UNIVERSITÉ SAVOIE MONT BLANC

Thèse

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ SAVOIE MONT BLANC

Spécialité : **Sciences pour l'ingénieur**

Arrêté ministériel : 25 Mai 2016

Présentée par

Adrien AMEYE

Thèse dirigée par **Adrien BADEL** et
codirigée par **Nicolas GARRAUD** et **Pierre GASNIER**

préparée au sein du **Laboratoire Autonomie et Intégration des Capteurs (CEA-LETI)**
préparée au sein du **Laboratoire Système et Matériaux pour la Mécatronique (SYMME - USMB)**
dans l'École Doctorale **Sciences, Ingénierie, Environnement**

Transmission de puissance sans fil basse fréquence pour l'alimentation de systèmes autonomes

Thèse soutenue publiquement le 25 octobre 2024,
devant le jury composé de :
Monsieur **Skandar BASROUR**
Professeur, Université Grenoble Alpes (TIMA), Rapporteur
Monsieur **Mickaël LALLART**
Professeur, INSA de Lyon (LGEF), Rapporteur
Madame **Christine PRELLE**
Professeur, Université de Technologie de Compiègne (UTC), Examinatrice
Monsieur **Alain SYLVESTRE**
Professeur, Université Grenoble Alpes (G2Elab), Examinateur
Monsieur **Adrien BADEL**
Professeur, Université Savoie Mont-Blanc (SYMME), Directeur de thèse
Monsieur **Nicolas GARRAUD**
Ingénieur chercheur, Université Grenoble-Alpes (CEA-LETI), Codirecteur
Monsieur **Pierre GASNIER**
Ingénieur chercheur, Université Grenoble-Alpes (CEA-LETI), Codirecteur

“Si tu veux faire de belles figures, n’utilise pas Powerpoint”
Auteur anonymisé



Remerciements

La partie remerciements est sans doute la plus lue des manuscrits. C'est peut-être aussi la plus difficile à écrire : beaucoup de personnes ont contribué à cette thèse, que ce soit directement ou non. N'ayant pas envie que les remerciements soient plus longs que le corps du manuscrit (un risque bien réel vu le nombre de personnes que je souhaite remercier), je vais m'efforcer de rester sobre. Du moins, je vais essayer de faire aussi sobre que possible.

Je remercie tout d'abord mon directeur de thèse, Adrien Badel. Sa pertinence et sa rapidité à comprendre les choses quasi-instantanément en ont fait un atout majeur pour cette thèse, que ce soit pour proposer des idées ou pour apporter la petite analogie qui éclaire complètement un sujet. Je remercie également Pierre Gasnier et Nico Garraud pour m'avoir encadré tout au long de cette thèse. Leur soutien scientifique et technique a été très important, presque autant que leur apport humoristique quotidien. Que ce soit pour travailler sur un abstract dans l'urgence ou pour cacher un vibreur dans un clavier, je sais que je peux toujours compter sur eux.

Je remercie bien évidemment les membres de mon jury, Christine Prelle, Alain Sylvestre, Skandar Basrour, et Mickaël Lallart, pour avoir accordé du temps à la lecture de mon manuscrit, mais aussi pour avoir fait de la soutenance un moment à la fois enrichissant scientifiquement mais aussi très convivial.

Je remercie bien sûr Nico Decroix, fidèle co-thésard avec qui j'aurai partagé le même bureau, le même encadrement, les mêmes laboratoires, les mêmes vacances, et presque les mêmes dates de début et de fin de thèse. J'espère que tu accepteras de revenir un jour à la fête de la langoustine de Plobannalec-Lesconil avec nous !

Je remercie Nâthis Cote, Olivier Freychet et Gallien Delattre, anciens membres du bureau des thésards, avec qui nous avons eu de super discussions techniques, mais aussi de nombreux débats animés sur l'optimisation d'une FOM qualitative pour le choix des repas à la cantine. Nous aurons toujours une valeur commune : le maxi-cookie à deux points du restaurant H3 (que je remercie également). Merci à Leila, Rémi et Youssof, qui ont pris la relève dans le bureau des thésards. Aussi étonnant que cela puisse paraître car la thèse n'est théoriquement pas la période la plus amusante, le principal conseil que je pourrais vous donner est le suivant : profitez ! Pour conclure les remerciements côté CEA, je remercie bien évidemment tous les membres du LAIC, avec qui on s'est parfois torturé les méninges sur des sujets techniques, mais aussi avec qui on a pu s'aérer l'esprit au CEA ou aux Vouillants. L'excellente ambiance de ce laboratoire a joué un rôle important dans le bon déroulement de cette thèse.

Qui de mieux que David et Adrien M. pour faire la transition entre les remerciements côté CEA et ceux côté Symme ? Merci à vous deux de m'avoir ouvert les portes de ce nouveau labo. Travailler avec vous, que ce soit pour l'enseignement ou la recherche, est un réel plaisir. Je remercie également (par ordre de placement des bureaux) Gabi, Freddy, Grégoire, Antoine, Marine, Léo-Scott, Séverine, Quentin, Camille, Aya, Tianhao, Ameni, Daouda, Axel, ainsi que les membres non-thésards du Symme, pour l'accueil, les cafés et autres gâteaux lors des multiples pauses et sorties. J'éviterai ici de mentionner trop longuement le non-tournoi de ping-pong.

Je remercie bien sûr toutes les super personnes rencontrées depuis mon arrivée à Grenoble et à Annecy. Vous m'excuserez de faire court et de ne pas citer tous les noms : cette concision n'est en rien synonyme d'une moindre importance. Je remercie entre autres le bien rempli club des UTCéens à Grenoble, la foule de super colocs que j'ai pu avoir à Saint-Egrève, ainsi que les bons Grelous que sont Lorène et Étienne. Merci aussi à ceux qui sont un peu plus loin : Louis, Romain, Julien, Charlotte, Héloïse, Carole, Tangui, Constant, et bien d'autres, bien que ces remerciements ne soient pas seulement liés à ces trois dernières années.

Un très très grand merci à ma famille, à mes parents, à Gaëlle et à sa famille, pour leur réel enthousiasme à l'égard de mes travaux. Je ne pensais pas que le sujet de la transmission d'énergie sans fil électrodynamique vous intéresserait autant ! Merci pour votre soutien !

Un dernier remerciement revient à chaque lecteur de ce manuscrit.

Table des matières

Introduction générale 6

Chapitre 1 : Introduction 8
1.1. Contexte de la transmission de puissance sans fil (TPSF) 9
1.1.1. Historique 9
1.1.2. Domaines applicatifs pour l'alimentation sans fil 10
1.2. Etat des techniques 12
1.2.1. TPSF par ondes mécaniques 12
1.2.2. TPSF par des ondes électromagnétiques en champ lointain 14
1.2.3. TPSF par un champ électrique en champ proche 15
1.2.4. TPSF par un champ magnétique en champ proche : transfert par induction 16
1.2.5. TPSF par un champ magnétique en champ proche : électrodynamique 17
1.3. Choix de la fréquence d'opération 18
1.4. Transmission sans fil basse fréquence électrodynamique 19
1.4.1. Principe de fonctionnement 19
1.4.2. Lien avec la récupération d'énergie vibratoire 20
1.4.3. Mouvement de l'aimant 21
1.4.4. Méthodes de transduction 25
1.5. Positionnement de la thèse 28

Chapitre 2 : Modélisation **30**
2.1. Principales notations 31
2.2. Classification des récepteurs électrodynamiques à aimant permanent 32
2.3. Transfert d'effort à distance 32
2.3.1. Champ magnétique et gradient du champ 33
2.3.2. Interaction aimant-champs : force et couple d'excitation 36
2.4. Modélisation des récepteurs à aimant en translation (RT & RTP) 37
2.4.1. Définition des paramètres et modèle mécanique 37
2.4.2. Cas des récepteurs à aimant en translation type poutre (RTP) 38
2.4.3. Transduction électromécanique : définitions des paramètres clés 40
2.4.4. Transduction piézoélectrique (PE) 41
2.4.5. Transduction électrodynamique 43
2.4.6. Comparaison des deux types de transduction 46
2.5. Modélisation des récepteurs rotatifs (RRP & RRC) 49
2.5.1. Couple d'excitation 49
2.5.2. Modèle mécanique 51
2.5.3. Etude du comportement de système rotatif périodique (RRP) 52
2.5.4. Etude du comportement de système rotatif continu (RRC) 53
2.5.5. Discussion 56
2.6. Conclusion 59

Chapitre 3 : Récepteur hybride pour l'augmentation de la robustesse **61**
3.1. Motivations 62
3.1.1. Développement théorique : suramortissement et désaccordement en fréquence 63

3.1.2. Limitation d'amplitude par suramortissement 64
3.1.3. Récepteur de type poutre hybride 65
3.1.4. Résumé du positionnement de l'étude 66
3.2. Capacité d'amortissement des transducteurs PE et ED à la résonance 66
3.3. Modélisation d'un système hybride 68
3.4. Démarche expérimentale 68
3.4.1. Présentation du dispositif 68
3.4.2. Présentation du banc de mesure 70
3.4.3. Identification des paramètres du système et domaine de validité 71
3.5. Limitation de l'amplitude 75
3.5.1. Capacité d'amortissement 75
3.5.2. Impact de l'ajout d'un circuit pont de diode complet 79
3.5.3. Impact du couplage 81
3.6. Conclusion et intérêt de l'hybridation 83

Chapitre 4 : Système rotatif double mode : périodique et continu 85
4.1. Motivation 86
4.1.1. Comportement des deux modes des systèmes sans pièce déformable 86
4.1.2. Résumé et positionnement de l'étude 87
4.2. Réalisation de dispositif 88
4.2.1. Récepteur dual mode avec raideur sinusoïdale 88
4.2.2. Reprise du modèle et identification des paramètres 89
4.3. Performance des deux modes et validation du modèle 91
4.3.1. Performance du mode rotation continu 91
4.3.2. Puissance de sortie après décrochage : mode résonant 92
4.4. Comportement du système dual 93
4.4.1. Mise en évidence de la coexistence d'orbites 94
4.4.2. Condition de passage : énergie 95
4.4.3. Transition entre mode rotation périodique et mode rotation continue 97
4.5. Conclusion et intérêt du système dual mode rotation continue-rotation périodique 102

Conclusion 103
Bibliographie 121
Liste des publications 130

Introduction générale

La transmission de puissance sans fil (TPSF ou WPT en anglais : *Wireless Power Transfer*) est une stratégie de transmission d'énergie électrique permettant de s'affranchir de la contrainte physique imposée par les câbles électriques. Elle peut être utilisée pour l'alimentation ou la recharge de systèmes placés dans des environnements contraints ou sévères, des environnements difficiles d'accès ou isolés, ou dans le cadre de l'alimentation de systèmes en mouvement.

Diverses techniques basées sur des principes physiques différents existent. La plupart des systèmes actuellement proposés dans la littérature scientifique proposent l'utilisation de champs électromagnétiques émis à des fréquences élevées (supérieures à 100 kHz). L'utilisation de champs à hautes fréquences permet une plus forte directivité de l'émission, une diminution de la taille des antennes réceptrices et de meilleurs rendements de transmission. En contrepartie, l'augmentation de la fréquence des champs émis augmente les risques d'interférence électromagnétique avec les systèmes électroniques environnants, limite la pénétration des ondes dans les matériaux conducteurs comme les parois métalliques, et est soumise à des normes plus sévères que les champs de très basse fréquence.

Le développement des systèmes de transmission électrodynamique (ED-WPT) tente de pallier cela. Cette technique de transmission de puissance sans fil fonctionne grâce à des champs magnétiques générés à des fréquences inférieures à 10 kHz. Les récepteurs utilisés comportent des aimants permanents couplés à des systèmes mécaniques. L'interaction entre un champ magnétique créé par un émetteur à basse fréquence et un aimant permanent génère un effort mécanique entrainant l'aimant en mouvement. L'énergie mécanique est ensuite convertie en énergie électrique à l'aide d'un transducteur électromécanique (Figure 1).

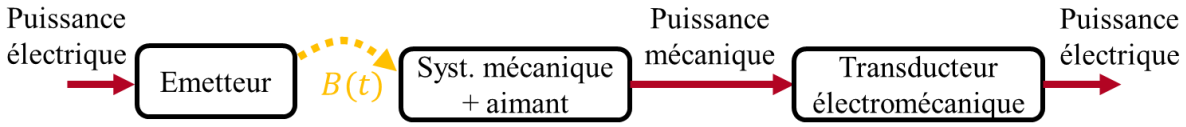


Figure 1 : Chaine de puissance d'un récepteur ED-WPT.

Les systèmes ED-WPT sont, pour l'heure, à un stade de recherche. D'autres systèmes de transmission d'énergie ou l'utilisation de batteries leur sont préférés pour trois raisons principales. Tout d'abord, les puissances transférées par les systèmes ED-WPT sont faibles au regard de leur volume, ensuite la portée de transmission de ces systèmes peut être un frein à leur utilisation et enfin, la robustesse mécanique des systèmes ED-WPT est limitée.
Une grande partie des recherches sur les récepteurs ED-WPT se concentre sur le premier point : l'augmentation de la densité de puissance. Dans cette thèse, nous nous concentrerons sur les deux autres verrous technologiques : l'augmentation de la portée de transmission et la robustesse de ces systèmes.

Le premier chapitre de ce manuscrit introduit la méthode de transmission de puissance avec un point de vue historique, les différentes techniques utilisées et les applications possibles. On s'intéresse ensuite à la transmission électrodynamique avec notamment les différents mouvements mécaniques exploités ainsi que les différents transducteurs utilisés au sein de la littérature. Le chapitre se conclut par les questions de recherche qui guident cette thèse.

Le second chapitre aborde la modélisation des systèmes de transmission électrodynamique, comprenant la modélisation des émetteurs de champs magnétiques, des récepteurs périodiques type poutre, et des récepteurs à aimant tournant périodique ou continu. Des modèles analytiques permettant de décrire et de comparer le comportement des différents systèmes sont proposés. Enfin, une étude des performances des différents récepteurs électrodynamiques de la littérature scientifique est également présentée.

Le troisième chapitre est basé sur l'utilisation des systèmes de transmission comportant des poutres résonantes. Il détaille l'intérêt, sous certaines conditions, de l'augmentation du couplage électrodynamique afin d'améliorer la robustesse mécanique et la portée de ces systèmes. Des résultats issus d'un prototype expérimental, ainsi que des résultats de simulation basés sur un système poutre « hybride » (comportant deux transducteurs électromécaniques différents) sont proposés.

Le quatrième chapitre aborde une approche visant à améliorer les systèmes de transmission intégrant un aimant rotatif. Ces systèmes sont peu documentés dans la littérature car ils ne sont pas efficaces sous de faibles champs magnétiques. La stratégie de mouvement « dual » présentée dans ce chapitre vise à renforcer la robustesse de ces systèmes en les rendant utilisables sur une plage plus étendue d'amplitudes de champs magnétiques.

Enfin, la conclusion de ce manuscrit récapitule les principaux apports des précédentes parties et ouvre sur des perspectives qui pourraient être traitées dans le cadre de nouvelles recherches.

Chapitre 1 : Introduction

1.1.	Contexte de la transmission de puissance sans fil (TPSF)	9
	1.1.1. Historique	9
	1.1.2. Domaines applicatifs pour l'alimentation sans fil	10
1.2.	Etat des techniques	12
	1.2.1. TPSF par ondes mécaniques	12
	1.2.2. TPSF par des ondes électromagnétiques en champ lointain	14
	1.2.3. TPSF par un champ électrique en champ proche	15
	1.2.4. TPSF par un champ magnétique en champ proche : transfert par induction	16
	1.2.5. TPSF par un champ magnétique en champ proche : électrodynamique	17
1.3.	Choix de la fréquence d'opération	18
1.4.	Transmission sans fil basse fréquence électrodynamique	19
	1.4.1. Principe de fonctionnement	19
	1.4.2. Lien avec la récupération d'énergie vibratoire	20
	1.4.3. Mouvement de l'aimant	21
	1.4.4. Méthodes de transduction	25
1.5.	Positionnement de la thèse	28

1.1. Contexte de la transmission de puissance sans fil (TPSF)

1.1.1. Historique

L'invention de la transmission d'énergie sans fil n'a pas de date précise. Les premières expériences et avancées dans ce domaine sont liées aux expérimentations cherchant à mieux comprendre les phénomènes électriques et magnétiques ainsi que leurs effets au cours du 19ème siècle. Dans un premier temps, les recherches se portent sur les causes et le comportement des champs électromagnétiques avant de chercher à en exploiter leurs propriétés à des fins de transmission d'information sans fil (Shinohara et collab. [1]).

La paternité de la transmission de puissance sans fil (TPSF) ne peut donc pas être attribuée à une seule personne. De nombreux chercheurs ont participé de manière significative à l'évolution de ce domaine, apportant une contribution à la compréhension ou à l'exploitation des phénomènes électromagnétiques pour la transmission de puissance sans fil. Les chercheurs souvent cités comme les « pères » du domaine varient selon les définitions, les courants de pensées ou même les pays. Des noms de chercheurs célèbres tel que Heinrich Hertz, Guglielmo Marconi, James Clerk Maxwell ou Nikola Tesla peuvent néanmoins être cités (Article de presse [2]).

Les premières applications commerciales modernes de ces technologies n'apparaissent qu'à partir de la seconde moitié du 20ème siècle, notamment avec l'alimentation de transpondeurs radio passifs dans un but de radio-identification (RFID). La recharge des batteries d'appareils nomades a également été développée pendant cette période. C'est le cas de la recharge des brosses à dents électriques, conçue en réponse à un problème de sécurité : l'utilisation de fils électriques et de contacts apparents pour les alimenter présentait des risques électriques et de détérioration dans des environnements humides tels que les salles de bains.

A l'exception de l'apparition de la recharge des smartphones avec le standard Qi, le début du 21ème siècle reste pauvre en applications industrielles et commerciales dans le domaine de la TPSF. Les nombreux projets, brevets et startups liés à ce domaine n'accélèrent pas ou peu sa démocratisation, souvent freinée par de faibles rendements, les normes liées à l'émission de forts champs électromagnétiques et à la concurrence des piles. De plus, la prise en compte croissante des enjeux environnementaux influence également le développement de la TPSF : l'impact environnemental de ces dispositifs à faible rendement commence à être intégré dans le développement des projets, et leur pertinence est parfois remise en question.
Néanmoins, bien que les applications soient pour le moment limitées, la TPSF prend une part de plus en plus importante dans le secteur de la recherche, que ce soit en termes de nombre de publications ou de proportion d'articles publiés dans le thème de la TPSF. La proportion de publications concernant la TPSF, tous domaines confondus, atteint près de 1‰ depuis 2016 comme le montre la Figure 2.

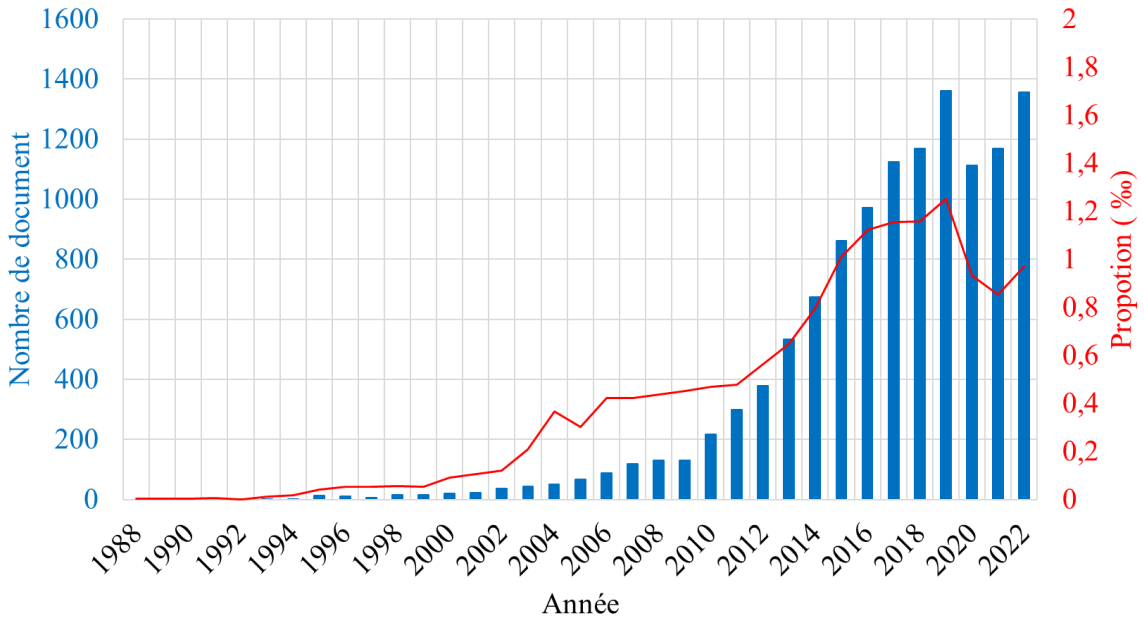


Figure 2 : Proportion et nombre de document traitant de la transmission d'énergie sans fil[1], par rapport au nombre total d'articles publiés d'après Scopus[2].

1.1.2. Domaines applicatifs pour l'alimentation sans fil

La consommation électrique des semi-conducteurs est un sujet actif de recherche, rendant les systèmes autonomes plus aptes à leur alimentation sans fil avec de faibles champs d'émission. Toutes les fonctions réalisées par les systèmes de capteurs autonomes communicants (mesure, traitement des données, transmission de l'information (Figure 3)) voit leur consommation diminuer (Cao et collab.[3] Chandrakasan et al [4]). Ces progrès permettent donc d'imaginer l'alimentation sans fil dans différents contextes.

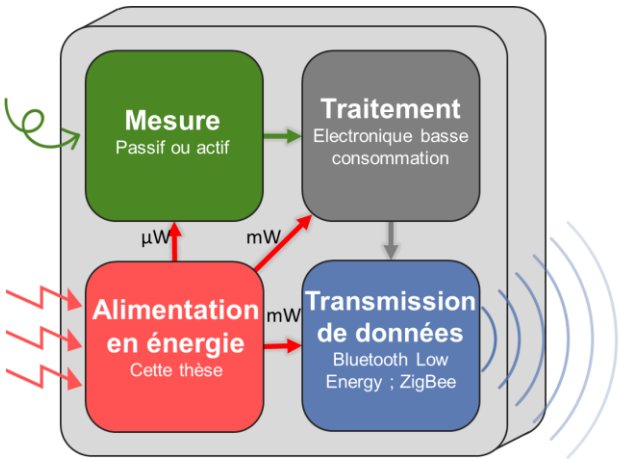


Figure 3 : Schéma de la décomposition des différents sous-systèmes d'un système de capteurs basse consommation.

[1] : Recherche Scopus "TITLE (wirele* AND pow* AND trans*) OR TITLE (wirele* AND ener* AND trans*)"

[2] : Recherche Scopus "TITLE-ABS-KEY(paper OR article)" corrigée du nombre d'article totale référencé sur Scopu en 2021 : https://blog.scopus.com/posts/scopus-roadmap-whats-new-in-2022

Un premier domaine pour lequel la TPSF peut jouer un rôle est **l'industrie** moderne. Celle-ci s'appuie de plus en plus sur l'utilisation de capteurs communicants dans le but d'améliorer ses processus et sa réactivité en cas de défaillance. Avec le développement de la maintenance prédictive remplaçant peu à peu la maintenance prévisionnelle[3], le nombre de capteurs devrait encore massivement augmenter (Article de presse [5]). Les contraintes liées aux besoins en alimentation de ces systèmes de capteurs distribués, dont l'emplacement est parfois difficilement accessible, augmentent également. Assurer l'alimentation de ces systèmes devient alors un défi technique complexe qui peut parfois se révéler insoluble dans le cas d'alimentation filaire (poids, coût, encombrement, solidité des structures).
Si l'utilisation de piles ou de batteries, malgré leur faible durée de vie[4], reste une solution privilégiée pour l'alimentation des systèmes de capteurs, ce choix est souvent effectué faute d'un système de TPSF adapté.
De plus, certains environnements ne permettent pas l'utilisation de fils ou de batteries. On peut citer notamment les **environnements sévères** dont les conditions de température excluent l'utilisation de piles et de batteries, les environnements inaccessibles après installation ou les environnements sous pression, pour lesquels le passage des fils peut porter préjudice à leur solidité et étanchéité (Lin et collab. [6]).

Un second domaine d'application de la TPSF concerne les besoins de **mobilité**. Que ce soit pour les systèmes de capteurs positionnés sur des éléments tournants en milieu industriel (capteur de vibration sur rotor), pour des systèmes autonomes légers (utilisation de drones en logistique, surveillance, ou suivi d'exploitation), pour la robotique, ou pour la recharge de véhicule électrique (Sagar et collab. [7]).

Enfin, les travaux sur les **dispositifs implantables** très actifs dans le domaine de la santé (Dinis et collab.[8]). Ces dispositifs peuvent être composés de capteurs permettant le suivi journalier d'un patient, ou d'actionneurs comme dans le cas des pompes à perfusion implantables ou de stimulateurs cardiaques. Actuellement, ces systèmes comportent des piles qui doivent être remplacées régulièrement, nécessitant des opérations chirurgicales invasives, coûteuses et sources d'éventuelles complications pour le patient. La TPSF permet d'éviter ces actes en rechargeant les dispositifs à travers les tissus biologiques. Elle peut également permettre une miniaturisation des systèmes, puisque les piles sont souvent le composant le plus volumineux de ces dispositifs.

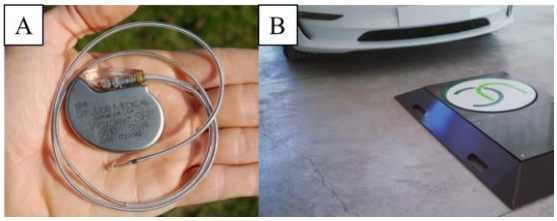


Figure 4 : Différents exemples de cas applicatifs de transfert d'énergie sans fil. A : Domaine de la santé : un pacemaker dont 80% du volume est occupé par la batterie (Tt Jude Medical). B : Système de recharge de véhicule sans fils (Up&charge).

[3] La maintenance prévisionnelle se base sur un calendrier défini à la conception du système pour les dates d'entretien, tandis que la maintenance prédictive utilise des données en temps réel pour anticiper les défaillances.
[4] Une pile AA de 2850 mAh n'a une durée de vie théorique maximale que de 85 jours pour une consommation moyenne de 2 mW.

1.2. Etat des techniques

La TPSF est actuellement un domaine vaste, regroupant de nombreux travaux, avec des objectifs variés en termes de distance, de rendement, de puissance et de durée de vie. Bien que cette thèse se concentre uniquement sur la TPSF électrodynamique, il est intéressant de passer en revue les autres techniques existantes, en présentant leurs avantages, leurs faiblesses et leurs domaines d'application.

Une grande variété de systèmes est présente dans la littérature. Les techniques de transmission utilisées, la taille des dispositifs, leurs rendements les rendent très différentes. Les différentes techniques présentes dans la littérature peuvent être classées selon le vecteur physique utilisé (Figure 5). Chacune de ces techniques sera brièvement détaillée.

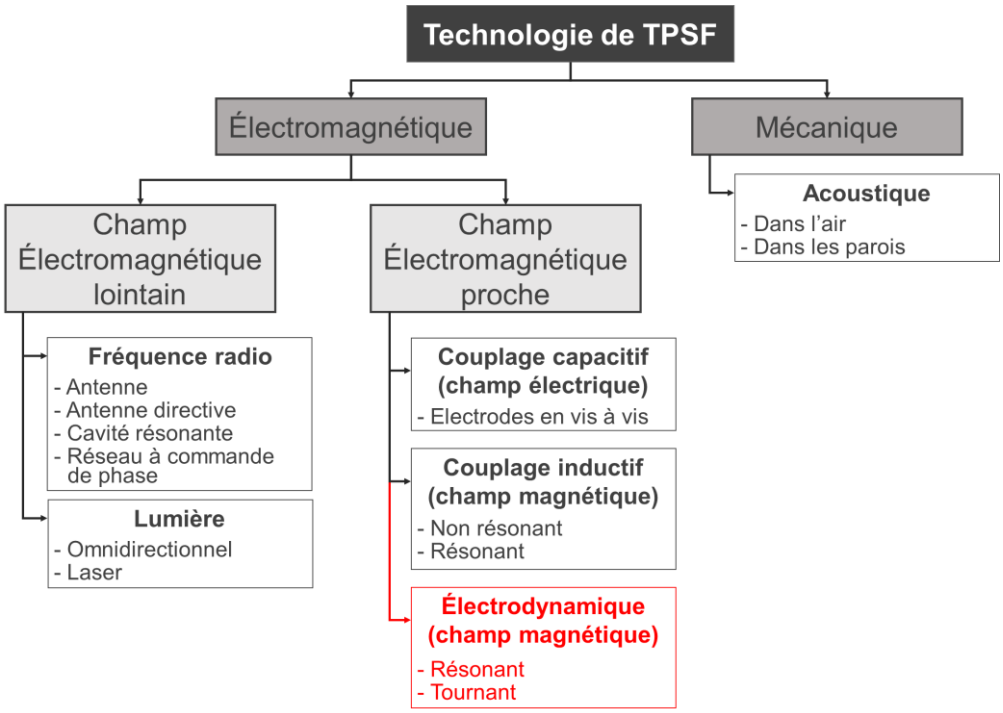


Figure 5 : Différentes catégories de techniques de transmission de puissance sans fil. En rouge, la technique étudiée lors de cette thèse.

1.2.1. TPSF par ondes mécaniques

La transmission de puissance acoustique est une technique utilisant des ondes mécaniques (acoustiques) comme support pour le transport d'énergie.

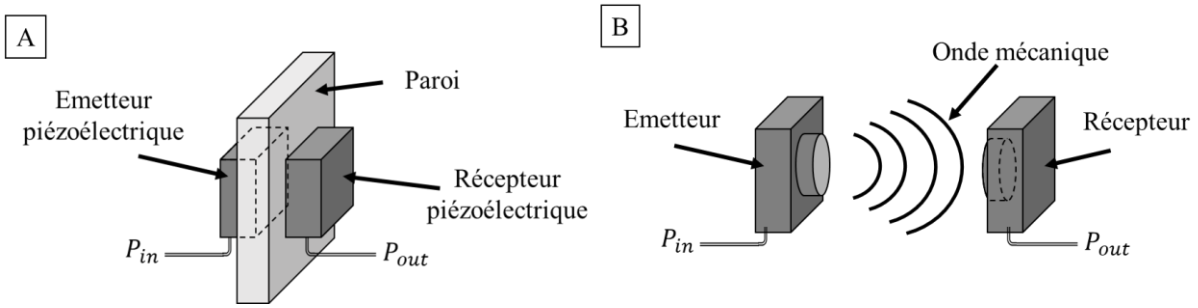


Figure 6 : Schémas de principe d'un système de transmission d'énergie par onde mécanique. A : pariétal. B : dans l'air.

Cette catégorie comprend deux techniques différentes :

- **La transmission acoustique dans l'air** utilise des patchs piézoélectriques ou des systèmes électrodynamiques comme émetteur et récepteur. Une source alimente l'émetteur à une fréquence supérieure à 50 kHz, afin d'optimiser l'efficacité du couplage entre la membrane et le milieu. Un récepteur disposé à distance permet la conversion inverse (Allam et collab.[9]). Un des principaux défis de ces dispositifs est la différence d'impédance entre l'émetteur (souvent composé d'éléments piézoélectriques) et l'air. Pour y remédier, différents systèmes sont utilisés, tels que les pavillons ou les membranes, que ce soit du côté de l'émetteur ou du récepteur (Roes et collab. [10]). L'émetteur peut être optimisé afin de rendre le système directif (Phase Array) (Tseng et collab. [11]) (Figure 7).

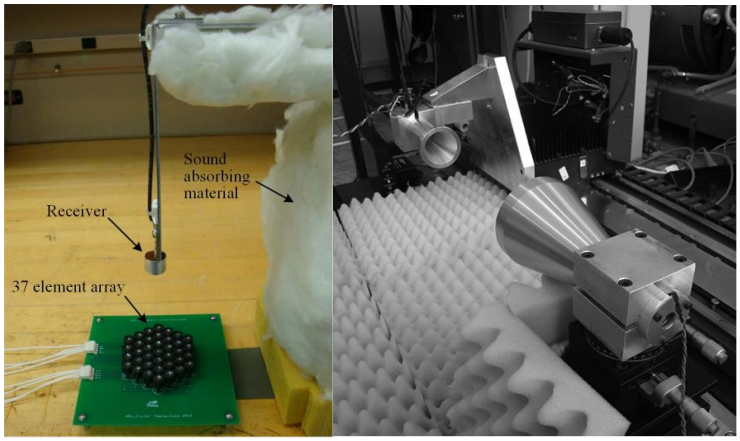


Figure 7 : Deux systèmes de transmission d'énergie sans fil acoustique ayant des mises en œuvre différentes : avec *beamsteering* (Tseng et collab. [11]) ou avec un pavillon (Roes et collab. [10]).

- La transmission de puissance sans fil à travers des solides fonctionne généralement grâce à des patchs piézoélectriques collés de part et d'autre d'une paroi. Les rendements de ces dispositifs peuvent être élevés (supérieurs à 80 %), en particulier pour les matériaux peu dissipatifs tel que les verres ou les aciers, et pour les parois de faible épaisseur. Un système de transmission de puissance sans fil à travers une paroi métallique est présenté dans la Figure 8.



Figure 8 : Prototypes de transmission de puissance sans fil acoustique à travers des parois, figure supplémentaire de la thèse d'O. Freychet (Freychet et collab.[12]).

Des systèmes de transmission de puissance sans fil acoustique sont d'ores et déjà en phase d'industrialisation pour l'alimentation de capteur (TDK Electronics AG [13]) et n'ont pour l'instant pas de concurrents sur le segment de la transmission à travers les parois conductrices, ceux-ci étant difficilement traversables par des champs électromagnétiques à hautes fréquences.

TPSF par ondes mécaniques
Spécificité : utilisation d'un support matériel pour le passage des ondes acoustiques
Fréquence de travail : >50 kHz
Gamme de puissance : <100 W
Avantage : absence d'interférences électromagnétiques (EMI), transmission à travers les parois, bon rendement
Faiblesse : contraintes sur la géométrie et le choix des matériaux traversés
Application privilégiée : transmission à travers les parois métalliques pour l'alimentation de systèmes isolés.

1.2.2. TPSF par des ondes électromagnétiques en champ lointain

La transmission d'énergie électromagnétique en champ lointain est une méthode permettant principalement de transférer de l'énergie en utilisant la transmission des ondes électromagnétiques entre deux antennes (Figure 9). Les fréquences les plus couramment exploitées se situent généralement dans la plage des ondes radio ou dans le spectre de la lumière visible.



Figure 9 : Schémas de principe d'un exemple de système de transmission d'énergie par des ondes électromagnétiques en champ lointain.

Sans stratégie spécifique, avec des antennes omnidirectionnelles, le rendement de la transmission par ondes électromagnétiques diminue fortement avec la distance entre l'émetteur et le récepteur. Dans le but d'optimiser ce transfert, l'émission des ondes électromagnétiques peut être directive. Pour cela, des travaux portant sur la forme des antennes émettrice ou sur l'utilisation d'antennes réseaux à commande de phase ont été proposés (Ullah et collab. [14]).

Les puissances de sortie, les portées et les rendements des dispositifs étudiés sont très variables. Des travaux ayant pour objectif d'alimenter des implants médicaux ou des capsules endoscopiques permettant de transmettre de faibles puissances sur de faibles distances ont par exemple été rapporté (Iqbal et collab. [15]) (Figure 10A), tout comme des travaux permettant le transfert de plusieurs kilowatts sur des distances supérieures à un kilomètre en utilisant des antennes directives de grande envergure (Rodenbeck et collab. [16]) (Figure 10B). Par ailleurs, dans certaines études la notion de portée ne peut être définie comme dans le cas du positionnement du récepteur au centre d'une bobine émettrice ou du positionnement du récepteur au centre de bobine de Helmholtz (Chabalko et collab. [17]).

Le principal inconvénient de ces systèmes réside dans le fait qu'une ligne de vue directe entre l'émetteur et le récepteur est généralement nécessaire. Leur faible rendement à grande distance constitue également un frein à leur développement et leurs utilisations.

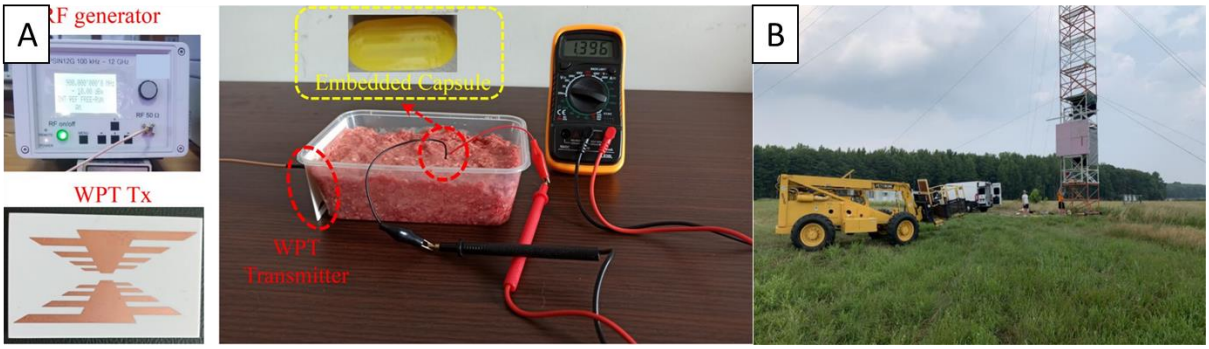


Figure 10 : (A) TPSF électromagnétiques pour l'implantation de dispositifs médicaux, extrait de (Iqbal et collab. [15]) (B) Antenne réceptrice micro-onde (composé d'une multitude de rectenna pour le beamforming) pour la TPSF à grande distance (Rodenbeck et collab. [16]).

TPSF par ondes électromagnétiques :
Spécificité : utilisation de champs électromagnétiques en champ lointain
Fréquence de travail : >50 kHz
Gamme de puissance : < 10 kW
Avantage : portée importante
Faiblesse : difficulté à traverser les milieux conducteurs, ligne de vue directe nécessaire, directivité des antennes, rendement.
Application privilégiée : alimentation de systèmes très éloignés.

1.2.3. TPSF par un champ électrique en champ proche

La transmission de puissance capacitive est une technique qui repose sur l'utilisation d'un champ électrique comme vecteur pour le transfert d'énergie. Ici, l'émetteur et le récepteur sont composés de deux paires d'électrodes proches disposées en regard (Figure 11).

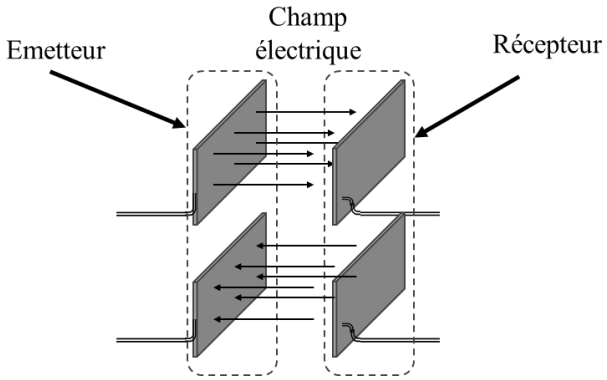


Figure 11 : Schéma de principe d'une paire d'électrode issue d'un système de transmission d'énergie par un champ électrique en champ proche.

En appliquant une tension alternative à haute fréquence aux bornes des électrodes de l'émetteur, un champ électrique est généré entre les électrodes de l'émetteur et du récepteur (Erel et collab. [18] Ghanbari et collab. [19] Kim et collab. [20] Kim et collab. [21]). Le fonctionnement de ce dispositif est donc analogue au fonctionnement d'un circuit composé de deux condensateurs : le couplage électrostatique permet le transfert d'énergie entre les deux dispositifs (Figure 12A).
Cette technique est très efficace à de faibles distances (inférieures au centimètre) et à des fréquences élevées (supérieures à 10 MHz). Son fonctionnement est largement étudié dans le cadre de la transmission de puissance pour la recharge d'appareils implantés, dans le domaine de la santé, avec

l'utilisation d'électrodes réceptrices sous-cutanées (Hossain et collab.[22]) (Figure 12B) et dans le domaine des connecteurs sans contact pour sa capacité à être à la fois porteur de puissance et de données (Côte et collab. [23]).

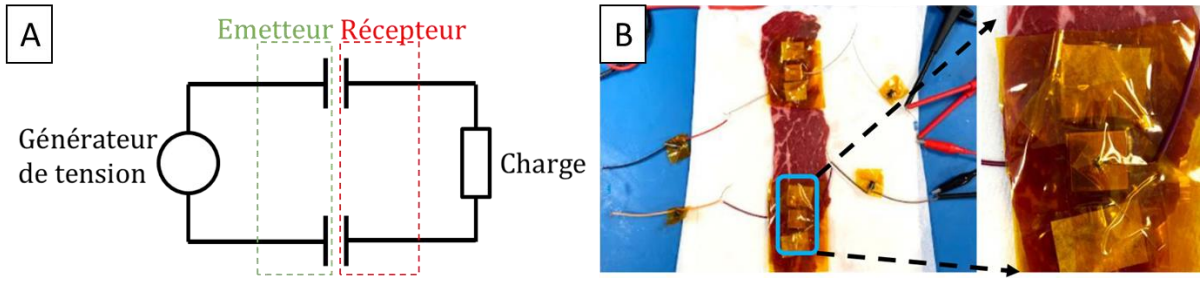


Figure 12 : (A) Représentation simplifiée d'un système de TPSF capacitif. (B) TPSF capacitif pour la transmission d'énergie vers des implants médicaux, figure extraite de (Hossain et collab. [22]).

TPSF par champ électrique en champ proche :
Spécificité : utilisation de champs électriques
Fréquence de travail : >10 MHz
Gamme de puissance : <1 kW
Avantage : très bon rendement (>80 %)
Faiblesse : portée faible < 1 cm, traverse mal les milieux conducteurs (fréquence élevée), dimensions des plaques importantes par rapport aux portées du système
Application privilégiée : santé, connecteur sans contact

1.2.4. TPSF par un champ magnétique en champ proche : transfert par induction

La TPSF inductive est fondé sur le principe de l'induction électromagnétique (Figure 13). Elle est la technique la plus représentée au sein de la littérature scientifique. Elle est aussi la technique la plus largement industrialisée, avec le RFID ou le standards QI permettant la recharge des appareils mobiles tel que les smartphones (Hui et collab. [24]). De même, cette technique est étudiée pour la recharge de véhicules (Mahesh et collab. [25]) ainsi que dans le domaine de la santé (Kim et collab. [26]).

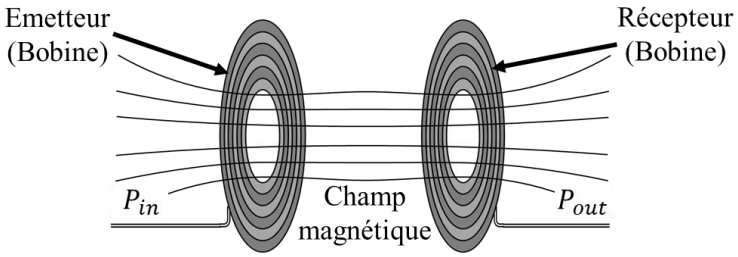


Figure 13 : Schéma de principe d'un système de transmission d'énergie par des ondes électromagnétiques en champ proche.

Deux techniques sont à différencier (Rehman et collab. [27]) :

- **La transmission par induction simple** : son fonctionnement repose sur le principe des transformateurs électriques. L'émetteur est constitué d'une bobine dans lequel un courant variable est imposé, créant ainsi un champ magnétique variable. Le récepteur est une bobine reliée à la charge à alimenter ou à un circuit de gestion d'énergie. Placée sur le même axe à proximité de l'émetteur, elle est soumise à une variation de flux magnétique qui génère une tension induite. Cette version de la TPSF inductif est historiquement la 1ère à avoir été étudiée et développée.

- Le **transfert inductif résonant** utilise le même principe de base que la transmission par induction simple, alors que les circuits électriques associés aux bobines émettrice et réceptrice sont conçus pour avoir la même fréquence naturelle. Le transfert se fait à la fréquence de résonance des circuits, ce qui améliore la portée et/ou le rendement du transfert (Côte et collab. [23], Kurs et collab. [28]) (Figure 14).

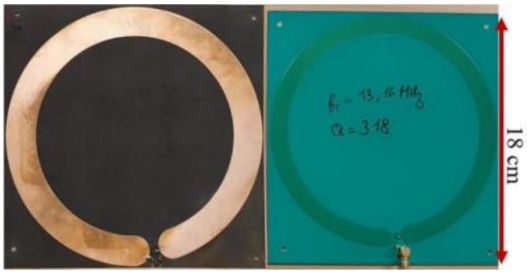


Figure 14 : Deux exemples de bobines servant à la transmission de puissance sans fil inductif résonant. La forme des bobines utilisées est travaillée pour résonner à une fréquence précise autour de 13,56 MHz (Côte et collab. [23]).

TPSF par champ magnétique en champ proche :
Spécificité : utilisation de champs magnétiques
Fréquence de travail : >50 kHz
Gamme de puissance : <100 kW
Avantage : très bon rendement (>70 %)
Faiblesse : le rendement diminue fortement avec l'éloignement et le désalignement entre l'émetteur et le récepteur, mauvaise transmission à travers les milieux conducteurs
Application privilégiée : industrie, santé, domotique

1.2.5. TPSF par un champ magnétique en champ proche : électrodynamique

La TPSF électrodynamique[5] est basée sur des couplages magnétiques entre un émetteur (bobine ou aimant permanent), et un récepteur muni d'un aimant permanent mobile (Figure 15). L'utilisation d'un aimant lié à un système mécanique avec pièces mobiles permet d'abaisser la fréquence de fonctionnement. Ces systèmes fonctionnent avec des champs variant de 10 à 10 kHz. Par leur faible fréquence de travail, les systèmes électrodynamiques sont destinés à des applications diverses, comme l'alimentation de réseaux de capteurs en environnement contraint ou l'alimentation de dispositifs médicaux endoscopiques dans le domaine de la santé.

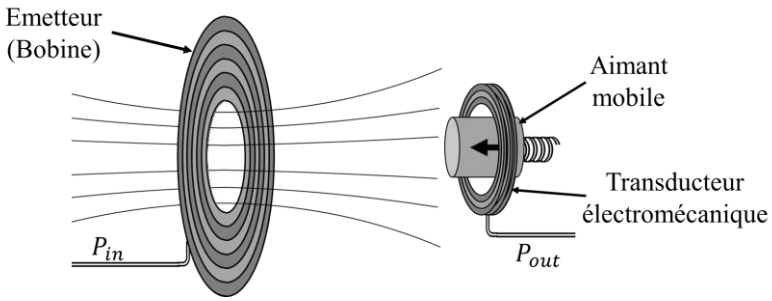


Figure 15 : Schéma de principe d'un système de transmission électrodynamique.

[5] Parfois aussi appelé magnétodynamique ou électromagnétique, et correspondant à l'interaction d'une bobine et d'un aimant permanent en mouvement ou à l'interaction entre deux aimants permanents.

Cette technique de transfert de puissance étant l'objet de cette thèse, elle fera l'objet d'un développement plus détaillé dans la suite de ce chapitre.

TPSF par un champ magnétique en champ proche (électrodynamique) :
Spécificité : utilisation de l'interaction d'un champ magnétique sur un aimant mobile
Fréquence de travail : <10 kHz
Avantage : Très basse fréquence
Faiblesse : Rendement, volume, robustesse
Application privilégiée : capteurs en environnement contraint, isolé, et télé-alimentation dans le domaine de la santé

1.3. Choix de la fréquence d'opération

La fréquence de travail joue un rôle important dans le cadre de la TPSF. Pour les systèmes utilisant des champs électromagnétiques, magnétiques ou électriques, des normes ont été mises en place afin de limiter l'impact des émissions d'ondes sur la santé et réduire les interférences électromagnétiques avec les autres systèmes électroniques à proximité (problème de compatibilité électromagnétique, EMI). Selon ces normes, l'amplitude maximale d'émission admissible est plus élevée à basses fréquences qu'à hautes fréquences. C'est notamment le cas pour l'émission de champs magnétiques, utilisé dans le cadre de la TPSF inductive et électrodynamique (Figure 16) (IEEE Standard for Safety levels [29]).

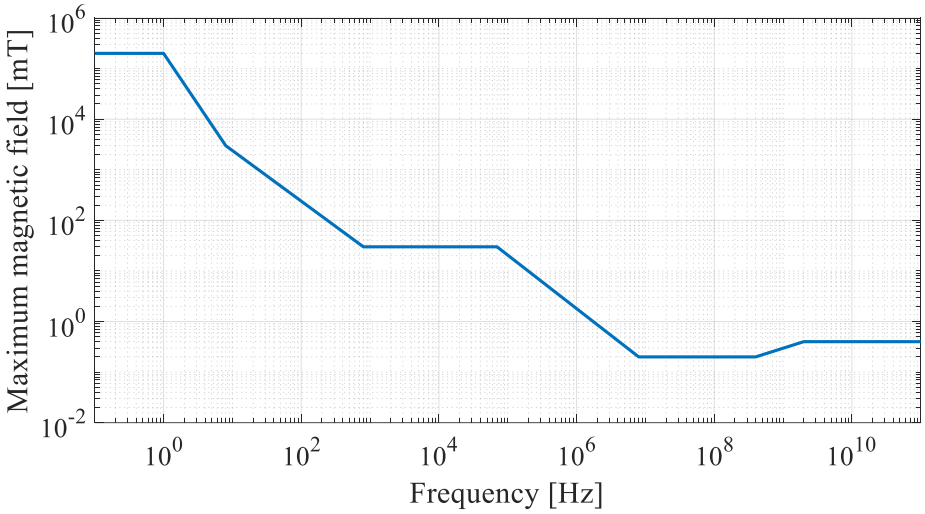


Figure 16 : Limite de sécurité pour les champs électromagnétiques fixée par l'ICNIRP pour l'exposition professionnelle (ICNIRP [30]).

De plus, toujours dans le cas des systèmes utilisant des champs électromagnétiques, magnétiques et électriques, une augmentation de la fréquence entraine généralement une diminution de la profondeur traversée au sein d'un milieu conducteur comme des parois métalliques. Ceci peut être un frein pour la transmission à travers les parois métalliques ou d'un milieu conducteur tel que l'eau salée. La Figure 17 présente un exemple de simulation illustrant la capacité d'un champ magnétique variable à traverser la paroi d'une boite en aluminium de 2 millimètres d'épaisseur (simulation Comsol Multiphysics).

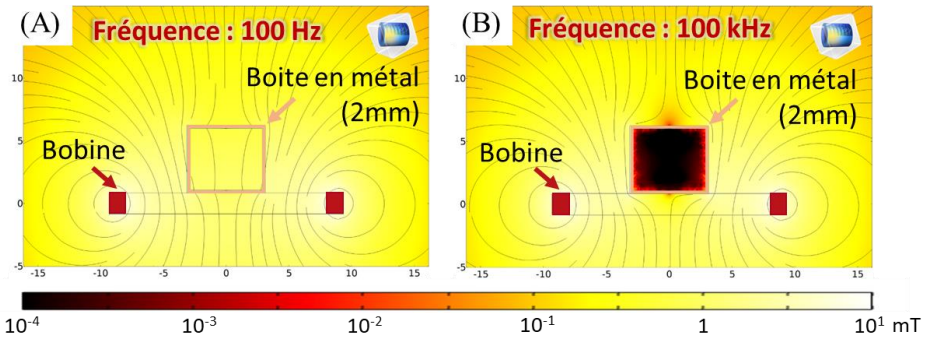


Figure 17 : Simulations par éléments finis démontrant la capacité d'un champ magnétique à traverser une paroi conductrice à 100 Hz et 100 kHz.

Cette simulation, réalisée sous Comsol Multiphysics, montre que les champs magnétiques basses fréquences traversent plus facilement les surfaces conductrices que les champs magnétiques hautes fréquences.

A contrario, du fait du lien entre la fréquence d'émission et la vitesse de transfert d'information par un signal, l'utilisation de systèmes à basses fréquences pour la transmission simultanée d'énergie et de données ne permet pas de transfert de données à haut débit. Sur la base de ce constat, cette thèse s'est orientée sur la technique de transmission de puissance basse fréquence.

1.4. Transmission sans fil basse fréquence électrodynamique

A l'heure actuelle, les systèmes utilisant des signaux de plus basses fréquences sont les systèmes électrodynamiques (ED-WPT). Cette méthode plus récente de TPSF utilise des champs magnétiques en champ proche à des fréquences allant de 10 Hz à 10 kHz.

1.4.1. Principe de fonctionnement

Les systèmes électrodynamiques (parfois appelés magnétodynamiques) sont basés sur des couplages magnétiques entre un émetteur et un récepteur pour transmettre de l'énergie. Ils se distinguent des systèmes de TPSF inductifs par l'utilisation d'un récepteur comportant un aimant permanent sensible au champ. Ils se composent de deux sous-systèmes :

- L'émetteur de puissance qui est l'élément du système qui génère le champ magnétique variable dans l'espace et le temps. Il est composé d'une ou de plusieurs bobines alimentées par un courant alternatif, ou d'un aimant permanent en mouvement.
- Le récepteur de puissance qui se compose d'un aimant permanent lié à un système mécanique (pour support ou guidage), ainsi que d'un transducteur électromécanique. Dans un premier temps, l'aimant permanent est mis en mouvement sous l'influence du champ magnétique généré par l'émetteur à proximité duquel il se trouve. Ensuite, un transducteur électromécanique converti l'énergie mécanique résultant du mouvement de l'aimant en énergie électrique. Enfin, l'énergie électrique produite par le transducteur est acheminée vers un circuit de gestion d'énergie dont le rôle est de redresser et convertir la tension de sortie en une tension exploitable par la charge (batterie, capteur…).

Le principe de fonctionnement des systèmes de transmission d'énergie électrodynamique et les différentes conversions de puissance en jeu sont présentés en Figure 18.

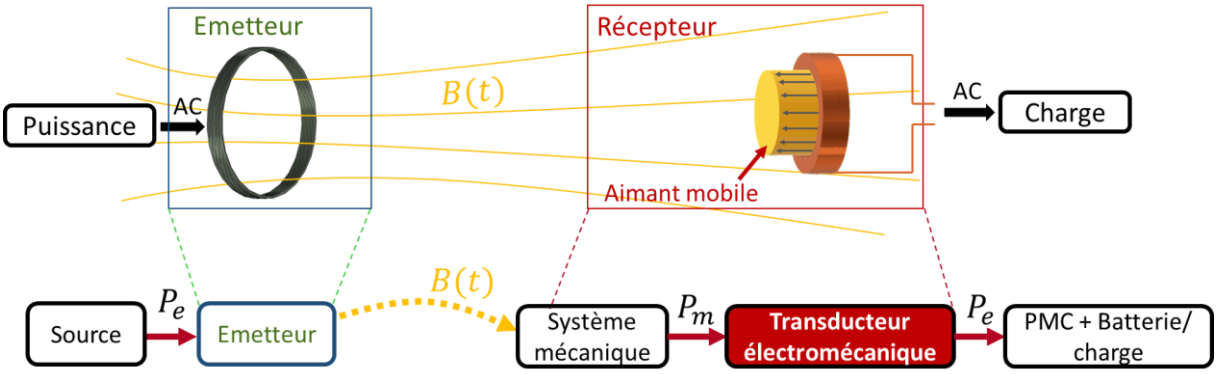


Figure 18 : Principe de fonctionnement d'un système TPSF électrodynamique, avec la chaine de puissance.

