THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (Toulouse INP)

Discipline ou spécialité :

Electromagnétisme et Systèmes Haute Fréquence

Présentée et soutenue par :

M. THEO DELAGE

le jeudi 7 décembre 2023

Titre :

Absorption virtuelle microonde pour l'allumage de décharges plasma sans réflexion

---

Ecole doctorale :

Génie Electrique, Electronique, Télécommunications (GEETS)

Unité de recherche :

Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE)

Directeur(s) de Thèse :

M. OLIVIER PASCAL

M. JERÔME SOKOLOFF

Rapporteurs :

M. CYRIL DECROZE, UNIVERSITE DE LIMOGES

MME AGNES MAUREL, ESPCI PARIS

Membre(s) du jury :

M. MATTHIEU DAVY, UNIVERSITE RENNES 1, Président

M. JERÔME SOKOLOFF, UNIVERSITE TOULOUSE 3, Membre

M. KHALED HASSOUNI, UNIVERSITE PARIS 13, Membre

M. OLIVIER PASCAL, UNIVERSITE TOULOUSE 3, Membre

M. ROMAIN PASCAUD, ISAE-SUPAERO, Invité(e)

M. VALENTIN MAZIERES, ISAE-SUPAERO, Invité(e)

Remerciements

Je souhaite tout d'abord exprimer mes remerciements à Mme. Maurel et à Mr. Decroze pour avoir accepté d'occuper une partie de leur temps à rapporter les travaux de cette thèse. Vos retours encourageants m'ont aidé à prolonger le plaisir jusqu'à la soutenance. J'inclus alors plus généralement Mr. Hassouni et Mr. Davy pour la participation à ce jury et les discussions riches qui ont animé la seconde partie de la soutenance. Ce fût aussi un honneur de voir celle-ci présidée par Mr. Davy.

Après trois ans de nombreux questionnements, scientifiques ou non, j'ai évidemment un certain nombre de personnes à remercier. Je remercie tout d'abord Romain Pascaud pour m'avoir pris sous ton aile généreuse lors de mes dernières années en école d'ingénieur. C'est en grande partie grâce à toi que j'ai pu retrouver une voie plus cohérente avec mes aspirations lors de ce cursus. Ta pertinence scientifique et ta pédagogie, restent encore pour moi un modèle auquel je me réfère souvent.

Merci Romain de m'avoir mis sur la route de mes maintenant très chers directeurs de thèse. Merci à Olivier et Jérôme de m'avoir motivé et fait confiance pour tenter d'avancer sur ce projet de thèse. Je mesure la chance de vous avoir eu comme directeurs de thèse, me permettant d'évoluer sainement scientifiquement et personnellement, par des échanges toujours faciles, bienveillants et stimulants. Vous avez, je crois, su parfaitement manœuvrer avec moi pour toujours me transmettre une partie de votre être chercheur, professeur, humain. Votre complémentarité rend difficile de vous dissocier parfaitement en vous remerciant pour votre encadrement, et j'en suis aujourd'hui en partie un nouveau fruit. Merci pour l'équilibre que vous avez su trouver, me permettant également d'expérimenter d'autres sources d'émancipation. Merci notamment à Jérôme pour ton accompagnement dans mes premiers pas d'enseignant. Merci d'avoir su faire résonner vos idées avec les miennes.

Maintenant, je me rappelle de mes premiers mois de thèse, lors desquels Valentin, tu as partagé ton bureau avec moi. Je me souviens ne pas oser te déranger par mes questions de novices, jusqu'à un point où je n'avançais plus et où je me suis lancé. J'avoue qu'à ce moment-là, je n'imaginais pas que ces questions aboutiraient à ta collaboration continue sur mon sujet de thèse. Alors merci pour ça, pour les chouettes moments passés ensemble. Ces travaux de thèse sont ainsi imprégnés de ta générosité, de ta culture scientifique et de ta pertinence.

Un merci particulier à Thierry pour ta confiance et ton expertise quand nous en sommes arrivés à envisager l'allumage de plasmas. Merci aussi à Alex Krasnok pour son regard extérieur, et la riche expérience de notre collaboration, aboutissant à un joli papier. Merci au CEA de Gramat pour le prêt de l'amplificateur sans lequel les résultats présentés dans ce

dernier papier n'auraient pu voir le jour.

Je souhaite ensuite remercier un certain nombre d'éminents professeurs et doctorants qui ont aussi fait que ces années passées au LAPLACE et à l'IUT furent riches et joyeuses. Merci à nouveau Thierry, et merci à Freddy, Laurent, François, Quentin, Hugo, Béatrice, Nathan, Lilian. Merci à Philippe, Laurent, Flavien et Matthieu. Merci à Pierre, compère de bureau, éminent pâtissier qui me faisait regretter mes absences au laboratoire le lundi après-midi. Un grand merci à Henri pour ton engagement dans la construction collective d'un laboratoire plus en phase avec les enjeux écologiques. Merci pour les riches discussions et ton calme qui je suis sûr réussira à entrainer largement. Dans ce cadre, mes remerciements également à Arnauld. Merci aussi à toutes les personnes qui travaillent dans l'ombre du laboratoire pour vos apports précieux.

Je souhaite alors remercier Côme, compagnon de tous les instants lors de mes deux dernières années de thèse. Confident, infatigable et remarquable partenaire d'échanges qui ont en partie fait scientifiquement cette thèse, qui ont en partie construits mes expérimentations enseignantes, qui m'ont fait grandir sur tant de sujets et qui aujourd'hui occupent une place importante dans ce que je suis. Merci pour la confiance que tu as su me transmettre. Merci pour ton amitié.

Cette thèse s'est donc construite grâce à un collectif "professionnel" incroyable, mais quand je vois toutes les personnes de ma famille qui se sont déplacées pour s'asseoir dans un amphi à Toulouse pour ma soutenance, je sais aussi la place fondamentale qu'elles occupent dans ma construction. C'est un honneur de pouvoir compter sur votre soutien constant, un honneur de grandir avec vous. Alors merci à tous, et plus profondément encore à ma sœur, à mon frère et à mes parents. Merci à mes amis de toujours, Anisse, Thibault, Paul, Maxime, Fanny, Rasmus. Merci à docteur Raphaël pour les quelques coups de main mathématiques en début de thèse. Un énorme merci à ma famille toulousaine, Camille, Romain, Icko pour ces 3 années passées ensemble. Finalement, mil gracias y mucho amor a Tamara, pour sa folie de venir vivre au milieu des français que nous sommes et pour illuminer mes journées.

Encore merci à tous pour ces moments.

Aujourd'hui je ne sais rien
Je ne sais pas ce qui vient
Un peu comme avant la
naissance
Ou comme après le dessert
Le verre est bien rempli depuis
que j'ai capté qu'il était plein de
Rien

Jacques, *L'importance du vide - Rien.*

Table des matières

Prologue **17**

1 Enjeux écologiques dans la recherche 18

1.1 Contexte général 18

1.2 Sciences en conscience : la recherche concernée ? 23

1.3 Empreinte carbone de la thèse 30

1.3.1 Introduction 30

1.3.2 Méthode 30

1.3.3 Résultat et commentaires 33

1.3.4 Conclusion 35

2 Matrice des années : trois ans de singularités 37

Références 41

Introduction générale **47**

1 Poser des bases : le résonateur microonde mono-accès en régime harmonique **51**

1 Résonance, ou qu'est-ce-qu'un mode en cavité microonde ? 53

1.1 Cavité microonde et résonance 53

1.2 Les modes normaux 54

1.3 Les modes quasi-normaux (QNM) 55

1.4 Classification du phénomène de résonance 56

1.5 Bilan et sources de la section 58

2 Histoire d'un résonateur microonde et de la théorie temporelle des modes couplés qui permet de le décrire 59

2.1 La réflexion globale d'un résonateur comme superposition de deux contributions - modélisation distribuée 60

2.1.1 La transition entre deux lignes de transmission - Paramètres S 60

2.1.2 Modélisation complète du résonateur distribué 62

2.1.3 Modélisation de la cavité distribuée par une suite géométrique 63

2.1.4 Déphasage entre contributions à la réflexion globale 63

2.1.5 Première mention du couplage faible 66

2.2 Grandeurs caractéristiques et facteurs de qualité du résonateur 67

2.2.1 Schéma du résonateur et grandeurs caractéristiques 67

2.2.2 Le facteur de qualité 68

2.3 Présentation de la théorie temporelle des modes couplés (TCMT) par application au résonateur 72

2.4 Étude théorique de la dynamique temporelle du résonateur - illustration par la réponse harmonique 75

2.4.1 Solutions temporelles générales pour l'amplitude de résonance et le coefficient de réflexion 76

2.4.2 Développement analytique des solutions de la réponse harmonique du résonateur 77

2.4.3 Analyse de la réponse harmonique du résonateur sans pertes d'après la TCMT 78

2.4.4 Analyse de la réponse harmonique du résonateur avec pertes d'après la TCMT 81

2.4.4.1 Types de couplage - 81

2.4.4.2 Influence des facteurs de qualité - 82

2.4.4.3 Efficience de l'excitation - 84

3 Faire parler le spectre en réflexion - Éléments de compréhension pour l'expérience 86

3.1 Construire la réponse temporelle à partir du spectre en réflexion . . . 86

3.2 Ce que nous dit la théorie temporelle des modes couplés sur la réflexion : le $\underline{S}_{11}$ questionné 89

3.2.1 Formulation analytique du $\underline{S}_{11}$ en fonction de la fréquence par la TCMT 89
3.2.2 Notre objet d'étude 90
3.2.3 Le spectre en réflexion selon le couplage - Module et phase . 91
3.2.4 Application à la construction des réponses temporelles selon le couplage 93
3.2.5 Identification de γ_{int} et γ_{ext} 96

2 Voyage chez les singularités de diffusion des ondes : vers une démonstration expérimentale de l'absorption virtuelle en microonde 101

1 Singularités de diffusion des ondes ? 104
1.1 Singularités de la matrice S 105
1.2 États sans réflexion 107
1.2.1 Introduction de la section 107
1.2.2 Première lecture de la classification 112
1.2.3 Excitation sinusoïdale à enveloppe constante 114
1.2.3.1 Couplage critique - 114
1.2.3.2 CPA - 114
1.2.3.3 RSM - 116
1.2.4 Excitation sinusoïdale à enveloppe exponentielle 116
1.2.4.1 Reflection Zero - 116
1.2.4.2 VPA - 117
1.2.4.3 CVA - 119
1.2.4.4 VCC - 121
1.2.4.5 Variations autour de la VPA - 122
1.2.5 Conclusion de la section 124
2 Sur l'extraction des singularités de la matrice S pour l'expérience 125
2.1 Introduction de la section 125
2.2 Dans la littérature scientifique 125
2.3 Contribution aux méthodes pour l'extraction des singularités de la matrice S d'un résonateur monomodal et mono-accès 128

2.3.1 Extraction des singularités de la matrice S 128
2.3.2 Vérification pour différents cas de couplage d'un résonateur simulé 132
2.3.3 Analyses comparatives des excitations CW avec les excitations du zéro de la matrice S pour différents couplages 134
2.3.3.1 Analyse des coefficients de réflexion - 134
2.3.3.2 Analyse de l'efficience de l'excitation - 135
2.3.3.3 Analyse des énergies délivrées et emmagasinées - . 136
2.4 Conclusion de la section 138
3 Démonstration expérimentale du couplage critique virtuel 139
3.1 Introduction de la section 139
3.2 Notre cavité microonde mono-accès... 139
3.3 ... et l'extraction d'un de ses zéros de diffusion 140
3.4 Détour par l'efficience 143
3.5 Notre banc expérimental 145
3.6 Notre résultat expérimental : réalisation et observation du couplage critique virtuel 147
3.7 Conclusion de la section 149

3 Entrer dans la couleur : absorption virtuelle et allumage de décharges plasma en cavité microonde 151

1 Quelques notions sur la physique des plasmas froids hors équilibre 152
1.1 En laboratoire, un apport extérieur d'énergie pour la génération de plasmas 153
1.2 Loin de nos yeux, des collisions électrons-neutres 154
1.3 Condition d'amorçage d'un plasma 155
1.4 Comportement électromagnétique du plasma 156
2 L'absorption virtuelle pour l'allumage de plasmas en cavité microonde 157
2.1 Une idée pertinente ? 158
2.1.1 Dynamiques temporelles : les ondes électromagnétiques et les gaz 158

2.1.2 L'efficience de l'excitation par absorption virtuelle 159
2.1.3 Adaptation d'impédance 160
2.2 Un banc expérimental favorable à l'allumage d'un plasma ? 162
2.2.1 La cavité microonde 162
2.2.2 Dispositif expérimental pour la génération et la mesure de l'allumage d'un plasma par absorption virtuelle 164
2.2.3 Mesure de l'absorption virtuelle, sans plasma 166
2.3 Allumage de plasmas par absorption virtuelle : résultats expérimentaux 168
2.3.1 Allumage de la première décharge et effet mémoire 168
2.3.2 Caractérisation de l'allumage du plasma par absorption virtuelle 169
2.3.3 Influence de la période de répétition 170

Conclusion et ouvertures **173**

Conclusion 173
Ouverture 1 - Vers le contrôle de la réflexion pour l'allumage et l'exploitation du plasma ? 175
Ouverture 2 - Absorption virtuelle multimodale : vers l'adaptation de l'excitation par retournement temporel ? 176

Publications **181**

A Développement de la modélisation distribuée du résonateur **183**

1 La transition entre deux lignes de transmission 183
2 Fermeture d'une ligne de transmission par une charge 185
3 Modélisation complète du résonateur distribué 186

B Développement analytique de la théorie temporelle des modes couplés **189**

1 Amplitude de résonance d'un mode et résonateur LC 189
2 Prise en compte des pertes - résonateur RLC 193
2.1 Introduction de la résistance 193
2.2 L'hypothèse de couplage faible 195
3 Couplage du résonateur à une ligne de transmission 197

3.1 Construction de l'équation de la dynamique temporelle de l'amplitude de résonance 197
3.2 Construction de l'équation de la résultante réfléchie 200
3.3 Synthèse de la théorie temporelle des modes couplés 202

C Le paramètre $\underline{S}_{11}$ dans le plan complexe - liens avec la TCMT 205

D Autres méthodes pour l'identification des taux de décroissance par la TCMT 213
1 Méthode dans le domaine spectral 213
2 Méthode dans le domaine spectral polaire 215
3 Comparaison rapide des différentes méthodes pour nos trois cas de couplage . 216

E Détails sur l'extraction du zéro de diffusion de la cavité expérimentale 219
1 Identifier la partie réelle des singularités 219
2 Identifier la partie imaginaire des singularités 222
3 Vérification de l'extraction du zéro de la matrice S 223

F Mesures complémentaires avec le banc expérimental pour l'observation du VCC 227

G Mesures complémentaires pour tenter de comprendre le rebond de réflexion 229
1 Mesure d'un évènement unique "basse" puissance 229
2 Tentatives pour la compréhension du rebond de réflexion 229

H Excitation simultanée de modes sur-couplés par VCC 235

Bibliographie 238

Notations et acronymes

La liste suivante référence les notations et acronymes utilisés dans ce manuscrit. La plupart des acronymes reprennent la version anglaise, beaucoup plus présente dans la littérature. Les grandeurs physiques sont soulignées si elles sont complexes.

Acronymes

AC	Alternative Current (courant alternatif)
AWG	Arbitrary Waveform Generator (générateur de signaux arbitraires)
CC	Critical Coupling (Couplage Critique)
CPA	Coherent Perfect Absorption (absorption parfaite cohérente)
CVA	Coherent Virtual Absorption (absorption virtuelle cohérente)
CW	Continuous Wave (onde entretenue)
DC	Direct Current (courant continu)
E	Énergie - utilisé dans les légendes de certaines figures, à ne pas confondre avec la grandeur physique E correspondant au champ électrique (on utilise W pour la grandeur physique associée à l'énergie).
FFT	Fast Fourier Transform (transformation de Fourier rapide)
PA	Perfect Absorption (absorption parfaite)
QNM	Quasi Normal Mode (mode quasi normal)
RF	Radio Fréquence
RLC	Circuit résonant de résistance R, d'inductance L et de capacité C
RSM	Reflectionless Scattering Mode (mode de diffusion sans réflexion)
RT	Retournement Temporel
SoC	Sous-couplage
SuC	Sur-couplage

TCMT Temporal Coupled Mode Theory (théorie temporelle des modes couplés)

TF Transformée de Fourier

VCC Virtual Critical Coupling (couplage critique virtuel)

VNA Vector Network Analyzer (analyseur de réseau vectoriel)

VPA Virtual Perfect Absorption (absorption parfaite virtuelle)

Grandeurs physiques (dimensions)

Δf Largeur à mi-hauteur (s^{-1})

$\Delta\omega$ Largeur à mi-hauteur (s^{-1})

η Efficience de l'excitation

γ Taux de décroissance (s^{-1})

γ_{ext} Taux de décroissance externe (s^{-1})

γ_{int} Taux de décroissance interne (s^{-1})

ν_d Taux de diffusion (s^{-1})

ν_i Taux d'ionisation (s^{-1})

ν_m Fréquence de collision (s^{-1})

ω' Partie réelle de la variable de pulsation (s^{-1})

ω'' Partie imaginaire de la variable de pulsation (s^{-1})

ω_0 Pulsation de résonance (s^{-1})

ω_p Pulsation plasma (s^{-1})

τ Constante de temps (s)

τ_{ext} Constante de temps externe (s)

τ_{int} Constante de temps interne (s)

$\underline{\Gamma}$ ou $\underline{r}$ ou r Coefficient de réflexion

$\underline{\kappa}$ Coefficient de couplage ($\sqrt{s^{-1}}$)

$\underline{\omega}$ Variable de pulsation (s^{-1})

$\underline{f}$ Variable de fréquence (s^{-1})

$\underline{S}$ Paramètre de diffusion

$\underline{S}_{11}$ Coefficient de réflexion de l'accès 1 d'une structure lorsque les autres accès ne sont pas excités

$\underline{s}_{inc}$ Signal incident ($\sqrt{W}$)

$\underline{s}_{ref}$ Signal réfléchi ($\sqrt{W}$)

$\underline{Z}_c$ Impédance caractéristique (Ω)

E Champ électrique ($\mathrm{V.m^{-1}}$)

f_0 Fréquence de résonance ($\mathrm{s^{-1}}$)

j Nombre complexe

n_e Densité électronique ($\mathrm{cm^{-3}}$)

Q Facteur de qualité

Q_{ext} Facteur de qualité externe

Q_{int} Facteur de qualité interne

r_∞ Valeur asymptotique du coefficient de réflexion

s_0 Amplitude initiale ($\sqrt{W}$)

t Variable de temps (s)

T_0 Période d'oscillation d'un signal électromagnétique (s)

$t_{r=0}$ Instant pour lequel le coefficient de réflexion est nul lors du régime transitoire d'une excitation CW d'une structure résonante sur-couplée

TE Transverse électrique (se dit d'un mode de propagation pour lequel il n'y a pas de champ électrique dans la direction de propagation)

W Énergie (J)

$\underline{a}$ Amplitude de résonance d'un mode ($\sqrt{J}$) - sauf dans la section 2.1 du Chapitre 1 où elle représente une onde incidente

$a(0)$ Amplitude de résonance d'un mode à l'instant initial ($\sqrt{J}$)

matrice R Matrice de réflexion

matrice S Matrice de diffusion

Prologue

Cher.ère lecteur.rice, a priori pas d'inquiétude, un bon nombre des pages de ce manuscrit tente de justifier le titre de celui-ci. Je conçois ce prologue comme une conséquence viscérale des trois années consacrées à cette thèse. Il me paraît nécessaire de rendre hommage à l'à côté du projet scientifique, qui a inévitablement interagi avec lui. Sans partir trop loin, trois ans de thèse en France c'est aussi trois ans de vie dans un laboratoire de recherche, pendant lesquels s'appréhendent progressivement quelques enjeux de la pratique de recherche et surtout se tissent un certain nombre de relations. Pendant ces trois ans, j'ai aussi pu faire mes premiers pas dans l'enseignement. Et puis, réaliser une thèse, c'est répondre à des jalons posés par l'école doctorale, incluant la participation à un certain nombre de "formations". Ma thèse, c'est évoluer pendant trois ans sur un campus universitaire, à profiter de ses richesses, notamment celles ordonnées dans les rayons de la bibliothèque. Ce sont trois nouvelles années à la rencontre de résonances [1].

Ce prologue dérive donc d'un cheminement, axé sur le sujet de thèse, mais duquel quelques ramifications exploratoires ont pu naître. Il est envisagé comme une critique d'après thèse, organisé en deux sections. Je propose tout d'abord de discuter des enjeux écologiques de la recherche, touchant par définition, aux conditions d'existence au sens large (donc à des enjeux environnementaux, sociétaux, ...). Je tenterai de donner un contexte global aux enjeux écologiques avant d'assembler les questionnements touchant spécifiquement les pratiques de la recherche. Nous verrons que la page est loin d'être vierge, en particulier dans le contexte académique français. Cette observation motive d'autant plus ma démarche d'inclusion de ces enjeux dans ce manuscrit. Le choix de les présenter avant d'exposer mes travaux de thèse proprement dit, doit se voir comme une invitation à considérer ces enjeux et les réflexions

1. Voir Hartmut Rosa, *Résonance - une sociologie de la relation au monde*, éditions La Découverte (2018). Dans ce travail, l'auteur souhaite "établir la résonance comme un concept fondamental de philosophie sociale et comme une catégorie d'analyse sur laquelle bâtir une sociologie générale de la relation au monde". Il pense la résonance comme une attitude qui prend le risque d'une certaine vulnérabilité et repose sur l'ouverture. C'est une relation de réponse, dans laquelle le sujet et le monde se touchent et se transforment mutuellement. Elle implique une forme d'indisponibilité fondamentale. H. Rosa explique avoir construit la base de ses réflexions sur la résonance en sociologie depuis une transposition du concept physique. C'est une forme de chemin inverse qui m'a conduit à lui, de manière inattendue mais réjouissante. Sa résonance, c'est "un mode d'*être-au-monde*", et elle est inspirante.

avancées avant tout projet de recherche. Il faudrait être capable de justifier tout projet de recherche (voire d'enseignement) eu égard à ces enjeux (nous verrons que ce n'est pas moi qui le dit). En revanche, la réalisation scientifique de cette thèse ne les a pas intégrés a priori. Ce sont d'autres facteurs contraignants ou heureux qui ont a posteriori impliqué une recherche qui pourrait partiellement satisfaire quelques ambitions associées à ces enjeux. Ce dernier point est d'ailleurs exposé, via le calcul de l'empreinte carbone de la thèse.

La première section de ce prologue tente de préserver une forme de démarche scientifique. La seconde doit être lue comme une réflexion plus personnelle autour des trois années de thèse.

1 Enjeux écologiques dans la recherche

1.1 Contexte général

Il faut tout d'abord s'atteler à donner quelques éléments de contexte permettant de comprendre pourquoi une attention de premier plan devrait être portée aux enjeux écologiques. Le rapport Meadows (*The Limits to Growth*) publié en 1972, est la première alerte d'une catastrophe climatique en cours, dont l'un des points saillants est maintenant caractérisé d'ébullition climatique par l'ONU (Organisation des Nations Unies). La figure 1 illustre un constat bien spécifique à ce réchauffement : il est la conséquence des activités humaines. Nous voilà en train de bâtir un bien joli mur.

La figure 1 est issue du 6ème rapport du GIEC, publié en plusieurs parties entre 2021 et 2023 [2]. Le GIEC (IPCC en anglais), soit le groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat, a été fondé en 1988 sous l'égide de l'ONU. Des scientifiques des différents états membres rédigent ces rapports sur la base de publications scientifiques, dont ils font la synthèse critique. Chaque rapport, avant publication, est largement débattu pour aboutir à un consensus, et finalement approuvé et signé par les états membres. La figure montre donc premièrement par reconstruction et mesures, une variation brusque de la température moyenne à la surface du globe (de l'air à proximité de la surface des terres émergés, de la banquise et des océans) depuis les années 1850 (et la révolution industrielle). Alors que la température globale oscillait, depuis 2000 ans au moins, par effets naturels (rayonnement solaire, volcans) de plus ou moins 0.5 °C autour de la référence, la figure montre deuxièmement que la hausse de plus d'un degré depuis cette référence ne peut être due qu'à l'influence humaine.

Les activités humaines responsables de ce changement sont celles émettrices de gaz à effet de serre (GES, ou GHGs pour "greenhouse gases" en anglais), en premier lieu le dioxyde de

2. Les membres du groupe de travail 1 proposent des mises à jour des données tous les ans, la dernière lors de l'écriture du manuscrit datant de juin 2023 [For+23]

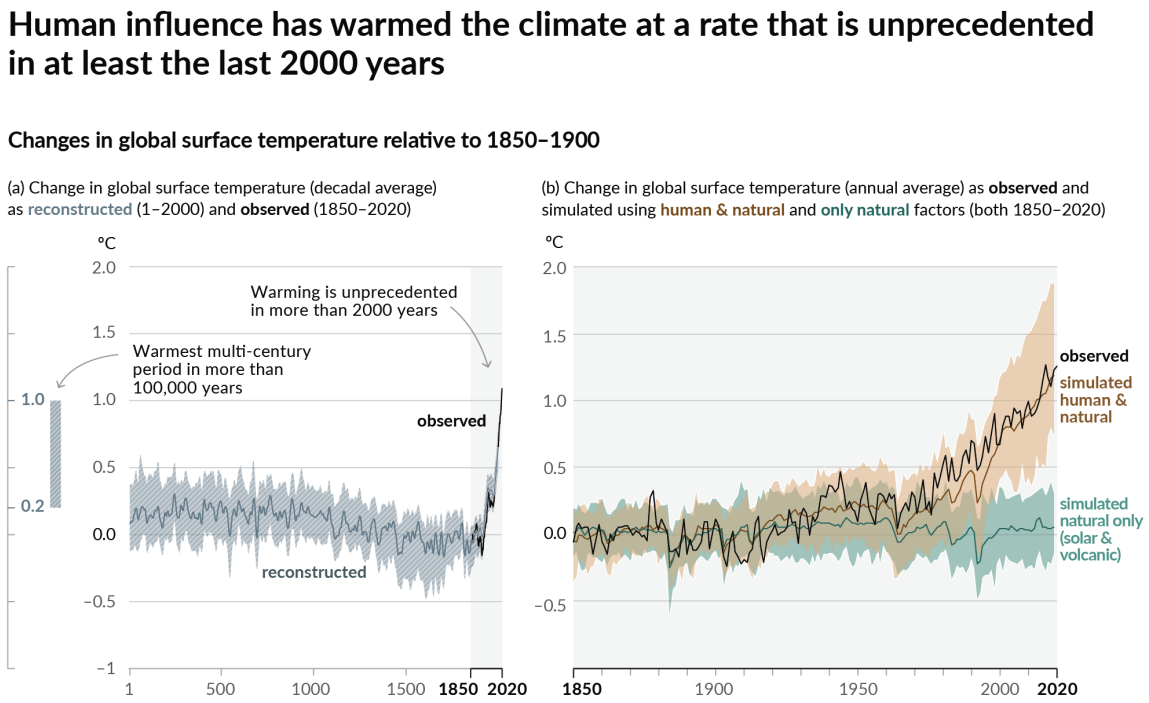


FIGURE 1 – Figure SPM.1 issue du 6ème rapport du GIEC [Mas+21]. Elle est titrée en anglais : "L'influence humaine a réchauffé le climat dans des proportions sans précédent depuis au moins 2000 ans".

carbone (CO_2). Les sociétés humaines les plus émettrices ont organisé leurs vies autour de l'usage d'énergies fossiles depuis les années 1850. Depuis ces années, la consommation des énergies fossiles n'a cessé de croître. La figure 2 montre en effet l'évolution de la consommation d'énergie primaire sur Terre, dominée largement par le charbon, le pétrole et le gaz, dont les usages croissants se superposent remarquablement au fil des ans (vous avez dit transition ? - voir notamment les travaux et conférences de l'historien J.B. Fressoz, par exemple les références [Fre14 ; Fre22]).

La figure 3 résume de manière synthétique l'influence des activités humaines sur le réchauffement climatique en particulier :

- Certaines activités humaines émettent de manière croissante des GES depuis les années 1850 : du CO_2 via l'usage d'énergies fossiles, l'industrie, l'utilisation des terres, la déforestation, et d'autres GES, comme le méthane (en grande partie émis par les activités agricoles).
- Les émissions de ces activités sont captées par des puits de carbone (photosynthèse, océan, atmosphère) et leur hausse implique une concentration accrue des GES dans l'atmosphère.
- La hausse de la concentration des GES dans l'atmosphère entraîne un effet de serre

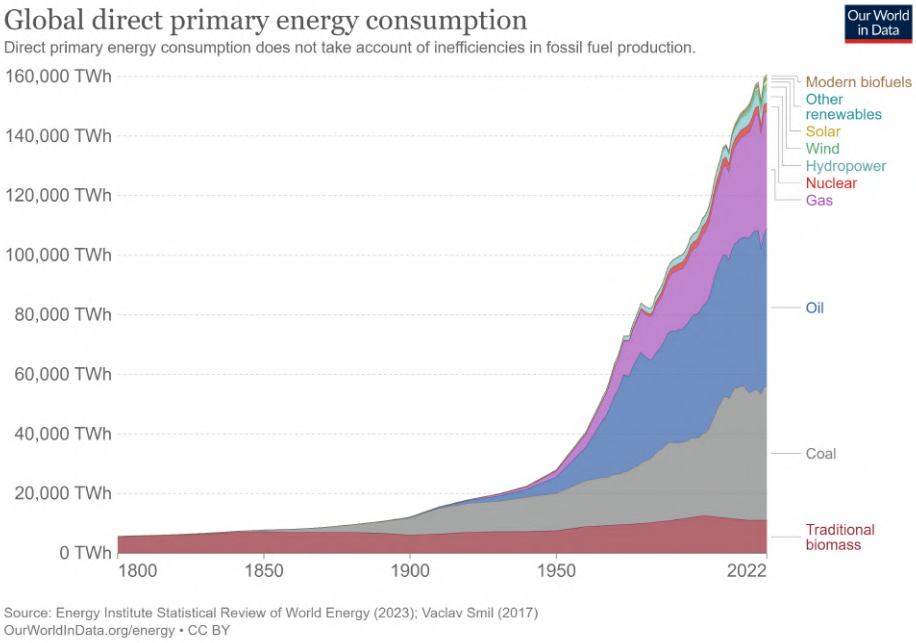


FIGURE 2 – Évolution globale de la consommation d'énergie primaire directe de 1800 à 2022 [Our].

additionnel[3]. L'énergie supplémentaire reçue sur Terre s'accumule en grande partie dans l'océan, mais aussi dans le sol, les glaces (et les fait fondre), et dans l'atmosphère. Cela implique notamment une hausse de la température moyenne à la surface du globe.

- La hausse de la température mesurée depuis 1850 est alors avec grande certitude de responsabilité humaine (le terme anthropique est parfois employé).

Sur une période d'au moins 100000 ans, on trouve une seule fois, il y a 6500 ans, une température globale sur Terre plus de 1 °C supérieure à la référence. Le problème, c'est aussi que cette température globale peut encore augmenter. Différentes projections sont exposées par le GIEC, selon la manière dont l'humanité agit dans les prochaines années. D'après la figure 4, les politiques menées actuellement et leur impact sur les émissions de GES conduisent à une hausse globale de la température entre +2.2 et +3.5 °C à l'horizon 2100. Chaque jour passé est ainsi un pas de plus dans l'incertitude responsive du système Terre. Le GIEC alerte donc sur la nécessité d'une réduction rapide, profonde et immédiate des émissions de GES afin de limiter le changement climatique à des températures exposant déjà les systèmes naturels et humains à des risques plus élevés qu'aujourd'hui, mais moins élevés que pour un réchauffement

3. L'effet de serre est un phénomène naturel qui participe aux conditions de vivabilité terrestre. Cependant, les GES accumulés dans l'atmosphère absorbent le rayonnement infrarouge terrestre et le réémettent en partie vers la Terre. Ce rayonnement s'ajoute à celui du Soleil et à celui de l'effet de serre naturel. L'effet de serre additionnel conduit à un forçage radiatif positif, terme employé par le GIEC pour qualifier "la mesure du déséquilibre entre l'énergie qui arrive chaque seconde sur Terre et celle qui repartirait si la température était restée fixe depuis 1750".

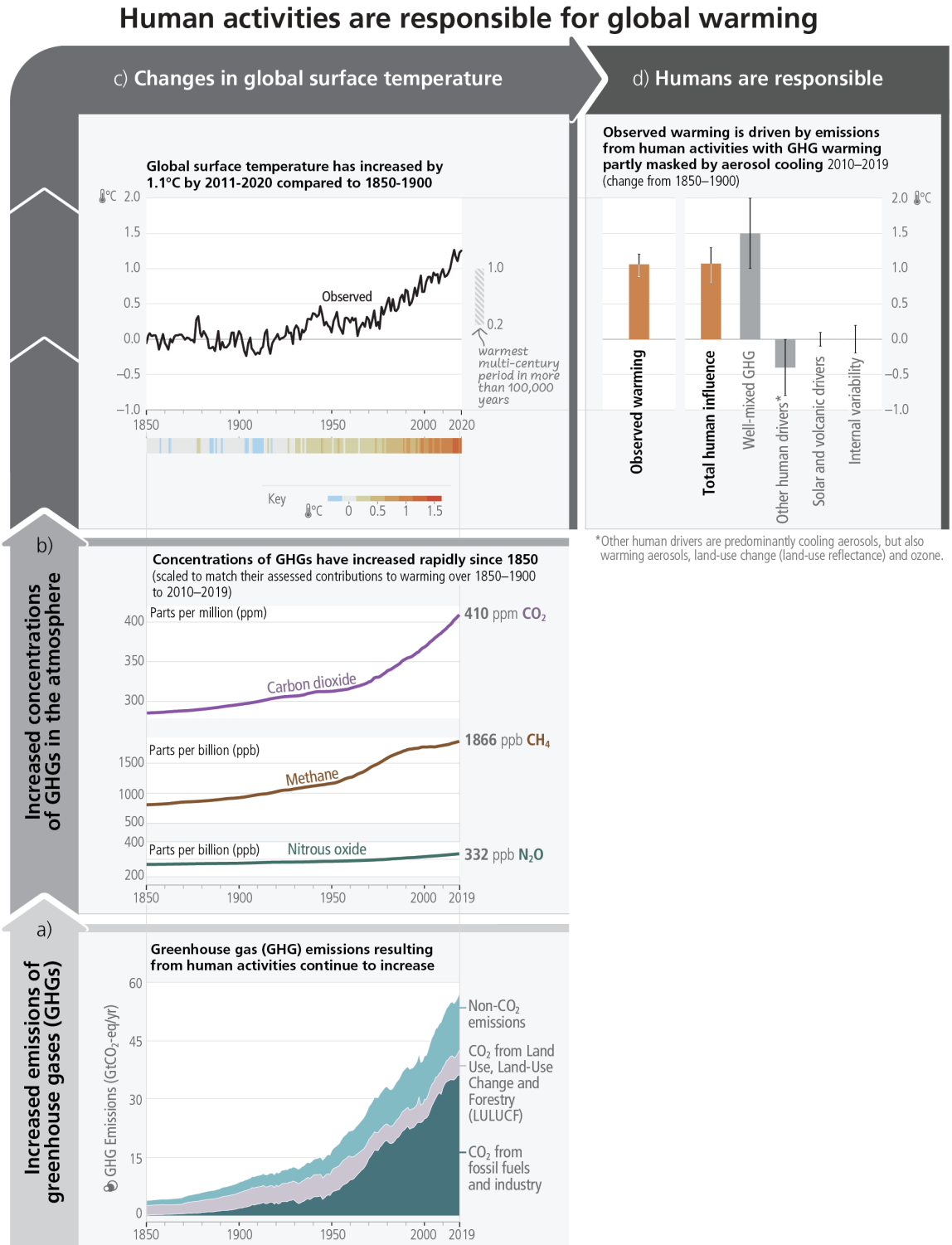


FIGURE 3 – Figure (2.1) synthétisant la responsabilité humaine de la hausse de la température globale à la surface terrestre, et publiée dans la dernière partie du 6ème rapport du GIEC, en 2023 [Lee+23b].

supérieur. Cette nécessité, au vu des dynamiques présentées sur la figure, semble impliquer une remise en cause profonde de la manière dont certaines sociétés humaines s'organisent et se projettent. Notons que pour le moment, ces constats ne font pas grand cas. Nous avons émis entre 2020 et 2023, la moitié du budget GES estimé restant à partir de 2020, pour espérer maintenir sous 1.5 °C la température globale [For+23]. Notons aussi que "toutes ces émissions persisteront pendant des siècles à des millénaires, causant de nombreux changements à long terme dans le système climatique" [Mas+19].

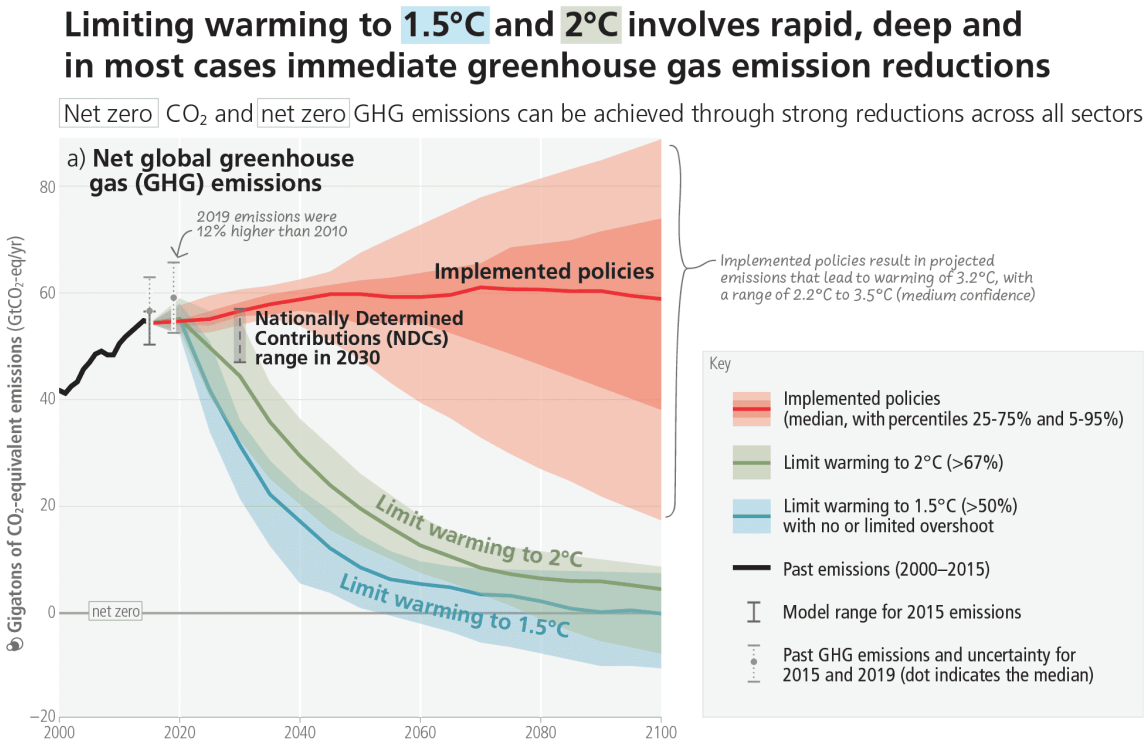


FIGURE 4 – Figure SMP.5(a) issue du dernier rapport du GIEC en 2023 [Lee+23c]. Elle illustre la réduction des émissions de GES nécessaire pour contenir le réchauffement climatique entre +1.5 et +2 °C.

Outre la hausse de la température de l'air, l'accumulation d'énergie supplémentaire dans les océans, les glaces et le sol entraîne des processus dont les proportions, selon les scénarios, restent parfois incertaines en termes d'impacts. Parmi les composants du système climatique, le GIEC mesure et projette une acidification des océans, remettant en cause une grande part de la vie marine, une hausse du niveau des océans rétrécissant les frontières des terres émergées, ou encore la fonte de la banquise qui outre les effets sur son écosystème diminue l'albédo [4] terrestre. Les caractéristiques climatiques régionales pourraient être bien différentes, de par des périodes d'extrême chaleur, des épisodes de fortes précipitations ou au contraire

4. L'albédo est le pouvoir réfléchissant d'une surface, c'est-à-dire le rapport entre l'énergie lumineuse réfléchie et l'énergie lumineuse incidente. Lorsque la neige et la banquise fondent - surfaces blanches à fort albédo - les surfaces mises à nu possèdent un albédo bien plus faible. En conséquence, elles absorbent plus d'énergie.

de sécheresse [Mas+19].

Les sociétés humaines les plus émettrices de GES utilisent l'énergie (en grande partie issue de ressources fossiles donc) afin de transformer leur milieu, a priori pour leur propre bénéfice immédiat. Mis à part l'aspect carbone de ces activités et l'effet de serre additionnel engendré, la transformation à grande échelle du milieu terrestre exerce une pression extrême sur les terres, l'eau, les matières premières (comme les minéraux, voir par exemple sur ce sujet, les travaux de l'association SystExt [Ass]) ou la biodiversité (tout est lié). Tous ces éléments sont considérés comme ressources par ces sociétés humaines, et entrées en tant que telles dans leur logiciel (économique) d'action. Cela génère aussi envers l'humain, des conditions d'injustice climatique [5]. L'équivalent du GIEC pour la biodiversité, nommée "plateforme intergouvernementale scientifique et politique sur la biodiversité et les services écosystémiques" (IPBES), documente l'influence humaine sur celle-ci. Un article de review publié dans Science en 2019 pointe de manière synthétique et évocatrice "le déclin généralisé de la vie sur Terre sous l'effet de l'activité humaine" [Día+19]. La figure 5 issue de cet article donne quelques éléments de ce déclin. En particulier, les populations de mammifères sauvages ont chuté de 82 % depuis la préhistoire, et d'autant plus vite depuis les années 1970. À ce titre, nous devrons faire preuve de responsabilité au moment d'annoncer à nos enfants émerveillés devant un livre sur la vie sauvage, qu'il ne reste d'animaux sur Terre que des humains, des bovins, des volailles et des cochons [Bar20].

Face à cette "Grande Accélération" [Ste+15], "toutes les trajectoires limitant le réchauffement planétaire à 1.5 °C sans dépassement ou avec un dépassement minime, et celles limitant le réchauffement à 2 °C, exigeraient des réductions des émissions de GES rapides, radicales et dans la plupart des cas immédiates **dans tous les secteurs** cette décennie" [Lee+23a]. Ainsi, le monde de la recherche doit se sentir concerné par ces enjeux multiples. Nous verrons dans la partie suivante que des questions, idées, tensions et débats animent déjà une partie de la recherche académique et de l'enseignement supérieur français. Ces débats doivent se généraliser et des actions proportionnelles à l'urgence sont tenues de se concrétiser si, collectivement, nous estimons la nécessité de considérer ces enjeux écologiques (et donc de société).

1.2 Sciences en conscience : la recherche concernée ?

J'ai décrit juste avant, le contexte climatique au sein duquel nos sociétés doivent se projeter et s'adapter. Plusieurs scénarios envisagent des efforts collectifs pour limiter le dérèglement

5. Le glossaire du GIEC définit la justice climatique comme la "justice reliant le développement et les droits de l'homme de sorte que le changement climatique soit abordé dans une optique humaine qui préserve les droits des plus vulnérables et répartisse avec équité et impartialité les efforts et les avantages, ainsi que les impacts de l'évolution du climat". La synthèse du 6ème rapport du GIEC donne quelques clés pour comprendre cette notion d'injustice (notamment la figure SPM.3 de la synthèse aux décideurs). Les impacts climatiques varient selon les régions du monde, et sont souvent plus importants dans les régions les moins émettrices de GES.

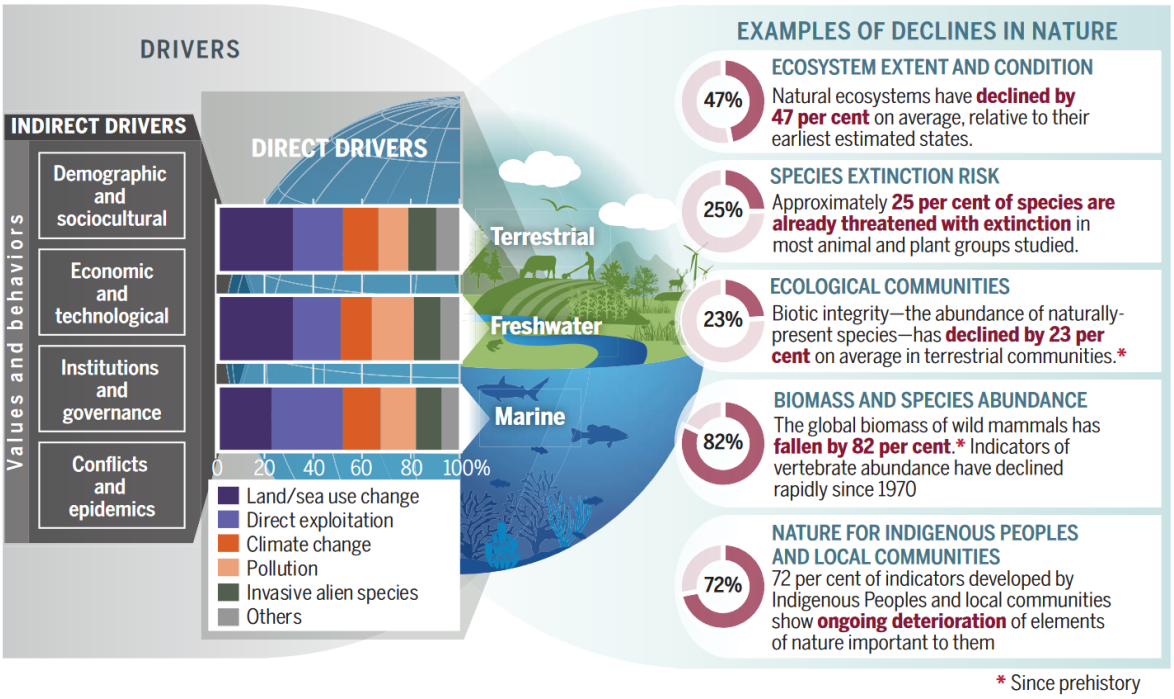


FIGURE 5 – "Exemples de dégradations de la nature à l'échelle mondiale qui ont été et sont causées par des facteurs de changement directs et indirects." [Día+19]

climatique. Nous nous concentrerons sur ces scénarios, et en particulier sur les débats voire objectifs qui animent la recherche académique française. Pour ce faire, j'ai choisi de partir d'objectifs et d'orientations fixés dans des rapports d'institutions faisant office de figure d'autorité politique. Cela doit être vu comme une forme de colonne vertébrale autour de laquelle des critiques, des actions, des propositions et contre propositions, des alertes et toutes sortes d'initiatives se construisent. Il existe un certain nombre de telles initiatives, et tenter de construire autour d'elles cette section semble difficile. Les ramifications sont multiples, et la présentation serait d'autant plus subjective. Mon choix est largement critiquable, d'autant que le monde de la recherche ne répond pas uniquement à un contexte politique, mais aussi économique, militaire, industriel et social. Nous pouvons supposer cependant, que tous ces contextes sont aujourd'hui interdépendants et que développer une base de lecture à partir de l'un d'entre eux implique un minimum d'attention envers les autres. Je propose donc de construire ce squelette et d'en donner quelques ramifications, en partant du plus global vers du plus local, et en orientant l'analyse vers le monde de la recherche.

Tout d'abord, nous pouvons observer la formulation d'objectifs au niveau international. Ils doivent inciter des politiques publiques en réponse des enjeux rapportés, notamment par le GIEC. Ainsi, l'un des plus célèbres objectifs fixé à l'échelle internationale est celui établi lors de la COP21 (conference of parties). Celle-ci s'est tenue en 2015 à Paris et a abouti sur la signature de "l'accord de Paris" [Unia]. L'objectif vise à contenir le réchauffement clima-

tique "nettement en dessous de 2 °C par rapport aux niveaux préindustriels et de poursuivre l'action menée pour limiter l'élévation des températures à 1.5 °C". Cela doit se traduire par la réduction de nos émissions de GES de 5 à 10 % par an. On estime globalement que chaque humain sur Terre devrait émettre au maximum 2 tonnes équivalent CO_2 en 2050. Comme vu plus haut, cet accord aboutit globalement à un constat d'échec [LAf]. Un français moyen émet toujours aujourd'hui, presque 10 tonnes équivalent CO_2.

À l'échelle européenne, le "green deal" vise à réduire de 55 % les émissions de GES sur le territoire de l'UE en 2030 par rapport à 1990. L'objectif est ensuite d'atteindre la neutralité carbone en 2050 (sachant que celle-ci peut intégrer des effets de compensation, parfois discutables, tout comme la question d'un marché du carbone). Ces objectifs sont "contraignants pour l'UE et ses états membres, en vertu de la loi européenne sur le climat" [Con].

En France, la stratégie nationale bas carbone (SNBC) constitue pour le pays, "la feuille de route pour lutter contre le changement climatique" [Minb]. Une révision de la stratégie a été adoptée en 2020 et présente "deux ambitions : atteindre la neutralité carbone à l'horizon 2050 et réduire l'empreinte carbone de la consommation des Français". Cet objectif implique une division par 6 des émissions de GES sur le territoire français. Elle s'appuie sur la définition de budgets carbone, par périodes temporelles (voir la figure 6) ou aussi par secteur. La stratégie vise la réduction "de moitié des consommations d'énergie dans tous les secteurs d'activité, en développant des équipements plus performants et en adoptant des modes de vie plus sobres et plus circulaires". Au cœur des orientations transversales (orientations de politiques publiques), se trouvent la recherche et l'éducation. Pour la recherche notamment, l'orientation principale demande à "développer les innovations bas-carbone et faciliter leur diffusion rapide, en s'appuyant sur la recherche fondamentale et appliquée". Le leitmotiv reste que "la transition vers une économie bas-carbone implique de l'innovation, des ruptures technologiques et l'adaptation des modes de production et de consommation." Il faut donc noter que la SNBC souhaite s'appuyer sur la recherche académique pour accompagner la transition, dans un rôle à visée technologique et d'horizons toujours couverts par la production et la consommation. La SNBC ne fixe pas d'orientations sur la pratique même de la recherche (n'étant pas envisagée comme un secteur à part entière).

Pour réfléchir à la pratique même de la recherche, et envisager des leviers pour son intégration des enjeux écologiques, il faut déjà poser quelques mots sur la consistance de celle-ci. Il peut être pertinent dans un premier temps de souligner comment la recherche est perçue d'un point de vue politique en France, ce que l'état français semble attendre d'elle. En ce sens, un rapport du ministère de l'enseignement et de la recherche publié en 2015 (donc la même année que "l'accord de Paris") et développant la stratégie nationale de recherche et d'innovation, parle en ces mots de la recherche. "Partout dans le monde, les politiques, les organisations et les pratiques de recherche s'intéressent à cette diversité d'objectifs complémentaires : le progrès de la connaissance, l'appui au développement économique et la réponse

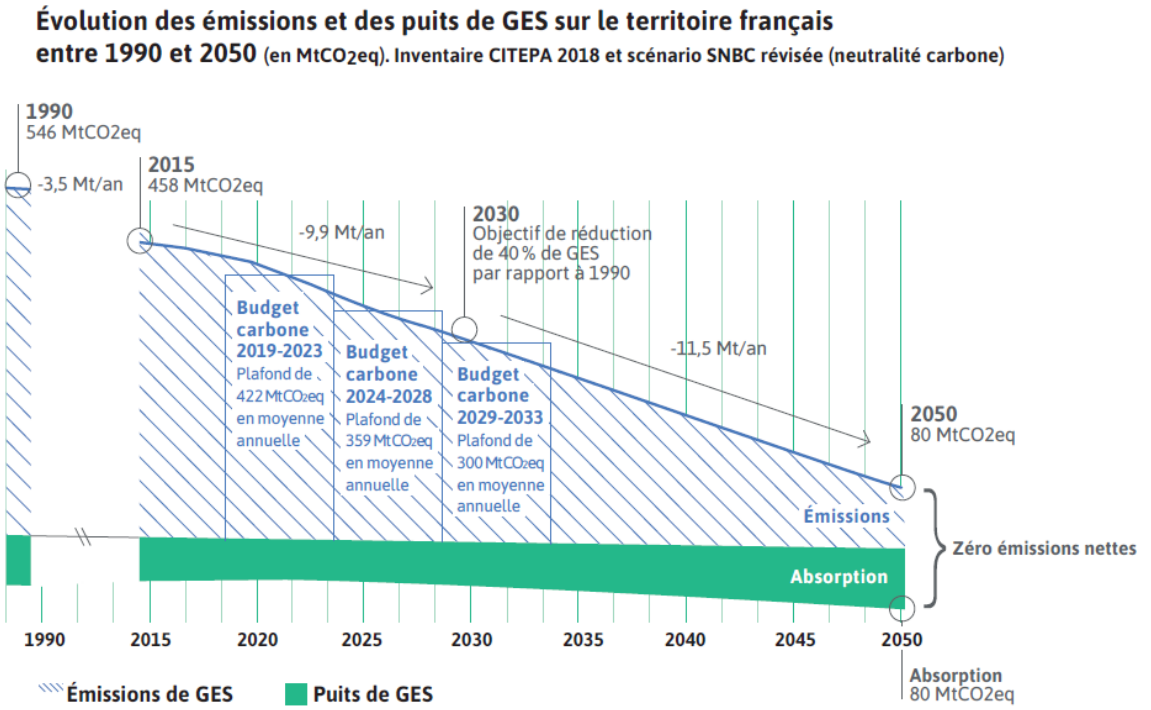


FIGURE 6 – "Évolution des émissions et des puits de gaz à effet de serre sur le territoire français entre 1990 et 2050 (en $MtCO_2e$)", d'après la SNBC [Minb].

aux défis sociétaux". Le rapport poursuit en précisant que "la recherche scientifique est, à la fois, une démarche créatrice de connaissances motivée par la curiosité pure et une activité génératrice d'innovations qui augmentent les moyens d'action et de diagnostic sur la nature, l'homme et la société". Cette stratégie voit se mobiliser différents types de recherche, caractérisés alors de "recherche fondamentale", "guidée par la seule curiosité", de "recherche finalisée", "guidée par la dynamique des connaissances et des questions qui se posent à la société", et enfin de "recherche technologique", s'attachant "spécifiquement au progrès technologique et à la compétitivité du secteur productif". Ces différents aspects sont largement développés dans le rapport [Mina]. À ces définitions doivent évidemment s'ajouter tous les travaux de philosophie des sciences et d'épistémologie, proposant des visions parfois alternatives des sciences et de la science. Nous pouvons citer en exemple la philosophe Isabelle Stengers ou encore un nombre d'auteurs critiques émanant des années 1970 (puis invisibilisés [PA15]). Nous pouvons aussi citer le concept de sciences "impliquées", visant à faire reconnaître que "toutes les sciences sont nécessairement impliquées, c'est-à-dire prises dans un contexte, immergées dans un paysage de valeurs et d'intentions, portées par des collectifs d'humains" [6] [Cou15].

6. L'auteur précise : "la science impliquée est le nom d'une science qui prend pleinement acte de sa responsabilité, qui prend conscience de la nécessité d'une attention aux conséquences, qui ouvre la possibilité d'un questionnement sur ses finalités, une science qui ne revendique plus sa neutralité axiologique pour affirmer son objectivité, une science qui fait de l'engagement (sur un territoire, pour une visée particulière, dans un

Dans ce rapport de 2015, on trouve quelques formulations à première vue pertinentes pour la considération des enjeux écologiques dans la recherche, comme le devoir des scientifiques de la recherche fondamentale de "garder un œil attentif sur la possibilité d'aboutissement de leurs découvertes à des innovations de rupture", ou encore l'exigence d'une "approche globale du système Terre" et du caractère indispensable de l'évaluation des "impacts des activités humaines sur les réserves et la qualité des ressources naturelles". Cette recherche doit "simultanément considérer les risques naturels et ceux potentiellement liés au processus d'innovation". Bien que soit demandée la sortie d'une "approche en silo pour adopter une approche croisée" (écosystèmes, biodiversité, eau, sols, sous-sol, territoires et sociétés interagissent), la stratégie reconnaît "mettre l'homme et la société au centre de sa définition". Cela implique aussi les notions de "valeur ajoutée", de "gestion des ressources", de nécessité de "technologies innovantes", "le développement économique" ou encore par la recherche scientifique, la génération "d'innovations qui augmentent les moyens d'action et de diagnostic sur la nature, l'homme et la société". Ces critères directeurs ne démontrent pas en soi une remise en cause de nos points de vue pour aider nos sociétés à atterrir sur Terre [Lat17].

Il faut ensuite attendre fin 2022 et la publication d'un plan climat-biodiversité et transition écologique par le ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche (Mesr) [Min22a] pour voir se dessiner politiquement et plus concrètement une trajectoire pour l'enseignement supérieur et la recherche considérant les enjeux écologiques. Le Mesr fixe trois missions principales, autour de la production de connaissances (éclairer au mieux les enjeux), de la transmission des savoirs (nouvelle formation, en lien aussi avec le rapport Jouzel [7], formation parallèle des étudiants et des enseignants-chercheurs) et de l'engagement des opérateurs du Mesr (diminuer les émissions de GES, sobriété énergétique, diminuer l'impact environnemental, sur la biodiversité, encourager la prise d'initiatives). Il n'en reste pas moins que ce plan, en lien avec la SNBC, "exige un renouvellement et une accélération de la production de nouvelles connaissances et d'innovations technologiques et sociétales pour contribuer de manière utile à relever les différents défis de la transition écologique pour un développement soutenable". La finalité de la recherche resterait principalement la technologie [Sch20], avec tout ce que sous-tend l'industrialisation et la gestion de celle-ci.

Certains acteurs de la recherche académique en France s'emparent tout de même de ces sujets. Il faut en ce sens noter que le Haut conseil de l'évaluation de la recherche et de l'enseignement supérieur (Hcéres) souligne pour les organismes et unités de recherche, la nécessité de se saisir des sujets de développement durable, ancrant progressivement ces derniers

contexte) une valeur épistémique centrale, une science qui organise le partage des savoirs et des pouvoirs liés à ces savoirs. Finalement, les sciences impliquées sont des sciences qui contribuent à construire un monde commun dans un contexte de vulnérabilité et d'incertitude plutôt qu'à rajouter du chaos dans une visée corporatiste ou mercantile, effet probant du productivisme scientifique actuel."

7. Le rapport "Sensibiliser et former aux enjeux de la transition écologique et du développement durable dans l'enseignement supérieur" dont la rédaction a été conduite par Jean Jouzel, a été remis en 2022.

dans leurs critères d'évaluation [Hcé ; GDS]. Certains acteurs questionnent directement les pratiques de recherche. En premier lieu, le CNRS a saisi fin 2021 son comité d'éthique (COMETS), à propos de l'impact environnemental de la recherche scientifique. La lecture de l'avis rendu en 2022 est très enrichissante [Ask+]. En restituer quelques parties ici ne rendra pas hommage à sa densité réflexive, mais je peux souligner quelques points. Le COMETS invite ainsi les personnels de la recherche à débattre et multiplier les espaces de discussion, mais oriente les points de réflexion lui paraissant les plus pertinents. Il demande ainsi de "penser frontalement la recherche au regard des défis environnementaux : prendre conscience de ses impacts sur l'environnement ; s'interroger sur les ressources qu'elle utilise - en équipements, déplacements, production et stockage de données, puissance de calcul - ; limiter les impacts négatifs ; faire de la recherche un lieu portant des pratiques et politiques innovantes favorables à l'environnement, voire susceptibles d'inspirer les autres secteurs économiques". Il est alors important de débattre entre chercheurs, d'autant que "la question de l'impact environnemental [...] suscite ou ravive des tensions entre les personnels de la recherche sur l'ampleur et les modalités d'adaptation de leurs activités aux enjeux écologiques et, plus fondamentalement, sur les valeurs et finalités de la recherche". Différentes visions s'opposent, entre le besoin de "repenser le modèle trop productiviste" de la recherche ou "le risque de porter atteinte à une recherche de haut niveau, qui rayonne au plan international et qui pourrait justement servir la cause environnementale". Les visions sont donc opposées à propos de la pertinence de la préservation de l'environnement comme boussole orientant le recherche. On pourra retenir principalement les invitations à "reconnaître que la prise en compte de l'environnement fait partie intégrante de l'éthique de la recherche", à "affirmer la responsabilité des acteurs et actrices de la recherche de penser leur activité au regard des enjeux environnementaux", que ce soit leur empreinte (écologique, carbone et autre) mais aussi "l'impact environnemental négatif ou positif que le choix de tel ou tel sujet de recherche et de telle ou telle voie pour le traiter peut engendrer pour l'environnement au sens large, à court, moyen ou long terme". C'est peut-être au titre d'une telle éthique que le serment doctoral pourrait être invoqué pour refuser certaines actions [Off]. En ce sens, le code de conduite européen pour l'intégrité en recherche (2018) voit plus large, et "identifie le respect envers les écosystèmes et l'environnement parmi les principes fondamentaux en matière d'intégrité scientifique qui doivent orienter les personnels dans leurs travaux".

Comme montré par les résultats récents d'un sondage auprès du personnel de la recherche en France, celui-ci semble conscient des enjeux écologiques, volontaire pour l'implémentation de changements dans les pratiques, mais, dans les faits, déconnecté de ces ambitions au regard des pratiques toujours majoritairement d'usage et des attitudes individuelles face aux propositions de changement [Bla+22]. Cet article est aussi intéressant de par la revue de la littérature scientifique à propos de la considération des enjeux écologiques dans les pratiques de recherche (principalement l'usage intense de l'avion pour les déplacements [Ber+22]), ouvrant

aussi le regard sur les questionnements à l'international.

Je souhaite particulièrement recommander l'exploration du site du collectif *Labos 1point5* qui outre des textes de positionnement, pratique une veille sur la littérature scientifique autour de la recherche et des enjeux écologiques et développe des outils à destination des laboratoires français pour aider à la considération des enjeux (notamment *GES 1point5*, que j'utilise dans la section suivante, ou aussi à travers le sondage mentionné plus tôt). Le collectif a notamment rédigé très récemment un rapport documentant les objectifs et trajectoires bas-carbone fixés dans les établissements de l'enseignement supérieur et de recherche en France et dans le monde [Lab23]. Ce document peut aider les laboratoires à se lancer ou poursuivre leurs actions vers des pratiques plus en accord avec les enjeux écologiques.

De manière vraiment locale, il est donc possible d'agir au sein de son laboratoire de recherche ou établissement d'enseignement supérieur (se référer au document du collectif *Labos 1point5* précédemment cité par exemple, ou directement aller voir sur les sites des établissements). La participation passive ou active à des réflexions sur les pratiques de la recherche ou le questionnement et la critique de comportements, de technologies, d'orientations à la vue des enjeux écologiques offre souvent des moments de respiration salvateurs. En ce sens, je peux citer les initiatives d'ateliers d'écologie politique (Atecopol), ou encore la tenue d'assises de la recherche en ingénierie [8] (soutenues par les écoles doctorales). Ces critiques peuvent aussi prendre la forme d'articles scientifiques, dont les développements sont parfaitement ancrés dans des domaines scientifiques pour lesquels les objectifs et perspectives sont majoritairement déconnectés des enjeux écologiques et de société. Quelques chercheurs s'appuient sur leur "expertise" du domaine pour conduire des analyses globales envers ces enjeux. Nous pouvons par exemple citer quelques travaux autour de l'impact environnemental des technologies de l'information et de la communication [HSA16 ; BH18 ; LPS20 ; Fre+21 ; Mor+21] ou encore plus spécifiquement celui des circuits intégrés [Pir+23]. Ces voies de recherches pourraient se généraliser en parallèle (ou non) de travaux plus "standards".

Dans le déroulé de cette section, j'ai fait le choix de partir des formulations d'objectifs de la part d'institutions, qui indépendamment de ce que l'on puisse en penser, font figure d'autorité sur les orientations à donner à nos sociétés ou plus spécifiquement à la recherche et l'enseignement supérieur. Nous voyons que ces objectifs tentent (même de manière frileuse et critiquable), d'intégrer les enjeux écologiques pour inciter des orientations en réponse à ceux-là. Nous pouvons envisager cette tentative via différentes grilles de lectures. Une première soulignerait que ces objectifs, non directement traduits de manière législative et concrète, participeraient à donner bonne conscience aux institutions, permettant de tenir des beaux discours, de rendre acceptables leurs finalités réelles (qu'elles soient motivées par les sociétés directement ou d'autres organisations puissantes, militaires, industrielles, ...), et engageant

8. À Toulouse en 2022, se sont tenues sur une semaine les "Assises de la recherche en ingénierie : sciences en conscience, enjeux écologiques et de société".

des mécanismes de *greenwashing*. Une autre lecture pourrait aussi envisager la bonne foi des institutions. Les objectifs et orientations formulées sont alors autant de bases sur lesquelles les acteurs directs (de la recherche par exemple) peuvent s'appuyer et critiquer. Comme l'essayent de plus en plus de communautés de chercheurs dans le monde et tout spécifiquement en France, s'organiser, critiquer les orientations (passées, actuelles et futures) émanant de figures d'autorité, proposer conceptuellement et pratiquement des alternatives fonctionnelles, semble alors une réponse pertinente à l'aspect général des enjeux écologiques et de la nécessité de tous nous en emparer (pas spécifiquement individuellement, mais collectivement à l'échelle des laboratoires par exemple, pour enfin traduire les motivations d'une majorité des acteurs de la recherche en actions concrètes). Penser ces enjeux également en regard avec les pratiques d'enseignement (et les contenus enseignés) peut aussi aider à concrètement orienter sa recherche et potentiellement celles qui seront conduites (ou stoppées) par les futures générations. Des bases solides existent, il serait peut-être dommage, au vu du contexte, de laisser à nouveau passer une telle opportunité d'agir, pour l'émancipation du plus grand nombre, au risque de plus en plus réaliste que le mur en cours de construction nous enferme dans l'enfer.

1.3 Empreinte carbone de la thèse

1.3.1 Introduction

Suite à la contextualisation des enjeux écologiques, puis la présentation d'orientations et d'initiatives animant notamment la recherche, nous avons vu que l'empreinte carbone est un outil diagnostic et dimensionnant (via les budgets carbone). En ce sens, je présente dans cette section, l'empreinte carbone de ma thèse (sans ambition particulière, ce calcul étant réalisé une fois celle-ci terminée).

1.3.2 Méthode

L'empreinte carbone que je souhaite calculer représente l'estimation globale des émissions de ma thèse sur un périmètre défini par :

- l'empreinte carbone des bâtiments du laboratoire dans lequel j'ai passé l'essentiel de ma thèse,
- l'empreinte carbone des déplacements associés au projet de thèse (professionnels et domicile-travail),
- l'empreinte carbone des achats (de biens et services) effectués pour ma thèse.

Pour le périmètre d'une thèse, il semble préférable de parler d'estimation de l'empreinte carbone, et non pas de Bilan d'Émissions de Gaz à Effet de Serre (BEGES). En effet, ce dernier peut faire référence à un format réglementé en France (article L. 229-25 du code

de l'environnement [Min22b]). De tels bilans s'appliquent à des personnes morales, donc à des entités juridiques bien plus larges qu'un unique individu (ou d'un groupe restreint de 3 personnes). Pour réaliser un BEGES réglementaire, il faut en effet définir le périmètre organisationnel, soit l'ensemble des équipements et installations contrôlées par la personne morale. Ainsi, dans le cadre d'une thèse, ce périmètre est très restreint, l'individu impliqué dans ce projet n'ayant pas une compétence de contrôle importante. En tout cas, certaines données ne sont pas accessibles de manière détaillée pour chaque individu (sa consommation électrique par exemple, mesurée à l'échelle du laboratoire), ou même issues de paramètres directement pilotables par celui-ci (le chauffage du laboratoire par exemple). Il semble pourtant pertinent de considérer ces données, l'individu pouvant en grande partie réaliser ses travaux au sein des bâtiments du laboratoire. Il faudra par contre se contenter d'attacher à l'individu une part de la consommation totale du bâtiment, certainement pas parfaitement représentative de sa consommation propre. Cela ne semble pas constituer un obstacle majeur, et permet aussi de rappeler l'inclusion de l'individu au sein d'un collectif. Il ne s'agit certainement pas de valoriser une consommation individuelle, lorsque c'est la consommation collective qui présente un levier de réduction significatif.

Afin d'estimer l'empreinte carbone de ma thèse, j'ai utilisé l'outil libre *GES 1point5*, développé par *Labos 1point5* [Mar+22 ; Lab] et disponible depuis fin 2020. Cet outil à destination du monde de la recherche française, permet de réaliser le BEGES réglementaire de son laboratoire (obligatoire en France pour les Personnes Morales de droit public employant plus de 250 personnes). La méthodologie de calcul proposée et son périmètre peuvent alors parfaitement être employés pour l'estimation de l'empreinte carbone de sa thèse. Cette empreinte se mesure en tonnes équivalent CO_2 (tCO_2e), soit un indice proposé par le GIEC permettant de comparer les impacts que les gaz à effet de serre (GES - il n'y a pas que le carbone) ont sur l'environnement. Il est important de noter que ces calculs participent surtout à la discussion en termes d'ordre de grandeur, pas comme valeur définitive. Les incertitudes de calcul sont données par le logiciel, mais n'incluent pas non plus les incertitudes sur les données renseignées.

Ma thèse s'est déroulée au sein du laboratoire LAPLACE à Toulouse. Ce laboratoire est une unité mixte de recherche, rassemblant des laboratoires de l'INP de Toulouse, de l'Université Paul Sabatier et du CNRS. Il possède une part ou l'entièreté de trois bâtiments, pour une superficie globale autour de 10 000 m^2. Environ 300 permanents et contractuels animent la vie de ce laboratoire. Ma thèse s'est étalée sur trois ans (entre 2020 et 2023). Je propose donc de calculer son empreinte carbone globale. Il semble en effet difficile de distinguer les émissions année par année, et cela n'apparaît pas pertinent. Pour le calcul, j'ai considéré différentes données associées au périmètre exposé précédemment, de la manière suivante :

- l'empreinte carbone des bâtiments : considération de la consommation (en MWh) du laboratoire dans son ensemble, en électricité et en chauffage, au compte de l'année 2022.

À la vue des données de consommation pour deux des trois bâtiments sur les années 2020 à 2022 (je n'avais la consommation du troisième que pour 2022), il semble acceptable de dupliquer ces données sur les trois années de thèse. Pour le chauffage, la plupart des bâtiments sont reliés depuis 2023 à un réseau de chaleur urbain, récupérant de la puissance thermique d'une usine d'incinération et d'une plateforme de calcul intensif [Unib]. J'ai considéré ce réseau, faute de savoir comment était alimenté le laboratoire avant cette date. Cela doit impliquer une empreinte carbone du chauffage plus basse, le raccordement à ce réseau faisant partie d'un plan de baisse des émissions de GES. Cette consommation sur trois ans est ensuite distribuée de manière égale sur les membres du laboratoire. Ma thèse hérite d'une part entière à travers moi.

- l'empreinte carbone de mes déplacements au cours de la thèse : les missions (3 conférences / séminaires en France et en Europe, en train ou en covoiturage) et les déplacements quotidiens à vélo. Il est possible d'inclure dans ce calcul, pas seulement les émissions ramenées à ma personne pour les missions, mais aussi celles des autres personnes s'étant rendues sur les lieux de la mission au titre des travaux de cette thèse. Dans le cas de cette thèse, il faudrait alors multiplier par trois les émissions associées aux missions.

- l'empreinte carbone des achats (de biens et services) effectués pour ma thèse : pour les matières premières (cavité en aluminium notamment) et les instruments de laboratoire, la comptabilité carbone associe un code NACRES par catégorie de matériel. Chaque code implique alors une empreinte carbone en relation avec le coût du matériel. J'ai donc estimé le coût du matériel utilisé. Selon l'ancienneté du matériel, j'ai attribué un coût journalier que j'ai ensuite multiplié au nombre de jours d'utilisation pour ma thèse (globalement deux mois pour tout, soit 40 jours ouvrés, sauf pour la cavité considérée utilisée à 100 % sur les trois ans). Aucun matériel n'a été spécifiquement acheté pour ma thèse (généralement, l'empreinte carbone d'un achat est attribuée entièrement à l'année de l'achat). Comme d'autres choix réalisés, cette méthodologie peut être critiquée, notamment en se demandant qui prend la charge de l'empreinte carbone du matériel lors des périodes de non utilisation (plutôt longues). À l'inverse, ce calcul ne préjuge pas de la durabilité future du matériel, qui pourrait permettre d'autant plus lisser son empreinte. Le matériel informatique est en revanche considéré comme acheté spécifiquement pour ma thèse, ce qui est le cas. On pourra noter tout de même la non considération dans cette empreinte du matériel informatique, des serveurs de stockage et de calcul. Le fait que ma thèse n'ait pas été très intense en ces termes, et que le mode de calcul impliquant de considérer les serveurs par unité (pas distribué par personnel), justifie cela. Ajouter la considération d'un serveur revient à doubler l'empreinte globale calculée sur trois ans et cela ne me paraît pas cohérent pour discuter de l'ordre de grandeur final.

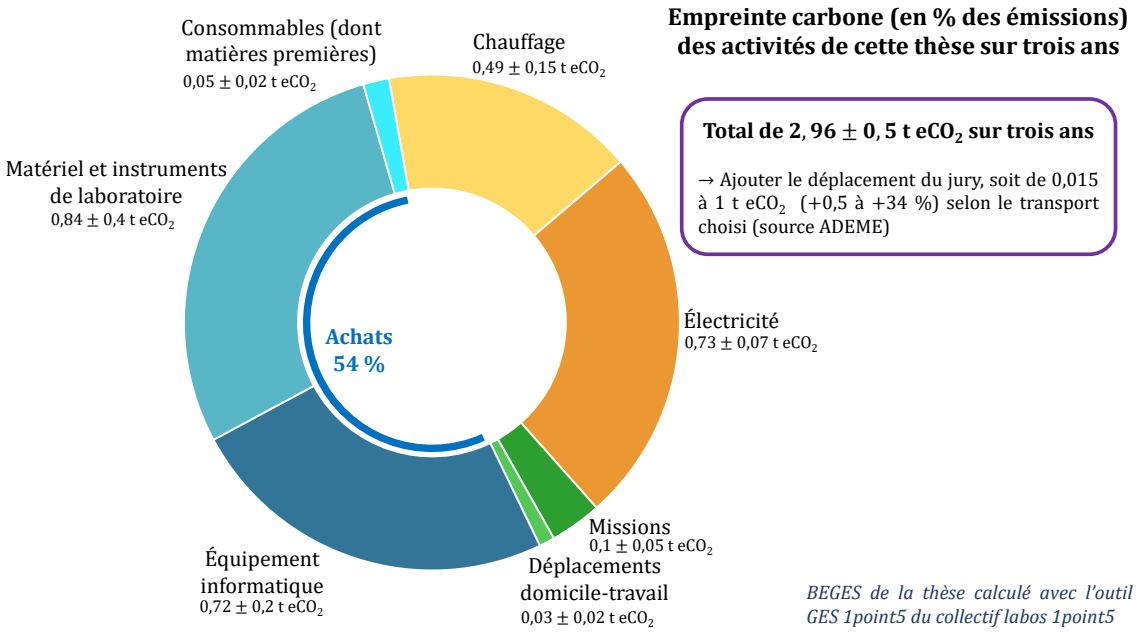


FIGURE 7 – Empreinte carbone de la thèse.

1.3.3 Résultat et commentaires

Une fois la méthode et un bon nombre de considérations posées (on voit bien le degré d'incertitude, ne serait-ce que sur l'attribution de données à l'empreinte de la thèse, dans chaque branche du périmètre), nous pouvons analyser le résultat du calcul de l'empreinte carbone de ma thèse, développé sur la figure 7. Nous voyons alors que cette thèse a coûté, d'un point de vue carbone, environ 1 tCO_2e par année. Nous pouvons noter que le BEGES 2022 du laboratoire annonce environ 6.5 tCO_2e par agent, celui du CNRS environ 14 tCO_2e [CNR], alors qu'une moyenne semble s'établir à 6.3 tCO_2e par an et par agent [Pae+23]. Les travaux de ma thèse auraient alors émis largement moins que ce qu'attribue par année et par personne, le bilan global du laboratoire. Cela ne semble pas remettre en cause le calcul de l'une ou l'autre des empreintes. En effet, ce projet de thèse s'est appuyé sur des moyens numériques "limités" et du matériel amorti depuis plusieurs années (plus de 5 ans en 2023, sauf la caméra, achetée fin 2021, qui pèse d'ailleurs 40 % de l'empreinte des instruments malgré une utilisation réduite). Aucun investissement nouveau n'a d'ailleurs été effectué pour ces travaux. Dans ce calcul, les "achats" représentent 54 % de l'empreinte carbone. Ce poste est spécifiquement souligné, car dans la plupart des BEGES associés à la recherche, en particulier de physique appliquée, les achats dominent les émissions (ils sont pourtant régulièrement ignorés, centrant les discussions principalement autour des déplacements en avion) [Pae+23]. Pour 2022, la part des achats représente un peu plus de 70 % de l'empreinte carbone au LAPLACE et au CNRS. Outre l'amortissement du matériel pour ma thèse, il est aussi possible que sa part soit plus

faible que pour des institutions grande échelle, car la part associée à la consommation de chauffage et d'électricité peut être surestimée (la consommation d'électricité pour ma thèse, que j'évalue au moins deux fois plus faible : consommation des instruments sur leur période d'utilisation, de mon PC, des serveurs et de la lumière, non utilisation de la climatisation - cela fait remonter à 60 % la part des achats). Notons enfin que dans le vieux bâtiment où se trouvait mon bureau, le chauffage, bien qu'existant, n'empêchait pas le doublement voire triplement des couches de vêtement sur toutes les parties du corps, y compris les mains, à certaines périodes.

Nous pouvons également souligner le coût du matériel informatique, en particulier celui de l'écran (22 pouces), participant à hauteur de 49 % à l'empreinte carbone informatique. Le PC portable est le second poste le plus important, pour 42 % de l'empreinte informatique. Il est donc pertinent de faire durer un maximum chacun de ces outils (voire de se passer d'un écran supplémentaire), pour éviter leur renouvellement régulier. Notons que l'impact carbone de ce matériel informatique vient principalement de la phase de fabrication. Mais le coût n'est pas uniquement carbone : il faut par exemple extraire 800 kg de matières premières pour fabriquer un ordinateur de 2 kg [ADEb], cette extraction n'étant pas non plus neutre d'un point de vue biodiversité ou social. Le lecteur intéressé trouvera de nombreuses informations à propos des impacts environnementaux et sociétaux des technologies du numérique, sur le site du groupement de service (GDS) EcoInfo du CNRS [Eco]. Comme dit plus haut, les instruments de laboratoire ne sont pas utilisés de manière intensive, et même au prix d'une durabilité restreinte ou d'un besoin de maintenance plus régulier, mutualiser à plus grande échelle le gros matériel pourrait être pertinent (via de la location par exemple, ou a minima une communication large sur l'achat de tel ou tel matériel, à l'échelle du laboratoire ou de l'université - cela nécessitant bien sûr une certaine flexibilité et une bonne organisation, ce qui semble en tout point décrire un chercheur...).

Dans le périmètre des déplacements, je pourrais aussi ajouter ceux demandés aux membres du jury de thèse. Sans préjuger du moyen de transport choisi par ces membres, notons que cette empreinte pourrait, dans le cas de cette thèse, rester négligeable ou augmenter de plus d'un tiers l'empreinte globale (pour une petite journée !). Le train serait plus qu'encouragé [ADEa]...

Ma thèse ne serait pas non plus ce qu'elle est sans le soutien et l'encadrement de mes directeurs de thèse. Une part de leur empreinte carbone professionnelle, relative au temps consacré à ma thèse, pourrait être considérée dans le calcul. Si l'on estime à une dizaine de pourcent leur temps consacré à ma thèse, et en prenant pour référence l'empreinte carbone par personnel du laboratoire (même si pas forcément représentative de la leur, comme on a pu le voir pour le cas de cette thèse), cela augmenterait avec une incertitude importante, l'empreinte globale de la thèse d'environ 44 %. Il serait également possible de considérer une empreinte carbone associée au personnel administratif, technique et d'entretien, sans

qui les conditions de réalisation de la thèse seraient moins favorables. Des services communs comme la bibliothèque ou la restauration pourraient aussi être pris en compte. Enfin, il est possible de réaliser des enseignements pendant son doctorat, pour une charge maximale de 20 % du temps de thèse (ce qui a été mon cas). Au delà du projet scientifique, la thèse est un moment d'apprentissage, et l'enseignement (aussi bien que les heures de formations) participe à celui-ci. Comme son empreinte est loin d'être neutre [9], il serait aussi possible de l'intégrer au calcul global. Toutes ces considérations sont complexes, et pas directement pertinentes avec la possibilité de comparer cette empreinte à celle du laboratoire d'accueil ou du CNRS.

1.3.4 Conclusion

J'ai donc proposé ici, de manière la plus critique possible, la mesure de l'empreinte carbone de ma thèse. Nous pouvons tenter de mettre ce résultat dans la perspective d'ambitions climatiques plus larges. En particulier, afin de restreindre les effets du changement climatique, nous avons vu que "l'accord de Paris" de 2015 a fixé l'objectif de limiter la hausse de la température en-dessous de 2 degrés d'ici la fin du siècle. Il faut pour cela réduire les émissions de gaz à effet de serre (d'origine humaine). Cet objectif correspond à un budget carbone maximal à dépenser d'ici à 2100. Ce budget équivaut à 2 tCO_2e par an et par habitant d'ici 2050. Un français émet en moyenne au début des années 2020, 9.5 tCO_2e par an. Bien que cela puisse être largement critiqué - notamment parce que la France a déjà grandement participé aux émissions de GES et que son effort de réduction pourrait être beaucoup plus important pour laisser une part plus importante d'émissions à d'autres pays - si l'objectif est bien de tomber à 2 tCO_2e par français et par an, nos émissions doivent être divisées par 5 [2To]. Dans le bilan d'aujourd'hui, le service public, donc en partie la recherche académique, pèse 1.4 tCO_2e par an et par habitant. Si l'on considère tout effort égal par ailleurs, son empreinte doit être divisée par 5, celle de la recherche aussi. Si nous admettons que l'empreinte carbone du CNRS est représentative de celle de la recherche française, il faudrait que l'activité de recherche n'émette plus que 2 tCO_2e par personnel [10]. D'après l'empreinte carbone de ma thèse, un tel objectif pourrait être envisageable (en laissant en plus un peu de place à l'enseignement et aux services communs, non pris en compte dans le calcul de mon empreinte). Pour citer un texte de positionnement du collectif *Labos 1point5*, "c'est au prix de cet effort de tous et toutes que la science, dans toute sa diversité, pourra continuer à produire des connaissances qui ne déferont pas le monde quelle prétend décrire" [Col].

La section suivante, dont le titre énigmatique pourrait s'éclairer après la lecture du manus-

9. D'après une étude conduite par L'INSA de Toulouse, les établissements d'enseignement supérieur émettent en moyenne 1.08 tCO_2e par étudiant. Elle montre une certaine disparité selon le type d'établissement. Les grandes écoles émettraient plutôt 3.1 tCO_2e par étudiant contre 1.5 tCO_2e par étudiant pour les universités.

10. La référence [Pae+23] l'évalue plutôt autour de 6.3 tCo_2e par personne et par an, ce qui ramènerait l'objectif à 1.3 tCO_2e.

crit, doit être lue comme une réflexion plus personnelle autour des trois années de thèse. Ce retour critique, complètement subjectif et sensible, me semble cependant pouvoir coller avec l'esprit scientifique d'une thèse. Outre le recul critique dont doit faire preuve tout scientifique dans sa pratique de recherche, j'imagine que même un scientifique se doit de regarder plus à côté, de rêver aussi, tout emballement lyrique pouvant provoquer une puissante résonance. J'*encre* cela sans prétention, certainement plus comme note d'intention, comme une boussole vers l'émancipation.

2 Matrice des années : trois ans de singularités

Tamara et dix jolis mois

Rasmus pour un été

Camille, rÔMain, trois follEs années

Icko, la joie, doux bruit des griffes sur le parquet

L'importance du vide

Vibre !

Palais d'argile

et

Avec les yeux,

le corps, tout entier,

Entrer dans la couleur

Plonger dans le vivant,

Leviathan, Contre-temps, Dans cent ans

Le frère, La sœur,

Le cœur, L'ouvert,

Mapaime

J'en suis venu à me poser ces questions [11] :

Qu'est-ce que j'ai appris - comment - pourquoi ?

À quoi bon une thèse, mais pourquoi, à qui, à quoi ça sert ? À quoi je sers ? En physique, en électromagnétisme, si loin des préoccupations du réel vécu, compris par qui, pour qui ?

Chercher des pistes, mais où ? S'appuyer sur les idées des autres, les citer, ou ressentir, mélanger tout ce que j'écoute, je vois, je lis, cuisiner ma propre potion, connaitre ce que je dois sans savoir à qui. Ou est-ce trop facile, paresseux, et continuer à écouter, voir, lire et précieusement, ordonner, pour citer, ne pas réinventer. On n'invente rien en soi, on découvre en grande partie pour soi, avec soi, et sûrement jamais pareil que l'autre. Ces instants de grâce où une connexion se réalise, une résonance s'organise, vibrant en soi parfaitement. Jamais pareil pour l'autre, c'est une singularité qui n'appelle que modestie.

La thèse comme une déconstruction ? La recherche en général, où le questionnement inonde. J'ai la chance de vivre cela. Des questionnements, des déconstructions profondes. Ces profondeurs s'explorent de par mon contexte de thèse, par des champs pas seulement scientifiques. Par le temps offert, à prendre, apprendre, dans l'ennui comblé par la contemplation d'un ciel à la fenêtre du bureau. La déconstruction est belle et porte ses profondeurs dans la permanence. Sentir la compréhension qui avance, qui gagne sur celle que l'on n'a pas.

L'autour académique est encore doux, pas de danger, empli des bruissements étudiants, le savoir flottant, chaque franchissement de porte guidé par l'espoir d'en capter une part. Une richesse infrastructurelle, intellectuelle à préserver, à entretenir, à offrir. Les bâtiments de Paul Sabatier portent les âmes anciennes, peut-être trop, de périodes de construction, pour la déconstruction. Essayons de ne pas les détruire, cela est violent, et s'oublie trop vite.

Ainsi, autour de moi une petite part du contexte académique français, encore autour car mes directeurs me protègent des durs côtés. Alors je me dois de profiter. Du temps pour m'ennuyer, écrire dans le vent. Ressentir cela pour tenter de le cultiver à jamais. Avoir la chance de penser, de rater, de recommencer, d'écouter, de partager, de rencontrer, d'idéaliser peut-être, m'émanciper, sûrement.

