

Titre:	Développement d'un système pour la mesure du taux de vide dans un écoulement diphasique par une méthode utilisant des micro-ondes
Author:	Steven Pochet
Date:	2012
Type:	Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis
Référence:	Pochet, S. (2012). Développement d'un système pour la mesure du taux de vide dans un écoulement diphasique par une méthode utilisant des micro-ondes [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/896/
Citation:	

Document en libre accès dans PolyPublie

Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/896/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Alberto Teyssedou, & Cevdet Akyel
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

DÉVELOPPEMENT D'UN SYSTÈME POUR LA MESURE DU TAUX DE
VIDE DANS UN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE PAR UNE MÉTHODE
UTILISANT DES MICRO-ONDES

STEVEN POCHET

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)

JUILLET 2012

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

DÉVELOPPEMENT D'UN SYSTÈME POUR LA MESURE DU TAUX DE
VIDE DANS UN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE PAR UNE MÉTHODE
UTILISANT DES MICRO-ONDES

présenté par : POCHET Steven

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

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

M. KOCLAS Jean, Ph.D., Président

M. TEYSSEDOU Alberto, Ph.D., membre et directeur de recherche

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

Mme SANTATO Clara, Ph.D., membre

DÉDICACE

À mes parents

REMERCIEMENTS

Je tiens à sincèrement remercier mon directeur de recherche Alberto Teyssedou et codirecteur Cevdet Akyel pour m'avoir donné l'opportunité et la chance d'effectuer ce travail de maîtrise en leur compagnie. Leur pédagogie et passion communicative pour la physique ainsi que leur encadrement m'ont permis de mener ce projet à bien.

Je leur suis profondément reconnaissant d'avoir cru en moi.

Je voudrais également remercier le corps professionnel du centre de recherche Polygrammes et en particulier Jules Gauthier pour ses conseils, dépannage et 'trucs et astuces' concernant le domaine des micro-ondes et sans qui je serai devenu fou, ainsi que Traian Antonescu pour avoir réalisé la fabrication des circuits.

Je remercie également Serge Tatu pour son aide quant à la théorie du six-ports et Bilel Bensalam pour m'avoir introduit à l'univers des lignes de transmission.

Je tiens aussi à remercier les étudiants et amis de l'institut de génie nucléaire qui m'ont soutenu et qui contribuent à la bonne ambiance au sein de l'institut.

Enfin, je remercie mes parents qui m'ont toujours soutenu à travers ma scolarité et encouragé dans mes projets, qu'ils soient académiques ou personnels.

RÉSUMÉ

La mesure du taux de vide est un paramètre important dans de nombreux secteurs industriels. Que ce soit pour prévenir le phénomène de flux de chaleur critique dans les tubes caloporteurs de centrales thermiques, l'explosion de poches de gaz remontant aux plates formes pétrolières ou encore la présence de bulles dans des cathéters médicaux, la connaissance du taux de vide est un paramètre déterminant dans nombres d'applications aussi diverses que variées. Plusieurs techniques de mesure intrusives et non intrusives ont été développées ces dernières décennies utilisant la différence des propriétés physiques des fluides lorsqu'ils se trouvent à l'état liquide ou gazeux. Certaines de ces techniques ne sont pas toujours possibles à mettre en place à cause de restrictions dans la géométrie et les propriétés des canaux d'écoulement ou de normes de règlementation limitant leur utilisation.

Nous proposons dans ce travail une nouvelle technique non intrusive de mesure de taux de vide d'un écoulement diphasique basé sur la réflexion d'ondes électromagnétiques à l'interface eau-air d'un mélange. La réflexion des ondes est induite par un changement de l'impédance du milieu de propagation. L'impédance est fonction des propriétés diélectriques de ce milieu. Les caractéristiques physiques de l'eau et de l'air étant distinctes, on peut calculer le coefficient de réflexion complexe à l'interface d'un milieu diphasique. Dans cette optique, une modélisation mathématique de la réponse d'une onde électromagnétique dans un tube contenant un mélange diphasique a été faite en utilisant le modèle des lignes de transmission, applicable aux fréquences micro-ondes que nous utilisons. Les effets de la quantité d'air dans l'eau ainsi que la position des bulles dans la section du tube (configuration de l'écoulement) ont été simulées. Il a été montré que la phase de l'onde réfléchie était sensible à la position de bulles dans la section de tube et que la norme du coefficient de réflexion variait en fonction du taux de vide de l'écoulement.

Dans un second temps, nous avons conçu et construit un système de réflectomètre six-ports fonctionnant à la fréquence de 2.45 GHz . Ce système permet le traitement et le calcul du coefficient de réflexion de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente. Un réseau six-ports, une antenne de type 'patch', un générateur d'onde, et un amplificateur ont été simulés à l'aide des logiciels *ADS* et *HFSS*. Ces composants ont été ensuite construits en utilisant la technologie des micro-rubans sur substrat diélectrique, puis l'ensemble du réflectomètre a été étalonné à 6 fréquences distinctes proches de 2.45 GHz . Pour ce faire, on a utilisé des

algorithmes de 4 et 5 charges qui nous ont permis un étalonnage nous donnant moins de 2 % d'erreurs.

Par la suite, le système a été mis en place : l'antenne a été installée contre la paroi d'un tube vertical rempli d'eau à température ambiante et reliée par un câble au système de mesure connecté à un ordinateur enregistrant et affichant le coefficient de réflexion complexe du mélange en temps réel. Une valve positionnée sous le tube permet de faire entrer l'air dans le tube et d'en varier le débit. Les résultats ont montré que le système était sensible aux variations du taux de vide à partir de 1% et suivait les prédictions du modèle simulé jusqu'à un taux de vide d'environ 10%. Possiblement du à un changement dans la configuration de l'écoulement à partir d'un taux de vide de 10%, le signal ne varie plus de façon monotone. On a montré que le phénomène de diffusion de Rayleigh de la part des bulles d'air participait à la réponse du coefficient de réflexion. Des photographies de l'écoulement à divers taux de vide ont été prises et ont confirmé un changement de la configuration de l'écoulement.

En plaçant une tige en plexiglas pour simuler une géométrie d'écoulement localisé dans une position arbitraire de section de tube, on a remarqué que la variation de la phase de l'onde réfléchie était la même que le modèle lorsque la tige était placée dans un tube vide (milieu peu absorbant). Il est donc possible de déterminer la distance d'un objet dans une section de tube à partir de la lecture de la phase de l'onde réfléchie. Lorsque la tige est dans un milieu très absorbant comme de l'eau, il est possible de détecter la présence d'une tige en mouvement lorsque celle-ci se trouve suffisamment proche de l'antenne (moins de 2 longueurs d'onde) grâce encore une fois à la phase de l'onde réfléchie. La détection est néanmoins beaucoup plus ardue due à l'absorption de l'eau et ne peut fonctionner efficacement pour des tubes ayant des diamètres élevés par rapport à la longueur d'onde utilisée.

ABSTRACT

The measurement of the void fraction is an important parameter in many industrial fields. Whether it is to prevent the phenomenon of critical heat flux in heat tube of thermal power plants, the explosion of gas pockets in oil rigs' pipes or to detect bubbles in medical catheters, the knowledge of the void fraction can be a key parameter in many diverse applications. Several invasive and non-invasive measurements techniques have been developed these last decades and are based on the difference between the physical properties of liquid and gas. Some of these techniques are not always possible to implement due to restrictions in the geometry of tubes or regulatory standards limiting their use.

Throughout this work we propose a new non-invasive void fraction measurement technique based on the reflection of electromagnetic waves on the water-air interface of the mixture. The reflection of electromagnetic wave is induced by a change in the impedance of the propagation medium. The impedance is function of the dielectric properties of the medium. The characteristics of air and water being distinct, it is possible to calculate the complex reflection coefficient at the interface of a double phase mixture. To this end, mathematical modeling of the response of an electromagnetic wave in a tube containing a two phase mixture was made using the model of transmission lines, applicable to microwave frequencies we use. The effects of the amount of air in water and the position of the bubbles in the section of the tube were simulated. It was shown that the phase of the reflected wave was sensitive to the position of bubbles in the tube's section and that the magnitude of the reflection coefficient varied with the mixture's void fraction.

Subsequently, we designed and built a six-ports reflectometer operating at 2.45 *GHz*. This system allows the processing and calculation of the reflected wave from the incident wave. A six-ports network, a patch antenna, a wave generator and an amplifier were simulated using *HFSS* and *ADS* software. They were then built using the technology of micro-strips on dielectric laminates and the entire system was then calibrated at 6 different frequencies near 2.45 *GHz*. To this end, we used 4 and 5 loads calibration algorithms that gave us calibrated results with less than 2 % errors.

Afterwards, the system was implemented: the antenna was placed tangent to the wall of a vertical tube and connected to the six-ports which was connected to a computer recording and

displaying the results in real time. A valve positioned under the tube allows air into the tube and to vary the flow rate. The results showed that the system was sensitive to changes in void fraction from 1% and followed the predictions of the simulated model to a void fraction of about 10%. Possibly due to a change in the structure of the flow for a void fraction of 10%, the signal no longer varies monotonically with respect to the increasing void fraction possibly because of a change in the flow's configuration. It was shown that the Rayleigh scattering phenomena of air bubbles was involved in the reflection coefficient response. Pictures of the stream at various void fraction state were taken and confirmed a change in the flow's configuration.

By placing a Plexiglas rod to simulate a flow geometry located in the section of the tube, it was noted that the change in phase of the reflected wave was the same as the model when the rod was placed in an empty tube (very few attenuation loss environment). Hence, it is possible to determine the distance of an object in a section of tube from the measurement of the reflected wave's phase. When the rod is in a very absorbent medium such as water, it is possible to detect a moving rod when it is sufficiently close to the antenna (less than two wavelengths) thanks again to the phase variation. However, detection is still much more difficult due to the absorption of water and can not function effectively for tubes with high diameters compared with the electromagnetic wavelength used.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ	V
ABSTRACT	VII
TABLE DES MATIÈRES	IX
LISTE DES TABLEAUX	XII
LISTE DES FIGURES	XIII
LISTE DES ANNEXES	XVII
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Écoulements diphasiques	2
1.2 Micro-ondes	4
CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE	6
2.1 Les techniques non intrusives	6
2.2 Les techniques intrusives	10
CHAPITRE 3 PROPOSITION D'UNE NOUVELLE TECHNIQUE DE MESURE	13
CHAPITRE 4 LES TECHNIQUES DES MICRO-ONDES	16
4.1 Propagation et transmission des ondes électromagnétiques dans les lignes de transmission	17
4.2 La diffusion des ondes électromagnétiques : diffusion de Mie	26
4.3 Modèle mathématique	29
CHAPITRE 5 INSTRUMENTATION PROPOSÉE	41
5.1 Le générateur d'onde (VCO)	41
5.2 L'amplificateur séparateur	43
5.3 Le coupleur six-ports	48

	x
5.3.1 Théorie du coupleur à six-ports : la matrice de transfert.....	48
5.3.2 Conception d'un coupleur à six-ports	52
5.3.3 Fabrication d'un coupleur générique ainsi que du six-ports proposé.....	59
5.4 L'antenne.....	63
5.5 Les détecteurs	66
5.5.1 Les détecteurs linéaires	66
5.5.2 Les détecteurs logarithmiques.....	67
5.6 Le système d'acquisition des données	69
5.7 L'atténuateur	70
CHAPITRE 6 SIMULATIONS ET FABRICATION DES COMPOSANTS	71
6.1 Simulation du coupleur	71
6.2 Simulation du six-ports	73
6.3 Simulation de l'antenne.....	75
CHAPITRE 7 MONTAGE EXPÉRIMENTAL	80
7.1 Description du montage	80
7.2 Étalonnage du système six-ports	83
7.2.1 Algorithme utilisant 4 charges	85
7.2.2 Algorithme utilisant 5 charges	88
7.3 Résultats d'étalonnage du système six-ports.....	91
CHAPITRE 8 MESURES DU TAUX DE VIDE ET ANALYSE DES RÉSULTATS.....	95
8.1 Mesures du taux de vide moyen.....	95
8.2 Mesures à taux de vide fixe.....	109
8.2.1 Tube ne contenant que de l'air avec une tige en Plexiglas.....	110
8.2.2 Tube ne contenant que de l'eau avec une tige en Plexiglas	113
CONCLUSION.....	116

RÉFÉRENCES.....	118
ANNEXES.....	123

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1 : Caractéristiques physiques de certains matériaux.....	31
Tableau 6.1 : Paramètres de dispersion du six-ports simulé.	74
Tableau 6.2 : Comparaison des paramètres de dispersion prévu par la théorie avec ceux obtenus par les simulations et les valeurs mesurées.	75
Tableau 7.1 : Matrices X pour différentes fréquences.....	94

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Différents type d'écoulement diphasiques dans des tubes verticaux [1].	3
Figure 1.2 : Schéma d'un dispositif à 2 ports avec des ondes incidentes et réfléchies à chaque port.	5
Figure 3.1 : Schéma global de l'instrumentation proposée.	14
Figure 4.1 : Interaction entre l'antenne, les ondes et le milieu diphasique et sa ligne de transmission équivalente.	19
Figure 4.2 : a) et b) Section infinitésimale d'une ligne de transmission typique et son circuit électrique équivalent.	20
Figure 4.3 : Ligne de transmission d'impédance Z_{0s} terminée par une impédance Z_c . La tension et le courant de la ligne arrivant à la charge sont dénotés e^+ et i^+ .	22
Figure 4.4 : Parties réelle et imaginaire d'un mélange où des sphères ($\epsilon_{r \text{ sphères}} = 3 - j10$) ayant de fortes pertes se trouvent dans un matériau sans pertes (l'air, $\epsilon_r = 1$) [54].	28
Figure 4.5 : Schématisation du parcours d'une onde électromagnétique se propageant dans l'air libre à travers un tube et réfléchissant sur une tige.	30
Figure 4.6 : Impédances rencontrées par le signal le long de la ligne de transmission.	30
Figure 4.7 : Représentation physique du modèle mathématique d'une ligne de transmission (figure 4.6).	33
Figure 4.8 : Schéma d'antenne avec un lobe d'émission et une tige se déplaçant selon l'axe horizontal.	34
Figure 4.9 : Variation du coefficient de réflexion complexe d'une tige de plexiglas lorsqu'on la fait bouger dans un tube rempli d'air selon la figure 4.8. En bleu : sans le facteur P , en vert : en prenant compte du facteur P .	35
Figure 4.10 : Valeurs du coefficient de réflexion en fonction de la position d'une tige de Plexiglas dans un tube contenant de l'eau. L'étoile rouge représente l'origine, la croix rouge représente le coefficient de réflexion d'un milieu ne contenant que de l'eau. En bleu : sans facteur P , en vert, avec le facteur P .	36

Figure 4.11 : Valeurs du coefficient de réflexion complexe en fonction de la distance de la tige par rapport à l'antenne dans un milieu ne contenant que de l'eau. En bleu : sans facteur P , en vert : avec facteur P	37
Figure 4.12 : Phase du coefficient de réflexion en fonction de la distance antenne-tige.	38
Figure 4.13 : Phase du coefficient de réflexion Γ en tenant compte du facteur P	39
Figure 4.14 : Phase du coefficient de réflexion Γ dans un tube rempli d'air.	40
Figure 5.1 : Réponse du générateur micro-onde en fonction de la tension variable appliquée.	42
Figure 5.2 : Spectre du signal pour une tension de 5.922 V (choix arbitraire).....	43
Figure 5.3 : Parcours du signal émis par l'oscillateur en présence d'un isolateur.	44
Figure 5.4 : Schéma du PCB conçu pour la fabrication de l'amplificateur isolateur.....	45
Figure 5.5 : Effet de la ligne de transmission de type ' <i>butterfly stub</i> ' sur le parcours du signal dévié.....	46
Figure 5.6 : Paramètres S de l'amplificateur isolateur en fonction de la fréquence.....	47
Figure 5.7 : Système généralisé à six-ports.....	49
Figure 5.8 : Représentation schématique d'un coupleur à 4 ports.	53
Figure 5.9 : Modèle d'un réflectomètre six-ports basé sur l'utilisation des coupleurs hybrides à 4 ports.....	54
Figure 5.10 : Propagation d'un signal généré par l'oscillateur jusqu'au port #1.....	55
Figure 5.11 : Représentation schématique des cercles donnée par l'équation 5.24.	57
Figure 5.12 : Zone de croisement des cercles (en gris) pour un six-ports comportant des imperfections.	58
Figure 5.13 : Cas d'une conception incorrecte d'un six-ports.	58
Figure 5.14 : Structure du coupleur hybride $\pi/2$ de type 'carré' en utilisant la technologie des micro-rubans.	60
Figure 5.15 : Structure d'un coupleur hybride $\pi/2$ de type 'circulaire'.....	61

Figure 5.16 : Photo du six-ports construit.	62
Figure 5.17 : Schéma d'une antenne de type patch.	64
Figure 5.18 : Diagramme de rayonnement d'une antenne de type patch [63].	65
Figure 5.19 : Abaque de Smith montrant l'emplacement de la charge (point noir) induite par la réflexion d'une onde de fréquence 2.45 <i>GHz</i> à l'entrée de la diode Schottky.	67
Figure 5.20 : Courbes d'étalonnage des quatre détecteurs à une fréquence centrale de 2.45 <i>GHz</i> .	68
Figure 6.1 : Coefficients de dispersion d'un coupleur (de forme circulaire ou carrée) hybride $\lambda/4$ entre 1 et 4 <i>GHz</i> obtenues à l'aide de simulations. a) paramètres (d'atténuation) $S11$ et $S41$, b) (changement de phase) pour les paramètres $S31$ et $S21$ et c) paramètres (d'atténuation) $S31$ et $S21$.	72
Figure 6.2 : Modèle en 3 dimensions de l'antenne et son environnement.	76
Figure 6.3 : Résultats du paramètre $S11$ de l'antenne une fois le critère d'optimisation atteint.	77
Figure 6.4 : Dimensions et position du connecteur pour l'antenne patch.	78
Figure 6.5 : Photo de l'antenne de type 'patch' construite selon les spécifications discutées dans le texte.	78
Figure 6.6 : Paramètre $S11$ de l'antenne placée sur le tube en Plexiglas vide mesuré à l'aide de l'analyseur de réseau.	79
Figure 7.1 : Photo du montage expérimental.	80
Figure 7.2 : Diagramme du fonctionnement de l'ensemble du réflectomètre.	81
Figure 7.3 : a) Photos de l'ensemble oscillateur-amplificateur-atténuateur. b) Photo montrant l'antenne de type patch placée contre la paroi du tube (i.e., section d'essais).	82
Figure 7.4 : Deux des quatre détecteurs de puissance Mini-Circuits placés aux sorties du six-ports.	83
Figure 7.5 : Impédances des charges utilisées pour l'étalonnage du six-ports.	85
Figure 7.6 : Résultats du meilleur étalonnage représentés dans une abaque de Smith.	93

Figure 8.1 : Réponse normalisée en fonction du taux de vide moyen.	97
Figure 8.2 : Réponse normalisée en fonction de la vitesse superficielle.....	98
Figure 8.3 : Phase de l'onde réfléchie en fonction du taux de vide.	99
Figure 8.4 : Phase de l'onde réfléchie en fonction de la vitesse superficielle.....	99
Figure 8.5 : Photographies de l'écoulement pour différents débit d'air.....	100
Figure 8.6 : Mesures de coefficients de réflexion de différents matériaux placés autour du tube.....	102
Figure 8.7 : Nouvelle abaque de Smith corrigée.	103
Figure 8.8 : Permittivité diélectrique relative en fonction du taux de vide.....	104
Figure 8.9 : Taux de vide en fonction de la vitesse superficielle de l'écoulement.	105
Figure 8.10 : Répartition des bulles dans une section du tube. a) taux de vide faible, vitesse superficielle du gaz faible, répartition homogène. b) taux de vide élevé, vitesse superficielle du gaz élevé, répartition non homogène. c) taux de vide très élevé, vitesse superficielle du gaz très élevée, répartition de type 'écume'.....	106
Figure 8.11 : Diamètre moyen observé des bulles d'air en fonction du taux de vide.	107
Figure 8.12 : Diffusion de Rayleigh par les bulles d'air selon le modèle proposé. Les mesures expérimentales sont tracées à titre de comparaison.	108
Figure 8.13 : Parcours de la tige en Plexiglas. à l'intérieur du tube.....	109
Figure 8.14 : Phase de Γ par rapport à l'origine (0,0), en fonction de l'angle θ	110
Figure 8.15 : Coefficient de réflexion Γ lorsque la tige parcourt un tour complet dans le tube.	111
Figure 8.16 : Phase de Γ en fonction de la distance de la tige à l'antenne dans le nouveau repère.....	112
Figure 8.18 : Coefficient de réflexion lorsque la tige parcourt un tour complet dans le tube contenant de l'eau.	114
Figure 8.19 : Phase de Γ en fonction de la distance tige-antenne.	115

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE 1 – Programme d’étalonnage Matlab	123
ANNEXE 2 – Fonctions utilisées pour l’étalonnage	135
ANNEXE 3 – Caractéristiques techniques de l’oscillateur CVCO55BE	139
ANNEXE 4 – Caractéristiques techniques de l’amplificateur isolateur Gali-39	141
ANNEXE 5 – Caractéristiques techniques des détecteurs ZX47-55+	143

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

Plusieurs applications industrielles ont besoin de connaître le taux de vide d'un écoulement diphasique, ou l'apparition et la présence de bulles de gaz dans un écoulement liquide. Ces applications recouvrent des domaines très variés tels que des colonnes de distillation, des échangeurs de chaleur, des plates formes pétrolières, tubes caloporteurs ou cathéters médicaux. Par exemple dans une centrale nucléaire, le caloporteur circulant entre les barres de combustible à l'intérieur du cœur du réacteur peut entrer en ébullition. Des conditions d'ébullition excessives peuvent entraîner le phénomène de flux de chaleur critique (FCC) ce qui peut engendrer des conséquences d'accidents nucléaires.

Le flux de chaleur critique peut apparaître lorsque le liquide atteint la condition de saturation et que celui-ci commence à s'évaporer. Dans ce cas d'ébullition excessive, une mince pellicule de gaz peut se former sur la paroi intérieure du tube. Comme le coefficient de convection et de conduction de la vapeur d'eau est très inférieur à celui de l'eau liquide, la chaleur n'est plus transférée de la paroi chauffée au liquide de façon efficace ou optimale.

Ce phénomène entraîne un mauvais refroidissement du système pouvant entraîner la destruction ou même la fonte du tube ou d'un élément de combustible nucléaire. Afin de contrôler et de prévenir l'apparition de ce phénomène, il faut caractériser les conditions qui provoquent le FCC par la mesure des paramètres déterminant d'écoulement, dont entre autre le taux de vide. Ce paramètre représente le rapport entre le volume occupé par le gaz, i.e., de la vapeur, et le volume total. La connaissance de la vitesse de l'écoulement ainsi que le titre permet d'estimer indirectement le taux de vide. Cependant, l'utilisation de cette technique implique que la vitesse du gaz et du liquide soit la même dans le tube, ce qui n'est pas le cas et peut légèrement fausser les résultats.

De nombreuses techniques ont été mises au point au cours des dernières décennies, techniques que nous allons détailler lors de la revue de littérature.

Avant de poursuivre, introduisons les définitions de certains termes qui se répèteront le long de ce mémoire. Les premiers termes introduits concernent la thermohydraulique, les autres concernent le domaine des micro-ondes.

1.1 Écoulements diphasiques

- Écoulement diphasique : écoulement d'un mélange ayant 2 phases, typiquement (et dans notre cas) un mélange de gaz et de liquide.
- Débit : le débit est défini comme étant le mouvement d'une certaine quantité par unité de temps. Plus précisément, le débit volumétrique (massique) est le volume (la masse) de fluide passant à travers une surface donnée par unité de temps. L'unité est le volume par seconde, m^3/s . Il ne faut pas confondre le débit volumétrique avec le flux.
- Flux : le flux est défini comme étant le mouvement d'une certaine quantité par unité de surface par unité de temps. Plus précisément, le flux volumétrique (massique) est le volume (la masse) de fluide par unité de surface par unité de temps. L'unité a les mêmes dimensions que la vitesse : $\text{Volume}/(\text{seconde} \cdot \text{m}^2) = m^3/(m^2 \cdot s) = m/s$. Cette quantité physique est aussi appelée la vitesse superficielle.
- Taux de vide : dans un écoulement diphasique (liquide/gaz), le taux de vide est défini comme étant la fraction d'un volume de contrôle occupé par la phase gazeuse. Elle se calcule comme suit :

$$\varepsilon = \frac{\int_V dV}{\int_V dV} = \frac{V_{\text{gas}}}{V_{\text{gas}} + V_{\text{liquide}}} \quad (1.1)$$

Si le volume de contrôle consiste en la section de passage multipliée par un élément de longueur infinitésimal dz , alors le taux de vide peut être considéré comme étant la fraction d'une surface occupée par la phase gazeuse c'est-à-dire :

$$\varepsilon = \frac{dz \int_A dA}{dz \int_A dA} = \frac{A_{\text{gas}}}{A_{\text{gas}} + A_{\text{liquide}}} \quad (1.2)$$

Souvent, le taux de vide varie selon la position le long de l'élément et il dépend aussi de la configuration de l'écoulement. Ainsi, la valeur du taux de vide fluctue dans le temps et en général, on doit exprimer soit le taux de vide instantané ou moyenné dans le temps.

- Les différentes structures d'écoulement diphasique que nous pouvons obtenir dans un tube sont les suivantes :

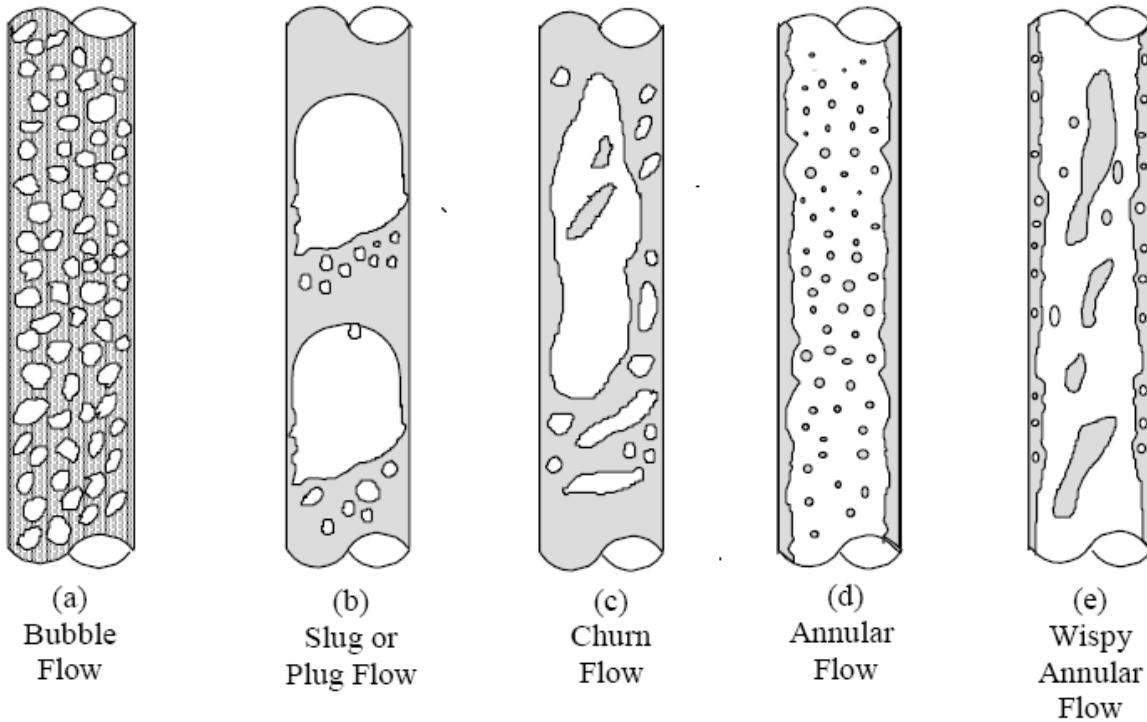


Figure 1.1 : Différents type d'écoulement diphasiques dans des tubes verticaux [1].

L'écoulement à bulles a) (*'bubble flow'*) consiste en de petites bulles réparties uniformément dans le tube. L'écoulement par bouchons b), (*'slug flow'*) se produit lorsque la vitesse de la phase gazeuse devient plus élevée. Les petites bulles se regroupent entre elles pour former des poches de gaz dont le diamètre avoisine celui du tube. Les poches de gaz sont séparées entre elles par des bouchons. L'écoulement agité c) (*'churn flow'*) se manifeste lorsque la vitesse de la phase gazeuse continue d'augmenter. Les poches de gaz de l'écoulement par bouchons (*'slug flow'*) se regroupent pour former de petits filaments de gaz répartis de façon chaotique dans l'écoulement. L'écoulement annulaire d) (*'annular flow'*) consiste en un cœur central de gaz avec le liquide réparti sur les parois du tube. La vitesse du gaz permet d'arracher des gouttes d'eau à la paroi du tube qui se retrouvent dans le flux de gaz. La

configuration à filaments liquides e) ('*wispy annular flow*') se produit lorsque le flux de gaz est très élevé. Le liquide est confiné sur les parois du tube. La vitesse du gaz produit des crêtes sur la partie liquide, ce qui permet au liquide d'entraîner de larges volume d'eau vers la partie centrale du canal.

1.2 Micro-ondes

- Six-ports / réseau six-ports : circuit comportant six accès (ports) utilisé dans la technologie des micro-ondes pour déterminer le coefficient de réflexion complexe d'une charge inconnue à partir de la lecture de 4 ports de mesure, en général dans une plage de fréquence limitée.
- Réflectomètre à six-ports : système à six-ports comportant les détecteurs, le générateur de micro-ondes, ainsi qu'une antenne.
- Paramètres de dispersion S : dans le domaine des radiofréquences, les paramètres S décrivent la dispersion du parcours d'une onde dans un dispositif électronique en comparant les signaux des entrées et sorties. Ceci est ainsi considéré comme une boîte noire. Un dispositif micro-onde est modélisé par un ensemble de ports (accès). Les paramètres S relient les signaux réfléchis avec les signaux incidents et émergents des ports du dispositif. On ne s'intéresse donc pas à ce qu'il se passe à l'intérieur du dispositif, mais seulement aux signaux incidents ou émergents à chaque port. Les éléments de la matrice de dispersion S sont calculés d'après :

$$S_{ij} = \frac{b_i}{a_j} \quad (1.3)$$

où a_j est l'onde incidente au port j et b_i est l'onde réfléchie au port i . Pour ce type de mesure, tous les autres ports doivent être terminés par des charges d'impédances adaptées ne produisant pas de réflexions.

Prenons l'exemple d'un dispositif à 2 ports (une entrée et une sortie) tel que montré à la figure 1.2, considéré comme une boîte noire.

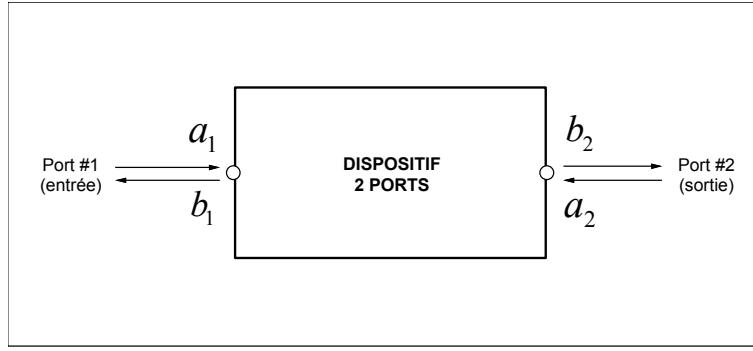


Figure 1.2 : Schéma d'un dispositif à 2 ports avec des ondes incidentes et réfléchies à chaque port.

Selon l'équation 1.3 on peut écrire le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} b_1 &= S11a_1 + S12a_2 \\ b_2 &= S21a_1 + S22a_2 \end{aligned} \quad (1.4)$$

ou dans la forme matricielle comme suit :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S11 & S12 \\ S21 & S22 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

- Analyseur de réseau : machine permettant de déterminer les paramètres S d'un circuit dont notamment le coefficient de réflexion complexe d'une charge inconnue ($S11$), sur une très large bande de fréquence. Les plus performants fonctionnent entre quelques MHz et plus de $110\ GHz$.

CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE

Les techniques de mesure du taux de vide peuvent être classées en 2 catégories : les techniques intrusives et les techniques non-intrusives. Les premiers travaux d'Hewitt [2] en ce sens ont vu le jour dès la fin des années 70.

2.1 Les techniques non intrusives.

Les techniques non intrusives impliquent des dispositifs situés à l'extérieur du tube n'interférant donc pas avec l'écoulement ou avec ses propriétés physiques. Derrière les techniques non intrusives, on trouve les 3 principes physiques suivants : la mesure de l'atténuation et de la diffusion de radiations nucléaires et d'ondes électromagnétiques traversant le canal et la mesure de propriétés physiques du mélange.

L'une des techniques de mesure les plus répandues est la mesure de l'atténuation d'un faisceau de rayons gamma, lorsque l'on connaît les coefficients d'atténuation à l'état liquide et gazeux du mélange. Lors de l'absorption du rayonnement gamma par un matériau d'une épaisseur connue, l'intensité du faisceau diminue selon la loi de Beer-Lambert. Connaissant l'intensité du faisceau incident, il est possible de déterminer le coefficient linéaire d'absorption du mélange et d'en déduire le taux de vide. Afin d'éviter tout effet de création de paires, il est nécessaire d'utiliser des rayons gamma dit de faible énergie, afin de privilégier les phénomènes d'absorption photo électrique et de Compton. Une source de rayons gamma et un détecteur sont placés de part et d'autre d'un écoulement. L'intensité du faisceau sortant du mélange est comparée avec l'intensité de la source [2]. Cette technique sert surtout à obtenir des valeurs de taux de vide de façon globale et a été améliorée en utilisant plusieurs détecteurs placées autour de la section d'essais [3, 4, 5, 6]. Les différentes intensités du faisceau collectées doivent être traitées pour pouvoir obtenir une information plus précise sur la valeur du taux de vide de façon locale. Plusieurs approches ont été mises au point, parmi lesquelles l'étude de la fonction de distribution [3] donnée par la réponse des détecteurs. Similairement à cette technique, l'utilisation d'un détecteur à large bande et de plusieurs faibles sources de radiations ou d'une source se déplaçant autour de la section d'essais a été investiguée [7, 8]. Bien que l'utilisation d'un seul détecteur soit moins dispendieuse, l'utilisation de plusieurs sources de radiations peut amener des problèmes de

bruit ou d'interférences et il peut être judicieux d'installer un système de filtre ('hélice' tournant en face du détecteur) pour s'en affranchir.

La diffusion est le processus par lequel une onde change de direction de propagation lorsqu'elle traverse un milieu. Le changement de direction sera d'autant plus important que les dimensions du milieu traversé sont petites. En général, on observera le phénomène de diffusion pour des objets dont la taille est inférieure au dixième de la longueur d'onde utilisée. La mesure de la diffusion de rayons gamma qui utilise une source de rayonnement plus puissante que pour l'absorption pour obtenir l'effet Compton a été étudiée [9, 10] mais relativement peu expérimentée due à un manque de praticabilité.

L'utilisation de rayons X peut être préférée aux rayons gamma du au fait qu'ils sont plus intenses tout en ayant des basses énergies de photons, ce qui rend leur détection plus facile et les temps de comptage beaucoup moins longs. Cependant, les sources de rayonnement fluctuent beaucoup dans le temps et nécessitent donc un faisceau de référence pour prendre en compte cette instabilité. Par ailleurs, la source de rayons X génère une grande quantité de photons pouvant interférer avec le système de mesure [11]. Le phénomène d'atténuation avec des rayons X a été étudiée utilisant 2 faisceaux [12] à partir d'une même source, et plusieurs faisceaux faisant appel à plusieurs détecteurs placés autour du canal [13]. Malgré le fait que les rayons X sont plus intenses que les rayons gamma, rendant les temps de comptage plus courts et pouvant être utilisés pour des conduites plus épaisses ou des écoulements dont la géométrie change rapidement, l'instabilité des sources rend le traitement mathématique du signal complexe. Il a été montré qu'il existe une énergie optimale de rayons X afin de minimiser les effets de fluctuations [14] et que l'incertitude sur la détermination du taux de vide diminue avec des taux de vide importants. L'utilisation des rayons X est donc plus efficace pour des mesures de grands taux de vide. Néanmoins, si le temps de comptage n'est pas critique, le type d'écoulement stable, et les parois du canal minces, on préférera l'utilisation des rayons gamma.

L'étude de l'atténuation et la diffusion de neutrons est intéressante lorsque l'écoulement contient de la matière de type 'hydrogène', soit de l'eau à l'état liquide ou gazeux. Puisque dans l'industrie énergétique, les écoulements contenant de l'eau sont particulièrement fréquents, de nombreuses études ont été publiées sur l'étude de l'utilisation de neutrons [15, 16, 17]. Un des avantages des neutrons sur les rayons X et gamma est qu'en général, les neutrons sont moins affectés par les parois *souvent métalliques* des canaux, par rapport aux rayons gamma, sensibles

aux matériaux ayant un fort numéro atomique. Les neutrons thermiques étant moins adaptés dû à leur forte absorption par l'eau, l'utilisation de neutrons rapides a été utilisée [18, 19, 20] en transmission et en diffusion. Plus particulièrement, plusieurs détecteurs à collimateur ont été installés pour détecter les neutrons arrivant que d'une seule direction [20, 21] afin d'avoir une mesure locale du taux de vide, dans l'axe source-détecteur.

L'utilisation de l'atténuation de rayons β a également fait l'objet de travaux [22, 23, 24] mais due à la forte absorption de ce type de rayonnement, leur utilisation est limitée à des taux de vide très élevés avec de minces parois de canal.

Plusieurs études comparatives ont été menés sur l'ensemble des techniques de mesures de taux de vide utilisant des radiations nucléaires [7, 25, 26]. Les principales difficultés rencontrées en utilisant ces techniques sont :

- L'accès réglementé à du matériel radioactif et sa manipulation délicate.
- Les erreurs de mesure dues aux fluctuations statistiques des sources de radiation, obligeant à de longs temps de comptage afin de minimiser les erreurs. Ces temps de comptage limitent les mesures à des écoulements lents où la géométrie ne change pas (régimes non transitoires).
- La présence de parois métalliques ou épaisses constituant le canal atténuant fortement le flux de particules.
- La fluctuation de l'écoulement lors d'une configuration de type 'slug flow' où le taux de vide local passe successivement d'une valeur proche de 1 vers presque 0. Comme on a besoin d'un certain temps de comptage, la valeur moyenne du taux de vide mesuré ne correspondra pas au taux de vide réel.
- L'utilisation de sources non mono-énergétiques. Certaines sources peuvent avoir un spectre d'énergie large pouvant mener à des confusions lors de la mesure du signal transmis et nécessitant des détecteurs adaptés.
- On ne peut parler de mesures de taux de vide locales, mais plutôt de mesures globales. Bien que des techniques utilisant plusieurs sources et détecteurs ont été mises au point permettant de réduire la zone du canal où le taux de vide est mesuré, il s'agit néanmoins de mesures globales.

Similairement à l'étude de la diffusion et de l'atténuation de particules nucléaires, l'utilisation de lumière à des fréquences visibles a fait l'objet de travaux dans le cas de faibles taux de vide où l'atténuation en transmission [27] et la diffusion [28] ont été étudiées. Les méthodes utilisant la lumière à des fréquences infrarouges ont l'avantage que certaines longueurs d'ondes dans l'infrarouge sont sensibles à la vapeur d'eau alors que d'autres fréquences proches ne le sont pas mais le sont pour l'eau liquide. Ainsi, en connaissant les coefficients d'absorption de chaque longueur d'onde utilisée selon l'état du fluide rencontré, la proportion d'eau, de vapeur et d'air peut être déterminée de façon précise. Cette technique a été testée dans des écoulements ayant un titre élevé [29].

À d'autres fréquences, les micro-ondes ont également fait l'objet d'expérimentations [30, 31], l'idée est de déterminer la fréquence de résonnance d'un mélange liquide gazeux à l'intérieur d'une cavité. La fréquence de résonnance étant fonction des propriétés diélectriques du milieu, il est possible d'en déduire la densité moyenne du milieu, et ainsi la proportion de gaz et de liquide d'un mélange après lecture de la fréquence de résonnance de la cavité.

Les méthodes acoustiques se basent sur le fait que la vitesse du son diffère selon le milieu de propagation de l'onde. En l'occurrence, lorsqu'un ultrason est émis et rencontre une interface gaz-liquide, il se produit un phénomène de réflexion du à la différence d'impédance du milieu : une partie de l'onde sera réfléchie. La différence de temps entre le moment où l'onde est émise et le moment où elle est collectée donne une indication sur la position de l'interface à l'intérieur du canal [32, 33, 34]. Les ultrasons sont souvent utilisés de nos jours en lien avec l'effet Doppler. Lorsqu'un ultrason réfléchit sur une interface en mouvement, l'onde réfléchie subira un changement de fréquence qui est fonction de la vitesse de l'interface en mouvement. Ainsi, en mesurant la vitesse de l'écoulement (i.e., le changement de fréquence de l'onde réfléchie) en 2 endroits différents d'un canal, il est possible de déterminer la différence de vitesse du mélange et de calculer la différence dans la valeur du taux de vide entre ces 2 points, moyennant quelques approximations (hypothèses sur la vitesse du gaz).

Les mesures des propriétés physiques du mélange concernent souvent la variation de la conductivité, de la permittivité diélectrique et de la perméabilité magnétique. En effet, en tenant compte que la permittivité d'un corps n'est pas la même lorsqu'il est à l'état liquide ou gazeux [35], on peut remarquer que la permittivité d'un écoulement change dépendamment de la fraction de vide présent dans une portion de canal. En recouvrant le tube de plaques de métal disposées de

différentes façons on peut observer le changement de la capacitance induite par le changement de permittivité et ainsi déterminer le taux de vide présent à ce moment dans le tube. Cette technique est comparable à un condensateur dont le diélectrique entre ses plaques change et auquel on mesure la capacitance [36, 37]. De cette manière, le profil de l'écoulement a pu être déterminé [38] en utilisant plusieurs paires d'électrodes diamétralement placées autour du tube. À l'instar d'un scanner IRM, chaque paire d'électrodes donne une réponse sur une faible portion de section de tube, et à l'aide de l'ensemble du dispositif, il est possible de reconstruire l'image du profil de l'écoulement. Il est à noter que lorsqu'on souhaite mesurer des taux de vide pour des écoulements électrolytiques (l'eau par exemple), la fréquence d'utilisation doit être d'au moins 1 *KHz*.

Similairement, la perméabilité magnétique est la faculté d'un matériau à modifier un champ magnétique externe. Ainsi, lorsqu'un champ magnétique est appliqué à un écoulement diphasique air-liquide, il est possible de mesurer l'inductance du milieu en entourant le tube de conducteurs métalliques, de façon à former une bobine. Lorsque le taux de vide change, la perméabilité moyenne de l'écoulement sera également modifiée. Ainsi en comparant la permittivité et la perméabilité avec un canal ne contenant que de l'eau ou de l'air il est possible d'extrapoler une relation liant la permittivité et la perméabilité du milieu avec le taux de vide de l'écoulement [39].

2.2 Les techniques intrusives.

Les techniques intrusives impliquent des dispositifs placés à l'intérieur du canal en contact direct avec l'écoulement. On retrouve principalement 2 méthodes intrusives : celles utilisant les propriétés optiques de l'eau et celles utilisant les propriétés électriques. Ces méthodes nécessitent l'utilisation de sondes pour pouvoir effectuer les mesures. Lorsque la partie active de la sonde est entourée de liquide la réponse de la sonde sera différente que lorsque celle-ci sera entourée de gaz. On peut ainsi en déduire une mesure locale du taux de vide dans un canal. Ces sondes étant en contact avec l'écoulement les effets hydrodynamiques et de tension de surface doivent être considérés. Leur espérance de vie dans des conditions de température et de pression non favorables est généralement courte.

Les sondes optiques utilisent les propriétés de réflexions de la lumière infrarouge lorsque celle-ci va rencontrer une bulle d'air proche de la sonde. Le principe de fonctionnement est basé

sur les lois de réfraction de Snell-Descartes [40]. Ainsi, en insérant une sonde optique dans le mélange, le coefficient de réflexion mesurée par la sonde à l'aide de la lumière réfléchie dépend de l'indice n de chaque phase. Dépendamment de l'état du fluide circulant à la pointe de la sonde, le coefficient de Fresnel mesuré va varier offrant la possibilité de faire un lien avec le taux de vide de l'écoulement. L'extrémité de la sonde consiste en 2 paroi se rejoignant selon un angle particulier permettant une réflexion totale interne de la lumière pour un milieu extérieur d'indice précis. Par exemple, lorsque la sonde est entourée d'une bulle d'air (indice $n_{air} = 1$), la lumière émanant de la tige va subir une réflexion totale interne et sera retournée dans la sonde alors que la lumière est perdue par réfraction lorsque la sonde sera entourée de liquide (indice $n_{eau} = 1.33$) [41]. L'utilisation de fibres optiques permet de s'affranchir des problèmes de corrosions inhérentes aux sondes électriques ; par contre, les sondes optiques sont très sensibles aux effets de tension de surface de l'eau. La tension de surface peut empêcher la bulle de se 'brisier' ou de se 'percer' au contact avec l'extrémité de la sonde. Un mince film de liquide sépare toujours la bulle déformée par la sonde empêchant le phénomène de réflexion totale interne. La sonde est toujours baignée par un mince film d'eau liquide. La tension de surface diminuant avec la température ($\sigma_{eau\ 18^\circ C} = 0.0729\ N/m$, $\sigma_{eau\ 80^\circ C} = 0.0625\ N/m$) [41] l'utilisation de cette technique est plus efficace dans des mélanges à hautes températures, à condition d'avoir une sonde résistant aux températures élevées.

L'utilisation de sondes électriques [42, 43] est basée sur la variation de l'impédance due à la variation de la conductivité du mélange. La conductivité d'un liquide n'étant pas la même qu'un gaz, il est possible de déterminer le taux de vide en mesurant la conductivité du fluide circulant à l'extrémité de la sonde. Les sondes électriques sont faites à partir de 2 électrodes placées très proches l'une de l'autre et parfaitement isolées. La variation du champ électrique dépend de l'état du fluide circulant entre les électrodes et est interprétée comme une mesure du taux de vide local de l'écoulement. Différentes géométries de pointes ont été étudiées modifiant la forme du champ électrique pour avoir des mesures plus adaptées du taux de vide dépendamment de la position de la sonde et du type d'écoulement. En plus des mêmes problèmes de tension de surface l'utilisation de sondes électriques est exposée à des problèmes de corrosion.

Les techniques d'anémométrie ont été étudiées et développées [44] et sont basées sur le chauffage par effet Joule de la pointe de la sonde. Le principe de ces sondes consiste à garder une température constante de la sonde dans l'écoulement en appliquant un courant électrique variable. Les coefficients de transfert de chaleur h étant très différents pour un fluide à l'état gazeux ou

liquide, l'intensité du courant électrique à apporter pour maintenir la sonde à la même température variera dépendamment de l'état du fluide entourant la sonde. Cette technique permet de donner une valeur locale du taux de vide. Le phénomène de tension de surface étant toujours présent, diverses méthodes ont été investiguées parmi lesquelles, la mise en place d'une tension de seuil dans le circuit électrique pour convertir la variation du signal en un signal de type créneau [45, 46].

Enfin, une des techniques les plus utilisées pour mesurer le taux de vide global est de ‘piéger’ rapidement l’écoulement circulant dans le canal entre 2 valves de fermeture : il s’agit de la technique de ‘*quick closing valves*’ et cette méthode est souvent utilisée pour étalonner les réponses données par les méthodes citées auparavant. Le taux de vide est déterminé en mesurant le volume occupé par le gaz sur le volume total compris entre les valves. La plupart des expériences utilisant ces techniques [47, 48, 49] ont été réalisées à basses pression, les hautes pressions amenant des problèmes de serrage des valves et nécessitent une bonne coordination dans la fermeture des valves. Bien que cette méthode soit très précise, l’emploi de cette méthode engendre l’arrêt de l’écoulement à chaque essai.

CHAPITRE 3 PROPOSITION D'UNE NOUVELLE TECHNIQUE DE MESURE

Dans le cadre de ce projet nous nous proposons de mettre au point une nouvelle technique non intrusive de mesure du taux de vide moyen. Cette nouvelle technique nous permettrait de déterminer à la fois ce paramètre de l'écoulement diphasique ainsi que d'obtenir l'information sur la configuration et/ou la distribution de la phase gazeuse dans l'écoulement.

La technique proposée dans le cadre de ce travail est basée sur le phénomène de réflexion des ondes électromagnétiques. La réflexion des ondes électromagnétiques est causée par un changement de l'impédance du milieu de propagation de l'onde, induite par un changement de la permittivité et/ou de la perméabilité du milieu. Ainsi, lorsque l'impédance du milieu de propagation d'une onde change, une partie de l'onde sera réfléchie tandis qu'une autre sera transmise à travers le milieu. Dans notre cas, la différence d'impédance entre de l'eau liquide et de l'air est de presque un ordre de grandeur. Nous pouvons donc émettre l'hypothèse qu'il y aura une réflexion significative de l'onde électromagnétique à l'interface eau-air de la bulle d'air. La mesure de l'onde réfléchie nous permettra de calculer le coefficient de réflexion complexe Γ du mélange diphasique. La norme de ce coefficient nous donnera de l'information sur l'atténuation de l'onde tandis que la phase nous indiquera le déphasage de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente. De cette manière nous allons tenter de trouver une corrélation entre le coefficient de réflexion du mélange diphasique et le taux de vide moyen, et par la suite, la distribution de la phase gazeuse dans l'écoulement.

Pour ce faire nous allons utiliser un réflectomètre six-ports que nous allons construire à partir de la technologie des lignes de transmission par rubans métallique (*micro strips*). Ce réflectomètre sera alimenté par un générateur d'onde. Une antenne de type 'patch' construite selon la même technologie servira à la fois à émettre l'onde incidente et à recevoir l'onde réfléchie. L'antenne sera placée à l'extérieur du tube de façon non invasive pour ne pas perturber l'écoulement. L'onde réfléchie sera par la suite traitée par le réflectomètre et mesurée à l'aide de détecteurs de puissance. Un traitement mathématique permettra ensuite de déduire le coefficient de réflexion complexe du mélange. Un schéma de l'ensemble de l'instrument de mesure proposé est montré à la figure 3.1 :

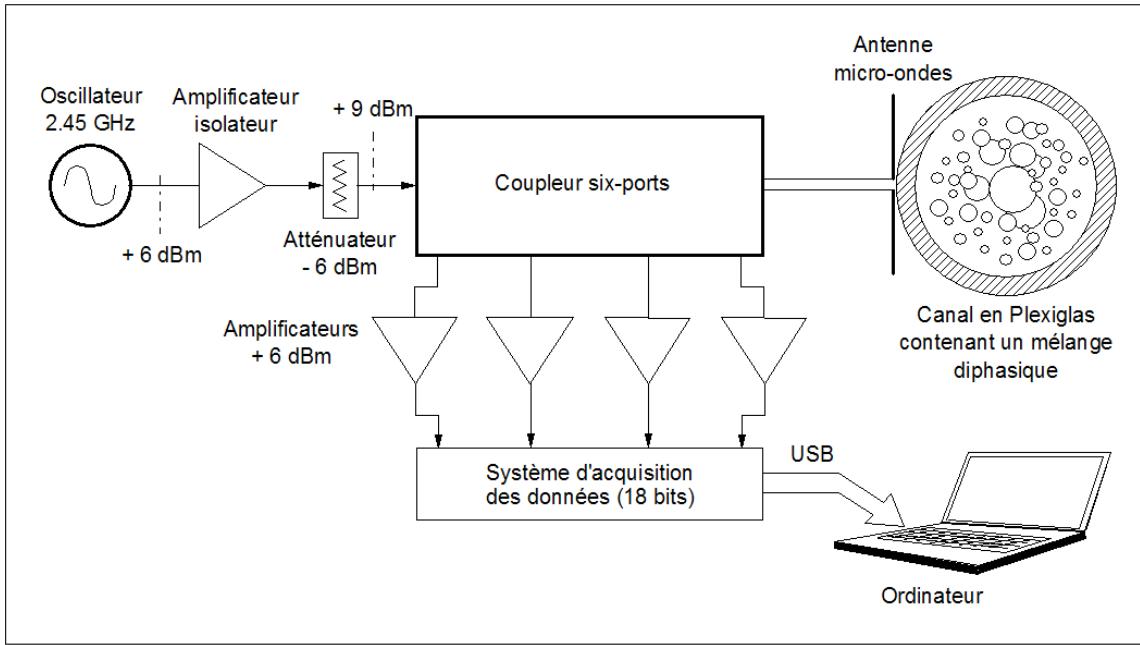


Figure 3.1 : Schéma global de l'instrumentation proposée.

