



HAL
open science

Micro-récupération d'énergie des écoulements d'air par conversion électrostatique

Matthias Perez

► **To cite this version:**

Matthias Perez. Micro-récupération d'énergie des écoulements d'air par conversion électrostatique. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAI087 . tel-01482745v3

HAL Id: tel-01482745

<https://theses.hal.science/tel-01482745v3>

Submitted on 22 Jan 2018 (v3), last revised 17 Oct 2018 (v4)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des fluides, énergétique, procédés**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Matthias PEREZ

Thèse dirigée par **Jean-Luc REBOUD** et
codirigée par **Sébastien BOISSEAU**

préparée au sein du **CEA-LETI**
dans l'**École Doctorale Ingénierie - Matériaux, Mécanique,
Environnement, Énergétique, Procédés, Production (IMEP2)**

Micro-récupération d'énergie des écoulements d'air par conversion électrostatique

Thèse soutenue publiquement le **21 novembre 2016**,
devant le jury composé de :

M. Philippe BASSET

Professeur associé, ESIEE Paris, Noisy-le-Grand, Examineur

M. Skandar BASROUR

Professeur, TIMA, Grenoble, Examineur

M. Olivier DOARE

Professeur, ENSTA, Paris, Rapporteur

M. Lucian DASCALESCU

Professeur, PPRIME, Poitiers, Rapporteur

M. Lionel PETIT

Professeur, LGEF, Lyon, Président du jury

M. Sébastien BOISSEAU

Ingénieur de recherche, CEA-LETI, Grenoble, Encadrant CEA

M. Jean-Luc REBOUD

Professeur, G2ELab, Grenoble, Directeur de thèse



Remerciements

Je voudrais remercier dans l'ordre alphabétique : mes amis, mes anciens professeurs, ma belle-famille, mes collègues, mes encadrants, ma famille, mon jury de thèse et ma petite amie :

- Mes amis, j'aime tous les bons moments que nous passons ensemble et que nous continuerons à passer ensemble.
- Mes anciens professeurs, merci de m'avoir supporté toutes ces années et de m'avoir donné le goût du savoir.
- Ma belle-famille, vous savez que j'apprécie beaucoup votre compagnie tout comme votre sens de l'hospitalité !
- Mes collègues, sachez déjà que nombre d'entre vous font aussi partie de mes amis. Merci pour ces trois années qui furent à la fois très conviviales et studieuses.
- Mes encadrants, tout d'abord merci de m'avoir choisi pour travailler sur ce sujet de thèse. Je tiens également à vous remercier pour m'avoir suivi du début jusqu'à la fin avec autant de motivation et de sérieux.
- Ma famille, je suis particulièrement fier de nos valeurs et de l'ambiance qui règne en notre sein. J'en profite pour dédier ce manuscrit à mon très cher grand-père maternel, décédé cette année.
- Mon jury de thèse, merci d'avoir accepté de relire ma thèse, de l'avoir jugée et d'avoir pris le temps de vous déplacer pour y assister.
- Ma petite amie, notre rencontre coïncide avec le début de cette thèse, merci de m'apporter autant de joie au quotidien.

Table des matières

Introduction	1
1 Etat de l'art	9
1.1 Introduction	9
1.2 Les récupérateurs rotatifs	10
1.2.1 Procédés de fabrication des micro-turbines	11
1.2.2 Convertisseurs électromagnétiques	13
1.2.3 Convertisseurs piézoélectriques	16
1.2.4 Convertisseurs triboélectriques	17
1.2.5 Bilan	18
1.3 Les récupérateurs aéroélastiques	20
1.3.1 Convertisseurs électromagnétiques	21
1.3.2 Convertisseurs piézoélectriques	22
1.3.3 Convertisseurs triboélectriques	24
1.3.4 Bilan	25
1.4 Conclusion - Etat de l'art	25
2 La conversion électrostatique	27
2.1 Introduction/un peu d'histoire	27
2.2 Quelques notions d'électrostatique	28
2.2.1 Distribution de charges électriques	28
2.2.2 Champ électrostatique	28
2.2.3 Potentiel et énergie potentielle électrostatique	29
2.2.4 Conducteur en équilibre électrostatique et condensateurs	29
2.3 Condensateur à capacité variable	30
2.3.1 Cycle à charge constante	31
2.3.2 Cycle à tension constante	31
2.3.3 Cycle à électret/triboélectrique - Cycle « libre »	32
2.3.4 Bilan	36
2.4 Variations de capacité d'un condensateur variable plan	36
2.4.1 Condensateur plan	36
2.4.2 Condensateur variable plan	37
2.4.3 Effets de bord et impact sur la variation de capacité	38
2.4.4 Multiplication des électrodes à chevauchement variable	40
2.4.5 Connexions cross wafer et slot effect	41
2.4.6 Bilan	42
2.5 Polarisation de la structure	42

2.5.1	Loi de Paschen	42
2.5.2	Source de tension extérieure - Capacité haute tension chargée	43
2.5.3	Les électrets	45
2.5.4	La triboélectricité	48
2.5.5	Bilan	49
2.6	Conclusion - La conversion électrostatique	50
3	Techniques de conversion aéromécanique	51
3.1	Introduction/un peu d'histoire	51
3.2	Dynamique des fluides	52
3.2.1	Conservation de la masse	52
3.2.2	Conservation de la quantité de mouvement	52
3.2.3	Equation de Bernoulli	53
3.2.4	Potentiel complexe, ligne vortex et théorème de Kelvin	53
3.2.5	Nombre et similitude de Reynolds	54
3.2.6	Niveau d'énergie dans un écoulement d'air	55
3.3	Aérodynamique	59
3.3.1	Ecoulements non visqueux	60
3.3.2	Ecoulements visqueux	65
3.3.3	Ecoulements réels 3D	70
3.4	Systèmes de conversion aéromécanique	72
3.4.1	Eoliennes à traînée	73
3.4.2	Eoliennes à portance	75
3.4.3	Systèmes aéroélastiques	85
3.5	Conclusion - Techniques de conversion aéromécanique	92
4	Prototypes et résultats expérimentaux	93
4.1	Introduction	93
4.2	Banc d'essai et instrumentation	93
4.3	Micro-turbines électrostatiques à électrets	94
4.3.1	Fonctionnement général	94
4.3.2	Essais expérimentaux	96
4.4	Micro-turbines électrostatiques à membranes - Exploitation de la triboélectricité	102
4.4.1	Fonctionnement général	102
4.4.2	Dimensionnement de la membrane et de l'entrefer	103
4.4.3	Essais expérimentaux	104
4.5	Membranes électrostatiques oscillantes	104
4.5.1	Fonctionnement général	104
4.5.2	Essais expérimentaux	105
4.6	Comparaison par rapport à l'état de l'art	110
4.7	Circuits électroniques de gestion d'énergie et alimentation de capteurs autonomes communicants	111
4.7.1	<i>Synchronous Electric Charge Extraction</i> (SECE)	112
4.7.2	Circuit MPP pour la parallélisation des convertisseurs	113
4.7.3	Approche à « deux chemins » pour un démarrage autonome	113
4.7.4	Alimentation d'un capteur de température/accélération	115
4.8	Conclusion - Prototypes et résultats expérimentaux	117

Introduction

A l'heure actuelle, la production d'électricité est un enjeu mondial à différentes échelles, de l'alimentation de simples composants électroniques jusqu'à la production électrique de masse. Les sources d'énergie environnantes pour produire de l'énergie électrique sont multiples (solaire, hydraulique, éolien, hydraulien...) mais nécessitent un, voire plusieurs convertisseurs intermédiaires. Ces travaux de thèse s'inscrivent dans la vaste thématique de la récupération d'énergie, laquelle consiste à produire de l'énergie électrique à partir de l'énergie présente sous d'autres formes dans notre environnement. Avant d'entrer dans le vif du sujet : **la micro-récupération d'énergie des écoulements d'air par conversion électrostatique**, j'aimerais replacer cette étude dans un contexte plus général, en commençant par faire quelques rappels sur l'histoire de l'énergie. Nous répertorierons ensuite quelques applications nécessitant de l'énergie électrique, nous listerons différentes sources d'énergie environnantes et nous présenterons les différents types de conversion permettant de produire de l'énergie électrique.

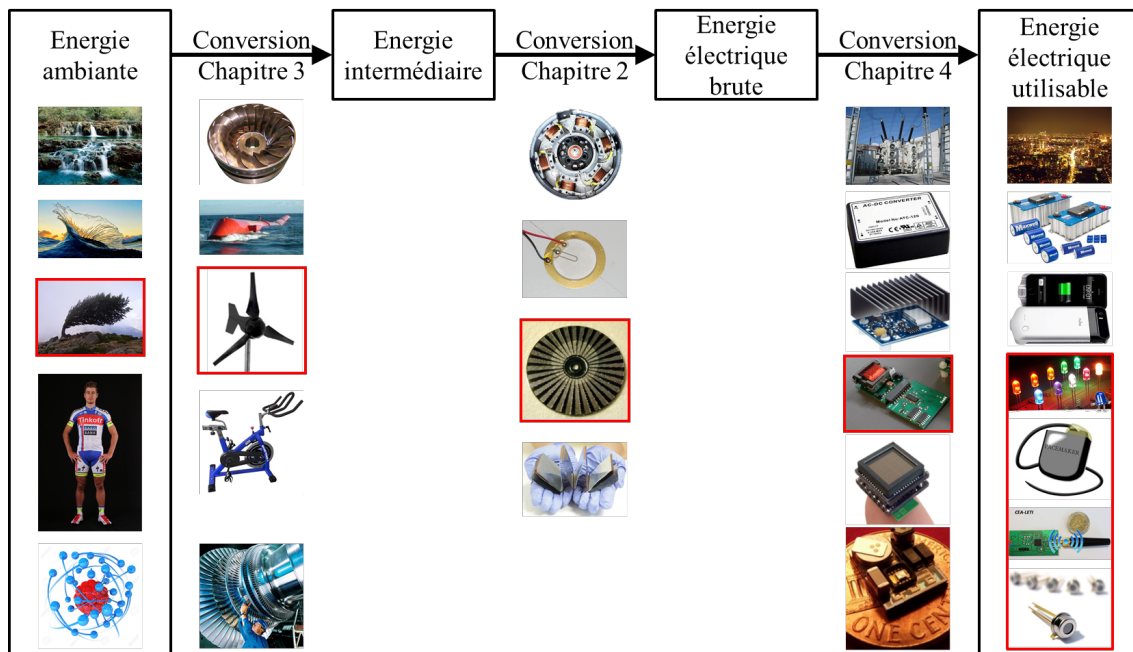


FIGURE 1 – Les différentes étapes de récupération d'énergie.

Brève histoire de l'énergie

Partons du constat qu'un être vivant consomme de l'énergie pour subvenir à ses besoins. Les animaux (et nous en faisons partie) consomment quotidiennement de l'énergie grâce aux aliments

qui constituent leurs repas. Cette énergie peut être partiellement stockée par notre corps ou dépensée sous forme d'énergie thermique et d'énergie mécanique. Pour la plupart des animaux, « l'objectif énergétique » est donc simple et redoutable : il s'agit de se nourrir tout en minimisant les dépenses associées aux efforts physiques et aux pertes thermiques.