Peut-être est-ce tout cela l'objectif de la recherche. Une démarche, du temps, des gens, plus qu'une attente de résultat, une production normée. Une fuite et une tromperie pour tous ceux qui nous font vivre à côté. Mais peut-être du temps à souhaiter pour tous. Le sujet est un prétexte, une approche pour stimuler l'esprit, activer notre chimie. Mais ayant ça en tête, il faut réussir à envisager notre sujet plus largement, car se cacher derrière cette sorte de liberté peut conduire à réfléchir avec des œillères si larges que son éthique se perd, que ce qui

11. Lire la suite et la ponctuer en écoutant l'album *L(oo)ping* de Rone (2023) !

se construit à travers nous, trop grand pour nous, ne va pas dans la direction à laquelle on souhaiterait participer. La réponse est donc trop facile, déconnectée, participe d'une défausse qui doit nous perdre.

Alors il faut comprendre et tenter d'expliquer des phénomènes physiques, profondément, et si les sujets sont plus appliqués, considérer largement les enjeux, les intérêts (de qui, pour qui), les impacts, les influences. Ouvert. Proposer une lecture large, et l'encourager, dès l'enseignement.

Le big bang émancipateur des récits qui secouent vos bases, mes bases, nos bases. Je me sens jeune, depuis longtemps, perméable et non abouti, mais des paroles et des textes me confrontent à déjà tant d'immobilité, de piliers indéboulonnables, tellement figé. Trois années et beaucoup d'autres à venir, j'espère, à embrasser avec passion ces bourrasques qui me plient et me font rompre, qui m'invitent à m'inventer à nouveau, à envisager d'autres possibles, à une forme de vigilance accrue, à l'observation de vos, de mes, de nos comportements, en tant qu'espèce qui tente de faire société, qui change à la fois si vite mais dans une continuité qui oublie que le progrès pourrait être de questionner ses piliers. Pourquoi ne pas les déconstruire et en bâtir de nouveaux ?

Des invitations à d'autres aventures collectives, qui demandent le temps de penser, de revenir à la racine, au radical, laisser se développer les mycorhizes pour décupler nos champs de vivants. Quel bonheur intense de lire, d'entendre, des propositions de réinvention, de volte et de révolte. Des chocs : Aurélien Barrau et le mirage d'une société humaine non violente qui en réalité vit sur l'extermination de tant de singularités vivantes [12], chair rotée le dimanche midi en famille. Liv Strömquist, Virginie Despentes, Las Tesis pour "tout foutre en l'air", elles te réveillent votre, mon, notre héritage oppresseur de l'homme sur la femme, de la femme sur la femme, de l'homme sur l'homme, fracassent vos, mes, nos constructions pour nous inviter à en bâtir d'autres, ensemble. Quelle rage cette surdité volontaire alentour, pour nos plus grands dommages. Je les remercie chaque jour de me changer, de m'avoir donné cette chance de me torturer, d'apprendre et de grandir. Ouvrez les, ouvrez moi, ouvrez nous ! "Vivre dans l'ouvert", la plasticité, l'hybridation à ce qui vibre et résonne en nous, telle est une perspective riche qu'offre en jolis mots Alain Damasio. Offrir sa singularité et savoir recevoir celle des autres, accepter la "sangue" de chacun et la sienne. Proposer comme d'autres une souplesse de nos expressions, de nos perceptions, réenchanter les mots, dont la corruption entraine la nôtre.

Nous, inertiens, pour la préservation d'un statut quo dans l'emballement, redevenons terriens.

12. Les observations et mots de A. Barrau vont bien évidemment plus loin que cet aspect, son invitation à travailler les symboles et les mots étant aussi pour moi une puissante voie d'émancipation, à travers laquelle tant d'alternatives, tant de vies sont possibles.

Nous, chercheurs, pour à nouveau être terriens, subvertissons la notion de rupture [13] et nos symboles. Faisons briller nos laboratoires par des pratiques de recherche en rupture, qui effectivement, dès maintenant, poseront certaines des premières briques du champ des solutions.

Pour résonner, il faut accepter les conditions limites, et tisser singulièrement avec elles, une alliance permanente. Cela exclut donc les formes d'aménagement qui ne considèreraient pas ces contraintes avant de s'y confronter et de s'éteindre.

D'ailleurs, les alliances sont puissamment démultipliées chez Baptiste Morizot. Cet auteur tente de pister des *manières d'être vivant*. Il ouvre le champ relationnel au vivant global et pense les "diplomates des interdépendances". À travers les concepts qu'il sculpte, il illumine entre autres et par un travail de recherche, la richesse des relations entre loups, brebis, chiens et bergers, lorsqu'elles sont attentivement et sensiblement tissées. Je fus un premier temps frustré face à une première tentative de transposition de quelques unes des idées de Baptiste Morizot à mon domaine de recherche et d'enseignement. En effet, les exemples pris évoluent déjà dans des champs de pratique en lien avec le vivant, où les relations d'interdépendance sont rapidement identifiables.

Où naît l'amorce d'une telle relation au vivant dans mon domaine de recherche et d'enseignement ? Il n'y en a pas à première vue, et je laisse tomber. À moins que cela constitue la terrible observation. À moins que de là vienne parfois le vide ressenti dans des moments de reculs lucides. Ma pratique est déconnectée du vivant. Elle est intrinsèquement morte, sans relation aucune, sans résonance possible. C'est une recherche appliquée, des enseignements techniques et même technologiques, des pratiques auxquelles différents mécanismes de court et long terme ont retiré toute relation au vivant, les ont faites apparaître comme normales, nécessaires, neutres et ne pouvant souffrir d'aucune contestation (car difficile à déceler). Il n'y a pas d'alternative. On enseignera ainsi à nos étudiants comment appuyer sur les boutons de cette mégamachine qu'ils sont et que nous sommes incapables d'apprivoiser réellement [14] (mais c'est normal, tous ceux qui n'iront pas toucher à cette mégamachine seront perçus comme des bricoleurs ringards).

Il serait bien sûr possible d'opposer à ce raisonnement autour d'une pratique de recherche morte, la participation à une vie de groupe, à des relations humaines, ou même les tentatives d'appréhension de l'organisation des particules et des ondes électromagnétiques, des éléments qui constituent le vivant et permettent sa vie. En ce sens nous pouvons trouver pertinent de

13. À rebours, bien que certainement aussi utopique, de celle promise par l'industrie aéronautique française en échange d'aides de l'État lors de la période du covid-19. Voir en particulier la figure résumant la "vision programmes aéronefs de la filière" dans le dossier de presse du plan de soutien à l'aéronautique mis en place par le gouvernement français en 2020 [Rép20]. La lecture des engagements pris par la filière contre le plan de soutien, satisfaisant semble-t-il le gouvernement, est assez éloquente de pauvreté.

14. Voir notamment les constats établis dès les années 70 (!) par Ivan Illich [Ill73], et sa proposition d'outil convivial, puis mis à jour par Philippe Bihouix et son travail sur les low tech [Bih14].

cultiver une recherche de compréhension de ce qui nous permet d'être (le vivant), de comment nous nous organisons et nous comportons. Il n'empêche que la finalité principale que l'on donne à toutes ces compréhensions est une technique, une technologie fondamentalement morte et qui dans de nombreux cas, porte la mort. C'est certainement pour cela, pour limiter une forme de dissonance cognitive, que l'on ne considère pas ces angles d'attaque. Il s'agirait pourtant de les mettre au premier plan [15].

Si nous pensons que nos recherches sont nécessaires, si nous y tenons, il pourrait tout de même être pertinent de revoir un petit peu nos pratiques. De cette lecture, une piste intéressante conduit vers une vivification de celles-ci, à une tentative d'y intégrer de la vie, de la relation, de l'interdépendance (autre qu'entre collègues de couloirs). Il faudrait proposer une recherche non pas de l'appropriation (du vivant, des ressources) mais du pistage, de l'exploration. Une recherche qui encourage l'humain-curieux face à l'humain-progrès. Cette perspective demande à consacrer du temps pour s'affiner, se préciser. Je m'invite en particulier à m'immerger en elle. Vous avez dit résonner ?

Finalement, une thèse, malgré la rigidité formelle que le mot scientifique laisse percevoir, offre au contraire le temps de revenir aux racines, de les questionner, avec ses singularités mais dans l'ouverture que l'on doit laisser pour que celles des autres nous aident à avancer. J'espère continuer sur ces chemins riches, ne pas me faire happer définitivement par une inertie qui m'entraine déjà, trop tard peut-être. Alors je m'accroche à chaque texte, parole, image, musique qui me laisse apercevoir une vibration dissidente, à contre courant du mode fondamental qui nous excite et que nous alimentons tous, humains, vers un triste mur. À ces penseurs, artistes, auteurs, merci d'être là, à partager votre parcelle d'insoumission.

Références

[2To] 2Tonnes. `https://www.2tonnes.org/` (cf. p. 35).

[ADEa] ADEME. *Impact CO2*. `https://impactco2.fr/transport` (cf. p. 34).

[ADEb] ADEME. *Matériel informatique : place à la sobriété*. `https://agirpourlatransition.ademe.fr/particuliers/bureau/numerique/materiel-informatique-place-a-sobriete` (cf. p. 34).

[Ask+] Philippe Askenazy et al. *Intégrer les enjeux environnementaux à la conduite de la recherche – Une responsabilité éthique* (cf. p. 28).

[Ass] Association SystExt. `https://www.systext.org/` (cf. p. 23).

15. Il existe un certain nombre de travaux tentant de penser les savoirs vivants et questionnant les espaces de production et de partage des sciences, les opposant par exemple à des savoirs "zombifiants" voire "mortifères". La référence [LM22] donne un aperçu de quelques questionnements et d'autres références bibliographiques en ce sens. Certaines références remontent même aux années 1970.

[Bar20] A. Barrau. *Le plus grand défi de l'histoire de l'humanité*. Michel Laffont, 2020 (cf. p. 23).

[Ber+22] Olivier Berné et al. « The Carbon Footprint of Scientific Visibility ». In : *Environmental Research Letters* 17.12 (1er déc. 2022), p. 124008. issn : 1748-9326. doi : 10.1088/1748-9326/ac9b51 (cf. p. 28).

[BH18] Jan C. T. Bieser et Lorenz M. Hilty. « Assessing Indirect Environmental Effects of Information and Communication Technology (ICT) : A Systematic Literature Review ». In : *Sustainability* 10.8 (8 août 2018), p. 2662. issn : 2071-1050. doi : 10.3390/su10082662 (cf. p. 29).

[Bih14] Philippe Bihouix. *L'Âge des low tech. vers une civilisation techniquement soutenable*. Points Terre, 2021 [2014] (cf. p. 40).

[Bla+22] M. Blanchard et al. « Concerned yet Polluting : A Survey on French Research Personnel and Climate Change ». In : *PLOS Climate* 1.9 (2022). doi : 10.1371/journal.pclm.0000070 (cf. p. 28).

[CNR] CNRS. https://www.cnrs.fr/fr/cnrsinfo/transition-bas-carbone-un-plan-ambitieux-pour-le-cnrs (cf. p. 33).

[Col] Collectif *Labos 1point5*. *Pour une éthique environnementale de la recherche*. https://labos1point5.org/les-textes-positionnement/RechercheEthiqueEnvi (cf. p. 35).

[Con] Conseil européen et de l'UE. *Ajustement à l'objectif 55*. https://www.consilium.europa.eu/fr/policies/green-deal/fit-for-55-the-eu-plan-for-a-green-transition/ (cf. p. 25).

[Cou15] Léo Coutellec. « Pour une philosophie politique des sciences impliquées. Valeurs, finalités, pratiques ». In : *Écologie & politique* 51.2 (2015), p. 15-25. issn : 1166-3030. doi : 10.3917/ecopo.051.0015 (cf. p. 26).

[Día+19] Sandra Díaz et al. « Pervasive human-driven decline of life on Earth points to the need for transformative change ». In : *Science* 366.6471 (2019), eaax3100. doi : 10.1126/science.aax3100 (cf. p. 23, 24).

[Eco] EcoInfo. *Pour une informatique éco-responsable*. https://ecoinfo.cnrs.fr/ (cf. p. 34).

[For+23] P. Forster et al. « Indicators of Global Climate Change 2022 : annual update of large-scale indicators of the state of the climate system and human influence ». In : *Earth System Science Data* 15.6 (2023), p. 2295-2327. doi : 10.5194/essd-15-2295-2023 (cf. p. 18, 22).

[Fre+21] Charlotte Freitag et al. « The Real Climate and Transformative Impact of ICT : A Critique of Estimates, Trends, and Regulations ». In : *Patterns* 2.9 (10 sept. 2021). issn : 2666-3899. doi : 10.1016/j.patter.2021.100340. pmid : 34553177 (cf. p. 29).

[Fre14] Jean-Baptiste Fressoz. « Pour une histoire désorientée de l'énergie ». In : *25èmes Journées Scientifiques de l'Environnement - L'économie verte en question*. T. JSE-2014. 04. Créteil, France, fév. 2014. url : https://hal.science/hal-00956441 (cf. p. 19).

[Fre22] Jean-Baptiste Fressoz. « La " Transition Énergétique ", de l'utopie Atomique Au Déni Climatique, USA, 1945-1980 ». In : *Revue d'Histoire Moderne et Contemporaine* (juill. 2022) (cf. p. 19).

[GDS] GDS CNRS EcoInfo. *Aide pour évaluer le critère 2 du référentiel défini par l'Hcéres pour les évaluations des unités de recherche*. https://ecoinfo.cnrs.fr/2019/04/02/hceres-section-developpement-durable/ (cf. p. 28).

[Hcé] Hcéres - Département d'évaluation de la recherche. *Référentiel d'évaluation des unités de recherche - campagne 2019-2020 - vague A*. https://www.hceres.fr/sites/default/files/media/downloads/Referentiel_UR_Vague%20A_RECH%20UR_6nov.pdf (cf. p. 28).

[HSA16] Nathaniel C. Horner, Arman Shehabi et Inês L. Azevedo. « Known Unknowns : Indirect Energy Effects of Information and Communication Technology ». In : *Environmental Research Letters* 11.10 (oct. 2016), p. 103001. issn : 1748-9326. doi : 10.1088/1748-9326/11/10/103001 (cf. p. 29).

[Ill73] Ivan Illich. *La convivialité*. Points Terre, 2021 [1973] (cf. p. 40).

[Lab] Labos 1point5. *GES 1point5*. https://apps.labos1point5.org/ges-1point5 (cf. p. 31).

[Lab23] Labos 1point5. *Objectifs et trajectoires bas-carbone dans l'ESR - état des lieux et recommandations*. 2023 (cf. p. 29).

[LAf] L'Affaire du Siècle. https://laffairedusiecle.net/ (cf. p. 25).

[Lat17] B. Latour. *Où atterrir ? - Comment s'orienter en politique*. La Découverte, 2017. isbn : 9782707197009 (cf. p. 27).

[Lee+23a] H. Lee et al. *IPCC 2023 : Summary for Policymakers - Climate Change 2023 : Synthesis Report - Contribution of Working Groups I, II and III to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. IPCC, Geneva, Switzerland, 2023 (cf. p. 23).

[Lee+23b] H. Lee et al. « IPCC, 2023 : Sections ». In : *Climate Change 2023 : Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II and III to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (2023), p. 35-115. doi : 10.59327/IPCC/AR6-9789291691647 (cf. p. 21).

[Lee+23c] H. Lee et al. « IPCC, 2023 : Summary for Policymakers ». In : *Climate Change 2023 : Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II and III to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (2023), p. 1-34. doi : 10.59327/IPCC/AR6-9789291691647.001 (cf. p. 22).

[LM22] Antoine Lalande et Joëlle Le Marec. « Pour une écologie politique des savoirs. Comment hériter du domaine STS (Sciences, technologies et société) ? » In : *Les Cahiers de Framespa. e-STORIA* 40 (40 30 juin 2022). issn : 1760-4761. doi : 10.4000/framespa.13069 (cf. p. 41).

[LPS20] Steffen Lange, Johanna Pohl et Tilman Santarius. « Digitalization and Energy Consumption. Does ICT Reduce Energy Demand ? » In : *Ecological Economics* 176 (1er oct. 2020), p. 106760. issn : 0921-8009. doi : 10.1016/j.ecolecon.2020.106760 (cf. p. 29).

[Mar+22] Jérôme Mariette et al. « An open-source tool to assess the carbon footprint of research ». In : *Environmental Research : Infrastructure and Sustainability* 2.3 (sept. 2022), p. 035008. doi : 10.1088/2634-4505/ac84a4 (cf. p. 31).

[Mas+19] V. Masson-Delmotte et al. *Rapport Spécial du GIEC : Réchauffement planétaire de 1.5° C - Résumé à l'intention des décideurs*. 2019. isbn : 978-92-9169-251-4 (cf. p. 22, 23).

[Mas+21] V. Masson-Delmotte et al. *IPCC 2021 : Summary for Policymakers - Climate Change 2021 : The Physical Science Basis - Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press - Cambridge UK et New York USA, 2021, p. 3-32. doi : 10.1017/9781009157896.001 (cf. p. 19).

[Mina] Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche. *Stratégie nationale de recherche et d'innovation*. https://www.enseignementsup-recherche.gouv.fr/sites/default/files/imported_files/documents/rapport_SNR_397693.pdf (cf. p. 26).

[Minb] Ministères de la trans. écologique et de la trans. énergétique. *Stratégie Nationale Bas-Carbone*. https://www.ecologie.gouv.fr/strategie-nationale-bas-carbone-snbc (cf. p. 25, 26).

[Min22a] Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche. *Plan climat-biodiversité et transition écologique de l'Enseignement supérieur et de la Recherche*. 2022 (cf. p. 27).

[Min22b] Ministère de la transition écologique. *Méthode pour la réalisation des bilans d'émissions de gaz à effet de serre*. https://www.ecologie.gouv.fr/sites/default/files/methodo_BEGES_decli_07.pdf. 2022 (cf. p. 31).

[Mor+21] Nicolas Moreau et al. « Could Unsustainable Electronics Support Sustainability ? » In : *Sustainability* 13.12 (12 jan. 2021), p. 6541. issn : 2071-1050. doi : 10.3390/su13126541. (Visité le 13/07/2023) (cf. p. 29).

[Off] Office français de l'intégrité scientifique. *Serment doctoral d'intégrité scientifique*. https://www.hceres.fr/sites/default/files/media/files/fiche-serment-doctoral-integrite-scientifique-pdf1.pdf (cf. p. 28).

[Our] Our World In Data. *Global direct primary energy consumption*. https://ourworldindata.org/grapher/global-primary-energy (cf. p. 20).

[PA15] Céline Pessis et Sara Angeli Aguiton. « Entre occultation volontaire et régulation publique : les petites morts de la critique radicale des sciences ». In : *Écologie & politique* 51.2 (2015), p. 93-105. issn : 9782724634013. doi : 10.3917/ecopo.051.0093 (cf. p. 26).

[Pae+23] Marianne De Paepe et al. *Purchases Dominate the Carbon Footprint of Research Laboratories*. 21 juill. 2023. doi : 10.1101/2023.04.04.535626. preprint (cf. p. 33, 35).

[Pir+23] Thibault Pirson et al. « The Environmental Footprint of IC Production : Review, Analysis, and Lessons From Historical Trends ». In : *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing* 36.1 (fév. 2023), p. 56-67. issn : 1558-2345. doi : 10.1109/TSM.2022.3228311 (cf. p. 29).

[Rép20] Gouvernement de la République française. *Dossier de presse - Plan de soutien à l'aéronautique*. 2020 (cf. p. 40).

[Sch20] Matthias Schemmel. « Global history of science as a knowledge resource for the Anthropocene ». In : *Global Sustainability* 3 (jan. 2020), e22. issn : 2059-4798. doi : 10.1017/sus.2020.16 (cf. p. 27).

[Ste+15] Will Steffen et al. « The Trajectory of the Anthropocene : The Great Acceleration ». In : *The Anthropocene Review* 2.1 (avr. 2015), p. 81-98. issn : 2053-0196, 2053-020X. doi : 10.1177/2053019614564785 (cf. p. 23).

[Unia] United Nations. *L'Accord de Paris*. https://unfccc.int/fr/a-propos-des-ndcs/l-accord-de-paris (cf. p. 24).

[Unib] Université Toulouse III Paul Sabatier. https://www.univ-tlse3.fr/raccordement-de-notre-universite-au-reseau-plaine-campus-quel-impact-sur-les-deplacements-au-sein-du-campus-de-rangueil (cf. p. 32).

Introduction générale

Cette introduction générale ouvre sur le contenu scientifique du manuscrit, pleinement associé au projet de thèse. Nous basculons donc maintenant en direction de l'"absorption virtuelle microonde pour l'allumage de décharges plasma sans réflexion".

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit ont la chance de s'inscrire dans une dynamique certaine autour d'échanges et d'interactions entre les microondes et les plasmas. Ils se trouvent à l'intersection entre deux champs de la physique, où la rigueur formelle des théories et pratiques microondistes est bousculée par le lumineux et indomptable fauve plasma. Les ondes électromagnétiques ont ceci de futé, qu'elles parviennent à provoquer la bête et à s'y adapter, dans une parade vibratile enchanteresse.

Les derniers chemins empruntés par notre équipe de recherche tracent une volonté (chimérique ?) de contrôle spatial et temporel des plasmas. En particulier, deux dernières thèses [Maz20 ; Fra22] et d'autres à venir s'amusent à créer des plasmas par une source microonde - c'est-à-dire à mettre en mouvement les charges électriques d'un gaz, par des champs électromagnétiques, jusqu'à l'ionisation partielle de ce dernier - à des endroits spécifiques d'une cavité microonde et à un temps donné. Cette stratégie, appelée du nom magique d'allumage par retournement temporel, repose sur une manipulation spatio-temporelle précise des microondes, sortant des hypothèses harmoniques jusqu'à présent appliquées dans les communautés plasma.

Dans une veine similaire, les travaux de cette thèse ont pour vocation d'ouvrir le champ des possibles autour de stratégies électromagnétiques spatio-temporelles pour le contrôle des plasmas. Le premier sentier dessiné en ce sens nous a porté à investir les récents travaux autour de phénomènes singuliers de diffusion des ondes [Kra+19]. Les ramifications étant nombreuses, nous avons opté pour un phénomène prenant place dans des objets déjà identifiés pour l'allumage de plasmas : les résonateurs microondes. Ces espaces permettent l'intensification de champs électromagnétiques et sont alors potentiellement favorables à l'apparition des conditions de claquage d'un gaz, soit la réalisation d'une avalanche électronique, et ainsi l'allumage d'un plasma. Cette thèse s'intéresse donc en grande partie à la compréhension du comportement d'un résonateur microonde et à la manière d'y établir ce phénomène singulier de diffusion des ondes, appelé absorption virtuelle [BKA17]. Consacrer une grande partie du

travail de cette thèse à cette absorption virtuelle nous semble pertinent dans le but de traiter ou d'ouvrir des contributions scientifiques originales. Nous pouvons mentionner en particulier :

- la suppression de la diffusion (donc de la réflexion) via la modulation du signal d'excitation pour une procédure alternative d'adaptation d'un résonateur microonde pour l'allumage de plasmas ;
- la suppression de la réflexion comme prétexte à investir les principes physiques concernés, pouvant nous guider vers une compréhension de "l'adaptation" d'une stratégie d'excitation par retournement temporel ;
- la maîtrise de la dynamique temporelle (ns) du claquage ;
- l'ouverture de l'absorption virtuelle classique : résonateurs avec pertes, introduction de non-linéarité, ...

Sans héritage particulier du côté des singularités de diffusion, nous avons investi progressivement ces concepts, par briques primaires, nous appuyant constamment sur une volonté pédagogique d'appropriation, ancrée sur la compréhension physique des phénomènes en jeu.

Nos outils, graduellement construits sur mesure, à partir de compétences et savoir notamment acquis lors des précédentes thèses sur le retournement temporel, nous ont menés à toucher nos désirs balbutiants des débuts de la thèse. S'esquissent alors un premier contact entre cette absorption virtuelle et les plasmas, mais aussi en perspective, de nouvelles clés pour approfondir le comportement microonde d'une stratégie de retournement temporel.

Organisation du manuscrit modulée (*retournée*) temporellement : Nous avons pensé l'organisation du manuscrit en trois chapitres. Chacun introduit et synthétise d'abord des informations théoriques et bibliographiques. Puis, nous présentons dans chaque chapitre une contribution de ces travaux de thèse, dans la lignée progressive des apports théoriques et bibliographiques.

Le troisième et dernier chapitre adresse la finalité plasma de la thèse à travers la démonstration expérimentale de l'allumage d'un plasma par absorption virtuelle en cavité. Pour parvenir à cette démonstration, nous aurons présenté le banc expérimental forte puissance et les enjeux énergétiques de l'allumage en lien avec l'absorption virtuelle. Nous aurons également discuté la pertinence de cette source plasma microonde, par le pont entre communautés (microondes et plasma) qu'elle dessine. Quelques notions de bases sur les plasmas auront été exposées.

Le second chapitre traite de l'absorption virtuelle, soit une manière d'exciter un résonateur quelconque sans diffusion (sans réflexion notamment). Il se concrétise par la démonstration expérimentale de l'absorption virtuelle, plus précisément du couplage critique virtuel, en cavité microonde et mono-accès. Avant ces résultats, nous aurons présenté le banc expérimental basse puissance permettant de mettre en place la modulation temporelle du signal d'excitation

de notre cavité. Nous aurons compris plus tôt les principes fondamentaux pour mettre en forme une telle excitation. Notamment, nous aurons valorisé notre méthode d'extraction des singularités de la matrice S d'un résonateur microonde mono-accès pour la pratique, à travers une synthèse des activités de la communauté sur le sujet. Nous aurons bien entendu essayé d'expliquer ce que représentent ces singularités de diffusion des ondes, notamment à travers une classification des états dits "sans réflexion", et ce en quoi elles motivent aujourd'hui un grand nombre de chercheurs.

Endébut, le premier chapitre interroge le comportement d'un résonateur microonde mono-accès en régime harmonique. Il prend un temps qui se veut pédagogique pour amener aux principes plus délicats associés aux singularités de diffusion des ondes du Chapitre 2. D'ailleurs, il aboutit à la construction de nos méthodes d'identification des caractéristiques des résonateurs. Elles sont nécessaires à l'extraction de ses singularités de diffusion pour l'expérience. Le fil du chapitre, ainsi déroulé, nous aura fait questionner le coefficient de réflexion à l'accès du résonateur (le paramètre $\underline{S}_{11}$) en fréquence et dans le temps. Des éléments de réponse n'auront été obtenus qu'avec la considération et la présentation de la théorie temporelle des modes couplés, théorie proposant une manière d'étudier la dynamique temporelle des résonateurs microondes et du phénomène de résonance en leur sein. Une modélisation distribuée du résonateur aura introduit en douceur la description de cette théorie. Pour guider nos premiers pas, nous aurons proposé une classification du phénomène de résonance en cavité microonde.

Chapitre 1

Poser des bases : le résonateur microonde mono-accès en régime harmonique

Sommaire

1 Résonance, ou qu'est-ce-qu'un mode en cavité microonde ? . . . 53

1.1 Cavité microonde et résonance 53

1.2 Les modes normaux 54

1.3 Les modes quasi-normaux (QNM) 55

1.4 Classification du phénomène de résonance 56

1.5 Bilan et sources de la section 58

2 Histoire d'un résonateur microonde et de la théorie temporelle des modes couplés qui permet de le décrire 59

2.1 La réflexion globale d'un résonateur comme superposition de deux contributions - modélisation distribuée 60

2.1.1 La transition entre deux lignes de transmission - Paramètres S 60

2.1.2 Modélisation complète du résonateur distribué 62

2.1.3 Modélisation de la cavité distribuée par une suite géométrique 63

2.1.4 Déphasage entre contributions à la réflexion globale 63

2.1.5 Première mention du couplage faible 66

2.2 Grandeurs caractéristiques et facteurs de qualité du résonateur . . . 67

2.2.1 Schéma du résonateur et grandeurs caractéristiques 67

2.2.2 Le facteur de qualité 68

2.3 Présentation de la théorie temporelle des modes couplés (TCMT) par application au résonateur 72

2.4 Étude théorique de la dynamique temporelle du résonateur - illustration par la réponse harmonique 75

2.4.1 Solutions temporelles générales pour l'amplitude de résonance et le coefficient de réflexion 76
2.4.2 Développement analytique des solutions de la réponse harmonique du résonateur 77
2.4.3 Analyse de la réponse harmonique du résonateur sans pertes d'après la TCMT 78
2.4.4 Analyse de la réponse harmonique du résonateur avec pertes d'après la TCMT 81
2.4.4.1 Types de couplage - 81
2.4.4.2 Influence des facteurs de qualité - 82
2.4.4.3 Efficience de l'excitation - 84
3 Faire parler le spectre en réflexion - Éléments de compréhension pour l'expérience 86
3.1 Construire la réponse temporelle à partir du spectre en réflexion . . 86
3.2 Ce que nous dit la théorie temporelle des modes couplés sur la réflexion : le $\underline{S}_{11}$ questionné 89
3.2.1 Formulation analytique du $\underline{S}_{11}$ en fonction de la fréquence par la TCMT 89
3.2.2 Notre objet d'étude 90
3.2.3 Le spectre en réflexion selon le couplage - Module et phase 91
3.2.4 Application à la construction des réponses temporelles selon le couplage 93
3.2.5 Identification de γ_{int} et γ_{ext} 96

L'idée de ce chapitre est, comme son titre l'indique, de poser des bases, des fondations sur lesquelles s'appuyer dans la suite du manuscrit. Sans présumer de la perception du lecteur, nous espérons réussir un déroulé pédagogue de ces notions. Le titre du chapitre mentionne ensuite le nom de résonateur. On tentera alors dans la première section, de préciser ce qu'est un résonateur, plus précisément ce qu'est le phénomène de résonance, et la notion de mode qu'on y attache. Puis, un grand auteur a raconté un jour, l'histoire d'une mouette et d'un chat. Nous tenterons (sans prétention vis-à-vis de l'auteur mentionné), de dérouler le fil de l'histoire d'un résonateur microonde, contée ici par la théorie temporelle des modes couplés. Il s'agira de présenter cette théorie, puis de l'appliquer au cas le plus simple. Nous verrons que cette approche montre déjà beaucoup de choses, et invite à voir plus loin, vers la pratique. Avant de franchir ce pas expérimental lors des prochains chapitres, nous poserons quelques éléments de compréhension pour l'expérience, à travers une discussion intense, avec le spectre en réflexion d'un résonateur microonde mono-accès (simulé dans ce chapitre). Des outils d'analyse d'importance pour la suite du manuscrit sont ainsi présentés, et pour certains dévoilés. Ce chapitre porte les points d'entrée pour les travaux de cette thèse (en particulier la théorie temporelle des modes couplés), et l'approche nous ayant guidés lors de ces trois

années.

1 Résonance, ou qu'est-ce-qu'un mode en cavité microonde ?

La question soulevée par le titre de la section peut paraître ambitieuse ou triviale. Cependant, loin de nous l'idée d'y répondre d'une manière ferme et définitive. Une littérature conséquente tente et tente encore d'y répondre, mais selon les domaines, les équipes et les motivations, les définitions et les notations diffèrent. Ainsi dans cette section, il s'agit pour nous de présenter sur quelles définitions nous appuyons les recherches présentées dans la suite de ce manuscrit, sur quelles bases certaines de nos réflexions se sont construites, et ainsi tenter de lever d'éventuelles ambiguïtés. Dans ce cadre, nos motivations orientent une première réponse descriptive plus que rigoureusement mathématique.

1.1 Cavité microonde et résonance

Pour réduire le cadre d'étude, il est important de préciser la considération d'une cavité microonde. On verra que selon la manière de décrire cette dernière, plusieurs définitions des modes existent. La notion de cavité fait référence dans ce manuscrit à un système distribué (non localisé) plutôt clos, non propagatif (dans le sens d'un regard macroscopique sur le comportement des ondes en son sein) et non radiatif pour les ondes qui interagissent avec [1]. Une cavité appartient à la catégorie des résonateurs, employée surtout pour filtrer les signaux. Elle peut stocker ponctuellement et amplifier passivement (intensifier) l'énergie portée par des ondes. D'ailleurs, le qualificatif microonde attribué à la cavité, réduit notre cadre d'étude aux ondes électromagnétiques dont la fréquence d'oscillation tourne autour du gigahertz (GHz).

Une cavité microonde est donc l'un des décors possibles du phénomène de résonance des ondes du spectre électromagnétique. Ainsi, une onde se propageant dans une cavité (distribuée) va rencontrer une paroi, imperméable (réfléchissante), contraignant sa réflexion et sa propagation en sens inverse. Lors de ce retour, l'onde va rencontrer une nouvelle paroi réfléchissante la contraignant à se propager à nouveau dans l'autre sens. L'onde électromagnétique se retrouve confinée un certain temps dans la cavité. Plus précisément, des ondes caractérisées par des fréquences propres à la cavité considérée, vont dessiner lors de leurs allers et retours entre les parois réfléchissantes, des organisations spatiales particulières du champ électromagnétique qu'elles portent.

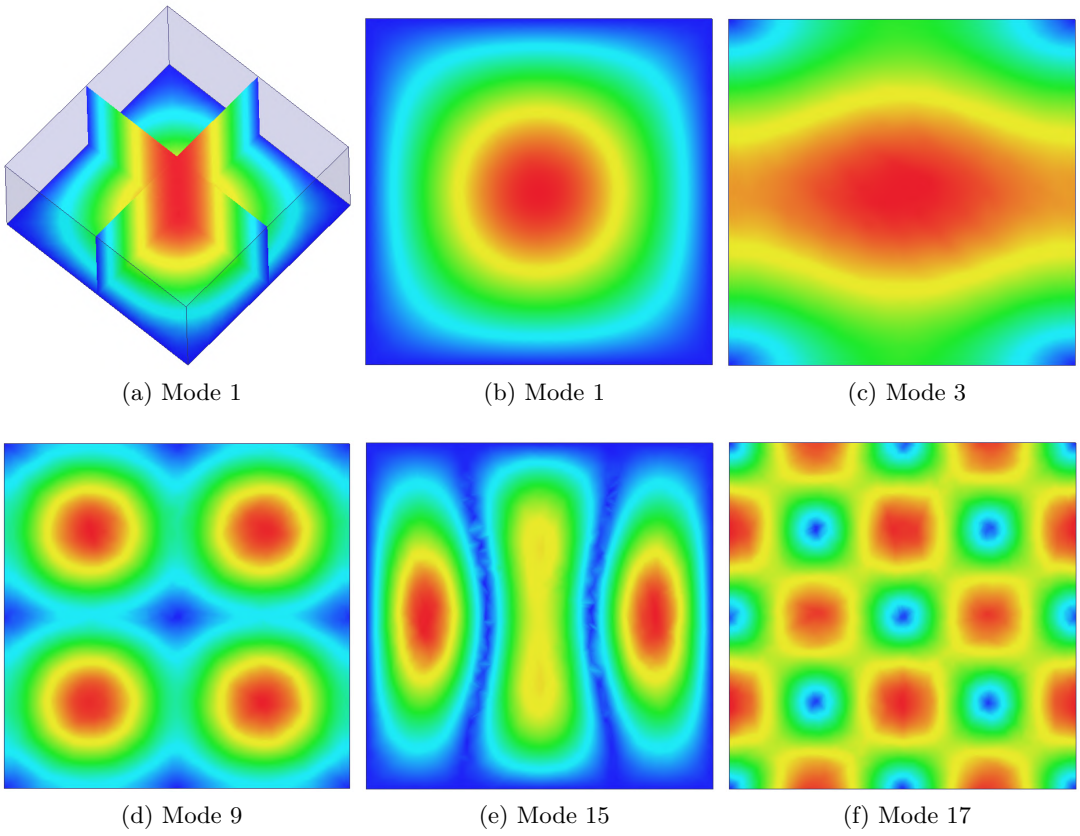
1. Il est certainement possible d'appliquer ces raisonnements à d'autres résonateurs. D'ailleurs, certains aimeront parler de cavité pour nommer une lame à face parallèle par exemple, pour laquelle il y a de la propagation et du rayonnement. De même, un Split Ring Resonator pourrait être considéré comme une cavité, rayonnante, mais il semble préférable de le présenter comme une catégorie de résonateur, autre qu'une cavité. De même pour les résonateurs localisés, LC par exemple, pour lesquels le phénomène de résonance ne pourra pas entièrement se décrire de la même façon que pour une cavité distribuée.

En fait, pour des ondes sur une bande de fréquences considérée, seule la survie prolongée d'une petite partie d'entre elles est possible. De plus près, les ondes dont l'existence perdure sont celles capables de se superposer de manière constructive et durable à certains endroits de l'espace offert par la cavité. On parle d'onde stationnaire. Autrement schématisé, une onde stationnaire résulte de la propagation de deux ondes en sens inverses avec des constantes de propagation similaires. Le phénomène interférentiel entre ces deux ondes (leur superposition) donne une onde qui ne se propage pas. C'est pourquoi le phénomène de résonance en cavité peut être employé pour stocker ponctuellement dans une région de l'espace et intensifier l'énergie portée par ces ondes. Un des charmes de ce phénomène est d'ailleurs la répartition discrète des résonances dans le spectre microonde pour une cavité donnée (sans pertes).

D'un point de vue énergétique, la résonance électromagnétique peut se voir comme l'oscillation de l'énergie entre une forme d'énergie magnétique et une forme d'énergie électrique. C'est d'ailleurs pour cela que le schéma électrique équivalent d'une cavité correspond à un circuit LC (soit une inductance et une capacité, formant un résonateur localisé, le processus de résonance dans ce cadre étant ainsi défini par les oscillations entre ces deux formes énergétiques).

1.2 Les modes normaux

Arrivons enfin à la description du phénomène de résonance par l'appellation (large encore) de modes de résonance. Au premier ordre, nous pouvons définir ces modes par les conditions aux limites du volume d'étude, imposées par exemple par les parois d'une cavité microonde. En particulier pour des cas sans pertes, donc des parois parfaitement conductrices, les ondes électromagnétiques sont complètement enfermées dans ce volume clos, qualifié aussi de conservatif. Un très grand nombre de ces ondes, caractérisées entre autres par une fréquence d'oscillation, ne peut pas exister durablement dans cette cavité. Certaines vont survivre en pouvant s'organiser spatialement dans l'espace de la cavité, formant des nœuds et des ventres de champs électriques et magnétiques (ondes stationnaires). Pour illustrer cela, la figure 1.1 montre l'organisation spatiale du champ électrique dans l'une des dimensions d'une cavité parallélépipédique, pour différents modes de résonance. Ces distributions ont été calculées via une simulation *EigenMode* sur le logiciel Ansys HFSS. Les organisations spatiales et temporelles des ondes, produisant ces motifs, caractérisent les modes normaux ("normal modes" en anglais) dans la littérature. D'un point de vue purement fréquentiel, chaque mode normal existe pour une fréquence propre réelle. Ils se manifestent par des diracs dans le domaine fréquentiel. Ces modes existent de manière discrète et sont orthogonaux entre eux.



(a) Mode 1 (b) Mode 1 (c) Mode 3

(d) Mode 9 (e) Mode 15 (f) Mode 17

FIGURE 1.1 – (a) Distribution spatiale du champ électrique pour le mode 1 d'une cavité, pour trois plans de celle-ci (ventres en rouge, nœuds en bleu). (b-f) Distribution spatiale du champ électrique de la même cavité, pour un plan de coupe central dans la hauteur de la structure, présentée pour différents modes de résonance. Le classement de ces modes se fait ici par ordre de fréquences croissantes.

1.3 Les modes quasi-normaux (QNM)

Au second ordre, pour décrire le phénomène de résonance dans une cavité microonde, nous considérons des pertes aux parois et/ou des accès de couplage à la cavité. Les parois ne sont dans ce cas plus conductrices parfaites, bien que toujours réfléchissantes. En interagissant avec les parois de la cavité, les microondes vont dissiper une partie de l'énergie qu'elles portent sous forme de chaleur. En effet, à la résonance, les courants induits dans les parois sont importants. De plus, la présence d'ondes électromagnétiques confinées dans une cavité complètement fermée est en pratique difficilement envisageable. Ces ondes ne peuvent apparaitre par magie, il faut laisser des ouvertures, des robinets, des accès (même minimes) à la cavité pour qu'elles puissent y pénétrer.

En tant que manipulateurs et observateurs, nous pouvons souhaiter y forcer la présence d'ondes particulières, la présence d'une organisation spatiale et temporelle spécifique, recher-

cher une réponse précise de la cavité. Cela passe par des accès de couplage, à travers lesquels les ondes peuvent entrer et sortir de la cavité. Les mécanismes de pertes dissipatives et d'accès conduisent à un amortissement dans le temps des ondes dans la cavité (dite ouverte ou non-conservative), qui compromet leur durée de vie une fois que le manipulateur stoppe le forçage de leur existence. On comprend bien que l'on se rapproche de cas plus réels que lors de la description des modes normaux. Nous avons en fait décrit ici le phénomène de résonance libre (sans excitation) que l'on peut trouver dans la littérature sous le nom de modes quasi-normaux ("quasi-normal modes" ou QNMs en anglais, sigle que l'on utilise dans la suite du manuscrit).

De manière un peu plus rigoureuse et technique, les QNMs sont les solutions des équations de Maxwell dans les conditions d'absence d'onde incidente (donc de terme source), et dont le champ électromagnétique diverge dans l'espace extérieur à la cavité. Autrement dit, une fois des ondes présentes dans la cavité (amenées par exemple par un manipulateur qui laisse et observe ensuite le phénomène évoluer librement), elles s'organisent de manière stationnaire dans la cavité. Cependant, à chaque instant une part fuite de la cavité par les accès de couplage, et les fronts d'ondes de fuite divergent à l'extérieur de la cavité. Cela est illustré par la figure 1.2. La divergence spatiale à l'extérieur de la cavité traduit bien l'atténuation subie par les ondes de la cavité au cours du temps : un accès laissant fuir en proportion constante une "quantité" d'ondes relativement à une "quantité" d'ondes présente à un instant dans la cavité, alors une "quantité" d'ondes plus importante fuite au départ par rapport à la fin du processus d'atténuation, marquant alors dans l'espace une divergence du front d'onde portant ces "quantités".

Si ces QNMs sont toujours décrits par des organisations spatiales particulières dans la cavité, ils sont maintenant caractérisés par une autre organisation temporelle, spectralement marquée par une fréquence complexe $\underline{\omega}_{QNM}$. La partie réelle de la fréquence d'un QNM porte la même information que pour les modes normaux, relative à la capacité qu'a une onde à cette fréquence réelle de s'organiser spatialement dans la cavité. La partie imaginaire marque ici une nouvelle organisation temporelle des ondes, notamment le processus d'atténuation subi par les QNMs au cours du temps, sollicitant un certain nombre d'autres fréquences dans la représentation de Fourier. Nous verrons par la suite le lien direct de cette partie imaginaire avec la temporalité de l'atténuation et l'élargissement spectral du QNM. Notons que nous retrouverons par la suite mention de ces QNMs, en particulier à travers l'appellation "pôles de la matrice S" (pôles et QNMs font référence aux mêmes solutions des équations de Maxwell).

1.4 Classification du phénomène de résonance

Notons que de manière commune, les modes normaux et quasi-normaux font référence au phénomène de résonance dans une cavité en oscillations libres, donc sans action directe

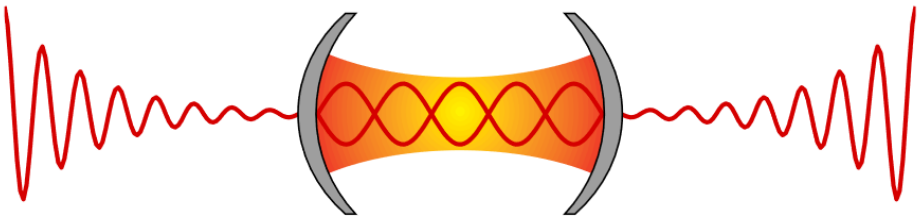


FIGURE 1.2 – Illustration d'un QNM par Sauvan *et al* [Sau+13]. Les ondes sont stationnaires dans le résonateur, et leurs fuites divergent dans l'espace extérieur à la cavité.

d'un manipulateur. En quelque sorte, en tant que manipulateurs, il ne nous est par définition pas possible d'accéder directement à ces modes. Pour les QNMs, nous verrons que le recueil d'informations à leur propos en expérience pourra se faire via la mesure d'une de leur signature, c'est-à-dire le champ divergeant qu'ils produisent à l'extérieur de la cavité. En tant que manipulateurs de la cavité microonde, friands d'accéder aux propriétés de résonance de celle-ci, nous devrons nous contenter d'ersatz de ces modes. Il nous sera uniquement possible d'imiter l'organisation spatiale à laquelle ils font référence.

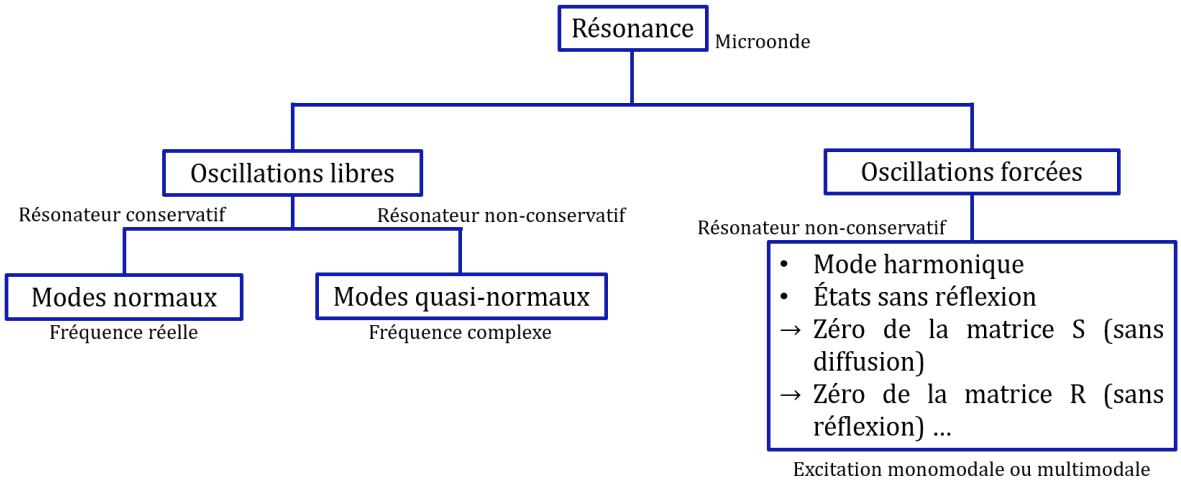


FIGURE 1.3 – Synthèse de notre classification du phénomène de résonance retenue pour les discussions du manuscrit de thèse.

En régime d'oscillations forcées, nous pouvons chercher à nous concentrer sur un unique mode. On pourrait dans ce cas parler de mode forcé. Cependant, nous pensons limiter le champ des possibles de la résonance en se concentrant uniquement sur des modes forcés. En effet, certains effets singuliers associés à la résonance existent uniquement via l'excitation simultanée de plusieurs modes forcés. Ainsi, nous pourrions parler ici d'états électromagnétiques forcés. Souvent, la notion d'état est directement interchangeable avec celle de mode [Pai+21]. Nous pouvons cependant proposer ici de marquer la différence sémantique, telle qu'un état forcé puisse être le produit de l'interaction entre plusieurs modes forcés, la réciproque n'étant pas

valable. Un état forcé est alors une notion plus générale qu'un mode forcé. Sous cette étiquette générale d'oscillations forcées, et la question "qu'est-ce-qu'on excite ?", nous préciserons ces états forcés selon leurs propriétés de diffusion particulières, et parlerons de mode harmonique (excitation harmonique CW) ou de zéros (états forcés sans diffusion ou réflexion), par exemple. Nous verrons cela plus précisément au Chapitre 2 (voir section 1). La figure 1.3 résume les notations de cette section par une organisation descriptive du phénomène de résonance en cavité microonde.

1.5 Bilan et sources de la section

Ces définitions nous semblaient importantes, car elles constituent le point d'appui de la compréhension physique du phénomène de résonance. Il nous est apparu crucial de nommer ces objets pour nous comprendre, et comprendre aussi ce que nous observons en tant que manipulateurs. De toute évidence, ces paragraphes découlent de la lecture de quelques articles sur ces sujets complexes. Nous en avons retenu quelques uns, dont la teneur descriptive des introductions en particulier, nous a le plus guidé vers notre forme de compréhension.

Ainsi, Lalanne *et al* définissent les modes normaux et quasi-normaux comme des quantités qui caractérisent le système indépendamment du champ d'excitation [Lal+18]. Les QNMs ont pour eux l'intérêt de pouvoir mieux décrire des résonateurs à faible facteur de qualité (qui conservent mal l'énergie électromagnétique), notamment dans un cadre de calcul numérique. Généralement d'ailleurs, dans les articles que l'on retient, la définition des QNMs est motivée par la rigueur avec laquelle leur cadre mathématique capture précisément les propriétés physiques des résonateurs électromagnétiques, et surpasse les limitations de la description de ces propriétés lorsqu'est considéré un résonateur fermé [Kri+20]. En ce sens également, Alpeggiani *et al* développent une reconstruction de la matrice de diffusion d'un résonateur à partir de la connaissance de ses QNMs [Alp+17]. Ils proposent de voir les QNMs comme le squelette dénudé autour duquel la réponse dépendante en fréquence du système est construite [2].

Mais enfin, ne pas être exhaustif sur les motivations d'emploi et les définitions de ces modes, n'empêche pas de mentionner Vishveshwara puis Chandrasekhar et Detweiler, le premier décrivant et les seconds nommant les QNMs une première fois, dans le contexte de solutions des équations d'Einstein à la proximité d'un trou noir [Vis70 ; CD75].

2. Description sublimée lorsqu'elle est reprise un soir d'halloween...

2 Histoire d'un résonateur microonde et de la théorie temporelle des modes couplés qui permet de le décrire

Il y a mille façons d'échanger avec une cavité microonde, ou plus généralement un résonateur microonde. Le chemin emprunté au début de la thèse nous a rapidement conduit vers la formulation théorique du comportement d'un résonateur microonde au cours du temps (en particulier une cavité distribuée), en fonction notamment des caractéristiques de ses QNMs. Cette théorie découle de l'intérêt de quelques chercheurs des années 1950 à étudier des modes couplés dans l'espace et /ou dans le temps. Ainsi, c'est à Hermann A. Haus que cette théorie dans une forme avancée, appelée théorie des modes couplés, est souvent attribuée. Ce dernier propose d'ailleurs un historique détaillé de la théorie dans un papier de review de 1991 [HH91]. Bien qu'elle puisse traiter du couplage de modes dans l'espace (et même dans l'espace et le temps [OMA23]), nous allons nous focaliser dans ce manuscrit sur sa version temporelle, appelée théorie temporelle des modes couplés ("temporal coupled mode theory" en version anglaise, siglée TCMT).

H. A. Haus décrit très bien cette théorie pour un résonateur RLC monomodal [3] couplé à un ou deux accès dans un ouvrage souvent cité [Hau84]. De même, John D. Joannopoulos *et al* prennent le temps d'expliquer cette théorie avant de l'appliquer pour décrire le comportement de quelques systèmes optiques distribués dans un ouvrage de 2008 [Joa+08]. En 2003, Shanhui Fan *et al* présentent un formalisme pour généraliser la théorie à un résonateur monomodal mais multi-accès [FSJ03]. Dans cette dynamique, la même équipe propose finalement en 2004 une généralisation de la théorie temporelle des modes couplés pour des résonateurs multi-accès et multimodes [WZS04]. Sa clarté en a fait un outil pédagogique très pertinent pour guider et appuyer nos discussions et réflexions tout au long de la thèse. Il semble donc important de prendre un temps pour la présenter puis (re)démontrer son potentiel à travers (et cela suffit déjà) l'application à un résonateur microonde mono-accès et monomodal.

Ainsi, nous proposons de débuter l'histoire par une section liminaire qui nous semble faciliter la compréhension d'une des deux équations de la TCMT, par une modélisation distribuée du résonateur, disctincte de la modélisation classique RLC. Nous verrons que cette équation raconte comment deux contributions participent à la réflexion globale à l'accès du résonateur, contributions qui interfèrent destructivement à la résonance. Ce phénomène est en quelque sorte la clé de compréhension du principe d'absorption virtuelle que nous discuterons au chapitre suivant. Nous présenterons suite à cette section liminaire, la théorie temporelle des modes couplés, plus précisément sa construction pour décrire le comportement énergétique au cours du temps d'un résonateur microonde mono-accès et monomodal. La modélisation

3. Un mode dans ce cas de résonateur localisé est décrit par l'oscillation de l'énergie à la fréquence de résonance, entre une forme électrique et une forme magnétique : échanges d'énergie entre L et C, avec R traduisant le couplage à une source et/ou la dissipation d'une part de l'énergie totale à chaque instant.

RLC est idéale pour construire l'autre équation de la théorie, en synthétisant par un circuit électrique équivalent des propriétés également pertinentes pour les cavités distribuées. Enfin, nous illustrerons une première fois ce comportement du résonateur à travers l'application de la TCMT en régime harmonique pour différents cas théoriques.

2.1 La réflexion globale d'un résonateur comme superposition de deux contributions - modélisation distribuée

Cette section liminaire a pour but de fournir quelques premiers éléments pour ensuite comprendre plus facilement l'écriture de la théorie temporelle des modes couplés pour un résonateur microonde mono-accès et monomodal. Plus précisément, cette section porte sur la description, également proposée par la TCMT, de la réflexion globale du résonateur. Une façon assez explicite de la décrire est de considérer un résonateur distribué, c'est-à-dire dans lequel les microondes vont pouvoir se propager, engendrant des phénomènes d'interférences constructives et destructives. C'est une première modélisation finalement assez proche du type de résonateur que nous allons étudier en pratique plus tard, en tout cas sur le principe de la propagation, absent d'une modélisation circuit à éléments localisés (RLC), employée par H. A. Haus dans ses travaux pour la construction de la TCMT. Cette modélisation n'est évidemment pas nouvelle, et pour une version détaillée de son développement, le lecteur intéressé pourra se référer à l'annexe A.

2.1.1 La transition entre deux lignes de transmission - Paramètres S

Nous souhaitons décrire le résonateur illustré figure 1.4. Simplement, nous voyons que ce résonateur est constitué d'une ligne de transmission de longueur l et d'impédance caractéristique $\underline{Z}_{c_2}$, court-circuitée à une extrémité, l'autre étant couplée à une autre ligne d'impédance caractéristique $\underline{Z}_{c_1}$. Notons que les grandeurs soulignées sont des grandeurs complexes. Une onde incidente $\underline{a}_1$ se dirige vers l'entrée du résonateur (onde en $\sqrt{W}$). L'onde $\underline{b}_1$ résulte de la réflexion du résonateur. De la même manière, deux ondes se propagent dans le résonateur, $\underline{a}_2$ se dirigeant vers l'accès, $\underline{b}_2$ se propageant en sens inverse. N'allons tout de même pas trop vite. Le point de départ de la modélisation distribuée est de s'intéresser à l'accès de couplage. La figure 1.5 illustre cet accès. Nous retrouvons la transition entre deux lignes de transmission d'impédances caractéristiques respectives $\underline{Z}_{c_1}$ pour le guide arrivant à l'accès, et $\underline{Z}_{c_2}$ pour la cavité.

Cette même figure donne une représentation équivalente de la transition, sous la forme d'un quadripôle que nous pouvons décrire à travers sa matrice (S_a) :

$$S_a = \begin{pmatrix} \underline{S}_{a_{11}} & \underline{S}_{a_{12}} \\ \underline{S}_{a_{21}} & \underline{S}_{a_{22}} \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

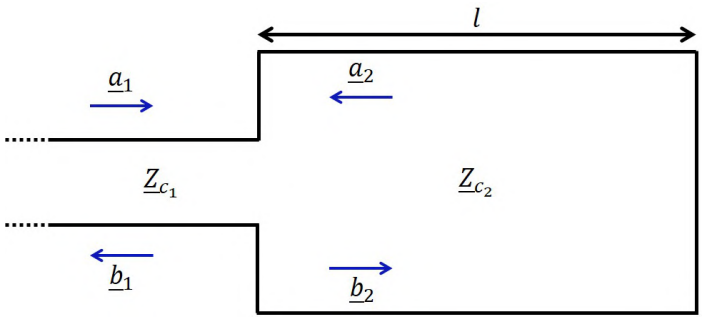


FIGURE 1.4 – Schéma pour la modélisation distribuée du résonateur mono-accès.

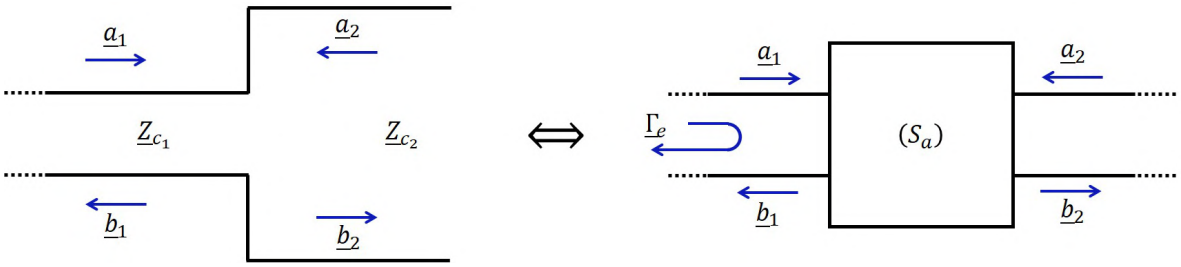


FIGURE 1.5 – À gauche, illustration de l'accès, soit une transition entre deux lignes de transmission, et à droite, sa modélisation équivalente sous forme d'un quadripôle de matrice S nommée (S_a).

Les $\underline{S}_{a_{ij}}$ étant des paramètres de diffusion, communément appelés paramètres S. Le quadripôle est lié linéairement aux signaux entrants et sortants d'après la relation matricielle :

$$\begin{pmatrix} \underline{b}_1 \\ \underline{b}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{S}_{a11} & \underline{S}_{a12} \\ \underline{S}_{a21} & \underline{S}_{a22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

soit,

$$\underline{b}_1 = \underline{S}_{a11}\underline{a}_1 + \underline{S}_{a12}\underline{a}_2 \tag{1.3}$$

$$\underline{b}_2 = \underline{S}_{a21}\underline{a}_1 + \underline{S}_{a22}\underline{a}_2 \tag{1.4}$$

Ainsi, le paramètre $\underline{S}_{a11}$ correspond au coefficient de réflexion de l'accès 1, lorsque l'accès 2 n'est pas excité :

$$\underline{S}_{a11} = \left.\frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_1}\right|_{\underline{a}_2=0} \tag{1.5}$$

et de même, le paramètre $\underline{S}_{a22}$ correspond au coefficient de réflexion de l'accès 2, lorsque l'accès 1 n'est pas excité. Le paramètre $\underline{S}_{a12}$ est le coefficient de transmission de l'accès 2 vers l'accès 1, cet accès 1 n'étant pas excité :

$$\underline{S}_{a12} = \left.\frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_2}\right|_{\underline{a}_1=0} \tag{1.6}$$

et de même, le paramètre $\underline{S}_{a_{21}}$ correspond au coefficient de transmission de l'accès 1 vers l'accès 2, l'accès 2 n'étant pas excité.

Sans reprendre tout en détail ici, on retrouve par exemple la construction des coefficients de réflexion et transmission en fonction de l'impédance caractéristique des deux lignes, à partir de l'étude du champ électrique dans le livre de D. Pozar, page 74 [Poz11]. La construction se fait pour une propagation TE (transverse électrique). Elle est réalisée par un calcul du champ magnétique à partir du champ électrique et des équations de J. C. Maxwell [Max65], puis du vecteur de Poynting pour les ondes incidentes, transmises et réfléchies (le passage par Poynting est nécessaire pour bien se retrouver avec des rapports d'onde en $\sqrt{W}$, et non des rapports de champ électrique uniquement, qui ne contiennent pas l'information des champs magnétiques). Nous avons alors :

$$\underline{S}_{a_{11}} = \frac{\underline{Z}_{c_2} - \underline{Z}_{c_1}}{\underline{Z}_{c_2} + \underline{Z}_{c_1}} = -\underline{S}_{a_{22}} \tag{1.7}$$

et

$$\underline{S}_{a_{12}} = \underline{S}_{a_{21}} = \frac{2\sqrt{\underline{Z}_{c_1}\underline{Z}_{c_2}}}{\underline{Z}_{c_1} + \underline{Z}_{c_2}} \tag{1.8}$$

soit un quadripôle réciproque.

2.1.2 Modélisation complète du résonateur distribué

La figure 1.6 illustre à nouveau notre résonateur et propose un schéma quadripôle équivalent. Nous retrouvons nos ondes incidente et réfléchie au niveau de la transition (S_a). Nous considérons ensuite un nouveau quadripôle (S_l) modélisant la propagation dans la ligne de transmission de longueur l et d'impédance caractéristique $\underline{Z}_{c_2}$. Elle possède une constante de propagation $\underline{\xi} = \alpha + j\beta$ (la constante α est liée à l'atténuation au cours de la propagation, la constante β est associée à la propagation, et liée à la longueur d'onde guidée λ_g : $\beta = 2\pi/\lambda_g$). La ligne est terminée par une impédance $\underline{Z}_2$.

Après quelques développements (voir annexe A), le coefficient de réflexion global à l'accès de la transition s'écrit :

$$\underline{\Gamma}_e = \underbrace{\underline{S}_{a_{11}}}_{\text{Réflexion directe}} + \underbrace{\frac{\underline{S}_{a_{12}}\underline{S}_{a_{21}}e^{-2\underline{\xi}l}\underline{\Gamma}_{z_2}}{1 - e^{-2\underline{\xi}l}\underline{\Gamma}_{z_2}\underline{S}_{a_{22}}}}_{\text{Fuites}} \tag{1.9}$$

On identifie deux contributions associées à la réflexion globale. La première est la réflexion directe à l'accès du résonateur, soit en entrée de la transition, l'autre dépendante de ce qui se passe de l'autre côté de la transition, impliquant ce que nous appellerons des fuites du résonateur vers la ligne de transmission de l'onde incidente.

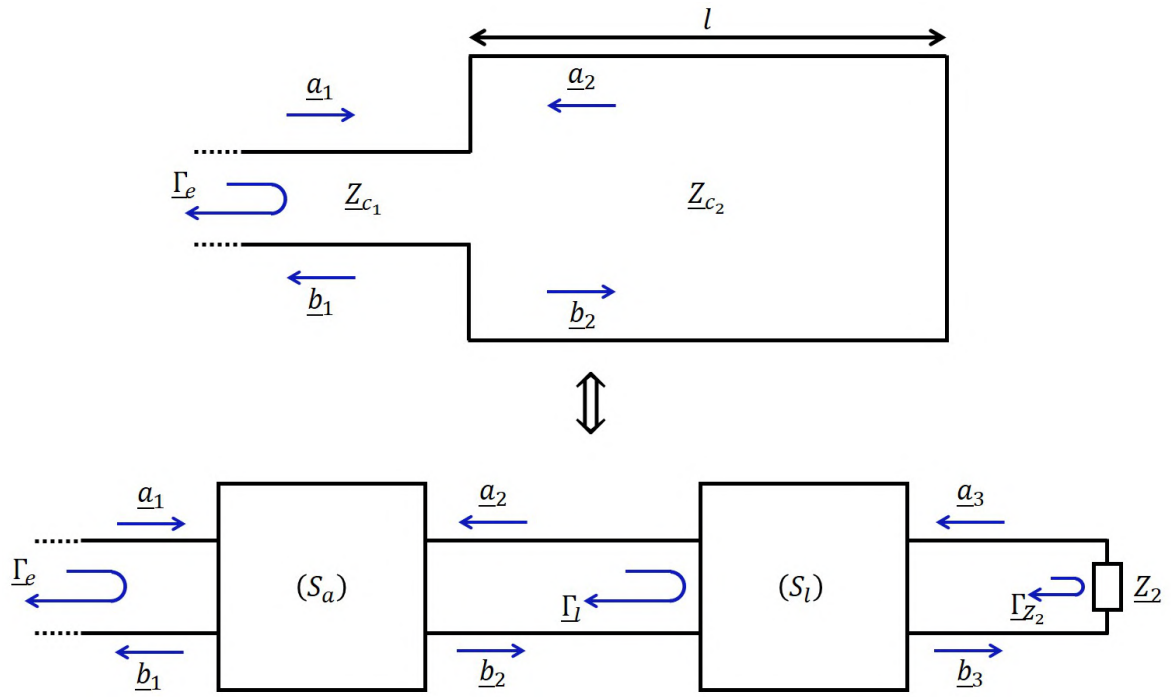


FIGURE 1.6 – Illustration du résonateur distribué et de son schéma équivalent par un découpage en quadripôles distincts : la transition à l'accès, puis la propagation dans la ligne, et enfin la rencontre avec l'impédance qui termine la ligne (dans notre cas nous considérons un court-circuit).

2.1.3 Modélisation de la cavité distribuée par une suite géométrique

Une autre façon de construire ce résultat est de décomposer le comportement du circuit. Ainsi, la figure 1.7 permet de faciliter l'écriture décomposée du coefficient de réflexion global. On a alors :

$$\underline{b}_1 = \underline{a}_1\underline{S}_{a11} + \underline{a}_1\underline{S}_{a21}\underline{S}_{l21}\underline{\Gamma}_z\underline{S}_{l12}\underline{S}_{a12}\sum_{n=0}^{\infty}\left[\underline{S}_{l21}\underline{\Gamma}_z\underline{S}_{l12}\underline{S}_{a22}\right]^n \tag{1.10}$$

Nous reconnaissons une suite géométrique dont les modules des coefficients sont inférieurs ou égaux à 1. Cette suite peut donc se réécrire selon $\sum_{n=0}^{\infty} x^n = \frac{1}{1-x}$. Cela nous fait à nouveaux aboutir à l'équation (1.9). Cette manière de construire l'équation montre bien que le premier terme à droite est associé à la réflexion directe à l'accès, quand le second terme compile les allers-retours potentiels des ondes dans la seconde ligne et donc les fuites que ces propagations entrainent à l'accès.

2.1.4 Déphasage entre contributions à la réflexion globale

Intéressons-nous maintenant à la différence de phase entre ces deux contributions à la réflexion globale. Nous savons que la transition est réciproque, soit $\underline{S}_{a12} = \underline{S}_{a21}$ (voir équation

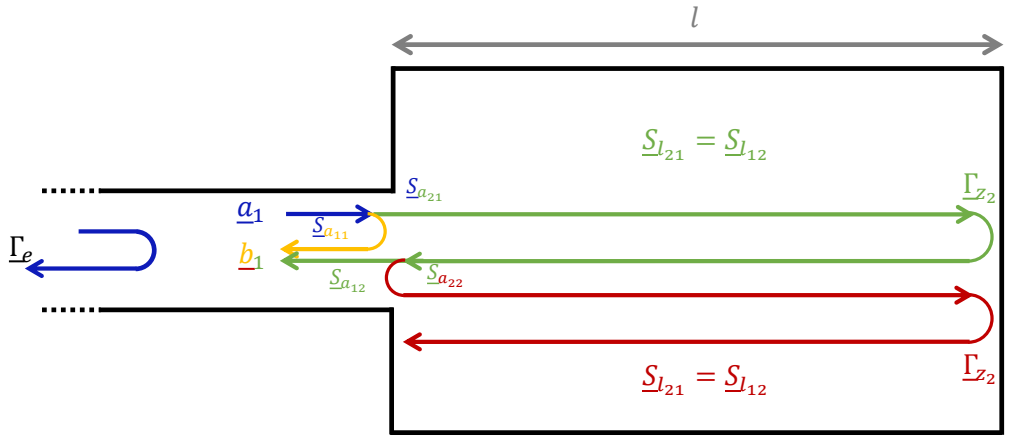


FIGURE 1.7 – Description illustrée des contributions à la réflexion globale vue à l'accès du résonateur : une réflexion directe à l'accès (en jaune) et les fuites du résonateur à chaque aller-retour des ondes dans la cavité (en vert puis rouge).

(1.8)). De plus, nous avons $\underline{S}_{a_{11}} = -\underline{S}_{a_{22}}$ (voir équation (1.7)) et $\underline{S}^2_{a_{11}} = 1 - \underline{S}^2_{a_{12}}$ (conservation de la puissance, ce qui n'est pas transmis est donc réfléchi, se retrouve aussi via les équations (1.7) et (1.8)). Avec une charge $\underline{Z}_2$ convenable en bout de ligne, le phénomène de résonance pourra apparaître si l'onde se retrouve en phase après un aller-retour dans la cavité. Si nous considérons les pertes négligeables dans la ligne, $\alpha \approx 0$, nous avons alors la constante de propagation dans la ligne $\underline{\xi} = j2\pi/\lambda_g$ (avec λ_g un multiple entier de fois la longueur de la ligne l). Avec ces considérations, nous pouvons donc réécrire notre coefficient de réflexion global de l'équation (1.9), uniquement en fonction du paramètre $\underline{S}_{a_{11}}$ et du coefficient de réflexion $\underline{\Gamma}_{z_2}$ associé à la charge en bout de ligne :

$$\underline{\Gamma}_e = \underline{S}_{a_{11}} + \frac{(1 - \underline{S}^2_{a_{11}})\underline{\Gamma}_{z_2}}{1 + \underline{\Gamma}_{z_2}\underline{S}_{a_{11}}} \tag{1.11}$$

Nous traçons alors sur la figure 1.8, le déphasage entre les deux contributions à la réflexion selon la phase du coefficient de réflexion à l'accès de la transition $\underline{S}_{a_{11}}$, pour trois types de charge $\underline{Z}$ en bout de ligne : court-circuit $\underline{\Gamma}_z = -1$, charge adaptée $\underline{\Gamma}_z = 0$, circuit ouvert $\underline{\Gamma}_z = 1$. Rappelons que l'on se place à la fréquence de résonance. Le module du $\underline{S}_{a_{11}}$ est pris à 0.9, mais cela ne change pas les observations importantes sur le déphasage entre contributions. On se rend compte immédiatement, et cela est logique, que dans le cas de la charge adaptée, le déphasage correspond à la phase de la réflexion directe. En effet, il n'y a pas de réflexion en bout de ligne, aucune onde ne revient de celle-ci et seule la réflexion directe à l'accès contribue à la réflexion globale. Il n'y a pas d'effet de résonance. En revanche, dans les deux autres cas, une résonance peut exister. Avec le court-circuit, on observe une opposition de phase entre les deux contributions à la réflexion pour une phase nulle du $\underline{S}_{a_{11}}$. Pour cette phase, le cas circuit

ouvert présente deux contributions à la réflexion globale en phase. À l'inverse, c'est pour une phase $\pm\pi$ du $\underline{S}_{a_{11}}$ que le cas circuit ouvert donne deux contributions en opposition de phase, alors que le cas court-circuit donne des contributions en phase. Notons cependant que dans la vraie vie, un circuit ouvert n'est jamais utilisé pour réaliser un dispositif résonant, car se trouve toujours éloigné de l'idéalité théorique (ce qui n'est pas le cas du court-circuit).

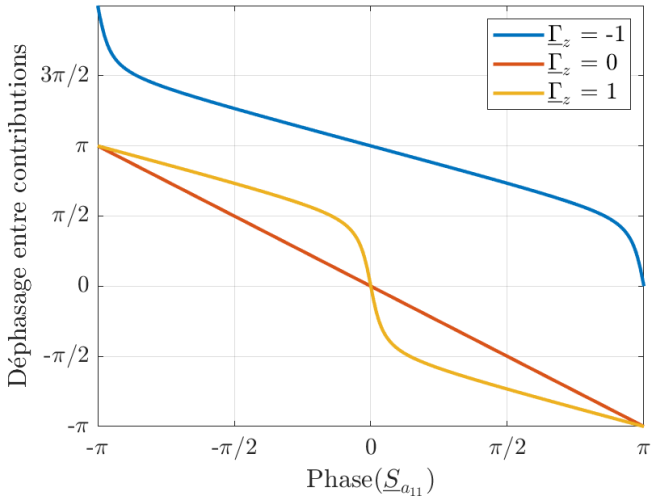


FIGURE 1.8 – Déphasage à la fréquence de résonance entre les deux contributions à la réflexion globale (phase des fuites - phase de la réflexion directe) en fonction de la phase du coefficient de réflexion à l'accès de la transition $\underline{S}_{a_{11}}$, pour trois types de charge en bout de ligne : court-circuit, charge adaptée, circuit ouvert.

Pour mieux comprendre ce que cela signifie, revenons à l'expression du paramètre $\underline{S}_{a_{11}}$ en fonction des impédances caractéristiques des deux lignes couplées :

$$\underline{S}_{a_{11}} = \frac{\underline{Z}_{c_2} - \underline{Z}_{c_1}}{\underline{Z}_{c_2} + \underline{Z}_{c_1}} \tag{1.12}$$

En fait, dans un cas où les pertes sont négligeables, les impédances caractéristiques sont purement réelles. Ainsi, le coefficient de réflexion $\underline{S}_{a_{11}}$ sera aussi réel pur. Il pourra cependant prendre des valeurs positives ou négatives. Dans le premier cas, cela correspond à une phase nulle du coefficient. Dans le second, un coefficient négatif traduit une phase de $\pm\pi$. On trouve alors le fait que pour observer une résonance avec des contributions à la réflexion globale en interférences destructives, ce qui nous intéressera par la suite, il faudra respecter l'une des contraintes suivantes :

- Court-circuiter la seconde ligne de transmission et avoir $\underline{Z}_{c_2} \geq \underline{Z}_{c_1}$.
- Laisser la seconde ligne de transmission en circuit ouvert et avoir $\underline{Z}_{c_2} \leq \underline{Z}_{c_1}$.

Usuellement, une cavité électromagnétique privilégiera la première option. Nous pouvons trouver un travail complémentaire appliqué à des résonateurs localisés équivalents, par exemple

dans un article de A. V. Marini *et al* [Mar+21]. Ils montrent en effet que pour obtenir des interférences destructives à l'accès du résonateur, celui-ci doit être "limité" par deux éléments possédant un comportement électrique opposé (soit un condensateur et une inductance, pas deux condensateurs ou deux inductances). En ce sens, le premier item précédent donne un élément capacitif au régime transitoire, inductif au régime permanent (seconde ligne de transmission court-circuitée, l'impédance est nulle), alors que la ligne d'accès voit une impédance $\underline{Z}_{c_2}$ très grande (infinie dans l'idéal), soit un élément inductif au régime transitoire, capacitif au régime permanent (donc toujours un comportement électrique opposé).

2.1.5 Première mention du couplage faible

Pour finir, nous avons vu que la relation d'inégalité entre les impédances caractéristiques des deux lignes conditionne le signe du coefficient de réflexion direct à l'accès. Il faut aussi voir que le module de ce coefficient de réflexion peut se rapprocher de l'unité, $|\underline{S}_{a_{11}}| \approx 1$ dans les cas où $\underline{Z}_{c_2} >> \underline{Z}_{c_1}$ ou $\underline{Z}_{c_2} << \underline{Z}_{c_1}$. Ce rapport d'impédances caractéristiques n'est autre qu'un coefficient de couplage. Dans l'un ou l'autre des cas, le coefficient de couplage résultant est très inférieur à l'unité. On parle alors de **couplage faible**. Dans le cas extrême, aucune onde ne peut passer la transition. Cependant, si nous n'avons pas de court-circuit ou de circuit ouvert à la place de la transition, au moins une petite part du signal incident peut pénétrer dans la seconde ligne.

Le couplage faible reste une condition nécessaire pour voir s'établir une résonance aiguë. En effet, si la quasi totalité du signal incident est transmis à travers la transition, une onde se propageant en retour sera transférée de manière réciproque en quasi totalité à la première ligne. Un tel couplage n'est donc pas propice pour que les ondes réalisent de nombreux aller-retours dans la seconde ligne (la cavité). En pratique, si nous voulons observer et travailler sur le phénomène de résonance en cavité électromagnétique, il faudra veiller à l'obtention d'un couplage faible entre les deux lignes. Typiquement, nous verrons que pour une cavité microonde couplée à travers un monopole, la longueur de pénétration du monopole dans la cavité influera sur le couplage. Une longueur trop importante pour la fréquence considérée (se rapprochant de la demi-longueur d'onde correspondant à la fréquence considérée) pourra par exemple conduire à un couplage trop important et donc un phénomène de résonance très peu prononcé.

À noter que si l'on mesure le coefficient de réflexion global non directement au niveau de la transition entre les deux lignes, mais en amont, il faut ajouter à notre modèle un quadripôle associé à une ligne de transmission de certaine longueur l' avant le quadripôle de la transition. Ainsi, le coefficient de réflexion $\underline{\Gamma}_e$ sera déphasé d'une grandeur $2\underline{\xi}'l'$ par rapport à celui que nous avons exprimé plus tôt (avec $\underline{\xi}'$ la constante de propagation de cette ligne).

Nous espérons que ces éléments aideront à la compréhension de la TCMT. Il faudra en

particulier retenir l'idée de l'établissement d'une résonance en résonateur microonde à partir d'un couplage faible entre deux milieux. Nous retrouverons également les deux contributions à la réflexion globale, en opposition de phase à la fréquence de résonance. Par son écriture, la théorie s'affranchira de la modélisation de la propagation pour se concentrer sur le comportement énergétique des ondes, en particulier au cours du temps. Les liens que nous avons établis nous permettront de comprendre que la propagation, bien qu'absente, est en fait sous-entendue (pour le cas d'une cavité distribuée, pas localisée évidemment).

2.2 Grandeurs caractéristiques et facteurs de qualité du résonateur

L'idée de cette partie est d'introduire le résonateur monomodal et mono-accès et les principales grandeurs sur lesquelles repose le travail de cette thèse. On verra tout d'abord les grandeurs utilisées pour la formulation de la théorie temporelle des modes couplés. Nous discuterons enfin du facteur de qualité (même des facteurs de qualité) du résonateur et de quelques manières de le mesurer depuis un spectre en réflexion ou en absorption.

2.2.1 Schéma du résonateur et grandeurs caractéristiques

Un résonateur microonde est un espace disposant de caractéristiques qui permettent la présence du phénomène de résonance, pour des signaux électromagnétiques. La figure 1.9 schématise un résonateur microonde que l'on considèrera, dans cette partie (et dans la thèse en général), capable de supporter un unique mode de résonance (libre ou forcé). De plus, pour forcer la résonance et tirer profit de ses propriétés, nous devons considérer un accès de couplage au résonateur. Un guide d'onde pourra par exemple nous permettre d'y transférer de l'énergie microonde. Le schéma propose également de décrire ce système à travers différentes grandeurs physiques, nécessaires pour comprendre le formalisme proposé par la théorie temporelle des modes couplés.

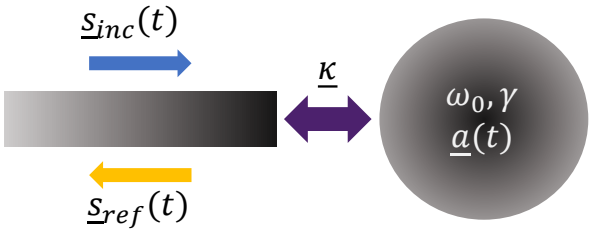


FIGURE 1.9 – Schéma d'un résonateur monomodal, couplé à un unique accès et les paramètres physiques à considérer pour l'étude analytique de la dynamique temporelle des ondes en son sein.

Ainsi, ω_0 exprime la partie réelle de la pulsation (ou "angular frequency" en anglais, en rad/s) du QNM ($\underline{\omega}_{QNM}$) susceptible d'exister dans le résonateur, et γ, la partie imaginaire,

représente le taux de décroissance (en Np/s [4]). Celui-ci décrit la manière dont l'énergie stockée dans le résonateur est perdue. On distingue en fait deux causes de décroissance. La première est liée aux pertes internes, ou intrinsèques, du résonateur, et que l'on notera γ_{int}. Dans le cas d'une cavité microonde, ces pertes internes sont principalement dues à la dissipation de l'énergie aux parois par effet Joule (ou dans le diélectrique selon le milieu du résonateur). Dans d'autres cas, ces pertes internes peuvent être dues au rayonnement, si la cavité est imparfaitement blindée. Le second mécanisme de perte vient de la possibilité pour l'énergie de fuir du résonateur à travers son accès. On parle alors de pertes externes, caractérisées par le taux de décroissance externe γ_{ext}. Le taux de décroissance global est donc

$$\gamma = \gamma_{int} + \gamma_{ext} \tag{1.13}$$

Via ces deux premières grandeurs, on retrouve en fait la fréquence (angulaire) complexe du QNM, la partie réelle caractérisant la possibilité pour l'onde de s'organiser de manière stationnaire dans le résonateur, la partie imaginaire traduisant les mécanismes de décroissance (temporels) du QNM.

Ensuite, comme l'énergie peut fuir du résonateur vers le guide d'onde, il est aussi possible de transférer de l'énergie au résonateur via ce guide d'onde. Le coefficient de couplage entre le résonateur et le guide d'onde est noté $\underline{\kappa}$ [5]. Cet apport d'énergie est réalisé à travers le signal incident $\underline{s}_{inc}(t)$. Le signal noté $\underline{s}_{ref}(t)$ caractérise alors la réflexion (pour un parallèle avec la section liminaire, on retrouve ici, sous une autre appellation, les ondes $\underline{a}_1$ et $\underline{b}_1$). Le module au carré de ces signaux donne les puissances incidentes et réfléchies, respectivement. Enfin, et l'on touche ici au cœur de la TCMT, le terme $\underline{a}(t)$ désigne l'amplitude de résonance du mode (dans un état libre ou forcé). Comme montré par H. A. Haus [Hau84] et repris dans l'annexe B de ce manuscrit, cette grandeur est construite de sorte à ce que son module au carré soit égal à l'énergie emmagasinée dans le mode associé du résonateur. Les grandeurs de ce dernier paragraphe seront utilisées par la suite (section 2.3) dans la théorie temporelle des modes couplés.

2.2.2 Le facteur de qualité

Cette description du résonateur pourra être plus pertinente en considérant un facteur usuellement utilisé pour caractériser une résonance : le facteur de qualité.

4. Soit une "fréquence", mais à laquelle on attribue la notion atténuatrice associée au taux de décroissance, via l'utilisation du neper Np. Le dB est son équivalent logarithmique. Dans l'écriture générale d'une fréquence complexe, on ne distinguera pas spécifiquement les notions de radian et de neper, mais tout sera compris via l'utilisation du Hz ou s^{-1}

5. Le lien peut être fait avec les coefficients $\underline{S}_{a_{12}}$ et $\underline{S}_{a_{21}}$ de la section liminaire. Il faut tout de même noter que ces coefficients sont sans unité, ce qui n'est pas la cas de $\underline{\kappa}$ qui s'exprime en $\sqrt{rad.s^{-1}}$.

Facteur de qualité et QNM - Le facteur de qualité global, parfois dit chargé ("loaded"), peut s'écrire en fonction de la pulsation réelle de la résonance et du taux de décroissance global [RKA20] :

$$Q = \frac{\omega_0}{2\gamma} \tag{1.14}$$

ce qui donne, en lien avec la pulsation complexe $\underline{\omega}_{QNM}$ du QNM [Kra+19] :

$$Q = -\frac{\mathrm{Re}[\underline{\omega}_{QNM}]}{2\,\mathrm{Im}[\underline{\omega}_{QNM}]} \tag{1.15}$$

Le signe '$-$' compensant le fait que la partie imaginaire du QNM est négative (en convention $e^{-j\omega t}$), afin de trouver un facteur de qualité positif. Cependant, nous prendrons soin de considérer un facteur de qualité pour caractériser chaque mécanisme impactant la résonance, pour justement pouvoir facilement comparer ces mécanismes. On parlera entre autres de facteur de qualité interne :

$$Q_{int} = \frac{\omega_0}{2\gamma_{int}} \tag{1.16}$$

et de facteur de qualité externe

$$Q_{ext} = \frac{\omega_0}{2\gamma_{ext}} \tag{1.17}$$

On retrouve ainsi la formule classique [Sla46 ; Poz11] :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{int}} + \frac{1}{Q_{ext}} \tag{1.18}$$

Les débuts de la lettre 'Q' - Outre ces définitions des facteurs de qualité à partir de quelques paramètres introduits pour la TCMT, nous pouvons revenir plus en amont sur l'origine de ce facteur et rappeler d'autres façons de le calculer. Ainsi, nous recommandons la lecture d'un court et sympathique article de Ken L. Smith datant de 1986 et tentant de retracer l'histoire de ce terme et les différentes manières de l'utiliser [Smi86]. On y apprend notamment que la première utilisation de la lettre Q, d'abord sans appellation particulière, revient à K. S. Johnson dans les années 1920. Il écrit $Q = \frac{\omega L}{R}$, soit le ratio entre l'inductance (multipliée par la pulsation pour être homogène à une impédance) et la résistance d'une bobine [Joh24]. Ce rapport découle d'après Smith du concept d'"inductive purity", soit "le rapport K entre la réactance inductive à n'importe quelle fréquence et l'inévitable résistance parasite", aussi étudié par Johnson en 1914. Johnson a finalement préféré la lettre Q (à la lettre K), jusqu'alors une des seules peu utilisée.

Facteur de qualité et énergie - S'en suivent différentes manières de voir le facteur de qualité. La plus fondamentale sûrement, et générale, montre que ce facteur Q peut être interprété pour comparer l'énergie stockée dans le résonateur et l'énergie dissipée par cycle, soit

mathématiquement avec $W = |\underline{a}(t)|^2$ l'énergie emmagasinée dans le résonateur :

$$Q = \omega_0 \frac{W}{|\frac{dW}{dt}|} \tag{1.19}$$

Un facteur de qualité élevé marque la capacité du résonateur à fortement conserver l'énergie. Ce phénomène se comprend particulièrement bien en observant le résonateur en oscillations libres avec une certaine quantité d'énergie au départ, qui va donc décroître. Cette quantité d'énergie de départ est alors comparée à la quantité d'énergie restante après une période d'oscillation. D'ailleurs, les cavités, en particulier à la résonance, sont le lieu de forts champs électriques. On retrouvera parfois la mention de surtension pour qualifier le facteur de qualité. La surtension propre qualifie alors ce que l'on appelle les pertes internes (par dissipation), la surtension externe qualifie les pertes externes (couplage), et la surtension en charge synthétise ces deux mécanismes de pertes [Tho88]. Notons que le lien entre l'équation initiale de Johnson et cette équation basée sur des relations énergétiques est par exemple décrit dans l'article de Smith [Smi86]. De plus, nous retrouvons le développement pour passer de cette expression énergétique du facteur de qualité à celle en fonction de la fréquence du QNM (équation (1.15)) dans des articles de Lalanne *et al* [LSH08 ; Lal+18].

Facteur de qualité et largeur à mi-hauteur de la résonance - Le facteur de qualité peut aussi être interprété pour caractériser la largeur à mi-hauteur d'une résonance via l'expression :

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \tag{1.20}$$

$\Delta\omega$ étant la largeur à mi-hauteur du module de la réflexion ou de l'absorption à la résonance. Là aussi, Smith développe le lien entre cette formulation et l'expression générale énergétique [Smi86]. De plus, en comparant cette expression avec celle de l'équation (1.15), on trouve que $\Delta\omega = |2\,\mathrm{Im}[\underline{\omega}_{QNM}]|$. On déduit de l'équation (1.20), qu'un fort facteur de qualité marque généralement la finesse de la résonance dans le domaine fréquentiel. Un faible facteur de qualité traduit alors une largeur à mi-hauteur importante (étalée).