Pour accomplir les objectifs de ce travail dans un premier temps, nous allons modéliser notre problème en utilisant la théorie des lignes de transmission ainsi que les effets de diffusion tels que ceux énoncés par la théorie de Mie [66]. Dans un second temps, nous allons concevoir un système de réflectomètre six-ports basé sur la technologie déjà existante des lignes de transmission. Avant de construire le dispositif, nous simulerons le six-ports en utilisant les logiciels ADS (*Advanced Design System*) d'*Agilent Technologies* et HFSS (*High Frequency Structural Simulator*) d'*Ansys Corporation*. En parallèle nous simulerons la réponse électrique que doit produire un tel instrument à l'aide d'un modèle basé sur la théorie des lignes de transmission.

Avant la fabrication du système, nous procèderons au étalonnage des différents composants entrant dans la composition du réflectomètre soit les détecteurs de puissance, l'oscillateur à haute fréquence, l'amplificateur et l'antenne (figure 3.1). La caractérisation du réflectomètre six-ports sera effectuée à l'aide de 2 algorithmes afin d'obtenir la matrice d'étalonnage nécessaire au calcul du coefficient de réflexion.

Une fois ces étapes complétées, l'ensemble du dispositif sera installé sur une colonne d'eau pour procéder aux mesures d'étalonnage et ainsi démontrer la validité de la technique proposée. La procédure expérimentale consistera à effectuer des mesures sur une colonne d'eau stagnante à pression atmosphérique et température ambiante constante. L'air sera injecté par le bas à travers

une paroi poreuse. On fera varier le débit volumique entre 0 et $55 \text{ cm}^3/\text{sec}$ pour un taux de vide variant entre 0 et 40 % environ. La vitesse du liquide dans la conduite est nulle. Nous essaierons de trouver une corrélation entre la réponse du coefficient de réflexion et le taux de vide moyen et nous comparerons les résultats expérimentaux avec ceux obtenus à partir d'un modèle théorique simulé. Nous effectuerons les mêmes mesures avec un taux de vide constant mais en modifiant la distribution de l'écoulement du gaz dans le tube afin de voir s'il existe une corrélation entre la configuration de l'écoulement et la réponse donnée par le six-ports. À ce propos, nous simulerons expérimentalement la présence de bulles de gaz par des tiges en plastique (Plexiglas) qui seront placées à différentes positions stratégiques à l'intérieur de la colonne liquide. Plus d'informations concernant les procédures expérimentales sont données dans le chapitre 5.

CHAPITRE 4 LES TECHNIQUES DES MICRO-ONDES

Les ondes électromagnétiques sont produites par le mouvement de charges créant ainsi une onde qui se propage dans un milieu. Les ondes électromagnétiques ont des composantes de champs électrique et magnétique oscillant en phase de façon perpendiculaires et orthogonales à leur direction de propagation. Elles sont caractérisées selon leurs longueurs d'onde. En particulier, le spectre de fréquence des micro-ondes varie entre 300 MHz ($\lambda = 1 \text{ m}$) et 300 GHz ($\lambda = 1 \text{ mm}$). Ce spectre est limité par les ondes infrarouges et les ondes de radiodiffusion. Les normes ISM (industriel, scientifique et médical) nord américaines octroient plusieurs fréquences d'utilisation permettant l'émission de micro ondes, dont deux en particulier pour notre type d'application : 915 MHz et 2.45 GHz . Nous choisissons la fréquence la plus élevée, afin d'avoir une longueur d'onde plus faible tel que nous allons le voir au cours de ce chapitre.

Les techniques de modélisation des micro-ondes sont caractérisées par le fait que les dimensions des équipements doivent être du même ordre de grandeur que la longueur d'onde utilisée. Ainsi, la technique classique de résolution de circuits électriques ne peut être appliquée pour le cas des micro-ondes. Ce modèle d'éléments localisés suppose que ces valeurs sont regroupées dans les composants électriques reliés par des fils conducteurs sans pertes.

Pour ces raisons, on utilise le modèle d'éléments distribués ('*lumped elements*') ou modèle des lignes de transmission qui suppose que les attributs du circuit (résistances, condensateurs et inductances) sont répartis de façon continue à travers le circuit. Dans ce modèle, chaque élément de circuit est infiniment petit et les fils de raccordement des éléments ne sont plus supposés être parfaits : ils ont une certaine impédance. Contrairement aux éléments localisés, ce modèle suppose que le courant circulant dans le circuit n'est pas uniforme le long de chaque branche tout comme la tension le long de chaque nœud. À l'aide de ce modèle, en plus de soutirer de l'information sur l'intensité de l'onde, il est possible d'extraire de l'information sur la phase de l'onde.

4.1 Propagation et transmission des ondes électromagnétiques dans les lignes de transmission

Quelque soit le modèle utilisé, le concept d'onde électromagnétique reste le même. Les liens caractérisant le comportement des champs électrique et magnétique des ondes entre eux ont été établis par Maxwell qui énonça les 4 équations suivantes, valides dans le vide :

$$\begin{aligned}
 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\
 \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\
 \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
 \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

où \vec{E} est le champ électrique, \vec{B} le champ magnétique, \vec{J} la densité de courant, ρ la densité de charge, ϵ_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité et la perméabilité du vide.

Les équations de Maxwell sont des lois fondamentales de la physique et englobent plusieurs théorèmes sous un formalisme mathématique permettant de poser les bases de l'électromagnétisme. La première de ces équations, appelée aussi l'équation de Maxwell-Gauss montre de quelle façon des charges électriques génèrent un champ électrique. La deuxième équation, ou équation de Maxwell-Thomson montre que la divergence du champ magnétique \vec{B} est nulle : le champ magnétique ne peut pas être caractérisé par la notion de 'charge' comme l'est le champ électrique. Le champ magnétique est généré par un assemblage de charges à la fois positives et négatives ou pôles magnétiques qu'on ne peut pas séparer. La troisième équation, ou équation de Maxwell-Faraday montre que la variation d'un champ magnétique dans le temps induit un champ électrique. La dernière équation, ou équation de Maxwell-Ampère montre qu'un courant électrique (\vec{J}) et/ou la variation dans le temps d'un champ électrique peut générer un champ magnétique variant dans l'espace, de la même façon que l'équation de Maxwell-Faraday. Les deux dernières équations montrent que la variation d'un champ électrique crée un champ magnétique et vice-versa, ce qui explique la propagation des ondes électromagnétiques, i.e., le rayonnement électromagnétique. En prenant le rotationnel de la troisième et quatrième équation, nous obtenons :

$$\nabla \times \nabla \times E = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times B = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad \text{avec } \vec{J} = 0 \quad (4.2)$$

En utilisant la transformation suivante, $\nabla \times (\nabla \times V) = \nabla(\nabla \cdot V) - \nabla^2 V$, nous obtenons l'équation d'onde électromagnétique pour le champ électrique donné par :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \nabla^2 E = 0 \quad (4.3)$$

où $\frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} = c^2$, c étant la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans notre application nous devons comprendre la propagation des ondes électromagnétiques dans des lignes de transmission. Ceci nous permettra d'écrire un modèle qui servira à effectuer les simulations de nos expériences en particulier, en considérant le milieu diphasique comme une ligne de transmission et une charge équivalente tel que montré à la figure 4.1.

Prenons une ligne de transmission reliant un générateur à une charge. L'onde émise par le générateur ne parvient pas à la charge au même instant, mais se propage en premier lieu dans la ligne de transmission jusqu'à ce qu'elle parvienne à la charge. Ce délai est expliqué par l'action des champs électrique et magnétique qui sont guidés par les caractéristiques intrinsèques de la ligne de transmission. D'après les équations de Maxwell, la vitesse de propagation dépend du milieu dans lequel se propagent les ondes. Ainsi, nous allons modéliser l'interaction entre les ondes et le milieu diphasique comme une ligne de transmission dont les caractéristiques sont les propriétés diélectriques de l'eau.

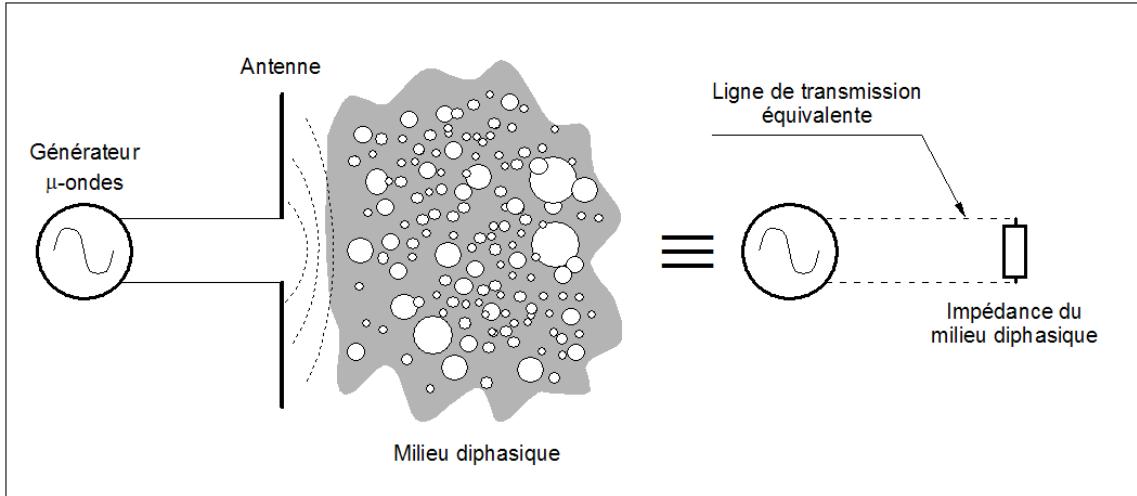
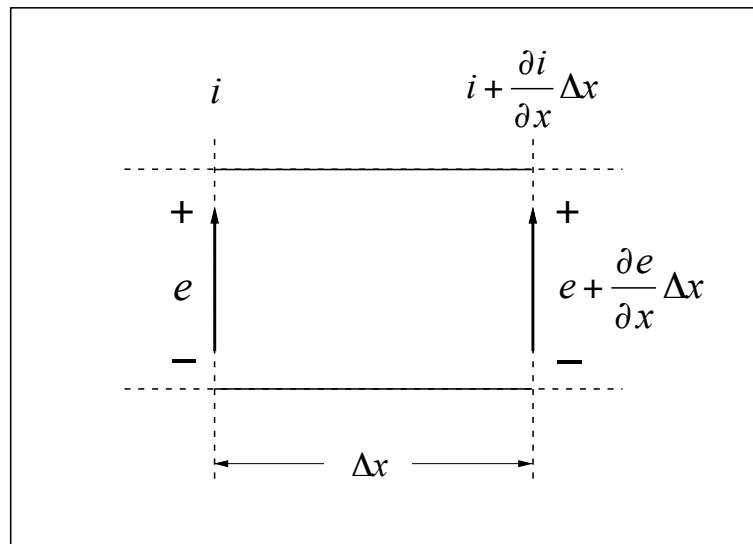
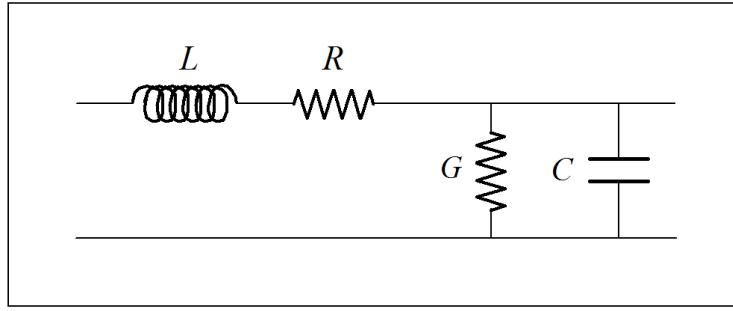


Figure 4.1 : Interaction entre l'antenne, les ondes et le milieu diphasique et sa ligne de transmission équivalente.

Lorsque la tension délivrée varie de façon sinusoïdale avec le temps, la distance que parcourt une onde en un cycle est égale à sa longueur d'onde, λ . La différence de temps entre l'onde émise par le générateur et l'onde reçue par la charge au bout de la ligne de transmission est importante lorsque la longueur de la ligne fait en sorte que l'onde parcourt plusieurs cycles (demi-longueur d'onde). Pour cette raison, il est nécessaire d'utiliser l'approche des lignes de transmission pour résoudre des problèmes de propagation.



a)



b)

Figure 4.2 : a) et b) Section infinitésimale d'une ligne de transmission typique et son circuit électrique équivalent.

La figure 4.2 a) montre une portion d'une ligne de transmission. Considérons le potentiel électrique e et le courant i instantanés à un endroit quelconque de la ligne. L'inductance en série de cette ligne peut être exprimée par $L\Delta x$ (Henry) et de la même manière la résistance de la ligne sera $R\Delta x$ (Ohms). La capacitance sera de $C\Delta x$ (Farads) et la conductance $G\Delta x$ (Siemens) (voir la figure 4.2 b). En suivant les conventions de calcul, la différence de potentiel électrique entre les extrémités de la section de ligne est $\frac{\partial e}{\partial x} \Delta x$. Cette différence est causée par le courant i traversant la résistance $R\Delta x$ et variant de $\frac{\partial i}{\partial t}$ dans l'inductance $L\Delta x$. On peut ainsi écrire l'équation

différentielle pour une ligne de transmission uniforme (i.e., les paramètres distribués sont indépendants de e et de i) :

$$\begin{aligned} -\frac{\partial e}{\partial x} \Delta x &= (R \cdot \Delta x)i + (L \cdot \Delta x) \frac{\partial i}{\partial t} \\ -\frac{\partial i}{\partial x} &= (G \cdot \Delta x)e + (C \cdot \Delta x) \frac{\partial e}{\partial t} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Ce système peut s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} -\frac{\partial e}{\partial x} &= Ri + L \frac{\partial i}{\partial t} \\ -\frac{\partial i}{\partial x} &= Ge + C \frac{\partial e}{\partial t} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Pour exprimer les tensions et intensités sinusoïdales nous posons les notations suivantes :

$$\begin{aligned} e &= \operatorname{Re}(E_m e^{j\omega t}) \\ i &= \operatorname{Re}(I_m e^{j\omega t}) \end{aligned} \quad (4.6)$$

L'équation 4.5 s'exprime donc :

$$\begin{aligned} \frac{dE_m}{dx} &= -RI_m - j\omega LI_m \\ \frac{dI_m}{dx} &= -GE_m - j\omega CE_m \end{aligned} \quad (4.7)$$

Que nous pouvons réécrire de manière plus compacte comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dx} &= -ZI \\ \frac{dI}{dx} &= -YE \end{aligned} \quad (4.8)$$

avec $Z = R + j\omega L$ et $Y = G + j\omega C$. Cela nous amène à un système de 2 équations à 2 inconnues.

En dérivant la première équation, nous substituons la deuxième équation dans l'expression de dI/dx .

$$\frac{d^2E}{dx^2} = (YZ)E \quad (4.9)$$

Une solution à cette équation différentielle s'écrit :

$$E = A_1 e^{-\sqrt{YZ}x} + A_2 e^{\sqrt{YZ}x} \quad (4.10)$$

où A_1 et A_2 sont des constantes. Similairement, nous pouvons obtenir une expression pour le courant :

$$I = \frac{1}{\sqrt{Z/Y}} (A_1 e^{-\sqrt{YZ}x} - A_2 e^{\sqrt{YZ}x}) = \frac{E}{Z_0} \quad (4.11)$$

La quantité $\sqrt{Z/Y}$ est une caractéristique de la ligne et a les dimensions d'une impédance ($\equiv [\Omega]$).

On l'appelle impédance caractéristique de la ligne et on la note Z_0 :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (4.12)$$

De la même manière, à partir des 3^{ème} et 4^{ème} équations de Maxwell, nous obtenons l'impédance d'un milieu diélectrique, i.e., de l'air ou de l'eau :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon}} \quad (4.13)$$

où ϵ est la permittivité diélectrique du milieu μ la perméabilité magnétique du milieu, ω la fréquence angulaire et σ la conductivité du milieu.

La quantité représentée par les équations 4.12 et 4.13 montre la façon dont les ondes se propagent le long d'un conducteur électrique. On appelle la constante de propagation la fonction suivante, selon que l'on se trouve dans des conducteurs métalliques ou dans un milieu diélectrique, c'est-à-dire :

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \\ \gamma &= \sqrt{(j\omega\mu)(\sigma + j\omega\epsilon)} \end{aligned} \right\} = \alpha + j\beta \quad (4.14)$$

où γ est la constante de propagation, α est la constante d'atténuation (*Neper/mètre*) et β la constante de phase (*rad/mètre*).

Supposons que la ligne de transmission se termine par une charge ayant une certaine impédance, dépendante de la fréquence de l'onde, la charge peut alors être caractérisée par son impédance caractéristique Z_c telle que schématisée figure 4.3.

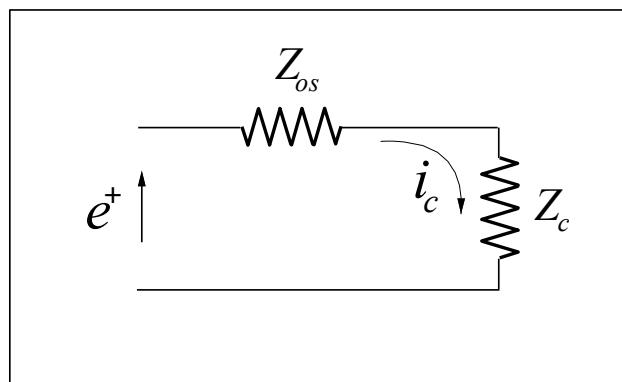


Figure 4.3 : Ligne de transmission d'impédance Z_{0s} terminée par une impédance Z_c . La tension et le courant de la ligne arrivant à la charge sont dénotés e^+ et i^+ .

À partir de la figure 4.3, supposons une onde incidente ayant un potentiel électrique e^+ se propageant de la gauche vers la droite ayant un courant $i^+ = e^+ / Z_0$. D'après les courants indiqués sur la figure 4.3, la valeur de l'impédance en parallèle Z' vaut :

$$Z' = Z_0 \parallel Z_c = \frac{Z_0 Z_c}{Z_0 + Z_c} = \frac{e^+}{i^+ + i_c} \quad (4.15)$$

À moins que la valeur de l'impédance Z_c soit différente de celle de Z_0 , les courants i^+ et i_c seront les mêmes et :

$$\begin{aligned} Z_c &= \frac{e^+}{i^+} \\ i^+ &= \frac{e^+}{Z_0} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Autrement, une partie de l'onde incidente sera réfléchie dont le potentiel électrique et l'intensité correspondante seront notés e^- et i^- . La relation liant le potentiel électrique et le courant réfléchi peut s'exprimer : $i^- = -\frac{e^-}{Z_0}$. Le potentiel instantané dans un point donné le long de la ligne de transmission est donné par :

$$E = e^+ + e^- \quad (4.17)$$

L'effet simultané d'une onde incidente et d'une onde réfléchie sur la charge de la ligne de transmission peut s'exprimer par la relation suivante :

$$\frac{e_c^+ + e_c^-}{i_c^+ + i_c^-} = Z_c \quad (4.18)$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\frac{e_c^+ + e_c^-}{e_c^+ - e_c^-}}{\frac{Z_c}{Z_0} - \frac{Z_0}{Z_c}} = Z_c \quad (4.19)$$

En isolant e^+ et e^- , nous obtenons ce que l'on appelle, le coefficient de réflexion de la charge :

$$\frac{e_c^-}{e_c^+} = \frac{Z_c - Z_0}{Z_c + Z_0} = \Gamma \quad (4.20)$$

À partir de l'équation 4.20, nous remarquons qu'il n'y aura pas de réflexion si l'impédance de la charge est la même que l'impédance de la ligne de transmission. Maintenant si nous exprimons l'onde de manière complexe, nous pouvons introduire la notation complexe pour décrire le comportement d'une onde : le vecteur E peut s'exprimer selon :

$$e^{j\omega} = \cos \omega + j \sin \omega \quad (4.21)$$

où $\omega = 2\pi f$. L'équation 4.10 peut donc se réécrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} E &= A_1 e^{-\gamma x} + A_2 e^{\gamma x} \\ I &= \frac{1}{Z_0} (A_1 e^{-\gamma x} - A_2 e^{\gamma x}) \end{aligned} \quad (4.22)$$

avec γ la constante de propagation donnée par l'équation 4.14. Pour trouver les valeurs des constantes A_1 et A_2 , nous pouvons exprimer le potentiel électrique de la source ($x = 0$) en fonction de l'impédance de la source et du courant :

$$\begin{aligned} I_s Z_s &= A_1 + A_2 \\ I_s Z_0 &= A_1 - A_2 \end{aligned} \quad (4.23)$$

Ce qui donne :

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{I_s}{2} (Z_s + Z_0) \\ A_2 &= \frac{I_s}{2} (Z_s - Z_0) \end{aligned} \quad (4.24)$$

Ainsi en remplaçant les valeurs A_1 et A_2 dans le système 4.23 on peut écrire :

$$\begin{aligned} E &= \frac{I_s}{2} [(Z_s + Z_0) e^{-\gamma x} + (Z_s - Z_0) e^{\gamma x}] \\ I &= \frac{I_s}{2Z_0} [(Z_s + Z_0) e^{-\gamma x} - (Z_s - Z_0) e^{\gamma x}] \end{aligned} \quad (4.25)$$

De la même façon, le potentiel électrique et le courant à la charge située à une distance $x = l$ de la source $E = I_R Z_R$ et $I = I_R$ nous donne les valeurs de constantes suivantes :

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{I_R}{2} (Z_R + Z_0) e^{-\gamma l} \\ A_2 &= \frac{I_R}{2} (Z_R - Z_0) e^{-\gamma l} \end{aligned} \quad (4.26)$$

En posant $d = l - x$, nous obtenons l'expression du potentiel électrique et du courant en n'importe quel point de la ligne :

$$\begin{aligned} E &= \frac{I_R}{2} \left[(Z_R + Z_0)e^{-\gamma d} + (Z_R - Z_0)e^{\gamma d} \right] \\ I &= \frac{I_R}{2Z_0} \left[(Z_R + Z_0)e^{-\gamma d} - (Z_R - Z_0)e^{\gamma d} \right] \end{aligned} \quad (4.27)$$

D'où l'impédance Z peut être réécrite :

$$Z = \frac{E}{I} = Z_0 \frac{(Z_c + Z_0)e^{\gamma d} + (Z_c - Z_0)e^{-\gamma d}}{(Z_c + Z_0)e^{\gamma d} - (Z_c - Z_0)e^{-\gamma d}} \quad (4.28)$$

Introduisons dans les calculs les fonctions hyperboliques \cosh et \sinh , c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} \cosh z &= \frac{e^z + e^{-z}}{2} \\ \sinh z &= \frac{e^z - e^{-z}}{2} \end{aligned} \quad (4.29)$$

soit

$$e^{\pm z} = \cosh z \pm \sinh z \quad (4.30)$$

L'équation (4.27) peut s'écrire comme suit :

$$\begin{aligned} E &= E_1 \left(\cosh \gamma x - \frac{Z_0}{Z_c} \sinh \gamma x \right) \\ I &= I_1 \left(\cosh \gamma x - \frac{Z_c}{Z_0} \sinh \gamma x \right) \end{aligned} \quad (4.31)$$

En divisant la première équation par la deuxième, l'impédance de la ligne à une distance x est donnée par :

$$Z(x) = Z_0 \frac{Z_c + Z_0 \tanh \gamma x}{Z_0 + Z_c \tanh \gamma x} \quad (4.32)$$

avec γ , la constante de propagation complexe (4.14). Cette équation montre que comme l'impédance est une fonction complexe, alors le coefficient de réflexion l'est aussi. À partir de cette valeur, nous pouvons donc extraire de l'information sur l'intensité ainsi que la phase de l'onde réfléchie. De la même façon, à partir de la mesure de cette impédance complexe, et connaissant la distance de la charge à la source, il est possible de déterminer la valeur de la

charge complexe si celle-ci était située à la source, c'est-à-dire si aucun déphasage n'était induit. En remplaçant dans l'équation (4.20) la valeur de $Z(x)$ par Z_c nous obtenons l'équation suivante :

$$\Gamma = \frac{(Z_0 - Z_c)(\tanh \gamma d - 1)}{(Z_0 + Z_c)(\tanh \gamma d + 1)} \quad (4.33)$$

où $d = \lambda/2 - x$ avec x la distance à rajouter pour faire le tour de l'abaque de Smith [51]. Enfin, grâce aux équations (4.13) et (4.20), il est possible de déterminer les propriétés diélectriques de la charge. Si on considère que ceci est du à la présence d'un mélange diphasique d'eau et d'air, alors $\mu_r = 1$, c'est-à-dire :

$$\varepsilon_r = \left(\frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \right)^2 \quad (4.34)$$

Ainsi, si l'on effectue des mesures du coefficient de réflexion dans le but de déterminer la permittivité diélectrique du mélange (i.e., du taux de vide dans notre cas), il est important d'appliquer la relation (4.33) afin de prendre en compte le facteur de distance qui a une influence sur la valeur de l'impédance.

4.2 La diffusion des ondes électromagnétiques : diffusion de Mie

La diffusion des ondes électromagnétiques est un phénomène par lequel un rayonnement va changer de direction de propagation en traversant un milieu. La théorie de Mie [66] est une solution des équations de Maxwell décrivant la diffusion par des particules sphériques. L'effet de diffusion est significatif lorsque la taille de la particule rencontrée est inférieure au dixième de la longueur d'onde utilisée. Dans ce cas, il s'agit d'un cas limite appelée la diffusion de Rayleigh. L'intensité diffusée dans ce cas-ci est définie par la relation suivante :

$$I = I_0 \frac{1 + \cos^2(\theta)}{2R^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \left(\frac{d}{2} \right)^6 \quad (4.35)$$

avec θ l'angle entre le faisceau incident et la position de l'observateur, R , la distance entre l'observateur et le faisceau diffusé par les particules, λ la longueur d'onde utilisée, n , l'indice de réfraction du milieu, et d le diamètre de la particule.

Dans notre cas où l'on essaye de mesurer de faibles taux de vide, induits par la présence de petites bulles d'air dans le mélange, il peut être utile de mentionner les travaux de Lewin à la fin des années 40 [52]. Lewin s'est penché sur la diffusion d'ondes électromagnétiques par de petites sphères se trouvant dans un milieu homogène. Ces résultats sont inspirés des travaux de Maxwell-Garnett [53], eux même inspirés des équations de Maxwell. Une excellente revue de la littérature sur les différents modèles et équations peut être trouvée en référence [54].

Lewin a formulé une relation liant la permittivité moyenne d'un mélange avec la permittivité du milieu, la permittivité des sphères contenues dans le milieu et la fraction volumique qu'occupent les sphères dans le milieu. Cette relation est donnée par :

$$\epsilon_{mélange} = \epsilon_{milieu} \left(1 + \frac{3\delta}{\frac{\epsilon_{particule} + 2\epsilon_{milieu}}{\epsilon_{particule} - \epsilon_{milieu}} - \delta} \right) \quad (4.36)$$

où $\epsilon_{mélange}$ est la permittivité diélectrique que l'on mesure et δ la fraction volumique qu'occupent les sphères. Dans notre cas, les sphères sont des bulles d'air dont $\epsilon_{particule} \approx 1$. En mesurant la permittivité du mélange à l'aide de l'équation (4.36), il est possible de déterminer le taux de vide de l'écoulement en isolant δ , c'est-à-dire :

$$\delta = \frac{(2\epsilon_{milieu} + 1)(\epsilon_{milieu} - \epsilon_{mélange})}{(\epsilon_{milieu} - 1)(\epsilon_{mélange} + 2\epsilon_{milieu})} \quad (4.37)$$

ou de façon plus générale :

$$\delta = \frac{(1 + 2\epsilon_{milieu} + \nu(\epsilon_{mélange} - \epsilon_{milieu}))(\epsilon_{mélange} - \epsilon_{milieu})}{(1 - \epsilon_{milieu})(\epsilon_{mélange} + 2\epsilon_{milieu} + \nu(\epsilon_{mélange} - \epsilon_{milieu}))} \quad (4.38)$$

où ν est un paramètre sans dimension tenant compte de différents modèles, pour $\nu = 0$, on retrouve la relation 4.37 (i.e., celle de Maxwell-Garnett [53]).

Cette relation est applicable dans le cas où les particules sont des sphères uniformément réparties dans un milieu homogène et dont le diamètre est au plus le dixième de la longueur de l'onde incidente. Pour des diamètres aussi petits, cela implique des taux de vide relativement faible et des écoulements de configuration ‘à bulles’. Par ailleurs, cette relation est surtout efficace dans des milieux sans pertes ayant des permittivités diélectriques relatives pas trop élevés ($\varepsilon < 10$). Malheureusement, il n'existe pas de modèle pour les matériaux ayant des fortes pertes comme dans le cas de l'eau. On ne peut pas prédire un comportement monotone du taux de vide δ lorsque $\varepsilon_{mélange}$ varie tel que le montre l'équation 4.38, pour des matériaux très absorbants comme l'eau. En effet, comme le montre la figure 4.4 [54], en augmentant le taux de vide, la permittivité diélectrique croît jusqu'à un maximum local ($\varepsilon_{mélange} = 5$ alors que $\varepsilon_{air} = 1$ et $\varepsilon_{sphere} = 3$ pour un taux de vide de 0.8) supérieur à la permittivité des matériaux constituant le mélange, avant de décroître. L'eau soumise à des fréquences micro-ondes a un comportement qui est représenté par le modèle de Debye [55].

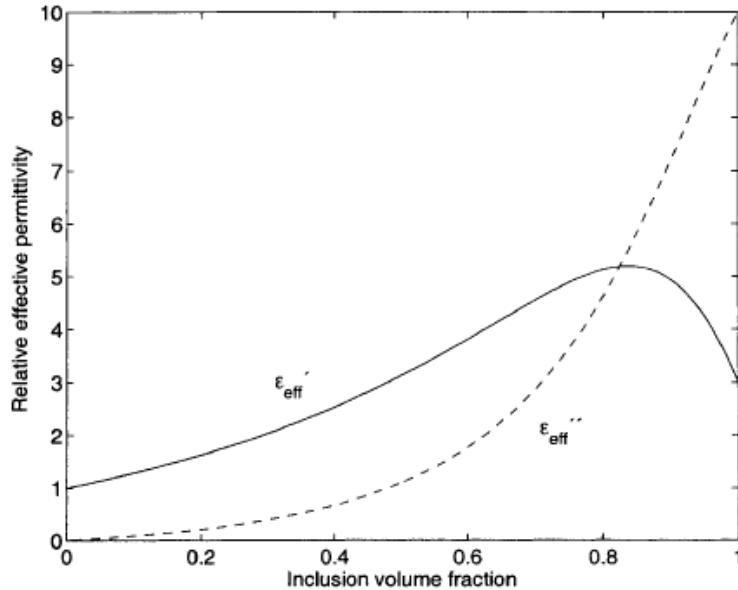


Figure 4.4 : Parties réelle et imaginaire d'un mélange où des sphères ($\varepsilon_{r, sphères} = 3 - j10$) ayant de fortes pertes se trouvent dans un matériau sans pertes (l'air, $\varepsilon_r = 1$) [54].

Les différences majeures entre la mesure du taux de vide pour un mélange diphasique et les prédictions données par le modèle de Lewin/Maxwell-Garnett sont les suivantes :

- Dans le cas des mélanges eau-air, les bulles de gaz ne sont pas réparties uniformément dans le tube. Dans le cas d'une colonne liquide stagnante (i.e., notre cas) et de faibles taux de vide, les bulles sont surtout concentrées au centre du tube, rendant leur détection plus difficile. Cependant, cette distribution ne sera pas la même pour un écoulement forcé (voir figure 2.1). En effet, dans cette situation, les bulles ont tendance à se loger aux proximités des parois solides [43]. Étant donné que dans notre cas on prévoit des bulles concentrées dans la zone centrale du canal, l'onde électromagnétique se rendant au centre du tube sera déjà fortement atténuée par l'épaisseur d'eau.
- Une certaine partie de l'onde électromagnétique émise peut contourner le tube et/ou être rayonnée par celui-ci par dispersion. Ainsi, l'onde n'interagit pas avec le mélange, rendant l'onde réfléchie d'autant plus faible et pouvant donc donner des résultats sur la permittivité plus faible que ceux escomptés.

4.3 Modèle mathématique

Proposons un modèle mathématique d'une première série d'expériences que nous souhaitons réaliser. Dans cette expérience, nous proposons la simulation de la présence d'une bulle par celle d'une tige dont la permittivité électrique est la même que celle du matériau du tube. La figure 4.5 montre le schéma du parcours d'une onde sortant d'une antenne, se propageant à travers un tube (en Plexiglas) et réfléchissant contre une paroi représenté par une tige positionné dans le même axe que le tube. On suppose que l'ensemble se trouve à l'air ambiant.

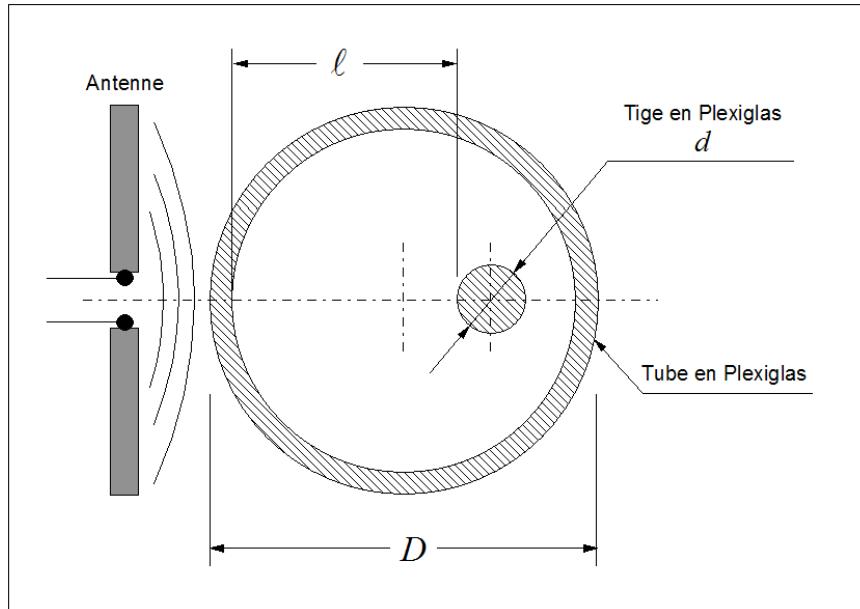


Figure 4.5 : Schématisation du parcours d'une onde électromagnétique se propageant dans l'air libre à travers un tube et réfléchissant sur une tige.

En se basant sur le modèle présenté dans la section 4.1, nous pouvons calculer le coefficient de réflexion complexe Γ selon l'équation 4.32. Les impédances qui affectent la propagation de l'onde électromagnétique sont schématisées de manière simplifiée dans la figure 4.6. Le tableau 4.1 résume les propriétés électriques des différents matériaux utilisés pour effectuer les calculs.

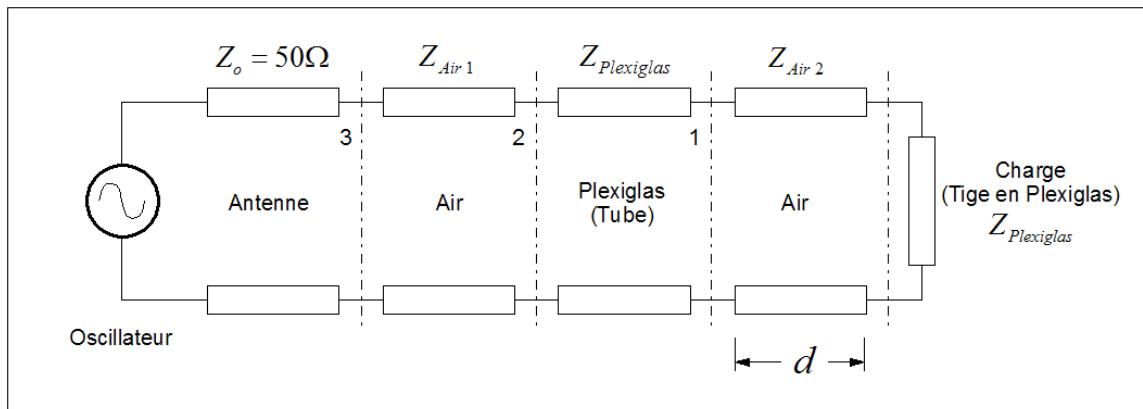


Figure 4.6 : Impédances rencontrées par le signal le long de la ligne de transmission.

Tableau 4.1 : Caractéristiques physiques de certains matériaux.

Matériau	Permittivité relative ε_r à 2.45 GHz.	Perméabilité relative μ_r	Conductivité σ (S/m)
Air	≈ 1	≈ 1	≈ 0
Plexiglas	≈ 3	≈ 1	≈ 0
Eau (20°C)	$79 + 11i$ [56]	≈ 1	$\approx 5 \times 10^{-3}$ [57]

L'impédance de l'air est proche de celle du vide : $Z_{air} \approx Z_{vide} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi \Omega \approx 377 \Omega$, et l'impédance du plexiglas, sachant $\varepsilon_r \approx 3$ est de $Z_{plexiglas} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}} \approx 70\pi \Omega$. En considérant que pour une fréquence de 2.45 GHz l'absorption de l'air est presque nulle, l'impédance à la position 1 dans la figure 4.6 est calculée en appliquant l'équation 4.22 comme suit :

$$Z(1) = 120\pi \frac{70\pi + 120\pi \tanh\left(j \frac{2\pi}{\lambda} d\right)}{120\pi + 70\pi \tanh\left(j \frac{2\pi}{\lambda} d\right)} \quad (4.39)$$

où d peut varier entre 0, quand la tige est collée à la paroi du tube, et D quand celle-ci est proche de la surface droite du tube (voir figure 4.5). En procédant de la même manière pour chaque position de ligne de transmission (voir figure 4.6) on obtient pour l'impédance que voit l'antenne à la position 3 :

$$Z(3) = Z_0 \frac{Z(2) + Z_0 \tanh\left(j \frac{2\pi}{\lambda} x\right)}{Z_0 + Z(2) \tanh\left(j \frac{2\pi}{\lambda} x\right)} \quad (4.40)$$

où x est la distance séparant l'antenne du tube, Z_0 est l'impédance de l'antenne tandis que l'expression de $Z(2)$ est donnée par :

$$Z(2) = Z_{plexiglas} \frac{Z(1) + Z_{plexiglas} \tanh\left(j \frac{2\pi}{\lambda} h\right)}{Z_{plexiglas} + Z(1) \tanh\left(j \frac{2\pi}{\lambda} h\right)} \quad (4.41)$$

où h est l'épaisseur du tube et $Z(1)$, l'impédance au point 1 calculée à l'équation 4.39.

Grâce à l'équation (4.20), nous sommes en mesure de calculer le coefficient de réflexion complexe induit par le déplacement de la tige à l'intérieur du tube. Cependant, il est important de noter que le modèle et les simulations que nous nous apprêtons à effectuer considèrent un problème en une seule dimension (figure 4.6), c'est-à-dire que toute l'onde émise arrivant à la tige est en partie réémise par celle-ci. En réalité l'onde émanant de l'antenne est émise dans toutes les directions et seulement une fraction de l'onde émise rencontre la tige sur son passage. En effet, pour une antenne on peut avoir une distribution assez complexe des lobes d'irradiations. La réflexion de l'onde est donc censée être plus faible car une grande partie de l'onde ne rencontre pas la tige et est éventuellement absorbée par un milieu absorbant dans lequel la tige est placée (par exemple, de l'eau). À cela s'ajoute le fait qu'en supposant que le rayon d'émission des ondes suit une forme conique, plus la tige s'éloigne de l'antenne, moins elle aura une surface visible (de la même façon que plus on se trouve loin d'une source lumineuse, moins on est ébloui). On peut également ajouter que la tige réfléchie les ondes dans toutes les directions et pas seulement en direction de l'antenne. On peut donc s'attendre à ce que le coefficient de réflexion soit beaucoup plus faible que celui correspondant à la figure 4.6. De plus, le tube ne correspond pas un à plan infini d'épaisseur fixe mais il a une forme géométrique cylindrique ce qui peut conduire à une réponse différente. Similairement, la distance entre l'antenne et la paroi du tube est considérée comme une variable, ainsi une partie des ondes électromagnétiques peuvent avoir tendance à contourner le tube au lieu de passer à travers celui-ci, modifiant la réponse. Un montage expérimental qui s'approcherait le plus au modèle de ligne de transmission de la figure 4.6 ressemblerait plutôt au schéma montré à la figure 4.7 :

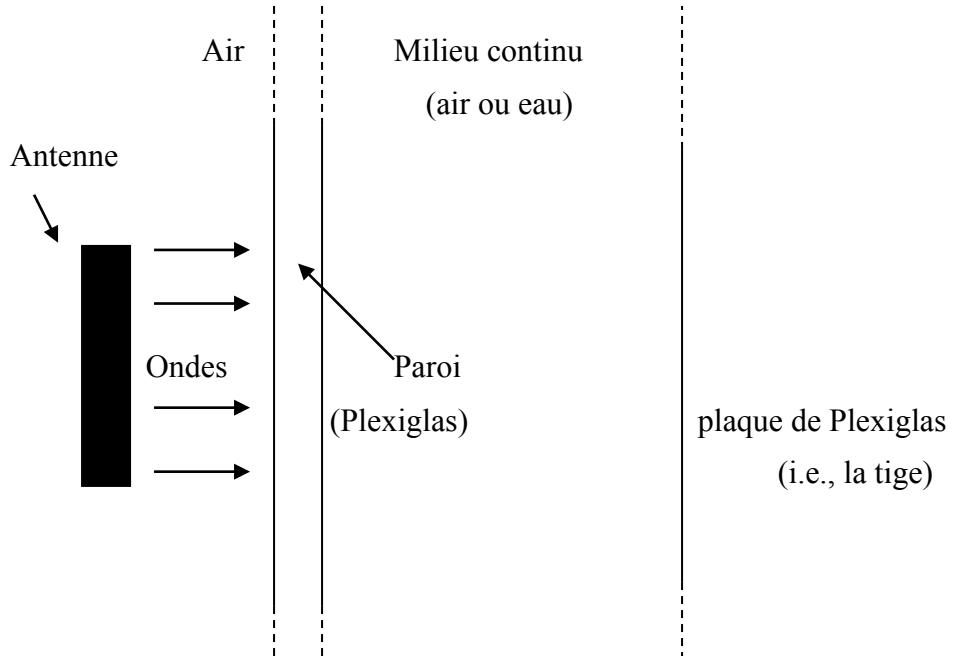


Figure 4.7 : Représentation physique du modèle mathématique d'une ligne de transmission (figure 4.6).

Nous pouvons nous rapprocher de la réalité en introduisant un facteur de <<présence>> servant à tenir compte l'influence de la distance antenne-tige sur la surface de la tige exposée à l'antenne par rapport à l'angle solide du lobe de radiation. La figure 4.8 illustre cet effet.

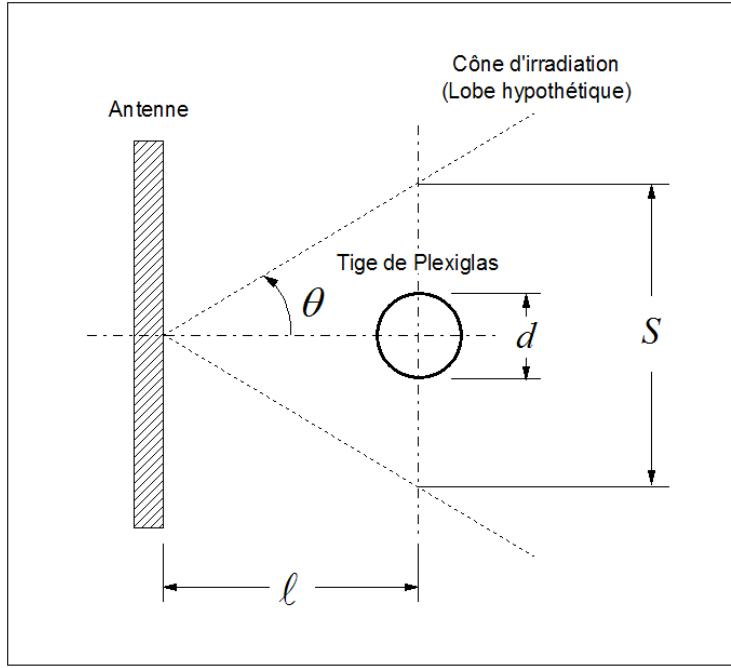


Figure 4.8 : Schéma d'antenne avec un lobe d'émission et une tige se déplaçant selon l'axe horizontal.

En se basant sur cette dernière figure, le rapport de la surface visible de la tige sur la surface totale radiée par l'antenne à la position l peut s'exprimer comme suit :

$$P = \frac{\text{diamètre}}{S} \quad (4.42)$$

Soit :

$$\tan \theta = \frac{S/2}{l} \Rightarrow P(l) = \frac{\text{diamètre}}{2l \tan \theta} \quad (4.43)$$

En considérant que le coefficient de réflexion vu par l'antenne sera une pondération d'un milieu continu et du même milieu contenant la tige, on peut calculer l'impédance moyenne vue par l'antenne selon l'équation suivante :

$$Z_{moyen}(x) = (1 - P(x))Z_{eau} + P(x)Z_{eau+tige}(x) \quad (4.44)$$

Ainsi, à l'aide de cette correction, et en considérant une valeur de $\theta = 30^\circ$, et un diamètre de tige de 11 mm, nous avons calculé le coefficient de réflexion en fonction de la position de la tige. Les parties réelle et imaginaire sont tracées dans le graphique montré à la figure 4.9 :

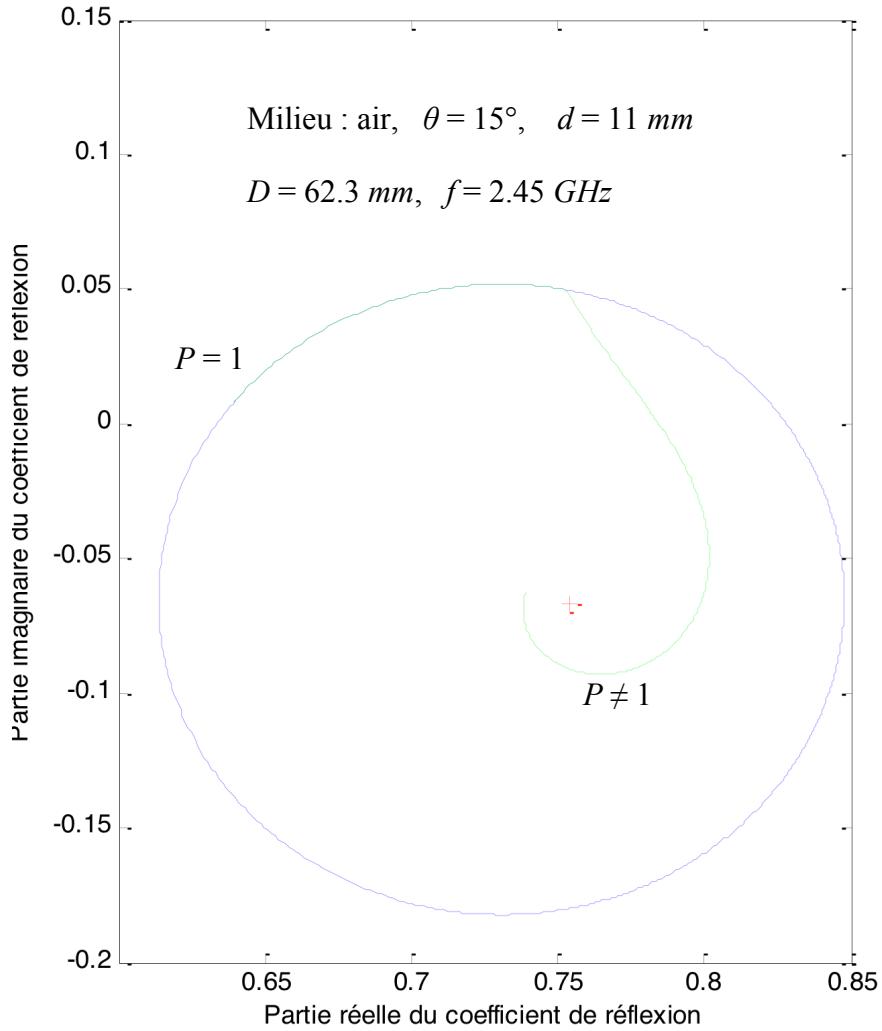


Figure 4.9 : Variation du coefficient de réflexion complexe d'une tige de plexiglas lorsqu'on la fait bouger dans un tube rempli d'air selon la figure 4.8. En bleu : sans le facteur P , en vert : en prenant compte du facteur P .

On remarque que le cercle décrivant le coefficient de réflexion n'est pas centré à l'origine. Cela est possiblement du aux effets de réflexions induites par l'air et par les parois externe et interne du tube. Le fait que nous soyons en présence d'un cercle complet vient de la longueur d'onde de l'onde dans l'air (i.e., dans ce cas $\lambda = 12.24 \text{ cm}$) qui est exactement le double du diamètre du tube ($D = 6.23 \text{ cm}$). On remarque aussi que les courbes bleue et verte sont identiques la tige se trouve très proche de l'antenne et presque toute l'onde émise par l'antenne parvient à la tige.

Si l'on remplace l'air contenu dans le tube par de l'eau, tout en gardant la tige de Plexiglas dans le tube pour simuler le passage de bulles d'air dans un milieu diphasique (en tenant compte que la différence d'impédance entre l'air et le Plexiglas par rapport à l'eau est négligeable), il faut introduire un paramètre d'atténuation du à la permittivité complexe et à la conductivité de l'eau. À cela s'ajoute le fait que la longueur d'onde sera plus petite (9 fois plus faible, $\lambda_{eau} @ 2.45 \text{ GHz} \approx 1.4 \text{ cm}$) dans l'eau que dans l'air. À partir du tableau 4.1, l'équation (4.14) donne des valeurs pour le paramètre d'atténuation et la constante de phase, c'est-à-dire :

$$\gamma = \alpha + i\beta = 31.6 - 457i. \quad (4.45)$$

Le coefficient de réflexion complexe en fonction de la position de la tige de Plexiglas le long des axes des x selon le modèle montré à la figure 4.8 est présenté à la figure 4.10.