Durant la Préhistoire, l'espèce humaine était très dépendante de son environnement pour se nourrir (chasse et cueillette) et devait se plier aux contraintes du climat, des saisons, des migrations des espèces... Par un concours favorable de circonstances, l'intelligence cumulée de certains individus de notre espèce nous a permis de nous affranchir petit à petit d'une grande partie de ces contraintes. J'aime à croire que tout a commencé, comme nous le raconte le mythe prométhéen, avec la découverte du feu, qui nous protégea des prédateurs, nous réchauffa et facilita la digestion des aliments¹. L'invention de l'agriculture engendra la sédentarisation : l'homme construisit un habitat bien isolé. A proximité, ses champs lui fournirent une part essentielle de son alimentation. Quant à l'animal domestiqué, on s'en nourrit, on se sert de sa force pour travailler, se déplacer... C'est à partir de cette révolution néolithique que la population humaine augmente de manière importante.

Cependant, dans les siècles qui suivirent, Antiquité et Moyen-âge, l'énergie animale n'a plus suffi. L'humanité s'est tournée vers des sources d'énergie plus puissantes telles que le vent et l'hydraulique en développant les moulins à eau, à vent, la vis d'Archimède, le bateau à voile... Au 18^{ème} siècle, les énergies fossiles telles que le charbon, le pétrole et le gaz ont permis de développer les locomotives à vapeur, les véhicules à moteurs thermiques, les premiers avions...

C'est enfin au milieu du 19^{ème} siècle, avec la découverte de l'électromagnétisme, que le monde que nous connaissons a définitivement pu se mettre en place. En effet, l'énergie électrique est nettement plus simple à transporter que les énergie fossiles, grâce à de « simples » câbles conducteurs. De plus, l'énergie électrique peut être produite à partir de tous les autres types d'énergie (éolien, hydraulique, charbon, pétrole, gaz, nucléaire...), ce qui l'a rapidement propulsée au rang de vecteur énergétique principal de notre civilisation (chauffage, éclairage, transport, appareils domestiques...). Parallèlement, l'électricité s'est également avérée être un excellent vecteur d'information, et c'est ainsi que nous entrons dans une nouvelle ère : celle de la communication ; tout d'abord avec le télégraphe (1843), puis le téléphone fixe (1870), l'ordinateur (1936), le téléphone mobile (1973), le web (1990)...

Applications visées par ces travaux

Comme nous venons de le voir, nos besoins en électricité sont croissants et variés, avec des niveaux de puissance (consommation instantanée) qui s'étendent sur plusieurs ordres de grandeur : du nanowatt, pour les composants électroniques les plus simples, jusqu'au gigawatt, pour les pics de consommation de pays entiers (tableau 1).

Nous nous positionnons ici sur la production locale d'électricité pour l'alimentation d'applications électroniques portables sans fil, une alternative intéressante au stockage préalable d'électricité (piles, batteries). Cette contrainte nous invite donc à développer des récupérateurs très compacts (entre 1 et 100cm³) afin qu'il soient les moins intrusifs possible. Néanmoins, cette contrainte de taille limite également la quantité d'énergie récupérable (de l'ordre de la centaine de microwatts à quelques milliwatts). On parle alors de micro-récupération d'énergie ! En effet, en diminuant la taille du convertisseur, on diminue également la quantité d'énergie captée ainsi que les rendements des récupérateurs. Ces deux effets cumulés vont donc limiter les applications possibles, nous laissant tout de même un grand nombre d'applications de capteurs autonomes pour le suivi environnemental, le

1. Rappelons qu'une digestion difficile consomme beaucoup d'énergie et fatigue.

monitoring de structure, la santé... Cet objectif étant fixé, nous allons à présent identifier les sources d'énergie disponibles dans l'environnement du capteur.

Objet à alimenter	Puissance associée	Références, précisions
Puce de microcontrôleur en veille	200nW	PIC18F1220/1320
Montre à quartz	700nW	Seiko AGS
Capteur de température	6μW à 1Hz	ST HTS221
Capteur de pression	12μW à 1Hz	MS5541C
Compensation des fuites dans un condensateur	16μW	Condensateur polymère de 470nF sous 1000V (section 2.5.2)
Mesure de température et transmission BLE	110μW à 1Hz	[PBG⁺15a]
Recharge d'une pile AA	300μW pendant 1 an	Duracell UltraPower AA 2500mAh
Diode électroluminescente (LED)	80mW	Vishay Ø3mm TTLE4401
Ventilateur d'ordinateur	650mW	NB-BlackSilent 40mm
Lampe fluo-compacte (CFL)	10W	Philips 83972200
Hoverboard	700W	SBW700
Scooter électrique	3kW	Peugeot E-Vivacity
Voiture électrique	65kW	Renault Zoe
Voiture de course électrique	200kW	Renault Spark SRT 01E
Train à grande vitesse	20MW	TGV V150
Pic de consommation en France	100GW	07/02/12 à 19h

TABLE 1 – Quelques exemples d'applications nécessitants de l'énergie électrique.

Sources d'énergie environnantes

Les sources d'énergie potentiellement disponibles dans notre environnement sont présentes sous des formes diverses et variées. On peut néanmoins les classer selon leurs « types », comme par exemple l'énergie de rayonnement, l'énergie thermique, l'énergie éolienne... Il est également possible de leur associer quelques « critères », comme la disponibilité, la densité de puissance... Toutes ces informations sont récapitulées dans le tableau 2. On peut ainsi noter que l'énergie solaire tout comme les énergies éoliennes et biomécaniques sont accessibles à tous contrairement à l'énergie hydraulique qui nécessite d'avoir un cours d'eau à proximité. On peut évidemment souligner les très fortes densités de puissance associées à la fission nucléaire et la combustion du carbone mais aussi noter des densités de puissance élevées des énergies renouvelables tels que le solaire et l'hydraulique. Les gradients de températures possèdent des densités plus faibles mais compensent cette lacune par une forte disponibilité (le corps humain par exemple).

De même, les flux d'air sont très courants par l'intermédiaire du vent, des circuits de climatisation dans le bâtiment ou tout simplement lorsque nous nous mettons en mouvement ou respirons. C'est d'ailleurs pour cette raison que nous avons décidé de nous intéresser à cette source d'énergie dans le cadre de cette thèse. Le tableau ci-dessous donne quelques ordres de grandeur de densités de puissance associées à différentes vitesses et quelques exemples d'applications. On peut constater que la puissance cinétique devient rapidement conséquente. A petite échelle, nous verrons (chapitre 1) qu'environ 10% de cette énergie cinétique peuvent être convertis en énergie électrique. On peut ainsi

Source d'énergie	Type d'énergie	Exemples	Densité de puissance	Avantages	Inconvénients
Soleil	Rayonnante	Eclairage naturel du soleil	Rayonnement incident moyen : $34\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$	Disponibilité très élevée, densité de puissance élevée, surface élevée	Régions non ensoleillées, nuageuses, ombragées, espace couverts
Lumière artificielle		Eclairage artificiel	A 1 mètre d'une ampoule 10W : $80\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$	Disponible à l'intérieur	Faible densité de puissance
Gradient de température	Thermique	Peau, bâtiment chauffé, sol	Laine d'air de 1cm d'épaisseur : $250\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$	Disponibilité très élevée	Quelques degrés en général \Rightarrow faible rendement de Carnot
Combustion		Plaque à gaz, chaudière	Pouvoir calorifique supérieur du charbon : $34\text{KW}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$	Densité de puissance très élevée	Disponibilité très faible, dangereux
Flux d'air	Eolienne	Voir tableau 3	Puissance cinétique : $60\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})^{-3}$	Disponibilité très élevée	Faible densité de puissance
Ecoulement de liquides	Hydraulique	Ruisseaux, rivière, fleuves, pluie, courants marins, marée, vagues	Puissance cinétique : $20\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})^{-3}$	Densité de puissance élevée	Disponibilité faible
Humain/animal	Biomécanique	Efforts physiques	Puissance moyenne du cycliste Chris Froome lors de l'ascension du mont Ventoux en 2013 : 410W	Disponible dès qu'on le désire	Peut fatiguer si la quantité d'énergie extraite est trop élevée
Rotation	Mécanique	Machines tournantes			Disponibilité faible
Vibrations	Mécanique	Ordinateur, moteur de voiture, machine à laver...			Disponibilité faible
Déformations	Mécanique	Vêtements, chaussures, bâtiments		Intégration textile	
Chocs	Mécanique	Chaussures, sol		Intégration textile	Phénomène indésirable
Atome	Nucléaire	Fusion, fission	Fission d'atomes d'uranium 235 : $83\text{MJ}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$	Densité de puissance très élevée	Disponibilité très faible, dangereux, nécessite de grosses infrastructures

TABLE 2 – Quelques exemples de sources d'énergie présentes dans notre environnement.

extrapoler des densités de puissance de plusieurs dizaines de microwatts par centimètre carré à partir de quelques mètres par seconde (tableau 3), ce qui est en accord parfait avec les besoins des capteurs autonomes mentionnés dans la section précédente ($<10\text{mW}$). A ce stade, nous avons donc identifié notre application (capteurs autonomes) et la source d'énergie d'intérêt (écoulement d'air), il ne reste donc plus qu'à choisir un convertisseur adapté.

Vitesse (m.s^{-1})	Evénements	Densité de puissance cinétique ($\rho=1.225\text{kg.m}^{-3}$)	Applications potentielles
0.3→1.5	Très légère brise, respiration humaine	1.7→207 $\mu\text{W.cm}^{-2}$	<i>Human monitoring</i>
1.5	Marche à pied	207 $\mu\text{W.cm}^{-2}$	Montre
1.5→2	Instrument à vent	207→490 $\mu\text{W.cm}^{-2}$	Micro sans fil
2	Buse de ventilation	490 $\mu\text{W.cm}^{-2}$	Capteur d'humidité
2.5	Course à pied	957 $\mu\text{W.cm}^{-2}$	HRM, calorimètre
4	Cyclisme « citadin », conduit de ventilation	3.9 mW.cm^{-2}	Capteur de température
7	Cyclisme sur route	21 mW.cm^{-2}	Compteur de vélo
10	Cyclisme professionnel, souffle forcé	61 mW.cm^{-2}	Altimètre, oxymètre
10.8→13.9	Vent frais	77→164 mW.cm^{-2}	Jauges de contrainte pour le monitoring de structures
14	Automobile en ville	168 mW.cm^{-2}	LED de freinage
24.5→28.4	Tempête	0.9→1.4 W.cm^{-2}	Débitmètre
36	Automobile sur l'autoroute	2.9 W.cm^{-2}	Contrôle de la pression des pneus
40	Aspirateur	3.9 W.cm^{-2}	Mesure de poussière
50	Faucon pèlerin	7.7 W.cm^{-2}	Localisation GPS
115	Formule 1	93 W.cm^{-2}	Monitoring moteur
297	Boeing 787	1.6 kW.cm^{-2}	Tube de Pitot électronique
340	Mach 1	2.4 kW.cm^{-2}	
386	Rafale (Dassault)	3.5 kW.cm^{-2}	

TABLE 3 – Densité d'énergie cinétique disponible dans un écoulement d'air et exemples d'applications associées.

