UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

CONCEPTION D'UN CIRCULATEUR HYPERFRÉQUENCE À 3-VOIES EN TECHNOLOGIE GUIDE D'ONDE MAGNÉTISÉ AU-DELÀ DE LA LIGNE DE KITTEL

MAHFOUD HOCINE

DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION

DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES

(GÉNIE ÉLECTRIQUE)

AVRIL 2010

© MAHFOUD HOCINE, 2010.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé

CONCEPTION D'UN CIRCULATEUR HYPERFRÉQUENCE À 3-VOIES EN TECHNOLOGIE GUIDE D'ONDE MAGNÉTISÉ AU-DELÀ DE LA LIGNE DE KITTEL

Présenté par: HOCINE Mahfoud

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. WU Ke Ph.D, président

M. AKYEL Cevdet, D.Sc.A., membre et directeur de recherche

M. CALOZ Christophe, Ph. D., membre

DÉDICACE

À la mémoire de mon cousin Abdnour

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont, par leur concours direct ou indirect, soutenu les travaux réalisés dans ce mémoire.

Je remercie chaleureusement mon directeur de recherche, le professeur Cevdet Akyel, pour avoir accepté de diriger ce projet de recherche et de m'avoir accompagné tout au long de sa réalisation avec beaucoup d'intérêt et de disponibilité.

Mes remerciements vont également au professeur Ke Wu pour avoir accepté de présider le jury, ainsi que le professeur Christophe Caloz pour avoir accepté de siéger dans le jury en qualité de membre examinateur.

Je tiens à remercier le management d'Apollo micro-ondes pour avoir financé ce projet et pour m'avoir permis de publier les résultats qui sont souvent classés confidentiels. Je remercie également l'équipe d'ingénierie d'Apollo micro-ondes, et plus particulièrement Marco Caplin, William D'Orazio et Bill Tsounis, pour les nombreuses discussions que nous avons eues.

Je ne peux oublier non plus de remercier tout particulièrement le professeur Joseph Helszajn de Heriot-watt University, pour les nombreuses discussions que j'ai eu le privilège d'avoir avec lui et pour ses inestimables conseils et remarques. J'exprime en particulier à ce dernier ma chaleureuse amitié et qu'il trouve ici l'expression de mon immense reconnaissance.

Pour mon père, l'éternel étudiant, je lui dis merci pour tout son soutien et ses encouragements ininterrompus pendant toutes mes années d'études et de carrière professionnelle. Je remercie aussi ma mère pour son soutien et son affection.

Enfin, j'ai une tendre pensée pour ma femme et ma petite Sarah. Ces années de travail intensif auraient été bien plus difficiles sans leur soutien, qu'elles soient remerciées de leurs encouragements et de leur affection tout au long de ces années.

RÉSUMÉ

L'objectif de ce projet est de concevoir un circulateur micro-ondes très stable en température qui sert à protéger un amplificateur de haute puissance d'une station radar opérant dans la bande de fréquence de 1.2-1.4 GHz. L'amplificateur en question est un "Klystron" capable de générer un pulse pouvant atteindre 80 KW. La température de l'environnement d'exploitation de cette station terrestre varie de -40ºC à 80ºC.

Dans de ce mémoire deux régions de magnétisations sont séparément exposées afin de mettre en relief leurs propriétés particulières. Ainsi, les paramètres de conceptions relatifs aux régions de magnétisations situées à gauche et à droite de la résonance de Kittel sont d'abord donnés de façon théorique, par la suite, ils sont utilisés de façon pratique pour la conception du circulateur en technologie guide d'onde. Les résultats pratiques de cette étude sont ensuite présentés pour apprécier la différence fondamentale entre les deux approches ainsi que la robustesse en termes de stabilité en température que la magnétisation au-delà de la résonance de Kittel apporte au dispositif conçu. Bien que cette dernière magnétisation soit bien exploitée en industrie, dans la conception des circulateurs « drop-in », il en demeure pas moins que cette polarisation reste beaucoup moins documentée que la magnétisation conventionnelle, c'est à dire, la magnétisation entre la résonance principale et la résonance subsidiaire.

La pertinence de cette solution est évaluée par les tests en température et en puissance. Enfin, à la lumière des résultats de ce mémoire, une nouvelle étude à explorer est proposée pour l'amélioration de la puissance soutenue, les pertes par insertions et la réduction des dimensions mécaniques des circulateurs à 4-voies à décalage de phase.

ABSTRACT

A current trend in connection with L-band radar systems is the ever-increasing power available from the Klystrons and Magnetrons. This trend has consequently led to output arms that can sustain the operating power and protect the amplifier from antenna mismatches and fault conditions.

The main component in the output arm used to protect the amplifier from antenna mismatches is the circulator. Although the basic operating principle of the circulator has not changed over the years its detailed design, however, has.

In the past a 3-port waveguide junction circular biased below the main resonance was the typical design approach. This design however is limited in peak operating power by a phenomenon called spin wave instability. One solution to this problem is to operate the junction with a DC bias field between the main and subsidiary resonance and above a certain value known as H_{lim}. This DC bias setting is however very difficult to set because of the changes in ferrite parameters at high operating power levels, rendering the design approach ineffective. The principle objective of this thesis is to develop a degree-2 high peak power 3-port waveguide junction circulator that is biased above the Kittel line where no first order spin waves are excited

The topology of the resonators used in both designs is quasi-planar disk mounted on a metallic pedestal separated by a dielectric or free space region to form two magnetic walls. The most difficult condition to meet in the design of a junction circulator using a quasi-planar resonator magnetized above the Kittel resonance is the choice of the direct magnetic variables. The procedure undertaken in this project is applicable to the construction of circulators with specifications of up to 25% bandwidth with aVSWR of 1.20 and an isolation of 23dB.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE III

REMERCIEMENTS IV

RÉSUMÉ V

ABSTRACT VI

TABLE DES MATIÈRES VII

LISTE DES TABLEAUX XI

LISTE DES FIGURES XII

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS XV

LISTE DES ANNEXES XVI

INTRODUCTION 1

CHAPITRE 1 INTERACTION FERRITES MICRO-ONDES 3

1.1 Les ferrites 4

1.2 Cycle d'hystérésis 4

1.3 Équation de mouvement du vecteur d'aimantation 5

1.4 Définition des tenseurs de susceptibilité et de perméabilité magnétiques 7

1.4.1 Équation de Maxwell 7

1.4.2 Relations constitutives dans le vide 7

1.4.3 Susceptibilité 8

1.5 Tenseur de Perméabilité 10

1.5.1 Le Tenseur de Susceptibilité 12

1.5.2 Susceptibilité Scalaire 16

1.6 Largeur du Raie de Résonance Gyromagnétique ΔH 18

1.7 Largeur du Raie d'Onde de spin ΔH_k 20

1.8 Le Facteur de Démagnétisation 21

1.9 Température de Curie 23

CHAPITRE 2 THÉORIE DES CIRCULATEURS 25

2.1 Matrice S d'un circulateur 25

2.2 Définition de la jonction de circulateur 27

2.3 Valeurs propres d'un circulateur à 3-voies 29

2.3.1 Valeurs propres d'une jonction à 3-voies réciproque 30

2.3.2 Valeurs propres d'un circulateur idéal 32

2.3.3 Identification du mode d'opération dans le spectre fréquentiel 34

2.4 Model RLC d'une Jonction de Circulateur 36

2.4.1 Circuit équivalent à partir de la fonction de réactance 36

2.4.2 Définition des modes normaux d'un résonateur LC parallèle 37

2.4.3 Conditions de circulation 39

2.4.4 Largeur de bande d'une jonction de circulateur couplée 40

2.5 Limitation de l'adaptation d'impédance d'une jonction de circulateur 41

CHAPITRE 3 PARAMÈTRES MAGNÉTIQUES ET TECHNIQUES DE CARACTÉRISATION D'UN CIRCULATEUR 43

3.1 Largeur de bande en fonction des paramètres magnétiques. 43

3.2 Pertes par insertion en fonction des paramètres magnétiques 45

3.3 Jonction magnétisée en deçà de la résonance de Kittel 47

3.4 Jonction magnétisée au-delà de la résonance de Kittel 49

3.5 Technique de Mesure des Caractéristiques de Conception 51

3.5.1 Mesure de la Conductance du Gyrateur 51

3.5.2 Définition de l'admittance d'une jonction de circulateur 54

3.5.3 Mesure des fréquences de séparation d'une jonction magnétisée 56

3.5.4 Mesure de la pente de la susceptance d'une jonction.....58

3.5.5 Mesure de la pente de la susceptance d'une jonction magnétisée.....59

3.5.6 Mesure des valeurs propres s_0 et s_1 59

CHAPITRE 4 CONCEPTION D'UNE JONCTION DE CIRCULATEUR À 3-VOIES MAGNÉTISÉ EN DEÇÀ DE LA RÉSONANCE DE KITTEL.....62

4.1 Critères de conception.....62

4.1.1 Analyse des critères de conception 63

4.1.2 Besoins de la conception. 65

4.2 Conception d'un circulateur magnétisé en deçà de la résonance de Kittel 65

4.2.1 Résonateur gyromagnétique.....67

4.2.2 Fréquence de résonance d'un résonateur quasi-planaire.....71

4.2.3 Le circuit gyrateur complexe.....73

4.2.4 Circulateur à jonction de degré-2 75

4.3 Résultats expérimentaux. 76

4.3.1 Test de température. 79

CHAPITRE 5 CONCEPTION D'UN CIRCULATEUR À 3-VOIES MAGNÉTISÉ AU-DELÀ DE LA RÉSONANCE DE KITTEL.....80

5.1 Magnétisation de saturation. 80

5.2 Choix du matériau de ferrite.....81

5.3 Résonateur gyromagnétique.....81

5.3.1 Paramètres magnétiques du circulateur.....83

5.3.2 Espace gyromagnétique au-delà de la résonance de Kittel 84

5.3.3 Caractérisation du circuit gyrateur complexe.....85

5.3.4 Validation des paramètres de conception.....87

5.4 Transformeur quart d'onde de type ''double ridge'' 88

5.5 Résultats expérimentaux 91

CONCLUSION 94

BIBLIOGRAPHIE 99

ANNEXES 103

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1: Facteur de démagnétisation 22

Tableau 4.1: Caractéristiques du matériau de ferrite 68

Tableau 4.2: Paramètres de design pour une polarisation en deçà de la résonance de Kittel. 78

Tableau 5.1: Spécifications du matériau utilisé pour la conception 81

Tableau 5.2: Paramètres de design pour une polarisation au-delà de la résonance de Kittel 93

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1: Cycle d'hystérésis d'un matériau aimanté 5

Figure 1-2 : Précession du vecteur d'aimantation.....6

Figure 1-3: La susceptibilité en fonction de la magnétisation pour $\omega_m/\omega = 1$ **et** $\alpha = 0.001$..16

Figure 1-4: Non-réciprocité dans le ferrite [20].....18

Figure 1-5: Largeur du raie de résonance gyromagnétique ΔH 19

Figure 1-6: Comportements des matériaux en fonction de la température.....24

Figure 2-1: Définition des ondes incidentes et réfléchies dans une jonction à 3-voies.....26

Figure 2-2: Circulateur à jonction en guide d'onde à 3-voies.....29

Figure 2-3: Diagramme des valeurs propres d'une jonction réciproque.....31

Figure 2-4: Circuit propre d'une jonction réciproque 32

Figure 2-5: Diagramme des valeurs propres d'une jonction magnétisée.....33

Figure 2-6: Circuits propres d'un circulateur idéal à 3-voies.....34

Figure 2-7: Circuit équivalent du plan de référence d'une jonction.....36

Figure 2-8: Résonateur parallèle 37

Figure 2-9: Topologie en modes normaux d'un résonateur parallèle 38

Figure 2-10:Topologie en modes normaux d'une jonction de circulateur.....39

Figure 3-1: Évolution de la gyrotropie en fonction du champ magnétique interne.....44

Figure 3-2 : La perméabilité effective en fonction du champ magnétique interne 46

Figure 3-3: Largeur de raie de résonance principale.....47

Figure 3-4: Champ magnétique de polarisation d'un circulateur.....49

Figure 3-5: Diagramme de valeurs propres d'un circulateur idéal.....52

Figure 3-6: La conductance en fonction du taux d'ondes stationnaires d'une jonction magnétisée.....54

Figure 3-7: Valeur propre d'une jonction de circulateur faiblement magnétisée.....56

Figure 3-8: Fréquences de séparations typiques du mode correspondant à la solution $(kR)_{2,1} = 3.054236$ 57

Figure 3-9: Circuit équivalent d'un circulateur adapté 58

Figure 3-10: Montage requis pour déterminer la première valeur propre 59

Figure 4-1: Magnétisation d'un résonateur de ferrite 66

Figure 4-2: Diagramme schématique d'un circulateur à résonateur quasi-planaire 66

Figure 4-3: Variation du champ critique en fonction du champ statique.....69

Figure 4-4 : Diagramme schématique d'un circuit gyromagnétique 71

Figure 4-5: Ajustement de la première condition de circulation 73

Figure 4-6: Fréquences de séparations du circuit gyrateur complexe 74

Figure 4-7 : Paramètres de la jonction polarisée entre la résonance subsidiaire et la résonance principale 74

Figure 4-8: Représentation logarithmique de la réponse théorique des réflexions d'un circulateur de degré-2 pour $k_0 R = 1.139$ 75

Figure 4-9: Représentation sur l'abaque de Smith de la réponse théorique des réflexions d'un circulateur de degré-2 pour $k_0 R = 1.139$ 76

Figure 5-1: Espace modal d'un résonateur de ferrite circulaire 82

Figure 5-2: Point de polarisation du circulateur dans l'espace gyromagnétique.....84

Figure 5-3: Montage pour la caractérisation de la jonction.....86

Figure 5-4: Fréquences de séparations d'un résonateur gyromagnétique découplé. 86

Figure 5-5: Paramètres de la jonction magnétisée au-delà de la résonance de Kittel 87

Figure 5-6: Circuit équivalent d'une voie d'une jonction de circulateur de degré-2.....87

Figure 5-7: Validation des paramètres du design 88

Figure 5-8: Diagramme schématique d'un guide d'onde "double ridge".....89

Figure 5-9: Longueur d'onde de coupure du mode TE_{10} d'un guide d'onde “double ridge”, b/a=0.154 90

Figure 5-10: Impédance du mode TE_{10} d'un guide d'onde “double ridge”, b/a=0.154 90

Figure 5-11: Jonction de circulateur en forme Y symétrique 91

Figure 5-12: Résultats du test de température 92

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

CST	Computer Simulation Technology
DBS	Direct Broadband Satellite
HP	Hewlett Packard
LHCP	Left hand circularly polarized wave
RF	Radio Frequency
RHCP	Right Hand Circularly Polarized Wave
T.O.S	Taux d'Ondes Stationnaires
UHF	Ultra High Frequency
VSWR	Voltage Standing Wave Ratio

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE 1 – Rappel historique sur les phénomènes magnétiques

ANNEXE 2 – Matrice unitaire

ANNEXE 3 – Définition de a_i et b_i en fonction des paramètres électriques

ANNEXE 4 – Obtention de l'équation de Helmholtz

ANNEXE 5- Test de température du Circulateur magnétisé en deçà de la résonance de Kittel

ANNEXE 6- Test de température du Circulateur magnétisé au-delà de la résonance de Kittel

INTRODUCTION

Le radar a beaucoup contribué au développement des hyperfréquences : les études faites pendant et après la Seconde Guerre mondiale, notamment au Massachusetts Institute of Technology, ont conduit à la mise au point d'ouvrages consacrés au fondement, à la technologie et aux techniques de mesure des hyperfréquences. Par la suite, de nouveaux domaines d'utilisations sont apparus comme les télécommunications spatiales et terrestres, utilisant des faisceaux hertziens et des appareils de contre-mesures (capables de détecter une émission).

L'augmentation incessante de la puissance des émetteurs (Klystron ou Magnétron) des systèmes radar terrestres a conséquemment nécessité une chaine d'émission pouvant soutenir cette puissance et ainsi protéger l'émetteur des dommages coûteux causés par la puissance réfléchie par l'antenne radar ou toute autre mauvaise adaptation située à l'amont de la source de puissance d'émission. La protection des sources radio-fréquences est une pratique très courante et recommandée pour augmenter la fiabilité des émetteurs. Plusieurs types de solutions sont utilisés pour assurer ce genre de fonction. Cependant, en haute puissance, le circulateur en technologie guide d'onde demeure la solution la mieux adaptée. Ainsi, il est l'un des composants les plus importants de cette chaine de protection.

On peut rencontrer plusieurs topologies de circulateur, toutes différentes les unes des autres, mais leur propriété commune est la non-réciprocité. Cette propriété, appelée couramment isolation, est conférée au circulateur par un élément interne en matériau de ferrite.

Ce mémoire est dédié au circulateur à 3 voies à technologie guide d'onde utilisant un résonateur quasi-planaire. Deux différentes approches seront développées dans cette étude dans le but de satisfaire les spécifications électriques et environnementales d'exploitation du dispositif. Le chapitre 4 est consacré au développement de la première approche, la plus exploitée dans l'industrie, qui est basée sur la magnétisation du circulateur en deçà de la résonance principale (ou résonance de Kittel). La deuxième approche, où le circulateur est magnétisé au-delà de la résonance de Kittel, est traitée au chapitre 5 de ce mémoire.

La polarisation de circulateurs au-delà de la résonance de Kittel a été exploitée dans la conception de circulateurs de type « stripline » et plus exactement nommés « drop-in ». Ces circulateurs sont caractérisés par leur bande étroite et ne peuvent tolérer une puissance au-delà de 10 W.

Généralement, cette approche a été utilisée dans la technologie coaxiale dont le but est de miniaturiser les circulateurs opérant dans la bande L, S, voir même le début de la band C.

Les bases nécessaires pour appréhender les divers concepts théoriques abordés au cours de ce mémoire sont tout d'abord rappelées au chapitre 1. La théorie des circulateurs et les techniques de caractérisations sont respectivement abordées aux chapitres 2 et 3.

Dans le cadre de ce mémoire, toutes les mesures d'ajustements d'impédances ont été réalisées à température ambiante. Par contre, le champ de polarisation a été réglé à travers toute la fenêtre d'opération climatique (-40 à +80ºC) de telle sorte à minimiser les variations relatives du champ de polarisation par rapport à la magnétisation de saturation du ferrite.

CHAPITRE 1 INTERACTION FERRITES MICRO-ONDES

Les matériaux magnétiques sont généralement classés en 5 catégories : diamagnétique, paramagnétique, ferromagnétique, antiferromagnétique et ferrimagnétique. Leur comportement magnétique peut être comparé en considérant leur susceptibilité $\chi = M/H$ ou leur perméabilité $\mu = B/H$, où H est le champ magnétique, M est la magnétisation et B est l'induction magnétique. La perméabilité relative $\mu_r = \mu/\mu_o$ et la susceptibilité relative $\chi_r = \chi/\mu_o$ n'ont pas d'unité. μ_o est la perméabilité de l'air.

Dans un matériau magnétique, les vecteurs $\vec{B}$, $\vec{M}$ et $\vec{H}$ sont reliés comme suit :

$$\vec{B} = \mu_o \vec{H} + \vec{M} = \mu_o (1 + \chi_r)\vec{H} = \mu_o \mu_r \vec{H} \qquad (1.1)$$

Les matériaux diamagnétiques ont uneleur perméabilité relative $\mu_r < 1$ (ou une susceptibilité relative $\chi_r < 0$) qui sont totalement attribués au mouvement orbital des électrons. On trouve dans cette classe les matériaux suivants : les gaz (inertes) et les métaux dits nobles comme le cuivre (Cu), l'argent (Ag) et l'or (Au).

Dans les matériaux paramagnétiques, les moments atomiques des différents atomes sont dirigés de façon aléatoire de telle sorte que la magnétisation résultante devienne insignifiante, voir nulle. Tous les métaux de transition sauf le fer (Fe), le cobalt (Co) et le nickel (Ni) sont des matériaux paramagnétiques; leur perméabilité relative $\mu_r > 1$ et leur susceptibilité relative $\chi_r \geq 0$.

Les matériaux ferrimagnétiques sont principalement un mélange ayant au moins deux différentes espèces d'atomes ou ions dont les moments sont différents. Le phénomène ferrimagnétique se produit quand l'échange des forces est négatif. Dans chaque molécule, les moments atomiques sont orientés de façon opposée avec une amplitude inégale formant ainsi un moment moléculaire résultant. Ces matériaux sont caractérisés par une perméabilité très élevée. Les ferrites et les grenats sont un exemple de cette famille de matériaux ferrimagnétiques.

1.1 Les ferrites

Les ferrites sont des céramiques à base d'oxyde métallique dérivant de la magnétite (Fe_2O_3, Fe O) qui est la substance magnétique la plus anciennement connue. Les différents types de structures cristallographiques (spinelle et grenat (structures cubiques) puis hexagonale) de ces milieux sont utilisés dans une gamme de fréquences étendue (typiquement entre 200 MHz et 120 GHz).

Les ferrites sont un mélange d'oxyde possédant des propriétés ferrimagnétiques. Comme les matériaux céramiques, les ferrites sont des isolants électriques ayant une résistivité de l'ordre de 10^{12} fois la résistivité du fer et ils ont une constante diélectrique variant entre 9 et 20. Les matériaux ferrites naturels ont la composition Fe, Fe_2O_4**.**

1.2 Cycle d'hystérésis

Le mot <<hystérésis>> vient du grec qui veut dire <<retard>>. L'aimantation M et la densité de flux magnétique B dans la substance ferromagnétique sont effectivement toujours en retard sur le champ magnétique appliqué H. Lorsque le champ magnétique appliqué H est nul, par exemple, la densité du flux magnétique prend la valeur B_r, et lorsque H atteint la valeur $-H_c$, B s'annule. Donc, «la substance mémorise toujours son histoire magnétique passé ». Ce phénomène est d'une importance pratique considérable. Toute l'information emmagasinée sur les bandes magnétiques, de la musique aux données informatiques, doit sa permanence à ce phénomène physique.

La courbe d'hystérésis est une caractéristique propre à chaque matériau ferromagnétique. Les matériaux dont le champ coercitif H_c est élevé sont dits magnétiquement durs et ceux dont le champ magnétique est faible sont qualifiés de doux.

Souvent, on se contente de représenter M en fonction de H. Pour un matériau polycristallin non orienté, le cycle a la même forme quelle que soit la direction du champ H appliqué. Par contre, si le matériau est orienté cristallographiquement, le cycle dépend de la direction de ce champ. La Figure 1-1 ci-après donne un exemple de cycle d'hystérésis pour un matériau aimanté.

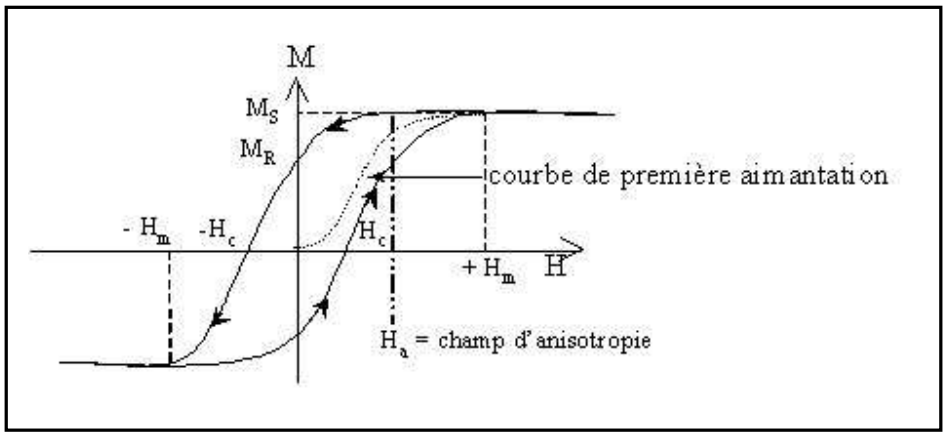


Figure 1-1: Cycle d'hystérésis d'un matériau aimanté

Si on applique un champ à un matériau, on modifie la répartition des domaines par déplacement des parois et il en résulte une variation de l'aimantation. Celle-ci est représentée en pointillés sur la Figure 1-1 et elle est appelée courbe de première aimantation. Cette courbe présente une décroissance de sa pente qui finit par s'annuler. La valeur de l'aimantation à saturation M_s est obtenue lorsque tous les spins sont parallèles. La pente à l'origine de cette courbe s'appelle la perméabilité initiale du matériau. Cette perméabilité initiale représente la valeur $\Delta M / \Delta H$ dans l'état démagnétisé. En fait, la courbe d'aimantation dépend beaucoup de la pureté de l'échantillon. Si le champ varie entre deux valeurs extrêmes ($-H_m, +H_m$), la variation de l'aimantation n'est plus réversible et décrit un cycle d'hystérésis. Le champ coercitif représente la valeur du champ à partir de laquelle le retournement des moments devient possible. Grâce à celui-ci on peut définir deux catégories de matériaux : les matériaux à grand champ coercitif (plusieurs centaines de kA/m) s'appellent des matériaux durs. Ils sont utilisés pour la réalisation d'aimants permanents ou d'éléments de mémoire, par opposition, les matériaux possédants une faible valeur du champ coercitif (quelques A/m) sont dits doux. Ils constituent des circuits magnétiques pour transformateurs ou des pièces de blindage magnétique.

1.3 Équation de mouvement du vecteur d'aimantation

Dans un milieu magnétique (matériau de ferrite), en l'absence d'un champ magnétique statique, les dipôles magnétiques sont orientés de façon aléatoire de telle sorte que leur champ magnétique résultant demeure insignifiant. En présence d'un champ magnétique statique $\vec{H}_0$, les moments de

dipôles magnétiques $\vec{m}$ s'alignent dans la même direction pour donner une magnétisation résultante de $\vec{M} = N\vec{m}$, où $\vec{M}$ est la magnétisation en (A/m), $\vec{m}$ est le moment orbital d'un ion et N le nombre total d'ions par unité de volume. En l'absence de champ hyperfréquence, le vecteur aimantation tourne autour du champ statique appliqué à une fréquence angulaire $\omega_0 = 2\pi f_0 = \gamma\mu_0 H_0$ appelée fréquence de résonance gyromagnétique, où γ désigne le rapport gyromagnétique (rapport entre le moment angulaire et le moment magnétique). Si l'on soustrait toute forme d'amortissement à ce système, le vecteur aimantation décrit un mouvement de précession infini avec un angle donné θ autour de l'axe Z (voir figure 1-2). Dans la réalité cependant, l'existence d'un facteur d'amortissement fait de telle sorte que l'aimantation décrit une spirale en se rapprochant de l'axe du champ jusqu'à lui être colinéaire. L'équation de mouvement du vecteur aimantation est donnée par la formule suivante :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\left(\vec{M} \times \vec{H}\right) \tag{1.2}$$

où : $\vec{H}$ est le champ magnétique résultant.

Cette équation est généralement utilisée pour analyser les composants hyperfréquences à faibles pertes. Cependant, elle ne tient pas compte du facteur d'amortissement dû aux frictions ou tout autre mécanisme d'amortissement existant dans les matériaux comme les ferrites.

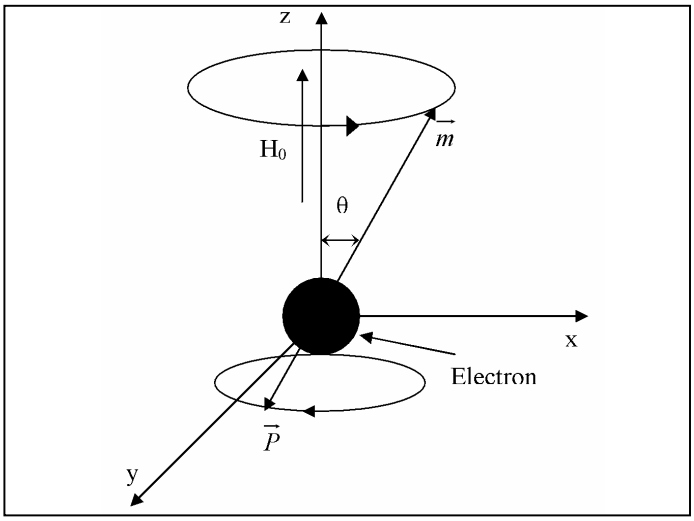


Figure 1-2 : Précession du vecteur d'aimantation

1.4 Définition des tenseurs de susceptibilité et de perméabilité magnétiques

1.4.1 Équation de Maxwell

Les ondes électromagnétiques sont régies par les relations de Maxwell :

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{1.3}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{1.4}$$

$$\nabla \bullet \vec{E} = \rho \tag{1.5}$$

$$\nabla \bullet \vec{B} = 0 \tag{1.6}$$

1.4.2 Relations constitutives dans le vide

Dans le vide, champ et induction magnétiques pourraient être confondus, il faut donc choisir un système d'unités adéquat. La notion d'induction permet de décrire la réaction d'un volume de matière à un champ donné.

Dans le système d'unités SI, $\vec{B}$ et $\vec{H}$ sont reliés par la relation :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \tag{1.7}$$

où $\vec{H}$ est exprimé en ampères par mètre (A/m) et $\vec{B}$ en teslas (T), avec $\mu_0 = 4\pi \bullet 10^{-7}\ H/m$ définissant la perméabilité magnétique du vide.

De la même façon, dans le vide, $\vec{D}$ et $\vec{E}$ sont reliés par la relation :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} \tag{1.8}$$

où $\vec{E}$ est exprimé en volts par mètre (V/m) et $\vec{D}$ en coulombs par mètre (C/m).

Le produit $\varepsilon_0\mu_0$ est égal à l'inverse du carré de la vitesse de la lumière dans le vide, c, mesurée dans le système MKSA l'ancêtre du système SI. On peut calculer ε_0 à partir des constantes μ_0 et c :

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0.c^2} \tag{1.9}$$

où ε_0 est exprimée en farads par mètre (F/m).

Les valeurs de ε_0 et μ_0 conduisent à la notion d'impédance du vide qui lui attribuent des propriétés spécifiques [1] :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 120\pi[\Omega] \tag{1.10}$$

Remarque : dans le domaine du magnétisme, le système CGS est encore largement utilisé, notamment par les Anglo-saxons, où H est exprimé en Oersted (Oe), avec $1 \cdot Oe = 1000/4\pi[A/m]$ et B en gauss (G), avec μ_0 égal à l'unité, et $1 \cdot G = 10^{-4}[T]$.

1.4.3 Susceptibilité

En présence de matière, les interactions entre les ondes électromagnétiques et la matière peuvent être traitées de façon globale en introduisant les notions de susceptibilités qui décrivent la réaction macroscopique d'un volume de matière à un champ électromagnétique donné.

1.4.3.1 Susceptibilité Diélectrique

Lorsque l'on applique un champ électrique sur un matériau, une force s'exerce sur les électrons et les ions du matériau.

Dans le cas où le matériau est isotrope, on peut définir une susceptibilité scalaire χ_e telle que la polarisation $\vec{P}$ résultante d'un champ électrique $\vec{E}$ appliqué vaut :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E} \tag{1.11}$$

La relation entre $\vec{D}$ et $\vec{E}$ s'écrit alors :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \tag{1.12}$$

On peut introduire la notion de permittivité relative $\varepsilon_r = 1 + \chi_e$, ce qui aboutit à :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \tag{1.13}$$

La valeur de la susceptibilité peut être complexe $\chi_e = \chi'_e - j\chi''_e$, il en est, par conséquent, de même pour la permittivité. On définit ainsi ε' et ε'' tels que :

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' \tag{1.14}$$

L'angle de perte δ est souvent préféré à ε'' pour caractériser les matériaux. Il est défini par :

$$\tan\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \tag{1.15}$$

Dans un matériau anisotrope, toutes les directions de l'espace ne présentent pas les mêmes caractéristiques, χ_e est alors un tenseur. Il en est de même pour ε, ce qui donne :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 [\varepsilon] \vec{E} \tag{1.16}$$

1.4.3.2 Susceptibilité Magnétique

Si les propriétés diélectriques peuvent s'exprimer de manière relativement simple, il n'en va pas de même pour les propriétés magnétiques, qui mettent en jeu des phénomènes beaucoup plus complexes :

- Spin;
- mouvements orbitaux;
- domaines magnétiques;
- courants de Foucault.

En première approximation, par analogie avec les propriétés diélectriques, on peut définir une susceptibilité magnétique scalaire χ, où :

$$\overrightarrow{M} = \chi \overrightarrow{H} \tag{1.17}$$

$$\overrightarrow{B} = \mu_0 \left(\overrightarrow{H} + \overrightarrow{M} \right) \tag{1.18}$$

Cette formulation permet de traiter le cas des matériaux dits “doux”, à basse fréquence. Cependant, même à basse fréquence, la plupart des matériaux présentent une réponse non-linéaire, et à fréquence élevée, la susceptibilité prend une forme tensorielle. L’induction B au sein d’un matériau de géométrie donnée, exposé à un champ H, dépend de la nature du matériau :

$$\overrightarrow{M} = [\chi] \overrightarrow{H} \tag{1.19}$$

où $[\chi]$ est le tenseur de susceptibilité magnétique.

On peut alors définir la perméabilité relative du matériau, μ_r par :

$$[\mu_r] = 1 + [\chi] \tag{1.20}$$

de telle sorte que $\overrightarrow{B} = \mu_0 [\mu_r] \overrightarrow{H}$.

1.5 Tenseur de Perméabilité

Soit une ferrite de forme ellipsoïde d’axes a, b et c, respectivement, orientés suivant O_x, O_y et O_z. Cet ellipsoïde est soumis à un champ magnétique statique $\overrightarrow{H_o}$ uniforme et suffisant pour le

saturer dans la direction O_z. Il en résulte un champ uniforme $\overrightarrow{H_i}$, orienté selon O_z, à l'intérieur de l'ellipsoïde de ferrite donné par la formule suivante :

$$H_i = H_o - N_z M \tag{1.21}$$

où N_z est le facteur démagnétisant dans la direction O_z.

On superpose à $\overrightarrow{H_o}$ un champ hyperfréquence $\vec{h}_{rf} << \vec{H}_0$ de pulsation ω qui lui est perpendiculaire. Ainsi, un champ hyperfréquence $\vec{h}_i$ apparaît dans l'ellipsoïde de ferrite et son aimantation est alors écartée de l'axe O_z, et elle donnée par :

$$\overrightarrow{M} = \chi\left(\overrightarrow{H_i} + \vec{h}_i\right) = \chi\overrightarrow{H} \tag{1.22}$$

où χ est la susceptibilité magnétique du ferrite.

L'équation phénoménologique de Landau-Lifshitz-Gilbert décrit l'évolution du moment magnétique en présence d'un champ extérieur et avec un amortissement α [2, 3] :

$$\frac{d\overrightarrow{M}}{dt} = \gamma\mu_o\left(\overrightarrow{M} \times \overrightarrow{H}\right) - \frac{\alpha}{|M|}\overrightarrow{M} \times \frac{d\overrightarrow{M}}{dt} \tag{1.23}$$

où $\overrightarrow{M} = \overrightarrow{M}_o + \vec{m}$ et $\overrightarrow{M}_o$ est la composante statique de l'aimantation telle que $\frac{d\overrightarrow{M}_o}{dt} = 0$.

À partir de l'équation (1.23), en supposant M proche de la direction de magnétisation statique H_0 et pour un champ h_{rf} sinusoïdal, l'aimantation est une fonction sinusoïdale de même fréquence que h_{rf}. On peut déterminer la forme générale de M, dont la composante sinusoïdale peut s'exprimer comme suit [4] :

$$\vec{m} = \frac{1}{\omega_o^2 - \omega^2}\left[j\omega\gamma\mu_o\left(\overrightarrow{M_o} \times \overrightarrow{h_{rf}}\right) + \gamma^2\mu_o^2\left(\overrightarrow{H_o} \cdot \overrightarrow{M_o}\right)\overrightarrow{h_{rf}} - \gamma^2\mu_o^2\left(\overrightarrow{H_o} \cdot \overrightarrow{h_{rf}}\right)\overrightarrow{M_o}\right] \tag{1.24}$$

où $\omega_o = \mu_o\gamma H_o$.

Ainsi, l'aimantation globale décrit un mouvement de précession autour de H_z à une fréquence f donnée. Cette fréquence f est donnée par la formule suivante, connue sous le nom de la formule de Kittel [5] :

$$\omega = 2\pi f = \gamma\mu_0\sqrt{[H_r - (N_z - N_x)M_s][H_r - (N_z - N_y)M_s]} \qquad (1.25)$$

où γ est le facteur gyromagnétique, M_s est l'aimantation à saturation du matériau, H_r est la valeur du champ à la résonance, et N_x, N_y, N_z sont les facteurs démagnétisant qui seront présentés de façon détaillée un peu plus loin dans ce chapitre.

1.5.1 Le Tenseur de Susceptibilité

La résolution des deux équations (1.24) et (1.25), dans lesquelles on rajoute un terme d'amortissement approprié, s'effectue en ne considérant que les composantes dépendantes du temps. L'équation (1.24) présente une singularité lorsque la fréquence du signal superposée h_{rf} est égale à ω_o.

Les composantes de cette équation en coordonnées cartésiennes sont :

$$\begin{aligned} m_x &= \frac{\gamma M_o}{\omega_o^2 - \omega^2}\left(\omega_o h_x - j\omega h_y\right) \\ m_y &= \frac{\gamma M_o}{\omega_o^2 - \omega^2}\left(j\omega h_x + \omega_o h_y\right) \\ m_z &= 0 \end{aligned} \qquad (1.26)$$

Les paramètres ω, ω_o et ω_m sont, respectivement, la pulsation du champ hyperfréquence, la fréquence de Larmor et la fréquence de résonance principale du matériau.

On peut réécrire l'équation (1.26) en fonction du tenseur de susceptibilité magnétique qui relie $\overrightarrow{M}$ et $\overrightarrow{H}$ de la façon suivante :

$$\overrightarrow{M} = [\chi]\overrightarrow{H} \qquad (1.27)$$

$[\chi]$ est le tenseur de susceptibilité magnétique donné par :

$$[\chi] = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{1.28}$$

où les éléments du tenseur sont donnés par :

$$\begin{aligned} \chi_{xx} &= \chi_{yy} = \frac{\omega_o \omega_m}{\omega_o^2 - \omega_m^2}, \\ \chi_{xy} &= -\chi_{yx} = j\frac{\omega \omega_m}{\omega_o^2 - \omega_m^2} \end{aligned} \tag{1.29}$$

En définissant $\omega_m = \mu_o \gamma M_s$, l'équation (1.29), qui met en relation B et H, nous permet de mettre en relief le tenseur de perméabilité [6] :

$$[\mu] = \mu_o([U] + [\chi]) = \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_o \end{bmatrix} \tag{1.30}$$

tel que :

$$\vec{B} = [\mu]\vec{H} \tag{1.31}$$

Les éléments du tenseur de perméabilité sont alors :

$$\mu = \mu_o(1 + \chi_{xx}) = \mu_o(1 + \chi_{yy}) = \mu_o\left(1 + \frac{\omega \omega_m}{\omega_o^2 - \omega^2}\right) \tag{1.32}$$

$$\kappa = -j\mu_o \chi_{xy} = j\mu_o \chi_{yx} = \mu_o \frac{\omega \omega_m}{\omega_o^2 - \omega^2} \tag{1.33}$$

Lorsque ω est égale à ω_o, les éléments du tenseur μ et κ tendent vers l'infini, signifiant ainsi une résonance d'absorption dans le matériau. La pulsation ω_o est alors appelée la fréquence de résonance. En pratique, l'amplitude des éléments du tenseur à la fréquence de résonance est atténuée par les pertes: ce phénomène est connu sous le nom de "l'effet d'amortissement".

Pour un matériau de ferrite à faible perte, on introduit l'amortissement en remplaçant ω_o par $\omega_o + j\alpha\omega$ dans l'expression des termes μ et κ qui, après manipulation algébrique, deviennent :

$$\mu = \mu_o + \chi = \mu_o + (\chi' + j\chi'') = \mu' - j\mu'' \tag{1.34}$$

pour

$$\mu' = \mu_o + \chi',\ \mu'' = \chi'' \text{ et } \kappa = \kappa' - j\kappa''$$

où

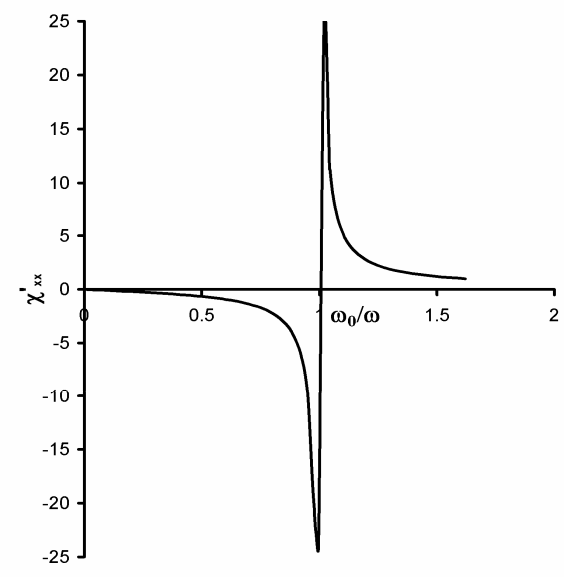
$$\chi' = \frac{\mu_o\left(\frac{\omega_m}{\omega}\right)\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)\left[\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2 - \left(1-\alpha^2\right)\right]}{\left\{\left[\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2 - \left(1+\alpha^2\right)\right]^2 + 4\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2\alpha^2\right\}} \tag{1.35}$$

$$\chi'' = \frac{\mu_o\left(\frac{\omega_m}{\omega}\right)\alpha\left[\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2 + \left(1+\alpha^2\right)\right]}{\left\{\left[\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2 - \left(1+\alpha^2\right)\right]^2 + 4\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2\alpha^2\right\}} \tag{1.36}$$

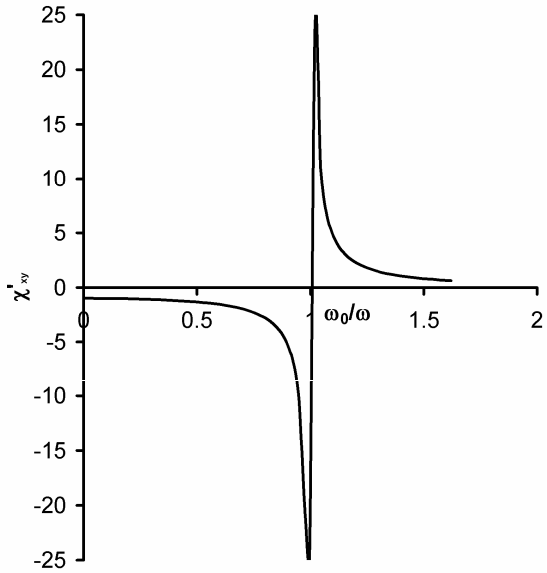
$$\kappa' = \frac{\mu_o\left(\frac{\omega_n}{\omega}\right)\left[\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2 - \left(1+\alpha^2\right)\right]}{\left\{\left[\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2 - \left(1+\alpha^2\right)\right]^2 + 4\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2\alpha^2\right\}} \tag{1.37}$$

$$\kappa'' = \frac{2\mu_o\left(\frac{\omega_n}{\omega}\right)\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)\alpha}{\left\{\left[\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2 - \left(1+\alpha^2\right)\right]^2 + 4\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2\alpha^2\right\}} \tag{1.38}$$

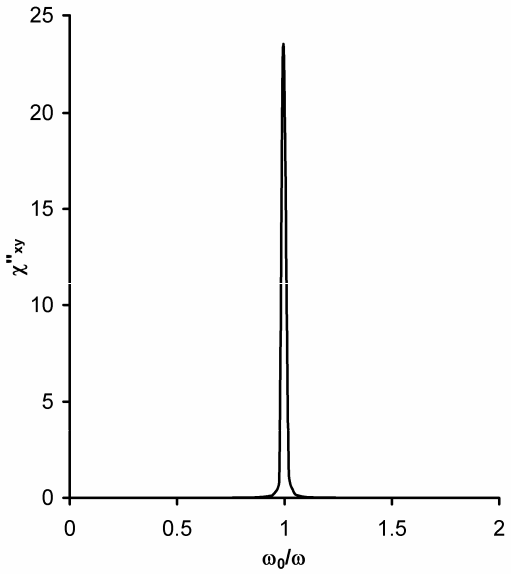
La figure 1-3 illustre les parties réelle et imaginaire du tenseur de susceptibilité :



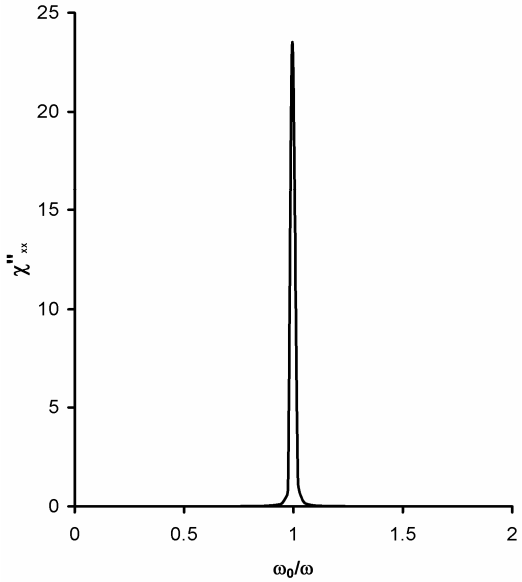
(a) Partie réelle



(b) Partie réelle.



