from typically 100 MeV). On the contrary, between 5 and 100 MeV, nothing is clearly settled and intensive studies on low-beta cavities are under progress. The main objective of this thesis deals with the study of a new low-beta cavity, called “spoke”, which could be used in the low energy part of European XADS and EURISOL accelerators projects. A complete study of a beta 0.35 spoke cavity has been done: from its electromagnetic and mechanical optimization to warm and, above all, cold experimental tests: an accelerating field of 12.2 MV/m has been reached at $T=4.2$ K, that is to say one of the best value among the spoke cavities performances in the world. It has been shown that the specific ratio of a third, between the spoke bar diameter and the cavity length, led to optimize the surface electromagnetic fields. Moreover, spoke cavities can be used without any trouble, in the low energy part, due to their good rigidity. The experimental measurements performed on the cavity (which was produced by the CERCA company) have confirmed the theoretical calculations, especially, concerning the expected frequency and mechanical behavior. Another study, performed on elliptical cavities, gave an explanation of the discrepancies between the measured and calculated frequencies thanks to a precise 3D geometrical control.

Keywords : spoke cavity, superconductivity, proton linear accelerator, geometrical control