Convertisseurs X-électriques

Cette étape de conversion consiste à transformer l'énergie disponible dans l'environnement en énergie électrique. Pour réaliser cette fonction, plusieurs types de convertisseur existent, chacun consommant une certaine forme d'énergie pour en produire une autre. On peut par exemple citer la conversion photovoltaïque qui utilise l'énergie rayonnante de photons incidents pour produire un courant électrique continu, la conversion thermoélectrique qui permet de créer de l'énergie électrique à partir d'un gradient thermique... On peut également associer à chaque technique de conversion des avantages et des inconvénients qui sont récapitulés dans le tableau 4.

Jusqu'à présent, aucune conversion directe ne permet de transformer directement l'énergie éo-

lienne en énergie électrique, ce qui nous oblige à passer par une énergie mécanique intermédiaire (rotation et/ou translation d'un élément solide). Afin de convertir cette énergie mécanique en énergie électrique, plusieurs possibilités s'offrent à nous : la conversion électromagnétique, piézoélectrique ou électrostatique. Ces trois types de conversion sont abordés dans le chapitre 1 dédié à l'état de l'art avant de restreindre notre étude et nous focaliser sur la conversion électrostatique. Le récupérateur sera logiquement composé de deux parties distinctes qui feront respectivement l'objet des chapitres 2 et 3 de ce mémoire.

Energie consommée	Conversion direct	Sources d'énergie privilégiées	Avantages	Inconvénients
Rayonnante	Photovoltaïque	Soleil, lumière artificielle	Surfacique	Rendement faible
Mécanique	Electromagnétique	Rotations, vibrations, chocs	Forts couplages énergétiques	Volumique, effet d'échelle défavorable à la miniaturisation, désaimantation à haute température, pertes par : courants de Foucault, hystérésis, effet Joule
	Electrostatique	Rotations, vibrations, chocs	Rendement élevé, effet d'échelle favorable à la miniaturisation, tension élevée	Couplage faible, nécessite une source de polarisation, tension élevée
	Piézoélectrique	Vibrations, déformations, chocs	Surfacique	
Thermique	Thermoélectrique	Gradients de température, combustion		Nécessite un fort gradient de température (rendement de Carnot)
	Pyroélectrique	Gradients de température, combustion		
Chimique	Pile	Réaction d'oxydo-réduction	Très dense en énergie	Polluant
	Pile à combustible	Oxydation d'hydrogène	Très dense en énergie	Doit être préalablement synthétisé, extrêmement inflammable

TABLE 4 – Quelques exemples de combinaisons directes pour la production d'électricité.

Conclusion

Nous avons donc décidé de nous positionner sur la micro-récupération d'énergie des écoulements d'air par un convertisseur électrostatique pour l'alimentation de capteurs. Etant donné les applications visées, la taille du convertisseur devra idéalement être réduite à quelques cm^3 et avoir une durée

de vie de plusieurs dizaines d'années afin de concurrencer les piles. La flexibilité du dispositif, le prix des matériaux utilisés ainsi que la simplicité de fabrication sont également des atouts pour une future commercialisation. Finalement, les dispositifs devront idéalement fonctionner à « basse vitesse » pour envisager les multiples applications associées (circuit de ventilation, *human monitoring*...). Dans tout ce qui suivra, je m'attacherai constamment à analyser les impacts de la miniaturisation sur les performances des dispositifs. Les sections suivantes présenteront successivement l'état de l'art des systèmes de récupération d'énergie des écoulements aériens existants (chapitre 1), les méthodes de conversion électrostatique (chapitre 2), la mécanique des fluides liée à notre problématique, les méthodes de conversion aéromécanique (chapitre 3) et les prototypes développés dans le cadre de cette thèse (chapitre 4).

Chapitre 1

Etat de l'art

1.1 Introduction

La micro-récupération d'énergie des écoulements aériens a un intérêt certain étant donnée la disponibilité de l'énergie éolienne. Les chercheurs qui travaillent sur le sujet tentent dans la grande majorité des cas de développer des dispositifs « basse vitesse » qui permettent d'envisager un plus grand éventail d'applications (vent, mouvements humains, circuits de ventilation...) comparé aux applications « haute vitesse » (automobile, aéronautique uniquement). De nombreux récupérateurs ont donc déjà été développés, tous ayant comme point commun de passer par une énergie mécanique intermédiaire liée au mouvement d'un élément solide. Ces récupérateurs peuvent être séparés en deux grandes familles :

- Les récupérateurs rotatifs utilisant l'énergie cinétique de l'écoulement d'air pour entraîner un mouvement de rotation mécanique d'un rotor rigide.
- Les récupérateurs aéroélastiques utilisant l'énergie cinétique de l'écoulement pour entraîner un mouvement vibratoire d'un élément flexible.

Cette section décrit un état de l'art technologique des micro-récupérateurs d'énergie éolienne comprenant notamment les différentes techniques de fabrication, d'assemblage, les matériaux utilisés, les dimensions des dispositifs, leurs vitesses de fonctionnement, les niveaux de puissance électrique produite. La compréhension des principes physiques des récupérateurs que nous allons développer ne sera abordée qu'à partir des chapitres 2 et 3.

Afin de comparer tous ces dispositifs, deux paramètres nous seront très utiles : la densité surfacique de puissance électrique ainsi que le rendement défini comme le rapport entre la puissance électrique produite et la puissance cinétique entrant dans le système¹. Quel que soit le récupérateur considéré (rotatif ou aéroélastique), la densité surfacique de puissance est simple à calculer et nous donne d'importantes informations sur le potentiel du récupérateur pour l'alimentation de capteurs. Néanmoins, ce paramètre ne nous permet que de comparer des systèmes fonctionnant à la même vitesse d'air. Le rendement peut quant à lui nous permettre de comparer des dispositifs fonctionnant à des vitesses différentes. Néanmoins, il peut parfois être plus compliqué, voire impossible, à calculer. Pour les convertisseurs rotatifs par exemple, le rendement est relativement simple à calculer étant donné que la puissance cinétique traversant le rotor est bien connue (c'est d'ailleurs ce paramètre qui fait référence dans le milieu). Pour les récupérateurs aéroélastiques, la tâche est en revanche moins aisée car il est difficile de connaître avec exactitude la puissance cinétique agissant sur le dispositif. Nous nous référerons donc dans ce cas à la densité surfacique de puissance électrique en précisant toujours la vitesse associée.

1. Cette dernière étant calculée en considérant la section du récupérateur et la vitesse de l'écoulement.

1.2 Les récupérateurs rotatifs

Depuis l'émergence de la micro-récupération d'énergie des écoulements d'air, de nombreux auteurs ont développé de petits dispositifs rotatifs. Le premier micro-récupérateur rotatif complet et supposé autonome a été développé par T.G. Wiegele en 1996 [Wie96] (figure 1.1a). Ce dispositif électromagnétique de 1cm^2 possède un rotor de 3.5mm de diamètre et $300\mu\text{m}$ de hauteur. Il fonctionne grâce à un réservoir d'azote pressurisé à 1.3 bars qui induit un écoulement de plusieurs centaines de mètres par seconde pour une vitesse de rotation du rotor de plusieurs milliers de tours par minute (avec un maximum de 11600rpm). Sept années plus tard, C.C. Federspiel [FC03] utilise une hélice de ventilateur plastique plutôt volumineuse (10cm de diamètre) couplée à un alternateur électromagnétique. Cette combinaison lui permet d'extraire de l'énergie électrique d'un écoulement « libre » d'air de $2.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec un rendement global d'environ 10%. A partir de 2003 [HHHP03], des membres du département d'ingénierie mécanique et électrique/électronique de l'Imperial College de Londres publient les premiers résultats sur une « minuscule » turbine axiale électromagnétique de 7.5mm de diamètre. Ce dispositif présenté également dans [HHPB04] et [HHP05] (figure 1.1b) est un bijou technologique mais ne permet d'extraire que 1.1mW à une très haute vitesse d'environ $40\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ($35\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$).

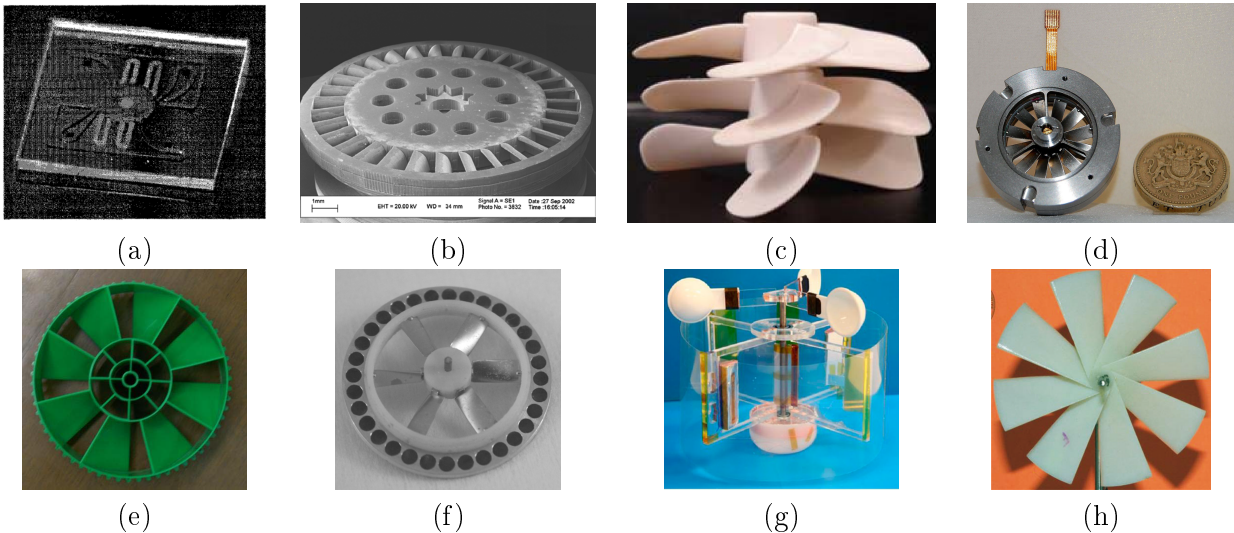


FIGURE 1.1 – Quelques récupérateurs rotatifs de l'état de l'art : (a) [Wie96], (b) [HHP05], (c) [RTF07], (d)[BHH09], (e) [LDL10], (f) [HBH11], (g) [XWL⁺13], (h) [MKS⁺15].

Entre 2005 et 2007, l'équipe américaine de S. Priya et al. se propose d'utiliser une hélice de ventilateur plastique couplée à un convertisseur piézoélectrique. Une puissance de 7.5mW à $4.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ est rapportée dans [HHP05] mais les informations de taille ne nous permettent pas de calculer le rendement. En 2007, une puissance de 5mW à $2.4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ est extraite avec 3 éoliennes axiales de 12.7cm de diamètre [MVKP07]. La même année, Rancourt et al. testent trois hélices plastiques du commerce (figure 1.1c) et de taille raisonnable (4.2cm de diamètre). Le rendement global de l'hélice et du convertisseur électromagnétique atteint une valeur maximale de 10% à $12\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ [RTF07]. En 2009, le groupe de recherche de l'Imperial College publie un deuxième papier sur une turbine électromagnétique axiale de 2cm de diamètre [BHH09] (figure 1.1d). Cette augmentation de la taille du rotor leur permet d'obtenir des résultats à plus basses vitesses, avec 1mW produit à $7\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour un rendement de seulement 1.6%. Après 2 ans de travaux, l'équipe londonienne publie des améliorations notoires sur le même rotor de 2cm de diamètre, avec 2.5mW récupérés à $7\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (3.9% de rendement)

[HBH11]. Durant l'année 2010, de nombreux récupérateurs électromagnétiques ont été développés, avec des diamètres variant entre 6.3cm et 23.4cm pour des puissances allant de 2mW ($2.4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) à 1.8W ($7\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) ([XYHQ10], [CBBB10], [LDL10] et [FMSS10]).