(c) Partie imaginaire



(d) Partie imaginaire.

Figure 1-3: La susceptibilité en fonction de la magnétisation pour $\omega_m/\omega = 1$ et $\alpha = 0.001$

1.5.2 Susceptibilité Scalaire

La relation entre la magnétisation h et le moment de dipôle m peut être scalaire si l'on ajuste h de telle sorte à ce qu'il corresponde à l'un des modes normaux du système. Pour déterminer ces modes, il faut commencer par trouver les valeurs propres du tenseur de susceptibilité. L'équation à résoudre est la suivante [1] :

$$\chi\overrightarrow{H} = [\chi]\overrightarrow{H} \tag{1.39}$$

où

χ est la valeur propre, $\overrightarrow{H}$ est le vecteur propre et $[\chi]$ est le tenseur de susceptibilité.

L'équation caractéristique associée à l'équation (1.38) est :

$$\begin{bmatrix} (\chi_{xx} - \chi) & \chi_{xy} & 0 \\ -\chi_{xy} & (\chi_{xx} - \chi) & 0 \\ 0 & 0 & -\chi \end{bmatrix} = 0 \tag{1.40}$$

La solution, non triviale, du système nous donne les trois valeurs propres suivantes :

$$\begin{aligned} \chi_1 &= \chi_+ = \chi_{xx} - j\chi_{xy} \\ \chi_2 &= \chi_- = \chi_{xx} + j\chi_{xy} \\ \chi_3 &= 0 \end{aligned} \tag{1.41}$$

Les vecteurs propres sont déterminés en substituant les valeurs propres une à une dans les équations (1.41), donnant ainsi les 3 vecteurs suivants :

$$\overrightarrow{H_1} = \overrightarrow{h_+} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} h_0 \\ -jh_0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{1.42}$$

$$\overrightarrow{H_2} = \overrightarrow{h_-} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} h_0 \\ jh_0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{1.43}$$

$$\overrightarrow{H_3} = \overrightarrow{h_z} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ h_0 \end{bmatrix} \tag{1.44}$$

Les champs magnétiques donnés par les trois dernières équations sont orthonormés :

$$\overrightarrow{H_i}\overrightarrow{H_j^*} = \delta_{ij} h_0^2$$

Où δ_{ij} est le delta de Kronecker, qui est définie comme suit :

$$\delta_{ij} = 1 \text{ pour } i = j$$

$$\delta_{ij} = 0 \text{ pour } i \neq j$$

Les vecteurs propres $\overrightarrow{h_+}$ et $\overrightarrow{h_-}$ représentent, respectivement, la polarisation circulaire droite (RHCP) et la polarisation circulaire gauche (LHCP) du champ magnétique hyperfréquence dans le plan transversal. Le vecteur propre $\overrightarrow{h_z}$ représente le champ magnétique orienté dans le même sens (parallèle) que le champ de polarisation.

La susceptibilité scalaire, en fonction des variables originales, est donnée par :

$$\chi_\pm = \frac{\omega_m}{\omega_0 \mp \omega} \tag{1.45}$$

Une autre fois encore, on peut introduire l'amortissement pour un matériau de ferrite à faible perte, en remplaçant ω_o par $\omega_o + j\alpha\omega$ dans l'équation (1.44) :

$$\chi_\pm = \frac{\omega_m}{(\omega_0 + j\alpha\omega) \mp \omega} \tag{1. 46}$$

La partie réelle et la partie imaginaire des deux susceptibilités scalaires correspondent aux deux polarisations circulaires possibles. La Figure 1-4 représente l'évolution des deux susceptibilités en fonction de ω_0/ω. Dans le cas d'une polarisation circulaire positive, on observe une

singularité à $\omega_0 = \omega$, ce qui n'est pas le cas pour la polarisation négative. Cette propriété est à la base de la non-réciprocité dans les composants micro-ondes.

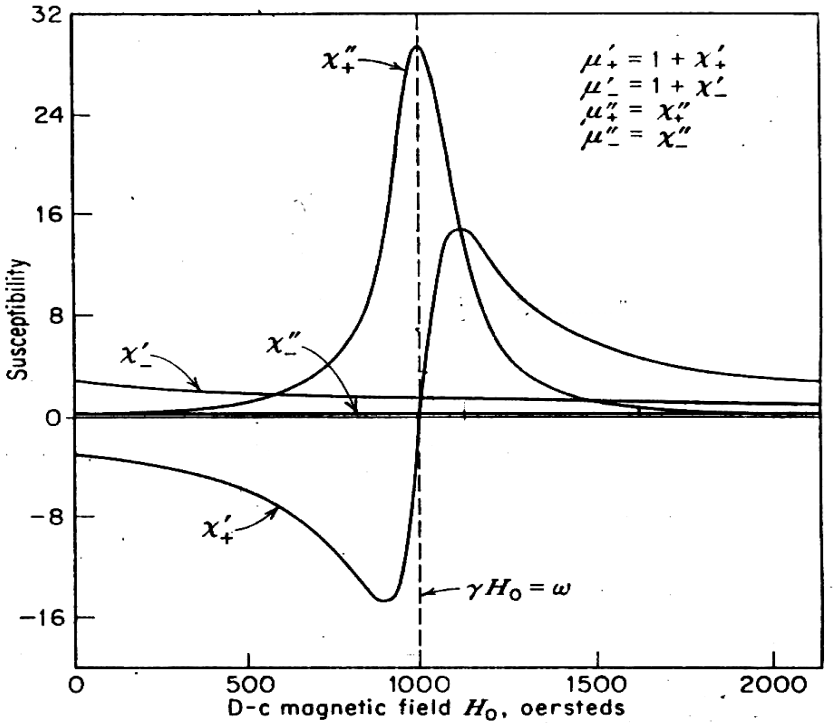


Figure 1-4: Non-réciprocité dans le ferrite [5]

1.6 Largeur du Raie de Résonance Gyromagnétique ΔH

La largeur de raie de résonance gyromagnétique caractérise, par définition, les pertes magnétiques à la résonance. Mesurée à fréquence constante, la largeur de raie du mode principal ΔH est définie comme étant la différence entre les valeurs du champ magnétique continu interne pour lesquelles la susceptibilité de χ''_{xx} (ou bien κ'') passe de sa valeur maximale à la moitié (figure 1-5).

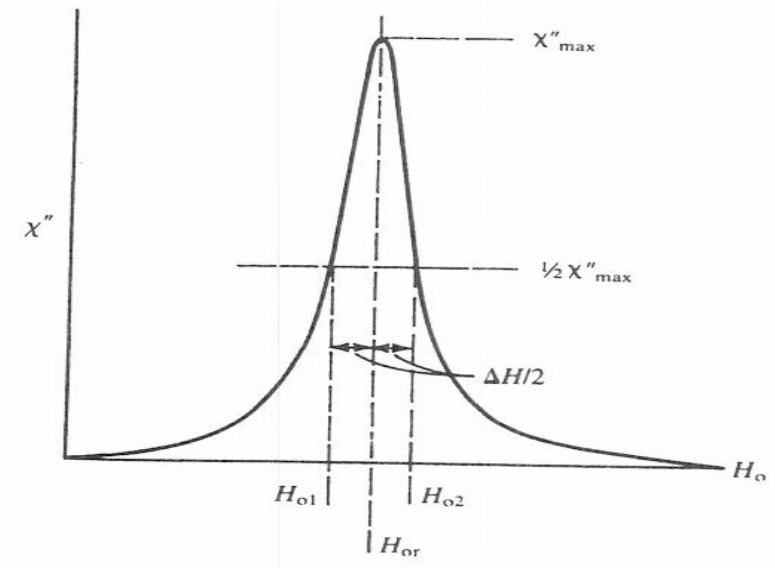


Figure 1-5: Largeur du raie de résonance gyromagnétique ΔH

Pour une pulsation ω_o donnée, la résonance a lieu quand $H_0 = H_r$, de telle sorte que $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_r$. Si l'on suppose que l'amortissement est très faible à la résonance, alors on peut faire l'approximation suivante :

$$1 + \alpha^2 \approx 1 \tag{1.47}$$

La susceptibilité χ''_{xx} est maximale à $\omega = \omega_0$ et sera égale à :

$$\chi''_{xx} = \frac{\omega_m}{2\alpha\omega} \tag{1.48}$$

La largeur de raie de résonance est obtenue en résolvant l'équation où la susceptibilité χ''_{xx} est égale à la moitié de sa valeur maximale et cela à une pulsation ω_{02} pour un champ magnétique appliqué $H_0 = H_2$.

$$\frac{\mu_o\left(\frac{\omega_m}{\omega}\right)\alpha\left[\left(\frac{\omega_{o2}}{\omega}\right)^2 + 1\right]}{\left\{\left[\left(\frac{\omega_{o2}}{\omega}\right)^2 - 1\right]^2 + 4\left(\frac{\omega_{o2}}{\omega}\right)^2\alpha^2\right\}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\omega_m}{2\alpha\omega}\right) \tag{1.49}$$

Après manipulation algébrique de l'équation (1.49), on obtient le résultat suivant [7] :

$$\Delta H = \frac{\Delta\omega_0}{\mu_0\gamma} = \frac{2\alpha\omega}{\mu_0\gamma} \tag{1.50}$$

1.7 Largeur du Raie d'Onde de spin ΔH_k

La fréquence de résonance ferromagnétique correspond à une rotation cohérente des spins (même phase, même vitesse, même petit angle à un instant donné entre le spin et le champ de polarisation). Par définition, c'est le mode de précession uniforme. Cependant, il existe d'autres modes non uniformes où les spins peuvent être déphasés les uns par rapport aux autres. Conséquemment, l'aimantation totale M est diminué car les contributions des spins déphasés ne s'additionnent pas entièrement de manière constructive. Ces phénomènes non-linéaires apparaissent au-delà d'un certain champ critique, se traduisant par des pertes magnétiques supplémentaires, qui sont dues aux signaux de très haut niveau de puissance hyperfréquence.

Ce phénomène est dû, d'après Suhl, au fait que les spins électroniques, porteurs de moments magnétiques, ne restent pas parallèles entre eux dans leurs mouvements et ainsi se produisent des ondes de spins reliées à l'amortissement du mouvement des spins [8, 9]. Ces ondes se produisent d'autant plus facilement que le mouvement est moins amorti.

Pour caractériser cet amortissement, on introduit une largeur de raie d'onde de spins ΔH_k qui permet de déterminer le champ critique h_c au-delà duquel apparaissent des effets non-linéaires.

La largeur de raie d'onde de spin est perçue comme étant une mesure de la capacité du matériau de ferrite à contenir un signal crête de très haut niveau. Le champ critique hyperfréquence h_c à partir duquel de tels effets apparaissent est fonction du champ statique appliqué. Le champ hyperfréquence appliqué h_c passe par un minimum quand le champ de polarisation H atteint le champ subsidiaire H_{sub}, et tend vers une valeur très grande quand H atteint le champ limite $H_{\lim}$. Dans le cas d'un échantillon sphérique, h_c est donnée par la formule suivante [10] :

$$h_c = \Delta H_k \frac{1-\dfrac{\omega_0}{\omega}}{1-\dfrac{\omega_m}{2\omega}+\sqrt{1+\left(\dfrac{\omega_m}{2\omega}\right)^2}} \frac{2\omega}{\omega_m} \tag{1.51}$$

Par contre, les appareils, tels que les circulateurs, utilisent plutôt des résonateurs plats de ferrite où le champ $(h_c)_{\min}$ est donné, approximativement, dans le cas d'un cylindre, par :

$$(h_c)_{\min} \approx \frac{1}{2}\Delta H_k \frac{\omega}{\omega_{\mathrm{m}}} \tag{1.52}$$

Le champ limite est donné par :

$$H_{\lim} = \frac{\omega}{2\gamma} + N_z M_s \tag{1.53}$$

1.8 Le Facteur de Démagnétisation

Si l'on considère un milieu anisotrope infini de telle sorte que le champ magnétique appliqué est égal au champ magnétique dans le milieu du ferrite, la résonance gyromagnétique, ainsi obtenue, est directement proportionnelle au champ inducteur. Mais dans les pratiques courantes de l'ingénierie, le milieu ferrite est limité à une dimension bien précise, où le champ magnétique interne est bien différent du champ magnétique appliqué à cause des conditions aux frontières des faces du ferrite. Ainsi, dans un matériau de forme donnée, les moments magnétiques tendent à s'aligner selon la plus grande dimension. Dans le cas d'un ellipsoïde, on peut définir un tenseur déterminé par la forme du matériau par :

$$[N] = \begin{bmatrix} N_x & N_{yx} & N_{zx} \\ N_{xy} & N_y & N_{zy} \\ N_{xz} & N_{yz} & N_z \end{bmatrix} \tag{1.54}$$

Le calcul des termes du tenseur dans le cas d'un ellipsoïde a été publié par Osborn 1945 [11].

Ce tenseur est tel qu'à l'intérieur d'un échantillon de matière de forme macroscopique donnée, soumis à un champ magnétique externe appliqué H_o, le champ interne H_i vaut :

$$\vec{H}_i = \vec{H}_o - [N]\vec{M} \tag{1.55}$$

avec $\overrightarrow{M} = [\chi] \bullet \overrightarrow{H_i}$, soit $(1+[N][\chi])\overrightarrow{H_i} = \overrightarrow{H_o}$ =>

$$\overrightarrow{M} = [\chi](1+[N][\chi])^{-1}\overrightarrow{H_o} \tag{1.56}$$

Ce qui donne

$$\vec{B} = \mu_0(1+[\chi])\overrightarrow{H_i} \tag{1.57}$$

$$\vec{B} = \mu_0(1+[\chi])(1+[N][\chi])^{-1}\overrightarrow{H_o} \tag{1.58}$$

Pour un tenseur diagonal et un champ appliqué suivant l'axe $\vec{z}$, on a :

$$H_{o(A.m^{-1})} = \frac{B_{0(T)}}{\mu_{0(H.m^{-1})}}(SI)$$
$$H_{i(A.m^{-1})} = H_{o(A.m^{-1})} - N_z.M_{s(A.m^{-1})}(SI)$$

Lorsque le champ est appliqué selon un axe principal de l'ellipsoïde, les termes non diagonaux du tenseur $[N]$s'annulent :

$$[N] = \begin{vmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{vmatrix} \tag{1.59}$$

Les éléments de $[N]$ sont résumés, pour les formes usuelles, dans le tableau 1-1.

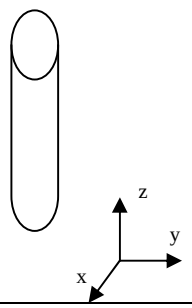
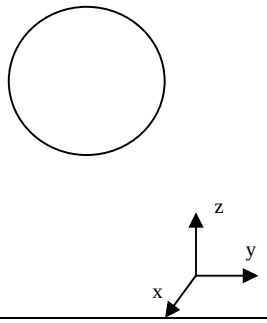
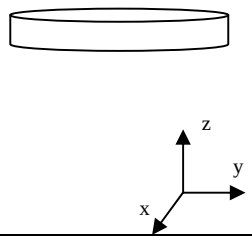
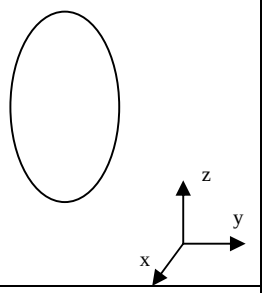
Cylindre long	**Sphère**	**Disque planaire**	**Ellipsoïde**
			
$N_z=0$ $N_x=N_y=1/3$	$N_x=N_y= N_z=1/3$	$N_z=1$ $N_x=N_y=0$	$N_x+N_y+ N_z=1/3$

Tableau 1.1: Facteur de démagnétisation

Une forme particulièrement importante pour ce projet est le disque planaire, les composantes de son facteur de démagnétisation sont données par les équations suivantes :

$$N_z \approx 1-\left(\frac{L}{2R}\right)\left[1+\left(\frac{L}{2R}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}$$
$$N_x \approx N_y = \frac{1}{2}\left(1-N_z\right) \tag{1.60}$$

où, L et R sont, respectivement, l'épaisseur et le rayon du disque.

1.9 Température de Curie

A ce stade, il est nécessaire d'introduire la notion de température de Curie (T_c). En mesurant, en fonction de la température, la susceptibilité magnétique de différents corps, Pierre Curie a observé plusieurs phénomènes (figure 1-6).

Le diamagnétisme est insensible à la température et indépendant de l'intensité du champ : plus la température est élevée, plus la susceptibilité paramagnétique est petite. Au-delà d'une certaine température critique (T_c), les ferromagnétiques perdent leurs propriétés magnétiques caractéristiques et se comportent comme des paramagnétiques.

Ce dernier point peut s'expliquer par le fait que lorsqu'on augmente la température, on augmente aussi l'agitation thermique des atomes : ils deviennent plus mobiles et moins stables. Ainsi, dans les corps ferromagnétiques, les fluctuations des moments magnétiques atomiques sont telles, qu'au-delà de la température de Curie, le corps perd toute organisation magnétique et devient aussi désordonné qu'un matériau paramagnétique.

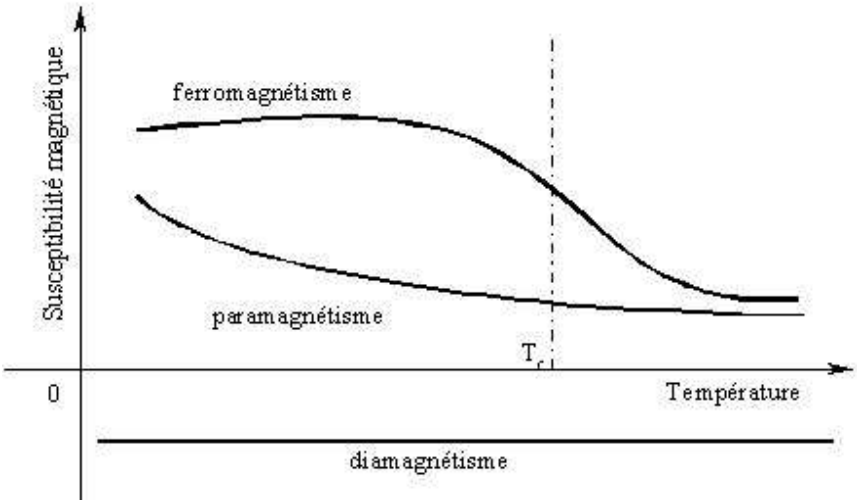


Figure 1-6: Comportements des matériaux en fonction de la température

CHAPITRE 2 THÉORIE DES CIRCULATEURS

Les paramètres de la matrice S d'un circulateur à m-ports sont directement liés aux ondes incidente et réfléchie de chacune de ces voies. Ils décrivent les performances du réseau dans n'importe quelles conditions. Ainsi, les paramètres de la diagonale de la matrice représentent les coefficients de réflexion tandis que les autres représentent les paramètres de transmission. La matrice est sensible aux changements des plans de référence de mesure ou de terminaison. Elle existe pour tous les réseaux linéaires, passifs, actifs et les réseaux invariants dans le temps.

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'approche théorique pour la compréhension d'une jonction de circulateur à 3 voies du point de vue paramètre S. La deuxième partie est consacrée à l'approche basée sur les circuits localisés (RLC). Bien que le côté théorique soit mis de l'avant dans ce chapitre, l'objectif n'est pas vraiment de donner les détails de conception d'un circulateur, mais c'est de décrire le fonctionnement du point de vu circuit.

2.1 Matrice S d'un circulateur

La matrice S d'un réseau à m-voies est une matrice carrée d'ordre m où les relations entre les ondes incidente et réfléchie sont décrites par [12] :

$$[b]=[S][a] \tag{2.1}$$

$[a]$ et $[b]$sont les vecteurs représentants des signaux incidents et réfléchis. Pour un réseau à 3-voies, ces vecteurs sont donnés par :

$$[a]=\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix},\ [b]=\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix}$$

et la matrice S (matrice de dispersion) de ce réseau est donnée par :

$$[S]=\begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} & S_{31} \\ S_{12} & S_{22} & S_{32} \\ S_{13} & S_{23} & S_{33} \end{bmatrix} \tag{2.2}$$

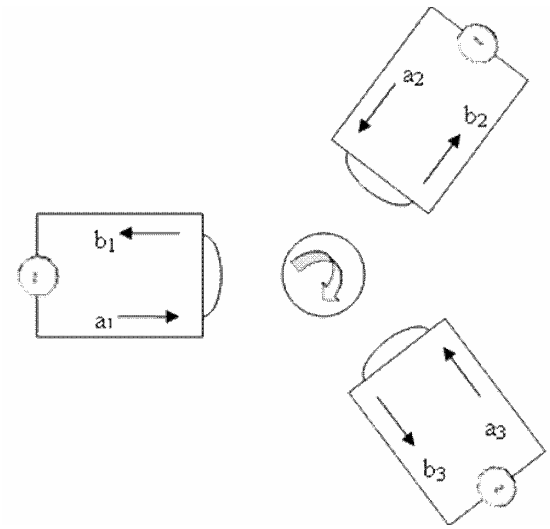
Les éléments de la diagonale principale sont les coefficients de réflexion aux ports du dispositif, le reste représente les éléments de transmission entre les voies. La description de la relation entre l'onde incidente et l'onde réfléchie pour un réseau à 3-voies est donnée par le système d'équation suivante :

$$\begin{cases} b_1 = a_1 S_{11} + a_2 S_{21} + a_3 S_{31} \\ b_2 = a_1 S_{12} + a_2 S_{22} + a_3 S_{32} \\ b_3 = a_1 S_{13} + a_2 S_{23} + a_3 S_{33} \end{cases} \tag{2.3}$$

Cette relation est schématisée par la figure 2-1.

Typiquement, un élément de la diagonale principale de la matrice S est donné en fonction des ondes incidente et réfléchie :

$$S_{11} = \left.\frac{b_1}{a_1}\right|_{a_2=a_3=0}$$



$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} & S_{31} \\ S_{31} & S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{31} & S_{11} \end{bmatrix}$$

Figure 2-1: Définition des ondes incidentes et réfléchies dans une jonction à 3-voies

Les autres éléments de la matrice, autres que ceux de la diagonale principale, sont donnés par :

$$S_{13} = \left.\frac{b_1}{a_3}\right|_{a_1=a_2=0} \tag{2.4}$$

$$S_{31} = \left.\frac{b_3}{a_1}\right|_{a_2=a_3=0} \tag{2.5}$$

Les éléments des vecteurs de transmission et de réflexion a_i et b_i sont normalisés de telle sorte que $\frac{1}{2}a_i a_i^*$ soit la puissance du signal incident au port i et $\frac{1}{2}b_i b_i^*$ soit celle du signal réfléchi à ce même port :

$$a_i = \frac{1}{2}\left(V_i \big/ \sqrt{Z_0} + \sqrt{Z_0} I_i\right),\ i = 1,\ 2,\ 3 \tag{2.6}$$

$$b_i = \frac{1}{2}\left(V_i \big/ \sqrt{Z_0} - \sqrt{Z_0} I_i\right),\ i = 1,\ 2,\ 3 \tag{2.7}$$

L'obtention de ces deux équations (2.6 et 2.7) est donnée en annexe A-3.

Grâce à ces définitions, on admet que les éléments des vecteurs incidents et réfléchis, à n'import quel port du dispositif, sont une combinaison linéaire de la tension et du courant du port lui-même.

2.2 Définition de la jonction de circulateur

On va commencer par montrer qu'une jonction symétrique à voies adaptées et non réciproque est principalement un circulateur. La matrice S de cette jonction est donnée par :

$$\left[\bar{S}\right] = \begin{bmatrix} 0 & S_{21} & S_{31} \\ S_{31} & 0 & S_{21} \\ S_{21} & S_{31} & 0 \end{bmatrix} \tag{2.8}$$

En utilisant la condition unitaire (voir annexe A-2) en a :

$$\left|S_{21}\right|^2 + \left|S_{31}\right|^2 = 1 \tag{2.9}$$

et

$$S_{21} S_{31}^* = 0 \tag{2.10}$$

On en déduit, deux solutions :

$$|S_{21}| = 1 \tag{2.11}$$

et

$$|S_{31}| = 0 \tag{2.12}$$

ou bien

$$|S_{21}| = 0 \tag{2.13}$$

et

$$|S_{31}| = 1 \tag{2.14}$$

Les deux solutions nous permettent de conclure que si $S_{11} = 0$ (condition d'adaptation), alors $|S_{21}| = 1$ et $|S_{31}| = 0$ ou $|S_{21}| = 0$ et $|S_{31}| = 1$. Les deux solutions sont en parfait accord avec la définition d'un circulateur idéal.

La condition unitaire peut-être utilisée pour démontrer qu'il est impossible d'adapter une jonction à 3-voies réciproque et sans pertes.

Si la jonction est réciproque alors :

$$S_{ij} = S_{ji} \tag{2.15}$$

La condition d'adaptation nous permet de poser :

$$S_{11} = S_{22} = S_{33} \tag{2.16}$$

La matrice S d'une jonction réciproque à 3-voies est alors donnée par :

$$\left[\bar{S}\right] = \begin{bmatrix} 0 & S_{21} & S_{21} \\ S_{21} & 0 & S_{21} \\ S_{21} & S_{21} & 0 \end{bmatrix} \tag{2.17}$$

L'évaluation de la condition unitaire pour cette matrice nous donne :

$$2S_{21}S_{21}^{*} = 1 \tag{2.18}$$

et

$$S_{21}S_{21}^{*} = 0 \tag{2.19}$$

Ces deux dernières équations sont incompatibles et démontrent clairement qu'il est impossible d'adapter une telle jonction à 3-voies. On peut facilement démontrer que la meilleure adaptation possible aux 3-vois de cette jonction symétrique et réciproque est de $S_{11} = 1/3$.

2.3 Valeurs propres d'un circulateur à 3-voies

Un résonateur planaire ou d'une autre topologie (Turnstile) placé au raccordement des 3-voies en guides d'ondes rectangulaires est un problème qui est bien documenté dans la littérature scientifique. Le fonctionnement de cet arrangement qui est montré par la figure 2-2 repose sur la présence de trois motifs de champ [13]. Possédant un motif de champ semblable au mode TM_{010}, le premier mode en phase induit un mur électrique à l'extrémité de la jonction. Les deux autres modes à polarisation circulaire et à déphasage inverse, dont le motif de leur champ ressemble au mode TM_{110}, produisent un mur magnétique au même endroit que le premier. La fréquence de circulation se résume, dans ce cas-ci, à un problème d'extraction de valeurs propres.

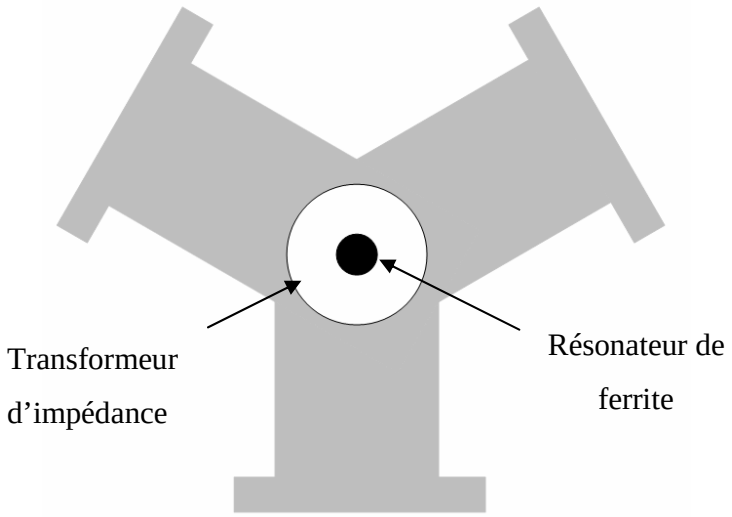


Figure 2-2: Circulateur à jonction en guide d'onde à 3-voies

2.3.1 Valeurs propres d'une jonction à 3-voies réciproque.

La valeur propre d'une jonction à 3-voies réciproque pour laquelle S_{11} est à sa valeur minimale, coïncide avec la première condition de circulation d'un circulateur idéal.

La matrice S présentatrice du circulateur décrit ci-haut est donnée par :

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} & S_{21} \\ S_{21} & S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{21} & S_{11} \end{bmatrix} \tag{2.20}$$

L'équation caractéristique de cette matrice est :

$$(S_{11} - s_i)^3 - 3(S_{11} - s_i)S_{21}^2 + 2S_{21}^3 = 0 \tag{2.21}$$

Les trois valeurs propres sont :

$$s_0 = S_{11} + 2S_{21} \tag{2.22a}$$

$$s_+ = s_- = S_{11} - S_{21} \tag{2.22b}$$

Ce résultat nous indique que deux des 3 valeurs propres d'une jonction réciproque à 3-voies sont dégénérées. En combinant ces deux dernières équations, on peut écrire les paramètres de la matrice S en fonction des valeurs propres :

$$S_{11} = \frac{s_0 + 2s_+}{3} \tag{2.23a}$$

$$S_{21} = \frac{s_0 - s_+}{3} \tag{2.23b}$$

Dans une jonction réciproque à 3-voies, la valeur minimale du coefficient de réflexion S_{11} est de $1/3$. Cela n'est possible, dans l'équation (2.23a), que si :

$$s_+ = -s_0 \tag{2.24}$$

La deuxième équation (équation 2.23b) nous indique que la condition pour laquelle S_{11} est minimale coïncide avec celle où la transmission S_{21} est maximale. Le diagramme des valeurs propres du circuit décrit ci-haut est illustré à la figure 2-3.

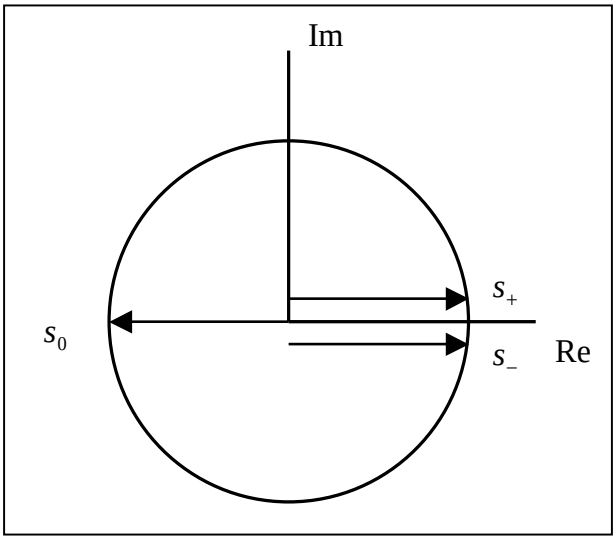


Figure 2-3: Diagramme des valeurs propres d'une jonction réciproque

Une solution qui vérifie la condition $s_+ = -s_0$ pour un coefficient de réflexion minimal et un transfert maximal est :

$$s_+ = e^{-2j\left(\theta_1 + \frac{\pi}{2}\right)} \tag{2.25a}$$

$$s_- = e^{-2j\left(\theta_1 + \frac{\pi}{2}\right)} \tag{2.265b}$$

$$s_0 = e^{-2j(\theta_0)} \tag{2.275c}$$

où

$$\theta_0 = \theta_1 = \frac{\pi}{2} \tag{2.26}$$

En examinant ces coefficients de réflexion, on en déduit qu'ils sont directement liés à une ligne de transmission caractérisant un court-circuit pour s_0, et un circuit ouvert pour le reste des valeurs propres. Les circuits propres d'une jonction réciproque à 3-voies sont illustrés à la figure 2-4.

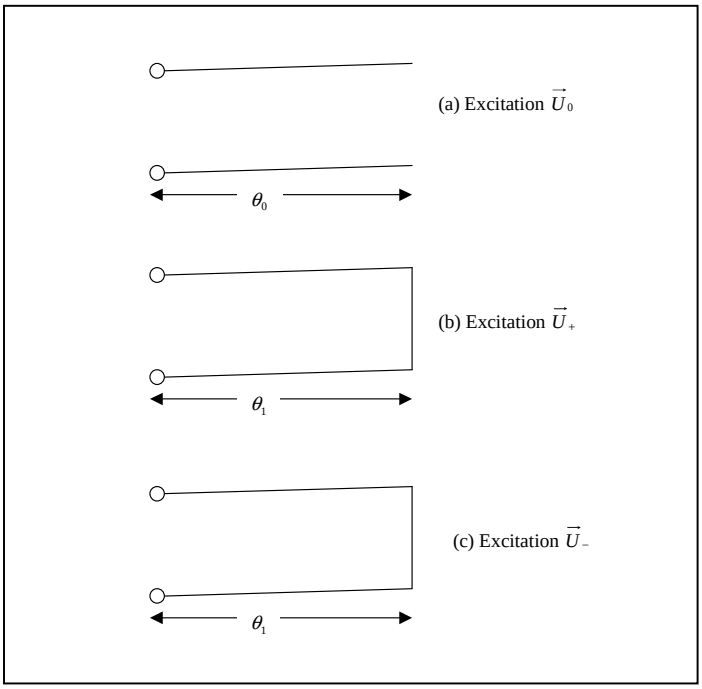


Figure 2-4: Circuit propre d'une jonction réciproque

La matrice S, pour laquelle le coefficient de réflexion S_{11} est minimal, est maintenant obtenue en combinant les équations de départs avec les 3 solutions citées ci-haut.

$$[s] = \begin{bmatrix} 1/3 & -2/3 & -2/3 \\ -2/3 & 1/3 & -2/3 \\ -2/3 & -2/3 & 1/3 \end{bmatrix} \tag{2.27}$$

2.3.2 Valeurs propres d'un circulateur idéal

De la même façon que dans le cas d'une jonction réciproque, on peut trouver les valeurs propres d'un circulateur idéal en considérant sa matrice S :

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & S_{21} & 0 \\ 0 & 0 & S_{21} \\ S_{21} & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.28}$$

où

$$|S_{21}| = 1$$

L'équation caractéristique de cette matrice est donnée par :

$$-s_i^3 + S_{21}^3 = 0 \tag{2.29}$$

Une solution possible associée à $S_{21} = -1$ est :

$$s_+ = e^{-2j\left(\theta_1 + \theta_+ + \frac{\pi}{2}\right)} \tag{2.30a}$$

$$s_- = e^{-2j\left(\theta_1 + \theta_- + \frac{\pi}{2}\right)} \tag{2.30b}$$

$$s_0 = e^{-2j\theta_0} \tag{2.30c}$$

où, en posant $\theta_1 = \theta_2 = \frac{\pi}{2}$ et $\theta_+ = -\theta_- = \frac{\pi}{6}$, cette dernière solution nous donne une solution exacte d'un circulateur idéal.

Le diagramme complexe des valeurs propres est donné par la figure 2-4.

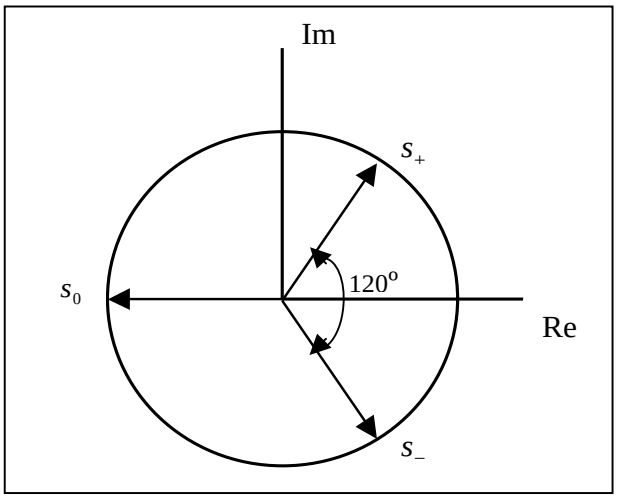


Figure 2-5: Diagramme des valeurs propres d'une jonction magnétisée

Les trois coefficients de réflexion d'un circulateur idéal sont espacés de façon égale autour d'un cercle unitaire comme illustré par la figure 2-5.

Les circuits propres d'un circulateur idéal à 3-voies sont donnés par la figure 2-6.

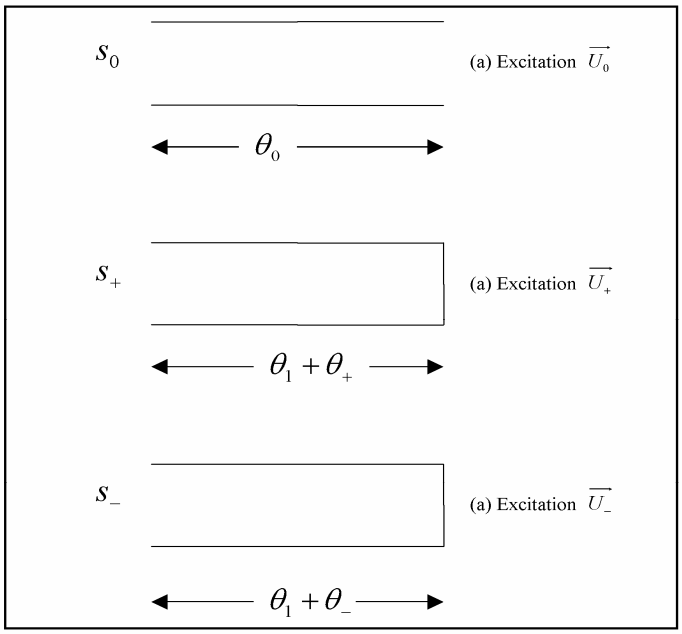


Figure 2-6: Circuits propres d'un circulateur idéal à 3-voies

2.3.3 Identification du mode d'opération dans le spectre fréquentiel

Le mode dominant d'un résonateur de ferrite d'une structure circulaire planaire correspond à la solution théorique de l'équation de Helmholtz [A.4]. Elle est donnée par la condition aux frontières qui impose un mur magnétique sur le périphérique vertical du disque $r = R$:

$$H_\phi(R) = 0 \tag{2.31}$$

ou bien

$$J_n^{'}(k_e R) - n\frac{\kappa}{\mu}\frac{J_n(k_e R)}{k_e R} = 0 \tag{2.32}$$

qui donne alors des solutions de type $(kR)_{n,j}$, où «n, j » est la j^{ième} solution de l'équation du n^{ième} ordre.

Pour n=0, le rayant du disque est donné par la première solution :

$$(kR)_{0,1} = 3.83171 \tag{2.33}$$

et le motif du champ est donné par :

$$E_z = k^2 J_0(kr) \tag{2.34}$$

$$H_\phi = -j\xi k^2 J_0^{'}(kr) \tag{2.35}$$

$$H_r = E_r = E_\phi = H_z = 0 \tag{2.36}$$

Pour n=1, le rayon du disque est donné par la deuxième solution :

$$(kR)_{n,j} = 1.84118 \tag{2.37}$$

et le motif du champ est donné par :

$$E_z = k^2 J_1(kr)\cos\phi \tag{2.38}$$

$$H_r = -j\xi k \frac{J_1(kr)}{r}\sin\phi \tag{2.39}$$

$$H_\phi = -j\xi k^2 J_1^{'}(kr)\cos\phi \tag{2.40}$$

$$E_r = E_\phi = H_z = 0 \tag{2.41}$$

Cette dernière solution $(kR)_{n,j} = 1.84118$ est la plus courante dans la conception de circulateur utilisant un disque de ferrite. La solution donnée par n=0 ne manifeste aucune réaction à la variation de la gyrotropie.

Expérimentalement, la résonance est vue comme étant une minimisation du coefficient de réflexion S_{11} de la jonction à une fréquence qui correspond à la solution $(kR)_{1,1} = 1.84118$ [26]. Pour une jonction réciproque à 3 voies, le coefficient de réflexion en fonction des valeurs propres est donné par :

$$S_{11} = \frac{s_0 + 2s_1}{3} \tag{2.42}$$

où les valeurs propres vérifient $s_1 = s_- = s_+$ (réciprocité) [24, 25].

Cette relation est effectivement utilisée en pratique pour étudier le spectre modal d'une jonction de circulateur. En utilisant ce principe, il est seulement nécessaire de mesurer la fréquence à laquelle les réflexions de la jonction passent par un minimum.

2.4 Model RLC d'une Jonction de Circulateur

Le plan de référence d'une jonction de circulateur est très utilisé dans la caractérisation expérimentale d'une jonction découplée. Une jonction d'une géométrie quelconque peut toujours être ajustée expérimentalement pour avoir une résonance d'un circuit RLC parallèle. Ainsi, on peut caractériser cette jonction par un circuit résonant parallèle à partir de sa fonction d'admittance. Dans le cas qui nous intéresse, qui est une jonction de circulateur à trois voies, le plan de référence est pris à la limite de la jonction. La notion du facteur de qualité en charge d'une jonction de circulateur peut être donnée par le circuit équivalent, ainsi que la largueur de bande réalisable [12, 14, 15,16].

2.4.1 Circuit équivalent à partir de la fonction de réactance

Le facteur de qualité en charge d'un circuit par rapport à sa fonction d'admittance est donné par :

$$Q_L = \frac{\omega_o}{2G}\frac{\partial B}{\partial \omega}\bigg|_{\omega_o} \tag{2.43}$$

où B et G sont, respectivement, la susceptance et la conductance parallèles du circuit. Cette représentation est particulièrement intéressante quand on travaille sur l'abaque de Smith. Le facteur de qualité en charge est déterminé par le rapport de la susceptance et de la conductance parallèles, qui sont liées à la pente de la susceptance par l'équation :

$$B' = \frac{\omega_o}{2}\frac{\partial B}{\partial \omega}\bigg|_{\omega_o} = \omega_o C = \frac{1}{\omega_o L} = \sqrt{\frac{C}{L}} \tag{2.44}$$

Pour une configuration de jonction donnée, la pente de la susceptance ne varie substantiellement que pour une importante variation de la conductance shunt. La variation de la conductance peut-être ajustée en variant les paramètres du ferrite où le champ magnétique est appliqué. Le circuit équivalent de la jonction est donné par la figure 2-7.

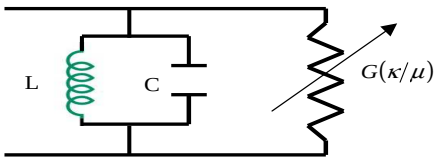


Figure 2-7: Circuit équivalent du plan de référence d'une jonction

2.4.2 Définition des modes normaux d'un résonateur LC parallèle

La description de ce résonateur peut-être donnée, d'une façon simple, par une combinaison linéaire de la tension et du courant d'un circuit LC parallèle :

$$\frac{di}{dt} = \left(\frac{-1}{L}\right)V \tag{2.45}$$

$$\frac{dV}{dt} = \left(\frac{1}{C}\right)i \tag{2.46}$$

Le circuit LC parallèle est donné par la figure2-8.

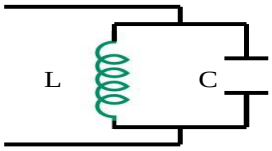


Figure 2-8: Résonateur parallèle

En multipliant l'équation (2.46) par une constante arbitraire Y, et en additionnant le tout à l'équation (2.45), le résultat donne :

$$\frac{d}{dt}(i + YV) = \frac{Y}{C}\left(i - \frac{C}{LY}V\right) \tag{2.47}$$

Pour $Y = \pm j\sqrt{C/L}$, l'équation (2.47) devient :

$$\begin{cases} \dfrac{d\alpha}{dt} - j\omega\alpha = 0 \\ \dfrac{d\alpha^*}{dt} + j\omega\alpha = 0 \end{cases} \tag{2.48}$$

où

$$\alpha = \frac{\sqrt{L}}{2}(i + j\omega CV) \tag{2.49}$$

et

$$\alpha^* = \frac{\sqrt{L}}{2}(i - j\omega CV) \tag{2.50}$$

La solution de l'équation des modes normaux (équation 2.48) est :

$$\begin{cases} \alpha(t) = \alpha(0)e^{j\omega t} \\ \alpha^*(t) = \alpha^*(0)e^{-j\omega t} \end{cases} \tag{2.51}$$

L'énergie totale du système peut s'écrire comme la somme de l'énergie de chacun des modes normaux excités :

$$E = \left[\frac{CV^2(t) + Li^2(t)}{2} \right] = |\alpha(t)|^2 + |\alpha^*(t)|^2 \tag{2.52}$$

L'équation (2.50) montre que α et $\alpha*$ sont une paire de modes normaux dégénérés tournants dans un sens opposé l'un par rapport à l'autre. Les deux modes ont une polarisation circulaire et ont chacun la moitié de l'énergie totale du système. Ce phénomène décrit parfaitement les résonateurs découplés d'une jonction de circulateur.

Le circuit équivalent d'un résonateur parallèle peut être, ainsi, représenté en fonction des modes normaux dégénérés.

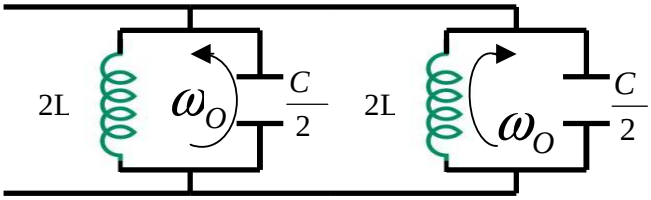


Figure 2-9: Topologie en modes normaux d'un résonateur parallèle

La magnétisation de la jonction implique automatiquement la levée de la dégénérescence des modes et ainsi leurs fréquences de résonances se séparent. Cette étape peut être représentée en remplaçant les inductances parallèles dans la figure 2-9 par d'autres inductances $L_{\pm}$, ou bien écrire $L_{\pm} = L(\mu \pm \kappa)$, parce que les modes normaux ont une polarisation circulaire. Ce model reproduit les résultats expérimentaux d'une jonction découplée de façon très fiable. Le model équivalent d'un circulateur est maintenant représenté par la figure 2-10 où la conductance parallèle est une fonction de la gyrotropie κ/μ.