La fréquence de travail de ces systèmes est définie par la constante de temps du système mécanique. L'utilisation d'un système mécanique permet donc d'obtenir des fréquences de travail très faibles par rapport aux autres systèmes de TPSF.

1.4.2. Lien avec la récupération d'énergie vibratoire

Depuis les années 1990, des travaux de recherche se sont penchés sur l'utilisation de l'énergie vibratoire ambiante comme micro-source d'énergie. Des stratégies visant à extraire de l'énergie mécanique issues de l'environnement ont été mises au point (Shearwood et collab. [32], Amirtharajah et collab. [34] , Williams et collab. [35]). Ces dispositifs utilisent des masses liées à des systèmes mécaniques résonants afin d'amplifier le mouvement ambiant, puis convertissent l'énergie mécanique en énergie électrique à l'aide de transducteurs. Ces dispositifs sont semblables à certains récepteurs de puissance sans fil électrodynamiques par leur forme, leur taille et les verrous technologiques associés, si bien que des laboratoires développent des solutions dans les deux domaines comme le groupe de Prof. S. Roundy de l'université d'Utah (Truong et collab. [36]) ou le groupe de Prof. D. Arnold de l'université de Floride (Challa et collab. [37], [38]). Il est donc pertinent de comparer certaines topologies de récepteurs ED-WPT avec des systèmes de récupération d'énergie vibratoire et de confronter certaines de leurs caractéristiques. Cela peut être fait pour évaluer différentes techniques de transduction d'énergie mécanique en énergie électrique ou pour comparer diverses topologies de récepteurs (Figure 19).

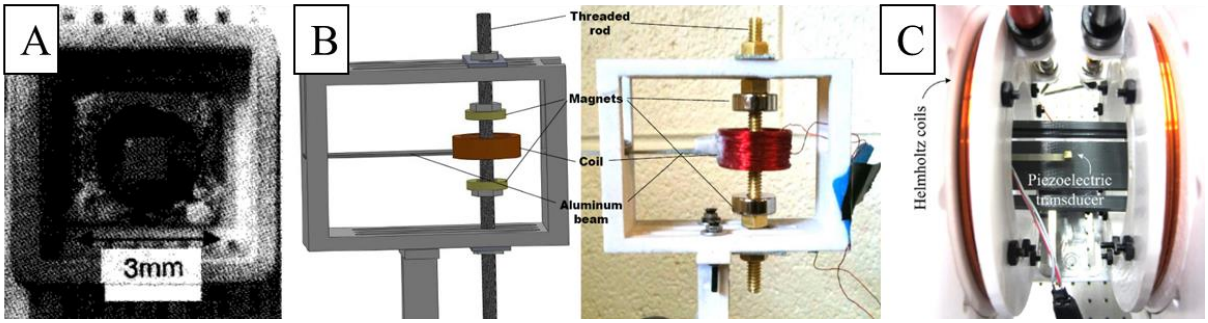


Figure 19. A : Récupérateur d'énergie vibratoire avec transducteur électrodynamique datant de 1997 (Shearwood et collab. [32]) ; B : Système de transmission de puissance sans fil avec transducteur électrodynamique (Challa et collab. [37]) ; C : Système de transmission de puissance sans fil avec transducteur piézoélectrique (Truong et collab. [36]).

1.4.3. Mouvement de l'aimant

Le fonctionnement des système ED-WPT implique la mise en mouvement d'un aimant récepteur dans le champ émis par l'émetteur. Deux stratégies sont couramment utilisées dans l'état de l'art : les systèmes dont l'aimant est en **mouvement périodique** et les systèmes dont l'aimant est **en mouvement de rotation continue**. Ces deux stratégies ont chacune leurs avantages en termes de commande ou de performances.

1.4.3.1. Mouvement périodique

Les récepteurs à mouvement périodique comportent un ou plusieurs aimants permanents dont le mouvement est oscillant à la fréquence du champ magnétique généré par l'émetteur (Figure 20). Cette fréquence est généralement choisie pour correspondre à la fréquence de résonance du système, afin de maximiser l'énergie convertie par le récepteur.
L'aimant permanent est lié à un ressort, une poutre ou un tout autre dispositif capable d'emmagasiner et libérer de l'énergie potentielle élastique (Ameye et collab. [39], Halim et collab. [40] McEachern et collab. [41]).

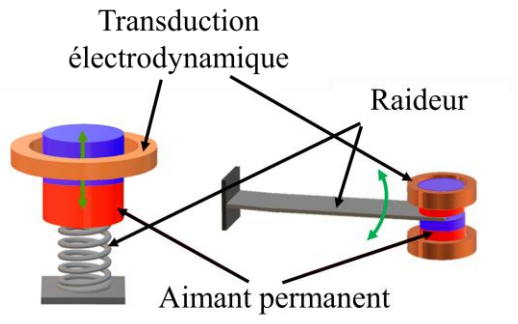


Figure 20 : Schémas de principe de récepteurs électrodynamiques résonants : les systèmes compact (à gauche) et poutre (à droite).

Grâce à leur facteur de qualité élevé (Q = 29 pour (Truong et collab. [42]) et Q = 167 pour (Halim et collab. [43])), les récepteurs à mouvement périodique présentent l'avantage d'être sensibles à de faibles valeurs de champs magnétiques. Ainsi, ces systèmes peuvent être utilisés lorsque le champ est fortement atténué (récepteur situé à une grande distance de l'émetteur ou placé derrière une paroi conductrice). Toutefois, leur puissance de sortie est relativement faible, typiquement de l'ordre de quelques microwatts à la dizaine de milliwatts. (Challa et collab. [38]) (Figure 21B) ont par exemple proposé un système capable de fournir 150 μW à 2,2 cm de distance (0,5 mT) de l'émetteur pour un système centimétrique (4,7×13×23 mm^3), et (Truong et collab. [42]) (Figure 21A) ont conçu un récepteur muni de deux poutres capables de récupérer 1,2 µW sous 0,12 mT avec un récepteur de taille similaire (3,2×3,2×32,5 mm^3). Lors de cette thèse, un dispositif plus gros (54×25×10 mm^3) a permis de transmettre 21 mW sous un champ de 2,1 mT à 51 Hz (Chapitre 3). Enfin, (Halim et collab [45]) (Figure 21C) ont proposé un dispositif incluant un aimant relié à un ressort fonctionnant en torsion. Ce dispositif permet d'atteindre une puissance de 2,46 mW sous un champ de 0,6 mT à 821 Hz.

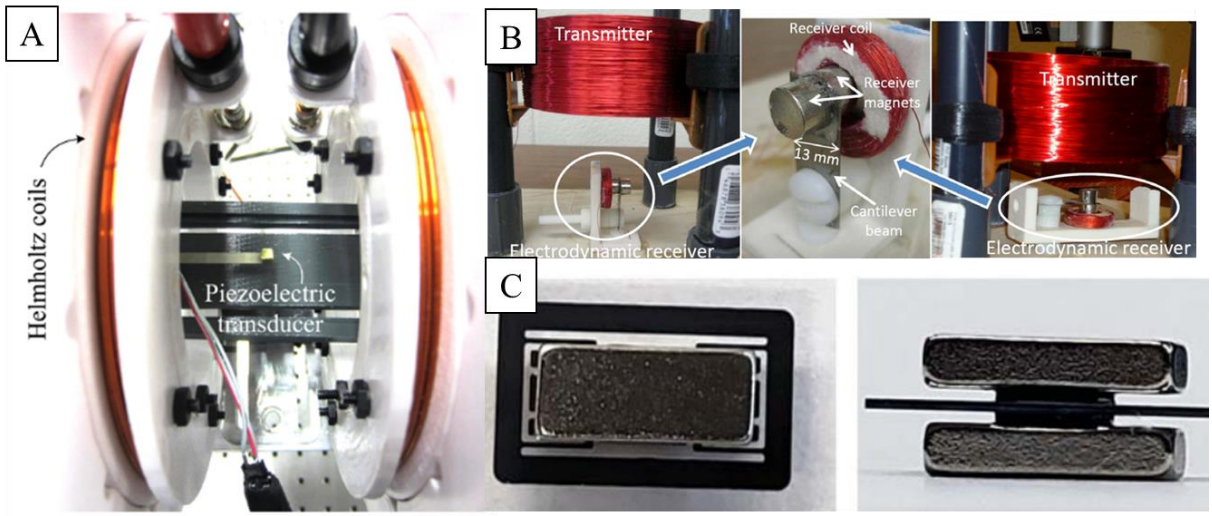


Figure 21 A : Récepteur muni d'une poutre piézoélectrique (Truong et collab. [42]). B : récepteur poutre avec transduction électrodynamique (Challa et collab [38]) ; C : Récepteur à aimant rotatif sur poutres en silicium et transduction électrodynamique (Halim et collab. [45]).

Une augmentation de l'amplitude de champ magnétique appliqué à un récepteur à mouvement périodique conduit à une puissance de sortie plus importante (puissance proportionnelle au carré de l'amplitude du champ d'excitation). L'amplitude du mouvement de la masse sera, dans ce cas, elle aussi plus importante. Dans le cas où la raideur du système est basée sur la déformation d'une pièce mécanique (ressort ou poutre), l'augmentation de l'amplitude du champ magnétique peut entrainer de fortes contraintes ainsi que de la fatigue mécanique sur les pièces déformables. Pour pallier cela, les techniques utilisées sont décrites ci-dessous.

Utilisation de butées mécaniques

Lorsque l'amplitude de l'excitation devient trop importante, des butées mécaniques peuvent être utilisées, empêchant ainsi l'aimant de dépasser une certaine amplitude de mouvement. Avec un système comportant une topologie proche des récepteurs en TPSF électrodynamique, (Renaud et collab. [46]) ont montré que la présence de butées mécaniques dans le cas d'un déplacement contraint permettait de maximiser la puissance de sortie. Toujours dans le cadre de la récupération d'énergie vibratoire, (Zhang et collab. [47]) ont fabriqué un prototype de 0,19 cm^3 permettant d'obtenir 5,56 µW avec une très forte excitation (accélération de 6,1 g), en utilisant des butées de fin de course pour limiter l'amplitude de mouvement.

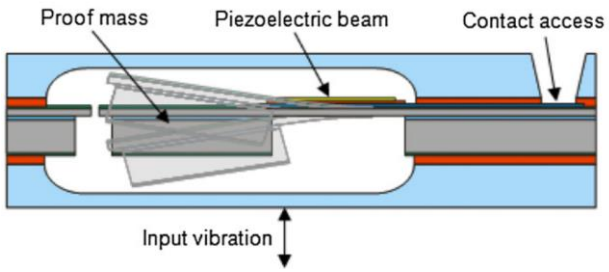


Figure 22 : Schéma d'un récupérateur d'énergie vibratoire dont l'amplitude est limitée par la présence de butées mécaniques issue de (Renaud et collab. [46]).

Si l'utilisation de butées mécaniques permet bien de limiter l'amplitude de mouvement, une étude de l'impact des chocs répétés sur la structure n'a pas été faite, si bien que leurs efficacités pour augmenter la robustesse est questionnable.

Utilisation de raideur magnétique non sujette à la fatigue

Les récepteurs résonants à raideur magnétique sont des systèmes dont la raideur est assurée par l'interaction magnétique entre l'aimant principal en mouvement oscillant et des aimants fixes (Hadas et collab. [48], Mann et Collab [49]). Jusqu'à présent, ces dispositifs ont uniquement été présentés dans le cadre de la récupération d'énergie vibratoire. Cependant, aucune restriction n'empêche leur utilisation dans le cadre de la TPSF, à l'exception de l'interaction entre le champ magnétique issu des aimants en butée et le champ magnétique excitateur. Ce point n'a pas encore été étudié.

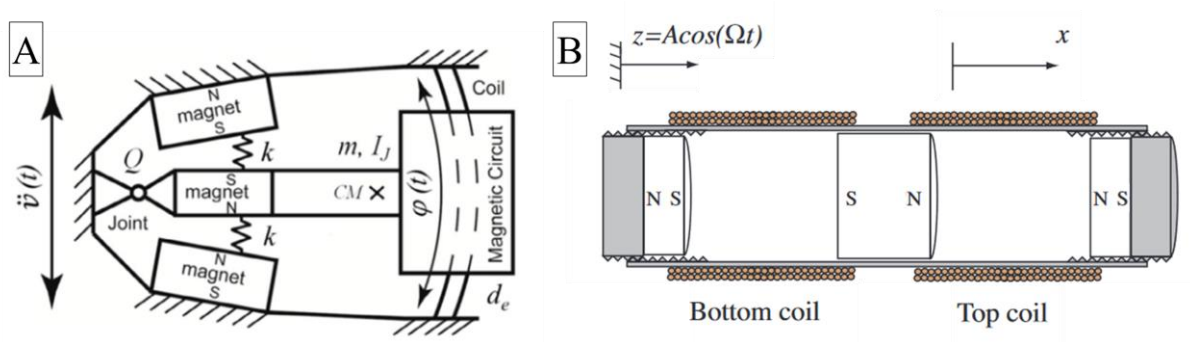


Figure 23 : Deux exemples de récupérateur d'énergie vibratoire résonants comportant des raideurs magnétiques. A : Récupérateur d'énergie sous forme de poutre rigide (Hadas et collab. [48]) ; B : Récupérateur d'énergie avec masse en translation et butées magnétiques (Mann et collab. [49]).

Un des principaux défis de l'utilisation de raideurs magnétiques est la non-linéarité qui peut lui être associée. En effet, l'augmentation de l'amplitude de mouvement peut entrainer des effets de durcissement (tr. *hardening)* ou d'assouplissement (tr. *softening*) de la raideur non désirée, faisant varier la fréquence de résonance de ces systèmes avec l'amplitude. Dans certains cas, des régimes complexes voire chaotiques peuvent apparaitre (Jensen et collab.[50]), complexifiant encore les circuits de gestion et d'extraction d'énergie électrique, ainsi que la commande de l'émetteur.

Utilisation de raideur non-linéaire

Une dernière solution pour limiter l'amplitude de mouvements sous de forts champs magnétiques est l'utilisation de raideurs fortement non linéaires ou comprenant l'utilisation de stabilités multiples (bistabilité, tristabilité...). Ces dispositifs ont jusqu'à présent uniquement été présentés dans le cadre de la récupération d'énergie vibratoire (Benhemou et collab. [51], Daqaq et collab. [52]).

1.4.3.2. Mouvement rotatif continu

Les récepteurs tournants continus disposent d'un aimant cylindrique magnétisé diamétralement (ou d'aimants disposés sur un rotor) et capable de tourner autour d'un axe. Le champ magnétique de l'émetteur entraine l'aimant en rotation sur lui-même et un transducteur électrodynamique convertit l'énergie mécanique en énergie électrique. Le fait de pouvoir tourner librement autour d'un axe permet d'accélérer l'aimant à une très grande vitesse de rotation (supérieure à 1000 tr/s) (Garraud et collab. [53], Suzuki et collab. [54], Wu et collab. [55]).

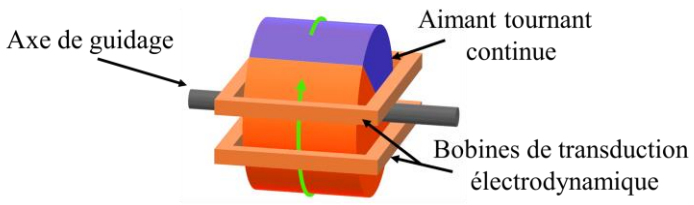


Figure 24 : Schéma de principe d'un récepteur électrodynamique tournant.

Un système d'aimants positionnés sur un axe et tournant librement grâce à un roulement a par exemple été proposé (Figure 25) (Wu et collab. [55]). Ce système est alimenté par un champ tournant généré par un ensemble de deux paires de bobines de Helmholtz. Il permet un transfert de 130 mW pour un champ d'excitation d'amplitude 1 mT.

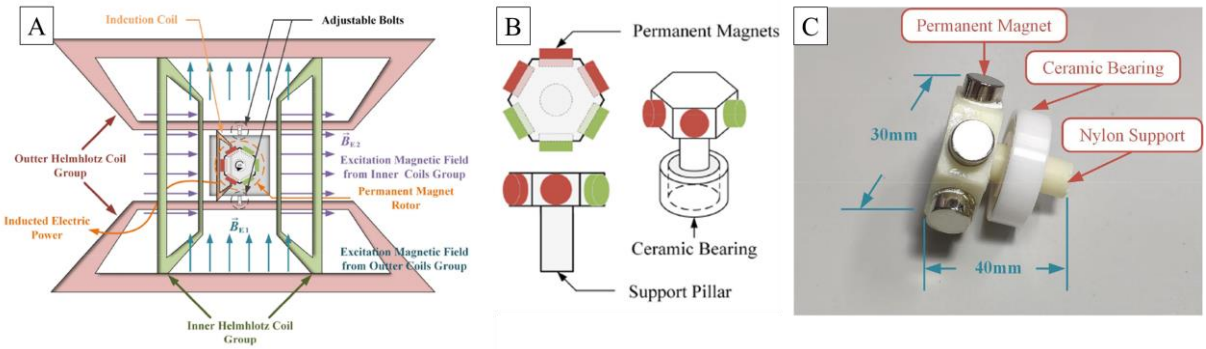


Figure 25 : Dispositif de transmission de puissance sans fil avec des aimants disposés sur un axe rotatif tournant. (A) Banc de mesure composé de deux paires de bobines de Helmholtz permettant d'obtenir un champ tournant. (B) et (C) représentation et photographie du rotor du récepteur. La bobine réceptrice, non visible ici, se place à proximité du rotor issue de (Wu et collab. [55]).

Un système composé d'un aimant permanent diamétralement magnétisé tournant sur lui-même à l'intérieur d'un tube en verre a également été présenté (Garraud et collab. [56]) (Figure 26A). Une modélisation de ce récepteur a été réalisée afin de définir la stratégie de commande et comprendre le phénomène conduisant au décrochage de l'aimant lorsque la vitesse de rotation augmente au-delà d'un certain seuil. Un autre dispositif équipé d'un aimant magnétisé diamétralement tournant autour d'un axe a été présenté par la même équipe avec une transduction électrodynamique optimisée (Garraud et collab. [57]). Ce dernier dispositif permet d'atteindre jusqu'à 6,3 W sous un champ uniaxial de 10 mT (Figure 26B).

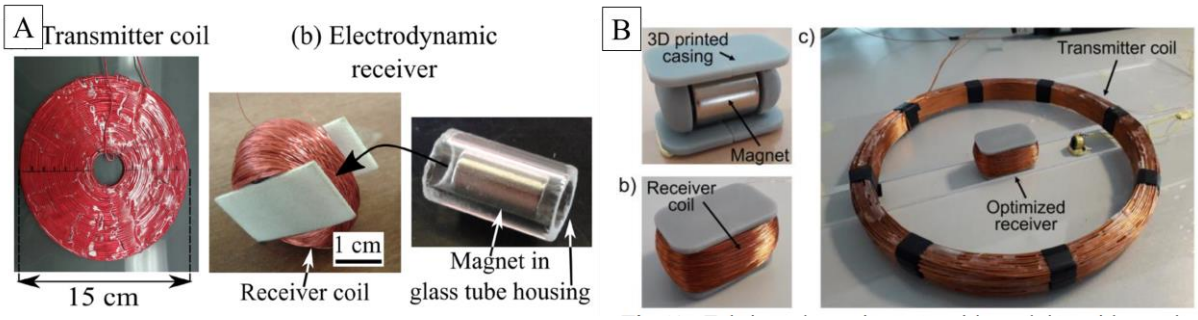


Figure 26 : Systèmes composés d'un aimant permanent diamétralement magnétisé issues de (A) (Garraud et collab. [56]) et (B) (Garraud et collab. [57]).

Les systèmes rotatifs continus ont été moins étudiés que les systèmes résonants principalement pour trois raisons :

- Ces systèmes nécessitent un champ magnétique important pour fonctionner. Dans le cas d'un champ magnétique trop faible, le couple issu du champ n'est pas suffisant pour entraîner l'aimant en rotation à la fréquence d'émission tout en compensant les frottements associés au mouvement.
- La commande au niveau de l'émetteur est plus complexe car elle requiert une mise en mouvement progressive (augmentation progressive de la fréquence) pour démarrer la rotation de l'aimant. De plus, cette activation doit être répétée à chaque désynchronisation du récepteur,

qui peut survenir en cas de baisse du champ magnétique perçu par le récepteur ou lors d'un choc. Pour surveiller l'état du récepteur, un retour d'information contraignant est nécessaire, impliquant une boucle de rétroaction avec l'envoi d'informations du récepteur vers l'émetteur.

- De nombreux dispositifs de TPSF sont issus de recherches axées sur la récupération d'énergie vibratoire, et les dispositifs rotatifs continus présentent une topologie qui ne convient pas à ce domaine.

1.4.4. Méthodes de transduction

La conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique est réalisée via un transducteur électromécanique. Ce transducteur agit sur le comportement mécanique du système en ajoutant un amortissement d'origine électrique ou en faisant varier la raideur effective du système. Dans la suite, le couplage électromécanique sera défini comme étant la capacité d'un transducteur à convertir l'énergie mécanique en énergie électrique, et sera décrit plus en détail dans le Chapitre 2. La capacité à convertir l'énergie mécanique en énergie électrique diffère selon les méthodes de transduction employées. Quatre principaux types de transducteurs peuvent être utilisés.

1.4.4.1. Les convertisseurs électrodynamiques (ED)

Les convertisseurs électrodynamiques (ED) fonctionnent grâce à une bobine, appelée bobine réceptrice, fixée à proximité de l'aimant en mouvement. Le déplacement ou la rotation de l'aimant entraine une variation de flux magnétique dans la bobine et donc une force électromotrice à ses bornes. Ce type de transducteur est très souvent utilisé en raison de sa bonne durabilité (absence de contact entre l'aimant et la bobine) et de sa mise en œuvre relativement simple. Cependant, la densité de puissance (puissance de sortie maximale d'un dispositif divisée par son volume) est plus faible que dans le cas de transduction piézoélectrique en raison du grand volume occupé par les bobines. De plus, la tension de sortie de ces transducteurs est généralement plus faible, ce qui complique la gestion de l'énergie électrique à la sortie du récepteur, en particulier dans le cas de petites amplitudes de mouvement ou de miniaturisation du système. Ce convertisseur sera étudié plus en détail dans la section dédiée à la modélisation.

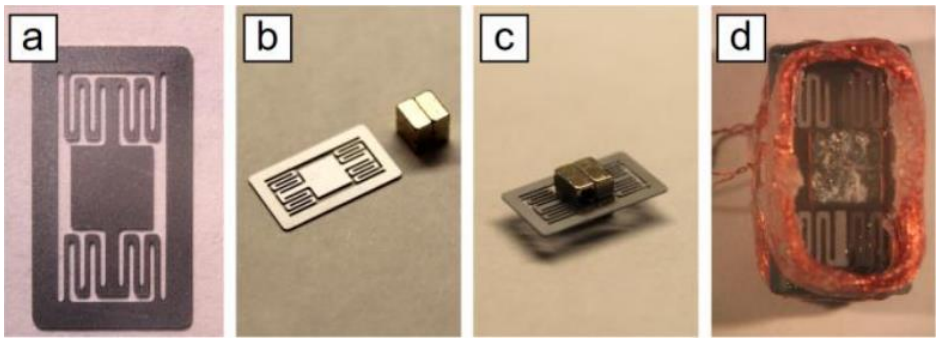


Figure 27 : pièce de l'assemblage d'un micro-récepteur électrodynamique. a et b : suspension et aimant, c : montage sans la bobine réceptrice. d : montage du récepteur complet avec bobine réceptrice (Garraud et collab. [58]).

(Garraud et collab.[58]) ont proposé le dispositif présenté en Figure 27. Ce récepteur est muni d'un transducteur électrodynamique capable de récupérer 2,5 mW à partir d'un champ magnétique de 550 μT à 744 Hz. Contrairement aux récepteurs piézoélectriques, la part de volume dédié à la conversion d'énergie mécanique en énergie électrique est très importante (estimée à 40 % du volume total du récepteur dans le cas du prototype présenté en Figure 27).

1.4.4.2. Les convertisseurs piézoélectriques (PE)

Les convertisseurs piézoélectriques (PE) sont des transducteurs, généralement sous forme de patchs, collés à la structure mécanique. Les déformations dues au déplacement de l'aimant sont transmises aux patchs piézoélectriques, générant une tension sur leurs électrodes. Ce transducteur est également très utilisé dans l'état de l'art, notamment sur les dispositifs de type poutre. Ils ont l'avantage d'offrir une forte densité de puissance et des fortes tensions de sortie (Liu et collab. [59], Truong et collab. [42]). Leur principal inconvénient est la robustesse mécanique. En effet, ces patches sont des céramiques souvent fragiles soumises à l'usure. Peu d'articles traitent pour le moment de la tenue dans le temps de ces dispositifs. Ce convertisseur sera étudié plus en détail dans la partie modélisation.

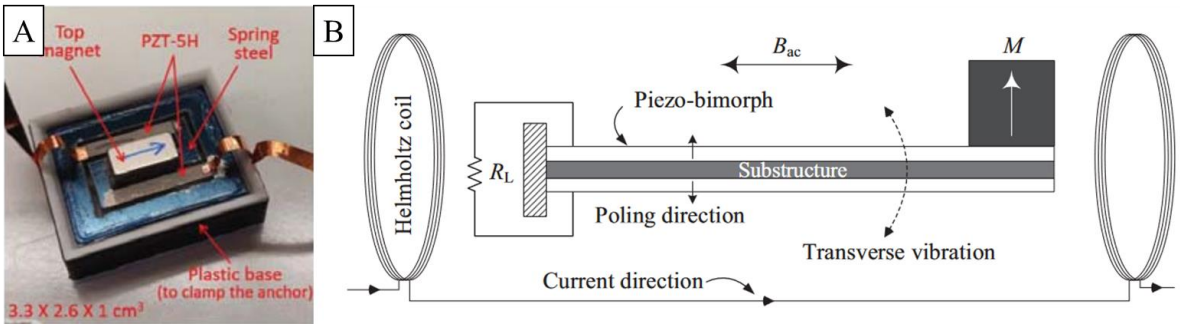


Figure 28 A : Convertisseurs piézoélectriques (PZT-5H) situés dans une poutre vibrante (Halim et collab. [60]) ; B : Schéma d'un récepteur type poutre simple, munie de convertisseurs piézoélectriques (Truong et collab. [61]).

(Truong et collab. [42]) ont développé un prototype de poutre piézoélectrique capable de transférer 1,25 μW avec une tension de 1,1 V sous un champ de 120 mT à 350 Hz. Dans leur cas, les 4 éléments piézoélectriques servant de transducteur électromécanique représentent un volume extrêmement réduit (32×1,9×0,14 mm).

1.4.4.3. Les convertisseurs électrostatiques

Les convertisseurs électrostatiques se composent de deux électrodes, isolées l'une de l'autre par un matériau diélectrique (généralement de l'air), formant ainsi un système capacitif. Une électrode est fixe tandis que l'autre est liée à la masse mobile. Le mouvement de la masse entraine une variation de la distance entre les électrodes, et donc une variation de la capacité du transducteur. Cette variation de capacité entraine un transfert de charge ou une variation de tension aux bornes des électrodes qui peuvent ensuite être exploités électriquement (Tao et collab. [62]).
Ces dispositifs permettent de forts couplages et de fortes tensions de sortie, mais nécessitent d'être préalablement chargés électriquement pour fonctionner (Boisseau et collab. [63]). Cet inconvénient peut être compensé par l'ajout d'électrets entre les électrodes (diélectrique présentant un état de polarisation électrique au repos). Cependant, la durée de vie de ces électrets est limitée dans le temps et ils sont très sensibles à leur environnement. Ces transducteurs n'ont pour l'heure pas été utilisés dans le cadre de la TPSF.

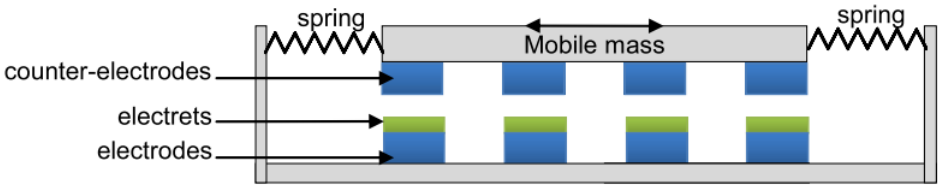


Figure 29 : Représentation d'un récupérateur d'énergie vibratoire comportant un transducteur électrostatique muni d'électrets (Boisseau et collab. [63]).

1.4.4.4. Les convertisseurs magnétoélectriques

Les récepteurs magnétoélectriques sont des récepteurs composés de couches de matériau capables de se déformer sous l'action d'un champ magnétique (matériau magnétostrictif) couplés à des couches de matériau piézoélectrique. En se déformant, les couches magnétostrictives déforment à leur tour les couches de matériau piézoélectrique, générant ainsi des tensions exploitables (Bayrashev et collab. [64], Rizzo et collab. [65]). Contrairement aux autres systèmes ED-WPT, les convertisseurs magnétostrictifs fonctionnent généralement à des fréquences bien plus élevées (> 10 kHz).

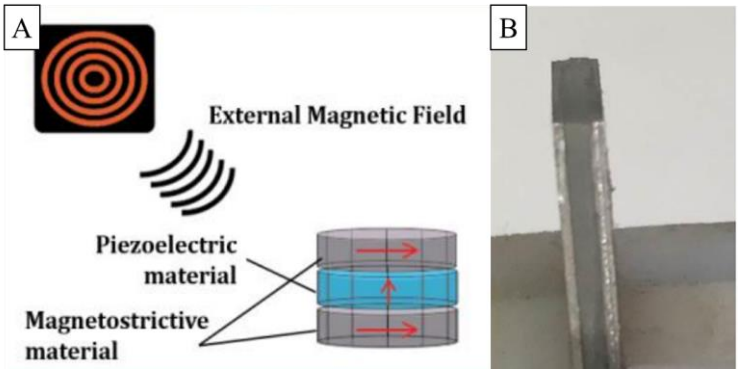


Figure 30 A : Représentation d'un système de transmission d'énergie sans fil magnétoélectrique extrait de (Rizzo et collab. [65]) ; B : Image d'un prototype de récepteur magnétostrictif. La couche interne correspond à un matériau piézoélectrique (PZT) et les couches externes correspondent à un matériau magnétostrictif (Metglas 2605SA1) (Rupp et collab. [66]).

(Rizzo et collab. [65]) ont rapporté deux prototypes, dont l'un de 10×20×1,7 mm^3 est capable de récupérer jusqu'à 5 mW sous un champ de 100 µT à 70,7 kHz. A très basse fréquence, ce dispositif génère des puissances bien plus faibles (1,25 µW à 350 Hz sous un champ de 115 mT).

1.4.4.5. Les systèmes hybrides

Les récepteurs fortement couplés avec un seul transducteur peuvent être difficiles à mettre en œuvre car ils nécessitent des matériaux parfois chers, fragiles et des topologies comprenant des géométries complexes (Chen et collab. [67]). La multiplication des transducteurs et l'hybridation (mise en place sur un même récepteur de plusieurs transducteurs différents) a donc été étudiée.

Dans le domaine de la récupération d'énergie vibratoire, de nombreuses solutions hybrides avec plusieurs transducteurs ont été proposées, principalement dans le but d'augmenter la puissance totale de sortie du système pour une accélération d'entrée donnée. (Jung et collab. [68]) ont montré l'intérêt de multiplier les transducteurs faiblement couplés afin d'augmenter la puissance de sortie totale. (Toyabur et collab. [69]) ont également introduit un dispositif hybride PE-ED avec des fréquences de résonance multiples pour récupérer l'énergie à différentes fréquences. Enfin, (Wang et collab. [70]) ont proposé un prototype tri-hybride et multi-stable comprenant des transducteurs triboélectriques en plus des transducteurs PE et ED, dans le but de maximiser la densité de puissance de leur générateur.

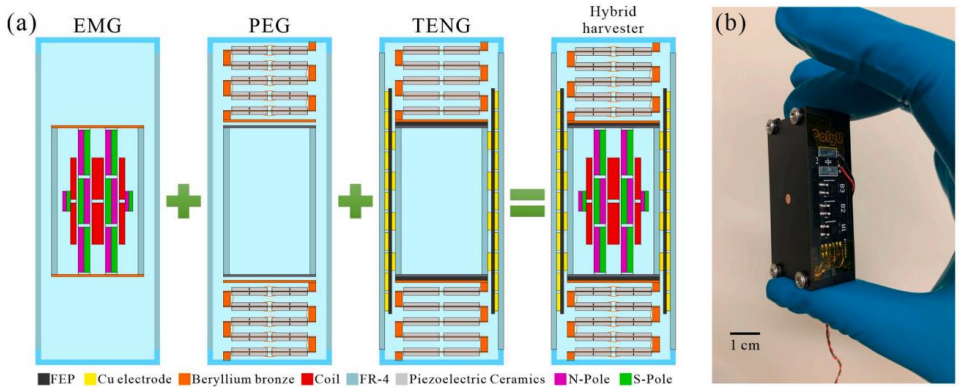


Figure 31 : Dispositif de récupération hybride muni de 3 systèmes de transductions différents : électrodynamique (noté EMG), piézoélectrique (noté PEG) et triboélectrique (noté TENG) (Wang et collab. [70]).

En ce qui concerne la TPSF, (Halim et collab. [43]) ont proposé un modèle analytique et une validation expérimentale avec un récepteur hybride PE-ED. Le récepteur conçu permet d'obtenir une densité de puissance élevée dans un dispositif de la taille d'une puce de 0,09 cm^3. Enfin, en 2022, (Truong et collab. [71]) ont montré qu'il existe une limite de couplage au-delà de laquelle l'augmentation de couplage des systèmes hybrides n'est plus intéressante afin d'augmenter la puissance de sortie.

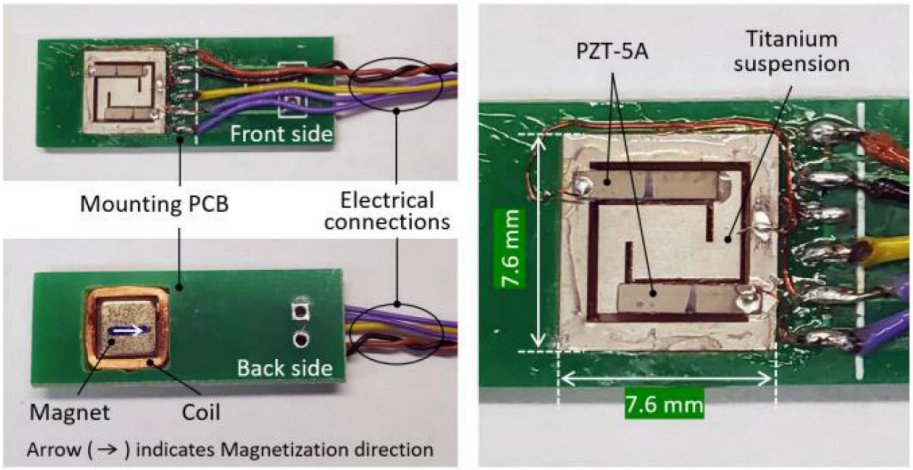


Figure 32 : Récepteur d'un système de transmission d'énergie sans fil électrodynamique munie de deux systèmes de transductions différents : électrodynamique et piézoélectrique (Truong et Collab. [71]).

L'intégration de plusieurs transducteurs rend les systèmes plus complexes, à la fois dans leurs géométries, mais aussi pour les circuits de gestion d'énergie permettant de redresser et convertir la tension de sortie (Lallart et collab. [72]).

1.5. Positionnement de la thèse

Nous avons vu que l'alimentation de systèmes autonomes comme dans le cas des capteurs en industrie peut être contraignante : l'utilisation de piles, de batteries ou de câbles électriques n'est pas forcément simple à mettre en œuvre, surtout lorsque les systèmes à alimenter sont placés dans des zones difficiles d'accès, dans des milieux isolés ou dans des environnements sévères.

Une solution qui peut être envisagée est la TPSF électrodynamique (*electrodynamique wireless power transfer, ED-WPT*). Elle permet une alimentation électrique à distance en utilisant des champs magnétiques basses fréquences et donc plus à même de traverser des milieux conducteurs. Cependant cette technique n'est actuellement pas mature. Elle souffre notamment de sa **faible densité de puissance**, sa **portée de transmission limitée** et de la **durée de vie de ses récepteurs**, notamment à cause de l'usure des transducteurs électromécaniques.

L'augmentation de la puissance des systèmes ED-WPT est le sujet le plus abordé au sein de la littérature scientifique. La robustesse de fonctionnement de ces systèmes est, quant à elle, peu discutée. Ces sujets sont pourtant liés : l'augmentation des champs magnétiques sur un récepteur joue à la fois sur sa puissance de sortie, sur sa durée de vie et sur la portée. Afin d'augmenter la maturité de cette technique, il convient donc de travailler sur cette question.

Cette thèse traite la question suivante : **Quelles stratégies électromécaniques et topologiques peut-on adopter pour accroître la robustesse des récepteurs et la portée de la transmission ?**

Le second chapitre présente la modélisation des systèmes de transmission électrodynamique, incluant les émetteurs de champs magnétiques, les récepteurs résonants à poutre, et les récepteurs à aimant rotatif périodique et continu. Pour chaque cas, les modèles analytiques sont décrits afin de comparer le comportement et les performances des différentes topologies de récepteur et une analyse des puissances théoriques est présentée.

Le troisième chapitre porte sur une amélioration des systèmes de transmission à base de récepteurs de type poutre résonante, utilisant l'augmentation du couplage électromécanique par hybridation piézoélectrique-électrodynamique afin de renforcer la robustesse et la portée des récepteurs.

Le quatrième chapitre propose une nouvelle approche pour améliorer la robustesse de fonctionnement des systèmes de transmission. Un système comportant un aimant rotatif et introduisant une stratégie de mouvement dual (rotatif / périodique) est présentée et vise à permettre de rendre les systèmes tournants fonctionnels sur une large plage d'amplitudes de champ magnétique.

Chapitre 2 : Modélisation

Ce chapitre présente les modèles génériques de systèmes de transmission de puissance sans fil électrodynamiques. Différentes topologies de récepteurs sont étudiées ainsi que deux techniques de conversion électromécanique : la transduction piézoélectrique et la transduction électrodynamique. Ces modèles seront utilisés pour identifier des paramètres électriques et mécaniques des prototypes étudiés par la suite. Ils permettront aussi de prédire les performances des récepteurs et de comparer les techniques de transduction ainsi que leurs densités de puissances maximales théoriques.

Les mouvements décrits par la masse et les efforts en jeu au sein des dispositifs de transmission de puissance sans fil étant variés, il n'est pas possible d'établir un modèle mécanique standard pour tous les récepteurs électrodynamiques. Dans ce chapitre, nous étudierons dans un premier temps l'interaction entre l'émetteur et l'aimant, puis nous traiterons les cas de deux types de récepteurs : les systèmes avec aimant en translation (comprenant les systèmes de type poutre encastrée libre) et les systèmes avec aimant rotatif comprenant ou non une raideur.

2.1.	Principales notations	31
2.2.	Classification des récepteurs électrodynamiques à aimant permanent	32
2.3.	Transfert d'effort à distance	32
	2.3.1. Champ magnétique et gradient du champ	33
	2.3.2. Interaction aimant-champs : force et couple d'excitation	36
2.4.	Modélisation des récepteurs à aimant en translation (RT & RTP)	37
	2.4.1. Définition des paramètres et modèle mécanique	37
	2.4.2. Cas des récepteurs à aimant en translation type poutre (RTP)	38
	2.4.3. Transduction électromécanique : définitions des paramètres clés	40
	2.4.4. Transduction piézoélectrique (PE)	41
	2.4.5. Transduction électrodynamique	44
	2.4.6. Comparaison des deux types de transduction	46
2.5.	Modélisation des récepteurs rotatifs (RRP & RRC)	49
	2.5.1. Couple d'excitation	49
	2.5.2. Modèle mécanique	51
	2.5.3. Etude du comportement de système rotatif périodique (RRP)	52
	2.5.4. Etude du comportement de système rotatif continu (RRC)	54
	2.5.5. Discussion	56
2.6.	Conclusion	59

2.1. Principales notations

Les systèmes de TPSF électrodynamique sont des dispositifs qui font appel aux domaines de la mécanique, de l'électricité et de l'électromagnétisme. Les notations usuelles de chaque domaine ne sont pas compatibles, car une même notation peut désigner différents paramètres selon le domaine. Pour éviter toute confusion, le tableau de notation ci-dessous explicite une partie des notations utilisées dans cette thèse.

Émetteur		
$\boldsymbol{\omega}$	Pulsation du courant et du champ magnétique de l'émetteur	[Hz]
$\mathbf{B}$	Champ magnétique généré par l'émetteur	[mT]
$\mathbf{x}$	Distance entre l'émetteur et le récepteur	[m]

Mécanique		
$\mathbf{F}$	Force excitatrice sur l'aimant	[N]
$\boldsymbol{\tau}$	Couple excitateur sur l'aimant	[N.m]
$\boldsymbol{\nu}$	Variable de mouvement (translation)	[m]
$\boldsymbol{\theta}$	Variable de mouvement (rotation)	[rad]
$\mathbf{M}$	Masse mobile équivalente	[kg]
$\mathbf{J}$	Moment d'inertie équivalent	[kg.m²]
$\mathbf{K}$	Raideur mécanique (translation)	[N/m]
$\boldsymbol{\mathcal{K}}$	Raideur mécanique (rotation)	[N.m]
$\mathbf{D}$	Amortissement (translation)	[N.s/m]
$\boldsymbol{\mathcal{D}}$	Amortissement (rotation)	[N.m.s]
$\boldsymbol{\omega_r}$	Pulsation de résonance du système	[Hz]
$\mathbf{V_m}$	Volume de l'aimant	[m^3]

Piézoélectricité		
$\mathbf{i_{PE}}$	Courant de sortie du transducteur	[A]
$\mathbf{u_{PE}}$	Tension aux bornes du transducteur	[V]
$\mathbf{C_p}$	Capacité parallèle	[µF]
$\boldsymbol{\alpha}$	Coefficient de transduction piézoélectrique (translation)	[N/V]
$\boldsymbol{\Gamma_{PE}}$	Couplage	[-]
$\mathbf{P_{l,PE}}$	Puissance de sortie	[W]
$\mathbf{R_{l,PE}}$	Résistance de sortie	[Ω]

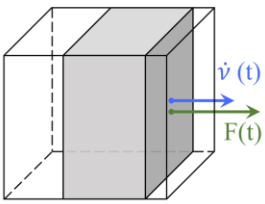
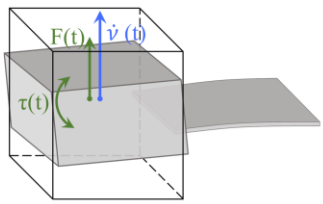
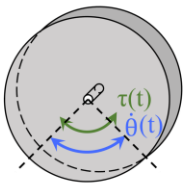
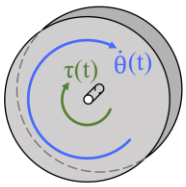
Electrodynamique		
$\mathbf{i_{ED}}$	Courant de sortie du transducteur	[A]
$\mathbf{u_{ED}}$	Tension aux bornes de la bobine	[V]
$\mathbf{R_c}$	Résistance interne de la bobine	[Ω]
$\boldsymbol{\beta}$	Coefficient de transduction électrodynamique (translation)	[N/A]
$\boldsymbol{\mathcal{B}}$	Coefficient de transduction électrodynamique (rotation)	[N.m/A]
$\boldsymbol{\Gamma_{ED}}$	Couplage	[-]
$\mathbf{P_{l,ED}}$	Puissance de sortie	[W]
$\mathbf{R_{l,ED}}$	Résistance de sortie	[Ω]

2.2. Classification des récepteurs électrodynamiques à aimant permanent

Pour faciliter leur étude, les récepteurs électrodynamiques ont été classés en quatre groupes selon le type de mouvement exploité permettant de regrouper une très grande majorité des dispositifs présentés jusqu'à présent. Les détails de cette classification sont présentés dans le Tableau 1.

Les récepteurs à aimant en translation (RT) possèdent un aimant dont le mouvement est périodique et en translation, la période étant déterminée par la fréquence du champ d'excitation. Ces récepteurs sont excités par une force générée par le gradient du champ magnétique.
Les récepteurs à aimant en translation type poutre (RTP) sont des systèmes dont la masse est positionnée à l'extrémité d'une poutre encastrée libre. Le mouvement de l'aimant n'est pas parfaitement en translation : une légère rotation de la masse est liée à son déplacement. Ces récepteurs peuvent être excités soit par un couple (résultant d'une interaction avec un champ magnétique) soit par une force (résultant de l'interaction avec le gradient d'un champ magnétique).
Les récepteurs rotatifs periodiques (RRP) sont équipés d'un aimant magnétisé diamétralement. Etant en rotation pure, ils ne peuvent être excités que par l'action d'un couple produit par un champ magnétique. Leur mouvement de rotation est périodique en raison de l'ajout d'une raideur de torsion.
Les récepteurs rotatifs continus (RRC), comme les récepteurs rotatifs périodique, ils ne peuvent être excités que par un couple. Ils ne possèdent pas de raideur, permettant à l'aimant de tourner librement autour de lui-même. Leur mouvement n'est donc pas nécessairement périodique.

Tableau 1 : Classification des récepteurs électrodynamiques à aimant permanent. *Dans le cas des récepteurs à aimant en translation type poutre, le mouvement de l'aimant est composé d'une translation et d'une faible rotation.

Récepteur en translation (RT)	Récepteurs en translation poutre (RTP)	Récepteur rotatif périodique (RRP)	Récepteur rotatif continu (RRC)
			
Aimant en translation	Aimant en translation*	Aimant en rotation	Aimant en rotation
Mouvement périodique	Mouvement périodique	Mouvement périodique	Rotation continue
Excitation à partir du gradient du champ magnétique (mode force)	Excitation à partir du gradient du champ magnétique (mode force) ou à partir du champ magnétique (mode couple)	Excitation à partir du champ magnétique (mode couple)	Excitation à partir du champ magnétique (mode couple)

2.3. Transfert d'effort à distance

La transmission sans fil électrodynamique fonctionne grâce à l'interaction entre un champ magnétique variable dans le temps et généré par une source (bobine parcourue par un courant alternatif ou aimant permanent en mouvement) et un aimant permanent positionné dans le récepteur. Le champ magnétique génère des efforts mécaniques sur l'aimant du récepteur, le mettant ainsi en mouvement. Une partie de

l'énergie mécanique est ensuite convertie en énergie électrique. Dans cette partie, nous développerons les modèles utilisés pendant cette thèse pour décrire les liens entre les émetteurs de puissance et les efforts appliqués aux aimants récepteurs. Dans un premier temps, nous nous intéressons à la génération du champ magnétique, puis à l'interaction entre le champ magnétique et un aimant permanent.

2.3.1. Champ magnétique et gradient du champ

Pour produire un champ magnétique variable, deux dispositifs peuvent être utilisés :

- Les bobines émettrices alimentées par un courant électrique alternatif,
- Les aimants permanents mis en mouvement, généralement en rotation.

Les dispositifs présentés dans la littérature scientifique utilisent presque exclusivement des bobines émettrices pour générer un champ magnétique. Les bobines offrent une grande flexibilité, que ce soit en termes d'amplitude ou de fréquence d'excitation. De plus, leur installation est simple car elles ne nécessitent pas d'actionneur. Cependant, le principal inconvénient des émetteurs de champ magnétique sous forme de bobines émettrices réside dans leur résistance électrique interne qui entraîne une perte de rendement significative.

Les aimants permanents sont une solution plus exotique, consistant à utiliser un aimant guidé sur un arbre et entraîné en rotation grâce à un moteur (Garraud et collab. [53]). Lorsque aucun matériau conducteur ne se trouve à proximité de l'aimant émetteur, l'avantage des aimants permanents tournants réside dans la réduction des pertes par effet Joule, qui se produisent uniquement dans le moteur entraînant la rotation. Leur mise en œuvre est néanmoins plus complexe et moins flexible pour une phase de développement. Pour autant, sur des projets en phase d'industrialisation, ce procédé peut être à envisager.

2.3.1.1. Champ magnétique émis par une bobine émettrice

Cas d'une bobine simple

Dans le cadre d'une application de transmission de puissance, une seule bobine est généralement utilisée. Le récepteur peut être localisé près de la bobine (en son centre) ou éloigné dans le cas de la transmission à distance.

Une bobine alimentée par un courant électrique se comporte comme un aimant en créant son propre champ magnétique. L'intensité, la fréquence et la forme du champ magnétique créé autour de la bobine dépendent de la géométrie globale de la bobine, du nombre de tour de fil la composant ainsi que du courant qui la traverse.

En faisant l'hypothèse d'un diamètre de fil suffisamment petit au sein de la bobine, l'amplitude du champ magnétique B créé par la bobine à une distance x sur son axe, comme présenté dans la Figure 34, peut être exprimée à partir des dimensions de la bobine, de l'amplitude de l'intensité du courant la traversant I_s, ainsi que de la perméabilité magnétique du vide μ_0 (Fiorillo et collab. [73]) :

$$B(x) = \frac{\mu_0 N I_s}{2L_b(D_1 - D_2)} \left[(L_b + 2x) \ln\left(\frac{D_2 + A_{21}}{D_1 + A_{12}}\right) + (L_b - 2x) \ln\left(\frac{D_2 + A_{11}}{D_1 + A_{22}}\right) \right] \quad (1)$$

avec N le nombre de spires de la bobine émettrice, D_1, D_2 et L_b respectivement le diamètre intérieur, le diamètre extérieur, et la longueur de la bobine. Les termes A_{11}, A_{12}, A_{21} et A_{22} sont des fonctions ne dépendant que des dimensions de la bobine et de la distance du point considéré x :

$$A_{ij} = \sqrt{D_i^2 + \left(L_b + 2\left(1 - 2\delta_{ij}\right)x\right)^2} \quad (2)$$

où δ_{ij} est le symbole du delta de Kronecker (En ligne [74]).

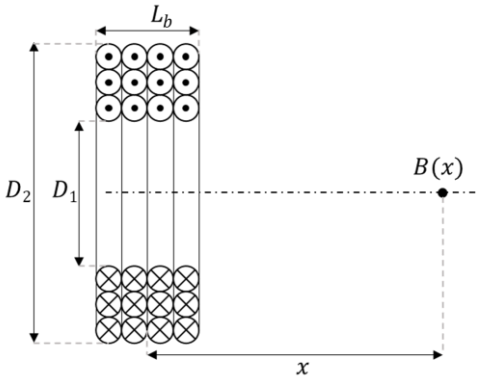


Figure 33 : Définition de notations : bobine émettrice simple.

Le gradient du champ magnétique sur l'axe de la bobine peut être obtenu par dérivation de l'expression précédente :

$$\frac{\mathrm{dB}(x)}{\mathrm{d}x} = \frac{\mu_0 \mathrm{N} \mathrm{I_s}}{\mathrm{L_b}(\mathrm{D_1} - \mathrm{D_2})} \left[\ln\left(\frac{\mathrm{D_2} + \mathrm{A_{21}}}{\mathrm{D_1} + \mathrm{A_{12}}} \frac{\mathrm{D_1} + \mathrm{A_{22}}}{\mathrm{D_2} + \mathrm{A_{11}}}\right) + \frac{(\mathrm{L_b} + 2x)^2}{(\mathrm{D_2} + \mathrm{A_{21}})(\mathrm{D_1} + \mathrm{A_{12}})} \left(\frac{(\mathrm{D_1} + \mathrm{A_{12}})}{\mathrm{A_{21}}} - \frac{(\mathrm{D_2} + \mathrm{A_{21}})}{\mathrm{A_{12}}}\right) + \frac{(\mathrm{L_b} - 2x)^2}{(\mathrm{D_2} + \mathrm{A_{11}})(\mathrm{D_1} + \mathrm{A_{22}})} \left(\frac{(\mathrm{D_1} + \mathrm{A_{22}})}{\mathrm{A_{11}}} - \frac{(\mathrm{D_2} + \mathrm{A_{11}})}{\mathrm{A_{22}}}\right) \right] \quad (3)$$

La Figure 34 présente un exemple d'amplitude du champ magnétique B et son gradient $\mathrm{dB}(x)/\mathrm{d}x$ en fonction de la distance au centre de la bobine x dans le cas d'une bobine (référence : 3B Scientific U8481500, $\mathrm{D_1} = 287$ mm, $\mathrm{D_2} = 311$ mm, $\mathrm{L} = 30$mm) traversée par un courant d'amplitude 1 A.

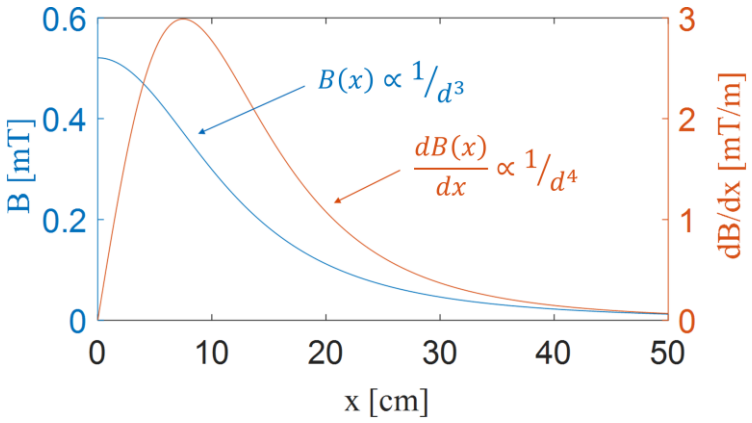


Figure 34 : Intensité du champ magnétique et de son gradient émis sur l'axe d'une bobine (3B Scientific U8481500) pour un courant électrique d'amplitude 1 A.

Dans le cadre de la TPSF, il est intéressant de noter que le champ magnétique est une fonction décroissante monotone de la distance x, tandis que le gradient du champ magnétique est nul au centre de la bobine et atteint un maximum à une distance donnée. De plus, loin de la bobine le champ magnétique décroit moins rapidement ($\propto 1/\mathrm{d}^3$) que le gradient du champ magnétique ($\propto 1/\mathrm{d}^4$). Cette différence a une incidence sur l'évolution de la puissance maximale récupérable à distance avec un récepteur.

Cas des bobines de Helmholtz

Dans un cadre expérimental, des bobines de Helmholtz sont souvent utilisées afin de mieux contrôler le champ magnétique perçu par le récepteur. Ce type d'émetteur se compose de deux bobines circulaires

de même rayon, placées face à face à une distance égale à leur rayon l'une de l'autre. Les récepteurs étudiés sont placés au centre des deux bobines. Les bobines de Helmholtz permettent de générer un espace dans lequel le champ est mieux contrôlé : ces bobines présentent un champ magnétique ou un gradient de champ quasi-uniforme en leur centre en fonction du sens du courant les traversant, comme illustré par la Figure 35.