Mesure de la largeur à mi-hauteur depuis un spectre en réflexion ou en absorption- Notons l'attention à porter lors de la mesure de la largeur à mi-hauteur $\Delta\omega$. En effet, les mesures ou simulations de paramètres S (coefficients de réflexion et transmission) donnent des rapports d'ondes, ces dernières exprimées en $\sqrt{W}$. Pour se ramener à la définition du facteur de qualité, qui est un rapport d'énergie, et faire cette mesure de largeur à mi-hauteur, on prendra le module au carré des paramètres S, par exemple $|\underline{S}_{11}|^2$ pour la réflexion et $1-|\underline{S}_{11}|^2$ pour l'absorption (si un unique accès au résonateur). Pour un tracé en dB, on prendra donc $20\log(|\underline{S}_{11}|)$ ou $10\log(|\underline{S}_{11}|^2)$. Cette représentation en dB est généralement pratiquée pour justement éviter la confusion entre les représentations linéaires des paramètres S. D'ailleurs,

on pratique usuellement la mesure de la largeur à mi-hauteur pour une valeur du module de -3 dB (donc avec 0 dB pour référence). Une telle mesure est valable (bien qu'approximée) sous l'hypothèse d'une résonance aiguë (module très faible pour un spectre en réflexion, le plus proche possible de zéro pour un spectre en absorption). On se rend compte cependant, pour un spectre en réflexion par exemple, de l'impossibilité de réaliser une telle mesure si le module minimal de celui-ci est supérieur à -3 dB (ça sera le cas pour notre cavité dans le Chapitre 2, dont le spectre en réflexion est reproduit figure 2.13).

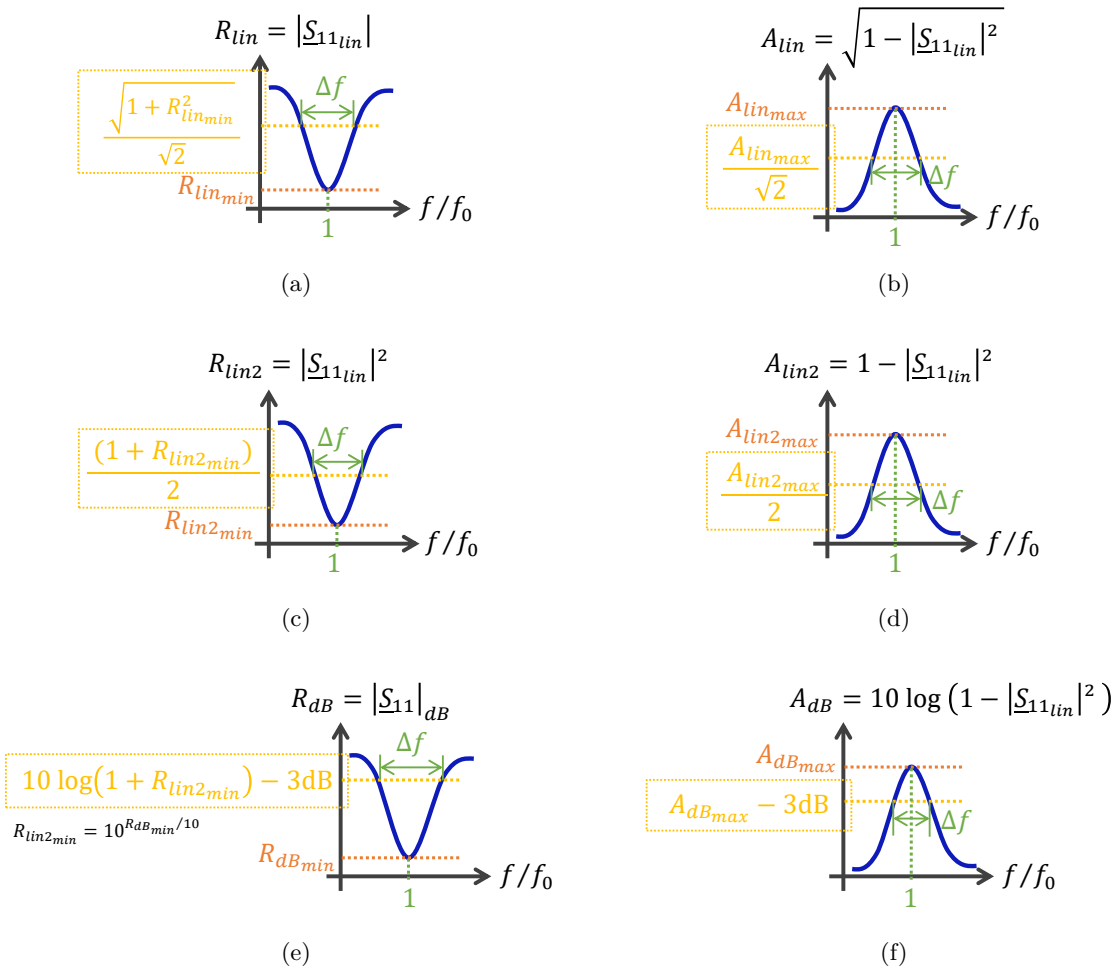


FIGURE 1.10 – Mesure de la largeur à mi-hauteur $\Delta f = \Delta\omega/(2\pi)$ d'une résonance depuis le module du spectre (a, c, e) en réflexion et (b, d, f) en absorption.

La figure 1.10 illustre les mesures à faire pour retrouver à chaque fois la juste largeur à mi-hauteur (soit celle pour laquelle $\Delta\omega = |2\,\mathrm{Im}[\underline{\omega}_{QNM}]|$), selon si l'on considère des spectres en réflexion ou en absorption, et selon leur "unité". Pour le cas du module du spectre en réflexion tracé en dB, une pratique plus générale consiste à partir de la connaissance de la valeur minimale du module (pour la fréquence centrale de la résonance). La largeur à mi-hauteur se

mesure alors pour les modules du spectre en réflexion R_{dB} qui valent :

$$R_{dB_{\Delta\omega}} = 10\log\left(1 + R_{lin2_{min}}\right) - 3\text{dB} \tag{1.21}$$

avec $R_{lin2_{min}} = 10^{R_{dB_{min}}/10}$ la valeur minimale de $|\underline{S}_{11_{lin}}|^2$. On voit bien que plus la réflexion présente un module minimal faible (donc proche de 0 en linéaire), plus on se rapproche du domaine de validité de la mesure à -3 dB depuis la référence de 0 dB (reste alors une interrogation sur ce point si la référence du module du spectre en réflexion mesuré ou simulé est inférieure à 0 dB). Mais plus le module minimal est proche de 1 en linéaire, moins cette mesure "rapide" à -3 dB est valide. Pour éviter les erreurs, on pourra se référer à la figure 1.10, et en particulier déterminer la largeur à mi-hauteur à partir du spectre en absorption, pour lequel le module est maximal à la fréquence centrale. Une normalisation du spectre en absorption par le module maximal permet de retrouver la largeur à mi-hauteur pour un module de 0.5 en échelle linéaire ou -3dB en échelle logarithmique. Cette démarche est appliquée dans l'annexe D (voir en particulier la figure D.1). Notons qu'un travail sur la phase peut être entrepris pour trouver des bandes passantes. Un travail sur la représentation en plan complexe de ces spectres peut également être pertinent pour réaliser cette mesure (voir l'annexe C).

Facteur de qualité et durée de vie - Enfin, le facteur de qualité peut s'entendre en termes de durée de vie, plus précisément comme π fois le nombre de périodes de la résonance nécessaire afin d'observer une décroissance e^{-2} de l'énergie (e^{-1} de l'amplitude - en effet, $\underline{a}(t)$ décroit selon $e^{-\gamma t}$, donc l'énergie $|\underline{a}(t)|^2$ selon $e^{-2\gamma t}$, et comme $\gamma = 1/\tau$, pour $t = \tau$ l'amplitude décroit de e^{-1} et l'énergie de e^{-2}). Cette description est liée à la constante de temps $\tau = 1/\gamma$ associée aux mécanismes de pertes globaux (facteur de qualité chargé), ou à τ_{int} et τ_{ext} si l'on veut préciser les différents types de pertes. L'expression du facteur de qualité est alors :

$$Q = \frac{\omega_0 \tau}{2} \tag{1.22}$$

Alors qu'un faible facteur de qualité traduit une "dynamique" fréquentielle lente (dynamique en termes d'allure évolutive du spectre, soit ici une largeur à mi-hauteur étalée), on voit qu'il exprime au contraire une dynamique temporelle rapide (petite constante de temps).

2.3 Présentation de la théorie temporelle des modes couplés (TCMT) par application au résonateur

Nous en arrivons maintenant à la présentation de la théorie temporelle des modes couplés. Celle-ci s'attelle à la description temporelle de la résonance, de son comportement en oscillations libres ou forcées, en particulier à travers l'évolution temporelle de l'amplitude de

résonance du mode. Le résonateur étant associé à d'autres dispositifs comme le guide d'onde, la TCMT tente également de décrire la conséquence de la résonance pour le monde extérieur couplé au résonateur, autrement dit, de se faire une idée des phénomènes de diffusion provoqués par la résonance. Ainsi, pour décrire ces comportements du résonateur monomodal et mono-accès, la théorie se présente à travers deux équations. La première est l'équation de la dynamique de l'amplitude de résonance du mode :

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = (j\omega_0 - \gamma_{int} - \gamma_{ext})\,\underline{a}(t) + \underline{\kappa}\underline{s}_{inc}(t) \tag{1.23}$$

et la seconde, l'équation de la résultante réfléchie :

$$\underline{s}_{ref}(t) = \underline{c}_s\underline{s}_{inc}(t) + \underline{c}_a\underline{a}(t) \tag{1.24}$$

Ces équations se comprennent intuitivement par la conservation de l'énergie. Ainsi, une description littérale de l'équation de la dynamique dirait qu'au cours du temps, l'amplitude de résonance $\underline{a}(t)$ du mode [6] de pulsation réelle ω_0, et donc à travers elle l'énergie emmagasinée par le mode, va à la fois :

- décroitre selon les pertes internes (γ_{int}) et la fuite à travers un accès (pertes externes, γ_{ext}),
- croitre par l'apport d'énergie via une onde incidente ($\underline{s}_{inc}(t)$) couplée (via $\underline{\kappa}$) à l'accès (mode forcé).

Plus finement, une variation temporelle de $\underline{a}(t)$ positive indique une augmentation de l'énergie dans le mode, une variation négative indiquant une diminution.

L'équation de la résultante réfléchie décrit quant à elle le signal réfléchi comme la superposition :

- d'un signal associé à la réflexion directe du signal incident à l'accès du résonateur (terme $\underline{c}_s\underline{s}_{inc}(t)$),
- d'un signal de fuite du résonateur vers le guide d'onde (terme $\underline{c}_a\underline{a}(t)$).

Une telle écriture considère la linéarité du système à étudier. Nous retrouvons déjà pour cette seconde équation, une cohérence de la description proposée par rapport à notre section liminaire.

La théorie des modes couplés propose en fait une écriture approximée. En effet, lors de la construction de la théorie proposée par H. A. Haus, la pulsation réelle de l'équation de la dynamique de $\underline{a}(t)$ nécessite l'hypothèse :

$$\omega_0 >> \gamma \tag{1.25}$$

6. Cette grandeur $\underline{a}(t)$ est différente de celle utilisée plus tôt pour caractériser les signaux incidents sur un quadripôle. Dans les deux cas, nous avons gardé cette notation pour rester fidèle aux écritures usuelles.

soit

$$T_0 << \tau \tag{1.26}$$

T_0 étant la période des oscillations du mode excité (forcé). Cela marque la validité de l'équation tant que les oscillations du mode sont plus rapides que la décroissance de son amplitude de résonance, autrement dit une **hypothèse de couplage faible** ("weak coupling"). Cela consiste à dire que la superposition des ondes (donc la résonance) doit avoir le temps de s'établir avant que les ondes ne fuitent ou soient dissipées. En termes de facteur de qualité, on retient usuellement que la théorie est valable dès lors que le facteur de qualité chargé est supérieur à 10, ce qui n'est pas vraiment contraignant dans le cadre d'étude d'une cavité microonde (mais plus pour des résonateurs plasmoniques [Lal+18]). D'après la modélisation distribuée de la section liminaire, cette hypothèse de couplage faible est d'autant plus pertinente pour espérer observer une résonance marquée. Rappelons que cette hypothèse est valable lorsque la relation entre les impédances caractéristiques du guide d'onde et du résonateur est respectée (en particulier, $\underline{Z}_{c_2} >> \underline{Z}_{c_1}$).

Ensuite, comme montré dans les différents documents reconstruisant la théorie des modes couplés, il existe des relations entre les coefficients γ_{ext}, $\underline{\kappa}$, $\underline{c}_a$ et $\underline{c}_s$. Des arguments de conservation d'énergie et de symétrie par retournement temporel permettent d'expliciter leurs dépendances [Hau84 ; FSJ03 ; WZS04 ; Joa+08]. L'annexe B reprend précisément les démonstrations de ces dépendances. On retiendra principalement que :

$$\boxed{\underline{c}_a = \underline{\kappa} = \sqrt{2\gamma_{ext}}} \tag{1.27}$$

soit un lien direct entre le coefficient de couplage (réciproque du guide vers la cavité et inversement) et le taux de décroissance externe (qui caractérise les fuites de la cavité vers le guide). Notons qu'ici, nous avons choisi par simplicité de considérer l'expression du coefficient de couplage pour un plan de référence au niveau de l'accès. Il n'y a donc pas de déphasage introduit par la manière de considérer le couplage (voir annexe B pour plus de détails). On trouve également :

$$\boxed{\underline{c}_s = -1} \tag{1.28}$$

soit un coefficient de réflexion direct à l'accès unitaire, comme déjà vu dans la section liminaire pour $\underline{Z}_{c_2} >> \underline{Z}_{c_1}$.

Une fois ces dépendances explicitées, la théorie temporelle des modes couplés, pour un résonateur monomodal couplé à un unique accès, se résume, sous l'hypothèse de couplage faible, par l'équation de la dynamique temporelle de l'amplitude de résonance du mode :

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = j\omega_0\underline{a}(t) - (\gamma_{int} + \gamma_{ext})\underline{a}(t) + \sqrt{2\gamma_{ext}}\underline{s}_{inc}(t) \tag{1.29}$$

et par l'équation de la résultante réfléchie :

$$\underline{s}_{ref}(t) = -\underline{s}_{inc}(t) + \sqrt{2\gamma_{ext}}\underline{a}(t) \tag{1.30}$$

Comme dit plus tôt, cette théorie est documentée plus précisément dans l'annexe B. Elle est écrite ici en considérant la description du comportement du résonateur depuis son accès (la transition guide / cavité de la modélisation distribuée). D'ailleurs, l'équation de la résultante réfléchie peut être comparée avec l'équation (1.10) de la section liminaire. La TCMT est appliquée lors de la section suivante pour essayer de mieux saisir tout ce qu'elle raconte et les potentialités d'analyse qu'elle offre. Nous l'exploiterons plus tard pour extraire les grandeurs caractéristiques du résonateur, comprendre le concept d'absorption virtuelle, et finalement nous permettre de réaliser des expériences d'absorption virtuelle.

2.4 Étude théorique de la dynamique temporelle du résonateur - illustration par la réponse harmonique

L'objectif de cette section est d'appliquer la théorie temporelle des modes couplés à un résonateur microonde mono-accès et monomodal, pour une excitation harmonique. Nous avons construit dans la section précédente les deux équations de la théorie pour ce résonateur. Nous allons voir maintenant ce que racontent ces équations à propos de la réponse du résonateur à une excitation harmonique, ou sinusoïdale à amplitude constante (CW). Nous développons les solutions analytiques de l'évolution temporelle de l'amplitude de résonance (donc aussi celle de l'énergie emmagasinée dans le résonateur), puis de l'évolution temporelle du coefficient de réflexion. Nous regardons aussi l'influence des pertes internes et du type de couplage (introduction des notions de sur-couplage, sous-couplage et couplage critique). Tout cela n'est pas nouveau, mais cette illustration de la théorie par un cas simple semble pertinent avant de continuer notre progression vers des cas plus originaux. Il semble aussi que la réponse harmonique d'un tel résonateur vue sous l'angle de la TCMT permet de mettre en avant des phénomènes physiques parfois ignorés. L'étude du régime transitoire de la réponse harmonique est, en ce sens, très démonstrative.

2.4.1 Solutions temporelles générales pour l'amplitude de résonance et le coefficient de réflexion

Nous construisons ici l'expression générale de l'amplitude de résonance, puis du coefficient de réflexion pour un résonateur microonde mono-accès et monomodal.

Pour ces développements, nous avons choisi une dépendance temporelle [7] en $e^{j\underline{\omega}t}$. De plus, la pulsation complexe $\underline{\omega}$ sera donnée par $\underline{\omega} = \omega' + j\omega''$. Ainsi, dans cette section, le signal incident d'excitation est de la forme :

$$\underline{s}_{inc}(t) = s_0 e^{j\underline{\omega}t}$$

avec s_0 l'amplitude du signal incident à $t = 0$.

La résolution de l'équation de la dynamique de l'amplitude du mode de résonance :

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = (j\omega_0 - \gamma_{int} - \gamma_{ext})\underline{a}(t) + \underline{\kappa}\underline{s}_{inc}(t)$$

donne

$$\underline{a}(t) = \frac{\underline{\kappa}\underline{s}_{inc}(t)}{\gamma_{int} + \gamma_{ext} + j(\underline{\omega} - \omega_0)} + C_3 e^{(j\omega_0 - \gamma_{int} - \gamma_{ext})t}$$

avec C_3 une constante à déterminer selon la condition initiale de remplissage de la cavité. Si l'on pose qu'à $t = 0$, $\underline{a}(t) = a(0)$, nous obtenons l'expression générale de l'amplitude de résonance recherchée

$$\boxed{\underline{a}(t) = \frac{\underline{\kappa}s_0}{(\gamma_{ext} + \gamma_{int} - \omega'') + j(\omega' - \omega_0)} \left(e^{-\omega''t}e^{j\omega' t} - e^{(j\omega_0 - \gamma_{ext} - \gamma_{int})t}\right) + a(0)e^{(j\omega_0 - \gamma_{ext} - \gamma_{int})t}} \tag{1.31}$$

avec $\underline{\kappa} = \sqrt{2\gamma_{ext}}$ (pas de déphasage lié au choix du plan de référence et au type de transition, voir annexe B). Il faudra alors poser nos conditions initiales et calculer le module au carré de cette amplitude de résonance pour aboutir à l'expression de l'énergie emmagasinée par le résonateur au cours du temps.

Ensuite, nous pouvons établir l'expression de l'évolution temporelle du coefficient de réflexion à l'unique accès du résonateur à partir de l'équation de la résultante réfléchie :

$$\underline{s}_{ref}(t) = -\underline{s}_{inc}(t) + \sqrt{2\gamma_{ext}}\underline{a}(t)$$

soit le coefficient de réflexion temporel

$$\underline{r}(t) = \frac{\underline{s}_{ref}(t)}{\underline{s}_{inc}(t)} = -1 + \frac{\sqrt{2\gamma_{ext}}\underline{a}(t)}{\underline{s}_{inc}(t)}$$

7. On verra dans la suite du manuscrit que la dépendance $e^{-j\underline{\omega}t}$ est parfois plus pertinente, vis-à-vis de la littérature.

Ainsi, connaissant $\underline{a}(t)$, nous obtenons l'expression générale de l'évolution temporelle du coefficient de réflexion du résonateur mono-accès et monomodal :

$$\underline{r}(t) = -1 + \frac{2\gamma_{ext}}{(\gamma_{int}+\gamma_{ext}-\omega'') + j(\omega'-\omega_0)}\left(1 - e^{-j(\omega'-\omega_0)t}e^{-(\gamma_{int}+\gamma_{ext}-\omega'')t}\right) + \frac{\sqrt{2\gamma_{ext}}a(0)}{s_0}e^{-j(\omega'-\omega_0)t}e^{-(\gamma_{int}+\gamma_{ext}-\omega'')t} \quad (1.32)$$

À noter que si l'on veut le coefficient de réflexion nul à $t = 0$, le résonateur doit déjà être chargé avec une amplitude de résonance

$$a(0) = \frac{s_0}{\sqrt{2\gamma_{ext}}} \quad (1.33)$$

Inversement, si $a(0) = 0$, le coefficient de réflexion sera nul à l'instant :

$$\underline{t} = \frac{\ln(2\gamma_{ext}) - \ln(2\gamma_{ext} - (\gamma_{int}+\gamma_{ext}-\omega'') - j(\omega'-\omega_0))}{(\gamma_{int}+\gamma_{ext}-\omega'') + j(\omega'-\omega_0)} \quad (1.34)$$

Notons que cet instant est une grandeur complexe lorsque $\omega' \neq \omega_0$.

2.4.2 Développement analytique des solutions de la réponse harmonique du résonateur

Perdons en généralité et considérons maintenant une excitation harmonique à la résonance, soit $\omega' = \omega_0$ et $\omega'' = 0$. Le signal incident est donc maintenant $\underline{s}_{inc}(t) = s_0 e^{j\omega_0 t}$. On considère également l'absence d'énergie dans le résonateur à l'origine, soit $a(0) = 0$. Le tableau 1.1 synthétise les expressions de l'énergie emmagasinée et du coefficient de réflexion pour cette réponse harmonique du résonateur, obtenues via la TCMT. Les expressions sont données en considérant ou non la présence de pertes internes.

D'après la troisième ligne du tableau, nous notons dans ces conditions d'excitation CW, que le cas où le taux de décroissance interne est nul (pas de pertes internes) est celui qui permet d'accumuler le plus d'énergie dans le résonateur.

Puis, en présence de pertes internes, un cas particulier apparait lorsque l'on choisit le taux de décroissance externe égal au taux de décroissance interne, $\gamma_{ext} = \gamma_{int}$ (soit aussi $Q_{ext} = Q_{int}$). Autrement dit, le résonateur emmagasine la quantité exacte d'énergie qu'il diffuse et/ou dissipe à chaque instant. Cela se traduit par

$$|\underline{a}(t)|^2 = \frac{s_0^2}{2\gamma_{ext}}\left(1 - e^{-2\gamma_{ext}t}\right)^2 \quad (1.35)$$

TABLE 1.1 – Synthèse des expressions de l'énergie emmagasinée et du coefficient de réflexion pour la réponse harmonique à la résonance du résonateur mono-accès et monomodal, d'après la TCMT.

	$\gamma_{int} = 0$	$\gamma_{int} \neq 0$
Énergie emmagasinée	$\lvert\underline{a}(t)\rvert^2 = \frac{2}{\gamma_{ext}} s_0^2 \left(1 - e^{-\gamma_{ext} t}\right)^2$ (1)	$\lvert\underline{a}(t)\rvert^2 = \frac{2\gamma_{ext} s_0^2}{(\gamma_{int}+\gamma_{ext})^2} \left(1 - e^{-(\gamma_{int}+\gamma_{ext})t}\right)^2$ (2)
Énergie max. emmagasinée	$\lvert\underline{a}\rvert^2_{sat} = \frac{4Q_{ext} s_0^2}{\omega_0} = \frac{2s_0^2}{\gamma_{ext}}$ (3)	$\lvert\underline{a}\rvert^2_{sat} = \frac{4Q_{ext} s_0^2}{\omega_0} . \frac{Q_{int}^2}{(Q_{ext}+Q_{int})^2} = \frac{2s_0^2}{\gamma_{ext}} . \frac{\gamma_{ext}^2}{(\gamma_{ext}+\gamma_{int})^2}$ (4)
Coefficient de réflexion	$r(t) = 2\left(1 - e^{-\gamma_{ext} t}\right) - 1$ (5)	$r(t) = \frac{2\gamma_{ext}}{\gamma_{ext}+\gamma_{int}} \left(1 - e^{-(\gamma_{ext}+\gamma_{int})t}\right) - 1$ (6)

qui sature à un niveau d'énergie 4 fois plus faible que celui du cas sans pertes internes.

Le coefficient de réflexion est alors donné par

$$r(t) = -e^{-2\gamma_{ext} t} \tag{1.36}$$

qui tend rapidement vers 0, soit un cas où le coefficient de réflexion devient rapidement nul, une partie de l'énergie incidente étant emmagasinée dans le résonateur et l'autre diffusée et/ou dissipée par ce dernier. Ce cas particulier est appelé **couplage critique** [CPV00].

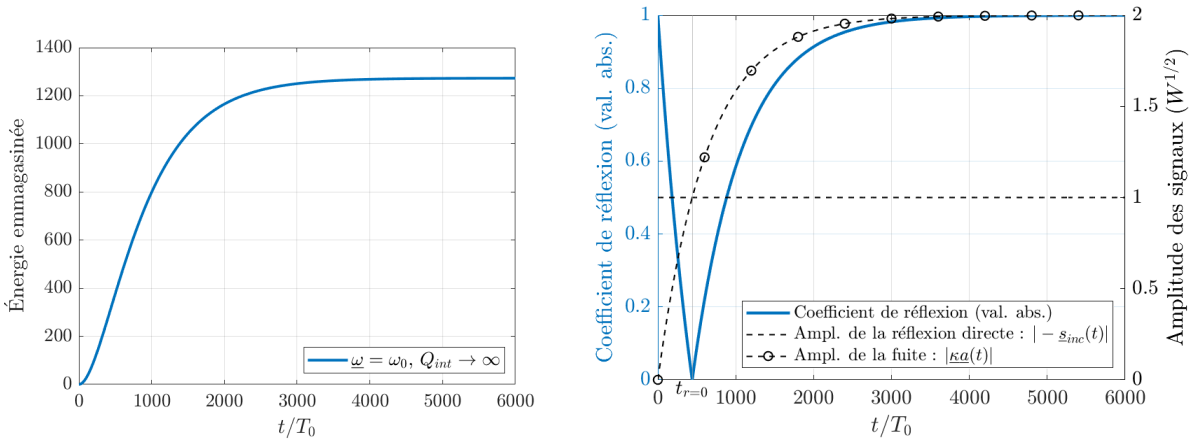
2.4.3 Analyse de la réponse harmonique du résonateur sans pertes d'après la TCMT

La figure 1.11(a) illustre l'énergie emmagasinée au cours du temps pour le cas sans pertes internes, d'après l'équation (1) du tableau 1.1. Pour la tracer, nous avons arbitrairement choisi $Q_{ext} = 2000$ et la partie réelle de la pulsation de la résonance $\omega_0 = 2\pi \times 2.45 \cdot 10^9$ rad.s^{-1}. La puissance incidente est choisie telle que $s_0^2 = 1$ W. Nous remarquons deux régimes de fonctionnement distincts. Tout d'abord un régime transitoire, lors duquel l'énergie emmagasinée dans le résonateur augmente. La tangente à l'origine est nulle (et la dérivée seconde de l'énergie positive), synonyme d'un engagement du processus à partir d'un instant de réflexion quasi totale (couplage faible). Ensuite, à partir d'un certain nombre de périodes, le résonateur sature à un niveau d'énergie dépendant du couplage avec le guide d'onde et de la puissance du signal incident, d'après l'équation (3) du tableau 1.1 :

$$\lvert\underline{a}\rvert^2_{sat} = \frac{4Q_{ext} s_0^2}{\omega_0} = \frac{2s_0^2}{\gamma_{ext}}$$

Ainsi, une variation du couplage engendrerait une variation du niveau maximal d'énergie emmagasinée. Cette variation du couplage provoquerait également une modification de la

dynamique temporelle de la croissance de l'énergie emmagasinée. En effet, la constante de temps de cette croissance (instant pour lequel l'énergie atteint 63% de sa valeur finale) dépend de γ_{ext} et est donnée par l'expression $\tau_{énergie} = \frac{1}{\gamma_{ext}} \ln\left(\frac{1}{1-\sqrt{0.63}}\right)$.



(a) (b)

FIGURE 1.11 – (a) Évolution temporelle de l'énergie emmagasinée (normalisée par la puissance incidente sur une période). (b) Valeur absolue du coefficient de réflexion associé et contributions au signal résultant réfléchi.

La figure 1.11(b), représentant la valeur absolue du coefficient de réflexion au cours du temps (équation (5) du tableau 1.1), permet de comprendre la manière dont l'énergie s'accumule dans le résonateur. À noter que ce coefficient tracé sans valeur absolue, est négatif entre les instants $t = 0$ et $t = t_{r=0}$ (varie entre -1 et 0). Pour compléter ce coefficient de réflexion, nous représentons l'évolution temporelle des composantes du signal réfléchi global, données d'après la seconde équation de la théorie temporelle des modes couplés (les crochets permettent de distinguer les deux composantes tracées en valeur absolue sur la figure 1.11(b)) :

$$\underline{s}_{ref}(t) = [-\underline{s}_{inc}(t)] + [\underline{\kappa a}(t)] \tag{1.37}$$

soit, en décomposant les deux termes pour notre signal harmonique :

$$\underline{s}_{ref}(t) = \left[-s_0 e^{j\omega_0 t}\right] + \left[2s_0 e^{j\omega_0 t}\left(1 - e^{-\gamma_{ext} t}\right)\right] \tag{1.38}$$

En traduisant en termes de phase, les signes devant les deux contributions, nous pouvons réécrire l'équation :

$$\underline{s}_{ref}(t) = \left[s_0 e^{j\omega_0 t}\right] e^{j\pi} + \left[2s_0 e^{j\omega_0 t}\left(1 - e^{-\gamma_{ext} t}\right)\right] e^{j2\pi} \tag{1.39}$$

ce qui montre que lorsque le signal d'excitation a une fréquence dont la partie réelle est égale

à la partie réelle de la fréquence de résonance (la considération d'une fréquence d'excitation complexe ne change pas cette observation, voir l'équation (1.32) avec $\omega' = \omega_0$, $a(0) = 0$ et $\omega'' \neq 0$), les deux contributions à la réflexion sont en opposition de phase et interfèrent de manière destructive. Lorsque le résonateur est excité à cette fréquence caractéristique exacte, les ondes s'organisent dans celui-ci de manière constructive parfaite. Elles sont en phase parfaite avec le signal incident alors que la réflexion directe à l'accès est en opposition de phase [8]. Nous retrouvons sur la figure ces deux composantes de la réflexion, l'une d'amplitude constante et l'autre d'amplitude croissante puis saturée. L'opposition de phase est marquée par les oscillations des signaux, qui ne sont pas tracées sur la figure.

La dynamique temporelle de la réflexion peut être découpée en quatre étapes, trois étant transitoires, la dernière permanente (asymptotique). Nous voyons qu'à l'origine, le phénomène en place est vu comme si l'intégralité du signal incident était réfléchi. Le module du coefficient de réflexion est donc égal à 1, soit le coefficient de réflexion direct à l'accès dans l'hypothèse couplage faible. Dans une modélisation distribuée du résonateur, la petite part d'onde entrant dans le résonateur n'est pas encore revenue. Ainsi, une petite partie de l'énergie incidente passe bel et bien dans le résonateur (voir la section 2.1.5). Le niveau d'énergie dans celui-ci va donc croître, et de manière réciproque, celui-ci va pouvoir commencer à contribuer à la réflexion. Dans la première étape transitoire de la réflexion, la contribution majoritaire est celle du signal réfléchi directement à l'accès. Comme les deux contributions à la réflexion sont en opposition de phase, l'une majoritaire constante et l'autre minoritaire croissante, la réflexion résultante diminue.

La seconde étape transitoire de la réflexion est un instant. En effet, après 441 périodes ($t_{r=0} = \ln(2)/\gamma_{ext}$, équation (1.34)), le signal de fuite est exactement égal à celui réfléchi à l'accès. Les interférences destructives conduisent à l'annulation de la réflexion.

Ensuite, pour la troisième et dernière étape transitoire, le résonateur contient un niveau d'énergie tel qu'il est capable de laisser fuiter une quantité d'énergie plus importante que celle réfléchie directement à l'accès. Le jeu des interférences destructives se poursuit, mais le coefficient de réflexion augmente à nouveau. Le signal réfléchi résultant prend par contre la même phase que celle du signal de fuite. Contrairement aux premiers instants du remplissage, celui-ci est devenu dominant.

Enfin, cela débouche sur la dernière étape, permanente, lors de laquelle le résonateur laisse fuiter une quantité d'énergie tout juste doublement supérieure à celle directement réfléchie à l'accès. Cela aboutit, par l'effet des interférences destructives, à l'observation d'un signal réfléchi équivalent à celui incident. La réflexion globale n'implique donc pas réflexion totale à l'accès. Le résonateur laisse fuir deux fois plus d'énergie qu'il n'en arrive à l'accès. Une

8. Nous verrons qu'en pratique, vu depuis un plan de référence différent du plan de transition guide/résonateur, cette opposition de phase n'est pas directement identifiable.

part interfère déstructivement à l'accès avec la réflexion directe, traduisant une captation de l'énergie incidente par le résonateur. L'autre part égale sort du résonateur, conduisant à ce régime permanent du stockage d'énergie. Nous reviendrons sur ce terme par la suite, mais nous venons ici d'analyser la dynamique temporelle du coefficient de réflexion à la résonance pour un résonateur dit sur-couplé. Ce sur-couplage était directement prévisible via notre choix de résonateur sans pertes internes, présentant $Q_{int} > Q_{ext}$.

2.4.4 Analyse de la réponse harmonique du résonateur avec pertes d'après la TCMT

Nous nous intéressons maintenant aux tracés de l'évolution temporelle de l'énergie emmagasinée dans le résonateur au cours du temps et du coefficient de réflexion, en considérant un résonateur sujet au rayonnement et/ou à la dissipation de l'énergie qu'il capte (pertes internes, facteur de qualité interne fini). Les éléments des figures 1.12 et 1.13 obtenus grâce aux équations de la TCMT, doivent permettre de conduire l'analyse.

2.4.4.1 Types de couplage - Nous reprenons à travers la figure 1.12, la même présentation du coefficient de réflexion du résonateur, pour une excitation harmonique à la résonance avec un découpage des deux contributions à la résultante réfléchie. Nous retrouvons pour le cas où $Q_{int} > Q_{ext}$, un régime transitoire de la réflexion en trois étapes, lors desquelles la contribution des fuites est inférieure puis va dépasser la contribution de la réflexion directe. Ainsi on observe une décroissance puis une croissance du coefficient de réflexion, dynamique marquée par un instant de réflexion nulle. Comme dit plus tôt, nous avons ici la dynamique temporelle harmonique du coefficient de réflexion pour un résonateur **sur-couplé** [9].

Dans le cas où $Q_{int} < Q_{ext}$, le résonateur est dit **sous-couplé**. La contribution des fuites à la résultante réfléchie ne dépassera pas la contribution de la réflexion directe. Ainsi, le coefficient de réflexion ne fait que décroître pendant la phase transitoire, sans jamais devenir nul avant d'atteindre le régime permanent. La réflexion directe est majoritaire à l'accès, et nous devons observer un signal réfléchi global en opposition de phase avec le signal incident.

Enfin, si $Q_{int} = Q_{ext}$, nous parlons de **couplage critique** [CPV00]. Comme dans notre illustration le résonateur est vide à l'origine, il faut une certaine période transitoire pour voir la fuite venir exactement compenser la réflexion directe à l'accès. Cela conduit à un coefficient de réflexion nul une fois le régime permanent atteint, et cela tant que l'excitation harmonique est maintenue. Cette propriété est très souvent souhaitée dans les applications en électromagnétisme, et la recherche du couplage critique de résonateurs se cache parfois sous le terme d'adaptation d'impédance.

9. Précisons que les trois types de couplages présentés ici peuvent exister sous l'hypothèse de couplage faible de la TCMT. Leur définition n'a pas de lien direct avec cette notion de couplage faible.

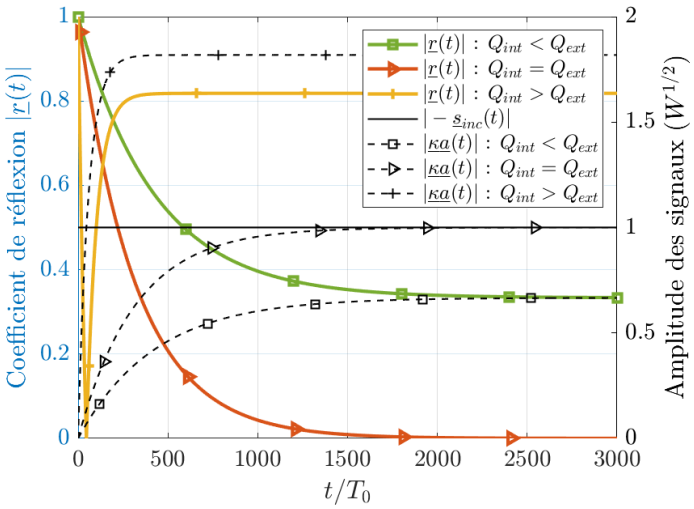


FIGURE 1.12 – Évolution temporelle des coefficients de réflexion, et contributions à la résultante réfléchie selon le couplage.

D'un point de vue comportemental, le sur-couplage traduit la tendance du résonateur à perdre l'énergie captée principalement via les fuites plutôt qu'à travers les pertes internes (rayonnement et/ou dissipation). Au régime permanent, la réflexion globale est essentiellement due aux fuites du résonateur vers le guide d'onde. À l'inverse, le sous-couplage traduit le fait que l'énergie captée par le résonateur est principalement perdue via des effets dissipatifs et/ou de rayonnement. La réflexion globale est principalement due à la réflexion directe à l'accès du résonateur.

Dans les deux cas, au régime permanent, l'énergie captée par le résonateur est intégralement perdue à la fois par les fuites et par les pertes internes, à des niveaux différents selon le couplage. L'équilibre entre ces deux contributions est trouvé pour le couplage critique, le résonateur dissipant et/ou rayonnant intégralement au régime permanent la même quantité d'énergie que celle captée, conduisant donc à une réflexion globale nulle (par interférences destructives). Obtenir en pratique les conditions de couplage critique est extrêmement délicat. L'égalité entre les facteurs de qualité interne et externe demanderait un réglage très fin, typiquement en ajustant l'accès (donc le γ_{ext} et le $\underline{\kappa}$). Mais surtout, si ce réglage est trouvé, il faut ensuite identifier la fréquence réelle d'excitation devant exactement correspondre à ω_0, un petit écart conduisant à la perte de l'opposition de phase entre les contributions à la réflexion et donc à l'apparition d'un signal réfléchi.

2.4.4.2 Influence des facteurs de qualité - Les éléments de la figure 1.13 permettent de rendre compte de la dépendance de l'énergie emmagasinée et du coefficient de réflexion

à l'un ou l'autre des facteurs de qualité. Ainsi, pour un facteur de qualité interne donné (éléments (a) et (b)), on remarque que le maximum d'énergie emmagasinée est obtenu dans le cas de couplage critique. Cela semble logique, car dans tous les cas, la quantité d'énergie perdue par les pertes internes est identique, et seul le couplage critique permet de ne pas perdre en plus de l'énergie via la réflexion.

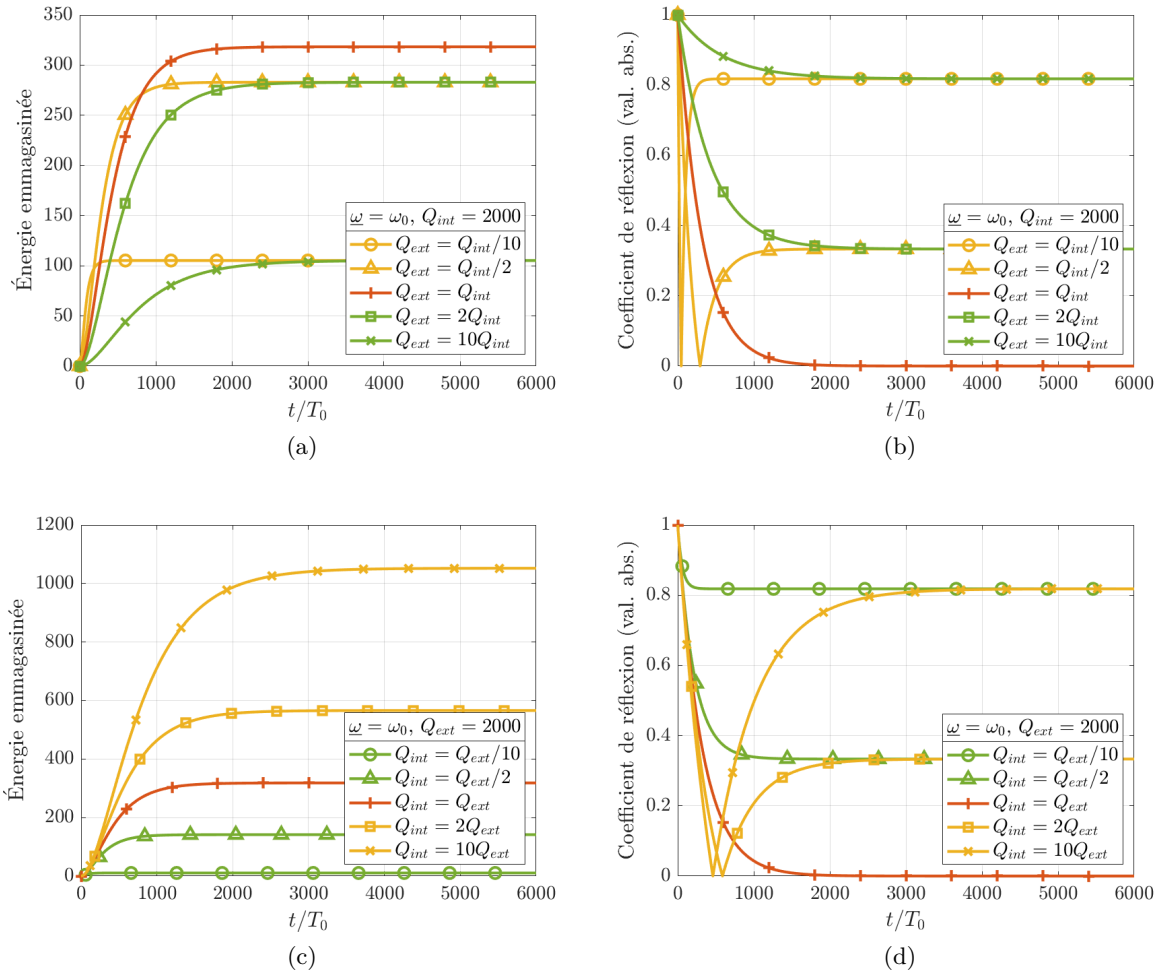


FIGURE 1.13 – (a) et (c) Évolution temporelle de l'énergie emmagasinée (normalisée par la puissance incidente par cycle). (b) et (d) Évolution temporelle du coefficient de réflexion associé.

On note ensuite qu'il est possible d'atteindre les mêmes niveaux d'énergie emmagasinée au régime permanent, que l'on soit en sur-couplage ou sous-couplage. C'est surtout la dynamique transitoire qui est impactée. En effet, le sur-couplage permet d'atteindre plus rapidement le régime permanent. Pendant un certain nombre de périodes, ce couplage permet à chaque instant d'accumuler plus d'énergie que pour le couplage critique. Cela semble normal car pour un facteur de qualité interne donné, le sur-couplage est obtenu en diminuant le facteur

de qualité externe (en augmentant le taux de décroissance externe), donc en permettant plus facilement l'entrée d'énergie dans le résonateur. Cette propriété transitoire du sur-couplage peut être d'intérêt par rapport au couplage critique. Au contraire, le sous-couplage n'est ni intéressant en termes d'énergie maximale stockée, ni en termes de dynamique transitoire accélérée.

Ajoutons que pour des activités de stockage d'énergie, le régime permanent n'a pas trop d'intérêt. Même dans le cas du couplage critique, on maintient un certain niveau d'énergie dans le résonateur, mais en proportion, l'énergie incidente est intégralement perdue via les pertes internes du résonateur. Les coefficients de réflexion pour ces variations de facteur de qualité externe montrent bien que, plus il est petit par rapport au facteur de qualité interne, plus la dynamique transitoire est rapide, l'instant de réflexion nulle pour le sur-couplage étant atteint plus rapidement.

Les éléments (c) et (d) de la figure 1.13 montrent l'influence du facteur de qualité interne pour un facteur de qualité externe donné. En quelque sorte dans ce cas, on fixe le coefficient de couplage à l'accès du résonateur, alors que l'on fait varier les propriétés de dissipation et/ou de rayonnement de celui-ci pour une fréquence donnée. On observe ainsi, sans surprise, que plus le facteur de qualité interne est important, plus le niveau permanent d'énergie emmagasinée est important. Contrairement à la variation précédente, la dynamique du transitoire semble moins impactée. On remarque en effet pour les deux cas de sur-couplage, que pour le même écart entre les facteurs de qualité interne et externe que la figure 1.13(b), l'instant de réflexion nulle est atteint pour des temps beaucoup plus courts.

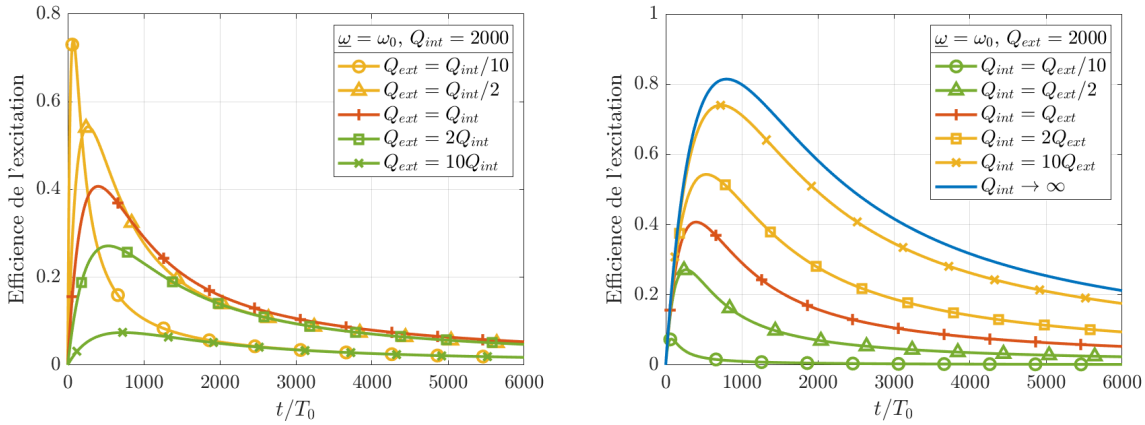
2.4.4.3 Efficience de l'excitation - Des observations similaires ont été conduites dans des articles de Alvarez et de Ra'di *et al* (revue non exhaustive) [Alv86 ; RKA20]. Ces deux articles discutent d'ailleurs de la dynamique temporelle en fonction du couplage d'une grandeur appelée **efficience de l'excitation**, caractérisant l'efficience avec laquelle l'énergie incidente est convertie en énergie emmagasinée par le résonateur au cours du temps (voir aussi les références [Heu+10 ; Bad+13]). Une efficience maximale serait que l'intégralité de l'énergie incidente soit convertie en énergie emmagasinée. Telle que décrite dans ces articles, l'efficience est cumulative, c'est-à-dire qu'à un instant donné, on compare l'énergie emmagasinée dans le résonateur à cet instant relativement à la totalité de l'énergie incidente depuis l'origine de l'excitation. Ainsi, l'efficience de l'excitation que l'on note η, comme dans l'article de Ra'di [RKA20], est donnée par :

$$\eta = \frac{|\underline{a}(t)|^2}{s_0^2 t} \tag{1.40}$$

Nous traçons sur la figure 1.14, les évolutions temporelles de l'efficience de l'excitation pour nos différentes variations de facteurs de qualité interne et externe. Dans tous les cas, nous

voyons que pour une excitation harmonique, l'efficience de l'excitation possède un optimum dans les premiers instants. Ainsi, pour un facteur de qualité interne donné (figure 1.14(a)), l'efficience de l'excitation la plus grande est obtenue pour le facteur de qualité externe le plus faible, mais cette efficience est préservée pendant un laps de temps très bref. C'est lors du régime transitoire que l'efficience maximale est atteinte dans tous les cas, le régime transitoire des résonateurs sur-couplés étant le plus efficient (attention, l'optimum ne se trouve pas à l'instant où le coefficient de réflexion est nul). Cela a déjà pu être aperçu via les tracés de l'énergie emmagasinée au cours du temps. On remarque que pour les temps plus longs, c'est le couplage critique qui permet la meilleure efficience de l'excitation, ce qui paraît logique étant donné qu'aucune énergie n'est perdue par réflexion, contrairement aux autres couplages.

Enfin, pour un facteur de qualité externe donné (donc un coefficient de couplage au résonateur fixé - voir la figure 1.14(b)), le plus grand facteur de qualité interne permet d'atteindre l'efficience de l'excitation maximale. Comme évoqué par Alvarez, pour une excitation harmonique, l'efficience de l'excitation plafonne autour de 0.8145 dans le meilleur des cas (résonateur sans pertes internes). Une nouvelle fois, en termes d'efficience de l'excitation relativement à l'énergie emmagasinée dans le résonateur, il ne semble pas pertinent d'utiliser un résonateur excité par un signal harmonique pour des activités de stockage sur le temps long.



(a) (b)

FIGURE 1.14 – Évolutions temporelles de l'efficience de l'excitation du résonateur. (a) Tracés pour un facteur de qualité interne fixé et différents facteurs de qualité externes. (b) Tracés pour un facteur de qualité externe fixé et différents facteurs de qualité internes.

Dans cette section, nous avons pu étudier de manière plus illustrée, les informations que peut nous délivrer la TCMT, en régime harmonique pour un résonateur simple. Ces analyses restent focalisées sur ce que racontent les deux équations de la théorie. Nous allons voir dans la section suivante, quels premiers liens nous pouvons tisser entre cette théorie et une vision plus pratique. En tout cas, nous retiendrons spécifiquement :

- Les études autour des étapes transitoires du coefficient de réflexion.
- Les trois types de couplages entre le résonateur et le guide d'onde : sous-couplage, couplage critique et sur-couplage.
- L'intérêt des interférences destructives à la fréquence de résonance entre les deux contributions à la réflexion globale. Ce sont elles qui peuvent permettre d'observer une absence de réflexion lors de l'excitation.
- La notion d'efficience de l'excitation, que l'on mettra par la suite en confrontation avec la notion d'efficacité.

Retenons bien ces éléments, nous les retrouverons plus tard pour un régime non harmonique et le cas de sur-couplage, dans le cadre de l'absorption virtuelle.

3 Faire parler le spectre en réflexion - Éléments de compréhension pour l'expérience

L'objectif de cette section est d'envisager le passage vers des réalisations expérimentales. Pour cela, nous analysons le comportement de résonateurs d'un point de vue fréquentiel et temporel. Nous verrons que la théorie temporelle des modes couplés permet de préciser quelques observations. Cette section aboutit sur de réelles contributions des travaux de recherche de cette thèse. Nous verrons en particulier que l'usage de cette théorie peut nous permettre de retrouver, de mesurer, des caractéristiques de résonateurs mono-accès et dont les résonances sont isolées. La connaissance de ces caractéristiques, notamment les taux de décroissance, sera de toute première importance pour réaliser par la suite l'absorption virtuelle avec un résonateur réel. Une méthode présentée en fin de section a notamment été valorisée dans un article [Del+22].

3.1 Construire la réponse temporelle à partir du spectre en réflexion

Dans le domaine des microondes, il est assez aisé d'obtenir des informations sur le comportement fréquentiel d'un dispositif, comme un résonateur. À ce titre, on étudie souvent leurs paramètres S. Typiquement, pour un dispositif microonde à deux accès (1 et 2), un guide d'onde par exemple, il existe quatre paramètres S que l'on peut mettre sous la forme d'une matrice S :

$$\begin{pmatrix} \underline{S}_{11} & \underline{S}_{12} \\ \underline{S}_{21} & \underline{S}_{22} \end{pmatrix} \tag{1.41}$$

La sous-section 2.1.1 discute largement de ces paramètres S. Ces grandeurs complexes sont usuellement recherchées et mesurées en pratique, à travers des appareils appelés analyseurs

de réseau (scalaire pour mesurer uniquement l'amplitude des paramètres, vectoriel pour également avoir un retour sur leur phase - nous utiliserons uniquement le second, que l'on pourra nommer sous l'acronyme anglais VNA). De plus, des outils de simulation numérique, comme les logiciels HFSS de Ansys ou CST, permettent le calcul des réponses fréquentielles des dispositifs microondes, donc des paramètres S. Le comportement temporel d'un résonateur est moins souvent accessible via les logiciels de simulation électromagnétique, et les dispositifs expérimentaux à mettre en place pour mesurer ce comportement peuvent être lourds, demandant plus de matériel qu'un unique VNA. Cependant, les informations fréquentielles peuvent se traduire assez facilement en informations temporelles. L'idée de cette sous-section est d'expliquer l'analyse à conduire pour obtenir des informations sur la réponse temporelle d'un résonateur à partir des spectres des paramètres S.

D'un point de vue temporel, notre objectif est de construire la réponse temporelle d'un résonateur à un signal d'excitation quelconque. Le résonateur agit en quelque sorte comme un filtre. Il est caractérisé en temporel par la réponse impulsionnelle. Ainsi, pour un signal d'excitation noté $e(t)$, le signal de réponse $r(t)$ est dépendant de cette réponse impulsionnelle $h(t)$ d'après le produit de convolution :

$$r(t) = e(t) * h(t) \tag{1.42}$$

Dans le domaine spectral, ce produit de convolution devient un produit simple via la transformée de Fourier. Ainsi, en notant $\underline{R}(f)$, $\underline{E}(f)$ et $\underline{H}(f)$ les transformées de Fourier des différents signaux temporels $r(t)$, $e(t)$ et $h(t)$ respectivement, l'équation temporelle devient dans le domaine fréquentiel :

$$\underline{R}(f) = \underline{E}(f).\underline{H}(f) \tag{1.43}$$

On comprend donc que si l'on arrive à déterminer la fonction de transfert $\underline{H}(f)$ du résonateur, on pourra construire les réponses fréquentielle et temporelle de ce dernier, associées à n'importe quel signal d'excitation.

Mais qu'est-ce-qu'une fonction de transfert ? Celle-ci est définie comme le pendant fréquentiel de la réponse du système à caractériser à une impulsion de Dirac (temporelle). Par définition, l'impulsion de Dirac est l'élément neutre du produit de convolution. Ainsi, injectée en entrée dans l'équation (1.42), la transformée de Fourier de la réponse à cette impulsion, donc de la réponse impulsionnelle $r(t) = h(t)$, n'est autre que la fonction de transfert du système : $\underline{R}(f) = \underline{H}(f)$. Cette impulsion temporelle a théoriquement un spectre fréquentiel dit blanc, *i.e.* contenant toutes les fréquences du spectre, pour une même amplitude. La réponse impulsionnelle retourne donc les informations sur le comportement d'un système vis-à-vis de signaux d'excitation d'amplitudes égales à toutes les fréquences.

En pratique, il est impossible d'obtenir cette infinité d'informations, et nous devons tra-

vailler en spectre fini. Cela se traduit en temporel, par des impulsions à largeurs de bande non nulles. Nous pourrons ainsi mesurer la réponse d'un système à une impulsion d'une certaine largeur de bande. Plus l'impulsion sera courte, plus nous pourrons retrouver d'informations fréquentielles (donc à propos de la fonction de transfert) par transformée de Fourier de la réponse. Dans le domaine fréquentiel, la fonction de transfert se trouve partiellement via la mesure de la réponse du résonateur à un signal d'excitation d'amplitude constante pour différentes fréquences, autrement dit via un balayage en fréquence des réponses harmoniques du résonateur. Pour contenir toute l'information, cette réponse peut être mesurée en amplitude et phase. On voit alors se dessiner la fonction d'un VNA pour la mesure fréquentielle des paramètres S. Ces derniers représentent en fait le pendant fréquentiel de la réponse impulsionnelle (temporelle) du résonateur. Ainsi, une mesure ou une simulation de $\underline{H}(f)$ est envisageable.

Pour un résonateur couplé à un unique accès, il existe un seul paramètre S, noté $\underline{S}_{11}(f) = |\underline{S}_{11}(f)|e^{j\phi_{\underline{S}_{11}}(f)}$, soit un coefficient de réflexion (rapport d'ondes) avec $\phi_{\underline{S}_{11}}(f)$ la phase du paramètre en fonction de la fréquence réelle d'excitation. Nous avons donc $\underline{H}(f) = \underline{S}_{11}(f)$. Dans ce cas, cette fonction de transfert relie le signal incident à l'accès 1 au signal global réfléchi à ce même accès. La transformée de Fourier d'un signal réel $x(t)$, notée $\underline{X}(f)$ est à symétrie hermitienne, soit $\underline{X}^*(-f) = \underline{X}(f)$. D'après cette relation, le spectre fréquentiel de la fonction de transfert doit être complété aux fréquences négatives par le spectre conjugué des fréquences positives. Comme bien expliqué par V. Mazières dans sa thèse, p. 156, pour obtenir par analyse fréquentielle la réponse temporelle du résonateur mono-accès à un signal d'excitation donné, il faut suivre les opérations suivantes [Maz20] :

- Mesurer au VNA le paramètre $\underline{S}_{11}$ sur la bande de fréquence souhaitée.
- Multiplier la transformée de Fourier du signal d'excitation par $\underline{S}_{11}(f)$ sur les fréquences positives et par $\underline{S}^*_{11}(f)$ sur les fréquences négatives.
- Calculer la réponse temporelle du résonateur par transformée de Fourier inverse de la réponse fréquentielle obtenue.

Une grande partie des réponses temporelles du manuscrit est calculée de cette façon. Cette méthode a l'avantage de ne coûter expérimentalement ou en simulation, qu'une unique caractérisation des paramètres S du résonateur. Une infinité de réponses temporelles peut être construite à partir de là. Malgré les effets numériques associés aux manipulations mathématiques, les constructions temporelles par cette analyse fréquentielle sont uniquement soumises au bruit de mesure du VNA (ou à un bruit numérique si simulé). Cela est plutôt avantageux, étant donné que ce bruit reste bien plus limité que celui associé à une mesure temporelle directe. En effet, la dynamique du VNA est largement supérieure à 100 dB.

3.2 Ce que nous dit la théorie temporelle des modes couplés sur la réflexion : le $\underline{S}_{11}$ questionné

Cette partie se construit de la manière suivante. Nous allons tout d'abord montrer que la TCMT permet d'exprimer le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence d'excitation. Cette expression nous sera utile par la suite. Nous présenterons ensuite notre premier objet d'étude (simulé), soit une cavité microonde distribuée, couplée à un unique accès, avec pertes, dans laquelle un mode peut s'établir (et évoluer libre ou forcé). Puis, nous analyserons les premières informations tirées de son coefficient de réflexion pour différents couplages, données obtenues par simulation numérique. Nous appliquerons alors la procédure présentée dans la sous-section précédente afin de tracer les réponses temporelles du résonateur en régime harmonique. Nous retrouverons des allures déjà identifiées via les équations de la TCMT. La description permise par cette théorie aboutit à différentes méthodes d'extraction des taux de décroissance interne et externe de la cavité selon les couplages. Cela constitue l'une des contributions de cette thèse. Ces méthodes nous seront de première utilité par la suite. Elles semblent réplicables pour de nombreux cas associés à des résonateurs mono-accès et dont les résonances sont isolées.

3.2.1 Formulation analytique du $\underline{S}_{11}$ en fonction de la fréquence par la TCMT

L'idée de cette petite section, est d'exprimer via la théorie temporelle des modes couplés, le coefficient de réflexion d'un résonateur mono-accès et monomodal (donc le $\underline{S}_{11}$) en fonction de la fréquence d'excitation. Cette expression sera particulièrement utile pour la suite, notamment au Chapitre 2.

Rappelons tout d'abord l'expression de l'équation de la résultante réfléchie :

$$\underline{s}_{ref}(t) = -\underline{s}_{inc}(t) + \sqrt{2\gamma_{ext}}\underline{a}(t) \tag{1.44}$$

Nous cherchons ici le coefficient de réflexion, soit

$$\frac{\underline{s}_{ref}(t)}{\underline{s}_{inc}(t)} = -1 + \frac{\sqrt{2\gamma_{ext}}\underline{a}(t)}{\underline{s}_{inc}(t)} \tag{1.45}$$

Or, d'après l'équation de la dynamique de l'amplitude de résonance :

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = (j\omega_0 - \gamma_{int} - \gamma_{ext})\underline{a}(t) + \underline{\kappa}\underline{s}_{inc}(t) \tag{1.46}$$

on trouve (en posant $\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = j\omega\underline{a}(t)$, avec la convention $e^{j\underline{\omega}t}$) :

$$\underline{a}(t) = \frac{\sqrt{2\gamma_{ext}}\underline{s}_{inc}(t)}{\gamma_{int} + \gamma_{ext} + j(\underline{\omega} - \omega_0)} \tag{1.47}$$

et finalement, nous voyons la dépendance temporelle en $e^{j\underline{\omega}t}$ disparaitre :

$$\frac{\underline{s}_{ref}(t)}{\underline{s}_{inc}(t)} = \underline{S}_{11}(\underline{\omega}) = \underbrace{-1}_{\text{Réflexion directe}} + \underbrace{\frac{2\gamma_{ext}}{\gamma_{int}+\gamma_{ext}+j(\underline{\omega}-\omega_0)}}_{\text{Fuites}} \tag{1.48}$$

soit le coefficient de réflexion exprimé en fonction de la fréquence $\underline{\omega}$ de l'excitation. Notons que seule la contribution des fuites du résonateur vers le guide d'onde est dépendante de la fréquence, ce qui semble logique comme cette contribution se propage dans la cavité.

D'après cette équation, le coefficient de réflexion est réel pur à la pulsation de résonance ω_0. De plus, le module du $\underline{S}_{11}$ est minimal pour $\underline{\omega} = \omega_0$, et vaut :

$$|\underline{S}_{11}(\omega_0)| = \left|\frac{\gamma_{ext}-\gamma_{int}}{\gamma_{ext}+\gamma_{int}}\right| \tag{1.49}$$

3.2.2 Notre objet d'étude

Nous introduisons ici un premier objet dont nous allons tenter d'analyser le comportement grâce aux différents outils discutés plus tôt. Ainsi, la figure 1.15 illustre (en 2D) le résonateur microonde, ou cavité microonde, à étudier. Celle-ci est pour l'instant uniquement considérée en simulation électromagnétique, à partir du logiciel HFSS de Ansys. Cette cavité est donc un pavé droit, vide à l'intérieur et possédant des parois en aluminium. L'aluminium n'étant pas un conducteur électrique parfait, la cavité présente quelques pertes internes. Pour coupler de l'énergie à cette cavité, nous insérons un plongeur coaxial à travers sa face supérieure. Nous retrouvons donc la configuration résonateur couplé à un unique accès.

L'encart de la figure 1.15 schématise le couplage du champ électrique à la cavité à travers le monopole coaxial. Selon la fréquence du signal d'excitation, la géométrie de la cavité peut être telle que le champ électrique s'organise de manière pérenne (tant que l'excitation est maintenue) dans la cavité. Nous obtenons alors un phénomène de résonance et l'établissement d'un mode forcé de la cavité. Nous allons considérer ici que la cavité ne peut accepter ce phénomène de résonance qu'autour d'une fréquence. Elle se comporte donc comme un résonateur monomodal. Nous observons sur la figure 1.15 l'organisation 2D du champ électrique dans la cavité pour cet unique mode forcé (TE_{012}, autour de 2.44 GHz). Il présente deux ventres de champ électrique dans la longueur. Nous fixons les dimensions de la cavité et la position de l'accès. Cependant, nous jouerons sur la longueur de pénétration du monopole dans la cavité ($l_{c_{in}}$) pour modifier le couplage et pouvoir étudier des cas de sur-couplage, de sous-couplage et de couplage critique. Selon la longueur de pénétration de l'âme du câble coaxial ou encore l'organisation spatiale de la résonance, il est possible que le plan de l'accès à la cavité de phase nulle varie (en relation avec la construction de la TCMT en annexe B).

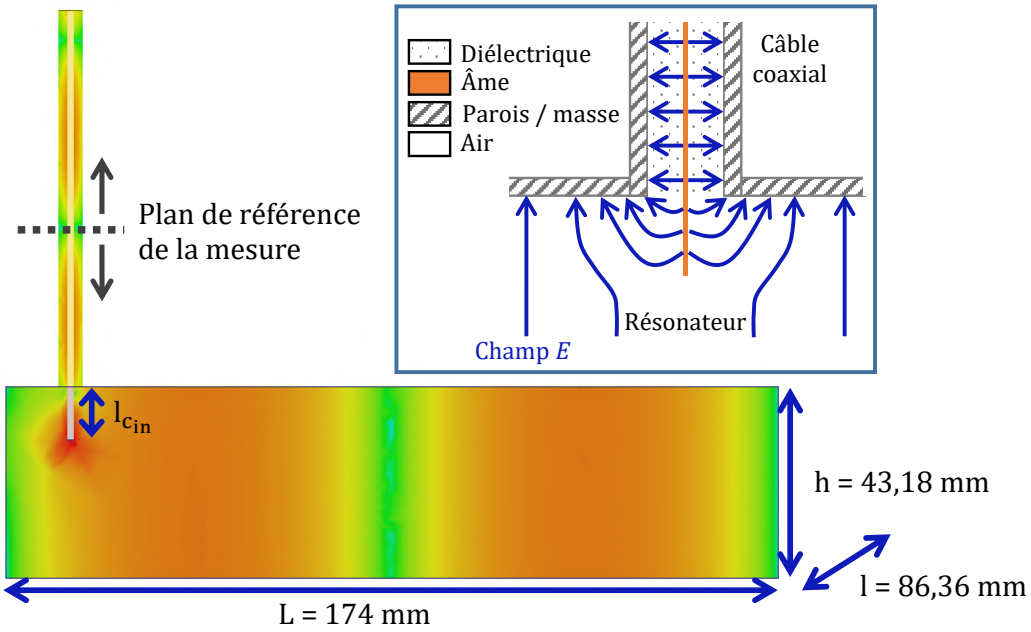


FIGURE 1.15 – Distribution du champ électrique dans la cavité microonde mono-accès excitée à travers un monopole et simulée sur HFSS (les zones les plus rouges traduisent un champ électrique plus important que les zones vertes). L'encart illustre le couplage du champ électrique entre le câble coaxial et la cavité microonde.

3.2.3 Le spectre en réflexion selon le couplage - Module et phase

La figure 1.16 montre les résultats de simulation fournis par HFSS en termes de module et phase du coefficient de réflexion de notre cavité microonde, autrement dit le paramètre $\underline{S}_{11}$. Ce paramètre est tracé pour trois longueurs $l_{c_{in}}$ du monopole (plongeur) de couplage.

À chaque longueur du plongeur correspond un certain coefficient de couplage, ou aussi, un certain taux de décroissance externe. Ainsi, pour une cavité microonde fixée, les pertes internes, ou aussi les taux de décroissance internes, peuvent être considérés constants autour d'une fréquence fixée. Les trois paramètres $\underline{S}_{11}$ tracés représentent ici le type de réponse observable en module et phase selon la relation entre les taux de décroissance externe et interne. Le tableau 1.2 résume ces dépendances selon le couplage, traduites également en termes de facteurs de qualité et de constantes de temps.

Revenons aux tracés du paramètre $\underline{S}_{11}$ selon le couplage. Nous observons tout d'abord que le couplage critique possède un module minimal beaucoup plus faible que pour les autres couplages. En effet, comme déjà discuté plus haut avec la TCMT et exprimé par l'équation (1.49), le couplage critique a pour principale propriété l'annulation du coefficient de réflexion au régime permanent d'une excitation harmonique à la fréquence de résonance (réelle). La finesse du module autour du minimum conduit à une excitation harmonique à précisément

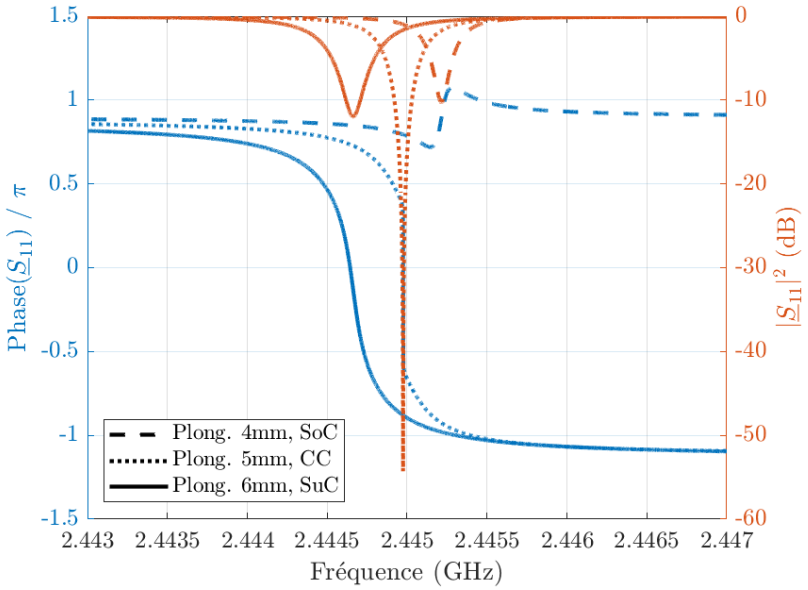


FIGURE 1.16 – Paramètres $\underline{S}_{11}$ calculés par simulation HFSS pour différentes longueurs du monopole d'accès. Les phases sont tracées déroulées. Notons : SoC pour Sous-Couplage, SuC pour Sur-Couplage et CC pour Couplage Critique.

TABLE 1.2 – Différents couplages d'un résonateur microonde mono-accès et monomodal.

Type de couplage	Relation entre taux de décroissance	Relation entre facteurs de qualité	Relation entre constantes de temps	Commentaire
Sous-couplage	$\gamma_{int} > \gamma_{ext}$	$Q_{int} < Q_{ext}$	$\tau_{int} < \tau_{ext}$	L'énergie dans la cavité se perd principalement par dissipation.
Sur-couplage	$\gamma_{int} < \gamma_{ext}$	$Q_{int} > Q_{ext}$	$\tau_{int} > \tau_{ext}$	L'énergie dans la cavité se perd principalement par les fuites à l'accès.
Couplage critique	$\gamma_{int} = \gamma_{ext}$	$Q_{int} = Q_{ext}$	$\tau_{int} = \tau_{ext}$	Il y a autant d'énergie perdue par dissipation que par les fuites à l'accès.

mettre en œuvre. Dès lors que l'on s'éloigne de ce couplage, nous voyons le minimum du module du paramètre $\underline{S}_{11}$ augmenter. Le minimum du module étant atteint à la fréquence de résonance, nous observons également que la variation de la longueur du monopole dans la cavité entraine un décalage fréquentiel de la résonance.

Si nous analysons maintenant la phase déroulée selon le couplage, nous observons deux comportements distincts selon si la cavité est sur ou sous couplée (alors que la seule observation du module ne permet pas de différencier les deux couplages). Dans le cas du sur-couplage, la phase propose un balayage continu décroissant de 2π autour de la fréquence de résonance.

Dans le cas du sous-couplage, la phase décroît, puis croît, avant de décroître à nouveau. La fréquence de résonance se trouve à chaque fois au point de symétrie de ces allures distinctes. Ce point n'est autre que le point d'inflexion (dérivée seconde de la phase nulle). La phase du couplage critique est moins bien descriptible, ce qui en soit importe peu, comme le module permet de bien reconnaitre ce couplage.

Le lecteur intéressé pourra trouver une analyse plus fine du spectre en réflexion selon le couplage dans l'annexe C. Nous y faisons l'étude du $\underline{S}_{11}$ tracé dans le plan complexe et proposons une lecture de ce spectre depuis les équations de la TCMT.

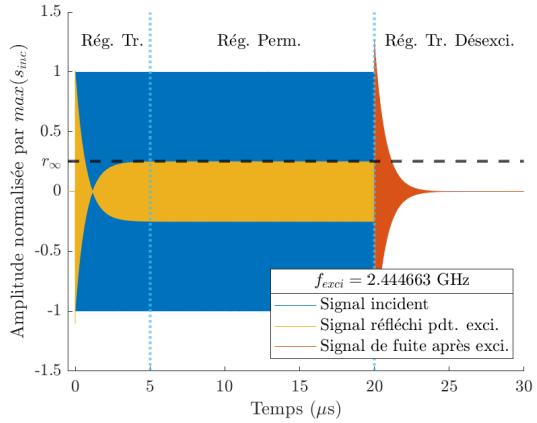
3.2.4 Application à la construction des réponses temporelles selon le couplage

Bien que nous ayons déjà aperçu les dynamiques temporelles des différents couplages en régime harmonique à travers l'étude de la TCMT, nous allons retrouver ces dynamiques par nos simulations et calculs. La plupart des dynamiques temporelles vues dans ce manuscrit seront construites à travers l'outil présenté dans la section 3.1, avec le même jeu de couleurs, il est donc intéressant de les introduire ici pour commencer à s'y familiariser. Ainsi, la figure 1.17 présente les réponses temporelles de notre cavité à une excitation harmonique à la résonance, construites à partir du spectre de la figure 1.16, et selon le couplage. Pour observer les dynamiques, la fenêtre temporelle choisie ne permet pas de distinguer les périodes des signaux. Nous traçons :

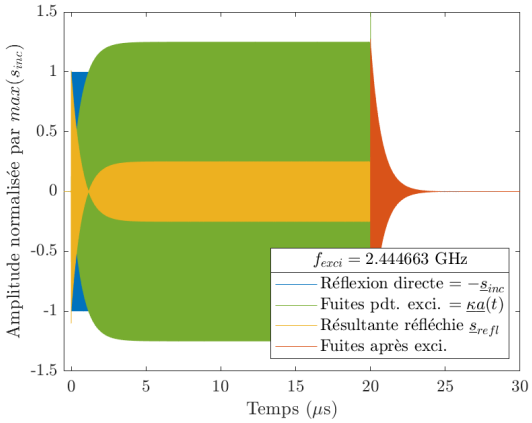
- en bleu le signal incident
- en jaune le signal réfléchi global (résultante réfléchie), pendant l'excitation
- en rouge le signal réfléchi global, après la coupure de l'excitation (ou signal de fuite, de décharge du résonateur)

Par construction numérique, les signaux jaune et rouge ne forment qu'un seul signal, la distinction par les couleurs étant réalisée ensuite pour plus de lisibilité. Pour les figures de droite, nous retrouvons la résultante réfléchie en jaune et en rouge. La contribution de la réflexion directe à l'accès est en bleu (directement associée au signal incident dans la TCMT). Le signal associé à la contribution des fuites du résonateur vers le guide d'onde pendant l'excitation est en vert (signal de fuite retrouvé d'après l'équation de la résultante réfléchie de la TCMT).

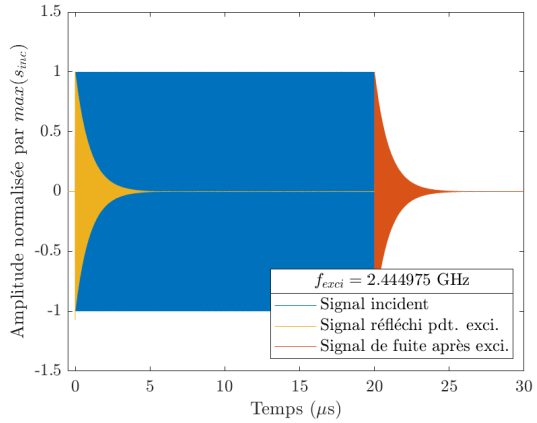
Nous distinguons sur la figure 1.17(a), les différents régimes de fonctionnement du résonateur (duplicables sur chaque figure). Chaque figure est obtenue pour une excitation harmonique à la fréquence de résonance (fréquence de module minimal du $\underline{S}_{11}$). Comme déjà vu plus haut, et peu importe le couplage, nous observons un régime transitoire au début de l'excitation, puis un régime permanent, et enfin un nouveau régime transitoire de désexcitation, une fois l'émission d'un signal incident stoppée. Tout d'abord, nous retrouvons bien les différents comportements transitoires initiaux, avec au départ une réflexion totale, qui diminue au cours



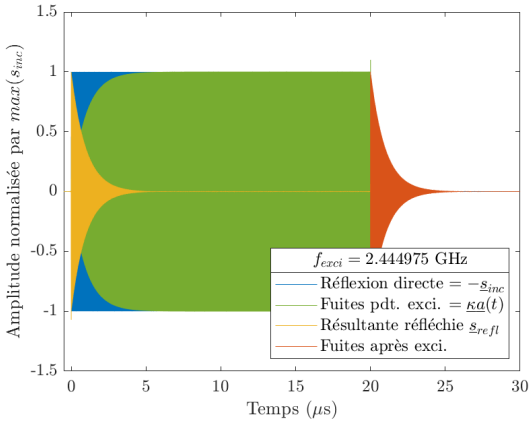
(a) Sur-couplage



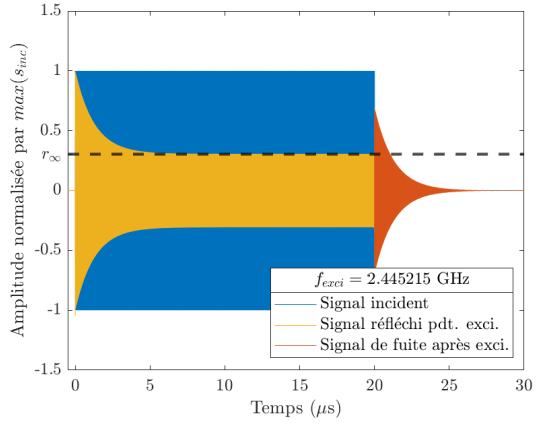
(b) Sur-couplage



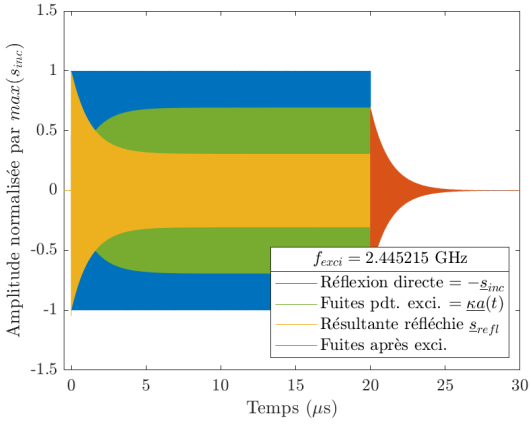
(c) Couplage critique



(d) Couplage critique



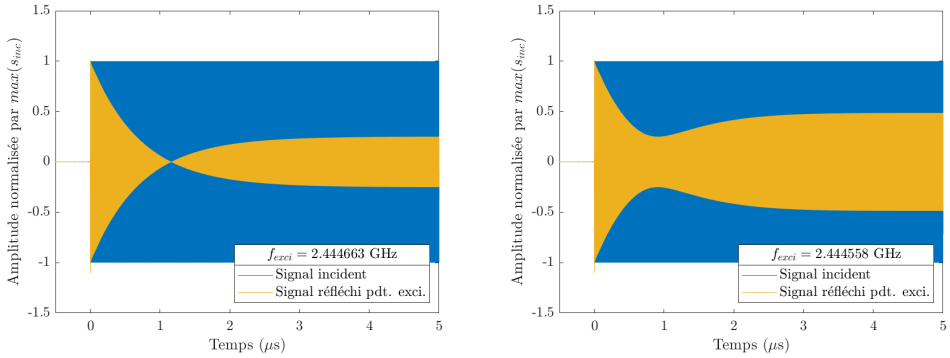
(e) Sous-couplage



(f) Sous-couplage

FIGURE 1.17 – À gauche, les signaux incident et réfléchis pendant et après l'excitation, construits par la méthode fréquentielle à partir du spectre du $\underline{S}_{11}$ simulé et tracé figure 1.16 pour les différents couplages. À droite, le découpage de la résultante réfléchie d'après la seconde équation de la TCMT, selon le couplage.

du temps. Nous voyons en particulier la réponse transitoire caractéristique d'un résonateur sur-couplé, avec un passage par zéro de la réflexion avant la réapparition d'un signal réfléchi (figure 1.17(a)). En termes de contributions à la résultante réfléchie, cette annulation momentanée de la réflexion globale est due à l'égalité d'amplitude entre la réflexion directe et les fuites, ces deux contributions étant en opposition de phase à la résonance. D'ailleurs, la figure 1.18 montre une excitation à une fréquence légèrement différente de celle de résonance. La non opposition de phase parfaite entre les deux contributions ne conduit plus à l'observation de l'annulation de la réflexion au régime transitoire pour la cavité sur-couplée.



(a) (b)

FIGURE 1.18 – Réponse harmonique temporelle pour la cavité sur-couplée (a) à la fréquence de résonance f_0 réelle et (b) dans la largeur à mi-hauteur de la résonance mais à côté de f_0.

Ensuite, nous vérifions l'absence de réflexion au régime permanent, dans le cas du couplage critique (figure 1.17(c)). Il y a autant de fuites que de réflexion directe, l'absence de réflexion étant uniquement observée pour la fréquence à laquelle ces deux contributions sont en opposition de phase (figure 1.17(d)). Pour les autres couplages, il y a par contre un certain niveau de réflexion au régime permanent. Ce dernier va dépendre du degré de sous ou sur couplage. Nous notons r_∞ l'amplitude du signal réfléchi au régime permanent pour ces couplages. Pour le sur-couplage, les fuites sont prépondérantes, et on retrouve comme amplitude de la réflexion globale, la différence d'amplitude entre les deux contributions (figure 1.17(b)). Dans ce cas, le signal réfléchi est en phase avec le signal incident. Pour le sous-couplage, la contribution des fuites reste tout le temps plus faible que la réflexion directe (figure 1.17(f)). Les interférences destructives à la fréquence de résonance conduisent à l'observation d'un signal réfléchi d'amplitude non nulle et en opposition de phase avec le signal incident.

Nous reviendrons plus tard sur les signaux de fuite après l'excitation. Cependant, nous pouvons noter que ceux-là correspondent à la fuite d'énergie du résonateur en l'absence d'onde incidente. Ces signaux sont le fruit d'une évolution du résonateur en oscillations libres. Ils évoluent en fait à la fréquence complexe associée aux QNMs (l'exponentielle décroissante étant caractérisée par leur partie imaginaire). En cela, ces signaux nous intéresseront tout

spécialement. Nous remarquons également que l'amplitude d'origine de ces signaux prend racine à la suite du signal de fuite pendant l'excitation. Ce dernier a été reconstruit via la seconde équation de la TCMT, et cette observation conforte d'autant plus la cohérence entre cette théorie et la réponse de la cavité construite à partir du spectre en réflexion.

3.2.5 Identification de γ_{int} et γ_{ext}

Nous avons vu dans cette section, les tracés du paramètre $\underline{S}_{11}$ pour différents couplages, en module et phase en fonction de la fréquence. Rappelons que l'annexe C discute de ce paramètre S dans le plan complexe. Ce paramètre a aussi permis de construire la réponse temporelle du résonateur à une excitation harmonique (réponse qui pourrait aussi se mesurer directement à l'oscilloscope, même si davantage bruité). Nous avons donc différentes représentations du comportement du résonateur microonde mono-accès et monomodal.

La théorie temporelle des modes couplés nous propose une manière d'analyser ces représentations en faisant ressortir quelques grandeurs, comme les taux de décroissance ou la fréquence de résonance réelle. D'après nos différentes descriptions, plusieurs méthodes peuvent nous permettre d'identifier ces grandeurs à partir des représentations comportementales du résonateur. Une seule attention à porter pour cela : simuler ou mesurer suffisamment finement le $\underline{S}_{11}$ pour le décrire le plus précisément possible. Les différentes méthodes peuvent bien entendu se mélanger, mais nous choisissons de les présenter de telle sorte que chacune soit associée à une unique représentation. Nous proposons en particulier trois méthodes :

- dans le domaine temporel, méthode limitée aux cas de sur-couplage "légers",
- dans le domaine spectral (spectre en fonction de la fréquence),
- dans le domaine spectral polaire (plan complexe).

Afin de préserver une forme de continuité et de "sobriété" dans le corps du manuscrit, nous développons uniquement dans cette section, la méthode dans le domaine temporel. Cette méthode a en effet été valorisée dans un article [Del+22] et s'inscrit directement dans la suite de nos représentations temporelles des réponses de la cavité. Sa limitation à des cas de sur-couplage n'est pas problématique pour la suite, comme l'absorption virtuelle concerne spécifiquement des résonateurs sur-couplés (sans pertes idéalement). Depuis la publication de l'article, il s'avère que la rédaction de ce chapitre et le développement plus poussé de quelques raisonnements, nous ont conduit à identifier d'autres méthodes outrepassant cette limite applicative. Le lecteur intéressé peut les trouver dans l'annexe D. Cette annexe se conclut sur une comparaison des méthodes pour nos trois cas de couplage simulés. Ces méthodes originales seront exploitées au cours des prochains chapitres, pour identifier des singularités de diffusion des ondes, mais aussi mises en (légère) perspective avec d'autres travaux de la littérature autour de ces singularités (voir Chapitre 2, section 2).

Méthode dans le domaine temporel - limitée aux cas de sur-couplage "légers" : Le principe de cette méthode, est de consacrer la mesure (à l'oscilloscope) ou la construction (comme nous avons fait avant) de la réponse harmonique du résonateur monomodal et mono-accès, pour l'extraction des taux de décroissance interne et externe. Pour cela, il nous faut obtenir au moins deux informations singulières de la représentation temporelle. À première vue, cela est possible uniquement pour le cas de sur-couplage, avec une donnée singulière lors de la période transitoire, et une au régime permanent. Pour les autres cas de couplage, il n'y a a priori pas de donnée singulière triviale lors de la phase transitoire. Ainsi, reprenons l'équation (6) du tableau 1.1 donnant le coefficient de réflexion en temporel d'après la TCMT :

$$r(t) = \frac{2\gamma_{ext}}{\gamma_{ext} + \gamma_{int}} \left(1 - e^{-(\gamma_{ext}+\gamma_{int})t}\right) - 1 \tag{1.50}$$

Il est important de comprendre que cette équation est valable à la fréquence de résonance f_0, qu'il faut donc identifier. Soit nous passons par le spectre en fréquence comme vu plus tôt (fréquence pour laquelle le module du $\underline{S}_{11}$ est minimal, ou aussi correspondant au point d'inflexion de la phase), soit nous pouvons faire un balayage fréquentiel à la main lors des mesures, la fréquence de résonance donnant une réponse transitoire du résonateur sur-couplé nulle à un instant. Nous verrons aussi dans l'annexe E, qu'une analyse fréquentielle du signal réfléchi par la cavité à la coupure de l'excitation peut donner cette information (la largeur à mi-hauteur de la résonance aussi).

Une fois cette fréquence de résonance identifiée, nous devons obtenir une réponse temporelle telle que celle représentée figure 1.19. Celle-ci a été construite numériquement à partir de la simulation du $\underline{S}_{11}$ de la cavité (ce sont en fait les régimes transitoire et permanent pendant l'excitation de la figure 1.17(a) qui sont repris), mais pourrait aussi être mesurée à l'oscilloscope.