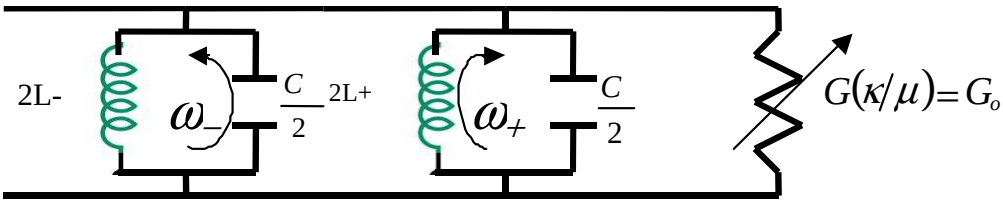


Figure 2-10:Topologie en modes normaux d'une jonction de circulateur

2.4.3 Conditions de circulation

Les conditions de circulation vont être réalisées en assurant l'adaptation de l'admittance d'entrée du model équivalent des modes normaux de la jonction.

L'admittance des modes séparés, prise par rapport au plan de référence situé à la limite du résonateur de ferrite, peut être obtenue à partir de la figure 2-10, et elle est donnée par l'équation suivante :

$$Y_{in} = Y_+ + Y_- = G\left(\frac{\kappa}{\mu}\right) + j\left[\left(\frac{\omega C_e}{2} - \frac{1}{2\omega L_+}\right) + \left(\frac{\omega C_e}{2} - \frac{1}{2\omega L_-}\right)\right] \qquad (2.532)$$

L'une des deux conditions de circulation est satisfaite en réglant la fréquence d'opération de telle sorte qu'elle soit dans la bande fréquentielle située entre les deux modes ω_+ et ω_-. Cela se traduit par l'annulation de la partie imaginaire de Y_{in} :

$$\left(\frac{\omega C_e}{2} - \frac{1}{2\omega L_+}\right) + \left(\frac{\omega C_e}{2} - \frac{1}{2\omega L_-}\right) = 0 \qquad (2.54)$$

Cette fréquence de circulation est alors donnée par :

$$\omega_o^2 L_e C_e = 1 \qquad (2.55)$$

où

$$L_e = \frac{2L_+ L_-}{L_+ + L_-} \qquad (2.55)$$

En posant $L_\pm = L(\mu \pm K)$ on a :

$$L_e = \left(\frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}\right) L = \mu_{eff} L \qquad (2.56)$$

Par analogie on peut écrire :

$$C_e = \varepsilon_f C$$

où ε_f est la constante diélectrique relative du ferrite.

La fréquence centrale d'opération est définie de la façon suivant :

$$\omega_o = \frac{\omega_{-1} + \omega_{+1}}{2} \tag{2.57}$$

de telle sorte qu'elle est toujours entre les deux modes résonants.

Par analogie aussi, on peut écrire :

$$\omega_{\pm}^2 L_{\pm} C_e = 1 \tag{2.58}$$

La seconde condition de circulation requiert la rotation de l'empreinte du champ électrique jusqu'à ce que le troisième port du circulateur soit découplé. Vu la symétrie de l'empreinte du champ électrique, cette condition est réalisable en ramenant l'angle de la phase entre les admittances de séparation à $\pm 30^\circ$. La seconde condition de circulation renforce le lien entre la conductance parallèle équivalente, l'admittance intrinsèque de la jonction et la gyrotropie κ/μ. La séparation fréquentielle entre les deux modes normaux résonants est reliée à κ/μ par :

$$\frac{\omega_{+1} - \omega_{-1}}{\omega_o} \approx \frac{\kappa}{\mu} \tag{2.59}$$

2.4.4 Largeur de bande d'une jonction de circulateur couplée

La largeur de bande d'une jonction de circulateur peut être obtenue en écrivant le facteur de qualité en charge Q_L en fonction de l'admittance, et ceci en utilisant la définition du facteur de qualité donnée au préalable :

$$Q_L = \frac{1}{G(\kappa/\mu)} \sqrt{\frac{C_e}{L_e}} \tag{2.60}$$

où

$$G(\kappa/\mu) = \sqrt{3}\sqrt{\frac{C_e}{L_e}}\frac{\mu}{\kappa}$$ (Théorie des circuits en termes de valeurs propres)

On obtient ainsi :

$$Q_L = \frac{1}{\sqrt{3}}\frac{\kappa}{\mu} \tag{2.61}$$

Le taux d'ondes stationnaires (T.O.S) peut être relié au facteur de qualité en charge comme suit :

$$Q_L = \frac{T.O.S - 1}{2\delta_o\sqrt{T.O.S}} \tag{2.62}$$

où

$$\delta_o = \frac{\omega_+ - \omega_o}{\omega_o} \tag{2.63}$$

La largeur de bande d'une jonction couplée est déterminée par la séparation des deux modes normaux. Connaissant le taux d'ondes stationnaires, la valeur de la séparation entre les deux modes, δ_o, donnée par l'équation (2.63), nous permet d'évaluer le facteur de qualité [16]. En réécrivant la gyrotropie en fonction des paramètres de la jonction connus on obtient :

$$\frac{\kappa}{\mu} = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(\frac{1}{Q_L}\right) = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(\frac{2\delta_o\sqrt{T.O.S}}{T.O.S - 1}\right) \tag{2.64}$$

Et la deuxième condition de circulation est satisfaite en ajustant $\sqrt{C_e/L_e}$ avec κ/μ. Elle est donnée par l'équation suivante :

$$\sqrt{\frac{C_e}{L_e}} = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(\frac{\mu}{\kappa}\right) \tag{2.65}$$

2.5 Limitation de l'adaptation d'impédance d'une jonction de circulateur

La largeur de bande maximale réalisable à l'aide d'un circuit d'adaptation externe peut être déterminée en utilisant le théorème de Bode-Fano [17, 18, 19]. Ce dernier nous permet de prédire

l'adaptation optimale réalisable dans une bande fréquentielle en présence de réactance shunt «parasite » :

$$\int_0^\infty \ln \frac{1}{|\Gamma(\omega)|} d\omega \leq \frac{\pi}{RC} \tag{2.66}$$

L'application de ce critère pour une bande spécifique, nous donne :

$$\int_0^\infty \ln \frac{1}{|\Gamma(\omega)|} d\omega = \int_{\Delta\omega} \ln \frac{1}{|\Gamma(\omega)|} d\omega = \Delta\omega \ln \frac{1}{\Gamma_m} \leq \frac{\pi}{RC} \tag{2.67}$$

Le résultat de Bode peut être réécrit de la façon suivante :

$$2.3 \log \frac{1}{\Gamma_m} \leq \frac{\pi}{(\omega_2 - \omega_1)RC} \tag{2.68}$$

où Γ_m est le coefficient de réflexion, C est la capacité parallèle à la source de résistance R et $(\omega_2 - \omega_1)$ est l'intervalle fréquentielle d'adaptation.

Ce résultat peut être appliqué au circulateur en exprimant sa susceptance parallèle en fonction du facteur de qualité Q_L où :

$$RC = \frac{Q_L}{\omega_0} \tag{2.69}$$

Après manipulation algébrique, on obtient le résultat suivant :

$$2Q_l \delta_0 \leq \frac{27.2}{R.L.} \tag{2.70}$$

où R.L. représente les pertes par réflexion et $2\delta_0$ représente la bande passante normalisée.

Ce résultat représente le produit gain largeur de bande réalisable lors de l'adaptation d'une jonction de circulateur par un nombre de circuits infinis. Lorsque la jonction est adaptée par un nombre fini de circuits, ce qui est toujours le cas, ce produit théorique passe de 27.2 à 12.4 pour un seul circuit d'adaptation et à 15.3 pour deux circuits en cascades [1].

CHAPITRE 3 PARAMÈTRES MAGNÉTIQUES ET TECHNIQUES DE CARACTÉRISATION D'UN CIRCULATEUR

Les paramètres du résonateur de ferrite forment les paramètres électriques de la jonction de circulateur. Ils sont généralement donnés en fonction des pertes par insertion et de la largeur de bande fréquentielle. En ce qui a atrait aux conditions d'adaptation, les propriétés du circulateur présentent plusieurs similarités avec les filtres à cavités résonnantes. Le comportement du composant peut-être alors caractérisé par le facteur de qualité à vide et par le facteur en charge du gyrateur.

Le facteur de qualité en charge est donné par la largueur de bande fréquentielle enregistrée lors de la prise des fréquences de séparation. Il définit aussi la gyrotropie κ/μ requise au matériau de ferrite pour la réalisation de la bande fréquentielle (Eq. 2.53). Le facteur de qualité à vide est défini en fonction de la constante diélectrique effective du milieu et des pertes magnétiques du matériau de ferrite. Les paramètres les plus importants dans le choix du matériau de ferrite pour une conception donnée sont la magnétisation de saturation M_s, la largeur de raie de résonance principale ΔH, le champ magnétique de polarisation H_o, le facteur de démagnétisation $N_{x,y,z}$, la température de curie T_c et la fréquence d'opération.

Afin de déterminer les paramètres magnétiques de conception, le matériau de ferrite est considéré saturé et linéaire. En pratique, cependant, les matériaux de ferrites sont non-linéaires si le signal hyperfréquence dépasse le seuil magnétique critique de h_{crit} [8, 9].

3.1 Largeur de bande en fonction des paramètres magnétiques.

Le facteur de qualité en charge Q_L est relié à la gyrotropie κ/μ ou aux spécifications électriques de la jonction par la formule suivante [20] :

$$Q_L = \frac{1}{\sqrt{3}}\frac{\kappa}{\mu} = \frac{(r-1)}{2\delta_0\sqrt{r}} \tag{3.1}$$

où

r : représente les pertes par réflexion.

$2\delta_0$: représente la largeur de bande fréquentielle normalisée par rapport à la fréquence centrale.

En remplaçant κ/μ par $\Delta\omega/\omega_0$, on retrouve la formule donnée par Fay et Comstock [21].

En termes de variables magnétiques normalisées par rapport à la fréquence d'opération telle que la magnétisation *p* et le champ magnétique interne σ, la gyrotropie est donnée par [21] :

$$\frac{\kappa}{\mu} = \frac{p}{\sigma^2 + p\sigma - 1} \tag{3.2}$$

où la magnétisation p est donnée par :

$$p = \gamma \frac{M_s}{\mu_0} \frac{1}{\omega} \tag{3.3}$$

et le champ magnétique interne est donné par :

$$\sigma = \gamma \left(H_0 - \frac{N_z M_0}{\mu_0} \right) \frac{1}{\omega} \tag{3.4}$$

L'évolution de la gyrotropie κ/μ en fonction du champ magnétique interne pour de différentes magnétisations est donnée par la figure 3-1.

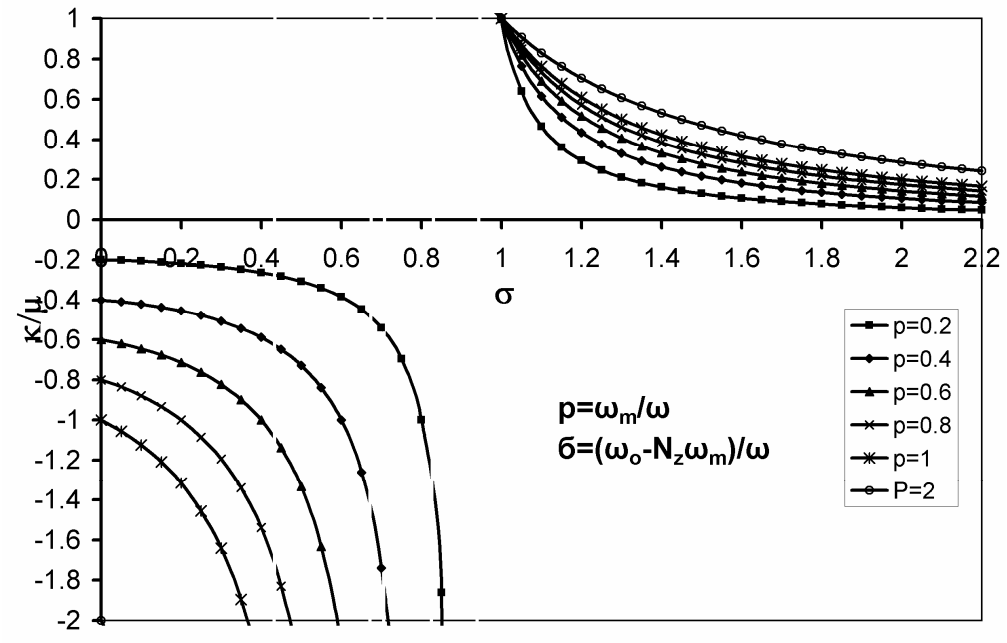


Figure 3-1: Évolution de la gyrotropie en fonction du champ magnétique interne

Cette figure nous montre clairement qu'il est possible de polariser un circulateur en deçà de la résonance principale ou au-delà de celle-ci.

3.2 Pertes par insertion en fonction des paramètres magnétiques

Les pertes par insertion d'un circulateur ont été reliées au facteur de qualité en charge et celui à vide par la formule suivante [20] :

$$L(dB) = 20\log\left(1 + \frac{Q_L}{Q_U}\right) \tag{3.5}$$

Puisque $Q_L / Q_U \leq 1$, l'équation (3.5) devient :

$$L(dB) \approx 8.686\left(\frac{Q_L}{Q_U}\right) \tag{3.6}$$

Le facteur de qualité à vide Q_U est relié aux pertes magnétiques et diélectriques du matériau de ferrite par :

$$\frac{1}{Q_U} = \frac{1}{Q_m} + \frac{1}{Q_e} \tag{3.7}$$

La contribution des pertes magnétiques est donnée par le rapport de la partie réelle et de la partie imaginaire de la perméabilité effective du matériau de ferrite :

$$Q_m = \frac{\mu_e'}{\mu_e''} \tag{3.8}$$

La perméabilité effective du matériau de ferrite est donnée par :

$$\mu_e = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} = \frac{(p+\sigma)^2 - 1}{\sigma^2 + p\sigma - 1} \tag{3.9}$$

L'évolution de la perméabilité effective μ_e en fonction du champ magnétique interne pour de différentes magnétisations est donnée par la figure 3-2.

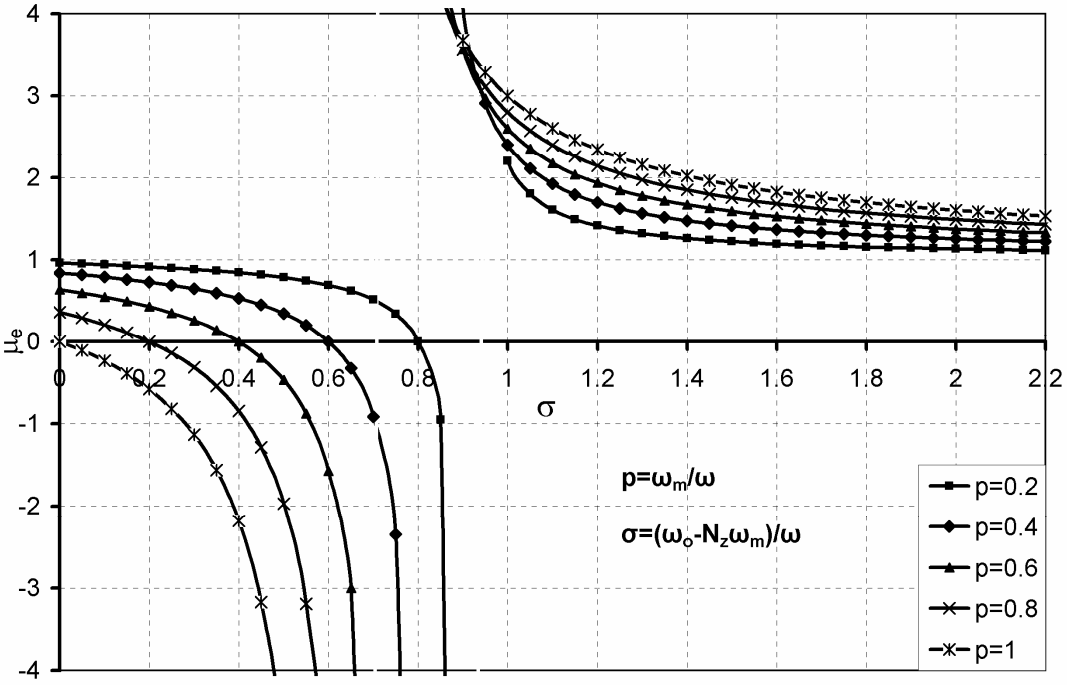


Figure 3-2 : La perméabilité effective en fonction du champ magnétique interne

Pour calculer les pertes magnétiques, il est important d'introduire une nouvelle quantité magnétique qui est la largeur de raie de résonance effective. Cette quantité effective n'a de sens que si l'on est hors résonance. Elle est une fonction de la susceptibilité magnétique $\chi_{\pm}$ et elle est donnée à un champ magnétique appliqué H_o :

$$\Delta H_{eff} = M_s \operatorname{Im}\left(\frac{1}{\chi_{\pm}}\right) \tag{3.10}$$

où $\operatorname{Im}(1/\chi_{\pm})$ signifie la partie imaginaire de $1/\chi_{\pm}$.

En utilisant la notion de la largeur de raie effective et en ajoutant un terme imaginaire $j\alpha$ au champ magnétique interne σ, on introduit les pertes magnétiques dans l'équation (3.9), où α est la largeur de raie de résonance normalisée :

$$\alpha = \gamma \frac{\Delta H_{eff}}{2\omega} \tag{3.11}$$

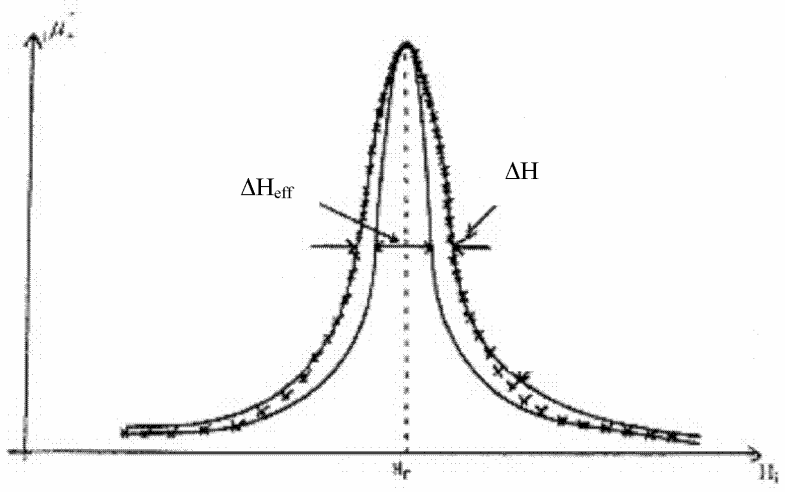


Figure 3-3: Largeur de raie de résonance principale

Loin de la résonance principale, ΔH_{eff} peut-être remplacée par la résonance de spin ΔH_K .

La contribution au facteur de qualité à vide, due aux pertes diélectriques, est donnée par :

$$Q_e = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon''} = \frac{1}{\tan\delta} \tag{3.12}$$

Pour la plupart des matériaux de ferrite, les pertes électriques ($\tan\delta$) varient entre 0.0001 et 0.001. Pour cette raison, on a toujours supposé que les pertes diélectriques sont négligeables devant les pertes magnétiques. Il est important de mentionner que cette supposition ne s'applique pas aux matériaux hexaferrite où les pertes tangentes sont de l'ordre de 0.05.

3.3 Jonction magnétisée en deçà de la résonance de Kittel

Dans le cas où un circulateur est magnétisé entre la résonance subsidiaire et la résonance principale, le matériau de ferrite est supposé être saturé. La partie réelle et la partie imaginaire de la perméabilité effective μ_e sont obtenues en remplaçant le champ magnétique interne σ dans l'équation (3.9) par $\sigma + j\alpha$:

$$\mu_e = \frac{(p+\sigma+j\alpha)^2 - 1}{(\sigma+j\alpha)^2 + p(\sigma+j\alpha) - 1} \tag{3.13}$$

À la saturation, tous les dipôles magnétiques sont alignés, donc :

$$H_{in} = H_0 - N_z M_s \cong 0 \tag{3.14}$$

d'où $\sigma = 0$.

La perméabilité effective est donnée par :

$$\mu_e = \mu_e' - j\mu_e'' = \frac{(p + j\alpha)^2 - 1}{-\alpha^2 + jp\alpha - 1} \tag{3.15}$$

ainsi :

$$\mu_e' \approx 1 - p^2 \tag{3.16}$$

$$\mu_e'' \approx p(1 + p^2)\alpha \tag{3.17}$$

En remplaçant les perméabilités réelle et imaginaire dans l'équation (3.15) par leur valeur approximative, on obtient le facteur de qualité à vide qui tient compte des pertes magnétiques :

$$Q_m = \frac{\mu_e'}{\mu_e''} = \frac{1 - p^2}{p(1 + p^2)\alpha} \tag{3.18}$$

Avec $\sigma = 0$, l'équation (3.2) qui devient :

$$\frac{\kappa}{\mu} \approx p \tag{3.19}$$

Le facteur de qualité en charge est alors donnée par :

$$Q_L = \frac{1}{\sqrt{3}p} \tag{3.20}$$

et les pertes par insertion deviennent alors :

$$L(dB) \approx \frac{4.96(1 + p^2)\alpha}{1 - p^2} \tag{3.21}$$

Cette dernière équation nous indique que les pertes par insertion sont majoritairement données par le terme d'amortissement α .

Pour la plupart des circulateurs magnétisés en deçà de la résonance de Kittel ($p^2 << 1$), les pertes par insertion sont approximativement calculées en posant $p^2 = 0$ dans l'équation (3.21).

Les paramètres magnétiques sont calculés en fonction de la largeur de bande fréquentielle et des pertes par insertion du circulateur. La dimension du résonateur est calculée en fonction de la perméabilité effective. Le champ magnétique nécessaire à une polarisation de circulateur en fonction de la fréquence est donné par la figure 3-4.

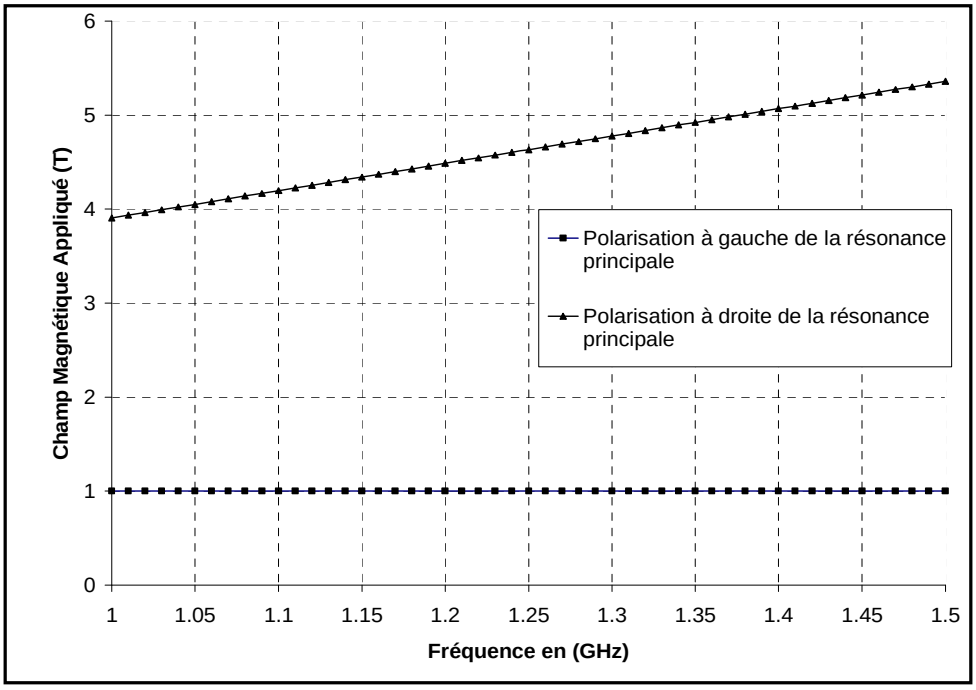


Figure 3-4: Champ magnétique de polarisation d'un circulateur

3.4 Jonction magnétisée au-delà de la résonance de Kittel

Lorsqu'un matériau de ferrite est magnétisé au-delà de la résonance de Kittel, le champ magnétique interne et la magnétisation sont supérieurs à 1 ($p > 1 \text{ et } \sigma > 1$).

En se basant sur cette affirmation, la perméabilité effective devient approximativement :

$$\mu_e \approx 1 + \frac{p}{\sigma} \tag{3.22}$$

Comme dans le cas d'une polarisation à gauche de la résonance principale, la partie réelle et la partie imaginaire de la perméabilité effective μ_e sont obtenues en remplaçant le champ magnétique interne σ dans l'équation (3.22) par $\sigma + j\alpha$:

$$\mu_e = \mu_e' - j\mu_e'' = 1 + \frac{p}{\sigma + j\alpha} \tag{3.23}$$

où :

$$\mu_e' = 1 + \frac{p}{\sigma} \tag{3.24}$$

$$\mu_e'' \approx \frac{p\alpha}{\sigma^2} \tag{3.25}$$

Ainsi le facteur de qualité à vide est donné par :

$$Q_m = \frac{\mu_e'}{\mu_e''} = \frac{\sigma\left(1 + p/\sigma\right)}{\alpha\left(p/\sigma\right)} \tag{3.26}$$

et la gyrotropie est donnée, approximativement, par :

$$\frac{\kappa}{\mu} \approx \frac{p/\sigma}{\sigma\left(1 + p/\sigma\right)} \tag{3.27}$$

Le facteur de qualité en charge est donné, approximativement, par :

$$Q_L \approx \frac{\sigma\left(1 + p/\sigma\right)}{\sqrt{3}\left(p/\sigma\right)} \tag{3.28}$$

Et, finalement, les pertes par insertion sont données par :

$$L(dB) \approx 4.96\alpha \tag{3.29}$$

L'équation (3.29) montre, une fois de plus, que les pertes par insertion dépendent du facteur d'amortissement α qui est une fonction de la largeur de raie de résonance effective.

Les paramètres magnétiques du matériau, dans le cas d'une magnétisation au-delà de la résonance de Kittel, sont déterminés par la gyrotropie nécessaire à la réalisation de la bande fréquentielle requise par la conception.

3.5 Technique de Mesure des Caractéristiques de Conception

En industrie, un circulateur est généralement défini par les réflexions ($|S_{11}|$), l'isolation ($|S_{31}|$) et les pertes par insertion ($|S_{21}|$). Mais dans le cadre de sa conception, la nature de ses trois circuits propres découlant de ses vecteurs propres sont les plus importants, parce qu'ils sont directement liés au circuit gyrateur complexe. La caractérisation expérimentale d'une jonction de circulateur commence par la mesure de la fréquence des deux modes résonants à déphasage inverse, de la conductance du gyrateur ainsi que de la pente de la susceptance [22].

Ici, la synthèse du réseau d'adaptation du gyrateur aux voies du circulateur passe par le remplacement du circuit équivalent localisé de la jonction au circuit distribué dont la pente de la susceptance est la même que celle du circuit original. La largeur de bande réalisable par cette adaptation sera connue en utilisant les paramètres donnés par les deux fréquences de séparation des modes à déphasage inverse de la jonction magnétisée.

La technique de mesure qui sera présentée découle de la représentation matricielle en termes de paramètres S et d'admittance de la jonction. L'information sur la phase n'est pas requise, ce qui rend cette méthode beaucoup plus simple [23, 24].

3.5.1 Mesure de la Conductance du Gyrateur

Une façon simple de mesurer la conductance du gyrateur à la fréquence centrale de la bande d'opération, est de commencer par la mesure du taux d'ondes stationnaires à un des ports du circulateur, pendant que les deux autres ports sont terminés avec une charge adaptée. L'approche est basée sur la relation entre le coefficient S_{11} de la matrice de dispersion du circulateur et le coefficient Z_{12} de la matrice d'impédance. À la fréquence centrale de la bande d'opération, le

coefficient normalisé Z_{12} de la matrice d'impédance du composant est égal à celui du gyrateur [25]. Le coefficient de dispersion S_{11} en fonction des valeurs propres est donné par l'équation suivante :

$$S_{11} = \frac{s_0 + s_+ + s_-}{3} \tag{3.30}$$

où pour $S_{12} = -1$ nous avons les valeurs propres suivantes :

$$s_0 = -1 \tag{3.31a}$$

$$s_+ = s_0 e^{-j\theta_+} \tag{3.31b}$$

$$s_- = s_0 e^{-j\theta_-} \tag{3.31b}$$

Les angles $\theta_\pm$ sont illustrés à la figure 3-5. Ils prennent en général une valeur entre 0 et ±30°. Cette représentation complexe nous indique que l'ouverture des modes autour de l'axe réel est toujours symétrique ($\theta_+ = \theta_-$). Cela signifie que le plan de référence reste inchangé tout au long de l'évolution de $\theta_\pm$.

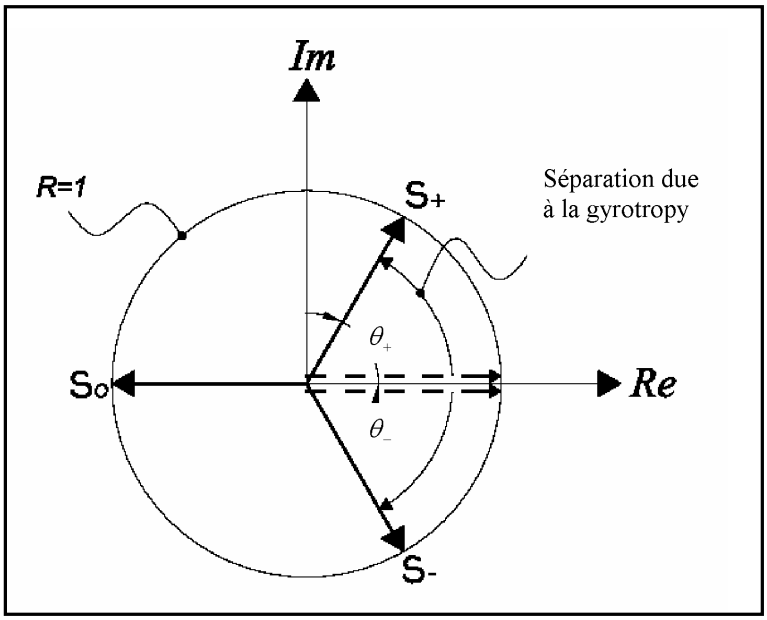


Figure 3-5: Diagramme de valeurs propres d'un circulateur idéal

Ces résultats sont en parfait accord avec la pratique.

On peut réécrire S_{11} de la façon suivante :

$$S_{11} = \frac{1 - 3\tan^2\theta_+}{3 + 3\tan^2\theta_+} \tag{3.32}$$

L'impédance normalisée du gyrateur Z_{12} à la fréquence centrale est :

$$z = \frac{Z_{12}}{Z_0} = \frac{z_0 - z_+ e^{j2\frac{\pi}{3}} + z_- e^{-j2\frac{\pi}{3}}}{3} \tag{3.33}$$

où

$$z_0 = \frac{1 + s_0}{1 - s_0} \tag{3.34a}$$

$$z_+ = \frac{1 + s_+}{1 - s_+} = j\cot\theta_+ \tag{3.34b}$$

$$z_- = \frac{1 + s_-}{1 - s_-} = j\cot\theta_+ \tag{3.34c}$$

En utilisant les relations décrivant les valeurs propres de la matrice d'impédance d'un circulateur, z devient :

$$z = \frac{\cot\theta_+}{\sqrt{3}} \tag{3.35}$$

et

$$g = \sqrt{3}\tan\theta_+ \tag{3.36}$$

Si l'on remplace $\tan\theta_+$, (3.22), par $g/\sqrt{3}$ alors, on obtient :

$$T.O.S = \frac{\left|3 + g^2\right| + \left|3 - g^2\right|}{\left|3 + g^2\right| - \left|3 - g^2\right|} \tag{3.37}$$

où T.O.S représente le taux d'ondes stationnaires et g est défini comme suit :

$$\begin{cases} g = \sqrt{2 \bullet T.O.S - 1} & g \geq 1 \\ g = \sqrt{\dfrac{2 - T.O.S}{T.O.S}} & \text{pour} \quad g < 1 \end{cases} \tag{3.38}$$

L'évolution de g en fonction du taux d'ondes stationnaires est donnée par la figure 3-6.

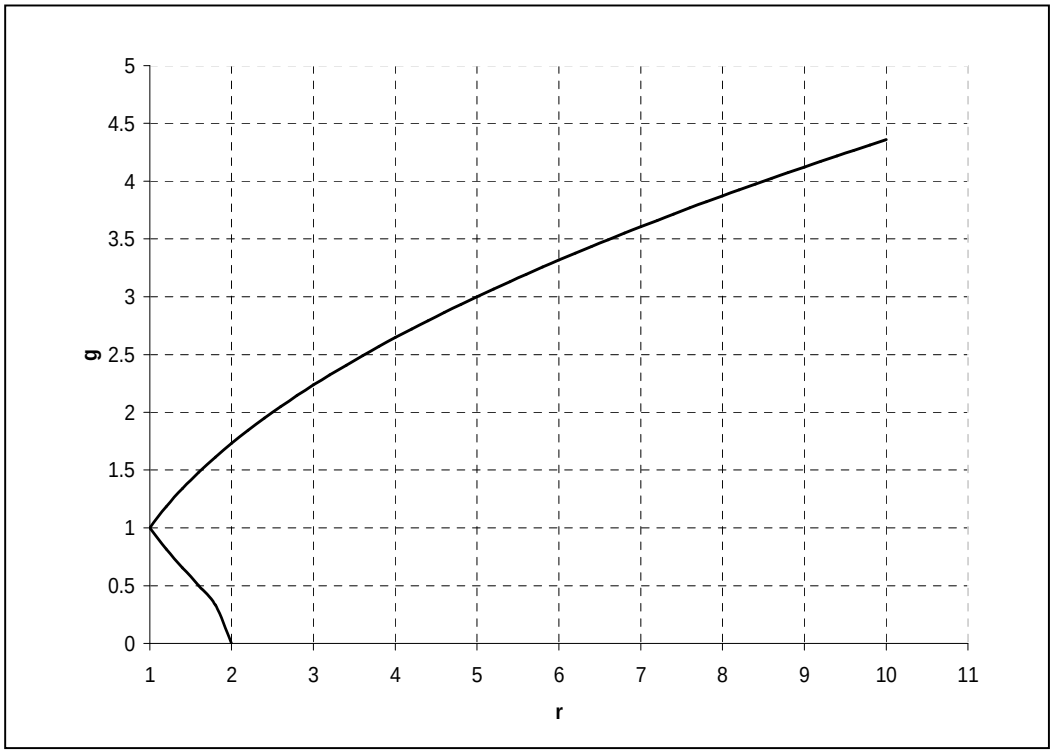


Figure 3-6: La conductance en fonction du taux d'ondes stationnaires d'une jonction magnétisée

Dans le cas d'une jonction réciproque la conductance g est nulle.

3.5.2 Définition de l'admittance d'une jonction de circulateur

La forme générale du facteur de qualité Q_L d'une jonction de circulateur parfaitement magnétisé, c'est-à-dire une rotation de 30 degrés de l'empreinte électrique du mode dominant H_{11}, est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{1}{Q_L} = \sqrt{3}\,\frac{\omega_{+1} - \omega_{-1}}{\omega_o} \tag{3.39}$$

En remplaçant le facteur de qualité Q_L de l'équation (3.39) par son expression donnée par l'équation du gyrateur, on obtient la forme générale de la conductance parallèle normalisée du gyrateur :

$$G = \sqrt{3}b'\left(\frac{\omega_{+1} - \omega_{-1}}{\omega_o}\right) \tag{3.40}$$

L'admittance complexe du gyrateur est donnée par l'équation suivante [20] :

$$Y_{in} \approx \sqrt{3}b'\left(\frac{\omega_{+1} - \omega_{-1}}{\omega_o}\right) + 2\,jb'\left(\frac{\omega_{+1} - \omega_{-1}}{\omega_o}\right) \tag{3.41}$$

Les équations qui ont été présentées jusqu'ici s'appliquent à un circulateur sans pertes. La séparation des résonances des deux modes générés par la magnétisation est complètement symétrique par rapport au mode non résonant dont la fréquence demeure inchangée. Il en va de même pour les circulateurs dont l'architecture est coaxiale ou guide-d'onde (E-plan).

Une propriété importante de cette approche est que la pente de la susceptance est directement liée à l'architecture de la jonction, ainsi qu'à la géométrie du gyrateur; sa valeur demeure constante dans une large fenêtre de variation de la conductance du gyrateur.

3.5.3 **Mesure des fréquences de séparation d'une jonction magnétisée**

Les propriétés d'une jonction de circulateur sont caractérisées par les fréquences de séparation. Une façon simple de mesurer cette caractéristique est d'identifier les deux fréquences qui apparaissent une fois que le taux d'ondes stationnaires passe de 2 à 1 [23,27]. La figure 3-7 montre le début et la fin de ce phénomène de jonction de circulateur qui opère dans la bande X.

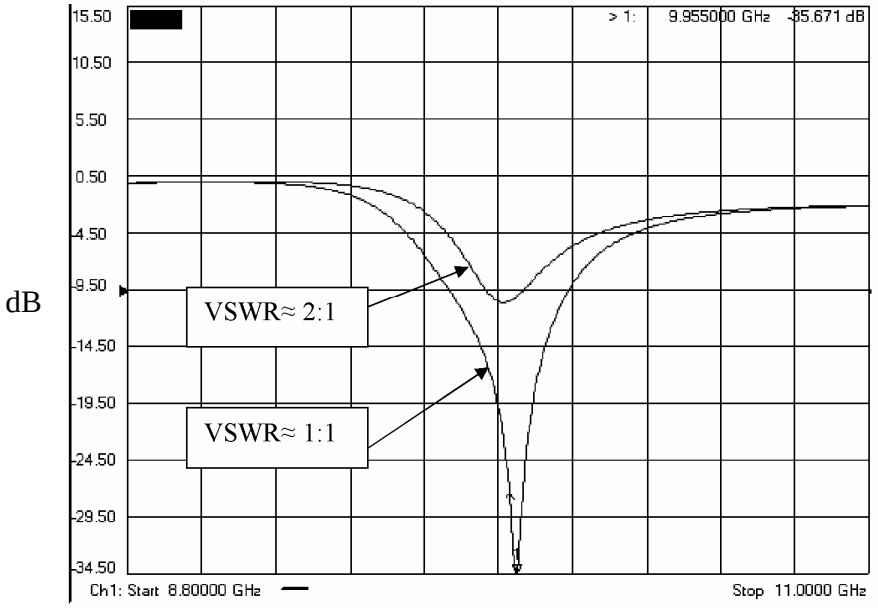


Figure 3-7: Valeur propre d'une jonction de circulateur faiblement magnétisée

À ce stade de la magnétisation, les réflexions des deux modes dégénérés sont complètement superposées. La levée de la dégénérescence correspond automatiquement à l'apparition des deux autres valeurs propres du système. Les fréquences correspondent alors aux fréquences de séparation de la jonction. La figure 3-8 illustre l'évolution des fréquences de séparation du second mode qui correspond à la solution théorique $(kR)_{2,1} = 3.054236$ en fonction de la magnétisation.

Quant il y a des pertes dans la jonction, les réflexions ne sont plus de 9.5dB comme dans un cas idéal. Cette déviation est bien illustrée par la figure 3-7.

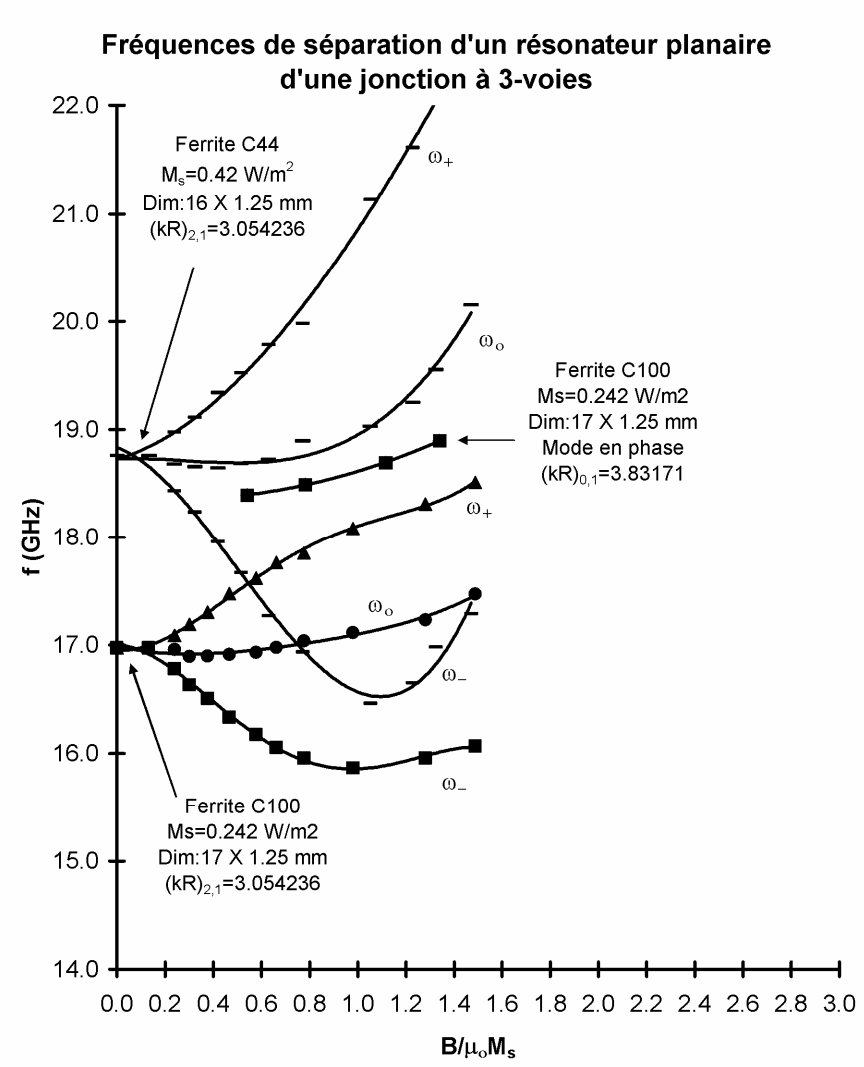


Figure 3-8: Fréquences de séparations typiques du mode correspondant à la solution $(kR)_{2,1} = 3.054236$

Le coefficient de réflexion aux fréquences ω_+ correspond à la valeur propre s_- et ω_- à s_+. Cette méthode est souvent utilisée pour déterminer les valeurs propres du système. La Figure 3-8 illustre les fréquences de séparation du 2e mode d'une jonction de circulateur opérant dans la bande fréquentielle DBS (17- 18.4 GHz).

3.5.4 **Mesure de la pente de la susceptance d'une jonction**

La pente de la susceptance (b') d'un circulateur, dont la variation de la fréquence du mode en phase peut-être négligée devant celle des modes à déphasage inverse, est donnée par la mesure du T.O.S aux alentours de la fréquence centrale. Pour obtenir ce résultat, on doit commencer par donner une approximation du coefficient de réflexion d'un circuit à une voie [24] :

$$S_{11} \approx \frac{y_1}{2} \tag{3.42}$$

Le circuit RLC équivalent est illustré par la figure 3-9.

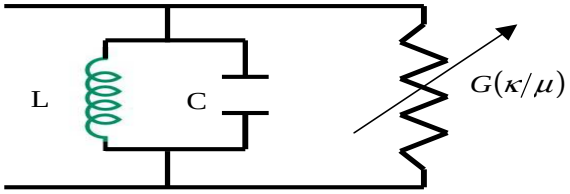


Figure 3-9: Circuit équivalent d'un circulateur adapté

En exprimant S_{11} en fonction du T.O.S on obtient :

$$S_{11} = \delta b' = \frac{T.O.S - 1}{T.O.S + 1} \tag{3.43}$$

En utilisant la transformation bilinéaire entre le coefficient de réflexion (ρ) et l'admittance d'une ligne uniforme on obtient :

$$|\rho|^2 \approx \frac{(2\delta b')^2}{4 + (2\delta b')^2} \qquad 3.44)$$

La réécriture de cette équation en fonction du T.O.S donne :

$$b' \approx \frac{T.O.S - 1}{2\delta\sqrt{T.O.S}} \tag{3.45}$$

3.5.5 Mesure de la pente de la susceptance d'une jonction magnétisée

Une façon simple d'obtenir la pente de la susceptance d'une jonction partiellement magnétisée est d'utiliser l'équation qui la lie aux fréquences de séparation de la jonction :

$$g = \sqrt{3}b'\left(\frac{\omega_+ - \omega_-}{\omega_0}\right) \tag{3.46}$$

La pente de la susceptance est immédiatement calculée à partir de cette dernière équation en mesurant, de façon indépendante, l'admittance du gyrateur et les deux fréquences de séparation.

3.5.6 Mesure des valeurs propres s_0 et s_1

Dans une jonction réciproque les valeurs propres s_+ et s_- sont superposées et ainsi représentées par une seule valeur propre qui est s_1. Cela revient à réduire le nombre de voies de 3 à 2 et ainsi lire l'information donnée par cet arrangement du point de vue réflexion. Pour faire ce genre de transformation de circuit, on introduit un court-circuit coulissant à positon ajustable dans le port que l'on veut soustraire à la jonction, et terminer la deuxième voie de la jonction par un détecteur adapté [28]. Le montage en question est illustré par la figure 3-10.