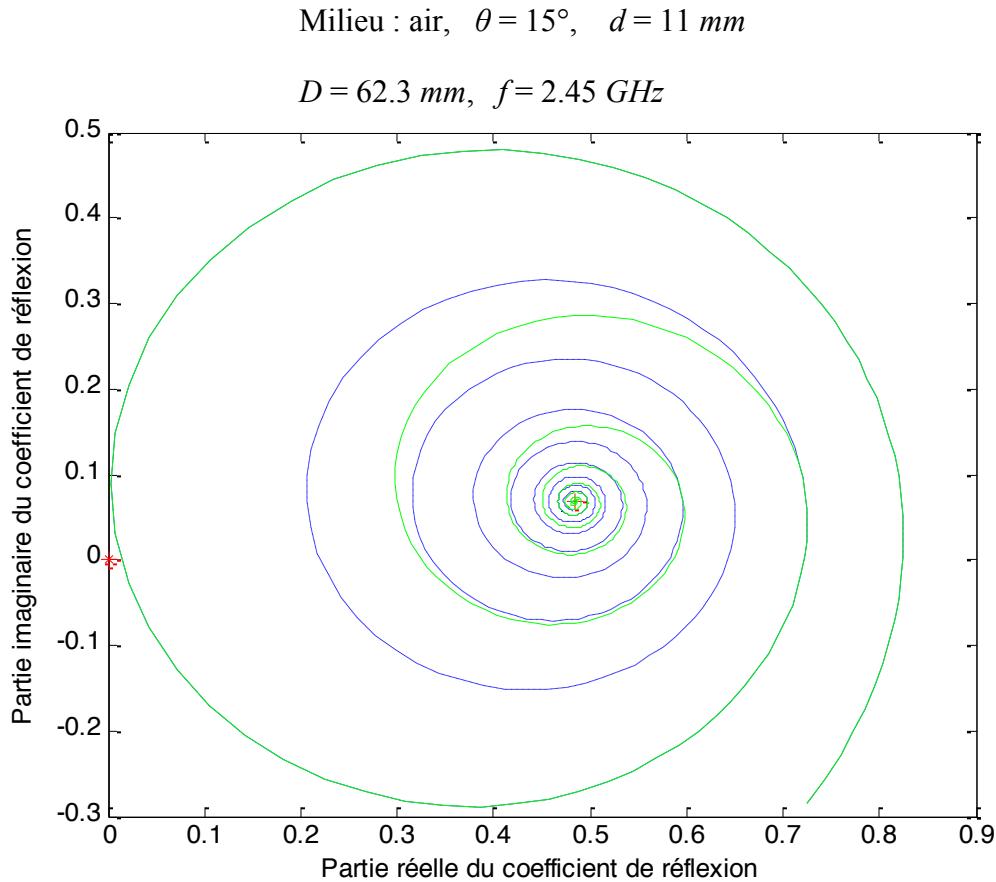


Figure 4.10 : Valeurs du coefficient de réflexion en fonction de la position d'une tige de Plexiglas dans un tube contenant de l'eau. L'étoile rouge représente l'origine, la croix rouge représente le coefficient de réflexion d'un milieu ne contenant que de l'eau. En bleu : sans facteur P , en vert, avec le facteur P .

La figure 4.10 montre l'effet de l'atténuation de l'eau sur le coefficient de réflexion selon la position d'une tige de Plexiglas dans un tube d'eau. Chaque cercle décrit par ce graphique correspond à une distance parcourue d'une demi-longueur d'onde dans le milieu de propagation. Plus on éloigne la tige de l'antenne, plus la couche d'eau est importante. L'absorption des ondes électromagnétiques est telle que l'onde réfléchie par la tige est très faible : la présence de la tige devient presque indécelable. C'est ce que l'on voit sur la figure où le coefficient de réflexion semble converger vers un point fixe, qui est vraisemblablement le coefficient de réflexion d'un milieu homogène ne contenant que de l'eau. Lorsque l'on intègre la distance de l'antenne à la tige, on obtient la représentation graphique en 3-D montré à la figure 4.11 plus explicite que celle de la figure 4.10.

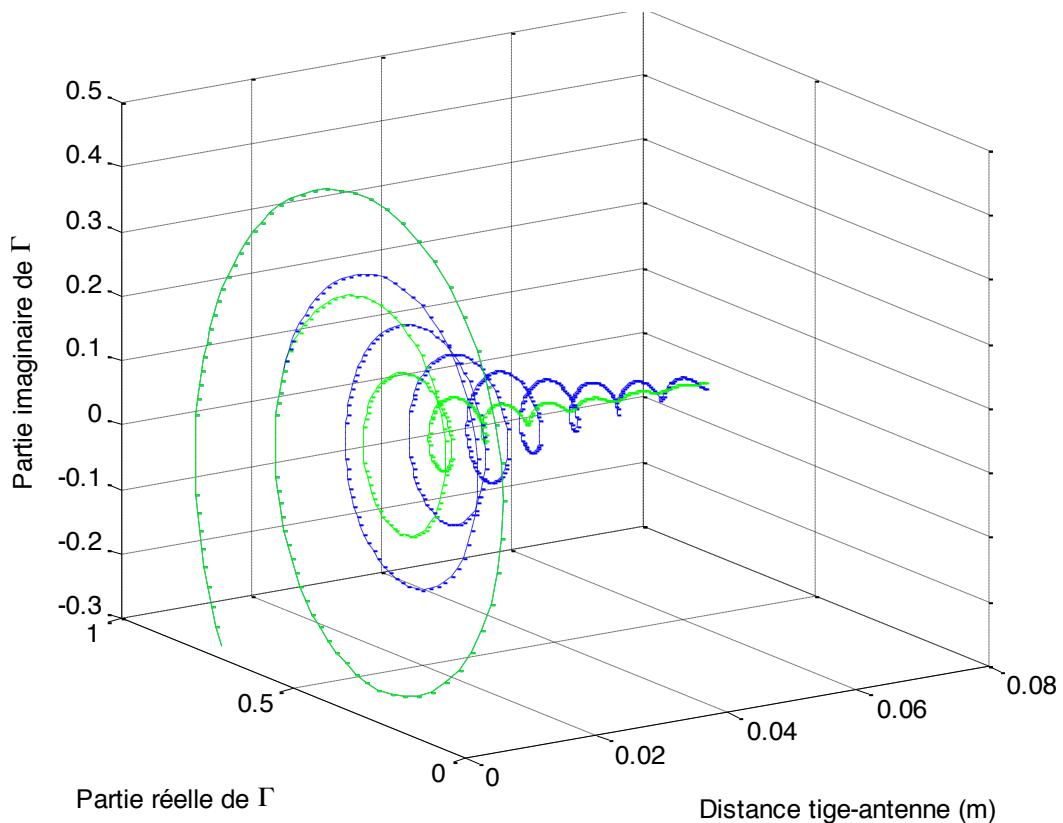


Figure 4.11 : Valeurs du coefficient de réflexion complexe en fonction de la distance de la tige par rapport à l'antenne dans un milieu ne contenant que de l'eau. En bleu : sans facteur P , en vert : avec facteur P .

Les figures 4.10 et 4.11 montrent à quel point la phase du coefficient de réflexion est sensible à la position de la tige par rapport à l'antenne. Ainsi, il est possible de soutirer de l'information à partir de la lecture de la phase du coefficient de réflexion uniquement. Dépendamment de l'origine que nous choisissons pour calculer la phase, nous pouvons obtenir soit :

- Uniquement la phase de façon précise (calcul par rapport à un point correspondant au coefficient de réflexion d'un milieu ne contenant que de l'eau, i.e., croix rouge dans la figure 4.10 correspondant à l'impédance de l'eau).
- La phase et l'atténuation (calcul par rapport à l'origine du repère). À cet égard, la figure 4.12 montre l'atténuation normalisée où α est la partie réelle de l'équation 4.26.

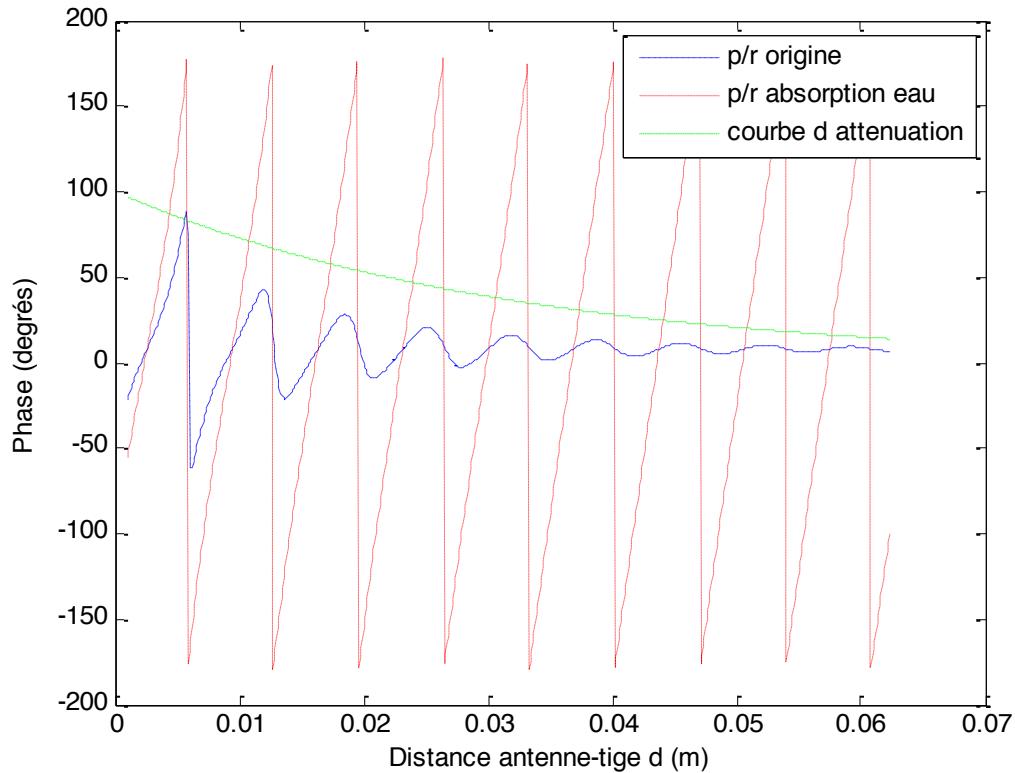


Figure 4.12 : Phase du coefficient de réflexion en fonction de la distance antenne-tige.

Sur la figure 4.12, on note en tiret : la phase de Γ par rapport à l'origine; en pointillé : la phase de Γ par rapport à un milieu ne contenant que de l'eau et en vert : la courbe d'atténuation suivant la tendance de la phase de Γ . Tous les calculs ont été effectués sans le facteur P . En prenant en compte le facteur P dans les calculs on obtient les résultats montrés dans la figure 4.13.

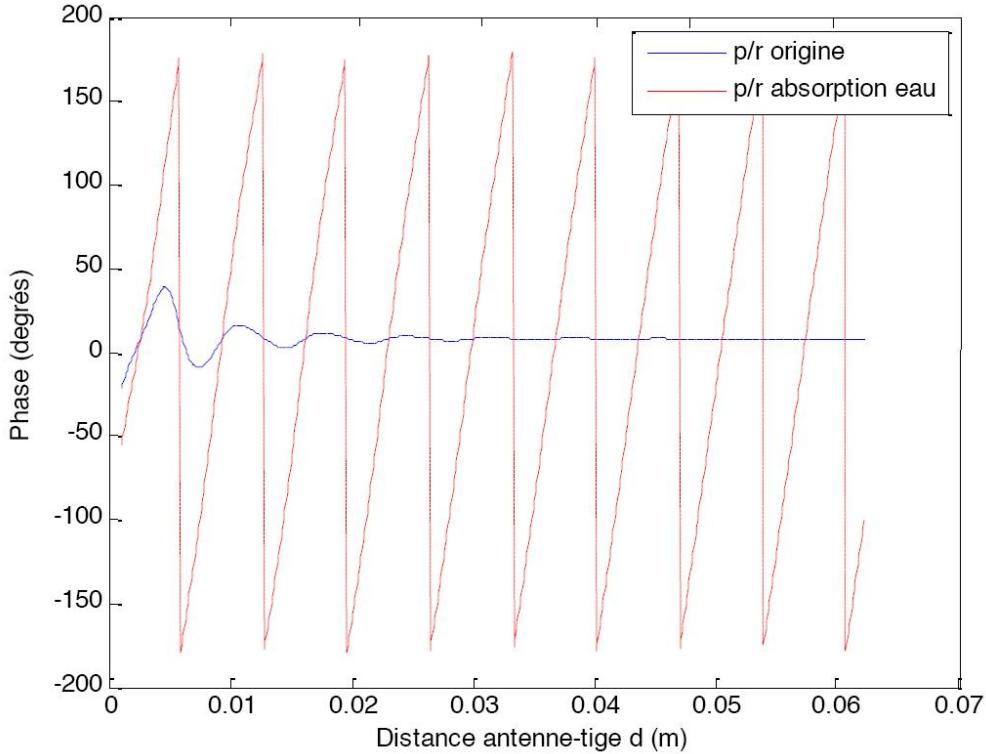


Figure 4.13 : Phase du coefficient de réflexion Γ en tenant compte du facteur P .

Comme on peut le voir sur cette figure, l'effet de P est ressenti sur la variation de la phase par rapport à l'origine. Bien que la phase de Γ change continuellement en fonction de la distance antenne-tige les effets combinés de l'absorption de l'eau et du facteur P font en sorte qu'après quelques longueurs d'ondes parcourues dans le milieu, le coefficient de réflexion Γ tend à converger rapidement vers un point fixe. Bien qu'en théorie, la phase de Γ change continument il devient néanmoins très difficile de déceler la présence de la tige après quelques longueurs d'ondes parcourues par l'onde dans l'eau. Le rapport signal-bruit se détériore rapidement.

Pour une tige en présence d'air avec $P \neq 1$, on obtient les variations de phase montrées à la figure 4.14.

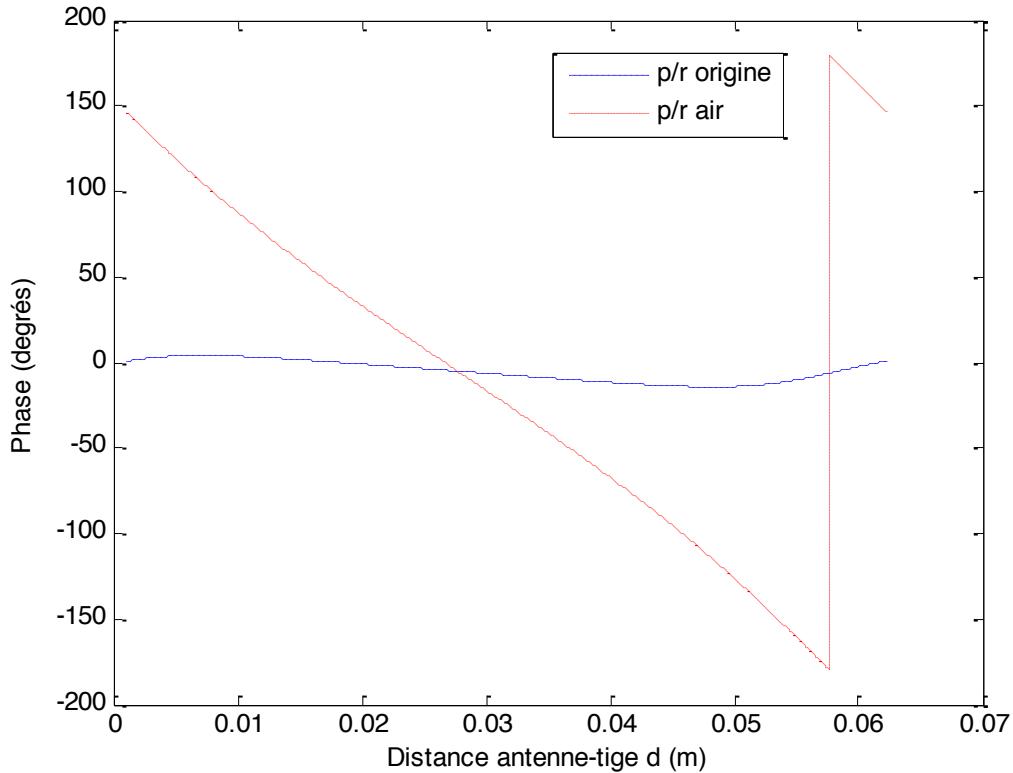


Figure 4.14 : Phase du coefficient de réflexion Γ dans un tube rempli d'air.

Ces simulations en présence d'un milieu absorbant et non absorbant montrent l'importance d'utiliser l'approche du modèle de ligne de transmission en utilisant des micro-ondes. Ce modèle nous a permis d'observer l'information supplémentaire apportée par la variation de la phase lorsque l'on change la distance d'une tige par rapport à l'antenne. On a également constaté les limites de détection d'objets lorsque l'atténuation du milieu de propagation devient non nulle et que la distance séparant l'objet de la source d'émission devient importante (quelques longueurs d'onde). On remarque enfin, qu'il est plus intéressant d'exprimer la phase non pas à partir de l'impédance $Z_0 = 50 \Omega$ (i.e., l'origine du repère) mais par rapport à l'impédance de l'eau Z_{eau} correspondant à un milieu n'ayant pas eu de perturbation (pour un tube rempli d'eau).

CHAPITRE 5 INSTRUMENTATION PROPOSÉE

En se basant sur les résultats des simulations présentées dans le chapitre 4, nous proposons l’implémentation d’un instrument pour la mesure du taux de vide moyen d’un mélange eau-air. Dans ce chapitre, nous présentons une description détaillée du dispositif proposé ainsi que les techniques de conception que nous avons utilisées.

L’instrumentation proposée consiste en un ensemble de dispositifs micro-ondes qui sont raccordés et fonctionnant à une seule fréquence d’opération (i.e., 2.45 GHz). Un schéma simplifié de l’ensemble est montré à la figure 3.1. Comme on peut le voir dans cette figure, le système est composé d’un générateur micro-ondes composé d’un oscillateur contrôlé par tension, d’un amplificateur, d’un coupleur à six-ports, d’une antenne et d’un système d’acquisition de données à 16 *bits* branché à un ordinateur. L’atténuateur, qui est placé après l’amplificateur est abordé en dernière partie. Une description plus détaillée de chaque composant est présentée dans les sections subséquentes.

5.1 Le générateur d’onde (VCO)

Le générateur micro-onde a été fabriqué à partir d’un oscillateur contrôlé par tension. On l’appelle également ‘Voltage Controlled Oscillator’ (VCO). Nous avons choisi un VCO de la marque ‘*Crystek Microwave*’, modèle *CVCO55BE-1900-2762*. Il génère un signal monochromatique de 6 dBm dont la fréquence peut être ajustée entre 1.9 GHz et 2.8 GHz . Ainsi, une tension variable entre 0.5 et 9.5 Volts permet de choisir la fréquence du signal généré. L’information technique de ce circuit est donnée à l’annexe. Pour son fonctionnement, il requiert une alimentation stabilisée de 10 Volts . Pour l’alimentation de l’ensemble des composants, nous avons utilisé un bloc de marque ‘*GW Insteck*’ modèle ‘*GPD-3303S*’ qui fournit une sortie de $\pm 5\text{ Volts}$ et de deux sorties variables de $\pm 10\text{ Volts}$.

La figure 5.1 montre la réponse en fréquence du dispositif qui a été mesurée avant son implantation dans le système proposé. Veuillez noter que les mesures présentées dans la figure 5.1 ont été effectuées par incrément de 0.1 Volt .

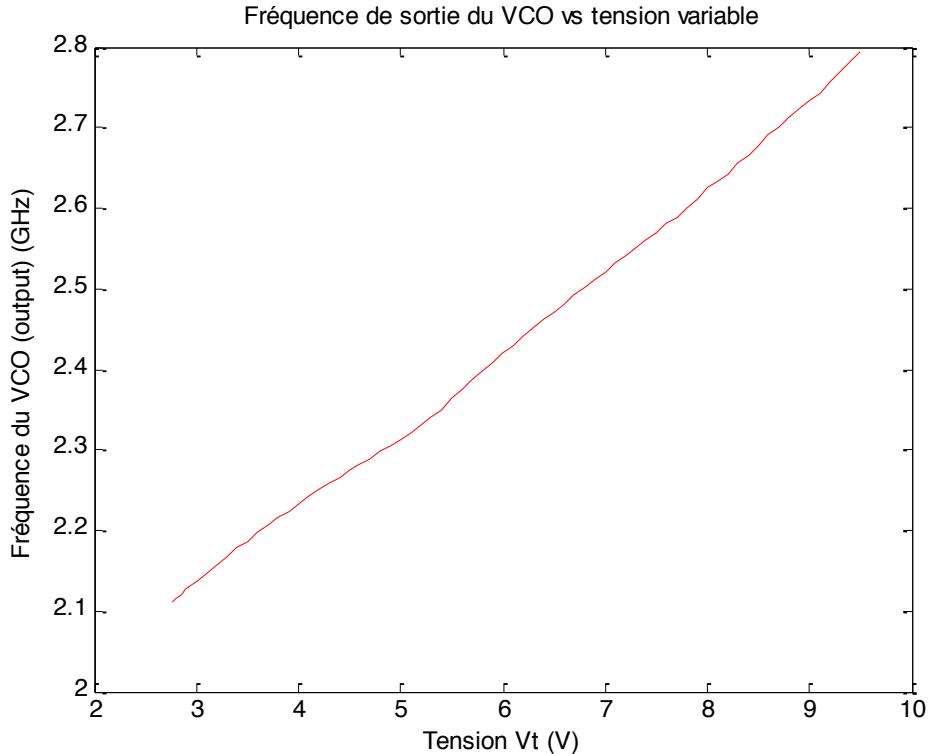


Figure 5.1 : Réponse du générateur micro-onde en fonction de la tension variable appliquée.

Cette figure montre que la fréquence de l'oscillateur que nous avons choisi varie de façon assez linéaire avec la tension. Ainsi la tension correspondante à la fréquence désirée est déterminée par interpolation. Étant donné la sélectivité très élevée autant du coupleur que de l'antenne, il faut que l'oscillateur soit capable de produire une distribution spectrale de très haute qualité. Nous avons testé ce dispositif en utilisant un analyseur de spectre modèle HP 8563A. La figure 5.2 montre la réponse pour une tension de contrôle de 5.992 Volts. On constate que $\Delta f/f_0$ est très faible et que la différence entre l'amplitude à $f = f_0$ et celle des autres composants (i.e., du bruit) est supérieure à 75 dBm. De plus, notre mesure confirme que le maximum de puissance (i.e., à $f_0 = 2.432$ GHz) est légèrement supérieur à 6 dBm, tel que donné par le fabricant (voir annexe).

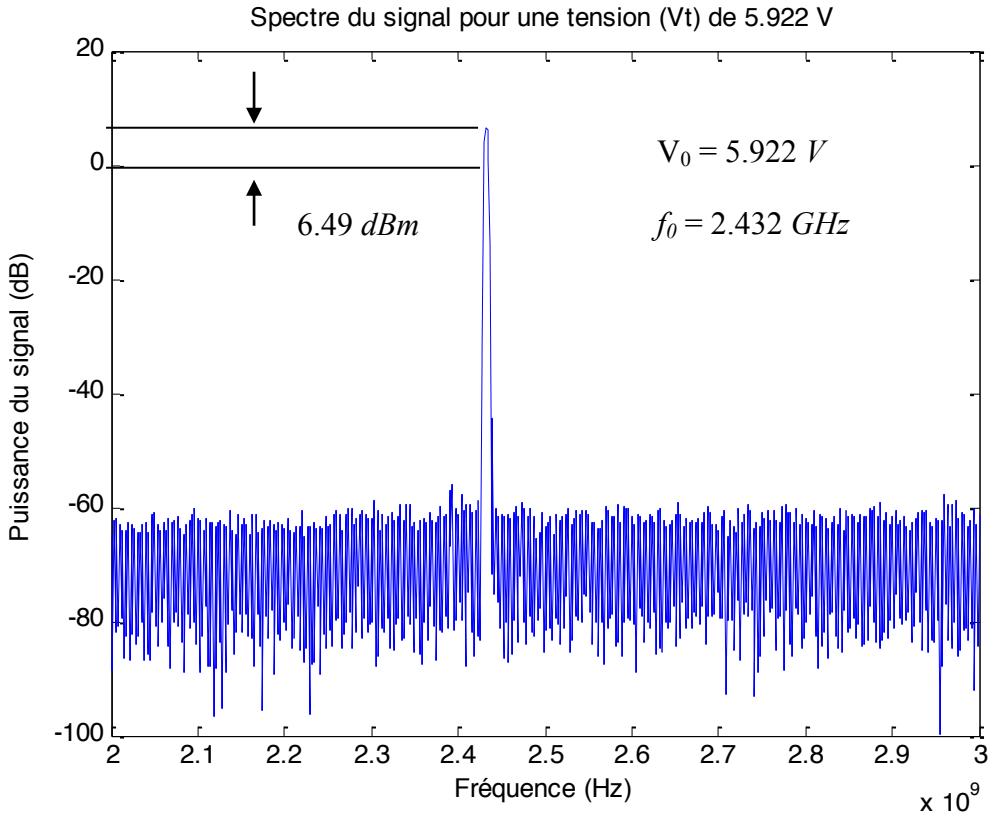


Figure 5.2 : Spectre du signal pour une tension de 5.922 V (choix arbitraire).

Afin de préserver les propriétés de fonctionnement du générateur, nous décidons de le protéger de toute perturbation électromagnétique extérieure en le plaçant dans une boîte métallique, de type cage de Faraday.

5.2 L'amplificateur séparateur

À la sortie de l'oscillateur, nous avons placé un amplificateur isolateur. Lorsque le signal est généré il se propage à travers le réseau, cependant, une partie de celui-ci peut être réfléchi par les différents changements d'impédance. Ainsi, une portion du signal peut retourner vers le générateur. Ce retour peut interférer avec ce dernier et provoquer des instabilités en modifiant la fréquence du signal généré et ainsi fausser les conditions expérimentales. Pour protéger le générateur de cet effet, nous utilisons un isolateur placé à sa sortie (output). L'isolateur a pour fonction de dévier le signal retourné sans empêcher la propagation du signal émis comme le montre la figure 5.3.

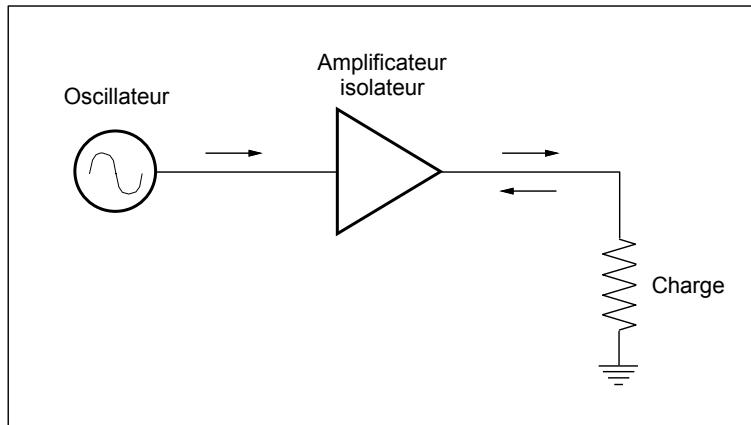


Figure 5.3 : Parcours du signal émis par l'oscillateur en présence d'un isolateur.

Nous avons décidé de construire un amplificateur isolateur en utilisant la composant Gali-39 de la compagnie ‘Mini-circuit’. Pour notre type d’application, les isolateurs se trouvent être massifs, assez délicats à opérer et pas forcément adaptés à nos besoins ; c’est dans cette optique que nous décidons d’utiliser un autre dispositif ayant une fonction d’isolateur. Un amplificateur a pour but d’amplifier la puissance d’un signal et opère également comme isolateur. Comme nous n’avons pas besoin nécessairement d’amplifier notre signal, nous choisissons un amplificateur de gain relativement faible mais adapté à notre fréquence d’utilisation, c'est-à-dire, entre 2.3 et 2.7 GHz. Selon les spécifications, il peut fournir 18 dB d’amplification avec une saturation à partir d’une puissance de 15 dBm. Les détails techniques de ce composant sont donnés à l’annexe. Cet amplificateur nécessite la fabrication d’un circuit PCB pour loger quelques composants électroniques ainsi qu’une source de tension pour le faire fonctionner. Le PCB proposé en utilisant la technologie des lignes de transmission par micro-rubans (micro strips) est montré à la figure 5.4. Il a été fabriqué sur un substrat Rogers R/T Duroid 5880 d’épaisseur 31 mil et de permittivité diélectrique relative $\epsilon_r = 2.2$.

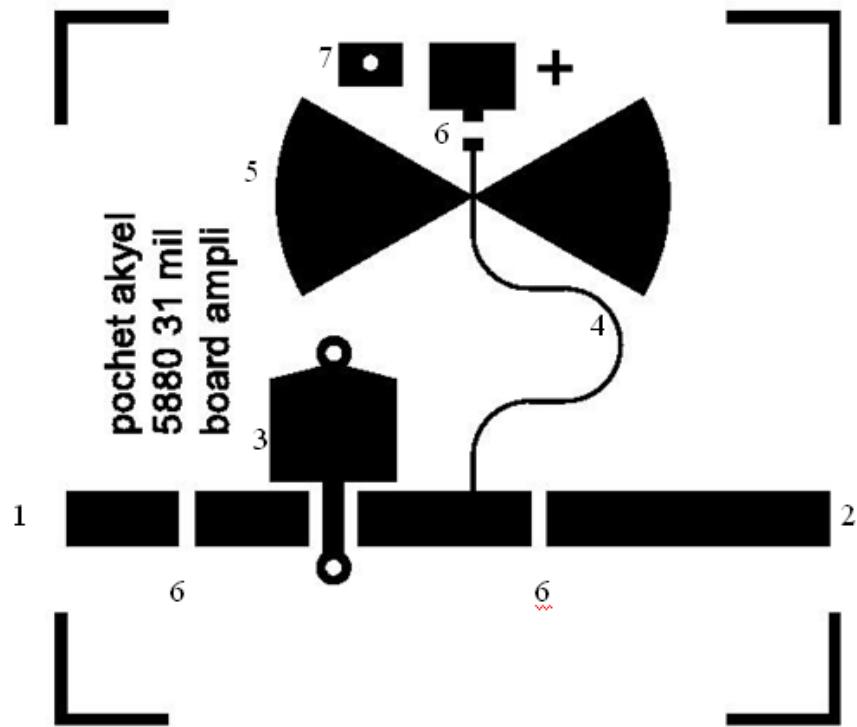


Figure 5.4 : Schéma du PCB conçu pour la fabrication de l'amplificateur isolateur.

Les points de contacts électriques relatifs à la conception de ce circuit sont les suivants :

1. Entrée du signal produit par le générateur. Pour une adaptation optimale, la ligne de transmission a une impédance de 50Ω à la fréquence d'utilisation de 2.45 GHz .
2. Sortie du signal amplifié.
3. Plan de masse de l'amplificateur. L'amplificateur est soudé à cette position, avec la pin reliée à la masse sur le ruban central. Le plan de masse est beaucoup plus grand que la taille effective du dispositif *Gali-39* afin de permettre une meilleure dissipation de la chaleur. Le plan de masse, partie arrière du PCB est relié aux connections par des rivets en cuivre '*plated through holes*'.
4. Ligne de transmission de haute impédance pour l'alimentation de l'amplificateur.
5. Capacitance de court-circuit pour les hautes fréquences de type papillon '*butterfly stub*' (i.e., chicot papillon).
7. Support pour l'alimentation.

On remarque sur la figure 5.4 qu'une partie du signal amplifié se retrouve dans la ligne qui sert à alimenter l'amplificateur (ligne identifiée au point 4). Pour éviter des pertes et garantir une impédance de sortie correcte, la ligne d'alimentation est conçue pour avoir la plus forte impédance possible, c'est-à-dire la largeur de cette ligne est la plus mince possible, dans notre cas *6 mils*. La longueur de cette ligne est de $\lambda/4$, ceci produit un déphasage de $\pi/2$ (90°) à la fréquence d'opération (i.e., *2.45 GHz*). Le 'butterfly stub' est en réalité un court circuit de longueur $\lambda/4$ que l'on décide d'élargir pour une adaptation sur une plus large bande de fréquence. Ce court circuit permet au signal d'être réfléchi intégralement et de revenir vers la ligne de transmission initiale. La longueur de la ligne d'alimentation et du court circuit est donc de $\pi/2 + \pi/2 = \pi$, ($90^\circ + 90^\circ = 180^\circ$) c'est-à-dire une distance aller-retour de 360° . Ainsi, lorsque le signal réfléchi retourne vers la ligne de transmission, il n'a aucun déphasage et ainsi aucune interférence avec le signal existant, comme le montre la figure 5.5 :

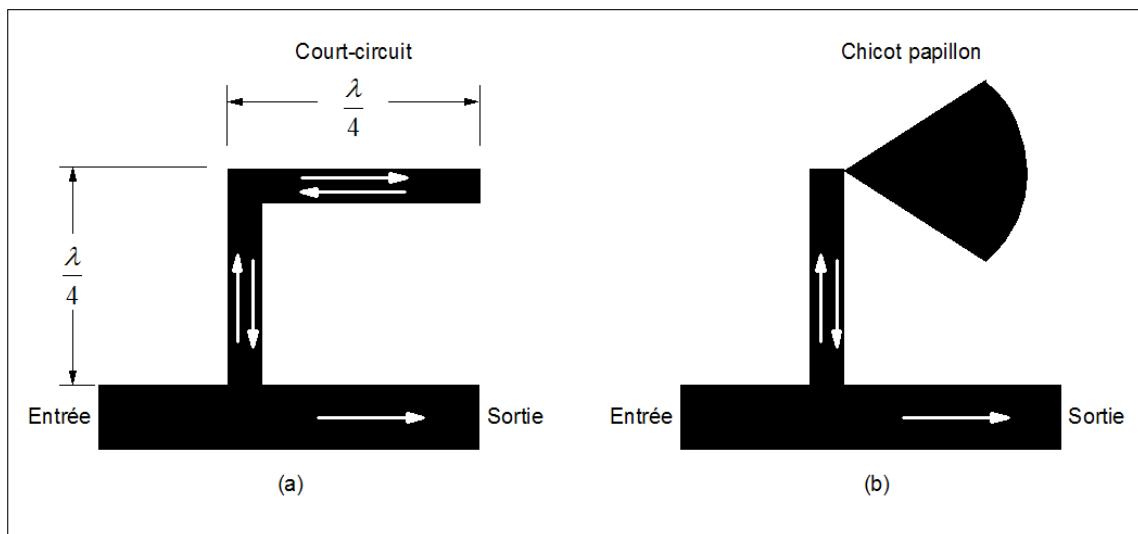


Figure 5.5 : Effet de la ligne de transmission de type 'butterfly stub' sur le parcours du signal dévié.

Le circuit montré à la figure 5.4 a été construit et par la suite a été caractérisé en utilisant un analyseur de réseau Anritsu 37369D. De cette manière nous avons obtenu les paramètres de réflexion $S11$, de transmission $S21$ et $S12$. Le comportement de ces paramètres en fonction de la fréquence est présenté à la figure 5.6.

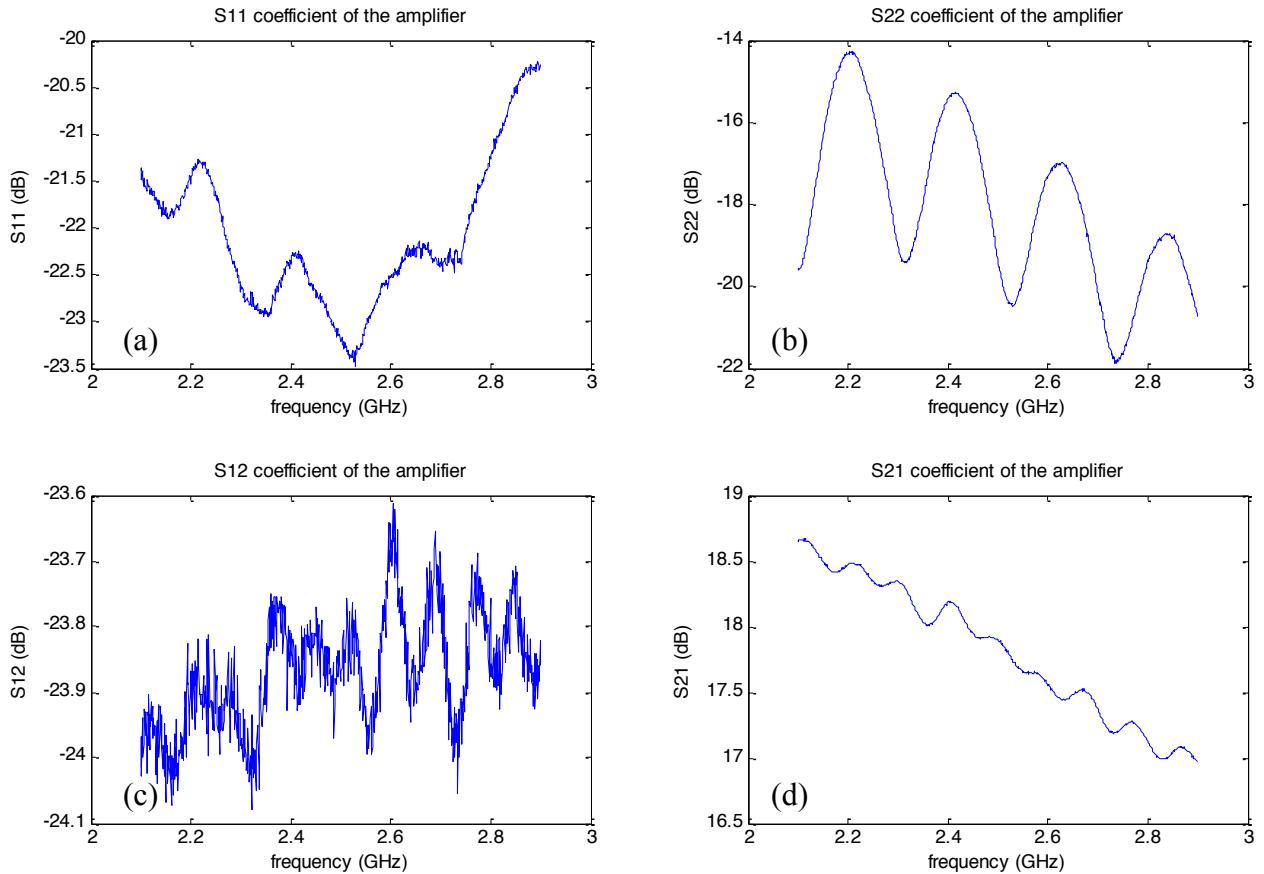


Figure 5.6 : Paramètres S de l'amplificateur isolateur en fonction de la fréquence.

La figure 5.6 a, montre le coefficient $S11$, soit la réflexion du signal incident. La valeur de ce coefficient est d'environ -22.5 dB , ce qui est acceptable pour notre application. La figure 5.6 b, montre la valeur du paramètre $S22$, soit la réflexion au port 2. Cette donnée n'est pas importante pour notre application. La figure 5.6 c, est la plus intéressante, elle montre le paramètre $S12$, c'est-à-dire la transmission entre le port 2 et le port 1 i.e., la performance en tant qu'isolateur de l'amplificateur. La valeur moyenne du paramètre $S12$ est d'environ -23.9 dB ce qui est considéré comme satisfaisant. La figure 5.6 d, montre le paramètre de transmission $S21$ de l'amplificateur et donc sa capacité à amplifier le signal. À une fréquence de 2.45 GHz , il amplifie le signal d'environ 18 dB (puissance), tel que mentionné dans les spécifications du composant *Gali-39*.

5.3 Le coupleur six-ports

Le coupleur six-ports ou réflectomètre six-ports a été développé en premier lieu par Engen et Hoer au milieu des années 70 [58]. Dans l'instrument développé au cours de cette maîtrise, ce composant nous permet de détecter simultanément la magnitude et la phase du coefficient de réflexion complexe, dans notre cas causé par le changement d'impédance de l'écoulement d'un mélange diphasique. Le coupleur est un dispositif passif et linéaire comportant 6 accès (6 ports) : un port d'entrée connecté au générateur, un port de sortie connecté à la charge inconnue que nous souhaitons mesurer et 4 autres ports de mesures connectés à des détecteurs de puissance. Ainsi ce réflectomètre délivre une combinaison de 4 puissances selon la valeur de la charge au port 2. Connaissant les constantes d'étalonnage, il est possible de déterminer le coefficient de réflexion complexe de n'importe quelle charge inconnue en temps réel par une simple lecture simultanée des 4 ports de puissance et par un simple calcul matriciel. Cette méthodologie est discutée en détail dans la section 5.3.1.

Typiquement, un de ces 4 ports est appelé le port de référence, ce qui veut dire que la puissance mesurée à ce port ne dépend pas de la charge à mesurer et est généralement constante. Un tel port est utilisé à des fins de normalisation. L'obtention d'une réponse fiable et précise requiert un étalonnage exhaustif qui peut s'avérer long et fastidieux.

Les avantages d'utiliser un coupleur six-ports pour notre type d'application entre autres sont : le coût relativement faible (quelques centaines de dollars comparé à un analyseur de réseau de plusieurs milliers de dollars), sa robustesse, sa simplicité technologique et sa facilité de construction. Le principal inconvénient d'un tel système est que sa bande d'utilisation en fréquence est très limitée et il est donc conçu pour fonctionner à une seule fréquence. La théorie derrière le fonctionnement d'un système six-ports est présentée dans la section suivante.

5.3.1 Théorie du coupleur à six-ports : la matrice de transfert

Soit un système généralisé à six-ports comme celui montré à la figure 5.7.

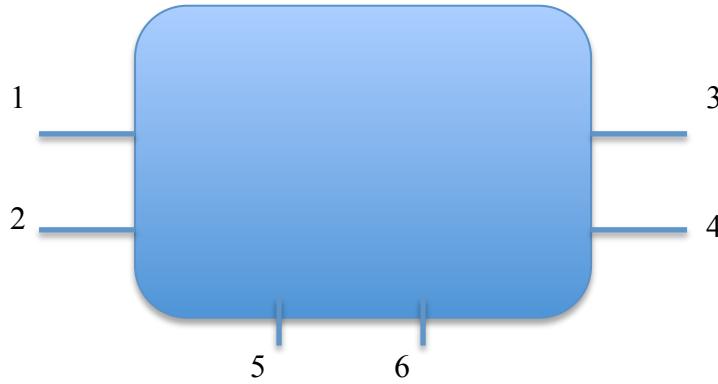


Figure 5.7 : Système généralisé à six-ports.

Pour un tel système il est possible de relier les entrées et les sorties par des paramètres de dispersion similaires à ceux introduits dans la section 1.2. Soit par exemple a_i , le coefficient d'un signal incident au port i et b_i , la réflexion provoqué par le même port. La relation liant ces deux signaux est $b = S.a$ où S est la matrice de dispersion d'un port à n accès. Dans le cas d'un dispositif à un port (1 accès), S est un scalaire, cependant pour le réflectomètre six-ports (6 accès), S est une matrice six par six, tel que :

$$[b] = [S].[a] \quad (5.1)$$

D'après l'équation 4.20 en posant $\Gamma_i = a_i/b_i$, i la valeur des coefficients de réflexion au port i avec $i = 3, 4, 5, 6$, le numéro du port nous pouvons établir la matrice suivante :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13}\Gamma_3 & s_{14}\Gamma_4 & s_{15}\Gamma_5 & s_{16}\Gamma_6 \\ s_{21} & s_{22} & s_{23}\Gamma_3 & s_{24}\Gamma_4 & s_{25}\Gamma_5 & s_{26}\Gamma_6 \\ s_{31} & s_{32} & s_{33}\Gamma_3 - 1 & s_{34}\Gamma_4 & s_{35}\Gamma_5 & s_{36}\Gamma_6 \\ s_{41} & s_{42} & s_{43}\Gamma_3 & s_{44}\Gamma_4 - 1 & s_{45}\Gamma_5 & s_{46}\Gamma_6 \\ s_{51} & s_{52} & s_{53}\Gamma_3 & s_{54}\Gamma_4 & s_{55}\Gamma_5 - 1 & s_{56}\Gamma_6 \\ s_{61} & s_{62} & s_{63}\Gamma_3 & s_{64}\Gamma_4 & s_{65}\Gamma_5 & s_{66}\Gamma_6 - 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ b_3 \\ b_4 \\ b_5 \\ b_6 \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

où a_i et b_i sont respectivement, les amplitudes des signaux incidents, réfléchis au port i et s_{ij} les coefficient de dispersion du port j vers le port i . Pour s'assurer que le six-ports soit fonctionnel le déterminant de la matrice $[S]$ doit être différent de 0, i.e., il faut que $[S]$ puisse être inversée.

Ce système matriciel peut être réécrit comme suit :

$$[a'] = [U].[b'] \text{ avec } [U] = [S]^{-1} \quad (5.3)$$

Une forme explicite de ce système peut s'écrire dans la forme :

$$a_i = u_{i1}b_1 + u_{i2}b_2 \text{ avec } i = 1, 2. \quad (5.4)$$

$$b_i = u_{i1}b_1 + u_{i2}b_2 \text{ avec } i = 3, \dots, 6. \quad (5.5)$$

Les éléments u_{ij} de la matrice U sont des nombres complexes. L'expression de b_i en fonction de a_2 et b_2 nous est donnée en substituant l'équation (5.4) dans (5.5), c'est-à-dire :

$$b_i = M_i a_2 + N_i b_2 \quad (5.6)$$

où

$$M_i = u_{i1}/u_{21} \quad \text{et} \quad N_i = u_{i2} - (u_{22}u_{i1})/u_{21}, \quad \text{avec } i = 3, \dots, 6 \quad (5.7)$$

L'équation 5.6 montre que les signaux incidents b_i aux détecteurs positionnés aux ports 3, 4, 5 et 6 sont uniquement fonction du signal b_2 dirigé vers la charge à mesurer, du signal réfléchi a_2 par la charge à mesurer ainsi que des paramètres M_i et N_i qui sont des caractéristiques intrinsèques du six-ports.

En posant Γ , le coefficient de réflexion de la charge inconnue tel que $\Gamma = a_2/b_2$, nous pouvons substituer la valeur de Γ dans l'équation 5.6. Ainsi, la puissance mesurée à chaque port nous est donnée par le signal incident b_i multiplié par son complexe conjugué, ce qui donne :

$$p_i = A b_i b_i^* = A |b_2|^2 \left[|N_i|^2 + |M_i|^2 |\Gamma|^2 + M_i N_i^* \Gamma + N_i M_i^* \Gamma^* \right] \quad (5.8)$$

avec $i = 3, \dots, 6$ et A une constante.

Cette équation peut être présentée comme le produit scalaire de deux vecteurs, c'est-à-dire :

$$p_i = A |b_2|^2 L_i^T R \quad (5.9)$$

avec $i = 3, \dots, 6$ et :

$$L_i = \left(|N_i|^2, |M_i|^2, N_i^* M_i, N_i M_i^* \right)^T \quad (5.10)$$

$$R = \left(1, |\Gamma|^2, \Gamma, \Gamma^* \right)^T \quad (5.11)$$

Il est ainsi possible de relier le vecteur de puissance p_i au vecteur coefficient de réflexion Γ , en introduisant un opérateur Z exprimé par :

$$Z = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ 0 & 0 & -\frac{j}{2} & \frac{j}{2} \end{bmatrix} \quad (5.12)$$

ce qui donne :

$$P = A|b_2|^2 LR = A|b_2|^2 LZ^{-1}\Gamma = A|b_2|^2 C\Gamma = \alpha C\Gamma \quad (5.13)$$

où C est une matrice complexe, P est un vecteur colonne représentant la puissance mesurée par les 4 détecteurs, L est la matrice comportant les L_i (équation 5.10) et Γ le vecteur coefficient de réflexion tel que :

$$\begin{aligned} \Gamma &= (1, |\Gamma|^2, R(\Gamma), I(\Gamma))^T \\ L &= (L_1^T, L_2^T, L_3^T, L_4^T)^T \\ P &= (p_1, p_2, p_3, p_4)^T \end{aligned} \quad (5.14)$$

avec $R(\Gamma)$ et $I(\Gamma)$, les parties réelles et imaginaires du coefficient de réflexion Γ .

La matrice C de l'équation 5.13 est appelée la matrice d'étalonnage, elle décrit la réponse et le comportement du réflectomètre et est une caractéristique de chaque six-ports. Il est maintenant possible de déduire la valeur du coefficient de réflexion :

$$\Gamma = \frac{1}{\alpha} C^{-1} P = \frac{1}{\alpha} X P \quad (5.15)$$

où $C^{-1} = X$ est l'inverse de la matrice C . Cette équation indique que pour un six-ports actif, la matrice C doit être inversible.

Le coefficient de réflexion est trouvé en normalisant les éléments du vecteur coefficient de réflexion Γ par le premier élément du même vecteur ; ainsi, les autres éléments du vecteur Γ deviennent :

$$\begin{aligned}
 |\Gamma|^2 &= \frac{X_2 P}{X_1 P} \\
 R(\Gamma) &= \frac{X_3 P}{X_1 P} \\
 I(\Gamma) &= \frac{X_4 P}{X_1 P}
 \end{aligned} \tag{5.16}$$

où X_i est un vecteur ligne correspondant à la $i^{\text{ème}}$ rangée de la matrice X . La valeur des éléments de la matrice d'étalonnage C (ainsi que ceux de X) dépend de la conception du six ports. De plus, l'obtention de ces valeurs requiert un étalonnage précis et complet.

Dans cette partie nous avons vu qu'il est possible d'obtenir la valeur du coefficient de réflexion d'une charge inconnue à partir de la mesure de la puissance livrée sur 4 ports de mesure pour un système à six-ports arbitraire à l'aide de la matrice $X(C^{-1})$. Dans la section suivante nous proposons une structure de six-ports et donnons des détails sur sa conception.

5.3.2 Conception d'un coupleur à six-ports

Le six-ports que nous proposons est inspiré de celui conçu par Tatu lors de ses travaux de doctorat [59]. La conception du six-ports consiste en une succession de coupleurs hybrides $\pi/2$ agencés d'une telle façon que pour la mesure d'une charge adaptée, le niveau de puissance est le même pour tous les détecteurs. D'après l'équation 5.1 de la section précédente, la matrice de dispersion d'un tel coupleur hybride à 4 ports est donnée par :

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & j & 1 & 0 \\ j & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & j \\ 0 & 1 & j & 0 \end{bmatrix} \tag{5.17}$$

Il faut noter que pour le restant du texte, nous utiliserons la représentation schématique suivante présentée à la figure 5.8.