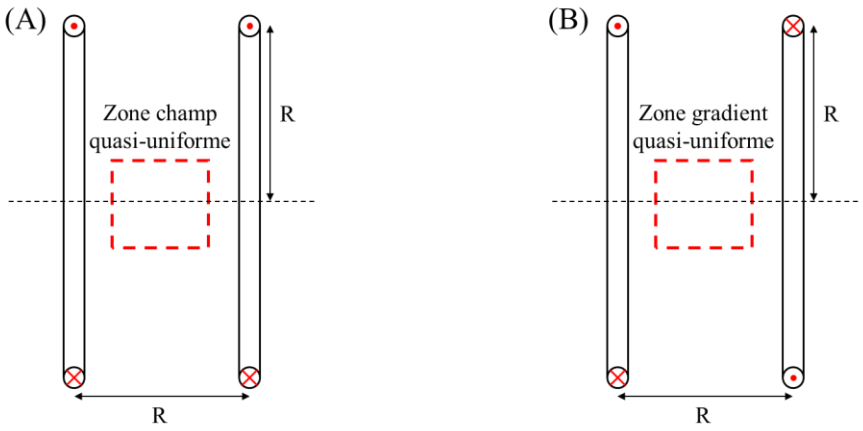


Figure 35 : (A) Bobine de Helmholtz (champ uniforme) (B) Bobine de Helmholtz inversée (gradient uniforme). Les sens des courants dans les bobines diffèrent.

Le champ magnétique au centre de bobines de Helmholtz B_H et son gradient dB_H/dx, peuvent être exprimés au centre de ce dispositif en utilisant le principe de superposition du champ magnétique, B étant l'amplitude du champ dans une bobine :

$$B_H = 2B(x_R) \tag{4}$$

$$\frac{dB_H(x)}{dx} = 2\frac{d}{dx}B(x_R) \tag{5}$$

où x_R est la distance entre les bobines et le point considéré au centre des bobines de Helmholtz, et est égal $x_R = \frac{D_1+D_2}{8}$.

2.3.1.2. Champ magnétique émis par un aimant tournant

Des cas de transmission d'énergie par champ magnétique variable généré par le mouvement d'un aimant permanent ont été rapportés (Garraud et collab. [53]). Lorsque les dimensions de l'aimant émetteur sont suffisamment petites par rapport à la distance entre cet aimant et le récepteur positionné en x, l'aimant émetteur peut être modélisé comme un dipôle magnétique avec un moment magnétique $\overrightarrow{m_e}$.

Dans ce cas, le champ magnétique émis $\vec{B}$ dans le plan de rotation de l'aimant émetteur est exprimé en fonction de la distance x et de la direction de l'aimantation θ_e comme illustré dans la Figure 36 (Chow et collab. [75]).

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi x^3}(3(\overrightarrow{m_e}.\vec{u})\vec{u} - \overrightarrow{m_e}) \tag{6}$$

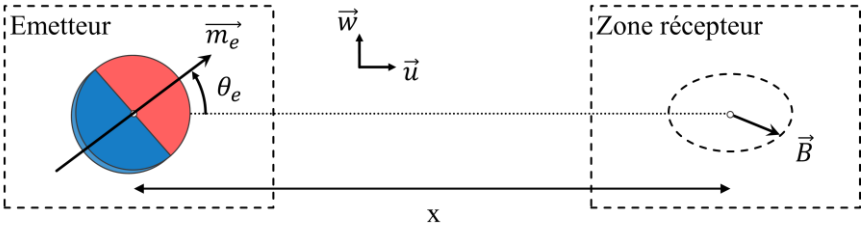


Figure 36 : Champ magnétique créé par un aimant tournant.

En projetant cette expression dans un repère défini dans la Figure 36, on constate que le champ dans la zone d'un récepteur placé à une distance x est un champ tournant d'amplitude variable :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 m_e}{4\pi x^3}(2\cos(\theta_e)\vec{u} - \sin(\theta_e)\vec{w}) \quad (7)$$

2.3.2. Interaction aimant-champs : force et couple d'excitation

Pour déterminer l'interaction entre l'aimant du récepteur et le champ magnétique généré par l'émetteur, nous supposerons que l'aimant est petit par rapport aux dimensions de l'émetteur. Cette hypothèse permet de considérer le champ magnétique de l'émetteur au niveau de l'aimant comme uniforme et de négliger le couplage inverse, c'est-à-dire l'impact du champ émis par l'aimant du récepteur sur l'émetteur (induction inverse). Les efforts dus au champ magnétique sur l'aimant se décomposent en deux actions :

- La création d'un couple excitateur $\vec{\tau}$ dû au champ magnétique généré par l'émetteur,
- La création d'une force excitatrice $\vec{F}$ due au gradient du champ magnétique dans l'aimant lorsque celui-ci n'est pas homogène.

Ces deux efforts dépendent du moment magnétique de l'aimant permanent $\vec{m}$ et du champ $\vec{B}$:

$$\begin{cases} \vec{\tau} = \vec{m} \wedge \vec{B} \\ \vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{m}.\vec{B}) \end{cases} \quad (8)$$

avec $\vec{m}$ dépendant du volume de l'aimant V_m, de l'induction rémanente $\vec{B_r}$, et de la perméabilité magnétique du vide μ_0 :

$$\vec{m} = \frac{V_m \vec{B_r}}{\mu_0} \quad (9)$$

Les expressions de la force $\vec{F}$ et du couple $\vec{\tau}$ dépendent de l'angle φ (formé entre le champ magnétique généré par l'émetteur et le moment magnétique de l'aimant), de la magnétisation rémanente de l'aimant récepteur B_r, du volume de l'aimant V_m, et de la perméabilité magnétique du vide μ_0 :

$$\begin{cases} \tau = B\frac{V_m B_r}{\mu_0}\sin(\varphi) \\ F = \frac{dB}{dx}\frac{V_m B_r}{\mu_0}\cos(\varphi) \end{cases} \quad (10)$$

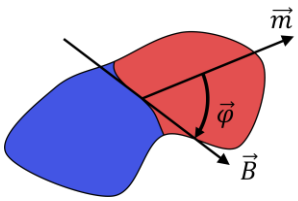


Figure 37 : Représentation de l'angle φ entre le moment magnétique de l'aimant $\vec{m}$ et le champ magnétique $\vec{B}$.

Les expressions précédentes du couple et de la force imposent des contraintes sur le positionnement du récepteur par rapport à l'émetteur. En particulier, il est impossible de maximiser simultanément la force et le couple sur l'aimant à partir d'un champ donné, car le couple τ et la force F atteignent leur maximum à des angles différents. L'excitation des systèmes par le travail du couple est généralement privilégiée, car elle offre de meilleures performances avec les bobines émettrices classiquement utilisées (Challa et collab. [38]).

2.4. Modélisation des récepteurs à aimant en translation (RT & RTP)

2.4.1. Définition des paramètres et modèle mécanique

Les récepteurs comportant des aimants en translation peuvent être modélisés mécaniquement comme des systèmes à un degré de liberté. En analysant les forces en jeu, nous identifions cinq forces mécaniques qui contribuent au mouvement (Figure 38) :

- Deux forces issues de la structure mécanique : une force de rappel mécanique F_R et une force d'amortissement mécanique (pertes) F_D,
- Deux forces issues de la transduction électromécanique : une force de rappel électrique F_{Re} et une force d'amortissement électrique F_{De},
- La force d'excitation issue du champ magnétique F.

L'équation du mouvement peut être décrite par l'équation (11), ou M est la masse équivalente mobile :

$$F + F_R + F_D + F_{Re} + F_{De} = M\ddot{v} \quad (11)$$

Les expressions des forces de rappel et d'amortissement dépendent des systèmes étudiés. Ici, nous modéliserons l'amortissement mécanique par une force proportionnelle à la vitesse de déplacement de l'aimant (amortissements visqueux). Les RT (récepteurs en translation) peuvent être modélisés par le modèle mécanique équivalent masse-ressort-amortisseur générique (équation (12), Figure 38) :

$$F = M\ddot{v} + (D + D_e)\dot{v} + (K + K_e)v \quad (12)$$

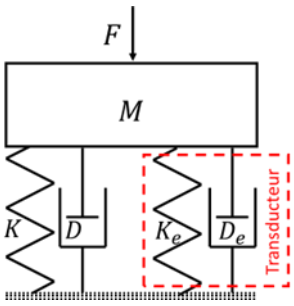


Figure 38 : Schéma équivalent mécanique d'un récepteur électrodynamique avec un transducteur électromécanique non défini.

Le système mécanique étant résonnant, on définit le facteur de qualité purement mécanique Q de la structure lorsqu'aucun effet électrique n'agit sur cette dernière :

$$Q = \frac{\sqrt{KM}}{D} \quad (13)$$

Le facteur Q ne doit pas être confondu avec le facteur de qualité du système amorti électriquement Q_{eq}, prenant en compte les effets électriques et dépendant de la charge électrique appliquée au transducteur :

$$Q_{eq} = \frac{\sqrt{(K + K_e)M}}{(D + D_e)} \quad (14)$$

Enfin, lorsque l'amortissement est faible, le système résonne à la pulsation notée ω_r, dépendant des raideurs mécaniques, mais aussi de la raideur électrique induite par le transducteur :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{K + K_e}{M}\left(1 - \frac{1}{2Q_{eq}^2}\right)} \approx \sqrt{\frac{K + K_e}{M}} \quad (15)$$

Cette pulsation ne doit pas être confondue avec la pulsation propre du système à vide ω_0 , sans prise en compte des effets électromécaniques :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{M}} \quad (16)$$

2.4.2. Cas des récepteurs à aimant en translation type poutre (RTP)

Le cas le plus représenté dans l'état de l'art est le récepteur à aimant en translation type poutre (RTP). Dans le cadre de TPSF, un aimant permanent est placé en bout de poutre, remplissant à la fois les fonctions de conversion du champ magnétique en effort et mouvement, de masse mécanique, et potentiellement de conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique (dans le cas d'un transducteur électrodynamique) (Truong et collab. [42], Truong et collab. [61]).

Les RTP ne sont pas des systèmes dont le mouvement de l'aimant est purement en translation (Figure 39). En effet, lors de la déformation de la poutre, l'aimant tourne aussi sur lui-même, si bien que les RTP peuvent être utilisés avec un couple d'excitation. Néanmoins, la flèche de déformation des poutres étant généralement faible par rapport à sa longueur, le mouvement de la masse peut être considéré comme rectiligne en première approximation, et une force équivalente à l'action du couple d'excitation peut tout de même être considérée dans ce cas.

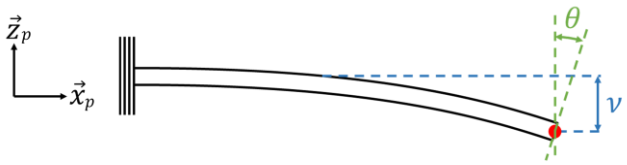


Figure 39 : Schéma représentant le lien entre la déformation d'une poutre et la rotation de sa masse.

Différents modèles existent en théorie des poutres. Pour de petites déformations, la théorie des poutres d'Euler-Bernoulli nous permet d'accéder aux contraintes longitudinales et à la déformée des poutres minces, sans prise en compte des contraintes de cisaillement (Han et collab. [76]). Ces hypothèses peuvent être faites si la poutre est suffisamment longue par rapport à son épaisseur. Un ratio de 10 est souvent pris comme limite.
À partir de la théorie d'Euler-Bernoulli, plusieurs modèles existent. Le cas le plus simple, détaillé ci-dessous, considère la masse comme ponctuelle. Deux autres modèles sont traités en annexe A de cette thèse prenant en compte la longueur de la masse (modèle « 1DDLbis ») et permettant d'introduire un 2nd mode de vibration (modèle 2DDL). Dans le cadre de cette thèse, les pertes mécaniques ont simplement été considérées comme une constante liant la force résistive à la vitesse de déplacement de la masse $F_D = D\dot{v}$, avec le coefficient d'amortissement D déterminé expérimentalement.

Le modèle 1DDL considère la masse de l'aimant comme ponctuelle et l'application d'une force en bout de poutre de longueur L. L'inertie en rotation de la masse n'est pas prise en compte.

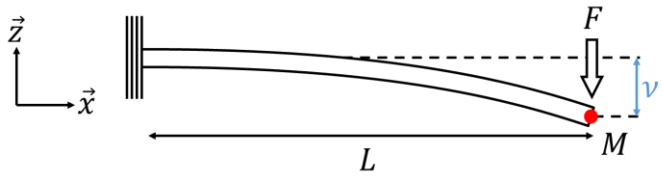


Figure 40 : Représentation d'une poutre en flexion (modèle 1DDL).

Pour prendre en compte l'effet d'un couple généré par le champ magnétique, on compare la flèche générée ν par un couple et par une force appliquée en bout de poutre.

D'après la relation de la théorie de Euler-Bernoulli, la courbure $\frac{d^2\nu(x_p)}{dx_p^2}$ est proportionnelle au moment fléchissant M_{fy} en un point et dépend du module d'élasticité E et du moment quadratique I de la poutre :

$$EI\frac{d^2\nu(x_p)}{dx_p^2} = M_{fy}(x_p) \tag{17}$$

La contrainte normale dans le matériau σ_{xx} dépend du moment dans la poutre M_{fy}, et de la distance z entre la fibre neutre au point étudié :

$$\sigma_{xx} = -\frac{M_{fy}}{I_g}z \tag{18}$$

Flèche engendrée par l'application d'un couple τ

Dans le cas de l'application d'un couple en bout de poutre, le moment fléchissant dans la poutre ne dépend pas de la position x_p :

$$M_{fy} = \tau \tag{19}$$

La flèche ν_τ résultante de l'application d'un couple peut être obtenue par double intégration :

$$\nu_\tau = \tau\frac{L^2}{2EI} \tag{20}$$

Flèche engendrée par l'application d'une force F

Dans le cas de l'application d'une force en bout de poutre F, le moment le long de la poutre n'est pas constant. Les contraintes lors de l'application d'une force ou d'un couple en bout de poutre ne sont donc pas identiques :

$$M_{fy} = F(L - x_p) \tag{21}$$

La flèche ν_F résultante de l'application d'une force peut être obtenue par double intégration :

$$\nu_F = F\frac{L^3}{3EI} \tag{22}$$

À partir des équations (20) et (22), il est possible de définir une force théorique équivalente F_{eq} permettant d'avoir la flèche identique au couple τ :

$$F_{eq} = \frac{3\tau}{2L} \tag{23}$$

Cette formule est fréquemment employée pour exprimer la force équivalente à l'extrémité d'une poutre dans des systèmes types poutre soumis à des couples d'excitation (Truong et collab.[42]).

La raideur K_F lie l'excitation (ici F) à la flèche ν :

$$K = \frac{3EI}{L^3} \tag{24}$$

L'expression d'une force équivalente F_{eq} se base sur l'équivalence des flèches en bout de poutre. Cette équivalence ne suffit pas dans le cas des systèmes poutres comprenant des convertisseurs

piézoélectriques car la conversion électromécanique se fait sous l'effet de la contrainte dans le matériau. La forme de la déformée associée à une force ou un couple en bout de poutre étant différente, le comportement du transducteur piézoélectrique dépend du type d'excitation.

La contrainte normalisée et la déformée normalisée d'une poutre encastrée libre sont présentées en Figure 41 pour différents facteurs de qualité sous l'effet d'un couple à la fréquence de résonance. Les déformées statiques sous l'application d'une force et d'un couple en bout de poutre sont aussi représentées.

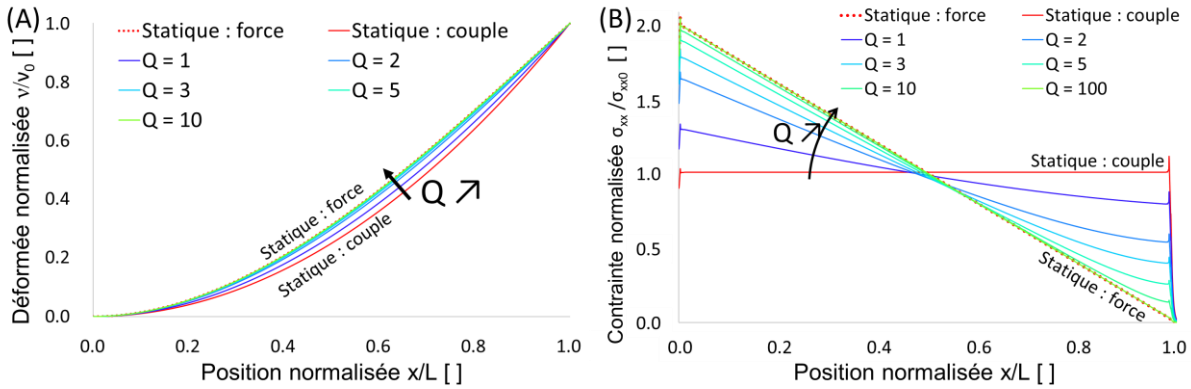


Figure 41 : Impact du facteur de qualité sur la déformée ν normalisée par la flèche en bout de poutre ν_0 (A), et les contraintes longitudinales σ_{xx} normalisées par la contrainte moyenne dans la poutre σ_{xx0} (B) en fonction de la distance à l'encastrement x_p normalisée par la longueur de la poutre L dans le cas de l'excitation d'une poutre résonante par un couple sinusoïdal pour différents facteurs de qualité Q.

Dans le cas où le système mécanique a un facteur de qualité élevé (> 10), et lorsque les dimensions de l'aimant sont faibles devant la longueur de la poutre, la déformée de la poutre excitée par un couple est proche la déformée de la poutre excitée par une force pour une excitation autour du premier mode de résonance. En effet, lors de l'excitation de la poutre à une fréquence proche de la résonance, une grande partie de l'énergie en jeu oscille entre énergie potentielle et énergie cinétique. Étant donné la valeur importante du facteur de qualité, l'énergie apportée à chaque cycle par l'excitation est faible en comparaison de l'énergie stockée sous forme cinétique dans la masse ou sous forme élastique dans la poutre. La déformée dynamique des poutres résonantes excitées par un couple en bout de poutre est donc très proche de la déformée dynamique des poutres résonantes excitées par une force en bout de poutre. L'approximation des systèmes poutre avec le modèle 1DDL, en considérant que la déformée est proche de celle de la poutre déformée par une force statique à l'extrémité libre, rend donc fidèlement le comportement des poutres piézoélectriques ayant un facteur de qualité élevé. L'équation du mouvement prenant en compte un couple ou une force d'excitation peut donc être décrite comme il suit, avec K décrit par l'équation (24) et D déterminé expérimentalement :

$$F + \frac{3\tau}{2L} = M\ddot{\nu} + (D + D_e)\dot{\nu} + (K + K_e)\nu \qquad (25)$$

2.4.3. Transduction électromécanique : définitions des paramètres clés

Deux transducteurs seront étudiés dans cette thèse. Afin de comparer le comportement de ces transducteurs, des paramètres électromécaniques ont été définis.

Un transducteur électromécanique transforme l'énergie mécanique en énergie électrique. Sur le plan mécanique, il peut être considéré comme une combinaison de raideur et d'amortisseur. La puissance mécanique moyenne convertie en régime sinusoïdale forcé P_m est donnée par la formule (26), où D_e représente le coefficient d'amortissement d'origine électrique, et ν est l'amplitude de la masse :

$$P_m(\omega, D_e) = j\omega D_e \frac{-\omega^2 v^2(\omega, D + D_e)}{2} \quad (26)$$

Le couplage d'un transducteur défini ici la capacité maximale de ce dernier à transformer l'énergie mécanique en énergie électrique. Il est exprimé ici comme étant le rapport entre l'amortissement électrique maximal normalisé par l'amortissement mécanique de la structure :

$$\Gamma = \max\left(\frac{D_e}{D}\right) \quad (27)$$

La puissance maximale récupérable P_{lim} est la puissance électrique maximale que le système peut générer à partir d'une excitation sinusoïdale d'amplitude F donnée. Cette puissance est obtenue à la fréquence de résonance du générateur, lorsque l'amortissement électrique D_e est égal à l'amortissement mécanique D (Challa et collab. [38]) :

$$P_{lim} = \frac{F^2 Q}{8 M \omega_r} \quad (28)$$

On définit aussi l'amplitude à vide du système mécanique v_0 , correspondant à l'amplitude de mouvement maximale que peut atteindre le système pour une excitation sinusoïdale d'amplitude F donnée, à la pulsation de résonance ω_r. Cette amplitude est atteinte pour un amortissement électrique nul :

$$v_0 = \frac{FQ}{M {\omega_r}^2} \quad (29)$$

Enfin, pour un système du second ordre faiblement amorti, on peut calculer la constante de temps T correspondant à l'évolution de l'enveloppe de la réponse temporelle. Celle-ci permet de déterminer la réactivité du récepteur à une variation du champ et peut être obtenue à partir l'équation (11). Elle dépend du facteur de qualité Q :

$$T \approx 2\frac{M}{D + D_e} = 2\frac{Q}{\omega_0} \quad (30)$$

Le temps de réponse à 95% de ce système dans le cas d'un démarrage « à froid » est d'environ $t_{95} = 3T$.

Plusieurs conclusions peuvent être tirées de ce modèle comportant un transducteur générique :

- Une augmentation de la force excitatrice F ou du facteur de qualité Q implique une augmentation de la puissance maximale qui peut être extraite à la résonance.
- Une augmentation de la masse n'entraine pas une baisse de la puissance limite P_{lim} (équation (28)) car la masse équivalente M intervient dans le calcul du facteur de qualité Q et dans le calcul de la pulsation de résonance ω_r (31). En réalité, l'aimant faisant office de masse, une augmentation de la masse de l'aimant entraine une augmentation de la force excitatrice F et donc de la puissance maximale récupérable.

$$P_{lim} = \frac{F^2 Q}{8 M \omega_r} = \frac{F^2}{8(D + D_e)} \quad (31)$$

2.4.4. Transduction piézoélectrique (PE)

Dans cette partie, on s'intéresse aux transducteurs piézoélectriques. Ces transducteurs se présentent généralement sous forme de patchs collés sur des parois subissant des déformations. Ces matériaux ont la capacité de convertir en énergie électrique une partie de l'énergie mécanique qui leur est apportée lors de leur déformation.

Le modèle utilisé pour représenter le transducteur piézoélectrique (Kim et collab. [77]) néglige l'effet des pertes diélectriques dans le matériau piézoélectrique qui sont en général très faibles. Ce modèle introduit deux paramètres liés à la piézoélectricité : le coefficient de transduction piézoélectrique α et la capacité piézoélectrique C_p. En analysant les efforts mécaniques appliqués à la masse, nous pouvons obtenir les équations suivantes (Truong et collab. [36], Arroyo et collab. [78]) :

$$\begin{cases} F = M\dot{v} + Kv + D\dot{v} + \alpha u_{PE} \\ \alpha\dot{v} = i_{PE} + C_p\dot{u}_{PE} \end{cases} \quad (32)$$

où i_{PE} et u_{PE} sont respectivement le courant et la tension issues du transducteur PE. Le couple d'équation précédent peut être représenté sous forme de schéma électrique équivalent (Figure 42).

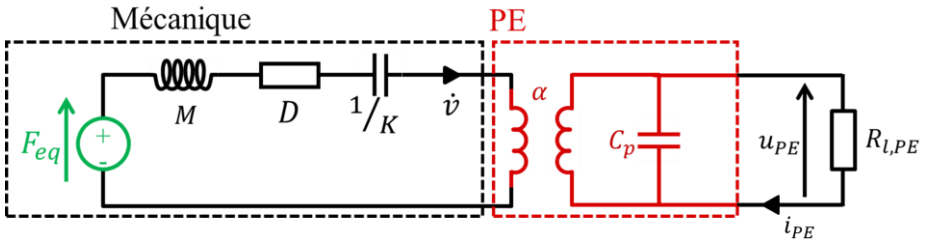


Figure 42 : Représentation sous forme de schémas électrique équivalent d'un récepteur en translation avec transducteur PE.

Dans le cadre de cette thèse, la plupart des mesures ont été faites avec une charge résistive. Dans ce cas, le couple d'équation (32) peut être simplifié en faisant apparaitre la résistance de charge $R_{l,PE}$:

$$\begin{cases} F = M\dot{v} + Kv + D\dot{v} + \alpha u_{PE} \\ \alpha\dot{v} = u_{PE}/R_{l,PE} + C_p\dot{u}_{PE} \end{cases} \quad (33)$$

En se plaçant dans le cas du régime sinusoïdal forcé et en se plaçant en notation complexe, le comportement du système peut être décrit avec une seule expression (34), où ω est la pulsation d'excitation :

$$\frac{\tilde{F}}{\tilde{v}} = -\omega^2 M + j\omega\left(D + \frac{\alpha^2 R_{l,PE}}{1+\omega^2 R_{l,PE}^2 C_p^2}\right) + \left(K + \frac{\alpha^2 R_{l,PE}^2 \omega^2 C_p}{1+\omega^2 R_{l,PE}^2 C_p^2}\right) \quad (34)$$

avec $\tilde{F} = Fe^{j\omega t}$, $\tilde{v} = ve^{j\omega t+\phi}$ et ϕ étant le déphasage de v par rapport à F.

Sous cette forme, on peut identifier l'effet de l'amortissement électrique et de la raideur électrique du au transducteur PE :

$$D_{PE} = \frac{R_{l,PE}\alpha^2}{1+R_{l,PE}^2\omega^2 C_p^2} \quad (35)$$

$$K_{PE} = \frac{R_{l,PE}^2\alpha^2 C_p\omega^2}{1+R_{l,PE}^2\omega^2 C_p^2} \quad (36)$$

En reprenant la notion de couplage définie par l'équation (27), le couplage du transducteur piézoélectrique dépend des paramètres mécaniques Q et K, et des coefficients piézoélectriques α et C_p :

$$\Gamma_{PE} = \max\left(\frac{D_{PE}}{D}\right) = \frac{\alpha^2 Q}{2KC_p} \quad (37)$$

Le coefficient de couplage Γ_{PE} utilisé dans le cadre de cette thèse peut être relié au coefficient de couplage couramment utilisé dans la littérature k^2 (Arroyo et collab. [78]) tel que $\Gamma_{PE} = k^2Q/2$.
L'amortissement maximal D_{PE} intervient lorsque $R_{l,PE} = R_{0,PE} = 1/C_p\omega_r$.
La puissance mécanique extraite dans cet amortisseur dépend de l'amplitude de la vitesse de la masse, et de l'amortissement D_{PE} :

$$P_{m,PE}(\omega_e, D_{PE}) = D_{PE}\left|\frac{\tilde{v}^2(\omega, D_{PE})}{2}\right| \quad (38)$$

Les pertes diélectriques des transducteurs piézoélectriques pouvant être négligées, la totalité de la puissance mécanique extraite est considérée comme convertie en puissance électrique disponible. Selon nos hypothèses, $P_{l,PE}$ est donc également la puissance électrique de sortie, qui peut être décrite sous la forme suivante :

$$P_{l,PE}(\omega, D_{PE}) = P_{m,PE}(\omega_e, D_{PE}) \quad (39)$$

D'après le théorème de transfert de puissance maximale à la fréquence de résonance $\omega = \omega_r$, l'amortissement électrique doit être égal à l'amortissement mécanique afin de maximiser la puissance extraite du système mécanique. La définition du couplage équation (37) nous donne donc l'équivalence suivante :

$$\max(D_{PE}) > D \Leftrightarrow \max(P_{l,PE}) = P_{lim} \Leftrightarrow \Gamma_{PE} \geq 1 \quad (40)$$

P_{lim} n'est atteignable que si le couplage permet à l'amortissement électrique d'égaliser l'amortissement mécanique et donc seulement si le couplage est au moins égal à 1.

La Figure 43 représente la puissance de sortie normalisée en sortie d'un transducteur piézoélectrique $P_{l,PE}/P_{lim}$ en fonction de la fréquence normalisée, pour différents couplages électromécaniques.

- Si le couplage Γ_{PE} est inférieur à 1, il n'existe qu'un seul pic et P_{lim} n'est pas atteint. La puissance est maximale lorsque l'amortissement est maximal.
- Dans le cas contraire, il existe deux valeurs de charge $R_{l,PE}$ pour lesquelles la puissance est maximale car la condition $D_{PE} = D$ peut être atteinte deux fois, à deux fréquences différentes. En effet, la variation de la charge de sortie $R_{l,PE}$ entraine aussi une variation de raideur électrique et donc de la fréquence de résonance.

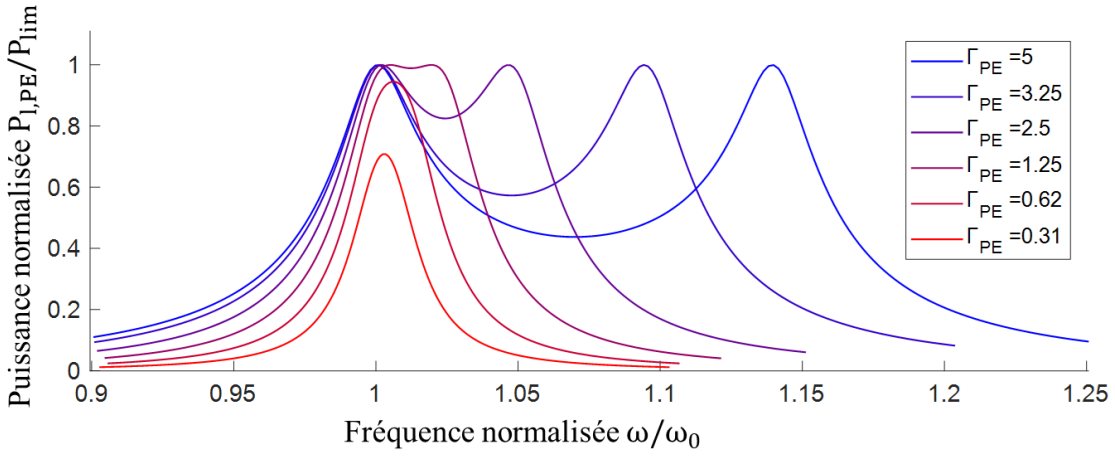


Figure 43 : Puissance extraite normalisée sur charge résistive en fonction de la pulsation d'émission du champ pour différents couplages Γ_{PE} pour un facteur de qualité $Q = 50$.

Le transducteur piézoélectrique induit une raideur électrique sur le système mécanique. La fréquence de résonance ω_r varie donc avec la charge électrique (Morel et collab. [79]) :

$$\omega_r = \omega_0\sqrt{1 + \frac{2\Gamma_{PE}}{Q}\frac{\omega_r^2 R_{l,PE}^2 {C_p}^2}{1 + \omega_r^2 R_{l,PE}^2 {C_p}^2}} \quad (41)$$

La fréquence de résonance est une fonction croissante et bornée de la charge $R_{l,PE}$. La plage de variation de la fréquence de résonance dépend du facteur de couplage piézoélectrique Γ_{PE} et du facteur de qualité :

$$\omega_r(R_{l,PE}) \epsilon \left[\omega_0, \omega_0 \sqrt{1 + 2\frac{\Gamma_{PE}}{Q}}\right] \quad (42)$$

La Figure 44 présente la variation de la fréquence de résonance en fonction de la charge appliquée au transducteur piézoélectrique. Une augmentation du couplage augmente la plage de variation de la fréquence de résonance du système.

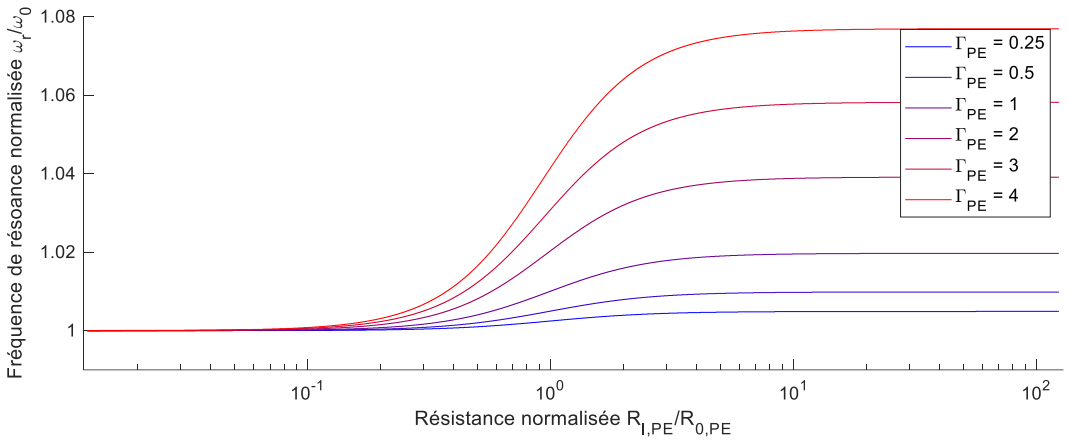


Figure 44 : Evolution de la fréquence de résonance en fonction de la charge résistive.

2.4.5. Transduction électrodynamique

Dans cette partie, on s'intéresse au couplage électrodynamique entre un aimant et une bobine réceptrice. Plusieurs topologies de transducteurs électromagnétiques ont été présentées dans l'état de l'art dans le domaine de la récupération d'énergie vibratoire, telles que les transducteurs électrodynamiques à reluctance variable (Ayala-Garcia et collab. [80]), les transducteurs comportant des guides ferromagnétiques (Arroyo et collab. [81]) ou les transducteurs simples bobine-aimant (Challa et collab. [38]). Dans le cadre de cette thèse, nous travaillerons dans le cas simple, seul cas existant dans la littérature issue de la TPSF, en considérant la variation de flux magnétique dans la bobine réceptrice comme proportionnelle à la vitesse de l'aimant.

Les systèmes résonants à transduction électrodynamique peuvent être modélisés par les équations couplées entre les domaines mécanique et électrique (43). R_c représente la résistance interne de la bobine réceptrice, L_c l'inductance de la bobine réceptrice, β le coefficient de transduction électromécanique du transducteur ED, et i_{ED} et u_{ED} représentent respectivement la tension et le courant dans le circuit de charge :

$$\begin{cases} F = M\ddot{v} + Kv + D\dot{v} + \beta i_{ED} \\ \beta\dot{v} = L_c\dot{i}_{ED} + R_C i_{ED} + u_{ED} \end{cases} \quad (43)$$

Le couple d'équation précédent peut être représenté sous forme de schéma électrique (Figure 45).

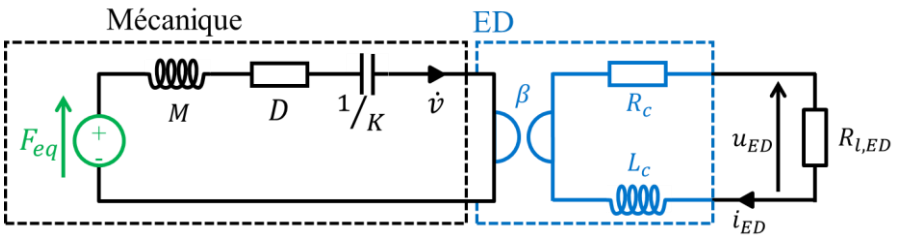


Figure 45 : Représentation sous forme de schémas électrique équivalent d'un récepteur en translation avec transducteur ED.

Dans le cadre de cette thèse, la plupart des mesures ont été faites avec une charge résistive $R_{l,ED}$:

$$\begin{cases} F = M\dot{v} + Kv + D\dot{v} + \beta i_{ED} \\ \beta\, \dot{v} = L_c \dot{i}_{ED} + R_{l,ED} i_{ED} + R_c i_{ED} \end{cases} \tag{44}$$

Enfin, dans le cas le cas du régime sinusoïdal forcé, la dynamique mécanique du système peut être décrite à l'aide d'une seule équation :

$$\frac{\tilde{F}}{\tilde{v}} = -\omega^2 M v + j\omega\left(D + \frac{\beta^2\left(R_{l,ED} + R_c\right)}{(L_c\omega)^2 + \left(R_{l,ED} + R_c\right)^2}\right) + \left(K + \frac{\omega^2\beta^2 L_c}{(L_C\omega)^2 + \left(R_{l,ED} + R_c\right)^2}\right) \tag{45}$$

Mécaniquement, comme pour le traducteur piézoélectrique, l'effet du transducteur électrodynamique peut être décomposé en un amortisseur D_{ED} et une rigidité K_{ED} équivalentes :

$$D_{ED} = \frac{\beta^2\left(R_{l,ED} + R_c\right)}{(L_C\omega)^2 + \left(R_{l,ED} + R_c\right)^2} \tag{46}$$

$$K_{ED} = \frac{\omega^2 L_c \beta^2}{(L_C\omega)^2 + \left(R_{l,ED} + R_c\right)^2} \tag{47}$$

La fréquence de travail des systèmes de transmission électrodynamique étant faible, les impédances des bobines réceptrices des transducteurs électrodynamiques peuvent être considérées comme purement résistives et leurs inductances peuvent être négligées. Dans ce cas, les transducteurs électrodynamiques n'induisent pas de raideur électrique au système mécanique :

$$K_{ED} = 0 \tag{48}$$

Comme dans le cas du transducteur piézoélectrique, on définit le couplage électromécanique comme étant la capacité du transducteur électrodynamique à convertir l'énergie mécanique en énergie électrique. Le couplage est donc également la capacité du transducteur à amortir électriquement le système mécanique :

$$\Gamma_{ED} = \max\left(\frac{D_{ED}}{D}\right) = \frac{\beta^2}{DR_c} \tag{49}$$

Le transducteur électrodynamique peut alors être vu comme un amortisseur d'origine électrique. La puissance mécanique extraite dans cet amortisseur dépend de la vitesse de déplacement de la masse, et de l'amortissement D_{ED} :

$$P_{m,ED}(\omega, D_{ED}) = D_{ED}\left|\frac{\tilde{v}^2(\omega, D_{ED})}{2}\right| \tag{50}$$

Contrairement au transducteur piézoélectrique que l'on considère sans perte, toute la puissance mécanique extraite d'un transducteur électrodynamique n'est pas convertie en énergie électrique. Une partie de l'énergie mécanique extraite est perdue en raison des pertes résistives R_c intrinsèques à la bobine réceptrice :

$$P_{l,ED}(\omega, D_{ED}) = \frac{R_{l,ED}}{\left(R_{l,ED} + R_c\right)} P_{m,ED}(\omega, D_{ED}) \tag{51}$$

En combinant les équations (50) et (51) précédentes, on peut obtenir une expression explicite de la puissance électrodynamique extraite par le transducteur :

$$P_{l,ED}(\omega, D_{ED}) = \frac{R_{l,ED}}{\left(R_{l,ED} + R_c\right)} \frac{D_{ED}}{2} \left|\frac{j\omega F}{-\omega^2 M + K + j\omega\left(D + \frac{\beta^2}{R_{l,ED} + R_c}\right)}\right|^2 \tag{52}$$

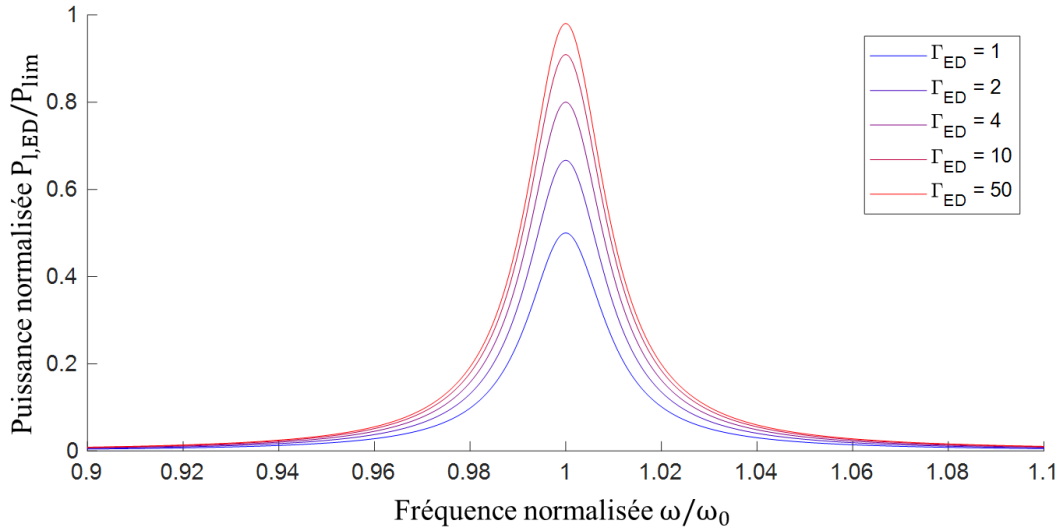


Figure 46 : Puissance extraite normalisée sur charge résistive en fonction de la pulsation d'émission du champ pour différents couplages Γ_{ED}.

À partir de l'équation précédente, on peut démontrer que cette puissance maximale est obtenue à la résonance $\omega_r \approx \omega_0 = \sqrt{K/M}$, et pour la charge dite optimale $R_{opt,ED}$:

$$R_{opt,ED} = R_c(1 + \Gamma_{ED}) \tag{53}$$

La puissance maximale obtenue à la résonance pour la charge optimale R_{opt} peut être déduite et ne dépend que du couplage Γ_{ED} :

$$\max(P_{l,ED}) = \frac{\Gamma_{ED}}{\Gamma_{ED} + 1} P_{lim} \tag{54}$$

La notion de rendement η_{ED} de transducteur ED peut être définie par l'équation suivante :

$$\eta_{ED} = \frac{\Gamma_{ED}}{1 + \Gamma_{ED}} \tag{55}$$

2.4.6. Comparaison des deux types de transduction

Pertes

Les matériaux piézoélectriques présentent peu de pertes, principalement sous forme de pertes diélectriques et de pertes par hystérésis (Gibus et collab. [82]). Ces pertes ne sont pas prises en compte dans le modèle retenu. Dans les prototypes étudiés au cours de cette thèse, ces pertes sont effectivement très faibles par rapport aux puissances en jeu et ont donc été négligées.

Dans le cas des transducteurs électrodynamiques, les pertes résistives sont bien plus importantes et apparaissent dans l'expression même du couplage du transducteur. Elles sont généralement comprises entre 0,4 % et 20 % de la puissance finale extraite par la charge électrique.

Couplage

Une même définition du couplage est utilisée pour les deux transducteurs et est basée sur la capacité des transducteurs à amortir et donc à convertir de l'énergie mécanique du système en énergie électrique. Cependant, bien que cette définition soit commune, les comportements de deux transducteurs ED et PE ayant le même couplage ne sont pas identiques.

La Figure 47 illustre les couplages de divers prototypes RTP utilisés dans la transmission d'énergie sans fil et dans le cadre de la récupération d'énergie vibratoire, tels que décrits dans la littérature en fonction de l'année de publication des travaux.

- Les transducteurs piézoélectriques montrent de bons couplages en raison du grand nombre d'articles consacrés à l'augmentation et à l'optimisation de ces transducteurs pour élargir la bande passante des systèmes (Gibus et collab. [82], Benchemoul et collab. [83]). Les plus forts couplages avec ces transducteurs sont compris entre 5 et 16.
- Les études sur les RTP électrodynamiques, peu nombreuses depuis 2013, se concentrent principalement sur des preuves de concepts (McEachern et collab. [41]), sur la validation de la modélisation (Challa et collab. [38]), et la réalisation de systèmes de petite taille (Halim et collab. [84]). L'augmentation du couplage de ces transducteurs est moins étudiée car un couplage supérieur à $\Gamma_{ED} = 10$ aboutit à une forte augmentation du volume du transducteur (Delattre et collab. [85]) comparé à l'augmentation de puissance apportée. Des couplages supérieurs à 25 ont néanmoins été rapportés.

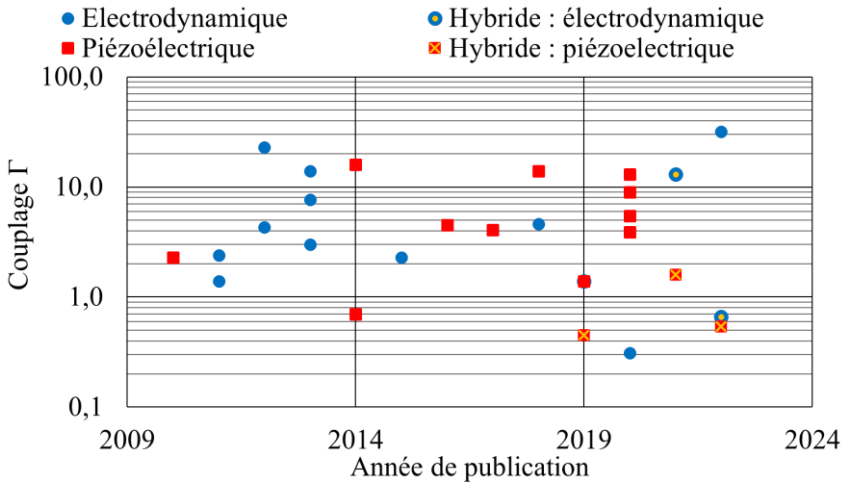


Figure 47 : Couplage des récepteurs résonants ED et PE et Hybride dans les domaines de la transmission d'énergie sans fil et de la récupération d'énergie vibratoire. Dans le cas des systèmes hybrides, un même système a plusieurs couplages distincts et comprend donc plusieurs points sur le graphique

Impédance de sortie

Il peut également être intéressant de comparer l'impédance de sortie des transducteurs décrits dans la littérature.

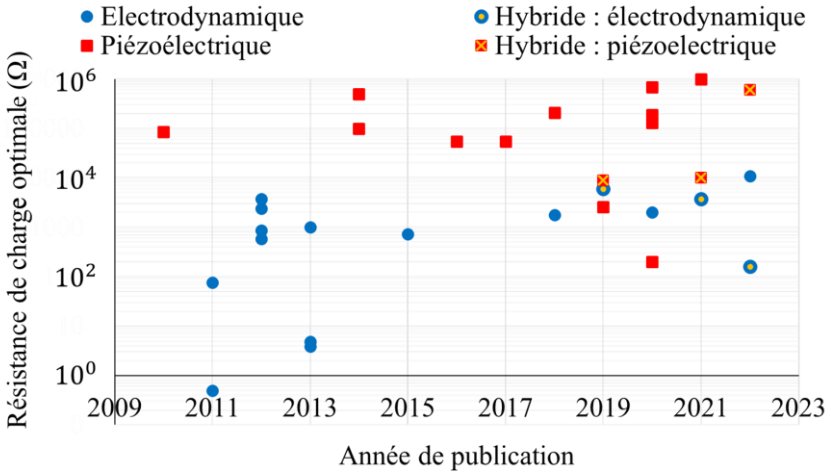


Figure 48 : Charge résistive optimale des récepteurs résonants ED et PE dans les domaines de la transmission d'énergie sans fil et de la récupération d'énergie vibratoire.

L'impédance de sortie d'un transducteur piézoélectrique dépend du type de matériau utilisé. Dans la majeure partie des cas, la résistance optimale de la charge est supérieure à 50 kΩ et les tensions de sortie sont suffisamment élevées pour être convertie par une électronique de puissance associée, même avec de petites amplitudes de mouvement.
La charge optimale de sortie des transducteurs électrodynamiques dépend du couplage et de la résistance de la bobine réceptrice. Elle varie donc en fonction de la taille du dispositif, mais aussi du diamètre du fil utilisé. Plus le diamètre du fil de la bobine réceptrice est fin, plus la tension de sortie et la résistance de charge optimale du dispositif seront élevées. Le diamètre du fil n'a, en revanche, pas de lien avec le couplage Γ_{ED} car un fil plus fin augmenterait à la fois le coefficient β et la résistance série R_c. On peut montrer que le couplage ne dépend pas du diamètre du fil, mais seulement du volume de cuivre, si le coefficient de foisonnement des bobines est considéré indépendant du diamètre.

L'ensemble des références permettant de réaliser la Figure 47 et la Figure 48 est disponible dans le Tableau 2.

Tableau 2 : Etat de l'art des systèmes de transmission de puissance sans fil résonant et des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion piézoélectrique et électrodynamique.

	Auteur	Publication	Catégorie		Γ	Q	R_{opt} (Ω)	Ref.
Piézoélectrique	Kim et al.	2010	EH		2,3	32	86000	[77]
	Badel et al.	2014	EH		16	28	100 000	[86]
	Tang et al.	2014	EH		0,70*	22*	500 000	[87]
	Morel et al.	2016	EH		4,5	50	55 000	[88]
	Siddiqui et al.	2017	EH		4,1	65	55 000	[89]
	Benchemoul et al.	2018	EH		14*	200*	210 000	[83]
	Zhao et al.	2019	EH		1,4	-	2 600	[90]
	Kuang et al	2020	EH		3,9	60	200	[91]
	Gibus et al.	2020	EH		13	130	130 000	[82]
	Gibus et al.	2020	EH		5,5	85	690 000	[82]
	Gibus et al.	2020	EH		9,0	91	190 000	[82]
	Zou et al.	2021	EH		8.1	15	1E6	[92]
Electrodynamique	Elvin et al.	2011	EH		1,4	86	0,50	[93]
	Sardini et al.	2011	EH		2,4*	20*	76	[94]
	Challa et al.	2012	WPT		42.7	214	874	[38]
	Challa et al.	2012	WPT		28.2	153	584	[38]
	Zhu et al. MaETEM	2012	EH		23*	1350*	2 400	[95]
	Zhu et al. MiETEM	2012	EH		4,3*	120*	3 700	[95]
	Arroyo et al.	2013	EH		14	55	3,90	[81]
	McEachern et al	2013	WPT		3,0	47	4,80	[41]
	Munaz et al.	2013	EH		7,7*	6*	1 000	[96]
	Mallick et al.	2015	EH		2,3*	38	720	[97]
	Choi et al.	2018	EH		4,6*	23*	1 800	[98]
	Truong et al	2020	WPT		0,31*	46.8	2000	[99]
	Ornonez et al.	2022	EH		32	263	11 000	[100]
Hybride	Jung et al.	2019	EH	PE	0,45*	36	9 000	[68]
				ED	1,4*	36	6 000	
	Ameye et al.	2021	WPT	PE	1,6	70	10 000	[39]
				ED	13	70	3 700	
	Halim et al.	2022	WPT	PE	0,54	90	600 000	[84]
				ED	0,66	90	160	

*valeur estimée d'après les données ou les figures de l'article.

2.5. Modélisation des récepteurs rotatifs (RRP & RRC)

Le récepteur à aimant rotatif est constitué d'un aimant cylindrique magnétisé diamétralement. Cet aimant est entrainé en rotation par un couple d'excitation provenant du champ magnétique émis par un émetteur.
Un transducteur permet ensuite de convertir l'énergie mécanique liée à la rotation de l'aimant en énergie électrique (Figure 49). Du fait de son mouvement rotatif, le récepteur à aimant rotatif est mal adapté au transducteur piézoélectrique. Si un cas de récepteur rotatif à transducteur piézoélectrique a déjà été présenté (Priya et collab. [101]), son implémentation est très complexe et limite ses performances en termes de densité de puissance volumique.
Dans cette partie, nous ne traiterons uniquement des cas de récepteurs rotatifs périodiques (RRP) et de récepteurs rotatifs continus (RRC) à transduction électrodynamique.

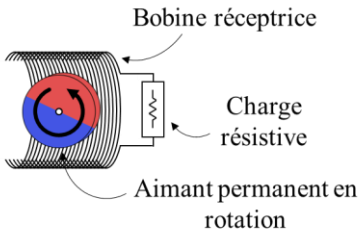


Figure 49 : Principe d'un récepteur rotatif électrodynamique (RRP ou RRC).

2.5.1. Couple d'excitation

Dans le cas des systèmes rotatifs, la rotation de la masse est plus importante que celle des systèmes poutres. Il est ainsi nécessaire de prendre en compte la variation de l'angle formé entre le champ magnétique de l'émetteur et le moment magnétique de l'aimant. Deux cas d'excitation peuvent être considérés :

- Le cas d'une excitation de l'aimant récepteur par un champ uniaxial, produit par un ou plusieurs émetteurs placés sur le même axe.
- Le cas d'une excitation de l'aimant récepteur par un champ tournant, produit par différents émetteurs placés autour du récepteur.

2.5.1.1. Cas d'un champ uniaxial

Les notations employées dans cette partie seront celles présentées en Figure 50, avec $\vec{B}$ le champ magnétique excitateur uniaxial, ω pulsation du champ excitateur, et $\vec{d}$ l'orientation de la bobine réceptrice.

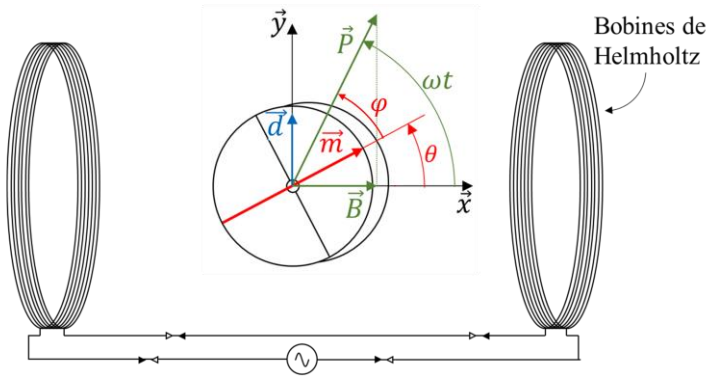


Figure 50 : Notations de l'analyse d'un récepteur rotatif soumis à un champ uniaxial.

Dans le cas d'un champ d'excitation uniaxial, le champ magnétique agissant sur l'aimant est donné par :

$$\vec{B} = B_0 \cos(\omega t)\,\vec{x} \tag{56}$$

Il peut être considéré comme la projection sur l'axe horizontal d'un vecteur fictif $\vec{P}$, qui tourne à la vitesse de rotation ω, comme illustré par la Figure 50 :

$$\vec{B} = (\vec{P}.\vec{x})\vec{x} \tag{57}$$

L'aimant étant en rotation autour de son axe, le moment magnétique peut être décomposé dans le repère (O,x,y) ou θ représente l'angle formé entre le moment magnétique de l'aimant et l'axe fixe des bobines émettrices :

$$\vec{m} = \frac{V_m\, B_r}{\mu_0}(\cos(\theta)\,\vec{x} + \sin(\theta)\,\vec{y}) \tag{58}$$

Le couple d'excitation sur l'aimant dépend de l'angle entre le champ magnétique et l'aimant, mais également de la phase de l'amplitude du champ magnétique ωt :

$$\tau = \left|\vec{m} \wedge \vec{B}\right| = -\tau_0 \cos(\omega t)\sin(\theta) = -\frac{V_m\, B_r}{\mu_0} B_0 \cos(\omega t)\sin(\theta) \tag{59}$$

2.5.1.2. Cas des champs tournants

Une excitation avec au moins deux sources non alignées permet d'obtenir un champ magnétique tournant. C'est le cas lors de l'utilisation de bobines de Helmholtz 2D ou 3D, comprenant deux ou trois paires de bobines de Helmholtz orthogonales (Figure 51) (Vo et collab. [102]).

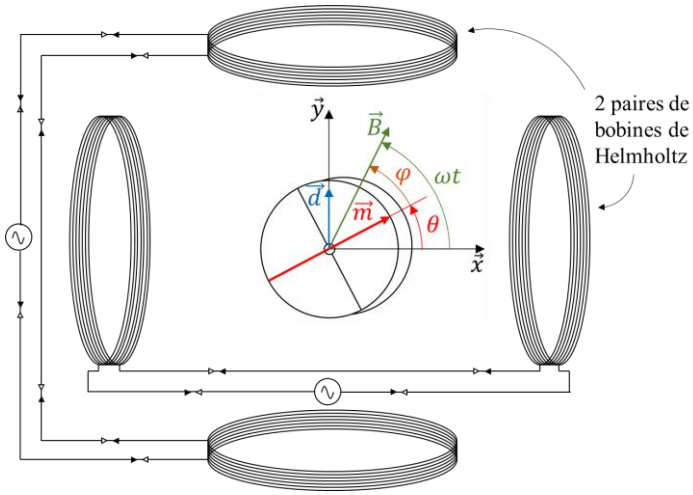


Figure 51 : Notations de l'analyse d'un récepteur rotatif soumis à un champ tournant.