L'enveloppe normalisée du signal réfléchi pendant l'excitation correspond au coefficient de réflexion donné par la TCMT via l'équation (1.50). Nous avons mis en avant sur la figure, les deux points singuliers qui vont nous permettre de calculer les taux de décroissance. Ainsi, d'après l'équation (1.50), le coefficient est nul pour un certain instant noté $t_{r=0}$. De plus, quand t tend vers l'infini, donc au régime permanent, le coefficient de réflexion a une amplitude constante r_∞. Nous pouvons donc identifier les taux de décroissance de la cavité pour cette résonance, par résolution du système de deux équations à deux inconnues :

$$\boxed{\gamma_{ext} = \frac{1 + r_\infty}{2t_{r=0}} \ln\left(\frac{1 + r_\infty}{r_\infty}\right)} \tag{1.51}$$

$$\boxed{\gamma_{int} = \frac{1 - r_\infty}{2t_{r=0}} \ln\left(\frac{1 + r_\infty}{r_\infty}\right)} \tag{1.52}$$

Outre le fait que cette méthode d'identification ne fonctionne pas pour les autres cas de

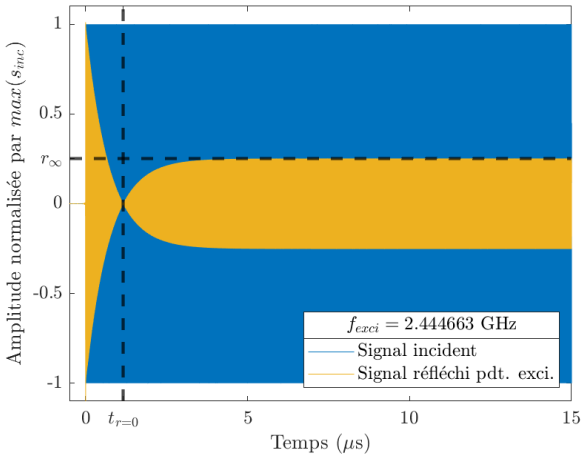


FIGURE 1.19 – Réponse temporelle normalisée à une excitation harmonique, du résonateur sur-couplé.

couplage, deux autres limitations apparaissent. La première est liée au fait que si la dynamique temporelle transitoire est très rapide, l'identification de l'instant de réflexion nulle peut-être délicate. De plus, une mesure temporelle à l'oscilloscope est généralement bien plus bruitée qu'une mesure fréquentielle au VNA, rendant aussi l'identification graphique plus délicate. En ce sens, une reconstruction temporelle comme celle proposée ici à partir du spectre en fréquence n'a alors plus trop de sens, comme il est directement possible d'identifier nos paramètres dans le domaine fréquentiel (voir annexe D). Cette représentation temporelle a au moins pour elle d'être en lien direct avec la philosophie "temporelle" de la TCMT.

Pour conclure, la possibilité d'extraire facilement par ces méthodes (et une mesure fréquentielle ou temporelle) des caractéristiques du résonateur, semble intéressante pour plusieurs applications. En particulier, la distinction des taux de décroissance ou facteur de qualité internes et externes est riche d'enseignements (plus que le simple calcul d'un facteur de qualité chargé). Outre ce que nous verrons par la suite à propos des singularités de diffusion, cette distinction peut permettre de caractériser par exemple des milieux à pertes. Il est ainsi possible d'évaluer par deux mesures (antérieure et postérieure), la dégradation subie par les parois de la cavité suite à l'apparition de corrosion, ou suite au dépôt d'une matière quelconque. Comme nous parlerons de plasma en fin de manuscrit, cette distinction par une mesure plasma OFF et plasma ON, peut permettre d'évaluer le comportement "perteux" du plasma (si celui-ci est stationnaire, dans un premier temps, ce qui peut être le cas pour des plasmas de propulsion). On peut voir cela comme un outil de diagnostic supplémentaire du plasma.

Ce qu'il faut retenir du Chapitre 1

Dans ce premier chapitre, nous avons tenté de fixer quelques idées avant de donner de premiers éléments résultant des travaux de recherche de la thèse, cruciaux pour nous amener plus loin. Ainsi, nous avons discuté du **phénomène de résonance** en distinguant deux grandes catégories :

- les modes en oscillations libres : modes normaux et quasi-normaux
- les modes en oscillations forcées

Puis, nous avons choisi d'axer le chapitre sur l'étude du **comportement de résonateurs microonde, mono-accès et à mode unique** (en tout cas isolé). Nous avons ainsi présenté la **théorie temporelle des modes couplés**, soit deux équations décrivant la dynamique temporelle d'un résonateur. Outre la formulation de ces équations, nous retiendrons que :

- la réflexion mesurée à l'accès du résonateur est la résultante de **deux contributions** : la réflexion directe à l'accès du résonateur et la fuite des ondes présentes dans le résonateur. À la fréquence de résonance, ces deux contributions sont en opposition de phase et **interfèrent de manière destructive**.
- la TCMT fait l'hypothèse d'un **couplage faible** : à chaque période du signal d'excitation, seule une petite part est transférée au résonateur, tout comme une petite part est perdue par celui-ci (fuites, dissipation, etc).

Ensuite, nous avons appliqué la TCMT à un résonateur sous régime harmonique pour identifier sa réponse temporelle selon le couplage : **sous-couplage, couplage critique et sur-couplage**. On retiendra qu'au régime permanent, seul le couplage critique présente l'absence d'onde résultante réfléchie. Surtout, **pour le sur-couplage, on observe l'absence de réflexion à un instant du transitoire**.
Nous avons alors basculé dans des **considérations plus pratiques**, pour lesquelles l'information la plus simple à simuler / mesurer est le paramètre $\underline{S}_{11}$ du résonateur (sans présupposer une quelconque géométrie). Après avoir proposé un résonateur d'étude, nous avons montré :

- comment construire la réponse temporelle du résonateur à une excitation quelconque à partir de son paramètre $\underline{S}_{11}$, via la transformée de Fourier. Nous avons vérifié la cohérence avec la TCMT.
- comment interpréter le $\underline{S}_{11}$ en module et phase selon la fréquence et le couplage (puis dans le plan complexe en annexe). Nous avons tenté de construire ces interprétations depuis la TCMT, ce que nous n'avions jamais vu par ailleurs.
- **plusieurs méthodes pour identifier les taux de décroissance du résonateur**, suite à nos différents travaux d'interprétation $\underline{S}_{11}$ - TCMT.

Cette dernière contribution nous permettra dans le chapitre suivant, d'envisager la première démonstration expérimentale d'absorption virtuelle en cavité résonante microonde.

Chapitre 2

Voyage chez les singularités de diffusion des ondes : vers une démonstration expérimentale de l'absorption virtuelle en microonde

Sommaire

1 Singularités de diffusion des ondes ? 104
1.1 Singularités de la matrice S 105
1.2 États sans réflexion 107
1.2.1 Introduction de la section 107
1.2.2 Première lecture de la classification 112
1.2.3 Excitation sinusoïdale à enveloppe constante 114
1.2.3.1 Couplage critique - 114
1.2.3.2 CPA - 114
1.2.3.3 RSM - 116
1.2.4 Excitation sinusoïdale à enveloppe exponentielle 116
1.2.4.1 Reflection Zero - 116
1.2.4.2 VPA - 117
1.2.4.3 CVA - 119
1.2.4.4 VCC - 121
1.2.4.5 Variations autour de la VPA - 122
1.2.5 Conclusion de la section 124
2 Sur l'extraction des singularités de la matrice S pour l'expérience 125
2.1 Introduction de la section 125
2.2 Dans la littérature scientifique 125

2.3 Contribution aux méthodes pour l'extraction des singularités de la matrice S d'un résonateur monomodal et mono-accès 128
2.3.1 Extraction des singularités de la matrice S 128
2.3.2 Vérification pour différents cas de couplage d'un résonateur simulé 132
2.3.3 Analyses comparatives des excitations CW avec les excitations du zéro de la matrice S pour différents couplages . . 134
2.3.3.1 Analyse des coefficients de réflexion - 134
2.3.3.2 Analyse de l'efficience de l'excitation - 135
2.3.3.3 Analyse des énergies délivrées et emmagasinées - 136
2.4 Conclusion de la section 138
3 Démonstration expérimentale du couplage critique virtuel . . . 139
3.1 Introduction de la section 139
3.2 Notre cavité microonde mono-accès... 139
3.3 ... et l'extraction d'un de ses zéros de diffusion 140
3.4 Détour par l'efficience 143
3.5 Notre banc expérimental 145
3.6 Notre résultat expérimental : réalisation et observation du couplage critique virtuel 147
3.7 Conclusion de la section 149

Aparté d'enfance - Petit garçon, j'ai passé quelques heures à arpenter les richesses du Nouveau Petit Robert, édition de 1996 [RR96]. Le bruit de ses pages si fines est une première initiation, à un voyage d'apparence monumental mais finalement délicat, si l'on s'en donne le temps. Le tissage progressif et délicat de concepts pourrait constituer en ce sens exploratoire du voyage, le principe d'une activité de recherche. Je ne saurais dire pourquoi, mais en partant de chez mes parents pour poursuivre mes études, j'ai emporté ce dictionnaire dans ma valise. Comme il trône toujours dans ma chambre, j'en profite pour le faire parler à nouveau et vous partager sa définition d'une "singularité", nom féminin venant du latin *singularitas*, signifiant "unicité".

Dans le langage courant, une singularité est *une action, une chose singulière* (anomalie, bizarrerie, exception) ou *un fait, un trait singulier* (une particularité). Dans un langage didactique, une singularité renvoie au *caractère de ce qui est singulier, unique*, et lié d'un point de vue scientifique à *un objet individualisé, singulier (différent des autres, qui présente des caractères propres à lui seul)*. De Broglie est d'ailleurs cité en ce sens : *"Les corpuscules constituant dans l'espace des sortes de singularités mobiles à existence permanente"*. Enfin, le sens littéraire définit une singularité comme *un caractère rare et exceptionnel de ce qui se distingue (en bien ou en mal)*.

La diffusion est elle définie selon l'*action de se répandre, de se diffuser (dans toutes les directions)* : *"par les fenêtres grandes ouvertes, l'or de ce soleil au déclin se diffusait partout"* (Loti).

Une onde est enfin décrite comme *une déformation, un ébranlement ou une vibration dont l'élongation est une fonction périodique des variables de temps et d'espace.* Une précision est apportée sur la famille des ondes électromagnétiques, qui vont nous intéresser par la suite, soit *une famille d'ondes qui ne nécessitent aucun milieu matériel connu pour leur propagation.*

Ainsi, les singularités de diffusion des ondes nous feront voyager au cœur de vibrations décrites spatio-temporellement, se répandant selon des caractères qui leurs sont propres et rares, comme celui unique de NE PAS se répandre.

Retour en 2023 - En électromagnétisme, la diffusion des ondes caractérise le changement de direction de propagation de l'onde et du flux de puissance suite à l'interaction de l'onde avec un objet, un diffuseur (soit une non uniformité du milieu de propagation). On parle d'interaction élastique lorsque l'énergie et la fréquence sont préservées. Le phénomène de diffusion est important pour de nombreuses applications pratiques sur tout le spectre électromagnétique, notamment les capteurs optiques, les communications électromagnétiques, le radar, l'imagerie biomédicale, le photovoltaïque ou encore pour le transfert d'énergie. Ces applications reposent sur un contrôle précis de la manière dont interagissent les ondes électromagnétiques avec différents matériaux.

D'un point de vue historique, quelques grands pas ont été nécessaires pour ouvrir l'énorme champ d'études théoriques et d'applications pratiques autour de phénomènes associés à la lumière. Le premier pas est généralement attribué à Christian Huygens qui reconnaît la nature ondulatoire de la lumière en 1690 dans son traité sur la lumière [Huy13]. Ces travaux sont renforcés par les expériences de Thomas Young [You02] et Augustin Fresnel [Fre19] au début des années 1800, entre autres. Le processus de diffusion est alors prédit par James Clerk Maxwell en 1864 [Max65] à travers la théorisation des ondes lumineuses comme étant principalement de nature électromagnétique. Il faut attendre une vingtaine d'années et les travaux expérimentaux de Heinrich Hertz pour confirmer la théorie de Maxwell autour des ondes électromagnétiques [Her93].

À partir de ces travaux fondateurs, la description du phénomène de diffusion des ondes électromagnétiques recevra une attention particulière. Les recherches de Lord Rayleigh [Str71] (1871, qui expliquent la couleur bleue du ciel terrestre par beau temps), puis Gustav Mie en 1908 [Mie08] viennent s'ajouter aux descriptions d'optique géométrique pour modéliser et traiter les processus de diffusion à différentes échelles (vis à vis de la longueur d'onde). Aujourd'hui, et ce, depuis les premiers travaux de J.H. Richmond [Ric65] et R.J. Harrington [Har93] dans les années 1960, de nombreuses méthodes numériques permettent la modélisa-

tion de la diffusion électromagnétique. Par exemple, l'équation EFIE ("Electric Field Integral Equation") peut être résolue numériquement avec la méthode des moments pour trouver la distribution du champ électromagnétique diffusé [RWG82]. Tous ces outils décuplent les possibilités pratiques, autorisant la réalisation de structures de plus en plus complexes. Ils permettent de prédire et d'observer d'intrigantes réponses de diffusion [Kra+19].

C'est sur ces fondements, et en particulier sur les récentes percées théoriques et pratiques autour des phénomènes de diffusion et de cohérence, que s'appuient les travaux de cette thèse. Dans ce chapitre, nous nous attachons à décrire quelques uns de ces phénomènes singuliers de diffusion. Nous nous concentrons sur ceux touchant à des états dits "sans réflexion", associés à des structures résonantes. Le point de départ consiste en la classification spectrale de ces singularités. Parmi les différents concepts associés aux états sans réflexion d'une structure résonante, nous verrons que ces travaux de thèse engagent spécifiquement le concept de couplage critique virtuel. La visée pratique de ces travaux nécessitant l'identification précise de singularités spectrales d'objets réels, appelées zéros de diffusion, nous présentons dans la deuxième section du chapitre, une revue de la littérature sur les manières d'extraire de telles singularités. Nous proposons ensuite une contribution aux méthodes d'extraction des singularités, émergeant dans la droite ligne de nos outils de compréhension présentés au Chapitre 1. Une fois ces jalons posés, ce chapitre se dirige vers l'expérience, à travers les étapes nous ayant conduits à la démonstration expérimentale du couplage critique virtuel dans le domaine des microondes.

1 Singularités de diffusion des ondes ?

Dans cette section, nous nous demandons ce que représentent les singularités de diffusion des ondes. Dans le but d'y répondre, et comme usuellement pratiqué, nous proposons de considérer la matrice S d'un objet d'étude comme point de départ. En effet, celle-ci contient toutes les informations associées aux phénomènes de diffusion. C'est à partir de cette matrice que l'on peut identifier et classifier ces dites singularités de diffusion, appelées pôles et zéros de la matrice S.

Cette considération essentielle permet dans un second temps, de décrire et classifier depuis la littérature, des états particuliers d'excitation de l'objet d'étude dits "sans réflexion". Bien que les singularités de diffusion ouvrent un large champ de concepts, nous nous concentrons sur ces états sans réflexion. Ils s'appuient sur un savant mélange d'absorption, de réflexion, de propagation et de cohérence des ondes électromagnétiques en interaction avec une structure résonante, comme déjà aperçu dans le Chapitre 1. Nous détaillerons particulièrement la littérature portant sur le concept d'absorption virtuelle ("Virtual Perfect Absorption", VPA, en anglais. Le parfait n'est volontairement pas traduit, car en pratique, rien n'est jamais parfait).

1.1 Singularités de la matrice S

Plus tôt dans ce manuscrit, au cours du Chapitre 1 dans la section 2.1, nous avons pu apercevoir la matrice de diffusion, ou matrice S, comme élément descripteur de différents quadripôles. Elle permet de construire la modélisation distribuée d'un résonateur à un accès. Nous l'avons également utilisée dans la section 3.1 de ce premier chapitre comme fonction de transfert permettant de construire numériquement la réponse d'un dispositif microonde à un signal d'excitation. Nous avons ainsi déjà décrit dans ces deux cas des exemples de diffusion des ondes électromagnétiques. Dans différents articles présentant des travaux autour des singularités de diffusion (par exemple [Kra+19 ; Sto+20] pour des reviews sur lesquelles nous nous appuyons largement dans cette section) nous trouvons un cadre théorique formel autour de la description de la matrice S.

L'essentiel, pour approcher une définition plus formelle de la matrice S, est tout d'abord de considérer que les problèmes de diffusion traités se restreignent aux cas de structures linéaires, non magnétiques (soit une perméabilité magnétique des matériaux en interaction avec les ondes égale à celle du vide), isotropes (chaque matériau en interaction avec les ondes possède des propriétés électromagnétiques identiques dans toutes les directions), sans densités de charge ni de courant, et enfin ne provoquant pas de dispersion. Sachant que le principe de superposition s'applique dans ce cadre linéaire, la matrice S est définie en relation avec l'interaction entre la structure et des ondes monochromatiques.

Nous considérons ensuite une structure de diffusion finie, inhomogène (peut être constituée de différents matériaux), dans laquelle il est possible d'observer des phénomènes de résonance. Ainsi, cette structure doit être de dimension équivalente ou supérieure à celle de la longueur d'onde des signaux d'excitation créés par une source extérieure. Ces signaux sont d'ailleurs amenés aux accès de la structure à travers des milieux de propagation. Par isotropie ils sont également capables de propager en retour les signaux diffusés. On obtient alors une invariance comme avec le retournement temporel ou la translation. Notons enfin N le nombre d'accès à la structure résonante (N entrées en bleu, N sorties en jaune). La figure 2.1 illustre une telle structure.

Considérons maintenant un vecteur colonne $\boldsymbol{s_{inc}}$ (en gras car vecteur) de taille N, associé aux signaux incidents à chacun des accès du résonateur, et un autre $\boldsymbol{s_{dif}}$ de même taille concaténant les signaux diffusés en retour aux accès. Ces signaux diffusés résultent de la superposition entre des ondes réfléchies directement aux accès avec des ondes évoluant dans le résonateur avant de fuir par les accès. Les amplitudes de ces signaux sont normalisées telles que leurs modules au carré, $|s_{inc_1}|^2$ par exemple, soient homogènes à la puissance transportée par l'onde dans la voie d'accès considérée. Cela permet alors, comme déjà vu plus tôt, d'associer les termes de la matrice S à des coefficients de réflexion et de transmission. Les éléments de

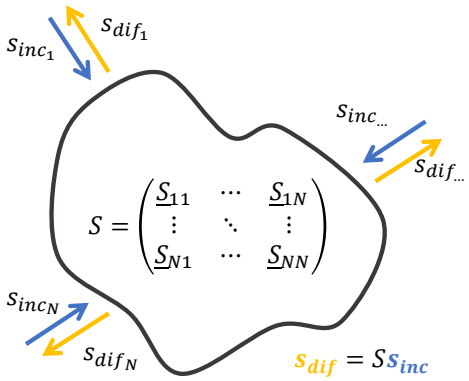


FIGURE 2.1 – Représentation schématique du processus de diffusion. Une structure finie (une cavité par exemple) interagit avec un nombre fini de voies d'accès.

la matrice S permettent ainsi de caractériser le problème de diffusion défini par l'expression :

$$\boldsymbol{s_{dif}} = S\boldsymbol{s_{inc}} \tag{2.1}$$

Généralement, la matrice S peut-être diagonalisée. Chaque valeur propre est associée à un vecteur propre incident. Dans le cas où la pulsation $\underline{\omega}$ est décrite analytiquement de manière continue dans le plan complexe des fréquences, les valeurs propres de la matrice S peuvent prendre n'importe quelle valeur en module entre 0 et ∞. Les fréquences pour lesquelles une valeur propre atteint l'une de ces valeurs limites correspondent à ces fameuses singularités de diffusion.

Ainsi, la fréquence pour laquelle une valeur propre est nulle correspond à un zéro de la matrice S. Physiquement, cela se traduit par une condition d'absence d'onde diffusée lorsque le résonateur est excité. En particulier pour une cavité microonde à un accès, cette condition est observée dès lors que le signal diffusé (réfléchi ici, soit $s_{dif} = s_{ref}$) est nul pendant l'excitation de la cavité via cet accès (à travers un signal s_{inc}).

La fréquence pour laquelle une valeur propre tend vers l'infini, correspond à un pôle de la matrice S, soit une solution au problème de diffusion en l'absence d'onde incidente. Cela coïncide avec le cas où le résonateur évolue en oscillation libre, sans excitation, soit ce que nous avions défini au début du manuscrit comme les modes quasi normaux (QNMs).

Le processus de diffusion est entièrement décrit par la position des pôles et zéros dans le plan complexe des fréquences. Cela est d'ailleurs montré par le théorème de factorisation de Weierstrass, qui permet de reconstruire la matrice S à partir de la connaissance de ses singularités [Gri+13a]. Cette connaissance permet de décrire, classifier et prévoir un grand nombre de processus de diffusion. Le tableau 1 de l'article de review "Anomalies in light scattering" propose une classification en ce sens [Kra+19].

La représentation des pôles et zéros dans le plan complexe des fréquences est souvent pratiquée, permettant de comprendre rapidement quel phénomène de diffusion le problème propose. Nous verrons par la suite quelques représentations dans le plan complexe. Nous pouvons déjà noter qu'usuellement, les pôles de la matrice S correspondent à des fréquences dans le demi plan inférieur, présentant une partie imaginaire négative. Cela traduit le caractère décroissant des solutions de diffusion associées aux pôles pour des systèmes passifs, et se rapporte à une dépendance temporelle en $e^{-j\underline{\omega}t}$. Pour des systèmes sans pertes (aussi qualifiés d'hermitiens), pôles et zéros de la matrice S sont conjugués dans le plan complexe. Les zéros apparaissent donc pour cette convention temporelle dans le demi plan supérieur (partie imaginaire positive). Notons que nous avions choisi en début de manuscrit une convention temporelle en $e^{j\underline{\omega}t}$. Pour rester cohérent avec la littérature, nous adopterons une représentation plan complexe des pôles et zéros telle que décrite dans ce paragraphe. Les résultats dérivés de nos calculs avec l'autre convention restent évidemment valables dans ce cadre (il faut prendre le conjugué). Nous verrons par la suite que l'ajout de pertes brise la symétrie par retournement temporel, et alors pôles et zéros de la matrice S ne sont plus conjugués.

Bien que la matrice S ait focalisé notre attention jusqu'à présent, il faut noter que des phénomènes singuliers de diffusion peuvent aussi être décrits à partir de sous-matrices de la matrice S. Nous pouvons citer par exemple des singularités associées à la matrice de transmission, explicitant le couplage du résonateur avec l'extérieur [DG18], ou encore des singularités associées à la matrice de réflexion [SHS20]. Dans la suite de cette section, nous allons d'ailleurs faire un focus sur les singularités concernant des phénomènes de diffusion sans réflexion. Nous verrons qu'à la fois des singularités de la matrice de réflexion et de la matrice S donnent de tels états sans réflexion. Nous proposerons une classification de ces états. Ce choix n'est évidemment pas sans intérêt. En effet, derrière ces états sans réflexion semblent se dessiner des liens particuliers avec l'absorption ou le stockage d'ondes électromagnétiques dans le résonateur. Chercher de tels comportements nous motive particulièrement dans la perspective de consacrer des microondes à l'allumage et l'entretien de plasmas.

1.2 États sans réflexion

1.2.1 Introduction de la section

Nous proposons dans cette section, de nous intéresser de manière plus détaillée aux états dits "sans réflexion". Cela nous amènera à introduire et placer dans un contexte plus large, le phénomène de couplage critique virtuel, qui ouvrira les perspectives expérimentales de cette thèse. Avant de définir un état sans réflexion, nous pouvons tenter de rappeler et préciser, pour nous, ce qui différencie un état d'un mode. Dans la littérature, la frontière entre les deux est souvent fine, ou même inexistante. Ne pouvons-nous cependant pas tenter de faire porter

par ces différents termes, des notions non directement équivalentes ? Nous avons en effet défini un mode comme une organisation spatiale stationnaire des ondes dans un résonateur, imposée par les conditions aux limites de ce dernier (le mode sera libre ou forcé). Un mode est, entre autre [1], une conséquence du phénomène de résonance. Les modes sont alors directement liés à des propriétés intrinsèques du résonateur, caractérisables en oscillations libres. Les motifs spatiaux observés et liés aux modes sont en partie décrits par les fréquences de résonance. Par état, nous pouvons plutôt aller toucher au fait d'exciter un résonateur, de forcer une distribution spatiale du champ électromagnétique dans le résonateur. Ainsi, un état peut correspondre à un mode forcé unique, mais aussi à une combinaison de modes forcés. La différence fondamentale peut reposer sur ce gain en généralité. Pour un état donné, par exemple un état sans réflexion, il est possible que la production de cet état ne soit possible que par une combinaison de modes forcés. Ceci reprend la proposition du début du Chapitre 1, mais ne constitue pas une définition consensuelle. Nous pouvons nous y tenir pour les raisonnements à suivre.

Maintenant, pour définir un état sans réflexion, nous nous appuyons sur les travaux de A. Douglas Stone et de ses collaborateurs, exposant une théorie générale autour de l'excitation sans réflexion de structures résonantes électromagnétiques [Sto+20]. Ils définissent un état sans réflexion (ou "reflectionless state" en anglais dans leurs papiers) comme un état électromagnétique pour lequel on observe l'absence de réflexion au niveau d'un accès à la structure recevant un signal incident d'excitation (un état dépend donc bien ici d'une excitation, pas uniquement des propriétés intrinsèques au résonateur). En ce sens, cette définition est respectée même dans le cas où une voie d'accès non excitée diffuse des ondes (par transmission). Ainsi, un état sans réflexion ne veut pas dire sans diffusion. Dans le sens d'une classification des phénomènes singuliers de diffusion, la définition d'un état sans réflexion est de nature plus générale que celle d'un état sans diffusion. Les états sans réflexion existent pour des structures résonantes possédant un nombre quelconque d'accès. Dans un souci de généralité, ces états existent tout autant pour des résonances isolées que pour des cas multimodaux, même lorsque les résonances se recouvrent spectralement [SHS20 ; Sol+23]. À noter que des états sans réflexion ne correspondent pas spécifiquement à une unique résonance pour les cas multimodaux. En effet, l'interaction entre plusieurs modes forcés, donc plusieurs résonances, peut produire un état sans réflexion [FdHD23].

Il est important de noter qu'un principe commun à ces états sans réflexion est le phénomène interférentiel à l'accès d'une voie excitée. Celui-ci est bien traduit par l'équation de la résultante réfléchie de la théorie temporelle des modes couplés (TCMT) vue au premier chapitre (équation (1.30)). Comme montré dans un article de 2004 [WZS04], cette équation, comme l'entièreté de la TCMT, est généralisable à des structures à N accès et M modes de résonance. La seconde équation pourrait d'ailleurs être nommée équation de la résultante

1. On parle aussi de modes (guidés) dans les guides d'onde ou les fibres optiques.

diffusée, la résultante réfléchie dans le cas du Chapitre 1 étant appropriée pour une structure à un accès unique. En tout cas, elle décrit un signal diffusé observé dans une des voies d'accès à la structure comme la superposition de signaux issus de voies dites "directes", avec des signaux diffusés suite au couplage à l'accès étudié d'ondes résonant dans la structure. Une voie directe correspond à la réflexion directe à l'accès du signal incident dans la même voie. Ces différentes contributions interfèrent à l'accès d'intérêt, potentiellement de manière totalement destructive, conduisant à l'observation à cet accès d'un état sans réflexion. Ce phénomène interférentiel est illustré figure 2.2, simplifié pour l'excitation d'un unique mode de résonance (forcé) à ω_0 et un unique accès. Comme vu au Chapitre 1, l'interférence destructive parfaite dans ce cas est possible à la fréquence de résonance (pour avoir l'opposition de phase, ce qui n'est pas spécifiquement vrai pour des cas plus généraux) et pour une amplitude du signal de fuite identique à celle du signal directement réfléchi à l'accès. Autrement, si la fuite a une amplitude plus ou moins importante par rapport à la réflexion directe, un signal diffusé (réfléchi ici) est observé.

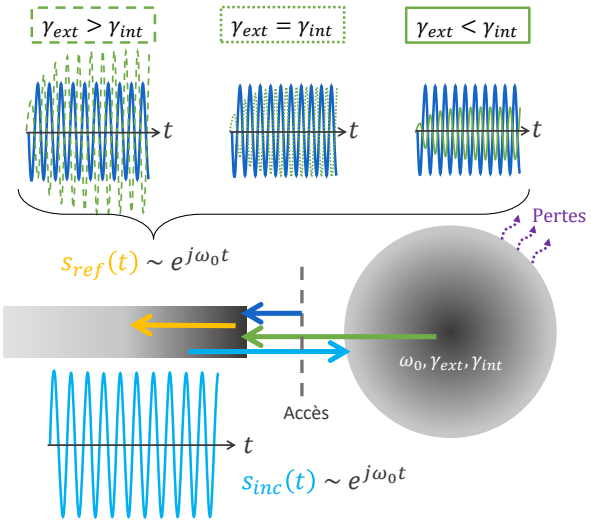


FIGURE 2.2 – Processus interférentiel à l'accès d'un résonateur monomodal pour une excitation sinusoïdale à enveloppe constante à une fréquence de résonance, selon le couplage.

Les états sans réflexion constituent une classe générale qui inclut différentes configurations. Les travaux précédemment cités de A. D. Stone aident en partie à comprendre les liens et différences entre plusieurs états sans réflexion [Sto+20]. Sur la base de ces travaux et d'autres résumés dans la suite de cette section 1.2, nous proposons sur la figure 2.3(a), une tentative de classification de ces différents états sans réflexion. Cette classification ajoute certains phénomènes sans réflexion évoqués dans l'article de review cité précédemment [Kra+19]. L'objet de cette section 1.2 est de rapidement décrire ces différents états et les propriétés qui les unissent ou les séparent. L'arborescence part du plus singulier pour aboutir au plus général.

Notons que la figure 2.4 appuie la classification par des schémas descriptifs des différents phénomènes. Pour "faciliter" la lecture, nous avons tenté de préserver une forme de cohérence entre les couleurs des figures 2.2, 2.3 et 2.4.

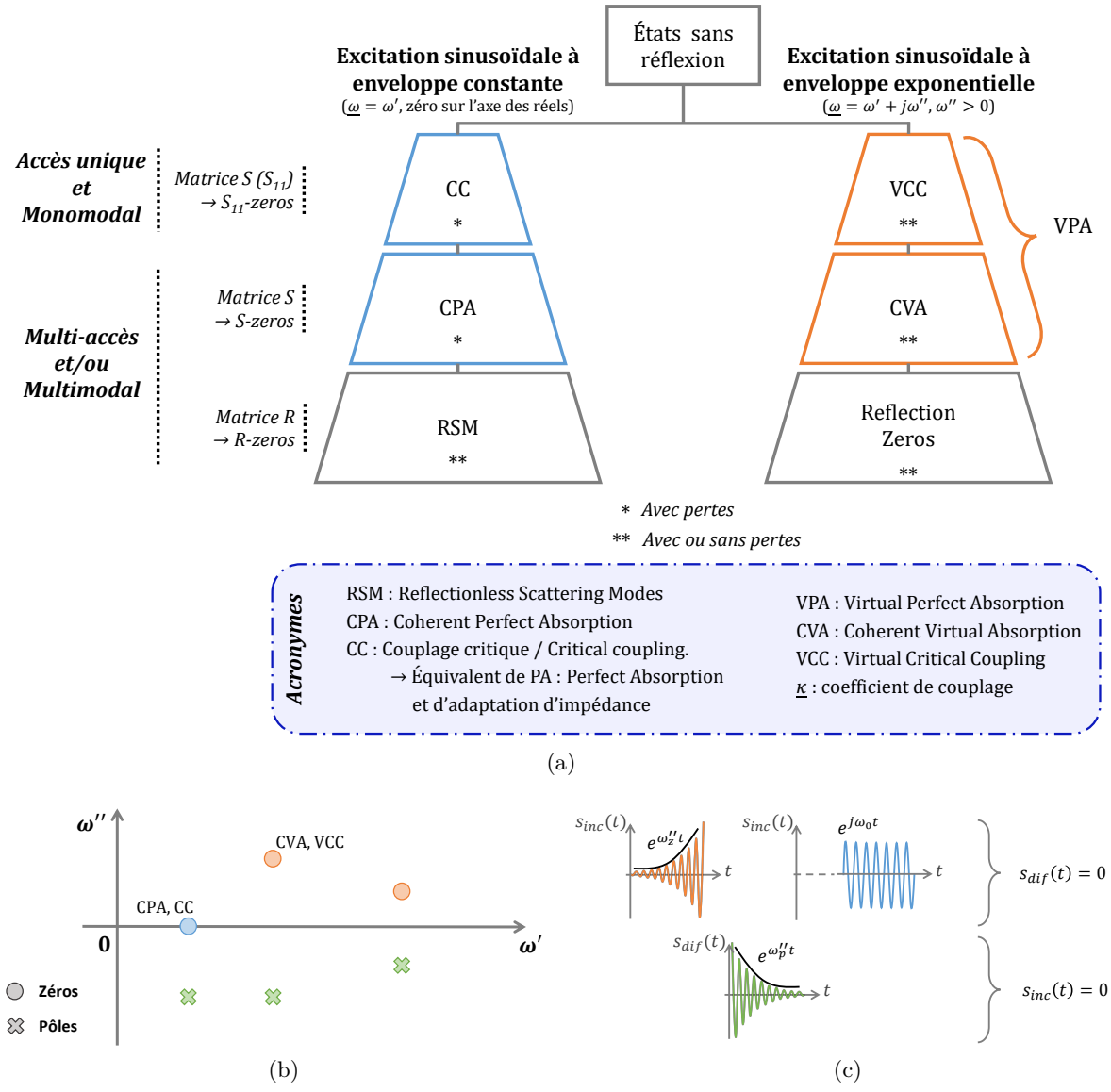
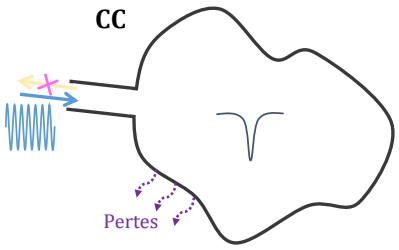
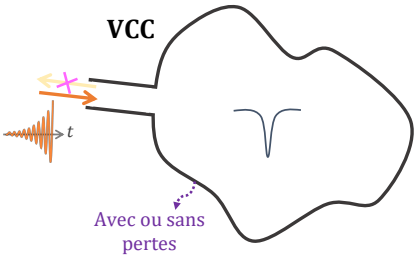


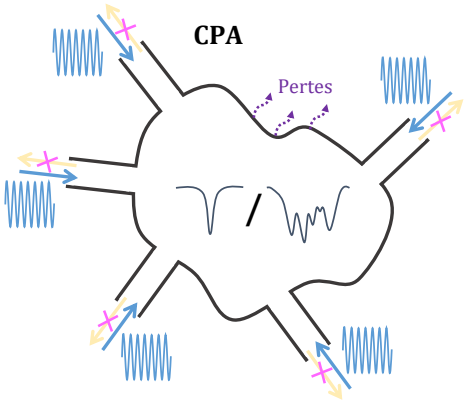
FIGURE 2.3 – (a) Tentative de classification des concepts associés à l'excitation sans réflexion d'une structure résonante. (b) Illustration de la position des pôles et zéros de la matrice S dans le plan complexe, pour différents phénomènes de diffusion. (c) Représentations temporelles simplifiées des types de diffusion selon la position des pôles et zéros de la matrice S.



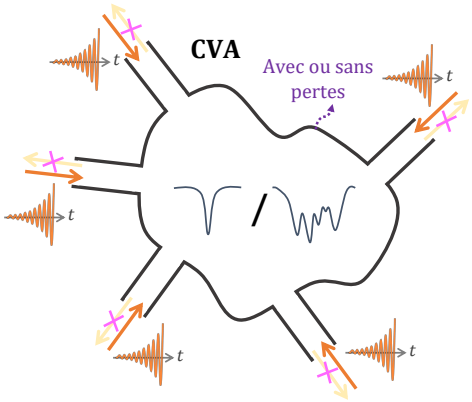
(a) Couplage critique (sec. 1.2.3.1) : un accès, un mode, pas de diffusion.



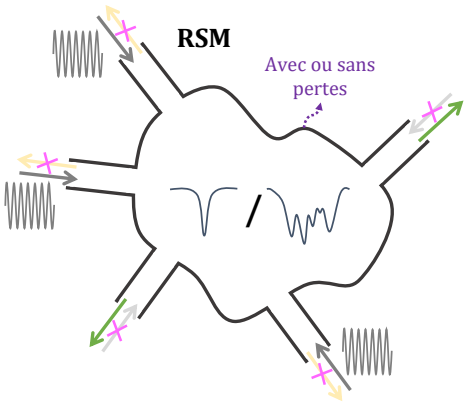
(b) Couplage critique virtuel (sec. 1.2.4.4) : un accès, un mode, pas de diffusion.



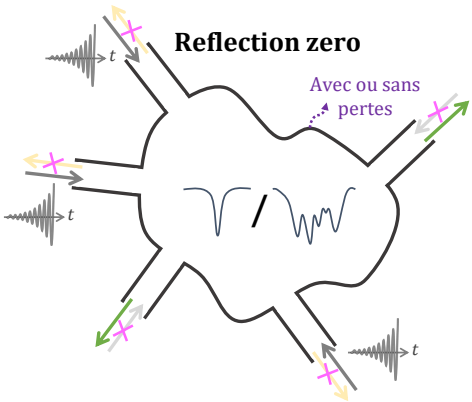
(c) Coherent perfect absorption (sec. 1.2.3.2) : multi-accès, mono/multi-modal, pas de diffusion.



(d) Coherent virtual absorption (sec. 1.2.4.3) : multi-accès, mono/multi-modal, pas de diffusion.



(e) Reflectionless scattering mode (sec. 1.2.3.3) : multi-accès, mono/multi-modal, pas de réflexion.



(f) Reflection zero (sec. 1.2.4.1) : multi-accès, mono/multi-modal, pas de réflexion.

FIGURE 2.4 – Schémas synthétisant les différents états sans réflexion lors de l'excitation d'une structure résonante, vus dans la classification (figure 2.3(a)). À gauche (a, c, e) les états obtenus via une excitation sinusoïdale à enveloppe constante. À droite (b, d, f) les états obtenus via une excitation sinusoïdale à enveloppe exponentielle.

1.2.2 Première lecture de la classification

Les éléments de la classification de la figure 2.3(a), sont discriminés selon trois catégories de critères : le type d'excitation, le type de structure résonante et le type de singularité de diffusion. De la première catégorie, il est possible de distinguer deux branches à partir des états sans réflexion, soit deux colonnes. Cette distinction s'opère via la considération d'une excitation sinusoïdale à enveloppe constante ou d'une excitation sinusoïdale à enveloppe exponentielle. Dans les deux cas, l'excitation peut mener à l'observation de l'absence de réflexion au niveau des voies d'accès excitées. Une excitation sinusoïdale à enveloppe constante fait référence à l'excitation de la structure résonante par un ou des signaux de fréquence réelle, soit un ou des zéros (de diffusion ou de réflexion) situés sur l'axe réel du plan complexe des fréquences (voir les figures 2.3(b) et (c)). Dans des spectres en réflexion, cela se traduit par un module très faible à la fréquence de résonance (en dessous de -40, -50 dB au moins). L'absence de réflexion s'observe dans ces cas au régime permanent (soit l'atteinte d'un état stable du résonateur, après un régime transitoire). Pour ce type d'excitation, nous parlerons parfois d'excitation CW. Une excitation sinusoïdale à enveloppe exponentielle fait référence à l'excitation d'un ou de plusieurs zéros complexes. On pourrait parler d'excitation transitoire dans le sens où l'enveloppe de l'excitation varie à chaque instant (elle ne possède pas de régime asymptotique) [FdHD23]. C'est en particulier pour des zéros dans la partie supérieure du plan complexe (convention $e^{-j\underline{\omega}t}$) que l'on observera les états transitoires sans réflexion les plus évidents (voir les figures 2.3(b) et (c)). La figure 2.4 illustre les différentes formes d'excitation selon les cas. Pour une partie imaginaire du zéro nulle ou négative, il n'est pas possible d'observer des états transitoires (au sens de la variation de l'enveloppe du signal d'excitation) parfaitement sans réflexion [FdHD23](SM).

Deuxièmement, nous proposons de classifier ces états selon la structure résonante pour laquelle ils existent. On distingue alors un cas général pour lequel la structure peut-être multi-accès et/ou multimodale. Ce cas pourrait être affiné pour dissocier une structure multi-accès monomodale, d'une structure mono-accès multimodale et d'une autre multi-accès et multimodale à la fois. Nous proposons d'ailleurs une distinction de ces cas avec celui d'une cavité à accès unique et monomodale. Nous pouvons invoquer plusieurs raisons à cela. Tout d'abord, le cas d'une structure monomodale à accès unique correspond au cas canonique, le plus simple possible. À une telle structure est notamment associé le cas singulier mais très connu de couplage critique (certains parleront d'absorption parfaite ou d'adaptation d'impédance). Puis, garder de la généralité pour parler de résonateurs multi-accès et/ou multimodaux permet de ne pas trop compliquer la classification. D'autant plus, la littérature ne propose pas, à notre connaissance, d'appellation claire pour chaque état sans réflexion spécifiquement associé à des structures qui seraient multimodales et/ou multi-accès, pour des excitations sinusoïdales à enveloppe constante ou exponentielle. Dans un premier temps, les quelques concepts nom-

més dans la littérature semblent pouvoir être assez solides pour englober cette généralité de structures et d'états sans réflexion associés. Cela est bien entendu criticable, et motivera certainement des perspectives de précision de la classification. Notons que la figure 2.4 illustre le potentiel exclusivement monomodal (une résonance isolée) ou général mono/multi-modal (avec recouvrement modal ou non) des différents phénomènes classifiés.

Troisièmement, nous déclinons trois sous-niveaux verticaux de classification de ces phénomènes sans réflexion, soit trois lignes, allant des états les plus singuliers aux états les plus généraux. En ce sens, les états sans réflexion manipulés correspondent à l'excitation d'un unique zéro de diffusion (donc un zéro de la matrice S, ou "S-zero" en anglais, dans ce cas un zéro du paramètre $\underline{S}_{11}$), d'un ou plusieurs zéros de diffusion ou enfin de zéros de réflexion (donc de la sous-matrice de réflexion, souvent notée R, *i.e.* des zéros de la matrice R ou "R-zeros" en anglais). La distinction entre ces zéros de diffusion et de réflexion implique la possibilité ou non d'observer de l'énergie électromagnétique diffusée à travers différents accès non excités. Notons que les zéros de réflexion et de diffusion sont identiques pour le premier échelon, considérant des structures à unique accès, pour lesquelles la matrice S est constituée d'un seul élément, qui est aussi le coefficient de réflexion (noté $\underline{S}_{11}$). La figure 2.3(b) permet de faire le lien entre les phénomènes singuliers classifiés associés à des zéros de la matrice S et la position de ces zéros dans le plan complexe. Rappelons aussi que la figure 2.4 illustre les différents cas, permettant peut-être de mieux saisir les distinctions entre absence de réflexion et absence de diffusion (regarder les accès notamment).

Outre la problématique du découplage entre structures multi-accès et/ou multimodales, il faut préciser que la classification proposée pourrait être considérée incomplète. En effet, il serait possible de définir d'autres arborescences pour quelques unes des sous classes, correspondant à d'autres effets singuliers sans réflexion. L'article de review de A. Krasnok *et al* reprend d'autres de ces effets [Kra+19]. Nous pouvons citer par exemple les "trapped modes" [DCP18] ou "bound states in the continuum" (BICs) [SBR06 ; Mon+18] pour des structures ouvertes. Les points exceptionnels ("exceptional points"), soit la coalescence de plusieurs valeurs propres (pôles, zéros de diffusion ou encore zéros de réflexion) à une même fréquence, constituent également un large champ d'étude depuis le début des années 2000 [Hei04] et sont appliqués depuis 2019 à des états sans réflexion [Swe+19 ; Fer+22 ; Far+22]. Notre classification ne se veut pas exhaustive mais a pour but de placer le phénomène étudié lors de cette thèse (le couplage critique virtuel, VCC) en rapport avec des phénomènes plus généraux et potentiellement plus répandus, notamment celui de couplage critique. Nous proposons maintenant de détailler un peu plus les différents états affichés dans la classification. Par pédagogie, nous débutons par le plus commun de tous, *i.e.* le couplage critique, avant de suivre l'arborescence des états accessibles par excitation sinusoïdale à enveloppe constante. Nous remonterons ensuite l'autre branche (des excitations sinusoïdales à enveloppe exponentielle), jusqu'à l'état d'intérêt pour cette thèse : le couplage critique virtuel.

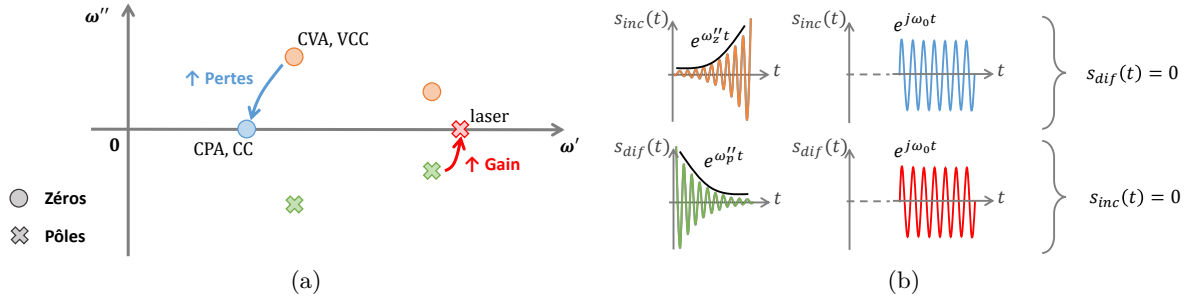
1.2.3 Excitation sinusoïdale à enveloppe constante

1.2.3.1 Couplage critique - Le couplage critique fait référence au cas particulier mais extrêmement courant d'excitation sinusoïdale à enveloppe constante (fréquence réelle) sans réflexion d'une unique résonance d'un résonateur possédant un unique accès [CPV00 ; Sto+20] (voir figure 2.4(a)). Ce phénomène de diffusion repose sur un équilibre parfait entre les fuites d'énergie à l'accès du résonateur (caractérisées par γ_{ext}) et les pertes par dissipation (ou par rayonnement, caractérisées par γ_{int}). Il n'est effectivement pas précisé dans la définition du couplage critique si les pertes internes conduisent à la dissipation [2] ou non de l'énergie électromagnétique [3]. Le couplage critique correspond au cas où $\gamma_{int} = \gamma_{ext}$, soit le cas où l'amplitude du signal de fuite est égale à celle du signal réfléchi directement à l'accès au régime permanent, illustré figure 2.2. Nous avons déjà pu évoquer ce phénomène plusieurs fois au cours du Chapitre 1. Notons que le couplage critique peut aussi être rencontré sous le terme d'absorption parfaite ("perfect absorption", PA), dans des cas où l'énergie électromagnétique est transférée sous une autre forme (c'est ce que sous entend le terme d'absorption) ou d'adaptation d'impédance ("impedance matching"). Dans le plan complexe des fréquences, le couplage critique correspond à la présence d'un zéro de la matrice S sur l'axe des réels (voir figure 2.3(b)).

1.2.3.2 CPA - L'absorption cohérente parfaite ("coherent perfect absorption", CPA), peut être vue comme la généralisation du couplage critique à des structures résonantes multi-accès voire multimodales [SSdH22] (précisions par la suite), toujours dans le cadre d'excitations sinusoïdales à enveloppe constante (voir figure 2.4(c)). Elle est usuellement décrite comme le phénomène inverse de l'effet laser au niveau du seuil d'émission (équilibre entre émissions spontanées et stimulées), et pour la première fois énoncée en 2010 [Cho+10]. L'effet laser existe lorsqu'un pôle de la matrice S se trouve sur l'axe des fréquences réelles, et correspond à un phénomène pour lequel la résonance est auto-entretenue (sans excitation) et un signal sinusoïdal à enveloppe constante est diffusé. Le déplacement du pôle du demi-plan inférieur à l'axe réel se produit par l'ajout de gain (avec une source extérieure) à la structure résonante (voir figures 2.5(a) et (b)). La CPA se réalise donc à l'inverse en ramenant un zéro de la matrice S du demi-plan supérieur à l'axe réel, et cela par l'ajout de pertes (illustré figure 2.5(a)). Par pertes, il faut entendre uniquement des pertes irréversibles, donc associées à des mécanismes de dissipation [Sto+20 ; Sol+23].

2. De manière plus générale, on pourrait parler de transduction, soit un changement d'état de l'énergie. Dans nos cas, l'énergie électromagnétique est usuellement dissipée sous forme de chaleur (effet Joule), d'où notre emploi spécifique du mot "dissipation". Il serait peut-être possible d'envisager des cas où l'énergie électromagnétique est convertie en énergie mécanique ou chimique. Dans le cas de l'allumage d'un plasma, la nature de l'absorption de l'énergie électromagnétique n'est en ce sens peut-être pas uniquement une conversion thermique.

3. On parle aussi de mécanisme de décroissance réversible si il est possible de retrouver l'énergie sous la même forme, donc électromagnétique ici, et de mécanisme de décroissance irréversible si l'énergie change de forme, et devient thermique par exemple.



(a) (b)

FIGURE 2.5 – (a) Dans la représentation plan complexe, l'ajout de pertes permet d'amener un zéro complexe (partie imaginaire positive) sur l'axe des réels. L'ajout de gain permet d'amener un pôle sur l'axe des réels. (b) Représentations temporelles simplifiées des types de diffusion selon la position des pôles et zéros de la matrice S.

La notion de cohérence est importante, car dans les cas multi-accès, le principe de CPA est respecté si aucune énergie n'est diffusée à travers tous les accès. D'après le principe interférentiel aux accès, il est nécessaire d'exciter de manière cohérente chaque accès de sorte à bien retrouver l'interférence destructive parfaite entre ce qui est réfléchi directement et ce qui fuite. Le signal de fuite n'étant pas uniquement associé au signal d'excitation à l'accès considéré, mais résultant de la superposition avec les signaux couplés à d'autres accès, il est important de comprendre qu'un état de CPA ne sera excité qu'avec un front d'onde particulier à chaque accès (sauf comme récemment proposé, si l'on insère une métasurface programmable dans la structure résonante capable d'optimiser la présence d'un zéro de la matrice S pour des signaux sans cohérence particulière a priori aux accès [dHou+21a] - le jeu de la métasurface créant en fait a posteriori les conditions de cohérence pour un front d'onde donné). Le phénomène de CPA est encore beaucoup étudié aujourd'hui, en théorie comme en pratique. Pour donner une première idée plus précise de champs d'applications de la CPA, le lecteur intéressé trouvera un article de review datant de 2017 sur ce sujet [Bar+17].

Le concept de CPA est principalement étudié comme généralisation multi-accès du couplage critique, soit l'excitation sans diffusion d'une unique fréquence réelle via tous les accès de couplage au résonateur. Ce concept est aussi parfois mentionné en généralisant également à des cas où des résonances se recouvrent [Sol+23]. La notion de multimodes n'est en soit pas si simple à appréhender. À première vue, cette notion concerne des résonateurs dont on considère les propriétés de diffusion sur une bande de fréquences pour laquelle plusieurs résonances, plusieurs modes existent. Dans cette bande, les modes peuvent être isolés les uns des autres, ou bien se recouvrir franchement. Un état sans réflexion multimodal, pour une excitation sinusoïdale à enveloppe constante, peut alors concerner l'excitation simultanée de plusieurs zéros de diffusion présents sur l'axe des fréquences réelles de la bande considérée (voir par exemple de manière plus ou moins directe, les références [CKA20 ; SSdH22 ; Slo+22]). Ces différents zéros peuvent être chacun associés ou non à une résonance isolée. Il est aussi possible

d'exciter plusieurs zéros de diffusion (donc associés à plusieurs modes) pour une unique fréquence réelle. On parle de coalescence de zéros de diffusion, ou encore de points exceptionnels de CPA (CPA EP) [Swe+19 ; Wan+21]. Pour des bandes de fréquences avec recouvrement de résonances, il est aussi possible qu'un zéro de diffusion ne corresponde pas à un mode particulier du résonateur, mais à l'interaction singulière de plusieurs modes qui découle sur un état sans réflexion, pour une fréquence réelle [Fra+20b ; SSdH22]. Finalement, la CPA, de part la notion de cohérence devant caractériser l'excitation du résonateur via plusieurs accès, ne devrait peut-être pas apparaître dans la classification telle qu'elle puisse être associée à un cas multimodal et mono-accès (peut-être plutôt parler d'absorption parfaite (PA) multimodale [FSH20]). Une fois ces précisions posées, nous prenons partie dans ce manuscrit de ne pas afficher ce niveau de détail dans la classification, afin de permettre une première lecture plus facile de celle-ci.

1.2.3.3 RSM - Bien que l'on puisse être tenté d'ajouter des pertes à notre structure résonante par l'intégration d'un accès non excité duquel une part de l'énergie incidente va fuir, ce cas ne rentre plus exactement dans le cadre strict de la CPA. En effet, les pertes ne sont pas uniquement irréversibles dans ce cas, l'énergie est retrouvée à la sortie (à l'accès non excité) sous la même forme. C'est ainsi que les "reflectionless scattering modes" (RSMs), décrits en 2020, répondent à un nouveau degré de généralité par rapport à la CPA, tout en restant dans le cadre d'excitation sinusoïdale à enveloppe constante de la structure résonante (multi-accès et possédant des résonances isolées ou non) [SHS20]. Ce phénomène est illustré figure 2.4(e). Les RSMs correspondent à l'excitation d'un zéro de la matrice de réflexion (R-zero) sur l'axe des fréquences réelles. Contrairement à la CPA, les RSMs peuvent exister en l'absence d'absorption, donc de pertes par dissipation. Ce sont des pertes par couplage à des accès non excités qui permettent de ramener le zéro de réflexion sur l'axe des réels. En effet, la matrice de réflexion est une sous-matrice de la matrice S qui ne prend en compte qu'une partie des accès. Les réflexions ne sont donc considérées qu'au niveau des accès excités. Comme pour la CPA en revanche, exciter des RSMs via plusieurs accès nécessite une mise en cohérence précise des signaux incidents (fournie par les vecteurs propres associés aux zéros). Ces RSMs sont certainement les états sans réflexion accessibles par excitation sinusoïdale à enveloppe constante aux propriétés les plus larges. Dernièrement, une proposition expérimentale concernant ces états a été publiée [Sol+23].

1.2.4 Excitation sinusoïdale à enveloppe exponentielle

1.2.4.1 Reflection Zero - Juste avant, nous avons parlé des RSMs, soit des zéros d'une matrice de réflexion, situés sur l'axe des fréquences réelles. Ces RSMs sont en fait un cas particulier de Reflection Zeros (ou même R-zeros). En effet, ceux-là peuvent a priori se si-

tuer n'importe où dans le plan complexe des fréquences, et donc hors de l'axe des fréquences réelles [Kra+19 ; SHS20]. Dans ces cas, les zéros ne sont pas accessibles via des excitations sinusoïdales à enveloppe constante. Il faut pour cela mettre en œuvre d'autres stratégies d'excitation. Une tentative d'illustration de cet état est proposée figure 2.4(f). Ce phénomène n'a pas été encore traité, à notre connaissance, dans la littérature. En revanche, un cas particulier de Reflection Zero complexe a reçu une attention soutenue ces derniers temps : les zéros de la matrice S. L'étude de ces cas particuliers donne cependant une bonne idée de ce que pourraient être des stratégies d'excitation de Reflection Zeros.

1.2.4.2 VPA - Est-il théoriquement possible de stocker une énergie infinie dans un résonateur ? Et bien oui ! Enfin, tant que vous êtes capables d'exciter votre résonateur dans les bonnes conditions. Dès la fin des années 2000, et sur la base d'arguments de symétrie par retournement temporel, est envisagée la possibilité de faire parfaitement absorber à un atome, un photon incident [SAL09]. Cette perspective est éclairée peu après par la construction d'une analogie entre l'atome et un résonateur optique [Heu+10]. Cette approche a d'ailleurs permis des travaux expérimentaux finalement proches de ce que nous pouvons réaliser dans ce chapitre [Bad+13]. En effet, un signal incident d'amplitude exponentiellement croissante, créé d'après le signal diffusé par le résonateur en oscillations libres et retourné temporellement, permet d'absorber le signal incident dans le résonateur, le temps de l'excitation.

Malgré tout, ce n'est qu'assez récemment, et sans référence directe à ces travaux précurseurs, que quelques considérations physiques ont été approfondies afin de proposer en 2017, le concept d'absorption virtuelle parfaite ("virtual perfect absorption", VPA) [BKA17]. Nous retrouvons dans cette appellation, la mention absorption parfaite vue pour les phénomènes asymptotiques (excitation sinusoïdale à enveloppe constante). L'ajout de la mention virtuelle évoque ici la non dissipation de l'énergie incidente dans le résonateur. Cette énergie est ainsi stockée le temps de l'excitation, puis relâchée à la demande, c'est-à-dire à la coupure de l'excitation. Le stockage infini de l'énergie reste donc théorique, réservé pour des structures résonantes sans pertes, car en pratique celles-ci possèdent des pertes. Une part de l'énergie qui leur est couplée est donc dissipée et non stockée (mais dans des proportions plus faibles que celles du couplage critique). On pourra parler d'absorption virtuelle, sans ajouter parfaite, pour généraliser à ces cas pratiques. L'excitation ne pouvant être infinie, cette accumulation infinie d'énergie restera d'autant plus fictive. Notons aussi que pour l'excitation d'un résonateur en couplage critique classique, celui-ci peut stocker une part de l'énergie, qui sera restituée en partie à la coupure de l'excitation (voir par exemple la figure 1.17(c) du chapitre 1). Le stockage transitoire de l'énergie dans le cas de la VPA est en ce sens comparable à celui obtenu par couplage critique classique, les pertes en moins.

Contrairement aux travaux du début des années 2010 portant sur des considérations de symétrie par retournement temporel, l'absorption virtuelle affine les conditions d'absence de

diffusion du ou des signaux incidents, en s'intéressant à l'excitation de zéros de la matrice S. À la différence des cas d'excitation sinusoïdale à enveloppe constante vus plus haut, ces zéros sont situés dans le plan complexe des fréquences, en particulier dans le demi-plan supérieur (dans la convention $e^{-j\underline{\omega}t}$ usuelle pour les représentations plan complexe). Pour une fréquence complexe de la forme $\underline{\omega} = \omega' + j\omega''$, le ou les signaux incidents nécessaires à l'excitation d'un tel zéro devront être de la forme $e^{\omega'' t}e^{-j\omega' t}$, soit un signal sinusoïdal à une fréquence réelle dont l'amplitude croît exponentiellement au cours du temps (si $\omega'' > 0$ bien entendu, exponentiellement décroissante sinon, mais on ne parle pas vraiment de VPA dans ce cas, les pertes internes étant plus importantes que celles aux accès de couplage, et la réflexion étant transitoirement importante). Par la définition des zéros, la croissance exponentielle conduisant à l'absence de diffusion est précisée en comparaison avec l'unique considération d'arguments de symétrie par retournement temporel. Cette dernière est d'ailleurs brisée si le système possède des pertes internes.

Physiquement, le principe canonique de la VPA consiste au maintien au cours du temps, de l'état de couplage critique, soit un juste équilibre entre les ondes directement réfléchies à l'accès et les ondes de fuite du résonateur, mais pour des structures résonantes avec peu ou pas de pertes. La figure 2.6 illustre ce principe physique pour un résonateur mono-accès et monomodal. Le lien avec les taux de décroissance sera fait plus tard dans ce chapitre. Évidemment, la VPA n'est pas restreinte à ce cas canonique mono-accès et monomodal, mais englobe les cas plus généraux du multi-accès et/ou multimodal. Elle consiste de ce point de vue général aux phénomènes associés aux états accessibles via des excitations sinusoïdales à enveloppe exponentielle pourquoi pas appelés états transitoires sans réflexion (une notion récemment proposée dans un article - "Reflectionless Transient Excitation, (RTE)" [FdHD23]).

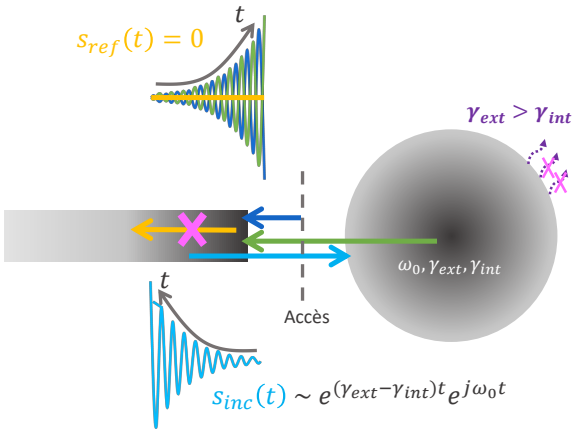


FIGURE 2.6 – Principe physique d'une VPA canonique, soit le couplage critique virtuel (VCC).

1.2.4.3 CVA - Tout comme pour l'autre branche de notre classification, la VPA concerne des structures résonantes plus ou moins générales. Ainsi, les travaux originaux parlent d'absorption virtuelle cohérente (CVA), en lien sémantique direct avec la CPA. Ce phénomène est synthétiquement illustré figure 2.4(d). Dans ces travaux originaux, les auteurs qualifient le phénomène de CVA pour une structure résonante sans pertes à plusieurs accès (deux dans le cas de ces travaux) [BKA17]. Comme pour la CPA, le phénomène de VPA cohérente (CVA) apparaît uniquement si les signaux d'excitation, outre la mise en forme précise de leur amplitude, sont amenés de manière cohérente, soit avec des phases et amplitudes permettant d'observer le stockage intégral de l'énergie incidente le temps de l'excitation. D'ailleurs, la pertinence d'une excitation cohérente est soulevée dans le but de relâcher de manière contrôlée l'énergie stockée (principalement par un accès, ou de manière identique à chaque accès, etc). La CVA est également étudiée théoriquement dans un article de 2018. Elle est alors appliquée à des résonateurs couplés [Lon18]. Il est à noter que l'auteur montre aussi dans ce papier la possibilité d'observer de la CVA sans spécifiquement présence de résonances dans la structure. En 2019, la CVA et le principe de cohérence à travers l'excitation à deux accès sont démontrés expérimentalement via un dispositif fonctionnant avec des ondes élastodynamiques (ondes mécaniques) [Tra+19]. Ces travaux constituent la première démonstration expérimentale d'un concept directement associé à la VPA (même si par cette considération, il ne nous faut pas négliger les travaux du début des années 2010).

Lors des derniers instants de l'écriture de ce manuscrit, une équipe de l'IETR a proposé une avancée majeure concernant, entre autres, la VPA et sa réalisation pratique dans le domaine microonde [FdHD23]. Ainsi, et nous en reparlerons après, les auteurs proposent une méthode afin d'identifier les différentes VPA possibles pour une structure résonante et une bande de fréquences donnée. L'équipe montre expérimentalement l'excitation sinusoïdale à enveloppe exponentielle via deux accès, d'une résonance isolée et donc du zéro de la matrice S complexe correspondant. Une telle démonstration s'inscrit dans la droite ligne de celle réalisée pour des ondes élastodynamiques, mais cette fois dans le domaine microonde. Dans notre classification, et ils le mentionnent également, cette démonstration caractérise la CVA. Les auteurs montrent cependant, l'excitation sinusoïdale à enveloppe exponentielle sans réflexion via plusieurs accès ET à travers la sollicitation de plusieurs résonances. Une telle démonstration expérimentale renforce alors notre proposition de généraliser la CVA (comme l'est déjà la CPA) à des cas multimodaux (ou bien notre invitation à construire une classification plus complexe qui dissocierait comme évoqué plus haut, les cas multi-accès et/ou multimodaux, avec le risque de laisser apparaître un nombre important de trous notionnels).

Comme pour la CPA, avec des problématiques similaires sur la définition même de cas multimodaux, laisser la CVA englober les processus multimodaux nécessite à l'aune de cet article récent, de souligner quelques éléments. Il est tout d'abord fondamental de noter que les résonances peuvent se recouvrir dans la bande de fréquences d'intérêt. C'est en particulier ce

point qui rend l'avancée importante. Bien que les auteurs observent un nombre d'excitations VPA possibles similaire à celui de zéros de la matrice S à partie imaginaire positive (dans la convention $e^{-j\underline{\omega}t}$), les excitations possibles vont solliciter un ou plusieurs zéros. Cela est à première vue contre-intuitif. On imagine en effet, qu'à chaque zéro de la matrice S à partie imaginaire positive corresponde une excitation VPA possible. La définition d'un zéro généralement adoptée est en effet qu'il remplisse les conditions d'absence d'onde diffusée [Gri+13a ; Gri+13b]. On imagine cependant par linéarité, qu'il est possible d'exciter plusieurs zéros simultanément pour produire d'autres excitations VPA (voir notamment l'annexe H). Il semble en ce sens qu'il soit possible d'exciter un nombre de VPA bien plus important que le nombre de zéros de la matrice S à partie imaginaire positive.

Viennent donc un certain nombre de questions. Pourquoi d'après les analyses présentées dans l'article, existe-t-il autant de zéros à partie imaginaire positive que d'excitations VPA, alors que certaines de ces excitations sollicitent plusieurs zéros à la fois ? Est-il possible que le formalisme matriciel proposé ne capte pas toutes les possibilités ? Cela paraît peu probable. Est-ce-que toutes les possibilités sont identifiées, mais qu'en fait, une partie d'entre elles ne correspond pas aux critères posés par les auteurs pour définir leurs excitations sans réflexion ? Est-ce le recouvrement de résonances qui impliquerait de revoir les conditions de définition des zéros de diffusion ? Ou plutôt, est-ce que ce cas multimodal n'impliquerait pas de considérer le fait qu'un zéro de la matrice S puisse-t-être excité autrement que par des signaux en $e^{-j\underline{\omega}_{zero}t}$? Est-ce aussi dû à la nécessité d'exciter un zéro de diffusion via deux accès ? Avec le peu de recul au moment d'écrire ces lignes, il semble que quelques points devraient être éclaircis en vue d'une proposition de classification plus précise que celle présentée dans ce manuscrit.

Enfin, nous retrouvons plusieurs autres fois la mention de CVA dans la littérature, mais il semble dans ces cas que la notion de cohérence n'implique pas directement l'excitation par plusieurs accès de la structure résonante, ni la sollicitation de plusieurs modes. La cohérence pourrait faire plutôt référence au phénomène d'interférences destructives à l'accès du résonateur, même si le plus probable est qu'en l'absence d'autre appellation au moment de l'écriture des articles, la CVA a été convoquée. Cette CVA - que l'on pourrait classer dans le paragraphe suivant sous l'appellation plus récente de VCC - est par exemple étudiée théoriquement et numériquement dans un article de 2020 considérant un résonateur microring [Zho+20]. Pour ce dispositif particulier, l'anneau est excité par un unique accès. L'onde se propage le long de l'anneau et c'est la rencontre cohérente entre l'onde entrante et l'onde finissant son tour qui produit le phénomène interférentiel destructif annulant la réflexion. D'autres auteurs proposent des démonstrations expérimentales de VPA pour des ondes mécaniques à la surface de l'eau. Ils mentionnent ainsi dans l'abstract d'une conférence, la réalisation de CVA à un accès et un mode (donc plutôt du VCC) [Euv+18], puis dans une autre conférence en 2021 pour un dispositif à deux accès [Euv+21]. Dans ce deuxième cas cependant, le deuxième accès n'est pas sollicité pour mettre en œuvre une double excitation cohérente comme nous l'entendons

dans notre classification, mais pour montrer la possibilité d'exciter à une même fréquence un zéro de réflexion pour l'accès d'excitation et un zéro de transmission pour le second accès (donc un zéro de la matrice S avec un unique front d'onde). Cette configuration peut être intéressante pour ensuite choisir de libérer l'énergie mécanique stockée à travers l'un, l'autre ou les deux accès.

1.2.4.4 VCC - Dans notre classification, nous préférons faire mention du concept de couplage critique virtuel ("Virtual Critical Coupling" - VCC) pour ce qui traite de l'absorption virtuelle associée à un unique accès à la structure résonante et un unique mode sollicité. Cela permet de faire le lien direct avec le couplage critique, différencié de la CPA notamment du fait de la présence d'un unique accès. Bien que quelques contours furent dessinés au début des années 2010 [Heu+10 ; Bad+13], le concept de VCC naît en 2020 [RKA20] au cœur d'un article très pédagogue, inspirant largement nos bases de compréhension. Cet article applique le concept d'absorption virtuelle via l'excitation d'une structure résonante par son unique accès et un zéro de la matrice S complexe. L'approche proposée, impliquant la théorie temporelle des modes couplés, permet de relier le zéro complexe à différents paramètres intrinsèques au résonateur et à son accès. Nous verrons que cette approche nous sera utile pour nous amener à la démonstration expérimentale de ce concept en microondes. Notons aussi que cet article propose la mise en avant du concept de VCC vis-à-vis d'excitations plus standards, comme le couplage critique classique. Cette comparaison passe par le calcul de l'efficience de l'excitation, soit la comparaison de l'énergie stockée à un instant t par rapport à l'énergie incidente cumulée depuis le lancement de l'excitation. Cette efficience est unitaire au cours du temps pour des structures sans pertes (toute l'énergie incidente est stockée tant que l'excitation est maintenue), ce qui n'est pas le cas pour une excitation en couplage critique classique par exemple (voir la section 2.4.4). C'est d'ailleurs cette volonté d'efficience de l'excitation qui a pu motiver les travaux antérieurs déjà cités [Heu+10 ; Bad+13].

L'absorption virtuelle par modulation temporelle du signal incident via l'unique accès d'une structure résonante (donc du VCC selon nous) a particulièrement été étudiée par un groupe de recherche italien. Plus précisément et dans un premier temps, leurs travaux ont porté sur la mise en œuvre théorique et numérique d'une cavité fermée par un réflecteur parfait d'un côté et par une métasurface de l'autre [Mar+20 ; Mar+21]. Le design précis de la métasurface permet alors d'exciter la cavité en espace libre depuis n'importe quelle incidence, la fréquence complexe d'excitation devant tout de même être adaptée selon cette dernière. Ce groupe a surtout produit fin 2022 (soit en même temps que notre démonstration expérimentale présentée ensuite), une démonstration expérimentale de ce qui pourrait s'apparenter à du VCC, en microondes, pour une cavité localisée sous la forme d'un circuit LC [Mar+22].

La plupart de ces articles autour du concept d'absorption virtuelle, estiment que celle-ci peut trouver de nombreuses applications, évidemment autour du contrôle des ondes, du

stockage efficient d'énergie et de sa relaxe à la demande (pour des mémoires optiques ou quantiques [Kra+23], de la modulation notamment). Cependant, ces papiers restent des démonstrations de concept, appliquées potentiellement à différentes structures résonantes, mais pas des démonstrations directes d'applications pratiques de l'absorption virtuelle. L'un des principaux freins reste notamment la capacité pratique à maintenir un signal dont l'amplitude croît exponentiellement au cours du temps, au moins un temps suffisant pour réaliser une action pertinente à partir de l'énergie transitoirement emmagasinée. Nous proposerons et démontrerons une voie applicative pratique de l'absorption virtuelle dans le troisième chapitre de ce manuscrit, en lien avec les plasmas.

1.2.4.5 Variations autour de la VPA - Dans la littérature, nous pouvons trouver d'autres mentions de la VPA. Cependant, la proposition de mise en place du processus se distingue de celle exposée plus tôt consistant à produire une excitation dont l'amplitude croît exponentiellement au cours du temps. Au lieu de s'appuyer sur la modulation temporelle du ou des signaux incidents, cette autre voie explorée de la VPA propose la modulation directe de la structure résonante. Il est ainsi directement fait mention de la VPA dans l'article de D. Sounas publié en 2020 [Sou20]. Dans cet article, la motivation principale est d'adresser la limite de la VPA due à la non soutenabilité sur un temps long de l'excitation exponentielle. Pour idéalement des résonateurs sans pertes internes, l'idée est alors de réaliser le processus interférentiel destructif à l'accès de la cavité, non pas en jouant sur le signal réfléchi directement à l'accès (directement proportionnel et de la même forme que le signal incident), mais de jouer sur le signal de fuite. Ainsi, avec cette fois un signal incident "classique" (sinusoïdal à enveloppe constante), il s'agit de moduler au cours du temps la proportion d'ondes fuitant du résonateur, à travers la modulation du taux de décroissance externe (pour le cas à un unique accès). En effet, pour une excitation sinusoïdale à enveloppe constante d'un résonateur surcouplé, on se rappelle qu'à un instant du régime transitoire, les contributions à la réflexion sont de même amplitude et leur interférence annule la réflexion. Au lieu de générer un signal incident suivant la forme du signal de fuite à partir de cet instant, il est proposé ici de moduler la fuite pour la doser, une fois que la cavité possède assez d'énergie pour compenser, via la fuite, le signal sinusoïdal à enveloppe constante réfléchi directement à l'accès. On vient donc jouer sur un "robinet", qui se ferme à mesure que l'énergie augmente dans la cavité. Jusqu'à présent, il n'y a pas de réalisation pratique de cette proposition. À noter que dans celle-ci, la modulation du taux de décroissance se fait via un système de trois résonateurs couplés en amont du résonateur principal, et dont on viendrait moduler au cours du temps les fréquences de résonance. Les modulations demandées étant plutôt lentes, un système de condensateurs variables semble pouvoir répondre à ces besoins. À noter aussi que ces résonateurs annexes peuvent stocker une partie de l'énergie du signal incident. L'énergie incidente ne se retrouve alors pas totalement dans le résonateur principal. De plus, cette modulation

nécessite certainement une source d'énergie annexe.

Dans l'article de D. Sounas, la question de l'application de cette stratégie de VPA à un système réel, donc possédant des pertes internes, n'est pas adressée. Il s'avère qu'en reprenant ses calculs mais en considérant des pertes internes, soit un taux de décroissance interne γ_{int} dans la théorie des modes couplés, on obtient un taux de décroissance externe à moduler au cours du temps $\gamma_{ext}(t)$ selon l'expression :

$$\gamma_{ext}(t) = \frac{\gamma_{int}}{e^{2\gamma_{int}t} - 1 + \frac{2\gamma_{int}}{2\gamma_{ext_0}}} e^{2\gamma_{int}t} \tag{2.2}$$

avec γ_{ext_0} le taux de décroissance externe initial (normalement important pour laisser fuir une proportion importante de l'énergie qui commence à être stockée). Par cette expression, nous voyons que le taux de décroissance externe tend vers la valeur du taux de décroissance interne, soit vers le cas de couplage critique classique. À partir de cette expression du taux de décroissance externe, à relier aussi au coefficient de couplage, il est possible de calculer via la TCMT, l'évolution au cours du temps de l'énergie emmagasinée dans le résonateur. Ce calcul permet de montrer qu'au cours du temps, l'énergie maximale emmagasinée dans le résonateur sera équivalente à celle emmagasinée en couplage critique classique, soit un cas où nous ne toucherions pas au taux de décroissance externe une fois l'excitation sinusoïdale à enveloppe constante lancée. L'intérêt principal de ce concept réside donc sur les cas sans pertes, que nous ne sommes normalement pas capables d'exciter de manière sinusoïdale à enveloppe constante sans réflexion. Pour les cas réels, cette méthode ne permet pas de repousser les capacités de stockage du résonateur (limitées par les pertes internes, donc le γ_{int} ou Q_{int}). Il s'avère cependant qu'en profitant des propriétés temporelles transitoires des résonateurs sur-couplés, et donc de leur dynamique temporelle plus rapide que celle du couplage critique, cette idée de VPA permet de stocker plus rapidement l'énergie, et cela avec une efficience plus grande. Le résonateur modulé va voir son coefficient de réflexion très vite tomber à zéro, alors qu'il faut plus de périodes pour annuler la réflexion dans le cas de couplage critique. On gagne ainsi en efficience au début de l'excitation, la grande part de l'énergie incidente étant stockée. Tout comme le cas précédent de VCC, l'intérêt de cette méthode en termes de stockage d'énergie se trouve principalement pour un temps limité. La réalisation pratique et les liens notamment énergétiques avec le système de modulation restent aussi des questions en suspens. Une fois tout cela dit, ce cas aurait pu être classé dans un entre deux dans notre classification. En effet, il nécessite une excitation sinusoïdale à enveloppe constante mais une modulation temporelle du système, soit une forme de modulation temporelle du zéro de la matrice S pour le maintenir sur l'axe réel du plan complexe des fréquences.

Sans aller beaucoup plus loin, nous pouvons tout de même mentionner que cette idée de moduler au cours du temps le résonateur avait été proposée en 2019 pour des résonateurs localisés, toujours dans un but de stockage optimal de l'énergie incidente [Mir+19]. Une image

intéressante proposée dans cet article est de voir la modulation temporelle de l'élément réactif pur comme si un court-circuit fermant une ligne de transmission était indéfiniment repoussé de telle sorte que jamais le signal incident ne se réfléchisse. Ainsi, il n'y a jamais de réflexion alors que la source d'énergie génère indéfiniment un signal harmonique. Relâcher l'énergie impliquerait de mouvoir le court-circuit en sens inverse de la propagation incidente. Plusieurs autres propositions conceptuelles sont discutées dans cet article. Ces idées de modulation temporelle de composants localisés pour capturer de manière optimale (sans réflexion) l'énergie incidente d'un signal harmonique ont été récemment reprises théoriquement afin de capturer l'énergie portée par un signal arbitraire [Hec+23].

Enfin, l'idée d'ouvrir les possibles dans le plan complexe des fréquences, a abouti à la découverte d'autres effets singuliers, comme des points exceptionnels de VPA [Far+22], le recul de certaines limites de la diffusion [Kim+22], une force de traction optique virtuelle [LK20] ou encore un effet de peau non-hermitien transitoire [Gu+22]. La réalisation d'une symétrie PT (Parity-Time) virtuelle (soit la création de pertes virtuelles (VPA) et de gain virtuel) [Li+20] introduit la notion de gain virtuel, pertinente pour tenter de faire réaliser à des structures passives, des effets de structures actives [Nov23 ; Gua+23 ; Kim+23].

1.2.5 Conclusion de la section

Dans cette section, nous avons introduit la notion de singularité de diffusion des ondes. Après avoir décrit le cadre d'étude (autour des structures résonantes), nous avons exploité les bases de la littérature pour proposer une description plus formelle de la matrice S. Cela a permis d'aboutir à la définition des singularités associées à cette matrice (pôles et zéros) et d'ouvrir sur celles d'autres opérateurs descriptifs de phénomènes de diffusion. Notre travail s'intéresse spécifiquement à des états sans réflexion. Nous avons ainsi proposé une classification de ces états en termes de généralité des objets d'étude et des phénomènes sans réflexion, croisée avec la représentation dans le plan complexe des fréquences des pôles et zéros de la matrice S (ou R). Nous avons alors tenté de préciser les différents concepts étiquetés dans cette classification en nous appuyant sur la littérature. Nous avons aussi évoqué quelques limites de cette classification, qui peut apparaître simpliste (à dessein). Un effort bibliographique a particulièrement été réalisé à propos des états sans réflexion associés au concept d'absorption virtuelle. En effet, l'objectif de la suite du manuscrit est de travailler sur la question pratique du concept de couplage critique virtuel dans le domaine microonde. Outre l'absence de démonstration expérimentale de ce concept en cavité distribuée résonante microonde, nous avons de manière générale mis en avant une demande de démonstration pratique d'application autour de l'absorption virtuelle. De plus, d'après les quelques travaux expérimentaux réalisés sur l'absorption virtuelle, l'application à des structures résonantes caractérisables analytiquement a permis de mettre de côté la démonstration de l'absorption virtuelle à une structure

résonante que l'on pourrait dire arbitraire (sans connaissance a priori de ses propriétés). Pour ce dernier cas, il est donc nécessaire d'adresser la question de l'extraction des singularités de la matrice S pour l'expérience [4]. Cette question fait l'objet de la section suivante.

2 Sur l'extraction des singularités de la matrice S pour l'expérience

2.1 Introduction de la section

L'objectif de cette section est de nous amener des considérations théoriques autour des singularités de la matrice S vers des considérations pratiques associées au concept de couplage critique virtuel. Dans un premier temps, nous nous appuyons sur la littérature pour montrer que si des solutions sont avancées et pratiquées pour manipuler les singularités de diffusion, identifier celles-ci n'est pas évident. Ainsi, dans la deuxième partie de cette section, nous proposons des méthodes alternatives originales conduisant à l'identification des singularités de diffusion depuis l'expérience. Ces méthodes s'inscrivent dans la continuité des analyses proposées dans le Chapitre 1. Les limites de celles-ci sont également présentées. Nous terminerons cette section en appliquant ces méthodes aux trois cas de couplage simulés au Chapitre 1, afin de vérifier leur validité. Pour parfaire le lien avec les développements du Chapitre 1, associés à des excitations sinusoïdales à enveloppe constante, nous proposons une comparaison notamment en termes énergétiques, de l'intérêt d'un type d'excitation par rapport à l'autre. Cela doit permettre de sentir et clarifier, les premières questions pouvant émerger dans le cadre d'une projection expérimentale applicative.

2.2 Dans la littérature scientifique

Bien que les singularités de la matrice S aient été décrites théoriquement [Gri+13a ; Gri+13b ; Kra+19], de nombreux travaux s'intéressent à la manière de les extraire pour des structures résonantes réelles. La technique d'inversion harmonique [WN95 ; MT97] est largement documentée et utilisée pour identifier les résonances, c'est-à-dire les pôles de la matrice S, d'une structure résonante qui peut être multi-accès et multimodale avec recouvrement [WM08 ; Kuh+08]. Cependant, la recherche des zéros de la matrice S par cette méthode est peu mentionnée [OF20], voire rejetée parce qu'elle semble moins directe [CA22]. Puis, pour l'extraction des zéros de la matrice S, dans l'article sur l'absorption virtuelle cohérente des

4. Ce constat est à lire avec un regard dans le passé, lors de la première année de cette thèse. Nous voyons par la suite quelques outils que nous avons pu proposer au cours de cette thèse pour parvenir à nos fins, mais un article paru dans les derniers instants d'écriture de ce manuscrit, et mentionné plus haut, semble permettre de manière bien plus puissante et générale, d'apporter une réponse à cette nécessité [FdHD23].

ondes élastodynamiques [Tra+19], la matrice S du dispositif expérimental a été formulée analytiquement en fonction de la fréquence. De la même façon, l'utilisation d'éléments localisés permet a priori de construire analytiquement l'identification des pôles et zéros du résonateur [Mar+22]. Cependant, la matrice S de la plupart des structures résonantes ne peut pas être facilement spécifiée de cette manière.

Récemment, de nombreux efforts ont été faits pour trouver les zéros de la matrice S à partir de données expérimentales. La plupart d'entre eux sont en fait basés sur l'analyse paramétrique et l'optimisation de l'absence d'ondes diffusées pour des fréquences réelles, c'est-à-dire des zéros placés sur l'axe réel (pour la réalisation de la CPA). La paramétrisation peut être effectuée par des balayages de fréquence et d'atténuation, conduisant à l'extraction de zéros à des fréquences réelles arbitraires [Pic+19 ; CKA20]. À noter que pour le premier article cité, le balayage en atténuation se fait via une antenne dont on fait varier le couplage pour capter plus ou moins d'ondes de la structure résonante. Cela produit des pertes par couplage microonde, via un accès (donc des fuites supplémentaires), ce qui fait plutôt rentrer ces expériences dans le cadre des zéros de la matrice R. Dans le second, il y a un atténuateur variable. D'autres efforts ont été faits pour fixer la fréquence réelle du zéro, via l'utilisation de métasurfaces [FSH20 ; Fra+20b ; dHou+21b ; dHou+21a ; SSdH22]. Cependant, ces solutions impliquent de modifier les propriétés du résonateur à chaque variation paramétrique (atténuation avec modulation des pertes localisées ou changement de configuration de la métasurface). La généralisation de ces méthodes est difficile à envisager pour trouver les zéros complexes d'un résonateur donné, qui sont recherchés pour réaliser l'absorption virtuelle. De plus, le temps d'optimisation peut être problématique pour adapter la cavité (et non le signal du générateur), notamment si l'on veut considérer des applications en lien avec les plasmas (un milieu qui peut évoluer rapidement au cours du temps). L'optimisation et la description analytique sont également utilisées pour tenter d'identifier et d'observer la coalescence de plusieurs zéros réels [Wan+21 ; Suw+22]. Quant-à-elles, les expériences de VPA menées avec des ondes à la surface de l'eau ont pu être réalisées via une détermination des zéros de réflexion et de transmission par simulation numérique paramétrique [Euv+18 ; Euv+21].

Ensuite, il faut mentionner les travaux plus récents qui semblent offrir un moyen d'extraire les zéros de la matrice S à partir de la mesure expérimentale de cette dernière [CAF21 ; CA22]. Ils proposent une généralisation du "Wigner time delay", soit une mesure moyennée des constantes de temps de la structure résonante, ou formellement, la dérivée de la phase de la réflexion [Tex16]. Jusqu'à présent, cette méthode fréquentielle fonctionne pour des résonateurs multi-accès et des résonances isolées. Cependant, l'extraction finale des singularités repose sur la mesure indépendante des pertes qu'ils appellent "uniformes", autrement dit les mécanismes de dissipation que l'on trouve de manière homogène dans la structure d'étude (par exemple les pertes aux parois d'une cavité, la dissipation dans le métal et le diélectrique d'un câble,...). Elles sont différenciées des pertes localisées, comme par exemple une antenne

dans un résonateur et par laquelle des ondes contenues dans le résonateur peuvent fuiter.

Enfin, il semble aussi possible d'envisager la décomposition en valeurs singulières ("Singular Value Decomposition", SVD) [KL80]. Cette décomposition a pu être appliquée pour des matrices de transmission [DG18], mais il est possible aussi de l'appliquer à d'autres opérateurs [Fro+22], et certainement à la matrice S. C'est effectivement via une approche matricielle et la SVD, et alors que l'écriture de ce manuscrit se termine, qu'une équipe de l'IETR a proposé d'extraire non pas directement les zéros de la matrice S, mais les vecteurs d'onde permettant d'exciter des états transitoires sans réflexion, donc en particulier des zéros de la matrice S [FdHD23]. La connaissance du vecteur d'onde incident, en particulier pour un cas monomodal et mono-accès, permet normalement a posteriori de donner la valeur de la fréquence complexe du zéro de la matrice S. La méthode repose sur la considération de la matrice de transport d'une structure résonante à N accès, exprimée en fonction de la fréquence (donc portant des informations spectrales potentiellement larges, pouvant inclure des cas multimodaux). La matrice de transport peut être par exemple la matrice S, si tous les accès sont considérés comme entrées et sorties. Par une volonté d'englober un maximum de degrés de liberté et ainsi pouvoir via cette méthode, décrire et générer un grand nombre de phénomènes de diffusion (unifiant et généralisant ainsi des phénomènes allant de la VPA au retournement temporel, entre autres), les auteurs proposent la construction d'un opérateur spatio-temporel autour de la matrice de transport. Ainsi, le formalisme permet de prendre en compte des cas multi-accès. En plus, il intègre des degrés de liberté temporels, en permettant d'ajuster finement par un pas de temps donné sur une ou plusieurs durées données (une pour les entrées, l'autre pour les sorties), la forme à donner à des signaux incidents pour obtenir les signaux de sortie souhaités. La décomposition en valeurs singulières est pratiquée sur cet opérateur. Par exemple, pour ce qui nous intéresse, les valeurs propres les plus petites dans le cas où la matrice de transport est la matrice S, correspondent à des états transitoires sans réflexion (sans diffusion même). Le formalisme matriciel permet d'identifier ces valeurs propres et les signaux incidents à appliquer aux accès du résonateur pour exciter les phénomènes singuliers de diffusion associés à ces valeurs propres.