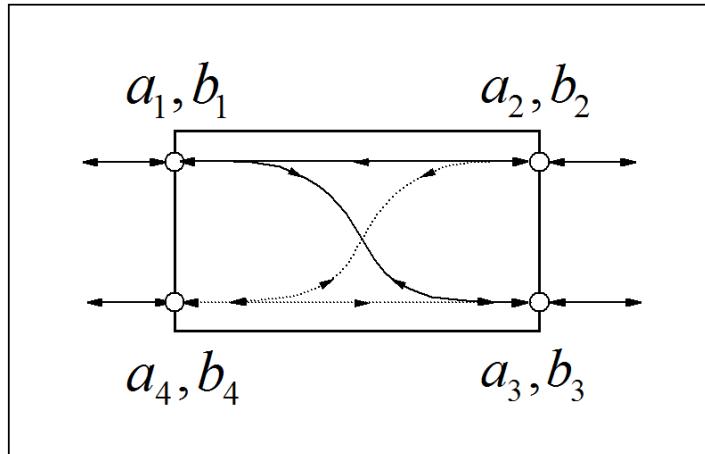


Figure 5.8 : Représentation schématique d'un coupleur à 4 ports.

Si on suppose un signal incident appliqué au port #1, les caractéristiques principales d'un tel coupleur, tel que décrit par la matrice en 5.17 sont :

- Une atténuation de 3 dB (50%) et un déphasage de $\pi/2$ entre le signal d'entrée au port #1 et celui de sortie au port #2 (i.e., $S21 = j / \sqrt{2}$).
- Une atténuation de 3 dB (50%) et aucun déphasage entre l'entrée au port #1 et la sortie au port #3 ($S31 = 1 / \sqrt{2}$), soit un déphasage de $\pi/2$ et aucune atténuation entre le signal du port #3 et celle du port #2 ($S23 = j$).
- Une isolation parfaite entre le port #1 et le port #4 ($S41 = 0$).
- Aucune réflexion à l'entrée (au port #1) ($S11 = 0$).

En utilisant le système à 4 ports de la figure 5.8, il est maintenant possible de concevoir un coupleur à six-ports. Un tel système est montré dans la figure 5.9.

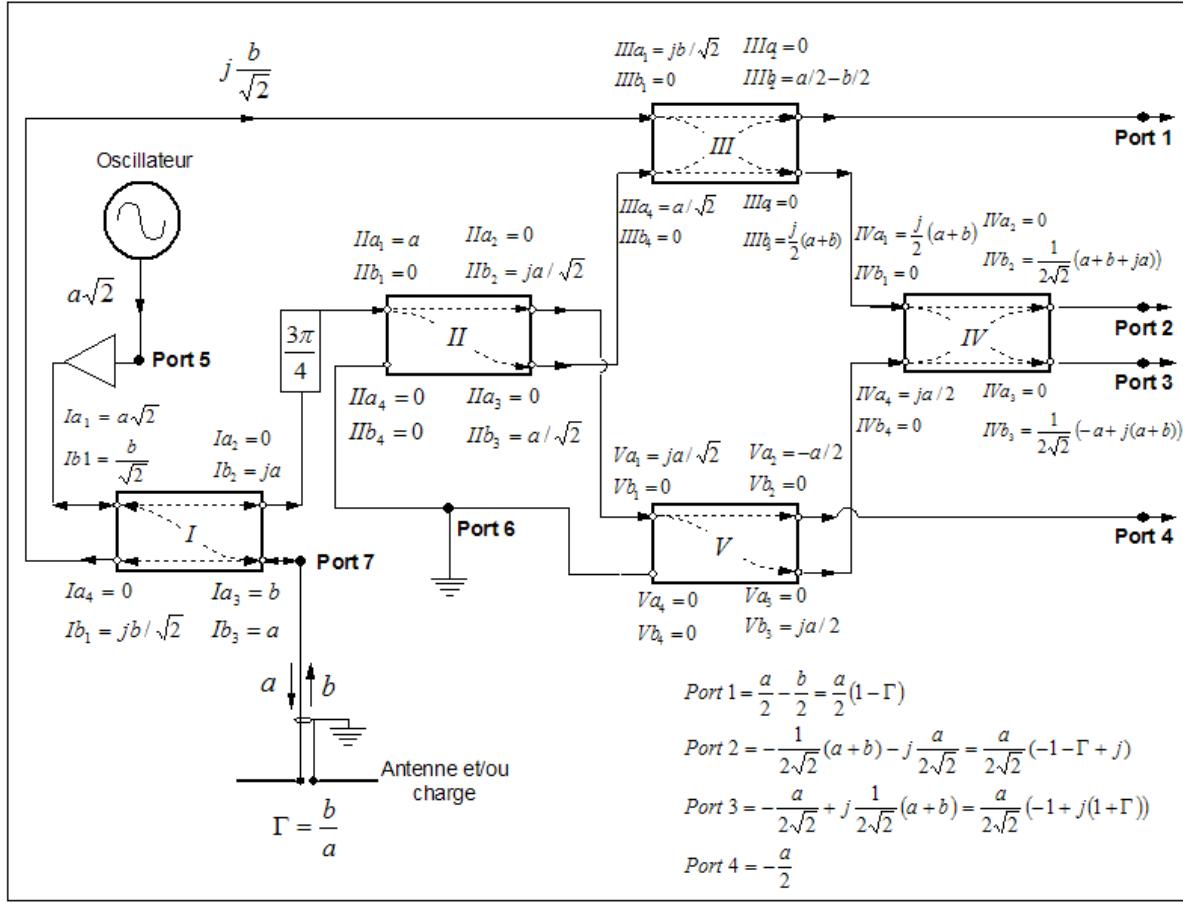


Figure 5.9 : Modèle d'un réflectomètre six-ports basé sur l'utilisation des coupleurs hybrides à 4 ports.

La figure 5.9 nous montre l'agencement de coupleurs hybrides que nous proposons comme modèle de six-ports. La fonctionnalité de chaque entrée et sortie de ce système est résumée comme suit :

- Ports 1 à 4 : constituent les ports où sont installés les détecteurs de puissance. Veuillez noter que le port 4 correspond au port de référence ; c'est-à-dire que la puissance mesurée à ce port ne dépend pas de la valeur de la charge.
- Port 5 : correspond à l'entrée du générateur d'onde i.e., (oscillateur).
- Port 6 : il s'agit des ports terminés par une charge adaptée de 50Ω .
- Port 7 : la charge dont le coefficient de réflexion à mesurer est connectée à ce point. Pour notre expérience, l'antenne est connectée à ce port.

- Port 8 : il s'agit d'un déphasageur de $\pi/2$ placé juste après le premier coupleur afin de redonner au signal émergent à ce coupleur, la même phase que celle du signal incident à l'entrée.

Pour comprendre le fonctionnement du dispositif, nous allons expliquer à titre d'exemple le parcours du signal arrivant au port #1. Ce signal est la somme du signal réfléchi par la charge inconnue et du signal arrivant au port #1 sans rencontrer la charge inconnue. L'intensité du signal est explicitée au long de sa propagation (voir la figure 5.10).

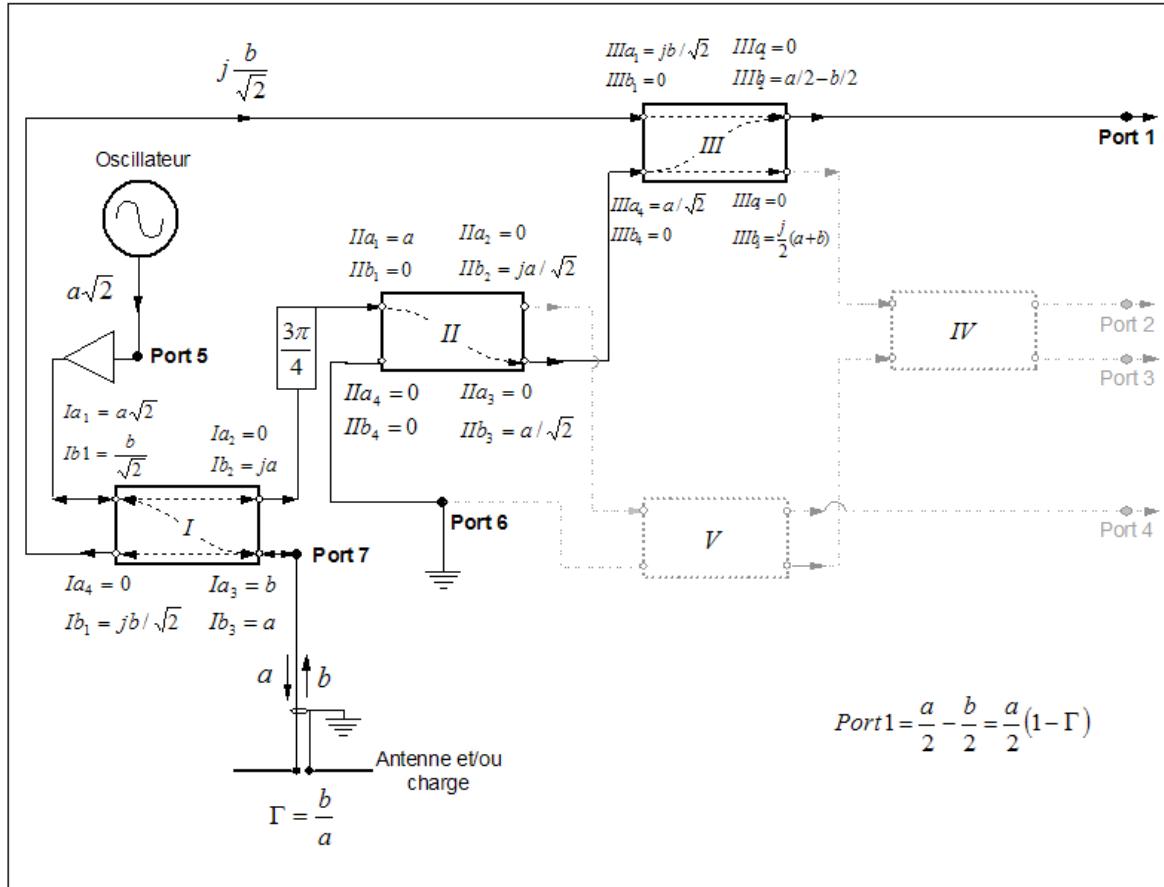


Figure 5.10 : Propagation d'un signal généré par l'oscillateur jusqu'au port #1.

L'intensité du signal arrivant au port #1 est $\frac{a}{2} - \frac{b}{2}$ où a est l'onde incidente, et b , l'onde réfléchie par la charge inconnue au port #7. Sachant que $\Gamma = b/a$ (nombre complexe), nous pouvons réécrire l'intensité de ce signal pour faire apparaître le coefficient de réflexion Γ , c'est-à-dire :

$$\text{Intensité - P1} = \frac{a}{2} - \frac{b}{2} = \frac{a}{2}(1 - \Gamma) \quad (5.18)$$

Si l'on procède de la même manière que montré à la figure 5.10 pour l'ensemble du réseau six-ports, nous nous retrouvons avec les mesures des intensités à chaque port, ainsi on obtient :

$$\text{Port #1 : } \frac{a}{2}(1 - \Gamma) \quad (5.19)$$

$$\text{Port #2: } \frac{a}{2\sqrt{2}}(-1 + j - \Gamma) \quad (5.20)$$

$$\text{Port #3: } j \frac{a}{2\sqrt{2}}(1 + j + \Gamma) \quad (5.21)$$

$$\text{Port #4: } -\frac{a}{2} \quad (5.22)$$

En considérant le carré de ces valeurs, on obtient la puissance qui peut être mesurée à chaque détecteur c'est-à-dire :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_1 = \frac{|a|^2}{4} |\Gamma - 1|^2 \\ P_2 = \frac{|a|^2}{8} |\Gamma - (-1 + j)|^2 \\ P_3 = \frac{|a|^2}{8} |\Gamma - (-1 - j)|^2 \\ P_4 = \frac{|a|^2}{4} \end{array} \right. \quad (5.23)$$

Tel que mentionné plus haut, le port 4 est indépendant, c'est-à-dire que la puissance mesurée à ce port ne dépend pas de la valeur de la charge à mesurer. Pour une puissance à l'entrée constante, la puissance mesurée à ce port sera toujours la même. Ceci permet d'utiliser cette valeur pour normaliser la puissance des autres ports, de cette manière, nous obtenons les 3 équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} p_1 = \frac{P_1}{P_4} = |\Gamma - 1|^2 \Rightarrow |\Gamma - 1| = \sqrt{P_1} \\ p_2 = \frac{P_2}{P_4} = \frac{1}{2} |\Gamma - (-1+j)|^2 \Rightarrow \sqrt{2P_2} \\ p_3 = \frac{P_3}{P_4} = \frac{1}{2} |\Gamma - (-1-j)|^2 \Rightarrow \sqrt{2P_3} \end{array} \right. \quad (5.24)$$

Dans une représentation x,y ces équations peuvent être considérées comme des cercles dont les centres sont respectivement $(1 ; 0)$, $(-1 ; 1)$ et $(-1 ; -1)$ et les rayons $\sqrt{P_1}$, $\sqrt{2P_2}$ et $\sqrt{2P_3}$. Une représentation de ces cercles est montrée dans la figure 5.11.

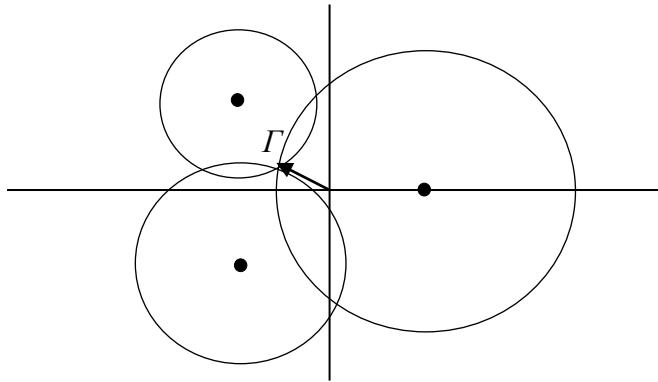


Figure 5.11 : Représentation schématique des cercles donnée par l'équation 5.24.

La solution du système donné par l'équation 5.22 correspond au point d'intersection des 3 cercles. Ce point représente la valeur du coefficient de réflexion Γ . Étant donné que l'axe y représente la partie imaginaire de l'équation 5.24, la figure 5.11 montre que Γ est aussi un nombre complexe. Cette figure montre que les cercles se croisent en un point qui est la valeur du coefficient de réflexion Γ de la charge à mesurer. La position des centres de ces cercles dépend donc du parcours des signaux le long des lignes de transmission du réflectomètre, qui dépend de la conception du six-ports. On remarque dans cette figure que pour une bonne détermination de Γ , il est important que les centres des cercles soient suffisamment espacés dans l'espace x,y . Pour une mesure optimale, les cercles devraient être les sommets d'un triangle équilatéral dont le centre du cercle serait l'origine du diagramme (centres des cercles espacés de 120° entre eux par rapport à l'origine).

En théorie, et dans le cas d'un six-ports parfait, les 3 cercles doivent se couper en un seul point et ce, quelque soit la position de leurs centres. En réalité, dues aux incertitudes de mesure et

de fabrication les cercles ne se croisent que rarement au même point et leur intersection forme plutôt une zone qui délimite les valeurs possible de Γ tel que montré à la figure 5.12 :

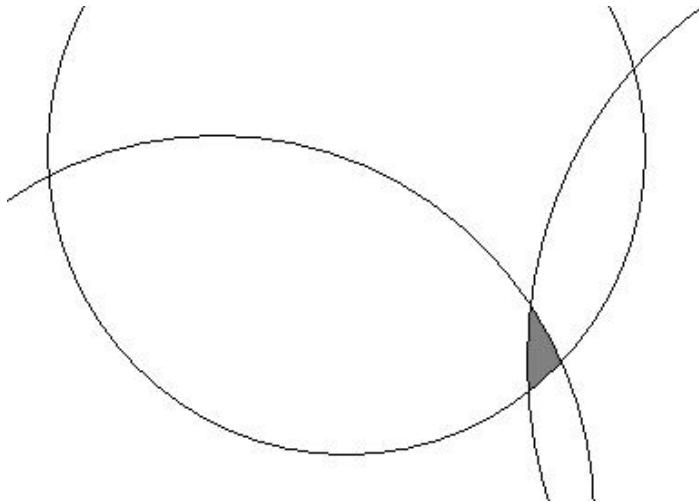


Figure 5.12 : Zone de croisement des cercles (en gris) pour un six-ports comportant des imperfections.

Dans le cas de la figure 5.12, la valeur finale de Γ peut se trouver en calculant le barycentre de la zone ombragée. Pour une mesure de Γ plus précise, il est important de faire en sorte que la zone délimitée par l'intersection des 3 cercles soit la plus petite possible. C'est pour cette raison que la position des centres des cercles doit suivre les recommandations discutées antérieurement. Dans le cas d'une mauvaise conception, les cercles peuvent être alignés comme le montre la figure 5.13.

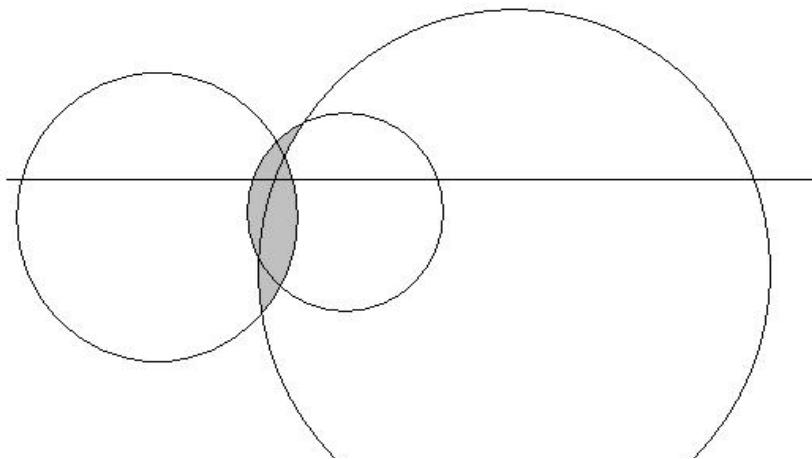


Figure 5.13 : Cas d'une conception incorrecte d'un six-ports.

Tel que le montre cette figure, les centres des cercles sont trop alignés, le croisement des cercles englobe une zone trop large (ombragée) qui complique la détermination du Γ . Il est cependant assez difficile de concevoir un six-ports dont les centres des cercles sont à égale distance les uns par rapport aux autres en utilisant des coupleurs hybrides $\pi/2$; c'est pour cette raison que nous avons décidé de créer un six-ports selon le modèle proposé à la figure 5.9.

Comme le processus de fabrication peut aussi introduire des erreurs, et que l'ajout de connecteurs peut modifier la longueur des chemins, on ne peut pas assumer que le six-ports répondra de la manière dont il a été conçu. Dues à ces incertitudes il est très important de procéder à un étalonnage précis et approfondi que nous discuterons au chapitre 7. Dans la prochaine section nous allons montrer la conception d'un coupleur générique ainsi que du six-ports en utilisant la technologie des lignes de transmission par micro rubans ('micro strips').

5.3.3 Fabrication d'un coupleur générique ainsi que du six-ports proposé

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, le coupleur hybride $\pi/2$ a pour objectif de séparer un signal en 2 signaux de même intensité déphasés de $\pi/2$ (i.e., $\lambda/4$) l'un par rapport à l'autre. Pour mieux comprendre cette technologie, nous présentons d'abord un coupleur générique à quatre ports. La figure 5.14 montre le schéma de ce coupleur constitué de micro-rubans. Il s'agit d'un coupleur classique de type 'carré' avec 4 rubans d'impédances $Z_1 = Z_0$ et $Z_2 = Z_0/\sqrt{2} \Omega$ de longueur $\lambda/4$. En utilisant $Z_0 = 50 \Omega$, on obtient $Z_1 = 50 \Omega$ et $Z_2 = 35.36 \Omega$. Les impédances des micro-rubans sont fonctions de la largeur des rubans et de la fréquence d'opération. Ces largeurs sont calculées grâce au module 'Line Calc' du logiciel *ADS* (Advanced Design System) qui fait appel à la résolution des équations de Maxwell dans des géométries particulières [60, 61].

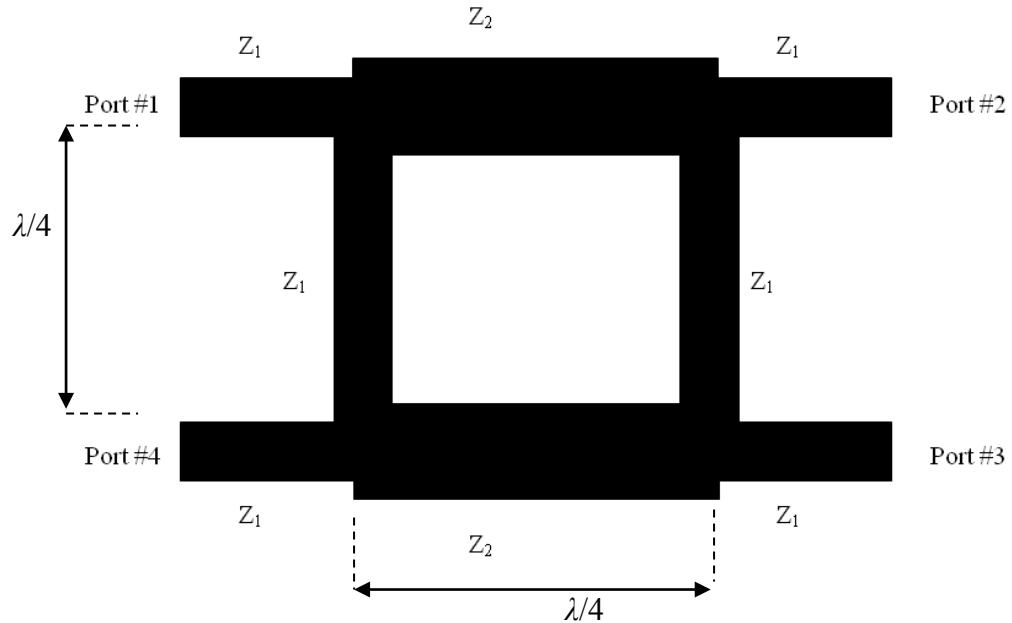


Figure 5.14 : Structure du coupleur hybride $\pi/2$ de type ‘carré’ en utilisant la technologie des micro-rubans.

Comme nous pouvons le constater sur cette figure, l’impédance d’une ligne est reliée à sa largeur. Plus la ligne a une forte impédance, plus sa largeur sera faible. Il existe un autre type de coupleur, plus adapté aux hautes fréquences, qui est le coupleur de type ‘circulaire’. Ses formes arrondies permettent d’éviter les possibles réflexions internes. Par ailleurs, il est assez aisément de concevoir un réseau six-ports à l’aide de ce type de coupleurs. Un schéma de coupleur rond utilisant des micro-rubans est présenté à la figure 5.15. Les dimensions des lignes de transmission (longueur et largeur) sont les mêmes que pour le coupleur carré.

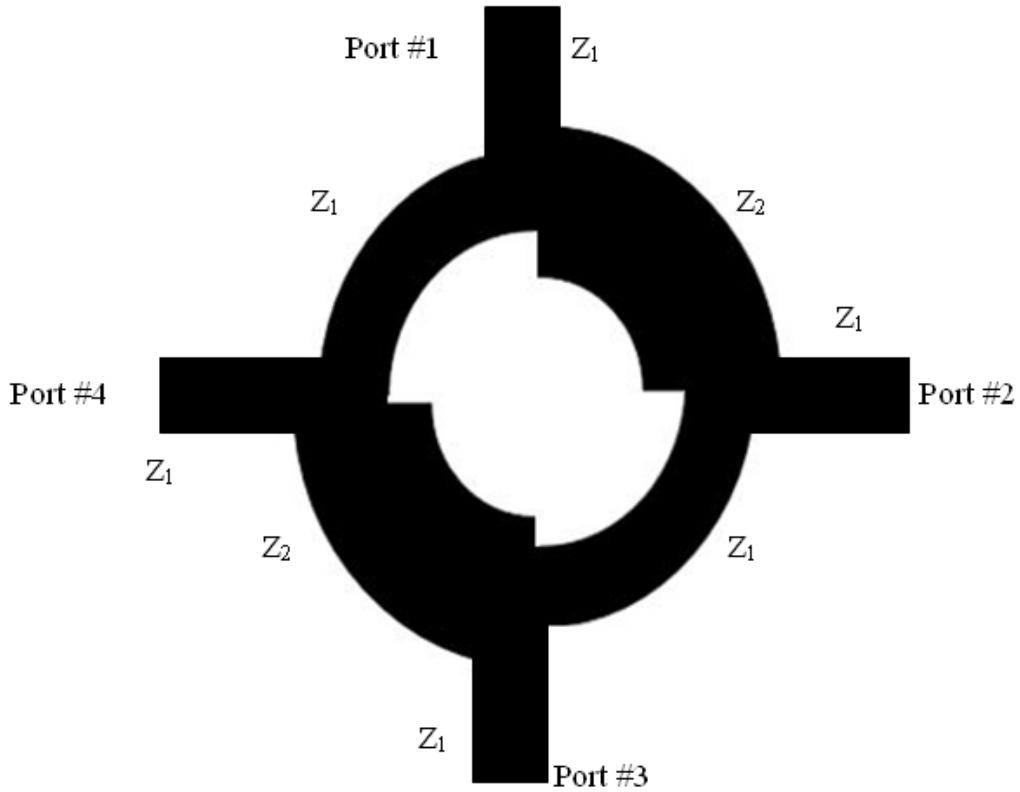


Figure 5.15 : Structure d'un coupleur hybride $\pi/2$ de type ‘circulaire’.

A l'aide de ces modèles de coupleurs, il est maintenant possible de concevoir un réflectomètre six-ports selon le schéma de la figure 5.9. Ainsi, l'arrangement d'un six-ports qui a été fabriqué en utilisant des coupleurs de type circulaires est montré dans la figure 5.16. Ce circuit a été fabriqué sur un substrat de Rogers Corporation®, modèle R/T Duroid 5880 d'épaisseur 31 *mil* et de permittivité relative $\epsilon_r = 2.2$. Les dimensions finales de l'assemblage sont d'environ 12 *cm* par 9 *cm*.

Entrée de l'onde incidente (Oscillateur)

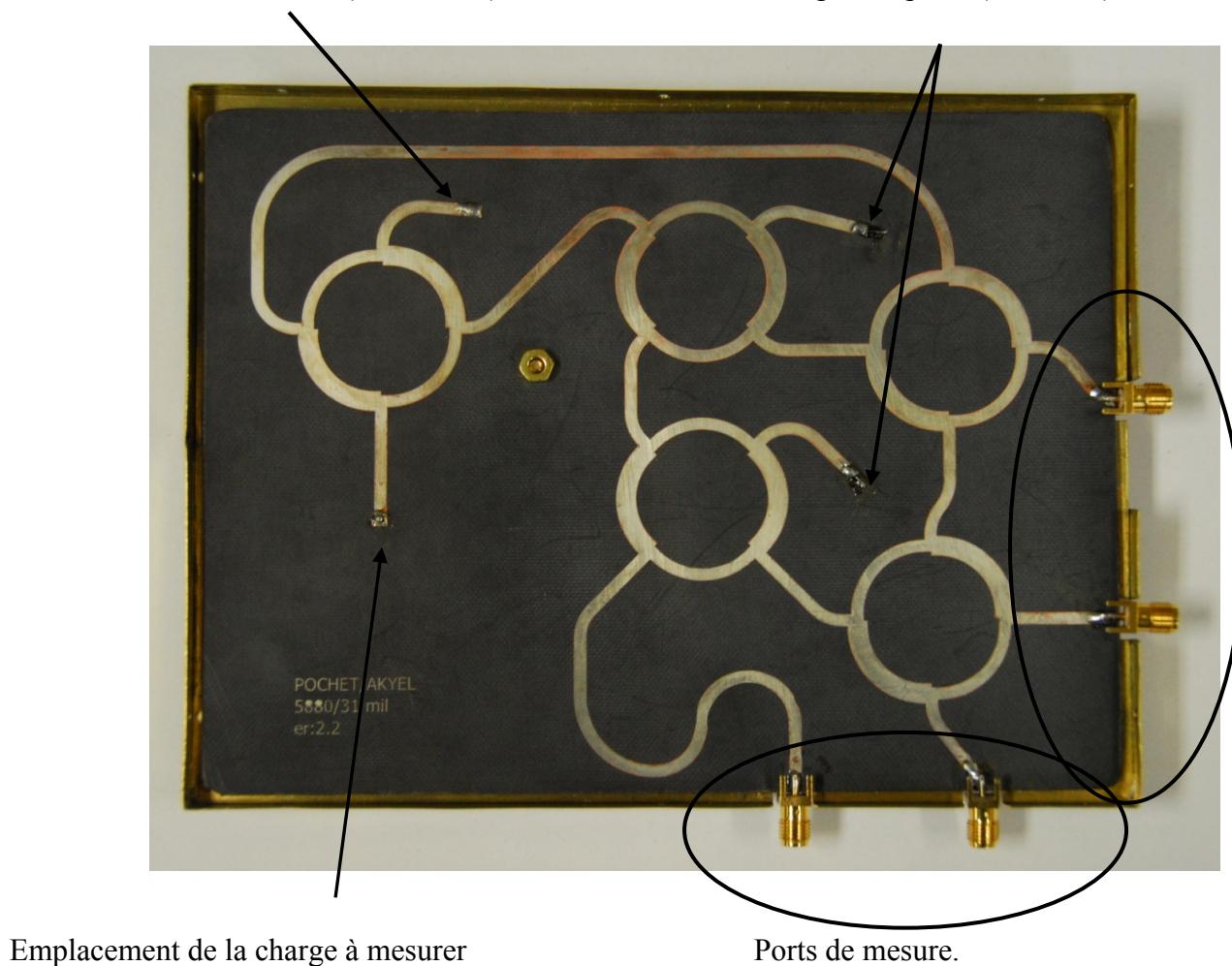
Charges adaptées ($R = 50 \Omega$)

Figure 5.16 : Photo du six-ports construit.

Tel qu'observé dans la photo présentée à la figure 5.16, 4 connecteurs SMA jack sont visibles à l'emplacement des ports de mesure. Les connecteurs pour l'entrée et pour la charge sont placés de l'autre côté du substrat à l'aide d'un rivet.

Étant donné que les dimensions des lignes de transmission sont fonction de la longueur d'onde utilisée, les applications par micro-ruban ont une plage d'utilisation en fréquence très limitée. De cette manière, le six-ports a été conçu pour fonctionner à une fréquence centrale de 2.45 GHz en accord avec les normes ISM.

5.4 L'antenne

Comme le montre la figure 5.9, l'antenne constitue le dispositif qui permet d'émettre et de recevoir les ondes électromagnétiques i.e., ce composant établit le couplage entre l'instrument proposé et le milieu à être mesuré. On peut considérer une antenne comme un dispositif à un port caractérisé par un seul paramètre de dispersion S . L'antenne est connectée au port de mesure du six-ports et reliée à celui-ci par un câble coaxial à faibles pertes (RG-144). L'information que nous cherchons à mesurer est le coefficient de réflexion du mélange liquide-gaz évoluant dans un tube en Plexiglas. Ce coefficient est calculé à partir de l'onde émise par l'antenne et de celle réfléchie et collectée par la même antenne. C'est pour cette raison qu'il est important que l'antenne n'indue pas de réflexion d'onde à l'entrée afin de ne pas fausser la mesure du coefficient de réflexion du mélange. Il faut donc que le paramètre $S11$ de l'antenne soit le plus faible possible pour que la totalité de l'onde arrivant à l'antenne soit rayonnée par celle-ci et non renvoyée vers le six-ports sans avoir été émise. Dans le cadre de ce travail, le choix se porte sur une antenne de type 'patch' (*patch antennas*) qui possède de bons paramètres $S11$, en plus d'être simple d'utilisation, compacte, facile à produire et peu dispendieuse. Son désavantage principal est qu'elle a une bande d'émission en fréquence relativement étroite (quelques dizaines de MHz) et n'est donc opérationnelle qu'autour d'une seule fréquence.

Une antenne patch consiste en un substrat diélectrique de permittivité homogène recouverte d'un côté par une large surface de métal, et de l'autre côté par une deuxième surface métallique (patch) de dimensions calculées selon la fréquence d'utilisation. La figure 5.17 montre le schéma de ce type d'antenne. Les paramètres critiques pour un bon fonctionnement sont les dimensions du 'patch' ainsi que l'épaisseur et la permittivité du substrat diélectrique.

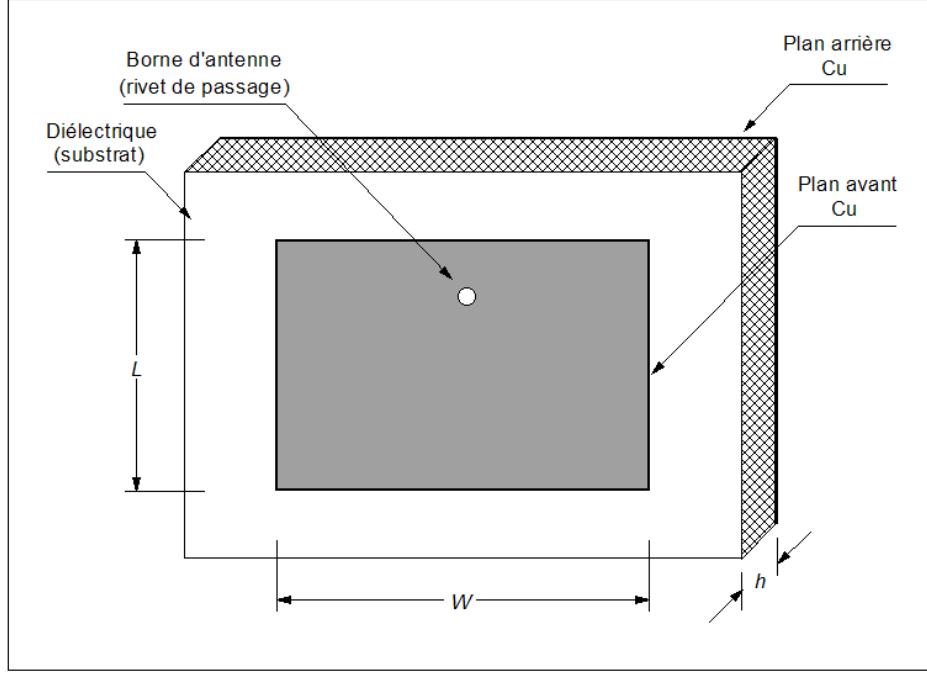


Figure 5.17 : Schéma d'une antenne de type patch.

La partie centrale correspond au patch métallique apposé sur le substrat diélectrique. Les dimensions W , L et h de l'antenne sont calculées en appliquant les relations suivantes [62] :

$$W = \frac{c}{2f} \left(\frac{\varepsilon_r + 1}{2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (5.25)$$

où c est la vitesse de la lumière, et f la fréquence d'opération et ε_r , la permittivité diélectrique relative du substrat de l'antenne ($\varepsilon_r = 2.2$ dans notre cas, substrat Rogers Duroid ® RT 5880). Le calcul de la permittivité effective est déterminé selon :

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{12h}{W} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (5.26)$$

Pour notre application, nous avons choisi le substrat le plus épais, c'est-à-dire 125 *mils*. De cette manière, pour la dimension L , on obtient :

$$L = \frac{c}{2f \sqrt{\varepsilon_{eff}}} - 2\Delta l \quad (5.27)$$

où Δl est calculé selon :

$$\Delta l = 0.412h \left(\frac{\epsilon_{eff} + 0.3}{\epsilon_{eff} - 0.258} \right) \left(\frac{W/h + 0.264}{W/h + 0.8} \right) \quad (5.28)$$

Les dimensions W et L du patch permettent à l'antenne de rayonner à la fréquence voulue. Des logiciels de simulation tel que HFSS permettent d'obtenir les dimensions optimales de l'antenne pour une adaptation parfaite à l'environnement.

La position d'entrée du connecteur est également très importante car l'adaptation d'une antenne à son milieu s'effectue par un choix adéquat de la position de celui-ci. Ainsi, selon que l'on se trouve dans le vide, en présence d'objets, ou dans notre cas, collé à un tube de Plexiglas, la position du connecteur pour une adaptation optimale (i.e., $S11$ très faible) ne sera pas la même. Ainsi, nous avons procédé à l'optimisation de ce dispositif à l'aide de simulations numériques. Le diagramme de rayonnement d'une antenne patch typique est montré dans la figure 5.18.

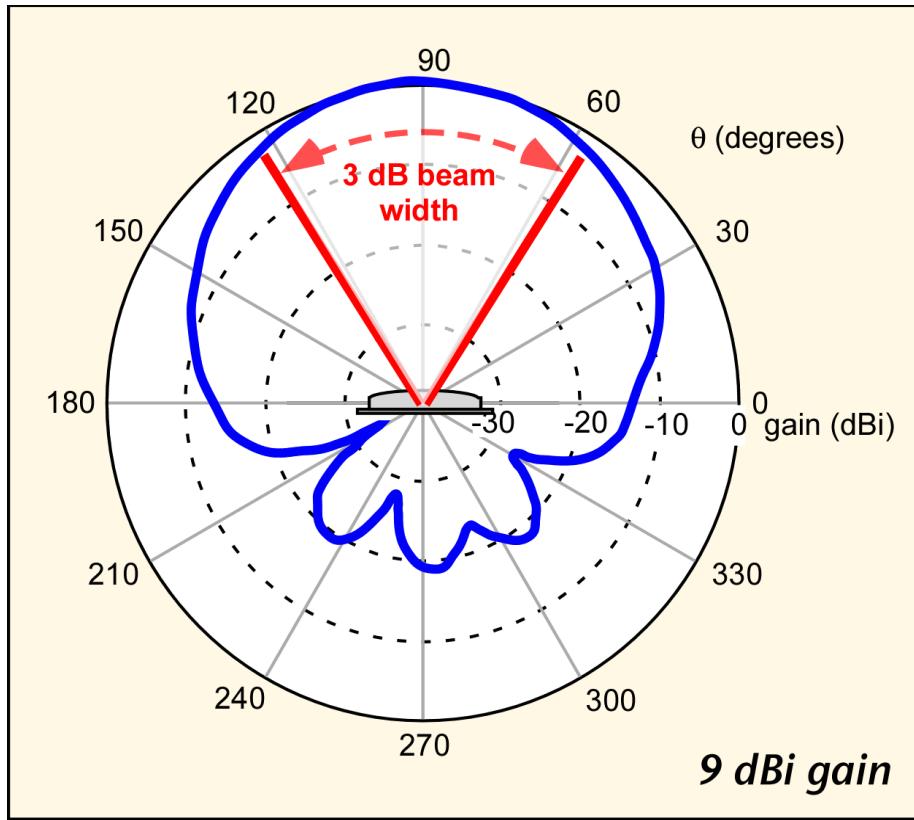


Figure 5.18 : Diagramme de rayonnement d'une antenne de type patch [63].

La figure 5.18 montre que ce type d'antenne est caractérisé par un seul lobe d'irradiation assez large. De plus, on note que l'émission par la partie postérieure de l'antenne est assez faible avec un rapport d'émission avant/arrière supérieur à 25 dB. Ainsi, ce type de dispositif semble

très approprié pour notre application. Veuillez noter que plus d'informations concernant l'antenne utilisée pour construire l'instrument est présenté dans le chapitre 6.

5.5 Les détecteurs

Les détecteurs sont des dispositifs mesurant la puissance d'une onde et la convertissant en une tension. À la suite d'un étalonnage, il est ainsi possible de déduire la puissance de l'onde arrivant à ce port par simple lecture de la tension à la sortie du détecteur. On en utilise un par port de mesure soit quatre au total. Il existe 2 types de détecteurs de puissance : les détecteurs linéaires passifs et les détecteurs logarithmiques.

5.5.1 Les détecteurs linéaires

Initialement, on propose d'utiliser des détecteurs linéaires sous la forme de diodes Schottky. Pour ces raisons, nous caractérisons le comportement de ces détecteurs : il s'agit du modèle '*HSMS-285x Series*' par *Avago Technologies*. Les principaux avantages de ces diodes sont leur coût négligeable (moins de 1\$), leur petite taille (quelques millimètres), leur facilité d'installation (3 pins) et le fait qu'elles n'ont pas besoin d'être alimentées par une source de tension. Les désavantages reliés à leur utilisation sont le fait qu'elles ont une réponse linéaire permettant difficilement de lire de très faibles puissances de façon précise et que les diodes ne sont pas adaptées à la ligne de transmission, ce qui implique une adaptation en fréquence.

Une mesure à l'aide de l'analyseur de réseau nous donne l'impédance d'une diode Schottky soudée au PCB à une fréquence de 2.45 GHz : $z_l = -7-167j \Omega$, ce qui correspond à l'emplacement suivant sur une abaque de Smith tel que le monte la figure 5.19.

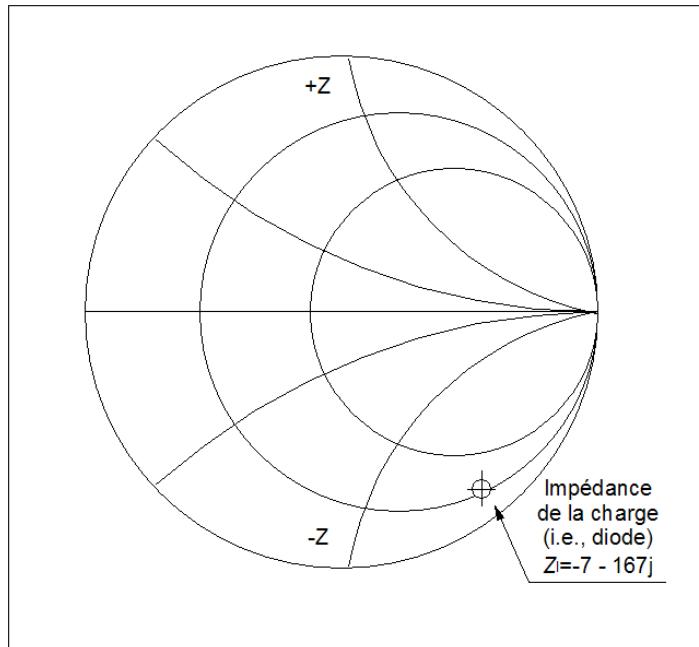


Figure 5.19 : Abaque de Smith montrant l'emplacement de la charge (point noir) induite par la réflexion d'une onde de fréquence 2.45 GHz à l'entrée de la diode Schottky.

Afin d'obtenir une adaptation de la diode pour une fréquence de 2.45 GHz à une ligne de transmission $Z_0 = 50 \Omega$, nous choisissons d'utiliser une technique appropriée aux micro-rubans, le ‘single stub matching’. Les dimensions des micro-rubans pour effectuer cette adaptation sont calculées à l'aide de l'abaque de Smith et vérifiées par une méthode analytique. Après ce type d'adaptation, la plage d'adaptation en fréquence est très étroite (de l'ordre de quelques MHz sur la bande micro-onde), et en changeant la fréquence de quelques dizaines de MHz , l'adaptation à la nouvelle fréquence ne sera plus effective, toute l'onde sera réfléchie à l'entrée du détecteur. Même s'il existe des techniques permettant d'élargir légèrement la bande passante en fréquence, nous avons décidé de ne pas utiliser de détecteur linéaires car peu précis pour des mesures de puissance variant de plusieurs ordres de grandeur. Nous optons donc pour des détecteurs logarithmiques et ne nous attarderons pas davantage sur ce détecteur.

5.5.2 Les détecteurs logarithmiques

Les détecteurs logarithmiques sont des dispositifs nécessitant un bloc d'alimentation extérieur. Ils exigent également le montage d'un circuit électronique avec résistances et capacités. Leur coût est également plus dispendieux (8\$ la puce) et leur installation un peu

plus longue due à leur plus grand nombre de pins à souder (16 contre 3 pour les diodes.). Cependant, l'utilisation de ce type de détecteur permet une meilleure lecture de la puissance grâce à sa sensibilité logarithmique et une large bande passante en fréquence pour une adaptation satisfaisante. Les détecteurs que nous utilisons sont construits par *Mini-Circuits*, modèle 'ZX47-55+' et fonctionnent entre 10 et 8000 *MHz* avec une sensibilité en puissance variant entre -55 *dBm* et 10 *dBm*. L'information technique de ce dispositif est présentée en annexe. Nous avons caractérisé individuellement quatre détecteurs de ce type en utilisant un analyseur de réseau, Anritsu 37369D. Ainsi, nous avons déterminé que pour une plage de 1 *GHz* (i.e., entre 2 et 3 *GHz*), *S11* est inférieur à -10 *dB* (un peu moins de 10% de l'onde arrivant au détecteur est réfléchie par celui-ci).

Les quatre détecteurs ont été étalonnés en utilisant un générateur de signal Rhode & Schwartz *SM40* et un voltmètre en sortie. Les résultats de cet étalonnage entre -14 *dBm*, et +6*dBm* (niveaux de puissance où nous allons opérer) pour une fréquence de 2.45 *GHz* sont montrés dans la figure 5.20 :

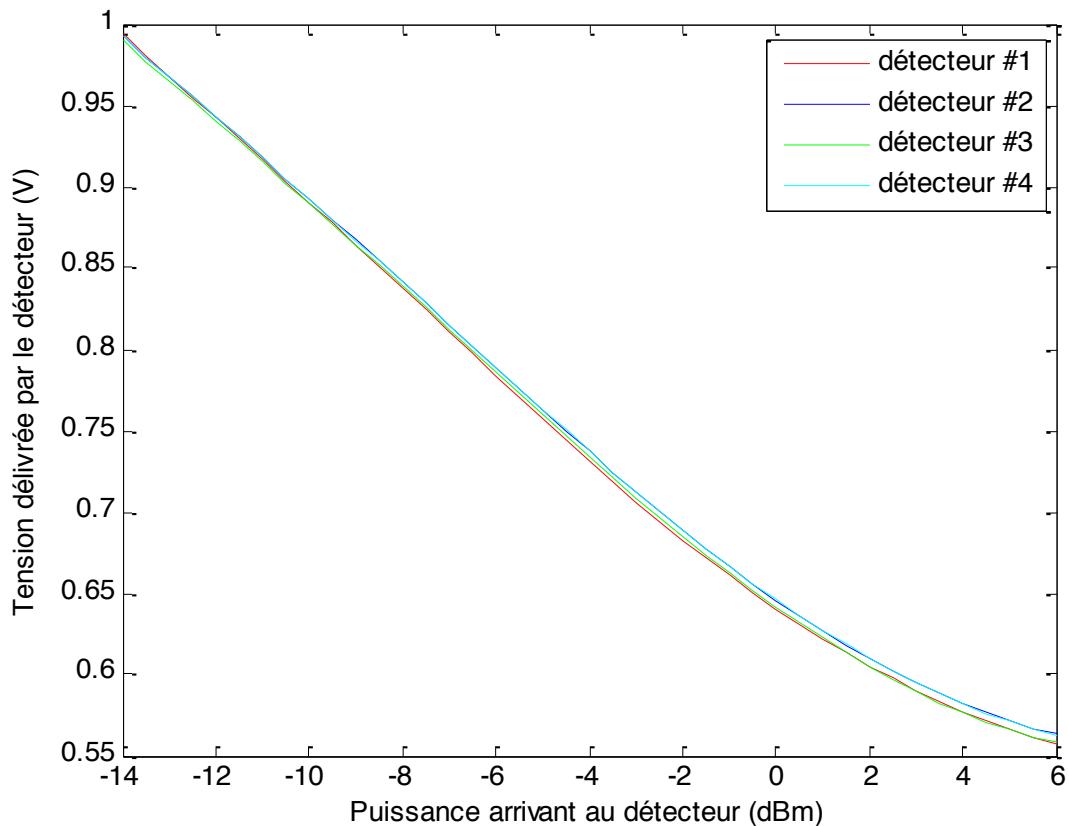


Figure 5.20 : Courbes d'étalonnage des quatre détecteurs à une fréquence centrale de 2.45 *GHz*.

Cette figure montre le comportement logarithmique inhérent à ce type de détecteurs, i.e., plus la puissance est importante, plus la tension délivrée par le détecteur est faible. On remarque également que la courbe tend à s'aplanir à partir d'une puissance de 4 dBm , du au fait qu'on approche la puissance de saturation de 10 dBm . Par ailleurs, on remarque que nos quatre détecteurs répondent de la même façon, les courbes de la figure 5.20 étant quasiment superposées.

5.6 Le système d'acquisition des données

Le système d'acquisition des données permet de lire les tensions délivrées par les détecteurs de puissance et de transmettre cette information vers un ordinateur où les données seront stockées en mémoire afin d'être traitées. Ce système peut lire quatre canaux analogiques simultanément, de façon rapide avec une résolution de 18 bits . Le temps d'échantillonnage que nous avons choisi est de 5 KHz . Pour cette application nous avons choisi un système de collecte 'LabJack' modèle 'U6 Pro' qui utilise un port USB 2.0 comme interface. Les caractéristiques principales du système d'acquisition de données sont :

- 14 accès analogiques
- Une résolution maximale de 22 bits (vitesse de lecture lente) soit une précision de 4.8 mV pour une gamme de $\pm 10 \text{ V}$ ou 0.48 mV pour une gamme de $\pm 1 \text{ V}$.
- Une vitesse d'acquisition maximale de 50 KHz en mode stream.
- Un branchement par câble USB.

Ce système d'acquisition est programmable en plusieurs langues informatiques (C++, VBA...) et exploitable à l'aide de différents logiciels notamment Matlab à partir duquel nous utiliserons ce module.

5.7 L'atténuateur

Un atténuateur à pour fonction de réduire l'intensité d'un signal sans introduire de modifications dans la phase. Nous utilisons un atténuateur de 6 dB . À la section 5.2, nous avons montré l'utilisation d'un amplificateur de 18 dB , cependant, nos essais préliminaires ont montré une saturation à 15 dBm . À la section 5.3.2, nous avons étudié le fonctionnement d'un six-ports et les caractéristiques du parcours des signaux se propageant dans celui-ci. On a montré que l'atténuation de l'intensité d'un signal arrivant à un des ports de mesure est divisée par un facteur 2 c'est-à-dire que le signal est atténué de 6 dB pour une puissance appliquée au détecteur de $15-6 = 9 \text{ dBm}$. On a constaté que les détecteurs saturaient à une puissance de 10 dBm et qu'à partir de 4 dBm , leur comportement en réponse commencent à se dégrader. Etant donné que la puissance arrivant au niveau des détecteurs est très proche de la saturation, nous avons ainsi décidé d'installer un atténuateur afin d'éviter leur saturation

Cependant, il reste une question importante à résoudre qui consiste à déterminer l'emplacement de l'atténuateur. Placer l'atténuateur directement après le générateur, avant l'amplificateur ne change pas la situation. Le générateur fournit un signal d'une puissance de $+6 \text{ dBm}$, qui est atténué de 6 dB par l'atténuateur pour une puissance d'onde de 0 dBm (1 mW) avant d'être amplifiée de 18 dB par l'amplificateur sachant que celui-ci sature à $+15 \text{ dBm}$. Pour cette raison, nous avons choisi de placer l'atténuateur après l'amplificateur. La puissance du signal sortant de l'amplificateur ne peut pas dépasser $+15 \text{ dBm}$, ainsi, le signal à travers l'atténuateur sera atténué de 6 dB pour obtenir une puissance de $+9 \text{ dBm}$ avant d'être à nouveau atténuer de 6 dB par les coupleurs du réseau six-ports. De cette manière, la puissance résultante dans un port de lecture, par exemple le port #4, sera de $+3 \text{ dBm}$ environ ce qui laisse une plus grande marge de sécurité pour une obtenir mesure précise.