Dans ce cas, le champ est bidimensionnel. Avec les notations présentées dans la Figure 51, le champ B peut s'exprimer dans le plan $(\vec{x},\vec{y})$:

$$\vec{B} = B_0(\cos(\omega t)\,\vec{x} + \sin(\omega t)\,\vec{y}) \tag{60}$$

Si l'aimant tourne à la même vitesse de rotation que le champ magnétique, le couple d'entrée ne dépend plus de la phase de l'amplitude du champ magnétique ωt, mais seulement du déphasage entre $\vec{m}$ et $\vec{B}$:

$$\tau = \left|\vec{m} \wedge \vec{B}\right| = \frac{V_m\, B_r}{\mu_0} B_0 \cos(\varphi) \tag{61}$$

2.5.2. Modèle mécanique

Un récepteur rotatif peut être vu comme un système mécanique masse-ressort-amortisseur :

$$\tau = J\ddot{\theta} + \mathcal{K}\theta + (\mathcal{D} + \mathcal{D}_e)\dot{\theta} \quad (62)$$

θ représente l'angle de rotation de l'aimant, $\mathcal{D}$ représente l'amortissement visqueux dû aux frottements, $\mathcal{D}_e$ représente l'amortissement dû à la transduction électrodynamique, J représente l'inertie en rotation de l'aimant et $\mathcal{K}$ représente la raideur angulaire. La raideur angulaire peut dépendre de la position de l'aimant (donc de l'angle du moment magnétique de l'aimant), comme dans le cas très courant d'une raideur magnétique issue d'un aimant placé fixe à proximité (modélisation au 1er ordre) $\mathcal{K}(\theta) = \mathcal{K}_0 \sin(\theta)$.

Les récepteurs rotatifs existent sous deux configurations :

- Avec une raideur non nulle ($\mathcal{K}_0 \neq 0$), permettant le rappel de l'aimant à une position d'équilibre (Garraud et collab. [58]). Cette raideur peut être ajoutée à l'aide d'un champ magnétique constant ou d'un ressort spirale. Dans ce cas, le système se comporte comme un système résonant (RTR).
- Sans raideur ($\mathcal{K}_0 = 0$) (Ameye et collab. [103]) : seuls les couples d'excitation, de frottement et le couple lié à la transduction électromécanique agissent sur l'aimant. Dans ce cas, la stratégie d'excitation du système est différente du cas résonant (RTC).

La transduction électromécanique sur un récepteur rotatif est réalisée à l'aide d'un transducteur électrodynamique. Le système est modélisable par le schéma électrique de la Figure 52, avec u_{ED} et i_{ED} la tension et le courant aux bornes de la résistance de la charge $R_{l,ED}$, et R_c la résistance série de la bobine réceptrice (Arroyo et collab. [78]).

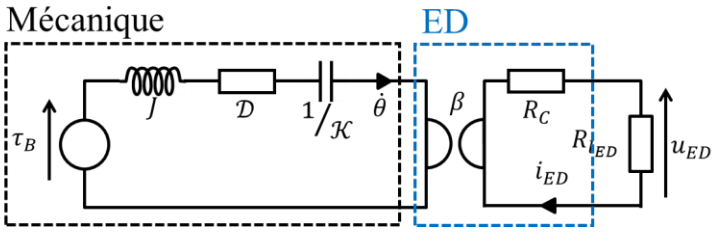


Figure 52 : Représentation électrique équivalente d'un récepteur à aimant rotatif périodique.

Le comportement du système peut être décrit par les équations couplées des domaines mécanique et électrique dans le cas de l'application d'une charge résistive $R_{l,ED}$ aux bornes du transducteur :

$$\begin{cases} \tau = J\ddot{\theta} + \mathcal{K}\theta + \mathcal{D}\dot{\theta} + \mathcal{B}\, i_{ED} \\ \mathcal{B}\,\dot{\theta} = i_{ED} R_{l,ED} + i_{ED} R_c \end{cases} \quad (63)$$

Du fait de la rotation de l'aimant, le coefficient de transduction électrodynamique $\mathcal{B}$ n'est plus constant. Par commodité, on choisira l'angle de l'axe des bobines réceptrices comme étant orthogonal à l'axe du champ magnétique excitateur (cas représenté dans la Figure 51). Dans ce cas, le coefficient de transduction $\mathcal{B}$ dépend de l'angle θ tel que :

$$\mathcal{B} = \mathcal{B}_0 \sin(\theta) \quad (64)$$

L'amortissement électrique dû au transducteur $\mathcal{D}_{ED}$ n'est donc plus constant :

$$\mathcal{D}_{ED} = \frac{{\mathcal{B}_0}^2}{R_{l,ED} + R_c} \sin^2(\theta) \quad (65)$$

A partir du couple d'équations (63), le couple appliqué par le transducteur à l'aimant τ_{ED} et la tension aux bornes de la charge u_{ED} peuvent être déduits :

$$\tau_{ED} = \mathcal{B} i_{ED} = \frac{R_{l,ED}}{R_{l,ED} + R_c} \mathcal{B}_0^2 \dot{\theta} \sin^2(\theta) \quad (66)$$

$$u_{ED} = R_{l,ED} i_{ED} = \frac{R_{l,ED}}{R_{l,ED} + R_c} \mathcal{B}_0 \dot{\theta} \sin(\theta) \quad (67)$$

Comme dans le cas des systèmes résonants type poutre, il est possible de définir le couplage du transducteur comme étant la capacité du transducteur à transformer l'énergie mécanique en énergie électrique. Il s'exprime ici comme étant l'amortissement électrique maximal normalisé par l'amortissement mécanique de la structure :

$$\frac{\mathcal{D}_{ED}}{\mathcal{D}} = \frac{{\mathcal{B}_0}^2}{\mathcal{D}\left(R_{l,ED} + R_c\right)} \sin^2(\theta) \Longrightarrow \Gamma_{ED} = \max\left(\frac{\mathcal{D}_{ED}}{\mathcal{D}}\right) = \frac{{\mathcal{B}_0}^2}{R_c \mathcal{D}} \quad (68)$$

Contrairement au cas des récepteurs type poutre RTP, le coefficient d'amortissement $\mathcal{D}_{ED}/\mathcal{D}$ dépend à la fois de la résistance de charge $R_{l,ED}$, et de l'angle du moment magnétique θ (c'est-à-dire de la position angulaire du récepteur). Le couplage Γ_{ED} est égal au rapport entre l'amortissement électrique $\mathcal{D}_{ED}$ sur l'amortissement mécanique $\mathcal{D}$ lorsque la charge $R_{l,ED}$ est nulle et l'angle θ vaut 0.

Une partie de l'énergie mécanique extraite est perdue en raison des pertes résistives R_c intrinsèques à la bobine réceptrice. La puissance récupérée par la charge P_{ED} est la suivante :

$$P_{ED}(\omega, D_{ED}) = \frac{R_{l,ED}}{\left(R_{l,ED} + R_c\right)} \mathcal{D}_{ED} \frac{-\omega^2 \theta^2(\omega, D_{ED})}{2} \quad (69)$$

2.5.3. Etude du comportement de système rotatif périodique (RRP)

Le modèle des RRP est très proche du modèle des systèmes type poutres RTP. Seuls diffèrent les paramètres $\mathcal{K}$ et $\mathcal{B}$, qui dépendent de l'angle θ.

Petites oscillations

Dans le cas où l'amplitude d'oscillation de la masse est faible, les RRP se comportent comme les RTP. Les équations (28) et (29) restent valables. Le facteur de qualité mécanique Q peut être défini :

$$Q = \frac{\sqrt{\mathcal{K} J}}{\mathcal{D}} \quad (70)$$

La puissance maximale P_{lim} et l'amplitude maximale à vide θ_0 peuvent être déterminées dans le cadre de petites oscillations :

$$P_{lim} = \frac{\tau^2 Q}{8 J \omega} \quad (71) \qquad \theta_0 = \frac{\tau Q}{J \omega^2} \quad (72)$$

Le temps de réponse à 95 % de ce système dans le cas d'un démarrage « à froid » est d'environ $t_{95} = 3T$, avec T le temps de réponse des résonateurs périodiques donné par :

$$T \approx 2 \frac{J}{\mathcal{D} + \mathcal{D}_{ED}} \quad (73)$$

Grandes oscillations

Dans le cas de plus grandes oscillations, ni la puissance maximale ni l'amplitude à vide ne sont facilement accessibles.

La Figure 53, réalisée à partir de simulations numériques à l'aide de Matlab Simulink, montre la puissance de sortie d'un récepteur RRP de couplage $\Gamma_{ED} = 20$, réalisée à partir d'un balayage fréquentiel décroissant pour différents niveaux d'amplitude d'excitation. Pour augmenter la lisibilité de cette figure,

le choix a été fait de normaliser la puissance de sortie P par la puissance maximale P_{lim} dans le cas de petites oscillations définies dans l'équation (71). Le facteur de qualité $Q = \sqrt{\mathcal{K}J}/\mathcal{D} = 100$ a été choisi dans cette figure.

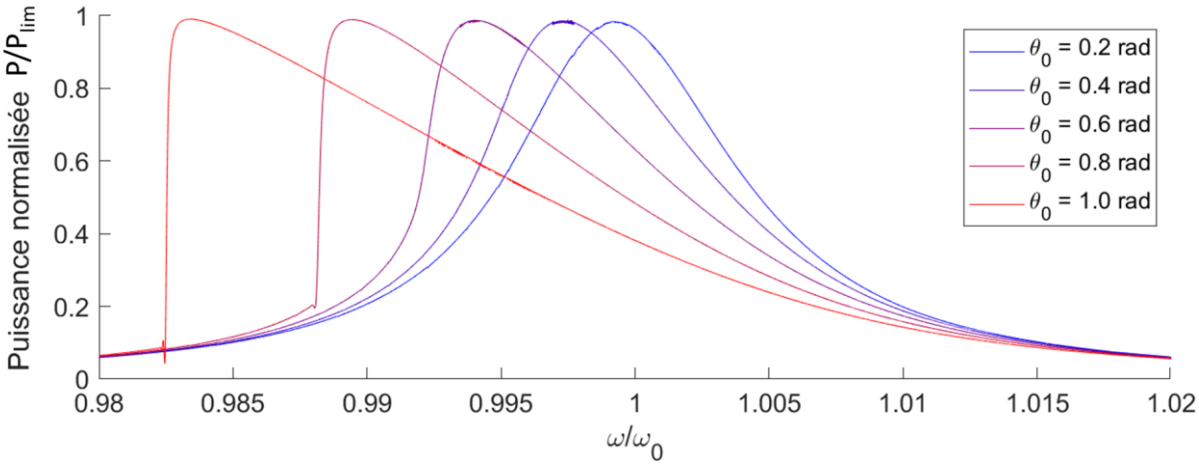


Figure 53 : Puissance normalisée extraite sur charge résistive en fonction de la pulsation d'émission du champ ω pour différentes amplitudes d'angle θ_0. Simulation effectuée avec un balayage en fréquence décroissant avec pour facteur de qualité $Q = 100$ (Matlab Simulink).

Un effet similaire à de l'assouplissement mécanique apparaît en raison de la non-linéarité intervenant sur l'excitation car celle-ci dépend du sinus de la position de l'aimant $\sin(\theta)$. Cet effet d'assouplissement implique une variation de la fréquence de résonance en fonction de l'amplitude du mouvement. On remarque que la puissance P_{lim} est atteinte y compris lorsque l'amplitude angulaire est importante et le comportement fortement non linéaire. Ceci est le cas lorsque le couplage Γ_{ED} du système est important. Néanmoins, la puissance de sortie peut s'éloigner du maximum de puissance théorique pour des couplages Γ_{ED} moins important (<4).

2.5.4. Etude du comportement de système rotatif continu (RRC)

Les récepteurs rotatifs continus ne comportent pas de raideur ($\mathcal{K} = 0$) et ne présentent pas de fréquence de résonance. Les équations couplées mécanique et électrique se simplifient :

$$\begin{cases} \tau = J\ddot{\theta} + \mathcal{D}\dot{\theta} + \mathcal{B}i_{ED} \\ \mathcal{B}\dot{\theta} = i_{ED}R_{l,ED} + i_{ED}R_c \end{cases} \quad (74)$$

En phase de fonctionnement, le champ magnétique généré par l'émetteur entraine l'aimant en rotation continue. La vitesse moyenne de rotation de l'aimant est donc définie par la pulsation du champ magnétique de l'émetteur comme dans le cas d'un moteur synchrone.

Du fait des non-linéarités dues au coefficient $\mathcal{B}$ et au couple τ_B dans le cas de champs uniaxiaux, il est impossible d'obtenir une solution mécanique avec une accélération $\ddot{\theta}$ constante et égale à la pulsation d'excitation du champ émetteur. En régime établi, les non-linéarités entrainent une accélération et une décélération deux fois par tour de l'aimant. En première approche, la vitesse de rotation $\dot{\theta}$ peut être approximée de la façon suivante :

$$\dot{\theta} = \dot{\theta}_{moy} + \Delta\dot{\theta}\cos(2\omega t + \Theta_\theta) \quad (75)$$

avec $\dot{\theta}_{moy}$ la vitesse de rotation moyenne de l'aimant, égale à la pulsation de l'émetteur ω, $\Delta\dot{\theta}$ la variation de vitesse de rotation de l'aimant sur une rotation et Θ_θ une phase dépendante des formes de τ_B et $\mathcal{B}$.

2.5.4.1. Phase de démarrage

Le fonctionnement nominal de ces systèmes, dont l'aimant tourne à la pulsation définie par le champ, ne peut pas démarrer à partir d'un champ magnétique émis à trop haute fréquence. En effet, l'inertie J de l'aimant empêche le système de prendre instantanément la vitesse de rotation nécessaire pour suivre le champ magnétique. Il est donc nécessaire d'augmenter progressivement la fréquence d'émission du champ magnétique afin de démarrer la rotation. Cette phase d'accélération peut être décomposée en deux sous-parties (Figure 54).

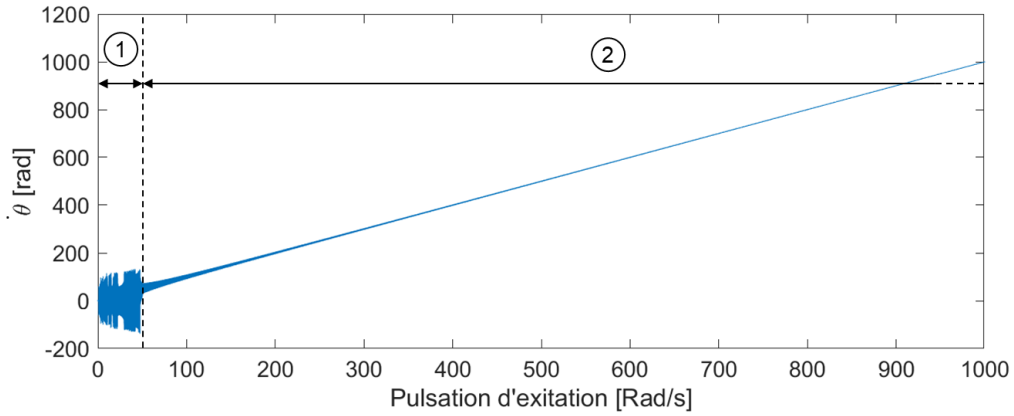


Figure 54 : Vitesse d'un récepteur rotatif continu en fonction de la pulsation lors d'un balayage en fréquence. Deux zones peuvent être distinguées : une zone à dynamique complexe et une zone d'accélération qui correspond à la rotation continue.

Zone ① : A faible fréquence d'excitation, l'aimant tourne successivement dans les deux sens. L'aimant peut faire des tours complets mais son mouvement n'est pas stabilisé. Il n'est pas possible de déterminer analytiquement le mouvement du système à partir de l'équation (74).

Zone ② : L'inertie de l'aimant à plus haute fréquence force l'aimant à tourner toujours dans le même sens (sens dépendant des conditions initiales avant la mise en rotation) et la vitesse de rotation est déterminée par la fréquence d'excitation du champ.

Dans cette zone, $\dot{\theta}_{moy} > \Delta\dot{\theta}$ et les effets des couples liés à l'excitation τ_B et au transducteur τ_{ED} peuvent être approximés par leurs effets moyens sur un tour :

$$\tau_{moy} = \frac{\int_0^{2\pi} \tau \, d\theta}{2\pi} \quad ; \quad \tau_{ED,moy} = \frac{\int_0^{2\pi} \tau_{ED} \, d\theta}{2\pi} \tag{76}$$

2.5.4.2. Puissance optimale et décrochage

A charge électrique constante, une augmentation de la vitesse de rotation engendre une augmentation de la puissance énergie extraites due aux les pertes ainsi qu'une augmentation de l'énergie convertie électriquement. Il existe donc une pulsation ω_{lim} à partir de laquelle le couple issu du champ d'excitation n'est plus en mesure de contrer la dissipation d'énergie.

$$\omega_{lim} = \frac{\tau_{moy}}{\mathcal{D}_{eq,moy}} \tag{77}$$

Cette pulsation maximale intervient au moment où le champ d'excitation $\vec{B}$ est orthogonal au moment magnétique de l'aimant $\vec{m}$, correspondant au moment où le couple d'excitation est maximal. On en déduit donc la relation suivante entre ω_{lim} et θ, où le signe du déphasage $\pi/2$ dépend du sens de rotation :

$$\theta = (\omega_{lim} t)_{moy} \pm \frac{\pi}{2} \tag{78}$$

La vitesse de rotation maximale $\omega_{lim} = \dot{\theta}_{lim}$ dépend de la charge R_L et impose la tension de sortie du générateur. A faible charge, la vitesse de rotation maximale sera faible, ce qui limitera la puissance de sortie du générateur. A forte charge, la vitesse de rotation sera élevée mais le faible amortissement électrique limitera la puissance récupérée. A partir des équations (74), on démontre qu'avec une excitation fixée τ_{moy} la puissance de sortie est limitée en dessous d'une courbe enveloppe P_{env} (visible sur la Figure 55). Le détail des calculs se trouve en Annexe B.

$$P_{env} = \frac{R_{l,ED}\beta^2\tau^2}{2\left(R_{l,ED} + R_c\right)^2\left(\frac{\beta^2}{R_{l,ED} + R_c} + \mathcal{D}\right)^2} \tag{79}$$

Enfin, à partir des équations (74) et (79), la puissance maximale récupérable à partir d'un champ donné P_{max} peut être obtenue. Cette puissance est obtenue à la fréquence optimale ω_{opt} et la charge optimale R_{opt}.

$$\begin{cases} P_{max} = \dfrac{\tau^2}{8\mathcal{D}}\dfrac{\Gamma_{ED}}{(\Gamma_{ED}+1)} \\ R_{opt} = R_c(\Gamma_{ED}+1) \\ \omega_{opt} = \dfrac{\tau}{\mathcal{D}}\dfrac{2+\Gamma_{ED}}{2+2\Gamma_{ED}} \end{cases} \tag{80}$$

La Figure 55 représente la puissance électrique normalisée à un champ B donné, pour différentes valeurs de charge. Cette figure a été obtenue pour un champ de 3 mT avec les paramètres du prototype étudié dans le Chapitre 4. Une augmentation de la charge entraine une baisse de l'amortissement électrique et donc une augmentation de la vitesse de rotation limite de décrochage ω_{lim}. Au niveau des puissances, la puissance maximale P_{max} est obtenue pour la charge électrique R_{opt} à la pulsation ω_{opt}.

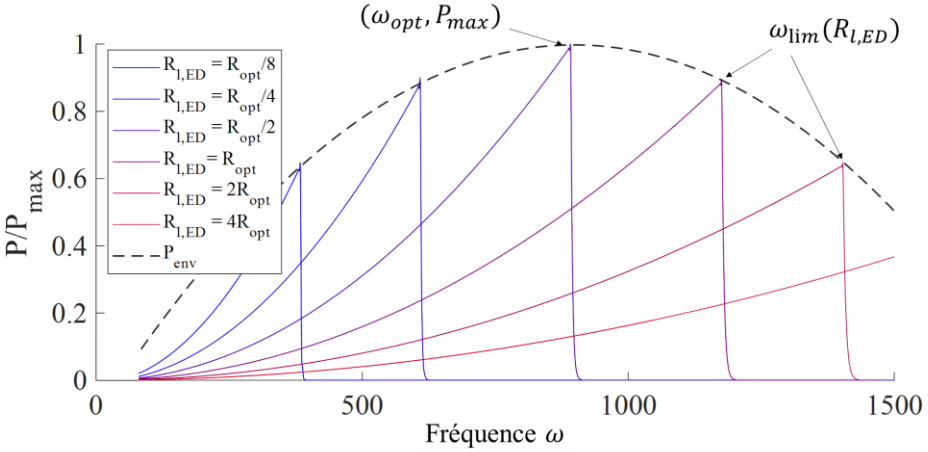


Figure 55 : Simulation Matlab Simulink montrant l'évolution de la puissance de sortie sur charge résistive en fonction de la pulsation de l'émetteur pour différentes charges $R_{l,ED}$. L'enveloppe P_{env} passe par les maximaux de puissances liées aux décrochages. Paramètres du prototype simulé : voir Chapitre 4

La Figure 56 montre l'évolution de l'enveloppe P_{env} pour différentes valeurs de couple d'excitation. Cette figure montre que la puissance maximale P_{max} récupérable sur charge résistive dans le cas des RRC est une fonction quadratique du champ en entrée comme dans le cas des systèmes résonants.

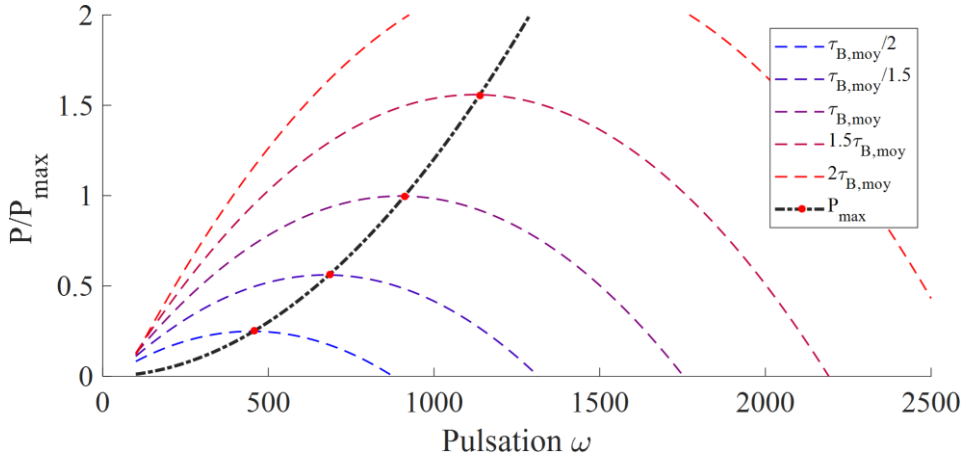


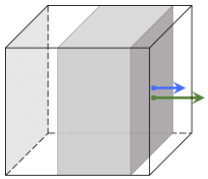
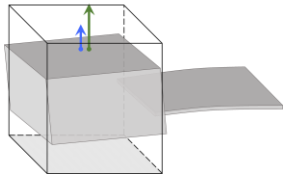
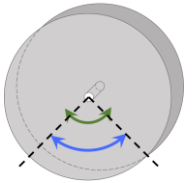
Figure 56 : Simulation Matlab Simulink montrant l'évolution des enveloppes P_{env} pour différentes valeurs de couple d'excitation. La puissance maximale récupérable à excitation donnée P_{max} passe par les maximaux de chaque enveloppe. Paramètres du prototype simulé : voir Chapitre 4

2.5.5. Discussion

Le tableau suivant permet de comparer les différents paramètres caractéristiques des différentes topologies de récepteurs.

Les données correspondantes à la ligne *Densité maximale de puissance théorique* permettent la comparaison de la puissance qu'il est théoriquement possible de transmettre à un récepteur dans un volume contraint. Contrairement à la *Puissance maximale électrique*, la densité de puissance théorique est issue d'un calcul considérant le travail du couple ou de la force excitatrice sur l'aimant sans prise en compte de pertes mécaniques. Le calcul de chaque cas est détaillé dans l'Annexe C.

Tableau 3 : Tableau récapitulatif des différentes topologies de récepteurs électrodynamiques.

		Récepteur en translation (RT) et Récepteur en translation type poutre (RTP) mode force	Récepteur en translation type poutre (RTP) mode couple	Récepteur rotatif périodique (RRP)	Récepteur rotatif continu (RRC)
					
Démarrage		A la fréquence de travail	A la fréquence de travail	A la fréquence de travail	Montée en fréquence progressive
Pulsation de travail optimale		$\omega_r \sim \sqrt{K/M}$	$\omega_r \sim \sqrt{K/M}$	$\omega_r \sim \sqrt{\mathcal{K}/J}$	$\omega_{lim} < \frac{\tau_{B,moy}}{\mathcal{D}_{eq,moy}}$
Temps de réponse		$T = 2\frac{M}{D + D_e}$	$T = 2\frac{M}{D + D_e}$	$T = 2\frac{J}{\mathcal{D} + \mathcal{D}_e}$ *	$T = \frac{J}{\mathcal{D} + \mathcal{D}_{e,moy}}$
Trans. ED	Puissance maximale électrique	$\frac{\Gamma_{ED}}{\Gamma_{ED}+1}\frac{F^2 Q}{8M\omega_r}$	$\frac{\Gamma_{ED}}{\Gamma_{ED}+1}\frac{9\tau^2 Q}{32L_p^2 M\omega_r}$	$\frac{\Gamma_{ED}}{\Gamma_{ED}+1}\frac{{\tau_E}^2 Q}{8J\omega_r} = \frac{\Gamma_{ED}}{\Gamma_{ED}+1}\frac{{\tau_E}^2}{8\mathcal{D}}$ *	$\frac{\Gamma_{ED}^2 - 8}{(\Gamma_{ED}+4)^2}\frac{{\tau_E}^2}{\mathcal{D}}$
	Charge resistive optimal R_{opt}	$R_c(1+\Gamma_{ED})$	$R_c(1+\Gamma_{ED})$	$R_c(1+\Gamma_{ED})^*$	$R_c(1+\Gamma_{ED})$
Trans. PE	Puissance maximale électrique	$\frac{F^2 Q}{8M\omega_r}$	$\frac{F_{eq}^2 Q}{8M\omega_r} = \frac{9\tau^2 Q}{32L_p^2 M\omega_r}$		
	Fréquence de résonance	$\omega_r(R_{l,PE}) \in \left[\omega_0, \omega_0\sqrt{1+2\frac{\Gamma_{PE}}{Q}}\right]$	$\omega_r(R_{l,PE}) \in \left[\omega_0, \omega_0\sqrt{1+2\frac{\Gamma_{PE}}{Q}}\right]$		
Densité maximale de puissance théorique		$p_m = \frac{L}{8}\frac{B_r\omega}{\pi\mu_0}\frac{dB}{dx}$	$p_m = \frac{3\omega}{8\pi}\frac{L}{L_p}\frac{B}{\mu_0}B_r$	$p_m = \frac{2\omega}{\pi}\frac{B}{\mu_0}B_r$	Champ uniaxial : $p_m = \frac{2\omega}{\pi}\frac{B}{\mu_0}B_r$
					Champ tournant : $p_m = \omega\frac{B}{\mu_0}B_r$

*dans le cadre de petites oscillations

En comparant les modèles de chaque topologie, les principales différences se trouvent au niveau de la fréquence de travail, de la puissance de sortie et de la méthode de démarrage du système :
• Les systèmes résonants ont l'avantage de ne pas nécessiter une augmentation progressive de la fréquence pour le démarrage. Il n'est donc pas indispensable de connaître l'état de fonctionnement du récepteur pour transmettre de la puissance si la fréquence de résonance est connue.
• Les fréquences de travail des RRC et RRP sont plus élevées que celles des RTP.

Pour mieux rendre compte des différences de puissance de sorties et de fréquence d'utilisation des différentes topologies, une comparaison des systèmes issus de l'état de l'art est présentée dans la Figure 57 (issus des références du Tableau 4), suivant la classification des topologies de récepteurs proposée précédemment. À noter qu'il n'existe actuellement aucun RT dans le cadre de la transmission de puissance sans fil électrodynamique.
Deux graphiques sont présentés Figure 57 : une évaluation de la puissance électrique de sortie P en fonction de la fréquence de travail et une évaluation des dispositifs selon une figure de mérite commune dans l'état de l'art définie par l'équation (81) :

$$\mathrm{FOM} = \frac{\mathrm{P}}{\mathrm{V_m B^2}} \tag{81}$$

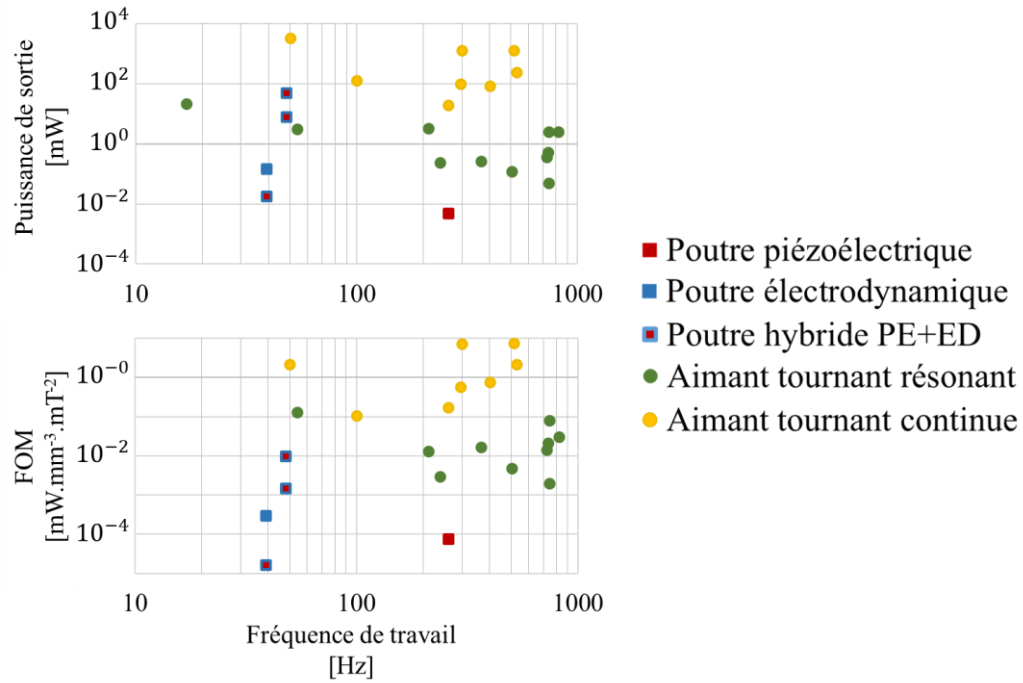


Figure 57 : Critères de performance des dispositifs de transmission de puissance sans fil électrodynamique de l'état de l'art.

Il est intéressant de noter que :

- Très peu de RT ont été présentés dans l'état de l'art. Les cas de RT présentés n'ont pas pu être positionnés, faute de données.
- Les RRC et RRP sont utilisés à des fréquences généralement plus élevées que dans le cas des RTP. Ceci peut être expliqué par la forte rigidité des plaques découpées au laser dont sont généralement issus les ressorts de torsion des RRP ainsi que par la nécessité de faire tourner les aimants RRC à haute vitesse.

- Les puissances de sortie et les densités de puissance de sortie des RRC sont généralement plus élevées (FOM supérieur à 0,1 $mW.mm^{-3}.mT^{-2}$) que celles des RRP (FOM inférieur à 0,2 $mW.mm^{-3}.mT^{-2}$).
- Les amplitudes des champs utilisés dans le cadre des systèmes RRP sont plus faibles que dans les cas des RRC.

Tableau 4 : Etat de l'art des systèmes de transmission de puissance sans fil électrodynamique.

	Transd.	Effort	Auteur	Année	P_{max} (mw)	Champ (mT)	f de travail (Hz)	Volume (mm^3)	Ref.
Poutre	ED	Force	Challa et al.	2012	0,15	-	39	500	[38]
	PE	Couple	Truong et al.	2018	0,00493	0,129	260	64	[42]
	Hybride	**Couple**	**Ameye et al.**	**2021**	**8,1**	**0,948**	**48**	**5500**	**[39]**
	Hybride	**Couple**	**Ameye et al.**	**2021**	**0,018**	**0,01**	**39**	**1100**	[104]
	Hybride	**Couple**	**Ameye et al.**	**2022**	**51**	**7**	**48**	**5070**	**[44]**
Aimant rotatif périodique	ED	Couple	McEachern et al.	2013	3,09	-	54	24	[41]
	ED	Couple	Garraud et al.	2017	22	-	17	-	[53]
	ED	Couple	Du et al.	2018	0,269	0,4	365	16	[105]
	ED	Couple	Garraud et al.	2018	2,55	0,55	744	32	[58]
	PE	Couple	Halim et al.	2019	3,3	1,2	211	256	[60]
	ED	Couple	Halim et al.	2021	2,46	0,85	821	80	[45]
	ED	Couple	Smith et al.	2021	0,24	0,05	238	80	[106]
	PE	Couple	Halim et al.	2021	0,36	2,5	724	25	[107]
	Hybride	Couple	Smith et al.	2021	0,523	0,94	734	25	[108]
	ED	Couple	Rendon-H et al.	2022	0,121	-	503	25	[109]
	Hybride	Couple	Halim et al.	2022	0,049	0,17	744	25	[110]
Aimant rotatif continu	ED	Couple	Garraud et al.	2014	99	3	295	170	[111]
	ED	Couple	Garraud et al.	2015	1250	13	300	170	[112]
	ED	Couple	Garraud et al.	2019	1300	12,3	514	170	[56]
	ED	Couple	Garraud et al.	2019	3300	10	50	1540	[57]
	ED	Couple	Wu et al.	2022	130	1,3	100	1200	[113]
	ED	**Couple**	**Ameye et al.**	**2023**	**84,8**	**0,99**	**402**	**110**	[103]
	ED	**Couple**	**Ameye et al.**	**2023**	**240**	**2**	**530**	**110**	[114]
	ED	**Couple**	**Ameye et al.**	**2023**	**19**	**0,4**	**260**	**110**	[114]

2.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé et détaillé différents modèles analytiques de systèmes de transmission de puissance sans fil électrodynamique. Dans un premier temps, l'action du champ magnétique a été exprimée sous la forme d'une force et d'un couple agissant sur l'aimant. Puis différents modèles représentant différentes topologies de récepteurs électrodynamiques ont été développés.

Le cas des poutres résonantes a fait l'objet d'une analyse de la déformation de la poutre sous contrainte, nécessaire à l'établissement de l'équation mécanique de ce type de récepteur. Deux types de transducteurs ont ensuite été analysés : les transducteurs piézoélectriques et électrodynamiques.
Le cas des systèmes rotatifs a aussi fait l'objet d'une étude. Deux cas ont été traités : le cas des récepteurs à aimant en rotation périodique et le cas des récepteurs à aimant en rotation continue.

Cette partie de modélisation a permis d'obtenir des critères de performance tels que la puissance maximale de sortie sur charge résistive, la charge résistive optimale de sortie, l'amplitude du mouvement, le couplage électromécanique et le temps de démarrage du système. Une étude bibliographique a également été réalisée permettant d'évaluer les différents récepteurs présentés jusqu'à présent. Les indicateurs de performance définis dans ce chapitre permettront de comparer les différentes topologies que nous étudierons dans les Chapitres 3 et 4.

Chapitre 3 : Récepteur hybride pour l'augmentation de la robustesse

Bien que très étudiée, la technologie des récepteurs à aimant en translation type poutre (RTP) n'est pas encore arrivée à maturité en raison de plusieurs obstacles technologiques limitant son utilisation. Parmi ces verrous, nous pouvons noter principalement :

- La faible puissance volumique (FOM < 0,2 $mW.mm^{-3}.mT^{-2}$),
- La faible portée des systèmes (de l'ordre du mètre),
- La robustesse de leur structure mécanique (non évaluée mais sujet à la fatigue mécanique).

Pour surmonter les deux premiers obstacles, il pourrait sembler pertinent d'augmenter l'amplitude du champ magnétique émis par l'émetteur. En effet, l'augmentation de l'amplitude du champ magnétique permet d'accroître la puissance de sortie ou d'augmenter la portée de transmission à puissance de sortie équivalente. Cependant, l'utilisation d'un champ magnétique plus intense, peut aussi endommager mécaniquement les systèmes résonants en raison de leur propension à subir des dommages lorsqu'ils sont soumis à de grands mouvements.

Dans ce chapitre, nous proposons une solution permettant augmenter la robustesse des RTP face à d'importantes variations de champ magnétique. Nous nous appuyons sur le concept de couplage électromécanique présenté dans le chapitre précédent et nous examinons dans quelles mesures l'hybridation des transducteurs électromécaniques, notamment l'utilisation conjointe d'un transducteur électromagnétique et d'un transducteur piézoélectrique, peut améliorer le fonctionnement des RTP dans ces conditions.

3.1.	Motivations	62
	3.1.1. Développement théorique : suramortissement et désaccordement en fréquence	63
	3.1.2. Limitation d'amplitude par suramortissement	64
	3.1.3. Récepteur de type poutre hybride	65
	3.1.4. Résumé du positionnement de l'étude	67
3.2.	Capacité d'amortissement des transducteurs PE et ED à la résonance	67
3.3.	Modélisation d'un système hybride	68
3.4.	Démarche expérimentale	69
	3.4.1. Présentation du dispositif	69
	3.4.2. Présentation du banc de mesure	70
	3.4.3. Identification des paramètres du système et domaine de validité	71
3.5.	Limitation de l'amplitude	75
	3.5.1. Capacité d'amortissement	75
	3.5.2. Impact de l'ajout d'un circuit pont de diode complet	79
	3.5.3. Impact du couplage	81
3.6.	Conclusion et intérêt de l'hybridation	83

3.1. Motivations

La robustesse mécanique des RTP a été présentée dans le chapitre d'introduction comme un frein à leur déploiement. En raison de leur structure mécanique vibrante, ces récepteurs subissent des contraintes et des déformations répétées, ce qui peut engendrer des effets de fatigue dans les matériaux utilisés, entrainant une variation des caractéristiques mécaniques des récepteurs et pouvant éventuellement provoquer des défaillances. Pour limiter ce processus, il convient de limiter l'amplitude de mouvement des poutres dans le cas de forts champs magnétiques en entrée.
Pour cela, plusieurs actions peuvent être menées et peuvent être combinées :

- Limiter mécaniquement l'amplitude,
- Limiter la quantité d'énergie entrante dans le système,
- Augmenter la quantité d'énergie sortant du système.

Des actions permettant de limiter l'amplitude des récepteurs ont d'ores et déjà été présentées dans la littérature scientifique :

Systèmes à butées
Les butées mécaniques permettent de bloquer physiquement le déplacement de la masse au-delà d'une certaine amplitude de déplacement (Liu et collab.[115], Mitcheson et collab. [116]). Cependant, en plus de diminuer la quantité d'énergie récupérée, les chocs ou collisions répétés entre la partie mobile du récepteur et les butées peuvent générer d'importantes sur-contraintes dans le récepteur. Ces impacts peuvent ainsi avoir un effet sur la durabilité du système mécanique. Cet aspect n'a pas été évalué pour le moment, si bien qu'il est difficile de conclure à l'intérêt ou non des butées pour l'augmentation de la robustesse des récepteurs.

Systèmes à fréquence de résonance variable
Une autre stratégie consiste à limiter la quantité d'énergie entrant dans le système en faisant varier la fréquence de résonance mécanique du récepteur afin de la désaccorder de la fréquence de l'émetteur. Les systèmes à fréquence de résonance variable ont jusqu'à présent surtout été utilisés dans le cadre de la récupération d'énergie vibratoire afin d'accorder la fréquence de résonance de ces récupérateurs aux vibrations de l'environnement dans le but de maximiser la puissance récupérée.
La variation de la fréquence de résonance peut être réalisée de manière mécanique en déplaçant la masse dynamique du récepteur, avec ou sans l'aide d'un actionneur. Pour effectuer cet ajustement mécaniquement, il est nécessaire d'avoir un récepteur avec une géométrie complexe. De plus, une consommation supplémentaire d'énergie est nécessaire dans le cas de l'utilisation d'un actionneur.
Une autre méthode consiste à utiliser un transducteur électromécanique afin de faire varier électriquement la raideur. Cette technique essentiellement utilisée avec des transducteurs piézoélectriques dans le cadre de la récupération d'énergie vibratoire, nécessite des stratégies de gestion électrique actives et complexes, consommant donc une partie de l'énergie reçue. Bien que se situant généralement dans l'ordre des dizaines de microwatts pour les modèles les plus efficaces, cette consommation supplémentaire peut poser un problème pour les récepteurs de petite taille recevant peu d'énergie.

Systèmes sur-amortis
Enfin, les capacités d'amortissement des transducteurs électromécaniques peuvent aussi être exploitées afin de limiter l'amplitude de mouvement : le suramortissement d'un système à l'aide d'un transducteur permet à la fois d'extraire de l'énergie au système mais également de limiter l'énergie entrant dans le système en limitant l'amplitude de déplacement.

La capacité d'un récepteur à fournir une puissance électrique à amplitude fixée grâce à l'amortissement électrique a par exemple été présentée par (Halvorsen et collab. [117]). Si la méthode de suramortissement ne nécessite pas l'ajout d'un dispositif supplémentaire au système et n'induit *a priori* pas de choc à la structure, cette méthode a néanmoins un impact sur la puissance de sortie du transducteur qui sera étudié par la suite. Son dimensionnement doit être réalisé en prenant en compte cette fonction d'amortissement.

Dans ce chapitre, nous avons choisi de travailler sur les **méthodes de limitation d'amplitude par suramortissement et désaccordement de la fréquence de résonance**. Nous verrons ainsi l'amélioration qui peut être apportée au récepteur électromécanique afin d'augmenter la capacité d'amortissement de ces systèmes.

3.1.1. Développement théorique : suramortissement et désaccordement en fréquence

Dans le Chapitre 2, les transducteurs électromécaniques ont été décrits comme pouvant avoir deux effets sur la dynamique mécanique : ils ont un impact sur la raideur de la structure et extraient de l'énergie par l'ajout d'un amortissement. Les transducteurs peuvent donc à la fois limiter l'énergie entrante dans le récepteur par désaccordement de la fréquence de résonance par rapport à la fréquence d'excitation mais aussi sur-amortir la structure.

Dans un premier temps, nous proposons de déterminer si, pour un transducteur sans pertes, il est préférable d'amortir ou de faire varier la fréquence de résonance d'un récepteur résonant afin de limiter son amplitude de mouvement tout en récupérant de la puissance en sortie. Les équations (29) et (31) du Chapitre 2 permettent de comparer les effets au niveau de l'amplitude et de la puissance d'un désaccordement de la fréquence de résonance par variation de la raideur totale $K_{tot} = K + K_e$, et les effets d'un suramortissement de la structure par variation de l'amortissement total $D_{tot} = D + D_e$.

La Figure 58(A) présente une cartographie comprenant les iso-puissances de sortie normalisées P/P_{lim} et les iso-amplitudes de déplacement normalisées V/V_0 en fonction de l'amortissement électrique D_e et de la fréquence de résonance rapporté respectivement à l'amortissement mécanique D et à la pulsation de l'excitation ω pour un système de facteur de qualité $Q = 50$. Le point central correspond à la puissance maximale P_{lim} décrit dans le Chapitre 2 équation 26. Il se trouve à la résonance $\omega = \omega_r$ et l'amortissement optimal $D_e = D$. La Figure 58(B), présente la puissance de sortie normalisée P/P_{lim} en fonction d'une amplitude de déplacement maximale autorisée v_l normalisée par l'amplitude maximale à vide v_0. Deux cas sont présentés : le cas d'une limitation de l'amplitude par suramortissement pur (flèche verticale verte) et le cas d'une limitation de l'amplitude par un désaccordement pur (double flèche horizontale verte). Les courbes de puissance normalisée en fonction de l'amplitude de mouvement maximale obtenues sont retranscrites sur la Figure 58(B).

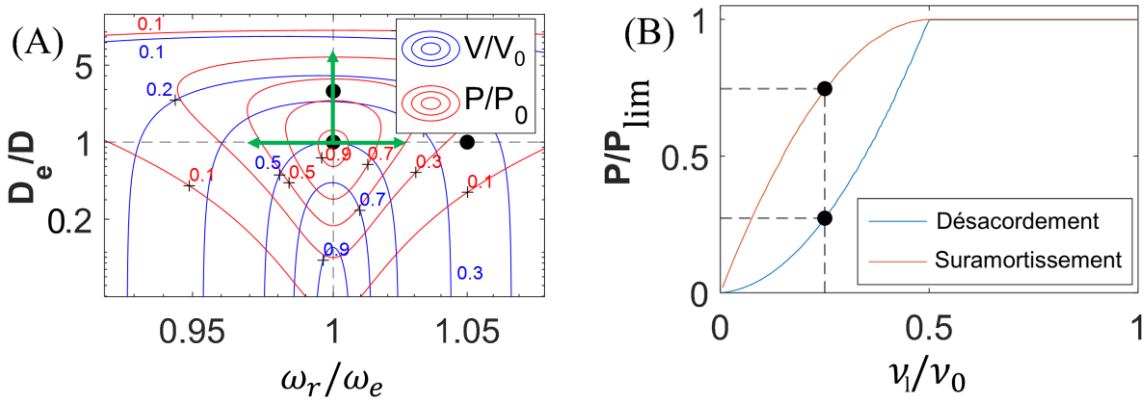


Figure 58 : (A) Effet de la raideur électrique et de l'amortissement électrique sur la puissance de sortie et l'amplitude du mouvement. (B) Comparaison de l'effet de désaccordement et de l'effet de suramortissement sur la puissance de sortie maximale et l'amplitude du mouvement.

La Figure 58(B) montre que la mise en œuvre d'une stratégie de limitation de l'amplitude par un suramortissement électrique uniquement est plus avantageuse en termes de puissance qu'un désaccordement seul. Notamment, s'il est nécessaire de limiter l'amplitude de mouvement à 25% de l'amplitude à vide ν_0, alors un suramortissement pur permettra d'obtenir plus de deux fois plus de puissance de sortie, en comparaison à une réduction par désaccordement de la fréquence de résonance pur. Cette observation s'explique par le fait que le désaccordement limite l'entrée d'énergie dans le système, tandis que le suramortissement limite l'amplitude à la fois en sur-extrayant de l'énergie mécanique et en limitant l'énergie entrante.

3.1.2. Limitation d'amplitude par suramortissement

La puissance récupérable et l'amplitude de déplacement à la résonance $P_r(D_e)$ et $V_r(D_e)$ en fonction de l'amortissement électrique du transducteur sont déterminés à partir des équations (82) et (83), issues des équation (10) et (12) :

$$V_r(D_e) = \frac{F_{eq} Q}{M\omega_0^2 \left(1 + \frac{D_e}{D}\right)} \tag{82}$$

$$P_r(D_e) = \frac{F_{eq}^2 Q}{2M\omega_0} \frac{D_e/D}{(1 + D_e/D)^2} \tag{83}$$

La puissance P peut aussi être exprimée en fonction de l'amplitude de mouvement à la résonance V_r. Etant donné que la puissance maximale est obtenue à la résonance avec un amortissement électrique égal à l'amortissement mécanique, $P_M(V_r)$ correspond à la limite en puissance récupérable à amplitude fixée avec un transducteur parfait sans perte (84) :

$$P_M(V_r) = \frac{1}{2}\omega_0^2 \; V_l^2 \left(\frac{F_{eq}}{\omega_0 \, V_r} - D\right) \tag{84}$$

Par dérivation, on retrouve par l'équation précédente que l'amplitude optimale correspond à la moitié de l'amplitude à vide ν_0 :

$$V_{opt} = \frac{F_{eq} Q}{2\omega_0^2 M} = \frac{V_l}{2} \tag{85}$$

Une diminution de l'amplitude en deçà de $V_0/2$ entraine une diminution de la puissance maximale récupérable, comme observable sur Figure 58. Pour limiter l'amplitude de déplacement, il est nécessaire d'appliquer un fort amortissement électrique à la structure. Etant donné que le couplage Γ correspond à

la capacité maximale d'amortissement des transducteurs, il existe donc un lien entre le couplage et l'amplitude minimale de déplacement.
La Figure 59 présente la puissance de sortie d'un récepteur électrodynamique en fonction de son amplitude et du couplage de son transducteur obtenue à partir de l'équation (84) et de la définition de couplage définie dans le chapitre 2. La puissance maximale récupérable est obtenue pour un amortissement électrique égal à l'amortissement mécanique et pour une amplitude égale à la moitié de l'amplitude à vide. La zone hachurée représente une zone d'amortissement non atteignable avec le couplage électromécanique Γ considéré. Dans le cas d'un transducteur sans pertes, l'augmentation du couplage au-delà de $\Gamma = 1$ ne permet donc pas d'augmentation de la puissance de sortie récupérable avec un récepteur électrodynamique, mais permet de pouvoir amortir d'avantage la structure.

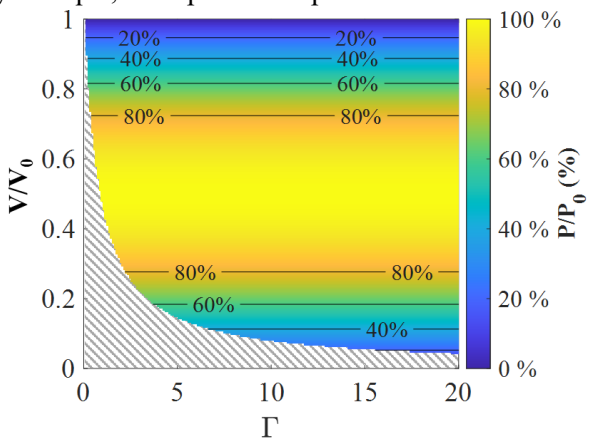


Figure 59 : Puissance de sortie normalisée P/P_0 d'un récepteur électrodynamique comportant un transducteur parfait en fonction du couplage du transducteur et de l'amplitude de déplacement.

3.1.3. Récepteur de type poutre hybride

Nous avons vu que le couplage de transduction Γ était un critère important afin de limiter l'amplitude de déplacement des RTP. Les récepteurs très couplés avec un seul transducteur peuvent être difficiles à obtenir car leur mise en œuvre nécessite en général l'utilisation de matériaux chers et fragiles, de grandes quantités de matière, un grand volume et/ou des géométries complexes (Chen et collab. [67]). La multiplication des transducteurs et l'hybridation (mise en place sur un même récepteur de deux transducteurs différents ou plus) peuvent donc être intéressants dans ce cadre.
Dans ce chapitre, nous travaillerons sur l'intérêt de l'hybridation. Nous avons fait le choix de nous limiter à deux types de transducteurs : les transducteurs piézoélectriques (PE) et les transducteurs électrodynamiques (ED). Ce choix se base sur trois points :

- Les transducteurs PE et ED sont les plus représentés dans la littérature scientifique en transmission d'énergie sans fil électrodynamique,
- Ces transducteurs ont des comportements très différents : le transducteur piézoélectrique est un convertisseur à « conversion de force » (la tension électrique à ses bornes est proportionnelle à la contrainte dans le matériau) alors que le transducteur électrodynamique agit comme un convertisseur à « amortissement de vitesse » (la tension électrique à ses bornes est proportionnelle à la vitesse de déplacement). Leur étude permet de comprendre leur différence de comportement sur l'amplitude de déplacement du système.
- Enfin, ces deux transducteurs ne sont pas positionnés sur les mêmes parties des RTP ce qui facilite leur intégration : les transducteurs PE sont disposés sur les éléments déformables, tandis que les bobines réceptrices des transducteur ED sont fixes et positionnées proche de l'aimant mobile.

Dans le domaine de la récupération d'énergie vibratoire, de nombreuses solutions hybrides avec plusieurs transducteurs ont déjà été étudiées et ce, principalement pour augmenter la puissance totale de sortie du système pour une accélération d'entrée donnée. A titre d'exemple, (Jung et collab. [68]) ont montré l'intérêt de multiplier les transducteurs faiblement couplés afin d'augmenter la puissance de sortie totale. (Toyabur et collab. [69]) ont également introduit un dispositif hybride PE-ED avec des fréquences de résonance multiples pour récupérer l'énergie à différentes fréquences. Enfin, (Wang et collab. [70]) ont proposé un prototype tri-hybride multi-stable comprenant des transducteurs triboélectriques en plus des transducteurs PE et ED, atteignant une densité de puissance normalisée élevée (Figure 60).

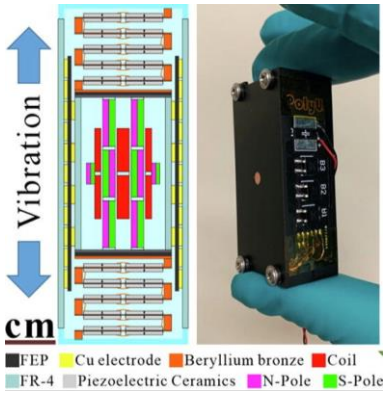


Figure 60 : Dispositif de récupération hybride muni de 3 systèmes de transduction différents : électrodynamique (noté EMG), piézoélectrique (noté PEG) et triboélectrique (noté TENG) (Wang et collab. [70]).

En ce qui concerne la transmission d'énergie sans fil, (Halim et collab. [43]) ont proposé un modèle analytique et une validation expérimentale avec un récepteur hybride PE-ED (Figure 61). Leur nouvelle conception permet d'obtenir une densité de puissance élevée dans un dispositif de la taille d'une puce de 0,09 cm^3. Enfin, en 2022, (Truong et collab. [71]) ont montré qu'il existe une limite de couplage au-delà de laquelle les systèmes hybrides ne sont plus intéressants pour augmenter la puissance de sortie.

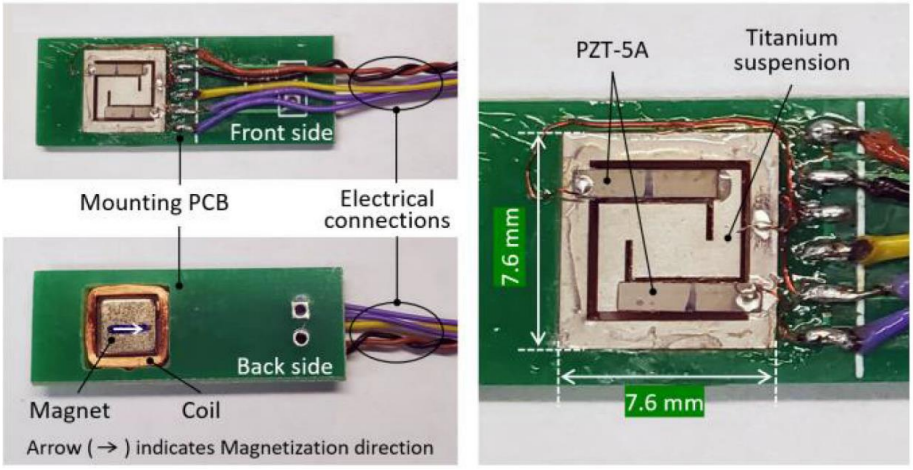


Figure 61 : Récepteur d'un système de transmission d'énergie sans fil électrodynamique munie de 2 systèmes de transductions différents : électrodynamique et piézoélectrique (Halim et collab. [43]).