On peut également citer les travaux de l'université de Georgia Tech avec un anémomètre à coupelles en plastique couplé à un convertisseur triboélectrique [XWL⁺13] (figure 1.1g). Très récemment, M.Y. Zakaria et A. Marin ont respectivement extrait $500\mu\text{W}$ à $3.9\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (2.7% de rendement) et 2.29mW à $2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (6.0% de rendement) grâce à des éoliennes axiales de 2.6cm [ZPH15] et 7.2cm de diamètre [MKS⁺15] (figure 1.1h) couplées à un alternateur électromagnétique. Les procédés de fabrication des micro-turbines ainsi que des précisions sur les convertisseurs utilisés dans ces dispositifs sont détaillés par la suite.

1.2.1 Procédés de fabrication des micro-turbines

Le dispositif de Wiegele [Wie96] a été développé grâce à la technologie LIGA. Cette technique de fabrication a été choisie car elle permet de fabriquer des structures métalliques robustes, contrairement aux structures polysilicium fines et fragiles développées avec des techniques standards de microfabrication. Ces deux procédés ne permettent néanmoins que de développer des structures fondamentalement plates. Afin de mettre en place le LIGA, il faut partir d'un substrat en silicium revêtu d'une fine couche de métal ($0.1\mu\text{m}$). Une couche de $300\mu\text{m}$ de PMMA est ensuite déposée, cuite puis exposée à des rayons X à travers un masque définissant le motif désiré. Le tout est ensuite gravé chimiquement grâce à une solution d'hydroxyde de potassium (KOH) pour former des cavités de $300\mu\text{m}$ de la forme du motif. Le wafer est ensuite immergé dans un bain galvanique afin de remplir les cavités de permalloy² (figure 1.2a). Le rotor et le stator sont donc fabriqués grâce à cette technique, assemblés sans roulement à bille pour obtenir le résultat présenté sur la figure 1.2b. La différence de pression entre l'admission et l'échappement entraîne un écoulement dans l'entrefer qui permet ainsi de mettre en rotation le rotor grâce à sa forme dentée.

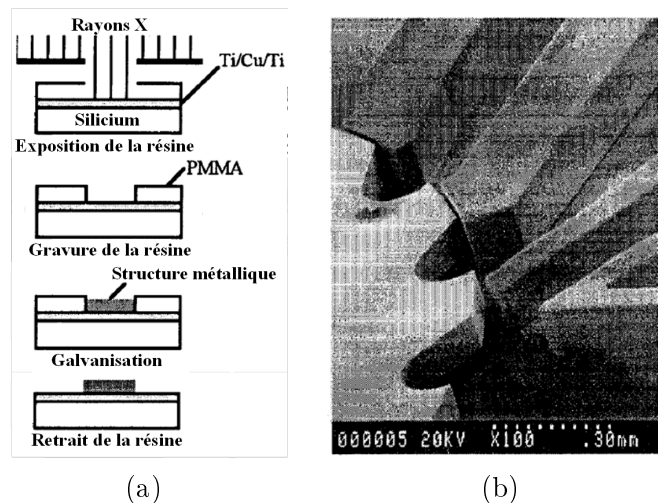


FIGURE 1.2 – (a) Etape du procédé LIGA et (b) prototype de [Wie96].

Les premiers dispositifs de l'Imperial College ont été développés grâce à une combinaison de procédés qui leur ont permis de réaliser des pales inclinées, ce qui n'était pas possible avec la technologie LIGA. Le rotor est fabriqué sur un wafer de silicium sur lequel une fine couche sacrificielle

2. Le permalloy est à un alliage magnétique composé de 80% de fer et de 15% de nickel. Il possède une haute perméabilité et une saturation magnétique de 0.8 Tesla

de $10\mu\text{m}$ de cuivre est déposée par évaporation puis par galvanoplastie [HHHP03]. Deux couches de $500\mu\text{m}$ du polymère SU8 sont ensuite déposées en laissant 10 cavités cylindriques pour placer les aimants permanents et une cavité étagée pour loger l'axe de rotation. Les profils courbés des 31 pales du rotor sont produites par micro-usinage laser. Durant cette étape, deux masques doivent être utilisés : un premier masque fixe pour protéger certaines parties du rotor et un deuxième mobile qui permet à certaines parties du rotor d'être exposées plus ou moins longtemps au rayonnement du laser. La longueur d'onde du laser est de 248nm (fluorure de krypton) pour une puissance de $1\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$. Il permet ainsi de « creuser » 350nm de SU8 à chaque pulse, il faut donc entre 1700 et 2700 pulses (entre 1 et 2 minutes à 20Hz) pour construire la moitié du rotor. Cette opération doit être effectuée deux fois ; une fois pour le côté concave et une autre fois pour le côté convexe [HHH⁺03]. Le rotor est finalement libéré de sa couche sacrificielle par gravure humide. Les deux stators sont fabriqués de la même manière avec une partie centrale gravée totalement afin d'accueillir les roulements à bille. Des roulements aciers BOCA SMF681 de 1mm de diamètre intérieur, 3mm de diamètre extérieur et 1mm de hauteur ont été choisis pour permettre une haute vitesse de rotation ($150,000\text{rpm}$ au maximum). L'axe en acier de 1mm et les roulements à bille sont finalement assemblés manuellement pour obtenir le système complet.

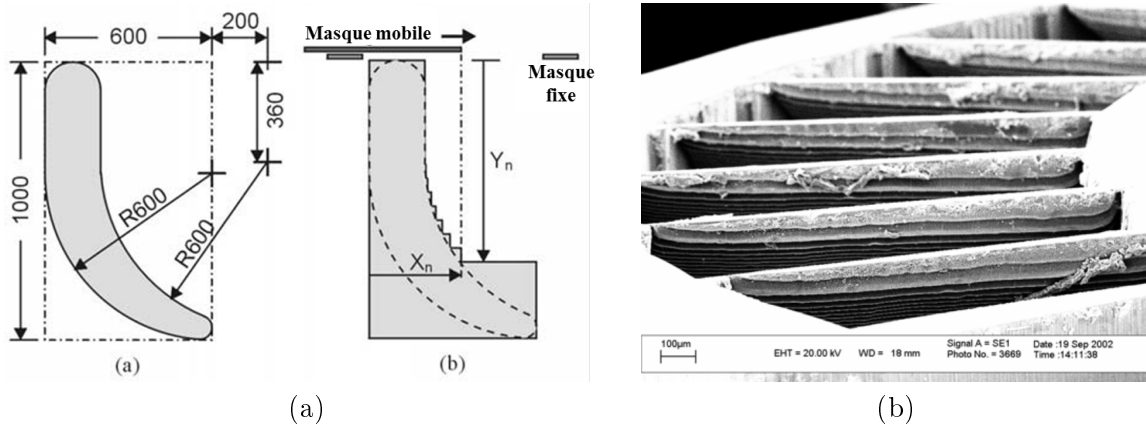


FIGURE 1.3 – (a) Fabrication de profils aérodynamiques par micro-usinage laser à masque mobile, (b) visualisation du résultat [HHH⁺03].

La deuxième génération de récupérateurs de l'Imperial College a été développée grâce à différentes techniques d'impression 3D. Les différentes pales ont des profils NACA4406 avec une corde constante de 3mm pour une envergure de 9.7mm (soit un allongement égal à 3.3). Ces pales ont été réalisées grâce à une stéréolithographie de $2\mu\text{m}$ de résolution afin de reproduire correctement le profil des pales, suivi d'un dépôt de $20\mu\text{m}$ de nickel pour rigidifier l'ensemble. Le stator (moyeu et monture) est fabriqué en polyuréthane Tufset grâce à une technique de prototypage rapide plus standard de $50\mu\text{m}$ de résolution [HBH11]. L'utilisation de ce matériau plastique est d'une grande importance car elle permet de réduire les pertes par courant de Foucault et donc d'augmenter la puissance du dispositif par rapport à [BHH09]. Deux roulements en saphir de 1mm de diamètre intérieur (RB82151 de Bird Precision Inc.) ont été sélectionnés pour minimiser les frottements. Le tout est finalement assemblé, vissé puis collé pour former le récupérateur.

Les dispositifs que nous venons de présenter font appel à des outils de haute technologie (LIGA, stéréolithographie haute résolution...), sont miniaturisés au possible (2cm de diamètre dans [HBH11] ; cependant, ils présentent des caractéristiques assez décevantes avec de hautes vitesses de démarrage et/ou de faibles puissances. Dans le cadre de cette thèse, nous nous restreindrons à des techniques de fabrication plus standards d'impression 3D qui nous serviront à développer des dispositifs à plus

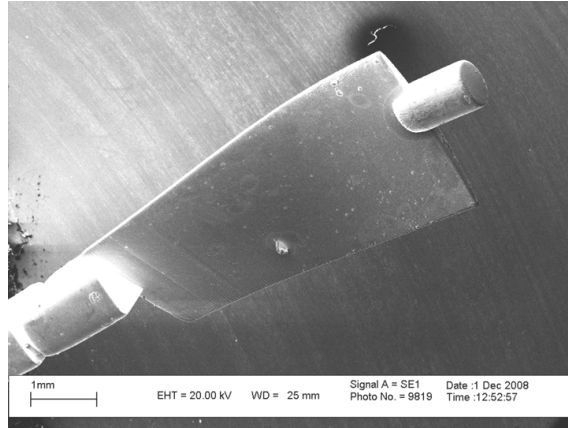


FIGURE 1.4 – Exemple de pale fabriquée par prototypage rapide [BAN2009]..

grande échelle ($\approx 4\text{cm}$ de diamètre). Nous pourrions ainsi comprendre les enjeux associés aux différents paramètres et développer des prototypes fonctionnels ($>100\mu\text{W}$) à basse vitesse ($1\text{-}2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$).

1.2.2 Convertisseurs électromagnétiques

La conversion électromagnétique est la plus répandue de l'état de l'art et a été étudiée par plusieurs groupes de recherche. Le convertisseur de Wiegele [Wie96] est basé sur le principe de l'alternateur à flux commuté (*Flux switching alternator*) présenté sur la figure 1.5a. La partie rotorique est une roue dentée fabriquée en permalloy. La partie statorique de l'alternateur comprend 4 bobines en cuivre de 21 tours possédant un noyau de permalloy de $282\mu\text{m}$ de large. Une fois le rotor mis en rotation, la forme dentée a comme « second rôle » d'induire une variation de champ magnétique dans les différentes bobines du stator. On voit notamment sur la figure 1.5b que les bobines 1 et 3 sont en phase et en opposition de phase par rapport aux bobines 2 et 4. La précision de fabrication et d'assemblage permet d'obtenir un entrefer minimum de $3\mu\text{m}$ qui minimise grandement les fuites magnétiques.