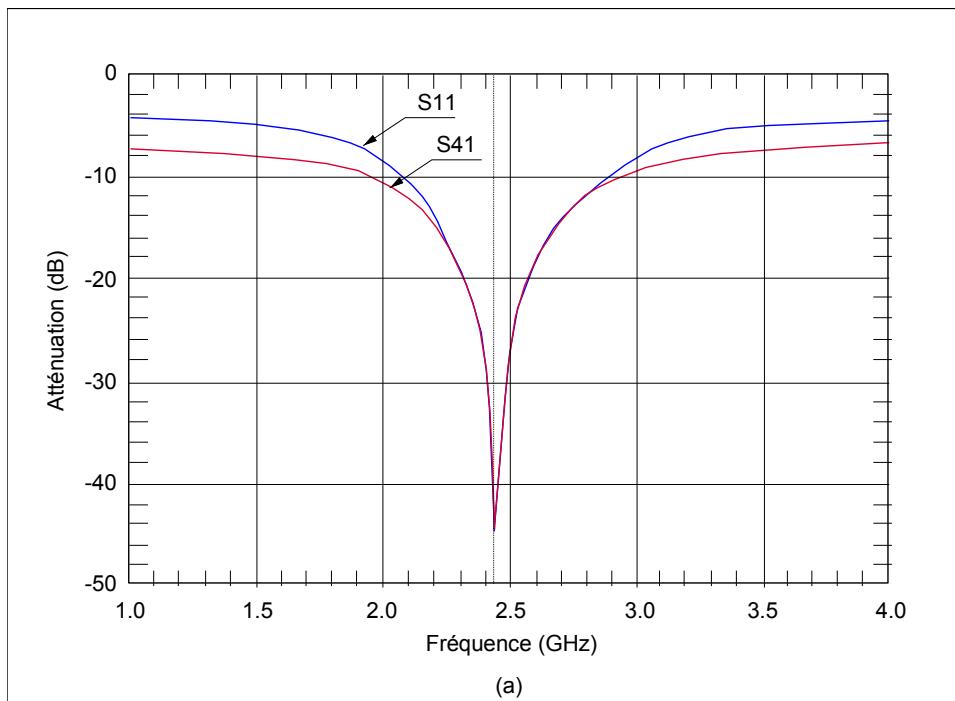
CHAPITRE 6 SIMULATIONS ET FABRICATION DES COMPOSANTS

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats des simulations effectuées pour différents éléments constituant le réflectomètre six-ports. Ainsi, nous avons simulé : le coupleur entrant dans la conception du six-ports, le six-ports constitué d'un ensemble de coupleurs et l'antenne de type 'patch'. Pour effectuer nos calculs et dimensionner certains composants, nous avons utilisé la théorie présentée au chapitre 5. Afin d'obtenir les meilleurs résultats, nous avons modifié certaines dimensions en procédant par essais-erreur.

6.1 Simulation du coupleur

Le coupleur que nous avons simulé est celui présenté dans la section 5.3.2. Les dimensions des lignes de transmission en fonction de la fréquence et de l'impédance sont calculées en utilisant le module 'Line Calc' du logiciel 'ADS' à une fréquence centrale de 2.45 GHz. Les résultats de ces simulations sont présentés dans les figures 6.1 a, b et c :

a)



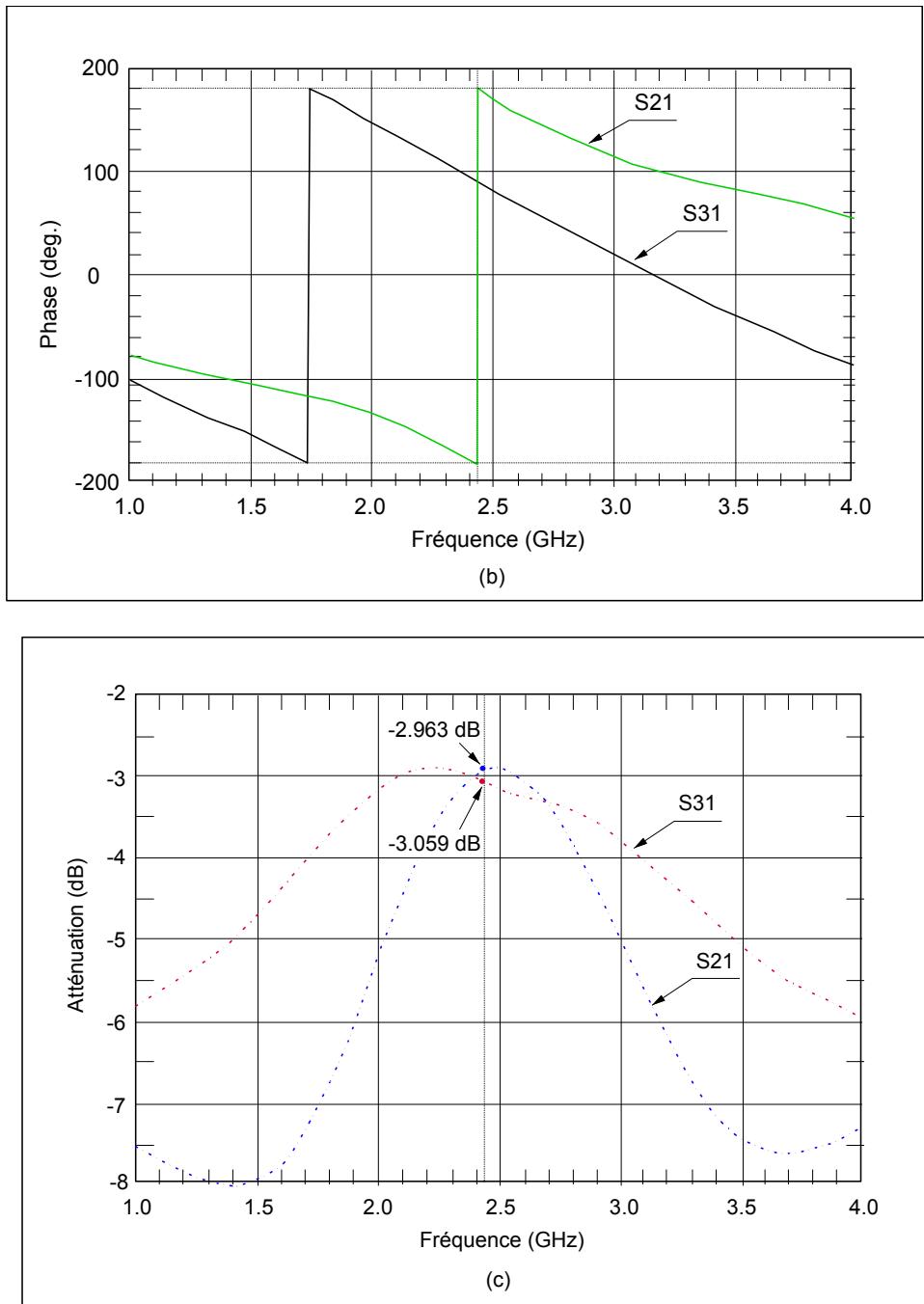


Figure 6.1 : Coefficients de dispersion d'un coupleur (de forme circulaire ou carrée) hybride $\lambda/4$ entre 1 et 4 GHz obtenues à l'aide de simulations. a) paramètres (d'atténuation) $S11$ et $S41$, b) (changement de phase) pour les paramètres $S31$ et $S21$ et c) paramètres (d'atténuation) $S31$ et $S21$.

Ces figures montrent les caractéristiques principales du coupleur simulé. Ainsi, on peut constater que : la réflexion à l'entrée (S_{11}) est très faible, i.e., d'environ -45 dB à 2.45 GHz , de plus l'isolation entre le port 1 et 4 (S_{41}) est très bonne, environ -45 dB à 2.45 GHz . En ce qui concerne l'atténuation entre le port 1 et 3 et le port 1 et 2 pour la même fréquence est respectivement de -3.06 dB et -2.96 dB . La différence de phase des signaux à la sortie des ports 2 et 3 est de respectivement 179.97 et de 89.97 . On peut remarquer que les déphasages entre les ports 1 et 2 et les ports 1 et 3 sont respectivement de 179.97° et de 89.97° , contre 90° et 0° tel que prévu par la théorie à la section 5.3.2. Cette différence provient du fait que lors des simulations des longueurs de ruban ont été rajoutées au coupleur afin de faciliter sa mise en place dans le réseau de coupleurs formant le six-ports. Il faut cependant remarquer ici que la caractéristique essentielle consiste en obtenir un déphasage du signal à la sortie des ports 2 et à la sortie des ports 3 de 90° .

La figure 6.1 montre ainsi à quel point une faible variation de la fréquence (et donc de la longueur d'onde) peut affecter la réponse du coupleur et dégrader les valeurs des paramètres S . Les caractéristiques énoncées précédemment sont celles attendues d'un bon coupleur. Nous décidons donc de concevoir le six-ports en utilisant le modèle de coupleur présenté à la section 5.3.3.

6.2 Simulation du six-ports

Dans cette section nous présentons la simulation du six-ports qui a été discutée à la section 5.3.3. Sa conception a été effectuée à partir du coupleur simulé précédemment. Dans le tableau 6.1 nous regroupons les paramètres de dispersion du six-ports simulé. Les numéros des ports sont les mêmes que dans le schématisation du six-ports présenté à la figure 5.10. Veuillez noter que ces simulations ont été effectuées en considérant que le coefficient de réflexion à la charge (au port #7) est égal à zéro, c'est-à-dire que $\Gamma = 0$.

Tableau 6.1 : Paramètres de dispersion du six-ports simulé.

Coefficient	Atténuation (dB)	Déphasage (°)
S55	-30	*
S15	-8.7	-176
S25	-9.7	54
S35	-8.9	55
S45	-9.2	8

* ne s'applique pas

À partir du tableau 6.1, en comparant avec les valeurs du six-ports théorique, nous soulignons les points suivants :

- Le port d'entrée de l'oscillateur a une isolation satisfaisante ($S55 \approx -30 \text{ dB}$).
- Dans la section 5.3.2, nous avons vu que les atténuations du six-ports entre le port d'entrée et les ports de sortie sont de $2\sqrt{2}$ c'est-à-dire de -9 dB . Les simulations nous retournent des valeurs de -8.7 dB , -9.7 dB , -8.9 dB et -9.2 dB pour les coefficients $S15$, $S25$, $S35$, $S45$ respectivement. Ces valeurs sont considérées proches de la théorie et acceptables.
- De la même façon, les déphasages du six-ports conçu au chapitre 5 sont de 0° , 135° , 135° et 180° (équations 5.19 à 5.22) pour les coefficients $S15$, $S25$, $S35$ et $S45$ respectivement. Les déphasages simulés donnent des valeurs de -176° , 54° , 55° , et 8° . La différence d'environ 180° ($\lambda/2$) vient de la longueur des lignes de transmission que nous avons rajoutées pour connecter les coupleurs entre eux. Ces longueurs de lignes additionnelles ne sont pas prises en compte dans les simulations. Comme nous avons pris soin de rajouter la même longueur de ligne à chaque parcours de l'onde, la réponse du six-ports ne s'en trouve pas changée. Les centres des cercles vus à la figure 5.12 de la section 5.3.2 sont simplement tournés par rapport à l'origine.

La différence entre les résultats obtenus par simulation et ceux escomptés par la théorie n'est pas critique, il s'agit surtout de s'assurer que le comportement du six-ports ressemble à celui prévu initialement pour s'assurer d'une bonne réponse du six-ports. L'étape d'étalonnage existe précisément pour prendre en compte les incertitudes de conception et de fabrication. Ces résultats sont considérés satisfaisants et la décision est prise de construire le six-ports selon ce modèle.

Le tableau 6.2 compare l'ensemble des résultats prévus par la théorie avec ceux obtenus à partir de la simulation et les valeurs expérimentales mesurées en utilisant un analyseur de réseau Anritsu 37369D sur le six-ports construit. Ces mesures ont été effectuées en prenant une charge adaptée ($\Gamma = 0$) au port de la charge.

Tableau 6.2 : Comparaison des paramètres de dispersion prévu par la théorie avec ceux obtenus par les simulations et les valeurs mesurées.

Coefficients	Théorie		Simulations		Mesures	
	Att (dB)	$\Delta\phi$ (°)	Att (dB)	$\Delta\phi$ (°)	Att (dB)	$\Delta\phi$ (°)
S_{55}	$-\infty$	*	-30	*	-31.21	*
S_{15}	-9	0	-8.7	-176	-9.42	161.8
S_{25}	-9	135	-9.7	54	-9.95	37.8
S_{35}	-9	135	-8.9	55	-9.08	39.0
S_{45}	-9	180	-9.2	8	-9.56	-11.9

* ne s'applique pas.

6.3 Simulation de l'antenne

Comme il a été discuté dans la section 5.4, pour cette application nous avons choisi une antenne de type 'patch'. Ainsi, dans cette section nous présentons les simulations de ce type

d'antenne placée aux proximités d'un tube de plexiglas. Pour effectuer ces simulations, nous avons utilisé le logiciel *HFSS* d'*Ansoft Corporation*. Dans un premier temps, nous construisons une antenne patch en 3 dimensions dans l'interface du logiciel. Veuillez noter que les dimensions que nous considérons pour l'antenne sont déterminées à partir des équations présentées au chapitre 5.4. Ces équations sont valides lorsque l'impédance de l'environnement dans lequel l'antenne est placée est le vide (i.e., $Z_0 \approx 377 \Omega$), c'est-à-dire lorsque l'onde émise par l'antenne se propage vers l'infini et n'est pas réfléchie. Dans notre application, l'antenne sera placée sur un tube circulaire contenant un mélange diphasique liquide-gaz. La présence du tube modifie l'environnement de propagation de l'antenne et donc son comportement. Il est néanmoins possible d'adapter l'antenne à son nouvel environnement de sorte à ce que l'onde émise par l'antenne ne soit pas réfléchie par le tube. Pour ce faire, nous allons utiliser l'optimiseur de *HFSS* afin de trouver les dimensions W et L optimales ainsi que la position du connecteur pour une adaptation parfaite à 2.45 GHz en présence d'un tube. Le critère d'arrêt est une valeur de $S11$ inférieure à -25 dB à cette fréquence.

Le modèle géométrique de l'ensemble incluant l'environnement (antenne + tube) est présenté à la figure 6.2.

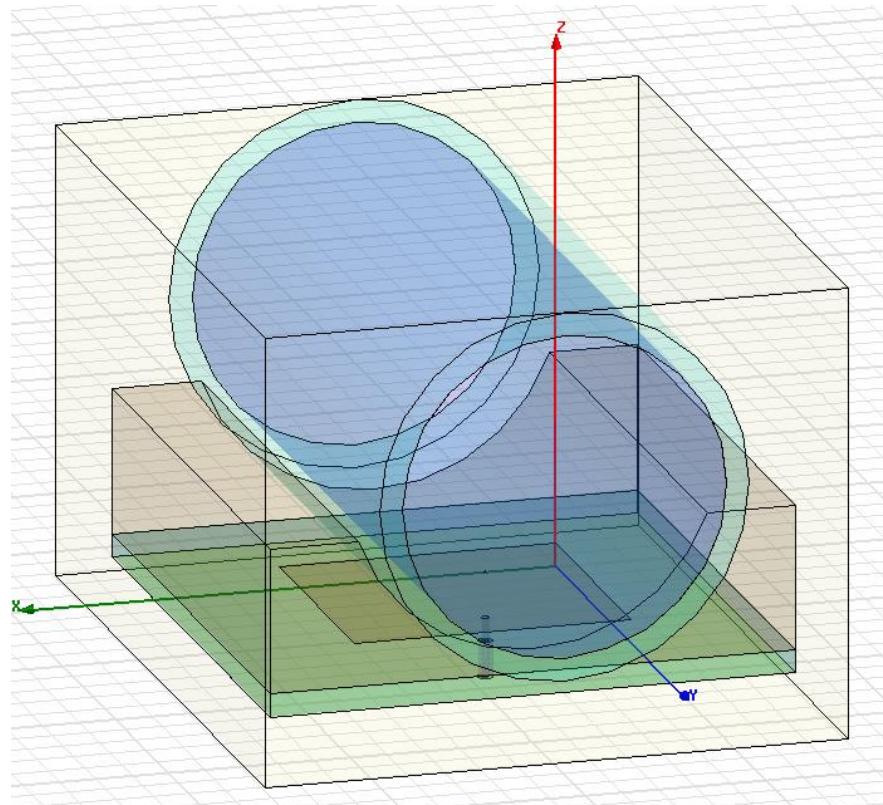


Figure 6.2 : Modèle en 3 dimensions de l'antenne et son environnement.

Dans cette figure on observe dans la partie inférieure : l'antenne patch avec son connecteur (trou cylindrique); dans le centre, le socle permettant de fixer l'antenne au tube et dans la partie supérieure le cylindre représentant le tube contenant de l'air (tube vide). Les matériaux utilisés pour la simulation de chaque composant sont les suivants :

- Substrat de l'antenne : Rogers Duroid R/T d'épaisseur 125 mils, $\epsilon_r = 2.2$.
- Socle : téflon $\epsilon_r = 2.08$.
- Tube : téflon $\epsilon_r = 2.08$.
- Matériau à l'intérieur du tube : air $\epsilon_r \approx 1$.
- Matériau environnant : air $\epsilon_r \approx 1$.

Lorsque l'optimiseur a convergé vers des dimensions appropriées de l'antenne satisfaisant le critère d'arrêt ($S11$ d'au plus -25 dB à 2.45 GHz), la courbe de $S11$ simulée (capture d'écran du logiciel de simulation *HFSS*) est représentée dans la figure 6.3.

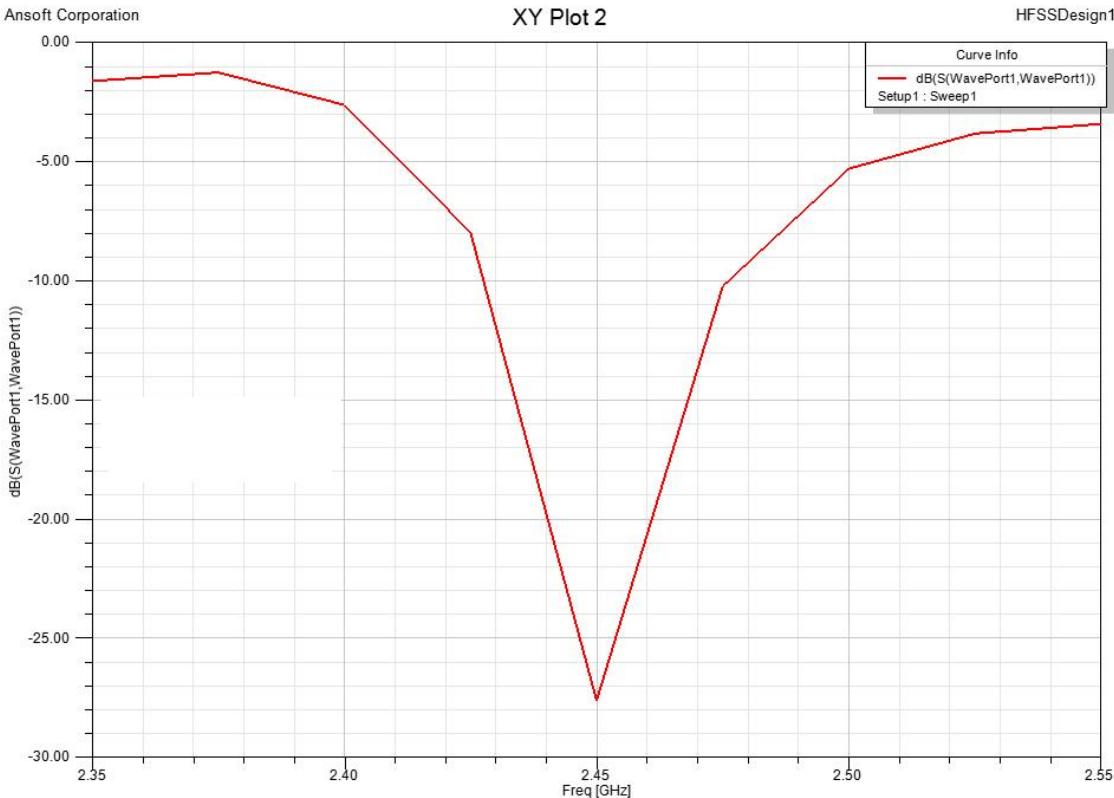


Figure 6.3 : Résultats du paramètre $S11$ de l'antenne une fois le critère d'optimisation atteint.

Les dimensions de l'antenne ayant le comportement optimisé qui correspond à ceux présentés dans la figure 6.3 et qui respectent les conditions géométriques données dans la figure 6.2 sont résumées dans la figure 6.4.

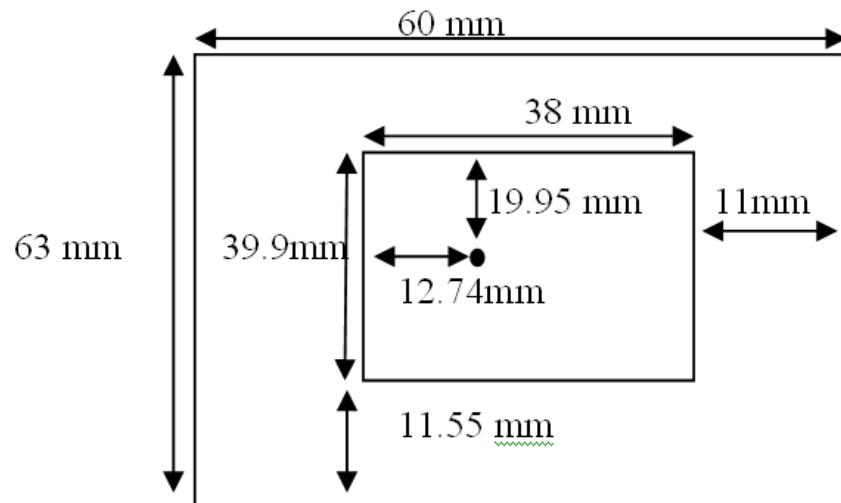


Figure 6.4 : Dimensions et position du connecteur pour l'antenne patch.

En utilisant les résultats de nos simulations, nous avons décidé de construire l'antenne selon les dimensions montrées à la figure 6.4. Le produit fini est montré dans la photo de la figure 6.5.

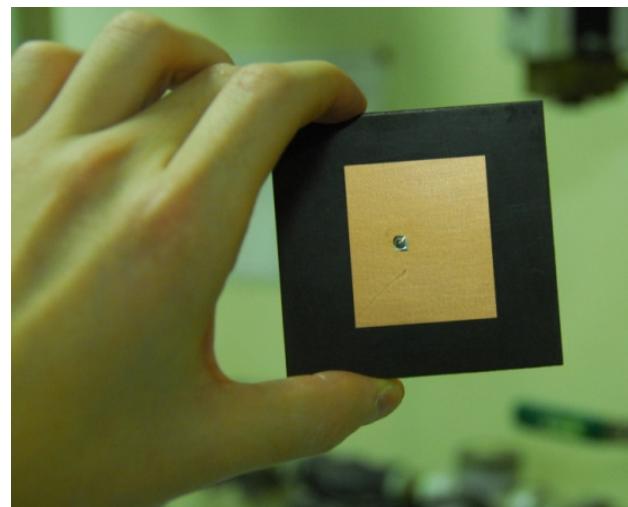


Figure 6.5 : Photo de l'antenne de type 'patch' construite selon les spécifications discutées dans le texte.

On remarque le patch métallique sur le substrat (en noir) de permittivité diélectrique relative $\epsilon_r = 2.1$. Le point au centre correspond à la soudure du connecteur pour l'alimentation à l'antenne. Afin d'en vérifier le paramètre de dispersion $S11$, l'antenne est placée sur le tube qui sera utilisé pour les expériences et l'ensemble est branché à l'analyseur de réseau. On décide de ne pas utiliser le socle (schématisé dans la figure 6.2), l'antenne tient à l'aide d'un système de vis. La courbe délivrée par l'analyseur de réseau Anritsu 37369D est présentée dans la figure 6.6.

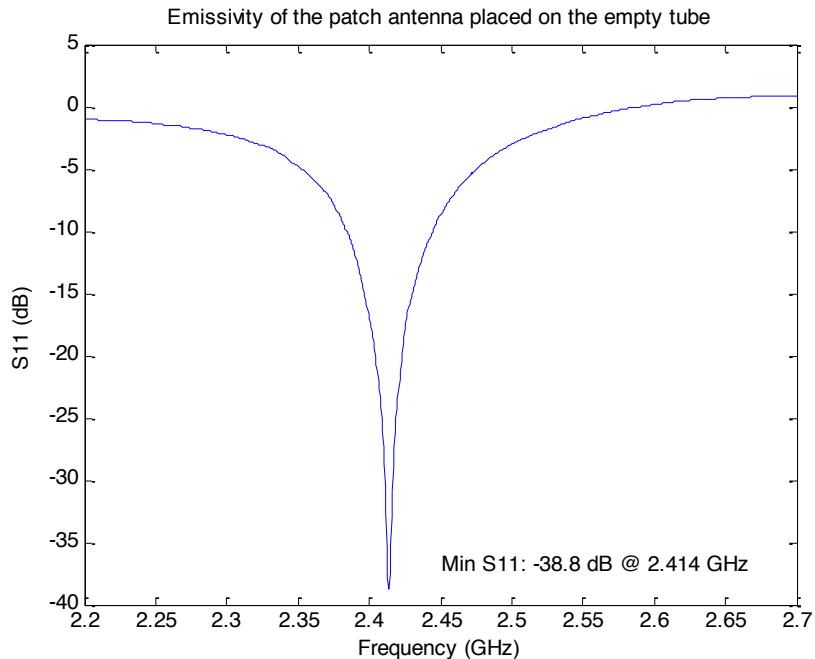


Figure 6.6 : Paramètre $S11$ de l'antenne placée sur le tube en Plexiglas vide mesuré à l'aide de l'analyseur de réseau.

Cette figure 6.6 montre que les mesures effectuées à l'aide de l'analyseur sont proches des simulations. On remarque un léger déphasage du pic $S11$ dont le minimum mesuré se trouve à une fréquence de 2.414 GHz contre 2.45 GHz donné par la simulation. Les déphasages entre simulation et mesure expérimentales sont chose courante dans l'utilisation de *HFSS* et rarement évitables. Par ailleurs, le fait de ne pas avoir utilisé de socle pour la mesure contrairement à la simulation peut avoir accentué ce déphasage. De manière générale, les déphasages sont de l'ordre de quelques MHz (cas ici présent) et ne sont pas critiques pour la suite de notre projet.

CHAPITRE 7 MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Au cours de ce chapitre, nous allons assembler les éléments qui constituent l'instrument proposé, c'est-à-dire l'oscillateur, l'amplificateur, l'atténuateur et les détecteurs. L'antenne est considérée comme le système à mesurer ('charge') et elle est connectée par l'intermédiaire d'un câble RG-144. De la même manière 4 détecteurs sont montés au six-ports. L'information collectée par les détecteurs est lue en temps réel et affichée à l'écran d'un ordinateur via le système d'acquisition de données. Par la suite, nous procéderons au étalonnage du réflectomètre pour déterminer les composants de la matrice X (équation 5.15), que nous avons présentée dans la section 5.3.1. Ceci nous permet de déduire le coefficient de réflexion complexe d'une charge inconnue à partir de la lecture des détecteurs de puissance. L'étalonnage est effectué à partir d'algorithmes développés à l'École Polytechnique de Montréal par Ghannouchi et Bosisio [64, 65].

7.1 Description du montage

D'après le système schématisé à la figure 3.1, commençons par illustrer à l'aide d'une photo et d'un diagramme le fonctionnement du montage présenté respectivement aux figures 7.1 et 7.2 :

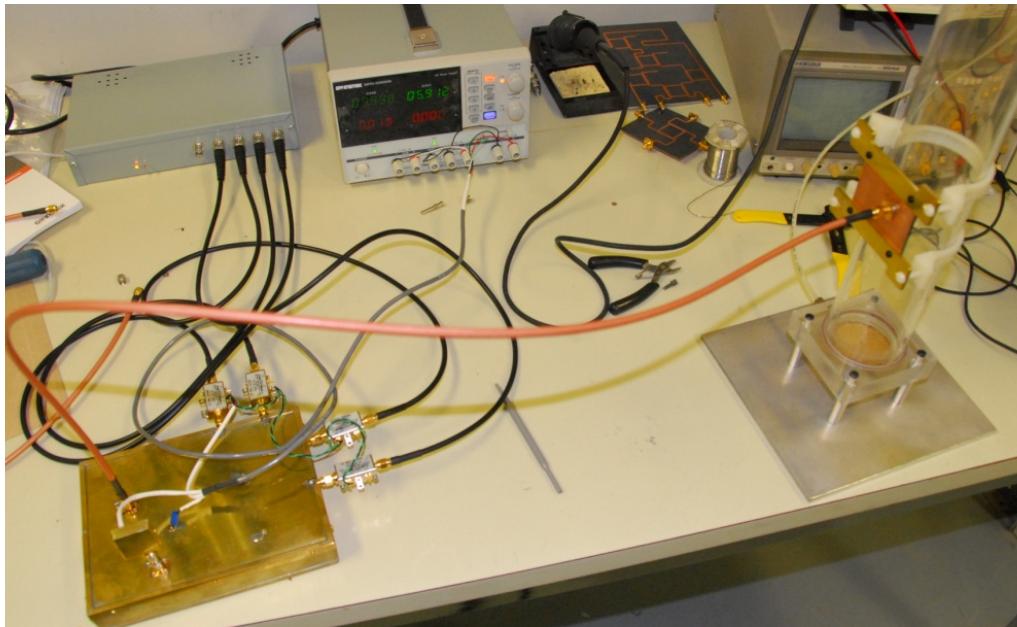


Figure 7.1 : Photo du montage expérimental.

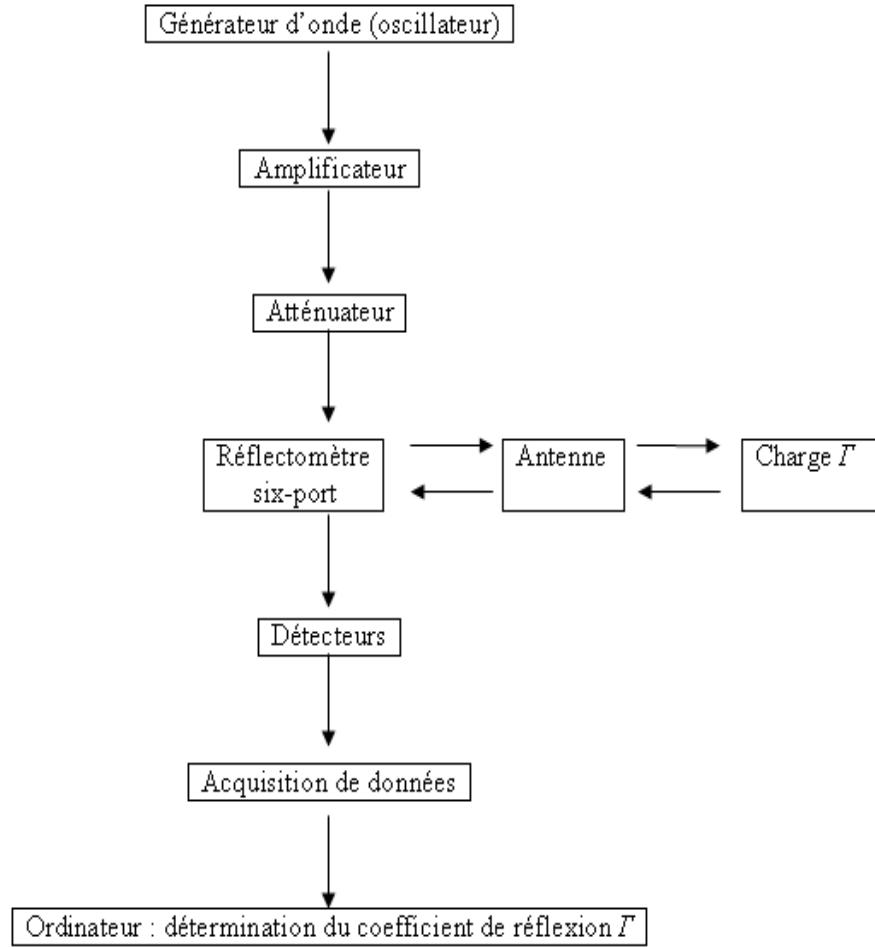


Figure 7.2 : Diagramme du fonctionnement de l'ensemble du réflectomètre.

La figure 7.3.a montre l'ensemble oscillateur, amplificateur et atténuateur à l'entrée du six-ports. L'oscillateur est protégé par une cage de Faraday constitué par une boîte métallique. L'amplificateur est situé au milieu de la figure entre l'oscillateur et l'atténuateur dont l'entrée se situe en haut et la sortie en bas. On note l'alimentation électrique constituée à l'aide des fils électriques situés sur la droite. La figure 7.3.b montre l'antenne placée contre la paroi du tube vertical (i.e., section d'essais). On a décidé de s'affranchir du socle initialement prévu et qui avait été intégré dans la simulation numérique.

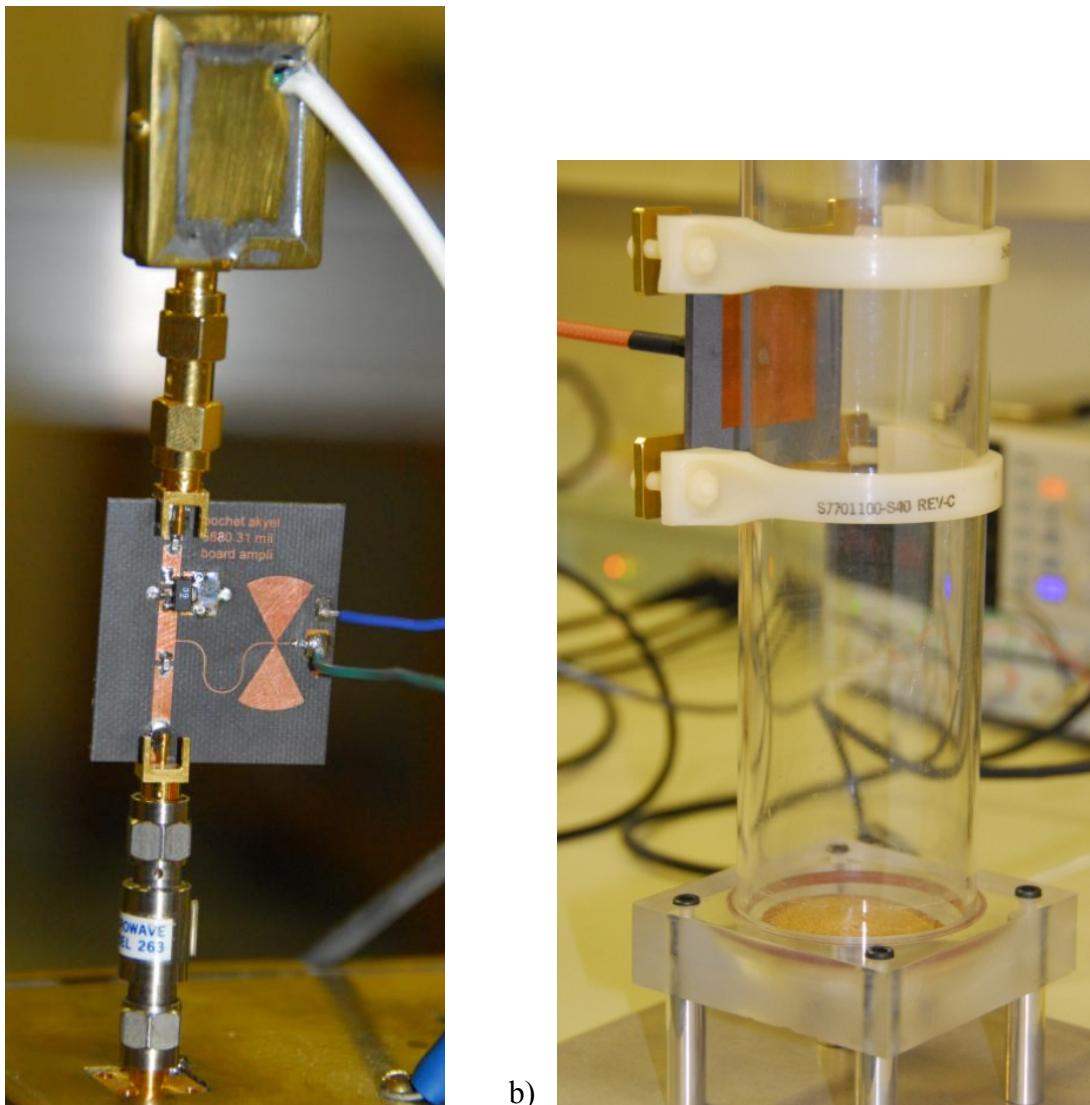


Figure 7.3 : a) Photos de l'ensemble oscillateur-amplificateur-atténuateur. b) Photo montrant l'antenne de type patch placée contre la paroi du tube (i.e., section d'essais).

La figure 7.4 montre la photo de deux des quatre détecteurs logarithmiques placés aux ports de mesure.

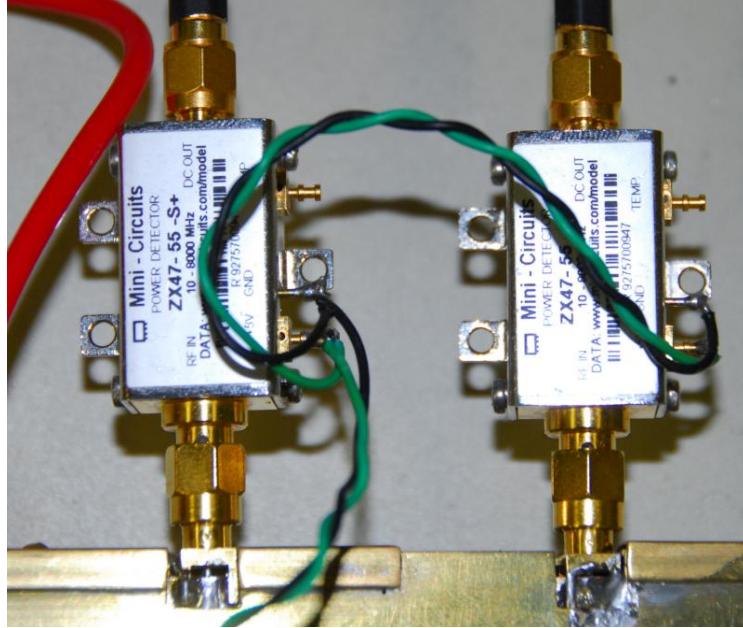


Figure 7.4 : Deux des quatre détecteurs de puissance Mini-Circuits placés aux sorties du six-ports.

7.2 Étalonnage du système six-ports

La procédure d'étalonnage est nécessaire afin de déterminer la matrice X (équation 5.15) du six-ports pour obtenir des valeurs appropriées des coefficients de réflexion d'une charge inconnue. Lors des débuts de la technologie six-ports plusieurs techniques ont été développées utilisant notamment 4, 5 ou 7 charges. Dans ce travail, nous utilisons 2 techniques dont l'algorithme sera détaillé, pour un étalonnage utilisant respectivement 4 et 5 charges.

Ces 2 techniques d'étalonnage ont été développées par Ghannouchi et Bosisio [64, 65] et sont celles permettant de étalonner un six-ports avec le moins de charges possibles. Historiquement, il était très difficile d'avoir des charges dont l'impédance (i.e., le coefficient de réflexion) était connue avec assez de précision pour une fréquence donnée. Les charges disponibles étaient le plus souvent des charges adaptées c'est-à-dire, un court-circuit, un circuit ouvert et d'autres charges réparties en périphérie de l'abaque de Smith. Le traitement mathématique est assez lourd car il invoque la résolution de larges systèmes matriciels et leur résolution peut s'avérer fastidieuse en cas de systèmes mal conditionnés. Présentement, grâce aux analyseurs de réseau nous pouvons obtenir avec précision la valeur de n'importe quelle charge à

une fréquence donnée. De plus, la puissance de calcul des ordinateurs actuels permet aisément de résoudre des systèmes de plusieurs équations même s'ils sont mal conditionnés.

Pour effectuer l'étalonnage nous allons procéder selon la manière suivante :

- i. On se procure 15 charges différentes dont les impédances respectives sont équitablement réparties sur l'abaque de Smith. On mesure l'impédance de chaque charge à l'aide d'un analyseur de réseau, Anritsu 37369D pour la gamme de fréquence suivante : 2.375, 2.400, 2.425, 2.450, 2.475 et 2.500 GHz.
- ii. Chacune de ces charges est tour-à-tour placée au port 7 par l'intermédiaire d'un câble RG-144 et la puissance détectée à chaque port de mesure (1, 2, 3 et 4) est mesurée pour chacune de ces fréquences.
- iii. En appliquant les algorithmes d'étalonnage, nous déterminons la valeur de la matrice d'étalonnage en utilisant des groupes de 4 ou de 5 charges selon la technique utilisée.
- iv. Finalement, les charges qui n'ont pas été utilisées pour l'étalonnage, sont placées successivement au port 7, dont on mesure la puissance détectée aux ports de mesure. À l'aide des 4 mesures de puissance, on calcule la valeur de l'impédance de la charge avec la matrice précédemment calculée. Cette valeur est comparée avec celle mesurée par l'analyseur de réseau à l'étape i. On garde la matrice d'étalonnage qui donne le moins d'erreur entre la valeur de l'impédance de la charge mesurée par le six-ports et celle mesurée par l'analyseur de réseau.

Pour obtenir des charges aléatoires nous utilisons un guide d'onde. Ce guide d'onde comporte une fente sur toute sa longueur. Dans la fente sont insérées 2 tiges en carbone. Le mouvement des tiges que l'on fait glisser le long du guide d'onde perturbe le milieu de propagation de l'onde en créant des réflexions induites par le changement d'impédance du système. À l'aide d'un analyseur de réseau, il est possible de d'observer ce changement d'impédance et d'arrêter le mouvement des tiges lorsque nous obtenons la charge désirée sur l'abaque de Smith. À ce propos, nous avons obtenus 15 charges différentes, toutes à partir du même guide d'onde. Ces charges sont celles utilisées pour l'étalonnage du six-ports et sont représentées sur l'abaque de Smith de la figure 7.5.

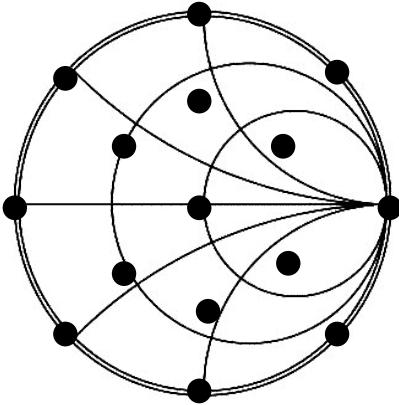


Figure 7.5 : Impédances des charges utilisées pour l'étalonnage du six-ports.

Les détails des algorithmes utilisés pour l'étalonnage sont présentés dans les prochaines sous-sections. Il faut mentionner que la méthode à 4 charges est une méthode non-linéaire faisant appel à l'algorithme de Newton-Raphson tandis que la méthode à 5 charges est un système d'équations linéaires.

7.2.1 Algorithme utilisant 4 charges

La méthode présente dans cette section a été développée par Ghannouchi [64]. Tel que présenté dans la section 5.3, le vecteur de puissances P constitué des lectures des détecteurs est lié au coefficient de réflexion Γ par une matrice 4×4 donnée par la relation suivante :

$$P_k = C\Gamma_k \quad (7.1)$$

où C est la matrice d'étalonnage 4×4 avec Γ donné par :

$$\Gamma = \begin{bmatrix} 1 & |\Gamma|^2 & \text{Re}(\Gamma) & \text{Im}(\Gamma) \end{bmatrix}^T \quad (7.2)$$

avec $\text{Re}(\Gamma)$ et $\text{Im}(\Gamma)$ les parties réelle et imaginaire de Γ . En développant cette dernière équation en forme matricielle nous pouvons écrire les éléments du vecteur P comme suit :

$$p_{ik} = \alpha_k \left(c_{i1} + c_{i2} |\Gamma_k|^2 + c_{i3} R_k + c_{i4} I_k \right) \quad \begin{matrix} i = 1, \dots, 4 \\ k = 1, \dots, 4 \end{matrix} \quad (7.3)$$

où c_{ij} sont les coefficients de la matrice C et p_{ik} est la puissance lue par le détecteur i pour la charge k . En normalisant tout les ports avec le port indépendant 1, nous obtenons :

$$c_{i1} + c_{i2}|\Gamma_k|^2 + c_{i3}R_k + c_{i4}I_k = \left(\frac{p_{ik}}{p_{1k}} \right) (c_{11} + c_{12}|\Gamma_k|^2 + c_{13}R_k + c_{14}I_k) \quad \begin{matrix} i = 2, \dots, 4 \\ k = 1, \dots, 4 \end{matrix} \quad (7.4)$$

Nous pouvons réécrire le vecteur coefficient de réflexion par G , une matrice 4×4 :

$$\begin{aligned} g_{k1} &= 1 \\ g_{k2} &= |\Gamma_k|^2 \\ g_{k3} &= R_k \\ g_{k4} &= I_k \end{aligned} \quad k = 1, \dots, 4 \quad (7.5)$$

Les 4 vecteurs de puissance peuvent être réécrit dans la forme d'une matrice 4×4 tel que :

$$P_i = \text{diag}(p_{i1}, p_{i2}, p_{i3}, p_{i4}) \quad i = 2, \dots, 4 \quad (7.6)$$

pour le port indépendant 1 (port #4 dans la figure 5.10) :

$$P_1' = [\text{diag}(p_{11}, p_{12}, p_{13}, p_{14})]^{-1} \quad (7.7)$$

en utilisant cette notation, l'équation 7.4 peut être réécrite sous une nouvelle forme donnée par :

$$GC_2 = P_2 P_1' GC_1 \quad (7.8)$$

qui peut être réécrite à son tour comme suit :

$$\begin{aligned} C_2 &= G^{-1} P_2 P_1' GC_1 = H^{(2)} C_1 \\ C_3 &= G^{-1} P_3 P_1' GC_1 = H^{(3)} C_1 \\ C_4 &= G^{-1} P_4 P_1' GC_1 = H^{(4)} C_1 \end{aligned} \quad (7.9)$$

où C_i est un vecteur colonne dont les éléments sont ceux de la $i^{\text{ème}}$ rangée de la matrice C et $H^{(i)}$ ($i = 1, \dots, 4$) est une matrice réelle 4×4 . Les éléments de chaque rangée de la matrice d'étalonnage C sont liés par l'équation suivante :

$$(c_{i3})^2 + (c_{i4})^2 - 4c_{i1}c_{i2} = 0 \quad i = 1, \dots, 4 \quad (7.10)$$

On s'intéresse plus aux valeurs relatives de c_{ij} qu'aux valeurs absolues. La normalisation de c_{ij} par c_{11} n'affecte pas la résolution du problème, ainsi nous pouvons poser arbitrairement $c_{11} = 1$. En utilisant l'équation 7.9, les éléments c_{ij} ($i = 2, \dots, 4$ et $j = 1, \dots, 4$) peuvent être exprimés comme étant une combinaison linéaire des éléments c_{lj} ($j = 1, \dots, 4$). La substitution des équations 7.9 dans 7.10 ($i = 2, \dots, 4$) nous donne un système non linéaire de 3 équations à 3 inconnues c'est-à-dire :

$$\alpha_1^{(i)} + \alpha_2^{(i)}(c_{12})^2 + \alpha_3^{(i)}(c_{13})^2 + \alpha_4^{(i)}(c_{14})^2 + 2\beta_{23}^{(i)}(c_{12}c_{13}) + (\beta_{24}^{(i)}c_{12}c_{13} + \beta_{34}^{(i)}c_{13}c_{14} + \beta_{12}^{(i)}c_{12} + \beta_{13}^{(i)}c_{13} + \beta_{14}^{(i)}c_{14}) = 0 \quad (7.11)$$

avec $i = 2, \dots, 4$, où $\alpha_j^{(i)}$ et $\beta_{mj}^{(i)}$ ($m = 1, \dots, 3$ et $j = 1, \dots, 4$, avec $m \leq j$) sont des fonctions des éléments des matrices $H^{(i)}$ ($i = 2, \dots, 4$) tel que montré ci-dessous :

$$\alpha_j^{(i)} = (h_{3j}^{(i)})^2 + (h_{4j}^{(i)})^2 - 4(h_{1j}^{(i)}h_{2j}^{(i)}) \quad (7.12)$$

$$\beta_{mj}^{(i)} = h_{3m}^{(i)}h_{3j}^{(i)} + h_{4m}^{(i)}h_{4j}^{(i)} - 2(h_{1m}^{(i)}h_{2j}^{(i)} + h_{2m}^{(i)}h_{1j}^{(i)}) \quad (7.13)$$

où $h_{nm}^{(i)}$ sont les éléments des matrices $H^{(i)}$.

Pour obtenir la matrice d'étalonnage C , le système décrit par l'équation 7.11 doit être résolu pour c_{lj} ($j = 2, \dots, 4$) pour ensuite trouver les éléments c_{ij} ($i = 2, \dots, 4$, $j = 1, \dots, 4$) en utilisant les équations 7.9. Pour résoudre ce système, nous choisissons d'utiliser la méthode de Newton-Raphson qui s'est avérée efficace en considérant le vecteur de départ $c_{12} = c_{13} = c_{14} = 0$.

Par la suite, l'obtention des parties réelle et imaginaire du coefficient de réflexion de la charge nous est donnée par l'équation 7.1 c'est-à-dire :

$$R = \frac{X_3^T P}{X_1^T P} \quad (7.14)$$

$$I = \frac{X_4^T P}{X_1^T P}$$

où P est le vecteur de puissance dont les composants sont mesurés par les détecteurs, tandis que X sont des vecteurs colonne dont les éléments sont ceux de la $i^{\text{ème}}$ rangée de la matrice $X = C^T$.