Dans le domaine de la transmission d'énergie sans fil, l'étude des systèmes hybrides s'est donc uniquement concentrée sur l'augmentation du couplage électromécanique dans le but d'augmenter la puissance de sortie et/ou la densité de puissance des récepteurs. Cependant, aucune étude ne se focalise sur l'augmentation du couplage pour limiter l'amplitude de mouvement tout en récupérant de l'énergie.

L'étude que nous proposons porte sur leur capacité à limiter l'amplitude de mouvement pour protéger les structures.

3.1.4. Résumé du positionnement de l'étude

Afin d'optimiser les capacités d'amortissement électrique des structures résonantes, il est nécessaire de maximiser le couplage électromécanique. Les structures fortement couplées étant chères, fragiles et/ou encombrantes, nous avons fait le choix de travailler sur les récepteurs hybrides qui, moyennant une multiplication des transducteurs, permettent d'obtenir des dispositifs à fort couplage électromécanique total.
Bien qu'un dispositif hybride comprenant un transducteur triboélectrique ou un transducteur électrostatique puisse être intéressant, nous avons donc fait le choix de limiter cette étude aux deux principaux transducteurs utilisés dans la littérature scientifique : les transducteurs PE et ED.
En plus de comparer les capacités d'amortissement des transducteurs piézoélectriques et électrodynamiques, nous étudions les apports potentiels que peut apporter la multiplication des transducteurs dans le cadre de la limitation de l'amplitude des structures vibrantes afin d'augmenter leur robustesse de fonctionnement.

3.2. Capacité d'amortissement des transducteurs PE et ED à la résonance

Dans le cas d'un transducteur PE sur charge résistive, il n'est pas possible de régler directement l'amortissement et la raideur des transducteurs de manière indépendante. En effet, les transducteurs PE induisent une raideur dépendant de la charge électrique de sortie : la fréquence de résonance varie donc en même temps que l'amortissement électrique. Ainsi, la limitation d'amplitude n'est pas le fait uniquement de l'amortissement mais aussi du désaccordement. Les puissances récupérées lorsque l'amplitude de déplacement est contrainte à une fréquence donnée sont donc plus faibles dans le cas des transducteurs piézoélectriques que dans le cas des transducteurs parfaits pour lesquels la fréquence de résonance reste inchangée. Comme dans le cas d'un transducteur parfait (Figure 59), la puissance de sortie peut être représentée en fonction de l'amplitude normalisée et du niveau de couplage (Figure 62A). Nous définissons pour cette figure la pulsation d'émission comme étant la fréquence permettant de maximiser la puissance de sortie : $\omega = \omega_r$ dans le cas du transducteur ED et $\omega = \omega_r(R_{PE,opt})$ dans le cas du transducteur PE.

Dans le cadre des transducteurs ED sur charge résistive, la modification de raideur associée à la transduction est négligeable. La réduction d'amplitude est donc uniquement le fait de l'amortissement électrique. Par ailleurs, les pertes par effet joule au sein du récepteur dépendent du couplage du transducteur : l'augmentation du couplage permet une augmentation du rendement du transducteur. La Figure 62B représente la puissance de sortie en fonction de l'amplitude normalisée et du couplage à la résonance.

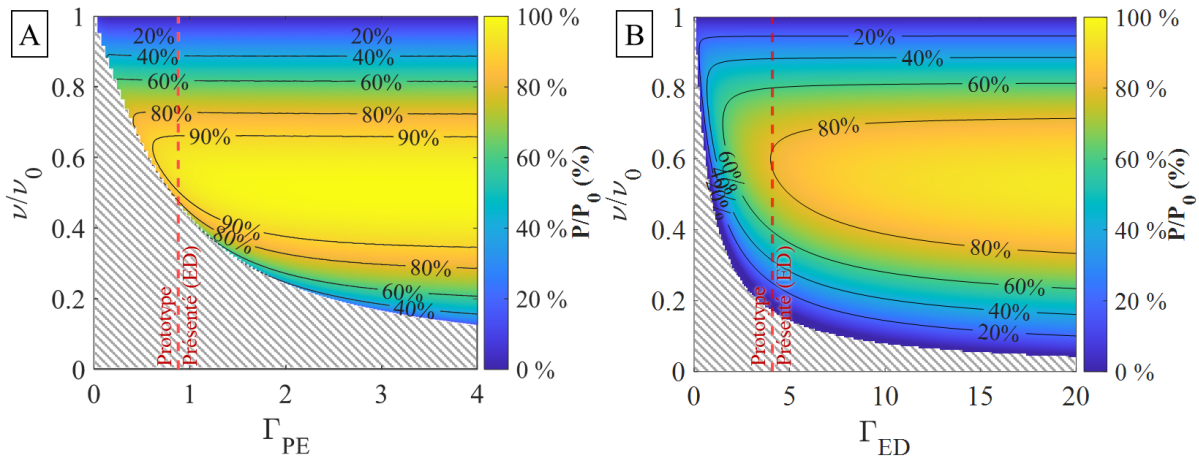


Figure 62 : Puissance de sortie normalisée P/P_0 d'un récepteur électrodynamique en fonction du couplage du transducteur et de l'amplitude de déplacement. Figure A : transducteur PE ; Figure B : transducteur ED.

Sur les Figure 62A et Figure 62B, les échelles des abscisses sont choisies sur la base des valeurs de couplage observées dans l'état de l'art. Les pertes diélectriques résistives intrinsèques aux transducteurs PE étant négligeables, les transducteurs PE permettent d'obtenir des puissances de sortie plus importantes que dans le cas des transducteurs ED à faible couplage. Aux forts couplages, les rendements des transducteurs ED s'améliorent et la différence de puissances extraites entres les deux types de transducteurs se réduit : contrairement au cas des transducteurs PE, un bon couplage est nécessaire pour maximiser la puissance de sortie. Les droites verticales rouges présentes dans les Figure 62A et Figure 62B représentent les couplages des transducteurs du prototype présenté plus tard dans ce chapitre.
Ces figures permettent donc de montrer que le rendement des transducteurs ED n'est pas forcément un problème si les couplages de ces transducteurs sont élevés. En revanche, l'augmentation de leur amortissement afin de limiter la puissance fait fortement baisser la puissance de sortie. Pour les transducteurs PE, leur fonctionnement leur permet de convertir de l'énergie même lorsque leur amortissement est maximal. En revanche, leur capacité d'amortissement est plus limitée.

3.3. Modélisation d'un système hybride

Dans cette partie, nous adapterons le modèle présenté précédemment dans le Chapitre 2 : modélisation dans le cas d'un RTP hybride comportant un transducteur PE et un transducteur ED. La capacité et le coefficient de transduction du transducteur PE sont notés C_p et α, et l'inductance, la résistance interne et le coefficient de transduction du transducteur électrodynamique sont notés L_c, R_c et β. On connecte deux résistances de charges différentes sur les deux transducteurs électromécaniques : $R_{l,PE}$ est la résistance de charge du transducteur piézoélectrique et $R_{l,ED}$ est la résistance de charge du transducteur électrodynamique. Les notations sont détaillées dans le schéma électrique équivalent au récepteur hybride complet en Figure 63.

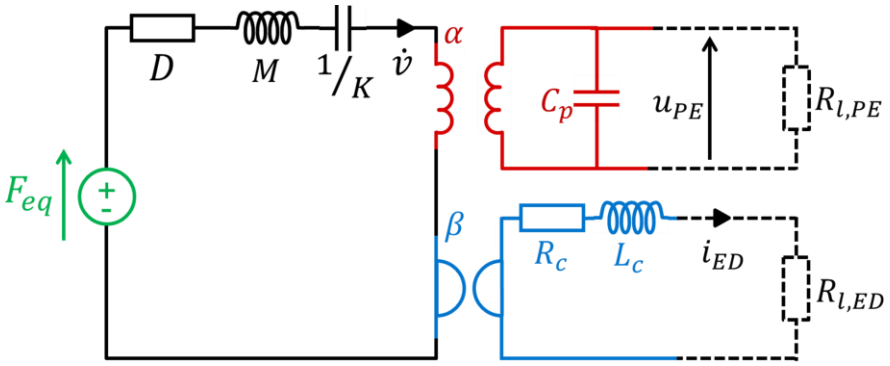


Figure 63 : Schéma électrique équivalent d'un récepteur électrodynamique hybride sur deux charges résistives.

Un système hybride doté de deux transducteurs peut ainsi être modélisé par la combinaison des systèmes d'équations issus du chapitre 2 (33) et (43) :

$$\begin{cases} F_{eq} = M\,\ddot{v} + F\,x + D\,\dot{v} + \alpha\,u_{PE} + \beta\,i_{ED} & (86) \\ \alpha\,\dot{v} = -\,u_{PE}/R_{l,PE} - C_p\,\dot{u}_{PE} & (87) \\ \beta\,\dot{v} = -\left(R_{l,ED} + R_c\right) i_{ED} & (88) \end{cases}$$

Ici encore, nous ne prenons pas en compte les pertes diélectriques pour le transducteur PE, ni l'inductance interne correspondant au transducteur ED. L'amortissement électrique de la structure D_e peut être obtenue de la même façon que dans la partie modélisation :

$$D_e = D_{PE} + D_{ED} = \frac{R_{l,PE}\alpha^2}{1 + R_{l,PE}^2\omega^2 C_p^2} + \frac{\beta^2}{\left(R_{l,ED} + R_c\right)} \quad (89)$$

Le transducteur électrodynamique n'introduisant pas de raideur électrique, la raideur totale est uniquement liée à la raideur mécanique et à la raideur électrique inhérente au transducteur piézoélectrique.

Le couplage total d'un système hybride doté de plusieurs transducteurs correspond donc, selon notre définition, à la somme des couplages de chaque transducteur.

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{PE} + \Gamma_{ED} \quad (90)$$

3.4. Démarche expérimentale

Cette section présente le dispositif de récepteur de puissance développé, le banc de mesure ainsi que la démarche expérimentale proposée lors de cette thèse. Les gains de performance de l'hybridation sur la limitation d'amplitude seront ensuite démontrés et discutés.

3.4.1. Présentation du dispositif

Le prototype de récepteur hybride utilisé est illustré en Figure 64. Il se compose d'un aimant permanent fixé à l'extrémité d'une poutre piézoélectrique dont l'autre extrémité est encastrée. La poutre utilisée est un produit disponible dans le commerce (MIDE S452-J1FR-1808XB, piezo.com) d'une longueur de 54 mm, d'une largeur de 25,4 mm et d'une épaisseur de 1,32 mm réalisée à partir de FR4. Quatre patchs piézoélectriques réalisés en PZT 5J d'une épaisseur de 0,15 mm et de 956 mm^2 de surface sont positionnés à 70 µm et 250 µm de part et d'autre de la fibre neutre de la poutre. Enfin, deux aimants permanents NdFeB N45 cylindriques (diamètre de 25 mm, hauteur de 5 mm) ayant un moment magnétique total m de 4,46 A.m^2 sont disposés à l'extrémité de la poutre par leur propre force d'attraction. La longueur équivalente de la poutre L est de 45 mm. Les deux bobines du côté du récepteur

ont un diamètre intérieur de 29 mm, un diamètre extérieur de 33 mm et une hauteur de 9 mm. Le volume du plus petit parallélépipède rectangulaire entourant le récepteur est de 35×64×32 mm^3 (71,7 cm^3).

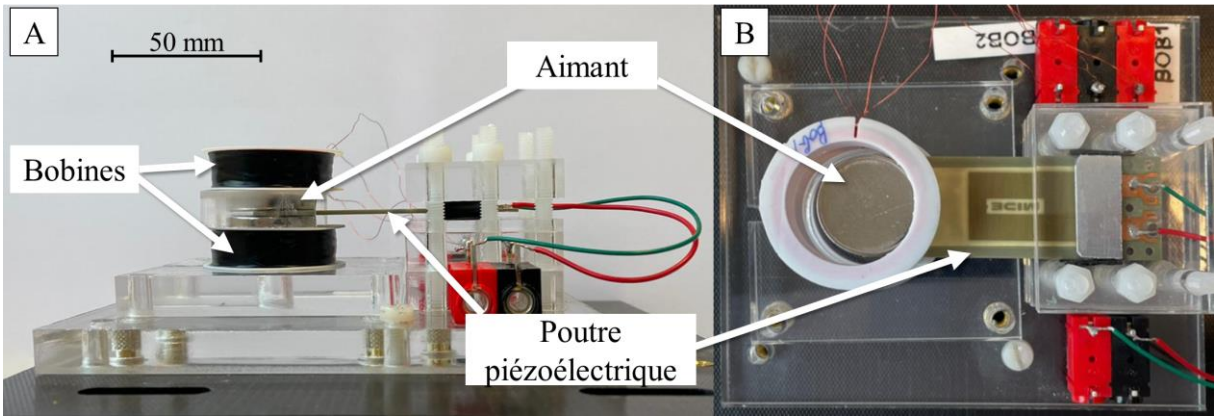


Figure 64 : Prototype RTP hybride étudié, comportant un transducteur PE et un transducteur ED.

D'autres prototypes ont été développés sans être caractérisés. Deux de ces dispositifs sont présentés en Annexe D.

3.4.2. Présentation du banc de mesure

Le banc d'essai utilisé pour caractériser les performances du récepteur en fonction de l'amplitude du champ magnétique B_0 est illustré en Figure 65. Il permet de contrôler le champ magnétique variable vu par l'aimant et de mesurer la tension de sortie de chacun des deux transducteurs connectés à des charges résistives variables, ainsi que l'amplitude du déplacement de la masse dynamique (c'est-à-dire de l'aimant).

Le récepteur est placé au centre de bobines de Helmholtz utilisées comme émetteur, permettant un contrôle fin du champ magnétique généré au niveau du récepteur. Les bobines de Helmholtz utilisées proviennent du commerce (U8481500, 3B Scientific). Elles ont un diamètre de 300 mm, une épaisseur de 24 mm, une largeur de 26 mm et sont espacées de 150 mm. Le courant circule dans ces bobines dans le même sens, dans le but de créer un champ magnétique uniforme en leur centre.

Un système d'acquisition polyvalent (USB-6366, National Instruments) et un amplificateur de puissance (AE Techron 7224) sont utilisés pour alimenter les bobines de Helmholtz avec un courant alternatif d'amplitude constante. Les transducteurs sont connectés à deux résistances programmables (IET PRS Series et un système maison), et les tensions à leurs bornes sont mesurées par un système d'acquisition, via un montage suiveur de tension. Enfin, le vibromètre laser Polytec IVS-500 est utilisé pour mesurer l'amplitude du mouvement de l'aimant.

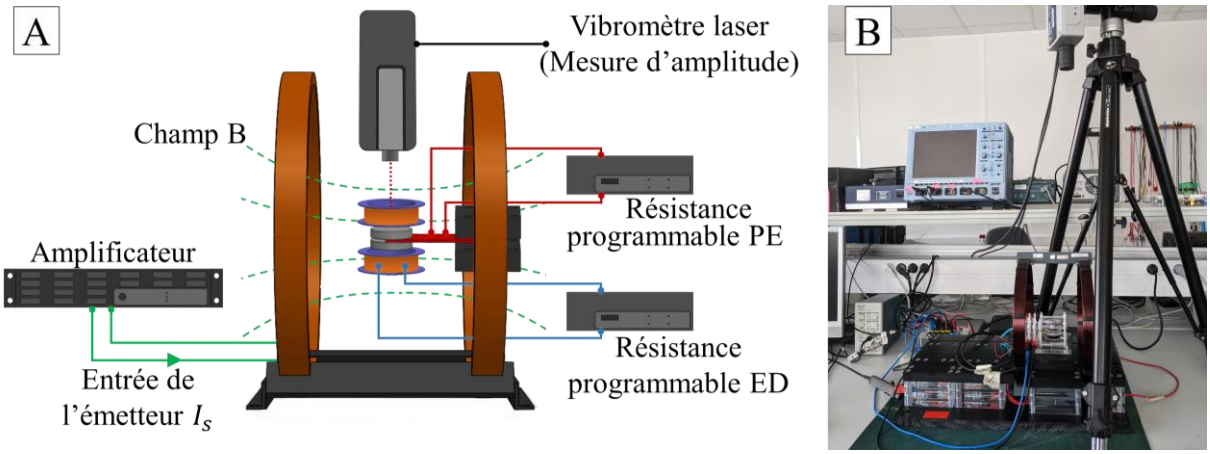


Figure 65 : (A) Schéma du banc de mesure avec bobines de Helmholtz, (B) photo du banc de mesure.

La distance entre l'émetteur et le récepteur est ensuite émulée en faisant varier l'amplitude du champ magnétique au centre des bobines de Helmholtz en utilisant l'équation (5).

3.4.3. Identification des paramètres du système et domaine de validité

Afin d'exploiter le modèle théorique, une identification des paramètres mécaniques, électriques et électromécaniques du prototype est nécessaire. L'amortissement mécanique D est estimé à partir de l'amplitude du système mesuré à la résonance avec le vibromètre laser lorsque les transducteurs sont rendus inactifs (transducteur PE court-circuité et transducteur ED en circuit ouvert). La masse équivalente M est obtenue en mesurant directement la masse des aimants. La raideur K, ainsi que les paramètres des transducteurs piézoélectriques et électrodynamiques sont estimés à partir de mesures électriques réalisées sur chacun des transducteurs, comme cela va être décrit dans la section suivante.

3.4.3.1. Analyse d'impédance

A partir des équations (33), l'admittance Y_{PE} du transducteur PE peut être déduite :

$$\widetilde{Y_{PE}} = \frac{\widetilde{i_{PE}}}{\widetilde{u_{PE}}} = \frac{j\omega\,\alpha^2}{M\omega^2 - K - j\omega\,D} - j\omega C_p \qquad (91)$$

De même, dans le cas du transducteur électrodynamique, l'admittance Y_{ED} se déduit des équations (43):

$$\widetilde{Y_{ED}} = \frac{\widetilde{i_{ED}}}{\widetilde{u_{ED}}} = \left(\frac{j\omega\beta^2}{-M\omega^2 + K + j\omega\,D} + R_c\right)^{-1} \qquad (92)$$

Pour estimer les paramètres des transducteurs PE et ED du système expérimental grâce aux deux équations précédentes, les admittances des deux transducteurs sont mesurées séparément (transducteur PE court-circuité et transducteur ED en circuit ouvert) à différentes amplitudes de tension d'entrée, allant de 0,1 V à 2 V pour le transducteur ED seul, et de 0,1 V à 10 V pour le système PE seul. Ces mesures sont réalisées sur la plage de fréquences de fonctionnement du récepteur, c'est à dire entre 38 Hz et 60 Hz. Pour effectuer les mesures d'admittance, une configuration de banc similaire à celle mentionnée ci-dessus a été utilisée en appliquant directement une tension sinusoïdale aux transducteurs ED ou PE par l'intermédiaire d'un amplificateur. Les courants i_{ED} ou i_{PE} sont mesurés à l'aide d'une sonde TCPA A300 de Tektronix. Un vibromètre laser est aussi ajouté au dispositif afin de réaliser la mesure à différentes amplitudes de mouvement.

Pour une tension alternative de valeur efficace u_{PE} imposée au transducteur, l'admittance est calculée à partir de la mesure du courant. Les paramètres K, α et C_p sont déterminés par ajustement géométrique grâce à la méthode des moindres carrés totaux (tr. *curve fitting*). La Figure 66 montre un exemple d'analyse d'impédance réalisée sur le transducteur PE à $u_{PE} = 1{,}5$ V.

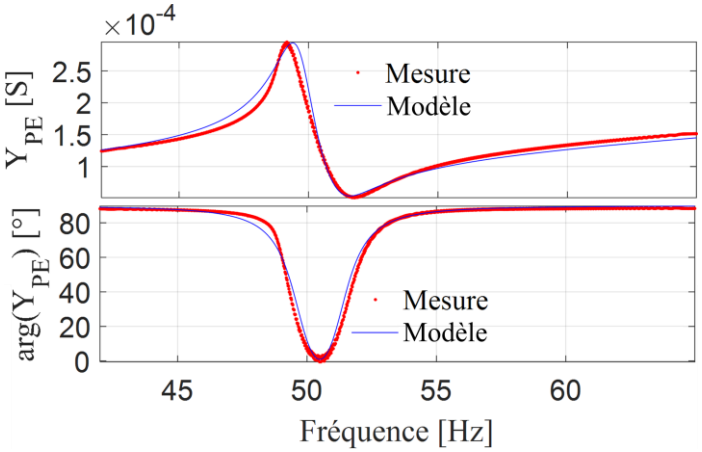


Figure 66 : Analyse d'impédance du transducteur piézoélectrique avec ajustement du modèle pour une tension fixe $u_{PE} = 1,5$ V.

Le même processus est utilisé afin de déterminer β et R_c. La Figure 67 montre un exemple d'analyse d'impédance réalisée sur le transducteur ED à $u_{ED} = 0,52$ V.

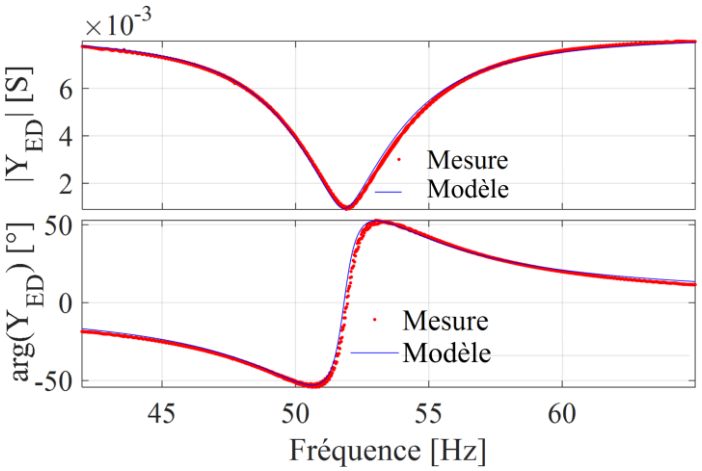


Figure 67 : Analyse d'impédance du transducteur électrodynamique avec ajustement du modèle pour une tension fixe u_{ED}= 0,52 V.

3.4.3.2. Comportement du récepteur et validité du modèle

Les mesures d'impédance effectuées à différentes amplitudes de tension montrent que le comportement mécanique du système expérimental varie en fonction de l'amplitude du déplacement de la masse. En particulier, la fréquence de résonance passe de 49,8 à 45,4 Hz à mesure que le déplacement de la masse augmente (Figure 68A), traduisant une diminution de la raideur de 10 % caractéristique d'un effet d'assouplissement (tr. *softening*).

De plus, l'amortissement mécanique *D* augmente de 45 % lorsque l'amplitude du mouvement passe de 0,17 à 1 mm. Cela se traduit par une diminution du facteur de qualité avec l'amplitude du système (Figure 68B), ce qui implique aussi une réduction des couplages des transducteurs (équations (37) et (49)) (Figure 68C et D).

L'analyse de l'admittance n'indique aucune variation des paramètres électromécaniques et électriques α, β, R_c et C_p avec l'amplitude de mouvement, comme attendu.

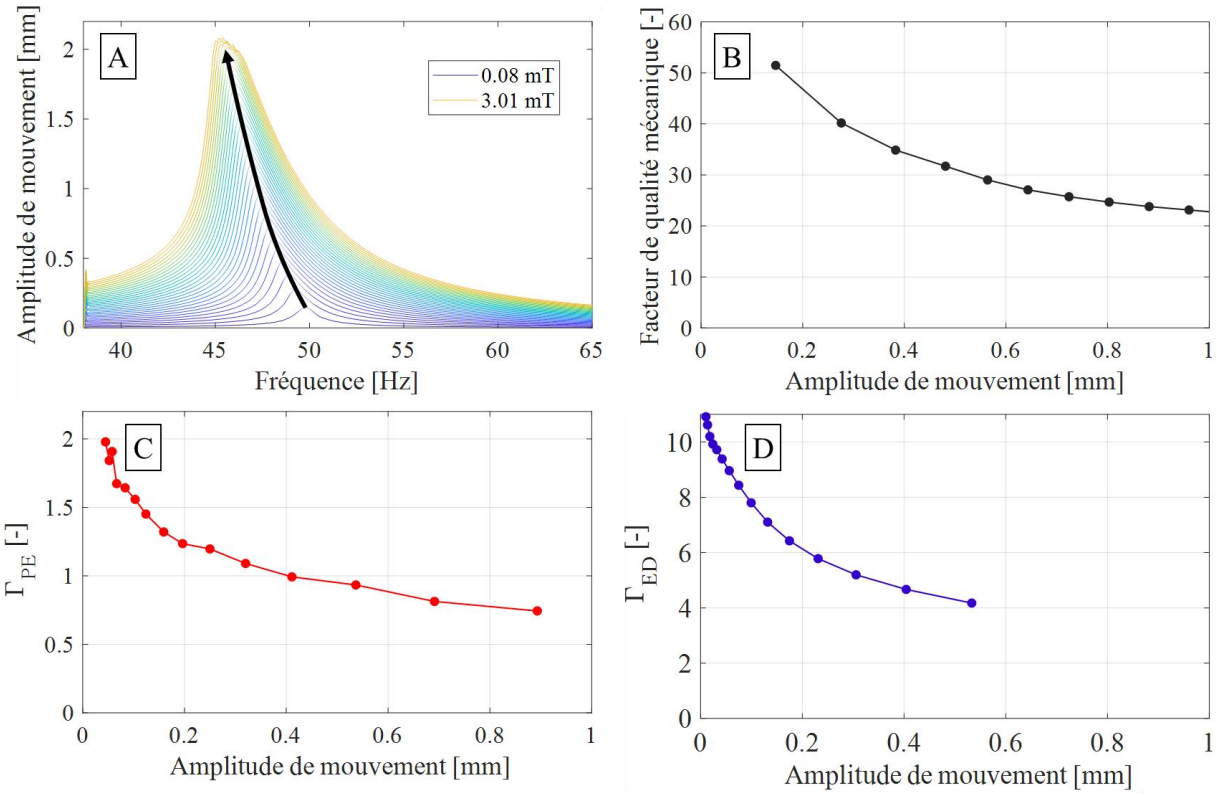


Figure 68 : (A) Amplitude du mouvement de la masse en fonction de la fréquence démontrant un comportement d'assouplissement. (B) Evolution du facteur de qualité équivalent en fonction de l'amplitude de mouvement de la masse. (C) et (D) Evolution des couplages des transducteurs PE et ED en fonction de l'amplitude de mouvement.

Etant donné que le modèle décrit dans le Chapitre 2 est linéaire, les variations de comportement de la poutre avec l'amplitude ne sont pas prises en compte avec notre modèle. Leur prise en compte nécessiterait l'intégration d'une raideur $K(V)$ et d'un amortissement $D(\dot{V})$ dépendant de la position et de la vitesse de la masse.

Nous avons fait le choix pour la suite de considérer les paramètres de notre système comme étant ceux mesurés à une amplitude à la résonance $V = 0{,}7$ mm (Tableau 5).

Tableau 5 : Paramètres mécaniques et électriques du système hybride déterminés pour $\boldsymbol{v = 0,7\ mm.}$

Mechanical	PE transducer	ED transducer
$K = 3350\ \mathrm{N.m^{-1}}$	$C_p = 402\ \mathrm{nF}$	$R_c = 121\ \Omega$
$M = 35{,}5\ \mathrm{g}$	$\Gamma_{PE} = 0{,}88$	$\Gamma_{ED} = 4{,}1$
$Q = 26$		

Dans ce contexte, l'erreur entre les résultats théoriques et expérimentaux sera importante pour des amplitudes de mouvement s'écartant de $V = 0{,}7$ mm.

Pour illustrer cette erreur due à la non-linéarité de l'amortissement mécanique, la Figure 69 présente la puissance électrique totale des deux transducteurs (figures du haut) et l'amplitude du mouvement du centre de l'aimant (figures du bas) en fonction des charges résistives connectées aux transducteurs PE et ED, avec une amplitude de champ d'entrée B_0 de 1,38 mT crête. Malgré la non-linéarité de notre système, la Figure 69 rend compte d'un bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques, à la fois pour l'amplitude du mouvement et la puissance de sortie lorsque l'amplitude du mouvement est inférieure à $V = 1$ mm.

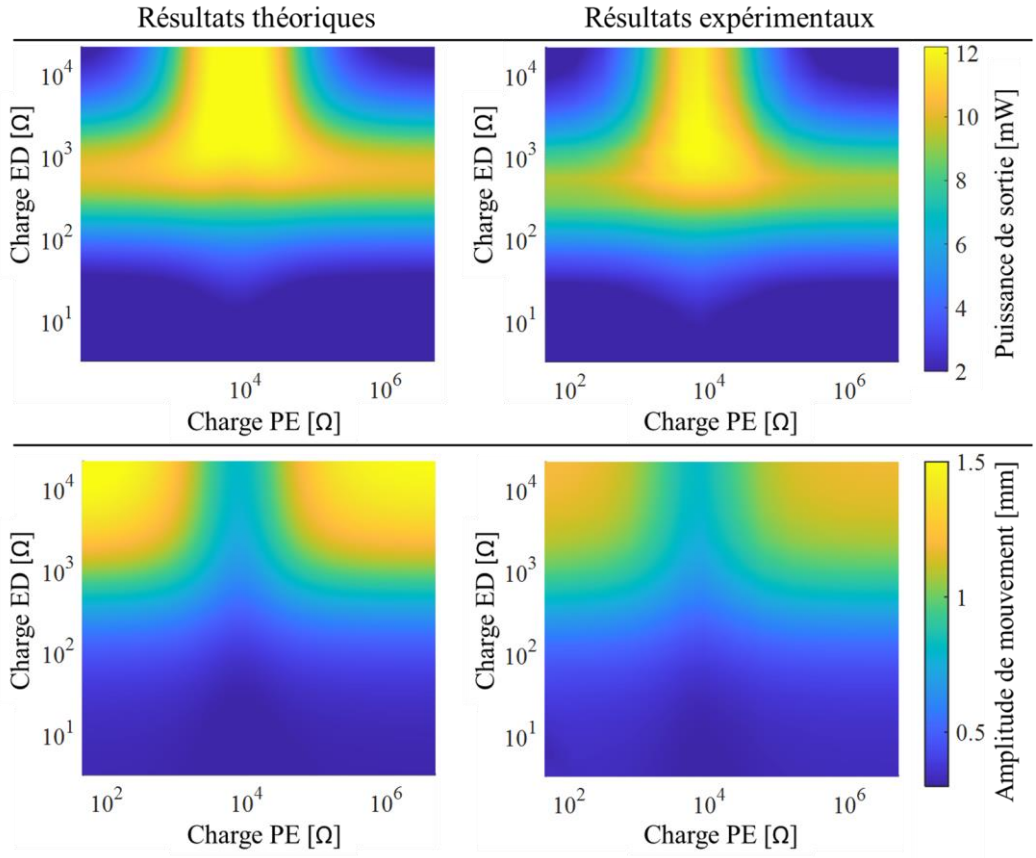


Figure 69 : Comparaison entre mesures et modèle pour la puissance de sortie et l'amplitude du mouvement à la fréquence de résonance en fonction des charges résistives appliquées aux transducteurs pour B=1,38 mT crête.

Les Figure 70A et B montrent l'erreur respectivement sur l'amplitude et sur la puissance entre les mesures expérimentales et les résultats issus du modèle. Pour des amplitudes inférieures à 0,7 mm correspondant à la zone d'intérêt lors de notre étude lors duquel au moins 50 % de la puissance est convertie en énergie électrique, l'erreur sur l'amplitude est inférieure à 7 % et l'erreur sur la puissance est inférieure à 15 %. Lorsque les charges appliquées aux transducteurs permettent de récupérer moins d'énergie, l'erreur augmente en raison de la faible puissance mesurée et de l'erreur sur le choix du paramètre D.

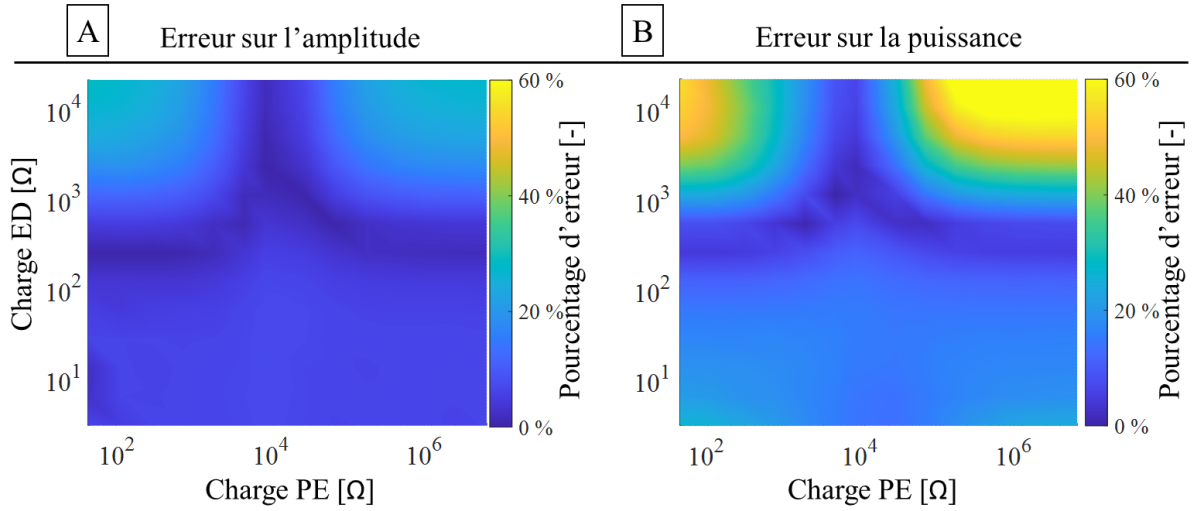


Figure 70 : Erreur entre modèle et résultats expérimentaux sur l'amplitude (A) et sur la puissance de sortie des deux transducteurs (B).

Pour la suite, nous considèrerons le modèle décrit dans le Chapitre 2 ainsi que les paramètres mesurés par analyse d'impédance comme valides uniquement dans le cas d'amplitudes de mouvement inférieures à 1 mm.

3.5. Limitation de l'amplitude

Les contraintes mécaniques dans la structure sont directement liées à l'amplitude du mouvement et des contraintes importantes peuvent conduire à un vieillissement prématuré du système ou à une rupture. Pour protéger un récepteur hybride, on peut ainsi établir une limite d'amplitude du mouvement à ne pas dépasser.
Dans cette partie, l'amplitude maximale de mouvement du récepteur est arbitrairement fixée à $\nu = 0{,}7$ mm. Le modèle linéarisé associé aux paramètres présentés précédemment est donc adapté sur cette plage de déplacement.

3.5.1. Capacité d'amortissement

Afin d'étudier la capacité de fonctionnement du système à amplitude de mouvement limitée en fonction de l'amplitude du champ magnétique B, la puissance de sortie et les amplitudes des tensions de sortie sont relevées pour l'ensemble des plages de charges électriques suivantes, appliquées aux bornes des transducteurs :

- $R_{l,PE}$ sur une plage allant de 44,5 Ω à 5 MΩ,
- $R_{l,ED}$ sur une plage allant de 3 Ω à 20 MΩ.

Pour chaque champ magnétique B allant de 0 à 4 mT, la puissance maximale respectant une amplitude inférieure à 0,7 mm est relevée.
Trois cas sont comparés : le transducteur ED seul, le transducteur PE seul et le système hybride avec les deux transducteurs. Pour obtenir ces trois cas, nous considèrerons 3 configurations pour notre récepteur :

- Fonctionnement avec le transducteur PE seul : le transducteur PE convertit l'énergie mécanique en énergie électrique et le transducteur ED est en circuit ouvert ($\Rightarrow D_{ED} = 0$).
- Fonctionnement avec le transducteur ED seul : le transducteur ED convertit l'énergie mécanique en énergie électrique, le transducteur PE étant en court-circuit ($\Rightarrow D_{PE} = 0$ et $K_{PE} = 0$).

- Le système hybride : les deux transducteurs sont utilisés simultanément avec leurs charges résistives respectives. La puissance récupérée est la somme des puissances fournies par chacun des transducteurs.

Les puissances de sortie sur les charges optimales pour V ≤ 0,7 mm en fonction du champ magnétique sont indiquées en Figure 71A. La puissance maximale théorique P_0 sans limitation d'amplitude est donnée à titre indicatif par la ligne noire en pointillés. Les charges résistives optimales permettant d'obtenir la puissance maximale en respectant une amplitude de déplacement inférieure à 0,7 mm, ainsi que les tensions générées par les transducteurs sont représentées respectivement en Figure 71 B et C.

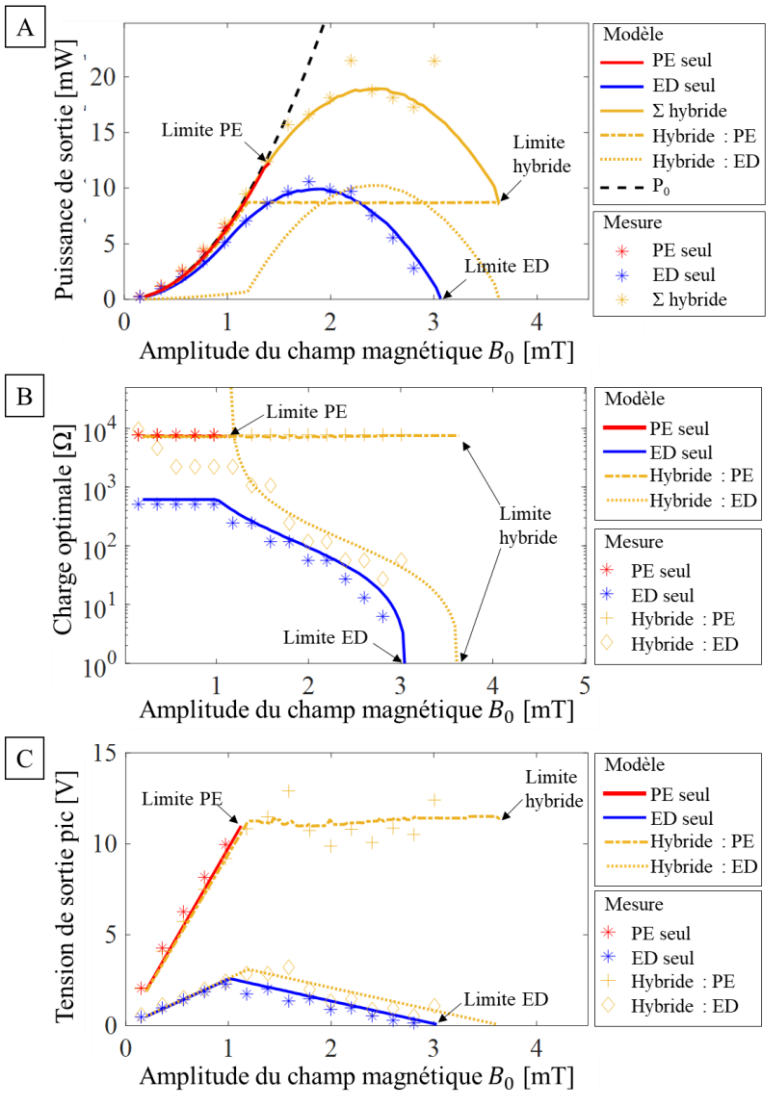


Figure 71 : (A) Puissance maximale transmise à amplitude maximale de 0,7 mm en fonction du champ magnétique d'entrée pour le système comportant un transducteur PE seul, un transducteur ED seul et les deux transducteurs (système hybride) (modèle via Matlab Simulink et mesure). (B) Charges résistives permettant d'obtenir la puissance maximale en fonction du champ magnétique B associé au graph A. (C) Tensions de sortie des transducteurs associées au graph A.

- Cas des champs $\boldsymbol{B < 1,2\ mT}$

Dans le cas de champs magnétiques faibles (pour B < 1,2 mT), aucun suramortissement électrique n'est nécessaire avec notre prototype. Le fonctionnement à charge optimale ($D_e = D$) est suffisant pour limiter l'amplitude en dessous 0,7 mm.

- **PE seul.** Sur le système comportant uniquement un transducteur PE, le couplage est suffisamment élevé (proche de $\Gamma = 1$) permettant à l'amortissement électrique maximal d'être proche de l'amortissement optimal. De plus, étant donné que les pertes diélectriques sont faibles, la puissance obtenue dans cette gamme de champs magnétiques est proche de la puissance maximale atteignable P_0. La tension augmente linéairement avec le champ B_0 de 2 à 11 V.

- **ED seul.** La puissance obtenue est proche de la puissance maximale P_0 car le transducteur ED a un couplage suffisamment élevé pour avoir un bon rendement $\left(\Gamma_{ED} = 4{,}1 \Rightarrow \eta_{\mathrm{ED}} = \frac{\Gamma_{ED}}{1+\Gamma_{ED}} \approx 80\%\right)$ (55). La tension augmente linéairement avec le champ B mais reste faible, allant de 0,5 V à 2 V.

- **Système hybride.** Pour le système hybride, la puissance maximale récupérée (somme des puissances électriques des transducteurs PE et ED) est la même que dans la configuration PE seul. Le transducteur ED est peu utilisé dans des conditions de champs magnétiques faibles car le transducteur PE permet à lui seul d'extraire suffisamment d'énergie pour approcher la puissance maximale récupérable. Pour maximiser la puissance de sortie, la charge est proche du circuit ouvert pour le transducteur électrodynamique et la charge optimale piézoélectrique est utilisée.

- Cas des champs $\boldsymbol{B > 1.2\ mT}$

Pour des champs magnétiques d'excitation supérieurs à 1,2 mT, l'amortissement optimal $D_e = D$ ne permet plus à la structure de rester sous le seuil de 0,7 mm d'amplitude. Il est nécessaire d'augmenter l'amortissement électrique des transducteurs pour limiter l'amplitude du mouvement.

- **PE seul.** La configuration PE seule n'est pas en mesure d'amortir suffisamment le système pour limiter son amplitude car son amortissement maximal est proche de l'amortissement optimal. Par conséquent, le système ne peut pas fonctionner au-dessus de 1,2 mT sans dépasser la limite de déplacement.

- **ED seul.** Le transducteur ED peut sur-amortir le système suffisamment pour limiter l'amplitude du mouvement au détriment de la puissance récoltée en abaissant progressivement la charge jusqu'au court-circuit. Par conséquent, la tension de sortie diminue à mesure que le champ magnétique augmente. Le champ magnétique maximal admissible sans dépasser l'amplitude de déplacement de 0,7 mm est d'environ 3 mT.

- **Hybride.** Le transducteur ED ayant un rendement plus faible que le traducteur PE, le transducteur PE fonctionne préférentiellement à charge optimale constante afin de récupérer le maximum d'énergie. Parallèlement, la résistance de charge du transducteur ED diminue, passant d'un équivalent de circuit ouvert jusqu'à un équivalent de circuit fermé afin de limiter l'amplitude du mouvement. Lorsque l'amortissement maximal du transducteur ED est atteint, le système n'est plus en mesure de limiter son amplitude. L'intérêt est que cette limite est atteinte à des amplitudes de champ magnétique plus élevées que dans les autres configurations grâce à l'addition des amortissements électriques ED et PE, tout en récupérant une puissance plus élevée du fait que le transducteur PE fonctionne à une charge optimale sur toute la plage. En effet, le champ magnétique maximal admissible pour le système hybride est de 3,6 mT, contre 1,2 mT et 3,1 mT respectivement pour les systèmes PE seul et ED seul. En outre, le système hybride permet d'augmenter la puissance récoltée de 84% par rapport à la configuration ED seule à 2 mT.

En résumé, l'utilisation de notre système en configuration hybride permet de supporter une plus grande variation de champ magnétique B. A faible amplitude de champ, contrairement au transducteur ED, le transducteur piézoélectrique bénéficie de sa forte impédance de sortie. Il est donc possible d'obtenir des amplitudes de tension suffisantes afin d'alimenter un circuit de gestion d'énergie. Cependant, à forte amplitude de champ, le transducteur PE seul ne permet pas d'amortir le système. L'ajout d'un transducteur ayant une forte capacitée d'amortissement tel que le transducteur ED est donc nécessaire. Le système hybride permet alors de bénéficier de la puissance de sortie sans perte et à tension élevée du transducteur piézoélectrique sans dépassement de l'amplitude maximale fixée.
Une autre façon de voir l'apport de l'hybridation consiste à se placer dans le cas d'un système mobile avec un émetteur distant émettant un champ magnétique variable donné. Dans ce cas, le champ magnétique reçu par le récepteur décroit rapidement avec la distance de transmission. Afin de maximiser la portée sans risquer d'endommager la structure, il peut être intéressant d'adapter le courant de la bobine émettrice afin que le champ magnétique maximal émis soit égale au champ maximal supporté par le récepteur placé à distance. Comme le montre la Figure 71A, le champ maximal dépend du transducteur utilisé. Le Tableau 6 relève le courant permettant d'atteindre le niveau de champ maximum supporté dans ses trois configurations au plus proche de l'émetteur avec une bobine ayant les mêmes caractéristiques qu'une seule des deux bobines de Helmholtz.

Tableau 6 : Champ magnétique maximal supporté et puissance dans l'émetteur associée dans le cas d'une bobine.

	Champ maximal supporté B	Puissance de l'émetteur correspondant P_B
PE seul	1,4 mT	17 W
ED seul	3,0 mT	83 W
Hybride	3,6 mT	117 W

Bien que l'objectif soit ici d'augmenter la robustesse des récepteurs résonants soumis à de fortes amplitudes de champ, il est intéressant d'évaluer les performances des récepteurs en termes de distance. Ainsi, la Figure 72A présente la puissance de sortie du récepteur dans ces trois configurations en fonction de la distance. Dans chaque configuration, la puissance de l'émetteur est choisie afin d'émettre le champ maximal supporté. La Figure 72B présente la plage de fonctionnement en distance d'un capteur consommant 5 mW de puissance et alimenté par le récepteur étudié.

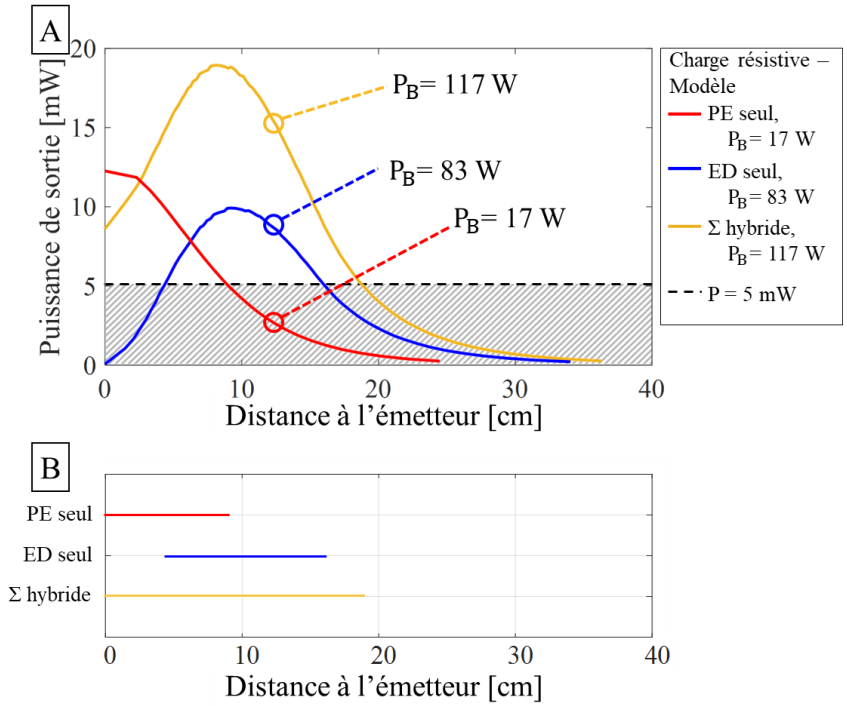


Figure 72 (A) Puissance maximale transmise à amplitude maximale de 0,7 mm en fonction de la distance à un émetteur de puissance adapté au récepteur pour les cas d'un transducteur PE seul, un transducteur ED seul et deux transducteurs (hybride) (modèle uniquement). (B) Plage de la distance permettant le fonctionnement d'un système consommant 5 mW comportant le récepteur proposé dans les trois configurations.

La Figure 72 met en évidence le fait qu'à partir d'un même récepteur dont l'amplitude maximale est limitée afin d'éviter la casse ou le vieillissement, la plage de fonctionnement en distance est très dépendante du couplage et du type de récepteur.

- **PE seul**. Dans le cas de la configuration comportant uniquement un transducteur piézoélectrique, la puissance est au contraire maximale à forts champs car, dans notre cas, la charge optimale est aussi la charge permettant l'amortissement maximal (cas Γ_{PE} proche de 1).
- **ED seul**. Etant donné que le champ magnétique B émis par l'émetteur a été fixé comme étant le maximum autorisé au niveau de l'émetteur quelle que soit la distance, la puissance extraite par le système utilisant un unique transducteur électrodynamique est nulle au point le plus proche de l'émetteur. Cela est dû au fait que la résistance de charge maximisant l'amortissement de la structure dans le cas des transducteurs électrodynamiques est $R_{l,ED} = 0$.
- **Hybride**. Dans le cas d'un système hybride comportant ces deux transducteurs, il est possible de bénéficier de puissance proche de l'émetteur grâce au transducteur PE, ainsi que de profiter d'une portée améliorée par le haut niveau de puissance utilisable par l'émetteur grâce au transducteur ED.

3.5.2. Impact de l'ajout d'un circuit pont de diode complet

L'alimentation électrique des systèmes autonomes ou le rechargement de batteries se fait à l'aide de tensions continues, souvent régulées. L'ajout d'un circuit redresseur associé à une capacité de lissage est donc nécessaire afin d'exploiter les tensions de sortie alternatives des transducteurs. Ces circuits ont un impact sur le comportement mécanique des récepteurs. Dans cette partie, nous proposons d'étudier l'impact du redresseur le plus couramment étudié : le pont de diode muni d'une capacité de lissage. Le

schéma électrique complet du système mécanique ainsi que du circuit de récupération utilisé est présenté dans la Figure 73.

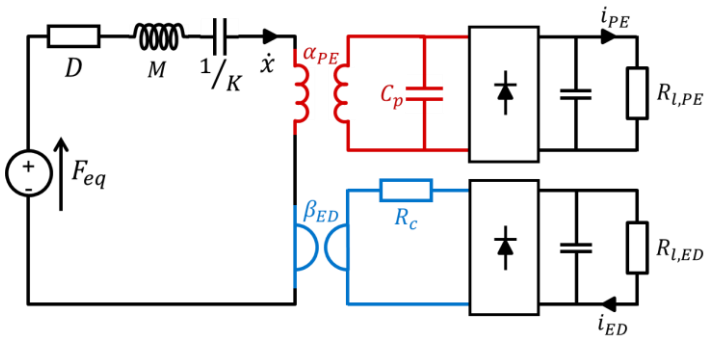


Figure 73 : Schéma électrique équivalent au récepteur électrodynamique hybride montée avec deux ponts de diode.

L'étude analytique du comportement du récepteur muni d'un pont de diode est complexe, s'agissant d'un système non linéaire. Pour mettre en évidence l'impact du circuit redresseur, une étude numérique réalisée grâce à Matlab Simulink a été utilisée. Sa mise en œuvre est détaillée dans l'Annexe E. La même méthode que celle décrite dans la partie précédente est utilisée afin de déterminer la puissance maximale en sortie du récepteur après le pont de diode avec le modèle Simulink. Les mesures expérimentales de l'impact d'un circuit redressement double alternance (*Full-Wave Bridge Rectifier*, tr. FBR) n'ont cependant pas été réalisées.

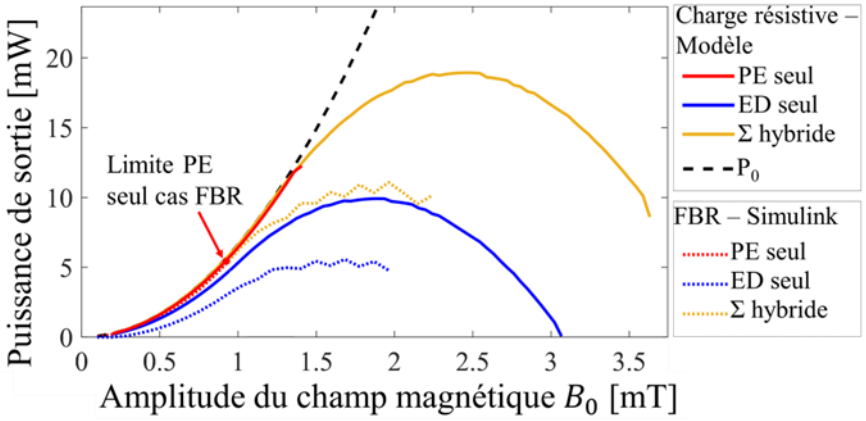


Figure 74 : Puissance extraite en fonction du champ magnétique généré par l'émetteur dans les trois configurations, sur charges résistives (trait plein) et après circuit de redressement pont de diode (FBR), réalisé numériquement à l'aide de Matlab Simulink avec un seuil de diode de 0,3 V.

La Figure 74 montre la puissance de sortie simulée dans les trois configurations (ED, PE et hybride) avec deux circuits FBR et avec des seuils de diode de 0,3 V. Avec le circuit FBR, le champ magnétique maximal autorisé diminue d'environ 35 % dans chaque cas (Tableau 7). En termes de conversion de puissance maximale, le système hybride et le système ED seuls s'en sortent légèrement mieux (41 % et 45 % de diminution respectivement) que le système PE seul (56 % de diminution).

Tableau 7 : Champ magnétique maximal supporté par le récepteur avec un circuit FBR. Résultat extrait de la Figure 74.

	Champ maximal supporté B
PE seul	0,9 mT
ED seul	1,95 mT
Hybride	2,35 mT

La baisse de performance des trois configurations peut être attribué à la fois à l'effet d'un seuil d'extraction (seuil des diodes des circuits FBR), qui provoque une phase en circuit ouvert à la sortie des récupérateurs, et à l'effet de la capacité de lissage, rendant les tensions sur les transducteurs constantes lorsque les diodes sont passantes. Bien que l'on pourrait supposer l'impact du circuit est moindre sur le transducteur piézoélectrique en raison de sa haute tension de sortie, les baisses de performance sont en réalité plus prononcées pour ce dernier en comparaison des autres configurations. Cela s'explique par le couplage plus faible du transducteur piézoélectrique utilisé par rapport au transducteur électrodynamique. Ainsi, une diminution du couplage du transducteur piézoélectrique entraîne des effets plus marqués sur l'amortissement maximal de la structure et donc sur la puissance maximale transférée.

3.5.3. Impact du couplage

Dans les parties précédentes, les couplages des transducteurs ont été choisis pour être représentatifs des couplages des structures présentées dans la littérature. Les couplages PE et ED sont toutefois très variables et dépendent d'une multitude de paramètres tel que le choix des matériaux ou la géométrie du récepteur (Gibus et collab. [118], Delattre et collab. [119]). Une étude théorique de l'impact de la variation des couplages ED et PE en termes de puissance et de champ maximal admissible à l'amplitude de mouvement fixée est proposée à partir du modèle précédemment développé pour permettre de rendre compte, au-delà des couplages définis précédemment, de l'impact de l'hybridation des transducteurs.
La Figure 75 montre la puissance maximale normalisée avec une limitation d'amplitude fixée à $V = 0{,}7$ mm pour des champs magnétiques vus par le récepteur de $B = 0{,}5$ mT (Figure 75 A1), $B = 1{,}5$ mT (Figure 75 A2) et $B = 3{,}5$ mT (Figure 75 A3) pour des couplages Γ_{PE} et Γ_{ED} allant respectivement de 0 à 2,5, et de 0 à 25. Par souci de compréhension, une visualisation schématique des différentes zones délimitant le comportement des systèmes hybrides est représentée sur les Figure 75 B1, B2, et B3.