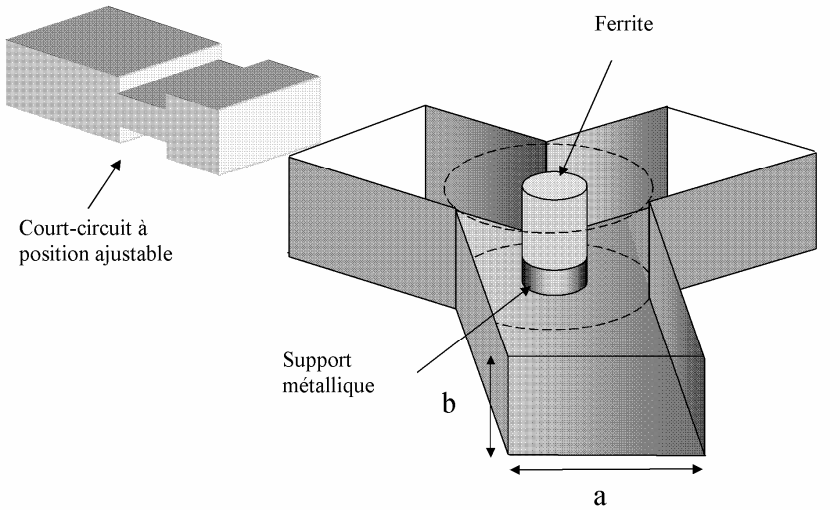


Figure 3-10: Montage requis pour déterminer la première valeur propre

La position du court-circuit coulissant est ajustée jusqu'à isolation complète de la voie où le détecteur y était attaché. Le coefficient de réflexion ainsi obtenu correspond à la valeur propre s_1.

Le développement théorique, qui correspond à cette pratique expérimentale, commence par la relation entre l'onde incidente et l'onde réfléchie aux trois voies de la jonction :

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix} \tag{3.47}$$

Si l'on considère que le court-circuit coulissant est placé au port 2 de la jonction, et le détecteur adapté ou bien une charge adaptée au port 3, alors :

$$\frac{b_2}{a_2} = e^{-j2\left(\phi+\frac{\pi}{2}\right)} \tag{3.48}$$

et

$$a_3 = b_3 = 0 \tag{3.49}$$

où ϕ dépend de la position du court-circuit coulissant par rapport à b_2/a_2. En remplaçant les deux dernières équations dans (3.59), on obtient :

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \tag{3.50a}$$

$$b_2 = S_{12}a_1 + S_{11}a_2 = a_2 e^{-2j\left(\phi+\frac{\pi}{2}\right)} \tag{3. 51b}$$

$$b_3 = S_{12}a_1 + S_{12}a_2 = 0 \tag{3.62c}$$

En réécrivant la dernière équation, on obtient :

$$\frac{a_1}{a_2} = -1 \tag{3.63}$$

Substituons cette condition dans les équations (3.62a) et (3.62b), on obtient :

$$\frac{b_1}{a_1} = S_{11} - S_{12} = s_1 \tag{3.52}$$

où

$$s_1 = e^{-2j\left(\phi+\frac{\pi}{2}\right)} \tag{3.53}$$

Cette mesure est d'une importance capitale dans la conception de circulateur de degré-3. La position du court-circuit nous donne non seulement le moyen de mesurer la valeur propre s_1, mais aussi, l'emplacement d'un 2e circuit d'adaptation en cas de besoin.

La valeur propre s_0 peut-être obtenue, maintenant, en mesurant S_{11} au port 1 de la jonction avec les deux autres ports terminés par une charge adaptée. s_0 est alors donnée par l'équation suivante :

$$S_{11} = \frac{s_0 + 2s_1}{3} \tag{3.54}$$

CHAPITRE 4 CONCEPTION D'UNE JONCTION DE CIRCULATEUR À 3-VOIES MAGNÉTISÉ EN DEÇÀ DE LA RÉSONANCE DE KITTEL

L'utilisation d'un résonateur de topologie planaire dans les circulateurs de haute puissance demeure un choix incontestable. Cependant, le choix de la région de magnétisation a toujours été difficile à cause du compromis à faire entre la simplicité de la conception, la robustesse et le coût. La première région de polarisation, très bien décrite dans la littérature, est très exploitée dans l'industrie, alors que la deuxième reste très peu utilisée. Seulement 5% des conceptions sont réalisées à droite de la résonance uniforme dont le but unique est la miniaturisation des composants.

4.1 Critères de conception

Dans une conception de circulateur de haute puissance, la puissance soutenue est l'une des plus importantes spécifications électriques. Souvent, elle impose l'approche à suivre dans l'étude de la faisabilité, la conception, la réalisation et les tests de qualification du produit final.

La fréquence d'opération est un autre paramètre important et non des moindres, parce qu'elle intervient dans tous les paramètres magnétiques de la conception. Ainsi, le choix du matériau de ferrite découle, en grande partie, directement de la fréquence d'opération.

La maîtrise d'une conception spécifique d'un circulateur passe automatiquement par la compréhension de sa magnétisation. Celle-ci nous permet de prédire le comportement des performances du circulateur sous puissance, dans une certaine fenêtre, selon le changement de sa polarisation qui est souvent inévitable. Pour faire une analogie avec les filtres, la largeur de bande de conception (qui est supérieure ou égale à la largeur de bande requise) d'un filtre représente ce qu'est la magnétisation dans la conception d'un circulateur.

Les spécifications électriques sont les suivantes :

1- Circulateur à 3 voies en technologie guides d'ondes (WR650 avec une hauteur de 2.54 cm);
2- Fréquence d'opération : 1.2-1.4 GHz;
3- Pertes par insertion : 0.25 dB (Max.);

4- Isolation : 20 dB;
5- T.O.S.: (VSWR: 1.15:1) ou bien 23 dB;
6- Puissance : 80 KW (pulse), avec un cycle (η) pouvant varier de 0.001 à 0.104 ns;
7- Température d'opération : -40 à 80 ºC;
8- Convecteur mécanique possible : Hauteur maximale du circulateur est de 5.08 cm.

4.1.1 Analyse des critères de conception

Une première analyse non approfondie des spécifications électriques nous permet de déterminer d'en ressortir les spécifications contraignantes de la conception. Il est hors de tout doute que la puissance soutenue et la fréquence d'opération ($f_0 = 1.3\ GHz$) sont les paramètres qui sont les plus à considérer dans cette approche.

La hauteur réduite du guide d'onde a impact sur la topologie du gyrateur. Afin d'avoir une meilleure convection thermique, il est recommandé d'utiliser une topologie planaire. Celle-ci maximise la surface du résonateur de ferrite qui est en contact avec le métal pour former un mur électrique qui joue le rôle de convecteur. Les ferrites utilisés dans cette conception sont d'une épaisseur égale à celle utilisée dans une conception de hauteur de guide d'onde standard. Cela maximise l'espace entre les disques de ferrite pour pouvoir faire passer le signal sans risque d'arc. Un regard sur l'équation régissant le circuit gyrateur complexe, donnée au chapitre 2, aide à la compréhension du problème :

$$g = \frac{b'}{Q} \tag{4.1}$$

La hauteur réduite du guide d'onde diminue la valeur de la conductance g qui est considérée comme une variable dépendante de la susceptance et du facteur de qualité [29].

La température d'opération telle que spécifiée précédemment ne constitue pas un danger pour la gamme de ferrites opérant dans cette bande fréquentielle. On peut facilement trouver un matériau avec une température de Curie qui varie entre 180 à 210 ºC. Ainsi, le circulateur fonctionne confortablement loin du point de Curie où l'on risque de perdre l'anisotropie du matériau.

Les pertes par insertion nous donnent la puissance dissipée au niveau des ferrites. Dans un circulateur, les pertes par insertion sont essentiellement pratiquement d'ordre magnétique. Donc,

on peut facilement connaître la puissance maximale qui dissipée au niveau des disques de ferrite en utilisant les pertes par insertion (0.25 dB) admissibles [30] :

$$I.L = 10 \cdot \log \frac{P_{out}}{P_{in}} \tag{4.2}$$

La puissance moyenne est donnée en considérant le cycle le plus long qui est de 0.104 ns :

$$P_{\max_C} = P_{in} = 80000 X\, 0.104 = 8.32 \text{ KW} \tag{4.3}$$

En utilisant l'équation des pertes, on trouve que la puissance dissipée dans les ferrites est de :

$$P_{Loss_f} = P_{\max_c} - P_{out} = P_{\max_c} - 10^{-0.25/10} \cdot P_{\max_c} = 465 \text{ W} \tag{4.4}$$

On se référant aux tables de puissance de dissipation des disques de ferrite dans la bande L (les tables ne peuvent être divulguées pour des raisons de confidentialité), on s'aperçoit que la puissance dissipée dépasse le maximum acceptable qui est de 250 Watts. Donc, le critère de conception doit être révisé à la baisse, en utilisant la puissance dissipée maximale acceptable, pour palier à ce problème. Rappelons que les pertes liées aux réflexions (RL) et à l'isolation ne sont pas prises en considération parce qu'elles sont négligeables par rapport aux pertes magnétiques.

Concernent le critère de largeur de bande, un circulateur muni d'un résonateur de topologie planaire peut facilement répondre à ce besoin de 20% de bande passante avec un gain de 23 à 25dB [31, 32]. On peut utiliser le critère de Bode pour vérifier la faisabilité de la conception une fois que le facteur de qualité de la jonction est déterminé.

La largeur de bande fréquentielle normalisée par rapport au centre de la bande passante est de :

$$BW = 2\frac{(f_2 - f_1)}{(f_2 + f_1)} \approx 0.154 \text{ ou bien } BW(\%) = 15.4 \tag{4.5}$$

Où f_1 et f_2 en (GHz) représentent, respectivement, la limite inférieure et la limite supérieure de la bande passante.

A ce stade-ci de l'étude, on est certain que le circulateur est réalisable. Cependant le comportement à haute puissance (grand signal) ne peut-être prédit précisément.

4.1.2 Besoins de la conception.

Afin de mener à bien cette étude, on a procédé à la conception d'une paire d'adaptateur de type N à guides d'ondes (WR650) de hauteur 2.54cm, en utilisant le simulateur CST. Une charge adaptée en guide d'onde à hauteur réduite a été conçue par un manufacturier externe.

L'étude de caractérisation du gyrateur est menée sur une jonction en Y pour garder une symétrie complète entre les voies, ainsi on peut éliminer la redondance des mesures.

Une trousse de calibration pour guide d'onde à hauteur réduite a été conçue selon le guide de Agilent pour effectuer les mesures sur un analyseur de réseau de type HP. Finalement, un électro-aimant fabriqué en interne pouvant produire un champ magnétique de 0.8 Tesla (8000 G) est utilisé pour cette étude.

4.2 Conception d'un circulateur magnétisé en deçà de la résonance de Kittel

La majorité des circulateurs guide d'onde à basse puissance et de haute qualité ont été conçus en se basant sur l'approche « TURNSTILE » où le gyrateur est adapté aux voies du circulateur à l'aide d'un circuit d'adaptation quart-longueur d'onde simple ou double [48].

Magnétisé en deçà de la résonance principale, des circulateurs de haute puissance moyenne utilisant des résonateurs distribués (à étages), connus sous le nom « OKADA », ont aussi été rapportés dans la littérature [30]. Les régions de magnétisation sont montrées par la figure 4-1. La conception de cette classe de circulateurs utilisant des résonateurs planaires, originalement exploités dans le développement des circulateurs coaxiaux, nécessite beaucoup d'expérience pratique. Leurs usages sont limités aux applications de haute puissance moyenne seulement et a bande fréquentielle étroite (B.W<7%). Cependant, ce genre de circulateur peut-être conçu de telle sorte à accommoder les hautes puissances crêtes tout en gardant la capacité du circulateur à soutenir la puissance moyenne. En effet, en limitant le nombre d'étages, dans une structure « OKADA », à un seul seulement, on peut maximiser l'espace entre les deux résonateurs quasi-planaires de ferrite. Ainsi, on peut trouver un compromis adéquat pour soutenir les deux types de puissance de façon sécuritaire.

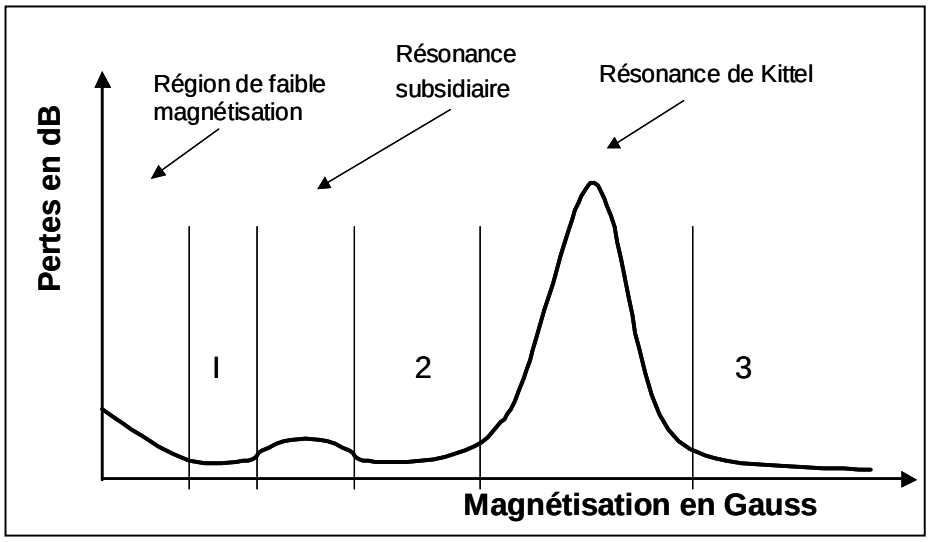


Figure 4-1: Magnétisation d'un résonateur de ferrite

La présente conception est basée sur l'approche « OKADA » en utilisant un résonateur quasi-planaire à un seul étage. La structure interne de cette conception est illustrée par la figure 4-2. Le résonateur quasi-planaire est constitué de deux disques métalliques sur lesquels on a collé des disques de ferrite chacun séparés par un diélectrique.

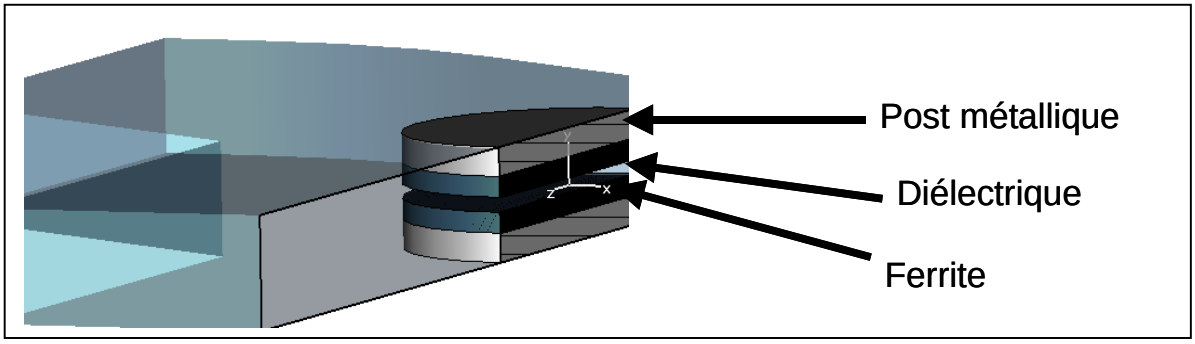


Figure 4-2: Diagramme schématique d'un circulateur à résonateur quasi-planaire

4.2.1 Résonateur gyromagnétique

La sélection du matériau de ferrite à utiliser dépend de la puissance maximale, la fréquence d'opération et la région de magnétisation.

La magnétisation de saturation normalisée est choisie de telle sorte que p soit égale à 0.65 [15,21]. Elle est donnée par :

$$p = \gamma \frac{\mu_0 M_s}{\varpi} \tag{4.6}$$

Pour les circulateurs magnétisés en deçà de la résonance de Kittel, il a été démontré que la stabilité en température est optimale quand $M/M_s = 0.7$ [33].

4.2.1.1 Pertes magnétiques à bas niveau de puissance

Dans le choix du matériau, il faut toujours garder en vue la minimisation des pertes magnétiques qui sont caractérisées par ΔH_{eff} [34]. Il est très difficile d'évaluer de façon théorique les pertes magnétiques du circulateur. À ce stade-ci de la conception le choix est basé sur la minimisation des pertes diélectriques du matériau. Une valeur typique recherchée est :

$$Tan\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \leq 0.0002 \tag{4.7}$$

4.2.1.2 Pertes magnétiques à haut niveau de puissance

Au-delà d'un certain niveau de puissance apparaissent des phénomènes non-linéaires se traduisant par des pertes magnétiques supplémentaires rapidement prohibitives dans les dispositifs [5, 8, 9, 35]. On peut distinguer, parmi ces effets non linéaires, ceux du premier ordre qui apparaissent généralement à des champs H_o inférieurs au champ de résonance H_r, et ceux du deuxième ordre qui affectent la résonance elle-même. Les effets du premier ordre ont un seuil plus bas que ceux du deuxième ordre, ils se produisent dans une zone de champs magnétiques statiques très souvent utilisées dans les applications. Ce sont donc les plus gênants en pratique.

L'existence des ondes de spins est liée à l'amortissement du mouvement des spins. Ces ondes se produisent d'autant plus facilement que le mouvement est moins amorti. Pour caractériser cet amortissement, on introduit une largeur de raie d'onde de spins ΔH_k. Ainsi, dans le cas des appareils tels les circulateurs qui utilisent des disques plats de ferrites, le champ $h_{c_\min}$ est donné approximativement par :

$$h_{c_\min} \approx \frac{1}{2}\Delta H_k \frac{\omega}{\omega_M} \tag{4.8a}$$

$$h_{c_\min} \approx \frac{1}{2}\Delta H_k \frac{\omega}{\omega_M} = 0.5 \cdot 8.8 \cdot 1300/300 = 19.066\ Oe \tag{4.8b}$$

Donc, pour maximiser $h_{c_\min}$, il faut choisir un matériau avec un ΔH_k plus important.

Le champ limite est donné par :

$$H_{\lim} = \frac{\omega}{2\gamma} + N_z M_s \tag{4.9}$$

De cette dernière équation on en déduit que pour minimiser $H_{\lim}$, il faut choisir une magnétisation de saturation la plus basse possible. Mais cette caractéristique est au cœur de tous les paramètres de conception, il n'est donc pas simple de trouver le compromis adéquat.

Voilà les paramètres du matériau choisi résumés dans le tableau 4-1, il est de type grenat dopé modifié par le manufacturier pour les besoins de cette application **:**

Matériau	Ms (W/m$^{2)}$	ΔH (A/m)	ΔH_k (A/m)	Diélectrique ε'	Tanδ	Tc(°C)
G42XX-M	0.03	0.009	0.00088	14.4 ± 5%	≤.0002	210

Tableau 4.1: Caractéristiques du matériau de ferrite

Le calcul de ΔH_k est lié au champ critique hyperfréquence minimum à partir duquel les phénomènes non-linéaires apparaissent. Le champ critique est donné par les relations suivantes :

$$H_c = 13.1\sqrt{\frac{Q \cdot P_{in} \cdot \left(1 - r^2\right)}{\omega \cdot \varepsilon_{eff} \cdot \left(\omega \cdot \mu_0 . D\right)^2 . V}} \qquad (4.10)$$

ΔH_k est donné en fonction du champ critique H_c :

$$\Delta H_k = H_c \cdot \frac{\gamma \cdot 4\pi M_s}{F(MHz)} \qquad (4.11)$$

où P_{in} représente la puissance fournie par le générateur.

Les grandeurs Q, r et ω sont, respectivement, le facteur de qualité en charge du résonateur, le facteur de réflexion en entrée de la cavité, et la pulsation. D et V sont les diamètres et volumes du résonateur de permittivité ε_r. ε_0 et μ_0 étant les permittivités et perméabilités du vide.

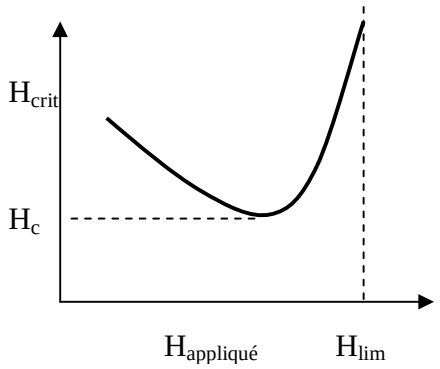


Figure 4-3: Variation du champ critique en fonction du champ statique

Une analyse de la courbe donnée par la figure 4-3, nous aide à trouver une région d'opération où les risques d'enclenchement des phénomènes non-linéaire sont moins élevés.

Pour éviter les ondes de spins, le circulateur doit être magnétisé avec un champ magnétique d'une intensité supérieure à $H_{\lim}$ donné par l'équation suivante :

$$H_{\lim} = \frac{\omega}{2\gamma} + N\frac{M_s}{\mu_0} = 42353\, A/m \text{ dans le système (MKSA)} \qquad (4.12)$$

ou bien

$$H_{\lim} = 532\ Oe \text{ dans le système (CGS)} \qquad (4.13)$$

où γ (2.21 10^5) est le ratio gyromagnétique, N est le facteur de démagnétisation (N=1 pour un disque dont le vecteur de magnétisation est normal à la surface du disque) et M_s est la magnétisation de saturation.

4.2.1.3 Gyrotropie effective

Dans le cas où un circulateur est magnétisé en deçà de la résonance principale, on a :

$$p < 1 \text{ et } \sigma < 1.$$

Comme la saturation de magnétisation normalisée a été fixée à 0.65 pour une meilleure stabilité en température, le champ interne normalisé σ est calculé en tenant compte du champ limite $H_{\lim}$:

$$\sigma = \frac{\gamma}{\omega}\left(H_0 - N_z \frac{M_s}{\mu_0}\right) = \frac{2.21*10^5}{2*\pi*1.3*10^9}\left(42353 - \frac{0.03}{4*\pi*10^{-7}}\right) \approx 0.49 \qquad (4.14)$$

où

$$H_0 = H_{\lim} = 42353\, A/m$$

La gyrotropie est donnée par la relation (voir chapitre 2) suivante :

$$\frac{\kappa}{\mu} = \frac{p}{\sigma^2 + \sigma p - 1} = -1.47 \qquad (4.15)$$

La gyrotropie obtenue est très forte à cause de l'utilisation du champ magnétique $H_{\lim}$. On peut vérifier la réalisation de la largeur de bande à laide de l'approximation suivante [36] :

$$\frac{\kappa}{\mu} \approx \frac{\omega_- - \omega_+}{\omega_0} = \frac{1.2 - 1.4}{1.3} = -0.1538 \qquad (4.16)$$

Remarquons que même avec une aussi faible gyrotropie, donnée par l'équation (4.16), il aurait été possible de satisfaire à l'exigence de la largeur de bande.

4.2.2 Fréquence de résonance d'un résonateur quasi-planaire

Le critère de conception le plus contraignant est la puissance crête. Il est donc primordial d'arriver à une structure pouvant soutenir cette puissance sans danger d'arc entre les résonateurs de ferrites. La puissance moyenne ne pose aucun problème tant que les pertes par insertion ne dépassent pas 250 Watts. La dissipation de la puissance sous forme de chaleur étant plus un problème de thermodynamique qu'un problème électrique, ne sera pas abordée dans le cadre de cette étude.

Un résonateur quasi-planaire doit avoir une épaisseur pouvant varier de 15 à 30º (longueur électrique). Pour maximiser l'espace entre les ferrites, il est préférable de choisir la limite supérieure qui est de 30º. Le facteur de remplissage est donné par [25] :

$$k = H/L \tag{4.17}$$

où H est l'épaisseur du résonateur de ferrite et L est la moitié de l'espace séparant les deux piédestaux métalliques. La figure 4-4 illustre le diagramme schématique du circuit gyromagnétique.

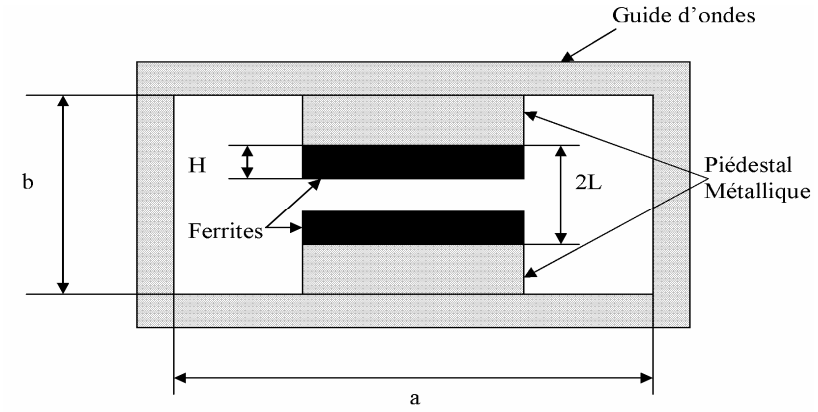


Figure 4-4 : Diagramme schématique d'un circuit gyromagnétique

L'espace requis pour une puissance maximale de 80 KW a été déterminé en calculant la tension de claquage entre les ferrites. L'épaisseur des disques de ferrite considérée est de 3.302mm (résonateur quasi-planaire de 30 ° degré d'épaisseur).

Ainsi, l'espace requis entre les ferrites doit être supérieur à 5.98 mm.

Donc, le facteur de remplissage est de $k \approx 0.525$.

Maintenant, on peut procéder aux calculs des dimensions du résonateur de ferrite qui sont données par l'équation suivante :

$$(k_0 R)^2 \varepsilon_e(eff) = (1.84)^2 \tag{4.18}$$

où

$$\varepsilon_e(eff) = \frac{\varepsilon_{eff}\varepsilon_d}{\varepsilon_{eff} - k(\varepsilon_{eff} - \varepsilon_d)} \tag{4.19}$$

et

$$k_0 = 2\pi f\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} = 27.227 \tag{4.20}$$

Comme la première condition de circulation est donnée pour une jonction réciproque, alors :

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_f \tag{4.21}$$

ε_f étant la constante diélectrique du matériau de ferrite et ε_d est celle de l'espace entre les disques de ferrites. Dans cette conception, les disques de ferrites sont séparés par de l'air. Connaissant tous ces paramètres, on peut calculer $\varepsilon_e(eff)$ en premier, par la suite, le rayon R du résonateur :

$$\varepsilon_e(eff) = \frac{14.4}{14.4 - 0.525(14.4 - 1)} = 1.955 \tag{4.22}$$

$$R = \sqrt{\frac{(1.84)^2}{(27.227)^2 \cdot 1.955}} = 0.048m \tag{4.23}$$

En appliquant des coefficients de correction pour la hauteur du guide d'onde, la fréquence d'opération par rapport à la fréquence de coupure et l'épaisseur du résonateur par rapport au diamètre, on trouve un rayon de :

$$R_{eff_B} = 44mm \tag{4.24}$$

4.2.3 Le circuit gyrateur complexe

La caractérisation de la jonction est une étape cruciale dans la conception d'un circulateur. Celle-ci nous permet d'extraire les paramètres réels du gyrateur qui sont parfois très différents de ceux qui ont été calculés en théorie.

La topologie interne de la jonction doit être conforme aux caractéristiques physiques déterminées dans les étapes précédentes. Ainsi, on commence par la vérification de la première condition de circulation et son ajustement, puis on complet cette partie expérimentale par la prise des fréquences de séparation [23, 31]. L'ajustement de la première condition de circulation est illustré par la figure 4-5. Le processus consiste à utiliser une jonction découplée et à varier le champ magnétique étape par étape, à travers le spectre magnétique, de 0 A/m jusqu'à la saturation du matériau de ferrite. Toutes les équations régissant le circuit gyrateur complexe sont données à partir des fréquences de séparation des modes à rotation inverse qui sont f_- et f_+. La figure 4-6 illustre les fréquences de séparation du circuit gyrateur complexe où f_o représente la fréquence centrale de la bande résultante de cette séparation. Rappelons que dans ce genre de problème, la variable indépendante est la pente de la susceptance b' et les variables dépendantes sont la conductance g et le facteur de qualité Q. Tous ces paramètres sont calculés à partir des équations données dans le chapitre 2. La figure 4-7 illustre les paramètres de la jonction b', g et Q en fonction de la magnétisation directe normalisée pour $k_0 R = 1.139$.

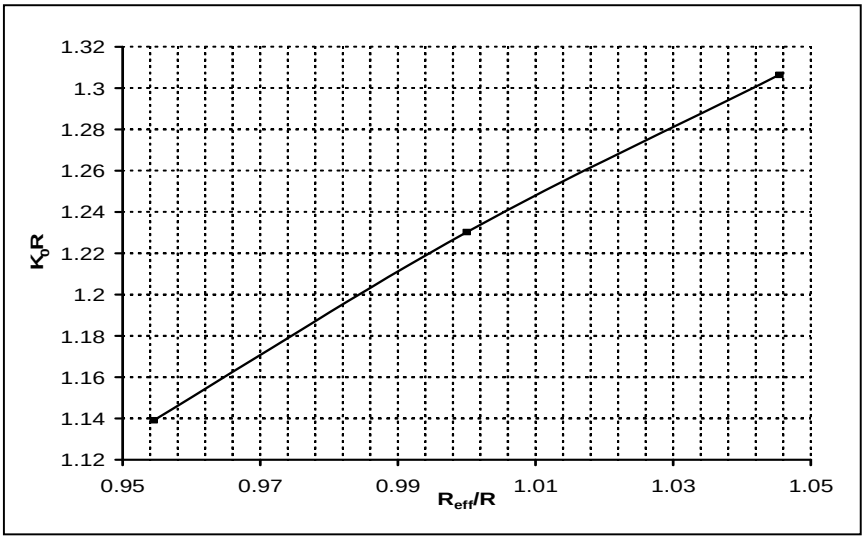


Figure 4-5: Ajustement de la première condition de circulation

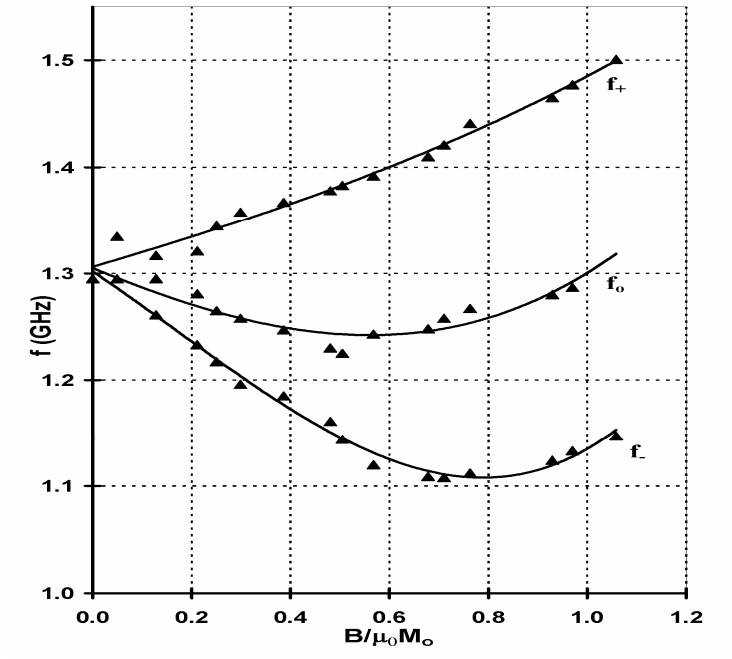


Figure 4-6: Fréquences de séparations du circuit gyrateur complexe

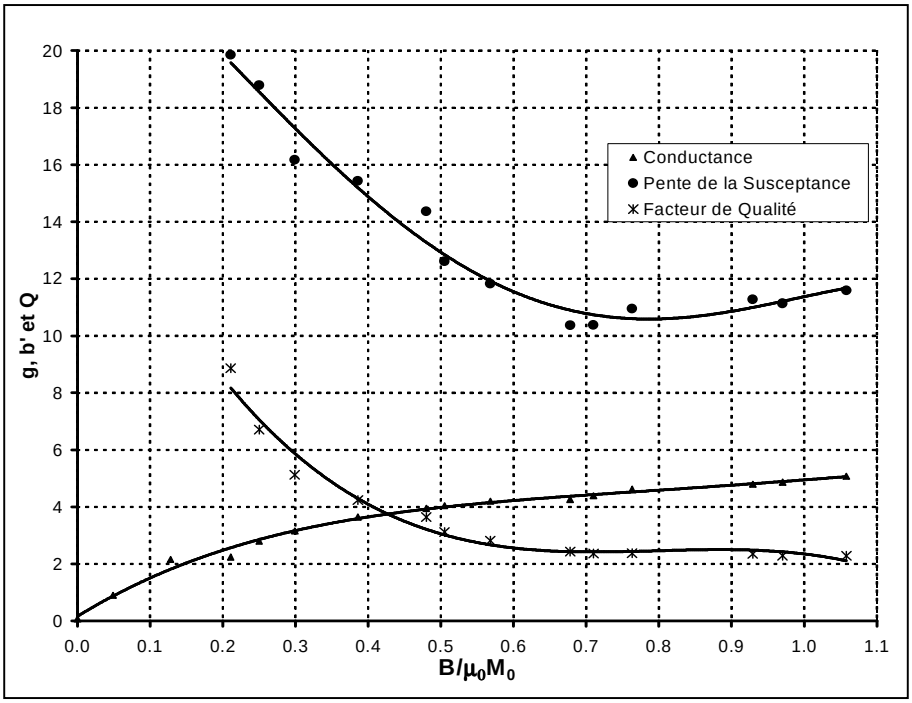


Figure 4-7 : Paramètres de la jonction polarisée entre la résonance subsidiaire et la résonance principale

4.2.4 Circulateur à jonction de degré-2

Avant de procéder à la construction du transformeur quart-longueur d'onde de couplage, il est nécessaire de comprendre le problème d'adaptation. La réponse optimale est celle pour laquelle le taux d'ondes stationnaires maximal S(max) et minimal S(min) sont différent de 1 [31]. Ce qui est intéressant dans ce genre de problème est que le choix de S(min) permet un contrôle significatif sur les paramètres du circuit gyrateur complexe.

Une vérification des valeurs mesurées des paramètres du circulateur à jonction, nous montrent qu'avec un circuit d'adaptation quart-longueur d'onde, le composant est tout-à-fait réalisable. La figure 4-8 illustre la réponse théorique du circulateur adapté à l'aide d'un transformeur d'impédance quart-longueur d'onde et la figure 4-9 illustre la réponse de cette adaptation sur l'abaque de Smith.

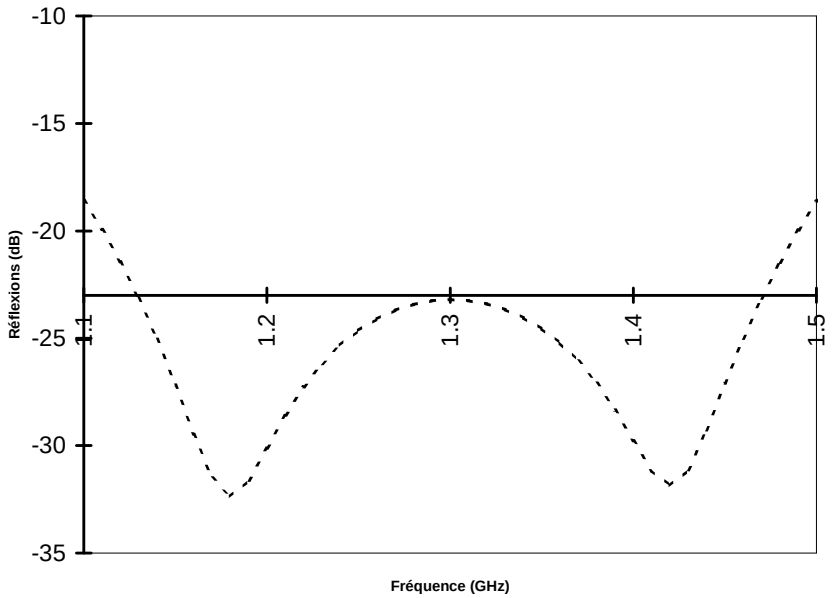


Figure 4-8: Représentation logarithmique de la réponse théorique des réflexions d'un circulateur de degré-2 pour $k_0 R = 1.139$

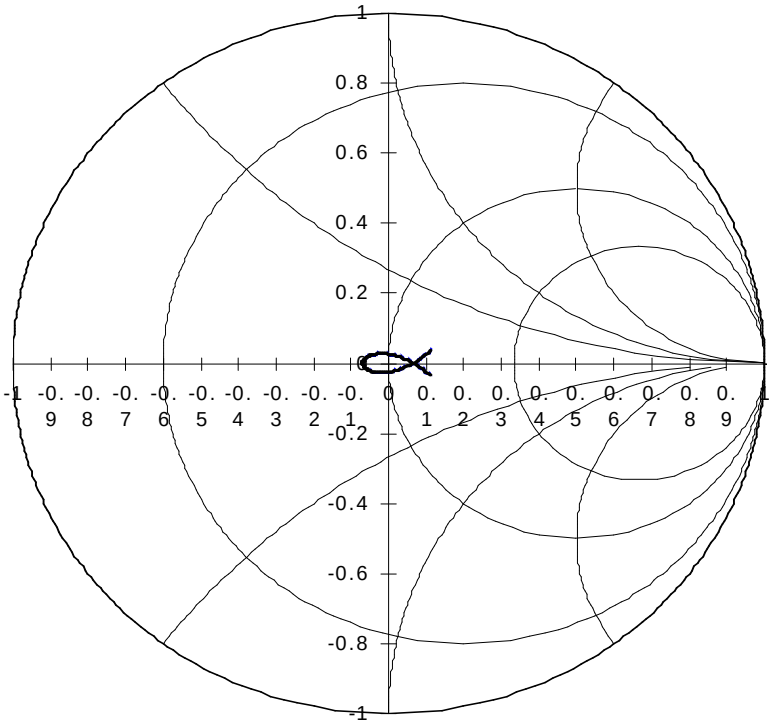
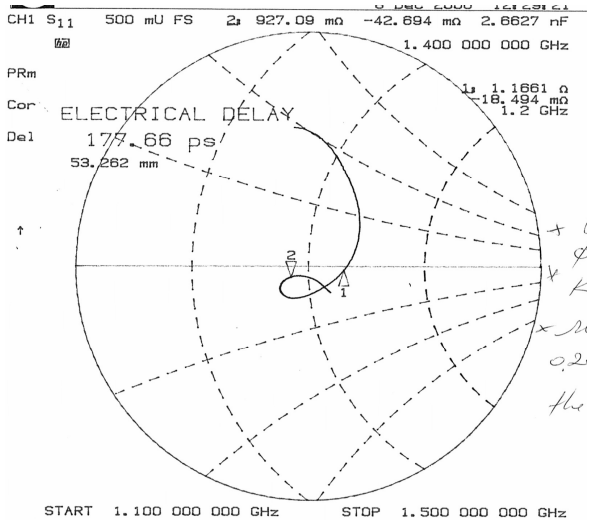


Figure 4-9: Représentation sur l'abaque de Smith de la réponse théorique des réflexions d'un circulateur de degré-2 pour $k_0 R = 1.139$

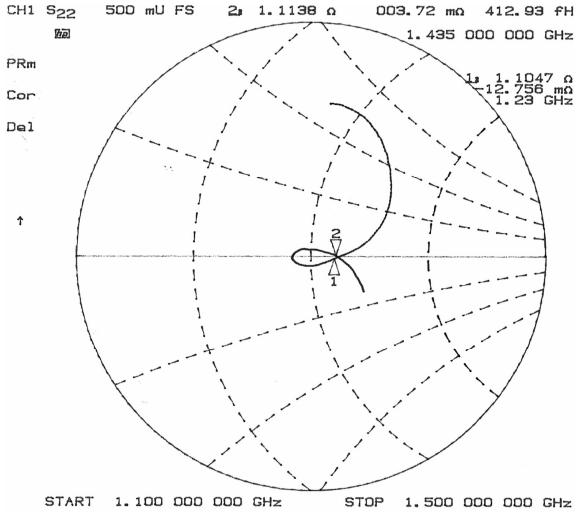
Le circuit d'adaptation approprié pour les niveaux d'impédance rencontrés dans ce genre de structure est le transformeur quart-longueur d'onde de type "double ridge" qui sera détaillé dans le prochain chapitre.

4.3 Résultats expérimentaux.

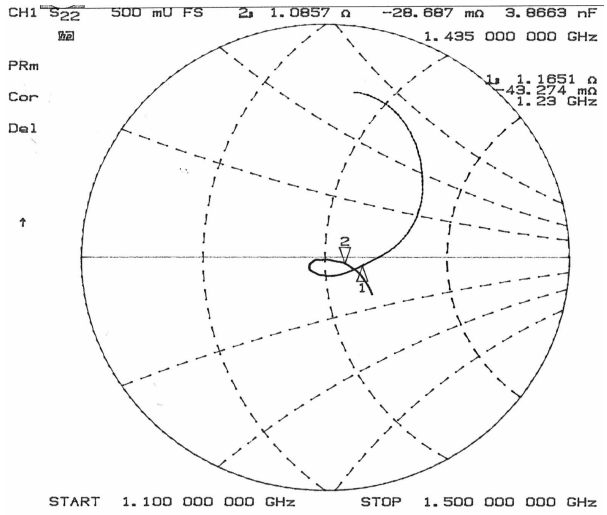
L'implémentation du circuit d'adaptation doit passer par un processus de réglage de l'impédance. Généralement, le transformeur quart-longueur d'onde a une longueur électrique de 90º, mais il est préférable d'augmenter sa dimension de 4 à 5º. Ainsi, l'ajustement optimal d'impédance est finalisé sur le banc d'essai. Les trois dernières étapes d'ajustement, qui consistent à ramener la loupe vers le centre de l'abaque de Smith en ajustant la dimension du transformeur, sont données par la figure 4-10.



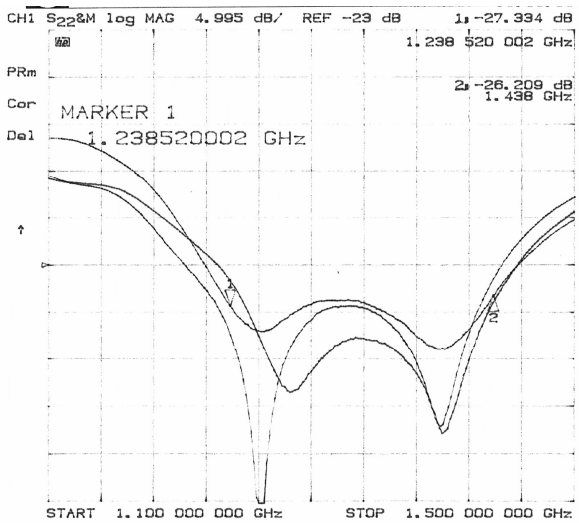
(a)



(c)



(b)



(d)

Figure 4-10: (a,b et c) Les dernières étapes de réglage du transformeur d'impédance, (d) la réponse finale des réflexions en échelle logarithmique d'une jonction optimisée

Le tableau 4-2 résume les paramètres de conceptions théoriques et ceux obtenus après ajustement sur le banc d'essai :

Paramètres de design	**Paramètres théoriques**	**Paramètres réels**
f_o***(GHz)***	1.3	1.27
κ/μ	1.47	1.77
p	0.65	0.665
σ	0.49	0.525
μ_{eff}	0.957	1
R (mm)	48	44
$\mu_o M_s$ ***(W/m²)***	0.03	0.03
H_c	42353	41926
Pertes d'insertions (dB)	0.25	0.38
Réflexions (dB)	23	25
B.W (%)	26	16
$k_o R$	1.307	1.170

Tableau 4.2: Paramètres de design pour une polarisation en deçà de la résonance de Kittel.

4.3.1 Test de température.

Le circulateur a été testé dans une chambre environnementale où la température varie de-40ºC à +80ºC. Les résultats complets de ces tests sont donnés dans l'annexe 5. Plusieurs ajustements ont été apportés au circuit magnétique pour palier à la non-synchronisation des variations du champ de polarisation par rapport à la magnétisation de saturation du ferrite [37]. Il est clair que la réponse fréquentielle de ce circulateur est très instable et démontre une très forte indépendance relativement aux variations de la température d'opération. À l'extérieure de la plage de température de 0ºC à +45ºC, le circulateur ne rencontre plus les spécifications, d'où la nécessité de chercher une autre solution.

CHAPITRE 5 CONCEPTION D'UN CIRCULATEUR À 3-VOIES MAGNÉTISÉ AU-DELÀ DE LA RÉSONANCE DE KITTEL

L'une des conditions les plus difficiles à réaliser dans la conception d'une jonction de circulateur à 3 voies utilisant un résonateur quasi-planaire magnétisé au-delà de la résonance principale, est le choix de la variable de la magnétisation directe du matériau de ferrite. Quelques aspects de cette polarisation ont été abordés dans la littérature. Dans cette partie, nous allons voir une approche de conception basée sur le facteur de démagnétisation pour un résonateur de topologie circulaire et quasi-planaire. Le gyrateur est couplé symétriquement par un transformeur d'impédance quart-longueur d'onde.