Avant cette dernière proposition qui semble aujourd'hui surpasser tout le reste, les différents travaux mentionnés démontraient une certaine complexité pour l'extraction des singularités de la matrice S à partir de structures résonantes réelles et de mesures expérimentales. Or, la réalisation du couplage critique virtuel pour une cavité donnée repose sur la connaissance des zéros de sa matrice S. Ainsi, nous avons en partie travaillé pendant cette thèse, au développement de méthodes alternatives pour l'extraction des zéros de la matrice S depuis des mesures expérimentales. Celles-ci sont héritées du fil tiré au cours du Chapitre 1 à partir de la théorie temporelle des modes couplés. Nous les présentons en suivant.

2.3 Contribution aux méthodes pour l'extraction des singularités de la matrice *S* d'un résonateur monomodal et mono-accès

2.3.1 Extraction des singularités de la matrice *S*

Tout au long de cette première partie de chapitre, nous nous sommes attelés à poser notre cadre d'étude, la notion de singularité de diffusion des ondes à travers les états sans réflexion, et en particulier le concept de couplage critique virtuel, associé à la VPA. Pour rappel, ce concept demande l'excitation d'un zéro de la matrice S complexe, d'un résonateur monomodal et couplé à un unique accès. Nous avons vu juste avant, d'après la littérature, la complexité d'extraction d'une telle fréquence complexe en pratique, même pour une structure résonante a priori simple. Notons qu'en pratique, la notion de résonateur monomodal fait référence à l'étude de résonances isolées spectralement, comme dans le cas de l'utilisation du "Wigner time delay" [CAF21]. Dans le cas de résonances proches, une résonance voisine peut contribuer aux propriétés de la résonance étudiée. Nous proposons alors des méthodes alternatives pour l'extraction des singularités de la matrice S pour un résonateur monomodal et mono-accès. Ces méthodes partent du paramètre $\underline{S}_{11}$ du résonateur, soit sa matrice S, simulée ou mesurée en fonction de la fréquence. Ces propositions s'inscrivent dans la suite logique des analyses du Chapitre 1, partant de la théorie temporelle des modes couplés.

Ainsi, nous pouvons repartir de l'équation 1.48 pour exprimer le paramètre $\underline{S}_{11}$ du résonateur mono-accès et monomodal, soit son coefficient de réflexion en fonction de la pulsation complexe $\underline{\omega} = \omega' + j\omega''$. Nous rappelons que cette équation a été obtenue à partir de la théorie temporelle des modes couplés, avec une convention $e^{j\underline{\omega}t}$. Nous rediscuterons des conséquences de cette convention par la suite. De cette équation, nous tirons rapidement l'expression suivante du coefficient de réflexion en fonction des parties réelle et imaginaire de la fréquence et des caractéristiques du résonateur (pulsation de résonance ω_0, taux de décroissance interne γ_{int} et externe γ_{ext}, démarche analytique tirée de l'article original sur le VCC [RKA20]) :

$$\boxed{\underline{S}_{11}(\omega', \omega'') = \underline{r}(\omega', \omega'') = \frac{\gamma_{ext} - \gamma_{int} + \omega'' - j(\omega' - \omega_0)}{\gamma_{int} + \gamma_{ext} - \omega'' + j(\omega' - \omega_0)}} \tag{2.3}$$

Le zéro de la matrice S correspond aux conditions d'absence d'onde diffusée, soit d'absence de réflexion dans ce cas, $\underline{r}(\omega', \omega'') = 0$. Le zéro de la matrice S est donc la fréquence (ou pulsation) complexe qui permet d'annuler le numérateur de cette équation. À l'inverse, le pôle de la matrice S correspond à la fréquence complexe qui annule le dénominateur de l'équation. Cela traduit la décroissance de l'amplitude de résonance du mode (libre) en l'absence d'onde incidente (mais avec des ondes présentes dans le résonateur, par exemple à la coupure d'une

excitation). Nous avons donc les deux pulsations complexes suivantes :

$$\boxed{\underline{\omega}_{zero} = \omega_0 + j\left(\gamma_{int} - \gamma_{ext}\right)} \tag{2.4}$$

$$\underline{\omega}_{pole} = \omega_0 + j\left(\gamma_{ext} + \gamma_{int}\right) \tag{2.5}$$

où l'on voit que la partie réelle est identique pour le pôle et le zéro, correspondant à la pulsation de résonance "normale". Notons que l'approche par le "Wigner time delay" montre de manière plus précise que la partie réelle du pôle et du zéro ne sont pas nécessairement égales [CAF21], même si pour leur exemple, la différence semble être de second ordre (rappelons que la TCMT donne une solution approximée, notamment de par la renormalisation de cette pulsation ω_0 - voir annexe B section 2.2). Les parties imaginaires sont dépendantes des taux de décroissance. On observe qu'en l'absence de pertes internes, $\gamma_{int} = 0$ et pôles et zéros sont conjugués, ce qui n'est plus le cas sinon (la symétrie par retournement temporel est brisée). Autrement dit, dans un cas sans pertes internes, l'enregistrement du signal décroissant par le pôle peut être retourné temporellement pour exciter sans réflexion le résonateur. Avec des pertes internes, et selon leur proportion par rapport aux fuites par l'accès, l'enveloppe d'amplitude permettant d'exciter sans réflexion le résonateur peut être fortement différente de celle associée au pôle.

Ces résultats donnent un signal de la forme $e^{j\omega_0 t}e^{(\gamma_{ext}-\gamma_{int})t}$ pour exciter un zéro de la matrice S. Notons que nous retrouvons le fait qu'une excitation harmonique permet d'exciter un zéro dans le cas où $\gamma_{ext} = \gamma_{int}$, soit le couplage critique classique. Si $\gamma_{ext} < \gamma_{int}$, un sous-couplage, l'amplitude doit décroitre exponentiellement pour observer a priori l'absence de réflexion. Notre cas d'intérêt, associé au concept de couplage critique virtuel (VCC), correspond au sur-couplage, avec $\gamma_{ext} > \gamma_{int}$, excité par un signal d'amplitude exponentiellement croissante.

Nous obtenons ensuite un signal de la forme $e^{j\omega_0 t}e^{-(\gamma_{ext}+\gamma_{int})t}$, donc exponentiellement décroissant, pour caractériser le pôle. Notons que pour obtenir un signal de forme identique pour le pôle (amplitude exponentiellement décroissante), mais une partie imaginaire de $\underline{\omega}_{pole}$ négative, il faudrait se placer dans la convention $e^{-j\underline{\omega}t}$. Notons aussi qu'en gardant la convention $\underline{\omega} = \omega' + j\omega''$, cela donnerait pour les pôles et zéros de notre résonateur monomodal et mono-accès :

$$\underline{\omega}_{zero} = -\omega_0 + j\left(\gamma_{ext} - \gamma_{int}\right) \tag{2.6}$$

$$\underline{\omega}_{pole} = -\omega_0 - j\left(\gamma_{ext} + \gamma_{int}\right) \tag{2.7}$$

Usuellement, comme dit plus tôt, la représentation des pôles et zéros dans le plan complexe d'un résonateur sans pertes ($\gamma_{int} = 0$) considère les pôles dans le demi-plan inférieur (partie imaginaire négative) et les zéros dans le demi-plan supérieur (partie imaginaire positive). Bien que le signe des parties imaginaires soit d'importance selon la convention choisie pour

TABLE 2.1 – Valeurs des pôles et zéros de la matrice S (convention $e^{-j\underline{\omega}t}$), de la constante de temps du pôle ($\tau_{pole} = 1/|2\pi\mathrm{Im}[\underline{f}_{pole}]|$), pour les trois cas de couplage du résonateur mono-accès et monomodal simulé au Chapitre 1 (voir la figure 1.15 pour le résonateur simulé).

Type de couplage	$\underline{f}_{zero}$ (GHz)	$\underline{f}_{pole}$ (GHz)	τ_{pole} (μs)
Sous-couplage (SoC)	2.445215 - j 0.00003872	2.445215 - j 0.0001262	1.26
Sur-couplage (SuC)	2.444663 + j 0.00005537	2.444663 - j 0.0002203	0.72
Couplage critique (CC)	2.444975 + j 0	2.444975 - j 0.0001655	0.96

respecter le phénomène physique en jeu, considérer une partie réelle positive ou négative n'a par vraiment d'importance d'un point de vue physique. Une fois ces précisions faites à propos des choix de convention, nos représentations dans le plan complexe de pôles et zéros extraits depuis ces expressions issues de la TCMT seront illustrées selon les pratiques usuelles de la littérature, soit avec une partie réelle positive et une partie imaginaire négative pour le pôle.

Nous avons donc montré ici, que par la connaissance de ω_0, γ_{int} et γ_{ext}, nous obtenons les valeurs des pôles et zéros de la matrice S (de résonances isolées). En particulier, la connaissance du zéro va nous permettre d'accéder à l'excitation sans réflexion d'un résonateur mono-accès et monomodal de forme quelconque. Il faut cependant être capable de les identifier, à partir de la simulation ou de la mesure de la matrice S de ce résonateur. Nous pouvons alors nous ramener à la dernière sous-section 3.2.5 du Chapitre 1.

Chacune des trois méthodes (deux sont présentées dans l'annexe D) nous permet d'accéder à la valeur du zéro de la matrice S, au moins pour le cas de sur-couplage, pour un résonateur mono-accès et monomodal. Seules les méthodes travaillant directement avec le $\underline{S}_{11}$ permettent d'extraire les caractéristiques pour les autres cas de couplage. Nous proposons dans la suite de la section, d'appliquer l'excitation des zéros de la matrice S pour chacun des cas de couplage simulés dans le Chapitre 1, et vérifier la capacité de ces méthodes à répondre à nos attentes. Ainsi, le tableau 2.1 synthétise les valeurs des pôles et zéros de la matrice S pour nos trois cas de couplage. Pour le cas de sur-couplage, nous avons choisi les données fournies par la méthode temporelle (ce qui a été valorisé dans un article), et par la méthode spectrale pour les cas de sous-couplage et couplage critique. La figure 2.7 illustre les pôles et zéros calculés pour les différents couplages dans le plan complexe des fréquences, selon la convention $e^{-j\underline{\omega}t}$.

Cette figure 2.7 montre que jouer sur le couplage à l'accès produit le même comportement que l'ajout de pertes internes sur la partie imaginaire du zéro. Il est ainsi possible de trouver le bon couplage pour ramener un zéro sur l'axe des réels. On voit également que jouer sur le couplage modifie la partie réelle du pôle et du zéro, donc de la résonance. Il s'avère dans notre cas simulé, que plus le couplage est important (γ_{ext} grand), plus le plongeur pénètre dans la cavité. La position du plongeur change les conditions aux limites et donc la fréquence

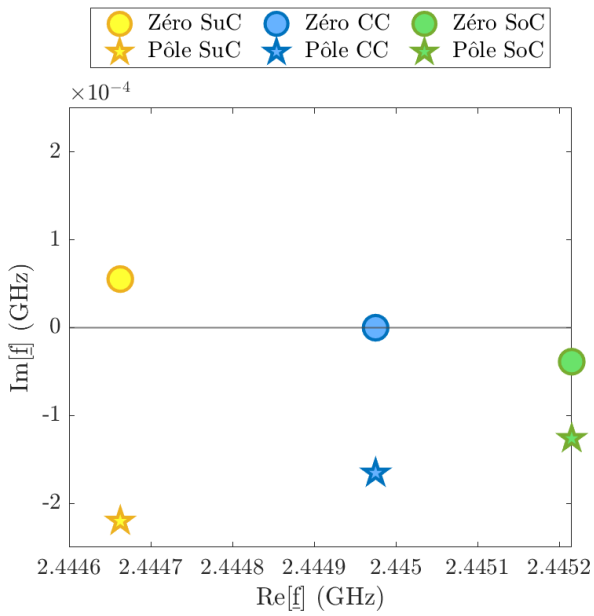


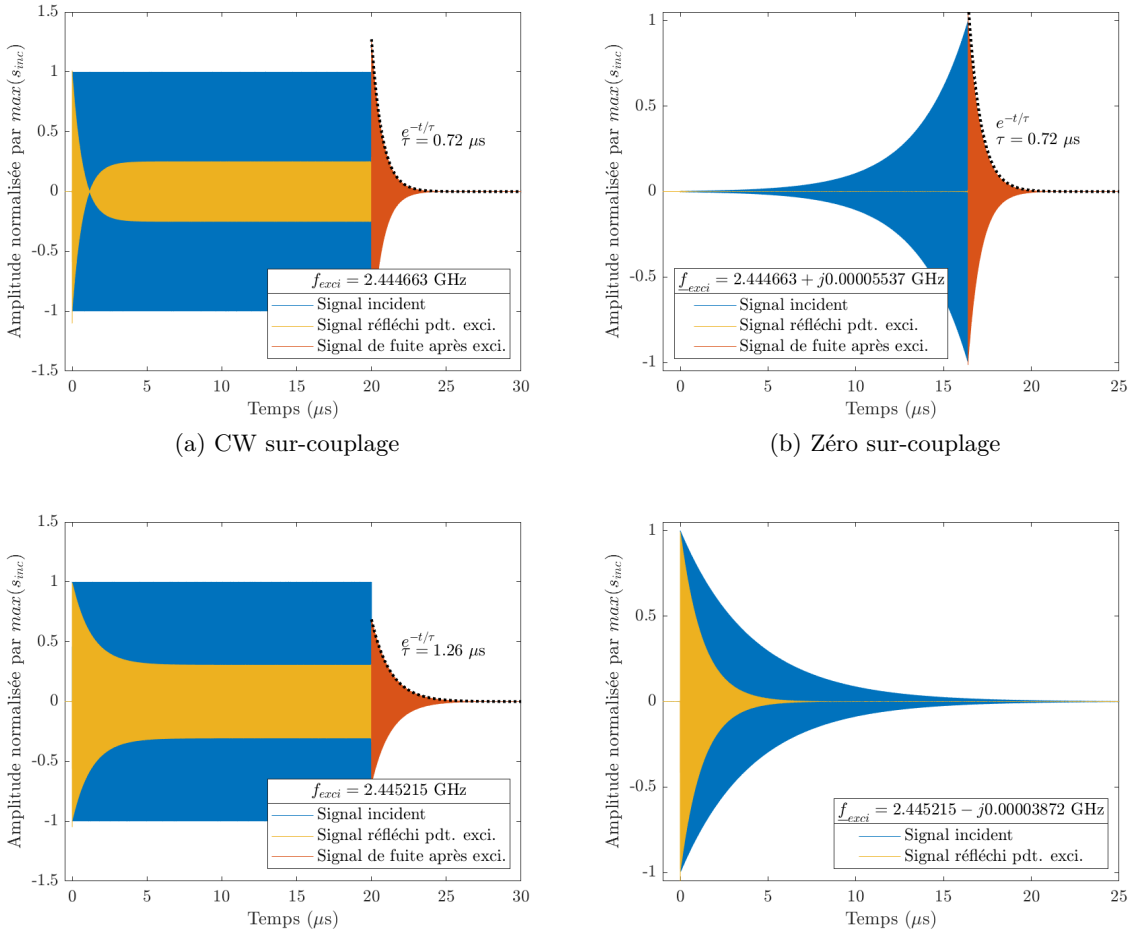
FIGURE 2.7 – Pôles et zéros de la matrice S du résonateur simulé en faisant varier le couplage à l'accès, affichés dans le plan complexe des fréquences.

réelle de résonance. À noter aussi que la constante de temps du pôle diminue lorsque le couplage à l'accès est plus important, car à pertes internes équivalentes, l'énergie va bien décroitre au total plus rapidement si il y a plus de fuites par l'accès. De plus, on note que dans ces cas simulés, les zéros sont assez proches de l'axe réel, laissant supposer des évolutions exponentielles plutôt douces des amplitudes des signaux incidents, en tout cas comparées à celles associées à la décroissance par les pôles.

Pour finir cette sous section, nous pouvons synthétiser les limites d'application de nos méthodes d'extraction des singularités de la matrice S à partir de mesures expérimentales. Elles s'appliquent ainsi à des résonances isolées et à des résonateurs couplés à un accès. Elles pourraient être étendues à des résonateurs multi-accès, mais dans ce cas, il faut considérer les fuites par ces accès comme des pertes internes. Les méthodes ne permettent pas, en leur état actuel, de donner le front d'onde cohérent nécessaire à l'excitation sans réflexion d'un résonateur via l'excitation à plusieurs accès, et ne sont donc pas applicables pour faire de la CVA. Les méthodes reposent sur une mesure fine du paramètre $\underline{S}_{11}$. Contrairement aux autres, la méthode temporelle est applicable uniquement pour les cas sur-couplés, ce qui n'est pas si grave dans l'optique de réaliser du VCC (donc en considérant des résonateur sur-couplés, dans l'idéal sans pertes internes). Les méthodes semblent par contre applicables à des résonateurs de forme quelconque, étant donné que la mesure du $\underline{S}_{11}$ inclut toutes les informations de diffusion nécessaires.

2.3.2 Vérification pour différents cas de couplage d'un résonateur simulé

Nous utilisons maintenant les paramètres $\underline{S}_{11}$ comme fonction de transfert pour construire comme au Chapitre 1, la réponse du résonateur à une excitation quelconque. Nous reproduisons sur la figure 2.8, les réponses harmoniques (donc à une excitation sinusoïdale à enveloppe constante, ou CW) pour les cas de sur et sous-couplage. En parallèle, nous affichons la réponse du résonateur excité selon la fréquence complexe du zéro associée au couplage.



(a) CW sur-couplage

(b) Zéro sur-couplage

(c) CW sous-couplage

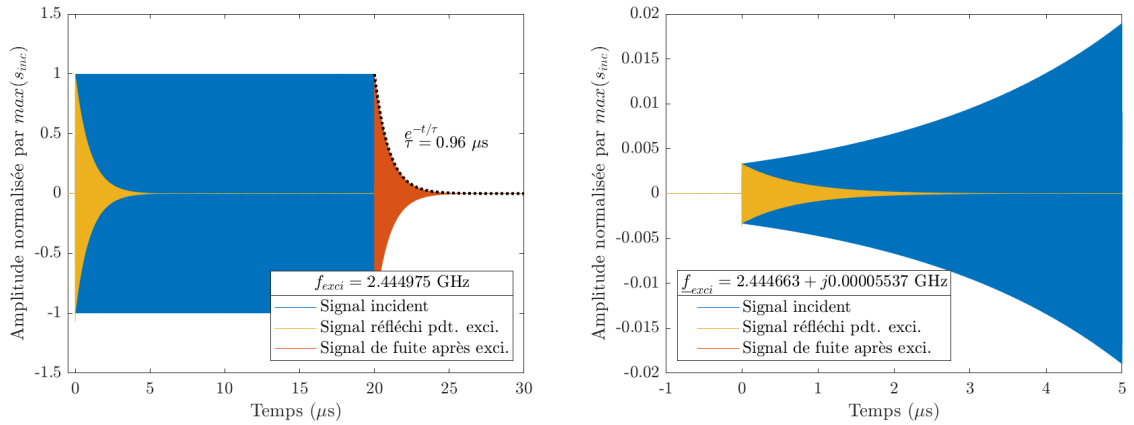
(d) Zéro sous-couplage

FIGURE 2.8 – À gauche, les signaux incidents et réfléchis pendant et après l'excitation CW, construits par la méthode fréquentielle à partir du spectre du $\underline{S}_{11}$ simulé et tracé figure 1.16 pour les sur et sous-couplages. À droite, la mise en forme du signal incident d'après le zéro de la matrice S de cette résonance permet d'annuler le signal réfléchi pendant l'excitation pour ces deux couplages. Tous les signaux sont normalisés par rapport à l'amplitude maximale du signal incident. Cette dernière est équivalente pour tous les cas construits.

Ainsi, nous vérifions que la modulation de la porteuse à ω_0 par une amplitude exponentiellement croissante précisément choisie (partie imaginaire du zéro), conduit à l'absence de

réflexion tout au long de l'excitation pour le cas de sur-couplage. À la coupure de l'excitation, l'énergie emmagasinée est relâchée, et cela à travers le pôle de la matrice S. Celui-ci est bien identique selon si l'on a excité avant le résonateur par un signal harmonique ou un signal modulé en amplitude. En effet, le résonateur évolue dans ce cas en oscillations libres, et la constante de temps de la décroissance est identique dans les deux cas, associée au pôle. Nous observons également que le résonateur sous-couplé peut voir sa réflexion s'annuler après un certain temps "transitoire", lorsque la porteuse est modulée par une amplitude exponentiellement décroissante précise. Une telle configuration ne semble cependant pas présenter un intérêt majeur, si ce n'est pour absorber (dissiper) efficacement toute l'énergie incidente après un certain temps. Le cas d'un état transitoire sans réflexion pour un résonateur monomodal sous-couplé est approché de manière alternative dans les "supplementary materials" de la référence [FdHD23].

Nous reproduisons enfin sur la figure 2.9 le cas d'excitation du zéro en couplage critique et un zoom sur les premiers instants de l'excitation du zéro du cas de sur-couplage. Nous voyons que pour l'excitation des zéros de couplage critique et de sur-couplage, il se passe toujours un certain temps lors duquel la réflexion est non nulle. Il faut en effet attendre l'instant à partir duquel les deux contributions à la réflexion sont de même amplitude. Il faut que la cavité se remplisse un minimum pour laisser fuir un signal interférant avec la réflexion directe à l'accès. Cependant dans le cas sur-couplé (donc le VCC), si l'on débute l'excitation avec une amplitude très faible, ce temps "transitoire" de réflexion est court et fait perdre par réflexion une très petite proportion de l'énergie totale qui sera apportée le temps de l'excitation.



(a) Couplage critique

(b) Zoom zéro sur-couplage

FIGURE 2.9 – (a) Excitation du cas de couplage critique classique, soit via un signal incident sinusoïdal à enveloppe constante (CW). (b) Zoom sur le début de l'excitation du zéro de la matrice S du cas de sur-couplage.

2.3.3 Analyses comparatives des excitations CW avec les excitations du zéro de la matrice S pour différents couplages

La connaissance des taux de décroissance permet maintenant de mener des analyses similaires à celles conduites au Chapitre 1 à partir de la théorie temporelle des modes couplés (voir sections 2.4.2 et suivantes). Ainsi, nous pouvons calculer et tracer sur la figure 2.10(a) l'évolution du coefficient de réflexion au cours du temps (en fait déjà tracé à partir des enveloppes normalisées des signaux réfléchis pendant l'excitation), l'évolution temporelle des énergies délivrée et emmagasinée dans le résonateur (figure 2.11) et celle de l'efficience de l'excitation (figure 2.10(b)), cela pour nos trois cas de couplage simulés. La figure des énergies nécessitant un traitement plus approfondi que les autres, nous l'aborderons un peu plus loin dans cette section.

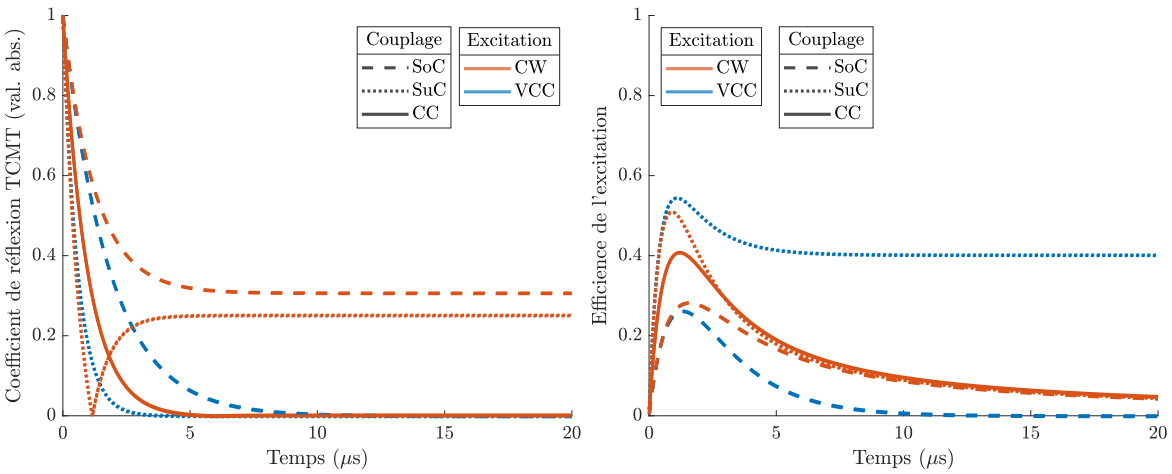


FIGURE 2.10 – (a) Coefficients de réflexion en valeur absolue et (b) efficiences de l'excitation pour les excitations CW et du zéro de la matrice S (VCC), et pour les trois cas de couplage (SuC : Sur-Couplage, SoC : Sous-Couplage, CC : Couplage Critique).

2.3.3.1 Analyse des coefficients de réflexion - L'observation de l'évolution des coefficients de réflexion au cours du temps (figure 2.10(a)) permet bien de vérifier la capacité de la TCMT à modéliser le comportement temporel du résonateur. Nous vérifions que l'excitation des zéros de la matrice S permet d'annuler le coefficient de réflexion au cours du temps. À la différence des cas classiques CW, il est donc possible d'annuler la réflexion des résonateurs sous et sur-couplés pendant l'excitation. On vérifie aussi que plus le couplage à l'accès est faible (sur-couplage, couplage critique, sous-couplage pour l'ordre du couplage à l'accès du plus important au plus faible pour des pertes internes données), plus le coefficient de réflexion met du temps à s'annuler.

2.3.3.2 Analyse de l'efficience de l'excitation - Pour ce qui est de l'efficience de l'excitation, nous retrouvons pour les cas CW (figure 2.10(b)), les allures identifiées au Chapitre 1, section 2.4.4.3. Ainsi, cette efficience, qui représente le rapport entre l'énergie emmagasinée et l'énergie délivrée, atteint un maximum avant de tendre vers zéro. En effet, au régime permanent de l'excitation CW, l'intégralité de l'énergie délivrée à chaque instant est dissipée (et aussi réfléchie en sur et sous-couplage). Le niveau d'énergie emmagasinée restant le même, en proportion de l'énergie délivrée, ce niveau est vu de plus en plus faible.

Pour comprendre l'efficience de l'excitation par VCC il nous faut calculer l'énergie totale délivrée. Cela se fait par l'intégration de l'énergie délivrée instantanée, soit

$$\int_0^t s_{0_{init}}^2 e^{2(\gamma_{ext}-\gamma_{int})t} dt \tag{2.8}$$

avec $s_{0_{init}}$ l'amplitude du signal incident à $t = 0$. De plus, l'énergie emmagasinée au cours du temps d'après la TCMT pour l'excitation à une fréquence complexe s'exprime (calculée avec la convention $e^{j\omega t}$) :

$$|\underline{a}(t)|^2 = \frac{s_{0_{init}}^2}{2\gamma_{ext}} e^{2(\gamma_{ext}-\gamma_{int})t} \left(1 - e^{-2\gamma_{ext}t}\right)^2 \tag{2.9}$$

Le rapport des deux donnant l'efficience de l'excitation, on identifie que pour l'excitation d'un zéro de la matrice S, cette efficience tend vers

$$\eta_{zero} \to 1 - \frac{\gamma_{int}}{\gamma_{ext}} \tag{2.10}$$

quand $t \to \infty$. Ainsi, l'efficience associée à l'excitation d'un zéro de la matrice S tend vers une constante (cette excitation sinusoïdale à enveloppe exponentielle possède donc une forme de régime permanent, à travers son efficience). Cette efficience est nulle dans le cas de couplage critique où $\gamma_{int} = \gamma_{ext}$ et vaut 1 dans le cas où le résonateur n'a pas de pertes internes ($\gamma_{int} = 0$). Nous vérifions bien l'établissement d'un régime permanent de l'efficience pour nos trois cas d'excitation du zéro de la matrice S (figure 2.10(b)). En l'occurrence, nous voyons que contrairement au cas idéal d'efficience unitaire vers lequel peut permettre de tendre le VCC, l'efficience de l'excitation reste assez faible pour le cas de sur-couplage. Comme il n'y a pas de réflexion, cela signifie que les pertes internes sont assez importantes vis-à-vis du couplage à l'accès, et donc qu'une bonne partie du signal incident est dissipée. Pour une application du VCC, ce cas simulé n'est en soit pas le plus pertinent (contrairement au cas expérimental présenté dans la suite du chapitre).

Nous observons aussi qu'au cours du temps, l'efficience de l'excitation par VCC est toujours égale ou supérieure à l'efficience de l'excitation CW. Notons tout de même que dans ce cas particulier simulé, le niveau asymptotique de l'efficience du VCC est inférieur au niveau maximal de l'efficience du VCC et même du CW (pour le sur-couplage, mais aussi légèrement

pour le couplage critique). Nous verrons dans la prochaine section que ce n'est pas toujours le cas. Souvent d'ailleurs, on étudiera des cas pour lesquels le niveau asymptotique de l'efficience VCC est aussi son niveau d'efficience maximale.

Pour une meilleure efficience de l'excitation par VCC étant donné ces pertes internes, l'équation (2.10) précédente nous invite à augmenter le taux de décroissance externe, soit le couplage. L'idée est alors de proposer une dynamique de couplage beaucoup plus rapide que celle des pertes. En effet, dans notre cas de sur-couplage, la constante de temps associée aux pertes internes vaut 1.93 μs, alors que celle associée au couplage à l'accès vaut 1.15 μs. Un couplage tel que la constante de temps associée vaille 0.2 μs (arbitrairement, tant que bien inférieure à celle des pertes internes), permettrait d'accumuler plus rapidement de l'énergie dans le résonateur, sans que cette accumulation ne soit trop affectée par les pertes internes. L'efficience de l'excitation serait donc meilleure. Il faut évidemment noter qu'une telle accélération de la dynamique du couplage implique une exponentielle croissante plus brutale que celle de la figure 2.8. Il faudra être capable en pratique de mettre en forme une telle croissance.

2.3.3.3 Analyse des énergies délivrées et emmagasinées - Dirigeons nous alors vers la figure 2.11, qui traduit nos discussions en termes d'énergies délivrées et emmagasinées dans le résonateur, selon le type d'excitation (CW ou VCC) et de couplage. Les courbes sont normalisées par rapport au niveau maximal d'énergie emmagasinée en CW (donc pour le couplage critique). Les évolutions tracées sont cumulatives. Autrement dit, à un instant donné, on mesure sur les courbes l'énergie totale délivrée ou emmagasinée jusqu'à cet instant.

Pour les cas d'excitation CW, nous retrouvons bien ce que nous avions déjà vu, soit que le couplage critique permet d'emmagasiner le plus d'énergie et que le sur-couplage permet d'emmagasiner plus rapidement de l'énergie au transitoire. Nous voyons cependant, comme traduit par l'efficience, que ces niveaux d'énergie stockée deviennent très rapidement dérisoires en comparaison avec le total de l'énergie délivrée avant chaque instant (déjà plus de 3.5 fois plus d'énergie délivrée que d'énergie emmagasinée, pour atteindre le niveau maximum d'énergie stockée CW). Définitivement, pour des applications de stockage en résonateur microonde, les excitations sinusoïdales à enveloppe constante sont inefficientes.

Nous voyons sur la figure 2.11, les énergies délivrées et emmagasinées lors de l'excitation du zéro de la matrice S pour les différents cas de couplage (la mention VCC pour le cas de sous-couplage est abusive, et doit être comprise comme excitation du zéro). Alors que le cas d'excitation du zéro de la matrice S pour le résonateur sous-couplé ne présente pas vraiment d'intérêt (la majorité de l'énergie délivrée est perdue par réflexion et par dissipation), analysons le cas associé au résonateur sur-couplé. Tout d'abord, comme l'efficience l'a montré, l'énergie emmagasinée décroche tout de même de manière non négligeable de l'énergie délivrée.

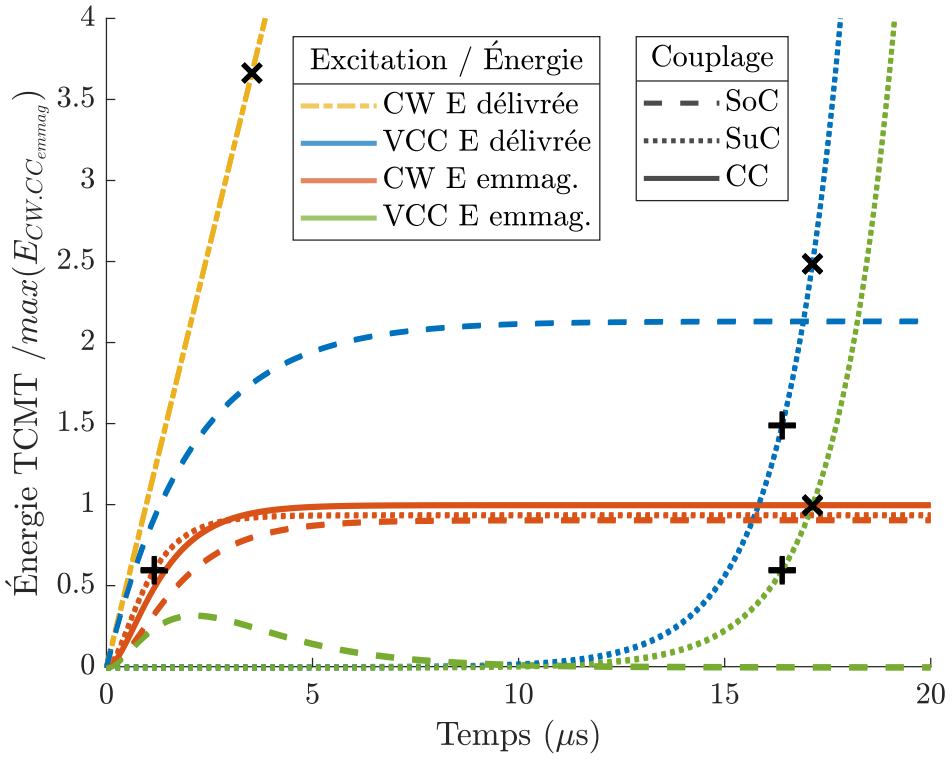


FIGURE 2.11 – **Énergies délivrées et emmagasinées selon le cas de couplage pour les excitations CW et des zéros de la matrice S (VCC)**. Les '+' sur les courbes de VCC indiquent l'instant pour lequel le signal d'excitation VCC atteint la même amplitude que celle du signal d'excitation CW. Sur la courbe CW, le '+' indique l'instant pour lequel le niveau d'énergie emmagasinée par le cas de sur-couplage CW est identique à celui du '+' du VCC. Les croix indiquent les instants pour lesquels le VCC permet d'atteindre le même niveau d'énergie emmagasinée que pour le meilleur cas CW (soit le CC). La croix est également reportée sur l'énergie délivrée par l'excitation CW (placée pour 95% de l'énergie finale emmagasinée atteinte).

Il faudrait augmenter le couplage (γ_{ext}) pour gagner en efficience. Puis, les deux '+' noirs sur les courbes associées au VCC permettent de montrer que pour une amplitude finale du signal d'excitation du VCC équivalente à celle du signal d'excitation CW (choisie à 0.3 V ici), nous obtenons un niveau d'énergie emmagasinée plus faible que pour les cas d'excitation CW (60% du CW-CC). De plus, comme montré par le '+' sur la courbe d'énergie emmagasinée en CW, le cas de sur-couplage CW atteint bien plus rapidement ce niveau d'énergie (le couplage critique aussi).

Une autre comparaison pertinente autour des énergies, est celle pointée sur la figure 2.11 par les croix noires. Ces croix sur les courbes de VCC indiquent l'instant pour lequel le VCC permet d'accumuler autant d'énergie que le cas de couplage critique. Cela est possible mais pour une amplitude finale de l'excitation plus importante que celle de l'excitation CW. Il est cependant possible que la source d'excitation puisse aussi exciter un signal CW d'amplitude

plus importante, ce qui donnerait une variation homothétique des courbes d'énergie. On note tout de même qu'au global, et même si l'amplitude finale d'excitation est plus importante, une quantité plus faible d'énergie doit être délivrée en VCC pour atteindre ce niveau emmagasiné par rapport au CW (environ 30% d'énergie en moins ici). Autrement, pour une quantité donnée d'énergie à emmagasiner ponctuellement, l'absorption virtuelle pour un sur-couplage important (au sens de $\gamma_{ext} >> \gamma_{int}$, ce qui n'est pas une grosse contrainte lorsque l'on utilise des résonateurs à base de matériaux très bons conducteurs - γ_{int} se rapprochant de zéro) apparaît comme une candidate très pertinente.

Comme déjà dit, il est délicat de généraliser ces comparaisons en termes énergétiques à n'importe quel degré de couplage ou de pertes internes. On verra d'ailleurs dans la section suivante à partir de notre cavité expérimentale, que le cas de sur-couplage obtenu est encore plus intéressant que ce cas simulé. Il semble tout de même se dessiner une forme de compromis à considérer une excitation VCC plutôt que CW en couplage critique : le VCC permet une meilleure efficience de l'excitation, donc moins ou beaucoup moins d'énergie perdue par réflexion (voire dissipation), alors que le couplage critique CW permet une plus grande efficacité en termes d'énergie totale emmagasinée pour une amplitude du signal incident maximale donnée. Autrement formulé, à amplitude maximale donnée du signal incident, le couplage critique permet d'emmagasiner plus d'énergie que le VCC, au prix d'une quantité d'énergie perdue par réflexion (voire par dissipation) plus importante. Pour affiner encore l'analyse, nous referons un petit détour par l'efficience dans la section suivante.

2.4 Conclusion de la section

Pour conclure cette section, nous avons montré des méthodes alternatives à celles de la littérature pour identifier les singularités de la matrice S de résonateurs de formes arbitraires, monomodaux et couplés à un unique accès. Ces méthodes fonctionnent pour identifier les singularités associées aux trois types de couplages possibles. Elles ont d'ailleurs pour intérêt de calculer directement les taux de décroissance associés aux différents mécanismes de pertes, ce qui est utile pour connaître plus précisément le résonateur et le mode (forcé ou libre) considéré. Nous avons vérifié la validité des données extraites à partir du résonateur simulé dans le Chapitre 1. Il semble donc possible d'appliquer ces méthodes à des cas expérimentaux, via la mesure au VNA du $\underline{S}_{11}$. Des analyses énergétiques ont permis de conclure qu'une excitation par VCC était plus efficiente qu'une excitation par couplage critique classique en termes de ratio énergie stockée par rapport à l'énergie délivrée, mais moins efficace en termes d'énergie emmagasinée pour une amplitude maximale donnée du signal incident. Selon l'application visée, un compromis devra être fait lors du choix de l'une ou l'autre des excitations, et donc le choix du couplage à un résonateur donné.

3 Démonstration expérimentale du couplage critique virtuel

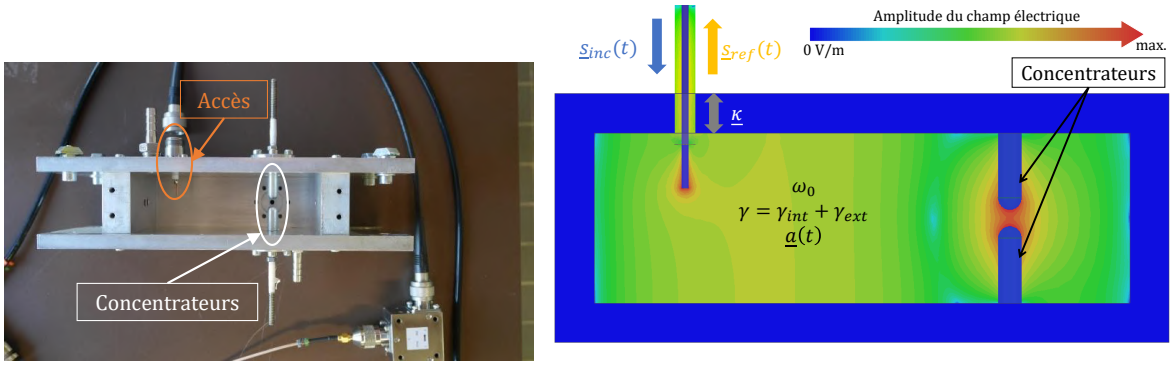
3.1 Introduction de la section

L'objectif de cette section est de présenter notre démonstration expérimentale du couplage critique virtuel microonde. Nous présentons d'abord la cavité microonde protagoniste de cette expérience. Celle-ci est couplée à un unique accès, et peut être considérée de forme arbitraire, quelconque. Elle n'a en effet pas été spécifiquement construite pour cette expérience. Elle présente cependant l'intérêt d'intégrer une zone de "concentration de champ" qui sera mise à profit pour l'allumage d'un plasma [Fra+20a ; Fra22]. Nous appliquerons ensuite la méthode dans le domaine temporel pour extraire les caractéristiques de cette cavité pour un mode particulier, et alors identifier un zéro de diffusion. Une autre méthode aurait pu être utilisée, mais nous reprenons celle ayant fait l'objet d'une publication, et associée aux résultats expérimentaux. Nous présentons ensuite le banc expérimental mis en place pour tenter de mesurer le phénomène de couplage critique virtuel dans le domaine microonde. Enfin, le résultat obtenu dans ces conditions est exposé. Cette première expérience a pour but de montrer la possibilité de réaliser de l'absorption virtuelle en pratique dans le domaine microonde. Pour nous, elle offre une montée en compétences pratiques, avec un banc expérimental à basse puissance, nous permettant de saisir quelques difficultés et points d'attention. Cela nous fera nous diriger au chapitre suivant vers un banc expérimental à plus haute puissance, permettant l'allumage d'un plasma par VCC et la caractérisation partielle de celui-ci.

3.2 Notre cavité microonde mono-accès...

Pour étudier expérimentalement le couplage critique virtuel, nous considérons une cavité monomode couplée à un accès unique. La figure 2.12(a) montre une photographie de cette cavité, l'une des faces ayant été retirée pour voir l'intérieur. La cavité a été dimensionnée et fabriquée par Béatrice Fragge lors de ses travaux de thèse [Fra22]. Elle proposait alors la conception d'une source plasma à pression atmosphérique dans une cavité micro-ondes pour l'allumage de combustibles liquides [Fra+20a]. Cette cavité polyvalente et versatile en aluminium (AU4G 2017A), forme un parallélépipède rectangle de dimensions $136 \times 86 \times 43$ mm^3, et est couplée à un générateur microonde par l'intermédiaire d'une sonde coaxiale en cuivre partiellement entourée de PTFE. Le plongeur mesure 14 mm de long et nous verrons que cette dimension met le résonateur en sur-couplage pour notre mode (forcé ou libre) considéré. Notons que nous souhaitons travailler autour de 2.45 GHz, soit une fréquence microonde adaptée à nos instruments expérimentaux. Pour cette cavité, cette fréquence correspond au mode TE_{012}, soit la première harmonique après le mode fondamental. Nous nous plaçons donc dans un cas de résonateur monomodal, cette résonance devant être isolée spectralement des autres.

Puis, l'une des originalités de cette cavité est la possibilité de placer des concentrateurs, c'est-à-dire des tiges métalliques se faisant face, formant un espace (un gap) dans lequel le champ électrique est concentré, intensifié. Dans les travaux de Béatrice, ces concentrateurs ont permis de favoriser l'allumage du plasma. Ils pourront nous être utiles en ce sens par la suite, mais présentent déjà ici l'intérêt de nous faire étudier une cavité à géométrie particulière et a priori arbitraire pour notre expérience de VCC. La description analytique de ses processus de diffusion semble alors difficile dans ce cas, et cette géométrie peut justifier l'utilisation d'autres méthodes pour décrire ces processus. Les concentrateurs sont situés à un endroit où le mode forcé résonant TE_{012} présentait déjà un champ électrique maximal en l'absence de concentrateurs. Ainsi, l'ajout des concentrateurs à cet endroit permet d'intensifier encore le champ électrique dans le gap créé. En considérant pour cette étude, des concentrateurs cylindriques de 6 mm de diamètre, 20 mm de long, et placés à 30 mm de la paroi droite, cela fixe la résonance du mode désiré autour de 2,41 GHz. La figure 2.12(b) illustre alors la distribution du champ électrique pour le mode forcé résonant TE_{012}, calculée à l'aide du logiciel de simulation électromagnétique 3D HFSS. Elle permet de vérifier en particulier la concentration du champ électrique dans le gap entre les concentrateurs.



(a) (b)

FIGURE 2.12 – (a) Photographie de la cavité étudiée, avec une face latérale enlevée. (b) Champ électrique calculé par le solveur HFSS.

3.3 ... et l'extraction d'un de ses zéros de diffusion

Nous souhaitons maintenant déterminer le pôle et le zéro de la matrice S pour le mode TE_{012} de notre cavité. L'objectif final est d'exciter le zéro et réaliser ainsi le couplage critique virtuel. Cette détermination consiste en fait à calculer la fréquence de résonance réelle et les taux de décroissance interne et externe associés à notre système, constitué de la cavité et de son alimentation coaxiale, et pour le mode considéré. Pour cela, nous utilisons la méthode dans le domaine temporel proposée dans le Chapitre 1 du manuscrit (section 3.2.5), avec les résultats de la section 2.3 de ce chapitre. Comme nous en avons déjà largement discuté,

le lecteur intéressé trouvera dans l'annexe E, le détail de la démarche d'extraction telle que publiée dans un article au cours de la thèse [Del+22]. Une petite différence dans cette démarche réside sur l'extraction de la partie réelle des singularités (la fréquence de résonance), depuis un travail sur le signal de fuite du résonateur après l'excitation (donc en oscillations libres). Cela permet de discuter un peu des pôles, mais nous préférons le laisser en annexe pour ne pas trop s'écarter de l'objectif.

Il nous faut tout d'abord obtenir le spectre de la matrice S de la cavité. Ici, il s'agit de mesurer le spectre du $\underline{S}_{11}$ dans la bande de fréquence d'intérêt. La figure 2.13 illustre le spectre du $\underline{S}_{11}$, mesuré avec le VNA E5071C de Keysight sur la bande 2.2 à 2.6 GHz. Le module indique une résonance de la cavité autour de 2.41 GHz, avec un minimum à -1.2 dB. Cela traduit un niveau de réflexion assez important au régime permanent pour une excitation CW. Nous ne sommes clairement pas en présence d'une cavité en couplage critique, pour laquelle ce module du coefficient de réflexion devrait être bien inférieur. Il faut ensuite observer la phase pour comprendre que nous sommes en présence d'un sur-couplage de la cavité. Nous voyons en effet à la résonance, un saut de phase continu de 2π, caractéristique du sur-couplage.

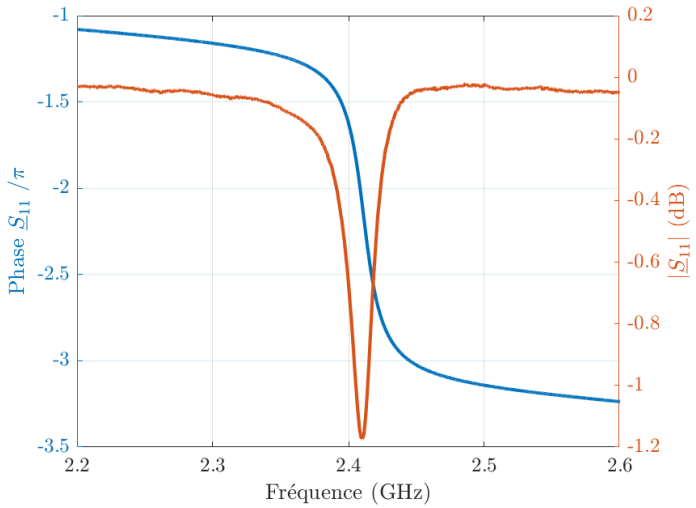
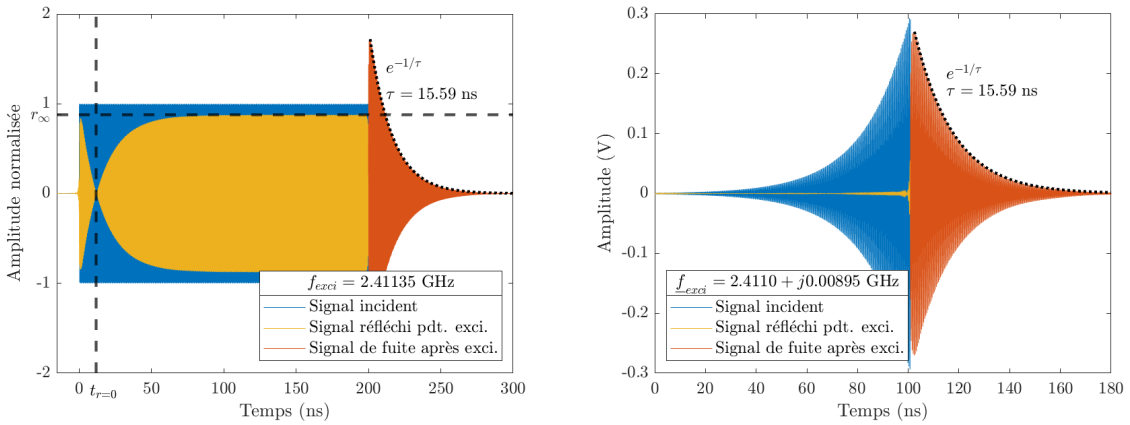


FIGURE 2.13 – Mesures du paramètre $\underline{S}_{11}$ de la cavité expérimentale en module et phase en fonction de la fréquence.

La figure 2.14(a) montre la réponse temporelle de la cavité expérimentale (construite numériquement) lorsque celle-ci est excitée en CW (excitation harmonique) à la fréquence de résonance du mode TE_{012}. On note comme attendu, une réflexion importante lorsqu'elle atteint son régime permanent. Son régime transitoire pendant l'excitation est aussi bien caractéristique d'un sur-couplage.

Le tableau 2.2 synthétise les grandeurs calculées à travers notre méthode d'extraction.



(a) (b)

FIGURE 2.14 – Constructions numériques à partir de mesures expérimentales de la réponse temporelle de la cavité pour (a) l'excitation harmonique à ω_0, soit la partie réelle du pôle et du zéro et (b) l'excitation du zéro de diffusion.

Dans celui-ci, le signe des parties imaginaires du pôle et du zéro est imposé par la convention en $e^{-j\underline{\omega}t}$. Notons que les Neper dans l'unité Np/s, attribuent une notion d'atténuation à nos taux de décroissance. Nous calculons donc un facteur de qualité interne supérieur au facteur de qualité externe. Cette différence permet d'expliquer la réflexion importante observée au régime permanent de l'excitation harmonique. Notons aussi que la constante de temps associée aux pertes internes vaut 254 ns ($\tau_{int} = 1/\gamma_{int}$), alors que les ondes fuitent beaucoup plus rapidement par l'accès avec une constante de temps externe de 16.6 ns ($\tau_{ext} = 1/\gamma_{ext}$). Contrairement au cas sur-couplé simulé plus tôt (chapitres 1 et 2), la différence de dynamique temporelle entre les deux mécanismes de pertes permet d'exciter un zéro de diffusion sans un impact important des pertes par dissipation. En effet, et cela est montré juste après, exciter le zéro pendant une centaine de nanosecondes nous place dans une temporalité peu impactée par les pertes internes. Ainsi, pendant le temps d'excitation, l'énergie incidente sera principalement emmagasinée.

Nous vérifions maintenant par une nouvelle construction numérique, la validité du zéro identifié. Nous calculons comme précédemment à partir du spectre du $\underline{S}_{11}$ mesuré au VNA, le signal réfléchi au cours du temps par la cavité pour l'excitation idéale du zéro de la matrice S. Ce signal incident idéal construit numériquement, est de la forme $s_{inc}(t) = s_0 e^{(\gamma_{ext}-\gamma_{int})t} e^{-j\omega_0 t}$, avec s_0 l'amplitude du signal incident à $t = 0$. Le résultat est tracé figure 2.14(b). Dans ce cas, l'amplitude du signal incident à l'origine vaut 0.1 mV. L'excitation est coupée dès lors que le signal atteint une amplitude de 0.3 V. Nous observons bien un signal réfléchi quasi nul pendant la période d'excitation, nous confirmant la possibilité d'exciter un zéro de la matrice S de notre cavité. Rappelons que cette construction numérique est censée être une

TABLE 2.2 – Caractéristiques de la cavité retrouvées par notre méthode d'extraction dans le domaine temporel.

ω_0	$2\pi\cdot$(2.41135 GHz)
$t_{r=0}$	11.86 ns
r_∞	0.8773
$Q_{int} = \frac{\omega_0}{2\gamma_{int}}$	1926
$Q_{ext} = \frac{\omega_0}{2\gamma_{ext}}$	126
ω''_{pole}	-$2\pi\cdot(0.01021\cdot10^9)$ Np/s
ω''_{zero}	$2\pi\cdot(0.00896\cdot10^9)$ Np/s
τ	15.59 ns

image fidèle de la réponse de la cavité à un signal incident qui aurait cette forme idéale. Enfin, à la coupure de l'excitation, nous observons comme pour le cas de l'excitation CW, le signal décroissant qui fuite de la cavité à travers le pôle associé à la résonance étudiée. La décroissance exponentielle observée a bien la même constante de temps que celle de la figure 2.14(a), calculée également dans le tableau 2.2.

3.4 Détour par l'efficience

Avant de passer à la description du banc expérimental, il nous semble intéressant de faire un détour rapide pour questionner l'efficience de l'excitation VCC et la comparer au cas CW. Ainsi, nous comparons sur la figure 2.15(a) l'énergie emmagasinée et délivrée au cours du temps pour l'excitation du zéro et pour l'excitation CW de la cavité (le couplage reste identique). Les énergies sont normalisées par rapport à l'énergie maximale emmagasinée par l'excitation CW. Nous voyons sur la figure 2.15(b) que pour l'échelle de temps considérée, l'excitation par VCC atteint la même amplitude maximale que l'excitation CW. Nous montrons également l'efficience de l'excitation sur la figure 2.15(d). Les courbes (a, c, d) sont calculées via la TCMT, suite à l'identification des taux de décroissance.

Dans ce cas précis, comme mentionné plus haut en comparant les constantes de temps interne et externe, l'excitation VCC est efficiente (atteint une efficience asymptotique de 0.935) et permet d'emmagasiner, le temps de l'excitation, l'essentiel de l'énergie incidente. À la coupure de l'excitation, il y a ainsi une très faible différence entre le niveau total d'énergie délivrée et le niveau d'énergie stockée (cela est bien mieux que pour le cas de sur-couplage simulé plus tôt dans le manuscrit, voir notamment le décrochage énergétique de la figure 2.11, section 2.3.3.3). Avec l'absence de réflexion pendant l'excitation, c'est ici tout l'intérêt du VCC. Au contraire, en termes d'énergie stockée pour un temps donné d'excitation et une amplitude maximale identique du signal incident, l'apport d'un signal CW est plus efficace. En effet, le niveau d'énergie stockée atteint est plus important (4 fois plus important ici), même si il y a beaucoup de réflexion et que l'efficience est beaucoup moins intéressante.

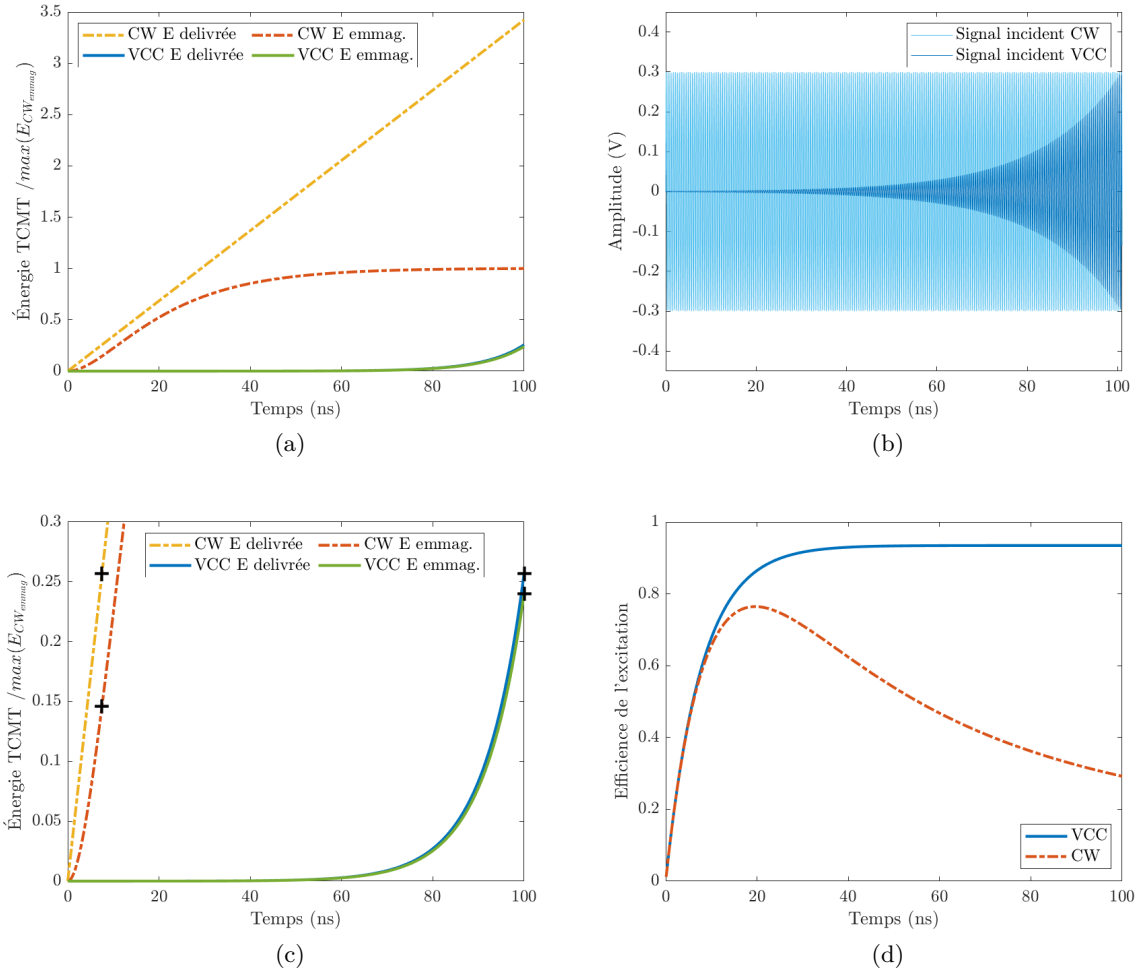


FIGURE 2.15 – (a) Énergies délivrées et emmagasinées pour (b) les signaux incidents CW et VCC reconstruits numériquement pour la cavité expérimentale sur le laps de temps considéré. (c) Zoom sur l'échelle verticale de la figure (a). Les '+' illustrent le niveau d'énergie emmagasinée pour une même quantité d'énergie délivrée. (d) Efficience des excitations.

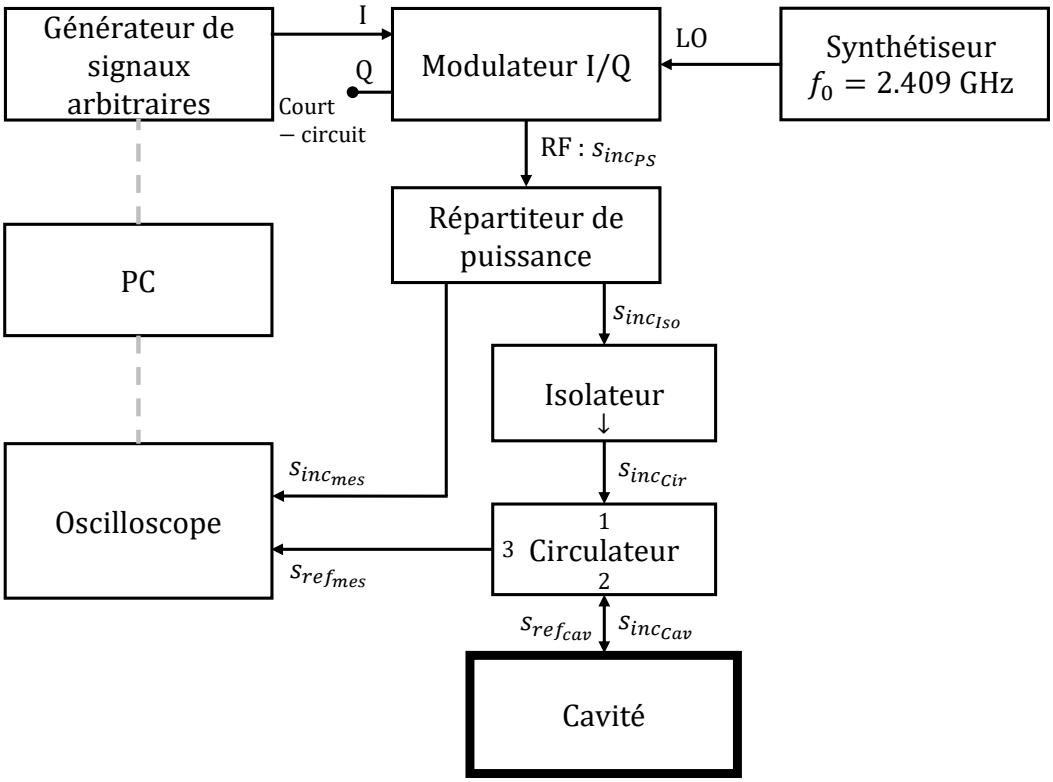
Notons tout de même qu'une quantité d'énergie bien plus importante a été délivrée en CW sur cette durée par rapport au VCC. Sur ce point, les '+' de la figure 2.15(c) montrent que la quantité d'énergie délivrée sur 100 ns par VCC a été délivrée en seulement 7.5 ns par CW. Pour cette même quantité d'énergie délivrée, on voit que le VCC permet d'emmagasiner une quantité d'énergie plus importante que le CW (en sur-couplage ici). De manière identique, pour une même quantité d'énergie emmagasinée en CW et en VCC, il faut délivrer moins d'énergie en VCC qu'en CW. Finalement, notre cavité et son couplage semblent parfaitement pertinents dans le but d'emmagasiner de l'énergie électromagnétique de manière optimale par VCC. Comme promis, venons en maintenant à la présentation du banc expérimental.

3.5 Notre banc expérimental

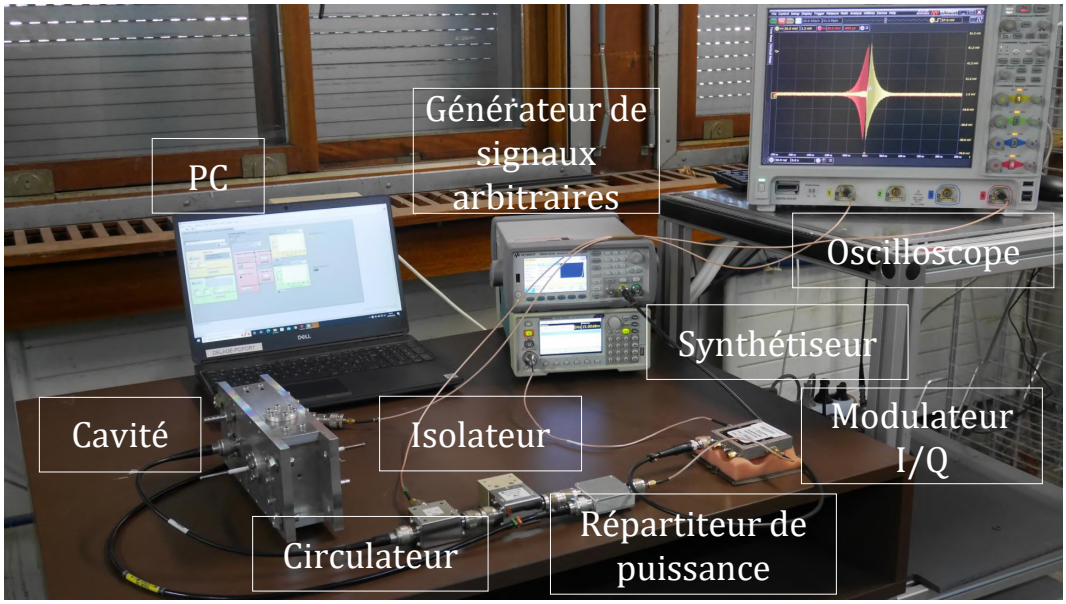
Intéressons nous dans cette sous section, au premier banc expérimental mis en œuvre pendant cette thèse. La figure 2.16 montre un schéma et une photographie du banc expérimental monté dans le but de réaliser et caractériser l'excitation du zéro de la matrice S de notre cavité, associé au mode TE_{012} autour de 2.41 GHz. Pour cela, nos travaux expérimentaux s'appuient sur le générateur de signaux arbitraires ("Arbitrary Waveform Generator" - AWG) 33600A de Keysight, offrant une bande passante de 120 MHz. Ce générateur est utilisé pour mettre en forme l'enveloppe du signal incident. Un générateur de signaux RF (synthétiseur) Tektronix TSG4104A permet de générer la porteuse du signal incident. Avec une résolution de 1 μHz sur la bande 950 kHz - 4 GHz, il est capable de générer avec la précision nécessaire le signal harmonique à la partie réelle du zéro. La construction finale du signal incident passe par un modulateur QM2040A de Polyphase, fonctionnant entre 2 et 4 GHz. Il reçoit l'enveloppe de l'AWG sur la voie I, la voie Q étant court-circuitée, et réalise la modulation par la porteuse. Notons qu'un AWG de quelques GHz de bande aurait pu permettre une "mise en forme directe" du signal incident, remplaçant ainsi l'AWG "d'enveloppe", le synthétiseur et le modulateur I/Q.

Pour caractériser la validité de l'excitation du zéro, nous souhaitons mesurer les signaux incident sur et réfléchi par la cavité. Nous avons donc choisi de créer deux voies de mesures, incidente et réfléchie. Nous utilisons pour cela un répartiteur de puissance, fonctionnant entre 2 et 4.2 GHz. L'information portée par le signal en sortie du modulateur se retrouve donc sur les deux voies, mais atténuée d'environ 3 dB. La sortie du répartiteur de puissance vers la voie incidente est amenée directement à l'oscilloscope à travers des câbles coaxiaux. Le signal sortant sur l'autre voie du répartiteur de puissance est dirigé vers la cavité. Un circulateur fonctionnant entre 2.4 et 2.6 GHz est placé en amont de la cavité afin de diriger le signal réfléchi vers l'oscilloscope. Il permet également d'isoler cette mesure d'une contribution du signal incident. Un isolateur est placé entre le répartiteur de puissance et le circulateur pour isoler la voie incidente d'un possible retour du signal réfléchi par la cavité. Cette isolation est de 32 dB à 2.41 GHz. Enfin, l'oscilloscope Keysight MSO9254A de bande passante 4 GHz et de fréquence d'échantillonnage de 20 GSa/s rend possible la mesure de nos signaux avec une résolution (précision du placement des points) verticale de 1 mV et horizontale de 1 ps.

Pour rester dans le domaine linéaire, le modulateur accepte sur sa voie I un signal d'amplitude crête maximale de 0.32 V. Il contraint l'arrêt de la croissance exponentielle de l'amplitude du signal incident (caractérisée par l'enveloppe générée par l'AWG) dès cette valeur atteinte. En plus de la résolution de l'oscilloscope contraignant l'amplitude initiale du signal incident, cela limite la durée de l'excitation à une centaine de nanosecondes, comme vu précédemment par construction numérique (figure 2.14(b)). La caractérisation des différents éléments du banc expérimental microonde a été réalisée en termes d'atténuation et de retard temporel.



(a)



(b)

FIGURE 2.16 – (a) Schéma et (b) photographie du banc expérimental pour la réalisation du VCC à basse puissance.

Ainsi, en soustrayant les pertes introduites par les câbles coaxiaux et autres composants présentés plus tôt, nous retrouverons les amplitudes des signaux incident et réfléchi au niveau du connecteur coaxial à l'accès de la cavité. La synchronisation temporelle a été réalisée en remplaçant la cavité par un court-circuit et en l'excitant avec un signal CW (partie réelle du zéro) de 400 ns. Le signal mesuré sur la voie réfléchie est alors l'image en opposition de phase du signal mesuré sur la voie incidente, et en retard de 2.4 ns, à plus ou moins deux périodes près (±0.83 ns). La prise en compte de ces effets nous permet alors de tracer et comparer les signaux incident et réfléchi à l'accès de la cavité en termes d'amplitude et de retard temporel.

3.6 Notre résultat expérimental : réalisation et observation du couplage critique virtuel

Nous proposons maintenant d'afficher, figure 2.17, la mesure du couplage critique virtuel effectuée grâce au banc expérimental. Notons que l'annexe F donne quelques mesures complémentaires obtenues par le dispositif expérimental. De manière similaire à la figure 2.14(b) construite numériquement, nous observons un signal réfléchi quasi nul au cours de l'excitation, alors que le signal incident voit son amplitude croître au cours du temps. Il apporte donc de plus en plus d'énergie à la cavité. Nous montrons ici la faisabilité de l'excitation d'un zéro de la matrice S pour un dispositif microonde et alors la réalisation du couplage critique virtuel. Ces résultats permettent de valider la possibilité d'extraire un zéro avec les méthodes proposées dans le Chapitre 1 à partir de paramètres S mesurés expérimentalement. Ils constituent aussi la première démonstration expérimentale de l'excitation d'un zéro d'une cavité microonde distribuée.

Le signal incident permettant de réaliser cette démonstration expérimentale a une fréquence complexe $\underline{f}_{exci} = 2.4090 + j0.0090$ GHz. La partie réelle a été légèrement corrigée en mesure à travers l'analyse de l'excitation harmonique (CW) de la cavité (voir l'annexe F). En effet, lors de la phase transitoire, nous avons pu identifier que c'est pour cette fréquence réelle que le signal réfléchi est complètement nul à l'instant $t_{r=0}$. Pour des fréquences réelles différentes de plus d'un MHz, la réflexion n'est plus exactement nulle à cet instant (voir aussi l'annexe F). Puis, la différence d'environ 2 MHz avec le résultat de la construction numérique, donc depuis la mesure du paramètre $\underline{S}_{11}$, est certainement due à la précision des mesures. En effet, avec une résolution fréquentielle de 0.625 MHz, nous n'avons pas bien décrit le minimum du module du $\underline{S}_{11}$ [5]. Nous retrouvons par contre une partie imaginaire de la fréquence

5. Ces mesures et les résultats associés présentés dans ce chapitre ont été obtenus avant les démonstrations fines du Chapitre 1 autour de la TCMT et du paramètre S, mettant notamment en avant la correspondance entre ω_0 et la fréquence du minimum du $|\underline{S}_{11}|$, et la nécessité de mesurer très finement le paramètre S. À l'époque des mesures de ce chapitre, nous pensions avoir mesuré assez finement le paramètre S (nous obtenons par reconstruction numérique des résultats convaincants, comme vu plus tôt), ce qui n'est pas le cas (au sens du passage à la partie pratique comme vu maintenant). Comme il est impossible de retrouver la cavité dans le même état aujourd'hui qu'auparavant, nous avons présenté ici ces résultats "imparfaitement" déroulés, mais

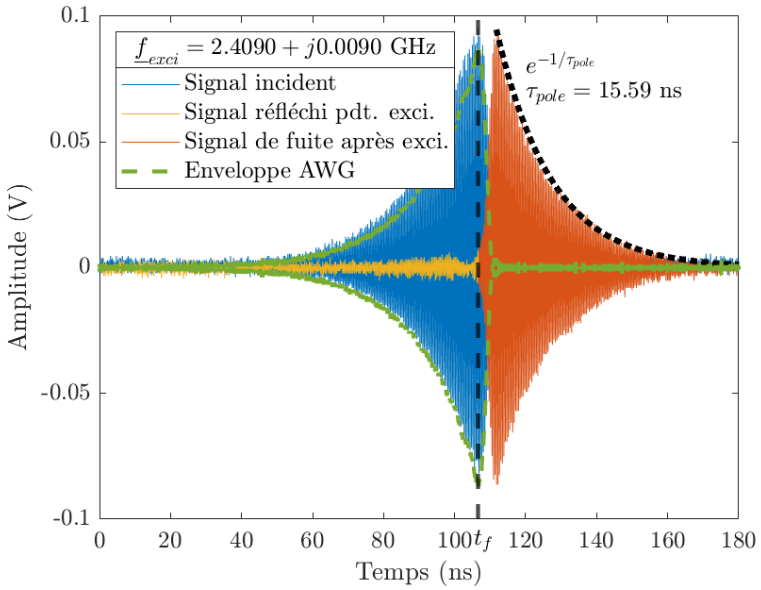


FIGURE 2.17 – Mesure du zéro de la matrice S de notre cavité microonde mono-accès et monomodale à travers notre banc expérimental.

complexe d'excitation similaire à celle extraite précédemment, validant alors notre méthode d'extraction pour la pratique. Notons que pour plus ou moins $0.5 \cdot 10^6$ Np/s, le signal réfléchi est assez similaire à celui mesuré ici. De plus fortes variations conduisent cependant à une hausse de la réflexion (voir l'annexe F). Pour ces mesures, l'amplitude initiale du signal incident est de 0.5 mV crête. L'excitation est coupée dès lors que l'amplitude atteint une valeur de 0.3 V en entrée du modulateur, du fait des limites imposées par celui-ci.

Nous représentons également sur la figure 2.17, l'enveloppe générée par l'AWG, et dupliquée pour les amplitudes négatives. L'amplitude de cette enveloppe prend en compte la correction liée aux atténuations subies si elle se propageait jusqu'à la cavité. À la coupure de l'excitation, donc à l'instant t_f pour lequel cette enveloppe atteint sa valeur maximale, nous voyons qu'elle met quelques nanosecondes à redevenir nulle. Cela conduit à la prolongation brève d'un signal incident sur la cavité, ne correspondant plus au zéro. La coupure de l'excitation est représentée par le trait vertical en pointillés. Ainsi, nous voyons bien que pour la durée au cours de laquelle le signal incident peut être mis en forme selon le zéro, le signal réfléchi mesuré possède une amplitude dans le bruit de mesure. On peut assimiler cette mesure à l'absence de diffusion recherchée par le couplage critique virtuel. Dès lors que le signal incident redevient nul, l'énergie emmagasinée dans la cavité est restituée. Le signal associé mesuré à l'oscilloscope suit une amplitude exponentiellement décroissante. Il est caractérisé par une constante de temps identique à celle calculée par la reconstruction numérique, et pour

tout de même suffisants et démonstratifs, la problématique de la partie réelle du zéro pouvant facilement être réglée expérimentalement à la main comme nous l'avons vu.

les cas d'excitation sinusoïdale à enveloppe constante. La décroissance semble donc bien se faire pour le pôle associé à ce mode (libre) de résonance.

3.7 Conclusion de la section

Pour conclure cette section, nous avons présenté une cavité microonde expérimentale, puis le processus d'extraction du pôle et du zéro de la matrice S associés à son mode TE_{012}. Ce processus correspond à la méthode d'extraction dans le domaine temporel. Les autres méthodes auraient également pu être appliquées dans ce cas. L'extraction des taux de décroissance pour trouver le pôle et le zéro de la matrice S nous ont aussi permis de conduire notre analyse énergétique habituelle, cette fois pour ce cas pratique. Nous retrouvons sans surprise notre conclusion poussant au compromis, entre efficience de l'excitation par VCC et efficacité de l'excitation CW, en termes d'énergie emmagasinée. Nous avons ensuite proposé un banc expérimental pour conduire des mesures pouvant justifier l'observation du phénomène de couplage critique virtuel en microonde, pour une cavité distribuée, monomodale et mono-accès. C'est effectivement ce qui a pu être montré à la fin de la section, posant ici un jalon important de cette thèse. Nous essaierons dans le prochain chapitre de valoriser nos montées en compétences, pour proposer une application pratique, a priori pertinente, du couplage critique virtuel microonde. Nous tenterons ainsi d'amorcer la construction d'un pont entre une communauté concentrée sur les singularités de diffusion des ondes, et une communauté plasma, potentiellement sensible et intéressée envers de nouvelle manière de jouer avec ce milieu capricieux.

Ce qu'il faut retenir du Chapitre 2

Dans ce second chapitre, nous avons proposé un voyage chez les **singularités de diffusion des ondes**, à destination d'une démonstration expérimentale de l'absorption virtuelle en microonde. Voilà ce qu'il faut retenir du voyage :

- Phénomènes de diffusion documentés par la matrice S et ses singularités : **pôles (ou QNMs) et zéros**. Les pôles répondent à la condition d'absence d'onde incidente, les zéros à la condition d'absence d'onde diffusée.
- Classification des **états sans réflexion**, soit des agencement modaux permettant a minima d'observer l'absence de réflexion aux accès excités de la structure résonante.
- Définition des différents états classifiés avec focus descriptif et bibliographique sur l'**absorption virtuelle**. Cette dernière considère l'excitation de zéros de la matrice S, soit des **fréquences complexes**.
- Étude bibliographique autour des méthodes d'extraction des singularités de la matrice S pour l'expérience.
- Proposition de **méthodes alternatives d'extraction** grâce à l'approche par la théorie temporelle des modes couplés détaillée au cours du premier chapitre. Les méthodes sont applicables pour un résonateur monomodal et couplé à un unique accès, pour la réalisation pratique du **couplage critique virtuel** (soit de l'absorption virtuelle appliquée à ce type de résonateur "simple").
- Analyses énergétiques comparatives entre VCC et CW : **une excitation par VCC d'un résonateur est efficiente, alors qu'une excitation CW est efficace**.
- Présentation de notre cavité microonde expérimentale et d'un **banc expérimental** pour la réalisation du VCC.
- Nous avons montré une **réalisation pratique du couplage critique virtuel, dans le domaine microonde, et pour une cavité distribuée**.

Ces résultats importants et les compétences acquises pour les obtenir nous invitent à faire le lien avec un domaine d'étude cher à notre équipe de recherche : les **interactions entre microondes et plasmas**. Ce pas "applicatif" du couplage critique virtuel fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Entrer dans la couleur : absorption virtuelle et allumage de décharges plasma en cavité microonde

Sommaire

1 Quelques notions sur la physique des plasmas froids hors équilibre 152

1.1 En laboratoire, un apport extérieur d'énergie pour la génération de plasmas . . . 153

1.2 Loin de nos yeux, des collisions électrons-neutres . . . 154

1.3 Condition d'amorçage d'un plasma . . . 155

1.4 Comportement électromagnétique du plasma . . . 156

2 L'absorption virtuelle pour l'allumage de plasmas en cavité microonde . . . 157

2.1 Une idée pertinente ? . . . 158

2.1.1 Dynamiques temporelles : les ondes électromagnétiques et les gaz . . . 158

2.1.2 L'efficience de l'excitation par absorption virtuelle . . . 159

2.1.3 Adaptation d'impédance . . . 160

2.2 Un banc expérimental favorable à l'allumage d'un plasma ? . . . 162

2.2.1 La cavité microonde . . . 162

2.2.2 Dispositif expérimental pour la génération et la mesure de l'allumage d'un plasma par absorption virtuelle . . . 164

2.2.3 Mesure de l'absorption virtuelle, sans plasma . . . 166

2.3 Allumage de plasmas par absorption virtuelle : résultats expérimentaux 168

2.3.1 Allumage de la première décharge et effet mémoire . . . 168

2.3.2 Caractérisation de l'allumage du plasma par absorption virtuelle . . . 169

2.3.3 Influence de la période de répétition 170

Comme expliqué avec les premiers mots de ce manuscrit, l'équipe de recherche dans laquelle j'ai eu l'opportunité de progresser au cours de cette thèse, travaille à l'investigation de phénomènes associés aux ondes électromagnétiques et à leurs interactions avec des plasmas. Si l'on regarde les différentes thèses publiées depuis une quinzaine d'années, en partie par cette équipe, un grand nombre tente d'exploiter un plasma dans le but d'observer des phénomènes électromagnétiques particuliers. Ainsi, le plasma est utilisé pour réaliser des structures à bande interdite électromagnétique reconfigurables [Var11 ; Lo12], pour rechercher des propriétés résonantes et proposer des concepts d'antennes [Piz13 ; Kal14 ; Laq17 ; Laf22], pour obtenir des effets de protection électromagnétique [Sim18 ; Fus23], pour contrôler les propriétés électromagnétiques de métamatériaux [Nav20] ou enfin pour comprendre l'interaction de microondes avec les plumes plasma de propulseurs spatiaux [dMej+22]. D'autres fois, des phénomènes électromagnétiques semblent pertinents pour l'allumage voire le contrôle de décharges plasma. C'est en ce sens que des stratégies d'excitation par retournement temporel sont envisagées [Maz20 ; Fra22], ou que dans cette thèse, nous tentons d'évaluer l'intérêt de l'absorption virtuelle pour l'allumage de plasmas.

L'objectif de ce chapitre consiste à présenter cette amorce collaborative entre absorption virtuelle et plasmas. Dans la première section quelques notions autour des plasmas sont exposées. Puis, nous tentons de montrer pourquoi l'absorption virtuelle étudiée précédemment nous semble pertinente à considérer pour l'allumage de plasmas. Il s'agira alors de présenter un nouveau banc expérimental et les résultats qu'il nous a permis d'obtenir, soit l'allumage d'un plasma par absorption virtuelle. Ces travaux sont des premiers pas en ce sens, et semblent ouvrir des pistes d'étude intéressantes.

1 Quelques notions sur la physique des plasmas froids hors équilibre

Le plasma, nommé une première fois ainsi en 1928 par Irving Langmuir [Lan28], est un état ionisé de la matière, c'est-à-dire constitué de particules neutres et d'espèces chargées, comme des électrons. Il est cependant neutre (ou plutôt quasi-neutre) d'un point de vue macroscopique (autant de charges positives que négatives). Dans cette section, l'idée est de donner quelques notions pour permettre de comprendre le type de plasma que l'on va observer, et les conditions nécessaires à son établissement. Cela doit aider par la suite à discuter la pertinence de l'absorption virtuelle en lien avec l'allumage de plasmas, à mieux comprendre à la fois les raisons de quelques choix expérimentaux, et la conclusion quant à l'allumage d'un plasma par absorption virtuelle.

Il existe différents types de plasmas pour différents types d'applications [Leb18] [1]. Ils sont usuellement classifiés en fonction de leur degré d'ionisation, de leur température électronique, ou encore de leur densité électronique. En particulier, en notant n_e la densité électronique (donc d'électrons), n_i la densité d'ions positifs et n_n la densité de neutres, la quasi-neutralité du plasma se caractérise par la relation $n_e = n_i$ et le degré d'ionisation par

$$\delta_{ionisation} = \frac{n_e}{n_e + n_n} \tag{3.1}$$

Pour des plasmas froids, on retient un degré d'ionisation $\delta_{ionisation} < 10^{-2}$. On précise alors que des plasmas sont "hors équilibre thermodynamique" pour signifier que les électrons possèdent une température beaucoup plus importante que celle des autres particules (les ions et les neutres sont considérés quasi immobiles en comparaison aux électrons). La densité électronique de ces plasmas se trouve autour de 10^{10} cm^{-3}. Le degré d'ionisation étant faible, les électrons en mouvement vont principalement entrer en collision avec des particules neutres, et de la nature de ces collisions dépendent les propriétés du plasma.

Sur ces considérations, la suite de la section résume tout d'abord quelques façons d'allumer de tels plasmas en laboratoire. Elle donne ensuite certains éléments associés à la nature des collisions électrons-neutres, puis exprime la condition d'amorçage d'un plasma. Finalement, elle décrit le comportement électromagnétique du plasma. L'objectif de cette partie n'est pas de rentrer dans le détail de la physique riche et complexe des plasmas, mais de donner quelques éléments utiles à l'analyse des expériences présentées plus loin dans ce chapitre.

1.1 En laboratoire, un apport extérieur d'énergie pour la génération de plasmas

Il est possible de générer des plasmas en laboratoire dès lors qu'une quantité d'énergie suffisante est transférée pour ioniser un milieu, en règle générale un gaz. Cette énergie peut être initialement sous forme thermique (via des processus chimiques, la compression adiabatique mécanique du gaz), portée par des faisceaux de particules neutres, ou plus communément portée par un champ électrique [CS00]. Ce dernier provoque la mise en mouvement d'électrons, à travers la force de Lorentz. Ils vont alors collisionner avec d'autres particules du milieu. Dans la pratique, les champs électriques sont créés par des sources DC/AC entre deux électrodes [ESM00], par des sources RF [CB11] (souvent 13.56 MHz) capacitives [BCB01] ou inductives [Hop92] (champ électrique créé par induction magnétique), ou encore par des

1. Les étoiles sont des plasmas - une couche de l'atmosphère terrestre, la ionosphère, est un plasma - certains dispositifs d'éclairage, des écrans, s'appuient sur des plasmas - des applications industrielles de traitement de surface sont réalisées à l'aide de plasmas [Lar96 ; MHC06 ; Sil+09 ; KOK15], en micro et nano-électronique notamment [CPT00 ; Shu17] - le milieu médical utilise des plasmas [Che+22] - quelques propulseurs spatiaux fonctionnent grâce à des plasmas [Ahe11 ; Lev+20 ; Raf+21] - ou encore, des plasmas sont impliqués dans des recherches autour de la fusion [Fre07 ; BH16].

sources microondes [TD05 ; Leb15] (à 2.45 GHz par exemple). Pour ces dernières, notons la variété de dispositifs, que ce soit des split ring resonators [IH03], des surfatrons [MGN22], des réseaux d'antennes à fente [Kor+96] ou des cavités résonantes [FEB04 ; Maz+19 ; SK22]. L'application du champ électrique peut être continue ou pulsée [CF98].

1.2 Loin de nos yeux, des collisions électrons-neutres

Les électrons mis en mouvement par le champ électrique portent une énergie cinétique. Selon l'agitation thermique moyenne des électrons, les collisions entre électrons et atomes sont de natures différentes, comme synthétisé figure 3.1. Le temps moyen entre deux collisions est usuellement caractérisé par son inverse : la fréquence de collision, notée ν_m. Celle-ci traduit donc le nombre d'interactions par seconde qu'effectue un électron avec une population d'atomes neutres. Cette fréquence dépend de la densité de neutres (donc de la pression), de la vitesse des particules incidentes et de la section efficace (surface d'interaction fictive entre particules cibles et incidentes) [LL05].

Collision élastique	$e^- + X \rightarrow e^- + X$
Excitation électronique	$e^- + X \rightarrow e^- + X^* \rightarrow e^- + X + h\nu$
Ionisation	$e^- + X \rightarrow X^+ + 2e^-$

FIGURE 3.1 – Synthèse des différents types de collision électron-atome, repris du manuscrit de thèse de V. Mazières [Maz20] (p.12).

Lors d'une **collision élastique**, l'énergie cinétique se conserve. Ainsi, lors d'une telle collision entre un électron e^- et un atome X, l'énergie cédée par l'électron est transférée sous la forme d'énergie cinétique à l'atome.