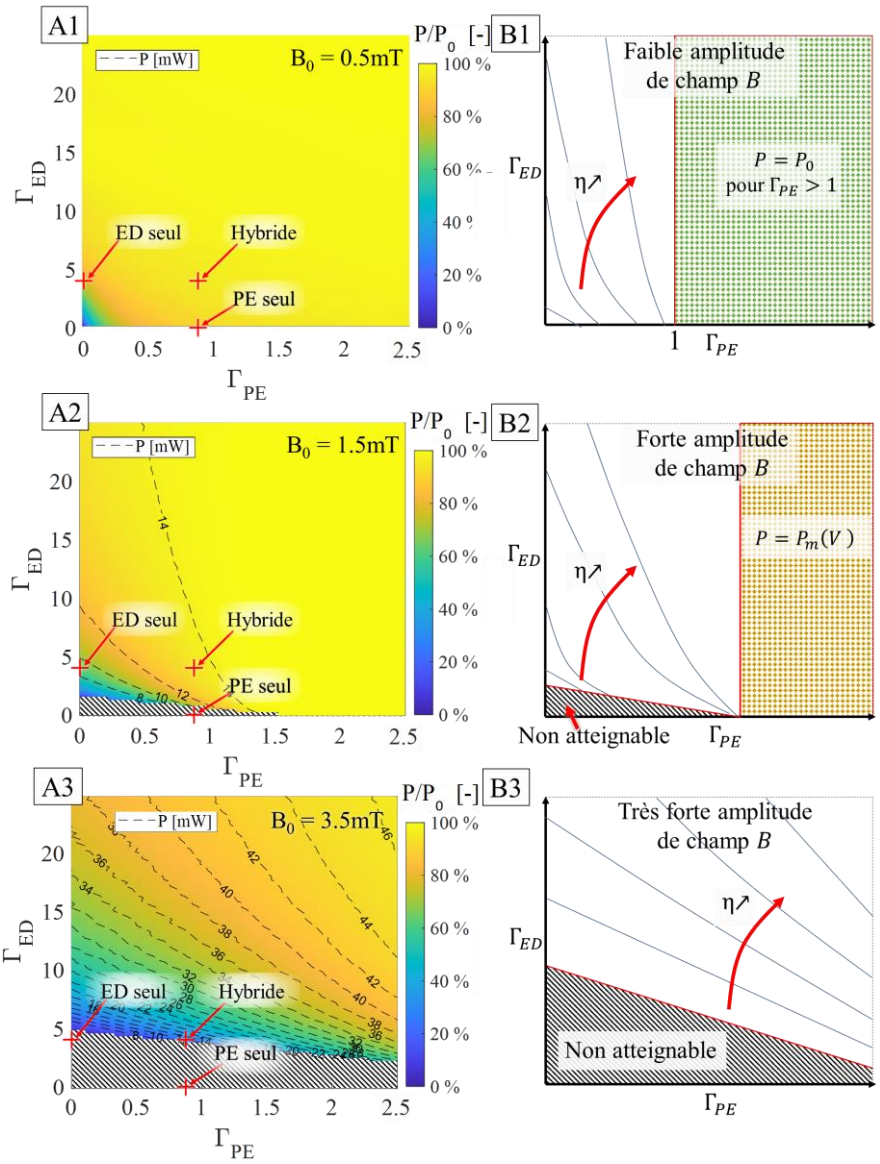


Figure 75 : A1, A2, A3 : Puissances électriques maximales (isovaleurs en mW) et taux de récupération en fonction des couplages Γ_{ED} et Γ_{PE} pour (A1) 0,5mT, (A2) 1,5 mT et (A3) 3,5 mT. B1, B2 et B3 : Représentation schématique de la puissance à amplitude constante en fonction des couplages Γ_{ED} et Γ_{PE} pour 0,5, 1,5 et 3,5 mT.

Dans le cas de faibles amplitudes de champ (B = 0,5 mT dans notre cas, Figure 75 A1 et B1), l'amplitude de déplacement de la masse mobile ne dépasse pas le seuil fixé. Afin d'obtenir la puissance optimale, un système comportant uniquement un transducteur ED doit avoir un couplage suffisant et le rendement du transducteur dépendra de son couplage (55). Concernant le transducteur PE, ses pertes diélectriques étant négligées, un couplage de $\Gamma_{PE} \geq 1$ permet d'obtenir la puissance optimale. Enfin, un système hybride n'apporte pas d'avantage par rapport à un système comportant uniquement un transducteur PE si le couplage du transducteur PE est supérieur à $\Gamma_{PE} \geq 1$. Si $\Gamma_{PE} \leq 1$. Le transducteur électrodynamique apporte une augmentation de la puissance de sortie.

À une intensité de champ plus élevée (B = 1,5 mT dans notre cas, Figure 75 A2 et B2), il devient nécessaire d'amortir la structure afin de limiter l'amplitude de mouvement à 0,7 mm. Les couplages des deux transducteurs peuvent être trop faibles pour suffisamment amortir la structure et maintenir l'amplitude sous 0,7mm. La zone correspondant aux couplages trop faibles pour amortir la structure est hachurée sur les Figure 75 A2 et Figure 75 B2. La puissance récupérée augmente avec le couplage des

transducteurs. Pour obtenir la puissance maximale, le couplage piézoélectrique doit être suffisamment grand afin d'amortir suffisamment l'amplitude seul.
Pour des champs magnétiques dont l'intensité augmente encore (ex. $B = 3{,}5$ mT, Figure 75 A3 et B3), le couplage minimal total d'un récepteur devient très important. Ce couplage minimal peut devenir difficile à atteindre à l'aide d'une transduction simple (notamment piézoélectrique). Dans ce cas, l'hybridation devient nécessaire.

3.6. Conclusion et intérêt de l'hybridation

La durée de vie des RTP est fortement liée à l'amplitude de leur mouvement. Les systèmes de transmission d'énergie sans fil sont souvent mentionnés comme une alternative aux câbles d'alimentation dans les applications mobiles. Il est donc nécessaire de limiter l'amplitude du mouvement de ces structures lorsque le champ magnétique est trop fort pour éviter l'usure prématurée des systèmes. Pour cela, nous avons montré que l'amortissement électrique était une solution viable.
Lors de la conception d'un système WPT résonant, en particulier pour les systèmes mobiles, il est nécessaire d'évaluer la gamme de champs magnétiques à laquelle le récepteur sera soumis. Si le système est trop faiblement couplé, l'amortissement électrique total ne permettra pas une large gamme de champ magnétique admissible. De plus, il ne sera pas forcément en mesure de maximiser la puissance de sortie. Une augmentation du couplage électromécanique permet d'accroître la plage de champ magnétique admissible sans surdimensionner le récepteur.
Dans ce chapitre, trois configurations (PE seul, ED seul ou configuration hybride) ont été présentées et peuvent être prises en compte lors de la conception d'un système EWPT.
La première solution possible est un récepteur basé sur une transduction PE. Cette méthode permet à la structure d'être légèrement sur-amortie tout en conservant une densité de puissance intéressante. De plus, ce système est avantageux en termes de tensions de sortie pour l'électronique de gestion d'énergie qui sera située en aval. L'inconvénient d'un tel système est le coût des matériaux PE à fort couplage ainsi que la fragilité de certains matériaux piézoélectriques fortement couplés. Une situation typique qui peut conduire au choix de la configuration PE seule est lorsque le récepteur est exposé à une faible variation de champ magnétique.
Une deuxième solution consiste à mettre en œuvre un récepteur basé uniquement sur la transduction ED. Ce transducteur possède l'avantage de fortement sur-amortir la structure mécanique. Son principal inconvénient est le volume utilisé par les bobines du récepteur pour obtenir un couplage raisonnablement important. En effet, un couplage important nécessite une grande quantité de cuivre ou l'ajout d'élément ferromagnétique entraînant par conséquent une forte augmentation de la taille et du poids du dispositif. En outre, les tensions aux bornes des bobines réceptrices sont plus faibles et plus difficilement exploitables par des électroniques de puissance que leur homologue PE, ce qui pose problème dans le cas de systèmes miniaturisés ou pour des amplitudes de champs faibles. Lorsque des durées de vie très longues sont requises et que les champs magnétiques d'entrée sont élevés, l'utilisation d'un récepteur purement électrodynamique est probablement la meilleure solution.
Enfin, la dernière configuration est un récepteur basé sur une transduction hybride. Cette méthode présente l'avantage d'obtenir un couplage total important à partir de deux transducteurs plus faiblement couplés. La plage acceptable de champ magnétique peut être plus large, avec des tensions de sortie plus élevées grâce au transducteur PE à des champs magnétiques faibles et un amortissement élevé à des champs élevés grâce au transducteur ED. Lorsque le système doit être soumis à une variation importante du champ magnétique d'entrée pendant sa durée de vie ou lorsque le système doit être miniaturisé, l'utilisation d'un système hybride est une solution à envisager.

Pour les travaux futurs, il serait intéressant d’étudier le circuit de gestion de l'alimentation qui pourrait être adopté dans le cas d’un récepteur hybride visant à limiter l’amplitude de mouvement sous un seuil. Ce circuit, plus complexe que les circuits de gestion de l'alimentation présent sur les dispositifs ne comportant qu’un transducteur, devra nécessairement s’adapter aux deux sorties électriques, le rendant probablement plus encombrant ou consommateur en énergie.

Chapitre 4 : Système rotatif double mode : périodique et continu

Afin d'éviter la fatigue liée aux systèmes résonants, la conception de dispositifs sans raideur mécanique peut être envisagée. Ces systèmes ne possèdent pas de pièces déformables susceptibles d'être sujet à la fatigue mécanique et ne présentent pas de limite de champ magnétique. Cependant, l'absence de résonance les rend inaptes à fonctionner sous faible excitation car le couple électromoteur généré par le champ ne permet pas d'entrainer l'aimant en rotation continue. Dans ce chapitre, nous étudierons la faisabilité de la réalisation d'un système rotatif capable de fonctionner dans les deux modes continu et périodique, sans utiliser de raideur mécanique.

4.1.	Motivation	86
	4.1.1. Comportement des deux modes des systèmes sans pièce déformable	86
	4.1.2. Résumé et positionnement de l'étude	87
4.2.	Réalisation de dispositif	88
	4.2.1. Récepteur dual mode avec raideur sinusoïdale	88
	4.2.2. Reprise du modèle et identification des paramètres	89
4.3.	Performance des deux modes et validation du modèle	91
	4.3.1. Performance du mode rotation continu	91
	4.3.2. Puissance de sortie après décrochage : mode résonant	92
4.4.	Comportement du système dual	93
	4.4.1. Mise en évidence de la coexistence d'orbites	93
	4.4.2. Condition de passage : énergie	95
	4.4.3. Transition entre mode rotation périodique et mode rotation continue	97
4.5.	Conclusion et intérêt du système dual mode rotation continue-rotation périodique	102

4.1. Motivation

Au sein des récepteurs de transmission de puissance sans fil par résonance électrodynamique, les composants déformables soumis à des déformations mécaniques, en particulier pour introduire des raideurs, sont les composants les plus vulnérables à l'usure et à la casse. Sans même aller jusqu'à la casse, l'usure et le vieillissement de ces composants entraînent des variations de comportement au fil du temps qui peuvent les rendre inopérants (par exemple lorsque leur fréquence de résonance varie).

Dans le chapitre précédent, l'objectif était de réduire l'amplitude des déformations maximales sous des champs magnétiques élevés afin d'augmenter la durée de vie des récepteurs. Cependant, pour des variations trop importantes du champ magnétique ou lorsque la fiabilité du système doit être absolument garantie, la stratégie de limitation de l'amplitude par suramortissement présentée précédemment peut s'avérer insuffisante.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons aux systèmes TPSF électrodynamiques ne comportant pas d'élément déformable. Nous étudierons un système dit « dual », pouvant fonctionner dans un mode de rotation continue ou dans un mode rotation périodique, et permettant d'obtenir un système robuste à une très large gamme de champ magnétique d'excitation.

4.1.1. Comportement des deux modes des systèmes sans pièce déformable

Des récepteurs ne comportent pas d'éléments déformables ont été présentés précédemment. C'est notamment le cas des récepteurs RTP avec raideurs magnétiques et des RRC.
Les modèles développés dans le Chapitre 2 permettent de se rendre compte de la différence de comportement des deux types de systèmes précédemment présentés : les récepteurs rotatifs périodiques à raideur magnétique et les récepteurs rotatifs continus.
Si l'impact de l'amplitude du champ diffère fortement entre ces deux modes, la fréquence d'excitation joue également un rôle très distinct dans chaque cas :

- Dans le cas des **récepteurs rotatifs périodiques (RRP)** à raideur magnétique, le comportement est identique aux récepteurs translation poutre présentés dans le Chapitre 2. La fréquence de travail dépend des paramètres mécaniques du système (la fréquence de résonance) et la puissance de sortie est proportionnelle au carré de l'amplitude du champ magnétique (hors cas ou l'amplitude maximale est fixée). Dans ce mode, il n'y a pas de champ magnétique minimal à partir duquel il est possible de récupérer de l'énergie (Figure 76A). Ces systèmes peuvent donc transmettre de l'énergie à partir d'un champ de très faible amplitude, tant que la tension et la puissance de sortie sont suffisamment élevées pour être exploitées. Ces systèmes sont très intéressants lorsque leur facteur de qualité est élevé.

Dans le cas des **récepteurs rotatifs continus (RRC)**, la fréquence de rotation de l'aimant est déterminée par la fréquence du champ magnétique excitateur et ne peut pas dépasser un seuil défini par l'amortissement mécanique. Par ailleurs, la puissance de sortie est proportionnelle au carré de la fréquence de rotation de l'aimant. Ainsi, lorsque l'aimant est en rotation, l'amplitude du champ n'a pas d'impact sur la puissance tant qu'il est suffisamment élevé. En revanche, un champ minimal dépendant de la fréquence est nécessaire pour faire tourner l'aimant : si le couple appliqué par le champ magnétique est inférieur au couple dû aux pertes (mécaniques et électromécaniques), l'aimant « décroche » et cesse de tourner. Le lien entre la puissance, la fréquence d'émission et l'amplitude du champ est présenté dans la Figure 76B.

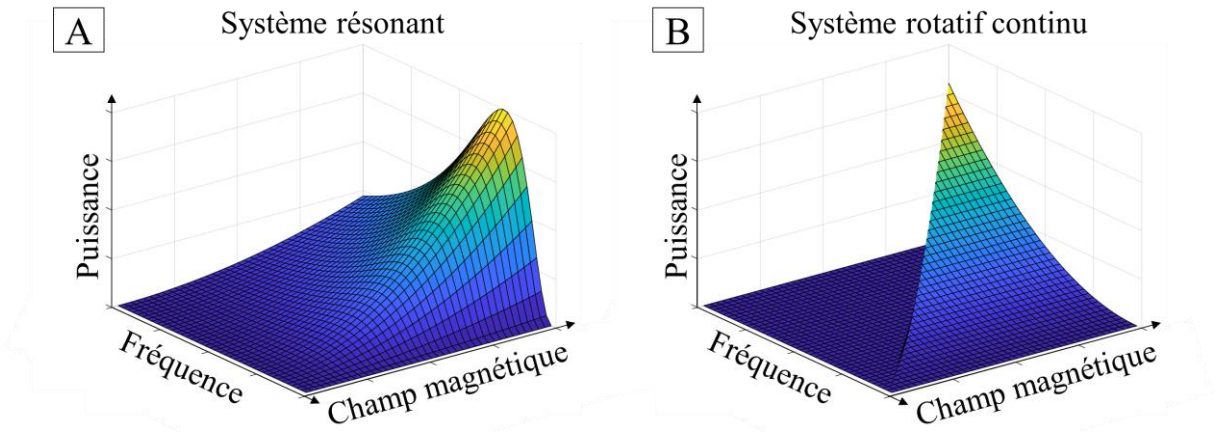


Figure 76 : Représentions schématiques de la puissance de sortie en fonction de la fréquence et de l'amplitude du champ magnétique pour un système résonant (rotatif ou linéaire) et pour un système rotatif continu (systèmes quelconques).

Le comportement et la commande des deux modes étant différents, il peut être intéressant de tirer parti des avantages des deux modes grâce à un récepteur capable de fonctionner à la fois dans le mode périodique et continu. Pour cela, nous proposerons une topologie de récepteurs fonctionnant dans les deux modes en fonction des conditions et nous définirons les plages de fonctionnement en amplitude de champ et en fréquence de chacun des deux modes. De plus, nous verrons quelles sont les conditions permettant de passer d'un mode à l'autre.

4.1.2. Résumé et positionnement de l'étude

Les déformations mécaniques au sein des récepteurs électrodynamiques réduisent leur durée de vie. Toutefois, certains récepteurs ne comportent pas d'éléments déformables. C'est notamment le cas des récepteurs avec raideurs magnétiques et ceux à aimant rotatif continu. Cependant, ces dispositifs présentent des inconvénients :

- Les récepteurs avec raideurs magnétiques ont une densité de puissance faible et sont sujets à de fortes non-linéarités impactant leur comportement. Ils sont donc le plus souvent étudiés à de petites amplitudes de mouvement.
- Les récepteurs utilisant un aimant en rotation continue offrent de hautes densités de puissance de sortie à des vitesses élevées mais sont limités au fonctionnement à des champs magnétiques élevés.

Dans ce chapitre, nous étudierons la faisabilité de la réalisation d'un système rotatif permettant d'exploiter les deux modes de fonctionnement : le mode rotatif continu et le mode périodique. Ce récepteur, que nous appellerons récepteur dual mode, a pour objectif d'être capable d'exploiter les faibles champs magnétiques, impossibles à exploiter avec des systèmes exclusivement rotatifs continus, tout en évitant les problèmes d'amplitude trop élevées dus aux champs magnétiques forts. Ceci permet d'obtenir une grande robustesse de fonctionnement du système face aux variations du champ magnétique excitateur.

4.2. Réalisation de dispositif

4.2.1. Récepteur dual mode avec raideur sinusoïdale

Le prototype utilisé est issu d'un interrupteur sans fil et sans batterie modifié, réalisé par le CEA Leti et initialement commercialisé par le spécialiste des solutions électriques Legrand (Boisseau et collab. [120]) (Figure 77).

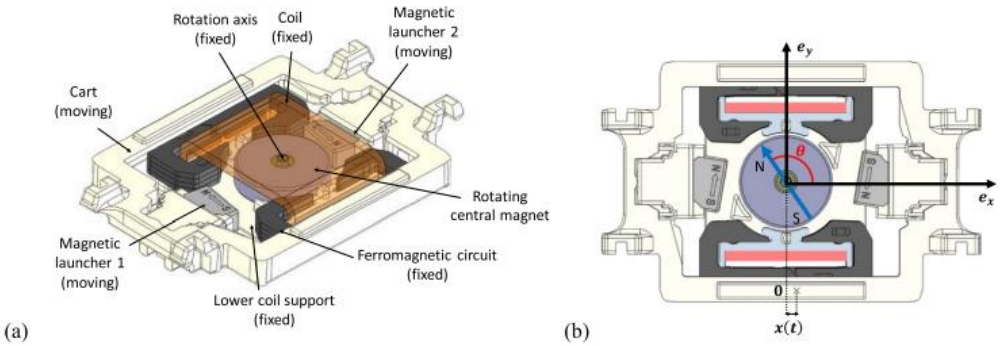


Figure 77 : Schémas du récupérateur d'énergie mécanique intégré à l'interrupteur sans fils et sans batterie Legrand, extrait de (Boisseau et collab. [120]).

Afin de convenir à nos besoins, seuls l'aimant tournant librement autour de son axe, la bobine réceptrice, les supports de la bobine et de l'aimant ont été conservés. Le dispositif final est présenté en Figure 78.

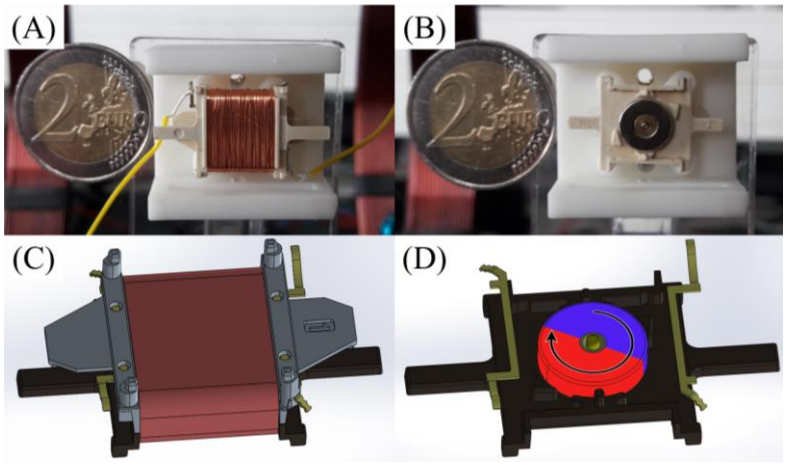


Figure 78 : Récepteur électrodynamique détourné issue d'un interrupteur sans fils et sans batterie avec (A et C) et sans (B et D) la bobine réceptrice.

Une paire de bobines de Helmholtz est ajoutée au dispositif, jouant le rôle de raideur magnétique réglable, nécessaire au système rotatif périodique. Le schéma du système est illustré dans la Figure 79. Les bobines émulant la raideur magnétique (en rouge) sont parcourues par un courant continu dont l'intensité est proportionnelle à la raideur désirée. Les bobines émettrices (en vert) jouent le rôle de l'émetteur de champ magnétique variable. Cette méthode permet d'émuler une raideur sans ajouter de pertes mécaniques, avec une intensité de champ ajustable lors des essais. Du fait de la forme de l'interaction entre le champ issu de la raideur et l'aimant permanent, la raideur simulée est non linéaire, ce qui nécessite un ajustement du modèle présenté dans le Chapitre 2.

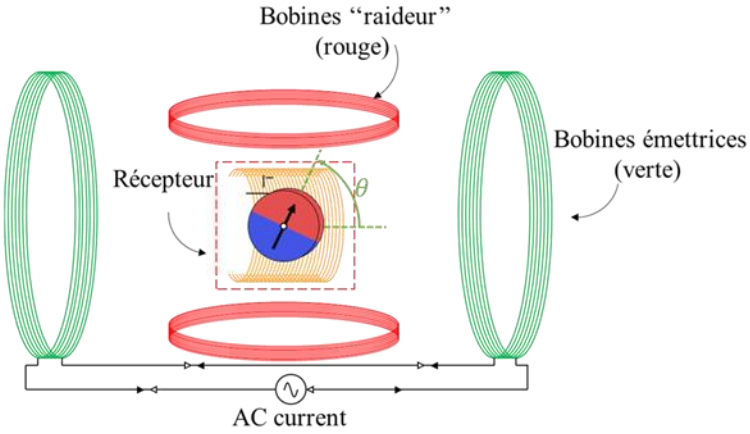


Figure 79 : Représentation du système permettant d’émuler un système rotatif continu et un système rotatif périodique. La paire de bobine émettant un champ magnétique continu permet de créer une raideur magnétique.

4.2.2. Reprise du modèle et identification des paramètres

Le modèle présenté prend en compte les deux particularités de notre système : sa raideur est non-linéaire et le champ d’excitation est uniaxial. Le couple équation (93) décrit la dynamique mécanique et électrique du récepteur rotatif :

$$\begin{cases} \tau = J\ddot{\theta} + \mathcal{K}\theta + \mathcal{D}\dot{\theta} + \mathcal{B}\, i_{ED} \\ \mathcal{B}\,\dot{\theta} = i_{ED}R_{l,ED} + i_{ED}R_c \end{cases} \quad (93)$$

Le prototype de récepteur que nous utilisons est placé au centre d’une paire de bobines de Helmholtz. Le champ émis au centre des bobines est donc uniaxial. Le couple perçu par l’aimant prend donc la forme suivante, où θ est l’angle formé entre le moment magnétique de l’aimant et le champ magnétique :

$$\tau = \tau_0 \ \sin(\theta)\sin(\omega t) \quad (94)$$

Contrairement à une raideur linéaire, la raideur magnétique $\mathcal{K}$ dépend de l’angle θ entre l’aimant et ce champ, ainsi que de l’intensité du champ B_R produit par les bobines créant la raideur magnétique :

$$\mathcal{K} = \frac{V_m\, B_r\, B_R \cos(\theta)}{\theta \mu_0} \quad (95)$$

A faible amplitude de mouvement, une pulsation de résonance ω_r peut être définie :

$$\omega_R = \sqrt{\frac{\mathcal{K}}{J}} \quad (96)$$

Du fait de la forme particulière du couple d’excitation, une seconde pulsation ω_B peut être définie. Cette pulsation peut être interprétée comme une pulsation propre du système, survenant lorsque le couple de raideur est à son maximum, c’est-à-dire lorsque le champ magnétique d’excitation est maximal $(\sin(\omega t) = 1)$ et que le moment magnétique m est orthogonal au champ d’excitation $(\sin(\theta) = 1)$.

$$\omega_B = \sqrt{\frac{\tau_0}{J}} \quad (97)$$

Enfin, d’un point de vue mécanique, un transducteur électrodynamique, dont l'inductance est négligée et auquel on associe une charge purement résistive, peut être considéré comme un amortissement mécanique pur. Le coefficient d’amortissement total, combinant l'amortissement électrique et mécanique, peut être défini par :

$$D_{eq} = \mathcal{D} + \frac{\mathcal{B}^2}{(R_l + R_c)} \tag{98}$$

L'équation définissant la dynamique du système peut donc être réécrite de la manière suivante :

$$\ddot{\theta} = \omega_B^2 \sin(\theta)\sin(\omega t) - \omega_R^2 \theta - \frac{D_{eq}}{J}\dot{\theta} \tag{99}$$

Pour exploiter le modèle, les paramètres mécaniques et électriques du prototype doivent être déterminés. L'inertie en rotation J, ainsi que le moment magnétique de l'aimant m, sont obtenus à partir des dimensions de l'aimant et des caractéristiques du matériau utilisé (néodyme-fer-bore N48). Les paramètres électromécaniques et électriques sont obtenus à partir de mesures électriques : la résistance de la bobine réceptrice R_c est mesurée à l'ohmmètre, et le coefficient de transduction électromécanique $\mathcal{B}$ est obtenu à partir de la tension générée en sortie du récepteur en circuit ouvert, à une vitesse de rotation fixée, grâce à l'équation (100).

$$\mathcal{B} = \frac{u}{\dot{\theta}} \tag{100}$$

Enfin, les pertes mécaniques sont mesurées par le moyen d'un essai « *Let it Roll* » (Mungan et collab. [121]) : la décroissance de vitesse de rotation de l'aimant, sans raideur, sans excitation et sans impact du transducteur électromagnétique (en circuit ouvert) permet d'extraire les pertes mécaniques via l'équation (101) :

$$\mathcal{D}(\theta) = -J\frac{\ddot{\theta}}{\dot{\theta}} \tag{101}$$

Lors des mesures du coefficient de pertes mécaniques $\mathcal{D}$, des effets non linéaires et non répétables sont observés pour des vitesses de rotation inférieures à 50 tr/s, empêchant ainsi un ajustement satisfaisant de la courbe. De plus, un effet de « broutage » mécanique dû à la présence d'un jeu au niveau du palier lisse guidant l'aimant peut se manifester à des vitesses de rotation élevées. Cet effet est peu présent lors des essais *Let It Roll* (Figure 80), mais est important et audible lors de mesures aux vitesses de rotation supérieures à 600 tr/s.

Malgré ces deux phénomènes, le modèle comprenant un couple de frottement proportionnel à la vitesse de rotation est valide pour des vitesses de rotation comprise entre de 50 à 600 $\mathrm{tr/s}$.

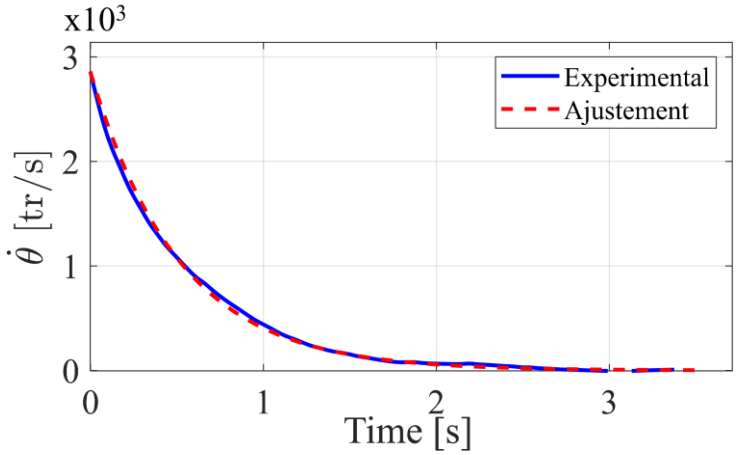


Figure 80 : Mesure de la vitesse de rotation de l'aimant en fonction du temps lors d'un essai « Let It Roll » permettant de déterminer l'amortissement mécanique du récepteur.

Pour la suite du chapitre, les paramètres retenus sont donnés dans le Tableau 8.

Tableau 8 : Paramètres mécaniques, électriques et électromécaniques mesurés du prototype.

Symbole	Description	Valeur	Unité
J	Inertie en rotation	8,1E-9	[kg m^2]
m	Moment magnétique de l'aimant	0,12	[A. m^2]
$\mathcal{D}$	Coefficient d'amortissement	5,2	[nNms]
R_c	Résistance de la bobine réceptrice	114	[Ω]
$\mathcal{B}$	Coefficient de transduction	10,2	[mNm/A]

4.3. Performance des deux modes et validation du modèle

Pour évaluer les performances de ce dispositif, et avant d'étudier les transitions entre le mode résonant et le mode rotatif continu, une première phase est dédiée à l'analyse des performances spécifiques à chacun de ces modes de manière indépendante. Cette évaluation permettra de déterminer l'intérêt potentiel du dispositif, ainsi que ses plages de fonctionnement en fréquence.

4.3.1. Performance du mode rotation continu

Afin de déterminer les performances de ce dispositif dans son mode rotation continue (RRC), ce dernier a été caractérisé avec un champ de raideur nul. La raideur magnétique introduisant une variation de l'énergie mécanique sur un cycle, cette raideur a donc *a priori* tendance à déstabiliser le système sur son orbite haute, et donc à diminuer la plage de fonctionnement en mode rotatif continu. L'énergie mécanique du système à des fréquences élevées étant essentiellement cinétique, l'impact du travail de la force de raideur à fréquence élevée peut être négligé à haute fréquence. L'impact de la raideur en mode rotation continue n'a pas été évaluée. Les performances indiquées dans cette section peuvent donc être considérées comme une borne supérieure des performances du système doté de raideur en mode rotatif continu.

La méthode utilisée consiste à augmenter progressivement la fréquence du champ excitateur à partir de 10 Hz jusqu'au décrochage de l'aimant récepteur. La puissance électrique ainsi que la fréquence associée sont relevées juste avant le décrochage de l'aimant. Cette caractérisation est réalisée pour différentes charges résistives allant de 100 Ω à 100 kΩ, ainsi qu'avec différentes valeurs du champ excitateur allant de 0,4 à 1,8 mT, afin d'évaluer les performances du récepteur en mode rotatif en fonction de l'amplitude du champ magnétique et de la fréquence. Les résultats sont présentés Figure 81. Le même processus réalisé en simulation sous Matlab Simulink à partir des paramètres déterminés dans la section précédente.

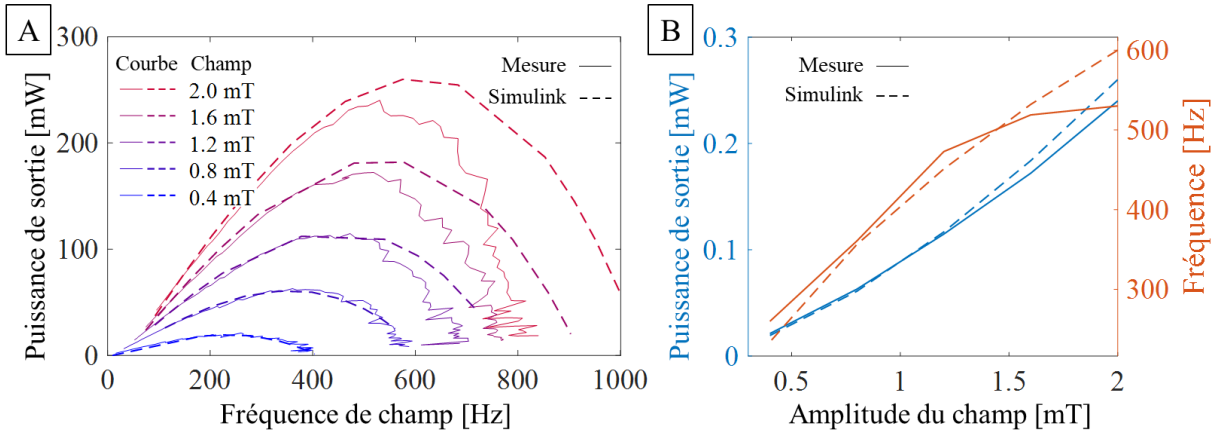


Figure 81 : Puissance du mode rotation continue en fonction de la fréquence pour différentes amplitudes de champ excitateur.

Aux faibles vitesses de rotation (10 Hz-500 Hz), les performances mesurées sont en accord avec celles obtenues par simulation. Les résultats expérimentaux et simulés indiquent qu'à des champs élevés, le système rotatif génère un niveau de puissance important (< 100 mW à 1,2 mT). Cependant, en raison du phénomène de broutage mécanique précédemment décrit, provoquant des vibrations à partir de 600 Hz, l'aimant se désynchronise plus tôt que prévu par le modèle. Cela entraîne une diminution des performances globales du système pour des champs supérieurs à 1,6 mT, et limite son fonctionnement à des fréquences inférieures à 800 Hz.
Enfin, la limite de champ minimal pour le fonctionnement est proche de 0,3 mT. En dessous de cette limite, le couple d'excitation est insuffisant pour initier de manière systématique la rotation de l'aimant.

4.3.2. Puissance de sortie après décrochage : mode résonant

Lorsque l'aimant perd son synchronisme avec le champ excitateur, ce qui peut arriver dans le cas d'une baisse d'amplitude de champ, ou d'une perturbation mécanique, il n'est plus en mesure de faire des tours complets. Dans ce cas, la réponse du système dépend alors de la présence ou de l'absence d'une raideur due au champ magnétique.

Cas d'un champ de raideur B_R nul
Dans le cas d'un champ de raideur B_R nul, le système atteint un équilibre dynamique : l'aimant se stabilise en s'alignant avec la direction du champ magnétique B ($\theta = 0$ ou $\theta = \pi$). Cet effet s'explique par le fait que le couple généré par le champ magnétique est plus fort lorsque le moment magnétique de l'aimant s'écarte de l'axe du champ magnétique. Ce phénomène est similaire à la stabilité dynamique observée sur les pendules inversés : sous certaines conditions, un pendule peut s'orienter et se stabiliser préférentiellement dans le sens de l'excitation plutôt que dans le sens de la raideur lorsqu'il est soumis à une excitation d'amplitude supérieure à celle de la force de rappel associée et à une fréquence supérieure à sa pulsation propre (Article de presse [122]) (Figure 82).



Figure 82 : Démonstration de l'équilibre dynamique d'un pendule inversé : le pendule s'oriente dans la direction de l'excitation (Article de presse [122]).

Cas d'un champ de raideur B_R non nul
Lorsqu'une raideur est ajoutée, le système oscille à la fréquence du champ excitateur. Une puissance peut donc être extraite, et le comportement décrit au Chapitre 2 est observé. Dans notre système, la puissance de sortie peut être déterminée par résolution numérique à partir de l'équation différentielle décrivant le comportement dynamique mécanique (99) (méthode Dormand–Prince, ODE45 – Matlab).

Cette simulation numérique est réalisée pour différentes fréquences d'excitations, et pour trois amplitudes d'excitation et trois raideurs (Figure 83).
La puissance extraite est beaucoup plus faible en mode périodique qu'en mode rotation continu : 50 mW en mode rotation continue, contre 0,15 mW en mode périodique pour $B_0 = 0{,}8$ mT. Dans notre cas, et pour les valeurs de champ testées, on observe une augmentation de la fréquence de resonance avec B_R, ce qui est attendu. De plus, la puissance de sortie est presque indépendante de l'amplitude du champ d'excitation B_0. Cela s'explique par le fait que l'amplitude de rotation de l'aimant atteint son maximum dès une amplitude de champ d'excitation $B_0 = 0{,}05$ mT. Au-delà, la non-linéarité de la raideur limite l'amplitude du mouvement de l'aimant à environ 0,4 rad au maximum.

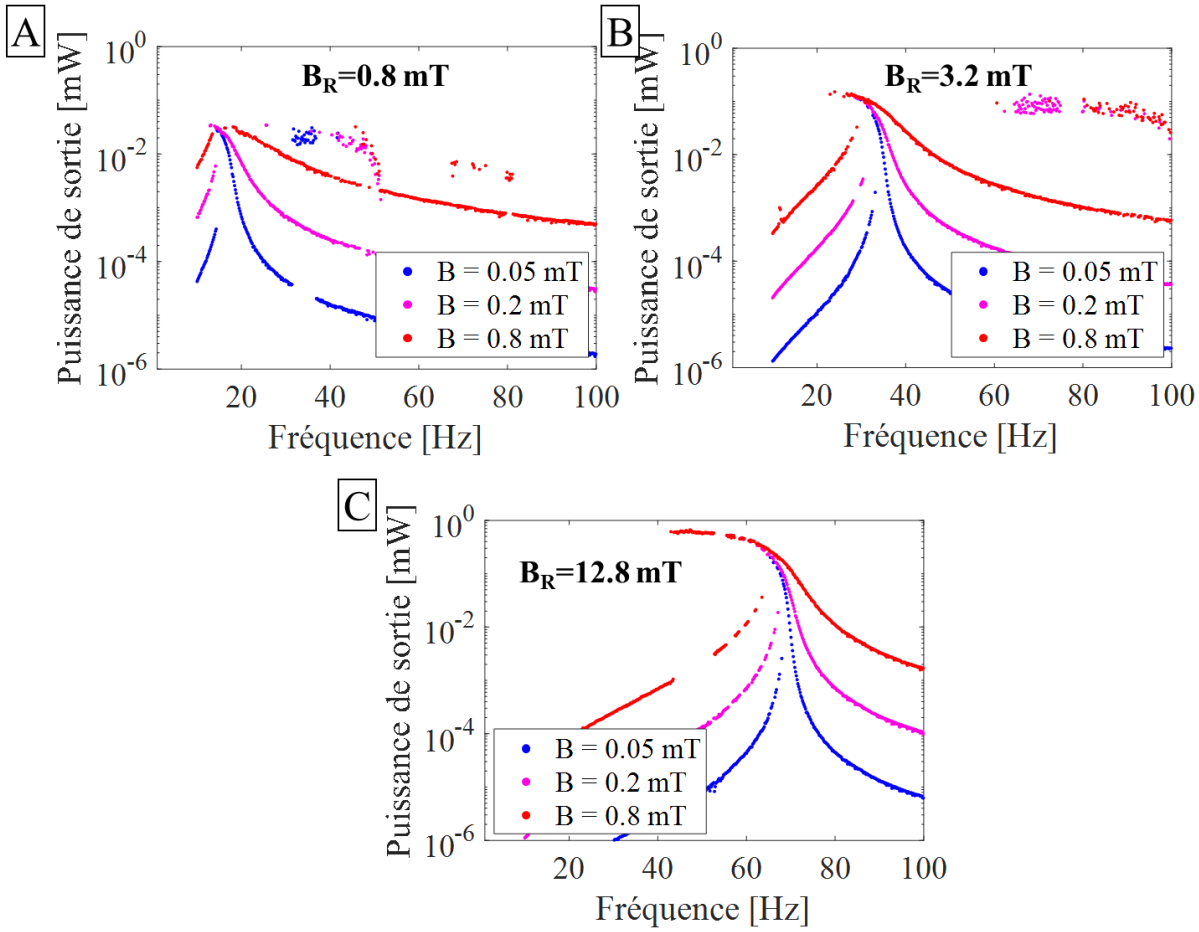


Figure 83 : Simulation de la puissance de sortie du système en mode rotation périodique dans le cas d'un champ d'excitation de 0,05 mT, 0,2 mT et 0,8 mT, et d'un champ de raideur de 0,8 mT, 3,2 mT et 12,8 mT.

4.4. Comportement du système dual

Dans la section précédente, l'ajout d'une raideur a permis de générer une puissance de sortie sans rotation complète de l'aimant. Néanmoins, cette puissance de sortie est faible devant la puissance générée en mode rotation continue. Afin de privilégier le mode rotation continue et donc de maximiser la puissance de sortie, nous étudions dans cette partie comment, en profitant de la résonance et des larges amplitudes de rotations, le passage d'un mode rotation périodique à un mode rotation continue est possible.

4.4.1. Mise en évidence de la coexistence d'orbites

Les deux modes de fonctionnement décrits précédemment correspondent à deux orbites, c'est-à-dire à des trajectoires périodiques dans l'espace des phases ($\theta, \dot{\theta}$) vers lesquelles le système tend à se stabiliser. Ces orbites stables peuvent être mises en évidence par simulation en traçant la puissance de sortie électrique en régime permanent en fonction de la fréquence d'excitation du système. Étant donné que le couplage électrique et la charge électrique sont considérés comme fixes et sont liés à la quantité d'énergie mécanique extraite sous forme électrique à chaque cycle, la puissance électrique en sortie est une image de l'énergie stockée dans le système. Ainsi, une orbite permettant d'obtenir une puissance de sortie élevée sera associée à un système ayant accumulé une grande quantité d'énergie mécanique.

La Figure 84 présente la puissance de sortie théorique du prototype pour une excitation $B = 1{,}2$ mT dans les cas avec et sans raideur en fonction de la pulsation du champ d'excitation normalisé ω/ω_B. La figure (A) présente le cas sans raideur, et les figure (B) et (C) présente les cas de raideurs issues de champs B_R respectivement de 3,6 mT et 12,8 mT. Ces figures ont été obtenues à partir de simulations numériques temporelles réalisées sur Matlab Simulink, en faisant varier les conditions initiales (angle θ, et vitesse de rotation $\dot{\theta}$) ainsi que la pulsation d'excitation.

Les trois figures ci-dessous (A, B et C) peuvent être décomposés en 3 zones suivant la pulsation d'excitation :

- fréquence faible : $\omega < \omega_B$.
- fréquence de travail : $\omega_B < \omega < \omega_{lim}$,
- fréquence élevée : $\omega > \omega_{lim}$.

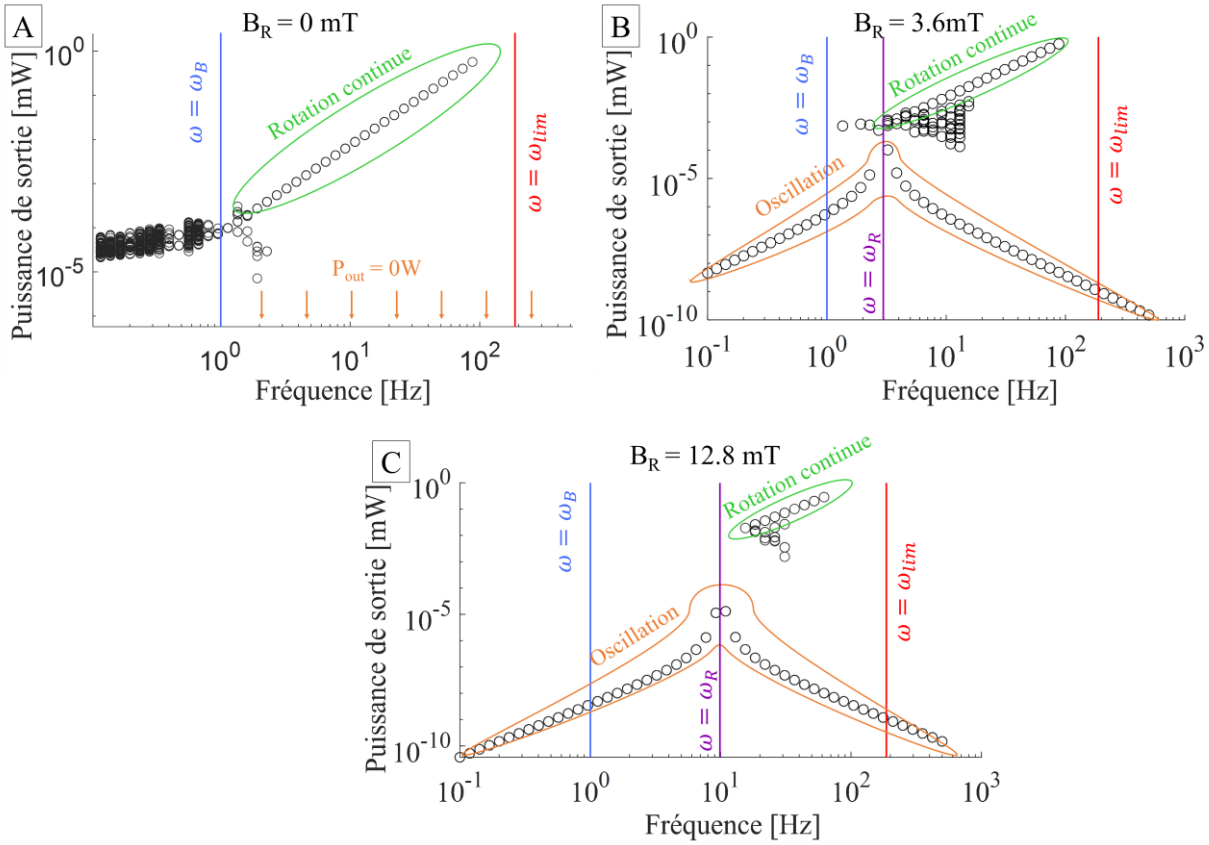


Figure 84 : Puissance en fonction de la fréquence d'émission normalisée par ω_B pour un champ d'excitation $B_0 = 1,2$ mT sans champ raideur (A), et avec un champ raideur $B_R = 3,6$ mT (B), et avec un champ raideur $B_r = 12,8$ mT.

Cas $\omega < \omega_B$

Les simulations montrent que, lorsque la pulsation d'excitation ω est inférieure à la pulsation ω_B définie dans l'équation (97) et si aucune raideur n'est appliquée, le système a une dynamique complexe[6]. Le niveau de puissance associé est faible et la puissance de sortie semble ne pas se stabiliser dans le temps.

Dans le cas où une raideur est appliquée, le système possède une orbite stable, mais la puissance de sortie est très faible. Cette gamme de fréquence ne correspondant pas à la plage de fonctionnement du système, le comportement du système pour $\omega < \omega_B$ n'est pas étudié.

Cas $\omega_B < \omega < \omega_{lim}$

Lorsque la fréquence est comprise entre ω_B et ω_{lim} (pulsation limite définie par l'équation (77)) les simulations réalisées en Figure 84 semblent montrer qu'une orbite stable correspondant au mode de rotation continue est accessible :

- Dès $\omega = \omega_B$ si la raideur est nulle,
- À partir de $\omega = \omega_R$ si une raideur est appliquée.

Cette orbite devient de moins en moins stable à mesure que la fréquence augmente, jusqu'à disparaitre pour des fréquences d'excitations supérieures à $\omega = \omega_{lim}$. Le comportement du système en dehors du mode rotation continue dépendra de la présence ou non d'une raideur :

- Dans le cas d'une raideur nulle, la seconde stabilité sur cette plage de fréquence, correspond aux solutions constante $\theta \equiv \pi$, et donne des puissances nulles (non visible sur la Figure 84A).
- Pour une raideur non nulle, une seconde orbite est présente sur la plage $\omega \in [\omega_B, \omega_{lim}]$, correspondant aux cas où le système oscille autour d'une position (Figure 84B et 84C). Cette orbite offre des puissances de sortie non nulles mais faibles.

Cas $\omega > \omega_{lim}$

Lorsque la pulsation d'excitation ω est supérieure à la pulsation limite $\omega_{lim} = \sqrt{\tau_0/D_{eq}}$, les efforts de frottement visqueux sont trop importants pour permettre à l'aimant de tourner de manière continue sur lui-même. L'orbite dans l'espace des phases $(\theta, \dot{\theta})$ correspondant au mode de rotation continue disparait au profit d'une orbite de plus faible énergie. Cette gamme de fréquence ne correspondant pas à la plage de fonctionnement du système, le comportement du système pour $\omega > \omega_{lim}$ n'est pas étudié.

La présence du mode rotation continue semble donc être conditionnée par plusieurs critères :

- Le champ excitateur B doit être suffisamment important pour contrer les efforts liés aux amortissements $\mathcal{D}$ et $\mathcal{D}_e$, tel que $\omega < \omega_{lim}$.
- La pulsation liée à la raideur ω_R ne doit pas être plus élevée que la pulsation limite ω_{lim}.

4.4.2. Condition de passage : énergie

Dans le mode rotation continue et rotation périodique, le niveau d'énergie mécanique stockée dans le système n'est pas identique. Afin de passer du mode périodique au mode rotation continue, il est donc nécessaire d'apporter suffisamment d'énergie à l'aimant. Cette quantité d'énergie apportée doit

[6] Régime apériodique, régime mettant longtemps à atteindre le régime permanent, ou régime chaotique (l'exposant de Liapounovn n'a pas été déterminé).

permettre d'atteindre le seuil minimal d'énergie total de l'aimant en mode rotation continue. On note l'énergie totale en mode rotation continue $E_{T,\pi}$.

L'énergie cinétique moyenne dans le cas de la rotation continue $\langle E_{c,\pi}\rangle$ sur un cycle s'exprime en fonction de la vitesse moyenne sur un tour $\langle\dot{\theta}\rangle = \omega$:

$$\langle E_{c,\pi}\rangle = \frac{1}{2}J\langle\dot{\theta}^2\rangle \approx \frac{1}{2}J\omega^2 \tag{102}$$

La vitesse de rotation de l'aimant n'est pas constante en mode RRC. La raideur appliquée par le biais du champ B_R exerce un couple périodique dépendant de l'angle θ. Le travail de cette force dépend de l'expression de la force de raideur magnétique $\mathcal{K}\theta$ définie dans l'équation (95) :

$$\Delta E_{p,\pi} = \int_{\theta=0}^{\pi} \mathcal{K}\theta d\theta = \int_{\theta=-\pi/2}^{\pi/2} \frac{V_m\, B_r\, B_R \cos(\theta)}{\mu_0} d\theta = \frac{2V_m B_r B_R}{\mu_0} \tag{103}$$

En faisant l'hypothèse que l'énergie totale est constante, ce qui peut être vrai dans le cas de haute vitesse de rotation, l'énergie totale à atteindre $E_{T,\pi}$ pour pouvoir accéder à l'orbite correspondant à la rotation continue peut-être exprimée en fonction de $\langle E_{c,\pi}\rangle$ et $\Delta E_{p,\pi}$ (Figure 85)

$$E_{t,\pi} = \langle E_{c,\pi}\rangle + \Delta E_{p,\pi}/2 \tag{104}$$

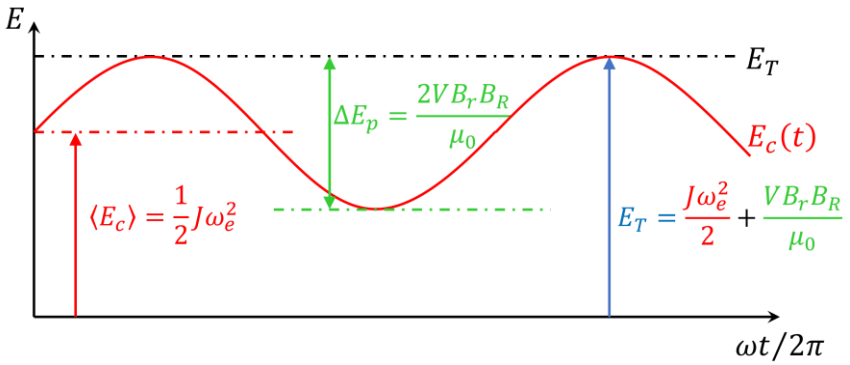


Figure 85 : Energie mécanique cinétique E_c et totale E_T en fonction du temps. La variation d'énergie potentiel ΔE_p sur un cycle correspond à la variation d'énergie cinétique sur un cycle.

Dans le cas périodique RCP, de l'énergie est également stockée sous forme mécanique. On note l'énergie totale dans le cas périodique $E_{T,o}$.

- Dans le cas de petites oscillations, cette énergie est très faible devant l'énergie totale à atteindre dans le mode rotation continue $E_{T,\pi}$. Il sera donc nécessaire d'injecter environ $E_{T,\pi} = \langle E_{c,\pi}\rangle + \Delta E_{p,\pi}/2$ afin d'atteindre le mode rotation continue.
- Dans le cas de fortes oscillations, il est nécessaire de calculer l'amplitude d'oscillation et donc de résoudre de manière analytique l'équation différentielle décrivant la dynamique du système (101) afin de déterminer $E_{T,o}$. Cependant, en faisant l'approximation que l'énergie totale est constante sur un cycle, $E_{T,o}$ peut être obtenue à partir de l'énergie potentielle maximale sur le cycle (Figure 86) :

$$\max(\Delta E_{p,o}) = \int_{\theta=0}^{\pi} \frac{V_m\, B_r\, B_R \sin(\theta)}{\mu_0} d\theta = \frac{2V_m B_r B_R}{\mu_0} \tag{105}$$

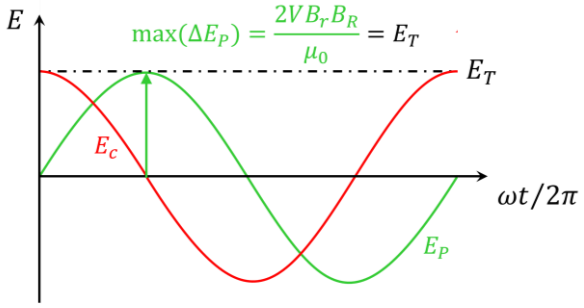


Figure 86 : Représentation des énergies cinétique, potentielle et totale dans le cas périodique sous l'hypothèse que l'énergie totale est constante.

4.4.3. Transition entre mode rotation périodique et mode rotation continue

Dans la partie précédente, on a vu qu'il était nécessaire d'apporter une certaine quantité d'énergie mécanique au système afin de passer d'un mode rotation périodique à un mode rotation continue. Dans cette partie, nous allons voir différentes méthodes qui pourraient être mises en place et permettraient d'accéder au mode rotation continue à partir de l'orbite basse.

Le système est initialement sur l'orbite correspondant à un mouvement d'oscillation, et la pulsation est comprise dans l'intervalle $\omega \in [\omega_B, \omega_{lim}]$ où coexiste le mode rotation continue et rotation périodique. Nous cherchons ici à déterminer les stratégies permettant de passer du mode où l'aimant oscille au mode où le système tourne de manière continue.

4.4.3.1. Passage par $\omega = \omega_B$

Une première méthode de transition consiste à procéder de la même manière que détaillée dans le Chapitre 2 : par augmentation progressive de la fréquence. Lorsque l'aimant est excité à une pulsation où les deux modes de fonctionnement coexistent, il est possible dans certains cas de passer d'un mode à l'autre en utilisant un passage à faible fréquence où l'énergie totale E_T est basse, puis d'accélérer progressivement la vitesse de rotation de l'aimant.

La Figure 16 illustre cette méthode de passage pour trois raideurs différentes, le cas d'une raideur nulle (A), le cas d'une raideur limite telle que $\omega_R = \omega_B$ (B), et le cas d'une raideur telle que $\omega_R \in [\omega_B, \omega_{lim}]$ (C).