Une façon pratique de commencer cette conception est de fixer la gyrotropie κ/μ du matériau, pour satisfaire le critère de la conception qui est le produit gain-largeur de bande. Pour ce faire, on doit magnétiser la jonction jusqu'à apparition de la branche inférieure du 1er mode supérieure, ou bien en baser sur le critère d'une magnétisation faible. Dans cette conception, on se limite à la première approche, parce qu'on est plus intéressé par une solution où μ_{eff} se rapproche le plus possible de 2. Ainsi, la surface du résonateur est la plus grande possible pour optimiser l'aspect mécanique de convection de chaleur dû à la dissipation d'énergie d'ordre magnétique. La jonction utilisée est symétrique pour éviter les mesures répétitives.

5.1 Magnétisation de saturation.

Dans une conception de circulateur magnétisé au-delà de la résonance principale, le niveau de la magnétisation de saturation du matériau demeure un point nébuleux par rapport à la limite supérieure acceptable, c'est le côté réalisabilité qui limite ce choix. Tandis que la limite inférieure recommandée, tel que décrite dans le chapitre 2, est bien spécifiée relativement au besoin d'une conception magnétisée en deçà de la résonance principale. Bosma, dans sa publication « On Stripline Y-Circulator at UHF » [15], recommande une magnétisation de saturation de 4 fois celle utilisée dans une conception conventionnelle. Donc, notre magnétisation de saturation M_s est fixée à 0.12 W/m^{2}ou bien (1200 Gauss).

5.2 Choix du matériau de ferrite

Une fois la magnétisation de saturation M_s connue, les critères de choix sont relativement simples. Il faut choisir un matériau qui présente des pertes diélectriques très faibles, avec une température de curie la plus élevée possible. Comme les pertes magnétiques sont en fonctions de la largeur effective du raie de résonance principale, il faut choisir un matériau dont la largeur de cette dernière est le plus faible possible.

Au-delà de la résonnance de Kittel, le problème des ondes de spins de premier ordre ne se pose plus [38, 39].

Voici les caractéristiques du matériau choisi résumées dans le tableau suivant :

M_s **(W/m^2)**	ΔH **(A/m)**	ε'	**Pertes Diélectriques** $\varepsilon''/\varepsilon'$	**Température de Curie (ºC)**
0.1200	≤ 796	14.5	$\leq$ 0.0002	215

Tableau 5.1: Spécifications du matériau utilisé pour la conception

5.3 Résonateur gyromagnétique

La dimension du résonateur est fortement liée à la perméabilité effective du gyrateur. Comme cette dernière est déjà connue, on peut calculer le facteur de démagnétisation relatif à la magnétisation interne et puis par la suite on en déduit le rayon du disque.

La magnétisation interne en fonction du facteur de démagnétisation est donnée par :

$$\sigma = \gamma\mu_0 \frac{(H_0 - N_z M_s)}{\omega} \tag{5.1}$$

Le facteur de démagnétisation est donné par l'équation suivante [11] :

$$N_z \approx 1 - \left(\frac{L}{2R}\right)\left[1 + \left(\frac{L}{2R}\right)^2\right]^{-1/2} \tag{5.2}$$

Connaissant le diamètre du résonateur utilisé en deçà de la résonance principale, la dimension du résonateur pour la conception au-delà de la résonance principale peut-être obtenue graphiquement (figure 5-1) en se basant sur l'espace modal d'un résonateur de ferrite circulaire [21, 40]. Le mode utilisé dans cette conception est représenté par n=±1. Cette approche n'est pas toujours efficace, notamment dans la miniaturisation des composants, où la perméabilité effective du design est de l'ordre de 4 à 6 fois plus grande que celle entreprise dans le projet actuel.

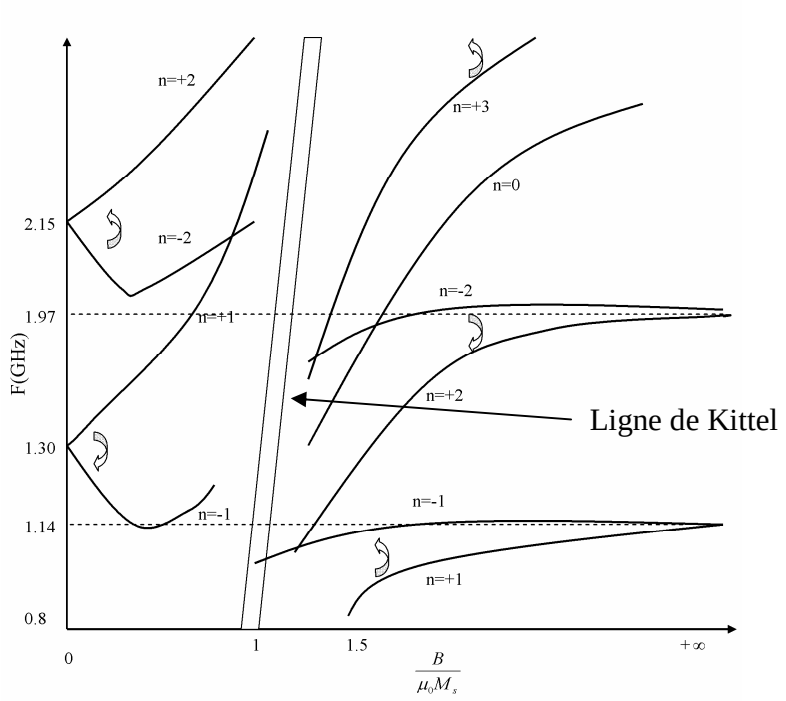


Figure 5-1: Espace modal d'un résonateur de ferrite circulaire

Le rayon du résonateur R_{eff_B} utilisé à gauche de la résonance principale est de 44mm. On applique le facteur de correction relatif à l'espace modal au rayon du résonateur. Ce facteur est donné par :

$$M_{rel} = \frac{f_a}{f_b} = \frac{0.977}{1.300} = 0.751 \tag{5.3}$$

où f_a et f_b sont les fréquences de résonance des modes en GHz. Le rayon du résonateur R_{eff_A} du circulateur opérant à droite de la résonance principale est donné par :

$$R_{eff_A} = M_{rel} \bullet R_{eff_B} = 0.751 \bullet 44 \approx 33mm \tag{5.4}$$

5.3.1 Paramètres magnétiques du circulateur

Avant de déterminer les paramètres magnétiques, on va commencer par mettre en relief une caractéristique importante d'impédance d'onde dans un circuit gyromagnétique. La perméabilité effective constitutive de l'espace gyromagnétique est supérieure à 1 au-delà de la résonance de Kittel et, en deçà de celle-ci, elle est approximativement égale à 1[41].

Dans le but de calculer les variables magnétiques du design, il est nécessaire d'exprimer la gyrotropie (κ/μ) et la perméabilité effective (μ_{eff}) en fonction du champ magnétique interne normalisé et de la magnétisation de saturation.

La magnétisation directe est donnée par le choix du matériau :

$$p = \gamma\mu_0 \frac{M_s}{\omega} = 2.58 \tag{5.5}$$

On présente ici quelques approximations utiles, qui sont utilisées au-delà de la résonance de Kittel [20] :

$$\frac{\kappa}{\mu} \approx \left(\frac{1}{\sigma}\right)\frac{p/\sigma}{1+p/\sigma} \tag{5.6}$$

Sachant que $\sigma(p+\sigma) >> 1$.

et la perméabilité effective est donnée par :

$$\mu_{eff} \approx 1 + p/\sigma \tag{5.7}$$

L'optimisation de la surface du résonateur pour une convection de chaleur optimale passe par le choix d'une perméabilité effective proche de 2.

Posons $\mu_{eff} = 2.5$, ceci implique $\sigma = 1.72$ et la gyrotropie :

$$\frac{\kappa}{\mu} \approx 0.349$$

Le point de polarisation est illustré par la figure 5-2.

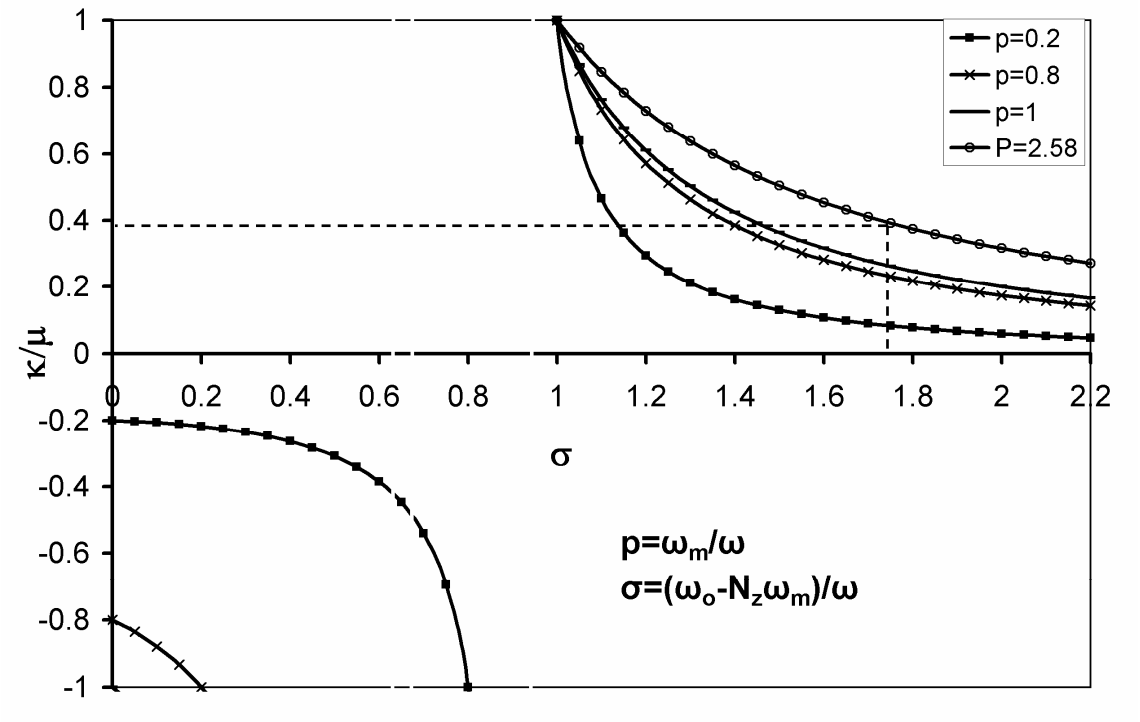


Figure 5-2: Point de polarisation du circulateur dans l'espace gyromagnétique

5.3.2 Espace gyromagnétique au-delà de la résonance de Kittel

La procédure de conception articulée ici est de fixer la perméabilité effective à une certaine valeur et de la valider par la suite sur les graphiques des paramètres magnétiques donnés par la figure 3-2. Avec $\mu_{eff} \approx 2.5$ en terme de la conductance du gyrateur g, on obtient :

$$rg = \frac{\varepsilon_f}{\mu_{eff}} = 5.8 \qquad (5.8)$$

où r et ε_f sont, respectivement, le T.O.S du circulateur au centre de la bande fréquentielle et la constante diélectrique du ferrite. La conductance du gyrateur est ainsi calculée :

$$g = \frac{5.8}{r} = \frac{5.8}{1.11} = 5.22 \tag{5.9}$$

Le facteur de qualité, dépendant de la gyrotropie de conception, est donné, approximativement, par la relation :

$$Q_L \approx \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\kappa}{\mu} = 2.5 \tag{5.10}$$

Indépendamment du circuit d'adaptation utilisé, la pente de la susceptance complète ainsi la description du design. La pente de la susceptance est définie, comme dans le cas d'une conception en deçà de la résonance principale, par :

$$b' = gQ_L = 13.05 \tag{5.11}$$

5.3.3 Caractérisation du circuit gyrateur complexe

La caractérisation expérimentale d'une jonction de circulateur magnétisée au-delà de la résonance de Kittel est moins évidente que celle d'une jonction magnétisée en deçà de celle-ci. La complexité réside dans l'identification du premier mode dominant qui est généralement utilisé dans la majorité des conceptions de ce type. La manifestation de plusieurs modes résonants juste après la résonance principale, rend la caractérisation très confuse, où de possibles erreurs peuvent engendrer une prise de données complètement erronée [40].

Bien qu'il existe plusieurs façons de caractériser une jonction, l'approche utilisée dans ce projet consiste à mesurer la réponse de l'équivalent d'un résonateur. Les deux autres voies du circulateur sont terminées par une charge adaptée. On fait varier le champ de polarisation dans une fenêtre spécifique pour couvrir tout le spectre gyromagnétique qui nous intéresse. Ainsi, on procède à l'échantillonnage des réflexions sur environs une vingtaine de points aux alentours du point de polarisation. Cela revient à mesurer la conductance du gyrateur et le facteur de qualité de la jonction.

Le montage pour la caractérisation de la jonction est donné par la figure 5-3.

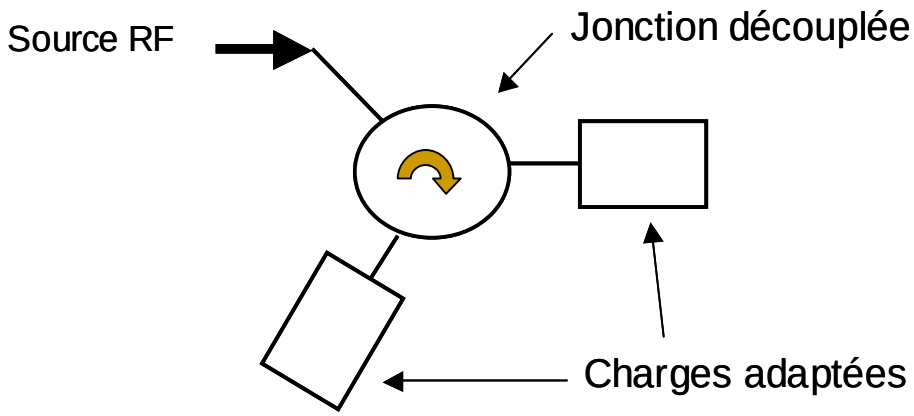


Figure 5-3: Montage pour la caractérisation de la jonction

Dans ce type de problème, il est important de mentionner que le facteur de qualité et la pente de la susceptance sont les variables indépendantes. Le facteur de qualité est déterminé par les fréquences de séparation du résonateur gyromagnétique et la pente de la susceptance par la géométrie de celui-ci.

Les fréquences de séparation de cette caractérisation sont données par la figure 5-4.

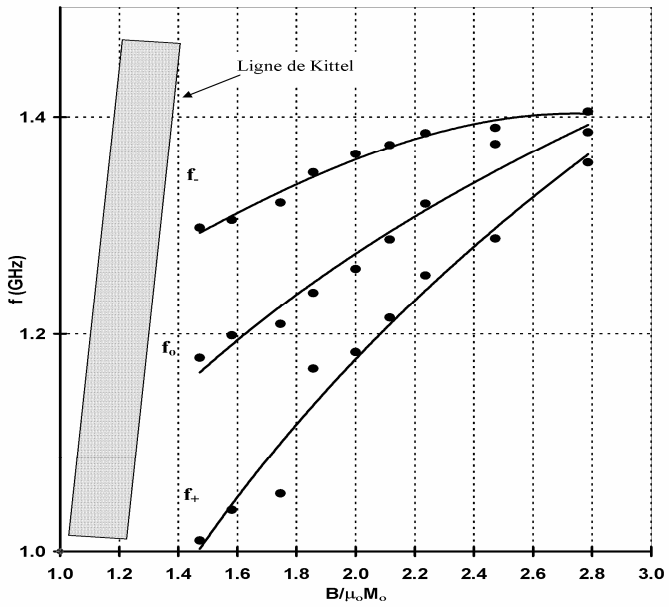


Figure 5-4: Fréquences de séparations d'un résonateur gyromagnétique découplé.

Les paramètres (facteur de qualité, conductance et la pente de la susceptance) de la jonction en fonction de la magnétisation directe sont donnés par la figure 5-5.

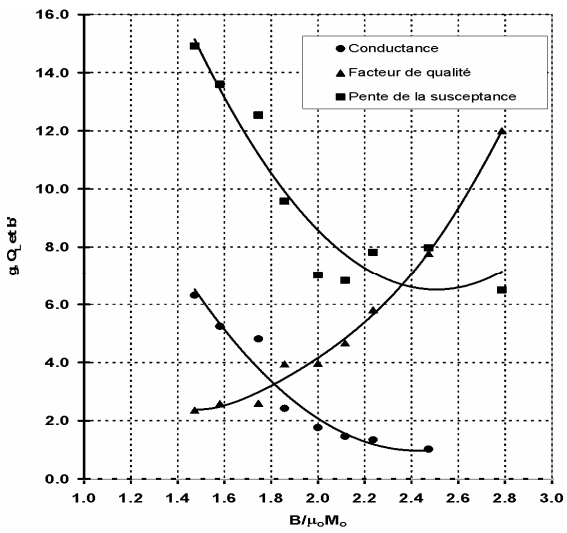


Figure 5-5: Paramètres de la jonction magnétisée au-delà de la résonance de Kittel

5.3.4 Validation des paramètres de conception

La validation des résultats consiste à utiliser les paramètres du réseau obtenus durant l'étape de caractérisation de la jonction, et de leur substituer de façon théorique un réseau d'adaptation pour avoir une idée sur la réponse du circulateur de degrée-2. Le circuit équivalent de cet arrangement simulé aux alentours du point de polarisation est donné par la figure 5-6. Sa réponse fréquentielle et donnée par la figure 5-7.

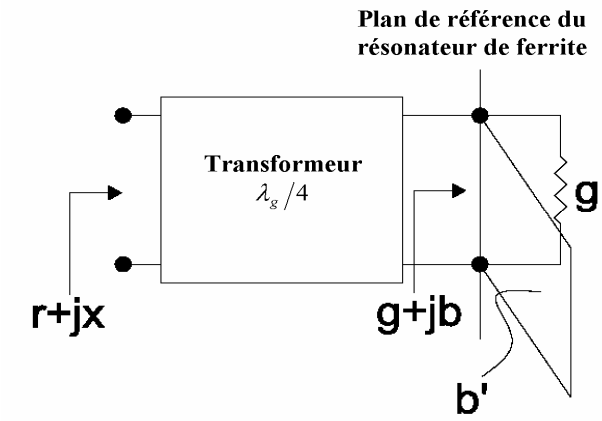
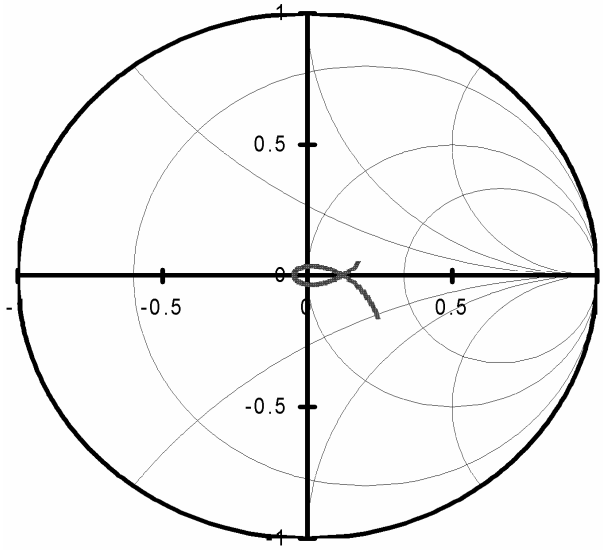
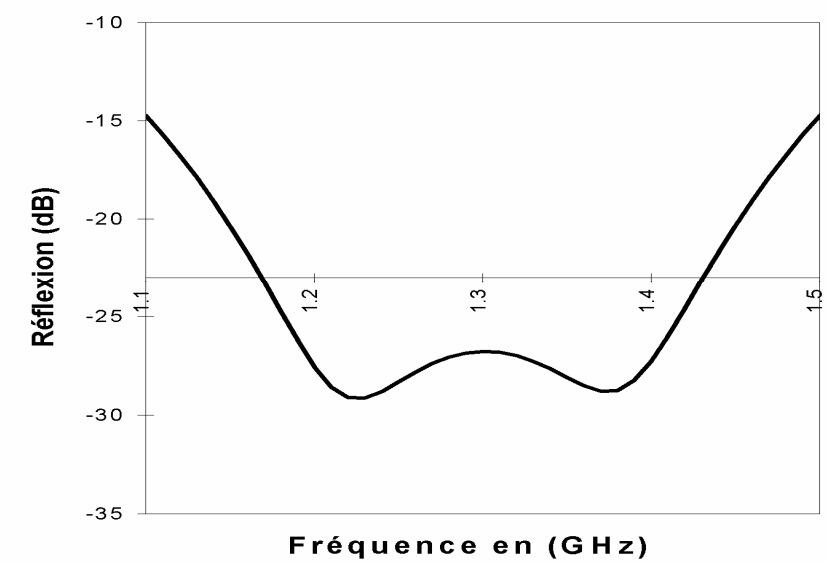


Figure 5-6: Circuit équivalent d'une voie d'une jonction de circulateur de degré-2



(a) Représentation des réflexions d'une jonction de degré–2 sur l'abaque de Smith



(b) Représentation logarithmique des réflexions d'une la jonction de degré-2

Figure 5-7: Validation des paramètres du design

5.4 Transformeur quart d'onde de type ''double ridge''

Un circuit d'adaptation utilisant un transformeur quart-longueur d'onde de type "double ridge" est

beaucoup plus commode pour coupler le résonateur gyromagnétique d'un circulateur à jonction en guide d'onde. Car, physiquement parlant, celui-ci peut être directement en contact avec le piédestal pour un couplage optimal et répétable [42]. L'utilisation de ce type de circuit nécessite la connaissance de la fréquence de coupure du transformeur “double ridge” et de son impédance caractéristique [28, 43, 44, 45]. La fréquence de coupure du mode dominant a été donnée par (Hoefer & Burton, 1982) par :

$$\frac{a}{\lambda_c} = \frac{a}{2(a-s)}\left[1+\frac{4}{\pi}\left(1+0.2\sqrt{\frac{b}{a-s}}\right)\left(\frac{b}{a-s}\right)\sin^{-1}\left(\frac{\pi d}{2b}\right)+\left(2.45+0.2\frac{s}{a}\right)\left(\frac{sb}{d(a-s)}\right)\right]^{-1} \quad (5.12)$$

où les paramètres de cette équation identifient les dimensions caractéristiques du guide d’onde “double ridge” tel que montrés par la figure 5-8.

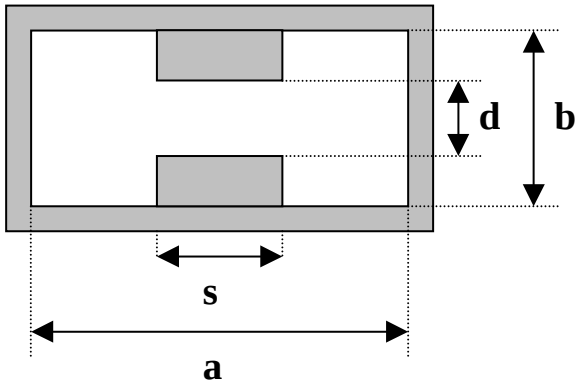


Figure 5-8: Diagramme schématique d’un guide d’onde “double ridge”

L’effet de la discontinuité de chaque coté du ridge est représenté par l’approximation [44]:

$$\frac{B}{Y_{01}} \approx 2\left(\frac{b}{a}\right)\left(\frac{a}{\lambda_c}\right)\sin^{-1}\left(\frac{2\pi}{2b}\right) \quad (5.13)$$

L’impédance caractéristique est donnée par l’équation [45]:

$$Z_{VI}(\infty) = \frac{\pi\eta_0}{\sin\theta_2 + \left(\frac{d}{b}\right)\left[\frac{B}{Y_{01}+\tan\frac{\theta_1}{2}}\right]\cos\theta_2}\left(\frac{b}{a}\right)\left(\frac{d}{b}\right)\left(\frac{a}{\lambda_c}\right) \quad (5.14)$$

où $\theta_1 = \pi \dfrac{(a-s)}{\lambda_c}$ et $\theta_2 = \pi \dfrac{s}{\lambda_c}$.

La figure: 5-9 illustre l'espace de coupure du mode dominant et la figure: 5-10 son impédance.

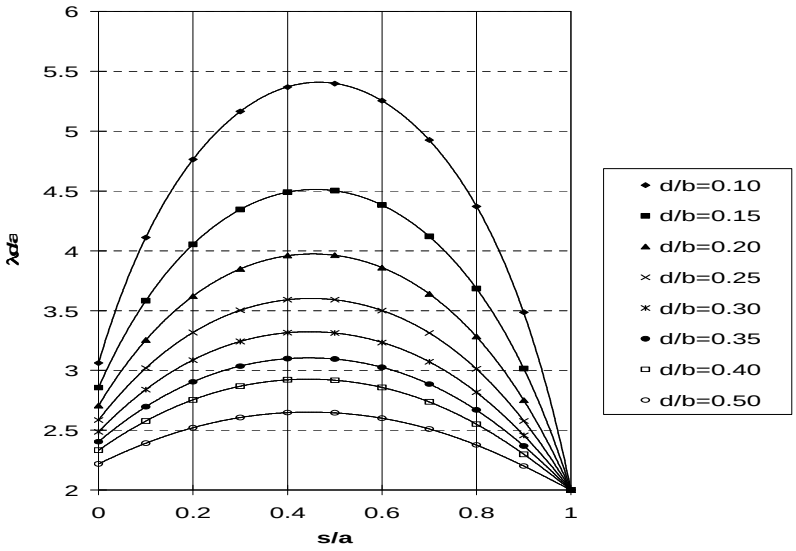


Figure 5-9: Longueur d'onde de coupure du mode TE_{10} d'un guide d'onde "double ridge", b/a=0.154

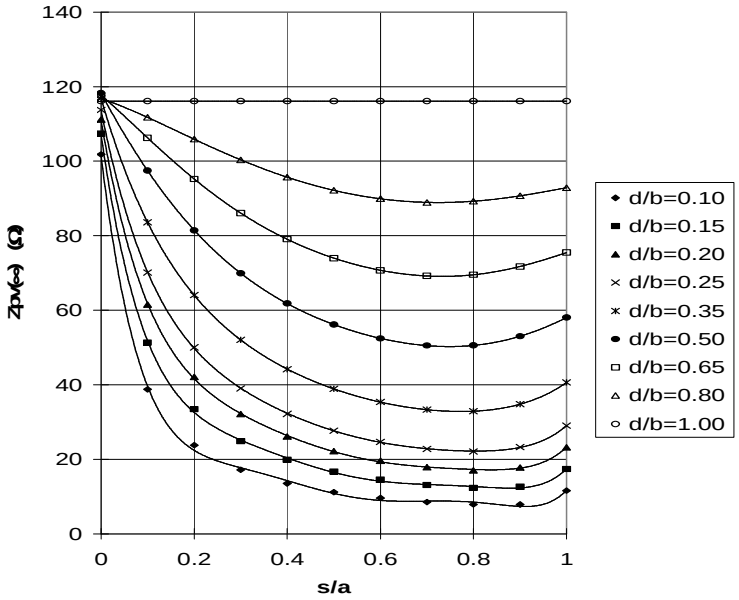


Figure 5-10: Impédance du mode TE_{10} d'un guide d'onde "double ridge", b/a=0.154

5.5 Résultats expérimentaux

Les tests ont été effectués sur une jonction en Y symétrique, montrée par la figure: 5-11. Les dimensions du transformeur quart-longueur d'onde placé au niveau du plan de référence du résonateur gyromagnétique ont été optimisées après plusieurs itérations d'essais et d'ajustements. Les étapes d'ajustement du transformeur d'impédance sont similaires à celles du circulateur magnétisé en deçà de la résonance principale qui ont été données dans le chapitre précédent.

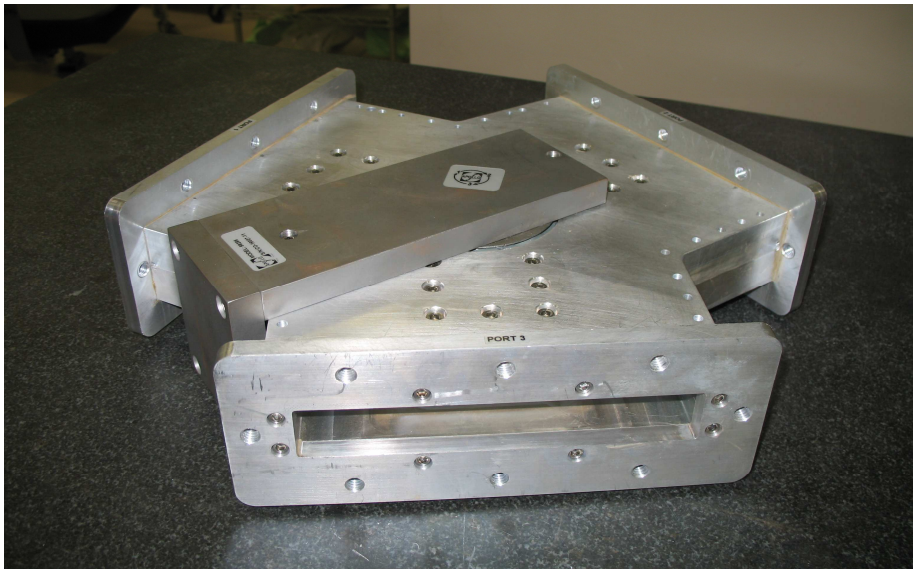
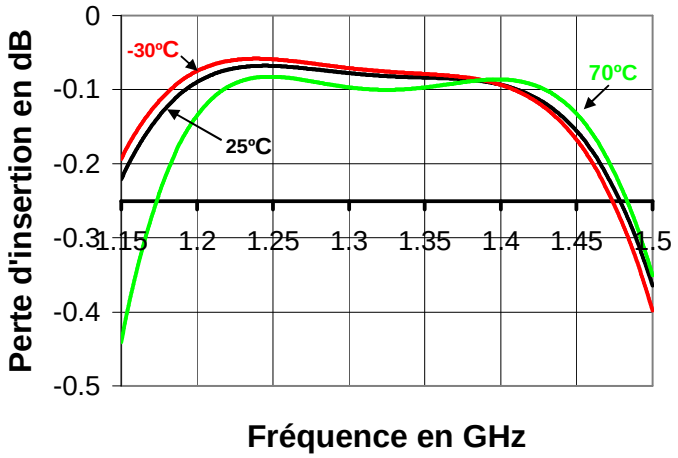


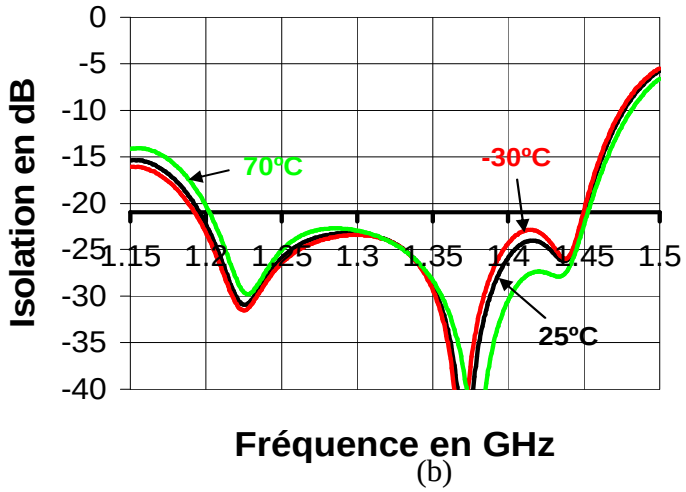
Figure 5-11: Jonction de circulateur en forme Y symétrique

L'essai pour la stabilité en température à nécessité un léger ajustement de la magnétisation pour avoir la même marge dans la réponse fréquentielle à travers toute la fenêtre d'opération. Le résultat du test de température est donné par la figure 5-12, et les paramètres théoriques et réels de cette conception sont résumés dans le tableau 5-2.

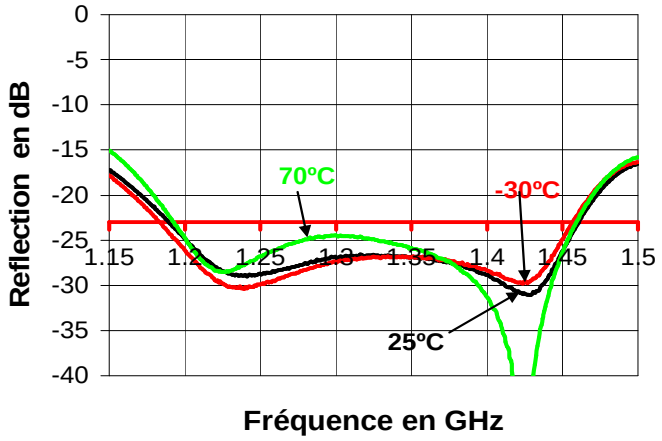
Les résultats complets des tests de température sont donnés en Annexe 6.



(a)



(b)



(c)

Figure 5-12: Résultats du test de température

Paramètres de design	Paramètres théoriques	Paramètres réels
f_o(GHz)	1.300	1.342
κ/μ	0.349	0.344
P	2.581	2.499
Σ	1.72	1.72
μ_{eff}	2.5	2.453
R (mm)	33	35
$\mu_o M_s$ (W/m^2)	0.12	0.12
Pertes d'insertions (dB)	-	0.08
Réflexions (dB)	23	24
B.W (%)	21	17
$k_o R$	1.307	1.170

Tableau 5.2: Paramètres de design pour une polarisation au-delà de la résonance de Kittel

L'unité en question a été testée avec succès jusqu'à 75 KW dans les laboratoires du client. La température du circulateur, à la puissance maximale appliquée, n'avait pas dépassé 46 ºC dans toute la bande fréquentielle d'usage. La température de l'environnement se situait aux alentours de 23 ºC au début du test en puissance.

CONCLUSION

La conception d'une jonction de circulateur à 3 voies magnétisée au-delà de la résonance de Kittel nous a permis de rencontrer largement toutes les spécifications électriques et mécaniques qui nous ont été imposées. Les spécifications du projet ont été minutieusement décortiquées afin de bien cerner le problème et de mettre à l'œuvre tous les outils nécessaires pour y répondre aux besoins de cette conception. De prime abord, tout semble être comme une conception de circulateur conventionnel. Ce n'est qu'après l'étude et la conception du circulateur magnétisé en deçà de la résonance principale que l'on s'est rendu compte des limitations de cette polarisation une fois utilisée dans la bande L et des limitations physiques des matériaux existants.

Afin de comprendre les dispositifs hyperfréquences non-réciproques, les notions de base d'électromagnétisme ont été complétées par un rappel des phénomènes physiques expliquant l'anisotropie et la non-linéarité de la réponse des matériaux aux excitations électromagnétiques. Le ferromagnétisme à l'origine de la brisure de symétrie de renversement temporel a été présenté, ainsi que l'équation phénoménologique de Landau-Lifshitz-Gilbert qui permet alors de déterminer la fréquence de résonance ferromagnétique et d'obtenir le tenseur régissant les propriétés magnétiques du matériau. Les phénomènes magnétiques à l'échelle atomique ont été ensuite évoqués, afin d'introduire la notion d'ondes de spins et de définir les différentes largeurs de raies à prendre en compte dans un matériau non-réciproque. Largement utilisés dans les dispositifs non-réciproques, les matériaux ferrites ont été enfin brièvement présentés, et leurs principales caractéristiques utiles à la réalisation d'un dispositif non-réciproque ont été rappelées. La brisure de renversement temporel a été présentée à partir de l'expression du tenseur de perméabilité. Les principes de base régissant le fonctionnement des circulateurs à jonction ont été rappelés.

Les résultats de cette première étude montrent clairement les faiblesses de cette conception. Bien que les pertes prédites par le calcul théorique fussent de 0.21dB, les pertes par insertion sont de l'ordre de 0.35dB à température ambiante et atteignent 0.4dB à des températures négatives extrêmes. Le dopage excessif au holmium du ferrite est à l'origine de ce phénomène. L'holmium est utilisé par les manufacturiers de ferrites pour amener plus de stabilité au matériau à haute

puissance, mais cela à pour effet secondaire d'augmenter les pertes à température ambiante et altère le comportement à des températures extrêmes négatives.

La gyrotropie requise à la réalisation d'un circulateur magnétisé en deçà de la résonance de Kittel peut varier d'une conception à l'autre selon : le besoin en largeur de bande fréquentielle, la fréquence d'opération ou bien la disponibilité des matériaux de ferrites, la topologie du gyrateur et la puissance soutenue. Dans la conception actuelle, la gyrotropie a été dictée par la nature de la polarisation que l'on voulait utiliser qui est la magnétisation du circulateur en deçà du champ limite, pour éviter les effets non linéaires. Cela nous a obligé de magnétiser à un champ beaucoup plus fort que celui requis à la réalisation de la largeur de bande. Habituellement, la gyrotropie d'un circulateur conventionnel est entre 0.125 et 0.725. Cet intervalle de gyrotropie est très recommandé dans la littérature, parce qu'on comprend bien le comportement des circulateurs dans cette plage de magnétisation, ainsi que le comportement de leurs paramètres. En d'autres termes, le comportement du circulateur est prévisible. À l'extérieur de cet intervalle de gyrotropie, on peut toujours avoir un circulateur, tel que montré par la figure 3-1, mais leurs comportements incompris et leurs paramètres imprévisibles les rend très difficile à exploiter.

De façon générale, les éléments à ferrites présentent des limitations qui sont dues à des problèmes d'adaptation de l'élément à un guide d'ondes vide, dépendant de la forme de l'élément en particulier et des variations des paramètres magnétiques à travers la largeur de bande d'opération.

En opération, lorsque le signal atteint des puissances de crête élevées, de l'ordre du KW, les champs alternatifs dans le ferrite ne satisfont plus aux conditions de linéarité. L'élément devient alors non linéaire c'est-à-dire que les harmoniques du signal sont excités et surtout qu'un couplage entre spins devient possible, ce qui donne naissance à des ondes de spin communément appelées ondes magnéto-acoustiques (spin-waves). Cet effet provoque des pertes supplémentaires par conversion, de sorte qu'au-delà d'une certaine puissance, les pertes deviennent excessives. On peut atténuer ce phénomène en modifiant la forme du ferrite, ce qui minimise le champ magnétique alternatif intérieur et on obtient ainsi un champ plus faible. On peut également utiliser un ferrite qui a une composition chimique plus adaptée à minimiser le couplage entre spins, ou carrément magnétiser au-delà de la résonance principale pour éviter les ondes magnéto-acoustiques de premier ordre.

Pour tous les ferrites, la magnétisation de saturation varie avec la température, atteignant une valeur nulle à la température de Curie. La variation de la température ambiante est donc suffisante pour provoquer une variation de la magnétisation appréciable pour beaucoup de ferrites et par conséquent altère les performances des composants micro-ondes à ferrite. Certaines techniques permettent de compenser partiellement une variation de ω_M par une variation de ω_L. Pour éviter les effets d'échauffement dus à une puissance moyenne (average power) élevée, on a recours au refroidissement du ferrite par circulation d'air ou d'eau autour du composant micro-onde quand cela est possible.

La technique de polarisation, au-delà du champ limite d'excitation des spins, utilisée dans cette première étude pour pallier à l'exigence de puissance crête n'a pas été testée à cause des pertes élevées qui peuvent facilement faire dévier la magnétisation de polarisation vers une région de non-linéarité.

Ainsi, la fréquence d'opération et la puissance crête ont fait que l'approche conventionnelle ne pouvait satisfaire aux critères de stabilité en température. Pour ces raisons là, une seconde étude orientée vers une conception où le circulateur est magnétisé au-delà de la résonance de Kittel, a été adoptée.

Dans ce mémoire, les méthodes pratiques de caractérisation des jonctions de circulateurs utilisées dans le milieu industriel ont été décrites et utilisées. En effet, l'échantillonnage des fréquences de séparations en fonction du champ de magnétisation d'une jonction constitue le nerf de cette approche, et cela pour les deux différentes régions de polarisation. On a vu que dans le cas d'une polarisation à gauche de la résonance principale, l'échantillonnage des fréquences de séparations commence par la première condition de circulation qui, a son tour, coïncide avec l'ajustement du circuit propre de la jonction. À l'opposé, la première condition de circulation d'un circulateur magnétisé au-delà de la résonance principale se trouve à un champ de polarisation, théoriquement, infini selon le graphique des fréquences de séparations de celui-ci. Aussi, l'identification des modes résonants est extrêmement confuse à cause des modes d'ordres supérieures qui sont souvent une source d'erreur très fréquente dans ce type de cueillette de données.

Pour une conception de haute puissance, le choix d'un résonateur quasi-planaire demeure une solution convenable pour un circulateur à jonction guide d'onde, car il offre la possibilité d'avoir un gyrateur avec une tension de claquage très élevée et sans diélectrique entre les résonateurs. Cela est d'une grande importance dans l'assemblage mécanique du circulateur, la sensibilité hyperfréquence du design et la convection thermique due aux pertes magnétique dans les ferrites.

Pour tenir compte de la tension de claquage de l'espace restreint entre les ferrites, le facteur de remplissage est resté le même dans les deux différentes approches. Mais, le fait de vouloir minimiser la perméabilité effective du gyrateur, au-delà de la résonance principale, pour obtenir une surface maximale, a eu comme effet d'augmenter le facteur de qualité de la jonction, par conséquent une diminution de 2% de la largeur de bande fréquentielle.

Le réglage et l'optimisation du champ magnétique en fonction de la température, nous a permis de comprendre que la stabilité thermique d'un circulateur dépend non seulement de la variation de la saturation de magnétisation du matériau de ferrite en fonction de la température, mais aussi de la variation du champ magnétisant produit par l'aimant permanent. En d'autres termes, il faut minimiser la variation relative de ces deux éléments en fonction de la température pour obtenir une meilleure stabilité du système. Ce phénomène peut être exploité dans la conception de circulateur opérant dans la bande L et S, parce qu'un tel comportement est facile à réaliser quand il s'agit d'un résonateur de ferrite et d'un aimant permanent appartenant à la même famille de céramiques. Dans un premier essai, les aimants SmCo-16 ont été utilisés pour polariser le circulateur au-delà de la résonance principale, parce qu'il est simple d'atteindre des champs magnétiques avoisinant les 1800 Gauss, qui est le champ requis pour cette application. Mais, leur très grande stabilité les rend moins attrayants pour des applications opérantes à ces fréquences là. Pour pallier à ce problème, j'ai utilisé un aimant de céramique dont le champ coercitif est beaucoup plus faible par rapport au champ requis à cette polarisation, combiné à un circuit fermé en métal doux pour atteindre le champ de polarisation du design.

Durant cette deuxième étude, les paramètres de design théoriques et pratiques obtenus sont très comparables. La différence était beaucoup plus prononcée dans le cas précédant, sans doute à cause de la différence des niveaux des champs d'opérations de ces deux conceptions. Un tableau

comparatif des paramètres pratiques et théoriques à été présenté pour mettre en relief cette particularité.

À la lumière des résultats obtenus dans cette étude, on peut affirmer qu'une jonction à 3 voies magnétisée au-delà de la résonance principale constitue une solution très robuste en ce qui a attrait aux puissances de haut niveau (puissance crête).

L'engouement incessant de l'industrie micro-ondes pour les composantes pouvant soutenir les deux types de puissances (crête et moyenne) a poussé le circulateur à 3-voies jusqu'à la limite de la faisabilité. Dans les cas extrêmes de haute puissance, le circulateur à décalage de phase demeure une solution d'échange très efficace pour sa grande capacité à soutenir la puissance moyenne et pour sa tension de claquage qui peut atteindre jusqu'à 40 fois celle d'une jonction à 3-voies. Cependant, mécaniquement, sa dimension qui est de 3 à 4 fois plus grande que le circulateur à jonction le rend moins commode dans certaines applications, notamment dans la bande L. Et, le problème de non-linéarité limite grandement sa capacité à soutenir la puissance grand signal.

L'étude de faisabilité d'un circulateur à décalage de phase magnétisé au-delà de la résonance de Kittel est un pas dans une direction pouvant mener à un composant où le problème des ondes de spins (non-linéarité) n'existe plus. Aussi, le circulateur sera plus compact que son prédécesseur, permettant ainsi de minimiser le problème d'encombrement.

BIBLIOGRAPHIE

[1] J. Helszajn, 1969. Principles of microwave ferrite engineering. 1st ed. United Kingdom : Wiley-Interscience.

[2] L. D. Laudau et E. M. Lifshitz : On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion, 8:153–169, 1935.

[3] T. L. Gilbert: A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. Magnetics, IEEE Transactions on, 40(6):3443–3449, 2004.

[4] C. Kittel : Introduction to Solid State Physics. John Wiley and Sons, New York, 4th édition, 1971.

[5] B. Lax & K. J. Button, Microwave ferrites & ferrimagnetics, McGraw–Hill 1962, New York

[6] D. Polder : On the theory of ferromagnetic resonance. Physica, 15(1-2):253–255, 1949.

[7] D. M. Pozar, 1993. Microwave engineering. 2nd ed. United States : Addison-Wesley. 726p.

[8] H. Suhl, The non linear behaviour of ferrites at high microwave signal levels, proc. of the IRE, Oct 1956, 1270-1284

[9] H. Suhl, The theory of magnetic resonance at high signal powers, J. Phys. Chem. Solids 1, 1957, 209

[10] J. Nocolas : ‘Microwaves ferrites’, in Wohlfarh E. P. (Ed) ‘Ferromagnetic materials. Vol.2’ (North Holland, 1980), pp. 243-296.

[11] J. A. Osborn : Demagnetizing factors of the general ellipsoid. Phys. Rev., 67(11-12):351–357, Jun 1945.

[12] J. B. Davies, 1962. «An analysis of the m-port symmetrical H-plane waveguide junction with central ferrite post». IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques: Nov. 1962. 10:6. P. 596-604.