7.2.2 Algorithme utilisant 5 charges

Dans ce cas, nous utilisons aussi un algorithme qui a été développé par Ghannouchi et Bosisio [65]. L'objectif reste le même qu'auparavant c'est-à-dire trouver la matrice d'étalonnage en utilisant 5 charges différentes. Si nous branchons les 4 premières charges, nous obtenons le système suivant, similaire à celui de l'équation 7.1.

$$\begin{bmatrix} P_{3k} \\ P_{4k} \\ P_{5k} \\ P_{6k} \end{bmatrix} = \alpha_k \begin{bmatrix} c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ |\Gamma|^2 \\ \operatorname{Re}(\Gamma) \\ \operatorname{Im}(\Gamma) \end{bmatrix} \quad k = 1, \dots, 4 \quad (7.15)$$

où k identifie le numéro de la charge. En normalisant une des mesures de puissance par rapport aux autres, nous pouvons transformer notre problème de 16 à 4 inconnues.

$$c_{j1} + c_{j2} |\Gamma_k|^2 + c_{j3} \operatorname{Re}(\Gamma_k) + c_{j4} \operatorname{Im}(\Gamma_k) = \frac{P_{jk}}{P_{3k}} (c_{31} + c_{32} |\Gamma_k|^2 + c_{33} \operatorname{Re}(\Gamma_k) + c_{34} \operatorname{Im}(\Gamma_k)) \quad i = 4, \dots, 6 \quad (7.16)$$

Il faut noter que j identifie le numéro du port. En introduisant les mesures des 4 charges sous forme matricielle, nous obtenons la matrice G suivante :

$$G = \begin{bmatrix} 1 & |\Gamma_1|^2 & \operatorname{Re}(\Gamma_1) & \operatorname{Im}(\Gamma_1) \\ 1 & |\Gamma_2|^2 & \operatorname{Re}(\Gamma_2) & \operatorname{Im}(\Gamma_2) \\ 1 & |\Gamma_3|^2 & \operatorname{Re}(\Gamma_3) & \operatorname{Im}(\Gamma_3) \\ 1 & |\Gamma_4|^2 & \operatorname{Re}(\Gamma_4) & \operatorname{Im}(\Gamma_4) \end{bmatrix} \quad (7.17)$$

la matrice de puissance donnée par :

$$\begin{bmatrix} P_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{j1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P_{j2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{j3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P_{j4} \end{bmatrix} \quad j = 3, \dots, 6 \quad (7.18)$$

où j identifie le numéro du port de mesure. Ce dernier système peut être réécrit comme suit :

$$[G] \begin{bmatrix} c_{j1} \\ c_{j2} \\ c_{j3} \\ c_{j4} \end{bmatrix} = [P_j] [P_3]^{-1} [G] \begin{bmatrix} c_{31} \\ c_{32} \\ c_{33} \\ c_{34} \end{bmatrix} \quad j = 4, \dots, 6 \quad (7.19)$$

d'où on obtient le vecteur étalonnage pour le port j comme suit :

$$[C_j] = \begin{bmatrix} c_{j1} \\ c_{j2} \\ c_{j3} \\ c_{j4} \end{bmatrix} = [G]^{-1} [P_j] [P_3]^{-1} [G] \begin{bmatrix} c_{31} \\ c_{32} \\ c_{33} \\ c_{34} \end{bmatrix} \quad (7.20)$$

Comme la normalisation peut être faite à partir de n'importe quel port, on peut montrer que :

$$[C_j] = [G]^{-1} [P_j] [P_i]^{-1} [G] [C_i] \quad (7.21)$$

où i et j correspondent à 2 ports différents. À partir de ces équations, on peut remarquer que :

$$[P_3]^{-1} [C^3] = [P_j]^{-1} [C_j] \quad j = 4, \dots, 6 \quad (7.22)$$

Ce qui donne un vecteur $[V_0]$.

$$[C_j] = [G]^{-1} [P_j] [V_0] \quad (7.23)$$

En reprenant l'équation (7.15) et la définition de V_0 , on en déduit :

$$V_0 = \begin{bmatrix} \frac{1}{\alpha_1} \\ \frac{1}{\alpha_2} \\ \frac{1}{\alpha_3} \\ \frac{1}{\alpha_4} \end{bmatrix} \quad (7.24)$$

pour la mesure de la 5^{ème} charge, on peut écrire :

$$P_{j5} = \alpha_5 [C_j]^T [\Gamma_5] \quad j = 3, \dots, 6 \quad (7.25)$$

En utilisant (7.23), nous obtenons :

$$P_{j5} = \alpha_5 \left[[G]^{-1} [P_j] [V_0] \right]^T [\Gamma_5] = \alpha_5 [V_0]^T [P_j] \left[[G]^{-1} \right]^T [\Gamma_5] \quad (7.26)$$

où P_j est une matrice diagonale. En écrivant le dernier terme de cette équation comme suit :

$$\left[[G]^{-1} \right]^T [\Gamma_5] = \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \\ d \end{bmatrix} \quad (7.27)$$

Il peut être montré que :

$$\begin{bmatrix} P_{35} \\ P_{45} \\ P_{55} \\ P_{65} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{31} & P_{32} & P_{33} & P_{34} \\ P_{41} & P_{42} & P_{43} & P_{44} \\ P_{51} & P_{52} & P_{53} & P_{54} \\ P_{61} & P_{62} & P_{63} & P_{64} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d \end{bmatrix} \alpha_5 [V_0] \quad (7.28)$$

À partir de cette équation on peut trouver la valeur de $\alpha_5 [V_0]$ et remplacer ce vecteur dans l'équation (7.23) pour trouver la matrice $[C]$. Il faut cependant mentionner que le facteur α_5 introduit dans la matrice $[C]$ n'est pas important car le but est de trouver la valeur exacte de Γ . En effet, étant donné que nous utilisons des mesures de puissance relatives, le facteur α_5 s'annule. Étant donné que :

$$\Gamma = \frac{1}{\alpha} [C]^{-1} [P] = \frac{1}{\alpha} [X] [P] \quad (7.29)$$

on trouve :

$$\begin{aligned} |\Gamma|^2 &= \frac{[X_2]^T [P]}{[X_1]^T [P]} \\ \text{Re}(\Gamma) &= \frac{[X_3]^T [P]}{[X_1]^T [P]} \\ \text{Im}(\Gamma) &= \frac{[X_4]^T [P]}{[X_1]^T [P]} \end{aligned} \quad (7.30)$$

où $[X_n]$ ($n = 1, \dots, 4$) correspond à la $i^{\text{ème}}$ colonne de la matrice $[X]$.

7.3 Résultats d'étalonnage du système six-ports

Tel que mentionné dans la section antérieure, nous avons utilisé 15 charges différentes pour effectuer l'étalonnage en utilisant deux techniques différentes. À chaque fois que nous procédons à un étalonnage, nous nous servons des charges non-utilisées lors de l'étalonnage pour comparer leur impédance respective trouvée avec la matrice C du six-port étalonné par rapport avec leur impédance trouvée par l'analyseur de réseau. On peut se questionner sur la raison pour laquelle nous procédons à plusieurs étalonnages étant donné qu'on est censé trouver la même matrice X à chaque étalonnage et ce, quelque soit l'algorithme utilisé puisque la matrice trouvée par l'algorithme ne dépend pas des charges utilisées. En réalité, le taux d'échec de l'étalonnage est très élevé. Soit l'algorithme ne parvient pas à trouver la matrice d'étalonnage, soit la matrice d'étalonnage n'est pas valide et donne une réponse dont l'erreur par rapport aux mesures à l'analyseur de réseau est très élevée. Entre autres, les incertitudes sont dues à :

- i. D'un point de vue mathématique, on peut obtenir des matrices singulières. En effet, dans ce type de problèmes, certaines matrices peuvent s'avérer être mal conditionnées, ce qui entraîne l'abandon du processus ou l'apparition d'erreurs. Pour l'étalonnage à 4 charges, il arrive aussi que la méthode de Newton-Raphson ne converge pas ce qui empêche le calcul de la matrice C . Ce problème, cependant a été relativement peu étudié et il est impossible de prévoir quelles charges entraîneront l'échec de l'algorithme.
- ii. L'impédance de la charge mesurée par l'analyseur de réseau n'est pas exactement la même que celle que le six-ports mesure. Les torsions du câble induisent de faibles réflexions internes, et par conséquent un léger changement d'impédance. Lorsque l'on mesure la charge à l'aide de l'analyseur de réseau, le câble n'est pas positionné de la même façon que lorsque l'on procède à la mesure de la charge sur le six-ports. De la même façon, les connexions entre les câbles et les connecteurs peuvent induire d'autres variations de l'impédance de la charge mesurée par le six-ports. Le problème principal est que lors de l'étalonnage, on utilise l'impédance de la charge telle que mesurée par l'analyseur de réseau (i.e., le vecteur Γ) alors que les mesures de puissance (i.e., le vecteur P) du six-ports peuvent correspondre à l'impédance d'une charge légèrement différente. Même si cette différence est minime, les répercussions peuvent s'avérer importantes à cause du comportement logarithmique des détecteurs utilisés. Par ailleurs, le désavantage de l'étalonnage à 5 charges est que l'utilisation

d'une cinquième charge peut être une source supplémentaire d'erreurs qu'on introduit dans l'algorithme.

- iii. Lors de l'étalonnage, le système peut être perturbé par des champs externes; il est donc très important de développer un banc de mesure protégé des ondes électromagnétiques, entraînant le moins de mouvement de matériel possible. Le six-ports ainsi que le guide d'onde doivent être bien fixés et les câbles reliant le guide d'onde, l'analyseur et le six-ports ne doivent pas être soumis à des contraintes mécaniques.

Pour obtenir la matrice d'étalonnage la plus fiable possible nous effectuons le plus grand nombre d'étalonnages possibles, c'est-à-dire toutes les combinaisons possibles de charges. Comme nous nous servons de 15 charges, nous faisons autant d'étalonnages possibles que de combinaisons de 4 et de 5 (dépendamment de l'algorithme utilisé) charges parmi 15. Cette procédure se traduit par $\binom{15}{4} + \binom{15}{5} = 1365 + 3003 = 4368$ étalonnages. Pour se faire, nous créons un script informatique permettant d'effectuer ces milliers d'étalonnage. Le détail de l'algorithme informatique se trouve en annexe.

Ainsi, en prenant un maximum de précautions, notre taux d'échec a été réduit de 90% à environ 50%, et les erreurs de mesure avec la matrice trouvée par l'étalonnage ont été diminuées d'environ 20% à moins de 2%. La figure 7.6 montre les résultats du meilleur étalonnage, obtenu en utilisant un analyseur de réseaux ainsi que l'algorithme à 5 charges : veuillez noter que l'erreur maximale est inférieure à 2%.

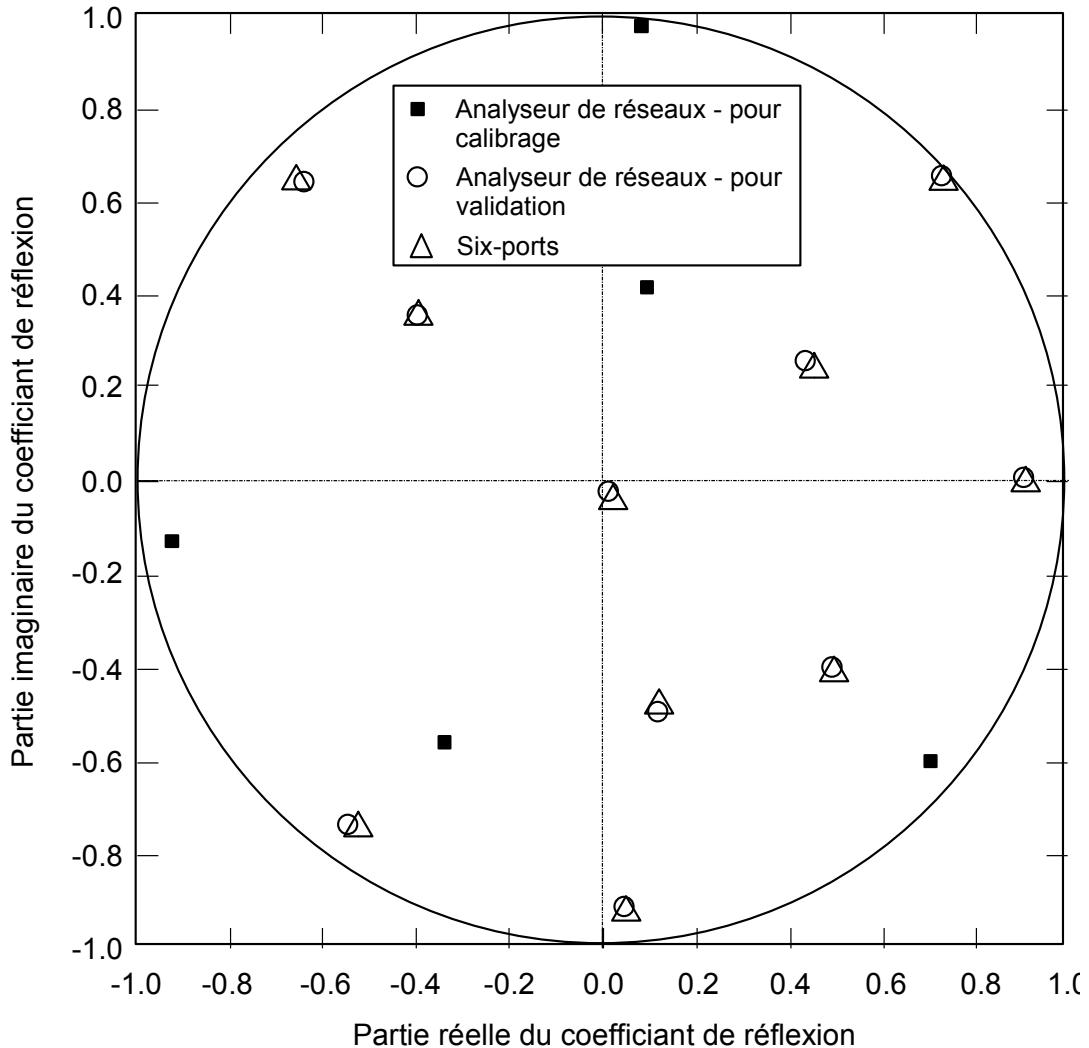


Figure 7.6 : Résultats du meilleur étalonnage représentés dans une abaque de Smith.

La figure 7.6 montre la précision du meilleur étalonnage effectué. Les carrés noirs représentent les charges utilisées lors de l'algorithme d'étalonnage à 5 charges. Les cercles représentent la valeur des charges telles que mesurées par l'analyseur de réseau. Enfin, les triangles représentent la valeur de ces mêmes charges mesurées par le six-port utilisant la matrice d'étalonnage C précédemment trouvée par l'algorithme à 5 charges.

Tel que mentionné à la section 7.2, le réflectomètre six-ports a été étalonné pour plusieurs fréquences; le tableau présente les valeurs des coefficients des matrices $X = C^{-1}$.

Tableau 7.1 : Matrices X pour différentes fréquences.

Fréquence	Matrice C^{-1}
2.375 GHz	$X = \begin{bmatrix} 1.000 & 0.008 & -0.064 & 0.022 \\ -1.983 & 0.998 & 0.621 & 0.861 \\ 0.237 & -0.415 & -0.234 & 0.395 \\ -0.502 & -0.410 & 0.977 & -0.105 \end{bmatrix}$
2.400 GHz	$X = \begin{bmatrix} 1.000 & 0.078 & 0.032 & -0.033 \\ -2.292 & 1.072 & 0.825 & 0.862 \\ 0.447 & 0.391 & -1.036 & 0.141 \\ 0.273 & -0.569 & -0.182 & 0.344 \end{bmatrix}$
2.4225 GHz	$X = \begin{bmatrix} 1.000 & 0.006 & -0.034 & -0.044 \\ -1.923 & 0.812 & 0.799 & 0.648 \\ -0.013 & 0.492 & -0.106 & -0.270 \\ 0.256 & 0.180 & -0.773 & 0.167 \end{bmatrix}$
2.450 GHz	$X = \begin{bmatrix} 1.000 & 0.016 & -0.060 & 0.015 \\ -2.227 & 0.762 & 1.077 & 0.682 \\ -0.011 & -0.229 & 0.726 & -0.255 \\ -0.102 & 0.570 & -0.185 & -0.273 \end{bmatrix}$
2.475 GHz	$X = \begin{bmatrix} 1.000 & 0.043 & -0.189 & 0.013 \\ -2.098 & 0.535 & 1.094 & 0.655 \\ 0.811 & -0.621 & -0.133 & 0.099 \\ -0.048 & -0.232 & 0.581 & -0.192 \end{bmatrix}$
2.500 GHz	$X = \begin{bmatrix} 1.000 & 0.150 & -0.128 & 0.040 \\ -2.198 & 0.514 & 1.221 & 0.767 \\ -0.199 & 0.307 & -0.656 & 0.315 \\ 0.507 & -0.763 & 0.144 & 0.213 \end{bmatrix}$

CHAPITRE 8 MESURES DU TAUX DE VIDE ET ANALYSE DES RÉSULTATS

Dans ce chapitre nous allons présenter les mesures du taux de vide moyen que nous avons obtenues en utilisant l'instrument décrit dans les chapitres précédents. En particulier, nous avons effectué deux types de mesures différentes. D'abord nous avons mesuré les coefficients de réflexion complexe (i.e., parties réelles et imaginaires) en faisant varier le taux de vide moyen d'une colonne d'eau stagnante en augmentant la vitesse superficielle du gaz à l'entrée. Dans une deuxième étape, nous avons mesuré les coefficients de réflexion complexes pour un taux de vide fixe simulé par la présence de tiges en Plexiglas. On a observé la variation du coefficient de réflexion en changeant la position des tiges par rapport à l'antenne à l'intérieur de la même colonne. Cette dernière série de mesure nous a permis d'observer la possibilité d'obtenir de l'information sur la configuration de l'écoulement à partir de la lecture de ces coefficients. On rappelle que le système de mesure est sensible à une différence d'impédance induite par un changement de permittivité diélectrique ou de perméabilité magnétique. Ainsi, nous avons choisi un matériau dont les propriétés sont différentes de celles de l'eau afin qu'il puisse interagir avec l'onde. À cet égard, le plexiglas dont la permittivité diélectrique relative est de $\epsilon_r = 3$ et la perméabilité magnétique relative $\mu_r = 1$ nous a semblé approprié. De cette façon, nous pouvons observer qu'il est possible d'obtenir de l'information sur la position d'un corps à partir de la lecture de la phase du coefficient de réflexion tel que nous l'avons vu par la théorie à la section 4.3.

8.1 Mesures du taux de vide moyen

Pour ce type de mesure, nous avons utilisé le taux d'onde stationnaire (TOS). Dans la technologie des lignes de transmission, ce taux est défini comme étant le rapport de l'amplitude du maximum d'une onde stationnaire à un nœud par rapport à son minimum à un nœud adjacent. Ce rapport se calcule à l'aide de la relation suivante :

$$TOS = \frac{V_{\max}}{V_{\min}} = \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|} \quad (8.1)$$

avec Γ , le coefficient de réflexion complexe. En d'autres termes, la relation (8.1) est également une mesure de l'adaptation d'impédance d'une charge à une ligne de transmission.

La mesure du taux de vide est effectuée par lecture optique : une règle millimétrique est collée contre la paroi du tube vertical utilisé pour effectuer les essais. La hauteur de la colonne d'eau est mesurée lorsque le taux de vide est nul ($\varepsilon = 0$), c'est-à-dire en absence de bulles. Par la suite on mesure l'élévation de l'eau lorsque que le gaz circule dans le tube. De cette manière, le taux de vide est déterminé à partir de la relation suivante :

$$\varepsilon = \frac{h(\varepsilon) - h(\varepsilon = 0)}{h(\varepsilon)} \quad (8.2)$$

où $h(\varepsilon)$ représente la hauteur de la colonne d'eau en fonction de la quantité de gaz. Ces mesures ont été effectuées en utilisant de l'eau et de l'air dans des conditions atmosphériques, c'est-à-dire à 20°C à pression de 1 *bar*. Lorsque le taux de vide devient important ($>30\%$) le niveau d'eau fluctue beaucoup du aux remous causés par la présence des bulles d'eau s'agitant à la surface libre, ainsi il devient difficile de mesurer la hauteur de la colonne avec précision. Pour la mesure du débit d'air, nous disposons d'un rotamètre Gilmont *GF-4340*. De plus, tout au long des essais, nous avons maintenu la pression d'air à l'entrée constante ($P_g = 30 \text{ psig}$).

Pour la représentation des données, nous utilisons la vitesse superficielle (voir chapitre 1) qui est définie par :

$$\langle j_g \rangle = \frac{Q_g}{A} \quad (8.3)$$

où Q_g est le débit du gaz (m^3/s) et A la section de passage de la conduite (m^2).

Les essais ont été effectués en faisant varier le débit d'entre entre 0 et $50 \text{ cm}^3/\text{sec}$. Pour chaque débit, nous avons mesuré le coefficient de réflexion du mélange diphasique. Afin de pouvoir normaliser la réponse du système entre la condition d'un tube ne contenant que de l'eau ($\varepsilon = 0$) et un tube ne contenant que de l'air ($\varepsilon = 1$) nous avons établi un coefficient de mesure R , fonction du TOS, c'est-à-dire $R(TOS)$:

$$R(TOS) = \frac{TOS(\varepsilon = 0) - TOS(\varepsilon)}{TOS(\varepsilon = 0) - TOS(\varepsilon = 1)} \quad (8.4)$$

où $TOS(\varepsilon = 0)$, $TOS(\varepsilon)$ et $TOS(\varepsilon = 1)$ sont les taux d'onde stationnaire lorsque le tube ne contient que de l'eau, un mélange d'eau et d'air (taux de vide quelconque) et que de l'air.

Les figures 8.1 et 8.2 montrent la réponse normalisée R calculée d'après l'équation 8.4 en fonction du taux de vide moyen déterminé selon la procédure décrit ci-haut. Pour faciliter la représentation des données nous avons utilisé une échelle logarithmique pour le taux de vide. Il faut mentionner que ces essais ont été effectués avec de l'eau stagnante, par conséquent il est impossible d'obtenir des taux de vide supérieur à 30%. La figure 8.1 montre clairement que la méthode de mesure proposée est appropriée pour la détermination des taux de vide relativement faibles, i.e., inférieures à 30%. De plus, on observe que la réponse n'est pas linéaire et elle comporte une variation importante à $\varepsilon = 15\%$. Comme on peut l'observer, ce changement assez brusque se répète systématiquement dans l'ensemble des 4 mesures présentées dans la figure 8.1.

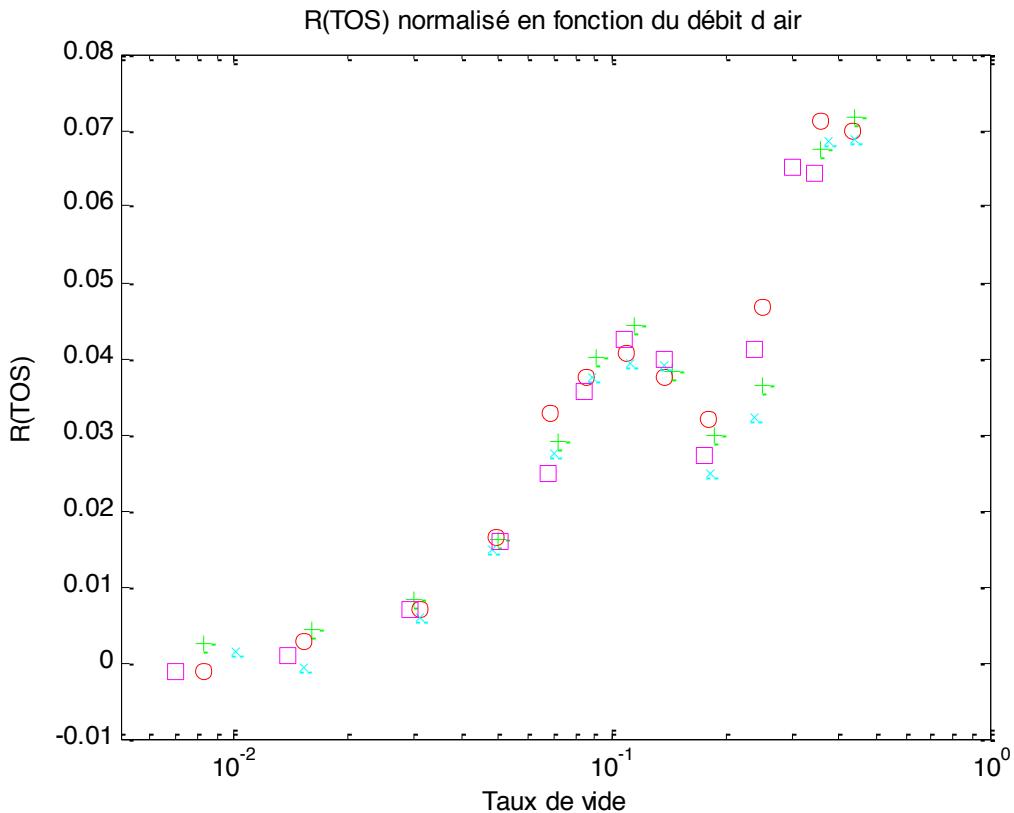


Figure 8.1 : Réponse normalisée en fonction du taux de vide moyen.

Il est très possible que dans le cas d'une colonne d'eau stagnante, l'accroissement du débit d'air provoque un changement de configuration dans l'écoulement. Pour vérifier cette hypothèse nous avons répété les mêmes mesures et nous les avons représentées en fonction de la vitesse superficielle du gaz (voir équation 8.3). Les résultats ainsi obtenus sont présentés dans la figure 8.2.

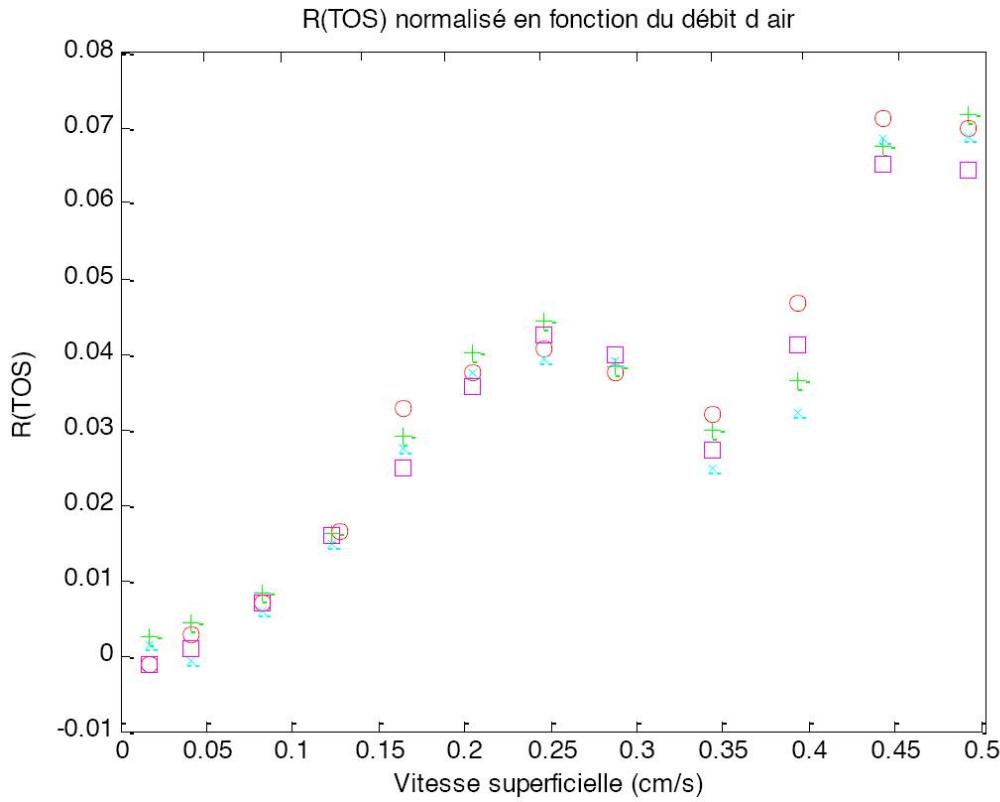


Figure 8.2 : Réponse normalisée en fonction de la vitesse superficielle.

On note clairement que dans l'intervalle 0.25 à 0.4 cm^2/sec la réponse de l'instrument présente les mêmes caractéristiques que celles observées dans la figure 8.1. Il est intéressant de noter que le même comportement se reproduit dans les variations de la phase de la réponse calculée selon $\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Im}(\Gamma)}{\text{Re}(\Gamma)} \right)$ en fonction du taux de vide et de la vitesse superficielle comme le montrent respectivement les figures 8.3 et 8.4.

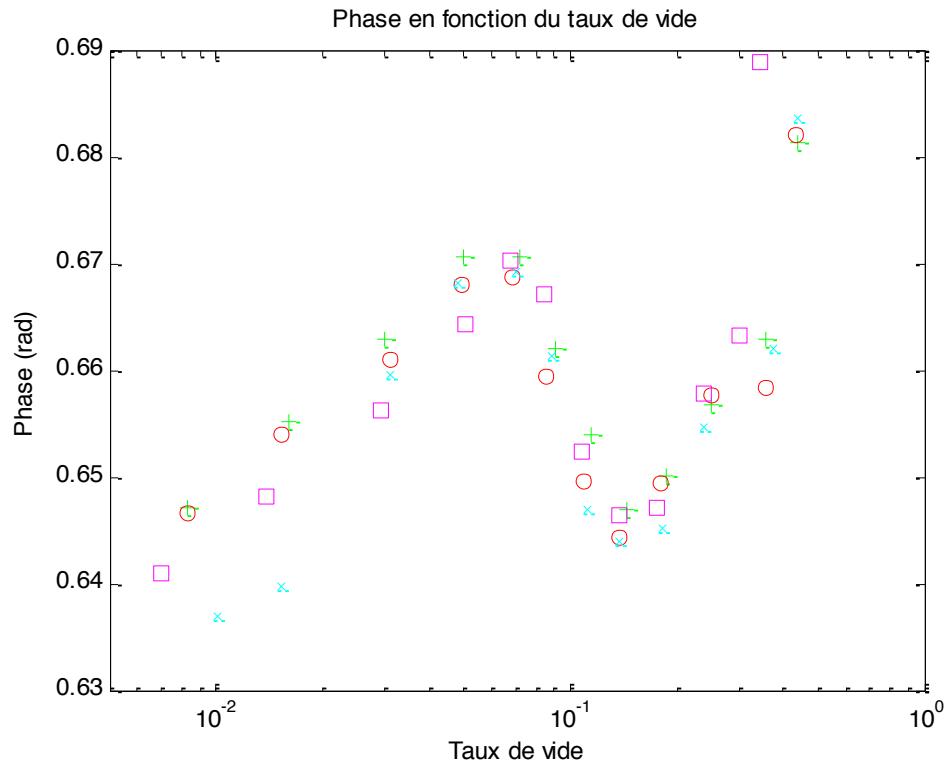


Figure 8.3 : Phase de l'onde réfléchie en fonction du taux de vide.

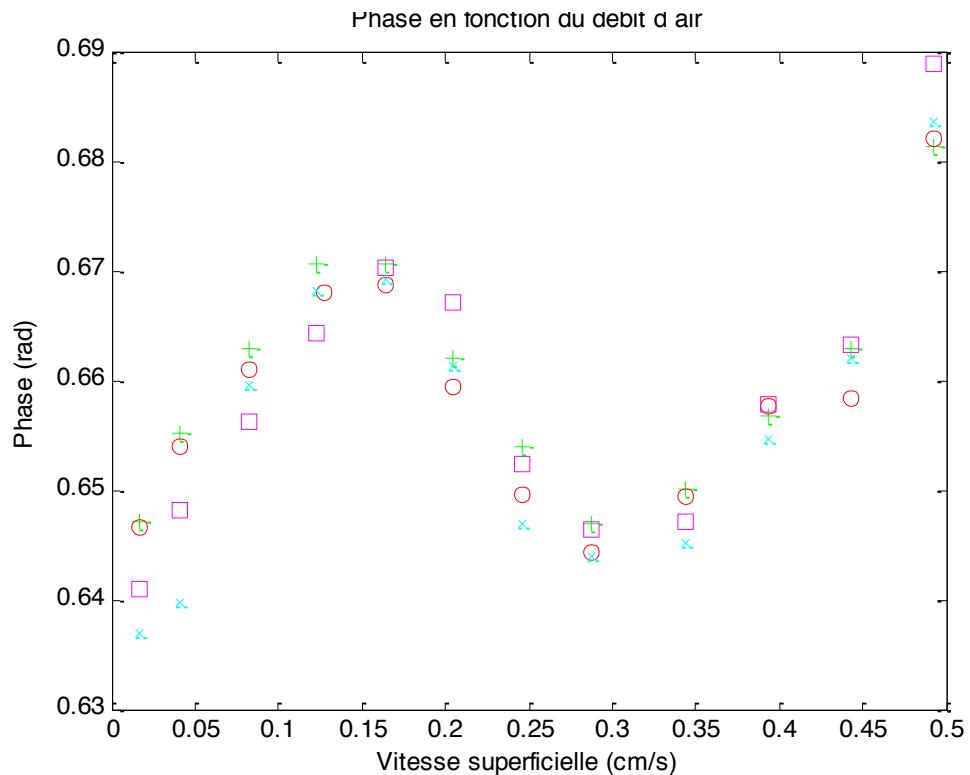
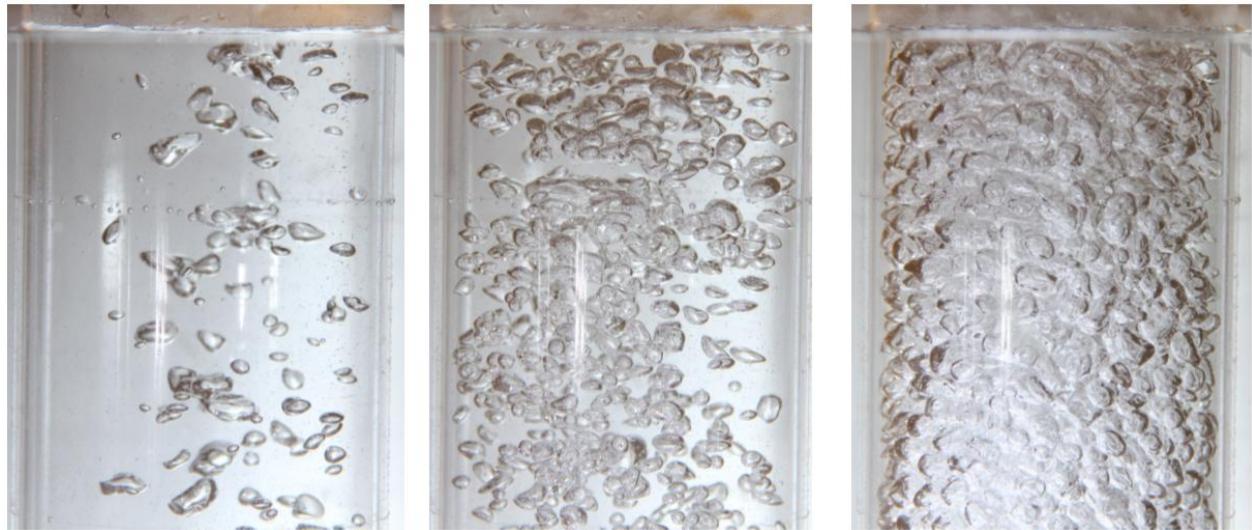


Figure 8.4 : Phase de l'onde réfléchie en fonction de la vitesse superficielle.

Pour confirmer l'hypothèse du changement de configuration, nous avons reproduit les mêmes conditions, i.e., taux de vide, vitesse superficielle, pression et température pour trois valeurs de débit d'air. Par la suite, nous avons collecté une série d'images photographiques qui sont présentées dans les figures 8.5 a,b et c.



a) $Q_g = 10 \text{ cm}^3/\text{sec.}$

b) $Q_g = 25 \text{ cm}^3/\text{sec.}$

c) $Q_g = 60 \text{ cm}^3/\text{sec.}$

Figure 8.5 : Photographies de l'écoulement pour différents débit d'air.

Pour de faibles débits d'air on note une distribution de bulles de faible diamètre dispersées dans une matrice de liquide (figure 8.5 a). Pour un débit d'air de $25 \text{ cm}^3/\text{sec}$ on observe la formation de structures de grande taille (poches d'air) accompagnées par des bulles de petite dimension (figure 8.5 b). Une augmentation substantielle du débit d'air, cependant, provoque la formation d'une structure assez compacte de type écume (figure 8.5 c). Ces images confirment que l'instrument proposé est sensible à la distribution spatiale de bulles de gaz dans une colonne liquide, c'est-à-dire qu'il permet en principe de détecter la configuration du mélange diphasique.

En se basant sur ces caractéristiques, on a aussi proposé quelques mécanismes physiques qui peuvent être responsables d'un tel comportement. En particulier nous avons cherché quelques éléments de réponse en utilisant le phénomène de diffusion. À cet égard, nous avons étudié l'effet possible de la diffusion de Mie [66] et celle de Rayleigh (équation 4.35). Ces deux phénomènes sont discutés dans les paragraphes suivants.

a) Effet de diffusion de Mie :

Tel que vu dans les sections 4.1 et 4.2, il est possible de calculer la permittivité diélectrique relative moyenne du mélange à partir de la mesure du coefficient de réflexion (i.e., de l'impédance) selon les équations 4.33 et 4.34 en ayant au préalable estimé une distance moyenne antenne-tube. L'interaction entre les ondes électromagnétiques et les bulles d'air constituant le mélange crée un phénomène de diffusion des ondes. En appliquant la relation de Lewin (équation 4.37) à partir du calcul de la permittivité diélectrique moyenne précédemment calculée il est possible de déterminer le taux de vide de l'écoulement. Il faut mentionner que cette équation utilise la norme de la valeur complexe de la permittivité. Étant donné qu'il est difficile d'attribuer une distance antenne-tube du à la courbure du tube, on propose une technique pour estimer cette distance développée dans le prochain paragraphe.

Cette technique consiste à recréer une nouvelle abaque de Smith à l'aide de la mesure de 2 points caractéristiques : le point de court circuit et le centre de l'abaque. Par la suite, toutes les mesures seront recalculées par rapport à cette nouvelle abaque. Ainsi, dans un premier temps, on recouvre la paroi intérieure du tube d'un matériau métallique, ici de l'aluminium et on effectue une mesure du coefficient de réflexion : cette valeur correspond alors à notre nouveau point de court circuit. La mesure de cette impédance va correspondre au point de court circuit dans notre nouveau repère. Dans un second temps, on mesure le coefficient de réflexion lorsque l'antenne est placée devant un tube vide. Cette mesure correspond au point se trouvant au centre de notre nouvelle abaque. Comme il se trouve que notre antenne est adaptée à un tube vide, cela fait en sorte que ce point est déjà très proche de la charge adaptée. Les résultats de ces mesures sont présentés dans l'abaque de la figure 8.6, où les indications '*int*' et '*ext*' représentent des mesures qui ont été effectuées avec un matériau placé sur la paroi intérieure ou extérieure du tube.

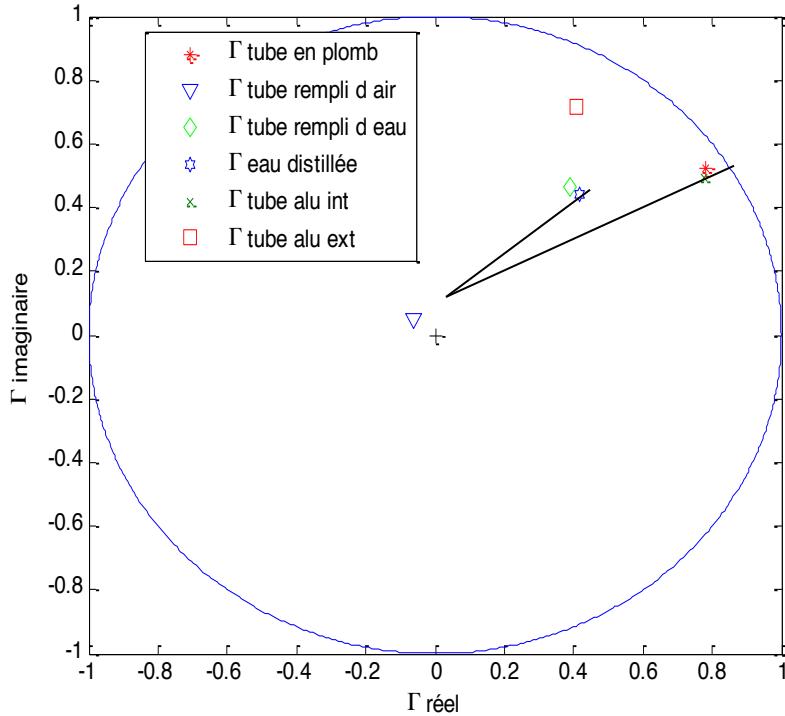


Figure 8.6 : Mesures de coefficients de réflexion de différents matériaux placés autour du tube.

Une fois ces mesures effectuées, on procède à l'élaboration de la nouvelle abaque où le point correspondant à la mesure d'un tube d'aluminium devient le point de court circuit et le point de correspondant à la mesure d'un tube vide devient le centre de l'abaque. La nouvelle abaque est présentée à la figure 8.7. Sur cette figure on rajoute la mesure théorique du coefficient de réflexion de l'eau en appliquant l'équation 4.32, pour une distance $x = 0$. On remarque néanmoins une certaine différence entre le coefficient de réflexion mesuré de l'eau et le coefficient de réflexion théorique de l'eau.

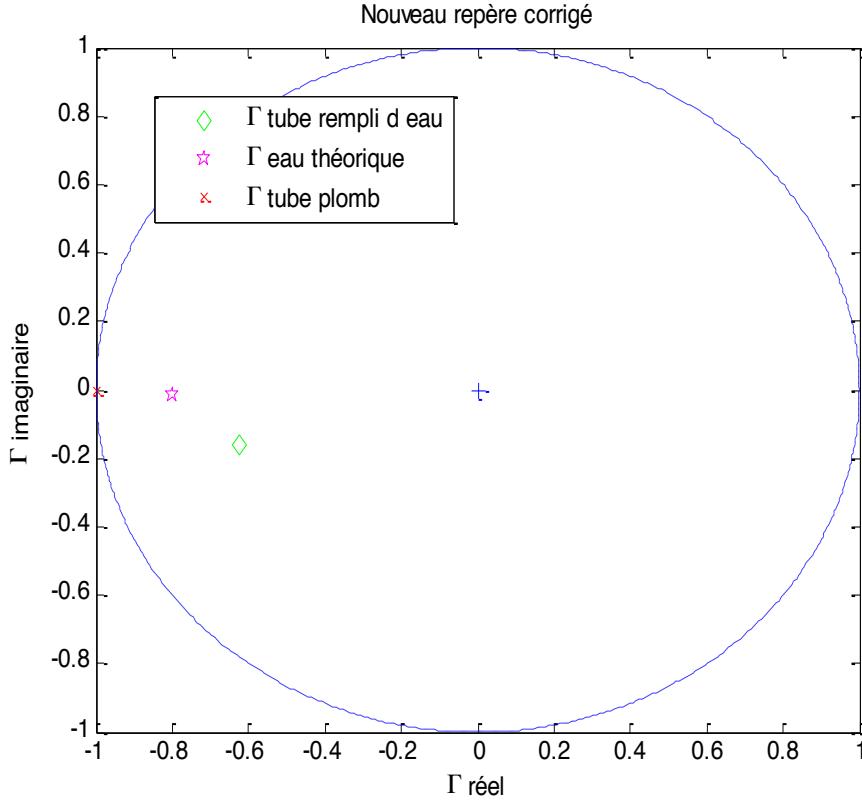


Figure 8.7 : Nouvelle abaque de Smith corrigée.

On note les limites de cette méthode; la formule 4.34 nous montre que la permittivité relative en fonction de la mesure de Γ ne suit pas une loi linéaire. Une petite variation de Γ peut entraîner de grosses fluctuations sur le calcul de la permittivité. En effet, le calcul de la permittivité de l'eau à l'aide de ce nouveau repère nous donne une valeur de $\varepsilon_{reau} = 8.31 + 13.50i$, pour une valeur réelle de $\varepsilon_{reau} = 79 + 11i$ [56]. Bien que les 2 points correspondants au Γ théorique et expérimental soient relativement proches l'un de l'autre, la différence dans le résultat est grande. Ce que l'on peut faire est appliquer une 2^{ème} correction par le biais d'une rotation et d'un facteur multiplicatif pour faire en sorte que le Γ expérimental soit le même que la valeur théorique. Bien que théoriquement il soit possible de déterminer la permittivité relative d'un matériau avec l'utilisation d'une antenne et d'un réflectomètre six-ports, on conclut que ce n'est pas la meilleure façon de procéder. En réalité avec le bruit induit par les mesures, le fait qu'une partie de l'onde émise ne retourne pas vers l'antenne mais est réfléchie dans toutes les directions et la géométrie du milieu environnant, nous nous retrouvons avec beaucoup d'incertitudes dans les mesures. Les valeurs calculées risquent de se trouver éloignées de la réalité. C'est pourquoi nous décidons de

normaliser les valeurs de permittivité mesurées à différents taux de vide par rapport à la mesure d'un tube ne contenant que de l'eau (i.e., taux de vide = 0). Nous n'utilisons pas la valeur de la permittivité en tant que telle, mais préférons observer la (variation) de la permittivité par rapport à un tube ne contenant que de l'eau. Il reste préférable d'utiliser d'autres techniques telles que l'utilisation d'une cavité résonnante pour mesurer des permittivités diélectriques avec précision.

En supposant que la permittivité diélectrique relative moyenne d'un mélange en fonction du taux de vide suit la loi de pondération suivante, il est possible de comparer nos mesures expérimentales de permittivité avec le taux de vide réel calculé selon la relation donnée par :

$$\epsilon_{moyen} = Taux_vide \epsilon_{air} + (1 - Taux_vide) \epsilon_{eau} \quad (8.5)$$

Sur la figure 8.8 sont tracées la fonction correspondant à la relation 8.5, la relation de Lewin (équation 4.27), et la relation de Lewin à partir des mesures expérimentales.

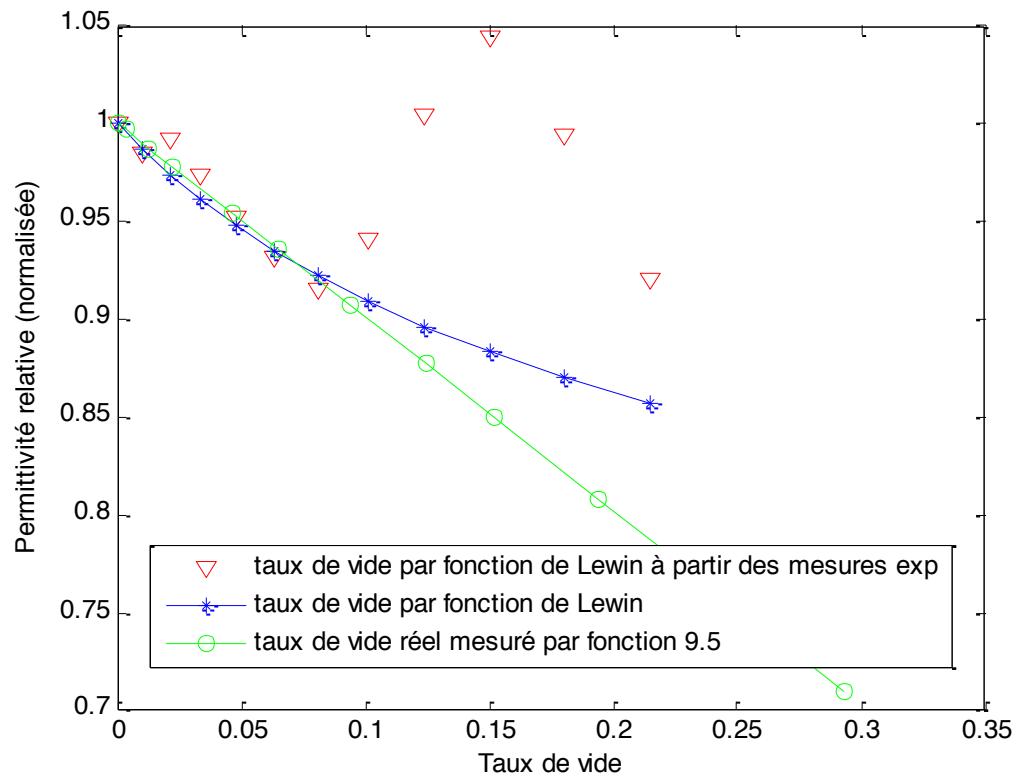


Figure 8.8 : Permittivité diélectrique relative en fonction du taux de vide.

Cette figure montre que pour des taux de vide inférieur à 10% la relation de Lewin est un bon modèle théorique. Cependant, dû au probable changement de configuration du mélange diphasique, à partir de 10% de taux de vide, on observe un grand écart entre le taux de vide réel et le taux de vide utilisant la fonction de Lewin. Sur la figure 8.9 on compare les mesures expérimentales avec le taux de vide réel mesuré pendant l'expérience.

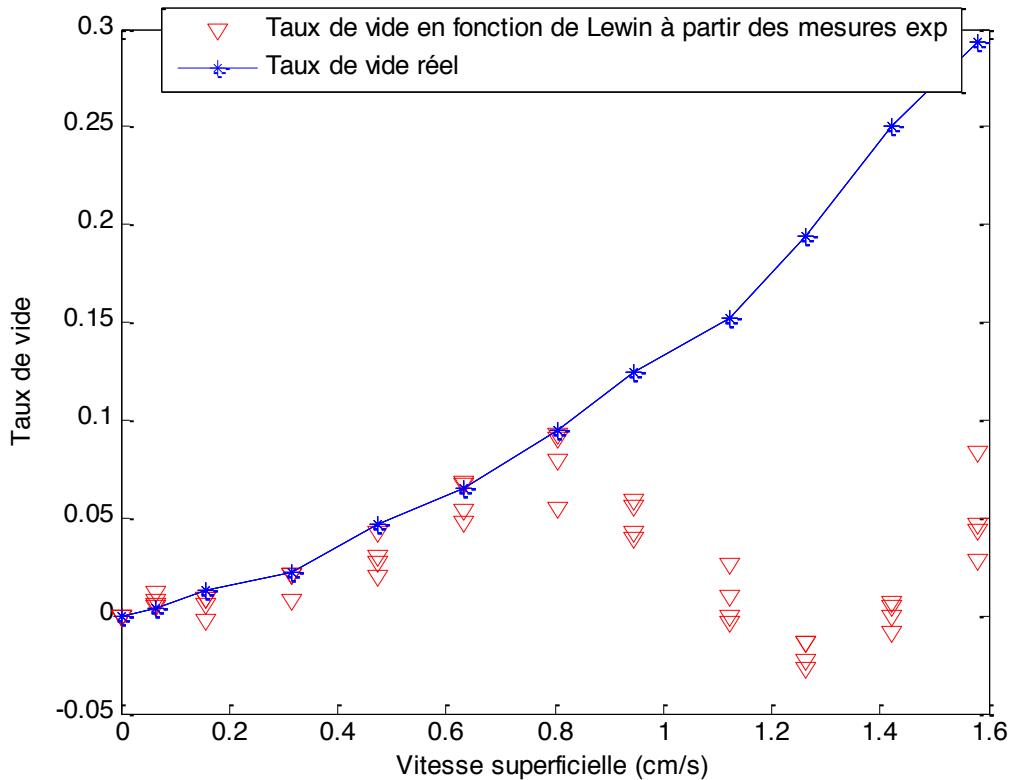


Figure 8.9 : Taux de vide en fonction de la vitesse superficielle de l'écoulement.

À partir de cette figure on remarque que la relation de Lewin semble fiable pour des taux de vide inférieur à 10%. Pour des taux de vide plus élevés, on observe le même phénomène que pour les courbes précédentes, soit un pic local, une décroissance suivie d'une croissance. Ce phénomène de décroissance de courbe peut être attribué aux hypothèses suivantes :

- Effet des matériaux ayant de fortes pertes abordé à la partie 4.2. La figure 4.4 montre que pour certains matériaux absorbants, il est possible de mesurer des valeurs de permittivité diélectrique supérieure au matériau ayant la plus forte permittivité. C'est ce qui semble se produire à la figure 8.8 où l'on voit que pour un taux de vide de 16%, la valeur de la permittivité est supérieure (105%) à la permittivité d'un tube ne contenant que de l'eau.

- Un changement de type et/ou de géométrie de l'écoulement. La relation de Lewin et de manière générale, les lois de mélange supposent un mélange homogène. Jusqu'à un taux de vide de 10%, les mesures expérimentales suivent le modèle théorique, ce qui laisse supposer que la répartition des bulles d'air est homogène dans l'écoulement. À partir d'un taux de vide de 10% la permittivité diélectrique moyenne que l'on mesure croît alors même que le taux de vide continue d'augmenter, laissant supposer que le système de mesure détecte de moins en moins d'air. La présence d'eau atténue fortement l'onde électromagnétique, le signal mesuré par le réflectomètre concerne donc principalement la couche d'eau située sur les bords de la paroi du tube, c'est-à-dire au plus proche de l'antenne. Ainsi, on peut imaginer que les bulles d'air ne sont plus réparties de façon homogène dans le tube et qu'elles sont concentrées au centre du tube, laissant moins de bulles en périphérie du tube. Cela résulte en un écoulement ayant la même forme qu'un écoulement de type 'churn' ou 'annular' flow (figure 2.1). Le réflectomètre mesure ainsi une présence moins importante de gaz, d'où la réponse que nous observons. La répartition des bulles de façon homogène et non homogène dans une section du tube peut être représentée par les 3 schémas de la figure 8.10.