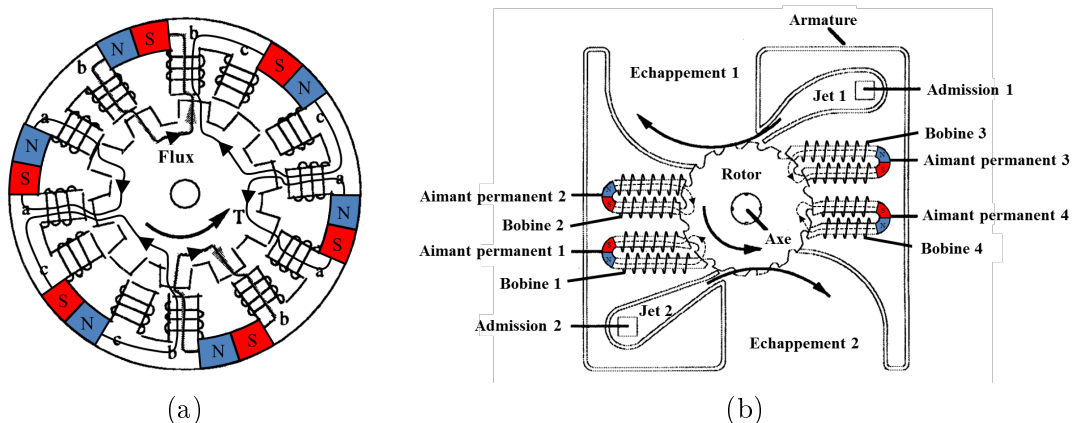


FIGURE 1.5 – (a) Alternateur à commutation de flux (10 pôles au rotor et 12 au stator). (b) Assemblage complet de [Wie96].

Le convertisseur développé dans [HHP05] est composé de 10 aimants permanents placés dans les 10 cavités cylindriques du rotor. Ces aimants permanents en néodyme-fer-bore (NdFeB) ont un

diamètre de 1mm, une hauteur de 1mm et un champ rémanent théorique de 1.16 Tesla. La zone du stator en vis-à-vis avec les aimants permanents est constituée de 500µm de silicium (le wafer) sur lequel une couche de 500µm de SU8 est déposée. La couche de polymère est ensuite gravée pour former des motifs en spirale puis du cuivre est déposé par galvanoplastie créant ainsi des bobines plates. Cette étape est réalisée deux fois sur la profondeur et 10 fois sur la périphérie. Chaque bobine de 1.6mm de large comprend 12 tours avec des lignes de cuivre de 30µm, une distance entre lignes de 60µm et une hauteur de 12µm. Au total, le dispositif comporte donc 480 tours. Le wafer silicium peut également être gravé en face arrière par DRIE, juste en-dessous de la zone de bobinage, afin d’y injecter un matériau magnétique doux, comme le nickel, par galvanoplastie sur une profondeur de 300µm (figure 1.6b). Cet ajout permet de forcer les lignes de champ à passer par le bobinage, ce qui implique des améliorations notables en terme de puissance (presque le double). Enfin, la distance entre le rotor et le stator peut être diminuée jusqu’à 120µm, ce qui permet également d’obtenir des fuites magnétiques plus faibles ainsi que de bien meilleures performances. Un gap de 1mm entraîne par exemple une diminution de tension d’un facteur 8 par rapport à un gap de 120µm, ce qui implique une diminution de puissance d’un facteur 64.

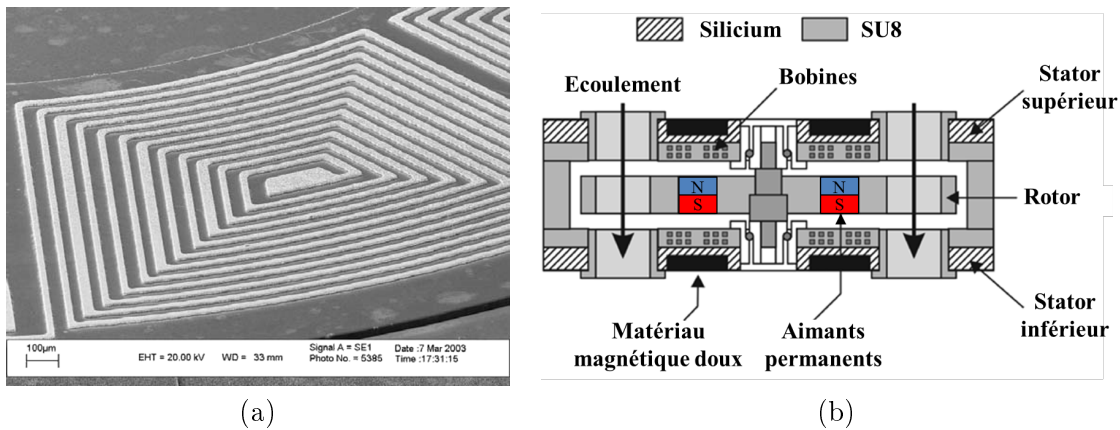


FIGURE 1.6 – (a) Bobines plates développées dans [HHP05] et (b) assemblage de la turbine.

Dans les références [BHH09] et [HBH11], deux séries de 32 aimants permanents sont placées sur la monture extérieure du rotor. Ces aimants néodyme NdFeB (CERMAG N40H) possèdent un diamètre intérieur de 1mm, un diamètre extérieur de 2mm, une hauteur de 1mm et un champ rémanent 1.29 Tesla. Une fine couche de 200µm d'épaisseur de Nickel est déposée sur la face extérieure de chaque aimant pour les mêmes raisons que citées précédemment (figure 1.7a). La partie statorique est composée de PCB flexible sur lequel 4 couches de bobines plates en cuivre sont déposées. Les lignes de cuivre ont une épaisseur de 20µm, une largeur de 80µm et sont espacées de 50µm entre elles. Le tout est assemblé avec une distance d'environ 400µm entre les bobines du stator et les aimants du rotor.

Federspiel [FC03], Xu ([XYHQ10] et [XYL⁺13]), Carli [CBBB10] et Flammini [FMSS10] utilisent quant à eux un servomoteur DC sans balai (*Brushless DC motor*) du commerce dont le principe est rappelé sur la figure 1.8a. La plupart du temps, les bobines sont placées sur le stator et les aimants permanents sur le rotor. Néanmoins, l'utilisation de bobines mobiles à l'intérieur d'un stator composé d'aimants permanents est également possible [CBBB10]. Dans les deux cas, la rotation du rotor entraîne un courant alternatif dans les bobines qui peut être facilement redressé grâce un simple pont de diodes. Dans la référence [FC03], le rendement de l'alternateur utilisé est de 65% pour une vitesse de rotation typique de 2660rpm. Dans [CBBB10], le rendement du générateur a été testé sous différentes tensions d'alimentation, avec un rendement fluctuant entre 60% et 90%.

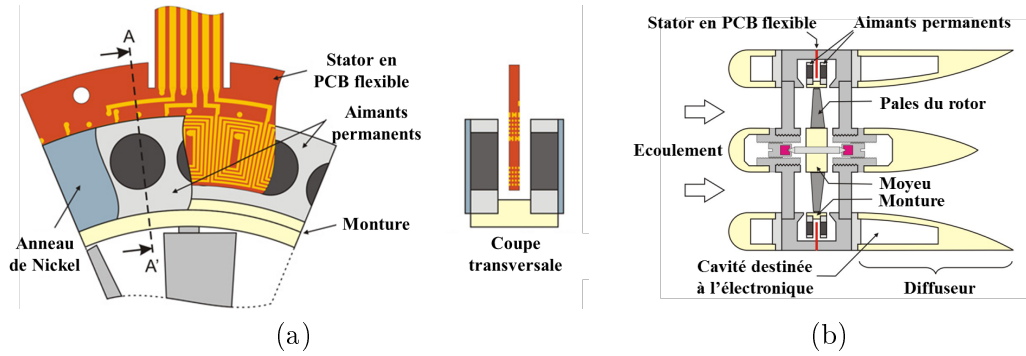


FIGURE 1.7 – (a) Convertisseur de [HBH11] et (b) assemblage complet [BHH09].

Dans les références [RTF07] et [FMSS10], un moteur DC à balais (*Brushed DC motor*) est utilisé en alternateur (figure 1.8b). Dans [RTF07], le convertisseur est un moteur à aimants permanents de chez Graupner (speed 265). Cette publication permet une nouvelle fois de mettre en avant l'importance des pertes d'un générateur électromagnétique du commerce, avec un rendement maximum de 53% (frottements dans le roulement à bille, pertes résistives dans les bobines, pertes par hystérésis et courants de Foucault).

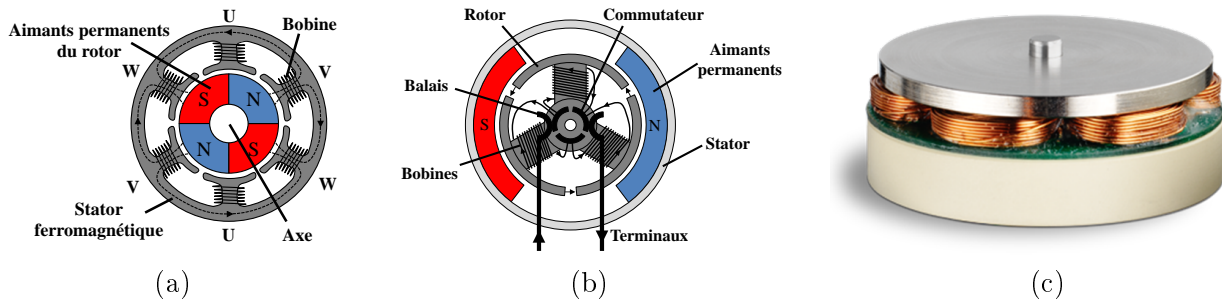


FIGURE 1.8 – (a) Servomoteur DC sans balai à aimants permanents mobiles (4 pôles au rotor et 6 pôles au stator). (b) Servomoteur DC à balais à aimants permanents fixes (3 poles au rotor et 2 poles au stator). (c) Moteur utilisé par [FMSS10].

En 2015, A. Marin et al. développent leur propre alternateur possédant un diamètre de 11mm, une profondeur de 16.75mm pour un volume de 6.4cm^3 [MKS+15] (figure 1.9). La partie tournante de l'alternateur comprend 2 rangées de 8 aimants permanents NdFeB de 6.35mm d'épaisseur et 1.32 Tesla de champ rémanent. La partie fixe comprend 8 bobines de 900 tours prises en sandwich entre les 2 rangées d'aimants permanents. Le gap d'air entre la partie rotorique et statorique est de $700\mu\text{m}$, ce qui est nettement supérieur aux résultats précédemment présentés. Ces résultats sont récapitulés dans le tableau 1.1.