[13] B. A. Auld, 1959. «The synthesis of symmetrical waveguide circulators». IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques: April 1959. 7:2. P. 238-246

[14] H. Bosma, «A General Model for Junction Circulators: Chois of Magnetization and Bias Filed, » IEEE Transactions on, Mag 4 (3):587–596, (1968).

[15] H. Bosma, 1964. «On stripline Y-circulation at UHF». IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: Jan. 1964. 12:1. P. 61-72.

[16] L. K. Anderson, 1967. «An analysis of broadband circulators with external tuning elements» IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: Jan. 1967. 15:1. P. 42-47.

[17] H. W. Bode, Network analysis and feedback amplifier design, Van Nostrand, N.Y., 1945

[18] R. N. Fano, "Theoretical Limitations on the Broad-Band matching of an arbitrary Impedances," Journal of Franklin Institute, vol. 249, pp.57-83, January 1950, and pp. 139-154, February 1950.

[19] R. Levy, J. Helszajn, 1993. «Synthesis of series stub-R complex gyrator circuits using halfwave long impedance transformers» IEE Proceedings on Microwaves, Antennas and Propagation: Dec. 1993. 140:6. P. 426-432. .

[20] J. Helszajn, 1975. Nonreciprocal Microwave Junctions and Circulators. 1st ed. United Kingdom : Wiley-Interscience

[21] C. E. Fay, R. L. Comstock, 1965. «Operation of the ferrite junction circulator». IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: Jan. 1965. 13:1. P. 15-27.

[22] C. G. Montgomery : Techniques of Microwave Measurements. McGraw-Hill Book Co., New York, 1947.

[23] J. Helszajn, 1973. «Microwave measurement techniques for below resonance junction circulators». IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: May 1973. 21:5. P. 347-351.

[24] J. Helszajn, 2000. «1-port topology of the degree-1 and –2 terminated circulator». IEE Proceedings on Microwaves, Antennas and Propagation: Dec. 2000. 147:6. P. 437-443.

[25] J. Helszajn, 1970. Waveguide junction circulators: theory and practice. 1st ed. England : John Wiley & Sons Ltd. 543p.

[26] B. Owen, 1972. «The identification of modal resonances in ferrite loaded waveguide Y-junction and their adjustment for circulation» Bell Systems Tech. J.: March 1972. 8.

[27] J. Helszajn, J. Sharp, 1985. «Adjustment of in-phase mode in circulators using turnstile junctions». IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: April 1985. 33:4. P. 339-343.

[28] S. B. Cohn, 1947. «Properties of ridged waveguide». IRE Proceedings: Aug. 1947. 35. P. 783-788.

[29] J. Helszajn, «The Susceptance Slope Parameter of Junction Circulators». Proc. IEE 120, P. 1257-1261 (1972).

[30] F. Okada, K. Ohwit and M. Yasude, «Design procedure of high power Y-junction waveguide circulators». IMPI, 118-120 (1978).

[31] J. Helszajn, 1972. «Synthesis of quarter-wave coupled circulators with chebyshev characteristics». IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: Nov. 1972. 20:11. pp. 764-769.

[32] R. Levy, J. Helszajn, 1982. «Specific equations for one and two section quarter-wave matching networks for stub-resistor loads». IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: Jan. 1982. 30:1. P. 55-63.

[33] J. Helszajn, B. Tsounis, 1995. «Temperature stability of quality factor of junction circulators». IEE Proceedings on Microwaves, Antennas and Propagation: Feb. 1995. 142:1. P. 67-70.

[34] P. Ludovic : Nouveaux grenats ferrimagnétiques à basse temperature de frittage pour applications micro-ondes. Thèse de doctorat, École Polytechnique, France, décembre 2006.

[35] L. R. Walker : Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance. Phys. Rev., 105(2):390–399, Jan 1957.

[36] Y. Konishi, 1965. «Lumped element Y circulator», IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: Nov. 1965. 13:6. P. 852-864.

[37] Y. Tokumitsu, T. Kasahara, H. Konizo, 1976. «A new temperature stabilized waveguide circulator» IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest: June 1976. 76:1. P. 260-262.

[38] E. Schloemann, 1971. «Behaviour of ferrites in the microwave frequency range». J. Physique: Feb. 1971. 32. P. C1-443-451.

[39] R. Weber, "Spin-wave resonance". Magnetics, IEEE Transactions on, 4(1):28–31, 1968.

[40] J. B. Jr. Castillo, L. E. Davis, 1971. «Identification of spurious modes in circulators» IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: Jan. 1971. 19:1. P. 112-113.

[41] G. P. Riblet, 1978. «The extent of the similarity between below resonance and above resonance operation of standard circular junctions». IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest: June 1978. 78:1. P. 323-325.

[42] J. Helszajn, 2000. Ridge waveguide and passive microwave components. Cornwall England : IEE Electromagnetic Waves Series. 327p.

[43] S. Hopfer, 1955. «The design of ridged waveguides». IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: Oct. 1955. 3:5. P. 20-29.

[44] N. Marcuvitz, 1951. Waveguide handbook : M.I.T. RAD Lab Series. New York: McGraw-Hill.

[45] W. J. R. Hoefer, M. N. Burton, 1982. «Closed-form expressions for the parameters of finned and ridged waveguides». IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: Dec. 1982. 30:12. P. 2190-2194.

[46] J. Sokolov, 1964. «Below resonance operation of the strip line Y-circulator». IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques: Sept. 1964. 12:5. P. 568-569.

[47] J. Helszajn, J. Sharp, 2003. «Post dielectric resonator at the junction of three rectangular waveguides: calculations and measurements». IEE Proceedings on Microwaves, Antennas and Propagation: April 2003. 150:2. P. 90-96.

ANNEXE 1 – Rappel historique sur les phénomènes magnétiques

1.1 Le magnétisme de l'Antiquité au XIXe siècle

La première mention de phénomènes magnétiques remonte à la découverte de la *pierre d'aimant*, racontée par Guanzhong, un écrivain chinois décédé en 645 avant Jésus-Christ. De même, Thalès de Milet évoque en 2500 avant notre ère son attirance pour le fer. Cette *pierre d'aimant* était une appellation regroupant vraisemblablement plusieurs types d'oxydes de fer dont le plus célèbre est la magnétite Fe_3O_4. L'attraction qu'exerce cette pierre sur le fer semble être la première mise en évidence du magnétisme.

Plus tard, les chinois Gui Guzi et Han Fei (280 à 233 avant Jésus-Christ) mentionnent que les *pierres d'aimant* ne sont pas insensibles à l'attraction des pôles géographiques terrestres. C'est le principe de la boussole.

La boussole elle-même fut inventée, pour guider les navires, vers le XIe ou le XIIe siècle. Les premières théories du magnétisme furent elles publiées dans le *De Magnete* de William Gilbert vers1600.

1.2 Le magnétisme au XIXe siècle

Les connaissances sur le magnétisme restèrent approximativement en l'état jusqu'au IXe siècle. Aucune théorie sérieuse ni aucune autre grande application autre que la boussole ne furent inventées durant plus de 21 siècles.

C'est Coulomb (1736-1806) qui parla le premier de masses magnétiques à l'origine du magnétisme : c'est ce qu'on appellera plus tard *l'approche coulombienne*.

Poisson (1781-1840) introduisit la notion de champ magnétique, interaction fictive agissant sur les masses magnétiques évoquées précédemment.

La plus grande avancée est sans conteste l'expérience d'Oersted en 1820 : il montre qu'un courant électrique fait dévier l'aiguille d'une boussole située dans son voisinage immédiat. Cette 182 découverte est révolutionnaire puisqu'elle lie électricité et magnétisme que l'on croyait indépendants l'un de l'autre.

Ampère renouvelle l'expérience avec une boucle de courant et cherche l'origine du magnétisme dans des boucles de courant moléculaires.

Faraday met en évidence, en 1821, l'induction magnétique : un courant électrique apparaît dans un enroulement si l'on approche un aimant : la variation de flux magnétique crée donc une force électromotrice.

En 1864, Maxwell parvient à modéliser la constatation d'Oersted avec quatre équations qui lient champ magnétique et champ électrique dans le cas d'une onde électromagnétique. Les théories actuelles du magnétisme reposent encore sur elles.

Enfin, Curie (1859-1906) classe les matériaux en trois catégories : les diamagnétiques, les paramagnétiques et les ferromagnétiques.

1.3 Le magnétisme au XXe siècle

Le XXe siècle marque la réelle naissance de l'étude théorique des matériaux magnétiques sur les bases jetées par les physiciens du XIXe siècle. Le magnétisme est donc une science jeune, encore en pleine évolution actuellement.

Langevin (1872-1940) met en équation le phénomène de diamagnétisme.

Weiss (1865-1940) invente la notion de domaines magnétiques et étudie le ferromagnétisme. Néel (1904-2000), enfin, met en équation l'antiferromagnétisme et le ferrimagnétisme.

ANNEXE 2 – Matrice unitaire

On peut facilement démontrer que la matrice $[S]$ d'un circulateur est unitaire.

Calculant d'abord l'image du premier vecteur de base :

$$\begin{bmatrix} S_{11} \\ S_{21} \\ S_{31} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S13 \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \bullet \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{A2.1}$$

le système étant sans perte, on obtient alors $|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 + |S_{31}|^2 = 1$.

Si la matrice $[S]$ est unitaire alors $[S^*]^t$ est unitaire également. Le produit de $[S] \bullet [S^*]^t$ est également une matrice unitaire.

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S^*_{11} & S^*_{21} & S^*_{31} \\ S^*_{12} & S^*_{22} & S^*_{32} \\ S^*_{13} & S^*_{23} & S^*_{33} \end{bmatrix} \bullet \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S^*_{11} \\ S^*_{12} \\ S^*_{13} \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} S_{11} \cdot S^*_{11} & S_{12} \cdot S^*_{12} & S_{13} \cdot S^*_{13} \\ S_{21} \cdot S^*_{11} & S_{22} \cdot S^*_{12} & S_{23} \cdot S^*_{13} \\ S_{31} \cdot S^*_{11} & S_{32} \cdot S^*_{12} & S_{33} \cdot S^*_{13} \end{bmatrix} \tag{A2.2}$$

or $|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 + |S_{31}|^2 = 1$ d'où:

$$= \begin{bmatrix} 1 \\ S_{21} \cdot S^*_{11} & S_{22} \cdot S^*_{12} & S_{23} \cdot S^*_{13} \\ S_{31} \cdot S^*_{11} & S_{32} \cdot S^*_{12} & S_{33} \cdot S^*_{13} \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \text{ car } [S] \bullet [S^*]^t \text{ est unitaire.}$$

Par symétrie, en travaillant avec les deux autres vecteurs de base, on peut démontrer que $[S] \bullet [S^*]^t = [I]$.

ANNEXE 3 – Définition de a_i et b_i en fonction des paramètres électriques

Dont le but d'obtenir une relation puissance et amplitude du signal, on a défini a_i et b_i de la façon suivante :

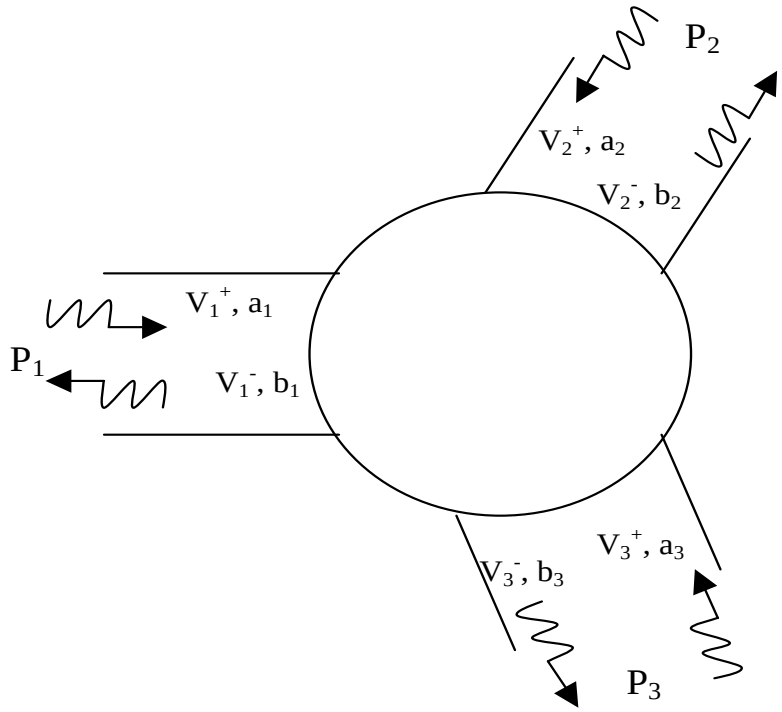
$$a_i = V_i^+ \big/ \sqrt{Z_0} \tag{A3.1}$$

$$b_i = V_i^- \big/ \sqrt{Z_0} \tag{A3.2}$$

Z_0 est l'impédance caractéristique de chacun des ports de la jonction (jonction de circulateur à 3-voies complètement symétrique).

$$V_i = V_i^+ + V_i^- = \sqrt{Z_0}\left(a_i + b_i\right) \tag{A3.3}$$

$$I_i = \frac{1}{Z_o}\left(V_i^+ - V_i^-\right) = \frac{1}{\sqrt{Z_0}}\left(a_i - b_i\right) \tag{A3.4}$$



Après manipulation algébrique des équations (A3.3 et A3.4) on obtient :

$$a_i = \frac{1}{2}\left(V_i \big/ \sqrt{Z_0} + \sqrt{Z_0}\, I_i\right) \tag{A3.5}$$

$$b_i = \frac{1}{2}\left(V_i \big/ \sqrt{Z_0} - \sqrt{Z_0}\, I_i\right) \tag{A3.6}$$

ANNEXE 4 – Obtention de l'équation de Helmholtz

Soient les équations constitutives suivantes:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 [\varepsilon] \vec{E} \tag{A4.1}$$

$$\vec{B} = \mu_0 [\mu] \vec{H} \tag{A4.2}$$

Dans le milieu magnétique, les relations de Maxwell sont vérifiées :

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{A4.3}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{A4.4}$$

$$\nabla \bullet \vec{E} = \rho \tag{A4.5}$$

$$\nabla \bullet \vec{B} = 0 \tag{A4.6}$$

On suppose désormais que le matériau considéré (ferrite ou diélectrique) est isolant (J = 0), et ne comporte pas de charges électriques (ρ= 0). En appliquant les relations constitutives (A4.1 et A4.2), et pour un champ d'excitation sinusoïdal, on obtient alors

$$\nabla \times \vec{E} = j\omega\mu_0 [\mu] \vec{H} \tag{A4.7}$$

$$\nabla \times \vec{H} = -j\omega\varepsilon_0 [\varepsilon] \vec{E} \tag{A4.8}$$

$$\nabla \bullet \vec{E} = 0 \tag{A4.9}$$

$$\nabla \bullet \vec{B} = \nabla \bullet [\mu] \bullet \vec{H} = 0 \tag{A4.10}$$

et le tenseur de perméabilité pour un matériau saturé s'écrit en base orthonormée

$$[\mu] = \begin{pmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}_{x,y,z} \tag{A4.11}$$

En coordonnées cylindriques, le rotationnel s'écrit :

$$\nabla \times U = \begin{pmatrix} \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial U_z}{\partial \phi} - \frac{\partial U_\phi}{\partial z} \\ \frac{\partial U_\rho}{\partial z} - \frac{\partial U_z}{\partial \rho} \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\rho \cdot U_\phi)}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial U_\rho}{\partial \phi} \end{pmatrix} \tag{A4.12}$$

L'équation de Helmholtz

En supposant que les champs ne dépendent pas de z, et que le champ électrique s'écrit $\overline{E} = E \bullet \overline{z}$, et en écrivant [μ] dans le repère ρ, φ, z (rotation du repère x, y, z selon l'axe z) :

$$[\mu] = \begin{pmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}_{\rho,\phi,z} \tag{A4.13}$$

avec

$$[\mu]^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{\mu}{\mu^2 - \kappa^2} & -\frac{j\kappa}{\mu^2 - \kappa^2} & 0 \\ \frac{j\kappa}{\mu^2 - \kappa^2} & \frac{\mu}{\mu^2 - \kappa^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}_{\rho,\phi,z} \tag{A4.14}$$

on obtient d'après l'équation (A4.7) et en posans $\mu_{eff} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}$

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \\ -\frac{\partial E_z}{\partial \rho} \\ 0 \end{pmatrix}_{\rho,\phi,z} = j.\omega.\mu_0.[\mu].\begin{pmatrix} H_\rho \\ H_\phi \\ H_z \end{pmatrix}_{\rho,\phi,z} \tag{A4.15}$$

$$.\begin{pmatrix} H_\rho \\ H_\phi \\ H_z \end{pmatrix}_{\rho,\phi,z} = \frac{1}{j.\omega.\mu_0}[\mu]^{-1}\begin{pmatrix} \frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial E_z}{\partial\phi} \\ -\frac{\partial E_z}{\partial\rho} \\ 0 \end{pmatrix}_{\rho,\phi,z} \tag{A4.16a}$$

$$.\begin{pmatrix} H_\rho \\ H_\phi \\ H_z \end{pmatrix}_{\rho,\phi,z} = \frac{1}{j.\omega.\mu_0}\begin{bmatrix} \frac{1}{\mu_{eff}} & \frac{1}{\mu_{eff}}\cdot\frac{j\kappa}{\mu} & 0 \\ \frac{1}{\mu_{eff}}\cdot\frac{-j\kappa}{\mu} & \frac{1}{\mu_{eff}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}_{\rho,\phi,z}\begin{pmatrix} \frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial E_z}{\partial\phi} \\ -\frac{\partial E_z}{\partial\rho} \\ 0 \end{pmatrix}_{\rho,\phi,z} \tag{A4.16b}$$

$$.\begin{pmatrix} H_\rho \\ H_\phi \\ H_z \end{pmatrix}_{\rho,\phi,z} = \frac{1}{j.\omega.\mu_0.\mu_{eff}}\begin{pmatrix} \frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial E_z}{\partial\phi} - j\frac{\kappa}{\mu}\cdot\frac{\partial E_z}{\partial\rho} \\ -\left(\frac{\partial E_z}{\partial\rho} + j\cdot\frac{\kappa}{\mu}\cdot\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial E_z}{\partial\phi}\right) \\ 0 \end{pmatrix}_{\rho,\phi,z} \tag{A4.16c}$$

et en remplaçant les valeurs des composantes de H ainsi trouvées dans l'équation (A4.8) on obtient alors, en posant $k^2 = \omega^2\cdot\mu_0\cdot\varepsilon_0\cdot\varepsilon\cdot\mu_{eff}$

$$\begin{pmatrix} -\frac{\partial H_\phi}{\partial z} \\ \frac{\partial H_\rho}{\partial z} \\ \frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial(\rho\cdot H_\phi)}{\partial\rho} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial H_\rho}{\partial\phi} \end{pmatrix}_{\rho,\phi,z} = -j\cdot\omega\cdot\varepsilon_0\cdot\varepsilon\cdot\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_z \end{pmatrix}_{\rho,\phi,z} -$$

$$\left(\frac{\partial^2 E_z}{\partial\rho^2} - j\frac{\kappa}{\mu}\cdot\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial E_z}{\partial\phi} + j\frac{\kappa}{\mu}\cdot\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial^2 E_z}{\partial\rho\cdot\partial\phi} + \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial E_z}{\partial\rho} + j\frac{\kappa}{\mu}\cdot\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial E_z}{\partial\phi}\right)\right) - \frac{1}{\rho}\left(\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial^2 E_z}{\partial\phi^2} - j\frac{\kappa}{\mu}\cdot\frac{\partial^2 E_z}{\partial\phi\cdot\partial\rho}\right) = k^2 \tag{A4.17}$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial\rho^2} + \frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial E_z}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho^2}\cdot\frac{\partial^2 E_z}{\partial\phi^2} = -k^2 E_z \tag{A4.18}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial\rho^2}+\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial}{\partial\rho}+\frac{1}{\rho^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}+k^2\right)E_z=0 \qquad \text{(A4.19)}$$

En supposant que seul de l'air sépare les conducteurs (pas de diélectrique), on peut écrire l'expression de l'impédance du vide :

$$\xi=\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}=120\pi\ \Omega \qquad \text{(A4.20)}$$

A ce stade du calcul, Bosma introduit des fonctions de Green, mais il est possible de poursuivre un peu plus loin le raisonnement sans y avoir recours, comme le font Fay et Comstock.

La solution générale de l'équation d'Helmholtz (A4.19) est une série dont le terme général est (résultat mathématique classique)

$$E_{z,n}=a_n\cdot J_n(k\cdot r)\cdot e^{jn\phi} \qquad \text{(A4.21)}$$

où J_n est la n-ième fonction de Bessel. D'après (A4.18) on en déduit :

$$H_{\phi,n}=j\frac{a_n}{\xi_{eff}}\left[J_n'(k,r)-\frac{\kappa}{\mu}\cdot\frac{n\cdot J_n(k,r)}{k\cdot r}\right]\cdot e^{jn\phi} \qquad \text{(A4.22)}$$

Soit encore

$$H_{\phi,n}=j\frac{a_n}{\xi_{eff}}\left[J_{n-1}(k,r)-\left(1+\frac{\kappa}{\mu}\right)\cdot\frac{n\cdot J_n(k,r)}{k\cdot r}\right]\cdot e^{jn\phi} \qquad \text{(A4.23)}$$

et

$$H_{\phi,n}=-\frac{a_n}{\xi_{eff}}\left[\frac{\kappa}{\mu}\cdot J_n'(k,r)-\frac{n\cdot J_n(k,r)}{k\cdot r}\right]\cdot e^{jn\phi} \qquad \text{(A4.24)}$$

Soit encore

$$H_{\phi,n}=-j\frac{a_n}{\xi_{eff}}\left[\frac{\kappa}{\mu}\cdot J_{n-1}(k,r)-\left(1+\frac{\kappa}{\mu}\right)\cdot\frac{n\cdot J_n(k,r)}{k\cdot r}\right]\cdot e^{jn\phi} \qquad \text{(A4.25)}$$

où ξ_{eff} est l'impédance effective intrinsèque du matériau magnétique, définie par

$$\xi_{eff} = \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \mu_{eff}}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon}} \tag{A4.26}$$

D'après (A4.22), la relation $J_{-n}(t) = (-1)^n J_n(t)$ implique que les modes d'indice n et $-n$ correspondent à des répartitions de champ similaires. Certains modes sont prépondérants selon les fréquences d'excitation du dispositif, et cette relation entre les modes n et $-n$ conduit à considérer la résultante de ces deux modes, comme le font Fay et Comstock. Ainsi au lieu d'écrire les solutions sous la forme (A4.22), on peut les écrire sous la forme :

$$E_{z,n} = J_n(k \cdot r) \cdot \left(a_n \cdot e^{-jn\phi} + a_{-n} \cdot e^{jn\phi}\right) \tag{A4.27}$$

ce qui donne alors :

$$\begin{aligned} H_{\phi,n} = {} & j\frac{a_n}{\xi_{eff}}\left[J_{n-1}(k,r) - \left(1+\frac{\kappa}{\mu}\right)\cdot\frac{n \cdot J_n(k,r)}{k \cdot r}\right]\cdot e^{jn\phi} + \\ & j\frac{a_{-n}}{\xi_{eff}}\left[J_{n-1}(k,r) - \left(1-\frac{\kappa}{\mu}\right)\cdot\frac{n \cdot J_n(k,r)}{k \cdot r}\right]\cdot e^{-jn\phi} \end{aligned} \tag{A4.28}$$

ANNEXE 5 – Test de température du Circulateur magnétisé en deçà de la résonance de Kittel

Le test de température consiste à mesurer les performances électrique, à faible signal, du circulateur à travers une plage de température variant de -40 ºC à 80ºC.

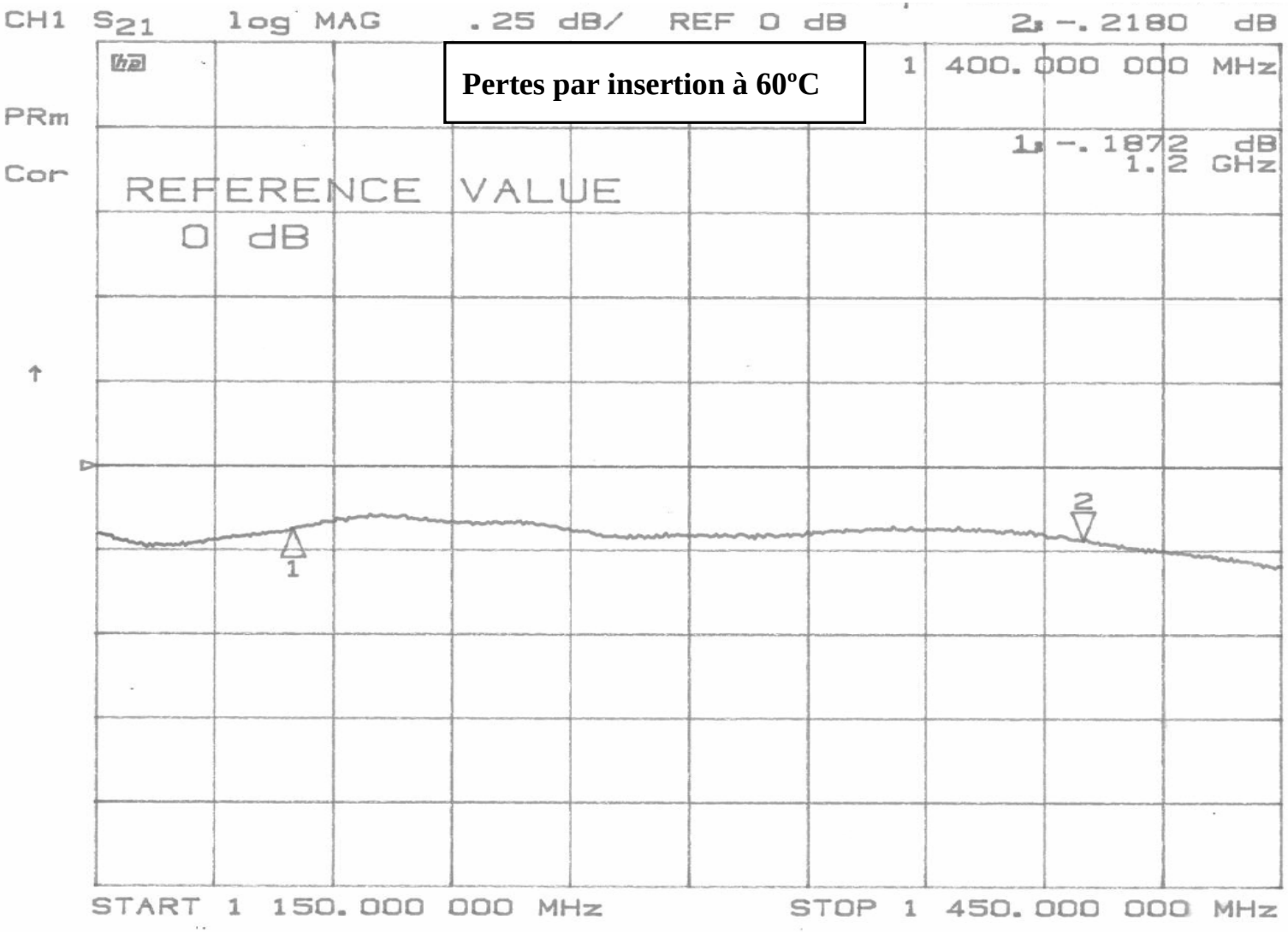
Les tests ont été réalisés dans une chambre environnementale de la compagnie Tenny (Modèle : T30RC). Afin de minimiser les erreurs de mesure, les détecteurs RF de l'analyseur scalaire ont été gardés à l'extérieure de la chambre environnementale durant tout le test.

Pour chaque échantillon de température, les donnés sont cueillies 30 minute après que la chambre environnementale ait atteint un état de température stable.

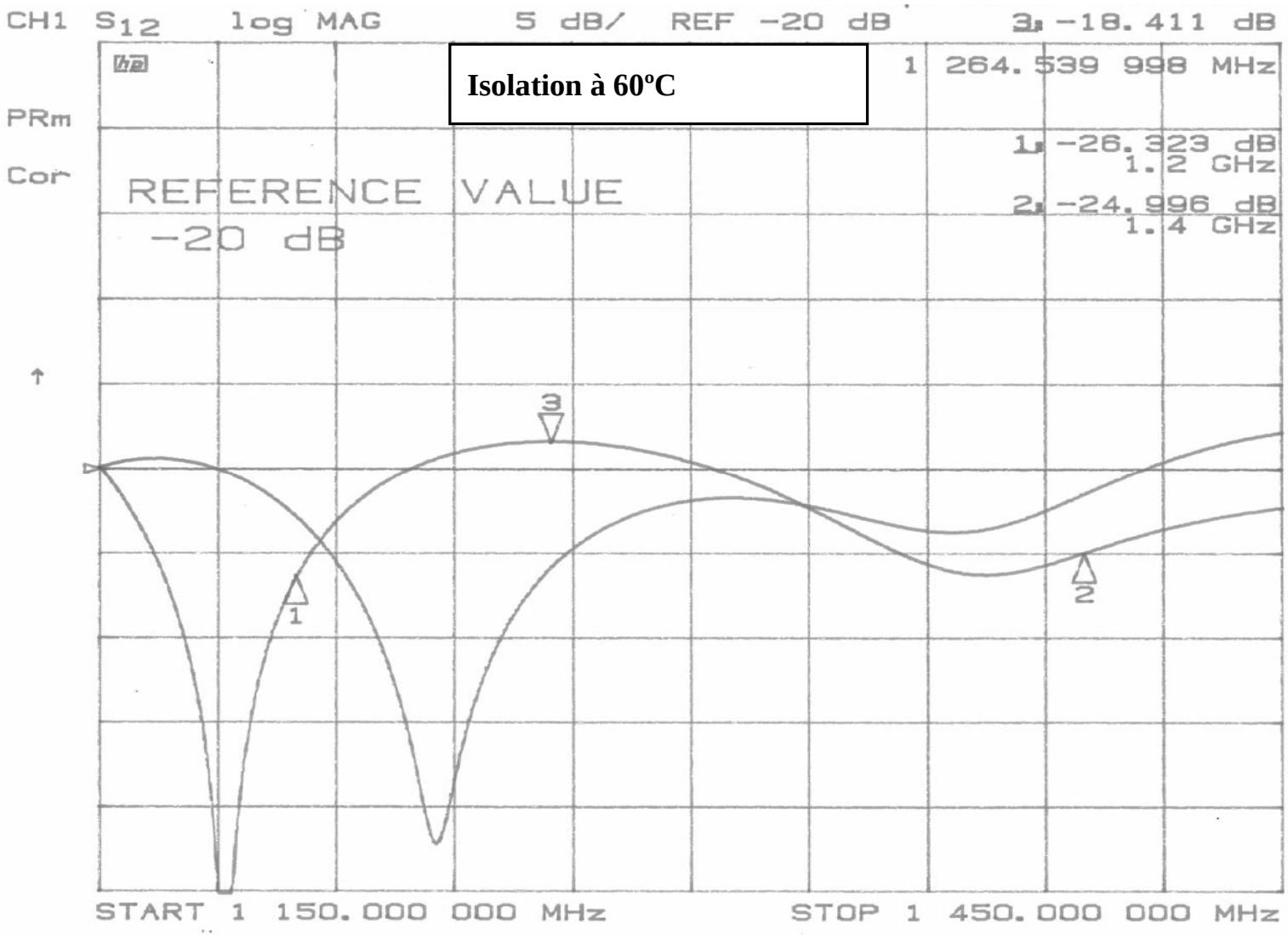
Les performances mesurées sont :

- Pertes par réflexion en (dB);
- Pertes par insertion en (dB);
- Isolation en (dB).

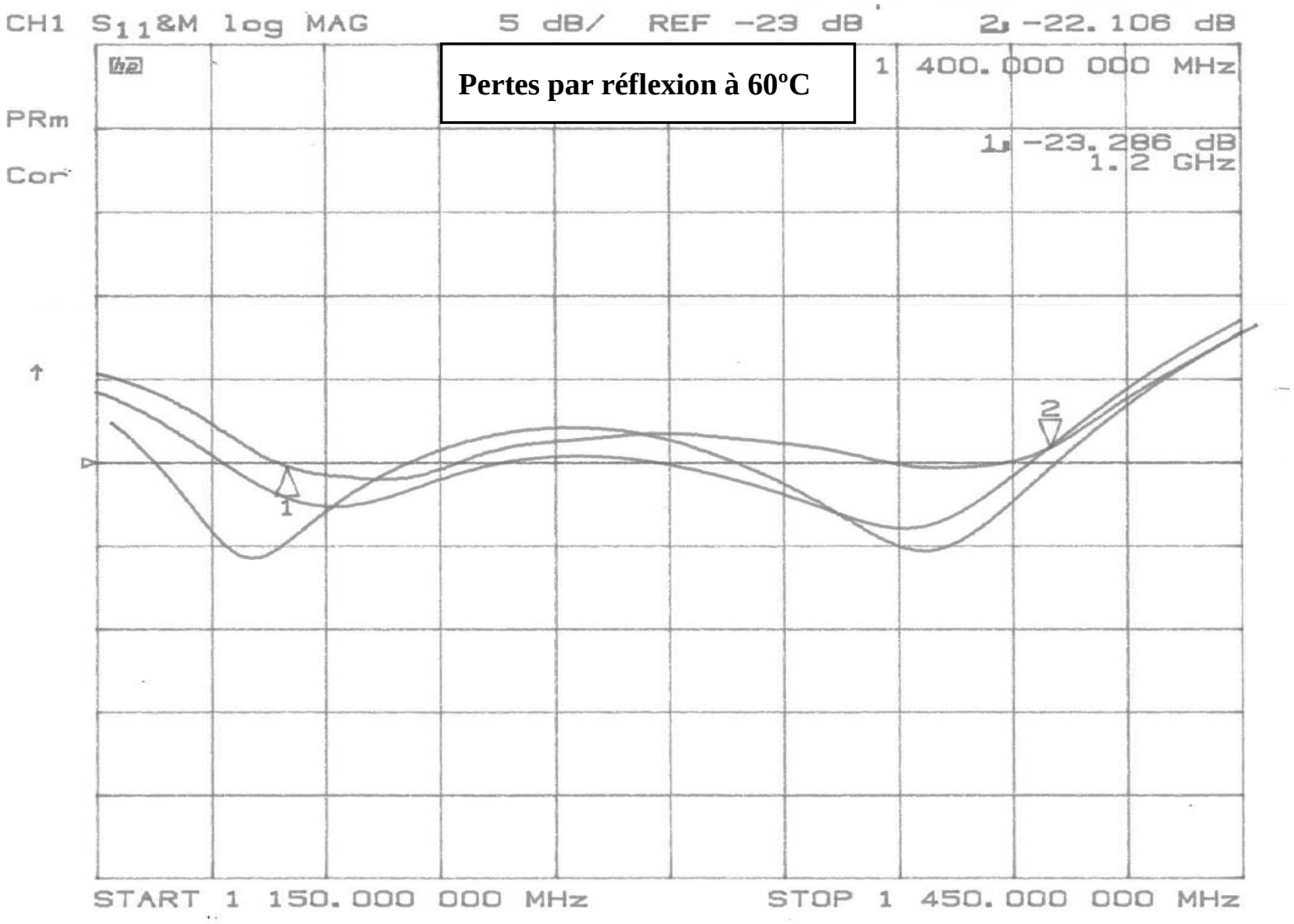
Étant donné la géométrie symétrique du circulateur (forme en Y), les mesures sont prises à une seule voie.