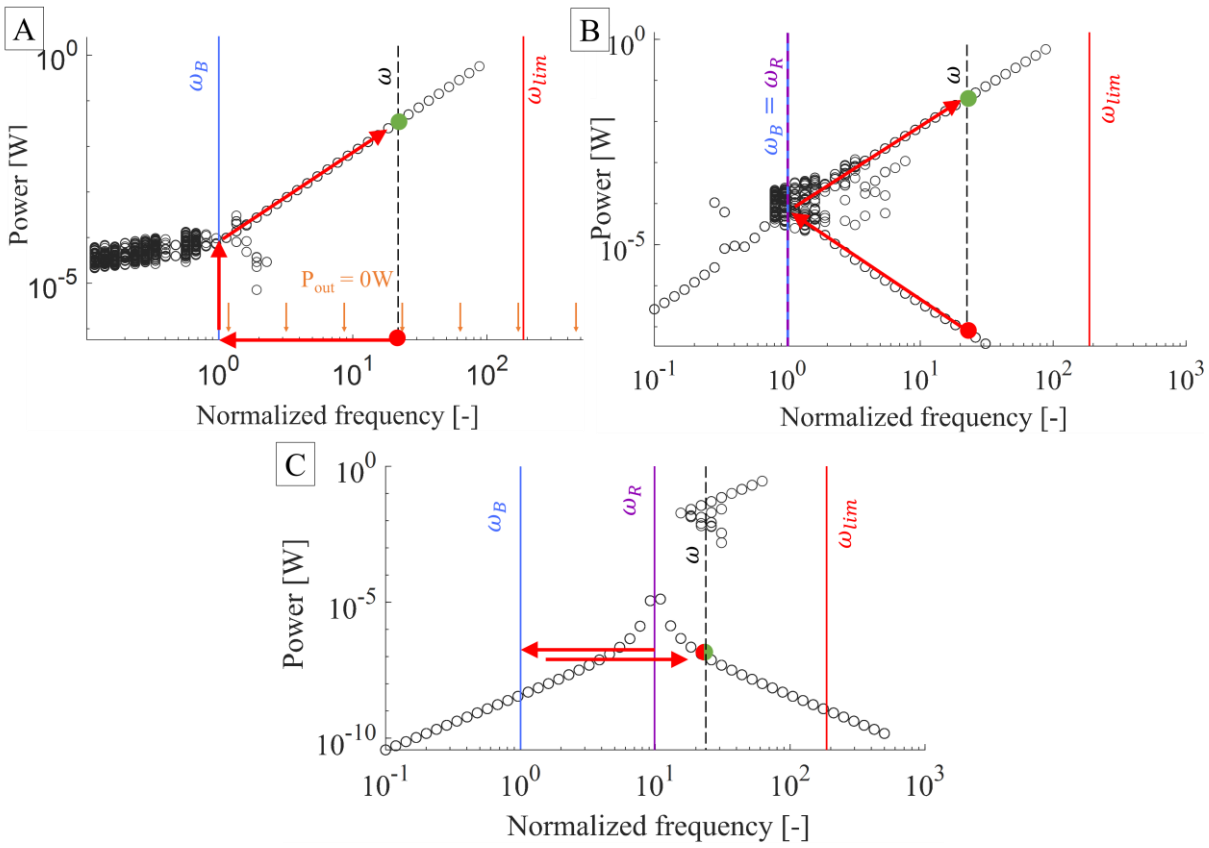


Figure 87 : Méthode du passage par des basses fréquences pour les cas sans raideur (A), pour une raideur $\omega_R = \omega_B$ (B) et pour une raideur $\omega_R = 100\ \omega_B$ (C). La vitesse de rotation de l'aimant permettant le début de la transition est $\omega = \omega_B$. Cette méthode ne fonctionne pas si $\omega_R > \omega_B$.

La puissance électrique en sortie étant une image de l'énergie stockée dans le système, plus la puissance de sortie des deux modes est proche, moins il faut d'apport d'énergie externe pour passer du mode de basse énergie au mode de haute énergie.

Dans le cas d'une raideur nulle (Figure 87A), deux orbites stables coexistent dans la plage de fréquence $\omega \in [\omega_B,\ \omega_{lim}]$ (solution rotation continue et solution puissance nulle), tandis qu'une seule zone à dynamique complexe existe pour des fréquence $\omega < \omega_B$.
En abaissant la fréquence l'excitation à $\omega < \omega_B$, le système se retrouvera sur la seule orbite accessible de plus haute énergie. Cette orbite ayant un niveau de puissance de sortie proche de l'orbite du mode rotation continue à basse fréquence, une augmentation de la fréquence d'excitation peut permettre à l'aimant de passer dans son mode de rotation continue. Cette méthode fonctionne aussi pour le cas limite où $\omega_B = \omega_r$ (cas Figure 87 B) : une seule orbite existe à $\omega = \omega_B$, et permet d'accéder au mode rotation continue.
Une simulation temporelle (Figure 88) réalisée sous Matlab Simulink présente un exemple de transition par variation de la fréquence d'excitation, avec une raideur fixée tel que $\omega_R = \omega_B$. Initialement fixée à $\omega = 6\omega_B$, la pulsation d'excitation est progressivement abaissée à la pulsation $\omega = \omega_B$, faisant entrer le système dans son comportement dynamique. Puis, dans un second temps, la fréquence d'excitation ω est réaugmentée. A la fin de ce cycle, le système est bien dans son état de rotation continue.

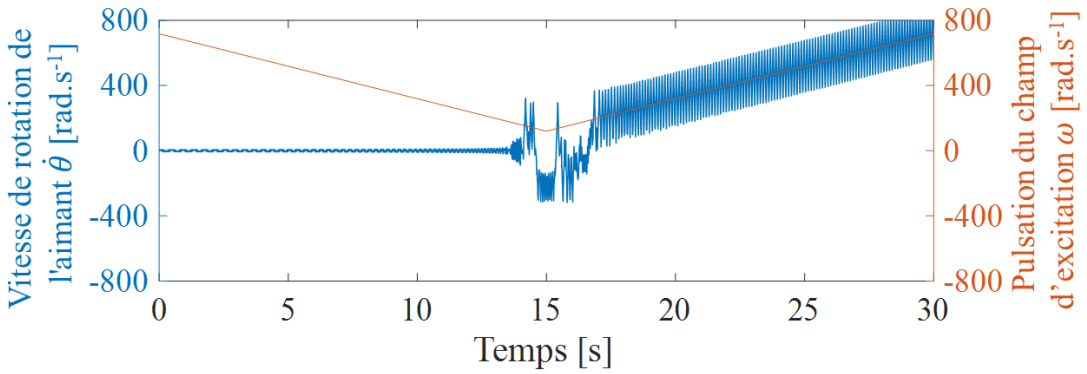


Figure 88 : Simulation d'une transition par variation de la pulsation d'excitation ω, pour $\omega_R = \omega_B$, réalisé à l'aide de Matlab Simulink. Pour cette simulation, $\omega_B = 120\ rad.s^{-1}$.

Dans le cas de raideur plus élevées (cas où $\omega > \omega_B$), la Figure 87C montre que la zone à dynamique complexe permettant de passer en mode rotation continue à basse fréquence n'est plus disponible. Une montée progressive de la fréquence d'excitation à partir de la fréquence $\omega = \omega_B$ ne permet donc plus de passer en mode rotation continue. La Figure 89 présente une simulation temporelle de ce cas de figure : cette fois, la raideur est choisie tel que $\omega_R = 3\ \omega_B$. La pulsation d'excitation est initialement fixée à $\omega = 6\omega_B$, puis est progressivement abaissée à la pulsation $\omega = \omega_B$, avant d'être réaugmentée à $\omega = 6\omega_B$. Lors de cette simulation, la vitesse de rotation de l'aimant ne montre pas de passage pour lequel le système peut profiter de la zone à dynamique complexe pour passer en mode rotation continue.

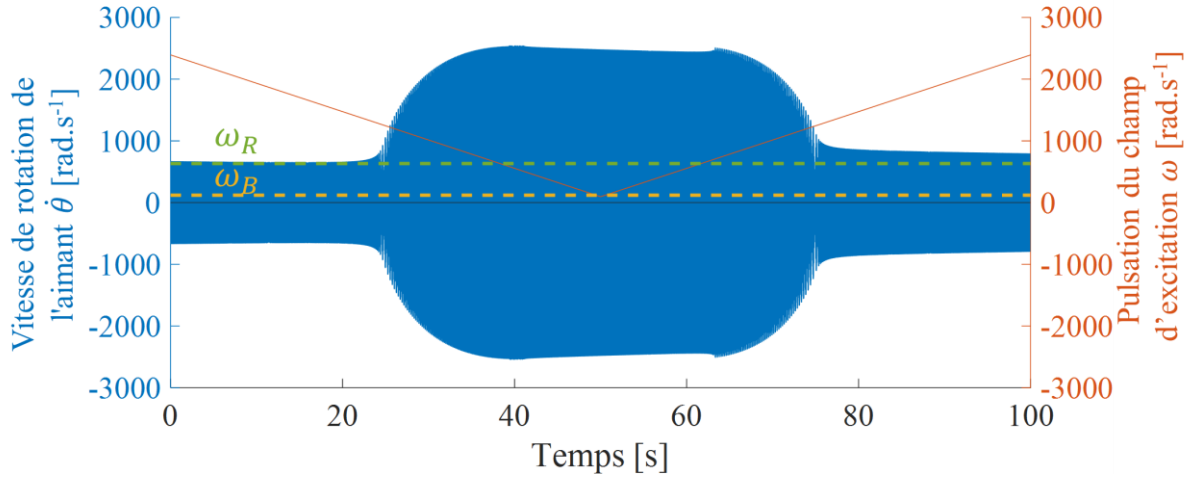


Figure 89 : Simulation d'une transition par variation de la pulsation d'excitation ω, pour $\omega_R = 6\ \omega_B$, réalisé à l'aide de Matlab Simulink. Pour cette simulation, $\omega_B = 120\ rad.s^{-1}$.

4.4.3.2. Passage par augmentation de l'excitation τ

Une seconde méthode permettant de passer du mode rotation continue au mode périodique consiste à augmenter la valeur du champ d'excitation de sorte que la pulsation ω_B devienne supérieure à la pulsation de résonance du système (Figure 90).

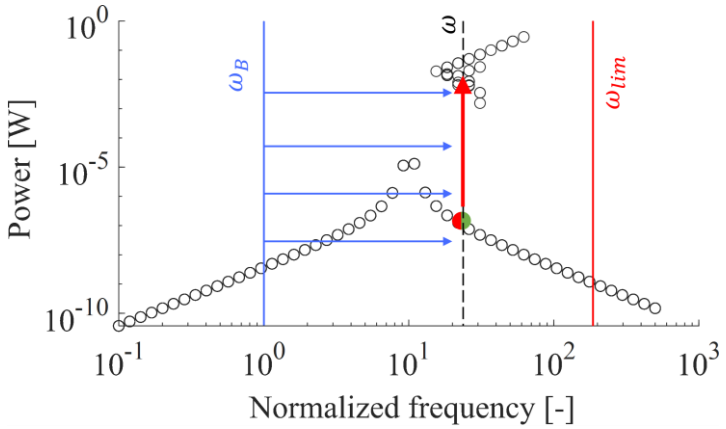


Figure 90 : Illustration d'un passage par augmentation de la valeur du champ. La pulsation liée au champ doit devenir plus importante que la pulsation de travail pour permettre la transition du mode rotation continue à rotation périodique.

Dans le cas où le système est existé à une pulsation $\omega > \omega_r$, l'amplitude minimale d'excitation B pour effectuer le saut dépends de la pulsation d'excitation ω :

$$\omega_e = \omega \Rightarrow B = \frac{\omega^2 J}{m} \tag{106}$$

La valeur de champ à émettre dépend du carré de la pulsation d'excitation. Cette méthode est donc très peu viable pour des hautes valeurs d'excitation sans que le champ émis ne doive être très important. Pour effectuer le saut d'orbite dans le cas de l'exemple Figure 90, le champ émis doit être multiplié par 120. De plus, comme décrit précédemment, il est nécessaire que la pulsation liée à la raideur soit plus faible ou égale à la pulsation d'excitation afin que l'orbite du système rotation continue existe.

La Figure 91 présente un exemple de passage par augmentation de la valeur du champ réalisé à partir de Matlab Simulink. Le système est initialement excité à la pulsation $\omega = 1200\ \mathrm{rad.s^{-1}}$ par un champ d'amplitude $1\ \mathrm{mT}$, et permettant d'obtenir $\omega_B = 120\ \mathrm{rad.s^{-1}}$. Une raideur magnétique est aussi appliquée au système, tel que $\omega_R = 2\omega_B$. Enfin, l'amplitude de l'excitation est constante sur toute la simulation, à l'exception d'une période où elle est fortement augmentée, tel que $\omega_{B,Imp} = 10\omega_B$. Cette augmentation brutale est effectuée pendant une très courte durée (un quart de période d'excitation ω, la phase optimale d'émission du pulse n'a pas été déterminé), et permet d'accélérer rapidement l'aimant rotation continue en rotation. Après une période de transition d'une vingtaine de secondes, le système se stabilise ensuite dans le régime de rotation continue.

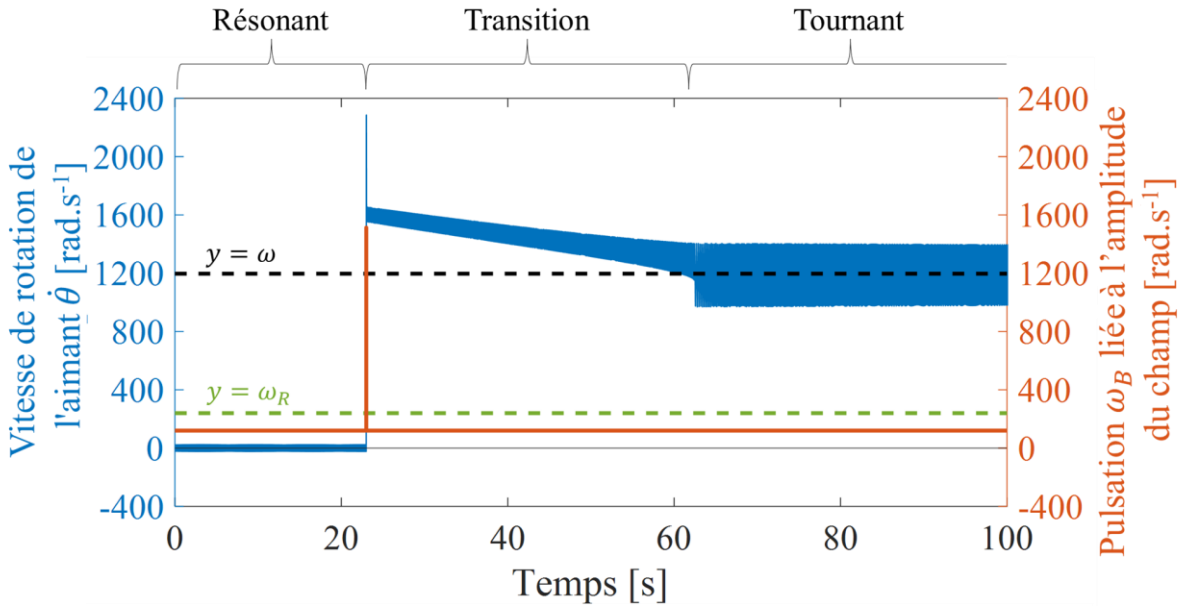


Figure 91 : Simulation d'une transition par augmentation de la valeur du champ, excité initialement par un champ B_0 permettant d'obtenir $\omega_B = 120\ \mathrm{rad.s^{-1}}$. Une raideur est appliquée à l'aimant tel que $\omega_R = 2\omega_B$. L'amplitude du champ d'excitation est augmentée pendant une très courte période permettant à l'aimant de changer de régime de fonctionnement.

4.4.3.3. Passage par utilisation de la résonance ω_r avec apport d'énergie extérieur

Une dernière méthode consiste à augmenter l'énergie contenue dans l'aimant à l'aide de la résonance dans son mode périodique : à la résonance, l'énergie mécanique contenue dans le système est plus importante, réduisant la quantité d'énergie nécessaire pour passer du mode périodique au mode rotation continue (Figure 92).

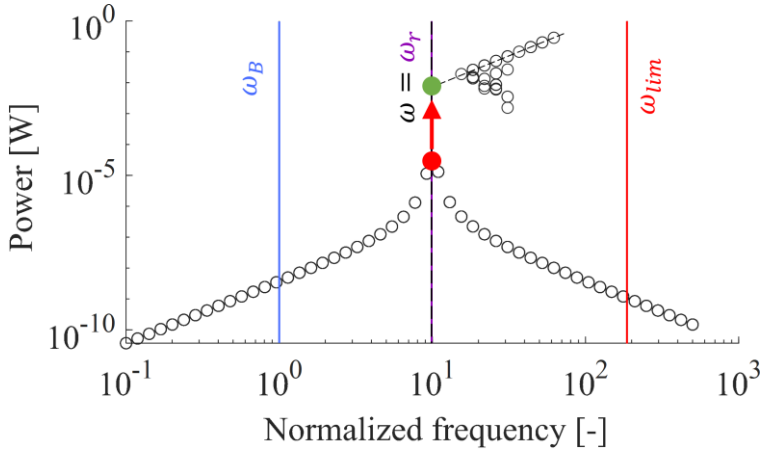


Figure 92 : Illustration d'un passage par utilisation de la résonance ω_r avec apport d'énergie extérieur.

Cet apport peut être donné au système à l'aide du transducteur électrodynamique en stockant une partie de l'énergie convertie par le transducteur, puis en la réinjectant au bon moment. Des stratégies similaires ont été mises en place dans le cadre des systèmes bistables piézoélectriques, afin de faire passer les systèmes d'une orbite de basse énergie à une orbite de haute énergie (Erturk et collab. [123], Saint-Martin et collab. [124]).

4.5. Conclusion et intérêt du système dual mode rotation continue-rotation périodique

Dans ce chapitre, nous avons cherché à étudier un récepteur électrodynamique sans composant déformable sujet à la fatigue mécanique et sans limitations d'amplitude de champ maximal, l'objectif étant de concevoir un système bénéficiant d'une grande robustesse de fonctionnement et de le rendre réceptif à une large gamme de champs magnétiques.

Pour se faire, après avoir présenté l'état de l'art des systèmes sans pièce déformable, incluant les récepteurs à raideur magnétique et les récepteurs à aimants rotatifs continus, nous avons proposé un système dual mode. Des simulations numériques de ce système, équipé d'une raideur magnétique, ont montré que celui-ci était bien capable de fonctionner à la fois en mode périodique et continue.

Une étude des performances dans les deux modes de fonctionnement (rotation continue et périodique) a été réalisée à partir de paramètres issus de mesures et en utilisant le modèle développé dans le Chapitre 2. Cette étude a montré qu'il était plus avantageux en termes de puissance de sortie de fonctionner dans un régime de rotation continue lorsque cela est possible, bien que ce mode ne soit accessible que dans certaines plages de fréquence.

La coexistence des deux modes sur certaines plages a conduit à étudier les conditions nécessaires permettant de passer d'un mode moins favorable (mode périodique) au mode le plus favorable (mode rotation continue). Des techniques de passage d'un mode à l'autre, notamment par ajustement de la fréquence d'excitation, par augmentation du champ magnétique d'excitation ou par apport d'énergie extérieur, ont été discutées.

Pour les travaux futurs, il serait intéressant de confirmer expérimentalement les résultats obtenus numériquement et basés sur le modèle mis en place durant cette thèse. Notamment, la validation expérimentale des plages fréquentielles de fonctionnement des deux modes pourrait être réalisée.

Les démonstrations de transition d'un mode à l'autre, notamment par variation de l'amplitude du champ d'excitation sur une période ou par variation de la fréquence de travail, pourraient également être mises en place, à la manière des démonstrations de saut d'orbite réalisées sur des systèmes bistables.

Enfin, le système présenté est dérivé d'un interrupteur sans fil et sans batterie commercialisé qui n'a pas été conçu et optimisé pour la TPSF. Il pourrait donc être intéressant de se concentrer sur l'optimisation des paramètres mécaniques dans le but d'améliorer les transitions entre les modes. Notamment, un travail plus approfondi peut être réalisé en étudiant la non-linéarité de la raideur. En effet, dans ce chapitre, nous avons principalement étudié une raideur du type $K\theta = K_0 \cos(\theta)$ mais d'autres formes de non-linéarités pourraient également être explorées pour optimiser les sauts d'orbites du système.

Conclusion

Bilan des travaux de cette thèse

Les travaux présentés dans cette thèse se concentrent sur l'une des techniques de transmission d'énergie sans fil : la transmission de puissance sans fil électrodynamique (TPSF-ED).

La transmission de puissance électrodynamique est une méthode de transfert d'énergie sans fil exploitant un champ magnétique variable. Cette technique repose sur l'utilisation d'un ou plusieurs émetteurs générant un champ magnétique permettant de mettre en mouvement un ou plusieurs aimants permanents situés à distance. Des transducteurs électromécaniques convertissent ensuite l'énergie mécanique en énergie électrique afin d'alimenter divers dispositifs tels que des capteurs, des actionneurs ou d'autres systèmes nécessitant une alimentation sans fil.

Après une brève rétrospective historique de la transmission de puissance sans fil, un état de l'art des techniques actuelles a permis de montrer les avantages de chaque technique, tel que la transmission de puissance inductive et inductive résonante, la transmission de puissance capacitive, la transmission de puissance acoustique, la transmission de puissance par champ électromagnétique en champ lointain et la transmission de puissance électrodynamique.

La transmission sans fil électrodynamique a plusieurs avantages qui ont été identifiés dans le Chapitre 1. Cette technique permet l'utilisation de champs magnétiques de très basse fréquence grâce à un système mécanique muni d'un aimant permanent réceptif au champ magnétique. Les fréquences de fonctionnement usuelles vont d'environ 10 Hz à 10 kHz. Actuellement, aucune autre technique ne couvre cette gamme de fréquence. La réduction de la fréquence de travail offre un double avantage : l'utilisation de champs magnétiques d'amplitude plus élevée conformément aux normes, et la capacité des champs magnétiques basse fréquence à traverser plus facilement les milieux conducteurs.

Différentes techniques de transmission de puissance sans fil électrodynamique existent, tel que les récepteurs type poutres, les récepteurs rotatifs périodiques, et les récepteurs rotatifs continus :

- Les **récepteurs type poutres** et les **récepteurs rotatifs périodiques** sont sensibles aux faibles amplitudes de champ magnétique, mais leur efficacité diminue avec l'augmentation de l'amplitude du champ en raison de leur non-linéarité (structurelle pour les récepteurs type poutres et intrinsèque pour les récepteurs rotatifs périodiques). Ces récepteurs présentent des densités de puissance inférieures aux récepteurs rotatifs continus. De plus, dans le cas des dispositifs comportant des pièces déformables, une augmentation de l'amplitude du champ, due à la proximité entre l'émetteur et le récepteur, peut réduire leur durée de vie.
- Les **récepteurs rotatifs** continus offrent une très bonne densité de puissance volumique et sont de plus en plus étudiés. Cependant, leur fonctionnement nécessite un démarrage à basse fréquence et ne permettent pas la transmission d'énergie à faible amplitude de champ : une amplitude de champ magnétique d'excitation minimale est nécessaire pour entraîner l'aimant en rotation complète.

Dans ce manuscrit, nous avons choisi de travailler sur la robustesse des récepteurs électrodynamiques. Pour ce faire, deux axes principaux ont été étudiés :

- La limitation de l'amplitude de déplacement des systèmes résonants type poutre, afin de les rendre utilisables à de fortes amplitudes de champs magnétiques d'excitation.

- Le développement d'un récepteur rotatif capable de fonctionner dans les deux modes de fonctionnement, périodique et continu, afin de rendre le récepteur compatible et performant sur une très large gamme de champs magnétiques.

À l'aide du modèle et d'un état des techniques développés dans le Chapitre 2, le Chapitre 3 se consacre au premier axe en étudiant un récepteur poutre dit "hybride". Ce récepteur se compose d'un aimant permanent disposé à l'extrémité d'une poutre encastrée libre et intègre deux types de transduction différents. La première transduction mécanoélectrique est réalisée à partir de plusieurs couches de matériau piézoélectrique contenues dans la poutre. Une partie de l'énergie élastique de la poutre est ainsi convertie en énergie électrique. Un avantage majeur de cette technique est le très bon rendement associé à cette conversion. Les principales pertes, telles que les pertes par hystérésis et les pertes diélectriques, n'ont pas été observées expérimentalement et ont par conséquent été négligées. Cependant, les principaux inconvénients de la transduction piézoélectrique sont la faible robustesse des patchs en raison de leur fragilité et de leur collage, ainsi que leur faible couplage électromécanique, limitant leur capacité de suramortissement.

La seconde transduction mécanoélectrique est réalisée à l'aide d'un transducteur électrodynamique constitué d'une bobine fixe placée à proximité de l'aimant mobile. Une partie de l'énergie cinétique de l'aimant est convertie en énergie électrique grâce à la variation du champ magnétique perçu par la bobine. Contrairement aux transducteurs piézoélectriques, les transducteurs électrodynamiques ne sont pas sujets à l'usure car ils ne possèdent pas de pièces soumises à de fortes contraintes mécaniques. De plus, ils offrent un fort couplage électromécanique, capable de fortement limiter l'amplitude du mouvement de l'aimant mobile. En revanche, ces transducteurs sont soumis à des pertes électriques, principalement par effet Joule dans la bobine, qui sont souvent importantes en comparaison aux transducteurs piézoélectriques. De plus, les tensions de sortie des transducteurs électrodynamiques peuvent être faibles, surtout dans le cas de dispositifs de petite taille.

L'étude des transducteurs hybrides combinant des transducteurs piézoélectriques et électrodynamiques a démontré que ces dispositifs présentent un couplage électromécanique total plus important, permettant une plus grande capacité de suramortissement de la structure tout en récupérant de l'énergie, et augmentant significativement la limite du champ magnétique maximal ainsi que la puissance de sortie à amplitude de mouvement limitée. Ces dispositifs bénéficient également des tensions de sortie plus élevées avec des pertes limitées grâce au transducteur piézoélectrique à faibles champs magnétiques. Ainsi, les systèmes hybrides sont particulièrement intéressants lorsqu'ils sont soumis à des variations importantes de l'amplitude du champ magnétique d'excitation au cours de leur durée de vie. De même, l'augmentation du champ maximal admissible les rend intéressant dans le cas de systèmes mobiles où le récepteur est susceptible de se rapprocher de l'émetteur.

Le deuxième axe de recherche, développé dans le Chapitre 4, se concentre sur le développement d'un récepteur rotatif capable de fonctionner à la fois en mode rotation continue et en mode périodique. Un prototype de récepteur rotatif continu a été conçu. Il se compose d'un aimant cylindrique magnétisé diamétralement et d'une bobine réceptrice positionnée autour de l'aimant, et permettant la transduction électromécanique. Les différents paramètres mécaniques et électriques du récepteur nécessaires à l'utilisation du modèle développé dans le Chapitre 2 ont été déterminés, puis une étude théorique du récepteur a été menée. Cette étude théorique et numérique a conduit à plusieurs conclusions :

- Le mode de rotation continue est plus avantageux en termes de puissance de sortie que le mode périodique. Cependant, ce mode n'est pas toujours accessible selon l'amplitude et la pulsation du champ magnétique d'excitation.

- La raideur associée au dispositif dual mode permet d'accéder à une orbite périodique, ce qui n'est pas possible dans le cas d'un récepteur en rotation continue sans raideur : dans le cas des dispositifs sans raideur, la puissance de sortie hors de l'orbite de rotation continue est nulle, et l'aimant se stabilise autour d'une position fixe.

- Enfin, pour une même amplitude de champ magnétique et une même pulsation d'excitation, le récepteur peut se trouver dans l'un ou l'autre des deux modes en fonction des conditions initiales. Des zones de fonctionnement dépendant des paramètres du récepteur et du champ d'excitation ont été identifiées. Elles permettent de définir les conditions nécessaires à l'existence des modes périodique et rotation continue.

Trois techniques permettant le passage du mode périodique au mode rotation continue ont été discutées et simulées : l'ajustement de la fréquence d'excitation, l'augmentation du champ magnétique d'excitation, et l'apport d'énergie extérieure.

Perspectives

Bien que les deux sujets traités ne soient pas au même stade d'avancement, des perspectives d'évolution peuvent être envisagées dans les deux thématiques.

Dans le cadre du sujet concernant **le récepteur hybride**, les perspectives envisagées sont de l'ordre du développement technique :

- Les travaux menés sur le récepteur hybride ont été réalisés avec des charges résistives. Les résultats obtenus pourraient être différent avec des techniques de gestion d'énergie non linéaire. Une étude de l'amortissement maximal avec un circuit d'extraction non linéaire optimisé peut être envisagée. Notamment, l'extraction d'énergie en utilisant l'inductance du transducteur électrodynamique afin de mettre en œuvre un circuit d'amortissement actif pourrait être explorée.
- Dans la littérature, il n'existe pas d'étude montrant l'apport des récepteurs dotés de butées en termes de robustesse mécanique. Il serait intéressant de réaliser une étude comparative des performances en termes de puissance à amplitude contrainte et en termes de robustesse mécanique entre les systèmes avec butées et des systèmes hybrides.
- Enfin, le récepteur utilisé dans le Chapitre 3 a été conçu pour être représentatif des couplages électromécaniques rencontrés dans la littérature des domaines de la récupération et de la transmission d'énergie sans que le volume du système ne soit pris en considération. La création d'un dispositif plus intégré et compact que le système poutre pourrait permettre de grandement améliorer les performances de ce système en termes de densité de puissance.

Pour **le système dual mode**, le sujet étant à un stade plus exploratoire, de nombreuses perspectives peuvent s'ouvrir :

- Dans un premier temps, une validation expérimentale des plages de fonctionnement présentées dans le manuscrit pourrait être réalisée. Pour cela, un nouveau dispositif mieux maîtrisé (sans phénomène de broutage notamment) devrait être mis en place. De plus, les résultats obtenus, tels que l'absence d'orbite basse pour les récepteurs rotatifs sans raideur, peuvent être très liés au modèle de pertes mécaniques utilisé (frottement visqueux). Pour les récepteurs réels, les

forces dues aux différentes pertes peuvent être différentes, notamment à faible vitesse de rotation, nécessitant un nouveau modèle plus fin.

- Dans ce manuscrit, la raideur utilisée n'a pas été implémentée expérimentalement, et son émulation à l'aide de bobines de Helmholtz éloignées du récepteur ne serait pas une solution viable en industrie. L'utilisation d'un aimant permanent placé à proximité du récepteur pour fournir la raideur pourrait être étudiée.
- Dans la continuité de la dernière partie du chapitre 4, une véritable stratégie de gestion des sauts d'orbite permettant le passage du mode périodique au mode rotation continue, réalisée uniquement à l'aide du circuit de gestion d'énergie côté récepteur, pourrait être envisagée comme dans les travaux de (Saint-Martin et collab. [124]). En plus des stratégies électriques, la gestion de la raideur (par le déplacement de l'aimant fournissant la raideur par exemple) pourrait également offrir un degré de liberté supplémentaire, permettant au récepteur de changer d'orbite sans commande du côté de l'émetteur.
- Enfin, ce manuscrit traite uniquement du cas d'une raideur prenant la forme $\mathcal{K} = \mathcal{K}_0 \sin(\theta)/\theta$, correspondant à la raideur résultant de l'interaction entre un aimant permanent et un champ magnétique constant et uniforme. Un travail sur la 'forme' de la raideur dans le but d'optimiser les transitions d'orbite basse à orbite haute pourrait être réalisé. Expérimentalement, la 'forme' de la raideur pourrait être modifiée à l'aide d'éléments ferromagnétiques.

Annexe A : modèle poutre à 2DDL, et modèle poutre 1DDL

Le modèle à deux degrés de libertés (2DDL)

En transmission d'énergie sans fil, la masse joue à la fois le rôle d'aimant permettant l'excitation du système et de masse du système masse-ressort. Les dimensions de l'aimant peuvent donc être importantes par rapport à la dimension de la poutre. De plus, un second mode de vibration des poutres encastrées-libres peut être utilisé (harmonique 2). Pour l'étudier, un modèle à deux degrés de liberté doit être utilisé.

Le modèle 2DDL ne considère pas la masse comme ponctuelle (Figure A1). L'inertie en rotation de la masse est prise en compte et laisse apparaître un second mode propre de vibration en flexion.

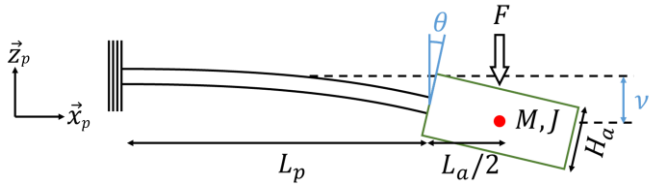


Figure A1 : Représentation d'une poutre en flexion (modèle 2DDL).

Le moment fléchissant est lié à la courbure en un point $\frac{d^2v}{dx_p^2}$ et à la rigidité de la poutre EI :

$$EI\frac{d^2v}{dx_p^2} = M_f = F\left(L_p + L_a/2 - x_p\right) + \tau \tag{A1}$$

v correspond à la flèche de la poutre et F et τ sont respectivement la force et le moment appliqués par le champ magnétique extérieur sur l'aimant.

Cette équation peut être mise sous une autre forme :

$$2EIv = x_p^2\left(6\tau - 2Fx_p + 3FL_a + 6FL_p\right) \tag{A2}$$

On définit la matrice K_m comme étant le facteur reliant la flèche aux efforts :

$$[K_m^{-1}] = \begin{bmatrix} \frac{L_p\left(3L_a^2 + 6L_aL_p + 4L_p^2\right)}{12EI} & \frac{L_p\left(L_a + L_p\right)}{2EI} \\ \frac{L_p\left(L_a + L_p\right)}{2EI} & \frac{L_p}{EI} \end{bmatrix} \tag{A3}$$

Un bilan des efforts sur la masse donne alors la relation suivante :

$$[M_m]\begin{bmatrix}\ddot{v}\\ \ddot{\theta}\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}F\\ \tau\end{bmatrix} - [K_m]\begin{bmatrix}v\\ \theta\end{bmatrix} - [D_m]\begin{bmatrix}\dot{v}\\ \dot{\theta}\end{bmatrix} \tag{A4}$$

D_m est le terme d'amortissement visqueux, M_m correspond au terme liant l'inertie en rotation et la masse de l'aimant aux efforts du principe fondamental de la dynamique :

$$[M_m] = \begin{bmatrix}M & 0\\ 0 & J\end{bmatrix} \tag{A5}$$

Ce modèle nous permet de prendre en compte à la fois le couple et la force exercée par le champ sur l'aimant. En contrepartie, il nous oblige à définir l'amortissement sur la poutre comme étant une composante à quatre coefficients :

$$[D_m] = \begin{bmatrix}D_{11} & D_{12}\\ D_{21} & D_{22}\end{bmatrix} \tag{A6}$$

La détermination de l'amortissement se faisant de façon expérimentale, définir l'amortissement avec quatre coefficients indépendants est toutefois difficile.

Le modèle à un degré de liberté Bis (1DDLBis)
Comme pour le modèle 1DDL, le modèle 1DDLBis considère la masse de l'aimant comme ponctuelle en bout de poutre. A la différence du modèle 1DDL, la rigidité de la poutre entre la jonction masse-poutre et le centre d'inertie de l'aimant est considérée comme une poutre de rigidité infinie (Figure 9).

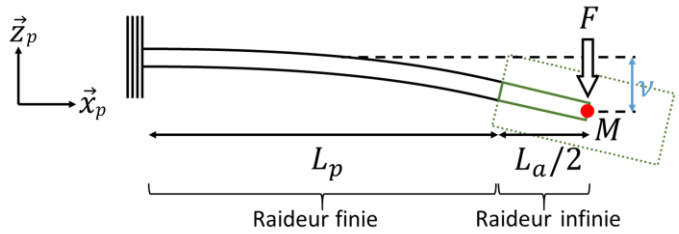


Figure A2 : Représentation d'une poutre en flexion (modèle 1DDLbis).

L'équation (A4) du modèle 2DDL dans un cas statique donne la relation suivante :

$$\begin{cases} F = -K_{11}\nu - K_{12}\theta \\ \tau = -K_{21}\nu - K_{22}\theta \end{cases} \quad (A7)$$

Le principe de force équivalente défini dans le modèle 1DDL appliqué à la notation de la Figure A2 donne l'expression suivante :

$$F_{eq} = \frac{3\tau}{2\left(L_p + \frac{L_a}{2}\right)} + F \quad (A8)$$

En combinant les deux équations précédentes, une seule entrée dans notre système d'équation est nécessaire :

$$\begin{cases} F_{eq} - K_{11}'\nu - K_{12}'\theta \\ 0 = -K_{21}'\nu - K_{22}'\theta \end{cases} \quad (A9)$$

La seconde équation permet de trouver un lien entre l'angle de rotation de la masse et la flèche à la résonance :

$$\theta = -\frac{K_{21}'}{K_{22}'}\nu \quad (A10)$$

En reprenant l'équation (A8) la force équivalente F_{eq} peut être liée à la flèche ν nous permettant de définir la raideur équivalente K_{eq} :

$$F_{eq} = -K_{eq}\nu = -\frac{12EI}{L_p^3}\left(1 - \frac{3(L_p + L_a)^2}{3L_a^2 + 6L_aL_p + 4L_p^2}\right)\nu \quad (A11)$$

Annexe B : Enveloppe, résistance optimale, pulsation optimale et puissance max des RCC

L'objectif de cette partie est de déterminer de manière analytique la puissance maximale récupérable à partir d'un récepteur rotatif continue (RCC) soumis à un couple d'excitation τ d'amplitude T.
Les dynamiques mécanique et électrique des RCC peuvent être modélisées par les équations couplées suivantes, avec les notations définies dans le chapitre 2 :

$$\begin{cases} \tau = J\ddot{\theta} + \mathcal{D}\dot{\theta} + \mathcal{B}i_{ED} \\ \mathcal{B}\dot{\theta} = i_{ED}R_{l,ED} + i_{ED}R_c \end{cases} \quad \text{(B1)}$$

Le courant issu du récepteur dans le cas d'un récepteur sur charge résistive est sinusoïdal. La puissance de sortie peut être exprimée en fonction de l'amplitude du courant de sortie i_{ED} et de la résistance de charge $R_{l,ED}$:

$$P = \frac{R_{l,ED}{I_{ED}}^2}{2} \quad \text{(B2)}$$

Enfin, la vitesse de rotation optimale permettant de maximiser le travail du couple d'entrée est

$$\dot{\theta} = \frac{T}{\mathcal{D}_{tot}} = \frac{T}{\mathcal{D}_e + \mathcal{D}} \quad \text{(B3)}$$

A partir du couple d'équations (B1) et des équations (B2) et (B3), il est possible d'exprimer la puissance de sortie appliquée sur la charge $R_{l,ED}$

$$P_{env} = \frac{R_{l,ED}\beta^2 T^2}{2\left(R_{l,ED} + R_c\right)^2\left(\frac{B^2}{R_{l,ED} + R_c} + \mathcal{D}\right)^2} \quad \text{(B4)}$$

Afin de déterminer analytiquement la puissance maximale, la fonction P_{env} peut être dérivée par rapport à la résistance d'entrée $R_{l,ED}$:

$$\frac{dP_{env}}{dR_{l,ED}} = \frac{\beta^2 T^2/2}{\left(R_{l,ED} + R_c\right)^2(\mathcal{D}_e + \mathcal{D})^2} - \frac{\beta^2 R_{l,ED} T^2}{\left(R_{l,ED} + R_c\right)^3(D_e + \mathcal{D})^2} + \frac{\beta^4 R_{l,ED} T^2}{\left(R_{l,ED} + R_c\right)^4(\mathcal{D}_e + \mathcal{D})^3} \quad \text{(B5)}$$

La solution à l'équation $dP_{env}/dR_{l,ED} = 0$ permet d'obtenir la charge purement résistive optimale à appliquer au récepteur afin de maximiser la puissance de sortie :

$$R_{opt} = \frac{\beta^2}{\mathcal{D}} + R_c = R_c(\Gamma_{ED} + 1) \quad \text{(B6)}$$

A partir de la charge optimale, l'amortissement électrique équivalent peut être déterminé :

$$\mathcal{D}_{e,opt} = \mathcal{D}\frac{\Gamma_{ED}}{(\Gamma_{ED} + 2)} \quad \text{(B7)}$$

La pulsation d'excitation nécessaire pour obtenir la puissance maximale peut être obtenue à partir des équations (B3) et (B7) :

$$\omega_{opt} = \frac{\tau}{\mathcal{D}}\frac{\Gamma_{ED} + 2}{2\Gamma_{ED} + 2} = \theta_{max}\frac{\Gamma_{ED} + 2}{2\Gamma_{ED} + 2} \quad \text{(B8)}$$

Enfin, la puissance maximale récupérable à partir d'un RCC soumis à un couple d'excitation d'amplitude T et à un amortissement mécanique D est :

$$P_{max} = \frac{\tau^2\,\Gamma_{ED}}{8\mathcal{D}(\Gamma_{ED} + 1)} \quad \text{(107)}$$

Annexe C : Densité de puissance maximale des récepteurs

Bien que le sujet de cette thèse se concentre sur l'amélioration de la robustesse des systèmes de transmission électrodynamique, il est intéressant d'évaluer le niveau des puissances fournies par les différents types de récepteurs (RT, RTP, RRP et RRC). Pour ce faire, nous proposons de comparer la densité de puissance maximale théorique de chaque topologie de système, déterminée à partir de l'énergie entrante, c'est-à-dire à partir du travail effectué par les efforts du champ sur l'aimant par cycle. Puisque l'énergie extraite est nécessairement inférieure à l'énergie entrante en raison des pertes mécaniques, il est possible d'obtenir ainsi une puissance maximale théorique pour chaque type de système, sans imposer d'autres conditions sur les systèmes.

La puissance moyenne normalisée par le volume sur un cycle entrant dans le système mécanique, notée p_m dans la suite de cette annexe, s'exprime en fonction du travail de l'effort d'excitation W, de la période d'un cycle $T = 2\pi/\omega$ et du volume utile du dispositif V.

$$p_m = \frac{W}{T\,V} \tag{C1}$$

- Dans le cas d'une excitation par une force F, W correspond au travail de la force lors d'un cycle $\mathcal{C}$.

$$W = \int_{\mathcal{C}} F(t)\,dv = \int_T F(t)\,\dot{v}(t)\,dt \tag{C2}$$

- Dans le cas d'une excitation par un couple τ, W correspond au travail du couple lors d'un cycle $\mathcal{C}$.

$$W = \int_{\mathcal{C}} \tau(t)\,d\theta = \int_T \tau(t)\,\dot{\theta}(t)\,dt \tag{C3}$$

Suivant le type d'effort, l'énergie par cycle peut se réécrire de la façon suivante :

- cas d'une force d'excitation F :

$$W = [F(t)\,v(t)]_T - \int_T \dot{F}(t)\,v(t)\,dt \tag{C4}$$

- cas d'un couple d'excitation τ :

$$W = [\tau(t)\,\theta(t)]_T - \int_T \dot{\tau}(t)\,\theta(t)\,dt \tag{C5}$$

Pour les cas des systèmes résonants, les produits $F(t)\,v(t)$ et $\tau(t)\,\theta(t)$ sont T-périodique. Ainsi, les premiers termes des équations (C4) et (C5) ($[F(t)\,v(t)]_T$ et $[\tau(t)\,\theta(t)]_T$) sont nuls sur un cycle.

L'émission du champ étant sinusoïdale, maximiser l'énergie par cycle correspond à chercher la trajectoire qui optimise le travail du couple $\tau(t)$ ou de la force $F(t)$. En posant V_e et Θ_e respectivement les amplitudes de déplacement maximales linéaire et en rotation, W peut être borné :

- Dans le cas d'une force :

$$W = -\int_T \dot{F}(t)\,v(t)\,dt \le \int_T \left|\dot{F}(t)\right|\,|v(t)|\,dt \le |X_e| \int_T \left|\dot{F}(t)\right| dt \tag{C6}$$

- Dans le cas d'un couple :

$$W = -\int_T \dot{\tau}(t)\,\theta(t)\,dt \le \int_T |\dot{\tau}(t)|\,|\theta(t)|\,dt \le |\Theta_e| \int_T |\dot{\tau}(t)|\,dt \tag{C7}$$

Par la suite, les 4 typologies de récepteurs sont traitées : RT, RTP, RRP et RRC.

Cas des systèmes résonants en translation

Afin de déterminer la densité maximale de puissance des récepteurs résonant en translation, on utilise les notations définies en Figure C1, avec L_M la dimension de l'aimant dans le sens de sa course, S sa surface, X_e l'amplitude de course maximale et L la dimension totale utile du récepteur.

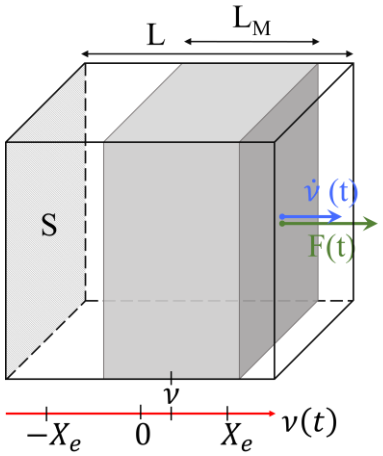


Figure C1 : Représentation d'un récepteur résonant en translation.

Dans le cas des systèmes en translation, une partie du volume utile sert à la course de l'aimant. Le volume utile V d'un récepteur résonant en translation est donc en partie occupé par du volume vide V_v et du volume de l'aimant V_m.

$$V = V_v + V_m = 2X_eS + L_MS \tag{C8}$$

On considère un champ magnétique sinusoïdal d'amplitudeB et de pulsation ω. La force appliquée sur l'aimant est de la forme :

$$F(t) = m\frac{dB}{dx}\sin(\omega t) = \frac{dB}{dx}\frac{V_mB_r}{\mu_0}\sin(\omega t) \tag{C9}$$

A partir de l'équation (C7) et (C9), on détermine le travail total de la force en fonction de sa course X_e, et du volume de l'aimant V_m.

$$W_{max} = 4|X_e|\frac{dB}{dx}\frac{V_mB_r}{\mu_0} \tag{C10}$$

W_{max} correspond au travail effectué par la force lors d'un déplacement infiniment rapide de la masse entre Xe et –Xe au maximum de la force d'excitation additionné au travail effectué par la force lors d'un déplacement infiniment rapide de la masse entre -Xe et Xe au minimum de la force d'excitation.

En combinant les équations (C1), (C8) et (C10), on détermine la puissance volumique dans le cas des transducteurs poutre.

$$p_m = \frac{2B_r\omega}{\pi\mu_0}\frac{dB}{dx}\frac{X_eL_M}{2X_e + L_M} \tag{C11}$$

Enfin, à partir du lien $2X_e + L_M = L$, on déduit la densité de puissance maximale des transducteurs résonant en translation :

$$p_m = \frac{L\omega}{8\pi}\frac{B_r}{\mu_0}\frac{dB}{dx} \tag{C12}$$

Cette puissance volumique maximale peut être obtenue seulement pour $X_e = 0.25\ L$.

Cas des poutres vibrantes

Pour déterminer la densité de puissance maximale des récepteurs résonants en translation, nous utilisons les notations définies en Figure C2. La rotation de la masse est négligée pour le calcul du volume. Le volume effectif du récepteur sera défini comme la somme du volume occupé par l'aimant lui-même et du volume vide nécessaire à son déplacement.

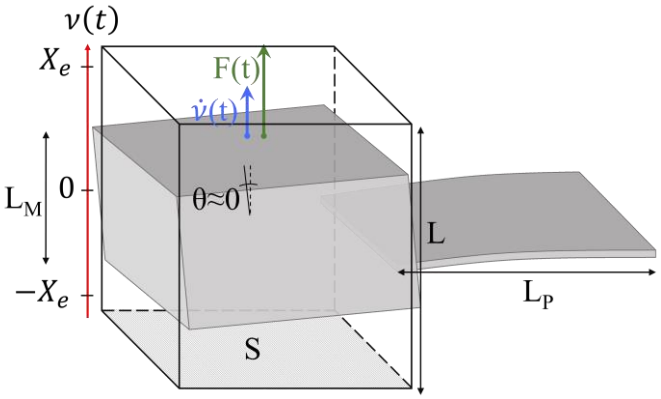


Figure C2 : Représentation d'un récepteur poutre vibrante.

Dans le cas d'une excitation par une force, la puissance maximale volumique des transducteurs poutre est identique au cas précédent :

$$p_m = \frac{L}{8}\frac{B_r \omega}{\pi \mu_0}\frac{dB}{dx} \tag{C13}$$

Dans le cas d'une excitation par un couple, nous utilisons l'expression de la force équivalente donnée par l'équation C2 :

$$W_{max} = 4X_e \frac{3M_{0_{ext}}}{2L_p} = 6\frac{X_e}{L_p} B \frac{V_m B_r}{\mu_0} \tag{C14}$$

On détermine la puissance volumique de la même façon :

$$p_m = \frac{3\omega}{\pi}\frac{X_e}{L_p}\frac{V_m}{V}\frac{B}{\mu_0}\frac{B_r}{} \tag{C15}$$

En considérant L la dimension totale utile du récepteur telle que $L = L_M + 2Xe$, la puissance volumique p_m est maximale pour $X_e = 0.25L$. Dans ce cas, p_m est donné par la relation suivante :

$$p_m = \frac{3\omega}{8\pi}\frac{L}{L_p}\frac{B}{\mu_0}\frac{B_r}{} \tag{C16}$$

Cas des systèmes à aimant en rotation périodique

Pour les récepteurs comportant des aimants en rotation périodique, le volume utile est entièrement rempli par l'aimant. Les notations utilisées par la suite sont présentées en Figure C3.

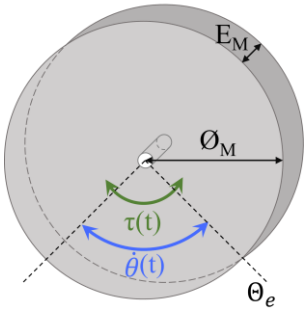


Figure C3 : Représentation d'un récepteur à aimant rotation périodique.

Le couple issu du champ magnétique uniaxial dans le cas des systèmes en rotation périodique :

$$\tau(t) = B\frac{V\,B_r}{\mu_0}\sin(\omega t)\sin\big(\varphi(t)\big) \tag{C17}$$

En combinant l'équation (C7) et (C17), on obtient l'énergie par cycle transférée à l'aimant grâce au champ magnétique, avec V le volume utile égal au volume de l'aimant. Le mouvement de l'aimant optimal est une rotation instantanée d'amplitude π (resp. $-\pi$) au moment où le champ B est à son maximum (resp. minimum) :

$$W_{max} = \int_T |\tau\omega\sin(\omega t)\sin(\varphi(t))|\ dt = 4\frac{V\,BB_r}{\mu_0}B \tag{C18}$$

La puissance volumique dans ce cas peut être obtenue grâce à l'équation (C5).

$$p_m = \frac{2\omega}{\pi}\frac{B\,B_r}{\mu_0}B \tag{C19}$$

Cas des systèmes à aimant en rotation continue

Les aimants en rotation peuvent être excités par des champs uniaxiaux ou tournants. Nous traiterons de ces deux cas dans deux parties distinctes. Les notations utilisées par la suite sont présentées en Figure C4.

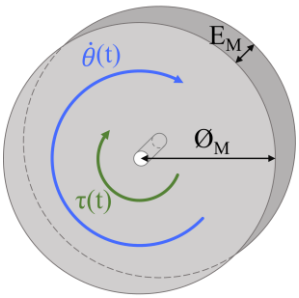


Figure C4 : Représentation d'un récepteur en rotation continue.

Excitation uniaxiale

Les calculs sont identiques au cas des systèmes à aimant en rotation périodique, et conduisent au même résultat :

$$p_m = \frac{2\omega}{\pi}\frac{B\,B_r}{\mu_0}B \tag{C20}$$

Champ tournant

Dans le cas d'un champ tournant, le champ maximisant le couple sur l'aimant est orthogonal au moment magnétique de l'aimant ($\varphi = 90$) et d'amplitude constante. D'après l'équation (8), on déduit la forme du couple :

$$\tau = B\frac{V\,B_r}{\mu_0} \tag{C21}$$

A partir de l'équation (C7) on obtient l'énergie par cycle transférée à l'aimant grâce au champ magnétique :

$$W_{max} = \int_T |\tau\omega|\ dt = 2\pi\tau = 2\pi B\frac{V\,B_r}{\mu_0}$$

Enfin, la puissance volumique dans ce cas peut être obtenue :

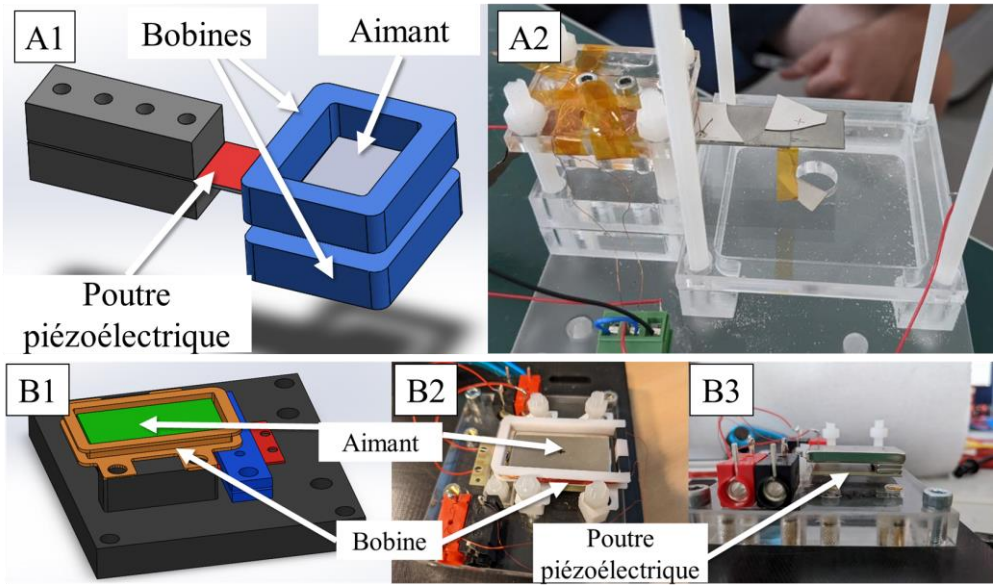
$$p_m = \omega\, B\frac{B_r}{\mu_0} \tag{C22}$$

Annexe D : Anciens prototypes hybrides

Avant de parvenir à la réalisation d'un prototype présenté dans cette thèse, différents prototypes ont été fabriqués. Il est intéressant de comprendre pourquoi ces dispositifs préliminaires n'ont pas apporté les performances voulues :

- La gestion de l'encastrement étant difficile à basse fréquence, une partie de l'énergie mécanique est perdu par l'encastrement. En conséquence, la stratégie adoptée pour la fabrication d'un 1er prototype a été de favoriser un bon couplage augmentant les coefficients de transduction α_{PE} et β_{ED}. L'utilisation d'un patch piézoélectrique en PMN-PT a été choisie, mais les difficultés de collage ainsi que la fragilité du matériau piézoélectrique n'ont permis son utilisation (Figure D1 : A1 et A2).