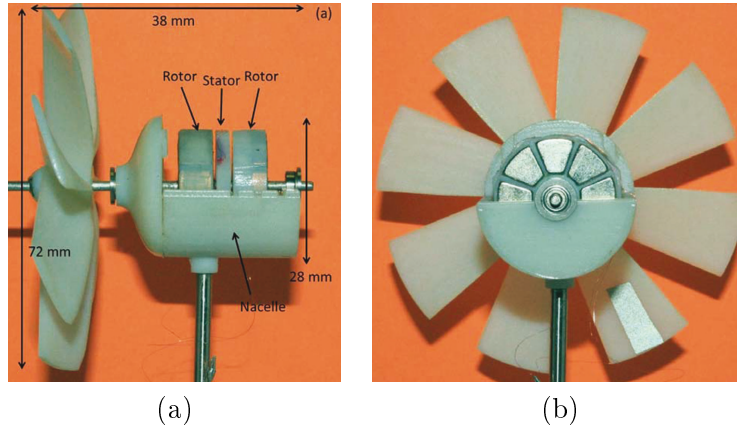


FIGURE 1.9 – Alternateur de [MKS⁺15] : (a) vue latérale et (b) vue arrière.

Références	Aimants			Ferromagnétiques		Bobines	
	Type	Champ rémanent	Dimensions	Type	Epaisseur	Type	Tours
[Wie96]				Permalloy	282µm	Cuivre	4×21
[HHP05]	NdFeB	1.16T	10×Ø1mm×1mm	Nickel	300µm	Cuivre	10×12
[BHH09]	NdFeB	1.29T	2×32×Ø2mm×1mm	Nickel	200µm	Cuivre	32×4×5
[HBH11]							
[MKS ⁺ 15]	NdFeB	1.32T	2×8×Ø2mm×1mm	Aucun	Cuivre	8×900	

TABLE 1.1 – Dimensionnement des convertisseurs électromagnétiques de l'état de l'art.

Les convertisseurs électromagnétiques rotatifs permettent donc d'obtenir de forts couplages mécano-électriques grâce aux puissants aimants permanents (≈ 1 Tesla) et les bobinages de grande inductance (plusieurs centaines voire plusieurs milliers de tours) qu'ils utilisent. Néanmoins, ces convertisseurs sont très volumineux et peuvent donc obstruer la surface de captation de l'écoulement (figure 1.9b). La partie tournante de ces dispositifs (hélice + aimant permanent + axe) est également relativement lourde et applique de forts efforts sur les roulements qui tendent à augmenter leur couple résistif. De plus, cette masse mobile ajoutée peut aussi créer un balourd et induire des vibrations parasites. Nous avons également pu constater que l'effet du champ magnétique terrestre et la présence de matériaux magnétiques dans l'environnement proche de l'alternateur pouvaient considérablement augmenter le couple de démarrage. Finalement, l'induction électromagnétique implique également de nombreuses pertes électriques comme les pertes résistives dans les bobines ainsi que les pertes par hystérésis et courants de Foucault dans les pièces ferromagnétiques. Toutes ces contraintes cumulées, le rendement global des convertisseurs électromagnétiques de l'état de l'art oscille entre 50% et 90% selon les tensions et les vitesses de rotation en jeu.

1.2.3 Convertisseurs piézoélectriques

La conversion piézoélectrique a aussi été envisagée et étudiée par le département *Materials Science and Engineering* de l'université du Texas. Dans les publications [PCFZ05] et [Pri05], 12 piézoélectriques bimorphes sont positionnés comme sur la figure 1.10a. Chaque bimorphe (PZT APC855) a une longueur de 6cm, une largeur de 2cm, une épaisseur de 600µm et une capacité de 170nF. Une roue composée de 12 *stoppers* est placée sur la partie centrale, elle est liée à l'arbre du rotor. Lorsque la roue entre en rotation, les *stoppers* entrent en contact avec les bimorphes qui vont

fléchir avec un déplacement d'environ 1.77mm avant de se relâcher. Une puissance de 10.2mW a été obtenue pour une rotation de l'arbre de 30rpm [PCFZ05], ce qui implique l'utilisation d'un réducteur pour s'adapter à la vitesse de rotation plus élevée du ventilateur. Dans la référence [CIP06], les mêmes 12 bimorphes sont cette fois placés parallèlement avec un espacement de 6mm sur 2 colonnes (figure 1.10b). Le rotor est couplé à un arbre à cames qui permet de diminuer fortement le volume du convertisseur. Cette technique permet d'induire un déplacement périodique des bimorphes d'environ 0.77mm. Finalement, [MVKP07] présente une dernière variante en remplaçant l'arbre à cames par un bras de manivelle (figure 1.10c).

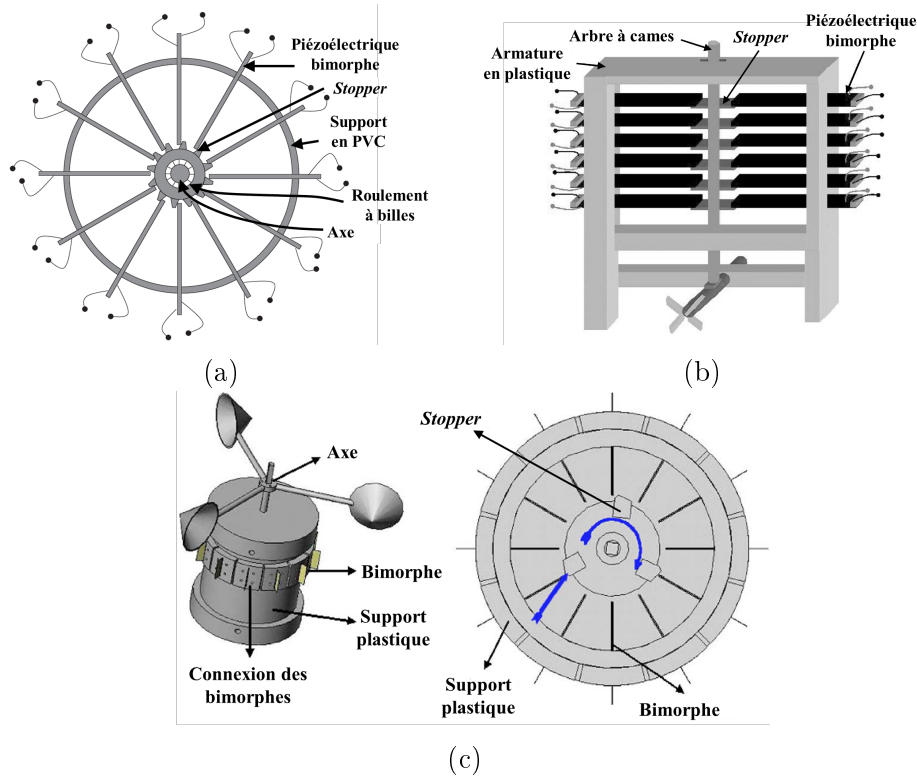


FIGURE 1.10 – Convertisseurs piézoélectriques de l'état de l'art : (a) [PCFZ05], (b) [CIP06] et (c) [MVKP07].

Les convertisseurs piézoélectriques rotatifs ont donc comme avantage principal d'être extrêmement simples à mettre en œuvre. Néanmoins, des contacts/chocs sont requis et induisent de fortes pertes énergétiques ainsi qu'un encombrement non négligeable (figure 1.10a). Les tailles des dispositifs ne sont pas toujours dévoilées mais il semble qu'aucune micro-éolienne piézoélectrique d'un diamètre inférieur à 15cm n'ait encore été développée [MVKP07]. Les vitesses minimales associées à ces dispositifs oscillent autour de $2\text{-}3\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ mais on peut légitimement supposer que leur miniaturisation entraînerait une forte hausse des vitesses de fonctionnement.

1.2.4 Convertisseurs triboélectriques

La conversion triboélectrique pour la micro-récupération d'énergie des écoulements d'air a été introduite en 2013 par le département *Materials Science and Engineering* du *Georgia Institute of Technology* [XWL⁺13] dirigé par Zhong Lin Wang. La partie tournante du convertisseur est composée d'un axe vertical sur lequel deux membranes en polyester PET sont accrochées. Chaque membrane

a une largeur de 6.4cm et une épaisseur de 127 μ m. Une fine couche métallique est déposée sur la partie extérieure de ces membranes, suivie d'une fine couche de 50 μ m de polytétrafluoroéthylène (PTFE) sur une longueur de 2.5cm. La couche de PTFE est également nanostructurée en surface pour augmenter sa surface réelle de contact et ainsi accroître le nombre de charges échangées par triboélectricité. La partie fixe est composée de deux plaques d'aluminium de 2.5cm sur 6.4 cm destinées à « recevoir » les couches de PTFE deux fois par tour. Les différentes étapes de fonctionnement sont explicitées sur le figure 1.11 :

- (a) Tape initiale : aucun contact entre le rotor et le stator
- (b) Premier contact entre le film PTFE du rotor et les électrodes du stator : des charges sont échangées entre les deux matériaux
- (c) Glissement du film sur l'électrode : une partie des charges négatives reste sur le PTFE et une partie des charges positives sur l'électrode du stator. Un courant électrique circule alors dans la résistance pour rejoindre l'électrode du rotor.
- (d) Séparation du rotor et du stator. Plus aucune charge ne circule dans la résistance.
- (e) Deuxième contact entre le film PTFE du rotor et l'électrode du stator...

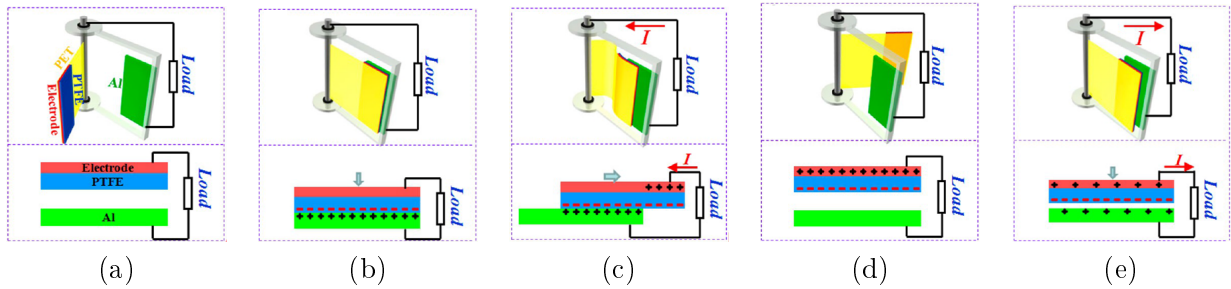


FIGURE 1.11 – Etapes de conversion triboélectrique selon [XWL⁺13].

Les convertisseurs triboélectriques rotatifs sont très similaires à leurs homologues piézoélectriques dans le sens où ils nécessitent des contacts par frottement pour fonctionner. Les avantages et les inconvénients de ces dispositifs sont donc les mêmes : une facilité d'intégration mais de hautes vitesses de fonctionnement (12.6m.s⁻¹ dans [XWL⁺13]).

1.2.5 Bilan

Le tableau 1.2 récapitule les performances des prototypes développés durant les vingt dernières années. Tout d'abord, on peut noter que **la plupart de ces micro-éoliennes possèdent un axe de rotation horizontal (HAWT : *Horizontal Axis Wind turbines*)**. Comme nous le verrons dans le chapitre 3 et 4, cette conception permet intrinsèquement d'obtenir des rendements aéromécaniques plus élevés.