À l'inverse, lors d'une collision inélastique, l'énergie cinétique n'est pas conservée. La plupart de ces collisions impliquent l'excitation électronique ou l'ionisation, l'énergie cinétique totale étant moindre après ces collisions. Ainsi, l'**excitation électronique** caractérise le passage d'un électron de l'atome à un niveau d'énergie atomique supérieur, suite à la collision avec un électron libre. L'atome excité pourra retrouver dans un second temps son état stable, l'énergie libérée par le retour de l'électron sur sa couche initiale provoquant l'émission d'un photon. La recombinaison électron-ion et la désexcitation d'atomes excités sont les principales **sources lumineuses caractéristiques des plasmas** (rayonnement usuellement dans le visible ou l'ultraviolet). Une hausse subite de l'intensité lumineuse émise par le milieu pourra être mesurée et assimilée à la présence d'un plasma.

Enfin, lors d'une collisions inélastique impliquant l'**ionisation**, l'électron transfère à l'atome une quantité d'énergie telle qu'un électron lui est arraché. Cet atome devient un ion positif, et la libération d'un nouvel électron augmente la densité électronique. Ce processus collisionnel d'ionisation est fondamental pour l'amorçage d'un plasma.

1.3 Condition d'amorçage d'un plasma

L'amorçage d'un plasma microonde (soit le claquage d'un gaz - "breakdown" en anglais) est dû à l'ionisation du gaz conséquente à la mise en mouvement d'électrons libres par un champ électrique microonde E incident. Plus précisément, cet amorçage est caractérisé par une hausse significative de la densité électronique n_e du gaz par rapport à la densité électronique n_{e_0} présente au début de l'excitation microonde. Ce rapport entre densités électroniques peut s'écrire d'après l'équation de continuité [GR56 ; Jor+04 ; Maz+21] :

$$\frac{n_e}{n_{e_0}} = e^{\int_0^\tau \nu_{net} dt} \tag{3.2}$$

où τ caractérise la durée d'application du champ électrique. Considérer cette durée semble important, étant donné que nous visons par la suite un claquage transitoire (et non pas CW) via l'absorption virtuelle. $\nu_{net} = \nu_i - \nu_d$ représente le taux d'ionisation net. ν_i est alors le taux d'ionisation et ν_d le taux de diffusion [2]. Cette écriture néglige les recombinaisons [3] et considère l'absence d'attachement [4] [Maz+21]. Suite à des caractérisations empiriques, il est d'usage de considérer qu'il y a eu claquage, donc obtention d'un plasma, dès lors que [GR56 ; Dor+06 ; Maz+21] :

$$\frac{n_e}{n_{e_0}} > 10^8 \tag{3.3}$$

Cette inégalité dit donc que la densité électronique doit augmenter d'un facteur 10^8 par rapport à la densité initiale n_{e_0} pour générer un plasma. Le **champ de claquage** E_c est alors défini comme le niveau de champ électrique à partir duquel cette condition est vérifiée.

Suite à l'écriture de cette condition, précisons quelques points. Tout d'abord, pour un gaz enfermé dans une structure métallique, la densité électronique initiale dépend de la quantité d'électrons libres générés par les rayons cosmiques et varie dans le temps ($n_{e_0} = n_{e_0}(t)$) [Pan05 ; Dor+06]. De ce fait, le temps de claquage est la somme de deux durées [MC78]p111 : un **temps statistique** rendant compte de cette variation temporelle des conditions initiales et un **temps de formation** traduisant l'augmentation du ratio n_e/n_{e_0} d'un facteur 10^8 .

2. La diffusion des particules, ici des électrons, correspond au déplacement des particules des zones de forte densité vers les zones de faible densité.

3. Un électron se recombine avec un ion positif par exemple. Cet effet est négligé ici car nécessite des temps plus longs que ceux de nos excitations.

4. L'électron s'attache à un atome, formant un ion négatif par exemple. Ce phénomène n'existe pas dans l'argon, gaz que nous utilisons pour nos expériences.

Notons que la présence d'une source de lumière visible permet de réduire le temps statistique [GMR11 ; SIM16 ; Shi+17 ; Nie+17], comme nous le verrons dans les expérimentations de ce chapitre.

Puis, d'après l'équation (3.2) et pour vérifier la condition (3.3), il faut que le taux d'ionisation ν_i soit significativement plus élevé que le taux de diffusion ν_d. Il faut donc que l'on créé suffisamment d'électrons par ionisation par rapport à ce que l'on perd par diffusion.

Ensuite, le terme $\int_0^\tau \nu_{net} dt$ dans l'équation (3.2) donne le nombre d'électrons créés par un électron sur la durée d'application τ du champ électrique. L'évolution du ratio n_e/n_{e_0} en exponentielle de ce terme traduit un phénomène d'**avalanche électronique** : chaque électron créé ionise à son tour des atomes et donc créé lui aussi des électrons.

Enfin, il faut noter que le taux d'ionisation présente des dépendances au champ électrique incident E, à la fréquence f de l'onde portant ce champ, à la pression p du milieu ou encore au type de gaz ($\nu_i = \nu_i(E,\ f,\ p,\ gaz,\ ...)$). Ainsi, à chaque configuration (gaz, pression et fréquence de l'onde) correspond un champ de claquage E_c au-delà duquel la condition est vérifiée.

1.4 Comportement électromagnétique du plasma

Nous nous intéressons ici à la manière dont une onde électromagnétique interagit avec un plasma. On suppose dans ce cas un plasma stationnaire (dont les propriétés n'évoluent pas dans le temps). Ce plasma a pu être généré suivant les conditions détaillées dans la section 1.3. Nous souhaitons connaître son comportement électromagnétique. Sous certaines hypothèses, des plasmas peuvent être décrits par le modèle de Drude [Dru00a ; Dru00b]. C'est un modèle linéaire qui rend compte de la nature des interactions onde-plasma, et ce via la définition d'une permittivité équivalente du plasma (convention $e^{+j\omega t}$) :

$$\underline{\epsilon}_p = \epsilon'_p + j\epsilon''_p = 1 - \frac{1}{\omega^2/\omega_p^2 + \nu_m^2/\omega_p^2} - j\frac{\nu_m}{\omega}\frac{1}{\omega^2/\omega_p^2 + \nu_m^2/\omega_p^2} \tag{3.4}$$

Dans cette équation, ω caractérise la pulsation de l'onde électromagnétique qui interagit avec le plasma. La grandeur ω_p représente la pulsation plasma et s'exprime en fonction de la densité électronique n_e, de la masse d'un électron m_e, de la permittivité diélectrique du vide ϵ_0 et de la charge de l'électron e via l'expression :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \tag{3.5}$$

Les électrons oscillent librement autour d'une position d'équilibre à cette pulsation plasma.

L'étude de l'expression de la permittivité équivalente donne des indications essentielles

quant à l'attitude des ondes vis-à-vis d'un plasma (ou inversement). La permittivité du plasma dépend de la fréquence de l'onde incidente (dispersif). En retour, selon sa densité électronique (et donc la pulsation plasma ω_p), le plasma implique un comportement différent des ondes. Ainsi, en admettant pour le raisonnement une pulsation ω de l'onde incidente donnée, on distingue le comportement électromagnétique :

- pour un plasma non collisionnel (sans pertes). La partie imaginaire est nulle ($\nu_m = 0$).
  - Pour $\omega_p < \omega$, soit d'après l'équation (3.5) pour une densité électronique n_e faible, la partie réelle de la permittivité diélectrique est positive. Dans ce cas, l'onde se propage dans le plasma.
  - Pour $\omega_p > \omega$, donc une densité électronique n_e importante, le plasma présente une partie réelle de la permittivité diélectrique négative. Il se comporte comme un conducteur. Il provoque l'évanescence des ondes en son sein (pas de propagation) et leur réflexion à l'interface avec un autre milieu.
- Pour un plasma collisionnel, qui présente donc des pertes :
  - pour $\omega_p < \omega$, la partie imaginaire de la permittivité peut être considérée nulle. Le comportement électromagnétique est similaire au cas sans pertes.
  - Pour $\omega_p > \omega$, la partie imaginaire augmente. Une partie de l'onde incidente se propage dans le plasma et est absorbée par ce dernier.

En résumé, pour une onde électromagnétique incidente avec une pulsation ω donnée, correspond une densité électronique critique qui fait la différence entre les natures propagative ou fortement atténuée (évanescence sans propagation ou propagation avec atténuation selon les pertes) de l'onde.

Maintenant que ces quelques notions ont été données à propos des plasmas froids, que le couplage critique virtuel n'a plus de secret, nous pouvons nous diriger vers quelques études pour l'allumage de plasma par couplage critique virtuel.

2 L'absorption virtuelle pour l'allumage de plasmas en cavité microonde

Dans cette section, nous traitons de l'aboutissement des trois ans de thèse, ou du moins, des derniers travaux de ces trois années. Tout d'abord, nous essayons d'expliquer en quoi une stratégie d'allumage de plasmas par absorption virtuelle nous semble pertinente. Nous présenterons ensuite le banc expérimental mis en œuvre afin d'espérer allumer un plasma par absorption virtuelle. Nous avons vu qu'il fallait entre autres atteindre un champ électrique suffisant à l'intérieur de la cavité, pour des conditions de gaz, pression et dimensions données. Nous discuterons aussi des quelques difficultés rencontrées pour cette mise en œuvre. Enfin, nous montrerons les résultats expérimentaux prouvant l'allumage par absorption virtuelle.

2.1 Une idée pertinente ?

Nous l'avons déjà dit, notre équipe de recherche aime s'approprier des concepts et phénomènes électromagnétiques, puis tenter d'amorcer la construction d'un pont entre eux et les plasmas. Pour l'absorption virtuelle, nous allons présenter quelques arguments de sa contribution pour l'allumage d'un plasma. Cela tombe plutôt bien, car la communauté ayant publié quelques travaux autour de l'absorption virtuelle, n'a jusqu'à maintenant jamais proposé de démonstration d'application pratique de ce phénomène.

La motivation principale touche, de manière plus générale que l'absorption virtuelle, à l'idée de profiter des dynamiques temporelles électromagnétiques, en particulier microondes, pour devancer les dynamiques temporelles d'interaction de matière dans les gaz et les plasmas [Car+14]. Cela laisse espérer l'ouverture de degrés de liberté pour le contrôle de ces gaz et plasmas. Quelques explications de cette motivation peuvent se décliner au bénéfice de différents types de sources plasma - continues ou pulsées, par exemple.

Les sources plasma continues sont celles pour lesquelles un signal microonde sinusoïdal à enveloppe constante (CW) est appliqué sur un résonateur. Par sources plasma pulsées, on entend le maintien d'une excitation électromagnétique pendant quelques nanosecondes à microsecondes. De telles sources pulsées peuvent par exemple s'appuyer sur des signaux électriques "DC" [Hui20], soit une montée très rapide et brève en tension et en courant. Elles peuvent aussi s'appuyer sur des signaux "AC", "RF" ou encore microondes, modulant des pulses d'enveloppe rectangulaire. Ces différentes excitations intéressent la communauté plasma de par les propriétés physiques et chimiques qu'elles donnent aux gaz ionisés. En particulier, elles permettent une quantité importante d'espèces réactives, ou permettent aussi de limiter les effets thermiques [Rou+94 ; Has+01]. En plus de la nature brève et souvent intense de la décharge plasma, ces propriétés physiques et chimiques présentent un intérêt pour nombre d'applications [Bog+02 ; Sta14]. Ces décharges pulsées permettent enfin un plus large contrôle sur les propriétés des plasmas, en comparaison avec les sources continues, via l'introduction de degrés de liberté comme la durée du pulse ou la période de répétition [Ban+12 ; Hui20].

2.1.1 Dynamiques temporelles : les ondes électromagnétiques et les gaz

Dans le cadre de décharges pulsées, l'efficience du transfert d'énergie de la source au plasma n'est pas la préoccupation première, même si un certain nombre de papiers traitent du sujet. On peut citer par exemple la review [Hui20] autour de "streamer" ou un article plus ancien sur les décharges microondes [Lac+01]. Il est connu que le plasma puisse provoquer des réflexions, usuellement gérées par des dispositifs d'accord électronique ou mécanique, ou encore via l'optimisation ou la modulation de la géométrie de la source, mais cela est

principalement efficient lorsque le plasma est entretenu au cours du temps, et possède des propriétés évoluant peu. Lors d'une phase d'allumage, et aussi plus spécifiquement dans les cas de plasmas pulsés, les propriétés électromagnétiques du gaz évoluent dans des dynamiques temporelles rapides, et la question de l'efficience du transfert d'énergie au plasma semble plus délicate à traiter. Plus loin encore, ce dépôt d'énergie pourrait être encore plus précisément contrôlé, afin de "sculpter" plus finement le plasma.

Ainsi, les fréquences microondes présentent l'intérêt de posséder des propriétés électromagnétiques aux dynamiques temporelles rapides (des périodes allant de la nanoseconde à la dizaine de picosecondes). Avec les progrès technologiques des dernières années, il devient possible d'envisager la mise en forme précise des signaux électromagnétiques, en tout cas à l'échelle de la nanoseconde. Cela semble donc ouvrir des portes sur le travail de l'efficience du transfert d'énergie à des plasmas lors de l'allumage (pour une décharge pulsée ou continue) ou pour donner des propriétés précises à des décharges pulsées et les contrôler. En ce sens, l'absorption virtuelle semble pertinente pour ouvrir la perspective de gestion de la réflexion (son absence) au cours du processus d'allumage d'un plasma - que ce soit pour l'entretenir par la suite ou pour uniquement brièvement l'allumer - via la mise en forme du signal microonde d'excitation. Cette motivation autour de l'allumage est un peu plus détaillée par la suite.

2.1.2 L'efficience de l'excitation par absorption virtuelle

Pour adresser cette motivation, nous argumentons à partir des sources plasma continues. Cependant, comme montré dans l'article de A. Lacoste *et al* [Lac+01], les phénomènes décrits peuvent être valables dans le cas de décharges pulsées. Ainsi, exciter des résonateurs par un signal sinusoïdal à enveloppe constante, nous l'avons vu, peut conduire à l'annulation de la réflexion lors de l'atteinte du régime permanent du couplage critique. Dès que ce régime permanent est atteint, l'énergie emmagasinée est maximale dans le résonateur. Pour une excitation sinusoïdale à enveloppe constante, l'atteinte du régime permanent semble donc la plus pertinente à envisager pour allumer un plasma. Cependant, le plasma s'allume une fois les conditions de claquage réunies (voir section 1.3), cela incluant l'atteinte du champ de claquage. Nous omettons pour simplifier le raisonnement, le temps de réaction du gaz, donc le temps d'application nécessaire du champ électrique de claquage pour atteindre les conditions de claquage. Ainsi, dans le pire des cas, une fois la présence d'électrons germes assurée, le champ de claquage devrait être atteint au début du régime permanent (le champ n'évoluant plus ensuite). Le gaz doit alors principalement claquer lors de la phase transitoire de l'excitation sinusoïdale à enveloppe constante [5]. Dans ce cas, nous l'avons vu dans le Chapitre 1, le couplage critique n'est plus spécifiquement le plus attrayant en termes de montée d'énergie

5. En faisant encore une fois l'hypothèse que le temps de formation du plasma n'est pas beaucoup plus long que la durée du régime transitoire de l'excitation CW en couplage critique.

et de réflexion. Un certain degré de sur-couplage pourrait même être plus pertinent (montée plus rapide de l'énergie emmagasinée et baisse plus rapide de la réflexion, avant sa remontée).

En ce sens, on voit par exemple, dans des travaux de A. Lacoste *et al* autour d'une cavité microonde (1 GHz, argon à 2 Torr), que le claquage du gaz a lieu au début du régime transitoire d'une excitation sinusoïdale à enveloppe constante (excitation pulsée, mais la durée du pulse est telle que pour la cavité étudiée et son couplage, un régime permanent s'établit avant la fin du pulse) [Lac+01]. On peut alors penser que pour nos fréquences microondes et des régimes transitoires d'excitation sinusoïdale à enveloppe constante allant d'une centaine de nanosecondes à quelques microsecondes, le plasma puisse s'allumer dans de bonnes conditions avant la fin de ces régimes transitoires, soit dans un laps de temps pour lequel la réflexion est importante.

Une fois cela énoncé, l'absorption virtuelle peut sembler pertinente pour l'allumage d'un plasma : sur un temps court (une centaine de nanosecondes à quelques microsecondes en microondes), elle propose une montée rapide de l'énergie emmagasinée et une intensification du champ électrique (longue pour lancer le processus, mais quasi instantanée comme l'apport d'énergie se fait de manière exponentielle), en plus de l'absence de réflexion. La dynamique du transfert d'énergie électromagnétique peut être bien plus rapide que la dynamique du gaz que l'on souhaite ioniser. De plus, et contrairement au couplage critique pour lequel une quantité importante d'énergie est perdue par dissipation (donc ne participe pas à la montée du champ électrique dans la cavité), l'absorption virtuelle, pour un sur-couplage important, permet l'apport d'énergie sans réflexion pendant un temps bien plus court que celui nécessaire à la perte d'énergie par dissipation. L'efficience de cette excitation permet donc d'envisager l'utilisation de la quasi totalité de l'énergie incidente pour amorcer le plasma.

En ces termes, nous devons tout de même rappeler le compromis efficacité / efficience, selon le type de stratégie d'excitation choisi (CW / VCC, respectivement). Pour un générateur microonde donné et un niveau maximal d'amplitude de cette source, il est possible que l'énergie apportée par excitation VCC ne soit pas suffisante pour allumer le plasma dans les conditions du milieu, même si l'apport d'énergie est efficient. Une excitation CW permettant une énergie emmagasinée plus importante pourrait par contre conduire à l'allumage du plasma.

2.1.3 Adaptation d'impédance

Outre l'aspect efficient de l'excitation, le principe de l'absorption virtuelle conduisant à l'absence de réflexion trace un lien direct avec certaines préoccupations liées à la transition d'un gaz à un plasma que l'on souhaite entretenir. Usuellement, le plasma est allumé à travers une source microonde continue adaptée au résonateur sans plasma. Par adaptée, on entend adaptation d'impédance, ce qui se traduit par le couplage critique en CW. C'est une solution

pour laquelle la réflexion peut-être importante si le plasma s'allume dans la période transitoire d'une telle excitation.

Une fois le plasma allumé, ses propriétés peuvent induire une modification du comportement électromagnétique du résonateur. Comme mentionné plus haut, cela peut conduire à une hausse de la réflexion pouvant endommager les sources microondes en amont, ou même à l'extinction du plasma. L'adaptation de la source microonde au nouveau milieu est alors nécessaire, et est réalisée classiquement depuis une boîte d'accord électronique ou mécanique, ou via un ajustement de la géométrie du résonateur (dimensions variables, position du plongeur) [CS00 ; Sil+09 ; PS09 ; dlFue+17]. Des fois, la réflexion est uniquement traitée via l'ajout de charges permettant de la dissiper [Shc+19]. Cette énergie est alors simplement perdue sous forme de chaleur. Notons tout de même que certains générateurs microondes à état solide intègrent une solution d'adaptation asservie, la réflexion étant minimisée via une variation de la fréquence (réelle) de l'onde incidente [Gra+12 ; Lat+17]. Comme proposé par A. Lacoste, l'idée peut être d'allumer le plasma en CW pour un sur-couplage, tel qu'une fois le plasma allumé, la cavité se retrouve dans les conditions de couplage critique pour la même excitation [Lac+01]. Dans ces conditions, il pourrait être pertinent d'allumer le plasma par absorption virtuelle avant de l'entretenir via une excitation CW. La réflexion serait annulée à chaque instant.

À plus long terme, ces considérations peuvent globalement encourager la gestion de la réflexion, non plus à travers l'utilisation de dispositifs annexes ou de la modification de la cavité, mais directement via la mise en forme adaptée du signal incident. Notons tout de même, et c'est aussi le cas pour des excitations sinusoïdales à enveloppe constante, que l'absence de réflexion est sous entendue pendant l'excitation. En effet, l'énergie stockée dans le résonateur peut être restituée en proportion importante aux accès de couplage une fois l'excitation coupée (si le plasma ne dissipe pas plus rapidement cette énergie, ce qui a pu être observé).

Pour conclure ce questionnement, une stratégie d'allumage de plasma par absorption virtuelle semble pertinente sous certains aspects, et mérite sûrement d'être envisagée une première fois. Les compromis pourront se faire par la suite, selon l'application plasma envisagée. Et puis, même si ce n'est pas directement l'absorption virtuelle qui est réellement pertinente, la philosophie de jeu sur la mise en forme du signal d'excitation pour gérer l'allumage (voire plus) du plasma, peut s'avérer riche de pertinence (se référer notamment aux travaux autour de l'allumage de plasma par retournement temporel [Maz+21]). Nous proposons alors de travailler sur cet allumage de plasma par absorption virtuelle dans la suite et fin de ce chapitre.

2.2 Un banc expérimental favorable à l'allumage d'un plasma ?

Dans cette sous-section, nous présentons les ajustements réalisés sur la cavité métallique déjà vue lors du second chapitre. Par ceux-là, nous plaçons le dispositif dans des conditions (gaz et pression) plus favorables que la pression atmosphérique dans l'air pour l'allumage de plasma. Ces ajustements doivent aussi permettre la caractérisation de l'allumage via la mesure de l'intensité lumineuse émise par le milieu grâce à une caméra à grande résolution temporelle. Nous détaillons ensuite le banc expérimental complet, en partie similaire à celui du chapitre précédent, mais adapté cette fois pour la génération de signaux portant une plus haute puissance. Nous vérifions enfin que ce banc expérimental nous permet comme précédemment, la mise en forme et l'observation du phénomène d'absorption virtuelle. Quelques difficultés associées à la "haute" puissance microonde sont rencontrées, et approfondies dans l'annexe G.

2.2.1 La cavité microonde

Nous employons à nouveau ici la cavité en aluminium vue au Chapitre 2. Les dimensions sont similaires. La cavité est toujours couplée à un unique accès. Comme montré par les photographies (a) et (b) de la figure 3.2, nous avons par contre intégré un tube en verre dans la largeur de la cavité, passant de manière stratégique dans le gap entre les deux concentrateurs de champ électrique. Les positions des pointes de ces derniers ont d'ailleurs été ajustées pour venir au contact du tube. Le tube est spécifiquement utilisé ici pour ses dimensions et ses propriétés de gaz et de pression. Il possède un diamètre externe de 6 mm (donc aussi la largeur du gap entre les concentrateurs), et un diamètre interne de 5 mm. Le tube est scellé et contient de l'argon à basse pression (5.3 mbar, soit 4 Torr). On se place dans ces conditions, pour avoir un taux d'ionisation $\nu_i = \nu_i(p,\ gaz,\ ...)$ suffisamment élevé pour que la condition de claquage donnée par l'inéquation (3.3) soit respectée, avec le niveau de champ électrique que l'on est capable d'obtenir entre les initiateurs à une fréquence autour de 2.4 GHz. Afin d'assurer l'herméticité de la cavité tout en permettant l'observation du plasma (à l'œil ou via une caméra), nous avons intégré une grille de Faraday dans l'une des parois.

Comme lors de l'expérience précédente, nous souhaitons exciter le mode TE_{012} de la cavité. La distribution du champ électrique pour ce mode excité à la fréquence de résonance réelle f_0 est illustrée figure 3.2(c). Cette distribution est obtenue par simulation numérique via le logiciel HFSS de Ansys. Sachant que le champ incident microonde doit être important, nous avons entouré le plongeur de teflon afin d'éviter l'amorçage d'un plasma dans cette zone, où se trouve un fort champ d'après la simulation. De plus, nous voulons exciter la cavité par une stratégie d'absorption virtuelle, en particulier de couplage critique virtuel. Comme nous l'avons vu, la cavité doit être sur-couplée. Ce scénario est caractérisé par un taux de décroissance interne (représentant les pertes par dissipation) bien inférieur au taux

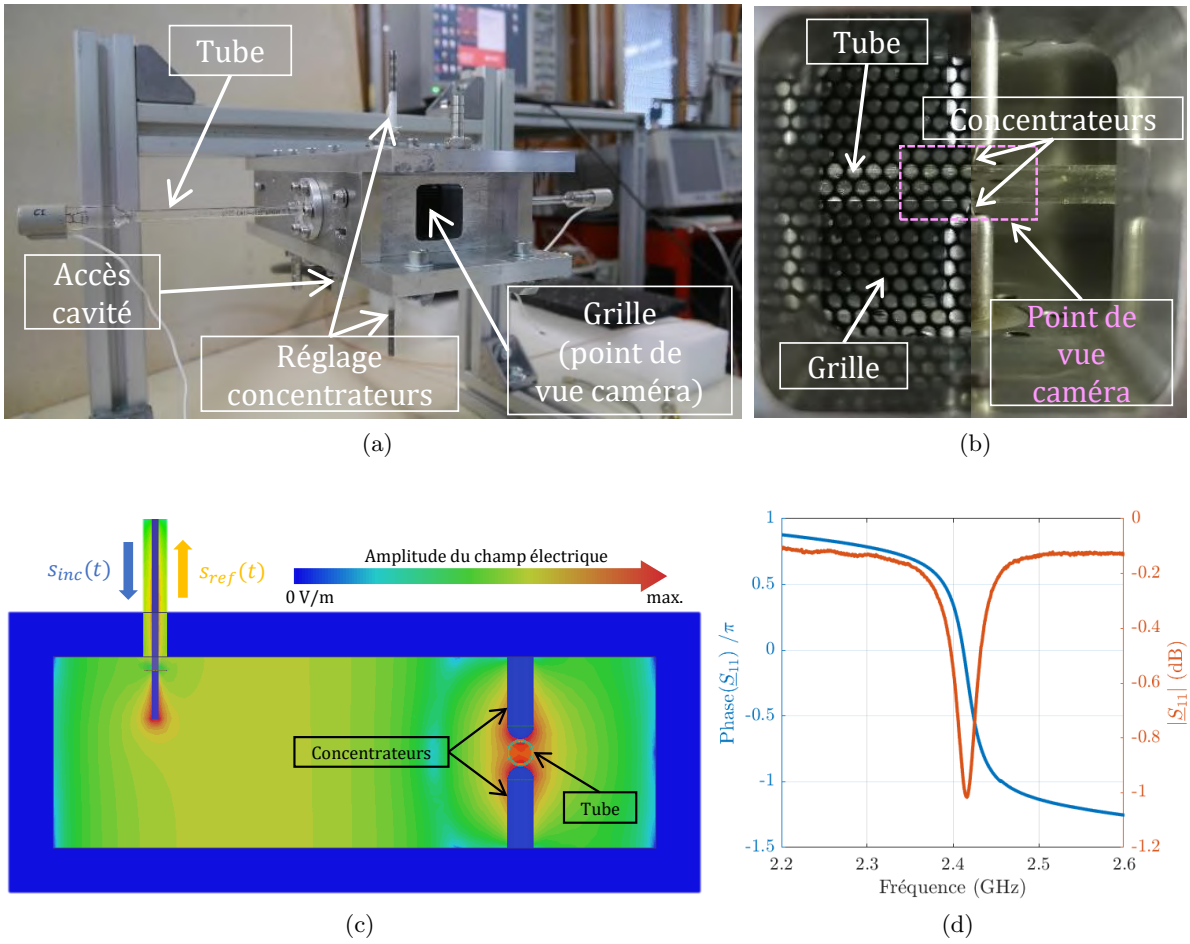


FIGURE 3.2 – (a-b) Photographies de la cavité : (a) vue externe et (b) vue interne avec et sans la grille de Faraday. (c) Distribution du champ électrique obtenue par simulation numérique pour le mode TE_{012}. (d) $\underline{S}_{11}$ en fonction de la fréquence, mesuré au VNA.

de décroissance externe (représentant les fuites via le couplage à l'accès).

La figure 3.2(d) illustre le paramètre $\underline{S}_{11}$ mesuré à l'aide du VNA, pour le mode TE_{012}. Celui-ci est assez isolé des autres résonances pour pouvoir être caractérisé via nos méthodes d'extraction du pôle et du zéro associés. Nous vérifions, de par le module restant important à la résonance et l'allure de la phase, que le résonateur est sur-couplé. En particulier, depuis

cette mesure, nous calculons :

$$f_0 = 2.41675 \text{ GHz}$$
$$\gamma_{int} = 5.356 \cdot 10^6 \text{ Np.s}^{-1}$$
$$\gamma_{ext} = 90.810 \cdot 10^6 \text{ Np.s}^{-1}$$
$$\underline{f}_{pole} = 2.41675 - j0.01530 \text{ GHz}$$
$$\underline{f}_{zero} = 2.41675 + j0.01360 \text{ GHz}$$

La figure 3.3 illustre la réponse de cette cavité, construite numériquement depuis la mesure du paramètre S, à l'excitation du zéro que nous avons trouvé. Nous y voyons les caractéristiques de l'excitation par couplage critique virtuel, avec l'absence de réflexion pendant l'excitation. D'après les valeurs des taux de décroissance, la constante de temps associée aux pertes internes est de 186.7 ns, contre 11.0 ns pour le couplage à l'accès. Cela semble constituer de bonne conditions pour réaliser l'absorption virtuelle, l'excitation durant autour de 70 ns, une durée bien inférieure à celle associée à la constante de temps des pertes par dissipation. L'efficience théorique, calculée via l'équation (2.10), tend effectivement vers 0.94. La majorité de l'énergie incidente sera alors mise à disposition pour l'allumage du plasma.

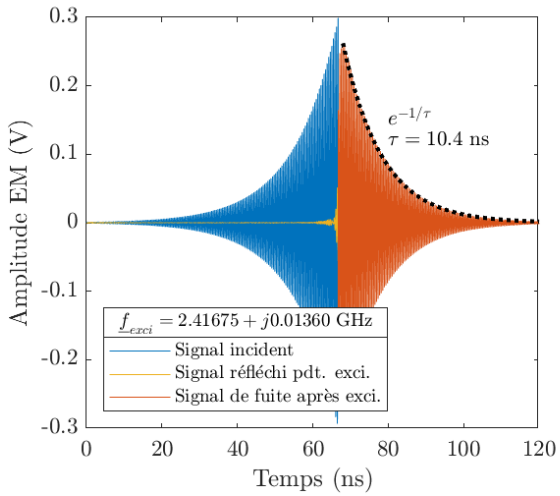


FIGURE 3.3 – Absorption virtuelle construite numériquement depuis la mesure du $\underline{S}_{11}$.

2.2.2 Dispositif expérimental pour la génération et la mesure de l'allumage d'un plasma par absorption virtuelle

Le banc expérimental mis en œuvre dans ce chapitre doit nous amener à allumer un plasma par absorption virtuelle. À la différence de celui du chapitre précédent, nous avons besoin d'un champ électrique plus important pour dépasser le seuil de claquage. Cela nous

a conduit à l'ajout d'un amplificateur pulsé. Comme décrit en détail par la figure 3.4, le signal incident est mis en forme par la modulation d'une porteuse générée via le générateur LO (synthétiseur) Tektronix TSG4104A par une enveloppe exponentielle produite via l'AWG Keysight 33600A. Cette modulation est effectuée en passant par la voie I du modulateur I/Q Polyphase QM2040A. La modification de l'amplitude maximale émise par l'AWG peut nous permettre de jouer sur la puissance maximale incidente.

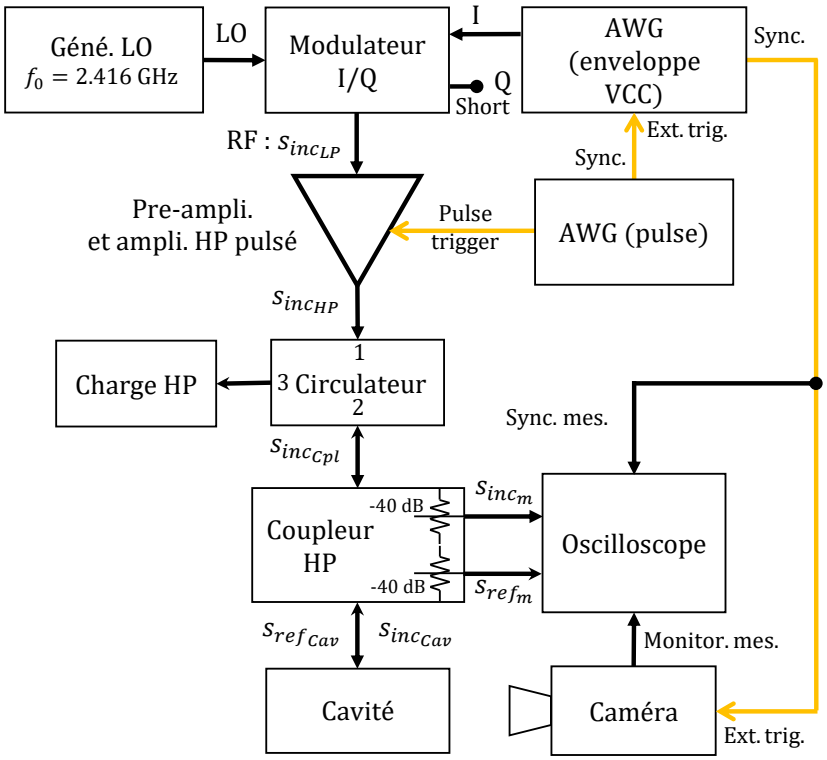


FIGURE 3.4 – Schéma du banc expérimental pour l'allumage de plasma par absorption virtuelle.

Afin d'espérer fournir suffisamment de puissance pour l'allumage d'un plasma, nous employons un amplificateur pulsé à tube à ondes progressives (1,9 kW, 2-8 GHz PTC7353 de TMD Technologies [6]). Il est utilisé dans son régime linéaire de fonctionnement. Pour cela, nous montons une chaîne de pré-amplification en amont. La synchronisation de l'émission du signal et de l'amplification est gérée par un autre AWG (Rigol DG400) en mode pulsé. C'est cet AWG qui permet de régler la période de répétition de l'excitation.

Un circulateur couplé à une charge adaptée 300 W protège le système d'amplification du retour des ondes depuis la cavité. Un coupleur directionnel (HP pour haute puissance) nous permet de récupérer, atténués, et de mesurer les signaux incidents sur et réfléchis par la cavité. Les mesures temporelles sont effectuées par un oscilloscope Keysight MSO9254A. Notons que

6. Prêté par le CEA de Gramat, que nous remercions.

la mesure plasma nécessitant la répétabilité de l'excitation, nous avons mesuré et enregistré sur l'oscilloscope des signaux électromagnétiques moyennés, permettant ainsi de limiter le bruit de mesure. Les voies de mesure des signaux incident et réfléchi ont été caractérisées en termes d'atténuation et de retard temporel afin de corréler nos résultats avec les évènements à l'accès de la cavité.

Nous utilisons enfin une caméra ICCD à grande résolution temporelle (Princeton Instruments PI-MAX 4 : 1024f) pour la caractérisation lumineuse des plasmas. La caméra est placée devant la grille de Faraday de la cavité. Le cadre violet de la figure 3.2(b) montre son point de vue. Lors de la phase d'excitation, la caméra est contrôlée pour intégrer 300 fois de suite sur 3 ns ("gate") l'information lumineuse reçue du plasma, avant de passer aux 3 ns suivantes. Chaque image est donc produite par la superposition de 300 prises de vues. Nous intégrons spatialement l'intensité lumineuse mesurée pour définir l'évolution temporelle de la décharge (soit la variation temporelle de la somme de l'intensité des pixels décrivant la surface violette dessinée sur la figure 3.2(b)). L'AWG Rigol déclenche à la fois l'émission de l'excitation par l'AWG Keysight et l'amplification. Ce second AWG synchronise l'émission du signal incident et le trigger de la caméra. La mesure de ce signal de synchronisation simultanément au signal de monitoring de la caméra (quand elle lance l'enregistrement) et aux signaux incident et réfléchis, nous a permis ensuite de synchroniser temporellement nos différentes mesures.

2.2.3 Mesure de l'absorption virtuelle, sans plasma

Avant de terminer cette sous-section, nous souhaitons vérifier si le banc expérimental mis en place, permet d'observer le phénomène d'absorption virtuelle comme au Chapitre 2. Les figures 3.5(a) et (b) illustrent les excitations du zéro de la matrice S et les réponses associées de la cavité, en fonction du temps, pour la "basse" puissance (a) et la "haute" puissance (b). La mesure basse puissance est obtenue en retirant uniquement l'amplificateur pulsé et la préamplification du banc expérimental. Le signal en sortie du modulateur est identique dans les deux cas. De plus, aucun plasma ne s'allume lors de ces deux mesures. Nous traçons en bleu foncé le signal incident, en bleu clair l'enveloppe exponentielle fournie par l'AWG, et en jaune le signal réfléchi pendant et après l'excitation. Les mesures sont moyennées sur 64 signaux (voir l'annexe G pour une mesure d'un unique évènement). Ces résultats prennent en compte l'atténuation et les décalages temporels subis par les signaux, synchronisés ici en prenant l'accès de la cavité pour référence. Ainsi, l'amplitude maximale atteinte par l'excitation en entrée de la cavité vaut environ 3 V et 190 V dans les régimes basse et haute puissance respectivement. Cela correspond à des puissances instantanées de 90 mW et 360 W à 50 Ω. Dans les deux cas, l'excitation est coupée au temps $t_e \approx 70$ ns.

Pendant la période d'excitation, soit avant le temps t_e, le signal réfléchi est le résultat de la superposition des ondes réfléchies directement à l'accès de la cavité et de celles qui fuitent de

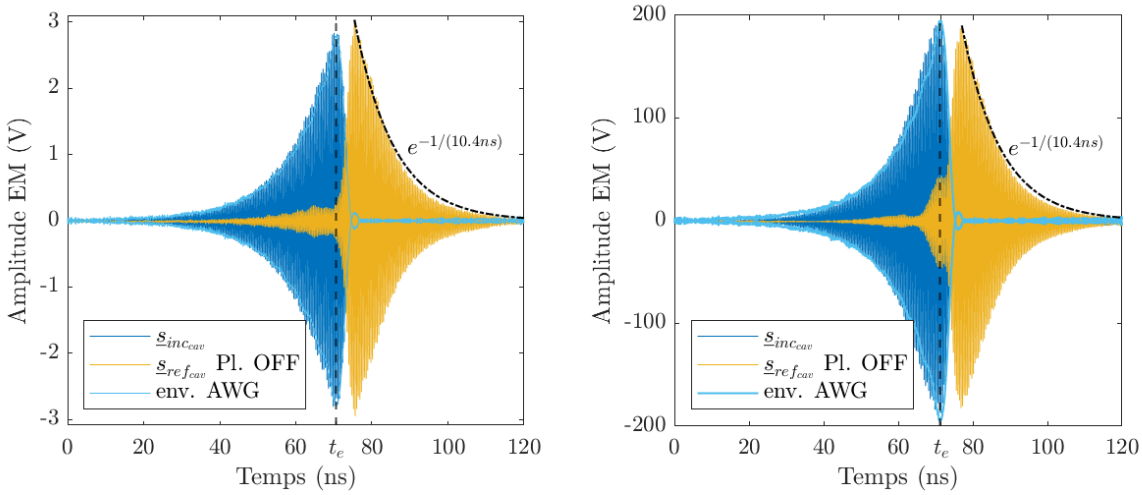


FIGURE 3.5 – Absorptions virtuelles (a) "basse" puissance et (b) "haute" puissance, sans plasma, mesurées à l'ocilloscope.

celle-ci. Comme souhaité, nous observons l'absence de réflexion pour la majeure partie de la durée d'excitation, pour les deux régimes de puissance. Pour le cas basse puissance, la réflexion est clairement faible et sa variation d'amplitude décorrélée de celle, exponentielle, du signal incident. Cependant, dans le cas de la haute puissance, nous observons une hausse graduelle de la réflexion avant la fin de l'excitation, entre 60 et 70 ns. Nous verrons après que ce phénomène est observé en absence et en présence de plasma (selon la période de répétition). Cela laisse croire que cette hausse de la réflexion est indépendante de l'allumage du plasma. Elle peut être causée par une légère non-linéarité de l'amplificateur pulsé pour la puissance incidente (ce que suggère la légère déviation du signal incident vis-à-vis de l'enveloppe générée par l'AWG, pour les plus grandes amplitudes), ou aussi par le comportement à haute puissance des composants microondes en aval dans la chaîne expérimentale. Nous discutons plus en détail de cette problématique du "rebond" de réflexion, dans l'annexe G.

Après le temps t_e, l'excitation est coupée et le signal réfléchi résulte uniquement de la fuite de l'énergie de la cavité par couplage des ondes à l'accès. La cavité se retrouve en oscillations libres et le signal de fuite suit une décroissance exponentielle. Celle-ci se fait à travers les pôles de la cavité, et d'après la constante de temps de 10.4 ns et l'isolation spectrale de la résonance, principalement via le pôle de la matrice S associé au mode TE_{012}.

Malgré quelques imperfections pratiques, nous estimons que le banc expérimental doit pouvoir se prêter à la démonstration de l'allumage d'une décharge plasma par absorption virtuelle. De par la montée exponentielle du champ électrique et la durée τ d'application de ce champ, nous devrions pouvoir obtenir un taux d'ionisation ν_i bien supérieur au taux de

diffusion ν_d et alors observer le phénomène d'avalanche électronique (équation (3.2)). Cette démonstration fait l'objet de la section suivante.

2.3 Allumage de plasmas par absorption virtuelle : résultats expérimentaux

Dans cette dernière section, nous présentons notre démonstration expérimentale de l'allumage de plasmas par absorption virtuelle. Nous caractérisons le dit allumage par la mesure de l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse du plasma. Nous discuterons de l'allumage de la première décharge et du profit de l'effet mémoire pour l'allumage des suivantes. Nous verrons que la période de répétition, soit la durée entre deux décharges, influe sur le plasma créé et les propriétés électromagnétiques de la cavité en sa présence.

2.3.1 Allumage de la première décharge et effet mémoire

Nous avons énoncé, dans la partie préliminaire sur les plasmas, la nécessité de la présence d'électrons germes dans le gaz pour amorcer le processus d'avalanche électronique. Cette densité électronique initiale n_{e_0} varie dans le temps. Nous avons expérimenté cette fluctuation des conditions initiales, la plupart du temps traduite par un temps statistique conséquent (largement supérieur à la minute, d'autant que l'expérience était effectuée dans le noir). Au lieu d'attendre indéfiniment la présence d'électrons germes, nous avons noté la possibilité de réduire significativement le temps statistique en éclairant l'intérieur de la cavité à travers la grille de Faraday. Nous utilisons pour cela, une lampe frontale grand public, constituée de LED blanches émettant un spectre entre 400 et 700 nm, et un flux lumineux variable entre 20 et 200 lumens. Via certainement un phénomène de photodésorption avec le tube de verre (des électrons déposés en surface du verre, adsorbés, sont arrachés grâce à l'énergie portée par les photons émis par les LED) [GMR11 ; SIM16], les conditions dans la cavité sous une excitation VCC "haute" puissance sont telles qu'un plasma s'allume. Cette première décharge est cependant difficile à mesurer.

Pour les décharges suivantes (donc en régime pulsé), la densité électronique initiale n_{e_0} dépend de ce qui est appelé "effet mémoire" [Mas+09 ; Car+14 ; Maz+20]. Celui-ci est dû à la persistance de charges résiduelles ou de métastables [7] de l'argon. Ainsi, pour une période de répétition suffisamment courte, nous pouvons profiter de l'effet mémoire. La source lumineuse devient inutile et est retirée. Elle compliquerait sinon les mesures de la caméra. À noter qu'une fois la première décharge allumée, grâce à l'effet mémoire et selon la période de répétition, il est possible de réamorcer un plasma avec une puissance incidente plus faible.

7. Les atomes sont dans un état métastable lorsqu'ils restent dans un état excité, mais avec un niveau d'énergie trop faible pour se désexciter en émettant un photon. Ces atomes verront à nouveau leur état varier après une nouvelle collision (conduisant à une excitation supérieure, à l'ionisation ou à la désexcitation) [LL05].

2.3.2 Caractérisation de l'allumage du plasma par absorption virtuelle

La figure 3.6 illustre l'allumage du plasma par absorption virtuelle. Cette mesure est obtenue pour une période de répétition de 500 μs et une amplitude maximale finale du signal incident autour de 190 V à l'accès de la cavité. Au signal réfléchi mesuré précédemment en l'absence de plasma (en jaune) dans ces conditions (mais avant l'utilisation de la lampe visible), nous comparons le signal réfléchi (en vert) mesuré dès lors qu'un plasma semble s'allumer dans le tube entre les concentrateurs. À l'exception des dix nanosecondes avant la coupure de l'excitation au temps t_e, et comme pour la mesure en l'absence de plasma, nous notons l'absence de réflexion, soit la signature espérée de l'absorption virtuelle.

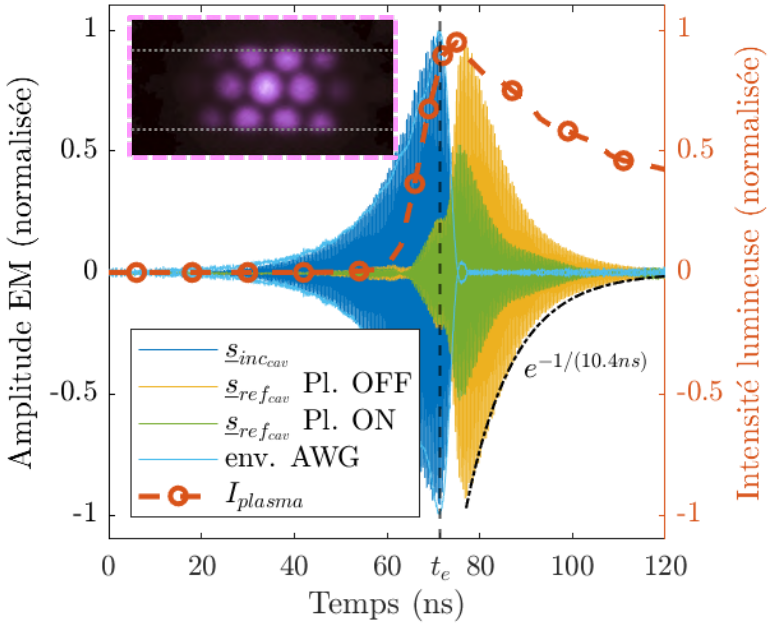


FIGURE 3.6 – **Allumage du plasma par VCC** : signaux électromagnétiques incident et réfléchis (plasma OFF et ON - période de répétition de 500 μs). L'évolution temporelle de l'intensité lumineuse intégrée du plasma est superposée à ces courbes. **Encart : image du plasma** capturée par la caméra pour un temps d'intégration de 3 ns autour du pic d'intensité.

Nous avons vu plus tôt, qu'outre les interactions conduisant à l'ionisation des atomes, d'autres induisent l'excitation d'atomes. La désexcitation de ces derniers peut conduire à l'émission de photons par le plasma, ce que nous capturons via la caméra. De par sa grande résolution temporelle, nous mesurons l'évolution de l'intensité lumineuse de la décharge au cours du temps, que nous traçons également sur la figure 3.6 en rouge. L'encart de la figure montre une image du plasma prise par la caméra autour du pic d'intensité. L'intensité lumineuse mesurée a été ici post-traitée pour éliminer le bruit lumineux de fond (mesuré par une prise d'image similaire mais en l'absence de plasma) et proposer une gamme chromatique

similaire à celle observable à l'œil nu, caractéristique d'un plasma d'argon. Le cadre violet de cet encart est à projeter sur celui de la photographie de la figure 3.2(b). Les parois du tube sont délimitées par les pointillés blancs. L'existence du plasma dans le tube entre les concentrateurs est évidente sur cette image. La forme florale est due à la présence de la grille de Faraday entre la caméra et le plasma.

L'évolution temporelle de l'intensité lumineuse montre une hausse rapide de cette dernière, environ 12 ns avant la coupure de l'excitation, coïncidant avec un champ électrique important. Une telle hausse semble signifier une avalanche électronique (l'augmentation du nombre d'électron augmente le nombre de collisions, dont certaines, nous l'avons vu, peuvent conduire à l'émission de photons). Bien que normalisée sur la figure, notons que l'intensité lumineuse intégrée augmente d'un facteur 4000 entre le début de l'enregistrement et le maximum d'intensité mesuré (de 0.4 à 1600 a.u.). Dès lors que l'énergie électromagnétique entretenant la décharge diminue, nous observons une baisse graduelle de l'intensité lumineuse. Le taux d'ionisation diminue avec le champ électrique, et l'on ne créé plus suffisament d'électrons par rapport à ce que l'on perd par diffusion. Par ces quelques descriptions, l'expérience démontre l'absence de réflexion et l'allumage d'un plasma pendant l'excitation, renforçant la pertinence de l'absorption virtuelle pour allumer un plasma sans réflexion d'un signal électromagnétique.

Notons enfin, la différence d'amplitude des signaux de fuite après la coupure de l'excitation entre les cas sans et avec plasma. En particulier, une énergie électromagnétique inférieure est restituée par la cavité en présence du plasma. La décroissance n'est pas non plus aussi directement assimilable à une exponentielle. Le plasma se comporte en partie comme un absorbant, et affecte les propriétés électromagnétiques de la cavité. Au cours de l'allumage, le plasma semble ainsi avoir acquis une densité électronique supérieure à la densité critique. Nous discutons d'ailleurs dans ce qui suit, de l'influence du plasma, en lien notamment avec l'effet mémoire et la période de répétition de la décharge.

2.3.3 Influence de la période de répétition

Lors de nos expériences, nous avons noté qu'au delà d'une période de répétition de 3 ms, et avec le niveau maximal de puissance que nous pouvions délivrer avec notre dispositif, il n'était plus possible d'allumer le plasma à chaque excitation par VCC. Le champ électrique en place dans la cavité n'est plus suffisant pour amorcer à nouveau la décharge, à partir des particules chargées et atomes métastables persistants (dont la quantité diminue au cours du temps, d'où cette difficulté). En deçà de ces 3 ms, l'effet mémoire permet l'allumage du plasma à chaque excitation.

En revanche, plus la période de répétition est courte, plus il reste de particules chargées dans le tube (voire même un plasma, invisible à l'œil nu, mais visible via un "long" temps de pose de la caméra). Dans le cas de la période de répétition de 500 μs, cette persistance

d'espèces n'affecte pas à première vue, les propriétés électromagnétiques de la cavité avant la fin de l'excitation. La densité électronique reste a priori inférieure au seuil de densité critique avant et pendant l'excitation. Lorsque la période de répétition est plus courte, cette densité électronique peut augmenter au-delà du seuil critique. Pour illustrer cela, la figure 3.7 présente les résultats de mesures pour le même signal incident que précédemment, mais cette fois répété toutes les 200 μs. Nous voyons immédiatement que l'excitation ne se fait plus sans réflexion. La résultante réfléchie mesurée pendant l'excitation montre une différence d'amplitude prononcée en comparaison avec le cas sans plasma. Comme vu juste avant pour la décroissance de l'énergie après l'excitation, cette figure montre que la présence du plasma altère le zéro de la matrice S de cette résonance.

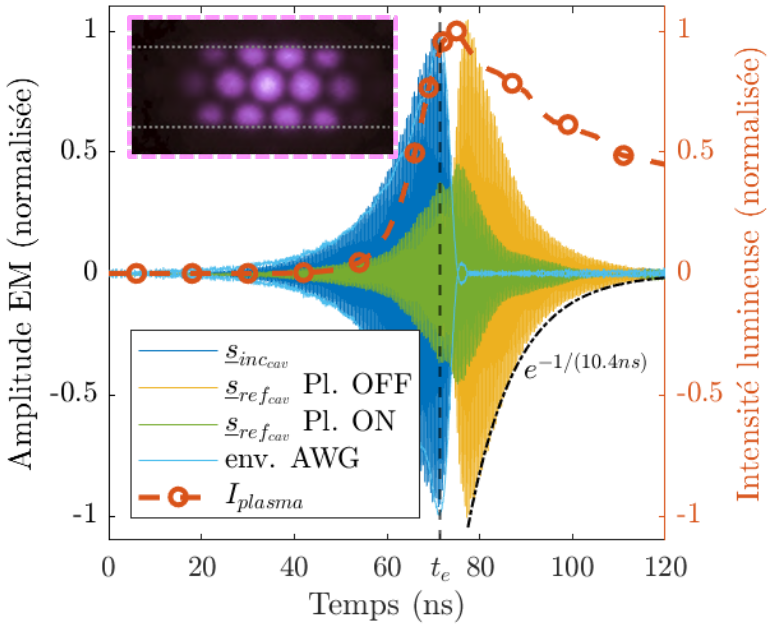


FIGURE 3.7 – **Altération du zéro de la matrice S par le plasma** : mesure des signaux incident et réfléchis à l'oscilloscope et mesure de l'intensité intégrée au cours du temps, pour la période de répétition de 200 μs.

Dans cette section, nous avons expliqué notre manière de procéder pour allumer une première décharge dans la cavité, avant de pouvoir les répéter grâce à l'effet mémoire, pour des périodes de répétition jusqu'à 3 ms. Nous avons montré que pour certaines conditions de puissance incidente et de période de répétition, une excitation par absorption virtuelle permet l'allumage du plasma sans réflexion. Nous avons aussi discuté l'influence de la décharge précédente sur la suivante, et notamment ses effets sur les propriétés électromagnétiques de la cavité, en cas de période de répétition trop courte. Cela conduit notamment à une altération des singularités de la matrice S. Nous avancerons à partir de là, quelques idées dans nos perspectives.

Ce qu'il faut retenir du Chapitre 3

Dans ce dernier chapitre, nous avons abordé quelques notions de base sur les plasmas froids hors équilibre thermodynamique. Nous avons en particulier retenu pour nos observations expérimentales :

- la nécessité d'un champ électrique minimal pour provoquer une avalanche électronique et amorcer un plasma dans des conditions de gaz et de pression données,
- l'émission de lumière par les plasmas,
- la photodésorption via l'éclairage par une LED pour l'apport d'électrons germes et la réduction du temps statistique,
- l'effet mémoire pour faciliter l'allumage successif de décharges plasma,
- le seuil de densité électronique critique qui, dépassé, altère les propriétés électromagnétiques de la cavité.

Nous avons ensuite discuté la pertinence de l'absorption virtuelle pour l'allumage de plasma. Cet usage est motivé notamment de par :

- les dynamiques électromagnétiques temporelles liées à une excitation microonde par absorption virtuelle, supérieures à la dynamique temporelle du gaz,
- l'efficience de l'excitation par VCC permettant de mettre à disposition l'intégralité de l'énergie incidente pour l'allumage,
- la nécessité de modifier la source plasma entre les cas d'absence et de présence du plasma. Nous proposons de jouer directement sur la forme du signal d'excitation pour cela.

Puis, nous avons proposé et décrit notre banc expérimental "haute" puissance, permettant l'allumage de plasma par absorption virtuelle. Nous rappelons :

- la présence d'un amplificateur pulsé pour générer des signaux suffisamment puissants pour l'allumage d'un plasma et d'une caméra à grande résolution temporelle pour caractériser celui-ci à travers ses émissions de photons,
- quelques difficultés associées à la "haute" puissance microonde, avec l'observation d'un rebond de réflexion avant la fin de l'excitation, en l'absence de plasma.

Enfin, et c'est le résultat principal de ce chapitre, nous avons **démontré l'allumage d'un plasma sans réflexion électromagnétique, via une stratégie d'absorption virtuelle**.

Conclusion et ouvertures

Conclusion

De la parade vibratile enchanteresse avancée en introduction de ce manuscrit, quels pas doit on sauvegarder à l'heure de faire le bilan ? Nous proposons en particulier les trois suivant :

- La construction de méthodes pour extraire les singularités de la matrice S d'une cavité résonante de forme quelconque, couplée à un unique accès, pour des résonances isolées, et cela, depuis une mesure de ses paramètres S.
- La démonstration expérimentale de l'absorption virtuelle, en particulier du couplage critique virtuel, dans le domaine microonde pour une cavité résonante distribuée.
- La construction d'un pont entre l'absorption virtuelle et les plasmas, spécifiquement via la démonstration expérimentale de l'allumage de plasmas par absorption virtuelle.

La première contribution de cette thèse a en grande partie été construite au cours du premier chapitre, posant les fondations de ce manuscrit. Après avoir proposé notre vision du phénomène de résonance, nous avons fourni un effort conséquent autour de la théorie temporelle des modes couplés. Cette théorie permet d'étudier la dynamique temporelle d'un résonateur et ancre l'importance des phénomènes interférentiels à son accès : la résultante réfléchie naît de la superposition entre un signal réfléchi directement à l'accès du résonateur et un signal de fuite du résonateur vers le guide d'onde couplé. L'application de la théorie à un résonateur mono-accès et monomodal pour une excitation harmonique à la résonance a permis de mettre en avant trois types de couplage des ondes incidentes avec le résonateur : le sur-couplage, le sous-couplage et le couplage critique. Dans ce dernier cas, la réflexion résultante est nulle au régime permanent. L'usage de la théorie temporelle des modes couplés pour interpréter le paramètre $\underline{S}_{11}$ du résonateur mono-accès nous a permis d'amorcer la construction de ces méthodes d'extraction des singularités de la matrice S.

La seconde contribution est l'aboutissement d'un voyage chez les singularités de diffusion des ondes, entrepris au cours du deuxième chapitre. Nous avons tout d'abord introduit ces singularités de diffusion des ondes, communément nommées pôles et zéros de la matrice S. Leur étude implique de se placer dans le plan des fréquences complexes et met en avant de nombreux phénomènes électromagnétiques. Nous avons en particulier considéré le phénomène d'absorption virtuelle. Il caractérise en théorie l'excitation sans réflexion de résonateurs sans pertes. Cette excitation est conduite à une fréquence complexe singulière : le zéro de la matrice S. Pendant l'excitation, l'énergie portée par le ou les signaux incidents est intégralement stockée dans le résonateur. Son principe physique repose sur le phénomène interférentiel aux accès du résonateur, décrit au cours du premier chapitre. Nous avons tenté de mettre en perspective ce phénomène en le classant parmi des états dits sans réflexion. Nous avons conduit une étude bibliographique exhaustive autour de l'absorption virtuelle. Nous avons remarqué lors de cette étude, l'absence de démonstration expérimentale de l'absorption virtuelle pour une cavité distribuée dans le domaine des microondes. Il a fallu pour cela ouvrir l'absorption virtuelle à la considération de pertes dans le résonateur. L'un des principaux freins à cette démonstration semblait être dû à la difficulté d'extraire les singularités de diffusion, en particulier le zéro de la matrice S, pour l'expérience. Nous avons donc profité de ce voyage pour confirmer nos méthodes d'extraction du zéro de la matrice S, et proposer une réalisation pratique de l'absorption virtuelle, en particulier du couplage critique virtuel (VCC), dans le domaine microonde. Nous avons également éclairé via des analyses énergétiques, le compromis entre une excitation par VCC efficiente et une excitation sinusoïdale CW efficace, compromis à garder en tête, notamment avec l'objectif d'allumer des plasmas.

La troisième contribution, à laquelle le Chapitre 3 est consacré, est amenée progressivement via l'apport de quelques notions de bases sur les plasmas. Ces dernières ont été présentées afin d'éclairer les principaux points de notre démonstration expérimentale finale. Nous avons ensuite décliné les différents aspects pouvant à notre sens, motiver le potentiel de l'absorption virtuelle pour l'allumage de décharges plasma en cavité résonante microonde. Sans perdre de vue le compromis efficience / efficacité de l'excitation, la dynamique temporelle et la nécessité d'adapter la source plasma lors du processus d'allumage, nous semblent suffisants pour proposer d'annuler la réflexion tout au long de ce processus. Cette annulation repose spécifiquement sur le phénomène interférentiel à l'accès de la cavité microonde. Nous avons alors démontré l'allumage d'un plasma par absorption virtuelle. Cela est un premier pas important vers cet objectif du contrôle de la réflexion par la mise en forme du signal incident. Ensuite, les effets électromagnétiques non-linéaires produits par la présence du plasma devraient être adressés pour parfaitement contrôler la réflexion, et plus largement maîtriser la dynamique temporelle du claquage. Dans un objectif plus large, le signal incident pourrait être le centre de contrôle à la fois du comportement électromagnétique du résonateur (notamment sa réflexion), et du comportement du plasma amorcé en son sein. Un lien avec les

stratégies d'allumage de plasma par retournement temporel semble alors pouvoir se créer. Ces perspectives sont un peu plus développées par la suite.

Ouverture 1 - Vers le contrôle de la réflexion pour l'allumage et l'exploitation du plasma ?

Cela a été dit dans la présentation des quelques notions sur les plasmas, et observé lors de nos expériences autour de l'absorption virtuelle et des plasmas : la présence de plasma dans la cavité modifie ses propriétés électromagnétiques. Le plus flagrant dans nos expériences porte sur le signal restitué après la coupure de l'excitation, bien plus atténué qu'en l'absence de plasma. Celui-ci absorbe une partie de l'énergie incidente pour s'amorcer, et reste "entretenu" via cette absorption tant que de l'énergie reste stockée dans la cavité. Le plasma est dans ce cas un milieu à pertes et induit des variations au cours du temps, du taux de décroissance interne de la cavité, que l'on écrirait alors $\gamma_{int}(t)$. De plus, la densité électronique du plasma peut évoluer lors du processus d'excitation. Nous avons vu pour la période de répétition de 200 μs, qu'à partir d'un seuil critique de densité électronique, l'absence de réflexion via l'excitation VCC n'est plus observée.

Dans le cas de l'allumage ou de décharges pulsées, le milieu dans la cavité voit donc ses propriétés électromagnétiques évoluer au cours du temps. Le zéro de la matrice S, et son pôle, sont ainsi modifiés. Ce comportement dynamique (et non-linéaire) du milieu porte quelques perspectives et invite au développement d'une méthode d'excitation sans réflexion plus élaborée. Cette méthode d'excitation pourrait être assez performante pour annuler la réflexion alors que la densité du plasma évolue largement au cours du temps. C'est d'ailleurs ce même signal d'excitation qui pourrait contrôler les variations de la densité électronique. Nous avons vu que dans certaines conditions "idéales", l'absorption virtuelle que l'on dirait classique, permet d'allumer le plasma sans réflexion. Nous pourrions nous inspirer de l'absorption virtuelle, et tout spécialement jouer avec le phénomène interférentiel à l'accès de la cavité, pour définir une fréquence $\underline{f}_{zero}(t)$ évoluant de manière synchrone avec la décharge plasma. Cette fréquence complexe peut aussi bien voir varier sa partie réelle (modification des conditions de propagation) et sa partie imaginaire (nous avons pu discuter plus haut d'un $\gamma_{int}(t)$). Même en présence du plasma, il n'y a en effet pas de raison de remettre en cause le principe interférentiel gouvernant la réflexion globale à l'accès de la cavité, pendant l'excitation.

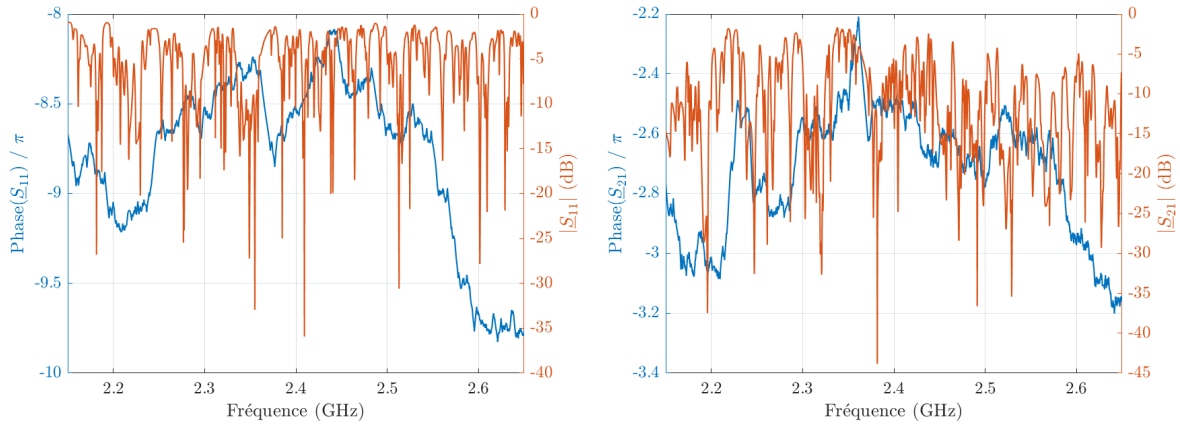
Ouverture 2 - Absorption virtuelle multimodale : vers l'adaptation de l'excitation par retournement temporel ?

Dès le début de nos travaux sur l'absorption virtuelle, nous avons identifié la problématique multimodale. C'est d'ailleurs en partie pour la question de l'extraction d'un zéro de la matrice S que nous avons considéré une résonance isolée, afin de se soustraire à cette problématique. Nous avons pu tenter d'avancer sur ce chemin, mais toujours en considérant des résonances isolées spectralement, pour appliquer nos méthodes d'extraction. L'annexe H présente quelques travaux en ce sens. Réaliser l'absorption virtuelle à partir de spectres dont les résonances se recouvrent est un défi qui semble avoir été surmonté récemment [FdHD23]. Il reste par contre à voir si la méthode proposée permet clairement d'identifier la valeur des zéros.

La considération de cavités surmodées est pratiquement valorisée à travers des stratégies d'excitation par retournement temporel. Au sein de notre équipe de recherche, V. Mazières a ouvert la voie pendant sa thèse, au développement d'une source plasma par retournement temporel microonde [Maz20]. L'idée est de contrôler spatio-temporellement un plasma dans une cavité. L'exploitation d'une grande quantité de modes permet d'augmenter la qualité d'une telle excitation, en termes de focalisation spatio-temporelle de l'énergie électromagnétique. Une bonne focalisation spatiale du champ électrique est importante pour contrôler spatialement les plasmas. Les spectres de la figure 3.8 correspondent à des mesures de paramètres S réalisées au VNA par V. Mazières au cours de sa thèse. Ils caractérisent une cavité microonde entre deux accès de couplage, dans une bande de fréquence très riche de modes. Que ce soit pour le paramètre en réflexion ou celui en transmission, le module et la phase portent visuellement cette notion de sur-modage. Il en devient impossible à l'œil, contrairement à tout ce que nous avons vu dans ce manuscrit, de distinguer par exemple des modes sur-couplés de modes sous-couplées.

Sans entrer dans tous les plus fins détails, nous proposons de rappeler rapidement les différentes étapes d'une stratégie d'excitation par retournement temporel. Nous nous appuyons pour cela sur les éléments de la figure 3.9. Chacun de ces éléments présente l'évolution temporelle d'un signal électromagnétique envoyé ou reçu à l'un des accès de la cavité. Ces signaux sont construits numériquement comme dans le manuscrit, à partir des mesures précédentes des paramètres S. Chaque élément possède aussi un schéma de la cavité et de ses deux accès A.1 et A.2, résumant l'action réalisée avec les signaux associés. Voici donc les différentes étapes de la stratégie :

- La première étape consiste à générer et envoyer une impulsion à l'accès A.1. Elle est décrite figure 3.9(a). L'idée est de reformer cette impulsion à l'endroit voulu dans la cavité, par retournement temporel. L'impulsion gaussienne est mise en forme avec une



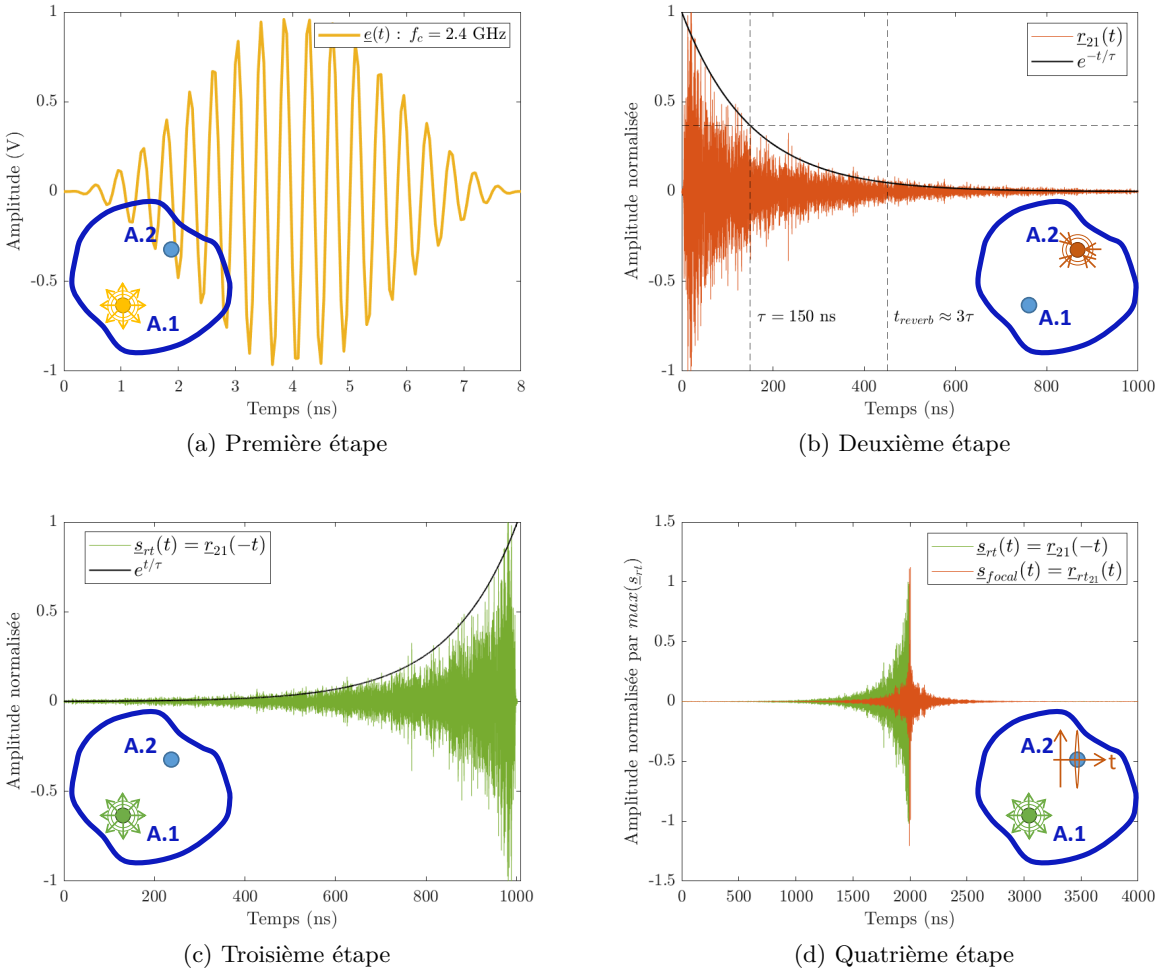
(a) (b)

FIGURE 3.8 – Paramètres S mesurés pour une cavité à deux accès, surmodée dans la bande de fréquences considérée.

porteuse à 2.4 GHz pour une durée de 8 ns.

- Une antenne placée au niveau de l'accès A.2 enregistre un signal, noté $r_{21}(t)$, montré figure 3.9(b). Il correspond à la transmission de l'impulsion de l'accès A.1 à l'accès A.2. Le signal présente une enveloppe décroissante exponentiellement. La constante de temps de cette décroissance vaut 150 ns. La durée de l'impulsion est alors négligeable en comparaison avec la durée de ce signal enregistré à l'accès A.2. On se retrouve en fait dans les conditions de diffusion de la cavité en oscillations libres. Le signal capté correspond à la décroissance de l'énergie de l'impulsion à travers les pôles de la cavité, accessibles via l'accès A.2. La cavité possédant des pertes internes et deux accès de couplage, l'énergie décroît pour chaque pôle i, selon une fréquence complexe $\underline{f}_{pole_i} = f_{0_i} - j\,(\gamma_{int_i} + \gamma_{ext_i})$.
- La stratégie de retournement temporel prend tout son sens lors de cette troisième étape. Le signal $\underline{r}_{21}(t)$ enregistré précédemment à l'accès A.2 est retourné temporellement pour créer un nouveau signal $\underline{s}_{rt}(t) = \underline{r}_{21}(-t)$, montré figure 3.9(c). Nous repassons en fait le film de l'étape 2 en sens temporel inverse. Ce nouveau signal présente une amplitude exponentiellement croissante. Nous pouvons le décomposer selon plusieurs fréquences complexes $\underline{f}_{rt_i} = f_{0_i} + j\,(\gamma_{int_i} + \gamma_{ext_i})$. Comme le système est réciproque, nous pouvons envoyer indistinctement ce nouveau signal depuis l'accès A.1 ou A.2, cela produira le même résultat en transmission au niveau de l'accès non excité (mais pas en réflexion).
- Enfin, la dernière étape, illustrée figure 3.9(d), consiste à retrouver au niveau de l'accès non excité, une focalisation correspondant à l'impulsion d'origine. Nous observons sur la figure que l'accès A.2 reçoit malgré tout quelques signaux avant la focalisation. Une fois la focalisation réalisée, les ondes continuent leur parcours dans la cavité et un signal de

fuite continue à être observé au niveau de l'accès A.2. La focalisation obtenue pendant quelques nanosecondes, a permis à V. Mazières d'observer l'allumage d'un plasma.



(a) Première étape

(b) Deuxième étape

(c) Troisième étape

(d) Quatrième étape

FIGURE 3.9 – Étapes d'une stratégie d'excitation microonde par retournement temporel.

Dans tous ces développements, un point particulier a notamment été ignoré. Il s'agit en effet d'observer à l'accès A.1, le signal de réflexion globale résultant de l'envoi à travers ce même accès, du signal retourné temporellement. Ce signal est superposé, en bleu, à celui envoyé à l'accès A.1 lors de la troisième étape, sur la figure 3.10. On remarque immédiatement que ce signal présente une enveloppe significative relativement à celle du signal incident. Il suit également l'allure exponentielle croissante de ce dernier, marquant clairement leurs liens. De plus près, on note qu'au moins 30 % du signal incident (en amplitude, soit 10 % en énergie) est réfléchi pendant l'excitation (réflexion directe et fuites). Plusieurs questions émergent :

- À quoi est due cette réflexion ?
- La non transmission d'une partie conséquente du signal de retournement temporel peut-

elle avoir des répercussions sur la qualité de la focalisation produite ?

- Les informations transmises ou non, ont-elles des points communs, par exemple en termes de couplage modal (sur-couplage, sous-couplage...) ?
- Est-il possible de mettre en forme un signal de retournement temporel qui serait émis sans réflexion ?

Sans nous avancer dès maintenant sur des réponses à ces questions, il semble tout de même important de noter un élément particulier, en lien avec des problématiques rencontrées au cours du manuscrit pour l'absorption virtuelle. Pour un résonateur présentant des pertes internes, la symétrie par retournement temporel est brisée, et pôles et zéros de la matrice S ne sont plus conjugués. Ainsi, retournées temporellement, les fréquences complexes $\underline{f}^*_{pole_i}$ ne pourront pas permettre l'excitation sans réflexion de la cavité. Nous avons notamment vu pour le cas monomodal, que la partie imaginaire du zéro de la matrice S est donnée par $\gamma_{ext} - \gamma_{int}$, et non plus comme pour le pôle, par $\gamma_{ext} + \gamma_{int}$. Il faudrait décomposer le signal retourné temporellement pour chaque mode excité et corriger leur fréquence complexe d'excitation en conséquence des pertes internes, pour peut-être espérer améliorer la réflexion via l'excitation simultanée de plusieurs zéros de la matrice S. Il est possible que cette modification doivent se faire en partie réelle et en partie imaginaire de la fréquence. Notons tout de même que les excitations associées à des zéros en couplage critique ou sous-couplage, ne présentent pas une amplitude exponentiellement croissante. Peut-être faudrait-il envisager tout d'abord, la considération de modes uniquement sur-couplés. Cette ouverture questionnant la stratégie de retournement temporel suite à nos travaux sur l'absorption virtuelle, semble à première vue assez enthousiasmante, ne serait-ce que pour pister et comprendre un peu mieux ce qu'il se passe physiquement, lors d'une excitation par retournement temporel. Les singularités de diffusion des ondes invitent à l'exploration, et n'ont définitivement pas fini de dévoiler quelques mystères de l'électromagnétisme.

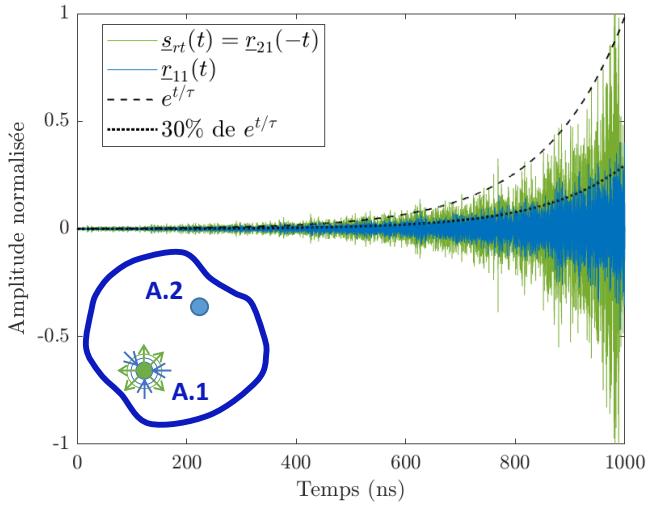


FIGURE 3.10 – Réponse de la cavité (réflexion globale) au niveau de l'accès A.1, à l'envoi du signal de retournement temporel par ce même accès.

Publications

Revues internationales

T. Delage[1], O. Pascal[1], J. Sokoloff[1], et V. Mazières[2],
"Experimental demonstration of virtual critical coupling to a single-mode microwave cavity",
Journal of Applied Physics, 132, 153105, (oct. 2022), DOI : 10.1063/5.0107041
[1]LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, Toulouse, France
[2]ISAE-SUPAERO, Université de Toulouse, Toulouse, France
Disponible sur : `https://doi.org/10.1063/5.0107041`

T. Delage[1], J. Sokoloff[1], O. Pascal[1], V. Mazières[2], A. Krasnok[3], et T. Callegari[1],
"Plasma ignition via high-power virtual perfect absorption",
ACS Photonics, 10 (10), 3781-3788, (sept. 2023), DOI : 10.1021/acsphotonics.3c01023
[1]LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, Toulouse, France
[2]ISAE-SUPAERO, Université de Toulouse, Toulouse, France
[3]Department of Electrical and Computer Engineering, Florida Int. University, Miami, USA
Disponible sur : `https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acsphotonics.3c01023`

Conférence internationale

T. Delage[1,*], V. Mazières[2], O. Pascal[1], et J. Sokoloff[1],
"Simultaneous reflectionless transient excitation of modes using virtual critical coupling for a single-channel resonant microwave cavity",
17th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP2023), Florence, Italie, (mars 2023).
[1]LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, Toulouse, France
[2]ISAE-SUPAERO, Université de Toulouse, Toulouse, France
*Orateur
Disponible sur : `https://ut3-toulouseinp.hal.science/hal-04118561`

Séminaire national

Orateur invité pour la "Journée thématique : Le contrôle des ondes au service des plasmas ?" organisée par le COMET-ECM du CNES, le 30 juin 2023 à Paris
"Reflectionless plasma ignition using virtual critical coupling"

Annexe A

Développement de la modélisation distribuée du résonateur

L'objectif de cette annexe est de détailler le développement de la modélisation distribuée du résonateur microonde monomodal et mono-accès, proposée au début du Chapitre 1, section 2.1.

1 La transition entre deux lignes de transmission

Nous souhaitons décrire le résonateur illustré figure A.1. Simplement, nous voyons que ce résonateur est constitué d'une ligne de transmission de longueur l et d'impédance caractéristique $\underline{Z}_{c_2}$, court-circuitée à une extrémité, l'autre étant couplée à une autre ligne d'impédance caractéristique $\underline{Z}_{c_1}$. Notons que les grandeurs soulignées sont des grandeurs complexes. Une onde incidente $\underline{a}_1$ se dirige vers l'entrée du résonateur (onde en $\sqrt{W}$). L'onde $\underline{b}_1$ résulte de la réflexion du résonateur. De la même manière, deux ondes se propagent dans le résonateur, $\underline{a}_2$ se dirigeant vers l'accès, $\underline{b}_2$ se propageant en sens inverse. N'allons tout de même pas trop vite. Le point de départ de la modélisation distribuée est de s'intéresser à l'accès de couplage. La figure A.2 illustre cet accès. Nous retrouvons la transition entre deux lignes de transmission d'impédances caractéristiques respectives $\underline{Z}_{c_1}$ pour le guide arrivant à l'accès, et $\underline{Z}_{c_2}$ pour la cavité.

Cette même figure donne une représentation équivalente de la transition, sous la forme d'un quadripôle que nous pouvons décrire à travers sa matrice (S_a) :

$$S_a = \begin{pmatrix} \underline{S}_{a_{11}} & \underline{S}_{a_{12}} \\ \underline{S}_{a_{21}} & \underline{S}_{a_{22}} \end{pmatrix} \tag{A.1}$$

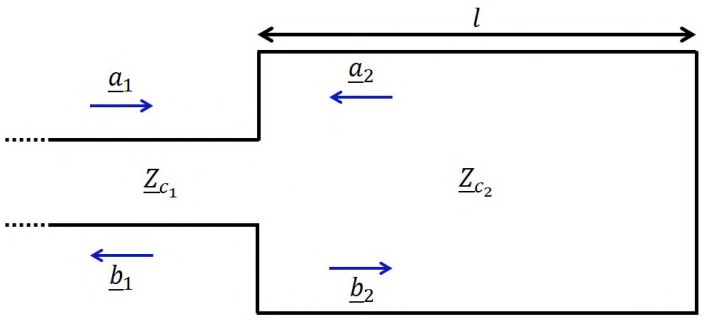


FIGURE A.1 – Schéma pour la modélisation distribuée du résonateur mono-accès.

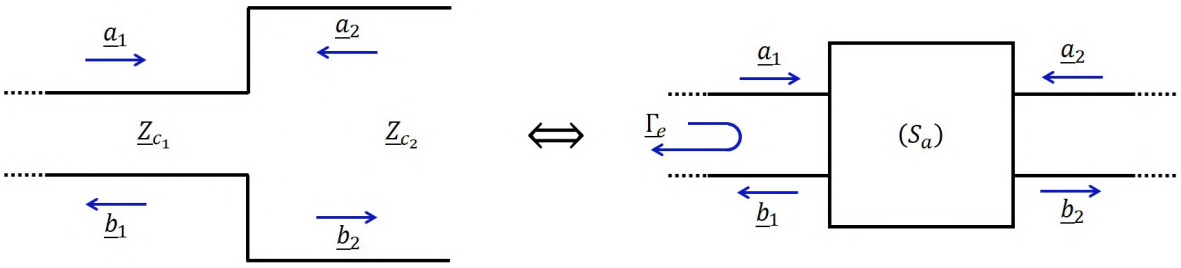


FIGURE A.2 – À gauche, illustration de l'accès, soit une transition entre deux lignes de transmission, et à droite sa modélisation équivalente sous forme d'un quadripôle de matrice S nommée (S_a).

Les $\underline{S}_{a_{ij}}$ étant des paramètres de diffusion, communément appelés paramètres S. Le quadripôle est lié linéairement aux signaux entrants et sortants d'après la relation matricielle :

$$\begin{pmatrix} \underline{b}_1 \\ \underline{b}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{S}_{a11} & \underline{S}_{a12} \\ \underline{S}_{a21} & \underline{S}_{a22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \end{pmatrix} \tag{A.2}$$

soit,

$$\underline{b}_1 = \underline{S}_{a11}\underline{a}_1 + \underline{S}_{a12}\underline{a}_2 \tag{A.3}$$

$$\underline{b}_2 = \underline{S}_{a21}\underline{a}_1 + \underline{S}_{a22}\underline{a}_2 \tag{A.4}$$

Ainsi, le paramètre $\underline{S}_{a11}$ correspond au coefficient de réflexion de l'accès 1, lorsque l'accès 2 n'est pas excité :

$$\underline{S}_{a11} = \left.\frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_1}\right|_{\underline{a}_2=0} \tag{A.5}$$

et de même, le paramètre $\underline{S}_{a22}$ correspond au coefficient de réflexion de l'accès 2, lorsque l'accès 1 n'est pas excité. Le paramètre $\underline{S}_{a12}$ est le coefficient de transmission de l'accès 2 vers l'accès 1, cet accès 1 n'étant pas excité :

$$\underline{S}_{a12} = \left.\frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_2}\right|_{\underline{a}_1=0} \tag{A.6}$$

et de même, le paramètre $\underline{S}_{a_{21}}$ correspond au coefficient de transmission de l'accès 1 vers l'accès 2, l'accès 2 n'étant pas excité.

Sans reprendre tout en détail ici, on retrouve par exemple la construction des coefficients de réflexion et transmission en fonction de l'impédance caractéristique des deux lignes, à partir de l'étude du champ électrique dans le livre de D. Pozar, page 74 [Poz11]. La construction se fait pour une propagation TE (transverse électrique). Elle est réalisée par un calcul du champ magnétique à partir du champ électrique et des équations de J. C. Maxwell [Max65], puis du vecteur de Poynting pour les ondes incidentes, transmises et réfléchies (le passage par Poynting est nécessaire pour bien se retrouver avec des rapports d'onde en $\sqrt{W}$, et non des rapports de champ électrique uniquement, qui ne contiennent pas l'information des champs magnétiques). Nous avons alors :

$$\underline{S}_{a_{11}} = \frac{\underline{Z}_{c_2} - \underline{Z}_{c_1}}{\underline{Z}_{c_2} + \underline{Z}_{c_1}} = -\underline{S}_{a_{22}} \tag{A.7}$$

et

$$\underline{S}_{a_{12}} = \underline{S}_{a_{21}} = \frac{2\sqrt{\underline{Z}_{c_1}\underline{Z}_{c_2}}}{\underline{Z}_{c_1} + \underline{Z}_{c_2}} \tag{A.8}$$

soit un quadripôle réciproque.

2 Fermeture d'une ligne de transmission par une charge

Nous cherchons alors à exprimer le coefficient de réflexion global $\underline{\Gamma}_e$, soit :

$$\underline{\Gamma}_e = \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_1} \tag{A.9}$$

Dans le cas où aucune onde $\underline{a}_2$ ne reviendrait sur la transition, ce coefficient de réflexion serait simplement le $\underline{S}_{a_{11}}$, soit la résultante unique de la réflexion directe à l'interface entre les deux lignes. Pour étudier des cas plus généraux, on connecte un dipôle d'impédance $\underline{Z}_1$ en sortie de la transition.