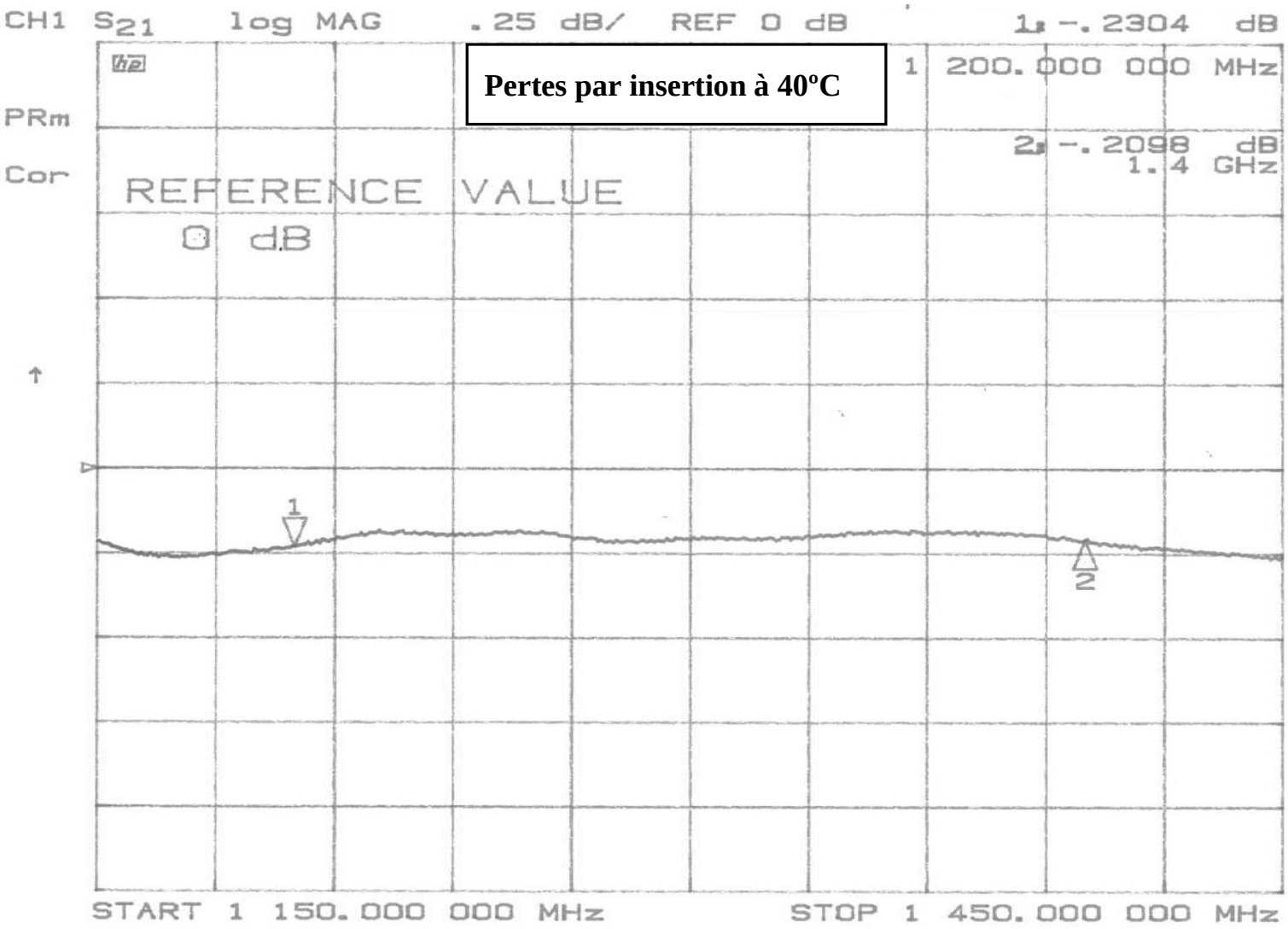
Pertes par insertion à 60ºC



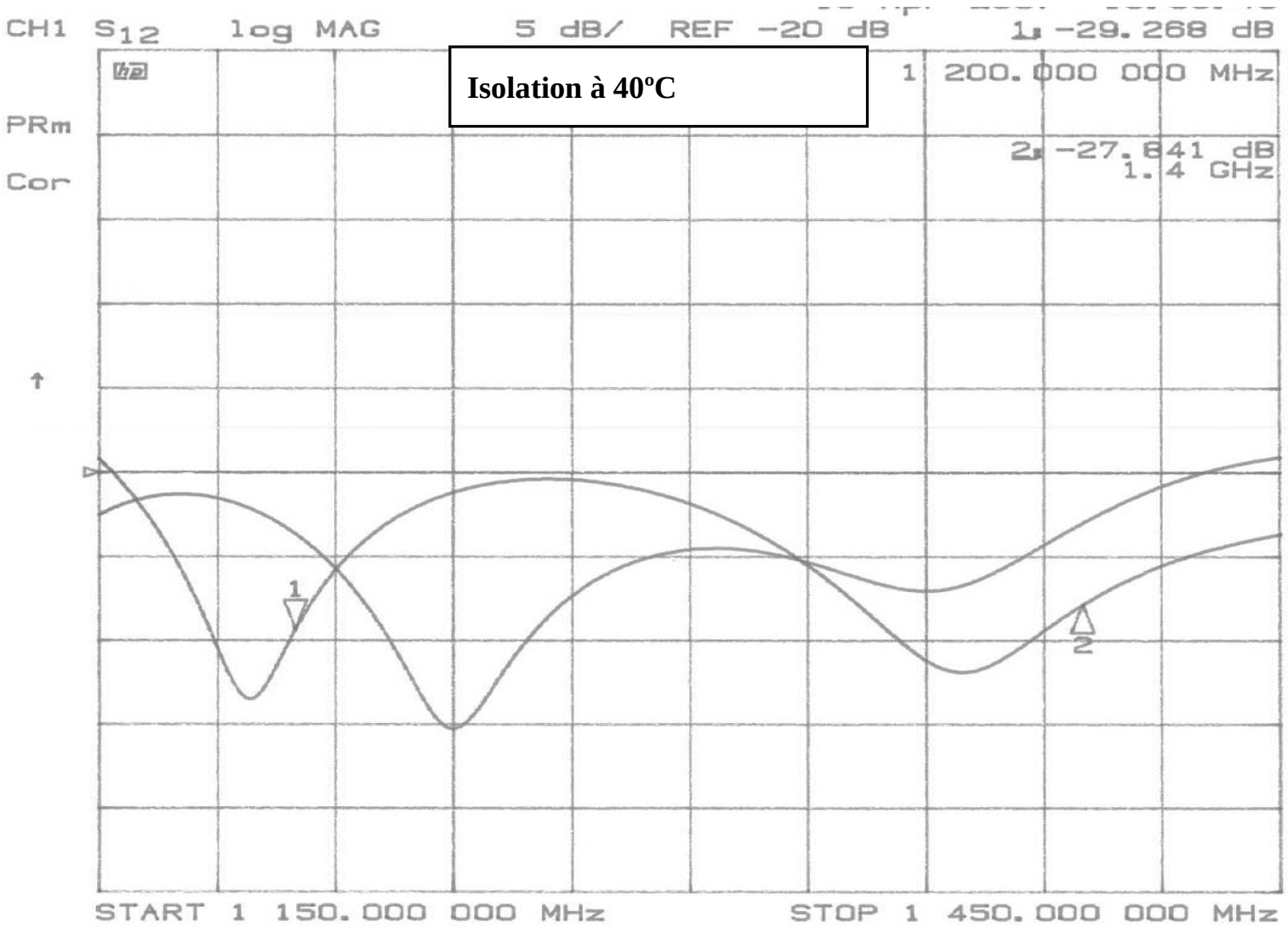
Isolation à 60ºC



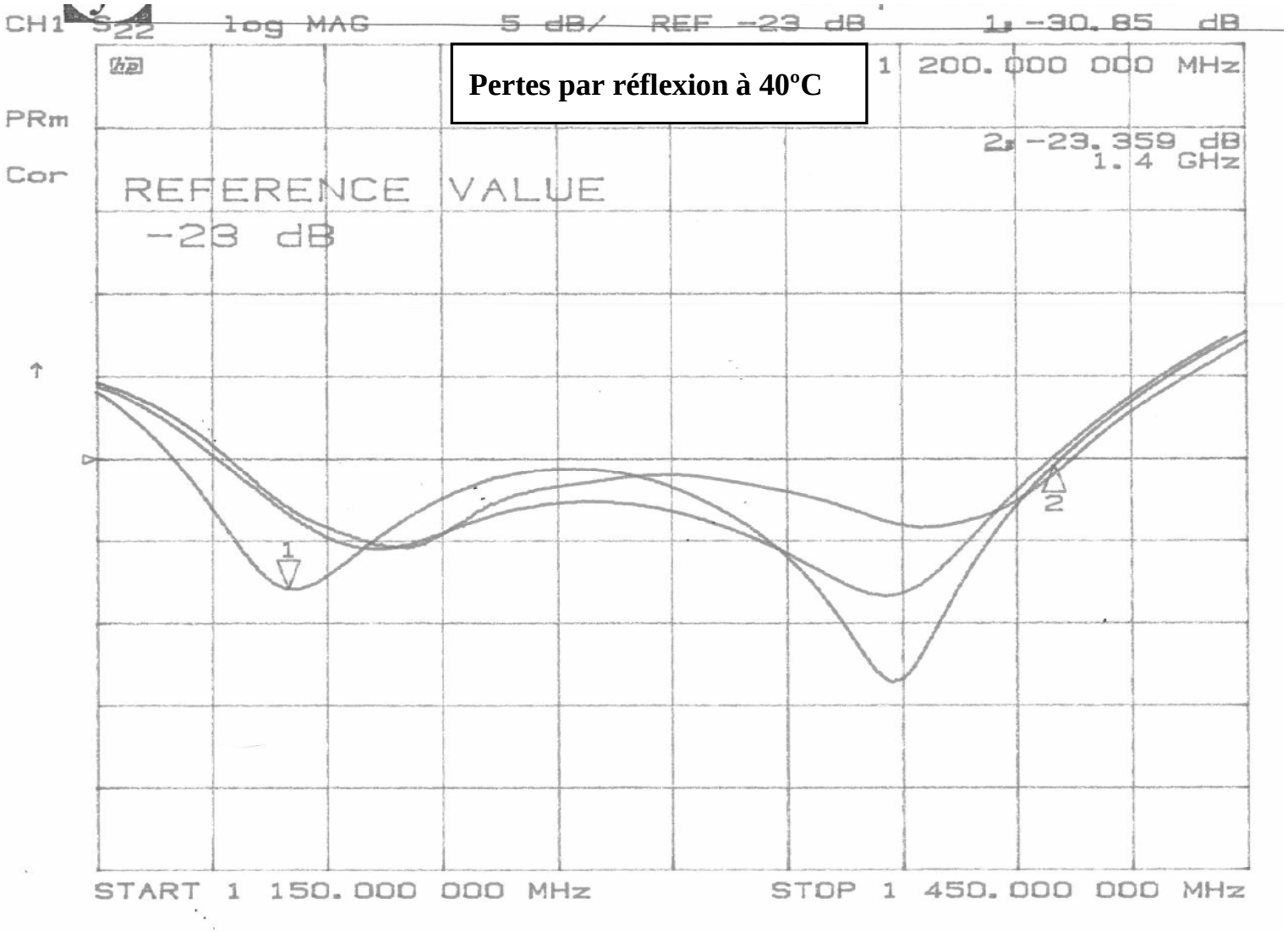
Pertes par réflexion à 60ºC



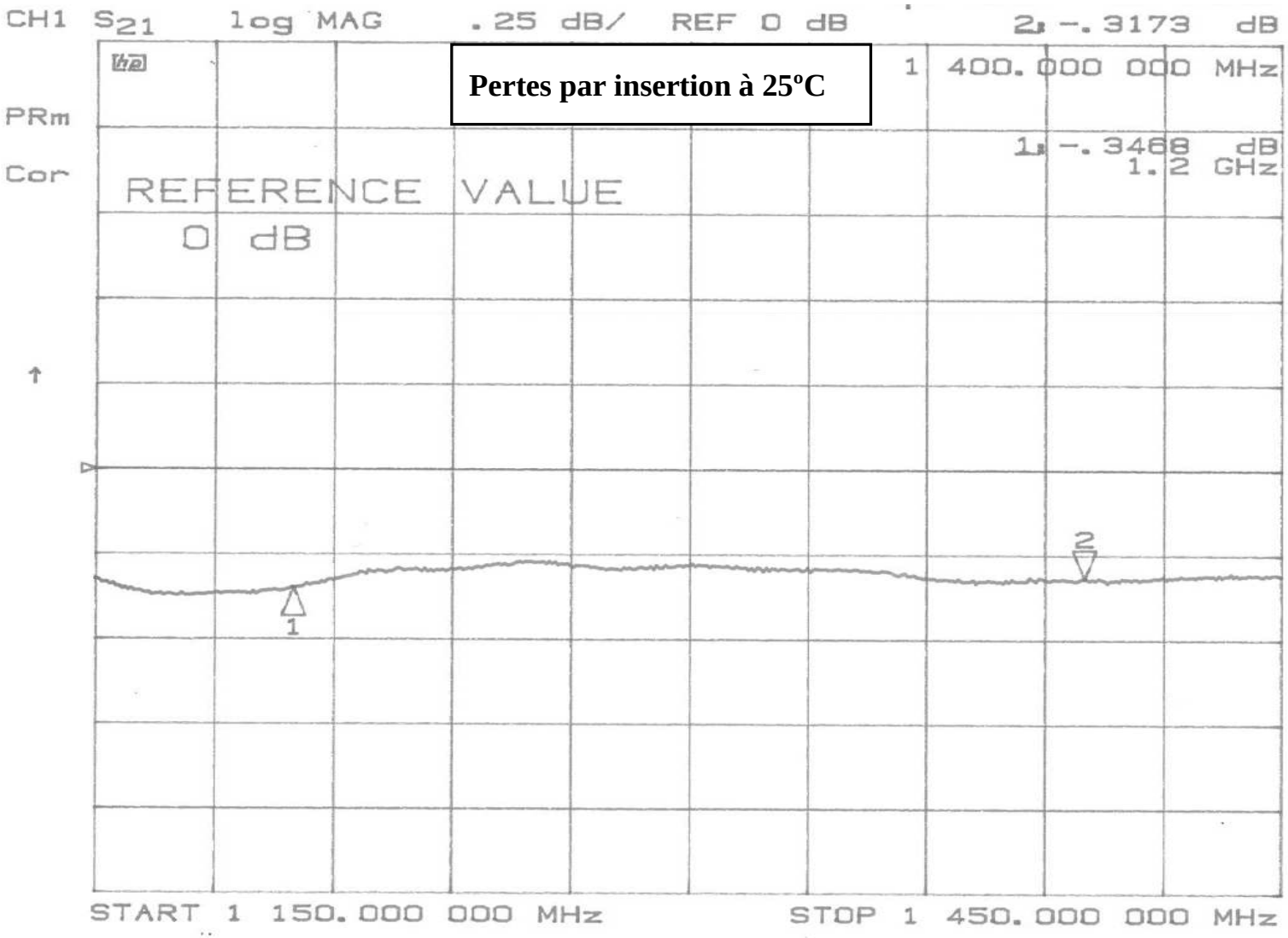
Pertes par insertion à 40ºC



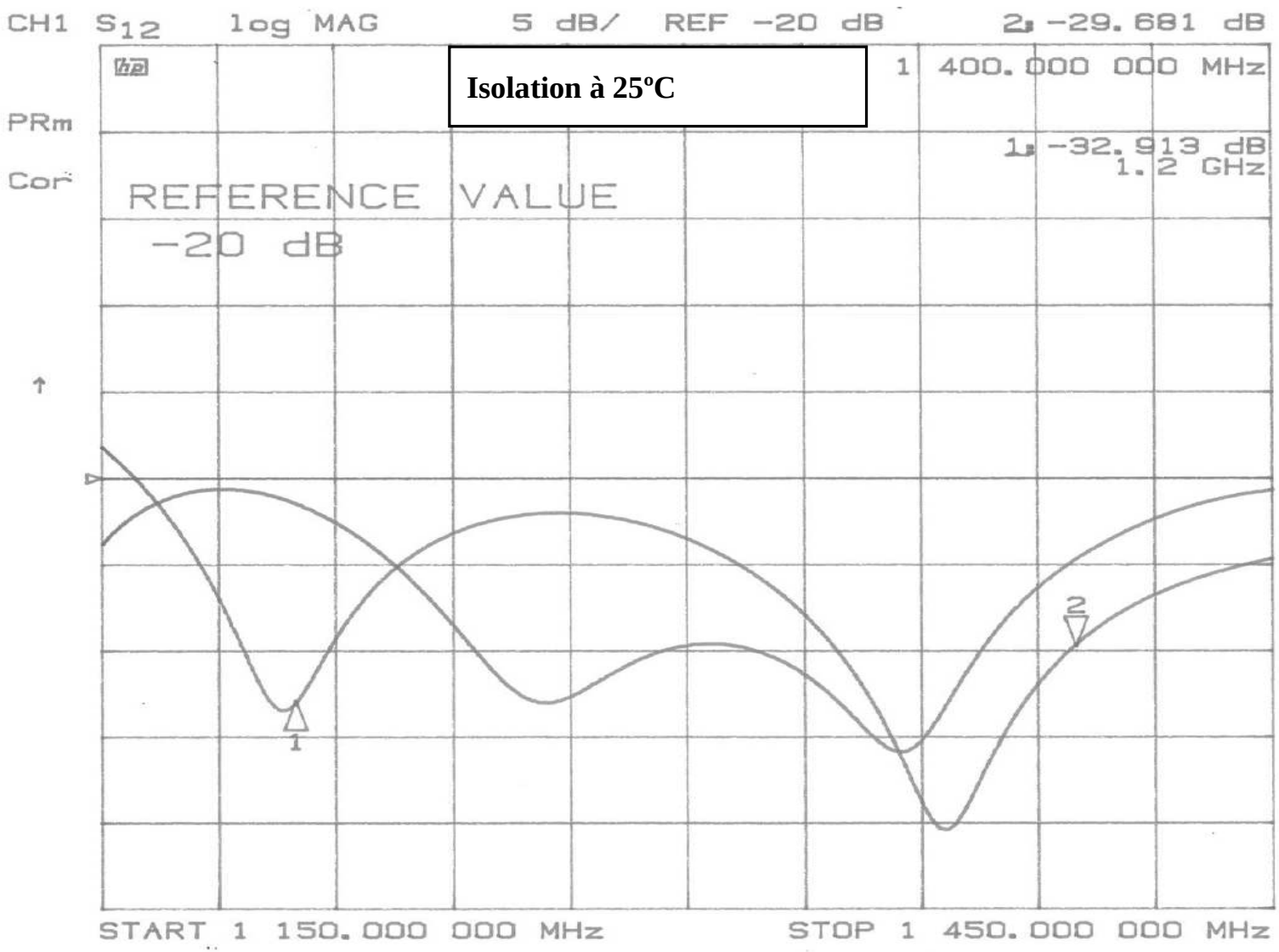
Isolation à 40ºC



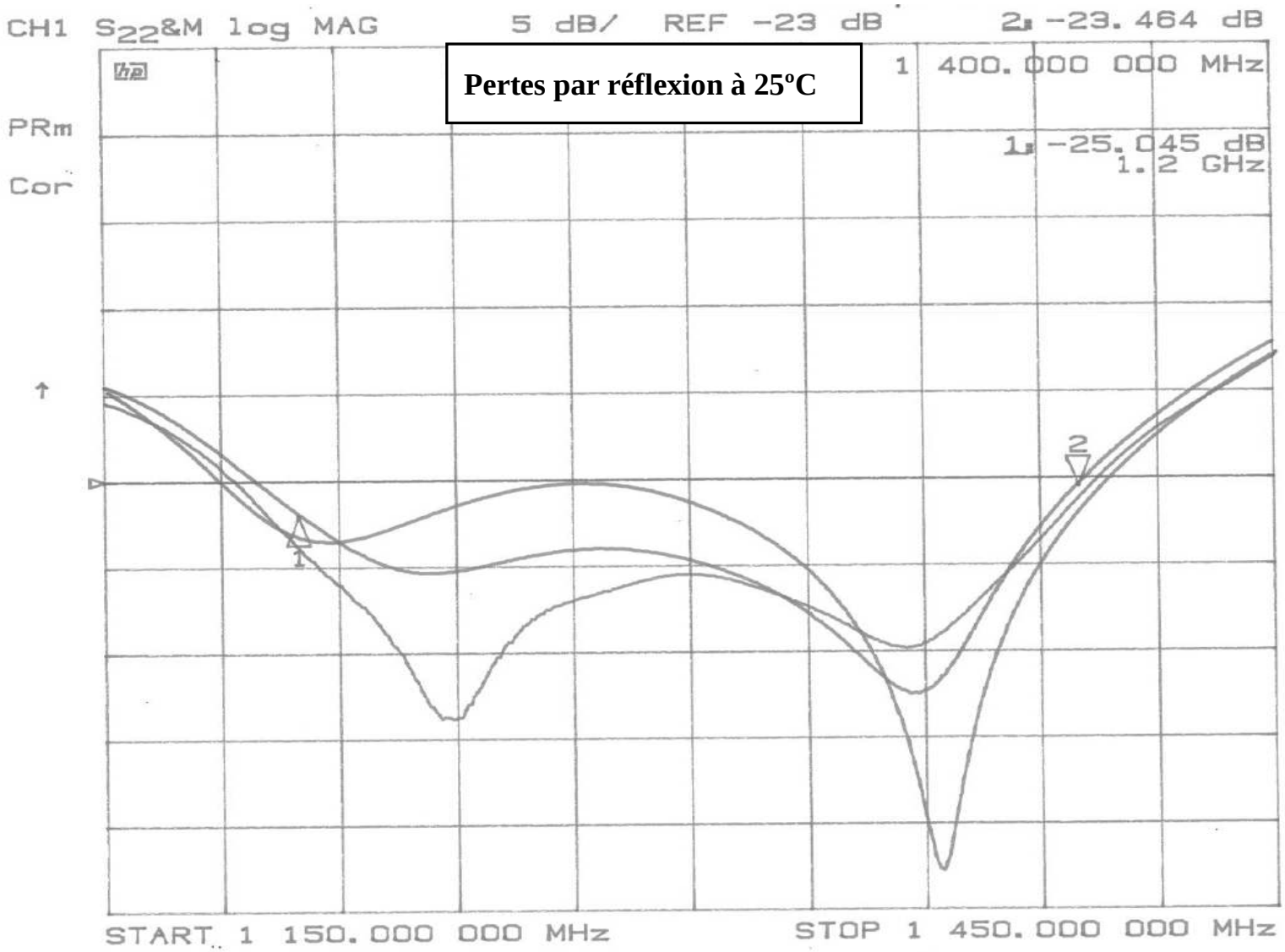
Pertes par réflexion à 40°C



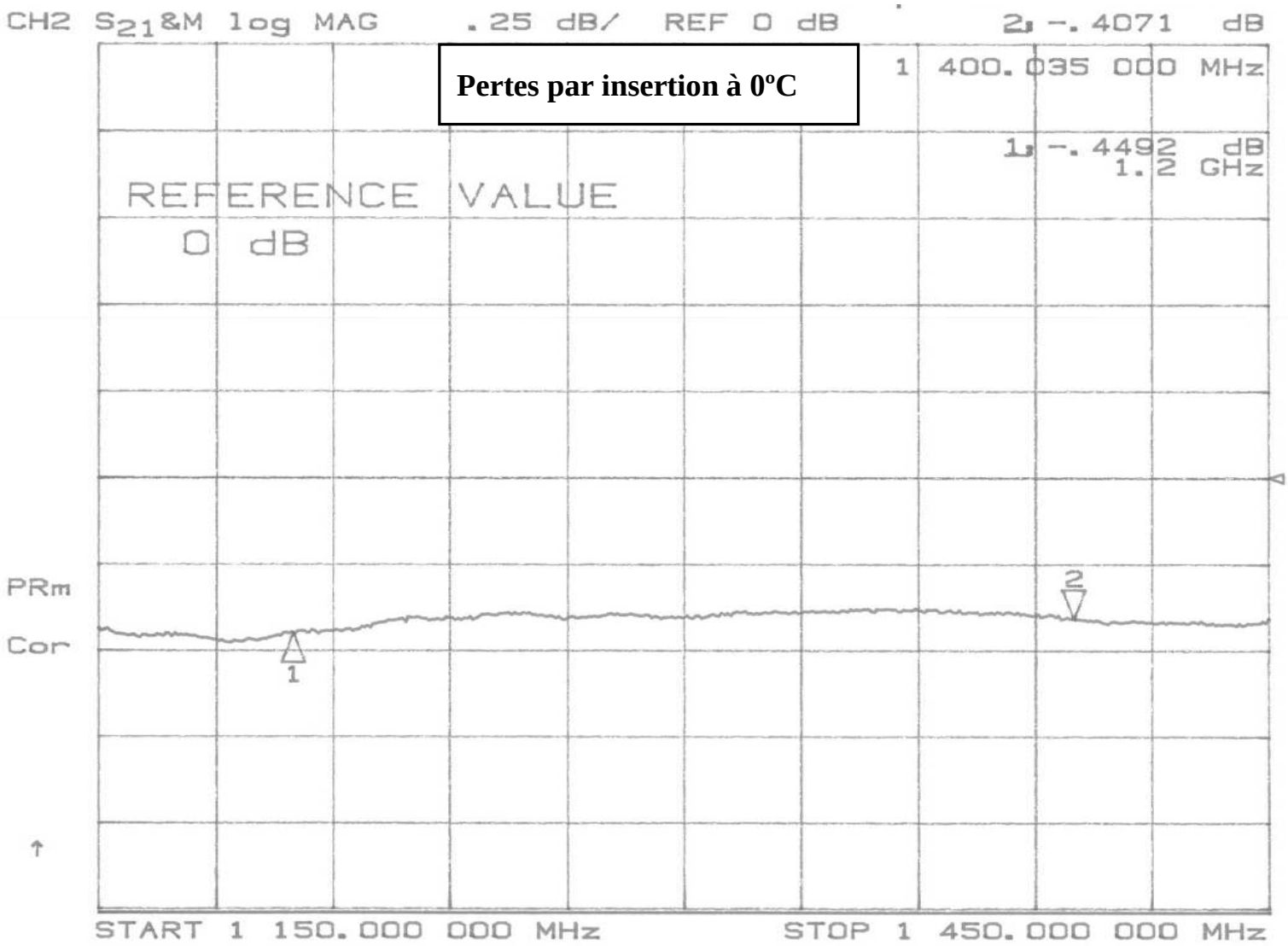
Pertes par insertion à 25ºC



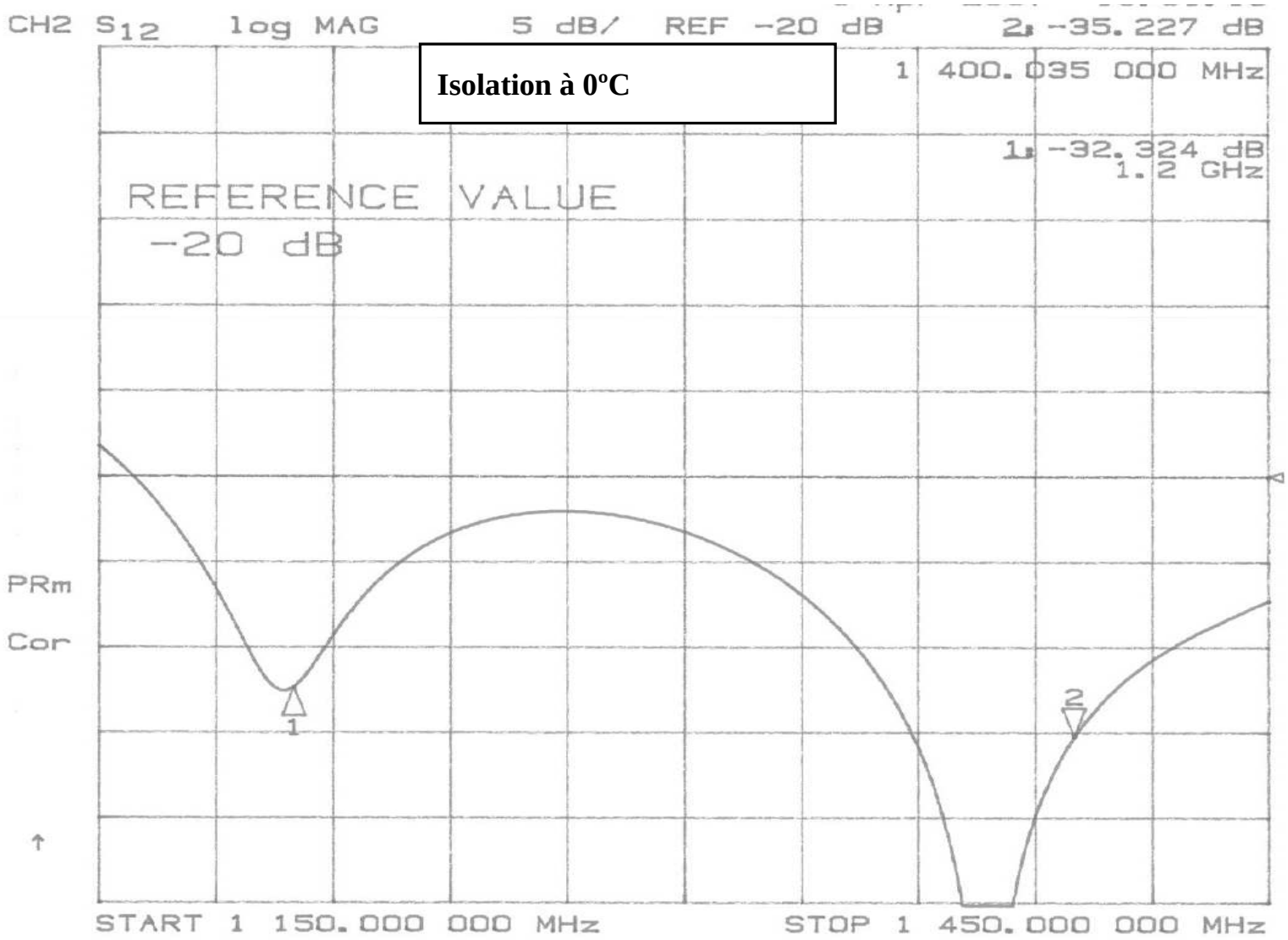
Isolation à 25ºC



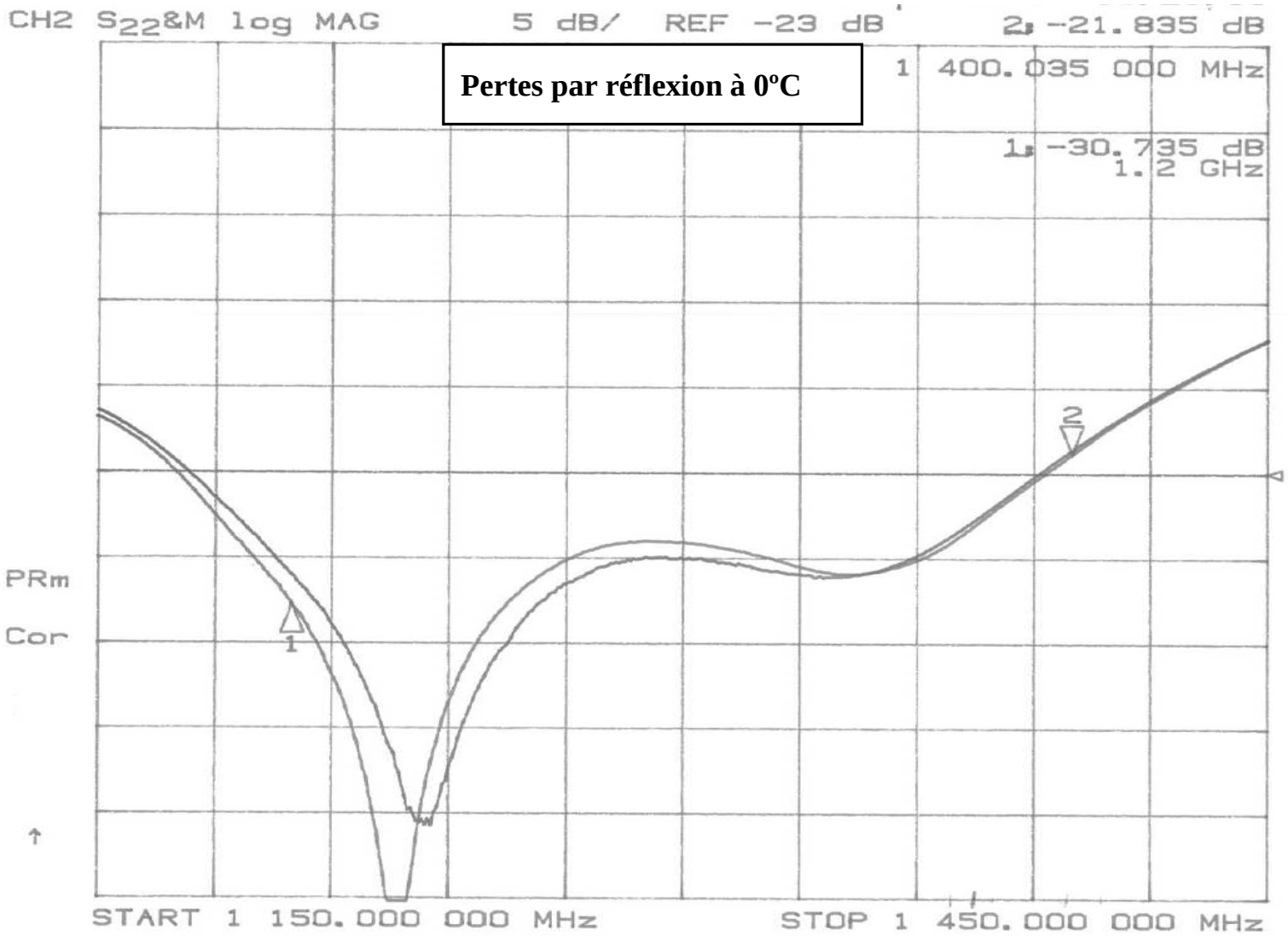
Pertes par réflexion à 25ºC

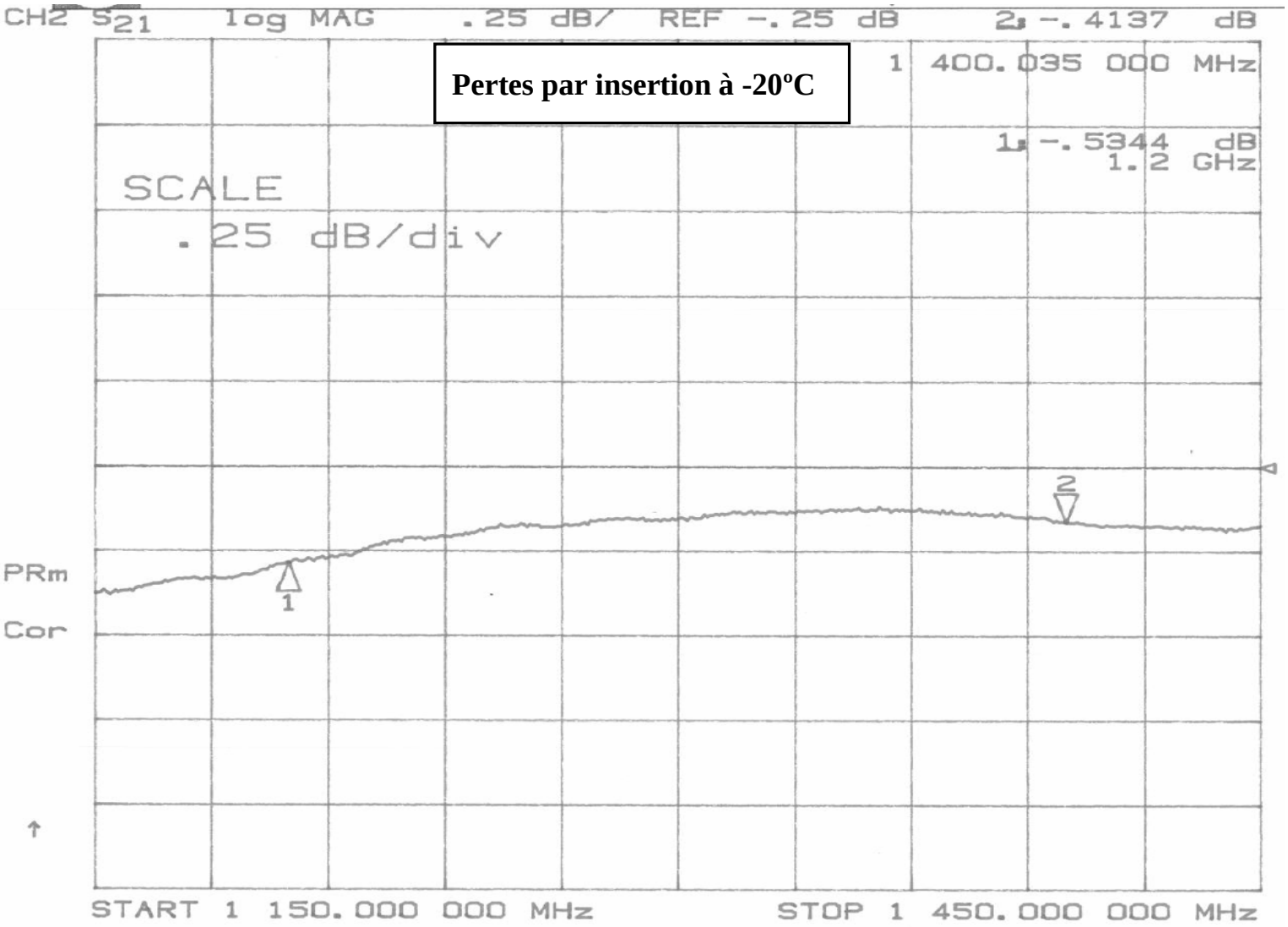


Pertes par insertion à 0ºC

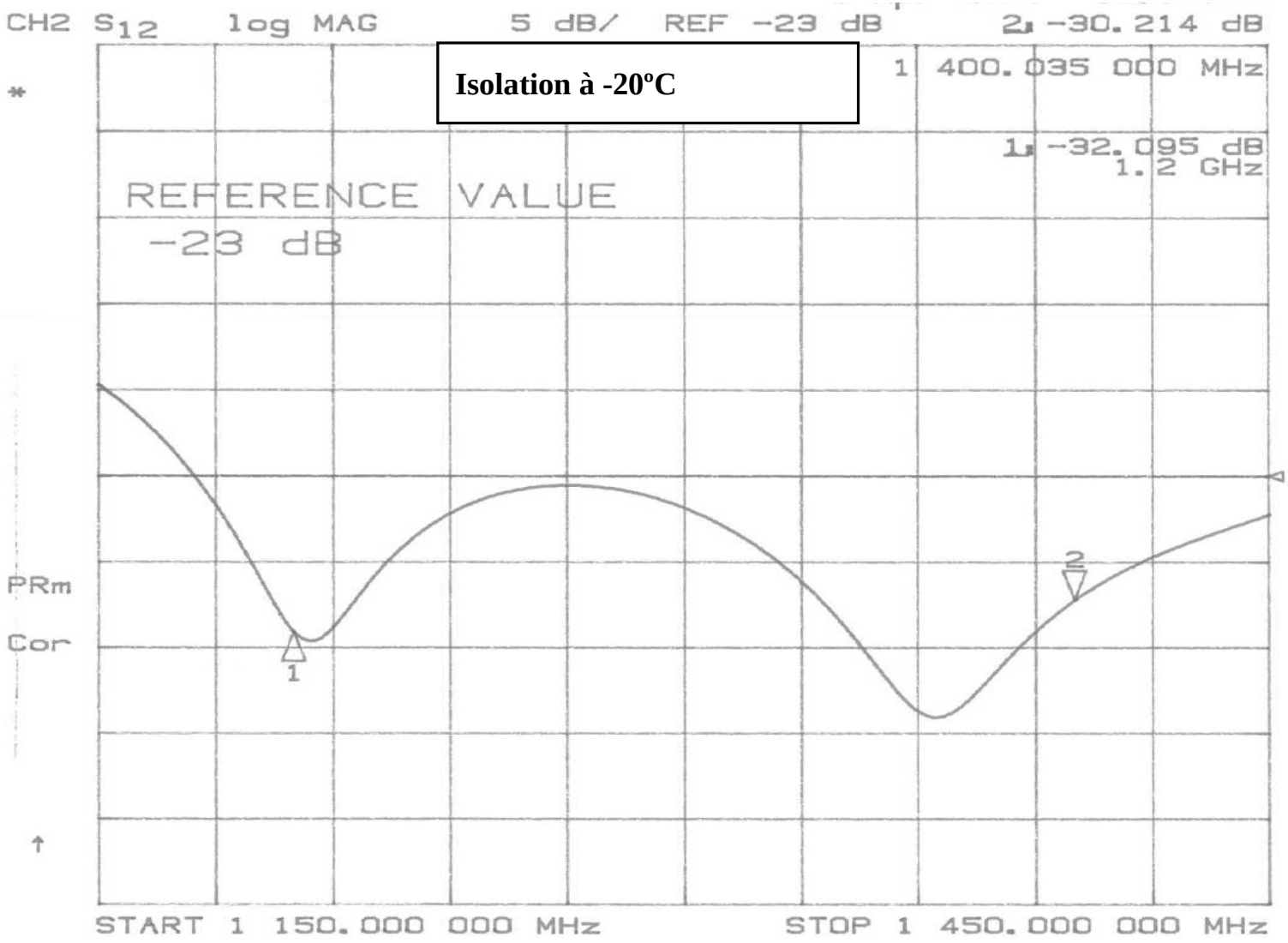


Isolation à 0ºC

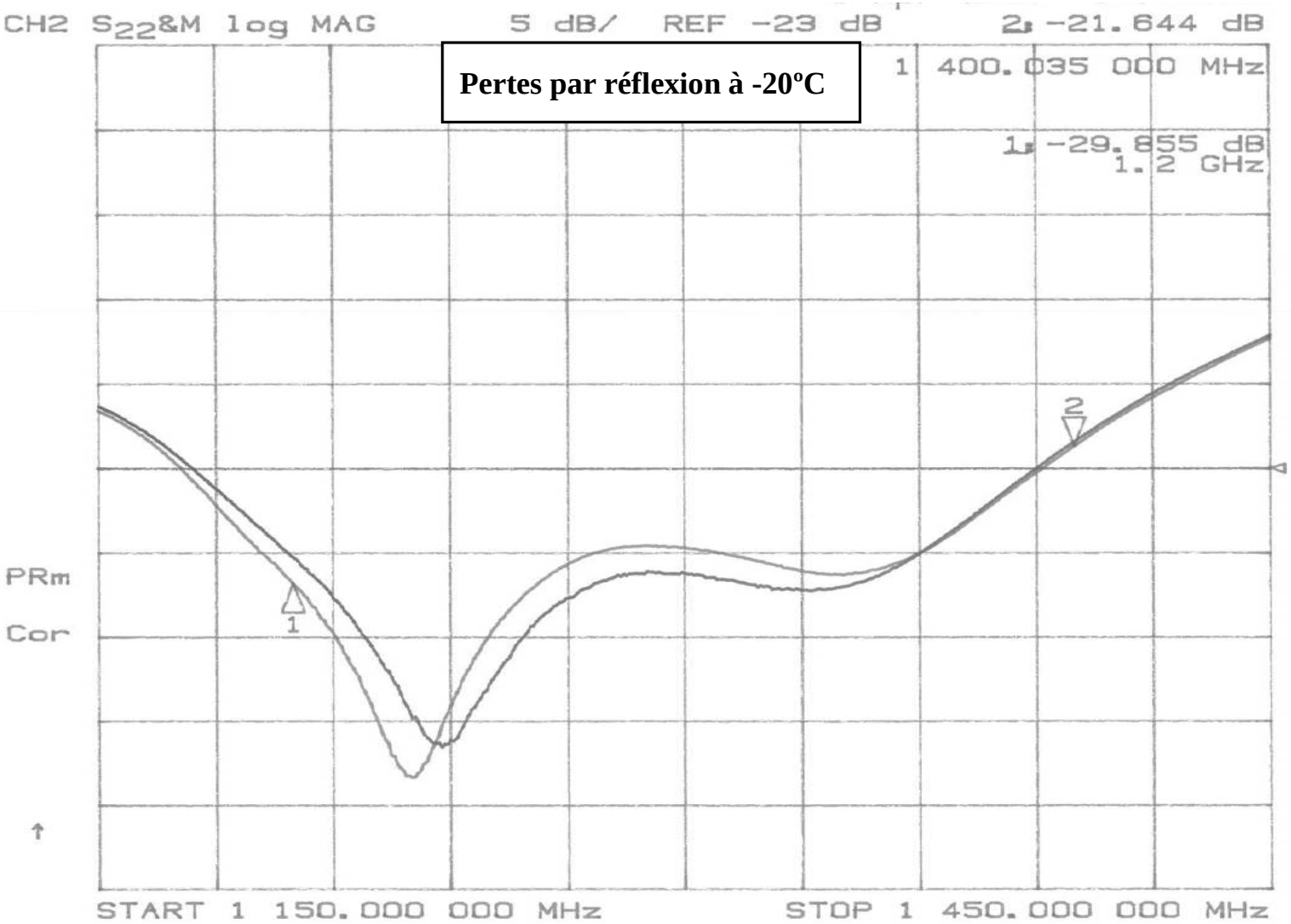

CH2 S22&M log MAG 5 dB/ REF -23 dB
2: -21.835 dB
1 400.035 000 MHz
1: -30.735 dB
1.2 GHz
Pertes par réflexion à 0ºC
PRm
Cor
1
2
START 1 150.000 000 MHz
STOP 1 450.000 000 MHz



Pertes par insertion à -20ºC



Isolation à -20ºC



Pertes par réflexion à -20ºC

Comme le montre les résultats précédents de ce test, les meilleurs performances du circulateur se situent à haute température (60ºC). Au fur et à mesure que la température diminue, les performances du circulateur se dégradent. Les pertes par insertion passent de 0.22dB à (60ºC) jusqu'à 0.53dB à (-20 ºC).

Vue les pertes excessives mesurées à partir de 0ºC jusqu'à -20 ºC, le test de température a été arrêté et une autre approche a été développée (voir le chapitre 5).

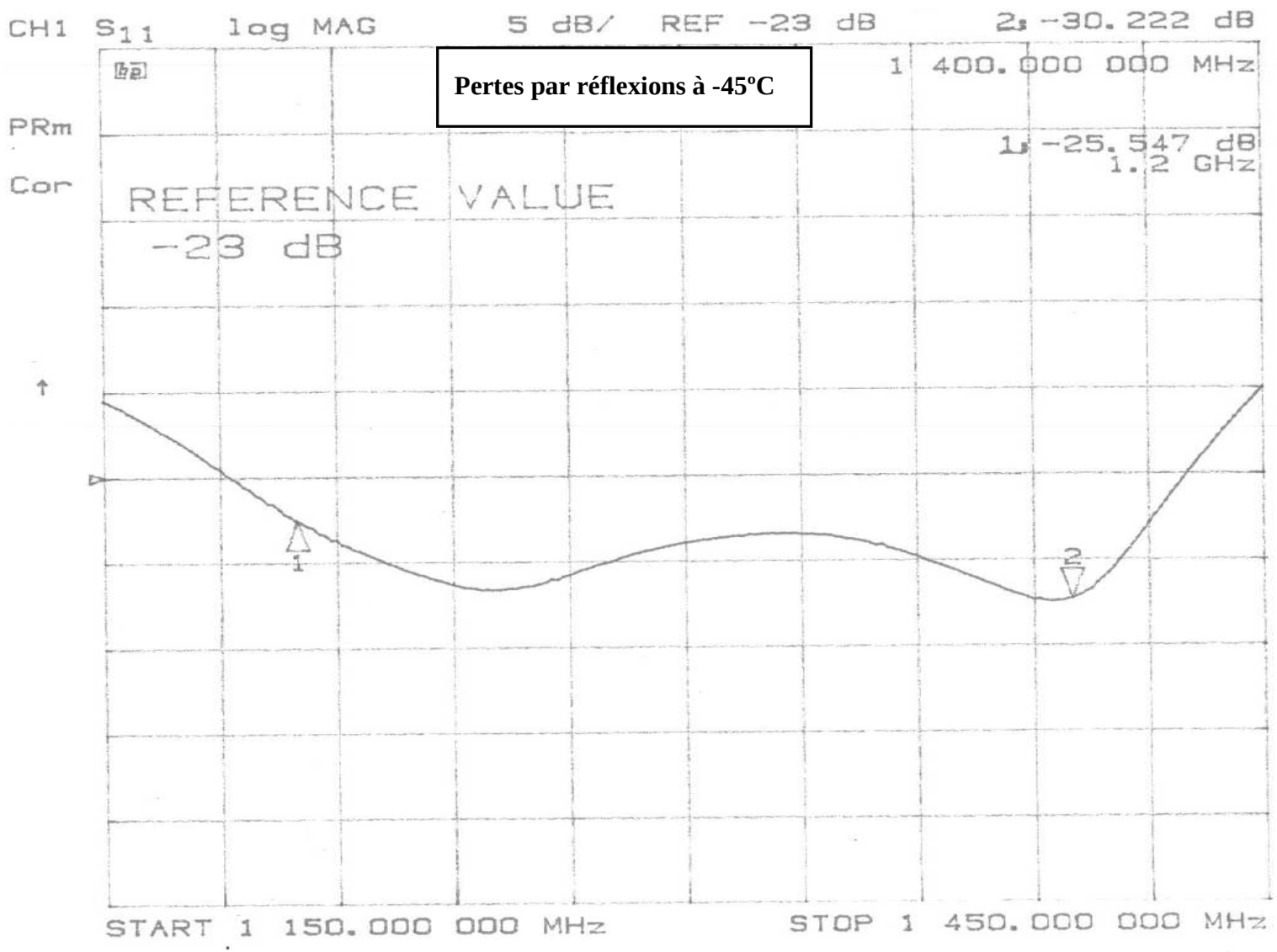
ANNEXE 6 – Test de température du Circulateur magnétisé au-delà de la résonance de Kittel

Pour ce nouveau modèle, les tests ont été réalisés dans les mêmes conditions que dans l'Annexe 5.

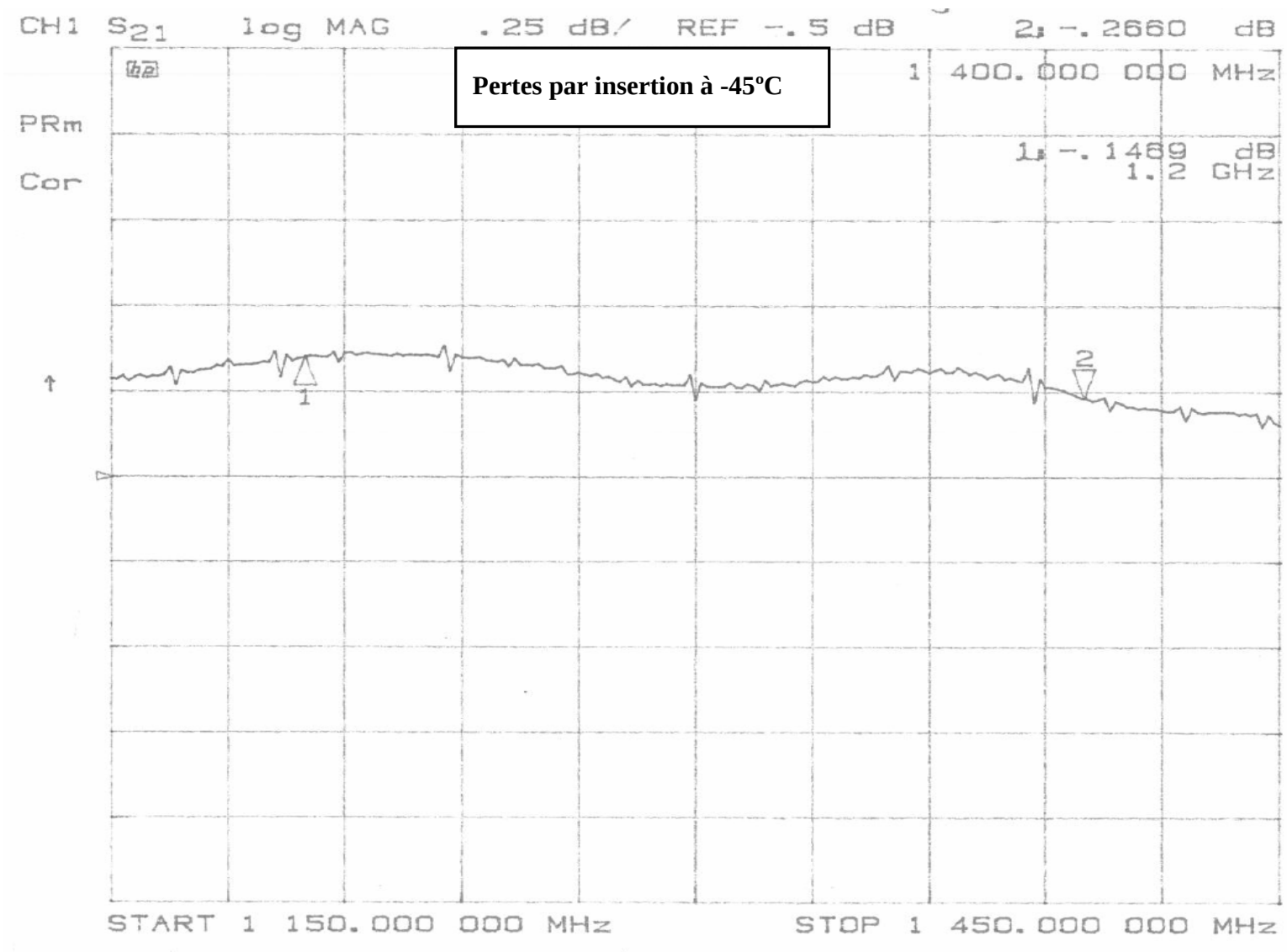
Les performances mesurées sont :

- Pertes par réflexion en (dB);
- Pertes par insertion en (dB);
- Isolation en (dB).