On peut également remarquer que **l'induction électromagnétique a été privilégiée**. La technologie actuelle permet de réaliser des convertisseurs à aimants permanents puissants de petite taille. L'induction électromagnétique induit néanmoins de nombreuses pertes énergétiques, notamment les pertes par effet joule dans les bobinages, les pertes par courant de Foucault et les pertes par hystérésis dans les pièces et noyaux ferromagnétiques. Les convertisseurs piézoélectriques et triboélectriques peuvent quant à eux s'avérer intéressants pour leur facilité d'intégration. Néanmoins, ces convertisseurs nécessitent des contacts/chocs qui induisent de fortes pertes énergétiques ainsi qu'un encombrement nettement supérieur. Les rendements associés n'ont pas été dévoilés mais restent à coup sûr nettement inférieurs aux rendements des convertisseurs électromagnétiques.

Références	Conversion	Type	Fluide	Diamètre du rotor (cm)	Nombre de pales	Vitesse (m.s ⁻¹)	Puissance moyenne	Puissance surfacique (μW.cm ⁻²)	Rendement Cp (%)
[Wie96]	Electromagnétique	Radial	Air	0.35	18	120			
[FC03]	Electromagnétique	HAWT	Air	10.2		2.5	8mW	98	10.2
[HHPB04]	Electromagnétique	Axial	Air	0.75	24	40	1.1mW	2500	0.064
[HHP05]									
[PCFZ05]	Piézoélectrique	HAWT	Air		3		10.2mW		
[Pri05]	Piézoélectrique	HAWT	Air		3	4.5	7.5mW		
[CIP06]	Piézoélectrique	HAWT	Air		4	5.4	1.2mW		
[MVKP07]	Piézoélectrique	VAWT1	Air	15.2	3	4.5	4.5μW		
		VAWT2	Air	≈20.3	4	4.5	200μW		
		HAWT	Air	3×12.7	12	2.4	5mW		
[RTF07]	Electromagnétique	HAWT	Air	4.2	4	5.5	2.4mW	170	1.7
						12	130mW	9400	8.9
[BHH09]	Electromagnétique	HAWT	Air	2.0	12	4.8	25μW	8.0	0.12
						10	4.3mW	1400	2.2
[XYHQ10]	Electromagnétique	HAWT	Air	7.6	4	3.0	6.0mW	130	8.0
[CBBB10]	Electromagnétique	HAWT	Air	6.3	4	2.4	2.0mW	64	7.6
[LDL10]	Electromagnétique	HAWT	Air	23.4	8	7.0	1.2W	2800	13.3
[FMSS10]	Electromagnétique	HAWT	Air	6.0	6	6.0	20.2mW	710	5.4
[HBBH11]	Electromagnétique	HAWT	Air	2.0	12	3.0	80μW	25	1.5
						7.0	2.5mW	800	3.8
[XWL ⁺ 13]	Triboélectrique	VAWT	Air		3	12.6	5.2μW		
[ZPH15]	Electromagnétique	HAWT	Air	2.6	8	3.9	500μW	94	2.6
						6.5	2.7mW	510	3.0
[MKS ⁺ 15]	Electromagnétique	HAWT	Air	7.2	8	2.0	2.6mW	63	12.9
[PBR15]	Electrostatique	HAWT	Air	4.0	4	4.0	30μW	2.4	0.061
[PBG ⁺ 16a]	Electrostatique	HAWT	Air	4.0	4	1.7	210μW	16.7	5.6
[Per16]	Electrostatique	VAWT	Air	4.0	2	2.0	28μW	1.8	0.36
[Per16]	Electrostatique	HAWT	Air	4.0	4	1.0	66μW	5.2	8.5
				3.0	4	2.0	42μW	5.9	1.2
[PBG ⁺ 16c]	Triboélectrique	HAWT	Air	4.0	4	10.0	130μW	10.6	0.017

TABLE 1.2 – Récupérateurs rotatifs de l'état de l'art et dispositifs développés durant cette thèse (en gras).

Globalement, on note que la miniaturisation entraîne une diminution du rendement des prototypes, avec une limite de 10% pour les dispositifs de diamètres inférieurs à 5-10 centimètres. De plus, peu de ces micro-récupérateurs permettent un fonctionnement à très basse vitesse ($<2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) ce qui limite fortement le nombre d'applications possibles. Comme nous le verrons par la suite, cette limitation peut être attribuée aux frottements du roulement à bille ainsi qu'aux faibles performances aérodynamiques des pales.

1.3 Les récupérateurs aéroélastiques

La première mention de prototype aéroélastique date de 2001 avec la membrane EEL (anguille en anglais) [AS01]. L'idée est d'utiliser le principe du VIV (*Vortex Induced Vibrations*) en plaçant une membrane piézoélectrique en aval d'un corps non profilé. L'écoulement autour du corps non profilé entraîne un puissant lâché de vortex alternés, des fluctuations de pressions et le battement (*fluttering*) de la membrane. La même idée est reprise par S. Poberling et al. en 2004 avec quelques calculs théoriques sur d'hypothétiques poutres piézoélectriques PZT et membranes PVDF [PS04]. En 2008, le premier récupérateur est développé par S. Poberling avec trois poutres piézoélectriques bimorphes PZT encastrées libres et mises en série derrière trois corps non profilés. Chaque poutre a une longueur de 1.4cm, une largeur de 1.18cm et une épaisseur de $352\mu\text{m}$ pour une puissance totale très faible de $100\mu\text{W}$ à $45\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ [PS08].

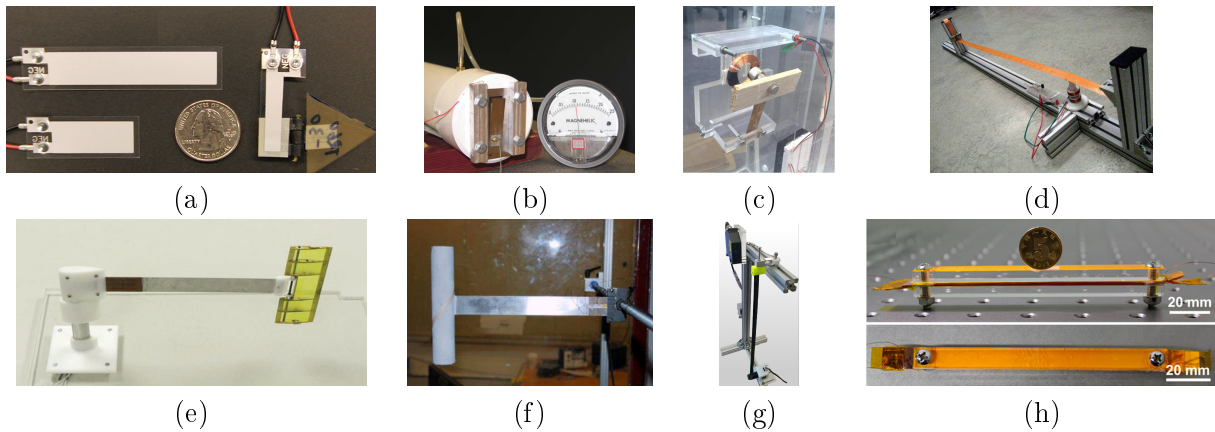


FIGURE 1.12 – Quelques récupérateurs aéroélastiques de l'état de l'art : (a) [LYL11], (b) [SCBS⁺10], (c) [ZBT⁺10], (d) [FL09], (e) [BG11], (f) [AEA12], (g) [AFW14], (h) [WMW⁺15].

En 2009, Fei et al. développent un des premiers récupérateurs aéroélastiques électromagnétiques sans profil rigide ajouté [FL09] utilisant le principe du MIV (*Movement Induced Vibrations*). La vibration de la membrane étant cette fois-ci auto-entretenue par son propre mouvement. Ce récupérateur (figure 1.12d) est composé d'un long film polymère (*windbelt*) de 1.2m de long, 2.5cm de large, doublement encastré et d'un convertisseur électromagnétique localisé à quelques dizaines de centimètres d'un encastrement (là où l'amplitude d'oscillation n'est pas trop élevée). Un système de réglage permet d'ajuster la tension du film (en réglant la longueur) et il apparaît qu'une augmentation de la tension entraîne une augmentation de la raideur du film, d'où une augmentation de sa fréquence d'oscillation. La longueur de cette structure permet de générer 1.3mW à une faible vitesse de $3.1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. La même année, Kim et al. développent deux types de récupérateurs électromagnétiques [KJG⁺09] et évoquent la possibilité d'induire les fluctuations de pression nécessaires au mouvement de la membrane grâce à un résonateur de Helmholtz (VIV). Toujours en 2009, Li et al. [LL09] in-

introduisent le concept d’arbre à feuilles piézoélectriques. Les différentes structures comprennent une partie active de PVDF (piézoélectrique flexible) fixée à une feuille triangulaire synthétique dont le rôle est purement aérodynamique. D’intéressants résultats sont obtenus avec notamment $76\mu\text{W}$ récupérés à 3.5m.s^{-1} sur une structure de 44cm^2 . A partir de 2010, de nombreux récupérateurs sont développés avec des techniques de conversions piézoélectriques et électromagnétiques. Parmi tous ces travaux, une version améliorée de [FL09] est proposée et permet de générer 2.4mW à 2m.s^{-1} et 7mW à 2.8m.s^{-1} grâce à une amélioration du convertisseur [FML12]. Il faut aussi souligner les récupérateurs de Zhu [ZBT⁺10] (figure 1.12c), Bryant [BG11] (figure 1.12e), Akayadin [AEA12] (figure 1.12f) et Sun [SZWB13] qui possèdent un encastrement unique présent en amont ou en aval de la membrane et un profil rigide fixé sur l’extrémité « libre ». On peut également mentionner les travaux de Wang qui utilise un divergent pour induire les lâchés de vortex nécessaires au VIV ([WC10], [WK10] et [WL11]).

Ce n’est qu’à partir de 2013, soit la même année que [XWL⁺13], que la triboélectricité est étudiée par le même groupe de recherche du *Georgia Institute of Technology*. Pour développer de tels convertisseurs, il est nécessaire d’ajouter une structure fixe sur la trajectoire de la membrane mobile afin d’induire les contacts indispensables au fonctionnement triboélectrique. Dans le premier papier [YZZ⁺13], 4 films de 13.75cm^2 permettent d’extraire une puissance « instantanée »³ de $160\mu\text{W}$ à 10m.s^{-1} ($2.9\mu\text{W.cm}^{-2}$). Depuis, plusieurs autres dispositifs ont été développés, comme dans [BLK⁺14] et [WMW⁺15] (figure 1.12h). Les convertisseurs électromagnétiques, piézoélectriques et triboélectriques associés à tous ces dispositifs sont détaillés ci-après.