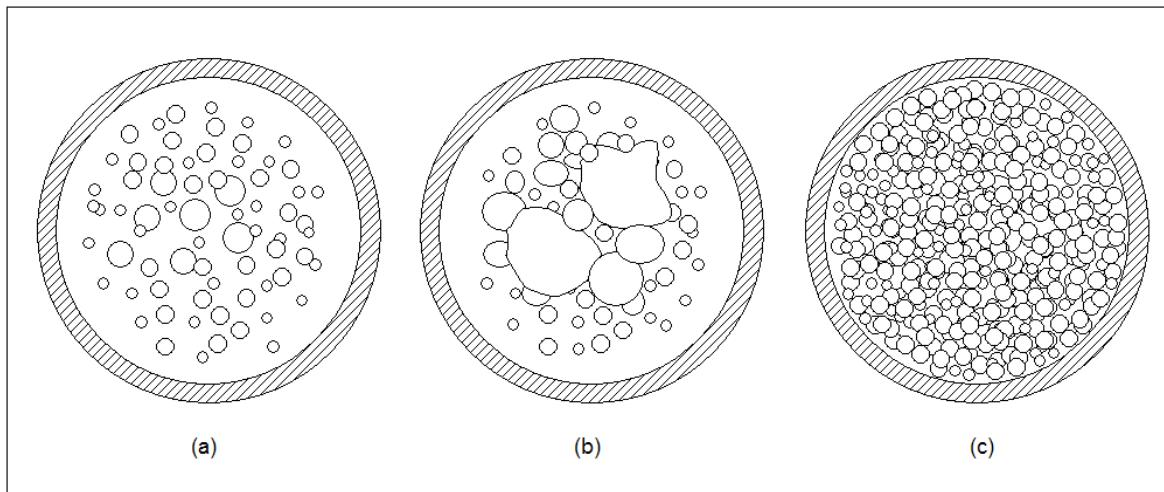


Figure 8.10 : Répartition des bulles dans une section du tube. a) taux de vide faible, vitesse superficielle du gaz faible, répartition homogène. b) taux de vide élevé, vitesse superficielle du gaz élevé, répartition non homogène. c) taux de vide très élevé, vitesse superficielle du gaz très élevée, répartition de type 'écume'.

b) Effet de diffusion de Rayleigh

Tel qu'expliqué à la section 4.2, la diffusion de Rayleigh (équation 4.35) est un cas particulier de la diffusion de Mie et concerne des particules sphériques ayant un diamètre inférieur à la longueur d'onde de la radiation utilisée. On peut alors supposer que la réponse du coefficient de réflexion donné par les figures 8.1 à 8.4 dépend non seulement du nombre de bulles présentes dans l'eau mais surtout de la dimension des bulles. On peut estimer un diamètre moyen des bulles d'air pour différents taux de vide, à l'aide des clichés de la figure 8.5 et d'autres photographies complémentaires. Suite aux observations effectuées à partir des photographies, une relation liant le diamètre moyen des bulles d'air en fonction du taux de vide est ajustée par un polynôme et montrée à la figure 8.11. On note que le diamètre des bulles varie entre 3.5 mm et 6 mm, résultat semblable à la dimension des bulles d'air observées sur les clichés.

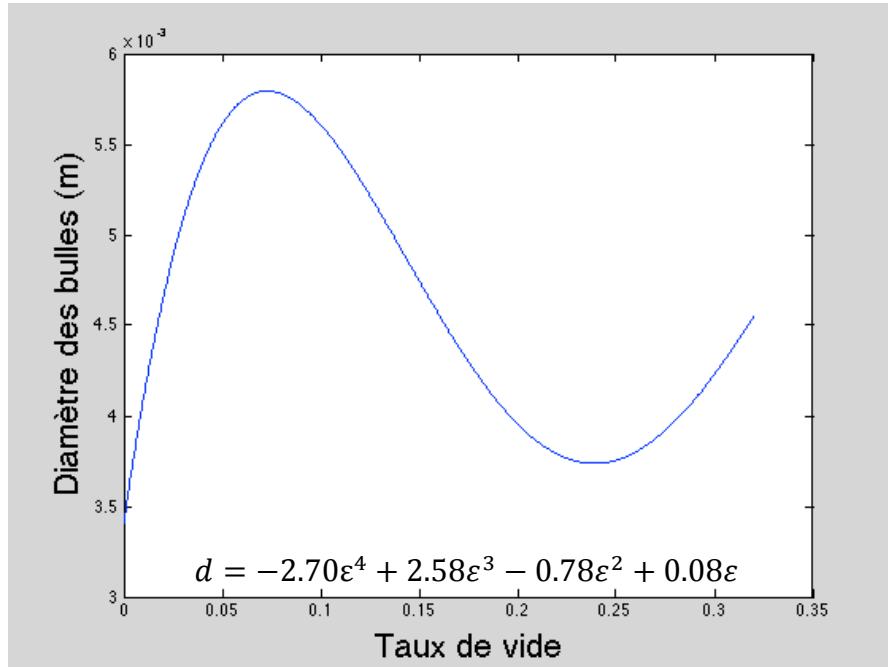


Figure 8.11 : Diamètre moyen observé des bulles d'air en fonction du taux de vide.

En utilisant la relation 4.35 il est possible de mesurer l'intensité diffusée par les bulles d'air dont le diamètre varie suivant le polynôme ajusté à la figure 8.11 en fonction du taux de vide, c'est-à-dire en fonction du nombre de bulles d'air présentes dans le mélange. On montre que l'intensité diffusée par les bulles en fonction du taux de vide s'écrit comme suit :

$$\frac{I}{I_0} = \text{const} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \right)^2 \left(\frac{d(\varepsilon)}{2} \right)^3 \frac{3}{8} \phi^2 l \varepsilon \quad (8.6)$$

où $const$ correspond à la partie en θ dans la relation 4.35 intégrée entre -15° et $+15^\circ$, λ la longueur d'onde dans l'eau à une fréquence de 2.45 GHz , n l'indice de réfraction de l'eau, d le diamètre de la particule sphérique variant selon le taux de vide, ϕ le diamètre du tube, l la longueur de tube à l'intérieur duquel les bulles sont comptées et ϵ le taux de vide. La relation 8.6 combinée avec la fonction de la figure 8.11 est tracée sur la figure 8.12 en compagnie des points expérimentaux avec des valeurs de $n = 8.88$, $\phi = 68.5\text{ mm}$, $l = 5\text{ cm}$, $\lambda = 1.36\text{ cm}$. On note la similitude entre le modèle proposé et les résultats expérimentaux.

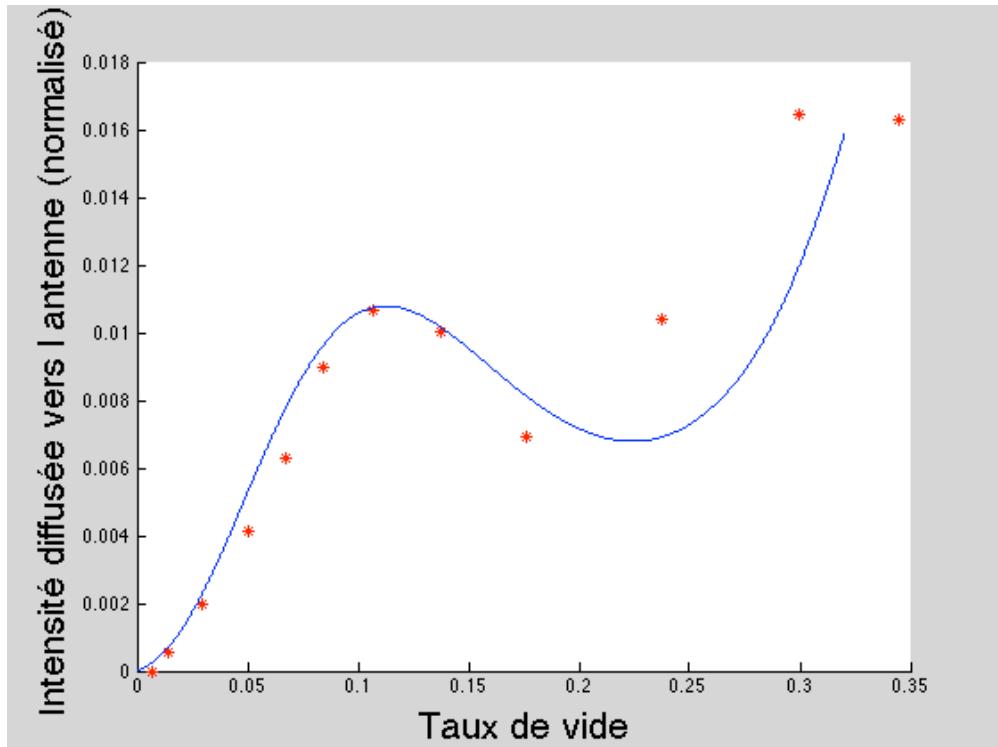


Figure 8.12 : Diffusion de Rayleigh par les bulles d'air selon le modèle proposé. Les mesures expérimentales sont tracées à titre de comparaison.

La possibilité d'utiliser l'information donnée par la phase du coefficient de réflexion Γ pour déduire la configuration nous a conduit à effectuer une nouvelle série d'expériences. Dans ce cas, nous avons maintenu un taux de vide fictif constant en remplaçant l'eau par de l'air et les bulles par des tiges de Plexiglas. Les résultats de ces expériences sont présentés dans la section suivante.

8.2 Mesures à taux de vide fixe

Pour ce type de mesure, nous avons simulé la présence de bulles à l'aide de tige en Plexiglas dont la permittivité est similaire à celle de l'air. Le taux de vide est fixe et constant lors des manipulations. Pour ces expériences, on s'est intéressé à l'influence de la position des tiges sur la réponse du coefficient de réflexion. Pour ce faire nous avons tourné une tige en Plexiglas en suivant le contour intérieur du tube. Cette expérience est effectuée dans un premier temps avec une tige dans un tube ne contenant que de l'air et dans un second temps en présence d'eau. Le parcours de la tige est schématisé dans la figure 8.13 :

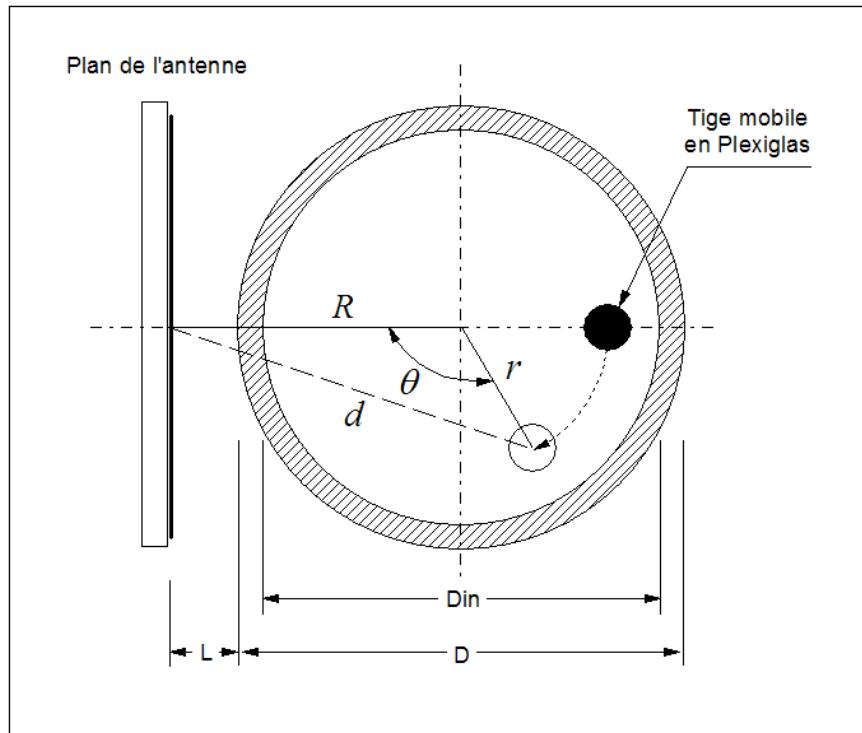


Figure 8.13 : Parcours de la tige en Plexiglas. à l'intérieur du tube.

La figure 8.13 montre le parcours de la tige au sein du tube. La distance antenne-tige que nous avons utilisée par la suite se calcule à l'aide du théorème d'Al-Kashi dont l'expression est :

$$d^2 = R^2 + r^2 - 2Rr \cos \theta \quad (8.6)$$

$$d = \sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr \cos \theta}$$

où R est la distance du centre du tube à l'antenne (rayon extérieur du tube + espace entre l'antenne et le tube) r est la distance du centre du tube à la tige et θ est l'angle entre la normale à l'antenne et la tige par rapport au centre du tube.

8.2.1 Tube ne contenant que de l'air avec une tige en Plexiglas

Les graphiques représentés à la figure 8.14 montrent la réponse de la phase de l'onde réfléchie d'après la procédure décrite à la figure 8.13. Ces essais ont été effectués dans un tube vide. On a fait varier la position de la tige d'un incrément θ de 5 degrés entre chaque mesure et l'expérience a été répétée quatre fois.

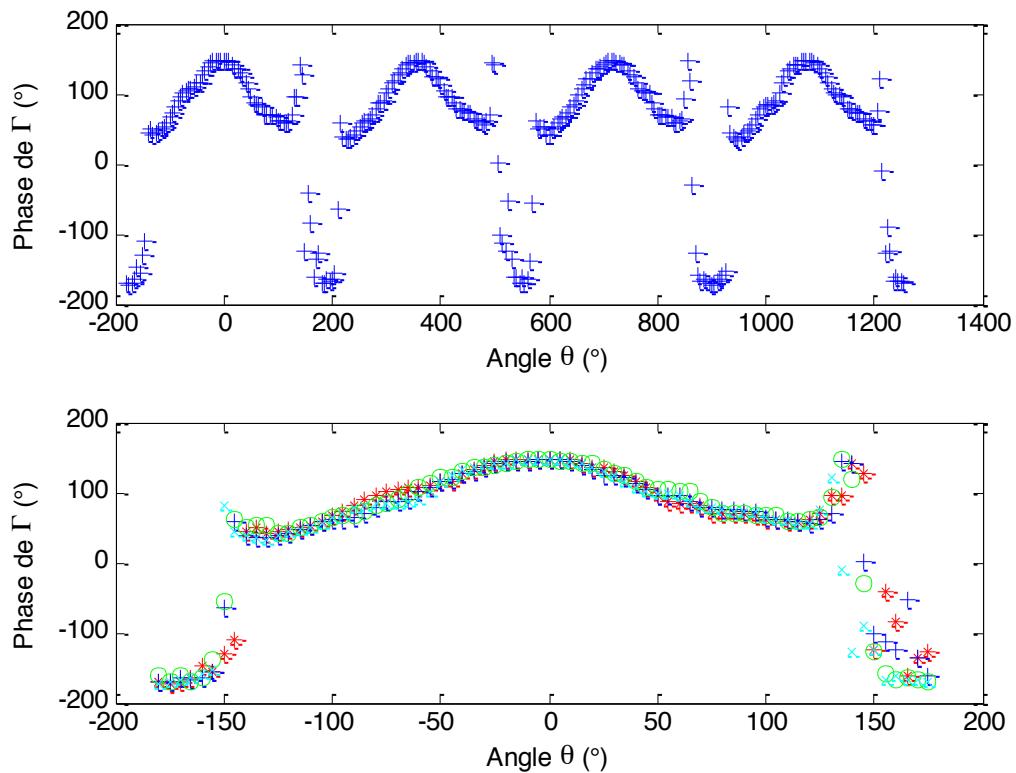


Figure 8.14 : Phase de Γ par rapport à l'origine (0,0), en fonction de l'angle θ .

La deuxième partie de la figure 8.14 montre que la réponse de la phase de l'onde réfléchie est symétrique par rapport à un angle de 0° , selon que la tige se trouve du côté droit de l'antenne ou du côté gauche, ce qui semble logique, le diagramme de rayonnement de l'antenne étant lui aussi symétrique (voir figure 5.19). Par lecture de la phase de l'onde réfléchie, on remarque qu'il est

possible de déterminer la position de la tige à l'intérieur du tube, la réponse étant fonction de l'angle θ . La figure 8.15 montre la réponse du coefficient de réflexion d'une (pour une meilleure visibilité) des quatre expériences montrées à la figure 8.14. Veuillez noter que les cercles noirs représentent les positions de Γ avant et après la série de mesure lorsque le tube ne contient que de l'air, sans tige.

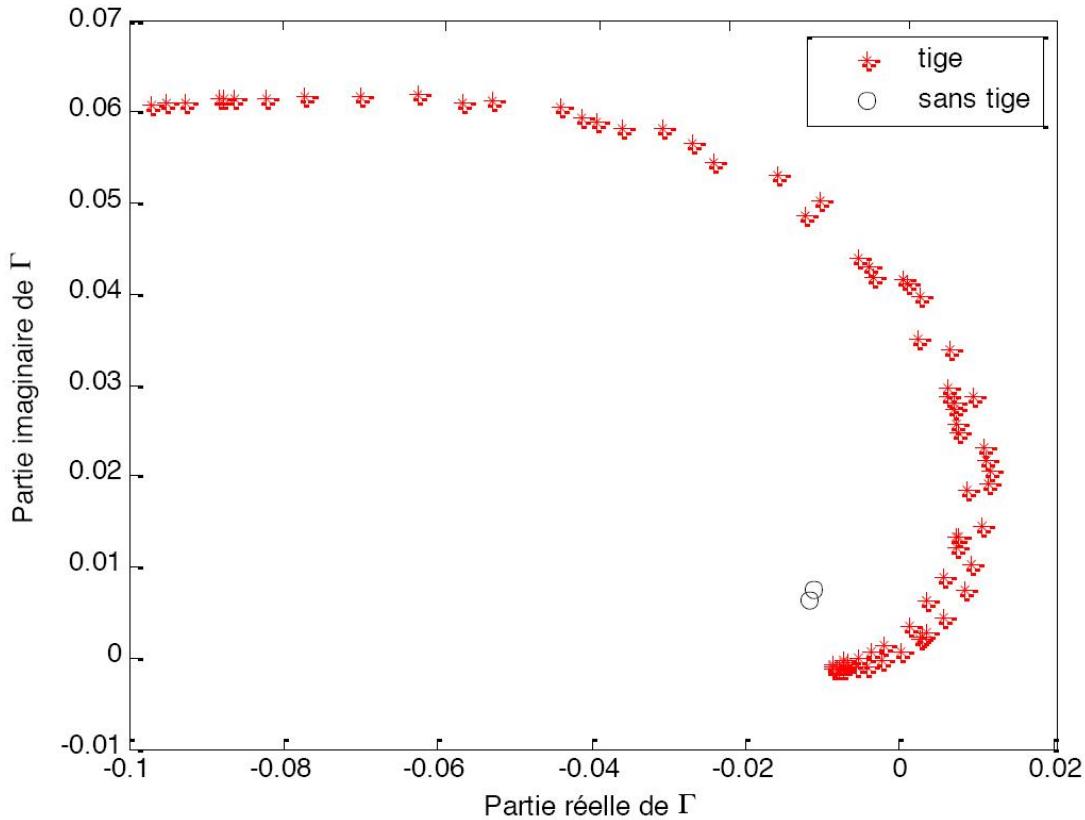


Figure 8.15 : Coefficient de réflexion Γ lorsque la tige parcourt un tour complet dans le tube.

De la même manière qu'à la figure 8.14, on observe à la figure 8.15 que la réponse du coefficient de réflexion est la même lorsque la tige s'approche ou s'éloigne de l'antenne. À partir de ces données, en procédant à un changement de repère nous translatons les données afin que l'origine du repère corresponde aux cercles de la figure 8.15, c'est-à-dire au coefficient de réflexion d'un tube vide ne contenant pas de tige. En calculant la phase de ces données par rapport au nouveau repère, les résultats sont tracés dans la figure 8.16.

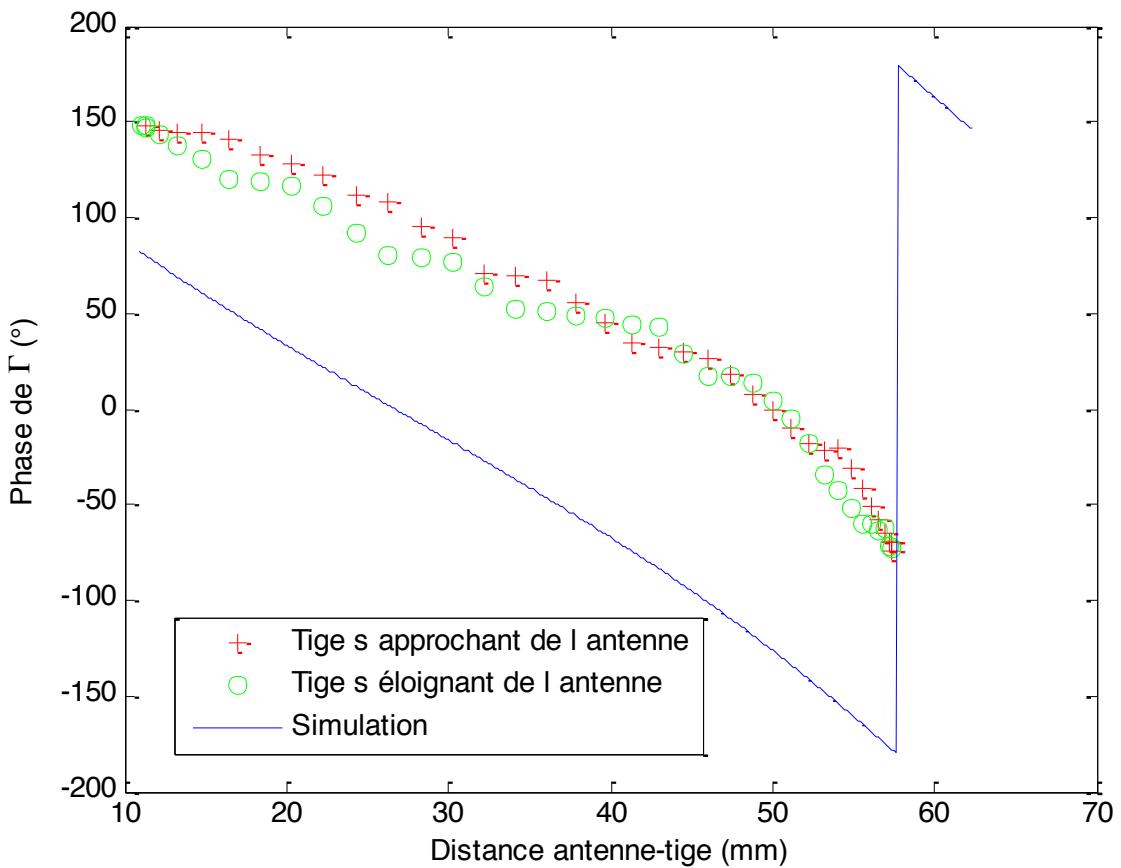


Figure 8.16 : Phase de Γ en fonction de la distance de la tige à l'antenne dans le nouveau repère.

La figure 8.16 montre un résultat dont le comportement est monotone, ce qui prouve qu'il est possible de mesurer précisément la position d'une tige dans le tube en procédant à un changement de repère suite à la mesure du coefficient de réflexion d'un tube vide. À titre de comparaison, les données de la simulation effectuées à la section 4.3 (tirées de la figure 4.14) ont été inclus dans la figure 8.16 et montrent une pente semblable aux résultats expérimentaux. On observe cependant un déphasage dont les raisons peuvent être les suivantes :

- Déphasage aléatoire induit par les propriétés de l'antenne patch.
- Facteur manquant lors de la simulation et/ou distances utilisées inexactes lors de la simulation.

8.2.2 Tube ne contenant que de l'eau avec une tige en Plexiglas

Les mêmes mesures qu'à la section 8.2.1 ont été effectuées à la différence près que la tige se trouve dans le tube rempli d'eau. Une des particularités de l'eau est la forte atténuation qu'elle produit aux micro-ondes. La figure 8.17 montre la réponse de la phase de l'onde réfléchie en fonction de la position de la tige. On remarque sur cette figure que l'instrument reste sensible aux variations de la position de la tige surtout lorsque la tige se trouve à proximité de l'antenne c'est-à-dire proche de l'angle 0° , entre -50° et 50°).

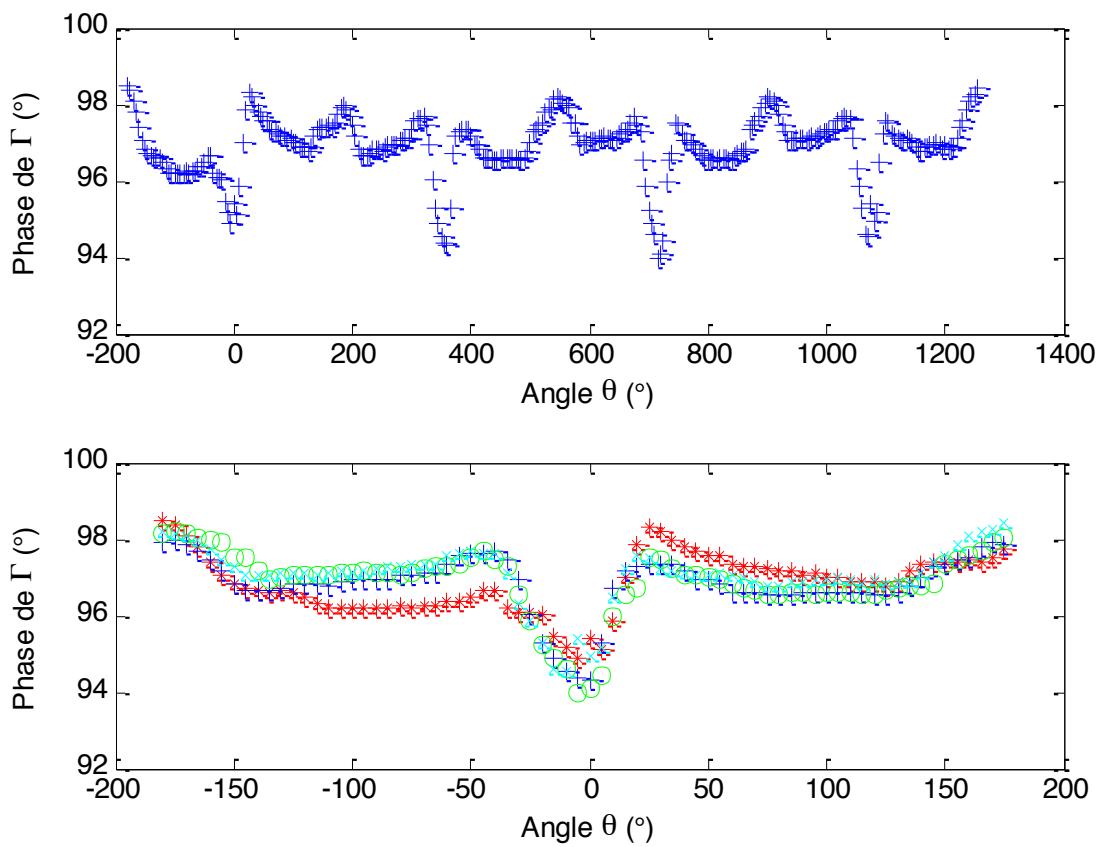


Figure 8.17 : Phase de l'onde réfléchie en fonction de la position de la tige dans un tube contenant de l'eau.

La figure 8.18 montre la réponse du coefficient de réflexion selon l'emplacement de la tige dans le tube. Contrairement à l'expérience de la figure 8.15, la parcours de la tige dans la section d'essais est moins évidente; on détecte seulement la présence de la tige lorsque celle-ci est proche de l'antenne, en témoigne la variation importante du coefficient de réflexion Γ . Autrement, la

réponse se trouve confondue avec la réponse du coefficient de réflexion d'un tube sans tige ne contenant que de l'eau, représenté par un cercle noir à la figure 8.15.

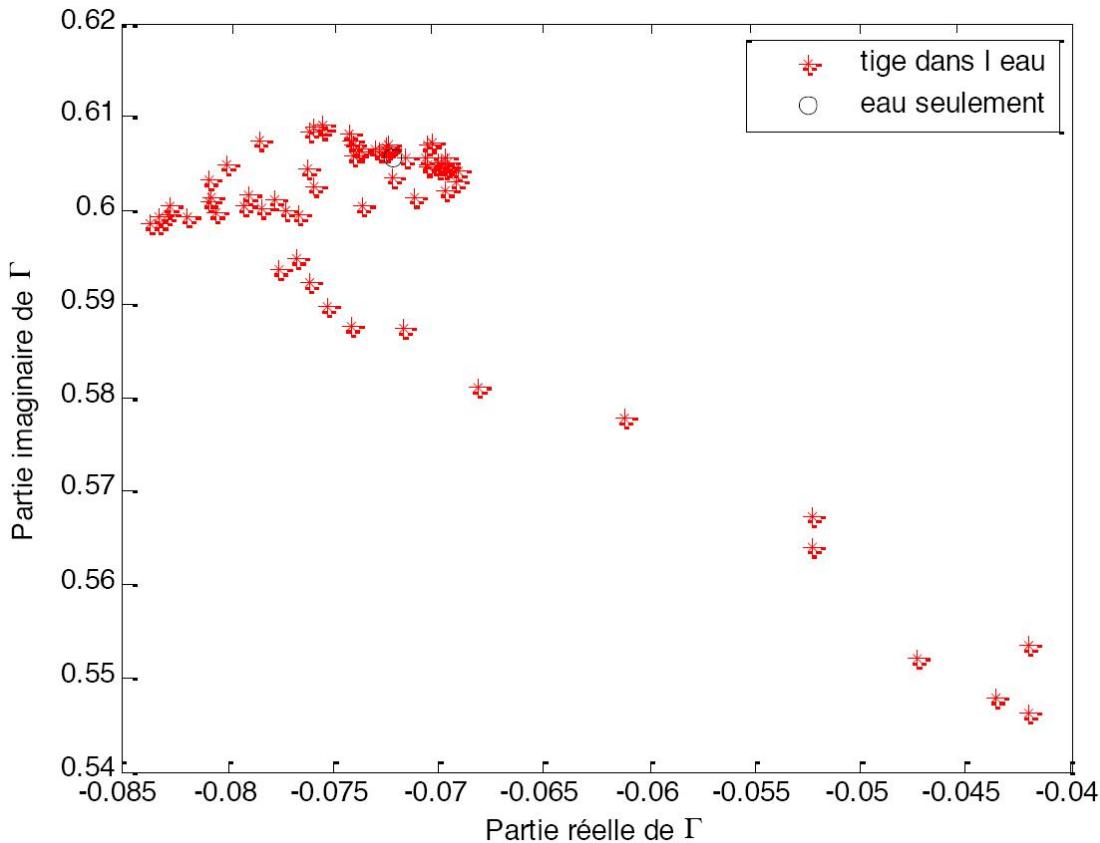


Figure 8.18 : Coefficient de réflexion lorsque la tige parcourt un tour complet dans le tube contenant de l'eau.

Tel qu'étudié à la section 4.3, l'eau absorbe fortement les radiations électromagnétiques rendant le signal du coefficient de réflexion du mouvement d'une tige difficile à déceler lorsque la distance antenne-tige dépasse quelques longueurs d'onde. Sur la figure 8.19 on trace la variation de la phase du signal réfléchi selon le même changement de repère expliquée à la section 8.2.1. Pour cette expérience, on remarque cependant qu'il est possible d'obtenir une courbe quasi-monotone associant une valeur de phase pour une distance tige-antenne donnée. Ceci montre qu'il est important d'établir le système en faisant une mesure de la réponse du coefficient de réflexion du tube rempli d'eau ne contenant pas d'air avant d'effectuer les mesures en présence d'une tige. Par la suite, les mesures de la phase de l'onde réfléchie en présence de la

tige sont effectuées en considérant que l'origine du repère correspond au coefficient de réflexion d'un tube vide.

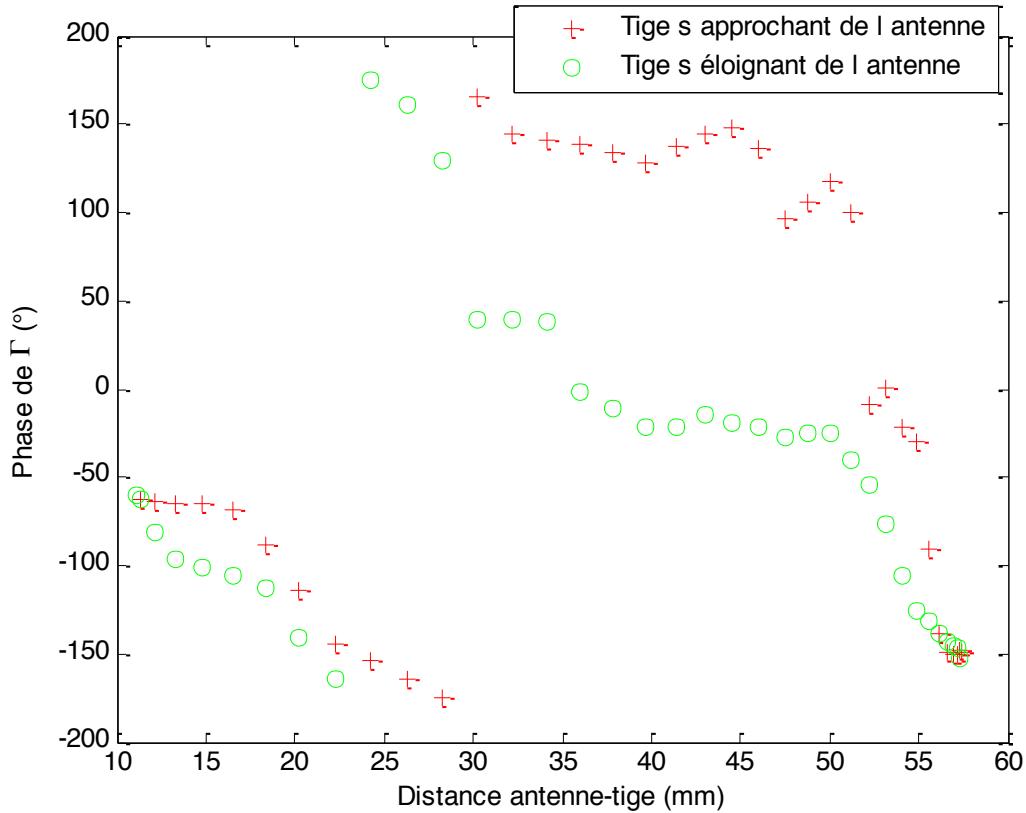


Figure 8.19 : Phase de Γ en fonction de la distance tige-antenne.

Comparé à la figure 8.16, on remarque que la phase varie plus rapidement en fonction de la distance antenne tige, due au fait que la longueur d'onde est plus petite, tel que montré à la section 4.3. Cependant, les résultats de cette figure ne ressemblent pas aux simulations montrées à la figure 4.13. Un paramètre important non considéré lors des simulations est le fait que l'onde émise par l'antenne n'a pas la même puissance dans toutes les directions (voir figure 5.17). Au cours de nos manipulations, la tige ne se déplace pas selon la normale à l'antenne tel que simulé, mais se déplace suivant les contours de la paroi du tube, variant ainsi la distance de la tige par rapport à la normale à l'antenne, et variant par la même occasion la puissance de l'onde reçue et réfléchie par l'antenne.

CONCLUSION

Au cours de ce travail de maîtrise, nous avons développé un système de réflectomètre six-ports permettant la mesure du taux de vide d'un écoulement diphasique gaz-liquide de façon non-invasive. Ce système fonctionnant à une fréquence de 2.45 *GHz* calcule le coefficient de réflexion complexe d'une charge ou d'un milieu de propagation à partir de la mesure de l'onde réfléchie. La réflexion des ondes électromagnétiques est induite par un changement d'impédance du milieu de propagation fonction de la permittivité diélectrique et de la perméabilité magnétique du milieu.

Le modèle théorique d'éléments distribués que nous avons appliqué à cette fréquence a montré que de l'information concernant l'impédance et la position de la charge était contenue dans l'intensité mais aussi dans la phase de l'onde réfléchie. Cette information pouvait être exploitée avec les parties réelle et imaginaire du coefficient de réflexion complexe. À cet égard, on a modélisé le parcours d'une onde électromagnétique se propageant dans de l'eau et réfléchissant à l'interface d'une bulle d'air. On a ainsi confirmé le fait que la position des bulles influence la phase et que la quantité de bulle influence l'intensité de l'onde réfléchie.

Suite à ces observations, un réflectomètre six-ports construit en utilisant des lignes de transmission a été mis au point et étalonné à 6 fréquences autour de 2.45 *GHz*. Ce système comprenait un oscillateur, un amplificateur isolateur, un atténuateur, une antenne de type 'patch' et quatre détecteurs logarithmiques positionnés aux quatre ports de lecture du six-ports. Le processus d'étalonnage de l'instrument a résulté en un réflectomètre ayant une erreur de mesure de moins de 2%.

Ainsi, en positionnant l'antenne contre la paroi d'un tube vertical rempli d'un mélange d'eau et de bulles d'air, on a pu mesurer des variations de taux de vide de l'écoulement par lecture de l'intensité et de la phase du coefficient de réflexion. Similairement, en se servant de tiges en Plexiglas pour simuler des bulles d'air dans une location précise du tube, on a mesuré des variations dans le signal réfléchi en faisant tourner la tige à l'intérieur du tube. On a pu conclure que le système était sensible à différentes configurations d'écoulement. Cependant, due à la nature fortement absorbante de l'eau, la détection de gaz dans un écoulement liquide est possible jusqu'à une distance de quelques longueurs d'onde dans le mélange avant que le signal réfléchi

ne soit trop faible et indéetectable. La détection de bulles ou d'objet est donc plus efficace à proximité de l'antenne. Cette particularité a néanmoins permis d'émettre l'hypothèse d'un changement dans le type de l'écoulement lorsque le taux de vide approchait les 10%. Cette hypothèse nous a amené à prendre des photographies du tube à différents taux de vide. Suite à cela, on a observé que selon le taux de vide du mélange, la répartition et la dimension des bulles d'air évoluait. En s'inspirant du modèle de diffusion de Rayleigh et à l'aide de ces observations, on a extrapolé une relation liant le taux de vide de l'écoulement avec l'intensité réfléchie diffusée par les bulles d'air dont la réponse correspondait aux mesures expérimentales.

De part la nature innovante et originale de ce travail de maîtrise, ce projet laisse la porte ouverte à beaucoup de modifications et d'améliorations : pour répondre à la particularité absorbante de l'eau, il serait intéressant dans des projections futures de faire intervenir une 2^{ème} fréquence dans les mesures. Les ondes électromagnétiques ne répondant pas de la même façon aux propriétés de l'eau selon leur fréquence, cela permettrait d'observer un autre comportement de l'onde et ainsi obtenir un complément d'information sur la nature ou la configuration de l'écoulement. De la même façon, l'utilisation d'une source d'émission plus puissante permettrait à l'onde une progression plus lointaine dans le mélange afin d'augmenter la distance de détection d'un objet ou d'une bulle. Enfin, l'utilisation d'autres sortes d'antennes, soit des antennes coniques ou un réseau d'antenne de type '*phase array*' permettrait de réduire ou d'optimiser le faisceau d'émission afin d'effectuer des mesures sur une portion beaucoup plus étroite et localisée du tube afin d'avoir des mesures plus localisées.

RÉFÉRENCES

- 1 Tapucu. A., The thermal-hydraulics of two phase systems, *Notes de cours*, École Polytechnique de Montréal, Janvier 2009
- 2 Hewitt, G. F., Measurement of two phase flow parameter, *Academic Press*, 1978.
- 3 Harms, A. A. and Forrestr, C. F., Effects in radiation diagnosis of fluctuating voids, *Nuclear science Engineering*, 46, p 408-413, 1971.
- 4 Lassahn, G. D., Loft 3 beam densitometer data interpretation, Idaho National Engineering Laboratory, *Report INEL-TREE-NUREG-1111*, 1971.
- 5 Heidrick, T. R., Saltvold, J. R. and Banerjee, S., Application of a 3 beam gamma densitometer to two phase flow regime and density measurements, *AI Che Symposium Series* 73 (No. 164), p 248, 1975.
- 6 Banerjee, S., Heidrick, T. R., Saltvold J. R. and Flemons, R. S., Measurement of vois fraction and mass velocity in transient two phase flow, *Transient two-phase flow*, v 2, p 789-834, Hemisphere Press, Washington, 1978.
- 7 Heidrick, T. R., Saltvold, J. R., Banerjee, S. and Nguyen, D., Cross section averaged density ans mass flux measurements in two phase flow through pipes, *Measurements in polyphase flow*, ASME, p 1-10, December, 1978.
- 8 Teyssedou, A., Aube, F., Champagne, P., Void fraction measurement system for high temperature flows, *Measurement Science & Technology*, v3 n5 p 485-94, May 1992.
- 9 Stephens, A. G., Emery, M. A., and Hochreiter, L. E., Local density measurements in a steam-water mixing zone using the photon attenuation technique, *Two-phase heat transfer and flow*, ASME, p 183-192, December 1978.
- 10 Zielke, L. A., Howard, G. G., Currie, R. L., Morgan, C. D., Rod bundle subchannel void fraction by gamma scattering, Proceedings ANS meeting, *Fluid flow and heat transfer*, p 412-413, June 1975.
- 11 Lahey, R. T., A review of selected void fraction and phase velocity measurement techniques, *Lecture presented at fluid dynamics Institute short course on two-phase flow measurements*, Dartmouth College, New Hampshire, August 1978.
- 12 Jones, O. C., Statistical Considerations in Heterogeneous two-phase flow flowing systems, *Ph. D. Thesis*, Rensselaer Polytechnic Institute, 1973.

- 13 Schrock, V. E., Radiation attenuation techniques in two-phase flow measurement, *Eleventh National ASME/AICHE Heat transfer Conference*, Minneapolis, p 24-135, 1969.
- 14 Smith, A. V., Transient density measurements in two-phase flows using X-rays, *Journal British Nuclear Energy Society*, 10, p 99-106, 1971.
- 15 Kendoush, A. A., Sarkis, Z. A., Void fraction measurement by X-ray absorption, *Experimental Thermal and Fluid Science*, p 615-621, v 25, 2002.
- 16 Dennis, J. A., Investigation of the possibility of using a neutron source to measure the specific gravities of steam water mixture in a thick pipe, *U. K. Atomic Energy Authority report*, AERE-EL/M-97, 1957.
- 17 Sha, W. T., Bonilla, C. F., Out of pile steam fraction determination by neutron beam attenuation, *Nuclear Application*, 1, p 69-75, 1965.
- 18 Harms, A. A., Lo, S., Hancox, W. T., Measurement of time averaged voids by neutron diagnosis, *Journal of Applied physics*, 42, p 4080-4082, 1971.
- 19 Rousseau, J. C., Czerny, J., Riegel, B., Void fraction measurement during blowdown by neutron absorption, *Transient two-phase flow*, v 2, p 890-906, Hemisphere Press, Washington, 1978.
- 20 Banerjee, S., Radiation Methods for two-phase measurements, *Invited lecture at USNRC two-phase Instrumentation Review Meeting*, Washington, January, 1977.
- 21 Banerjee, S., Chan, A. M. C., Ramanathan, N., Yuen, P. S. L., Fast neutron scattering and attenuation technique for measurement of void fractions and phse distribution in transient flow boiling, *Proceedings 6th international Heat Transfer Conference*, v 1, p 351, 1978.
- 22 Yuen, P. S. L., Fast neutron technique for void fraction measurement, *M. A. Sc. Thesis*, Mc Master University, 1978.
- 23 English, D., Blacker, P. T., Simons, W. E., Boiling and density studies at atmospheric pressure, *U. K. Atomic Energy Authority Report*, AERE BO/M20, 1955
- 24 Styrikovich, M. A., Nevstrueva, E. I., Investigation of vapor content distribution in boiling boundary layer by the beta radiosity method, *Dobel.Akad. Nauk. SSSR*, 130, p 1019-1022, 1960.
- 25 Zirnig, W., Beta absorption measuring system for steam-water air mixture density in containment LOCKA experiments, *Paper presented at CNSI specialist meeting on transient two-phase flow*, Paris, June 1978.

- 26 Kendoush, A. and Sarkis, Z.A., A comparative study of the various nuclear radiations used for void fraction measurements, *Nucl. Eng. Des.*, 137, 249-257, 1995.
- 27 Kendoush, A. and Sarkis, Z.A., Void fraction measurement by X-ray absorption, *Exp. Thermal Fluid Sci.* 25, 615-621, 2002.
- 28 Lockett, M. J., Safekourdi, A. A., Light transmission through bubbles swarms, *AIChE Journal*, 23, p 395-398, 1977.
- 29 Keller, A., The influence of the cavitation nucleus spectrum on cavitation inception, Investigation with a scattered-light counting method, *Journal basic engineering*, 94, p 917-925, 1972.
- 30 Barschdorff, D., Class, G., Loffel, R., Reimann, J., Mass flow measuring techniques, *Transient two-phase flow*, v2, p 835-867, Hemisphere press, Washington, 1978.
- 31 Wenger, H. C., Smetana, J., Hydrogen density measurements using an open-ended microwave cavity, *IEEE Transactions on instrumentation and measurement*, IM21, p 2, 105, 1972.
- 32 Stuchly, S. C., Rzepecka, M. A., Hamid, M. A. K., Microwave open-ended cavity as a void fraction monitor for organic coolants, *IEEE Transactions on independent electronics and control instrumentation*, v 1ECI-21, p 78-80, 1974.
- 33 Arave, A., Fickas, E., Shurtliff, W., Ultrasonic density detector for in-core dynamic measurement, *Proceedings of the 24th international instrumentation symposium*, Albuquerque, USA, may 1978.
- 34 Chedville, C., Lions, N., Rosse, M., Method and device for gas content of a flowing two-phase mixture. *Patent Specification no1,138,433*, 1969.
- 35 Masala, T., Harvel, G., Chang, J. S., Separated two-phase flow regime parameter measurement by a high speed ultrasonic pulse echo system, *Review of Scientific Instruments*, 78, 114901, 2007.
- 36 Buford, R. J., A microwave Sensor for steam quality, *IEEE transactions on instrumentation and measurement*, August 2007.
- 37 Kendoush, A. and Sarkis, Z.A., Improving the accuracy of the capacitance method for void fraction measurements, *Exp. Thermal Fluid Sci.* 11(4), 321-326, 1995.
- 38 Teyssedou, A., Tye, P., A capacitive two-phase flow slug detection system, *Review of scientific instruments*, Vol. 70, No. 21, Oct 1999.

- 39 Huang Z, Wang, B., Li, H., Application of electrical capacitance tomography to the void fraction measurement of two-phase flow, *IEEE instrumentation and Measurement, Technology Conference*, Budapest, Hungary, May 21-23, 2001.
- 40 Kendoush, A. and Sarkis, Z.A., A nonintrusive auto-transformer technique for the measurement of void fraction, *Exp. Thermal Fluid Sci.* 13, 92-97, 1996.
- 41 Morris, D., Teyssedou, A., Lapierre, J., Tapucu, A., Optical fiber probe to measure local void fraction profiles, *Applied Optics*, Vol.26, No. 24, Nov 1987.
- 42 Breuer, H., *Atlas de la physique, Le livre de poche*, 1997.
- 43 Teyssedou, A., Tapucu, A., Lortie, M., Impedance probe to measure local void fraction profiles, *Review of Scientific Instruments*, 59,(4), 631-638, 1988.
- 44 Hsu, Y. Y., Simon, F. F., Graham, R. W., Application of hot wire anemometry for two-phase flow measurements such as void-fraction and slip-velocity, *ASME symposium volume on multiphase flow*, p 26-34, 1963.
- 45 Delhaye, J. M., Hot film anemometry in two phase flow, *Eleventh national ASME/AICHE heat transfer conference*, Minneapolis, p 58-69, august 1969.
- 46 Shiralkar, B. S., Local void fraction measurements in Freon 114 with a hot-wire anemometer, *NEDO-13158*, 1970.
- 47 Dix, G. E., Vapor void fractions for forced convection with subcooled boiling at low flow rates, *NEDO-10491*, 1971.
- 48 Johnson, H. A., Abou-Sabem A. H., Heat transfer and pressure drop for turbulent flow of air-water mixtures in a horizontal pipe, *Transactions ASME*, p 977-987, 1952.
- 49 Hewitt, G. F., King, I., Lovegrove, P. C., Holdup and pressure drop measurements in the two-phase annular Flow of air-water mixtures, *U. K. Atomic Energy report*, AERE-R3764, 1961.
- 50 Premoli, A., Hancox, W. T., An experimental Investigation of subcooled blowdown with heat addition, *Transient two phase flow*, v2, p 550-580, Hemisphere Press, Washington, 1978.
- 51 Smith, P. H., Electronic Applications of the Smith chart, *McGraw Hill*, New York (1969).
- 52 Lewin, L., The electrical constants of a material loaded with spherical particules, *radio section paper*, vol 94, part III, 1946.
- 53 Maxwell-Garnett, J. C., Colours in metal glasses and metal films, *Philos. Trans. R. Soc. London*, sect A, vol. 3, 385-420, 1904.

- 54 Sihvola, A. Mixing rules with complex dielectric coefficients, *Subsurface Sensing Technologies and Applications*, Vol. 1, No. 4, 2000.
- 55 Debye
- 56 Kaatze, U., Complex permittivity of water as a function of frequency and temperature, *Journ. Chem. Eng. Data*, 1989, 39, 371-374.
- 57 http://en.wikipedia.org/wiki/Electrical_resistivity_and_conductivity
- 58 Engen, G. F., Hoer C. A., Application of an arbitrary 6-port junction to power measurement problems, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. IM-21, NO. 4, November 1972.
- 59 Tatu S. O., Nouveau récepteur six-port en ondes millimétriques, thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2004.
- 60 Pozar D. M., *Microwave Engineering*, John Wiley & Sons, Inc., 1998.
- 61 Harlan, H., *Strip line circuit design* (1974)
- 62 Guha D., Antar Y. M. M., *Microstrip and Printed Antennas*, Wiley 2011.
- 63 http://en.wikipedia.org/wiki/Patch_antennas
- 64 Ghannouchi, F. M., The six-ports reflectometer and its complete calibration by four standard terminations, *IEE PROCEEDINGS*, Vol. 135, Pt. H, No. 4 August 1988.
- 65 Ghannouchi, F. M., Bosisio R. G., An alternative explicit six-ports matrix calibration formalism using five standards, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 36, No. 3, pp 494-498, March 1988.
- 66 Mie G., Beiträge zur Optik trüber Medien, Speziell Kolloidaler Metallösungen, Leipzig, *Ann. Phys.* 330, 377-445 (1908).