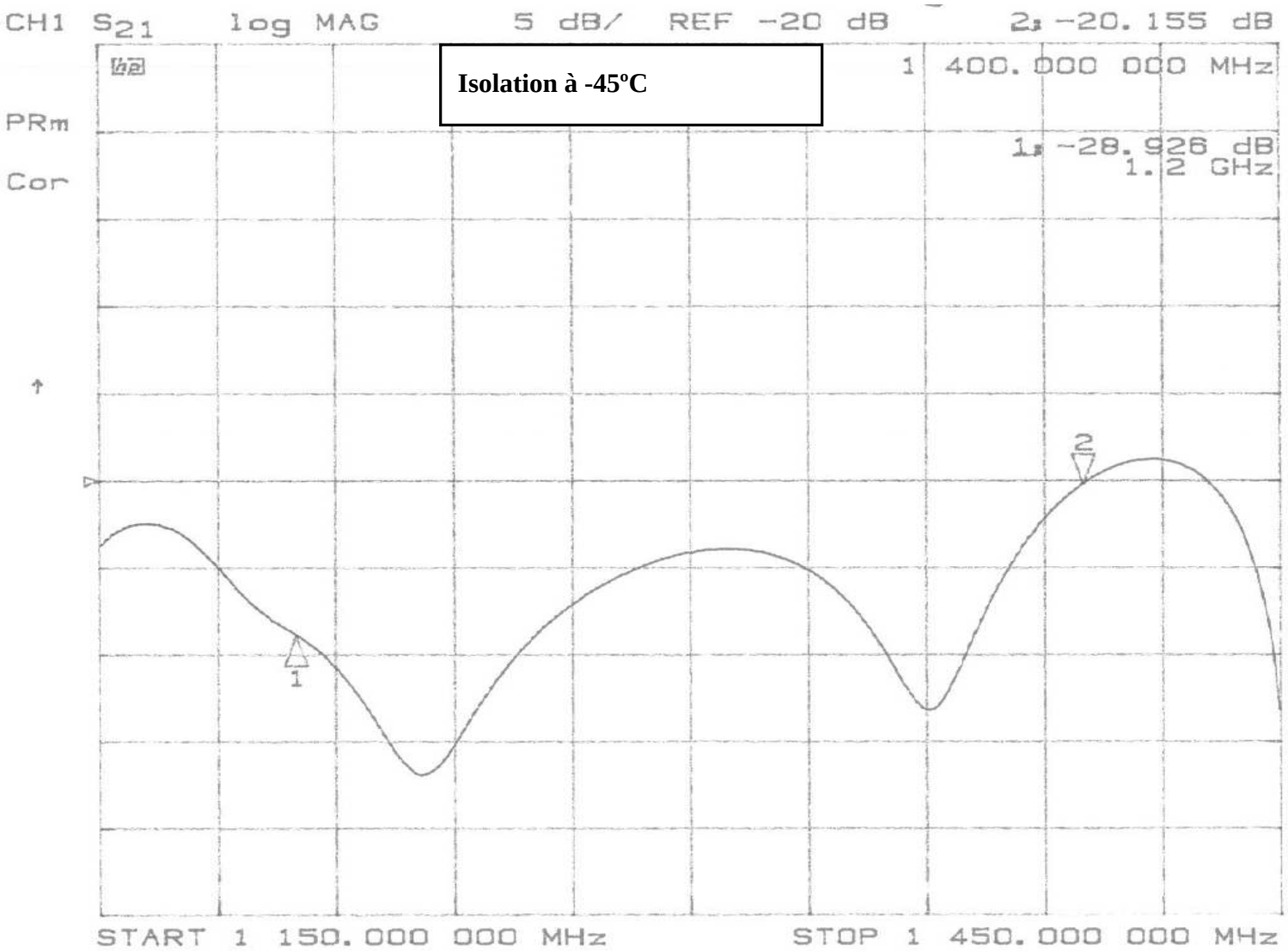
Étant donné la géométrie symétrique du circulateur (forme en Y), les mesures sont prises à une seule voie.



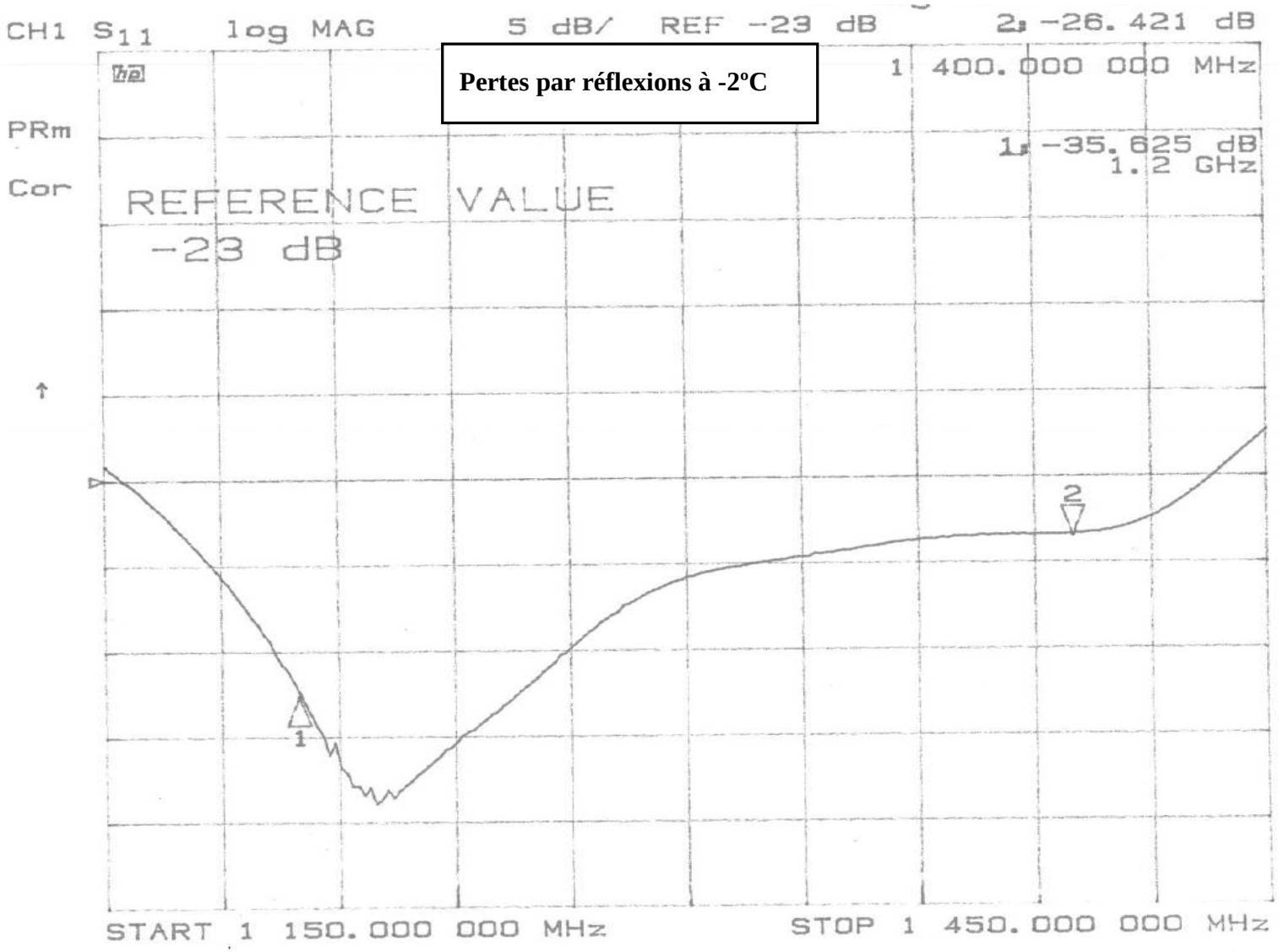
Pertes par réflexions à -45ºC



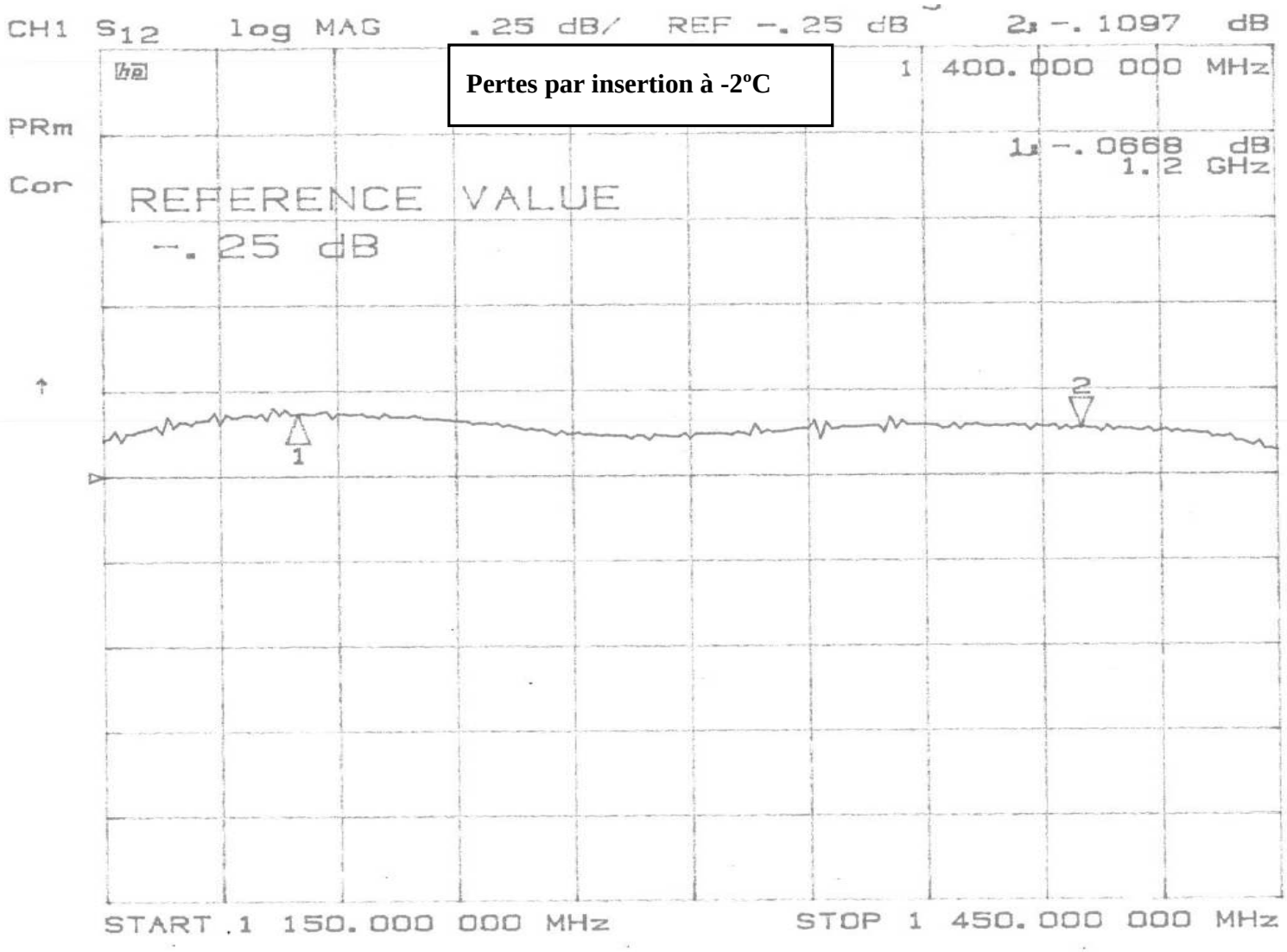
Pertes par insertion à -45ºC



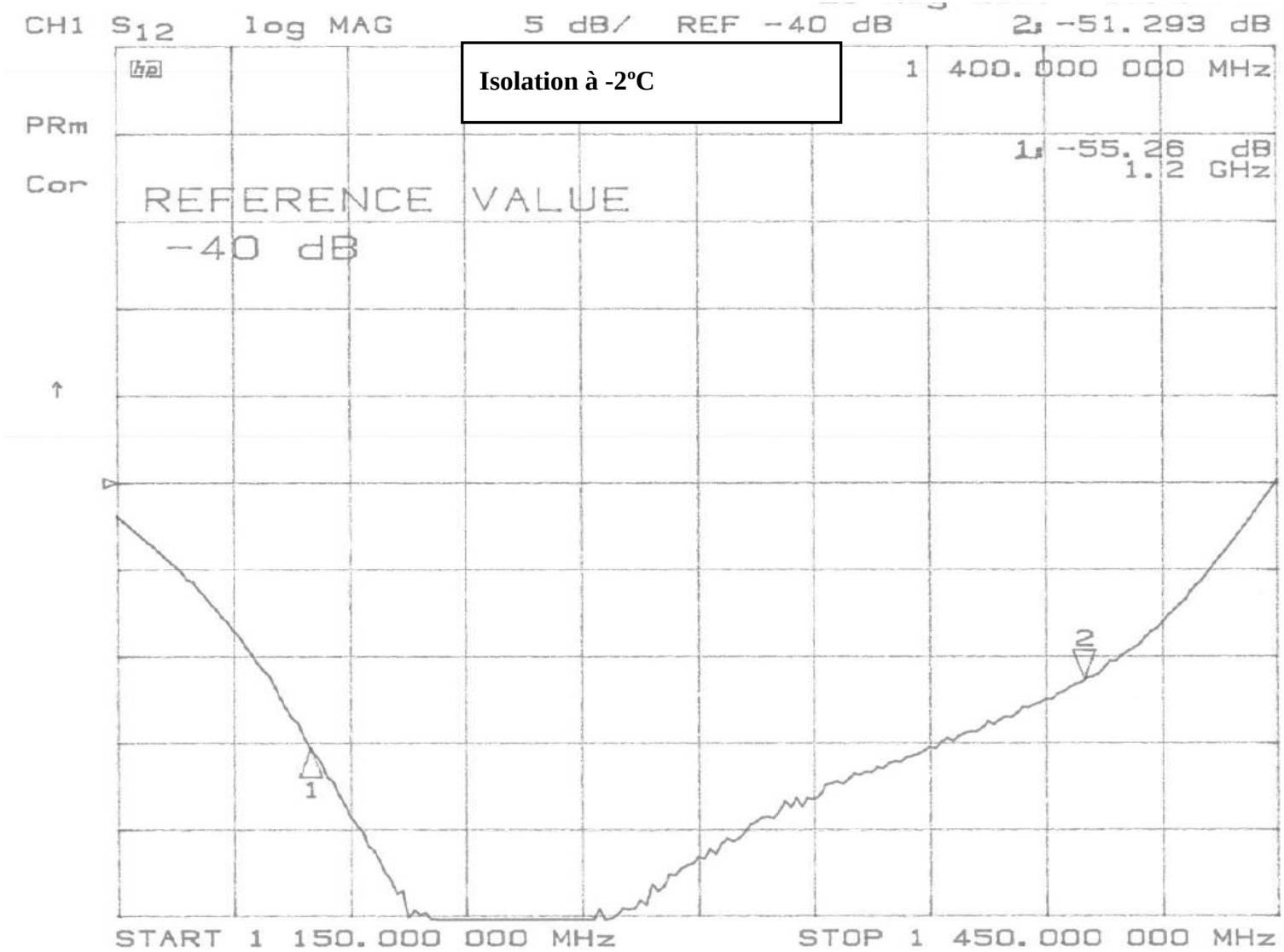
Isolation à -45ºC



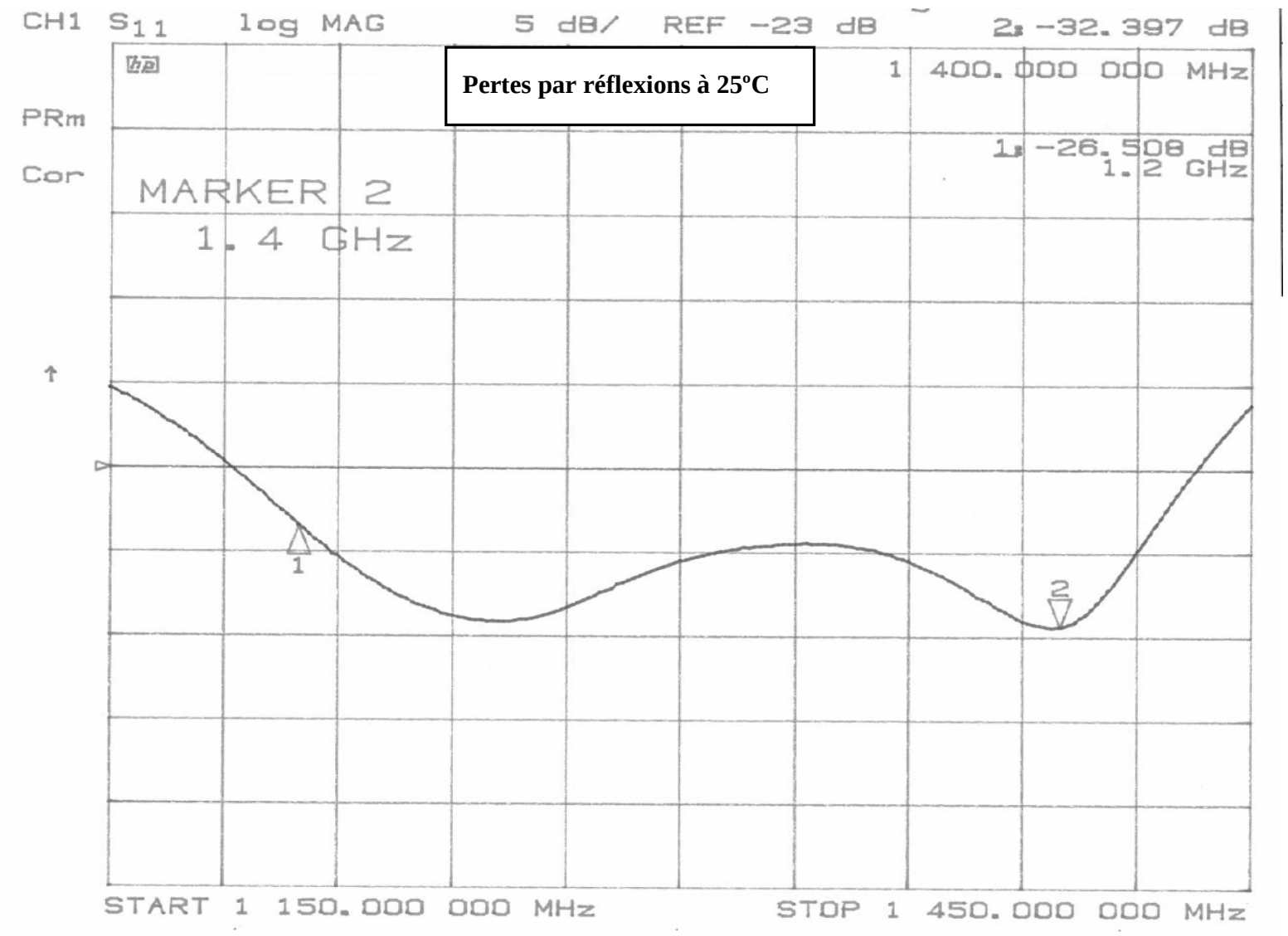
Pertes par réflexions à -2ºC



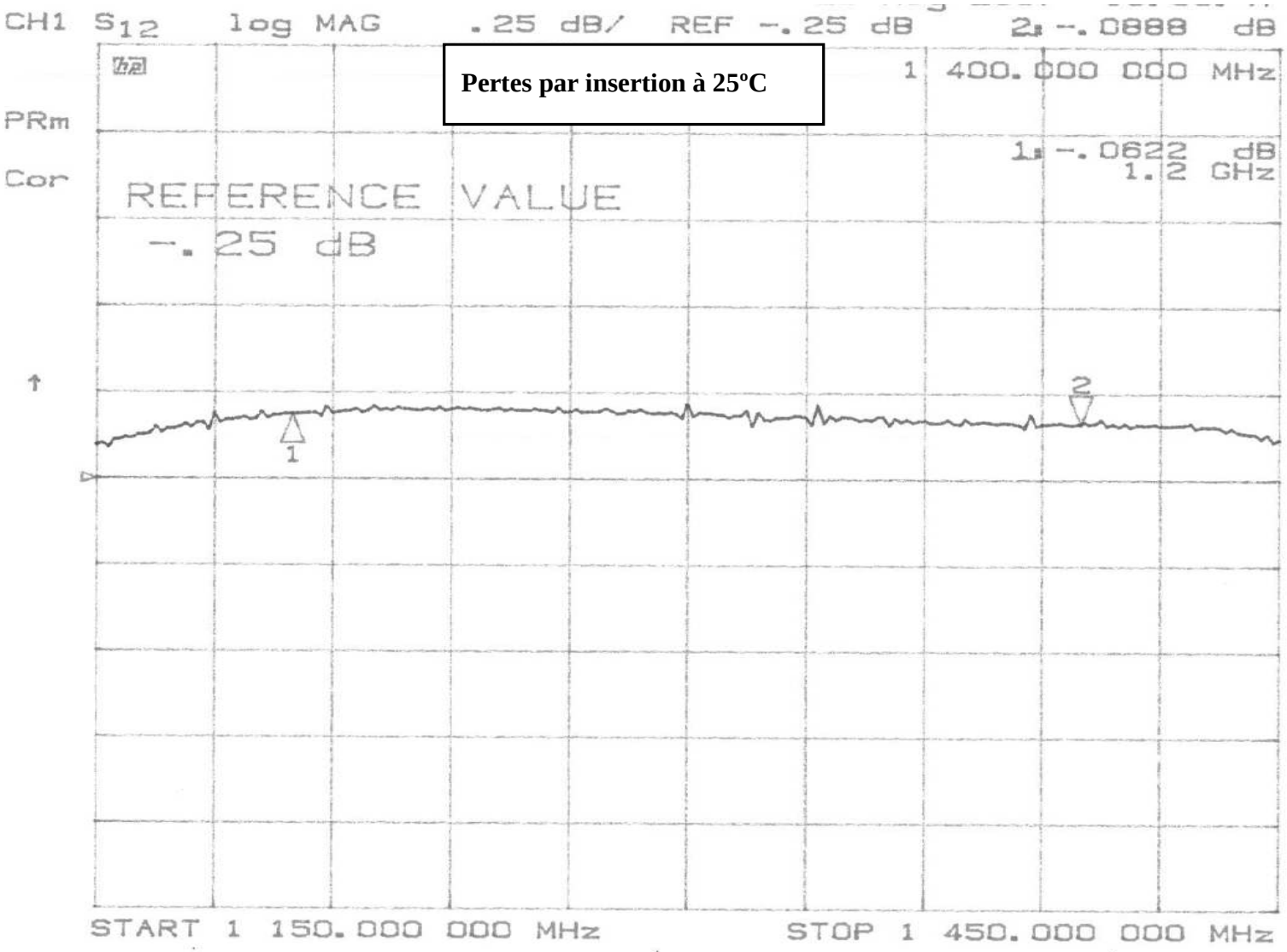
Pertes par insertion à -2ºC



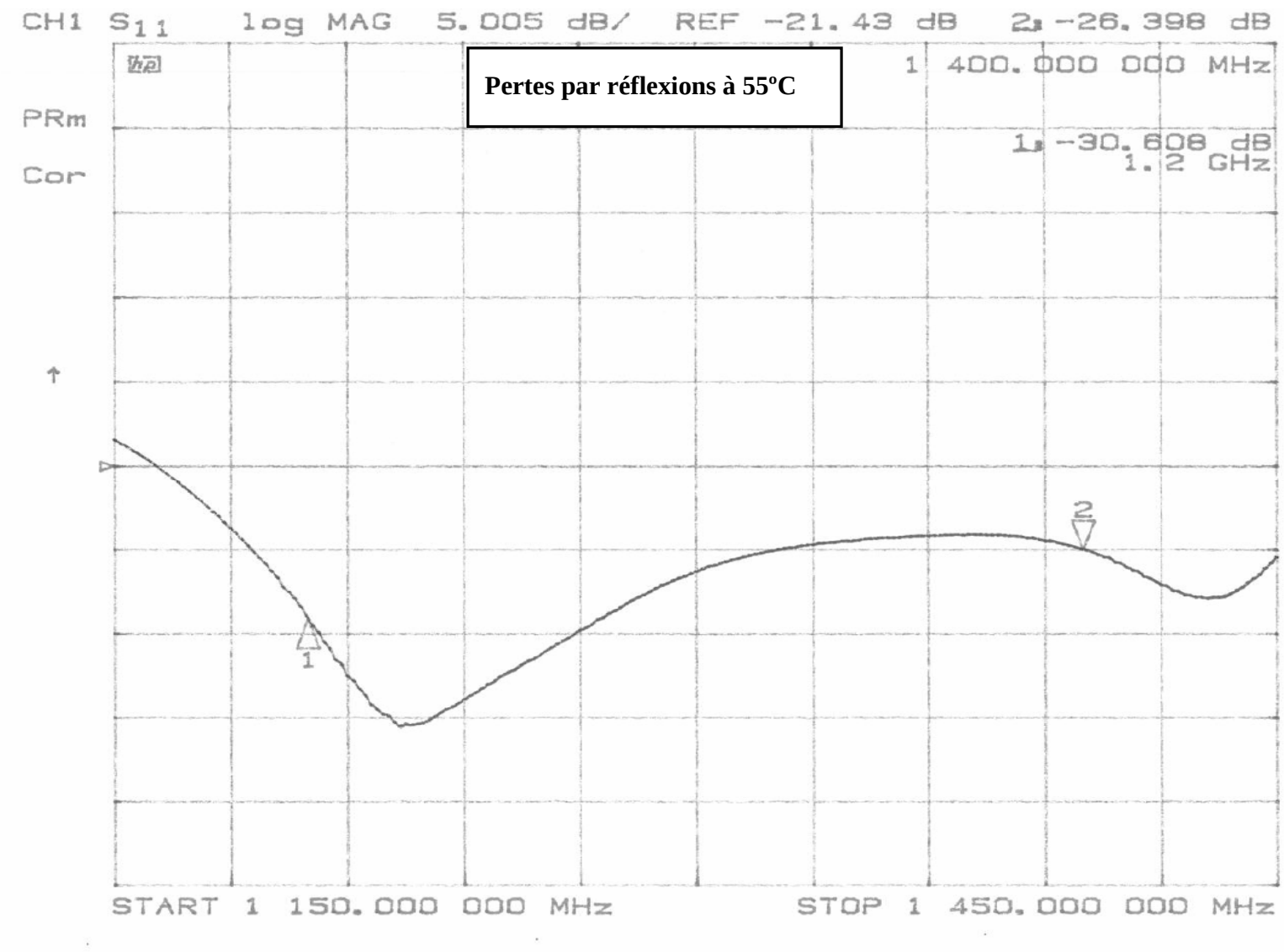
Isolation à -2ºC



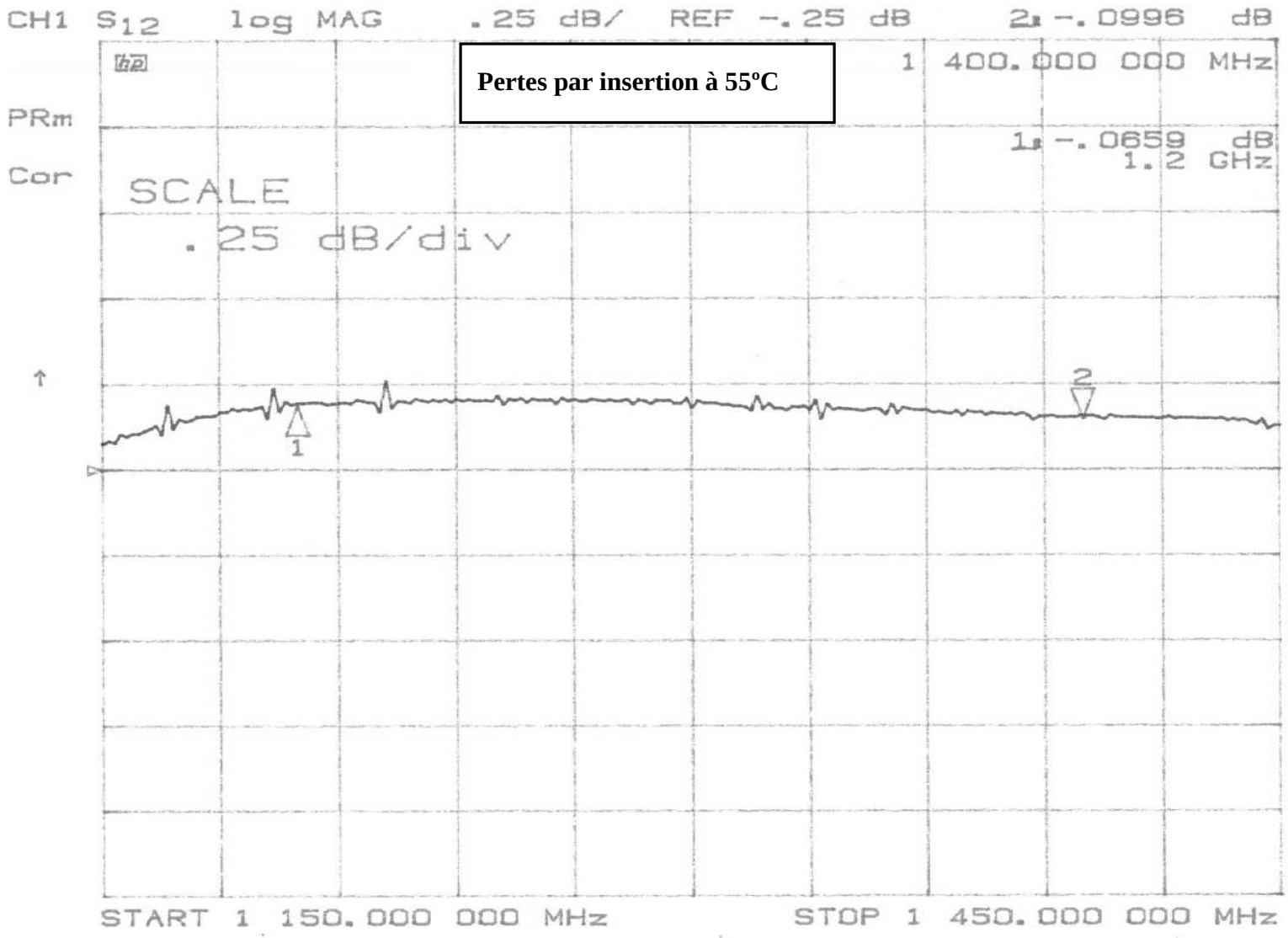
Pertes par réflexions à 25ºC



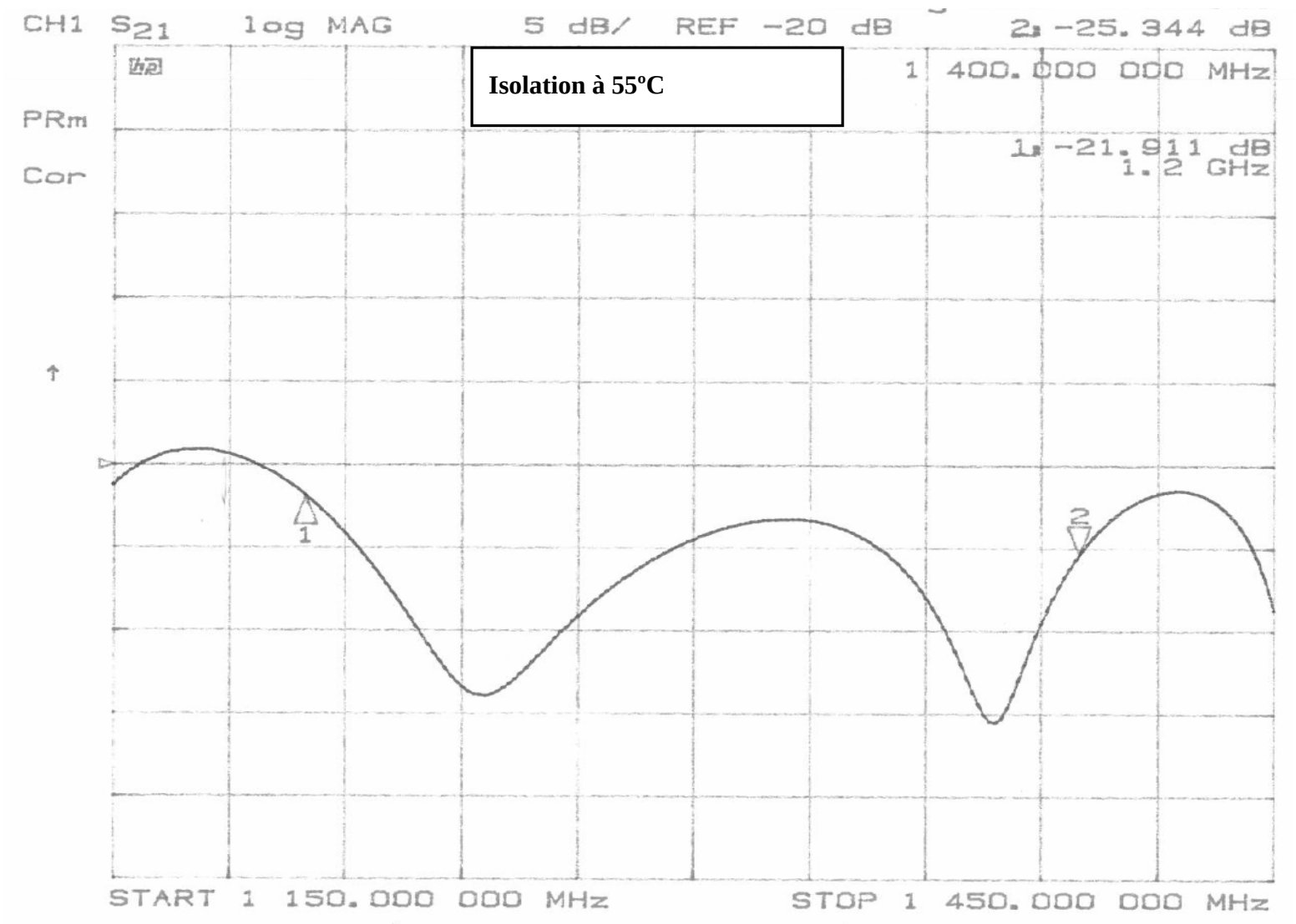
Pertes par insertion à 25ºC



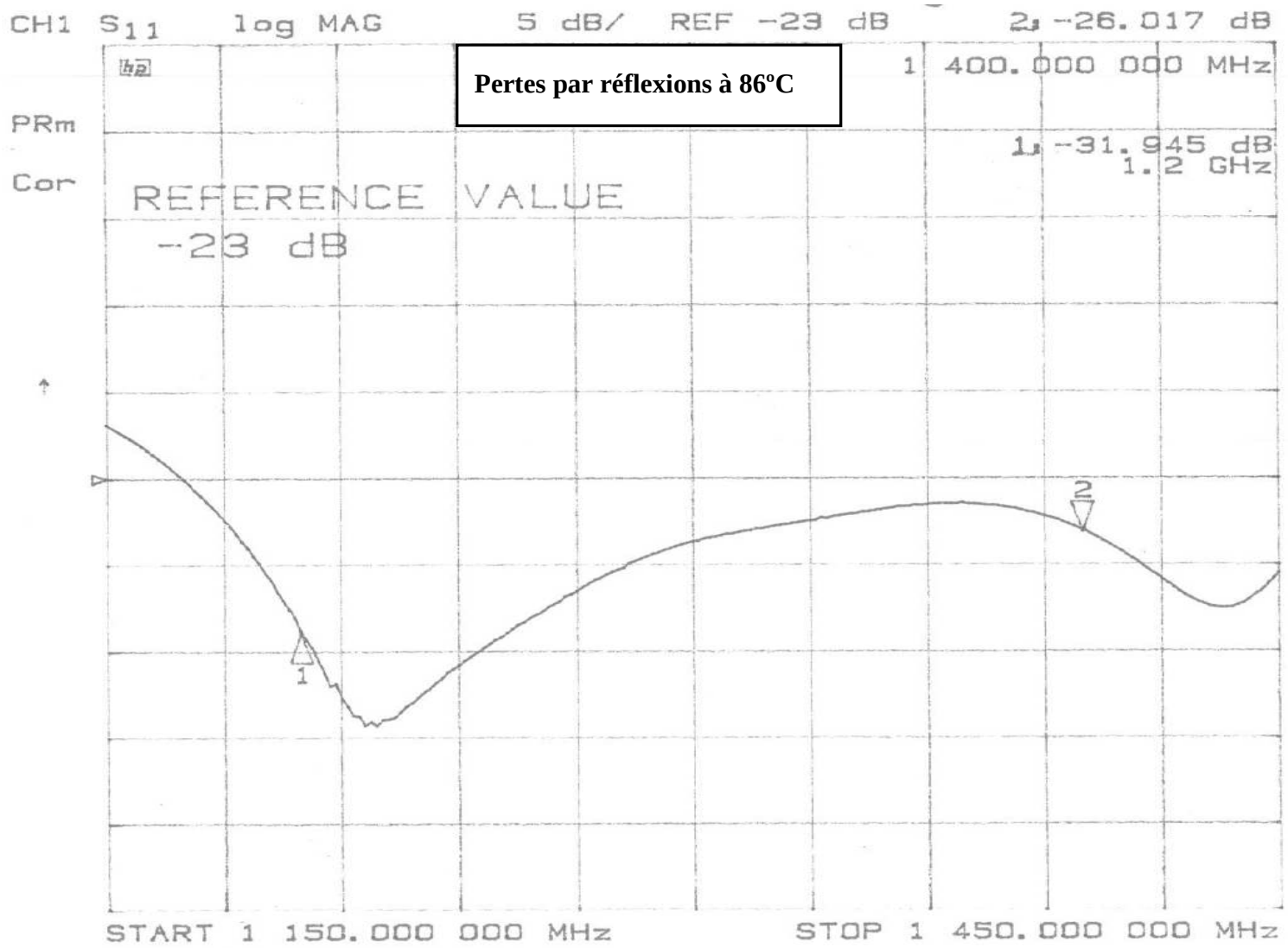
Pertes par réflexions à 55ºC



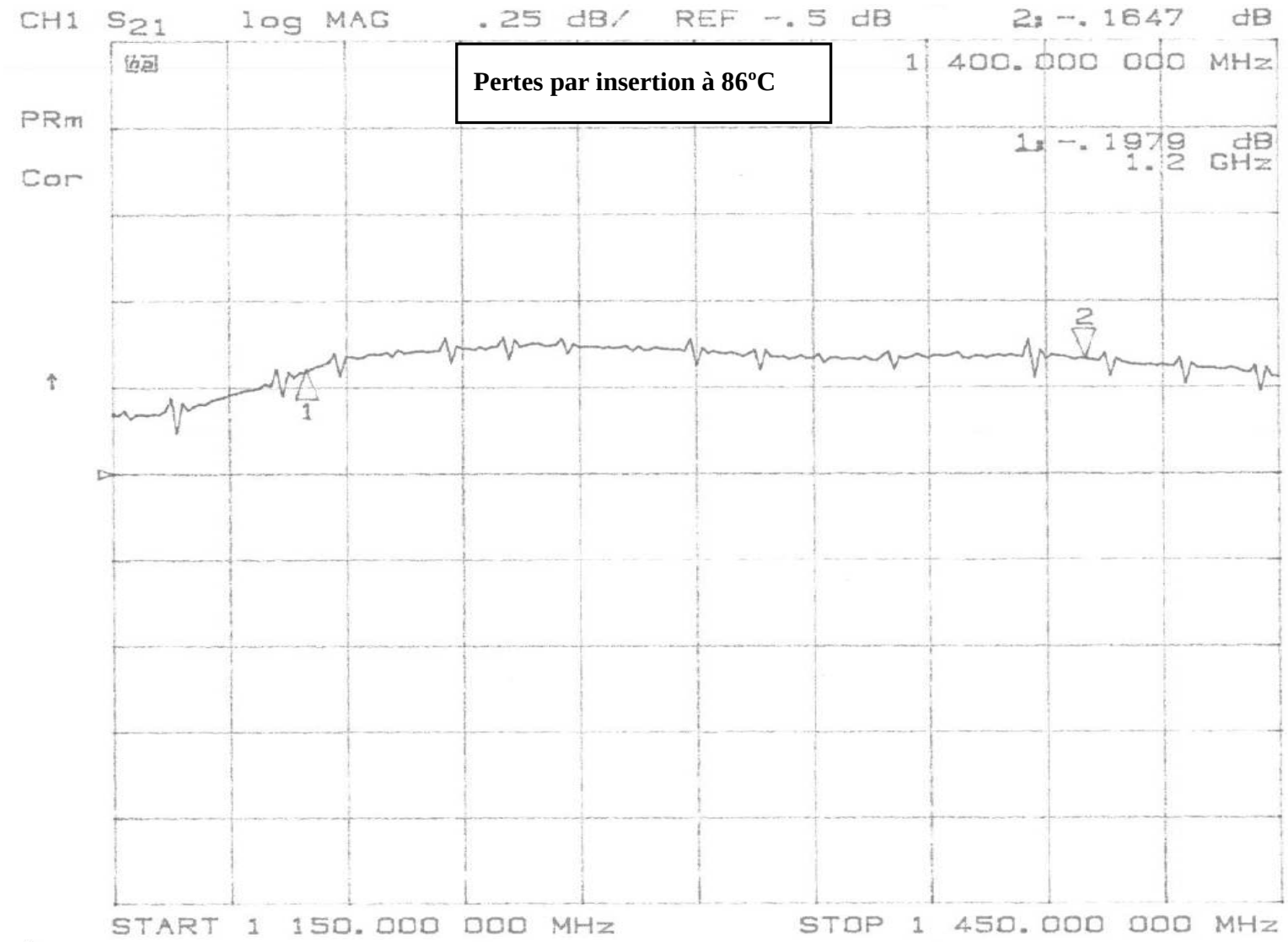
Pertes par insertion à 55ºC



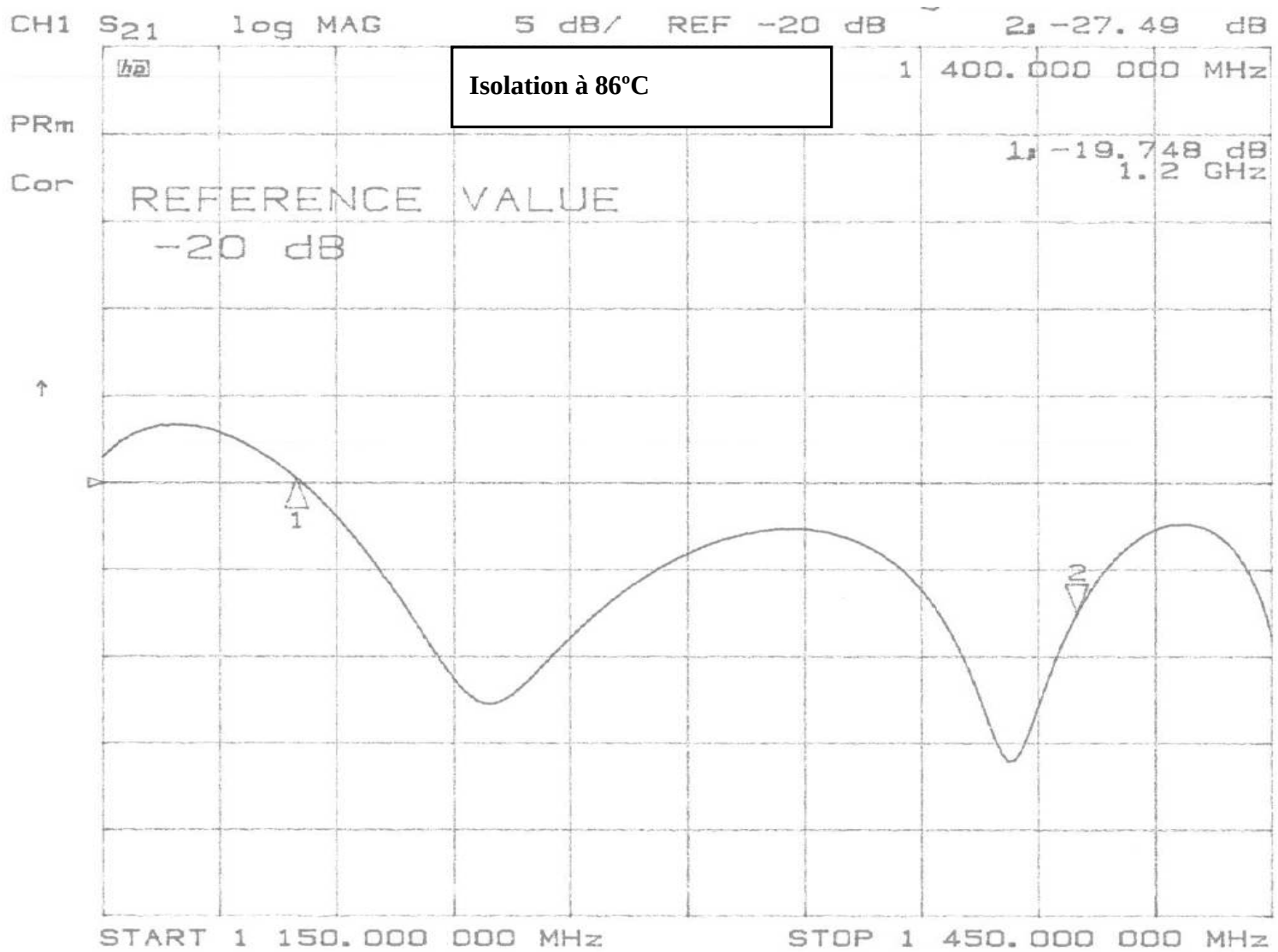
Isolation à 55ºC



Pertes par réflexions à 86ºC



Pertes par insertion à 86ºC



Isolation à 86°C

Les performances électriques du circulateur, à travers toute la fenêtre de température de test (-45 ºC jusqu'à 86 º), rencontrent les spécifications du design. Cependant, à -45 ºC, un léger ajustement au niveau du champ magnétique est requis pour avoir une meilleure marge au niveau de l'isolation et des pertes par insertion. Les résultats obtenus après ajustement sont détaillés dans le chapitre 5.

Ainsi, les résultats du test en température de ce circulateur magnétisé au-delà de la résonance de Kittel démontrent une excellente stabilité.