- Un second prototype a été imaginé à partir des travaux sur les masses inversées dans le cadre de la récupération d'énergie vibratoire (Gibus et collab. [125]). L'objectif de ce prototype était d'obtenir un bon couplage piézoélectrique par homogénéisation des contraintes dans les matériaux piézoélectriques en retournant la masse, tout en ayant un système compact. Pour ce faire, le choix d'une poutre du commerce robuste MIDE S452-J1FR-1808XB et d'un aimant plat a été fait. Malheureusement, le couplage électrodynamique de ce prototype était très faible : de par sa forme, les lignes de champ émanant de l'aimant rebouclent à l'intérieur de l'aimant, rendant le champ démagnétisant important. Cette forme d'aimant n'est donc pas adaptée à l'utilisation d'un transducteur électrodynamique (Figure D1 : B1, B2 et B3).



- **Figure D1. A1 et A2 : Prototype avec aimant carré pour augmenter le volume de la masse avec une poutre 4C plus rigide. B1, B2 et B3 : Prototype hybride avec masse longue pour l'augmentation du couplage du transducteur PE. Le couplage du transducteur ED est trop faible pour être représentatif de l'état de l'art.**

Annexe E : Modélisation Matlab Simulink du récepteur RTP avec transduction hybride et circuit de charge FBR

Des simulations du récepteur hybride connecté à des redresseurs en pont complet réalisées avec Matlab Simulink ont été présentées dans cette thèse.
Le modèle présent dans le Chapitre 3 peut être représenté sous forme de schéma électrique équivalent (Figure E1).

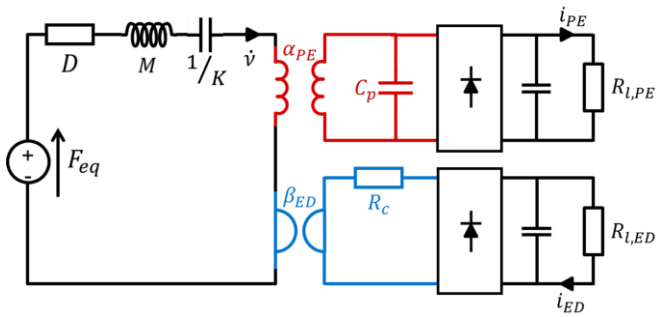


Figure E1 : Circuit électrique équivalent du récepteur hybride avec redresseurs en pont complet.

Certains résultats présentés dans ce manuscrit ont nécessité un grand nombre de simulations. Afin de réduire le temps nécessaire à chacune des simulations, la modélisation des deux ponts de diodes a été réalisée uniquement avec les fonctions mathématiques de Simulink et non avec la boîte à outils de simulation de circuits électriques Simscape Electrical. Ce modèle peut être décrit en 3 sous-systèmes.

Sous système mécanique
Le modèle mécanique est représenté Figure E2 sous forme de blocs interconnectés. Le champ magnétique généré par les bobines de Helmholtz est converti en une force d'excitation. Les forces supplémentaires impliquées sont la force de rigidité K et la force d'amortissement D, ainsi que les forces dues aux transducteurs ED et PE. La vitesse $\dot{v}$ et l'amplitude du mouvement v sont obtenues par intégration successive.

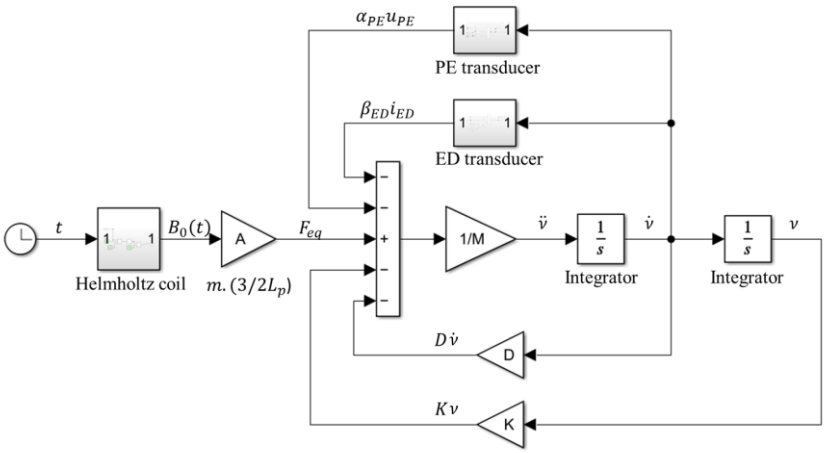


Figure E2 : Partie mécanique du récepteur du modèle Simulink.

Sous système transduction PE

Le sous-système du transducteur piézoélectrique (Figure E3) prend en entrée la vitesse de déplacement de la masse $\dot{v}$ et émet en sortie la force ($\alpha_{PE}\, u_{PE}$) et le courant i_{PE} à travers la charge $R_{l,PE}$.

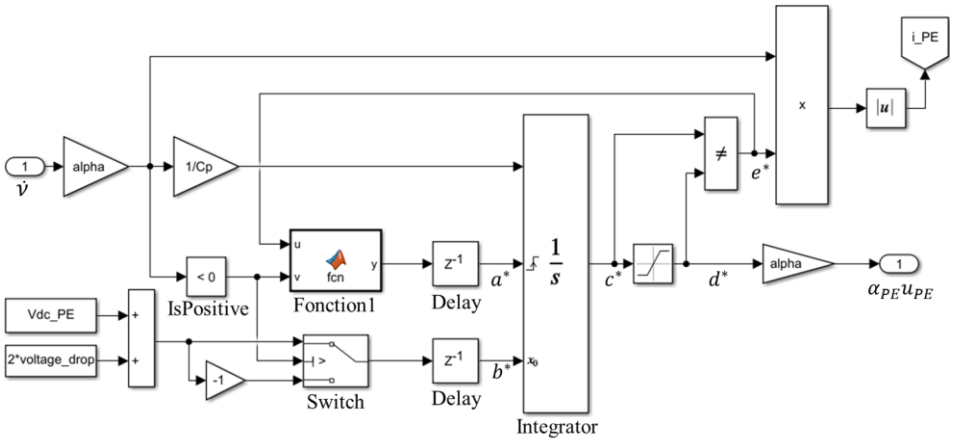


Figure E3 : Sous-système de transducteur piézoélectrique.

Pour émuler le pont de diodes, la capacité est considérée comme chargée à un niveau de tension fixe $V_{dc,PE}$. La tension piézoélectrique ($\alpha_{PE}\dot{v}$) est alors comparée à la somme de la tension de seuil de la diode S_d et de la tension fixe du condensateur de sortie $V_{dc,PE}$, comme décrit en Figure E3.

Si la tension piézoélectrique est inférieure à la somme des tensions de seuil de diode S_d et la tension du condensateur $V_{dc,PE}$, (i.e. $\alpha_{PE}\dot{v} < S_d + V_{dc,PE}$), les diodes ne conduisent pas ($i_{PE} = 0$). Dans ce cas, on a :

$$\alpha_{PE}\dot{v} = C_p\dot{u}_{PE} \tag{E1}$$

La force due à l'effet piézoélectrique est donc définie par :

$$\alpha_{PE}u_{PE} = \int \frac{\alpha_{PE}^2\dot{v}}{C_p} \tag{E2}$$

- Si la tension piézoélectrique est supérieure à la somme du seuil de la diode S_d et de la tension du condensateur $V_{dc,PE}$ (i.e. $\alpha_{PE}\dot{v} > S_d + V_{dc,PE}$), les diodes sont conductrices. Dans ce cas, la tension de charge u_{PE} est fixée par $S_d + V_{dc,PE}$, et le courant délivré par le transducteur piézoélectrique à la charge est mesuré

$$i_{PE} = \alpha_{PE}\dot{v} \tag{E3}$$

La force due à l'effet piézoélectrique est donc définie par :

$$\alpha_{PE}u_{PE} = \alpha_{PE}(S_d + V_{dc,PE}) \tag{E4}$$

A la fin de chaque cycle, l'intégrale est réinitialisée de manière externe avec la constante d'intégration $S_d + V_{dc,PE}$ afin d'assurer la continuité de u_{PE}.

La charge équivalente$R_{l,PE}$ est alors définie comme le rapport entre la tension de charge et le courant moyen.

Le sous-système de transduction électrodynamique (Figure E4) prend en compte la vitesse de déplacement de la masse $\dot{v}$ en entrée, et produit la force $\beta_{ED}i_{ED}$ et le courant i_{ED} à travers la charge $R_{l,ED}$, comme décrit en Figure E4.

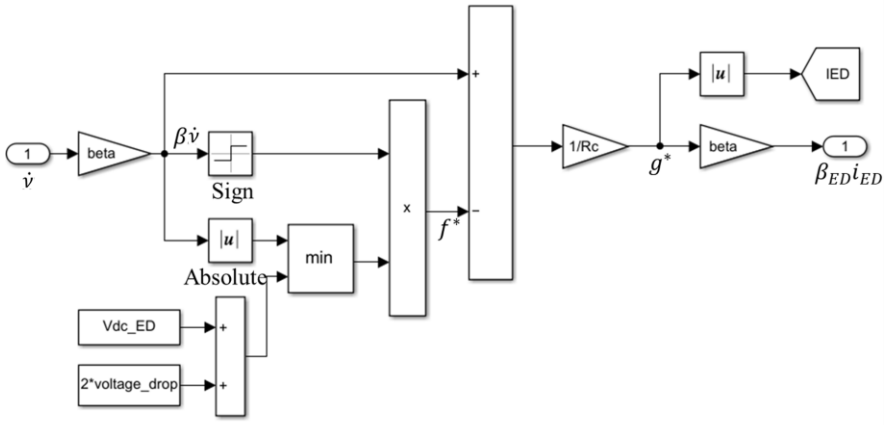


Figure E4 : Sous-système de transducteur électrodynamique.

Sous système transduction ED

Comme pour le transducteur piézoélectrique, pour émuler le pont de diodes du côté du transducteur électrodynamique, nous comparons la tension électrodynamique $\beta_{ED}\dot{v}$ et la somme de la tension de seuil de la diode S_d et la tension fixe du condensateur de sortie $V_{dc,ED}$.

- Si $\beta_{ED}\dot{x} < S_d + V_{dc,PE}$, les diodes ne conduisent pas ($i_{ED} = 0$). Dans ce cas, la force due à l'effet électrodynamique est donc nulle :

$$\beta_{ED} i_{ED} = 0 \tag{E5}$$

- Si $\beta_{ED}\dot{x} > S_d + V_{dc,PE}$, les diodes sont conductrices. Dans ce cas, la tension de charge u_{ED} est fixée par $S_d + V_{dc,ED}$, et le courant délivré par le transducteur piézoélectrique à la charge est mesuré

$$i_{ED} = \frac{\beta_{ED}\dot{v} - S_d - V_{dc,ED}}{R_c} \tag{E6}$$

La force due au transducteur électrodynamique est donc définie par :

$$F_{ED} = \beta_{ED} i_{ED} \tag{E7}$$

Ensuite, la charge équivalente $R_{l,ED}$ est définie comme le rapport entre la tension de charge et le courant moyen.

Annexe F : Récepteur dual mode avec raideur linéaire et débrayable

Dans un premier temps, afin de plus facilement comparer expérimentalement les deux modes de fonctionnement un dispositif doté d'un ressort a d'abord été envisagé, équipé d'une raideur linéaire ($\tau_k = k\theta$). L'objectif était d'éliminer la non-linéarité associée à cette raideur en utilisant un ressort spirale supposé linéaire. Cependant, un système avec une raideur linéaire ne permettant pas d'obtenir un mode de rotation continue, le couple de rappel associé augmentant à chaque tour, un récepteur muni d'une raideur débrayable a été imaginé.

Le dispositif conçu comprend l'aimant permanent, un ressort spiral, ainsi qu'un mécanisme de verrouillage composé d'un pêne, d'une gâche et d'un électroaimant (Figure F1).

- À faible champ, un ressort de torsion contraint l'aimant dans sa rotation, agissant comme une raideur linéaire. Ce ressort est attaché à une extrémité à l'aimant permanent et à l'autre extrémité au bâti par l'intermédiaire d'un pêne et d'une gâche.
- Lorsque l'énergie dans le système est suffisamment importante, le pêne est extrait de la gâche par un ressort de rappel. Ce ressort de rappel est libéré par le relâchement d'un électroaimant. Une fois le pêne sorti de la gâche, l'aimant est libre de tourner sans la contrainte du ressort de torsion. Le réenclenchement du pêne dans la gâche se fait manuellement.

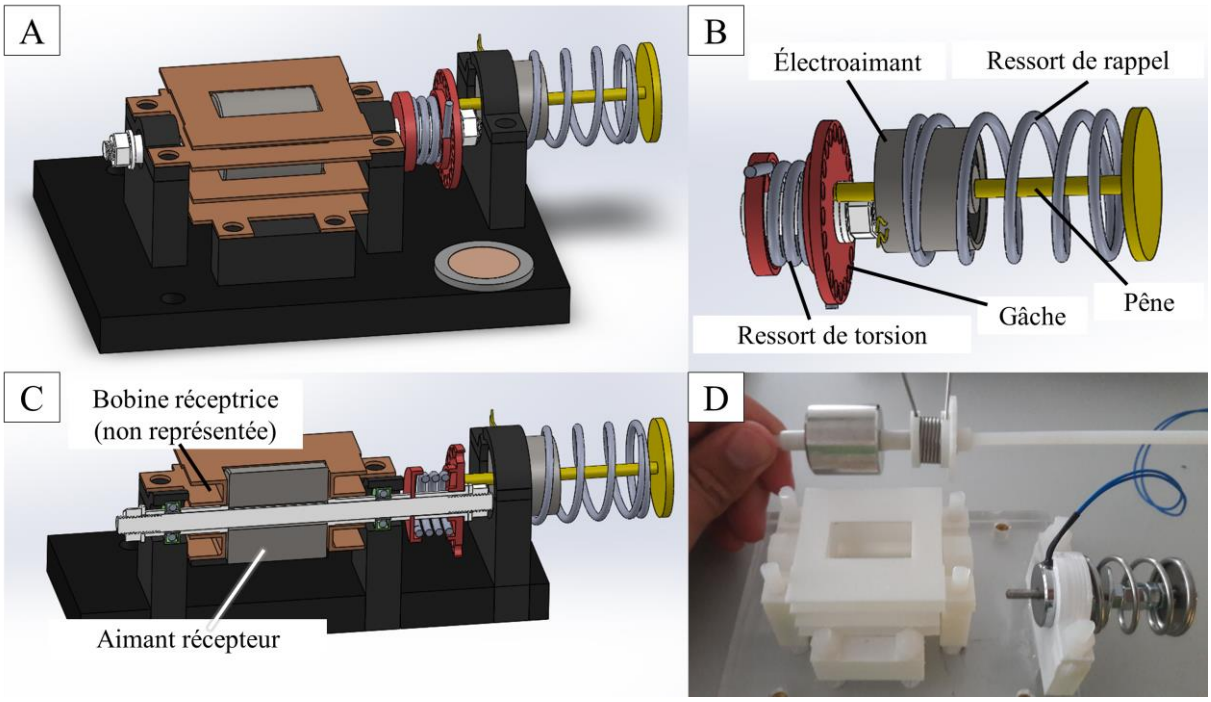


Figure F1 : Récepteur dual mode avec raideur spirale débrayable.

En raison de la présence de l'aimant tournant dans le système, il a été décidé de limiter l'utilisation de matériaux conducteurs. L'axe, les différentes parties du bâti, ainsi que les supports de bobines ont été réalisés en nylon. Les roulements ont été choisis en plastique dur (Igus), et les différentes pièces structurelles ont été imprimées en résine photopolymère par impression en stéréolithographie.
Les performances obtenues avec ce prototype lors des mesures des paramètres mécaniques ont été insuffisantes. En mode rotatif continu, les pertes mécaniques observées ne sont pas conformes aux

standards des systèmes présentés dans la littérature scientifique. Cela peut être expliqué par la déformation des axes imprimés en résine lors du post-traitement de l'impression par stéréolithographie (UV), ainsi qu'aux pertes mécaniques dans les roulements en plastique. En mode rotation périodique, les pertes dues aux frottements entre les spires jointives du ressort de torsion s'ajoutent aux pertes précédemment mentionnées, conduisant à un facteur de qualité mécanique trop faible pour être exploité.

La réimpression des pièces déformées, l'utilisation de paliers lisses, ainsi que l'utilisation d'un ressort à spirales non jointif devraient permettre de corriger ces problèmes et d'étudier ce dispositif.

Bibliographie

[1] N. Shinohara, *Wireless Power Transfer via Radiowaves*. in ISTE. Wiley, 2014. Accès : https://books.google.fr/books?id=TwegAgAAQBAJ

[2] 'Histoire de la radio' (Article de presse), Onde-numerique.fr, Accès : https://onde-numerique.fr/histoire-de-la-radio/

[3] W. Cao *et al.*, 'The future transistors', *Nature*, vol. 620, no. 7974, pp. 501–515, Aug. 2023, doi: 10.1038/s41586-023-06145-x.

[4] A. P. Chandrakasan, S. Sheng, and R. W. Brodersen, 'Low-power CMOS digital design', *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 27, no. 4, pp. 473–484, Apr. 1992, doi: 10.1109/4.126534.

[5] 'Enjeux de la maintenance prédictive intelligente pour l'industrie 4.0' (Article de presse), Techniques de l'Ingénieur, Accès : https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/genie-industriel-th6/mise-en-uvre-de-la-maintenance-42136210/la-maintenance-predictive-intelligente-pour-l-industrie-4-0-mt9572/enjeux-de-la-maintenance-predictive-intelligente-pour-l-industrie-4-0-mt9572niv10001.html

[6] X. Lin, M. Salari, L. M. R. Arava, P. M. Ajayan, and M. W. Grinstaff, 'High temperature electrical energy storage: advances, challenges, and frontiers', *Chem. Soc. Rev.*, vol. 45, no. 21, pp. 5848–5887, Oct. 2016, doi: 10.1039/C6CS00012F.

[7] A. Sagar *et al.*, 'A Comprehensive Review of the Recent Development of Wireless Power Transfer Technologies for Electric Vehicle Charging Systems', *IEEE Access*, vol. 11, pp. 83703–83751, 2023, doi: 10.1109/ACCESS.2023.3300475.

[8] H. Dinis and P. M. Mendes, 'A comprehensive review of powering methods used in state-of-the-art miniaturized implantable electronic devices', *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 172, p. 112781, Jan. 2021, doi: 10.1016/j.bios.2020.112781.

[9] A. Allam, K. Sabra, and A. Erturk, 'Piezoelectric transducer design for simultaneous ultrasonic power transfer and backscatter communication', *Smart Mater. Struct.*, vol. 31, no. 9, p. 095003, Jul. 2022, doi: 10.1088/1361-665X/ac7b57.

[10] M. G. L. Roes, J. L. Duarte, and M. A. M. Hendrix, 'Design of stepped exponential horns for acoustic energy transfer systems', in *2013 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, Jul. 2013, pp. 306–309. doi: 10.1109/ULTSYM.2013.0079.

[11] V. F.-G. Tseng, S. S. Bedair, and N. Lazarus, 'Phased Array Focusing for Acoustic Wireless Power Transfer', *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 65, no. 1, pp. 39–49, Jan. 2018, doi: 10.1109/TUFFC.2017.2771283.

[12] O. Freychet, 'Téléalimentation acoustique pariétale', phdthesis, Université Grenoble Alpes [2020-....], 2022. Accessed: Aug. 29, 2023. [Online]. Available: https://theses.hal.science/tel-03710360

[13] 'Acoustic Data Link', TDK Electronics AG, Accès : https://www.tdk-electronics.tdk.com/en/3032820/tech-library/articles/applications-cases/podcast

[14] Md. A. Ullah, R. Keshavarz, M. Abolhasan, J. Lipman, K. P. Esselle, and N. Shariati, 'A Review on Antenna Technologies for Ambient RF Energy Harvesting and Wireless Power Transfer: Designs, Challenges and Applications', *IEEE Access*, vol. 10, pp. 17231–17267, 2022, doi: 10.1109/ACCESS.2022.3149276.

[15] A. Iqbal, P. R. Sura, M. Al-Hasan, I. B. Mabrouk, and T. A. Denidni, 'Wireless power transfer system for deep-implanted biomedical devices', *Sci Rep*, vol. 12, no. 1, p. 13689, Aug. 2022, doi: 10.1038/s41598-022-18000-6.

[16] C. T. Rodenbeck *et al.*, 'Terrestrial Microwave Power Beaming', *IEEE Journal of Microwaves*, vol. 2, no. 1, pp. 28–43, Jan. 2022, doi: 10.1109/JMW.2021.3130765.

[17] M. J. Chabalko and A. P. Sample, ‘Three-Dimensional Charging via Multimode Resonant Cavity Enabled Wireless Power Transfer’, *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 30, no. 11, pp. 6163–6173, Nov. 2015, doi: 10.1109/TPEL.2015.2440914.

[18] M. Z. Erel, K. C. Bayindir, M. T. Aydemir, S. K. Chaudhary, and J. M. Guerrero, ‘A Comprehensive Review on Wireless Capacitive Power Transfer Technology: Fundamentals and Applications’, *IEEE Access*, vol. 10, pp. 3116–3143, 2022, doi: 10.1109/ACCESS.2021.3139761.

[19] M. M. Ghanbari *et al.*, ‘A Sub-mm3 Ultrasonic Free-Floating Implant for Multi-Mote Neural Recording’, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 54, no. 11, pp. 3017–3030, Nov. 2019, doi: 10.1109/JSSC.2019.2936303.

[20] A. Kim *et al.*, ‘An Ultrasonically Powered Implantable Microprobe for Electrolytic Ablation’, *Sci Rep*, vol. 10, no. 1, p. 1510, Jan. 2020, doi: 10.1038/s41598-020-58090-8.

[21] A. Kim *et al.*, ‘An Implantable Ultrasonically-Powered Micro-Light-Source (μLight) for Photodynamic Therapy’, *Sci Rep*, vol. 9, no. 1, p. 1395, Feb. 2019, doi: 10.1038/s41598-019-38554-2.

[22] A. N. M. S. Hossain, P. Mohseni, and H. M. Lavasani, ‘Design and Optimization of Capacitive Links for Wireless Power Transfer to Biomedical Implants’, *IEEE Transactions on Biomedical Circuits and Systems*, vol. 16, no. 6, pp. 1299–1312, Dec. 2022, doi: 10.1109/TBCAS.2022.3213000.

[23] N. Côte, N. Garraud, L. Sterna, P. Périchon, F. Frassati, and S. Boisseau, ‘Comparative Analysis and Design of Class-E Inductive and Capacitive Power Transfer Systems for Non-Mating Connectors’, in *2024 IEEE Wireless Power Technology Conference and Expo (WPTCE)*, May 2024, pp. 45–49. doi: 10.1109/WPTCE59894.2024.10557288.

[24] S. Y. Hui, ‘Planar Wireless Charging Technology for Portable Electronic Products and Qi’, *Proceedings of the IEEE*, vol. 101, no. 6, pp. 1290–1301, Jun. 2013, doi: 10.1109/JPROC.2013.2246531.

[25] A. Mahesh, B. Chokkalingam, and L. Mihet-Popa, ‘Inductive Wireless Power Transfer Charging for Electric Vehicles–A Review’, *IEEE Access*, vol. 9, pp. 137667–137713, 2021, doi: 10.1109/ACCESS.2021.3116678.

[26] H.-J. Kim, H. Hirayama, S. Kim, K. J. Han, R. Zhang, and J.-W. Choi, ‘Review of Near-Field Wireless Power and Communication for Biomedical Applications’, *IEEE Access*, vol. 5, pp. 21264–21285, 2017, doi: 10.1109/ACCESS.2017.2757267.

[27] M. Rehman *et al.*, ‘A Review of Inductive Power Transfer: Emphasis on Performance Parameters, Compensation Topologies and Coil Design Aspects’, *IEEE Access*, vol. 11, pp. 144978–145010, 2023, doi: 10.1109/ACCESS.2023.3344041.

[28] A. Kurs, A. Karalis, R. Moffatt, J. D. Joannopoulos, P. Fisher, and M. Soljačić, ‘Wireless Power Transfer via Strongly Coupled Magnetic Resonances’, *Science*, vol. 317, no. 5834, pp. 83–86, Jul. 2007, doi: 10.1126/science.1143254.

[29] ‘IEEE Standard for Safety Levels with Respect to Human Exposure to Electric, Magnetic, and Electromagnetic Fields, 0 Hz to 300 GHz’, *IEEE Std C95.1-2019 (Revision of IEEE Std C95.1-2005/ Incorporates IEEE Std C95.1-2019/Cor 1-2019)*, pp. 1–312, Oct. 2019, doi: 10.1109/IEEESTD.2019.8859679.

[30] International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection (ICNIRP), ‘Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz). International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection’, *Health Phys*, vol. 74, no. 4, pp. 494–522, Apr. 1998.

[31] C. B. Williams and R. B. Yates, ‘Analysis of a micro-electric generator for microsystems’, *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 52, no. 1–3, pp. 8–11, Mar. 1996, doi: 10.1016/0924-4247(96)80118-X.

[32] C. Shearwood and R. B. Yates, ‘Development of an electromagnetic micro-generator’, *Electronics Letters*, vol. 33, no. 22, pp. 1883–1884, Oct. 1997, doi: 10.1049/el:19971262.
[33] S.-N. Suzuki, T. Katane, H. Saotome, and O. Saito, ‘A proposal of electric power generating system for implanted medical devices’, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 35, no. 5, pp. 3586–3588, Sep. 1999, doi: 10.1109/20.800598.
[34] R. Amirtharajah and A. P. Chandrakasan, ‘Self-powered signal processing using vibration-based power generation’, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 33, no. 5, pp. 687–695, May 1998, doi: 10.1109/4.668982.
[35] C. B. Williams, R. C. Woods, and R. B. Yates, ‘Feasibility study of a vibration powered micro-electric generator’, in *IEE Colloquium on Compact Power Sources (Digest No. 96/107)*, May 1996, p. 7/1-7/3. doi: 10.1049/ic:19960682.
[36] B. D. Truong, S. Williams, and S. Roundy, ‘Experimentally validated model and analytical investigations on power optimization for piezoelectric-based wireless power transfer systems’, *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, vol. 30, no. 16, pp. 2464–2477, Sep. 2019, doi: 10.1177/1045389X19862383.
[37] V. R. Challa, S. Cheng, and D. P. Arnold, ‘The role of coupling strength in the performance of electrodynamic vibrational energy harvesters’, *Smart Mater. Struct.*, vol. 22, no. 2, p. 025005, Dec. 2012, doi: 10.1088/0964-1726/22/2/025005.
[38] V. R. Challa, J. O. Mur-Miranda, and D. P. Arnold, ‘Wireless power transmission to an electromechanical receiver using low-frequency magnetic fields’, *Smart Mater. Struct.*, vol. 21, no. 11, p. 115017, Oct. 2012, doi: 10.1088/0964-1726/21/11/115017.
[39] A. Ameye, N. Garraud, P. Gasnier, D. Gibus, and A. Badel, ‘Highly coupled hybrid transduction for low-frequency electrodynamic wireless power transfer’, in *2021 IEEE 20th International Conference on Micro and Nanotechnology for Power Generation and Energy Conversion Applications (PowerMEMS)*, Dec. 2021, pp. 40–43. doi: 10.1109/PowerMEMS54003.2021.9658332.
[40] M. A. Halim, A. A. Rendon-Hernandez, S. E. Smith, J. M. Samman, N. Garraud, and D. P. Arnold, ‘Miniature Electrodynamic Wireless Power Transmission Receiver Using a Micromachined Silicon Suspension’, *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 30, no. 1, pp. 144–155, Feb. 2021, doi: 10.1109/JMEMS.2020.3045350.
[41] K. M. McEachern and D. P. Arnold, ‘Electrodynamic wireless power transmission to a torsional receiver’, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 476, p. 012004, Dec. 2013, doi: 10.1088/1742-6596/476/1/012004.
[42] B. D. Truong and S. Roundy, ‘Wireless power transfer system with center-clamped magneto-mechano-electric (MME) receiver: model validation and efficiency investigation’, *Smart Mater. Struct.*, vol. 28, no. 1, p. 015004, Nov. 2018, doi: 10.1088/1361-665X/aaeb6a.
[43] M. A. Halim, A. A. Rendon-Hernandez, S. E. Smith, and D. P. Arnold, ‘Analysis of a Dual-Transduction Receiver for Electrodynamic Wireless Power Transfer’, *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 37, no. 6, pp. 7470–7479, Jun. 2022, doi: 10.1109/TPEL.2022.3140777.
[44] A. Ameye, N. Decroix, N. Garraud, P. Gasnier, and A. Badel, ‘Increasing the robustness of electrodynamic wireless power receivers with hybrid transduction’, in *2022 Wireless Power Week (WPW)*, Jul. 2022, pp. 146–150. doi: 10.1109/WPW54272.2022.9853971.
[45] M. A. Halim, A. A. Rendon-Hernandez, S. E. Smith, J. M. Samman, N. Garraud, and D. P. Arnold, ‘Miniature Electrodynamic Wireless Power Transmission Receiver Using a Micromachined Silicon Suspension’, *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 30, no. 1, pp. 144–155, Feb. 2021, doi: 10.1109/JMEMS.2020.3045350.

[46] M. Renaud *et al.*, 'Optimum power and efficiency of piezoelectric vibration energy harvesters with sinusoidal and random vibrations', *J. Micromech. Microeng.*, vol. 22, no. 10, p. 105030, Sep. 2012, doi: 10.1088/0960-1317/22/10/105030.

[47] Y. Zhang, T. Wang, A. Luo, Y. Hu, X. Li, and F. Wang, 'Micro electrostatic energy harvester with both broad bandwidth and high normalized power density', *Applied Energy*, vol. 212, pp. 362–371, Feb. 2018, doi: 10.1016/j.apenergy.2017.12.053.

[48] Z. Hadas and C. Ondrusek, 'Nonlinear spring-less electromagnetic vibration energy harvesting system', *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, vol. 224, no. 14, pp. 2881–2896, Nov. 2015, doi: 10.1140/epjst/e2015-02595-3.

[49] B. P. Mann and N. D. Sims, 'Energy harvesting from the nonlinear oscillations of magnetic levitation', *Journal of Sound and Vibration*, vol. 319, no. 1, pp. 515–530, Jan. 2009, doi: 10.1016/j.jsv.2008.06.011.

[50] T. W. Jensen, A. R. Insinga, J. C. Ehlers, and R. Bjørk, 'The full phase space dynamics of a magnetically levitated electromagnetic vibration harvester', *Sci Rep*, vol. 11, no. 1, Art. no. 1, Aug. 2021, doi: 10.1038/s41598-021-95478-6.

[51] A. Benhemou *et al.*, 'Predictive lumped model for a tunable bistable piezoelectric energy harvester architecture', *Smart Mater. Struct.*, vol. 33, no. 4, p. 045033, Mar. 2024, doi: 10.1088/1361-665X/ad2c6a.

[52] M. F. Daqaq, R. Masana, A. Erturk, and D. Dane Quinn, 'On the Role of Nonlinearities in Vibratory Energy Harvesting: A Critical Review and Discussion', *Applied Mechanics Reviews*, vol. 66, no. 040801, May 2014, doi: 10.1115/1.4026278.

[53] N. Garraud, D. Alabi, S. Chyczewski, J. D. Varela, D. P. Arnold, and A. Garraud, 'Extending the range of wireless power transmission for bio-implants and wearables', *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 1052, p. 012023, Jul. 2018, doi: 10.1088/1742-6596/1052/1/012023.

[54] S. Suzuki, T. Katane, H. Saotome, and O. Saito, 'Electric power-generating system using magnetic coupling for deeply implanted medical electronic devices', *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 38, no. 5, pp. 3006–3008, Sep. 2002, doi: 10.1109/TMAG.2002.803185.

[55] Y. Wu, H. Yuan, R. Zhang, A. Yang, X. Wang, and M. Rong, 'Low-Frequency Wireless Power Transfer Via Rotating Permanent Magnets', *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 69, no. 10, pp. 10656–10665, Oct. 2022, doi: 10.1109/TIE.2022.3158010.

[56] N. Garraud, A. Garraud, D. Munzer, M. Althar, and D. P. Arnold, 'Modeling and experimental analysis of rotating magnet receivers for electrodynamic wireless power transmission', *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 52, no. 18, p. 185501, Feb. 2019, doi: 10.1088/1361-6463/ab0643.

[57] N. Garraud, B. Alessandri, P. Gasnier, D. Arnold, and S. Boisseau, 'Optimization of a Magnetodynamic Receiver for Versatile Low-Frequency Wireless Power Transfer', in *2019 19th International Conference on Micro and Nanotechnology for Power Generation and Energy Conversion Applications (PowerMEMS)*, Dec. 2019, pp. 1–6. doi: 10.1109/PowerMEMS49317.2019.71805306097.

[58] N. Garraud, D. Alabi, J. D. Varela, D. P. Arnold, and A. Garraud, 'MICROFABRICATED ELECTRODYNAMIC WIRELESS POWER RECEIVER FOR BIO-IMPLANTS AND WEARABLES', in *2018 Solid-State, Actuators, and Microsystems Workshop Technical Digest*, Hilton Head, South Carolina, USA: Transducer Research Foundation, May 2018, pp. 34–37. doi: 10.31438/trf.hh2018.10.

[59] G. Liu, P. Ci, and S. Dong, 'Energy harvesting from ambient low-frequency magnetic field using magneto-mechano-electric composite cantilever', *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 3, p. 032908, Jan. 2014, doi: 10.1063/1.4862876.

[60] M. A. Halim, J. M. Samman, S. E. Smith, and D. P. Arnold, 'Piezoceramic Electrodynamic Wireless Power Receiver Using Torsion Mode Meandering Suspension', in *2019 19th*

International Conference on Micro and Nanotechnology for Power Generation and Energy Conversion Applications (PowerMEMS), Dec. 2019, pp. 1–5. doi: 10.1109/PowerMEMS49317.2019.20515809768.

[61] B. D. Truong, D. Wang, T. Xue, S. Trolier-Mckinstry, and S. Roundy, 'Experiments on a wireless power transfer system for wearable device with sol-gel thin-film PZT', presented at the Journal of Physics: Conference Series, 2019. doi: 10.1088/1742-6596/1407/1/012063.

[62] K. Tao, J. Wu, L. Tang, L. Hu, S. W. Lye, and J. Miao, 'Enhanced electrostatic vibrational energy harvesting using integrated opposite-charged electrets', *J. Micromech. Microeng.*, vol. 27, no. 4, p. 044002, Mar. 2017, doi: 10.1088/1361-6439/aa5e73.

[63] S. Boisseau, G. Despesse, and A. Sylvestre, 'Optimization of an electret-based energy harvester', *Smart Mater. Struct.*, vol. 19, no. 7, p. 075015, Jun. 2010, doi: 10.1088/0964-1726/19/7/075015.

[64] A. Bayrashev, W. P. Robbins, and B. Ziaie, 'Low frequency wireless powering of microsystems using piezoelectric–magnetostrictive laminate composites', *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 114, no. 2, pp. 244–249, Sep. 2004, doi: 10.1016/j.sna.2004.01.007.

[65] G. Rizzo, V. Loyau, R. Nocua, J. C. Lourme, and E. Lefeuvre, 'Potentiality of magnetoelectric composites for Wireless Power Transmission in medical implants', in *2019 13th International Symposium on Medical Information and Communication Technology (ISMICT)*, May 2019, pp. 1–4. doi: 10.1109/ISMICT.2019.8743873.

[66] T. Rupp, B. D. Truong, S. Williams, and S. Roundy, 'Magnetoelectric Transducer Designs for Use as Wireless Power Receivers in Wearable and Implantable Applications', *Materials*, vol. 12, no. 3, Art. no. 3, Jan. 2019, doi: 10.3390/ma12030512.

[67] K. Chen, Q. Gao, S. Fang, D. Zou, Z. Yang, and W.-H. Liao, 'An auxetic nonlinear piezoelectric energy harvester for enhancing efficiency and bandwidth', *Applied Energy*, vol. 298, p. 117274, Sep. 2021, doi: 10.1016/j.apenergy.2021.117274.

[68] I. Jung *et al.*, 'Design principles for coupled piezoelectric and electromagnetic hybrid energy harvesters for autonomous sensor systems', *Nano Energy*, vol. 75, p. 104921, Sep. 2020, doi: 10.1016/j.nanoen.2020.104921.

[69] R. M. Toyabur, M. Salauddin, H. Cho, and J. Y. Park, 'A multimodal hybrid energy harvester based on piezoelectric-electromagnetic mechanisms for low-frequency ambient vibrations', *Energy Conversion and Management*, vol. 168, pp. 454–466, Jul. 2018, doi: 10.1016/j.enconman.2018.05.018.

[70] C. Wang, S.-K. Lai, J.-M. Wang, J.-J. Feng, and Y.-Q. Ni, 'An ultra-low-frequency, broadband and multi-stable tri-hybrid energy harvester for enabling the next-generation sustainable power', *Applied Energy*, vol. 291, 2021, doi: 10.1016/j.apenergy.2021.116825.

[71] B. D. Truong, C. P. Le, and S. Roundy, 'Piezoelectric–Electromagnetic Hybrid Energy Harvesting System: When is it Useful?', in *2022 21st International Conference on Micro and Nanotechnology for Power Generation and Energy Conversion Applications (PowerMEMS)*, Dec. 2022, pp. 200–203. doi: 10.1109/PowerMEMS56853.2022.10007615.

[72] M. Lallart and G. Lombardi, 'Synchronized Switch Harvesting on ElectroMagnetic System: a nonlinear technique for hybrid energy harvesting based on active inductance', *Energy Conversion and Management*, vol. 203, p. 112135, Jan. 2020, doi: 10.1016/j.enconman.2019.112135.

[73] F. Fiorillo, 'Chapter 4. Magnetic Field Sources', 2004. doi: 10.1016/B978-012257251-7/50006-X.

[74] 'Kronecker delta', *Wikipedia*. Dec. 29, 2023. Accès : https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Kronecker_delta&oldid=1192529815

[75] T. L. Chow, *Introduction to Electromagnetic Theory: A Modern Perspective*. Jones & Bartlett Learning, 2006.

[76] S. M. Han, H. Benaroya, and T. Wei, ‘DYNAMICS OF TRANSVERSELY VIBRATING BEAMS USING FOUR ENGINEERING THEORIES’, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 225, no. 5, pp. 935–988, Sep. 1999, doi: 10.1006/jsvi.1999.2257.

[77] M. Kim, M. Hoegen, J. Dugundji, and B. L. Wardle, ‘Modeling and experimental verification of proof mass effects on vibration energy harvester performance’, *Smart Mater. Struct.*, vol. 19, no. 4, p. 045023, Apr. 2010, doi: 10.1088/0964-1726/19/4/045023.

[78] E. Arroyo, A. Badel, F. Formosa, Y. Wu, and J. Qiu, ‘Comparison of electromagnetic and piezoelectric vibration energy harvesters: Model and experiments’, *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 183, pp. 148–156, Aug. 2012, doi: 10.1016/j.sna.2012.04.033.

[79] A. Morel, ‘Interfaces électriques adaptatives dynamiquement au spectre fréquentiel pour la récupération d’énergie vibratoire large bande’, phdthesis, Université Savoie Mont Blanc, 2020. Accès : https://theses.hal.science/tel-03471221

[80] I. N. Ayala-Garcia, P. D. Mitcheson, E. M. Yeatman, D. Zhu, J. Tudor, and S. P. Beeby, ‘Magnetic tuning of a kinetic energy harvester using variable reluctance’, *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 189, pp. 266–275, Jan. 2013, doi: 10.1016/j.sna.2012.11.004.

[81] E. Arroyo, ‘Récupération d’énergie à partir des vibrations ambiantes : dispositif électromagnétique et circuit électronique d’extraction synchrone’, phdthesis, Université de Grenoble, 2012. Accès : https://theses.hal.science/tel-00768218

[82] D. Gibus, ‘Conception de dispositifs piézoélectriques fortement couplés pour la récupération d’énergie vibratoire large bande’, phdthesis, Université Savoie Mont Blanc, 2020. Accès : https://hal.science/tel-03169860

[83] M. Benchemoul *et al.*, ‘Wireless Inertial Sensing Platform Self-Powered by Piezoelectric Energy Harvester for Industrial Predictive Maintenance’, in *2018 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, Kobe: IEEE, Oct. 2018, pp. 1–4. doi: 10.1109/ULTSYM.2018.8580029.

[84] M. A. Halim, R. Rantz, Q. Zhang, L. Gu, K. Yang, and S. Roundy, ‘An electromagnetic rotational energy harvester using sprung eccentric rotor, driven by pseudo-walking motion’, *Applied Energy*, vol. 217, pp. 66–74, 2018, doi: 10.1016/j.apenergy.2018.02.093.

[85] G. Delattre, ‘Systèmes de récupération d’énergie vibratoire large bande à conversion électromagnétique’, phdthesis, Université Grenoble Alpes [2020-....], 2023. Accès : https://theses.hal.science/tel-04430819

[86] A. Badel and E. Lefeuvre, ‘Wideband Piezoelectric Energy Harvester Tuned Through its Electronic Interface Circuit’, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 557, no. 1, p. 012115, Nov. 2014, doi: 10.1088/1742-6596/557/1/012115.

[87] G. Tang, B. Yang, J. Liu, B. Xu, H. Zhu, and C. Yang, ‘Development of high performance piezoelectric *d*33 mode MEMS vibration energy harvester based on PMN-PT single crystal thick film’, *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 205, pp. 150–155, Jan. 2014, doi: 10.1016/j.sna.2013.11.007.

[88] A. Morel, R. Grézaud, G. Pillonnet, P. Gasnier, G. Despesse, and A. Badel, ‘Active AC/DC control for wideband piezoelectric energy harvesting’, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 773, no. 1, p. 012059, Nov. 2016, doi: 10.1088/1742-6596/773/1/012059.

[89] N. A. Siddiqui, D.-J. Kim, R. A. Overfelt, and B. C. Prorok, ‘Electromechanical coupling effects in tapered piezoelectric bimorphs for vibration energy harvesting’, *Microsyst Technol*, vol. 23, no. 5, pp. 1537–1551, May 2017, doi: 10.1007/s00542-016-3197-4.

[90] S. Zhao, U. Radhakrishna, S. Hanly, J. Ma, J. H. Lang, and D. Buss, ‘Co-optimization of a piezoelectric energy harvesting system for broadband operation’, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 1407, no. 1, p. 012010, Nov. 2019, doi: 10.1088/1742-6596/1407/1/012010.

[91] Y. Kuang, Z. J. Chew, and M. Zhu, ‘Strongly coupled piezoelectric energy harvesters: Finite element modelling and experimental validation’, *Energy Conversion and Management*, vol. 213, p. 112855, Jun. 2020, doi: 10.1016/j.enconman.2020.112855.
[92] D. Zou, G. Liu, Z. Rao, T. Tan, W. Zhang, and W.-H. Liao, ‘Design of a multi-stable piezoelectric energy harvester with programmable equilibrium point configurations’, *Applied Energy*, vol. 302, p. 117585, Nov. 2021, doi: 10.1016/j.apenergy.2021.117585.
[93] N. G. Elvin and A. A. Elvin, ‘An experimentally validated electromagnetic energy harvester’, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 330, no. 10, pp. 2314–2324, May 2011, doi: 10.1016/j.jsv.2010.11.024.
[94] E. Sardini and M. Serpelloni, ‘An efficient electromagnetic power harvesting device for low-frequency applications’, *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 172, no. 2, pp. 475–482, Dec. 2011, doi: 10.1016/j.sna.2011.09.013.
[95] D. Zhu, S. Roberts, T. Mouille, M. J. Tudor, and S. P. Beeby, ‘General model with experimental validation of electrical resonant frequency tuning of electromagnetic vibration energy harvesters’, *Smart Mater. Struct.*, vol. 21, no. 10, p. 105039, Sep. 2012, doi: 10.1088/0964-1726/21/10/105039.
[96] A. Munaz, B.-C. Lee, and G.-S. Chung, ‘A study of an electromagnetic energy harvester using multi-pole magnet’, *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 201, pp. 134–140, Oct. 2013, doi: 10.1016/j.sna.2013.07.003.
[97] D. Mallick and S. Roy, ‘Bidirectional electrical tuning of FR4 based electromagnetic energy harvesters’, *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 226, pp. 154–162, May 2015, doi: 10.1016/j.sna.2015.02.016.
[98] W.-K. Choi, H. J. Kim, C.-W. Park, and B. Lee, ‘Study on electromagnetic energy transducer in ambient vibration’, *IET Power Electronics*, vol. 11, no. 12, pp. 1983–1990, 2018, doi: 10.1049/iet-pel.2017.0886.
[99] B. D. Truong and S. Roundy, ‘Experimentally validated model and power optimization of a magnetoelectric wireless power transfer system in free-free configuration’, *Smart Mater. Struct.*, vol. 29, no. 8, p. 085053, Jul. 2020, doi: 10.1088/1361-665X/ab90a2.
[100] V. Ordoñez, R. Arcos, and J. Romeu, ‘A high-performance electromagnetic vibration energy harvester based on ring magnets with Halbach configuration’, *Energy Conversion and Management: X*, vol. 16, p. 100280, Dec. 2022, doi: 10.1016/j.ecmx.2022.100280.
[101] S. Priya, C.-T. Chen, D. Fye, and J. Zahnd, ‘Piezoelectric Windmill: A Novel Solution to Remote Sensing’, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 44, no. 1L, p. L104, Dec. 2004, doi: 10.1143/JJAP.44.L104.
[102] A.-T. Vo and N. Garraud, ‘Wireless Power Charging and Motion Control of a Magnetic Robot’, in *2022 Wireless Power Week (WPW)*, Jul. 2022, pp. 675–679. doi: 10.1109/WPW54272.2022.9853879.
[103] A. Ameye *et al.*, ‘Enabling IOT Wireless Distant Charging: 7.9-Mw Integrated Power Receiver at 30 cm’, in *2022 21st International Conference on Micro and Nanotechnology for Power Generation and Energy Conversion Applications (PowerMEMS)*, Dec. 2022, pp. 311–312. doi: 10.1109/PowerMEMS56853.2022.10007586.
[104] A. Ameye, N. Garraud, P. Gasnier, and A. Badel, ‘Hybrid piezoelectric and electromagnetic receiver for low frequency electrodynamic wireless transmission’, in *10th National Days on Energy Harvesting and Storage (JNRSE) 2021*, Grenoble, France, Jun. 2021. Accès : https://hal.science/hal-03760251
[105] S. Du, E. K. Chan, B. Wen, J. Hong, H. Widmer, and C. E. Wheatley, ‘Wireless Power Transfer Using Oscillating Magnets’, *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 65, no. 8, pp. 6259–6269, Aug. 2018, doi: 10.1109/TIE.2017.2786289.

[106] S. E. Smith, M. A. Halim, S. T. Chyczewski, A. A. Rendon-Hernandez, and D. P. Arnold, ‘A Wirelessly Rechargeable AA Battery Using Electrodynamic Wireless Power Transmission’, *Energies*, vol. 14, no. 9, Art. no. 9, Jan. 2021, doi: 10.3390/en14092368.

[107] M. A. Halim, A. A. Rendon-Hernandez, S. E. Smith, and D. P. Arnold, ‘A chip-sized piezoelectric receiver for low-frequency, near-field wireless power transfer: design, modeling and experimental validation’, *Smart Mater. Struct.*, vol. 30, no. 4, p. 045011, Mar. 2021, doi: 10.1088/1361-665X/abe60f.

[108] S. E. Smith, M. A. Halim, A. A. Rendon-Hernandez, and D. P. Arnold, ‘Dual-Transduction Electromechanical Receiver for Near-Field Wireless Power Transmission’, in *2021 IEEE 34th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, Jan. 2021, pp. 38–41. doi: 10.1109/MEMS51782.2021.9375416.

[109] A. A. Rendon-Hernandez, M. A. Halim, S. E. Smith, and D. P. Arnold, ‘Magnetically Coupled Microelectromechanical Resonators for Low-Frequency Wireless Power Transfer’, in *2022 IEEE 35th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems Conference (MEMS)*, Jan. 2022, pp. 648–651. doi: 10.1109/MEMS51670.2022.9699458.

[110] M. A. Halim, A. A. Rendon-Hernandez, S. E. Smith, and D. P. Arnold, ‘Analysis of a Dual-Transduction Receiver for Electrodynamic Wireless Power Transfer’, *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 37, no. 6, pp. 7470–7479, Jun. 2022, doi: 10.1109/TPEL.2022.3140777.

[111] A. Garraud, J. D. Jimenez, N. Garraud, and D. P. Arnold, ‘Electrodynamic Wireless Power Transmission to Rotating Magnet Receivers’, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 557, p. 012136, Nov. 2014, doi: 10.1088/1742-6596/557/1/012136.

[112] A. Garraud, D. J. Munzer, M. Althar, N. Garraud, and D. P. Arnold, ‘Watt-level wireless power transmission to multiple compact receivers’, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 660, p. 012039, Dec. 2015, doi: 10.1088/1742-6596/660/1/012039.

[113] Y. Wu, H. Yuan, R. Zhang, A. Yang, X. Wang, and M. Rong, ‘Low-Frequency Wireless Power Transfer Via Rotating Permanent Magnets’, *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 69, no. 10, pp. 10656–10665, Oct. 2022, doi: 10.1109/TIE.2022.3158010.

[114] A. Ameye *et al.*, ‘0.83-cm3 240-mW electrodynamic wireless power receiver’, presented at the Journées Nationales sur la Récupération et le Stockage de l’Energie (JNRSE 2023), Jun. 2023. Accès : https://hal.univ-smb.fr/hal-04172968

[115] H. Liu, C. Lee, T. Kobayashi, C. J. Tay, and C. Quan, ‘A new S-shaped MEMS PZT cantilever for energy harvesting from low frequency vibrations below 30 Hz’, *Microsyst Technol*, vol. 18, no. 4, pp. 497–506, Apr. 2012, doi: 10.1007/s00542-012-1424-1.

[116] P. D. Mitcheson, T. C. Green, E. M. Yeatman, and A. S. Holmes, ‘Architectures for vibration-driven micropower generators’, *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 13, no. 3, pp. 429–440, Jun. 2004, doi: 10.1109/JMEMS.2004.830151.

[117] E. Halvorsen, C. P. Le, P. D. Mitcheson, and E. M. Yeatman, ‘Architecture-independent power bound for vibration energy harvesters’, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 476, no. 1, p. 012026, Dec. 2013, doi: 10.1088/1742-6596/476/1/012026.

[118] D. Gibus, P. Gasnier, A. Morel, S. Boisseau, and A. Badel, ‘Modelling and design of highly coupled piezoelectric energy harvesters for broadband applications’, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 1407, p. 012009, Nov. 2019, doi: 10.1088/1742-6596/1407/1/012009.

[119] G. Delattre, S. Vigne, A. Brenes, N. Garraud, O. Freychet, and S. Boisseau, ‘A new approach to design electromagnetic transducers for wideband electrically-tuned vibration energy harvesting’, *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, vol. 34, no. 11, pp. 1314–1329, Jul. 2023, doi: 10.1177/1045389X221135017.

[120] S. Boisseau *et al.*, ‘An autonomous switch based on a rotating magnet driven by magnetic launchers’, *Smart Mater. Struct.*, vol. 30, no. 2, p. 02LT01, Jan. 2021, doi: 10.1088/1361-665X/abd7e8.
[121] C. E. Mungan, ‘Frictional torque on a rotating disc’, *Eur. J. Phys.*, vol. 33, no. 5, p. 1119, Jun. 2012, doi: 10.1088/0143-0807/33/5/1119.
[122] ‘Inverted Pendulum’ (Article de presse), Accès : https://sciencedemonstrations.fas.harvard.edu/presentations/inverted-pendulum
[123] A. Erturk and D. J. Inman, ‘Broadband piezoelectric power generation on high-energy orbits of the bistable Duffing oscillator with electromechanical coupling’, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 330, no. 10, pp. 2339–2353, May 2011, doi: 10.1016/j.jsv.2010.11.018.
[124] C. Saint-Martin *et al.*, ‘Optimized and robust orbit jump for nonlinear vibration energy harvesters’, *Nonlinear Dyn*, vol. 112, no. 5, pp. 3081–3105, Mar. 2024, doi: 10.1007/s11071-023-09188-x.
[125] D. Gibus, A. Morel, L. Charleux, A. Benhemou, A. Badel, and P. Gasnier, ‘Design of a vibration energy harvester with two close resonant frequencies’, in *2022 Wireless Power Week (WPW)*, Jul. 2022, pp. 132–135. doi: 10.1109/WPW54272.2022.9853894.

Liste des publications

Revues internationales

⊙ Ameye, N. Decroix, D. Gibus, N. Garraud, P. Gasnier, and A. Badel, ‘Increasing the robustness of electrodynamic WPT systems with hybrid electromechanical transduction’, Smart Materials and Structures, vol. 33, no. 2, p. 025002, 2024.

○ D. Gibus, A. Morel, P. Gasnier, A. Ameye, and A. Badel, ‘High performance piezoelectric vibration energy harvesting by electrical resonant frequency tuning’, Smart Mater. Struct., vol. 31, no. 12, p. 125012, Nov. 2022, doi: 10.1088/1361-665X/ac9d74.

Conférences internationales avec actes

⊙ Ameye et al., ‘Enabling IOT Wireless Distant Charging: 7.9-Mw Integrated Power Receiver at 30 cm’, in 2022 21st International Conference on Micro and Nanotechnology for Power Generation and Energy Conversion Applications (PowerMEMS), Dec. 2022, pp. 311–312. doi: 10.1109/PowerMEMS56853.2022.10007586.

⊙ A. Ameye, N. Decroix, N. Garraud, P. Gasnier, and A. Badel, ‘Increasing the robustness of electrodynamic wireless power receivers with hybrid transduction’, in 2022 Wireless Power Week (WPW), Jul. 2022, pp. 146–150. doi: 10.1109/WPW54272.2022.9853971.

⊙ A. Ameye, N. Garraud, P. Gasnier, D. Gibus, and A. Badel, ‘Highly coupled hybrid transduction for low-frequency electrodynamic wireless power transfer’, in 2021 IEEE 20th International Conference on Micro and Nanotechnology for Power Generation and Energy Conversion Applications (PowerMEMS), Dec. 2021, pp. 40–43. doi: 10.1109/PowerMEMS54003.2021.9658332.

○ D. Gibus, P. Gasnier, A. Morel, A. Ameye, and A. Badel, ‘A strong electromechanically coupled and low-damped harvester for resonant frequency tuning’, in 2021 IEEE 20th International Conference on Micro and Nanotechnology for Power Generation and Energy Conversion Applications (PowerMEMS), Dec. 2021, pp. 68–71. doi: 10.1109/PowerMEMS54003.2021.9658406.

Conférences nationales

⊙ A. Ameye et al., ‘0.83-cm3 240-mW electrodynamic wireless power receiver’, presented at the Journées Nationales sur la Récupération et le Stockage de l’Energie (JNRSE 2023), Jun. 2023. Accessed: May 28, 2024. [Online]. Available: https://hal.univ-smb.fr/hal-04172968

⊙ A. Ameye, N. Garraud, P. Gasnier, and A. Badel, ‘Hybrid piezoelectric and electromagnetic receiver for low frequency electrodynamic wireless transmission’, in 10th National Days on Energy Harvesting and Storage (JNRSE) 2021, Grenoble, France, Jun. 2021. Accessed: May 28, 2024. [Online]. Available: https://hal.science/hal-03760251