ANNEXE 1 – Programme d'étalonnage Matlab

```
%programme de calibration

%%%%%%%%%%%%% CALIBRATION A 4
CHARGES%%%%%%%%%%%%%
clear all
close all

for kk=1:1
[gamma,Puissance]=donnees_puissances21_03_11(kk);
[nbre_std rien]=size(gamma);
partition=nchoosek(1:1:nbre_std,4);
itermax=5000;

for z=1:length(partition)
a=partition(z,1);
b=partition(z,2);
c=partition(z,3);
d=partition(z,4);
%charges de calibration:
G=ones(4);
%charge 1
%G(1,:)=[1 norme^2 R Im];
G(1,:)=[1, gamma(a,:)];

%charge 2
%G(2,:)=[1 norme^2 R Im];
G(2,:)=[1, gamma(b,:)];

%charge 3
%G(3,:)=[1 norme^2 R Im];
G(3,:)=[1, gamma(c,:)];

%charge 4
%G(4,:)=[1 norme^2 R Im];
G(4,:)=[1, gamma(d,:)];

%puissances mesurées sur le port 1 à chaque charge:
%P1=[a,b,c,d];
P1=Puissance(1,[a,b,c,d]);
P1=diag(P1);

%puissances mesurées sur le port 2 à chaque charge:
```

```

%P2=[a,b,c,d];
P2=Puissance(2, [a,b,c,d]);
P2=diag(P2);

%puissances mesurées sur le port 3 à chaque charge:
%P3=[a,b,c,d];
P3=Puissance(3, [a,b,c,d]);
P3=diag(P3);

%puissances mesurées sur le port 4 à chaque charge:
%P4=[a,b,c,d];
P4=Puissance(4, [a,b,c,d]);
P4=diag(P4);

H2=G^-1*P2*P1^-1*G;
H3=G^-1*P3*P1^-1*G;
H4=G^-1*P4*P1^-1*G;

%calcul des coefficients alpha et beta:
for u=1:4
    alpha(2,u)=H2(3,u)^2+H2(4,u)^2-4*(H2(1,u)*H2(2,u));
    alpha(3,u)=H3(3,u)^2+H3(4,u)^2-4*(H3(1,u)*H3(2,u));
    alpha(4,u)=H4(3,u)^2+H4(4,u)^2-4*(H4(1,u)*H4(2,u));
end

for v=1:4
    for u=1:3
        if u<v
            beta2(u,v)=H2(3,u)*H2(3,v)+H2(4,u)*H2(4,v)-
            2*(H2(1,u)*H2(2,v)+H2(2,u)*H2(1,v));
            beta3(u,v)=H3(3,u)*H3(3,v)+H3(4,u)*H3(4,v)-
            2*(H3(1,u)*H3(2,v)+H3(2,u)*H3(1,v));
            beta4(u,v)=H4(3,u)*H4(3,v)+H4(4,u)*H4(4,v)-
            2*(H4(1,u)*H4(2,v)+H4(2,u)*H4(1,v));
        end
    end
end

%methode de Newton - Raphson
%points de départ:
count=0;
X0old=1;
john=0;
while john==0 && count<itermax

```

```

if count==0
    X=[0;0;0];
end

F(1,1)=alpha(2,1)+alpha(2,2)*X(1)^2+alpha(2,3)*X(2)^2+alpha(2,4)*
X(3)^2+2*beta2(2,3)*X(1)*X(2)+(beta2(2,4)*X(1)*X(3)+beta2(3,4)*X(
2)*X(3)+beta2(1,2)*X(1)+beta2(1,3)*X(2)+beta2(1,4)*X(3));

F(2,1)=alpha(3,1)+alpha(3,2)*X(1)^2+alpha(3,3)*X(2)^2+alpha(3,4)*
X(3)^2+2*beta3(2,3)*X(1)*X(2)+(beta3(2,4)*X(1)*X(3)+beta3(3,4)*X(
2)*X(3)+beta3(1,2)*X(1)+beta3(1,3)*X(2)+beta3(1,4)*X(3));

F(3,1)=alpha(4,1)+alpha(4,2)*X(1)^2+alpha(4,3)*X(2)^2+alpha(4,4)*
X(3)^2+2*beta4(2,3)*X(1)*X(2)+(beta4(2,4)*X(1)*X(3)+beta4(3,4)*X(
2)*X(3)+beta4(1,2)*X(1)+beta4(1,3)*X(2)+beta4(1,4)*X(3));

jacob(1,1)=2*alpha(2,2)*X(1)+2*beta2(2,3)*X(2)+beta2(2,4)*X(3)+be
ta2(1,2);

jacob(1,2)=2*alpha(2,3)*X(2)+2*beta2(2,3)*X(1)+beta2(2,4)*X(3)+be
ta2(1,3);

jacob(1,3)=2*alpha(2,4)*X(3)+beta2(2,4)*X(1)+beta2(3,4)*X(2)+beta
2(1,4);

jacob(2,1)=2*alpha(3,2)*X(1)+2*beta3(2,3)*X(2)+beta3(2,4)*X(3)+be
ta3(1,2);

jacob(2,2)=2*alpha(3,3)*X(2)+2*beta3(2,3)*X(1)+beta3(2,4)*X(3)+be
ta3(1,3);

jacob(2,3)=2*alpha(3,4)*X(3)+beta3(2,4)*X(1)+beta3(3,4)*X(2)+beta
3(1,4);

jacob(3,1)=2*alpha(4,2)*X(1)+2*beta4(2,3)*X(2)+beta4(2,4)*X(3)+be
ta4(1,2);

jacob(3,2)=2*alpha(4,3)*X(2)+2*beta4(2,3)*X(1)+beta4(2,4)*X(3)+be
ta4(1,3);

jacob(3,3)=2*alpha(4,4)*X(3)+beta4(2,4)*X(1)+beta4(3,4)*X(2)+beta
4(1,4);

```

```

if sum(abs(Xold-X))>10^-6
    Xold=X;
    X=X-jacob^-1*F;
else
    john=1;
end

count=count+1;
end
C1=[1, X'];

C=[];
C(1,:)=C1;
C(2,:)=H2*C1';
C(3,:)=H3*C1';
C(4,:)=H4*C1';

C2=C^-1;
%calibration faite

%Pour un DUT quelconque:
%puissances mesurées à chaque port:

inc2=1;
for inc=1:length(Puissance)
    if inc~=a && inc~=b && inc~=c && inc~=d
        PP=Puissance(:,inc);

        R=(C2(3,:)*PP)/(C2(1,:)*PP);
        Im=(C2(4,:)*PP)/(C2(1,:)*PP);
        resul(1+3*(inc2-1),z)=abs(gamma(inc,2)-R); %erreur en
'x'
        resul(2+3*(inc2-1),z)=abs(gamma(inc,3)-Im); %erreur en
'y'
        resuldistance(inc2,z)=((resul(1+3*(inc2-
1),z))^2+(resul(2+3*(inc2-1),z))^2)^0.5; %erreur sur la distance
        inc2=inc2+1;
    end
end
comptage(1,z)=count

étalonnage1(1:4,z)=C2(1,:);
étalonnage1(5:8,z)=C2(2,:);
étalonnage1(9:12,z)=C2(3,:);
étalonnage1(13:16,z)=C2(4,:);

end
resul;

```

```

comptage;
%on enleve les resultats dont la convergence n'a pas convergé en
itermax
%itérations.
inc2=1;
for inc=1:length(comptage)
    if comptage(1,inc)<(itermax-1)
        comp(:,inc2)=resul(:,inc);
        resuldistance2(:,inc2)=resuldistance(:,inc);
        comptage2(1,inc2)=inc;
        étalonnage2(:,inc2)=étalonnage1(:,inc);
        inc2=inc2+1;
    end
end
comp;

%on peut affiner encore en gardant les resultats dont les erreurs
absolues sont
%les plus petites.
%on fait pareil pour le vecteur resuldistance (x^2+y^2)^0.5

[comp2,comptage3]=minimum(comp,comptage2,0.0001);
[resuldistance3,comptage3_2]=minimum(resuldistance2,comptage2,0.0
001);

%%% On check quels sont les meilleurs resultats parmi les 2
derniers tests:

for h=1:((length(comp2)-1)/3+1)
    comp3(h)=(comp2(3*h-2)^2+comp2(3*h-1)^2)^0.5;
end

if max(resuldistance3)<max(comp3)
    if sum(resuldistance3)<sum(comp3)
        resuldistance3
        comptage3=comptage3_2;
    else
        resuldistance3
        comp3
    end
elseif sum(resuldistance3)>sum(comp3)
    comp3
else
    resuldistance3
    comp3
end

```

```

étalonnage1(:,comptage3)

%%%%%%%%%%%%%%prochaine étape: affichage de resultats sur
graphique
if length(comp2(1,:))==1
    figure

plot(gamma(partition(comptage3,:),2),gamma(partition(comptage3,:)
,3),'*');
    hold on;

inc2=1;
    for k=1:length(gamma)
        if k~=partition(comptage3,1) && k~=partition(comptage3,2)
&& k~=partition(comptage3,3) && k~=partition(comptage3,4)
            gamma1(inc2,2)=gamma(k,2);
            gamma1(inc2,3)=gamma(k,3);
            inc2=inc2+1;
    end
end
plot(gamma1(:,2),gamma1(:,3),'r*')

%for k=1:length(resul)
x=ones(4);
x(1,:)=étalonnage1(1:4,comptage3);
x(2,:)=étalonnage1(5:8,comptage3);
x(3,:)=étalonnage1(9:12,comptage3);
x(4,:)=étalonnage1(13:16,comptage3);

for k=1:length(Puissance)
    if k~=partition(comptage3,1) && k~=partition(comptage3,2)
&& k~=partition(comptage3,3) && k~=partition(comptage3,4)
        PP=Puissance(:,k);
        R=(x(3,:)*PP)/(x(1,:)*PP);
        Im=(x(4,:)*PP)/(x(1,:)*PP);
        rep(k,1)=R;
        rep(k,2)=Im;

        plot(rep(k,1),rep(k,2),'+r');
        hold on
    end
end
title('\fontname{Arial} Résultats d'étalonnage en utilisant 4
standards; Pinj = 6 dBm, f=2.45GHz, VNA:HP8753D','FontSize',12);
legend('points utilisées pour l'étalonnage','valeurs exactes
(analyseur de réseau)','valeurs trouvées à l aide du étalonnage
(six-ports)','Location','SouthOutside')

```



```

% %charge 4
% %G(4,:)=[1 norme^2 R Im];
G(4,:)=[1, gamma(d,:)];
G(5,:)=[1, gamma(e,:)];
%
% %puissances mesurées sur le port 1 à chaque charge:
% %P1=[a,b,c,d];
P1=Puissance(1, [a,b,c,d,e]);
%
% %puissances mesurées sur le port 2 à chaque charge:
% %P2=[a,b,c,d];
P2=Puissance(2, [a,b,c,d,e]);
%
% %puissances mesurées sur le port 3 à chaque charge:
% %P3=[a,b,c,d];
P3=Puissance(3, [a,b,c,d,e]);
%
% %puissances mesurées sur le port 4 à chaque charge:
% %P4=[a,b,c,d];
P4=Puissance(4, [a,b,c,d,e]);

P=[P1;P2;P3;P4];

```

%grosse matrice :

```

A1=zeros(15);
for k=0:3:12
    for j=1:3
        for i=1:3
            A1(k+i,j)=P(j+1, (k+3)/3)*G((k+3)/3, i+1);
        end
    end
end

for k=0:3:12
    for i=1:3
        for j=1:4
            A1(k+i,j+3+4*(i-1))=-P(j, (k+3)/3);
        end
    end
end
A1;

B=[];
for h=1:3:13

```

```

for k=1:3
    B(k+h-1,1)=-P(1,ceil(h/3))*G(ceil(h/3),k+1);
end
end

A=zeros(15);
A(1,1:7)=[P(2,1)*G(1,2),P(3,1)*G(1,2),P(4,1)*G(1,2),-P(1,1),-
P(2,1),-P(3,1),-P(4,1)];
A(2,1:11)=[P(2,1)*G(1,3),P(3,1)*G(1,3),P(4,1)*G(1,3),0,0,0,0,-
P(1,1),-P(2,1),-P(3,1),-P(4,1)];
A(3,1:15)=[P(2,1)*G(1,4),P(3,1)*G(1,4),P(4,1)*G(1,4),0,0,0,0,0,0,0,-
P(1,1),-P(2,1),-P(3,1),-P(4,1)];

A(4,1:7)=[P(2,2)*G(2,2),P(3,2)*G(2,2),P(4,2)*G(2,2),-P(1,2),-
P(2,2),-P(3,2),-P(4,2)];
A(5,1:11)=[P(2,2)*G(2,3),P(3,2)*G(2,3),P(4,2)*G(2,3),0,0,0,0,-
P(1,2),-P(2,2),-P(3,2),-P(4,2)];
A(6,1:15)=[P(2,2)*G(2,4),P(3,2)*G(2,4),P(4,2)*G(2,4),0,0,0,0,0,0,0,-
P(1,2),-P(2,2),-P(3,2),-P(4,2)];

A(7,1:7)=[P(2,3)*G(3,2),P(3,3)*G(3,2),P(4,3)*G(3,2),-P(1,3),-
P(2,3),-P(3,3),-P(4,3)];
A(8,1:11)=[P(2,3)*G(3,3),P(3,3)*G(3,3),P(4,3)*G(3,3),0,0,0,0,-
P(1,3),-P(2,3),-P(3,3),-P(4,3)];
A(9,1:15)=[P(2,3)*G(3,4),P(3,3)*G(3,4),P(4,3)*G(3,4),0,0,0,0,0,0,0,-
P(1,3),-P(2,3),-P(3,3),-P(4,3)];

A(10,1:7)=[P(2,4)*G(4,2),P(3,4)*G(4,2),P(4,4)*G(4,2),-P(1,4),-
P(2,4),-P(3,4),-P(4,4)];
A(11,1:11)=[P(2,4)*G(4,3),P(3,4)*G(4,3),P(4,4)*G(4,3),0,0,0,0,-
P(1,4),-P(2,4),-P(3,4),-P(4,4)];
A(12,1:15)=[P(2,4)*G(4,4),P(3,4)*G(4,4),P(4,4)*G(4,4),0,0,0,0,0,0,0,-
P(1,4),-P(2,4),-P(3,4),-P(4,4)];

A(13,1:7)=[P(2,5)*G(5,2),P(3,5)*G(5,2),P(4,5)*G(5,2),-P(1,5),-
P(2,5),-P(3,5),-P(4,5)];
A(14,1:11)=[P(2,5)*G(5,3),P(3,5)*G(5,3),P(4,5)*G(5,3),0,0,0,0,-
P(1,5),-P(2,5),-P(3,5),-P(4,5)];
A(15,1:15)=[P(2,5)*G(5,4),P(3,5)*G(5,4),P(4,5)*G(5,4),0,0,0,0,0,0,0,-
P(1,5),-P(2,5),-P(3,5),-P(4,5)];

%on inverse la grosse matrice
y=A^-1*B;

x(1,1)=1;
x(1,2:4)=y(1:3,1);
x(2,:)=y(4:7,1);

```

```

x(3,:)=y(8:11,1);
x(4,:)=y(12:15,1);

inc2=1;
for inc=1:length(Puissance)
    if inc~=a && inc~=b && inc~=c && inc~=d && inc~=e

        test=Puissance(:,inc);
        truc=x*test;
        resul(1+3*(inc2-1),z)=abs(truc(3,1)/truc(1,1)-
gamma(inc,2));%abs(abs(truc(3,1)/truc(1,1))-abs(gamma(inc,2)))*1;
        resul(2+3*(inc2-1),z)=abs(truc(4,1)/truc(1,1)-
gamma(inc,3));%abs(abs(truc(4,1)/truc(1,1))-abs(gamma(inc,3)))*1;
        resuldistance(inc2,z)=(resul(1+3*(inc2-
1),z)^2+resul(2+3*(inc2-1),z)^2)^0.5;
        inc2=inc2+1;
    end
end
étalonnage(1,z)=1;
étalonnage(2:16,z)=y(:,1);
comptage(1,z)=z;
end

resul;

```

%%%%% on garde le résultat le plus petit.

```

[comp2,comptage2]=minimum(resul,comptage,0.00003);
[resuldistance2,comptagedistance]=minimum(resuldistance,comptage,
0.0001);

```

%%%%%On regarde quel est le meilleur resultat de comp2 ou de resuldistance2

```

for h=1:(length(comp2)-1)/3+1
    comp3(h)=(comp2(3*h-2)^2+comp2(3*h-1)^2)^0.5;
end

if max(resuldistance2)<max(comp3)
    if sum(resuldistance2)<sum(comp3)
        resuldistance2
        comptage2=comptagedistance;
    else
        resuldistance2
        comp3
    end

```

```

elseif sum(resuldistance2)>sum(comp3)
    comp3
else
    resuldistance2
    comp3
end

%%%%%%%%%On trace les resultats%%%%%%%%%
if length(comptage2)==1

    figure

plot(gamma(partition(comptage2,:),2),gamma(partition(comptage2,:)
,3),'*');
    hold on

inc2=1;
for k=1:length(gamma)
    if k~=partition(comptage2,1) && k~=partition(comptage2,2)
&& k~=partition(comptage2,3) && k~=partition(comptage2,4) &&
k~=partition(comptage2,5)
        gamma1(inc2,2)=gamma(k,2);
        gamma1(inc2,3)=gamma(k,3);
        inc2=inc2+1;
    end
end

plot(gamma1(:,2),gamma1(:,3),'r*');
hold on

x=ones(4);
x(1,:)=étalonnage(1:4,comptage2);
x(2,:)=étalonnage(5:8,comptage2);
x(3,:)=étalonnage(9:12,comptage2);
x(4,:)=étalonnage(13:16,comptage2);

for k=1:length(Puissance)
    if k~=partition(comptage2,1) && k~=partition(comptage2,2)
&& k~=partition(comptage2,3) && k~=partition(comptage2,4) &&
k~=partition(comptage2,5)
        test=Puissance(:,k);
        truc=x*test;
        rep(k,1)=(truc(3,1)/truc(1,1));
        rep(k,2)=(truc(4,1)/truc(1,1));
    end
end

```

```
    plot(rep(k,1),rep(k,2),'+r');
    hold on
end
end
title('\fontname{Arial} Résultats d\'étalonnage en utilisant 5
standards; Pinj = 6 dBm, f=2.45GHz, VNA:HP8753D','FontSize',12);
legend('points utilisées pour l\'étalonnage','valeurs exactes
(analyseur de réseau)','valeurs trouvées à l aide du étalonnage
(six-ports)','Location','SouthOutside')
plot(zeros(1,10),linspace(-1,1,10));
hold on
plot(linspace(-1,1,10),zeros(1,10));
hold on
xlabel('\Gamma réel')
ylabel('\Gamma imaginaire')
theta=linspace(0,2*pi,360);
radius=ones(1,360);
polar(theta,radius)
end

end
```

ANNEXE 2 – Fonctions utilisées pour l'étalonnage

```

function [comp2,comptage3]=minimum(comp,comptage2,valeur)

% cette fonction a pour but de trouver le ou les vecteur(s) dont
le plus grand
% élément est inférieur au plus grand élément de tout les autres
vecteurs
% d'une matrice connue ou inférieur à 'valeur'.

ni=1;
john=2;
while john==2
    comp2=[];
    inc2=1;
    johnny=1;
    for inc=1:length(comp(1,:))
        john=1;
        for p=1:length(comp(:,1))
            if comp(p,inc)<valeur*ni && john==1;
                john=1;
            else
                john=2;
            end
        end
        if john==1
            comp2(:,inc2)=comp(:,inc);
            comptage3(1,inc2)=comptage2(1,inc);
            inc2=inc2+1;
            johnny=2;
        end
    end
    if johnny==2
        john=1;
    end
    ni=ni+1;
end
comptage3;
comp2;

```

```

function [Gam,Power]=donnees_puissances21_03_11(kk)

%valeur de l'impédance des charges utilisées pour l'étalonnage
hh(1)=;
hh(2)=;

```

```

hh(3)=;
hh(4)=;
hh(5)=;
hh(6)=;
hh(7)=;
hh(8)=;
hh(9)=;
hh(10)=;
hh(11)=;
hh(12)=;
hh(13)=;
hh(14)=;
hh(15)=;

%ATTENTION A CETTE LIGNE EN DESSOUS
for k=1:length(hh)
    h(k)=(hh(k)-50)./(hh(k)+50);
end

Gam=[];
for k=1:length(h)
    Gam(k,:)=[(abs(h(k)))^2,real(h(k)),imag(h(k))];
end

%Puissances mesurées pour chaque charge.

%point 1
P1=[...];

%point 2
P2=[];

%point 3
P3=[];

%point 4
P4=[];

%point 5
P5=[];

%point 6
P6=[];

%point 7
P7=[];

```

```

%point 8
P8=[];

%point 9
P9=[];

%point 10
P10=[];

%point 11
P11=[];

%point 12
P12=[];

%point 13
P13=[];

%point 14
P14=[];

%point 15
P15=[];

Pow=[P1(kk,:)',P2(kk,:)',P3(kk,:)',P4(kk,:)',P5(kk,:)',P6(kk,:)',
P7(kk,:)',P8(kk,:)',P9(kk,:)',P10(kk,:)',P11(kk,:)',P12(kk,:)',P1
3(kk,:)',P14(kk,:)',P15(kk,:)'];
[Pow2]=logdetec_labj(Pow);

Power=10.^ (1/10*Pow2);

```

```

function [b]=logdetec_labj(a)

detec1=[];
detec2=[];
detec3=[];
detec4 [];

for n=1:length(detec1(:,1))

det1(n,2)=(detec1(n,2)+detec1(n,3)+detec1(n,4)+detec1(n,5))/4;
det1(n,1)=detec1(n,1);

```

```

det2(n,2)=(detec2(n,2)+detec2(n,3)+detec2(n,4)+detec2(n,5))/4;
det2(n,1)=detec2(n,1);

det3(n,2)=(detec3(n,2)+detec3(n,3)+detec3(n,4)+detec3(n,5))/4;
det3(n,1)=detec3(n,1);

det4(n,2)=(detec4(n,2)+detec4(n,3)+detec4(n,4)+detec4(n,5))/4;
det4(n,1)=detec4(n,1);
end

[ran col]=size(a);
b=[];
for k=1:ran
    for h=1:col
        if k==1;
            cte=a(k,h);
            yi=interp1(det1(:,2),det1(:,1),cte);
            b(k,h)=yi;
        elseif k==2;
            cte=a(k,h);
            yi=interp1(det2(:,2),det2(:,1),cte);
            b(k,h)=yi;
        elseif k==3;
            cte=a(k,h);
            yi=interp1(det3(:,2),det3(:,1),cte);
            b(k,h)=yi;
        elseif k==4
            cte=a(k,h);
            yi=interp1(det4(:,2),det4(:,1),cte,'spline');
            b(k,h)=yi;
        end
    end
end

```

ANNEXE 3 – Caractéristiques techniques de l'oscillateur CVCO55BE

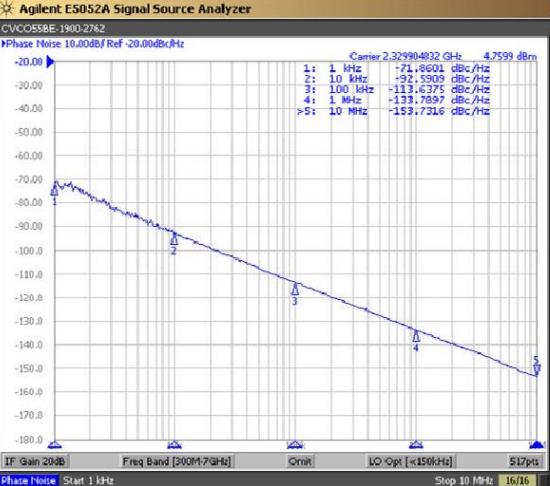


CRYSTEK
MICROWAVE
A DIVISION OF CRYSTEK CORPORATION

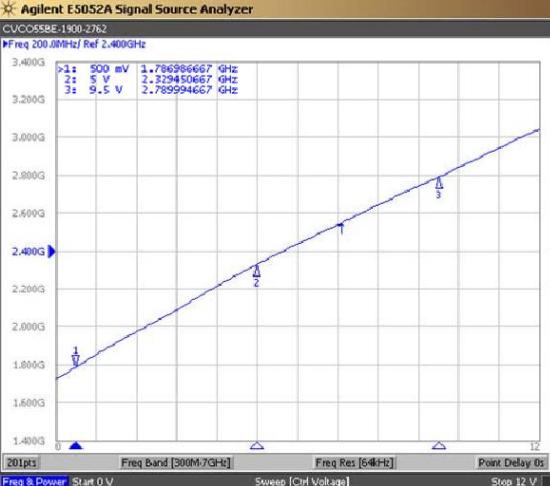
Voltage Controlled Oscillator-VCO
CVCO55BE-1900-2762

PERFORMANCE SPECIFICATION	MIN	TYP	MAX	UNITS
Lower Frequency:			1900	MHz
Upper Frequency:	2762			MHz
Tuning Voltage:	0.5		9.5	VDC
Supply Voltage:	9.75	10.0	10.25	VDC
Output Power:	+3.0	+6.0	+9.0	dBm
Supply Current:		13		mA
Harmonic Suppression (2 nd Harmonic):		-7		dBc
Pushing:			5.0	MHz/V
Pulling, all Phases:			23.0	MHz pk-pk
Tuning Sensitivity:		140		MHz/V
Phase Noise @ 10kHz offset:		-92		dBc/Hz
Phase Noise @ 100kHz offset:		-112		dBc/Hz
Load Impedance:		50		Ω
Input Capacitance:			50	pF
Operating Temperature Range:	-40		+85	°C
Storage Temperature Range:	-45		+90	°C

Phase Noise (1 Hz BW, Typical)



Tuning Curve (Typical)

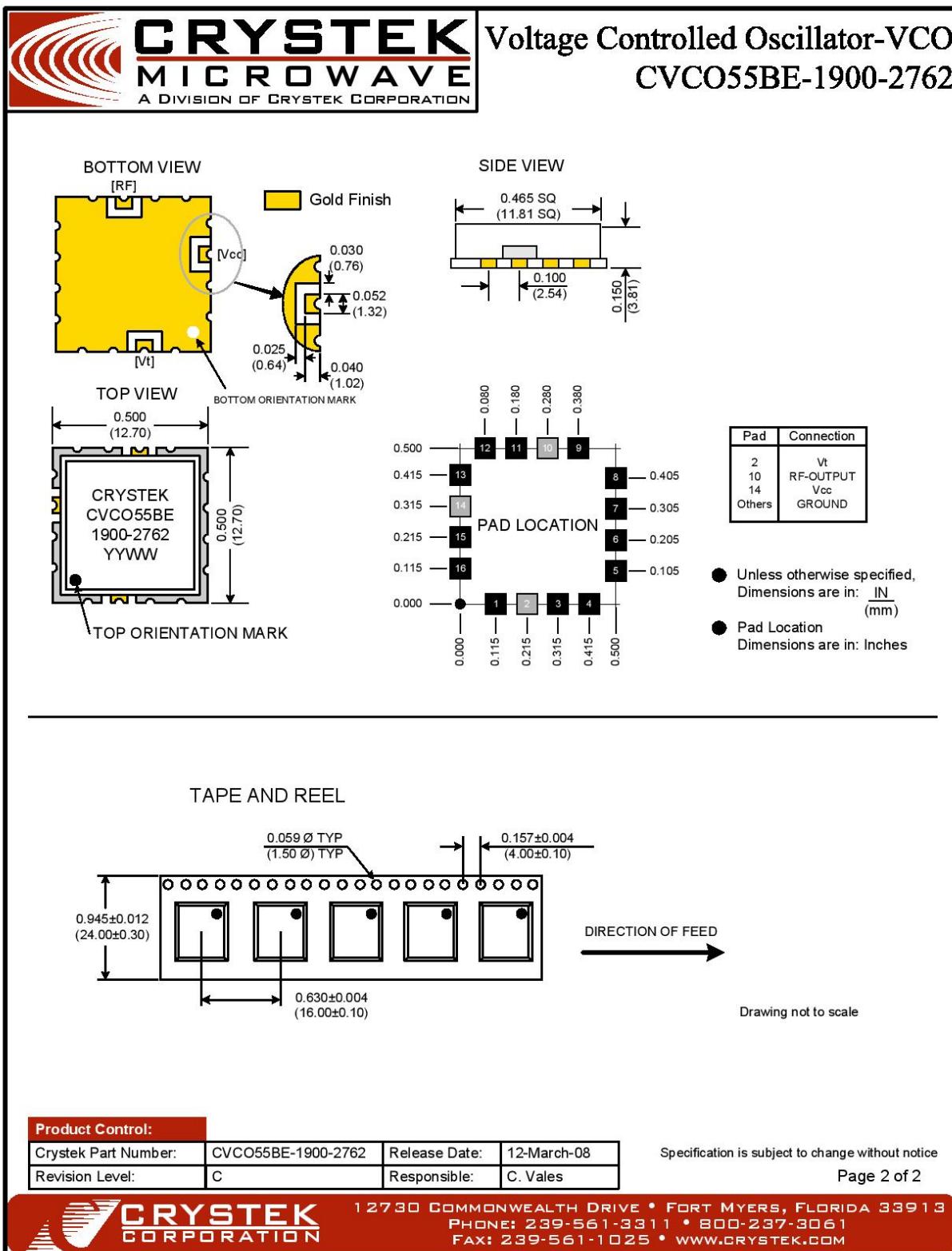


Page 1 of 2



CRYSTEK
CORPORATION

12730 COMMONWEALTH DRIVE • FORT MYERS, FLORIDA 33913
PHONE: 239-561-3311 • 800-237-3061
FAX: 239-561-1025 • WWW.CRYSTEK.COM



ANNEXE 4 – Caractéristiques techniques de l'amplificateur isolateur Gali-39

Surface Mount

Monolithic Amplifiers

NEW!

Gali-19 • Gali-29 • Gali-39

Gali-49 • Gali-59

50Ω, Broadband, DC to 7 GHz



CASE STYLE : DF782

Features

- miniature SOT-89 package
- frequency range, DC to 7 GHz
- up to 17.6 dBm typ. output power
- excellent package for heat dissipation, exposed metal bottom

Applications

- cellular
- PCS
- communication receivers & transmitters

Electrical Specifications @ 25°C

MODEL NO.	FREQ. ^A (GHz)	GAIN, dB Typical										MAXIMUM POWER, dBm at 7 GHz ^B	DYNAMIC RANGE (1 dB Comp.)	VSWR (1)	MAXIMUM CURRENT RATING*	DC OPERATING POWER @ Pin 3**	THERMAL RESISTANCE (θjc, °C/W)	PRICE \$									
		f _l	f _u	0.1	1	2	3	4	5	7	10																
LOW POWER	Gali-19	DC-7	12.1	11.7	11.6	10.7	10.8	10.1	11.0	14.5	9.6	10.6	9.0	15	6.5	23.7	1.6	1.7	1.5	2.3	55	40	3.6	3.2	4.0	311	1.19
	Gali-29	DC-7	15.4	15.1	14.7	13.7	13.6	12.9	14.2	12.5	12.7	11.2	10.0	15	6.0	24.7	1.5	1.6	1.5	2.3	55	40	3.6	3.2	4.0	340	1.19
	Gali-39	DC-7	20.8	21.1	19.7	17.7	17.0	16.1	17.6	9.8	17.7	10.5	9.0	13	4.9	22.9	1.6	1.8	1.5	2.3	55	35	3.5	3.1	3.9	350	1.19
MEDIUM POWER	Gali-49	DC-5	14.0	13.7	13.6	13.7	13.3	13.1	10.7	—	11.5	16.4	15.0	20	5.5	33.3	1.7	1.2	1.5	1.4	85	65	5.0	4.5	5.4	171	1.79
	Gali-59	DC-5	20.6	19.7	18.3	16.7	15.4	14.0	10.2	—	16.3	17.6	16.5	13.0	4.3	33.3	1.6	1.5	1.5	1.7	85	65	4.8	4.3	5.2	209	1.79

^A Low frequency cutoff determined by external coupling capacitors.^B For Pout @ 1dB compression, Gali-49-59 at 2 GHz.

For IP3, Gali-49-59 at 1 GHz.

** Permanent damage may occur if any of these limits are exceeded.

These ratings are not intended for continuous normal operation.

*** Reliability predictions and normal operating conditions are applicable at current specified.

f_u is the upper frequency limit for each model as shown in the table.

Maximum Ratings

Operating Temperature -45°C to 85°C
 Storage Temperature -65°C to 150°C

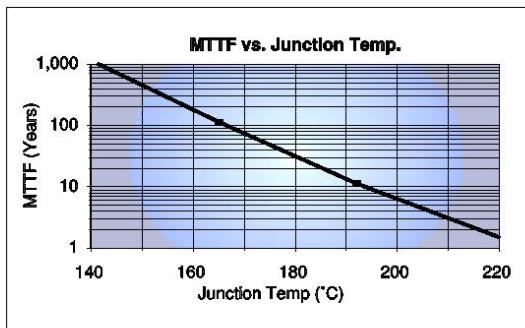
Pin Configuration

RF IN	1
RF OUT	3
DC	3
GND EXT.	2

Model Identification

Model	Marking ^C
Gali-19	19
Gali-29	29
Gali-39	39
Gali-49	49
Gali-59	59

^C Prefix letter (optional) designates assembly location. Suffix letters (optional) are for wafer identification.



Distribution Centers

NORTH AMERICA 800-654-7949 • 417-335-5935 • Fax 417-335-5945 • EUROPE 44-1252-832600 • Fax 44-1252-837010

INTERNET <http://www.minicircuits.com>

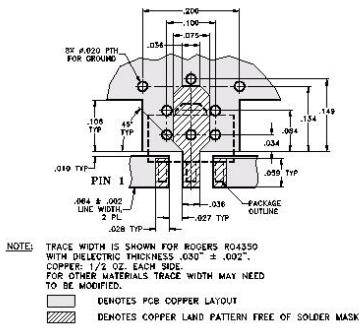
ISO 9001 CERTIFIED

REV. B
 M89969
 D001717.DOC
 Gali-19 Q0201030
 Gali-29 Q0201031
 Gali-39 Q0201032
 Gali-49 Q0201033
 Gali-59 Q0201034
 RS/STD/CP
 0312/02

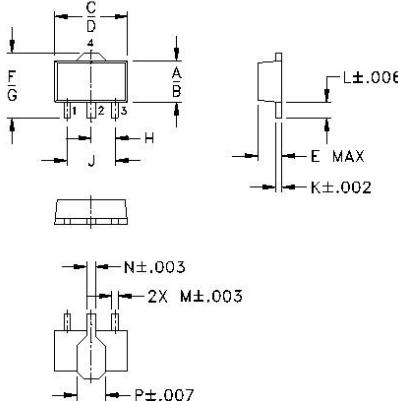
Page 1 of 2

Gali-19 • Gali-29 • Gali-39
Gali-49 • Gali-59

Suggested Layout for PCB Pattern



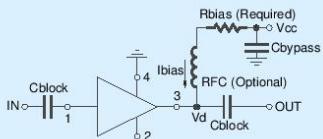
Outline Drawing



Outline Dimensions (Inch mm)

A	B	C	D	E	F	G	H
.102	.090	.181	.173	.063	.167	.155	.159
2.59	2.29	4.60	4.39	1.60	4.24	3.94	1.50
J	K	L	M	N	P	wt.	
.18	.015	.041	.016	.019	.065	grams	.2
3.00	.38	1.04	.41	.48	1.65		

Typical Biasing Configuration



Test Board includes case, connectors, and components (in bold)
soldered to PCB

R BIAS

"1%" Resistor Values (ohms) for Optimum Biasing of Gali Models

Vcc	Gali-19	Gali-29	Gali-39	Gali-49	Gali-59
7	88.7	88.7	107	34.0	36.5
8	113	113	133	48.7	51.1
9	137	137	162	64.9	64.9
10	162	162	191	80.6	80.6
11	187	187	221	95.3	97.6
12	215	215	249	110	113
13	237	237	280	127	127
14	261	261	309	143	143
15	287	287	340	158	158
16	309	316	365	174	174
17	332	340	392	187	191
18	357	365	422	205	205
19	383	392	453	221	221
20	412	412	475	237	237



Distribution Centers NORTH AMERICA 800-654-7949 • 417-335-5935 • Fax 417-335-5945 • EUROPE 44-1252-832600 • Fax 44-1252-837010

INTERNET <http://www.minicircuits.com>

ISO 9001 CERTIFIED

Page 2 of 2

ANNEXE 5 – Caractéristiques techniques des détecteurs ZX47-55+

Coaxial

Power Detector

50Ω, -55dBm to +10dBm, 10 to 8000 MHz

Maximum Ratings

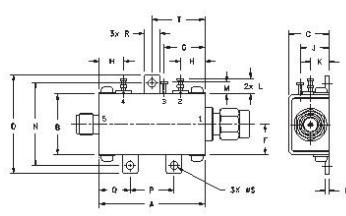
Operating Temperature	-40°C to 85°C
Storage Temperature	-55°C to 100°C
DC Power:	
Max. voltage	5.7V
Max. current	120mA
Internal Power Dissipation	0.73W
Input Power	+18dBm

Permanent damage may occur if any of these limits are exceeded.

Coaxial Connections

RF IN	1
DC OUT	5
Vcc (+5V)	2
TEMPERATURE SENSOR	4
GROUND	3

Outline Drawing



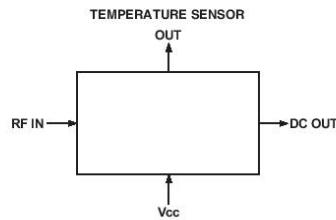
Outline Dimensions (inch/mm)

A	B	C	D	E	F	G	H	J	K
1.20	.69	.46	1.12	.04	.34	.46	1.16	.33	.21

L	M	N	P	Q	R	S	T	wt.
.18	.14	.94	.50	.35	.18	.106	.60	grams

30.48 17.53 11.68 28.45 1.02 8.64 11.68 15.24 31.8

Simplified Functional Diagram



Features

- Low Noise DC Output for ZX47-55LN+, 20mVp-p Typ. @ 10MHz
- High Dynamic Range
- Wide Bandwidth
- Single Supply Voltage: +5V
- Stability Over Temperature
- Built-in Temperature Sensor
- Protected by US patent 6,790,049

Applications

- RF/IF Power Measurements
- Low Cost Power Monitoring System
- RF Leakage Monitors
- Fast feedback Levelling Circuits
- RF Power Control
- Receiver RF/IF Gain Control
- RSSI measurements

ZX47-55+
ZX47-55LN+



CASE STYLE: HN1173

Connectors	Model	Price	Qty.
SMA	ZX47-55-S+	\$89.95 ea.	(1-9)
SMA	ZX47-55LN-S+	\$89.95 ea.	(1-9)

+ RoHS compliant in accordance with EU Directive (2002/95/EC)

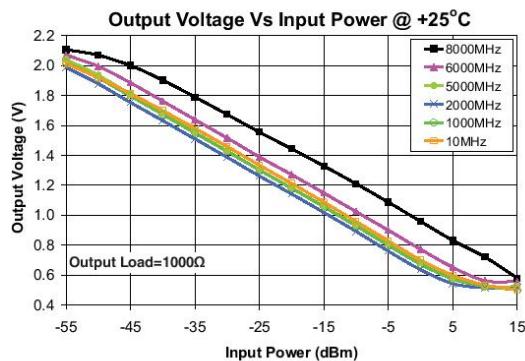
The + Suffix has been added in order to identify RoHS Compliance. See our web site for RoHS Compliance methodologies and qualifications.

Electrical Specifications ($T_{AMB} = 25^\circ\text{C}$)

FREQ. (MHz)	DYNAMIC RANGE AT $\pm 1\text{dB}$ ERROR (dBm)	OUTPUT VOLT. RANGE (V)	SLOPE (mV/dB) (Note 1)	VSWR (:1)	PULSE RESPONSE TIME (nSec) Typ.		TEMP. SENSOR OUTPUT SLOPE (mV/C) (Note 2)	DC OPERATING POWER
					ZX47-55+	ZX47-55LN+		
Min. 10	Typ. -50 to +5	Typ.	Typ.	Typ.	400	10	800	400
1000	5000	0.50 - 2.10	-25	1.05	400	10	800	400
5000	6000	Typ. -50 to +5	1.40	1.40	400	10	800	400
6000	8000	Typ. -45 to +10	1.50	1.50	400	10	800	400
			1.30	2.00	400	10	800	400
					4.5	5.0	5.5	100

Notes:

- The negative slope indicates that Output Voltage decreases as Input Power increases. See "Output Voltage vs Input Power" graph below.
- Temperature sensor output provides a DC Output Voltage which increases linearly with temperature rise. Recommended minimum load for this port is 2 kΩ.
- Recommended minimum load at DC out port is 100 Ω. See maximum ratings for no damage.



Mini-Circuits®
ISO 9001 ISO 14001 AS 9100 CERTIFIED

P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

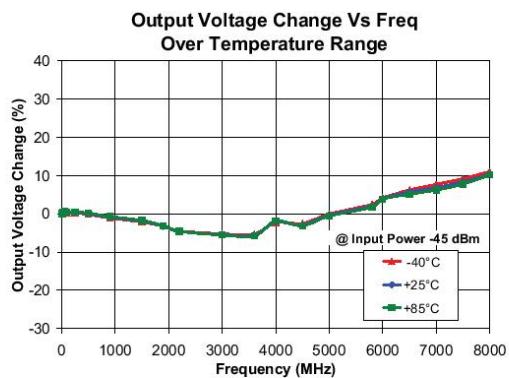
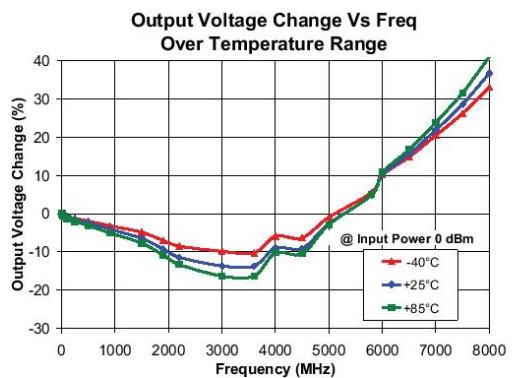
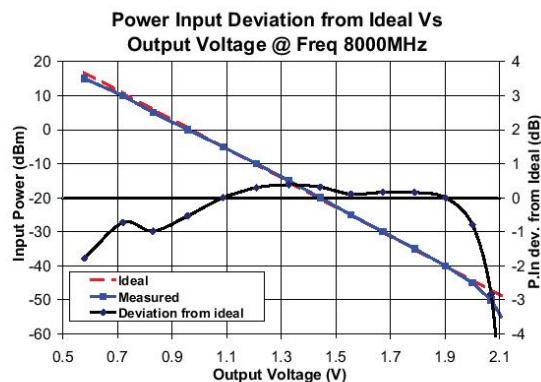
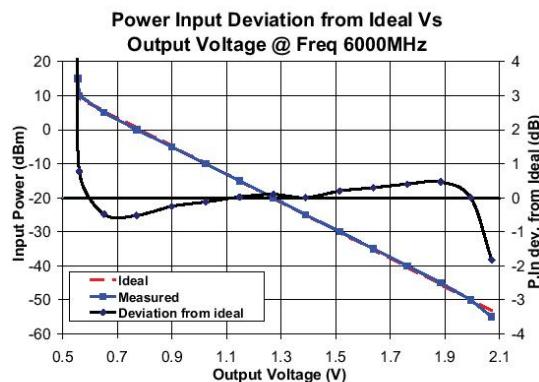
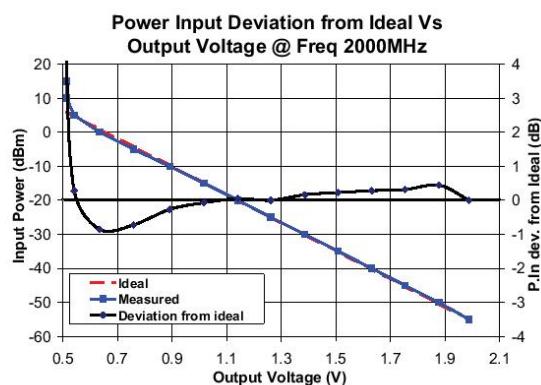
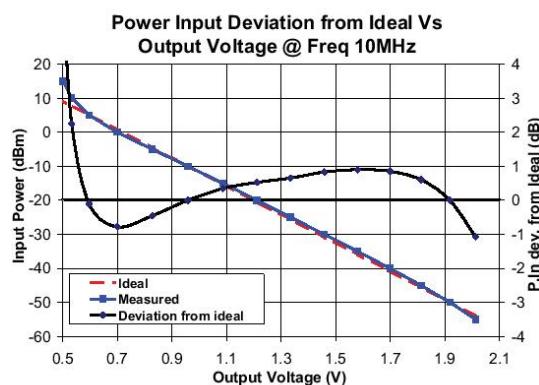
For detailed performance specs & shopping online see web site

REV. B
M17976
ZX47-55+
ZX47-55LN+
EDR-778U
EDR-778U/2RE
URJ/RAV
110529
Page 1 of 4

Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuit's standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"). Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuit's website at [www.minicircuits.com/MQLStoreTerms.jsp](http://minicircuits.com/MQLStoreTerms.jsp).

ZX47-55+ ZX47-55LN+

Performance Curves



Mini-Circuits®
ISO 9001 ISO 14001 AS 9100 CERTIFIED

P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

For detailed performance specs & shopping online see web site

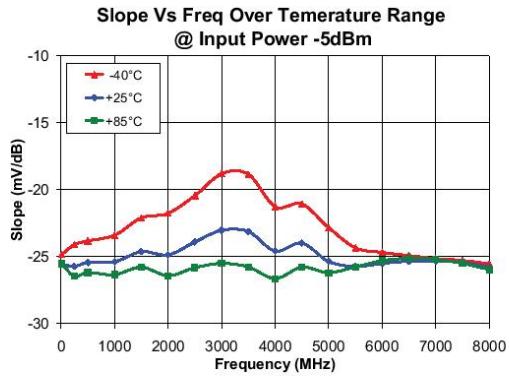
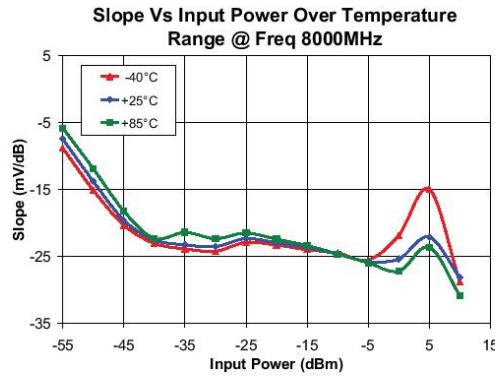
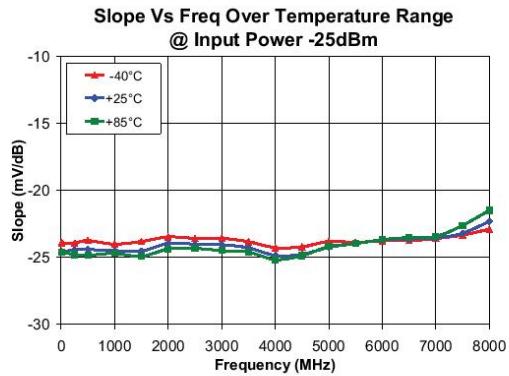
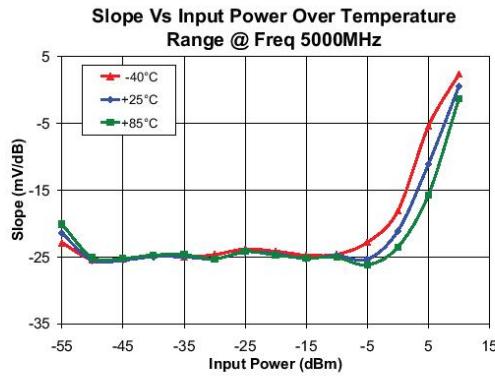
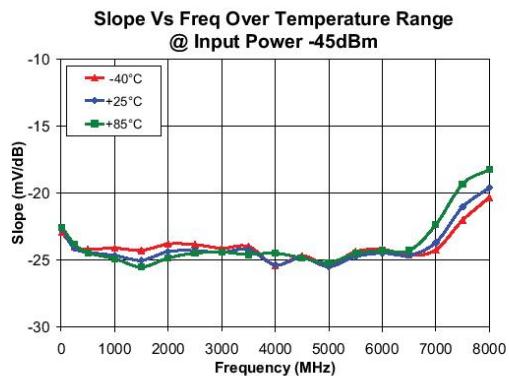
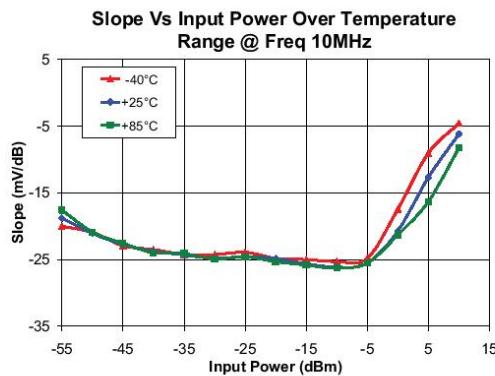
IF/RF MICROWAVE COMPONENTS

Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuits standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"). Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/MCLStore/terms.jsp.

Page 2 of 4

ZX47-55+ ZX47-55LN+

Performance Curves



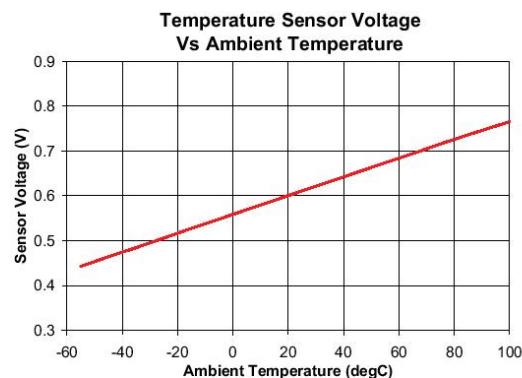
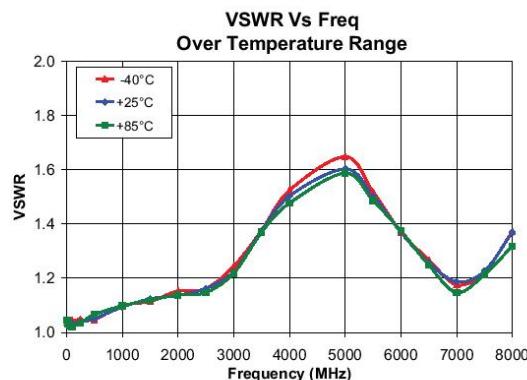
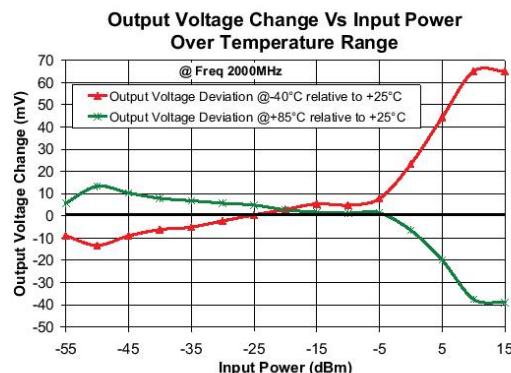
P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com
 ISO 9001 ISO 14001 AS 9100 CERTIFIED
 IF/RF MICROWAVE COMPONENTS

Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuits standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"). Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/MQLStore/terms.jsp.

For detailed performance specs & shopping online see web site

Performance Curves

ZX47-55+
ZX47-55LN+



P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4501 Fax (718) 332-4661 *The Design Engineers Search Engine*  Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com
 ISO 9001 ISO 14001 AS 9100 CERTIFIED   
 IF/RF MICROWAVE COMPONENTS 
Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuits standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"). Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/MCLStore/terms.jsp.

For detailed performance specs
& shopping online see web site