La figure A.3 illustre la connexion de notre premier quadripôle à cette charge d'impédance $\underline{Z}_1$. L'ajout de cette charge permet de considérer un coefficient de réflexion $\underline{\Gamma}_{z_1}$, et alors une nouvelle équation :

$$\underline{\Gamma}_{z_1} = \frac{\underline{a}_2}{\underline{b}_2} \tag{A.10}$$

Grâce aux équations (A.3) (A.4) (A.9) et (A.10), nous obtenons l'expression du coefficient de réflexion global en fonction des caractéristiques de la transition et de la charge qui lui est

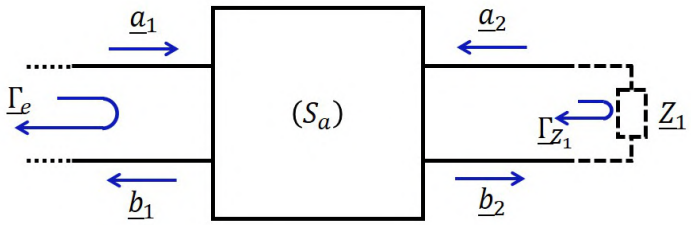


FIGURE A.3 – Schématisation du quadripôle associé à la transition entre deux lignes de transmission et son couplage à une impédance quelconque $\underline{Z}_1$.

connectée :

$$\boxed{\underline{\Gamma}_e = \underline{S}_{a_{11}} + \frac{\underline{S}_{a_{12}}\underline{S}_{a_{21}}\underline{\Gamma}_{z_1}}{1 - \underline{\Gamma}_{z_1}\underline{S}_{a_{22}}}} \tag{A.11}$$

3 Modélisation complète du résonateur distribué

Nous sommes désormais équipés pour modéliser notre résonateur. La figure A.4 l'illustre à nouveau et propose un schéma quadripôle équivalent. Nous retrouvons nos ondes incidente et réfléchie au niveau de la transition (S_a). Dans ce cas, l'impédance terminale est remplacée par un nouveau quadripôle (S_l) modélisant la propagation dans la ligne de transmission d'impédance caractéristique $\underline{Z}_{c_2}$. Cette dernière est terminée par une nouvelle impédance $\underline{Z}_2$. La matrice Smatrice S associée à la ligne de transmission est donnée par :

$$S_l = \begin{pmatrix} \underline{S}_{l_{11}} & \underline{S}_{l_{12}} \\ \underline{S}_{l_{21}} & \underline{S}_{l_{22}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & e^{-\underline{\xi}l} \\ e^{-\underline{\xi}l} & 0 \end{pmatrix} \tag{A.12}$$

avec l la longueur de la ligne et $\underline{\xi} = \alpha + j\beta$ la constante de propagation de la ligne (la constante α est liée à l'atténuation au cours de la propagation, la constante β associée à la propagation, et liée à la longueur d'onde guidée λ_g : $\beta = 2\pi/\lambda_g$).

Ainsi, d'après l'équation (A.11), le coefficient de réflexion $\underline{\Gamma}_l$ en entrée de la ligne (S_l) s'écrit :

$$\underline{\Gamma}_l = \underline{S}_{l_{11}} + \frac{\underline{S}_{l_{12}}\underline{S}_{l_{21}}\underline{\Gamma}_{z_2}}{1 - \underline{\Gamma}_{z_2}\underline{S}_{l_{22}}} \tag{A.13}$$

qui se simplifie en

$$\underline{\Gamma}_l = e^{-2\underline{\xi}l}\underline{\Gamma}_{z_2} \tag{A.14}$$

Nous pouvons à nouveau utiliser l'équation (A.11) pour exprimer le coefficient de réflexion

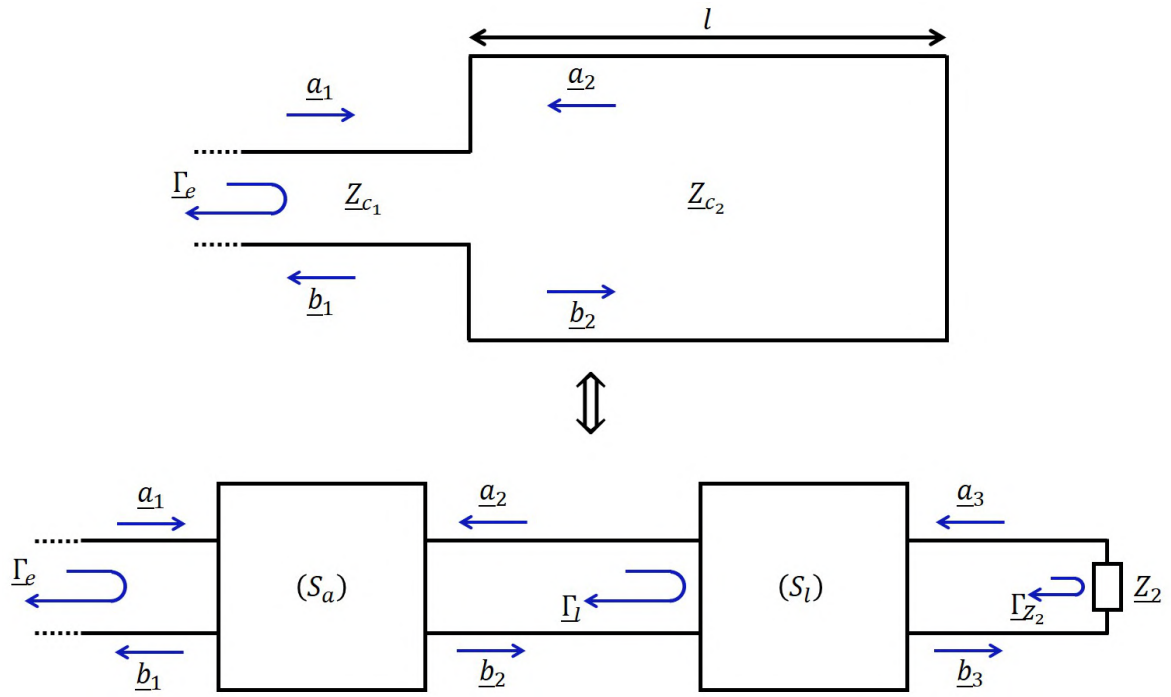


FIGURE A.4 – Illustration du résonateur distribué et de son schéma équivalent par un découpage en quadripôles distincts : la transition à l'accès, puis la propagation dans la ligne, et enfin la rencontre avec l'impédance qui termine la ligne (dans notre cas nous considérons un court-circuit).

global à l'accès de la transition :

$$\underline{\Gamma}_e = \underbrace{\underline{S}_{a_{11}}}_{\text{Réflexion directe}} + \underbrace{\frac{\underline{S}_{a_{12}}\underline{S}_{a_{21}}e^{-2\underline{\xi}l}\underline{\Gamma}_{z_2}}{1-e^{-2\underline{\xi}l}\underline{\Gamma}_{z_2}\underline{S}_{a_{22}}}}_{\text{Fuites}} \tag{A.15}$$

On identifie deux contributions associées à la réflexion globale. La première est la réflexion directe à l'accès du résonateur, soit en entrée de la transition, l'autre dépendante de ce qui se passe de l'autre côté de la transition, impliquant ce que nous appellerons des fuites du résonateur vers la ligne de transmission de l'onde incidente.

À noter que si l'on mesure le coefficient de réflexion global non directement au niveau de la transition entre les deux lignes, mais en amont, il faut ajouter à notre modèle un quadripôle associé à une ligne de transmission de certaine longueur l' avant le quadripôle de la transition. Ainsi, le coefficient de réflexion $\underline{\Gamma}_e$ sera déphasé d'une grandeur $2\underline{\xi}'l'$ par rapport à celui que nous avons exprimé plus tôt (avec $\underline{\xi}'$ la constante de propagation de cette ligne).

Annexe B

Développement analytique de la théorie temporelle des modes couplés

1 Amplitude de résonance d'un mode et résonateur LC

L'objectif de cette annexe est de dérouler la construction de la théorie temporelle des modes couplés proposée par Hermann A. Haus dans son livre [Hau84]. Il débute sa construction à partir de la considération d'un circuit LC localisé, représenté figure B.1.

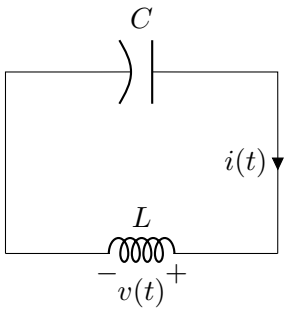


FIGURE B.1 – Circuit résonant LC.

H. A. Haus décrit tout d'abord ce circuit à partir des deux équations couplées du premier ordre :

$$\begin{cases} \frac{di(t)}{dt} & = \frac{1}{L}v(t) \text{ (eq1)} \\ \frac{dv(t)}{dt} & = -\frac{1}{C}i(t) \text{ (eq2)} \end{cases} \tag{B.1}$$

et depuis l'équation du second ordre du circuit LC associée à la tension (identique à celle liée

au courant) :

$$\frac{d^2v(t)}{dt^2} + \omega_0^2 v(t) = 0$$

avec la pulsation propre du résonateur

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Il est possible de résoudre cette équation telle quelle, les solutions sont bien connues d'ailleurs, mais rester à cet ordre deux va engendrer quelques difficultés lorsque l'on s'intéressera à ce système couplé avec un autre (ou plusieurs). C'est pourquoi il faut chercher à l'abaisser d'un ordre par découplage du système (B.1).

Pour découpler le système d'équations, on forme une combinaison linéaire des deux équations $\alpha \times (\text{eq1}) + \beta \times (\text{eq2})$ qui donne :

$$\alpha\frac{di(t)}{dt} + \beta\frac{dv(t)}{dt} = \frac{\alpha}{L}v(t) - \frac{\beta}{C}i(t)$$

pour former une nouvelle fonction

$$\underline{a}(t) = \alpha i(t) + \beta v(t) \tag{B.2}$$

Or

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = \alpha\frac{di(t)}{dt} + \beta\frac{dv(t)}{dt}$$

Soit,

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = \frac{\alpha}{L}v(t) - \frac{\beta}{C}i(t) \tag{B.3}$$

On veut alors une relation de proportionnalité entre $\frac{d\underline{a}(t)}{dt}$ et $\underline{a}(t)$ pour avoir une nouvelle équation différentielle décrivant le système, découplé cette fois :

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = k\underline{a}(t) \tag{B.4}$$

avec k le coefficient de proportionnalité à déterminer. On a ensuite à partir des équations (B.2), (B.3) et (B.4) :

$$k\beta v(t) + k\alpha i(t) = \frac{\alpha}{L}v(t) - \frac{\beta}{C}i(t)$$

et donc un nouveau système

$$\begin{cases} k\beta &= \frac{\alpha}{L} \\ k\alpha &= -\frac{\beta}{C} \end{cases}$$

et ainsi

$$k(-kC\alpha) = \frac{\alpha}{L}$$

qui donne

$$\underline{k} = \pm j \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{B.5}$$

et alors

$$\underline{\alpha} = \pm j \sqrt{\frac{L}{C}} \beta$$

d'où deux solutions

$$\underline{\alpha}_+ = j \sqrt{\frac{L}{C}} \beta \text{ et } \underline{\alpha}_- = -j \sqrt{\frac{L}{C}} \beta$$

On peut écrire les deux variables complexes :

$$\underline{a}_+(t) = \beta \left[v(t) + j \sqrt{\frac{L}{C}} i(t) \right]$$

$$\underline{a}_-(t) = \beta \left[v(t) - j \sqrt{\frac{L}{C}} i(t) \right]$$

Ces variables complexes représentent les amplitudes de résonance du mode. Il en existe deux pour un même mode, car dans un système résonant, la résonance peut se produire pour deux fréquences, l'une positive, l'autre négative. En effet, on écrit selon la convention choisie, la dépendance temporelle d'un mode sous la forme $e^{j\omega_0 t}$ ou $e^{-j\omega_0 t}$, marquant bien qu'une même résonance peut exister sous deux fréquences (pulsations ici) de signes opposés. Le signe indique ce que l'on pourrait appeler "sens de rotation de la résonance" (par analogie par exemple à la rotation d'une roue qui tournant dans un sens ou dans l'autre va rencontrer à la fréquence, un mode de résonance). Usuellement, il est possible de faire l'hypothèse que ces deux sens de rotation ne peuvent exister en même temps dans le résonateur, et donc simplifier l'étude à une seule des deux fréquences, par exemple comme H. A. Haus, en choisissant l'amplitude de résonance à fréquence positive $\underline{a}_+(t)$.

Cette amplitude caractérise donc le mode qui peut exister dans la cavité. Une grandeur commode pour étudier un mode est de considérer son énergie. Ainsi, on détermine la constante β de telle sorte que le module au carré de l'amplitude de résonance du mode soit égal à l'énergie emmagasinée dans le résonateur. Par exemple, si l'on considère un signal d'excitation harmonique (valable quel que soit le type d'excitation)

$$v(t) = |\underline{V}| \cos(\omega_0 t + \phi)$$

l'équation (B.1) donne

$$i(t) = \sqrt{\frac{C}{L}} |\underline{V}| \sin(\omega_0 t + \phi)$$

où $|\underline{V}|$ est l'amplitude de la tension dans le circuit et ϕ sa phase, soit $\underline{V} = |\underline{V}| e^{j\phi}$.

Et alors,

$$|\underline{a}|^2 = \beta^2 |\underline{V}|^2 \tag{B.6}$$

Or, dans un système LC à la résonance, l'énergie totale (W_{tot}) s'échange de la bobine (énergie magnétique W_m) à la capacité (énergie électrique W_e) et inversement (cycle), soit :

$$W_{tot}(t) = W_e(t) + W_m(t)$$

soit à partir des éléments du circuit LC

$$W_{tot} = \frac{Cv(t)^2}{2} + \frac{Li(t)^2}{2}$$

Alors, pour une excitation harmonique, l'énergie stockée (et circulant entre les éléments réactifs) s'exprime par

$$W_{tot} = \frac{C}{2}|\underline{V}|^2$$

Avec l'équation (B.6), on identifie :

$$\beta = \sqrt{\frac{C}{2}}$$

Et finalement,

$$\underline{a}_+(t) = \sqrt{\frac{C}{2}}\left[v(t) + j\sqrt{\frac{L}{C}}i(t)\right]$$
$$\underline{a}_-(t) = \sqrt{\frac{C}{2}}\left[v(t) - j\sqrt{\frac{L}{C}}i(t)\right]$$

Nous avons donc maintenant nos deux amplitudes de résonance du mode, de fréquence positive ou négative. On remarque que l'une est la conjuguée de l'autre :

$$\underline{a}_+ = \underline{a}_-^*$$

et comme dit plus tôt, l'information (l'énergie totale stockée par le résonateur entre autre) est comprise entièrement dans l'une ou l'autre de ces composantes. C'est pourquoi on note généralement $\underline{a}(t)$ l'amplitude de résonance, souvent référant à la composante positive.

Remarque : pour l'excitation harmonique et un système classique, stationnaire, nous avons donc :

$$\underline{a}(t) = \sqrt{\frac{C}{2}}[|\underline{V}|\cos(\omega_0 t + \phi) + j|\underline{V}|\sin(\omega_0 t + \phi)]$$

Autrement écrit

$$\underline{a}(t) = \sqrt{\frac{C}{2}}|\underline{V}|e^{j\phi}e^{j\omega_0 t}$$

ou

$$\underline{a}(t) = \sqrt{\frac{C}{2}}\underline{V}e^{j\omega_0 t}$$

Notons que des variations au cours du temps de l'amplitude de résonance d'un mode sont possibles si le résonateur a des pertes ou encore si celui-ci est couplé à d'autres systèmes. Pour s'intéresser à la dynamique du résonateur, il est pertinent d'étudier les variations temporelles de cette amplitude de résonance (liée à l'énergie on le rappelle), soit d'après les équations (B.4) et (B.5), et valable pour n'importe quel type d'excitation de la structure, en considérant la fréquence positive, on a :

$$\boxed{\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = j\omega_0\underline{a}(t)}$$

Qui n'est autre que l'équation différentielle du premier ordre, découplée, du résonateur *LC* (sans pertes).

2 Prise en compte des pertes - résonateur *RLC*

2.1 Introduction de la résistance

Poursuivons la construction de la dynamique de l'amplitude de résonance d'un mode du résonateur. Nous considérons maintenant un résonateur *RLC* parallèle, comme illustré par la figure (B.2). Cette modélisation a pour but la prise en compte de possibles mécanismes de décroissance de l'amplitude de résonance du mode au cours du temps (et donc de l'énergie emmagasinée par ce mode du résonateur), et par exemple des pertes pas dissipation via une résistance pour le circuit *LC*.

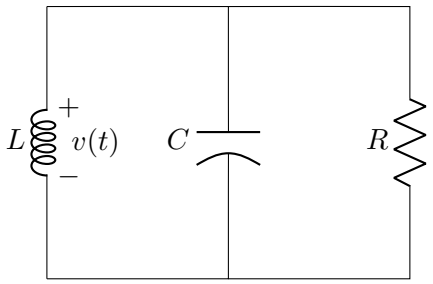


FIGURE B.2 – Circuit résonant *RLC*.

Le circuit RLC est décrit par l'équation différentielle du second ordre :

$$\frac{d^2v(t)}{dt^2} + \frac{1}{RC}\frac{dv(t)}{dt} + \frac{1}{LC}v(t) = 0$$

Celle-ci se construit usuellement via le passage par l'écriture du système suivant :

$$\begin{cases} \frac{dv(t)}{dt} + \frac{1}{RC}v(t) & = -\frac{1}{C}i_L(t) \text{ (eq1)} \\ \frac{di_L(t)}{dt} & = \frac{1}{L}v(t) \text{ (eq2)} \end{cases}$$

avec $v(t)$ la tension aux bornes de l'inductance, de la capacité et de la résistance, et $i_L(t)$ le courant à travers la bobine.

Nous avons comme précédemment deux équations couplées. Nous devons alors procéder au découplage de ce système par la méthode précédente, qui fait intervenir deux coefficients et écrire par combinaison linéaire α (eq1) + β (eq2), soit :

$$\alpha\frac{dv(t)}{dt} + \beta\frac{di_L(t)}{dt} = v(t)\left[\frac{\beta}{L} - \frac{\alpha}{RC}\right] - \frac{\alpha}{C}i_L(t)$$

pour former une nouvelle fonction

$$\underline{a}(t) = \alpha v(t) + \beta i_L(t)$$

Or

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = \alpha\frac{dv(t)}{dt} + \beta\frac{di_L(t)}{dt}$$

et alors

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = \left[\frac{\beta}{L} - \frac{\alpha}{RC}\right]v(t) - \frac{\alpha}{C}i_L(t)$$

que l'on souhaite mettre sous la forme

$$\frac{d\underline{a}}{dt} = k\underline{a}(t) = k(\alpha v(t) + \beta i_L(t)) \tag{B.7}$$

On identifie ensuite

$$\begin{cases} k\alpha & = \frac{\beta}{L} - \frac{\alpha}{RC} \\ k\beta & = -\frac{\alpha}{C} \end{cases}$$

La résolution de ce système aboutit à l'équation du second degré :

$$k^2 + \frac{1}{RC}k + \frac{1}{LC} = 0$$

dont le discriminant est

$$\Delta = \frac{1}{R^2C^2} - \frac{4}{LC}$$

On reconnaît le coefficient d'atténuation ou taux de décroissance associé à la présence de la résistance dans un circuit RLC parallèle, $\gamma_{int} = 1/2RC$, où l'indice *int* fait référence à interne (ou intrinsèque), la résistance pouvant être considérée comme un mécanisme de pertes internes au résonateur. On reconnaît également la fréquence de résonance au second terme du discriminant. Nous découplons le système via une fréquence complexe. Ainsi, un discriminant négatif donne

$$\frac{1}{2RC} < \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

donc la considération

$$\gamma_{int} < \omega_0 \tag{B.8}$$

qui en termes temporels donne

$$\tau_{int} > \frac{T_0}{2\pi} \tag{B.9}$$

signifiant que l'énergie décroit du résonateur dans un temps plus long que celui correspondant à une oscillation du mode, ce qui semble convenable pour parler de résonateur. Cela donne

$$\underline{k}_i = -\frac{1}{2RC} \pm j\frac{1}{2}\sqrt{\left|\frac{1}{R^2C^2} - \frac{4}{LC}\right|}$$

soit :

$$\underline{k}_i = -\frac{1}{2RC} \pm j\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{1}{4R^2C^2}}$$

De cette façon, nous obtenons les amplitudes complexes conjuguées des modes de résonance :

$$\underline{a}_{\pm}(t) = \beta\left[i_L(t) + \gamma_{int}Cv(t) \pm jC\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{1}{4R^2C^2}}\right]$$

De plus, nous restreignons le problème à l'amplitude positive et comme nous avons établi la fréquence complexe d'après l'équation (B.7), on a

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = j\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{1}{4R^2C^2}}\underline{a}(t) - \frac{1}{2RC}\underline{a}(t)$$

2.2 L'hypothèse de couplage faible

La théorie des modes couplés donne

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = j\omega_0\underline{a}(t) - \gamma_{int}\underline{a}(t) \tag{B.10}$$

avec $\gamma_{int} = 1/\tau_{int} = 1/(2RC)$, τ_{int} étant la constante de temps de la décroissance liée aux pertes internes. Cependant, le terme $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, n'est pas totalement retrouvé. Le raisonnement mathématique rigoureux montre une correction de la pulsation de résonance ω_0 d'une

grandeur $1/(4R^2C^2)$, qui n'est pas compensée dans la théorie des modes couplés. Cette grandeur est directement liée à la décroissance de l'amplitude de résonance du mode et montre que rigoureusement, cette décroissance implique un décalage de la pulsation de résonance du mode [FSJ03]. La théorie des modes couplés propose donc une solution approximée via une renormalisation de la pulsation du mode ω_0 telle que :

$$\frac{1}{4R^2C^2} << \frac{1}{LC}$$

autrement dit

$$\boxed{\gamma_{int} << \omega_0}$$

inégalité cohérente avec celle (B.8).

Nous pouvons reformuler la condition d'approximation selon la constante de temps τ_{int} et la période des oscillations du mode excité $T_0 = 2\pi/\omega_0$:

$$\tau_{int} >> \frac{T_0}{2\pi}$$

ce qui marque le fait que l'approximation est valable tant que la décroissance de l'amplitude de résonance du mode (donc l'énergie qu'il contient) est plus lente que les oscillations du mode. Cette hypothèse est dite de **"couplage faible"**.

Rappelons que le facteur de qualité interne du résonateur se définit par le rapport entre l'énergie stockée dans le résonateur et l'énergie dissipée par cycle à cause des pertes internes :

$$Q_{int} = 2\pi \frac{W}{|\frac{dW}{dt}|T_0} = \omega_0 \frac{W}{\frac{W}{RC}} = \omega_0 RC = \frac{\omega_0}{2\gamma_{int}}$$

Ainsi, l'inégalité précédente peut être traduite en termes de facteur de qualité :

$$\frac{\omega_0}{2\gamma_{int}} = \frac{\omega_0 \tau_{int}}{2} = \boxed{Q_{int} >> \frac{1}{2}}$$

Cette approximation pose une des limites de la théorie temporelle des modes couplés, qui restreint son domaine de validité à des résonateur à facteur de qualité interne "important", et devrait décrire moins précisément des résonateur à faible facteur de qualité interne [Lal+18].

Dans cette étape de construction de la théorie des modes couplés à partir d'un résonateur RLC, nous avons considéré que la résistance traduisait les mécanismes de pertes internes au résonateur. La prise en compte de pertes que l'on appellerait externes, dues par exemple au couplage à un système extérieur, pourra s'inclure dans l'équation de la dynamique de l'amplitude de résonance du mode de la même manière que les pertes internes. Si nous appelons le taux de décroissance lié à ces pertes $\gamma_{ext} = 1/\tau_{ext}$, il s'additionne donc dans la théorie des

modes couplés à celui lié aux pertes internes pour donner un taux de décroissance global $\gamma = \gamma_{ext} + \gamma_{int}$, soit une constante de temps globale :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{ext}} + \frac{1}{\tau_{int}}$$

L'approximation faite par la théorie des modes couplés porte alors sur la somme des taux de décroissance :

$$\gamma << \omega_0$$

donc temporellement

$$\tau >> \frac{T_0}{2\pi}$$

Ou encore en termes de facteur de qualité global, généralement appelé "chargé" ou "loaded" en anglais :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_{int}} + \frac{1}{Q_{ext}}$$

la condition

$$Q_L >> \frac{1}{2}$$

3 Couplage du résonateur à une ligne de transmission

3.1 Construction de l'équation de la dynamique temporelle de l'amplitude de résonance

L'étape suivante consiste à coupler notre résonateur RLC localisé à une source de tension à travers une ligne de transmission, comme représenté figure B.3. Ainsi, le couplage du résonateur à une source de tension va affecter l'amplitude de résonance du mode de deux manières : la fuite d'énergie du mode à travers la ligne de transmission, et l'excitation du mode par l'onde incidente. Comme mentionné plus haut, la fuite d'énergie peut être prise en compte dans l'équation de la dynamique de l'amplitude de résonance à travers un taux de décroissance externe γ_{ext} (le raisonnement est le même que pour les pertes internes, la fuite d'énergie dans la ligne de transmission pouvant se modéliser par une nouvelle résistance). Ainsi, l'équation (B.10) devient :

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = j\omega_0\underline{a}(t) - (\gamma_{int} + \gamma_{ext})\underline{a}(t)$$

Comme noté dans le livre de J. D. Joannopoulos *et al*, les pertes internes et les fuites aux accès peuvent se considérer de la même manière. C'est aussi l'hypothèse de couplage faible qui semble permettre d'ajouter directement les termes de pertes, tant qu'ils sont faibles

devant ω_0. Joannopoulos écrit (nous traduisons) : "Est-ce que la décroissance dans un second guide d'onde affecte celle dans le premier, ou vice versa ? Non, si les taux de décroissance sont faibles. Le premier étant déjà faible, toute variation de celui-ci à cause du second (aussi faible) est un effet du second ordre, qui peut être négligé" [Joa+08]p201. Au lieu d'un second guide, nous pouvons considérer le taux de décroissance associé aux pertes internes pour tenir le même raisonnement.

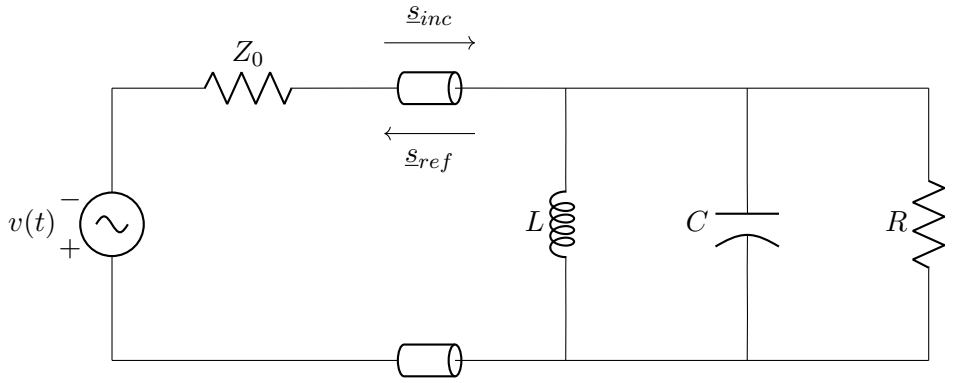


FIGURE B.3 – Résonateur RLC couplé à une source de tension à travers une ligne de transmission.

Puis, toujours d'après Joannopoulos [Joa+08]p201, c'est cette hypothèse qui permet de considérer valable la proportionnalité du couplage entre l'amplitude de résonance du mode et l'excitation extérieure : "le couplage faible est considéré

...

dans la mesure où la variation temporelle de l'amplitude de résonance dépend simplement du signal incident multiplié par une constante. Plus généralement, on pourrait imaginer une convolution du signal incident à différents instants, ou de manière équivalente une dépendance en fréquence du coefficient de couplage. Sous l'hypothèse du couplage faible, seules les fréquences proches de la résonance importent pour le couplage, auquel cas nous pouvons considérer le coefficient de couplage constant". Ainsi, l'excitation du mode du résonateur par l'onde incidente $\underline{s}_{inc}$ venant de la ligne de transmission se traduit aussi facilement dans l'équation de la dynamique temporelle de l'amplitude du mode, à travers l'introduction d'un coefficient de couplage noté $\underline{\kappa}$:

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = j\omega_0\underline{a}(t) - (\gamma_{int} + \gamma_{ext})\underline{a}(t) + \underline{\kappa}\underline{s}_{inc}(t) \tag{B.11}$$

À la différence de l'amplitude de résonance du mode $\underline{a}$ dont le module au carré donne l'énergie stockée par le résonateur, le module au carré du signal incident donne la puissance transportée

par l'onde incidente. Nous sommes ici dans une vision énergie / puissance liées à la propagation des ondes. Les ondes incidente et réfléchie sont introduites par un signal en racine de watt. Cela implique l'intégration de coefficients différents de ceux usuellement présentés. Par exemple, le coefficient de couplage $\underline{\kappa}$ n'est pas un coefficient sans unité ici (mais des $\sqrt{rad.s^{-1}}$).

La contribution du signal incident sur la dynamique de l'amplitude de résonance du mode doit prendre en compte le plan de référence à partir duquel on considère le signal incident (mais aussi le signal réfléchi) par rapport à la position de l'accès (l'entrée réelle) de la cavité. La ligne de transmission sur le schéma électrique figure B.3 modélise bien cette nécessité de définir un plan de référence pour considérer les signaux réfléchi et incident. Ainsi, le choix du plan de référence est modélisé directement à travers la phase du coefficient de couplage, que l'on notera ϕ. Nous avons donc (en supposant l'absence de pertes dans la ligne) :

$$\underline{\kappa} = |\underline{\kappa}|e^{j\phi} \tag{B.12}$$

Selon la position du plan de référence lié au signal incident, il peut y avoir une certaine distance de propagation pour atteindre l'accès, entrainant un déphasage du signal incident réellement vu par l'amplitude de résonance du mode par rapport au plan de référence. Pour un plan de référence donné, cette distance est fixée, mais le déphasage introduit par la propagation d'une onde sur cette distance est dépendant de la fréquence du signal incident. Ainsi, la phase du coefficient de réflexion (globale) est dépendante de la distance du plan de référence de l'observation des signaux incident et réfléchi par rapport au plan de phase nulle, mais aussi de la fréquence de l'onde guidée dans la ligne de transmission. En pratique, le plan de référence de phase nulle doit également être dépendant de la fréquence d'excitation, et certainement de l'organisation spatiale du mode forcé excité vis à vis de l'accès de couplage. Nous avons vu dans la section liminaire, que ce déphasage peut-être introduit en considérant une ligne de transmission en amont de la transition entre le guide d'onde et le résonateur.

Cependant, il semble assez rapide de décrire ce déphasage ϕ uniquement en termes de plan de référence de mesure. En effet, ce déphasage pourrait rendre compte du type de transition. Ainsi, selon laquelle des impédances caractéristiques est très supérieure à l'autre au niveau de la transition, le coefficient de réflexion directe au niveau de cette transition peut-être positif ou négatif (soit une phase nulle ou de $\pm\pi$). Plus certainement, ce déphasage ϕ englobe les deux phénomènes. Pour des visées purement théoriques, la considération de ce déphasage n'a pas vraiment d'intérêt, et il est possible de le choisir de manière arbitraire, par exemple nul pour simplifier. Il sera cependant pertinent de considérer ce terme de phase pour pouvoir plus clairement faire les liens entre la théorie et des mesures expérimentales, ce qui sera notre cas plus tard.

3.2 Construction de l'équation de la résultante réfléchie

Outre l'équation de la dynamique temporelle de l'amplitude de résonance du mode, la théorie temporelle des modes couplés propose une description du signal réfléchi via la formulation que l'on pourra nommer équation de la résultante réfléchie. Vu la linéarité du système, H. A. Haus propose de considérer l'onde réfléchie observée comme la superposition d'un terme proportionnel à l'onde incidente et d'un terme proportionnel à l'amplitude de résonance du mode. Autrement dit, nous effectuons un bilan de puissance en considérant que l'onde réfléchie résulte de la superposition d'une onde venant de la réflexion directe du signal incident à l'accès du résonateur et d'une onde qui fuit du résonateur dans la ligne de transmission. Ainsi,

$$\underline{s}_{ref}(t) = \underline{c_s}\underline{s}_{inc}(t) + \underline{c_a}\underline{a}(t) \tag{B.13}$$

avec $\underline{s}_{ref}(t)$ le signal résultant réfléchi (dont le module au carré donne la puissance transportée par le signal), $\underline{c_s}$ et $\underline{c_a}$ des coefficients à déterminer.

Comme montré dans les différents documents reconstruisant la théorie des modes couplés, il existe des relations entre les coefficients γ_{ext}, $\underline{\kappa}$, $\underline{c_a}$ et $\underline{c_s}$. Des arguments de conservation d'énergie et de symétrie par retournement temporel permettent d'expliciter leurs dépendances [Hau84 ; FSJ03 ; WZS04 ; Joa+08]. Ces arguments et les démonstrations des dépendances entre ces coefficients sont valables de par la considération de systèmes sans pertes internes. En effet, en présence de pertes internes, l'énergie n'est plus exactement conservée et la symétrie par retournement temporel est brisée [Joa+08 ; BKA17]. Comme déjà dit plus tôt, l'hypothèse de couplage faible permet de négliger la présence potentielle de pertes internes dans la construction des coefficients liés au couplage du résonateur. Ainsi, les démonstrations peuvent se construire sans considérer les pertes internes et les deux équations finales peuvent se généraliser en ajoutant ces termes de pertes internes. Des arguments de réciprocité pourraient être engagés si l'on tient à considérer les pertes internes pour expliciter les dépendances entre coefficients.

Le premier argument de conservation de l'énergie permet de mettre en relation $\underline{c_a}$ et γ_{ext} (avec l'absence de pertes internes - la considération des pertes internes se simplifie dans le développement mathématique et n'apporte rien). Ainsi, d'après l'équation (B.11) en l'absence de pertes internes et pour un signal incident nul, si de l'énergie est présente dans le mode, $\underline{a}(t) \neq 0$ à $t = 0$, elle décroit avec l'amplitude de résonance selon $\underline{a}(t) = a(0)e^{j\omega_0 t - \gamma_{ext} t}$. Dans ce cas, l'argument de conservation d'énergie nous dit que si l'énergie décroit du mode, la seule option est de la retrouver dans le signal réfléchi. Dans ces conditions, l'équation (B.13) devient $\underline{s}_{ref}(t) = \underline{c_a}\underline{a}(t)$. Cela donne en termes de dynamique temporelle énergétique :

$$\frac{d|\underline{a}(t)|^2}{dt} = \underline{a}^*(t)\frac{d\underline{a}(t)}{dt} + \underline{a}(t)\frac{d\underline{a}^*(t)}{dt} = -2\gamma_{ext}|\underline{a}(t)|^2 = -|\underline{s}_{ref}(t)|^2 = -|\underline{c_a}|^2|\underline{a}(t)|^2$$

et donc

$$\boxed{2\gamma_{ext} = |\underline{c_a}|^2} \tag{B.14}$$

Notons ici que l'amplitude de résonance du mode décroit bien selon γ_{ext}. C'est l'énergie contenue dans le mode qui décroit selon $2\gamma_{ext}$. Il faudra donc interpréter la présence de ce facteur 2 comme une conséquence énergétique, et non pas comme la décroissance par γ_{ext} en aller et en retour.

Pour le système résonateur couplé à la ligne de transmission, la symétrie par retournement temporel implique le raisonnement suivant : si le résonateur possède une certaine énergie à $t = 0$, soit $a(0) \neq 0$, en l'absence d'onde incidente, $\underline{s}_{inc}(t) = 0$, alors d'après l'équation (B.11), l'amplitude de résonance du mode décroit selon $\underline{a}(t) = a(0)e^{j\omega_0 t - \gamma_{ext} t}$ ($\gamma_{int} = 0$ ici pour rendre l'argument valable). D'après l'équation (B.13), cette décroissance conduit à l'observation d'un signal réfléchi $\underline{s}_{ref}(t) = \underline{c_a}\underline{a}(t)$. On note ensuite les grandeurs retournées temporellement avec un tilde. L'opération de retournement temporel transforme t en $-t$ et veut donc que pour une excitation de la forme $\widetilde{\underline{s_{inc}}}(t) = \underline{s}_{ref}(-t) = \underline{c_a}^*\underline{a}(-t) = \underline{c_a}^*\tilde{\underline{a}}(t) = \underline{c_a}^* a(0)e^{j\omega_0 t + \gamma_{ext} t}$, soit un signal dont l'amplitude croit selon la même dynamique que la décroissance précédente de $\underline{a}(t)$ (la dépendance à la pulsation réelle ω_0 peut rester positive sans perte d'information) et se déplaçant en sens inverse (d'où la conjugaison du coefficient de couplage), le signal réfléchi est nul, $\widetilde{\underline{s_{ref}}}(t) = \underline{s}_{inc}(-t) = 0$. Ainsi, on a d'après l'équation (B.13) :

$$0 = \underline{c_s c_a}^* \tilde{\underline{a}}(t) + \underline{c_a}\tilde{\underline{a}}(t)$$

et donc la relation de dépendance entre $\underline{c_s}$ et $\underline{c_a}$:

$$\boxed{\underline{c_s c_a}^* = -\underline{c_a}} \tag{B.15}$$

Le coefficient de fuite impose donc le coefficient de réflexion directe ou inversement.

Enfin, en considérant à nouveau la solution retournée temporellement avec $\tilde{\underline{a}}(t) = a(0)e^{j\omega_0 t + \gamma_{ext} t}$ et donc $\widetilde{\underline{s_{inc}}}(t) = \underline{c_a}^*\tilde{\underline{a}}(t)$, on a

$$\frac{d\tilde{\underline{a}}(t)}{dt} = (j\omega_0 + \gamma_{ext})a(0)e^{j\omega_0 t + \gamma_{ext} t}$$

et l'équation (B.11) (avec $\gamma_{int} = 0$) retournée temporellement :

$$\frac{d\tilde{\underline{a}}(t)}{dt} = j\omega_0\tilde{\underline{a}}(t) - \gamma_{ext}\tilde{\underline{a}}(t) + \underline{\kappa}\widetilde{\underline{s_{inc}}}(t)$$

on identifie

$$j\omega_0\tilde{\underline{a}}(t) + \gamma_{ext}\tilde{\underline{a}}(t) = j\omega_0\tilde{\underline{a}}(t) - \gamma_{ext}\tilde{\underline{a}}(t) + \underline{\kappa c_a}^*\tilde{\underline{a}}(t)$$

soit

$$2\gamma_{ext} = \underline{\kappa}\underline{c_a}^*$$

or $|\underline{c_a}|^2 = 2\gamma_{ext} = \underline{c_a}\underline{c_a}^*$, et donc

$$\boxed{\underline{c_a} = \underline{\kappa} = \sqrt{2\gamma_{ext}}e^{j\phi}} \tag{B.16}$$

soit un lien direct entre le coefficient de couplage (réciproque du guide vers la cavité et inversement) et le taux de décroissance externe (qui caractérise les fuites de la cavité vers le guide). On trouve également :

$$\boxed{\underline{c_s} = -e^{j2\phi}} \tag{B.17}$$

Notons que l'équation (B.16) peut être directement construite via un argument de réciprocité, moins restrictif que l'argument de symétrie par retournement temporel, notamment parce que l'existence de pertes internes ne bousculera pas la relation [Alp+17 ; WZS04].

3.3 Synthèse de la théorie temporelle des modes couplés

La théorie temporelle des modes couplés pour un résonateur monomodal couplé à un unique accès se résume, sous l'hypothèse de couplage faible, par l'équation de la dynamique temporelle de l'amplitude de résonance du mode :

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = j\omega_0\underline{a}(t) - (\gamma_{int} + \gamma_{ext})\underline{a}(t) + \sqrt{2\gamma_{ext}}e^{j\phi}\underline{s}_{inc}(t) \tag{B.18}$$

et par l'équation de la résultante réfléchie :

$$\underline{s}_{ref}(t) = -e^{j2\phi}\underline{s}_{inc}(t) + \sqrt{2\gamma_{ext}}e^{j\phi}\underline{a}(t) \tag{B.19}$$

Comme évoqué juste avant, il faut lire les termes de droite de l'équation de la dynamique (B.18) comme la caractérisation de l'amplitude de résonance du mode à travers sa pulsation réelle (mode normal) et la variation de cette amplitude par des pertes internes et externes (décroissance de $\underline{a}(t)$ en γ_{int} et γ_{ext}), et par un apport externe. D'après la réciprocité, si $\underline{a}(t)$ peut décroitre selon γ_{ext}, elle peut croitre via le même γ_{ext}. On retrouve cet aller simple dans la phase du coefficient de couplage. Cependant, $\underline{s}_{inc}(t)$ n'est pas dans la même unité que $\underline{a}(t)$ ($\sqrt{W}$ contre $\sqrt{J}$ respectivement). C'est le passage par l'énergie et la préservation de l'homogénéité de l'équation qui font apparaitre successivement le facteur 2 et la racine carrée devant le signal incident. Ainsi, pour comparer de manière homogène ce qui rentre dans la

cavité et ce qui en sort, on aura le rapport :

$$K = \frac{\gamma_{ext}}{\gamma_{int} + \gamma_{ext}} = \frac{|\underline{\kappa}|^2}{2\left(\gamma_{int} + \gamma_{ext}\right)} \tag{B.20}$$

Enfin, l'équation de la résultante réfléchie semble cohérente avec notre modélisation distribuée. On retrouve entre autre l'hypothèse couplage faible avec un module unitaire de la contribution de la réflexion directe à l'accès. Réellement, nous avons vu qu'une part de l'énergie incidente entre dans le résonateur, et alors le phénomène de résonance peut s'établir. Nous voyons aussi que le signe de cette contribution peut être positif ou négatif, selon le type de transition. L'interdépendance avec le signe devant le terme de fuites montre aussi l'importance du type de charge en fin de résonateur. Cette construction résultera cependant toujours à une opposition de phase entre les deux contributions à la résonance.

Le résonateur et les grandeurs pour le décrire avec la théorie des modes couplés sont illustrés à travers la figure B.4.

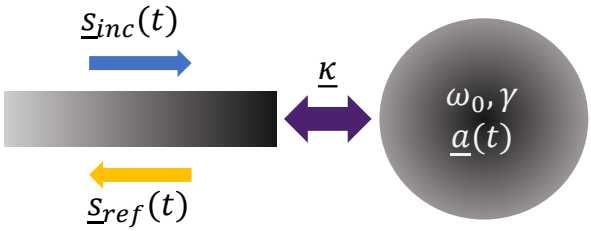


FIGURE B.4 – Schéma d'un résonateur monomodal, couplé à un unique accès et les paramètres physiques à considérer pour l'étude analytique de la dynamique temporelle des ondes en son sein.

Notons que pour ne pas alourdir le corps du manuscrit, nous avons considéré un déphasage $\phi = 0$, soit le plan de référence placé au niveau de la transition guide / cavité. L'expression générale de l'évolution temporelle du coefficient de réflexion du résonateur mono-accès et monomodal de l'équation (1.32) s'écrit plus généralement pour un ϕ quelconque :

$$\begin{aligned}\underline{r}(t) = -e^{j2\phi} + \frac{2\gamma_{ext}e^{j2\phi}}{(\gamma_{int} + \gamma_{ext} - \omega'') + j(\omega' - \omega_0)}\left(1 - e^{-j(\omega'-\omega_0)t}e^{-(\gamma_{int}+\gamma_{ext}-\omega'')t}\right) \\ + \frac{\sqrt{2\gamma_{ext}}e^{j\phi}a(0)}{s_0}e^{-j(\omega'-\omega_0)t}e^{-(\gamma_{int}+\gamma_{ext}-\omega'')t}\end{aligned} \tag{B.21}$$

Annexe C

Le paramètre $\underline{S}_{11}$ dans le plan complexe - liens avec la TCMT

Dans le corps du manuscrit, nous avons uniquement analysé le spectre du $\underline{S}_{11}$ en module et phase. Il est pourtant assez instructif de l'étudier tracé dans le plan complexe, ce que nous proposons de faire maintenant. La figure C.1 illustre schématiquement une représentation du $\underline{S}_{11}$ dans le plan complexe. Pour chaque fréquence, le module et la phase du paramètre décrivent un point dans ce plan. Chaque résonance se traduit par un cercle dans ce plan, inscrit dans le cercle unitaire (de module 1 pour chaque phase). Cette représentation de coefficients de réflexion dans le plan complexe est notamment utilisée pour construire des liens avec les impédances (ou admittances) dans le bien connu abaque de Smith [Whe84 ; Poz11].

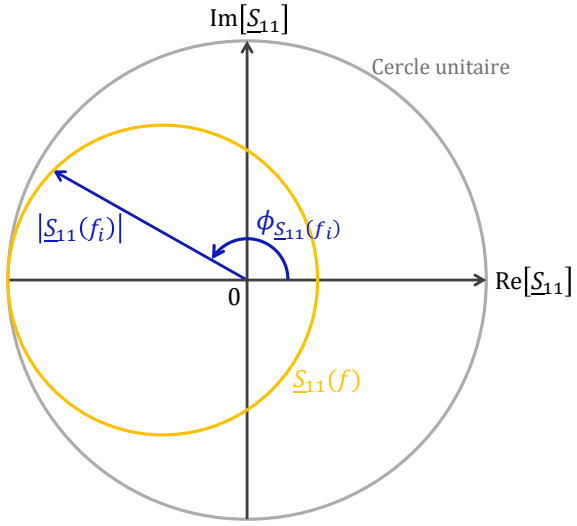


FIGURE C.1 – Le module et la phase dans la représentation plan complexe.

La figure C.2(a) illustre le paramètre S, tracé dans le plan complexe pour les trois cas de couplage simulés et vus à partir de la section 3.2.3. Nous traçons également le cercle unité. Nous vérifions bien que les résonances forment des cercles dans le plan complexe. Les marqueurs circulaires vides bleu, vert et rouge, marquent le "point de départ" des cercles associés aux trois $\underline{S}_{11}$, soit le point calculé à la première fréquence du spectre (2.44 GHz). Ce premier point est donc éloigné de la résonance d'après nos spectres en module et phase (voir ces spectres figure 1.16). Ensuite, d'après les points calculés par simulation à différentes fréquences (nous plaçons sur la figure un point coloré plein tous les 100 points de mesure), le cercle n'est pas tracé avec une densité similaire de points. Plus on se rapproche de la fréquence de résonance, plus on s'éloigne du cercle unitaire et moins la densité de point est importante.

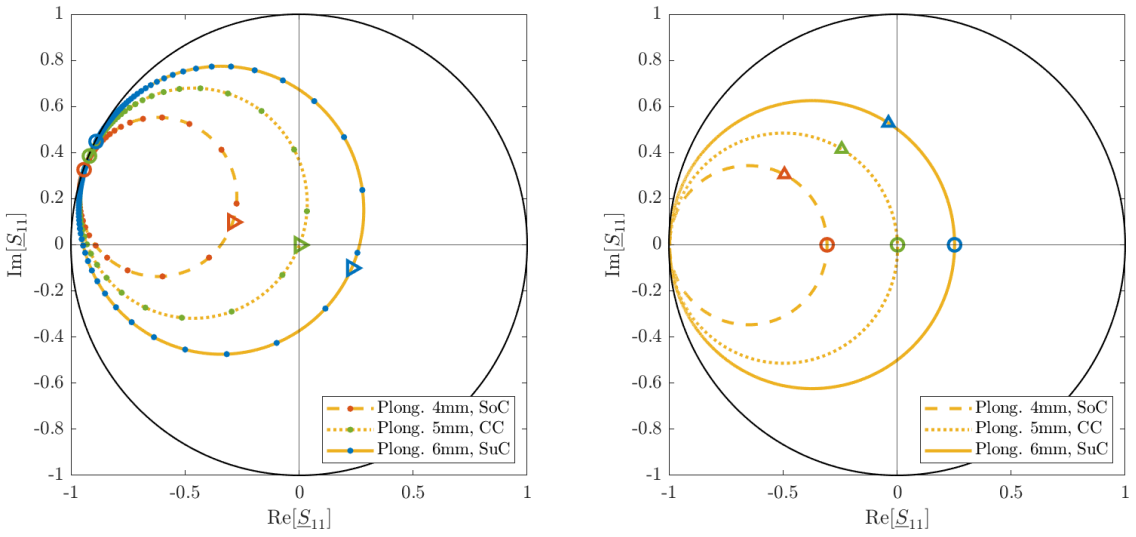


FIGURE C.2 – Tracés du $\underline{S}_{11}$ dans le plan complexe pour les trois types de couplage. (a) Nous faisons apparaître les points de départ en fréquence du spectre calculé (les 3 marqueurs circulaires colorés vides), et pour chaque cas un point coloré tous les 100 points calculés pour montrer la différence de densité spectrale plus ou moins loin de la résonance. (b) Nous avons recalé les $\underline{S}_{11}$ en phase, premièrement décalés à cause des différents plan de calcul du $\underline{S}_{11}$ et d'accès à la cavité. Les flèches indiquent le sens d'évolution de la fréquence. Les cercles de couleur indiquent les points associés à la fréquence de résonance.

La seconde équation de la théorie temporelle des modes couplés permet déjà de comprendre deux choses associées à ces tracés. Rappelons ici son expression :

$$\underline{s}_{ref}(t) = -e^{j2\phi}\underline{s}_{inc}(t) + \sqrt{2\gamma_{ext}}e^{j\phi}\underline{a}(t)$$

Nous donnons ici le coefficient de réflexion, soit

$$\frac{\underline{s}_{ref}(t)}{\underline{s}_{inc}(t)} = -e^{j2\phi} + \frac{\sqrt{2\gamma_{ext}}e^{j\phi}\underline{a}(t)}{\underline{s}_{inc}(t)}$$

Or, d'après l'équation de la dynamique de l'amplitude de résonance :

$$\frac{d\underline{a}(t)}{dt} = (j\omega_0 - \gamma_{int} - \gamma_{ext})\underline{a}(t) + \underline{\kappa s}_{inc}(t)$$

on trouve :

$$\underline{a}(t) = \frac{\sqrt{2\gamma_{ext}}e^{j\phi}\underline{s}_{inc}(t)}{\gamma_{int} + \gamma_{ext} + j(\underline{\omega} - \omega_0)}$$

et finalement, nous voyons la dépendance temporelle en $e^{j\underline{\omega}t}$ disparaitre :

$$\frac{\underline{s}_{ref}(t)}{\underline{s}_{inc}(t)} = -e^{j2\phi} + \frac{2\gamma_{ext}e^{j2\phi}}{\gamma_{int} + \gamma_{ext} + j(\underline{\omega} - \omega_0)} = \underline{S}_{11}(\underline{\omega}) \tag{C.1}$$

soit le coefficient de réflexion exprimé en fonction de la fréquence $\underline{\omega}$ de l'excitation.

Nous pouvons réécrire cette équation selon :

$$\underline{S}_{11}(\underline{\omega}) = e^{j2\phi}\left(-1 + \frac{2\gamma_{ext}}{\gamma_{int} + \gamma_{ext} + j(\underline{\omega} - \omega_0)}\right) \tag{C.2}$$

Tout d'abord, nous voyons que la phase du coefficient de réflexion est dépendante du plan de référence de mesure et du type de transition, soit plus précisément de la phase ϕ introduite par la propagation des signaux entre le plan de mesure et le plan d'accès (transition) de la cavité (voir annexe B). Selon le couplage et l'organisation spatiale des ondes dans le résonateur, ce que l'on appelle le plan d'accès de la cavité doit varier, et semble difficile à identifier. Cette analyse semble cohérente avec le fait que les marqueurs colorés de la figure C.2(a) ne sont pas confondus. En revanche, d'après l'équation (C.2), à l'accès du résonateur ($\phi = 0$), le coefficient de réflexion est réel pur à la pulsation de résonance ω_0. De plus, le module du $\underline{S}_{11}$ est minimal pour $\underline{\omega} = \omega_0$, et vaut :

$$|\underline{S}_{11}(\omega_0)| = \frac{\gamma_{ext} - \gamma_{int}}{\gamma_{ext} + \gamma_{int}} \tag{C.3}$$

Ainsi, en retrouvant le point du cercle de module minimal, et en particulier sa phase, il est possible d'identifier le déphasage introduit par la transition et le choix du plan de référence de mesure d'après l'écart à la phase nulle. La figure C.2(b) propose un recalage des différents coefficients de réflexion, par correction de ce déphasage. Nous identifions par des cercles colorés

les points associés aux fréquences de résonance. Ainsi, une fois la phase corrigée, nous avons :

$$\underline{S}_{11}(\underline{\omega}) = \underbrace{-1}_{\text{Réflexion directe}} + \underbrace{\frac{2\gamma_{ext}}{\gamma_{int}+\gamma_{ext}+j(\underline{\omega}-\omega_0)}}_{\text{Fuites}} \tag{C.4}$$

où il reste la contribution associée à la réflexion directe, et la contribution associée aux fuites du résonateur vers le guide d'onde. C'est d'ailleurs cette deuxième contribution qui est dépendante de la fréquence, ce qui semble logique comme cette contribution se propage dans la cavité. Si l'on pose

$$\underline{X} = \frac{\underline{\omega}-\omega_0}{\gamma_{int}+\gamma_{ext}}$$

cette contribution peut s'écrire ainsi :

$$\text{Fuites} = \frac{2\gamma_{ext}}{\gamma_{int}+\gamma_{ext}} \cdot \frac{1}{1+j\underline{X}} \tag{C.5}$$

où l'on retrouve $\frac{1}{1+j\underline{X}}$, avec $\underline{X}$ variable, soit l'équation d'un cercle dans le plan complexe. Le terme multiplicateur n'est autre que le diamètre du cercle.

Poursuivons l'analyse de ces tracés à l'aide de la TCMT. Ainsi, la figure C.3 met en avant la contribution de la réflexion directe à l'accès d'après la TCMT, qui vaut -1. Il semble alors que loin de la résonance, la contribution des fuites soit très faible. C'est dans cette zone en bout de flèche que l'on trouve la plupart des points en fréquence, notamment ceux de début et de fin de nos calculs en simulation.

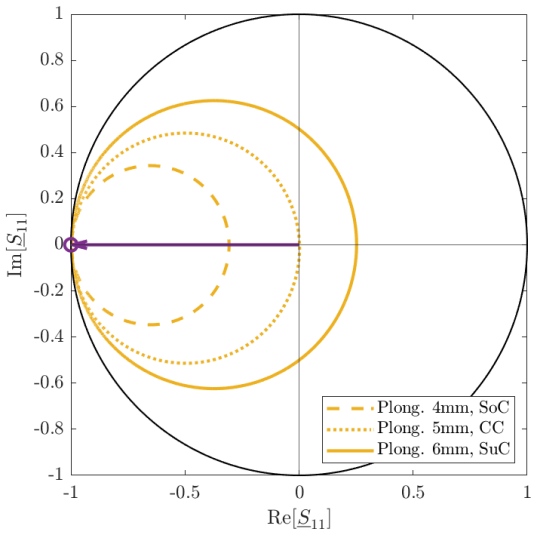
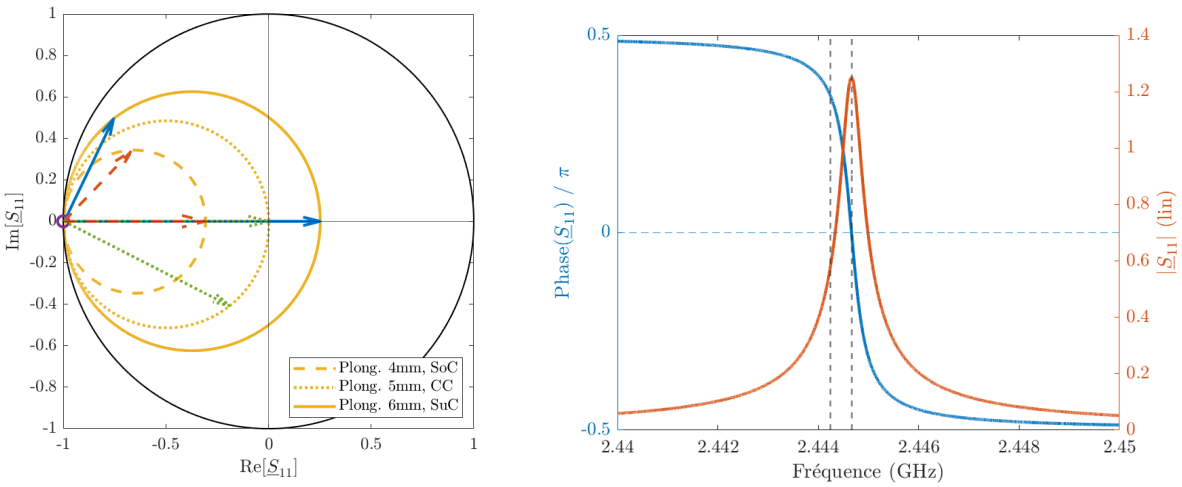


FIGURE C.3 – Représentation par une flèche de la contribution de la réflexion directe à l'accès, de module unitaire et de phase $\pm\pi$.

Il y a ensuite potentiellement deux façons d'interpréter la contribution des fuites dans le

plan complexe. Nous pouvons ainsi voir cette contribution telle qu'exprimée dans l'équation (C.4), avec un module et une phase variant avec la fréquence. La figure C.4(a) montre qu'à partir du point donné par la contribution liée à la réflexion directe à l'accès, la contribution des fuites, alors tracée par des flèches à deux fréquences (la fréquence centrale et une autre arbitraire) pour chaque couplage, est différente en module et phase selon la fréquence. La figure C.4(b) trace le module et la phase de la contribution des fuites pour le cas de sur-couplage en fonction de la fréquence (nous avons identifié les taux de décroissance et la fréquence de résonance réelle pour tracer ces courbes). Nous voyons bien ces variations, et retrouvons la dispersion fréquentielle selon le degré de proximité avec la résonance.

À la résonance, la phase de la contribution des fuites est nulle, donc en opposition de phase avec la contribution de la réflexion directe à l'accès. On retrouve alors que pour un sur-couplage, la contribution des fuites est prépondérante (la flèche et le cercle passent dans le plan des réels positifs sur la figure), pour un sous-couplage elle est minoritaire (le cercle et la flèche restent dans le plan des réels négatifs), et finalement pour le couplage critique, les deux contributions sont équivalentes, et les interférences destructives parfaites à la résonance font passer le cercle par l'origine du plan complexe. D'ailleurs, nous retrouvons les signatures des phases associées aux différents couplages, avec depuis l'origine du plan un balayage de 2π pour le sur-couplage et une variation de phase beaucoup plus réduite pour le cas de sous-couplage (depuis le marqueur violet, et en suivant le cercle, la phase diminue, puis augmente avant de diminuer à nouveau, comme déjà vu figure 1.16).



(a) (b)

FIGURE C.4 – (a) Illustration de la contribution des fuites du résonateur vers le guide d'onde à la réflexion globale, par des flèches partant du point donné par la contribution de la réflexion directe. Ces flèches varient en module et phase selon la fréquence. (b) Courbes tracées à partir de l'expression de la contribution des fuites par la TCMT, en module et phase, traduisant la variation des flèches sur (a) pour le cas de sur-couplage.

Une autre façon d'interpréter la contribution des fuites à l'accès est de décomposer l'équation (C.5) donnée par la TCMT et associée à ces fuites. Ainsi, si l'on note le diamètre du cercle :

$$D = \frac{2\gamma_{ext}}{\gamma_{int} + \gamma_{ext}}$$

l'équation (C.5) devient

$$\text{Fuites} = D\frac{1}{1 + j\underline{X}}$$

soit

$$\text{Fuites} = \frac{D}{2} + \left(\frac{1}{1 + j\underline{X}} - \frac{D}{2}\right)$$

donc

$$\text{Fuites} = \frac{D}{2} + \frac{D}{2}\left(\frac{1 - j\underline{X}}{1 + j\underline{X}}\right)$$

avec un rapport de deux complexes conjugués de phase θ, ce qui donne finalement

$$\text{Fuites} = \frac{D}{2}\left(1 + e^{j2\theta}\right) \tag{C.6}$$

Ainsi, les fuites peuvent elles-mêmes se décomposer mathématiquement en deux contributions, de même amplitude mais de phases différentes. La figure C.5 illustre cette décomposition. Ceci est une idée d'interprétation de cette construction mathématique depuis la TCMT, et n'a pas vocation à être définitive. La première contribution est de phase nulle, en opposition de phase avec la réflexion directe. Cette contribution pourrait être interprétée comme celle intrinsèque au résonateur, à sa fréquence de résonance. L'énergie s'organise uniquement selon le mode libre associé à cette fréquence. Cette première contribution amène au centre du cercle dans le plan complexe. Cependant, dès lors que l'on s'éloigne de cette fréquence, les ondes présentes dans la cavité ne suivent pas exactement cette organisation. Cet écart à l'idéalité est porté par la phase de la seconde contribution aux fuites. Cette variation fait tourner la contribution dans le plan complexe pour former les cercles. La résonance se trouve lorsque les deux contributions sont en phase, autrement dit à la fréquence propre du résonateur.

Selon le couplage, l'amplitude commune et constante des deux contributions aux fuites varie. Cette amplitude s'exprime selon :

$$\frac{D}{2} = \frac{2\gamma_{ext}}{2\gamma_{ext} + 2\gamma_{int}} \tag{C.7}$$

et porte la comparaison entre ce qui rentre (par l'accès donc associé à γ_{ext}) et ce qui sort (par l'accès et par les pertes internes, donc γ_{ext} et γ_{int}) de la cavité, comme déjà vu équation (B.20), sous l'appellation K. Le facteur $1/2$ apparaissant suite à notre décomposition peut être interprété comme le fait de rendre "homogène" le rapport. En effet, le $2\gamma_{ext}$ du numérateur vient de la détermination du coefficient de couplage dans la théorie des modes couplés, qui

se fait par un passage à l'énergie. Ainsi, l'énergie se couple selon un facteur 2 du taux de décroissance. Le facteur 2 du dénominateur apparu par la décomposition permet de ramener la comparaison de ce qui rentre et ce qui sort en termes énergétiques.

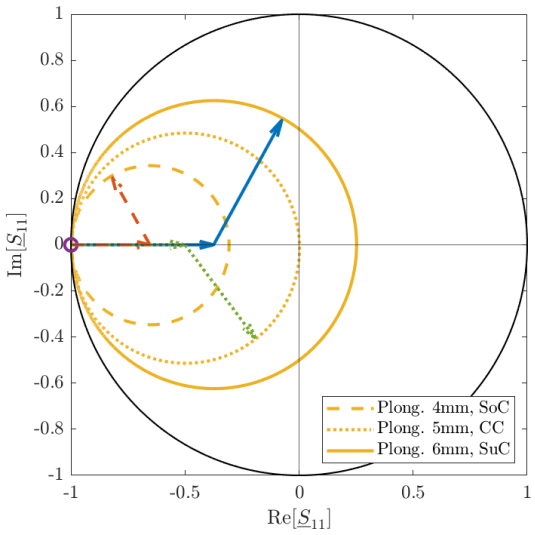


FIGURE C.5 – Illustration de la seconde interprétation du $\underline{S}_{11}$ dans le plan complexe par la TCMT, à travers la décomposition du signal de fuite en deux contributions.

Outre les idées interprétatives de la représentation du $\underline{S}_{11}$ de la cavité microonde dans le plan complexe à partir de la TCMT, quelques équations construites au fil de cette annexe vont nous permettre d'alimenter des méthodes d'identification des taux de décroissance interne et externe de la cavité, selon le couplage. C'est en particulier pour cela que ces développements justifient leur pertinence.

Annexe D

Autres méthodes pour l'identification des taux de décroissance par la TCMT

Cette annexe développe deux autres méthodes pour identifier les taux de décroissance interne et externe à partir du spectre en réflexion d'un résonateur monomodal et mono-accès et de la théorie temporelle des modes couplés.

1 Méthode dans le domaine spectral

Tout d'abord, nous avons vu que le facteur de qualité chargé peut s'exprimer de plusieurs manières, et notamment :

$$Q = \frac{\omega_0}{2\left(\gamma_{int} + \gamma_{ext}\right)} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \tag{D.1}$$

avec pour rappel $\Delta\omega$ la largeur de bande à mi-hauteur du module $|\underline{S}_{11}|^2$ ou $1 - |\underline{S}_{11}|^2$. Ainsi, une mesure de cette largeur permet d'identifier

$$\Delta f = \frac{\gamma_{int} + \gamma_{ext}}{\pi} \tag{D.2}$$

La figure D.1 présente les tracés normalisés par leur maximum, des coefficients d'absorption $1 - |\underline{S}_{11}|^2$ associés aux différents couplages, avec la mesure de leur largeur à mi-hauteur (il est possible de mesurer différemment cette largeur, comme énoncé dans la section 2.2). La fréquence de résonance réelle est identifiée comme celle de module maximal du spectre d'absorption. La fréquence du point d'inflexion de la phase (dérivée seconde de la phase nulle) correspond également à la fréquence de résonance.

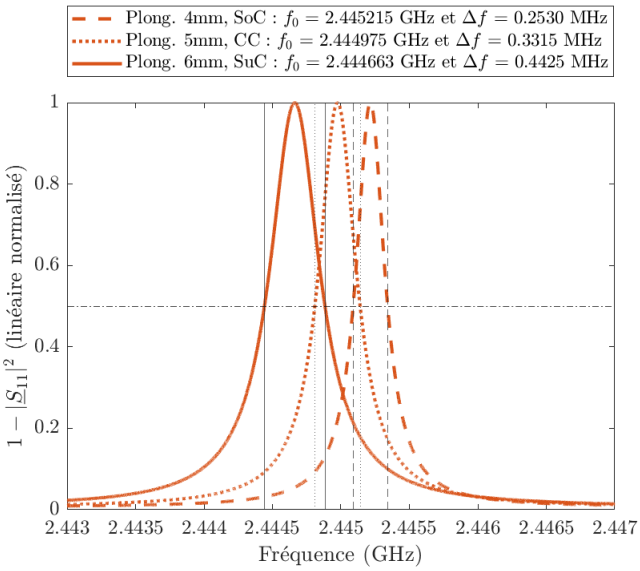


FIGURE D.1 – Pour les trois types de couplages, tracés du coefficient d'absorption $1-|\underline{S}_{11}|^2$ en linéaire normalisé pour identifier la largeur à mi-hauteur (issus du résonateur simulé section 3.2.3).

Puis, notons que l'équation (1.49) donnait

$$|\underline{S}_{11}(\omega_0)| = \left|\frac{\gamma_{ext} - \gamma_{int}}{\gamma_{ext} + \gamma_{int}}\right| \tag{D.3}$$

et donc la mesure de la valeur de ce coefficient de réflexion, qui n'est autre, comme nous l'avons montré aussi, que le module de valeur minimal du spectre (d'où la nécessité de précisément le simuler / mesurer), permet de lever nos inconnues. Il y a tout de même ici une attention particulière à porter. En effet, le module ne peut être que positif, autrement dit, se servir de cette équation impliquera de toujours trouver un taux de décroissance externe supérieur au taux de décroissance interne, soit toujours des cas de sur-couplage. En regardant la phase du $\underline{S}_{11}$, on peut identifier le type de couplage. Ainsi, si nous sommes face à un sous-couplage, nous aurons :

$$|\underline{S}_{11}(\omega_0)| = \left|\frac{\gamma_{int} - \gamma_{ext}}{\gamma_{ext} + \gamma_{int}}\right| \tag{D.4}$$

le taux de décroissance interne étant supérieur au taux de décroissance externe.

Nous obtenons alors pour le cas de sur-couplage :

$$\boxed{\gamma_{ext} = \frac{\pi\Delta f}{2}\left(1 + |\underline{S}_{11}(f_0)|\right)} \tag{D.5}$$

$$\boxed{\gamma_{int} = \frac{\pi\Delta f}{2}\left(1 - |\underline{S}_{11}(f_0)|\right)} \tag{D.6}$$

et pour le cas de sous-couplage :

$$\boxed{\gamma_{ext} = \frac{\pi\Delta f}{2}\left(1 - |\underline{S}_{11}(f_0)|\right)} \tag{D.7}$$

$$\boxed{\gamma_{int} = \frac{\pi\Delta f}{2}\left(1 + |\underline{S}_{11}(f_0)|\right)} \tag{D.8}$$

le cas de couplage critique donnant $\gamma_{ext} = \gamma_{int} = \frac{\pi\Delta f}{2}$.

2 Méthode dans le domaine spectral polaire

Cette seconde méthode propose de travailler uniquement avec la représentation du $\underline{S}_{11}$ dans le plan complexe pour identifier les taux de décroissance (voir l'annexe C pour l'analyse de la représentation plan complexe). En effet, la phase du coefficient de réflexion pour $\underline{\omega} = \omega_0 \pm \Delta\omega/2$, soit pour les fréquences de début et fin de la bande passante ($\Delta\omega$ la largeur à mi-hauteur) vaut $\pm\pi/2$, soit un déphasage $\pm\pi/2$ par rapport à la fréquence de résonance. Cela se démontre à partir de l'équation déjà vue tirée de la TCMT :

$$\underline{S}_{11}(\underline{\omega}) = -1 + D\frac{1}{1 + j\underline{X}} \tag{D.9}$$

avec D le diamètre du cercle et $\underline{X} = \frac{\underline{\omega}-\omega_0}{\gamma_{int}+\gamma_{ext}}$, qui vaut $\underline{X} = \pm 1$ pour $\underline{\omega} = \omega_0 \pm \Delta\omega/2$ (en effet, $\Delta\omega = \gamma_{int} + \gamma_{ext}$, revoir la section sur le facteur de qualité). On a donc

$$\underline{S}_{11}(\omega_0 \pm \Delta\omega/2) = \frac{D-2}{2} \pm j\frac{D}{2} \tag{D.10}$$

et donc la phase vaut $\arctan\left(\pm\frac{D}{D-2}\right)$ qui tend vers $\pm\pi/2$ quand le diamètre tend vers 2 (un tel diamètre ne peut-être que celui du cercle unité, bien centré sur l'origine du plan complexe, ne laissant pas de doute sur la phase des fréquences associées au calcul de la largeur à mi-hauteur).

Ensuite, nous avons montré que le rayon des cercles associés aux résonances dans le plan complexe est donné par (cf l'équation (C.7)) :

$$R = \frac{D}{2} = \frac{\gamma_{ext}}{\gamma_{int} + \gamma_{ext}} \tag{D.11}$$

Identifier la largeur à mi-hauteur dans le plan complexe revient à identifier deux points distants d'une norme associée au diamètre du cercle. La figure D.2 illustre l'identification de la largeur à mi-hauteur et du diamètre pour les différents couplages.

Il suffit donc à partir du $\underline{S}_{11}$ dans le plan complexe, d'identifier la fréquence de résonance (plus petit module dans le plan complexe), et de retrouver les fréquences associées à la largeur

à mi-hauteur (tourner de 90 degrés sur le cercle), et à travers elles le diamètre du cercle. Le diamètre et la bande passante permettent par exemple de résoudre le système donnant les taux de décroissance. Nous obtenons :

$$\boxed{\gamma_{ext} = \pi \Delta f R} \tag{D.12}$$

$$\boxed{\gamma_{int} = \pi \Delta f (1 - R)} \tag{D.13}$$

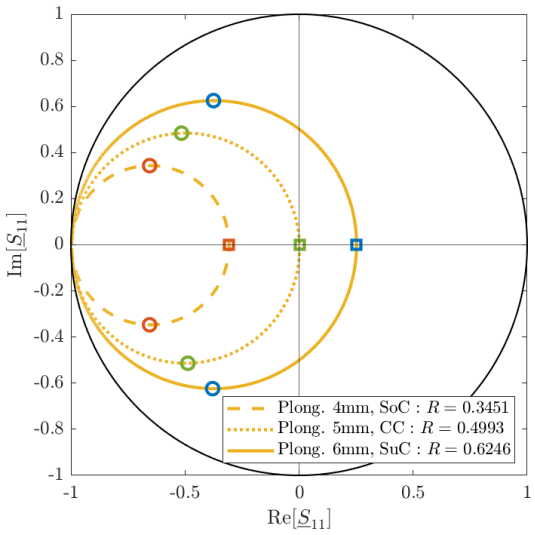


FIGURE D.2 – Pour les trois types de couplages, tracés du $\underline{S}_{11}$ dans le plan complexe avec identification par des marqueurs circulaires colorés bleus, verts et rouges des points correspondants aux fréquences de début et fin de la bande passante (identifiés pour calculer la largeur à mi-hauteur). La distance entre les marqueurs de même couleur caractérise en fait le diamètre $D = 2R$ du cercle. Les marqueurs carrés indiquent les points associés à la fréquence de résonance.

3 Comparaison rapide des différentes méthodes pour nos trois cas de couplage

Nous compilons dans le tableau D.1 les différents paramètres caractéristiques de la cavité monomodale et mono-accès selon son couplage, calculés à partir de la simulation des paramètres $\underline{S}_{11}$ sur HFSS, et cela pour les trois méthodes proposées dans ce manuscrit (corps et annexe). Encore une fois, il est possible de mixer ces méthodes pour créer le système de deux équations à deux inconnues et déterminer les taux de décroissance.

Tout d'abord, nous retrouvons les différentes relations entre les taux de décroissance et facteurs de qualité interne et externe selon le couplage, résumés dans le tableau 1.2. Nous

TABLE D.1 – Identification des taux de décroissance et facteur de qualité interne et externe pour les différents couplages depuis la simulation du paramètre $\underline{S}_{11}$ de la cavité sur HFSS. Comparaison des trois méthodes d'extraction des taux de décroissance.

Type de couplage	**Méthode**	f_0 **(GHz)**	γ_{ext} **(Np/s)**	γ_{int} **(Np/s)**	Q_{ext}	Q_{int}
Sous-couplage	*Méthode spectrale*	2.445215	$2.7498 \cdot 10^5$	$5.1827 \cdot 10^5$	27936	14822
	Méthode polaire	2.445215	$2.7217 \cdot 10^5$	$5.1637 \cdot 10^5$	28225	14877
	Méthode temporelle	2.445215	-	-	-	-
Sur-couplage	*Méthode spectrale*	2.4446625	$8.6933 \cdot 10^5$	$5.1925 \cdot 10^5$	8835	14791
	Méthode polaire	2.4446625	$8.6138 \cdot 10^5$	$5.1778 \cdot 10^5$	8916	14833
	Méthode temporelle	2.4446625	$8.6623 \cdot 10^5$	$5.1833 \cdot 10^5$	8866	14817
Couplage critique	*Méthode spectrale*	2.444975	$5.2094 \cdot 10^5$	$5.1893 \cdot 10^5$	14745	14802
	Méthode polaire	2.444975	$5.1525 \cdot 10^5$	$5.1676 \cdot 10^5$	14907	14864
	Méthode temporelle	2.444975	-	-	-	-

remarquons par ailleurs que les taux de décroissance et facteurs de qualité internes pour les différents couplages sont très proches. Cela semble logique car, pour simuler les différents couplages, nous avons uniquement fait varier la longueur du monopole pénétrant dans la cavité. Les pertes internes ne doivent donc être que faiblement différentes selon les cas. C'est bien le taux de décroissance externe, associé au coefficient de couplage, qui varie. Par ailleurs, mis à part la méthode temporelle qui ne permet pas de déterminer nos paramètres pour les cas de sous-couplage et couplage critique, les résultats sont assez proches. Il reste cependant délicat d'affirmer laquelle de ces méthodes est la plus précise et la plus robuste, les incertitudes devant être déterminées.

La figure D.3 montre que la TCMT permet de reconstruire le paramètre $\underline{S}_{11}$ une fois les taux de décroissance et la fréquence centrale de la résonance retrouvés (nous avons pris pour la figure les valeurs de la méthode spectrale). Nous retrouvons plutôt bien, dans le plan complexe, des paramètres S similaires. Tracés en module et phase, nous retrouverions également des résultats similaires entre la théorie et la simulation.

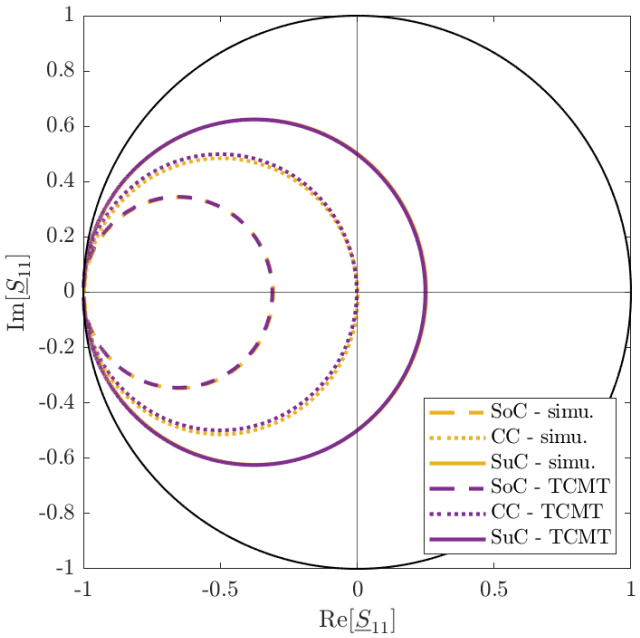


FIGURE D.3 – Paramètres $\underline{S}_{11}$ tracés pour les différents couplages depuis le calcul par simulation ou par la théorie temporelle des modes couplés.

Annexe E

Détails sur l'extraction du zéro de diffusion de la cavité expérimentale

Nous souhaitons déterminer le pôle et le zéro de la matrice S pour le mode TE_{012} de notre cavité expérimentale. L'objectif final est d'exciter le zéro et ainsi réaliser le couplage critique virtuel. Cette détermination consiste en fait à calculer la fréquence de résonance réelle et les taux de décroissance interne et externe associés à notre système, constitué de la cavité et de son alimentation coaxiale, et pour le mode considéré. Pour cela, nous utilisons la méthode dans le domaine temporel proposée plus tôt dans ce manuscrit. La figure E.1 rappelle les différentes étapes de cette méthode, avec une alternative proposée pour l'extraction de la partie réelle de la fréquence.

Ainsi, la première étape consiste en l'obtention du spectre de la matrice S. Ici, il s'agit de mesurer le spectre du $\underline{S}_{11}$ en module et phase dans la bande de fréquence d'intérêt. La figure E.2 illustre le spectre du $\underline{S}_{11}$, mesuré avec le VNA E5071C de Keysight sur la bande 2.2 à 2.6 GHz. Le module indique une résonance de la cavité autour de 2.41 GHz, avec un minimum à -1.2 dB. Cela traduit un niveau de réflexion assez important au régime permanent pour une excitation CW. Nous ne sommes clairement pas en présence d'une cavité en couplage critique, pour laquelle ce module du coefficient de réflexion devrait être bien inférieur. Il faut ensuite observer la phase pour comprendre que nous sommes en présence d'un sur-couplage de la cavité. Nous voyons en effet à la résonance, un saut de phase continu de 2π, caractéristique d'un sur-couplage comme vu au Chapitre 1.

1 Identifier la partie réelle des singularités

Nous avons vu au Chapitre 1 que la pulsation réelle de résonance ω_0 correspond à la pulsation réelle pour laquelle le module du $\underline{S}_{11}$ est minimal. Cela implique tout de même

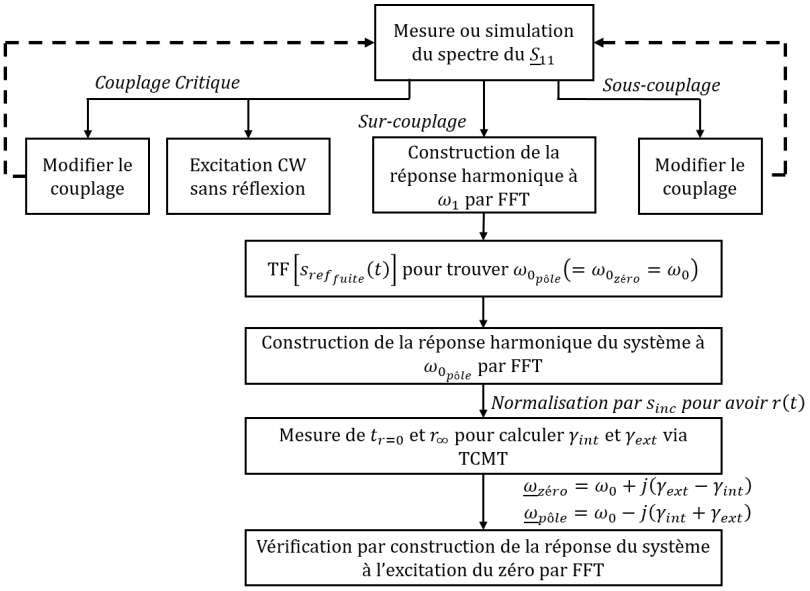


FIGURE E.1 – Différentes étapes de la méthode temporelle pour l'extraction du pôle et du zéro d'une cavité monomodale et couplée à un unique accès.

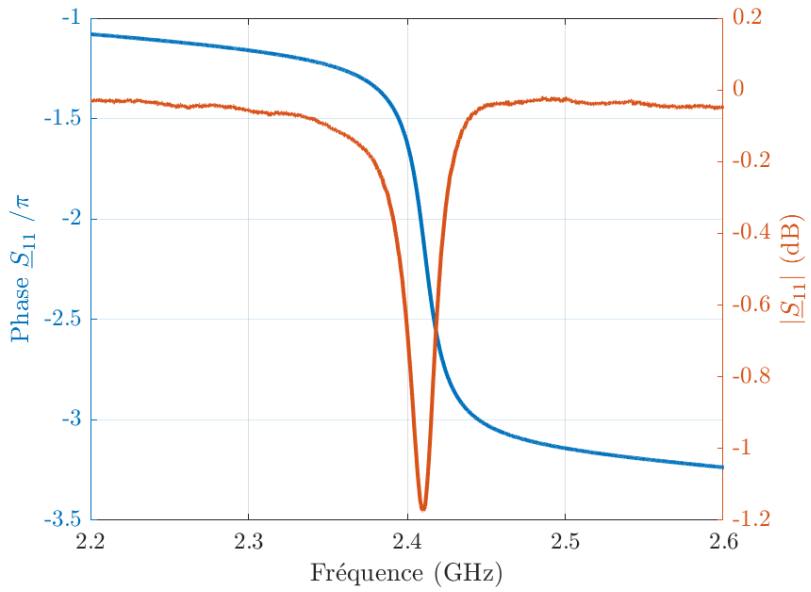
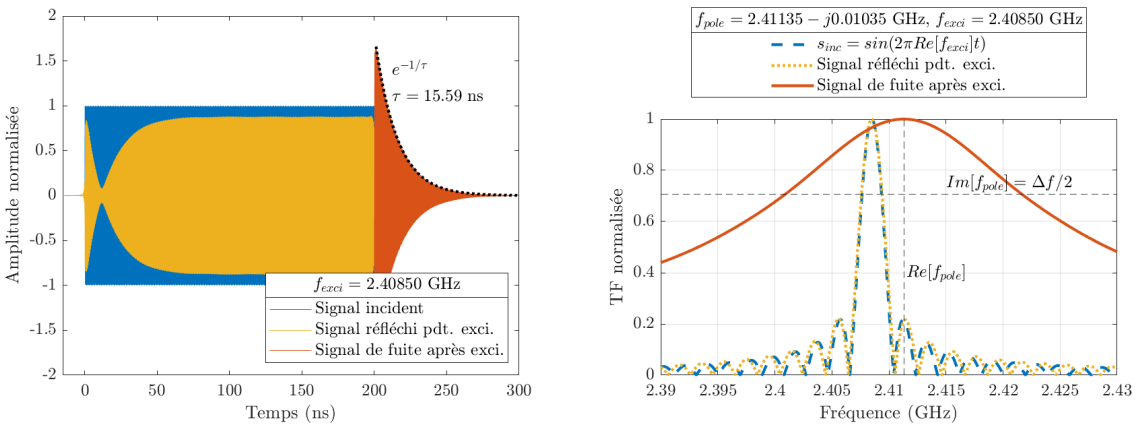


FIGURE E.2 – Mesures du paramètre $\underline{S}_{11}$ de la cavité expérimentale en module et phase en fonction de la fréquence.

une mesure fine de ce module. Une alternative est envisageable, depuis que l'on a compris ce que représentent un pôle et un zéro de la matrice S. En effet, d'après la TCMT, pour un cas monomodal, ces singularités ont une partie réelle de la pulsation similaire, correspondant à ω_0. Le signal de fuite à la coupure d'une excitation quelconque du résonateur monomodal décroît

à travers le pôle, et son étude spectrale doit permettre d'identifier la pulsation centrale de cette décroissance, soit ω_0. Ainsi, pour obtenir le signal de fuite associé au pôle, une première étape proposée consiste à charger la cavité. Par exemple, nous choisissons arbitrairement une excitation harmonique à la pulsation réelle $\omega_1 = 2\pi \times 2.4085$ GHz. Nous construisons numériquement la réponse de la cavité à cette excitation, depuis la mesure du paramètre S, comme expliqué dans la section 3.1.

Les signaux diffusés par la cavité pendant et après l'excitation sont tracés en jaune et rouge respectivement sur la figure E.3(a). Pour identifier la partie réelle du pôle, nous réalisons une étude spectrale du signal de fuite en rouge. La valeur absolue de la transformée de Fourier de ce signal est présentée figure E.3(b), en compagnie de celles associées au signal incident et au signal réfléchi pendant l'excitation. Notons que la largeur spectrale de ces deux signaux (excitation et réflexion pendant l'excitation) est conditionnée par la durée (arbitraire) choisie pour l'excitation. La décroissance exponentielle observée après l'excitation, caractérisée par une constante de temps de 15.59 ns, se traduit fréquentiellement par une lorentzienne. Celle-ci est centrée sur une fréquence réelle, invariante quelle que soit la manière dont le mode forcé de la cavité a été excité (voir après). Ainsi, la partie réelle du pôle de la matrice S, donc celle du zéro vaut $f_0 = 2.411$ GHz (avec $\omega_0 = 2\pi f_0$). Rappelons que la largeur à mi-hauteur ($\Delta\omega = 2\pi\Delta f$) de la lorentzienne est proportionnelle à la partie imaginaire du pôle ($\Delta\omega = 2\,\mathrm{Im}\left[\underline{\omega_{pole}}\right]$), et inversement proportionnelle à la constante de temps de la décroissance ($\tau = 1/\,\mathrm{Im}\left[\underline{\omega_{pole}}\right]$).



(a) (b)

FIGURE E.3 – Réponses harmoniques (a) temporelle et (b) spectrale (en valeur absolue normalisée pour la TF) de la cavité expérimentale, pour $\omega_{exci} = \omega_1 = 2\pi \times 2.40850$ GHz.

2 Identifier la partie imaginaire des singularités

La suite de la méthode est connue, et demande l'analyse du cas particulier de l'excitation harmonique de la cavité à la partie réelle du zéro, $s_{inc}(t) \sim e^{j\omega_0 t}$, sans énergie stockée à $t = 0$. La figure E.4 illustre cette réponse harmonique, par reconstruction à partir du paramètre S mesuré. Les signaux sont normalisés par l'amplitude maximale du signal incident. L'enveloppe du signal réfléchi pendant l'excitation normalisée (en jaune) représente alors l'évolution temporelle du coefficient de réflexion. Nous observons bien une période transitoire caractéristique d'un sur-couplage. En effet, la réflexion décroît jusqu'à un instant de réflexion nulle, avant d'augmenter jusqu'à atteindre le régime permanent. Notons que contrairement au cas précédent d'excitation à ω_1, la réflexion est bien nulle à un instant du transitoire (comparer le transitoire des figures E.3(a) et E.4). À la coupure de l'excitation, nous retrouvons le signal à amplitude décroissante exponentiellement, associé au pôle de cette résonance du système. La constante de temps de la décroissance est ainsi identique à la précédente.

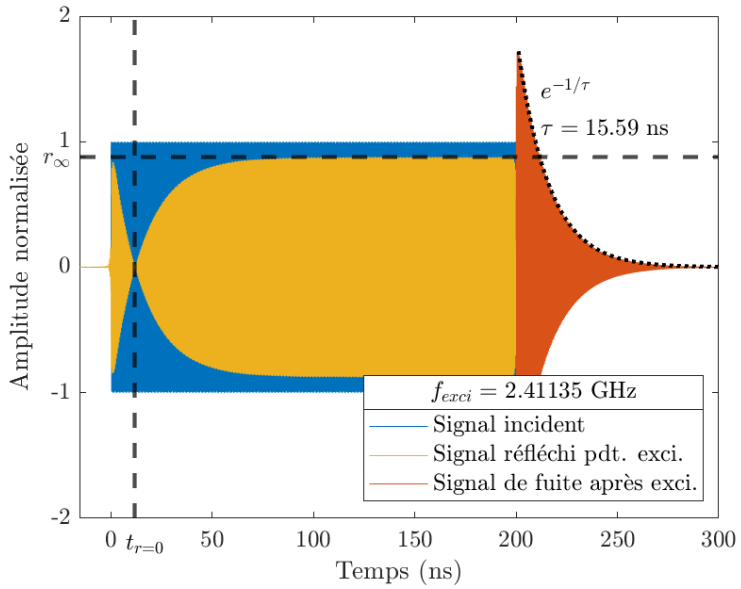


FIGURE E.4 – Construction numérique de la réponse temporelle de la cavité expérimentale pour l'excitation harmonique à ω_0, soit la partie réelle du pôle et du zéro. Contrairement à la réponse précédente (voir figure E.3(a)), le signal réfléchi est parfaitement nul à l'instant $t_{r=0}$ du transitoire.

Ensuite, la connaissance de l'instant $t_{r=0}$ pour lequel le coefficient de réflexion s'annule lors de la phase transitoire ($r(t_{r=0}) = 0$) puis la considération du coefficient de réflexion au régime permanent (soit la mesure de r_∞ pour $t \to \infty$ au cours de l'excitation), permettent de calculer nos taux de décroissance via le système de deux équations à deux inconnues vu au Chapitre 1 (équation 1.52). Finalement, la connaissance de ces taux de décroissance nous conduit à

TABLE E.1 – Caractéristiques de la cavité retrouvées par notre méthode d'extraction dans le domaine temporel. Ici, le signe des parties imaginaires du pôle et du zéro est imposé par la convention en $e^{-j\underline{\omega}t}$.

ω_0	$2\pi\cdot$(2.411 35 GHz)
$t_{r=0}$	11.86 ns
r_∞	0.8773
$Q_{int} = \frac{\omega_0}{2\gamma_{int}}$	1926
$Q_{ext} = \frac{\omega_0}{2\gamma_{ext}}$	126
ω''_{pole}	-$2\pi\cdot$(0.010 21 $\cdot 10^9$) Np/s
ω''_{zero}	$2\pi\cdot$(0.008 96 $\cdot 10^9$) Np/s
τ	15.59 ns

retrouver la partie imaginaire du pôle (qui a déjà pu être calculée via l'analyse spectrale de la décroissance exponentielle du signal de fuite de la cavité à la coupure de l'excitation) $\omega''_{pole} = -(\gamma_{ext} + \gamma_{int})$, et à calculer la partie imaginaire du zéro $\omega''_{zero} = \gamma_{ext} - \gamma_{int}$, qui nous intéresse principalement. Le tableau E.1 synthétise les grandeurs calculées à travers notre méthode d'extraction.

3 Vérification de l'extraction du zéro de la matrice S

La dernière étape est de vérifier par une nouvelle construction numérique, la validité du zéro identifié. Nous calculons comme précédemment à partir du spectre du $\underline{S}_{11}$ mesuré au VNA, le signal réfléchi au cours du temps par la cavité pour l'excitation idéale du zéro de la matrice S. Ce signal incident idéal construit numériquement, est de la forme $s_{inc}(t) = s_0 e^{j(\gamma_{ext}-\gamma_{int})t} e^{-j\omega_0 t}$, avec s_0 l'amplitude du signal incident à $t = 0$. Le résultat est tracé figure E.5. Nous observons bien pendant la période d'excitation un signal réfléchi nul, nous confirmant la possibilité d'exciter un zéro de la matrice S de notre cavité. Rappelons que cette construction numérique est censée être une image fidèle de la réponse de la cavité à un signal incident qui aurait cette forme idéale. Enfin, à la coupure de l'excitation, nous observons comme pour le cas de l'excitation CW, le signal décroissant qui fuite de la cavité à travers le pôle associé à la résonance étudiée. La décroissance exponentielle observée a bien la même constante de temps que celle de la figure E.4, calculée également dans le tableau E.1.

D'ailleurs, et comme élucidé plus haut, la figure E.6 vérifie que quelle que soit la fréquence du signal d'excitation de la cavité autour de cette résonance, le spectre du signal diffusé par la cavité à la coupure de l'excitation sera toujours le même. La fréquence centrale et la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne sont identiques et caractérisent le pôle de la matrice S. Il peut paraître étonnant d'observer un shift fréquentiel entre le signal réfléchi pendant l'excitation et après sa coupure. Si cela est cohérent avec la théorie, ce phénomène doit être dû aux deux

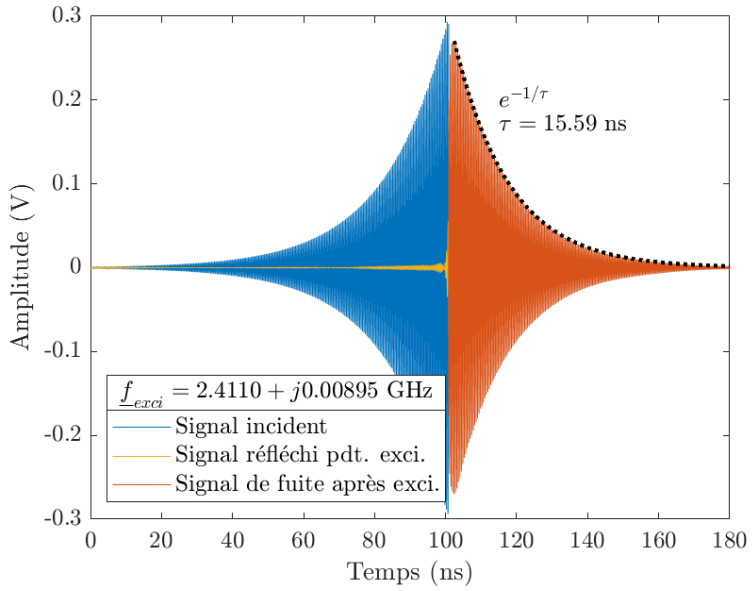


FIGURE E.5 – Construction numérique de la réponse temporelle de la cavité expérimentale à l'excitation du zéro de diffusion. Dans ce cas, l'amplitude du signal incident à l'origine vaut 0.1 mV. L'excitation est coupée dès lors que le signal atteint une amplitude de 0.3 V.

régimes de fonctionnement de la cavité. Lors de l'excitation, elle répond à une oscillation forcée. Le signal monochromatique envoyé dans la cavité est à une fréquence donnée. Le système étant linéaire, la seule onde pouvant se propager et ressortir de la cavité est à cette fréquence. À la coupure, la cavité se retrouve en oscillations libres. Le signal incident est fini dans le temps, et possède donc un spectre infini. Ainsi, la coupure brutale de ce signal va solliciter toutes les fréquences du spectre, et donc tous les QNMs (les pôles) de la cavité (QNMs ou pôles car on se retrouve en l'absence d'onde incidente). L'ensemble des QNMs de la cavité va donc contribuer à la fuite des ondes restantes, mais avec une contribution d'autant plus faible que l'on s'éloigne de la fréquence initiale d'excitation. Dans un cas monomodal, ou en tout cas de résonance isolée, la décroissance se fait principalement par le pôle "associé", ce que nous observons ici.

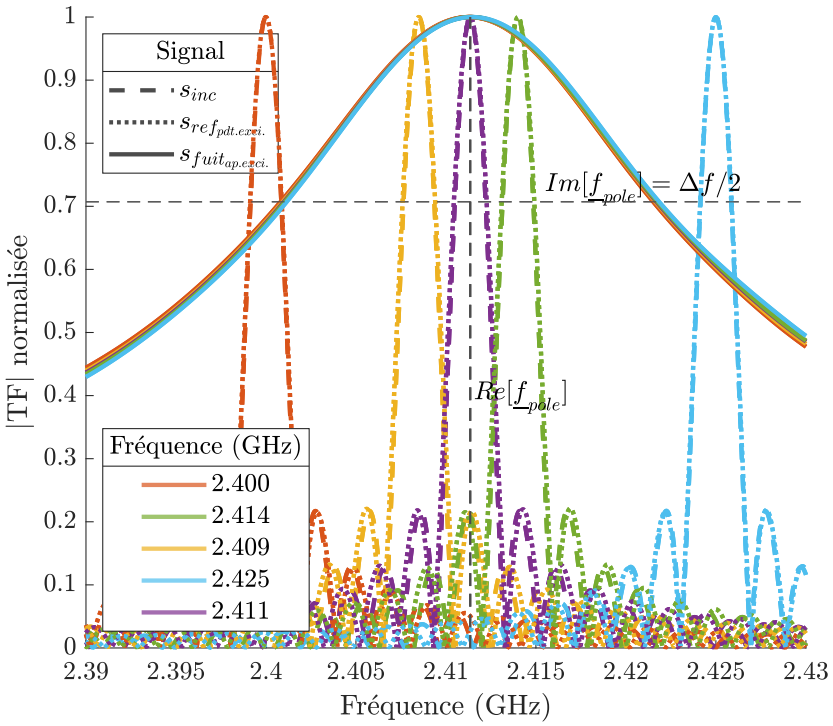


FIGURE E.6 – Spectre des signaux incidents, réfléchis pendant l'excitation et de fuite après l'excitation pour différentes fréquences réelles d'excitation. Les TF sont tracées en valeur absolue normalisée

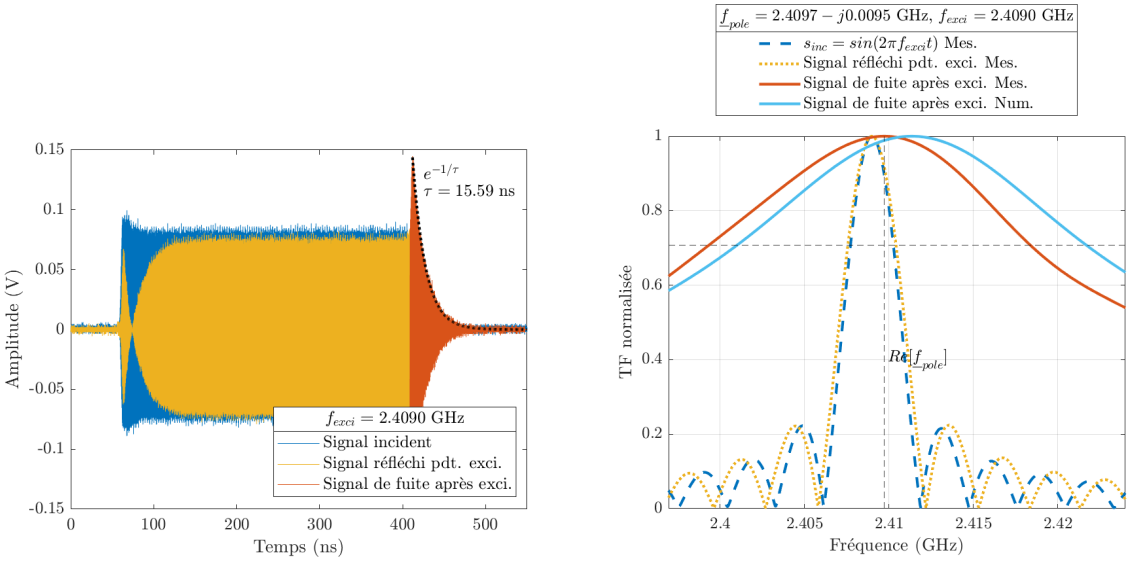
Annexe F

Mesures complémentaires avec le banc expérimental pour l'observation du VCC

Nous montrons ici des mesures CW réalisées via notre banc expérimental du Chapitre 2. Tout d'abord, la figure F.1 vient en complément de l'étude spectrale des signaux incident et réfléchi et de fuite reconstruits par la méthode numérique, pour une excitation stationnaire. Elle illustre la mesure temporelle à l'oscilloscope de ces signaux, pour une excitation à amplitude constante sur une période de temps laissant observer les régimes transitoire et établi de la réponse de la cavité. La fréquence de 2.409 GHz a été identifiée par variation manuelle du générateur de la porteuse afin d'observer un signal réfléchi nul à un instant du transitoire. En parallèle, nous traçons les spectres associés à ces différents signaux. Nous vérifions bien que le signal incident et le signal réfléchi au cours de l'excitation sont centrés sur la même fréquence, et ont des spectres similaires.

Nous observons que le signal diffusé par la cavité à la coupure de l'excitation a une fréquence réelle centrale de 2.4097 GHz. Autrement dit, nous aurions pu plus précisément utiliser cette fréquence réelle en mesure, mais la présence de bruit notamment fait que nous ne distinguons pas de différence claire pour une variation de fréquence réelle de plus ou moins 1 MHz. Nous notons par ailleurs une largeur à mi-hauteur légèrement déformée, certainement due à la persistance d'une composante incidente lors de la relaxation du signal incident (le signal incident ne peut pas être coupé instantanément). La comparaison avec la reconstruction numérique montre donc une petite différence pour le pôle.

Finalement, la figure F.2 illustre pour des excitations à des fréquences complexes, l'impact sur la mesure d'un comportement de VCC, des variations en parties réelle et imaginaire de ces fréquences.



(a) (b)

FIGURE F.1 – (a) Mesure des signaux incident et réfléchis pour une excitation CW à la partie réelle du pôle, et (b) transformée de Fourier de ces signaux (en valeur absolue normalisée). Le spectre du signal de fuite mesuré après l'excitation est comparé au spectre du même signal mais obtenu par construction numérique.

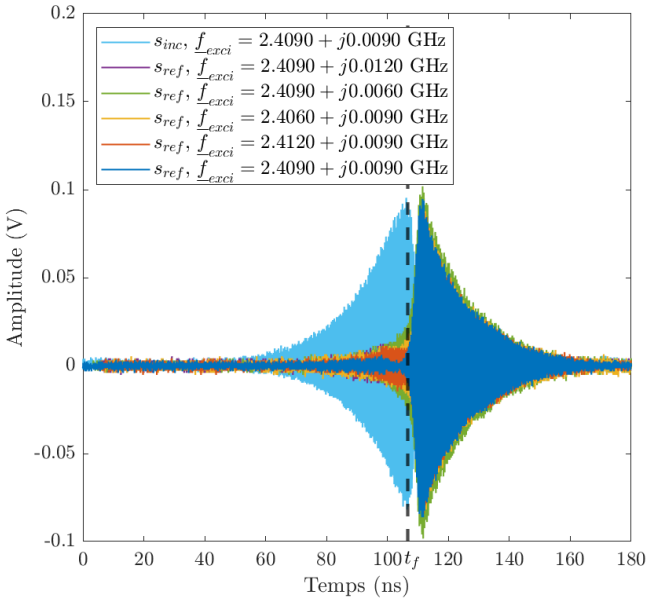


FIGURE F.2 – Mesures pour des excitations variant autour du zéro de la matrice S.

Annexe G

Mesures complémentaires pour tenter de comprendre le rebond de réflexion

1 Mesure d'un évènement unique "basse" puissance

La figure G.1 illustre la mesure "basse" puissance (donc sans amplificateur pulsé ni pré-amplification dans la chaîne microonde) de l'absorption virtuelle, pour une impulsion unique. Nous voyons sans surprise la présence d'un bruit plus important que pour les signaux moyennés. La réponse mesurée à l'excitation du zéro de la matrice S, sans réflexion pendant l'excitation, correspond toujours à nos attentes.

2 Tentatives pour la compréhension du rebond de réflexion

Suite à l'observation d'un rebond de la réflexion dans le régime "haute" puissance du VCC, nous avons tenté de comprendre son origine et de l'éliminer (sans réussite à ce jour). À travers les courbes exposées figure G.2 (mise à part la figure (b) - nous n'avions pas d'autres mesures - les signaux affichés sont issus d'un moyennage réalisé par l'oscilloscope, comme dans le corps du manuscrit), nous proposons deux pistes pour expliquer ce rebond : une non-linéarité légère de l'amplificateur pulsé pour nos puissances maximales à son entrée et/ou une influence des composants microondes, en particulier le câble, situé entre l'amplificateur pulsé et la cavité, à haute puissance. Dans les deux cas, en théorie, l'amplificateur pulsé est capable de soutenir les puissance demandées en entrée (jusqu'à 0 dBm), et les composants microondes sont fabriqués pour tenir des puissances plus importantes que celles que nous utilisons.

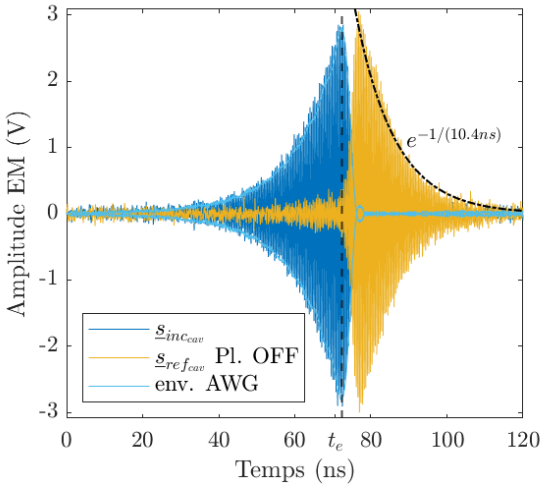


FIGURE G.1 – Mesure d'un évènement unique via l'oscilloscope, pour le régime "basse" puissance de l'absorption virtuelle.

Contrairement à la figure précédente et à celle présentée dans le corps du texte, nous conduisons ici des mesures "basse" puissance en présence de l'amplificateur pulsé, mais avec en entrée une puissance plus faible. Ainsi, les courbes (a, c, e) de la figure G.2 correspondent à des mesures "basse" puissance, avec -10 dBm à l'entrée de l'amplificateur pulsé, les courbes (b, d, f) de la figure G.2 à des mesures "haute" puissance avec 0 dBm en entrée du même amplificateur. Pour les éléments (a, b), nous préservons la présence d'un câble (type N, 0.6 dB d'atténuation, 50 cm de long) entre la sortie du coupleur et l'accès de la cavité, comme pour les résultats du corps du texte. Ce câble est retiré dans le cas des mesures (c-f). Notons que ces mesures ont été faites a posteriori des mesures présentées dans le Chapitre 3. Entre les différentes mesures pour cette tentative de compréhension du rebond, le banc expérimental a été démonté et remonté, la position des initiateurs légèrement touchée, le tube scellé enlevé et repositionné [1], etc... Il est donc normal de ne pas retrouver exactement les mêmes allures pour des cas (notamment le (b)) déjà présentés plus tôt.

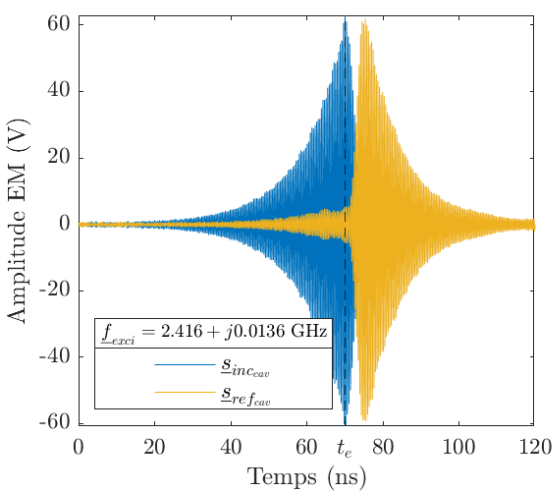
La comparaison entre les figures (a-b), puis (c-d) et (e-f) confirme la première hypothèse d'explication du rebond, c'est-à-dire le fait que l'amplificateur pulsé ne permet pas exactement, avec une puissance en entrée de 0 dBm maximum, de sauvegarder le signal exponentiel mis en forme par la modulation. On observe ensuite en comparant (a) et (c), que selon si le câble entre le coupleur et la cavité est présent, la réponse de la cavité pendant l'excitation diffère. Il semble entre autres y avoir un jeu interférentiel dû au câble, particulièrement marqué entre 60 et 70 ns, soit lors de l'apparition du rebond à haute puissance. On voit avec la figure (e), qu'un ajustement sur la partie réelle de la fréquence d'excitation permet l'annulation

1. Manipulation montrant d'ailleurs la persistance du rebond en présence ou non du tube dans la cavité, permettant de consolider l'argument de présence du rebond malgré l'absence de plasma.

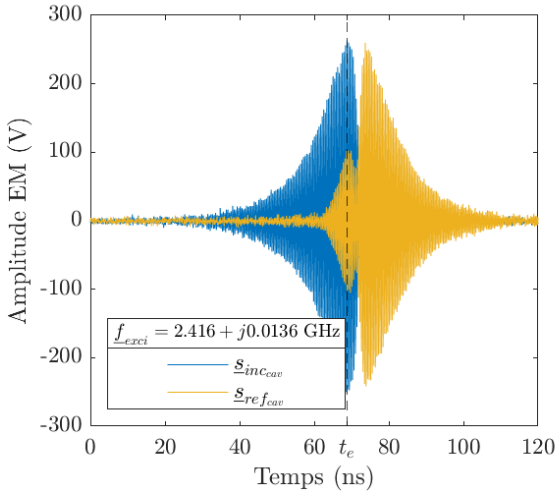
complète de la réflexion tout au long de l'excitation. Cette partie réelle de la fréquence est cependant plus éloignée de celle attendue suite à la mesure du $\underline{S}_{11}$. Cette figure reste la plus belle VCC qu'il m'ait été possible de mesurer pendant la thèse. La montée en puissance laisse par contre réapparaître le rebond de réflexion final (e).

Nous avons donc vu par ces différentes figures, la difficulté à parfaitement apprivoiser la "haute" puissance via notre banc expérimental. Nous devons atteindre des niveaux de puissance suffisants pour espérer allumer un plasma. Il est donc difficile de se passer de l'amplificateur poussé jusqu'à 0 dBm en entrée. Nous perdons tout de même une partie de sa puissance en sortie jusqu'à l'accès de la cavité. Nous avons aussi noté l'influence des composants microondes, en particulier d'un câble, sur la réponse mesurée de la cavité à l'excitation VCC. Il n'est tout de même pas simple de se passer de câbles, pour des questions de souplesse du montage. Ces composants en amont de la cavité influent tout de même sur la réponse observée, et peut-être faut-il y regarder à deux fois avant de conclure à l'observation de l'absorption virtuelle, sous entendant uniquement des effets interférentiels à l'accès de la cavité.

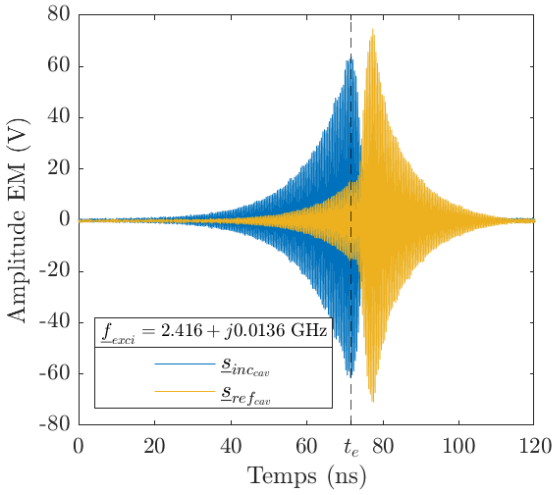
Nous n'avons jusqu'à aujourd'hui, pas encore trouvé de solution pour éliminer le rebond de réflexion à "haute" puissance. Une piste pourrait être de corriger directement via un AWG, le signal d'excitation mesuré à l'accès de la cavité, prenant ainsi en compte les défauts du circuit amont à cet accès. Ce travail pourrait se faire dans le domaine fréquentiel, à partir des transformées de Fourier des signaux d'excitation. La figure G.3 illustre notamment pour comparaison, les TF du signal incident "basse" puissance avec câble (en bleu) et du signal incident "haute" puissance avec câble (en rouge). Ce dernier pourrait être corrigé pour "matcher" avec le signal basse puissance. Les deux fréquences complexes calculées à partir de ces TF, ne correspondent d'ailleurs pas exactement à celle attendue. Un AWG possédant une bande passante plus large, et donc une résolution temporelle plus fine, pourrait nous aider à précisément réaliser ces corrections.



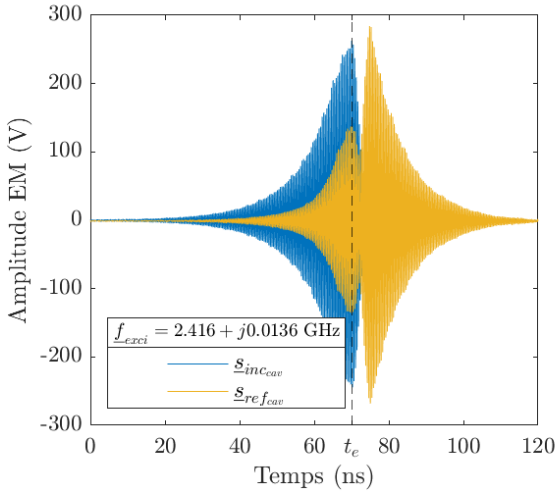
(a) -10 dBm entrée ampli., avec câble



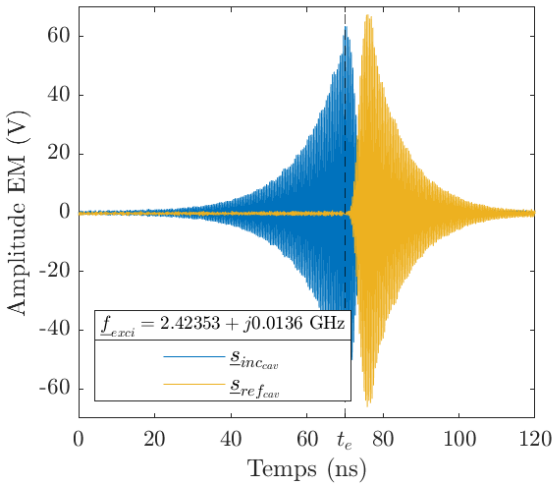
(b) 0 dBm entrée ampli., avec câble



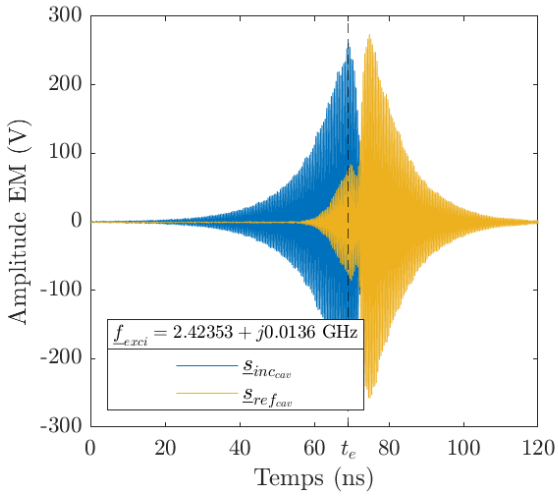
(c) -10 dBm entrée ampli., sans câble



(d) 0 dBm entrée ampli., sans câble



(e) -10 dBm entrée ampli., sans câble



(f) 0 dBm entrée ampli., sans câble

FIGURE G.2 – Différentes mesures pour tenter de comprendre le rebond de réflexion.

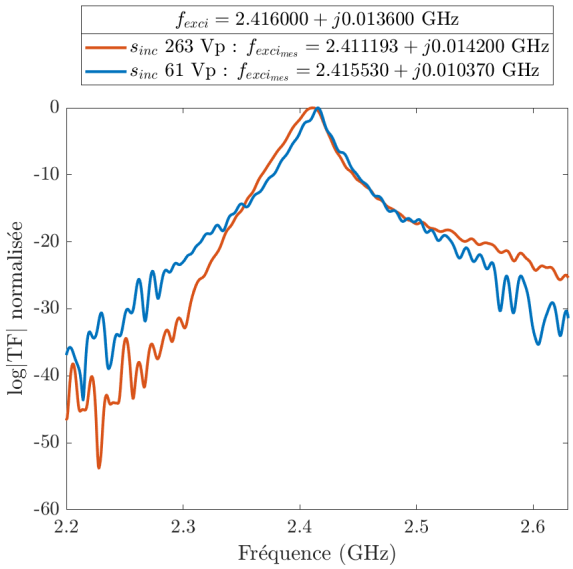


FIGURE G.3 – Transformées de Fourier (en valeur absolue) logarithmiques, des signaux incidents avec câble, "basse" et "haute" puissance.

Annexe H

Excitation simultanée de modes sur-couplés par VCC

Nous proposons dans cette annexe, de montrer l'excitation simultanée de modes par absorption virtuelle. L'intérêt pour une excitation multimodale est motivé par les liens que l'on estime pouvoir établir entre l'absorption virtuelle (donc une excitation sans réflexion), et la stratégie d'excitation par retournement temporel (pouvant présenter des réflexions lors de l'excitation comme nous le voyons en perspective de la thèse). En effet cette stratégie nécessite la considération d'une bande de fréquence pour laquelle le résonateur est surmodé pour espérer focaliser des ondes le plus localement possible. Dans un premier pas en ce sens, nous avons tenté d'estimer la capacité de nos méthodes d'extraction des singularités de la matrice S à fonctionner dans une bande de fréquence possédant plusieurs modes.

Ainsi, l'excitation proposée repose sur la linéarité de la cavité microonde et le principe de superposition. Nous caractérisons notre cavité via la mesure de son paramètre $\underline{S}_{11}$ entre 1.5 et 5 GHz. Le spectre est illustré en fonction de la fréquence figure H.1(a) et dans le plan complexe sur la figure H.1(b). La cavité caractérisée est la même que celle du manuscrit, seule la position du plongeur a été modifiée. Nous n'identifions pas de modes en couplage critique. D'après la phase et les "cercles" tracés dans le plan complexe, il existe cependant un certain nombre de modes sur-couplés et sous-couplés. Les différents modes restent relativement isolés, en tout cas sans recouvrement, sur cette bande.

La figure H.1(c) montre dans le plan complexe des fréquences, les pôles (étoiles bleues) et zéros (de modes sur-couplés en jaune, sous-couplés en vert) extraits de ce spectre multimodal grâce à nos méthodes. Les parties imaginaires sont plus ou moins proches de l'axe des fréquences réelles. Plus elles sont éloignées de cet axe, plus le degré de sur ou sous-couplage est important (γ_{ext} et γ_{int} sont largement distincts, l'un étant négligeable devant l'autre selon le type de couplage).

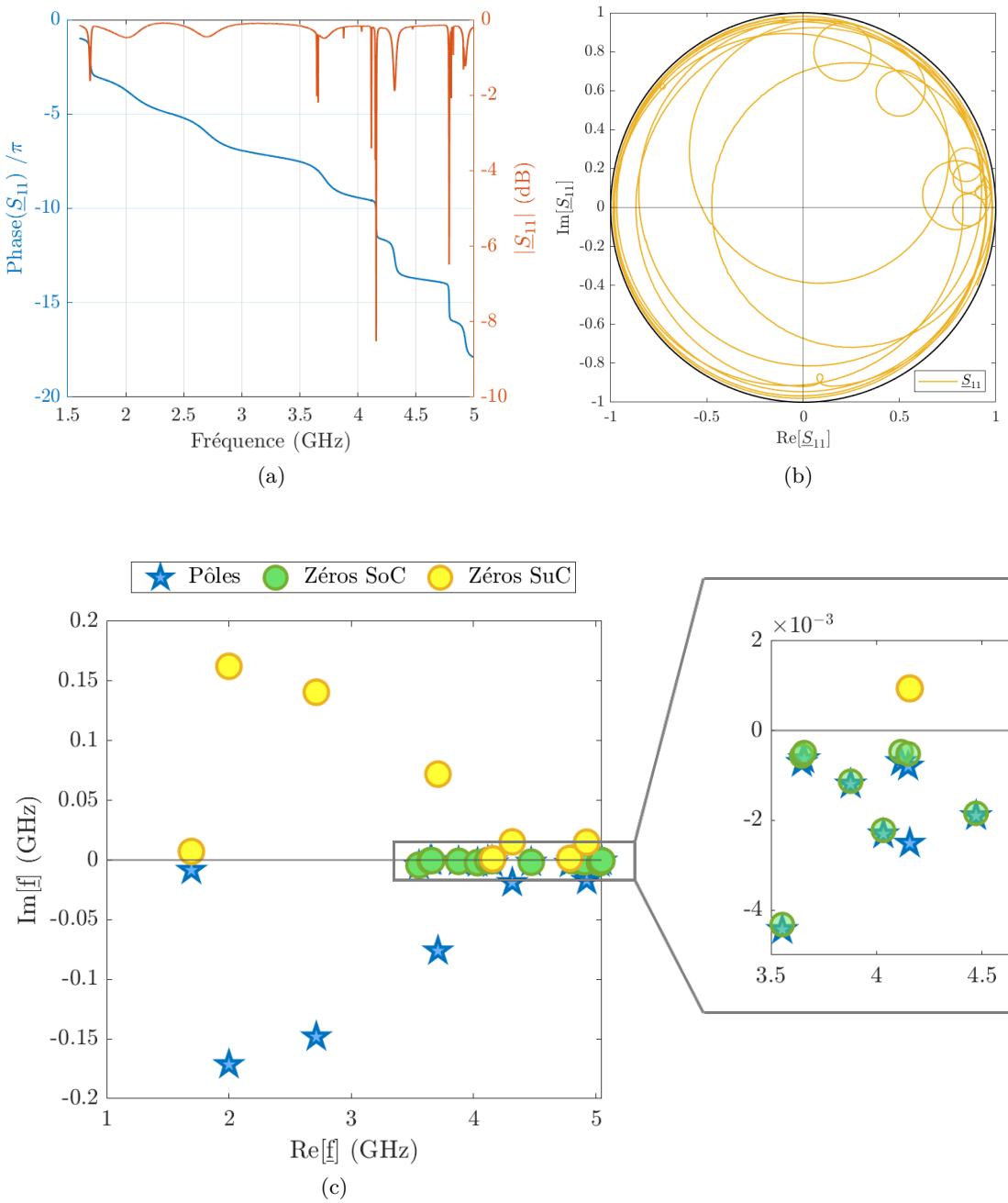


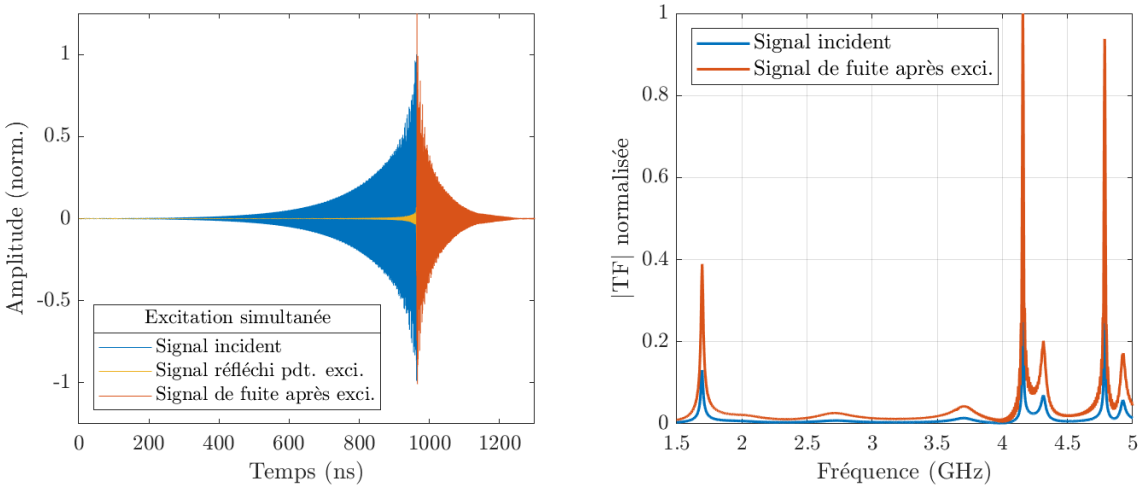
FIGURE H.1 – Les mesures du paramètre S de la cavité au VNA sont présentées (a) en fonction de la fréquence et (b) dans le plan complexe. (c) Les pôles et zéros associés à ce spectre sont affichés dans le plan complexe des fréquences. Nous proposons une loupe sur les singularités en haut du spectre.

Nous proposons alors d'exciter simultanément les zéros des modes sur-couplés. Les fréquences associées sont compilées dans le tableau H.1. La figure H.2(a) illustre cette excitation

simultanée. Les signaux associés à chaque modes sont superposés de sorte à atteindre leur maximum d'amplitude au même instant. Leur excitation ne démarre donc pas à partir du même temps. Sur cette figure, nous observons une excitation de presque 1 μs, lors de laquelle il n'y a pas de réflexion. Cela correspond bien à une excitation par absorption virtuelle. La figure H.2(b) montre la valeur absolue normalisée de la transformée de Fourier des signaux incidents et réfléchis. Nous voyons que notre excitation simultanée avec synchronisation des maxima d'amplitude a conduit à l'excitation des huit zéros avec plus ou moins d'intensité. L'énergie emmagasinée est ensuite relâchée, semble-t-il principalement à travers les pôles associés aux modes sur-couplés. Cela semble logique, étant donné que l'énergie fuite plus rapidement à travers ces modes.

TABLE H.1 – Zéros des modes sur-couplés du $\underline{S}_{11}$.

	$\underline{f}_{zero}$ **(GHz)**
Mode 1	1.6930 + j0.0071
Mode 2	2.0000 + j0.1623
Mode 3	2.7140 + j0.1406
Mode 7	3.7088 + j0.0720
Mode 12	4.1569 + j0.0009
Mode 13	4.3158 + j0.0152
Mode 15	4.7855 + j0.0013
Mode 19	4.9243 + j0.0149



(a) (b)

FIGURE H.2 – Signaux incident et réfléchis pour une excitation simultanée de modes sur-couplés par absorption virtuelle (a) en temporel et (b) en fréquentiel.

Ce pas vers le multimodal semble concluant, et nous laisse envisager un premier travail autour d'une excitation sans réflexion par retournement temporel (dégradée d'un point de

vue de la focalisation, bien entendu). Travailler depuis des spectres possédant peu de modes semble pertinent pour mieux discriminer et comprendre les phénomènes physiques conduisant à observer de la réflexion lors d'une excitation par retournement temporel. Pour voir plus loin, donc vers des cas surmodés (avec recouvrement de modes) et/ou la considération de plusieurs accès d'excitation, nos méthodes ne semblent pas assez robustes. Il serait alors intéressant d'aller voir du côté des méthodes de décomposition en valeurs singulières, en particulier celle proposée dans la référence [FdHD23].

Bibliographie

[Ahe11] Eduardo Ahedo. « Plasmas for space propulsion ». In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 53.12 (nov. 2011). doi : 10.1088/0741-3335/53/12/124037 (cf. p. 153).

[Alp+17] Filippo Alpeggiani et al. « Quasinormal-Mode Expansion of the Scattering Matrix ». In : *Physical Review X* 7.2 (5 juin 2017), p. 021035. doi : 10.1103/PhysRevX.7.021035 (cf. p. 58, 202).

[Alv86] R. A. Alvarez. « Some Properties of Microwave Resonant Cavities Relevant to Pulse-compression Power Amplification ». In : *Review of Scientific Instruments* 57.10 (oct. 1986), p. 2481-2488. doi : 10.1063/1.1139097 (cf. p. 84).

[Bad+13] M. Bader et al. « Efficient Coupling to an Optical Resonator by Exploiting Time-Reversal Symmetry ». In : *New Journal of Physics* 15.12 (déc. 2013), p. 123008. issn : 1367-2630. doi : 10.1088/1367-2630/15/12/123008 (cf. p. 84, 117, 121).

[Ban+12] Samer Banna et al. « Pulsed High-Density Plasmas for Advanced Dry Etching Processes ». In : *Journal of Vacuum Science & Technology A* 30.4 (30 mai 2012), p. 040801. issn : 0734-2101. doi : 10.1116/1.4716176 (cf. p. 158).

[Bar+17] Denis G. Baranov et al. « Coherent Perfect Absorbers : Linear Control of Light with Light ». In : *Nature Reviews Materials* 2.12 (déc. 2017), p. 17064. issn : 2058-8437. doi : 10.1038/natrevmats.2017.64. arXiv : 1706.03694 [physics] (cf. p. 115).

[BCB01] A. Bass, C. Chevalier et M. W. Blades. « A capacitively coupled microplasma formed in a channel in a quartz wafer ». In : *Journal of Analytical Atomic Spectrometry* 16.9 (sept. 2001), p. 919-921. doi : doi.org/10.1039/B103507J (cf. p. 153).

[BH16] R. Betti et O. A. Hurricane. « Inertial-confinement fusion with lasers ». In : *Nature Physics* 12 (2016), p. 435-448. issn : 1745-2481. doi : 10.1038/nphys3736 (cf. p. 153).

[BKA17] Denis G. Baranov, Alex Krasnok et Andrea Alù. « Coherent Virtual Absorption Based on Complex Zero Excitation for Ideal Light Capturing ». In : *Optica* 4.12 (20 déc. 2017), p. 1457. doi : 10.1364/OPTICA.4.001457 (cf. p. 47, 117, 119, 200).

[Bog+02] Annemie Bogaerts et al. « Gas Discharge Plasmas and Their Applications ». In : *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy* 57.4 (5 avr. 2002), p. 609-658. issn : 0584-8547. doi : 10.1016/S0584-8547(01)00406-2 (cf. p. 158).

[CA22] Lei Chen et Steven M. Anlage. « Use of transmission and reflection complex time delays to reveal scattering matrix poles and zeros : Example of the ring graph ». In : *Phys. Rev. E* 105 (5 mai 2022), p. 054210. doi : 10.1103/PhysRevE.105.054210 (cf. p. 125, 126).

[CAF21] Lei Chen, Steven M. Anlage et Yan V. Fyodorov. « Generalization of Wigner time delay to subunitary scattering systems ». In : *Phys. Rev. E* 103 (5 mai 2021), p. L050203. doi : 10.1103/PhysRevE.103.L050203 (cf. p. 126, 128, 129).

[Car+14] Emile Carbone et al. « Spatio-Temporal Dynamics of a Pulsed Microwave Argon Plasma : Ignition and Afterglow ». In : *Plasma Sources Science and Technology* 24.1 (2014), p. 015015. issn : 0963-0252. doi : 10.1088/0963-0252/24/1/015015 (cf. p. 158, 168).

[CB11] P. Chabert et N. Braithwaite. *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. Cambridge, 2011 (cf. p. 153).

[CD75] Subrahmanyan Chandrasekhar et S. Detweiler. « The Quasi-Normal Modes of the Schwarzschild Black Hole ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* 344.1639 (12 août 1975), p. 441-452. doi : 10.1098/rspa.1975.0112 (cf. p. 58).

[CF98] P. Choi et M. Favre. « Fast pulsed hollow cathode capillary discharge device ». In : *Review of Scientific Instruments* 69.9 (1998), p. 3118-3122. issn : 0034-6748. doi : 10.1063/1.1149069 (cf. p. 154).

[Che+22] Zhitong Chen et al. « Cold atmospheric plasma for addressing the COVID-19 pandemic ». In : *Plasma Processes and Polymers* 19.9 (2022), p. 2200012. doi : doi.org/10.1002/ppap.202200012 (cf. p. 153).

[Cho+10] Y. D. Chong et al. « Coherent Perfect Absorbers : Time-Reversed Lasers ». In : *Physical Review Letters* 105.5 (26 juill. 2010), p. 053901. issn : 0031-9007, 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.105.053901 (cf. p. 114).

[CKA20] Lei Chen, Tsampikos Kottos et Steven M. Anlage. « Perfect absorption in complex scattering systems with or without hidden symmetries ». In : *Nature Communications* 11 (nov. 2020), p. 5826. doi : 10.1038/s41467-020-19645-5 (cf. p. 115, 126).

[CPT00] C. Cardinaud, M-C. Peignon et P-Y. Tessier. « Plasma etching : principles, mechanisms, application to micro and nano technologies ». In : *Applied Surface Science* 164.1 (2000), p. 72-83. issn : 0169-4332. doi : doi.org/10.1016/S0169-4332(00)00328-7 (cf. p. 153).

[CPV00] Ming Cai, Oskar Painter et Kerry J. Vahala. « Observation of Critical Coupling in a Fiber Taper to a Silica-Microsphere Whispering-Gallery Mode System ». In : *Physical Review Letters* 85.1 (3 juill. 2000), p. 74-77. doi : 10.1103/PhysRevLett.85.74 (cf. p. 78, 81, 114).

[CS00] H. Conrads et M. Schmidt. « Plasma Generation and Plasma Sources ». In : *Plasma Sources Science and Technology* 9.4 (nov. 2000), p. 441. issn : 0963-0252. doi : 10.1088/0963-0252/9/4/301 (cf. p. 153, 161).

[DCP18] Anne-Sophie Bonnet-Ben Dhia, Lucas Chesnel et Vincent Pagneux. « Trapped modes and reflectionless modes as eigenfunctions of the same spectral problem ». In : *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 474.2213 (2018), p. 20180050. doi : 10.1098/rspa.2018.0050 (cf. p. 113).

[Del+22] Théo Delage et al. « Experimental demonstration of virtual critical coupling to a single-mode microwave cavity ». In : *Journal of Applied Physics* 132.15 (2022), p. 153105. doi : 10.1063/5.0107041 (cf. p. 86, 96, 141).

[DG18] Matthieu Davy et Azriel Z. Genack. « Selectively Exciting Quasi-Normal Modes in Open Disordered Systems ». In : *Nature Communications* 9.1 (déc. 2018), p. 4714. issn : 2041-1723. doi : 10.1038/s41467-018-07180-3 (cf. p. 107, 127).

[dHou+21a] Philipp del Hougne et al. « Coherent Wave Control in Complex Media with Arbitrary Wavefronts ». In : *Physical Review Letters* 126.19 (12 mai 2021), p. 193903. issn : 0031-9007, 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.126.193903 (cf. p. 115, 126).

[dHou+21b] Philipp del Hougne et al. « On-Demand Coherent Perfect Absorption in Complex Scattering Systems : Time Delay Divergence and Enhanced Sensitivity to Perturbations ». In : *Laser & Photonics Reviews* 15.7 (juill. 2021), p. 2000471. issn : 1863-8880, 1863-8899. doi : 10.1002/lpor.202000471 (cf. p. 126).

[dlFue+17] Javier F de la Fuente et al. « Microwave Plasma Emerging Technologies for Chemical Processes ». In : *Journal of Chemical Technology & Biotechnology* 92.10 (2017), p. 2495-2505. ISSN : 1097-4660. DOI : 10.1002/jctb.5205 (cf. p. 161).

[dMej+22] N. de Mejanes et al. « Simulation of the Microwave Propagation through the Plume of a Hall Thruster Integrated on Small Spacecraft ». In : *Journal of Applied Physics* 131.24 (2022), p. 243303. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/5.0095134 (cf. p. 152).

[Dor+06] D. Dorozhkina et al. « Investigations of Time Delays in Microwave Breakdown Initiation ». In : *Physics of Plasmas* 13.1 (25 jan. 2006), p. 013506. ISSN : 1070-664X. DOI : 10.1063/1.2158696 (cf. p. 155).

[Dru00a] P. Drude. « Zur Elektronentheorie der Metalle ». In : *Annalen der Physik* 306.3 (1900), p. 566-613. DOI : doi.org/10.1002/andp.19003060312 (cf. p. 156).

[Dru00b] P. Drude. « Zur Elektronentheorie der Metalle ; II. Teil. Galvanomagnetische und thermomagnetische Effecte ». In : *Annalen der Physik* 308.11 (1900), p. 369-402. DOI : doi.org/10.1002/andp.19003081102 (cf. p. 156).

[ESM00] Jan C. T. Eijkel, Herbert Stoeri et Andreas Manz. « An atmospheric pressure dc glow discharge on a microchip and its application as a molecular emission detector ». In : *J. Anal. At. Spectrom.* 15 (3 2000), p. 297-300. DOI : 10.1039/A909238B (cf. p. 153).

[Euv+18] Léo-Paul Euvé et al. « Transient Total Absorption for Water Waves ». In : *71st Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics*. 2018 (cf. p. 120, 126).

[Euv+21] Leo-Paul Euve et al. « Transient total absoprtion for water waves : a two port setup ». In : *APS Division of Fluid Dynamics Meeting Abstracts*. APS Meeting Abstracts. 2021, A27.007 (cf. p. 120, 126).

[Far+22] Asaf Farhi et al. « Excitation of Absorbing Exceptional Points in the Time Domain ». In : *Physical Review A* 106.3 (15 sept. 2022), p. L031503. ISSN : 2469-9926, 2469-9934. DOI : 10.1103/PhysRevA.106.L031503. arXiv : 2202.10567 [physics] (cf. p. 113, 124).

[FdHD23] Clément Ferise, Philipp del Hougne et Matthieu Davy. « Matrix Approach for Optimal Spatio-Temporal Coherent Control of Wave Scattering ». In : *arxiv* (28 juill. 2023). DOI : 10.48550/arXiv.2308.02512. preprint (cf. p. 108, 112, 118, 119, 125, 127, 133, 176, 238).

[FEB04] F. C. Fehsenfeld, K. M. Evenson et H. P. Broida. « Microwave Discharge Cavities Operating at 2450 MHz ». In : *Review of Scientific Instruments* 36.3 (déc. 2004), p. 294-298. issn : 0034-6748. doi : 10.1063/1.1719557 (cf. p. 154).

[Fer+22] Clément Ferise et al. « Exceptional Points of P T -Symmetric Reflectionless States in Complex Scattering Systems ». In : *Physical Review Letters* 128.20 (20 mai 2022), p. 203904. issn : 0031-9007, 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.128.203904 (cf. p. 113).

[Fra+20a] B. Fragge et al. « A versatile set-up to study plasma/microwave sources for liquid fuel ignition ». In : *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 92.3 (2020), p. 30903. doi : 10.1051/epjap/2020200228 (cf. p. 139).

[Fra+20b] Benjamin W. Frazier et al. « Wavefront Shaping with a Tunable Metasurface : Creating Cold Spots and Coherent Perfect Absorption at Arbitrary Frequencies ». In : *Physical Review Research* 2.4 (29 déc. 2020), p. 043422. issn : 2643-1564. doi : 10.1103/PhysRevResearch.2.043422 (cf. p. 116, 126).

[Fra22] Beatrice Fragge. « Allumage d'une Chambre de Combustion Par Retournement Temporel Micro-Onde ». Thèse de doctorat. Toulouse, ISAE, 2022. url : https://www.theses.fr/2022ESAE0015 (cf. p. 47, 139, 152).

[Fre07] Jeffrey P. Freidberg. *Plasma Physics and Fusion Energy*. Cambridge University Press, 2007. doi : 10.1017/CBO9780511755705 (cf. p. 153).

[Fre19] A. Fresnel. *Mémoire sur la diffraction de la lumière*. Mémoires de l'Académie royale des sciences, Vol.V, 1819, p. 339-475 (cf. p. 103).

[Fro+22] Thomas Fromenteze et al. « Spatiotemporal Analysis of Electromagnetic Field Coherence in Complex Media ». In : *Phys. Rev. Appl.* 17 (5 mai 2022), p. 054039. doi : 10.1103/PhysRevApplied.17.054039 (cf. p. 127).

[FSH20] Mohammadreza F. Imani, David R. Smith et Philipp del Hougne. « Perfect Absorption in a Disordered Medium with Programmable Meta-Atom Inclusions ». In : *Advanced Functional Materials* 30.52 (2020), p. 2005310. doi : doi.org/10.1002/adfm.202005310 (cf. p. 116, 126).

[FSJ03] Shanhui Fan, Wonjoo Suh et J. D. Joannopoulos. « Temporal Coupled-Mode Theory for the Fano Resonance in Optical Resonators ». In : *Journal of the Optical Society of America A* 20.3 (1er mars 2003), p. 569. doi : 10.1364/JOSAA.20.000569 (cf. p. 59, 74, 196, 200).

[Fus23] Lucas Fuster. « Contribution à l'étude théorique et numérique d'un dispositif de protection microonde par décharge plasma ». Thèse de doctorat. Toulouse 3, 2023. url : https://theses.fr/s294897 (cf. p. 152).

[GMR11] O. Guaitella, I. Marinov et A. Rousseau. « Role of Charge Photodesorption in Self-Synchronized Breakdown of Surface Streamers in Air at Atmospheric Pressure ». In : *Applied Physics Letters* 98.7 (2011), p. 071502. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.3552965 (cf. p. 156, 168).

[GR56] Lawrence Gould et Louis W. Roberts. « Breakdown of Air at Microwave Frequencies ». In : *Journal of Applied Physics* 27.10 (1956), p. 1162-1170. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1722222 (cf. p. 155).

[Gra+12] Adrien Grandemenge et al. « WO2012146870 - Facility for Microwave Treatment of a Load ». Brev. SAIREM société pour l'application industrielle de la recherche en électronique et MICROONDES. 1er nov. 2012. URL : https://patentscope.wipo.int/search/en/detail.jsf?docId=WO2012146870 (cf. p. 161).

[Gri+13a] V. Grigoriev et al. « Optimization of Resonant Effects in Nanostructures via Weierstrass Factorization ». In : *Physical Review A* 88.1 (10 juill. 2013), p. 011803. ISSN : 1050-2947, 1094-1622. DOI : 10.1103/PhysRevA.88.011803 (cf. p. 106, 120, 125).

[Gri+13b] V. Grigoriev et al. « Singular Analysis of Fano Resonances in Plasmonic Nanostructures ». In : *Physical Review A* 88.6 (déc. 2013), p. 063805. ISSN : 1050-2947, 1094-1622. DOI : 10.1103/PhysRevA.88.063805 (cf. p. 120, 125).

[Gu+22] Zhongming Gu et al. « Transient Non-Hermitian Skin Effect ». In : *Nature Communications* 13.1 (1 2022), p. 7668. ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/s41467-022-35448-2 (cf. p. 124).

[Gua+23] Fuxin Guan et al. « Overcoming Losses in Superlenses with Synthetic Waves of Complex Frequency ». In : (22 mars 2023). DOI : 10.48550/arXiv.2303.16081. arXiv : 2303.16081 [physics]. preprint (cf. p. 124).

[Har93] Roger F. Harrington. *Field Computation by Moment Methods*. Wiley-IEEE Press, 1993. ISBN : 9780470544631 9780780310148 (cf. p. 103).

[Has+01] K. Hassouni et al. « Investigation of Chemical Kinetics and Energy Transfer in a Pulsed Microwave H2/CH4 Plasma ». In : *Plasma Sources Science and Technology* 10.1 (fév. 2001), p. 61. ISSN : 0963-0252. DOI : 10.1088/0963-0252/10/1/309 (cf. p. 158).

[Hau84] H. A. Haus. « Coupling of modes resonators ands couplers ». In : *Waves and fields in optoelectronics*. Englewood Cliffs, NJ : Prentice-Hall, 1984. Chap. 7, p. 197-216 (cf. p. 59, 68, 74, 189, 200).

[Hec+23] Kristy HECHT et al. « First-Principles Analysis of Energy Exchange in Time-varying Capacitors for Energy Trapping Applications ». In : *IEEE Access* (2023), p. 1-1. ISSN : 2169-3536. DOI : 10.1109/ACCESS.2023.3286036 (cf. p. 124).

[Hei04] W D HEISS. « Exceptional points of non-Hermitian operators ». In : *Journal of Physics A : Mathematical and General* 37.6 (jan. 2004), p. 2455. DOI : 10.1088/0305-4470/37/6/034 (cf. p. 113).

[Her93] H. R. HERTZ. *Electric Waves. Researches on the propagation of electric action with finite velocity through space*. Macmilloan - London, 1893 (cf. p. 103).

[Heu+10] S. HEUGEL et al. « On the Analogy between a Single Atom and an Optical Resonator ». In : *Laser Physics* 20.1 (jan. 2010), p. 100-106. ISSN : 1555-6611. DOI : 10.1134/S1054660X09170095 (cf. p. 84, 117, 121).

[HH91] H.A. HAUS et W. HUANG. « Coupled-Mode Theory ». In : *Proceedings of the IEEE* 79.10 (Oct./1991), p. 1505-1518. DOI : 10.1109/5.104225 (cf. p. 59).

[Hop92] J HOPWOOD. « Review of inductively coupled plasmas for plasma processing ». In : *Plasma Sources Science and Technology* 1.2 (mai 1992), p. 109-116. DOI : 10.1088/0963-0252/1/2/006 (cf. p. 153).

[Hui20] T HUISKAMP. « Nanosecond Pulsed Streamer Discharges Part I : Generation, Source-Plasma Interaction and Energy-Efficiency Optimization ». In : *Plasma Sources Science and Technology* 29.2 (13 fév. 2020), p. 023002. ISSN : 1361-6595. DOI : 10.1088/1361-6595/ab53c5 (cf. p. 158).

[Huy13] C. HUYGENS. « Treatise on Light ». In : *Science* 37.955 (1913), p. 610-611. DOI : 10.1126/science.37.955.610 (cf. p. 103).

[IH03] F. IZA et Jeffrey HOPWOOD. « Low-power Microwave Plasma Source Based on a Microstrip Split-ring Resonator ». In : *Plasma Science, IEEE Transactions on* 31 (sept. 2003), p. 782-787. DOI : 10.1109/TPS.2003.815470 (cf. p. 154).

[Joa+08] John D JOANNOPOULOS et al. « Designing Photonic Crystals for Applications ». In : *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light*. Second Edition. Princeton University Press, 2008. Chap. 10, p. 190-228 (cf. p. 59, 74, 198, 200).

[Joh24] K. S. JOHNSON. *Transmission Circuits For Telephonic Communication*. Western Electric Company, 1924. 335 p. (cf. p. 69).

[Jor+04] U. JORDAN et al. « Microwave Breakdown in Slots ». In : *IEEE Transactions on Plasma Science* 32.6 (déc. 2004), p. 2250-2262. ISSN : 1939-9375. DOI : 10.1109/TPS.2004.838594 (cf. p. 155).

[Kal14] Asma KALLEL. « Modélisation et Conception d'une Antenne Plasma à Balayage Basée Sur Des Ondes de Fuite ». Thèse de doctorat. Toulouse 3, 2014. URL : https://www.theses.fr/2014TOU30184 (cf. p. 152).

[Kim+22] Seunghwi KIM et al. « Beyond Bounds on Light Scattering with Complex Frequency Excitations ». In : *Physical Review Letters* 129.20 (8 nov. 2022), p. 203601. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.129.203601 (cf. p. 124).

[Kim+23] Seunghwi KIM et al. « Loss Compensation and Super-Resolution with Excitations at Complex Frequencies ». In : (30 mars 2023). DOI : 10.48550/arXiv.2303.17699. arXiv : 2303.17699 [physics]. preprint (cf. p. 124).

[KL80] V. KLEMA et A. LAUB. « The singular value decomposition : Its computation and some applications ». In : *IEEE Transactions on Automatic Control* 25.2 (1980), p. 164-176. DOI : 10.1109/TAC.1980.1102314 (cf. p. 127).

[KOK15] Jaeho KIM, Hiroyuki OHSAKI et Makoto KATSURAI. « Control of Plasma-Dielectric Boundary Sheath Potential for the Synthesis of Carbon Nanomaterials in Surface Wave Plasma CVD ». In : *IEEE Transactions on Plasma Science* 43.1 (2015), p. 480-484. DOI : 10.1109/TPS.2014.2370040 (cf. p. 153).

[Kor+96] D. KORZEC et al. « Scaling of microwave slot antenna (SLAN) : a concept for efficient plasma generation ». In : *Plasma Sources Science and Technology* 5.2 (mai 1996), p. 216. DOI : 10.1088/0963-0252/5/2/015 (cf. p. 154).

[Kra+19] Alex KRASNOK et al. « Anomalies in Light Scattering ». In : *Advances in Optics and Photonics* 11.4 (31 déc. 2019), p. 892. DOI : 10.1364/AOP.11.000892 (cf. p. 47, 69, 104-106, 109, 113, 117, 125).

[Kra+23] Alex KRASNOK et al. « Advancements in Superconducting Microwave Cavities and Qubits for Quantum Information Systems ». In : (18 avr. 2023). DOI : 10.48550/arXiv.2304.09345. arXiv : 2304.09345 [physics, physics:quant-ph]. preprint (cf. p. 122).

[Kri+20] Philip Trøst KRISTENSEN et al. « Modeling Electromagnetic Resonators Using Quasinormal Modes ». In : *Advances in Optics and Photonics* 12.3 (30 sept. 2020), p. 612. DOI : 10.1364/AOP.377940 (cf. p. 58).

[Kuh+08] U. KUHL et al. « Resonance Widths in Open Microwave Cavities Studied by Harmonic Inversion ». In : *Phys. Rev. Lett.* 100 (25 juin 2008), p. 254101. DOI : 10.1103/PhysRevLett.100.254101 (cf. p. 125).

[Lac+01] A. LACOSTE et al. « Experimental Study of Energy Coupling and Plasma Breakdown in a Pulsed High Frequency Resonant Cavity ». In : *Journal of Applied Physics* 89.6 (15 mars 2001), p. 3108-3114. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.1351540 (cf. p. 158-161).

[Laf22] Adrien LAFFONT. « Contribution à l'étude Théorique, Numérique et Expérimentale d'une Antenne VHF Miniature Exploitant Une Décharge Plasma ». Thèse de doctorat. Toulouse, ISAE, 2022. URL : https://www.theses.fr/2022ESAE0010 (cf. p. 152).

[Lal+18] Philippe LALANNE et al. « Light Interaction with Photonic and Plasmonic Resonances ». In : *Laser & Photonics Reviews* 12.5 (2018), p. 1700113. DOI : 10.1002/lpor.201700113 (cf. p. 58, 70, 74, 196).

[Lan28] Irving LANGMUIR. « Oscillations in Ionized Gases ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 14.8 (1928), p. 627-637 (cf. p. 152).

[Laq17] Vincent LAQUERBE. « Étude Théorique et Expérimentale d'un Nouveau Concept d'antenne VHF Miniature et Accordable Par Décharge Plasma ». Thèse de doctorat. Toulouse, ISAE, 2017. URL : https://www.theses.fr/2017ESAE0039 (cf. p. 152).

[Lar96] M. LAROUSSI. « Sterilization of contaminated matter with an atmospheric pressure plasma ». In : *IEEE Transactions on Plasma Science* 24.3 (1996), p. 1188-1191. DOI : 10.1109/27.533129 (cf. p. 153).

[Lat+17] Louis LATRASSE et al. « Self-Matching Plasma Sources Using 2.45 GHz Solid-State Generators : Microwave Design and Operating Performance ». In : *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy* 51.4 (2 oct. 2017), p. 237-258. ISSN : 0832-7823. DOI : 10.1080/08327823.2017.1388338 (cf. p. 161).

[Leb15] Yu A. LEBEDEV. « Microwave discharges at low pressures and peculiarities of the processes in strongly non-uniform plasma ». In : *Plasma Sources Science and Technology* 24.5 (août 2015), p. 053001. DOI : 10.1088/0963-0252/24/5/053001 (cf. p. 154).

[Leb18] Yu A. LEBEDEV, éd. *X International Workshop "Microwave Discharges : Fundamentals and Applications" (MD) : 3-7 September 2018, Zvenigorod, Russia : Proceedings*. Moscow : Yanus-K, 2018. 268 p. ISBN : 978-5-8037-0746-2 978-5-9903264-9-1 (cf. p. 153).

[Lev+20] I. LEVCHENKO et al. « Perspectives, frontiers, and new horizons for plasma-based space electric propulsion ». In : *Physics of Plasmas* 27.2 (2020), p. 020601. ISSN : 1070-664X. DOI : 10.1063/1.5109141 (cf. p. 153).

[Li+20] Huanan LI et al. « Virtual Parity-Time Symmetry ». In : *Physical Review Letters* 124.19 (14 mai 2020), p. 193901. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.124.193901 (cf. p. 124).

[LK20] Sergey Lepeshov et Alex Krasnok. « Virtual Optical Pulling Force ». In : *Optica* 7.8 (20 août 2020), p. 1024. issn : 2334-2536. doi : 10.1364/OPTICA.391569 (cf. p. 124).

[LL05] Michael A. Lieberman et Allan J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing : Lieberman/Plasma 2e*. Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Inc., 2005. isbn : 978-0-471-72425-4 978-0-471-72001-0. doi : 10.1002/0471724254 (cf. p. 154, 168).

[Lo12] Juslan Lo. « Étude de La Reconfigurabilité d'une Structure à Bande Interdite Électromagnétique (BIE) Métallique Par Plasmas de Décharge ». Thèse de doctorat. Toulouse 3, 2012. url : https://www.theses.fr/2012TOU30031 (cf. p. 152).

[Lon18] S. Longhi. « Coherent Virtual Absorption for Discretized Light ». In : *Optics Letters* 43.9 (1er mai 2018), p. 2122. issn : 0146-9592, 1539-4794. doi : 10.1364/OL.43.002122 (cf. p. 119).

[LSH08] P. Lalanne, C. Sauvan et J.p. Hugonin. « Photon Confinement in Photonic Crystal Nanocavities ». In : *Laser & Photonics Reviews* 2.6 (2008), p. 514-526. issn : 1863-8899. doi : 10.1002/lpor.200810018 (cf. p. 70).

[Mar+20] A. Marini et al. « Metasurface-Bounded Open Cavities Supporting Virtual Absorption : Free-Space Energy Accumulation in Lossless Systems ». In : *Optics Letters* 45.11 (1er juin 2020), p. 3147. issn : 0146-9592, 1539-4794. doi : 10.1364/OL.389389 (cf. p. 121).

[Mar+21] Angelica Viola Marini et al. « Metasurface Virtual Absorbers : Unveiling Operative Conditions through Equivalent Lumped Circuit Model ». In : *EPJ Applied Metamaterials* 8 (2021), p. 3. issn : 2272-2394. doi : 10.1051/epjam/2020014 (cf. p. 66, 121).

[Mar+22] Angelica Viola Marini et al. « Perfect Matching of Reactive Loads Through Complex Frequencies : From Circuital Analysis to Experiments ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 70.10 (oct. 2022), p. 9641-9651. issn : 1558-2221. doi : 10.1109/TAP.2022.3177571 (cf. p. 121, 126).

[Mas+09] F. Massines et al. « Recent Advances in the Understanding of Homogeneous Dielectric Barrier Discharges ». In : *The European Physical Journal Applied Physics* 47.2 (2 2009), p. 22805. issn : 1286-0042, 1286-0050. doi : 10.1051/epjap/2009064 (cf. p. 168).

[Max65] James Clerk Maxwell. « VIII. A dynamical theory of the electromagnetic field ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 155 (1865), p. 459-512. doi : 10.1098/rstl.1865.0008 (cf. p. 62, 103, 185).

[Maz+19] Valentin Mazières et al. « Plasma generation using time reversal of microwaves ». In : *Applied Physics Letters* 115.15 (2019), p. 154101. DOI : 10.1063/1.5126198 (cf. p. 154).

[Maz+20] Valentin Mazières et al. « Spatio-Temporal Dynamics of a Nanosecond Pulsed Microwave Plasma Ignited by Time Reversal ». In : *Plasma Sources Science and Technology* 29.12 (déc. 2020), p. 125017. ISSN : 0963-0252, 1361-6595. DOI : 10.1088/1361-6595/abc9ff (cf. p. 168).

[Maz+21] V. Mazières et al. « Space-Time Plasma-Steering Source : Control of Microwave Plasmas in Overmoded Cavities ». In : *Phys. Rev. Applied* 16 (5 nov. 2021), p. 054038. DOI : 10.1103/PhysRevApplied.16.054038 (cf. p. 155, 161).

[Maz20] Valentin Mazières. « Claquage Microonde Par Retournement Temporel ». These de doctorat. Toulouse 3, 2020. URL : https://www.theses.fr/2020TOU30230 (cf. p. 47, 88, 152, 154, 176).

[MC78] J. M. Meek et J. D. Craggs. *Electrical Breakdown in Gases*. Chichester : Wiley, 1978 (cf. p. 155).

[MGN22] Michel Moisan, Ivan P. Ganachev et Helena Nowakowska. « Concept of power absorbed and lost per electron in surface-wave plasma columns and its contribution to the advanced understanding and modeling of microwave discharges ». In : *Phys. Rev. E* 106 (4 oct. 2022), p. 045202. DOI : 10.1103/PhysRevE.106.045202 (cf. p. 154).

[MHC06] Se Youn Moon, Je Woo Han et Wonho Choe. « Feasibility study of material surface treatment using an atmospheric large-area glow plasma ». In : *Thin Solid Films* 506-507 (2006), p. 355-359. ISSN : 0040-6090. DOI : doi.org/10.1016/j.tsf.2005.08.081 (cf. p. 153).

[Mie08] Gustav Mie. « Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen ». In : *Annalen der Physik* 330.3 (1908), p. 377-445. DOI : doi.org/10.1002/andp.19083300302 (cf. p. 103).

[Mir+19] M.S. Mirmoosa et al. « Time-Varying Reactive Elements for Extreme Accumulation of Electromagnetic Energy ». In : *Physical Review Applied* 11.1 (11 jan. 2019), p. 014024. ISSN : 2331-7019. DOI : 10.1103/PhysRevApplied.11.014024 (cf. p. 123).

[Mon+18] Francesco Monticone et al. « Trapping Light in Plain Sight : Embedded Photonic Eigenstates in Zero-Index Metamaterials ». In : *Laser & Photonics Reviews* 12.5 (2018), p. 1700220. DOI : doi.org/10.1002/lpor.201700220 (cf. p. 113).

[MT97] Vladimir A. Mandelshtam et Howard S. Taylor. « Harmonic inversion of time signals and its applications ». In : *The Journal of Chemical Physics* 107.17 (1997), p. 6756-6769. doi : 10.1063/1.475324 (cf. p. 125).

[Nav20] Rafael Navarro. « Étude et Réalisation d'une Structure Combinant Un Métamatériau à Perméabilité Ajustable Plongé Dans Un Plasma Froid à Permittivité Contrôlable ». Thèse de doctorat. Toulouse 3, 2020. url : https://www.theses.fr/2020TOU30032 (cf. p. 152).

[Nie+17] L. Nie et al. « Visible Light Effects in Plasma Plume Ignition ». In : *Physics of Plasmas* 24.4 (2017), p. 043502. issn : 1070-664X, 1089-7674. doi : 10.1063/1.4979263 (cf. p. 156).

[Nov23] Denis V. Novitsky. « Tunable Virtual Gain in Resonantly Absorbing Media ». In : *Physical Review A* 107.1 (20 jan. 2023), p. 013516. doi : 10.1103/PhysRevA.107.013516 (cf. p. 124).

[OF20] Mohammed Osman et Yan V. Fyodorov. « Chaotic scattering with localized losses : S-matrix zeros and reflection time difference for systems with broken time-reversal invariance ». In : *Phys. Rev. E* 102 (1 juill. 2020), p. 012202. doi : 10.1103/PhysRevE.102.012202 (cf. p. 125).

[OMA23] Adam Overvig, Sander A. Mann et Andrea Alù. « Spatio-Temporal Coupled Mode Theory for Nonlocal Metasurfaces ». In : (3 juill. 2023). doi : 10.48550/arXiv.2307.01186. arXiv : 2307.01186 [physics]. preprint (cf. p. 59).

[Pai+21] Pritam Pai et al. « Scattering Invariant Modes of Light in Complex Media ». In : *Nature Photonics* 15.6 (juin 2021), p. 431-434. issn : 1749-4885, 1749-4893. doi : 10.1038/s41566-021-00789-9. eprint : 2010.01075 (physics) (cf. p. 57).

[Pan05] S. Pancheshnyi. « Role of Electronegative Gas Admixtures in Streamer Start, Propagation and Branching Phenomena ». In : *Plasma Sources Science and Technology* 14.4 (2005), p. 645. issn : 0963-0252. doi : 10.1088/0963-0252/14/4/002 (cf. p. 155).

[Pic+19] Kevin Pichler et al. « Random anti-lasing through coherent perfect absorption in a disordered medium ». In : *Nature* 567 (7748 mars 2019), p. 351-355. doi : 10.1038/s41586-019-0971-3 (cf. p. 126).

[Piz13] Francisco Pizarro Torres. « Potentialités d'un Plasma Hors-Équilibre Localisé Pour La Réalisation d'antennes Imprimées Reconfigurables Ou Autolimitantes ». Thèse de doctorat. Toulouse, ISAE, 2013. url : https://www.theses.fr/2013ESAE0048 (cf. p. 152).

[Poz11] D. Pozar. *Microwave Engineering*. 4th Edition. Wiley, 2011 (cf. p. 62, 69, 185, 205).

[PS09] F A Pertl et J E Smith. « Electromagnetic design of a novel microwave internal combustion engine ignition source, the quarter wave coaxial cavity igniter ». In : *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering* 223.11 (2009), p. 1405-1417. doi : 10.1243/09544070JAUTO1215 (cf. p. 161).

[Raf+21] D. Rafalskyi et al. « In-orbit demonstration of an iodine electric propulsion system ». In : *Nature* 599 (2021), p. 411-415. issn : 1476-4687. doi : 10.1038/s41586-021-04015-y (cf. p. 153).

[Ric65] J.H. Richmond. « Digital computer solutions of the rigorous equations for scattering problems ». In : *Proceedings of the IEEE* 53.8 (1965), p. 796-804. doi : 10.1109/PROC.1965.4057 (cf. p. 103).

[RKA20] Younes Ra'di, Alex Krasnok et Andrea Alù. « Virtual Critical Coupling ». In : *ACS Photonics* 7.6 (17 juin 2020), p. 1468-1475. doi : 10.1021/acsphotonics.0c00165 (cf. p. 69, 84, 121, 128).

[Rou+94] A. Rousseau et al. « Pulsed Microwave Discharge : A Very Efficient H Atom Source ». In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 27.11 (nov. 1994), p. 2439. issn : 0022-3727. doi : 10.1088/0022-3727/27/11/028 (cf. p. 158).

[RR96] Josette Rey-Debove et Alain Rey. *Le Nouveau Petit Robert. Dictionnaire alphabétique et analogique de la langue française*. Dictionnaires Le Robert - Paris, 1996 (cf. p. 102).

[RWG82] S. Rao, D. Wilton et A. Glisson. « Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 30.3 (1982), p. 409-418. doi : 10.1109/TAP.1982.1142818 (cf. p. 104).

[SAL09] M. Stobińska, G. Alber et G. Leuchs. « Perfect Excitation of a Matter Qubit by a Single Photon in Free Space ». In : *Europhysics Letters* 86.1 (avr. 2009), p. 14007. issn : 0295-5075. doi : 10.1209/0295-5075/86/14007 (cf. p. 117).

[Sau+13] C. Sauvan et al. « Theory of the Spontaneous Optical Emission of Nanosize Photonic and Plasmon Resonators ». In : *Physical Review Letters* 110.23 (5 juin 2013), p. 237401. doi : 10.1103/PhysRevLett.110.237401 (cf. p. 57).

[SBR06] Almas F. Sadreev, Evgeny N. Bulgakov et Ingrid Rotter. « Bound states in the continuum in open quantum billiards with a variable shape ». In : *Phys. Rev. B* 73 (23 juin 2006), p. 235342. doi : 10.1103/PhysRevB.73.235342 (cf. p. 113).

[Shc+19] S A Shcherbanev et al. « Experimental Study of Pulsed Microwave Discharges at Pressures Ranging over Five Orders of Magnitude ». In : *Plasma Sources Science and Technology* 28.4 (16 avr. 2019), p. 045009. ISSN : 1361-6595. DOI : 10.1088/1361-6595/aae765 (cf. p. 161).

[Shi+17] A I Shishpanov et al. « Processes of Discharge Ignition in Long Tubes at Low Gas Pressure ». In : *Plasma Sources Science and Technology* 26.6 (2017), p. 065017. ISSN : 1361-6595. DOI : 10.1088/1361-6595/aa6f7c (cf. p. 156).

[SHS20] William R. Sweeney, Chia Wei Hsu et A. Douglas Stone. « Theory of Reflectionless Scattering Modes ». In : *Physical Review A* 102.6 (7 déc. 2020), p. 063511. ISSN : 2469-9926, 2469-9934. DOI : 10.1103/PhysRevA.102.063511 (cf. p. 107, 108, 116, 117).

[Shu17] E. G. Shustin. « Plasma technologies for material processing in nanoelectronics : Problems and solutions ». In : *Journal of Communications Technology and Electronics* 62.5 (mai 2017), p. 454-465. DOI : doi.org/10.1134/S106422691704012X (cf. p. 153).

[Sil+09] F Silva et al. « Microwave engineering of plasma-assisted CVD reactors for diamond deposition ». In : *Journal of Physics : Condensed Matter* 21.36 (août 2009), p. 364202. DOI : 10.1088/0953-8984/21/36/364202 (cf. p. 153, 161).

[SIM16] A. I. Shishpanov, Yu. Z. Ionikh et A. V. Meshchanov. « The Effect of External Visible Light on the Breakdown Voltage of a Long Discharge Tube ». In : *Optics and Spectroscopy* 120.6 (2016), p. 871-875. ISSN : 0030-400X, 1562-6911. DOI : 10.1134/S0030400X16060217 (cf. p. 156, 168).

[Sim18] Antoine Simon. « Étude de Dispositifs de Limitation de Puissance Microonde En Technologie Circuit Imprimé Exploitant Des Plasmas de Décharge ». Thèse de doctorat. Toulouse, ISAE, 2018. URL : https://www.theses.fr/2018ESAE0037 (cf. p. 152).

[SK22] Abbas Semnani et Kazi Sadman Kabir. « A Highly Efficient Microwave Plasma Jet Based on Evanescent-Mode Cavity Resonator Technology ». In : *IEEE Transactions on Plasma Science* 50.10 (2022), p. 3516-3524. DOI : 10.1109/TPS.2022.3202509 (cf. p. 154).

[Sla46] J. C. Slater. « Microwave Electronics ». In : *Reviews of Modern Physics* 18.4 (1946), p. 441-512. ISSN : 0034-6861. DOI : 10.1103/RevModPhys.18.441 (cf. p. 69).

[Slo+22] Yevgeny Slobodkin et al. « Massively degenerate coherent perfect absorber for arbitrary wavefronts ». In : *Science* 377.6609 (2022), p. 995-998. DOI : 10.1126/science.abq8103 (cf. p. 115).

[Smi86] Ken L. Smith. « "Q" Ken Smith Looks at the Origins and Subsequent Applications of This Often Misunderstood Ratio ». In : *ELECTRONICS & WIRELESS WORLD* (juill. 1986), p. 51-53 (cf. p. 69, 70).

[Sol+23] Jérôme Sol et al. « Reflectionless Programmable Signal Routers ». In : *Science Advances* 9.4 (jan. 2023), eadf0323. ISSN : 2375-2548. DOI : 10.1126/sciadv.adf0323 (cf. p. 108, 114-116).

[Sou20] Dimitrios L. Sounas. « Virtual Perfect Absorption through Modulation of the Radiative Decay Rate ». In : *Physical Review B* 101.10 (4 mars 2020), p. 104303. ISSN : 2469-9950, 2469-9969. DOI : 10.1103/PhysRevB.101.104303 (cf. p. 122).

[SSdH22] Jérôme Sol, David R. Smith et Philipp del Hougne. « Meta-Programmable Analog Differentiator ». In : *Nature Communications* 13.1 (déc. 2022), p. 1713. ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/s41467-022-29354-w (cf. p. 114-116, 126).

[Sta14] S. M. Starikovskaia. « Plasma-Assisted Ignition and Combustion : Nanosecond Discharges and Development of Kinetic Mechanisms ». In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 47.35 (août 2014), p. 353001. ISSN : 0022-3727. DOI : 10.1088/0022-3727/47/35/353001 (cf. p. 158).

[Sto+20] A. Douglas Stone et al. « Reflectionless Excitation of Arbitrary Photonic Structures : A General Theory ». In : *Nanophotonics* 10.1 (1er oct. 2020), p. 343-360. ISSN : 2192-8614, 2192-8606. DOI : 10.1515/nanoph-2020-0403 (cf. p. 105, 108, 109, 114).

[Str71] Hon. J.W. Strutt. « LVIII. On the scattering of light by small particles ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 41.275 (1871), p. 447-454. DOI : 10.1080/14786447108640507 (cf. p. 103).

[Suw+22] Suwun Suwunnarat et al. « Non-linear coherent perfect absorption in the proximity of exceptional points ». In : *Communications Physics* 5.5 (2022), p. 2399-3650. DOI : 10.1038/s42005-021-00782-2 (cf. p. 126).

[Swe+19] William R. Sweeney et al. « Perfectly Absorbing Exceptional Points and Chiral Absorbers ». In : *Phys. Rev. Lett.* 122 (9 mars 2019), p. 093901. DOI : 10.1103/PhysRevLett.122.093901 (cf. p. 113, 116).

[TD05] Alexander L. Taube et Gregory M. Demyashev. « Microwave Resonance Plasma Source ». In : *Encyclopedia of RF and Microwave Engineering*. Sous la dir. de Kai Chang. Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Inc., 15 avr. 2005, eme537. ISBN : 978-0-471-65450-6. DOI : 10.1002/0471654507.eme537 (cf. p. 154).

[Tex16] Christophe Texier. « Wigner time delay and related concepts : Application to transport in coherent conductors ». In : *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures* 82 (2016), p. 16-33. issn : 1386-9477. doi : doi.org/10.1016/j.physe.2015.09.041 (cf. p. 126).

[Tho88] L. Thourel. « Calcul et conception des dispositifs en ondes centimétriques et millimétriques, Tome 1 ». In : *Circuits passifs*. Cepadues-Editions, 1988. Chap. 6, p. 271-281 (cf. p. 70).

[Tra+19] G. Trainiti et al. « Coherent Virtual Absorption of Elastodynamic Waves ». In : *Science Advances* 5.8 (2 août 2019), eaaw3255. issn : 2375-2548. doi : 10.1126/sciadv.aaw3255 (cf. p. 119, 126).

[Var11] Stefan Varault. « Modélisation et Études Expérimentales de Structures à Bande Interdite Électromagnétique Reconfigurables Intégrant Des Capillaires Plasmas Pour Applications Micro-Ondes ». Thèse de doctorat. Toulouse 3, 2011. url : https://www.theses.fr/2011TOU30079 (cf. p. 152).

[Vis70] C. V. Vishveshwara. « Scattering of Gravitational Radiation by a Schwarzschild Black-hole ». In : *Nature* 227.5261 (5261 août 1970), p. 936-938. doi : 10.1038/227936a0 (cf. p. 58).

[Wan+21] Changqing Wang et al. « Coherent perfect absorption at an exceptional point ». In : *Science* 373.6560 (2021), p. 1261-1265. doi : 10.1126/science.abj1028 (cf. p. 116, 126).

[Whe84] H.A. Wheeler. « Reflection Charts Relating to Impedance Matching ». In : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 32.9 (1984), p. 1008-1021. issn : 1557-9670. doi : 10.1109/TMTT.1984.1132814 (cf. p. 205).

[WM08] Jan Wiersig et Jörg Main. « Fractal Weyl law for chaotic microcavities : Fresnel's laws imply multifractal scattering ». In : *Phys. Rev. E* 77 (3 mars 2008), p. 036205. doi : 10.1103/PhysRevE.77.036205 (cf. p. 125).

[WN95] Michael R. Wall et Daniel Neuhauser. « Extraction, through filter-diagonalization, of general quantum eigenvalues or classical normal mode frequencies from a small number of residues or a short-time segment of a signal. I. Theory and application to a quantum-dynamics model ». In : *The Journal of Chemical Physics* 102.20 (1995), p. 8011-8022. doi : 10.1063/1.468999 (cf. p. 125).

[WZS04] Suh Wonjoo, Wang Zheng et Fan Shanhui. « Temporal Coupled-Mode Theory and the Presence of Non-Orthogonal Modes in Lossless Multimode Cavities ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 40.10 (oct. 2004), p. 1511-1518. doi : 10.1109/JQE.2004.834773 (cf. p. 59, 74, 108, 200, 202).

[You02] T. YOUNG. « II. The Bakerian Lecture. On the theory of light and colours ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 92 (1802), p. 12-48. DOI : 10.1098/rstl.1802.0004 (cf. p. 103).

[Zho+20] Q. ZHONG et al. « Coherent Virtual Absorption of Light in Microring Resonators ». In : *Physical Review Research* 2.1 (23 mars 2020), p. 013362. ISSN : 2643-1564. DOI : 10.1103/PhysRevResearch.2.013362 (cf. p. 120).

Titre - Absorption virtuelle microonde pour l'allumage de décharges plasma sans réflexion

Résumé - Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le cadre général de recherche de stratégies électromagnétiques spatio-temporelles pour le contrôle des plasmas. Dans ce cadre, nous investissons les possibles ouverts par les récents travaux autour de phénomènes singuliers de diffusion des ondes, en particulier des états électromagnétiques résonants sans réflexion. Ces états semblent pouvoir offrir des conditions électromagnétiques favorables à l'allumage de décharges plasma. Cet allumage représente un intérêt critique pour de multiples applications scientifiques et industrielles.

Dans notre cas d'étude, une cavité résonante microonde possédant un unique accès de couplage est excitée par une fréquence complexe particulière qui correspond à un zéro de la matrice S. Concrètement, cela se traduit par une modulation temporelle exponentielle de l'amplitude du champ incident, permettant de compenser les mécanismes de diffusion. Ce phénomène singulier, connu sous le nom d'absorption virtuelle, conduit au stockage intégral de l'énergie portée par le champ incident, le temps de l'excitation. Cette intensification locale et rapide du champ électrique dans la cavité présente un intérêt particulier pour l'allumage de décharges plasma.

Cette thèse propose notamment des méthodes permettant d'identifier les zéros de la matrice S à partir de la mesure du S_{11} puis une démonstration expérimentale de l'absorption virtuelle en cavité résonante microonde. Cette dernière expérience est prolongée par la démonstration de l'allumage de plasmas par absorption virtuelle, c'est-à-dire sans réflexion antérieurement au claquage.

Mots clés : absorption virtuelle - états sans réflexion - microondes - anomalies de diffusion des ondes - modulation temporelle - fréquence complexe - allumage plasma - source plasma microonde - résonance

---

Title - Microwave virtual absorption for reflectionless plasma ignition

Abstract - The work in this thesis is part of a general research effort into space-time electromagnetic strategies for plasma control. Within this context, we are exploring the possibilities opened up by recent work on singular wave scattering phenomena, in particular reflectionless resonant electromagnetic states. These states appear to offer favorable electromagnetic conditions for plasma discharge ignition. Such ignition is of critical interest for a wide range of scientific and industrial applications.

Here, a microwave resonant cavity with a single coupling access is excited by a specific complex frequency corresponding to an S-matrix zero. In concrete terms, this results in an exponential temporal modulation of the incident field amplitude, compensating for scattering mechanisms. This singular phenomenon, known as virtual absorption, leads to full storage of the energy carried by the incident field during the excitation period. This local and rapid electric field intensification in the cavity is of particular interest for the ignition of plasma discharges.

This thesis proposes methods for identifying S-matrix zeros from S_{11} measurements, followed by an experimental demonstration of virtual absorption in a microwave resonant cavity. The latter experiment is followed by a demonstration of plasma ignition by virtual absorption, i.e. without reflection before breakdown.

Keywords : virtual absorption - reflectionless states - microwaves - anomalies in light scattering - temporal modulation - complex frequency - plasma ignition - resonance - microwave plasma source