1.3.1 Convertisseurs électromagnétiques

Comme nous venons de le voir, nous n’avons à présent plus affaire à des mouvements de rotations présentés dans la section 1.2 mais à des mouvements de translation. Les convertisseurs électromagnétiques précédemment cités doivent donc être remplacés par des générateurs linéaires et l’ajout de ressorts peut se révéler nécessaire pour augmenter les performances de ces générateurs. Tous les auteurs utilisent un ou plusieurs aimants permanents cylindriques polarisés longitudinalement et se déplaçant à l’intérieur de bobinages cylindriques. Le convertisseur électromagnétique présenté dans [FL09] (figure 1.13a) est composé de deux aimants permanents NdFeB dont les propriétés sont données dans le tableau 1.3 ainsi que deux bobines de 2000 tours chacune. La partie mobile du convertisseur pèse 6.85 grammes et est située proche de l’encastrement (à quelques dizaines de centimètres). Il s’avère également que l’ajout d’un ressort d’une raideur de 25.2N.m^{-1} est particulièrement bien adapté. Des améliorations notables ont été obtenues en 2012 [FML12] en utilisant un aimant unique bien plus lourd, des ressorts plus rigides (110.6N.m^{-1} et 177.2N.m^{-1}) et en doublant le nombre de tours par bobine (2×4000). Sur les trois autres dispositifs, la longueur des films étant nettement plus faible, les aimants sont au contraire positionnés sur la partie de la membrane où le déplacement est maximal (au centre dans [KJG⁺09] et [WC10] et à l’opposé de l’encastrement dans [ZBT⁺10]). Ces convertisseurs n’utilisent en revanche pas de ressorts supplémentaires, la membrane flexible jouant déjà ce rôle. Les paramètres utilisés pour les différents récupérateurs électromagnétiques de l’état de l’art sont mentionnés dans le tableau 1.3.

La conversion électromagnétique est une alternative intéressante pour transformer l’énergie mécanique des oscillations du film en énergie électrique. Néanmoins, cette solution n’est pas la plus intuitive et ne semble pas la plus adaptée. En effet, le convertisseur (volumique et rigide) est localisé sur une infime partie de la membrane (souple et plane), ce qui limite fortement l’intégration des dispositifs et leurs potentiels de conversion.

3. Les publications concernant des dispositifs triboélectriques ont la fâcheuse tendance à mettre uniquement en avant la puissance « instantanée » qui est égale au produit de la tension à vide et du courant en court-circuit...

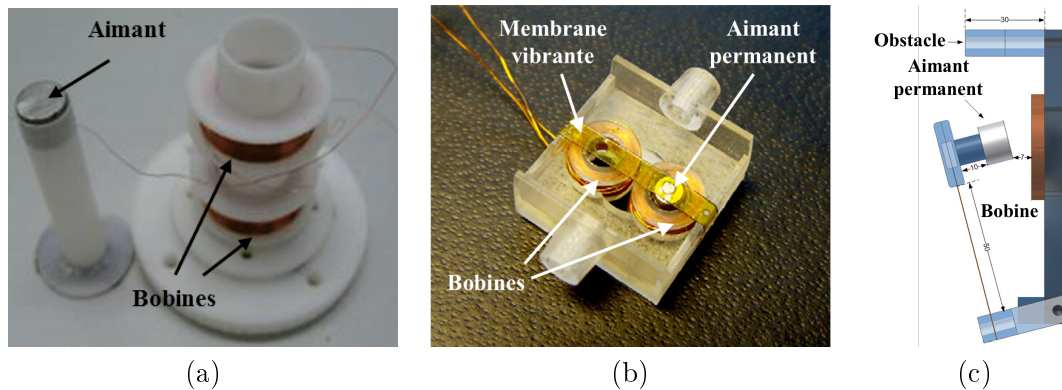


FIGURE 1.13 – Convertisseurs électromagnétiques de l'état de l'art : (a) [FL09], (b) [KJG⁺09], (c) [ZBT⁺10].

Références	Aimants				Bobines	
	Type	Champ rémanent	Dimensions	Masse (g)	Type	Tours
[FL09]	NdFeB	1.1→1.5T	2×Ø1cm×5mm	2×2.9	Cu Ø100µm	2×2000
[KJG ⁺ 09]	NdFeB		3×Ø2mm×0.5mm	3×0.119	Cu Ø100µm	90
			Ø1.3mm×1.6mm	0.016	Cu Ø100µm	
			Ø1.3mm×2.4mm	0.024	Cu Ø100µm	
[ZBT ⁺ 10]	NdFeB-38H	1.22→1.25T	Ø1.5cm×1cm	13.4	Cu Ø60µm	7800
[WC10]	NdFeB	1.22T	Ø1cm×1cm	6.0	Cu	400
[FML12]	NdFeB	1.1→1.5T	Ø1.2cm×1cm	10.2	Cu Ø100µm	2×4000

TABLE 1.3 – Dimensionnement des convertisseurs électromagnétiques de l'état de l'art.

1.3.2 Convertisseurs piézoélectriques

Les convertisseurs piézoélectriques sont les plus répandus de l'état de l'art avec plusieurs dizaines de publications parues depuis 2001. En effet, les mouvements « aéroélastiques » offrent plus facilement les contraintes mécaniques nécessaires au fonctionnement piézoélectrique que les structures rotatives présentées en section 1.2. Ceci étant, il peut alors paraître idéal que toute la structure flexible soit elle-même un film piézoélectrique pour que toutes les déformations de la membrane puissent être converties en électricité. Or, ce fonctionnement n'est réalisable que si le film piézoélectrique est sollicité selon un mode simple (fondamental), afin qu'une des surfaces soit sollicitée en compression tandis que l'autre est sollicitée en traction (figure 1.14a). Pour cela, il faut que le piézoélectrique ne soit pas trop souple (ni trop fin, ni trop long) afin que les fréquences harmoniques associées soient suffisamment éloignées pour ne pas être atteintes. Hélas, cela a également pour conséquence d'augmenter la fréquence fondamentale, qui ne peut alors être atteinte qu'à plus hautes vitesses. C'est par exemple le choix qui a été fait par [POB2008] et son dispositif haute vitesse ($45\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) constitué de petites structures PZT relativement rigides (1.4cm de long pour $352\mu\text{m}$ d'épaisseur). On peut également citer les travaux de [LYL11] et [STK⁺14] avec respectivement des longueurs de 7.2cm et 1.5cm, des épaisseurs de $410\mu\text{m}$ et $35\mu\text{m}$ et des vitesses de fonctionnement de $8\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $12\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Une deuxième possibilité consiste à utiliser un film piézoélectrique relativement souple recouvert d'électrodes texturées (figure 1.14b). Chaque face du film pouvant être sollicitée simultanément en traction et en compression, la texturation des électrodes est donc nécessaire pour éviter l'écrantage de la tension (figure 1.14b). Ce choix implique donc nécessairement la gestion de plusieurs récupérateurs

en parallèle, ce qui complexifie l'électronique de gestion associée. Cette solution a par exemple été mentionnée dans [PS04].

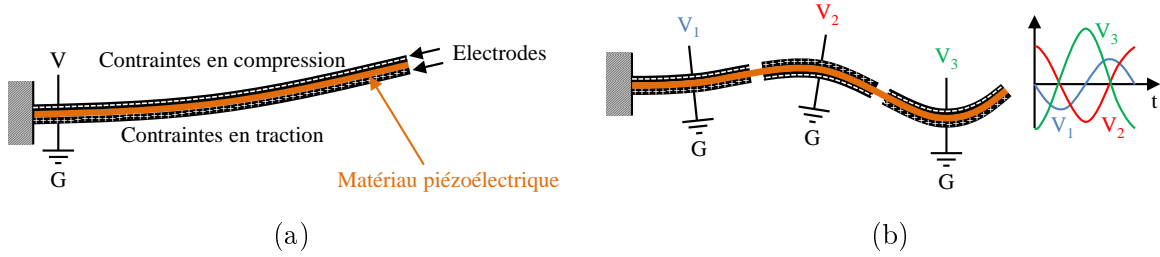


FIGURE 1.14 – (a) Poutre piézoélectrique sollicitée selon un mode « fondamental ». (b) Film piézoélectrique texturé sollicité selon un mode « supérieur ».

D'autres auteurs ont préféré placer un patch piézoélectrique sur une partie de la surface d'un film souple ([Kwo10] et [SCBS⁺10]). Le patch est idéalement placé près de l'encastrement, là où les contraintes sont les plus fortes. Le film peut alors battre selon différents modes pendant que le piézoélectrique fléchira selon son mode fondamental. Dans la référence [Kwo10] (figure 1.15b), 6 piézoélectriques de 3.9cm^2 sont placés sur une membrane souple de 60cm^2 , soit un taux de présence de 39%. Ce récupérateur fonctionne à 15m.s^{-1} pour une densité de puissance de $67\mu\text{W.cm}^{-2}$ ⁴. Dans [SCBS⁺10], le taux de présence du piézoélectrique sur l'ensemble de la partie flexible est de 17% et la densité de puissance de $95\mu\text{W.cm}^{-2}$ à 13m.s^{-1} . Certains chercheurs ont également ajouté une structure rigide sur l'extrémité libre de la partie flexible. Cette « astuce » permet d'augmenter la masse de l'ensemble, de diminuer la fréquence de battement et ainsi de diminuer les vitesses de fonctionnement. C'est le cas des dispositifs présentés dans [LL09], [ZBT⁺10], [BG11], [AEA12] et [SZWB13], qui permettent de descendre jusqu'à des vitesses de 3.5m.s^{-1} , 2.5m.s^{-1} , 7.9m.s^{-1} , 1.2m.s^{-1} et 8m.s^{-1} respectivement.

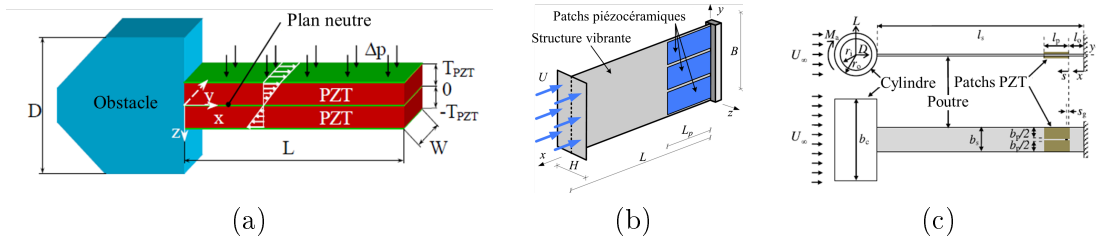


FIGURE 1.15 – Convertisseurs piézoélectriques de l'état de l'art : (a) [PS08], (b) [Kwo10], (c) [AEA12].

La conversion piézoélectrique semble nettement plus adaptée aux mouvements aéroélastiques, avec la possibilité d'utiliser une membrane entièrement piézoélectrique jouant le double rôle de convertisseur aéromécanique et mécano-électrique. Une deuxième option consiste à ajouter une ou plusieurs couches piézoélectriques sur un substrat souple non piézoélectrique. Dans les deux cas, l'ensemble garde une forme plane, donc facilement intégrable. Néanmoins, les couches piézoélectriques peuvent également rigidifier trop fortement la structure et, par conséquent les vitesses de fonctionnement ($>45\text{m.s}^{-1}$ dans [PS08]).

4. Calculé par rapport à l'ensemble de la surface du dispositif.

Références	Patches piézoélectriques			
	Matériaux	Longueur (cm)	Largeur (cm)	Epaisseur (μm)
[PS08]	3×PZT	1.4	1.18	352
[LL09]	PVDF	4.1	1.6	205
[LYL11]		7.2	1.6	205
		7.2	1.6	410
[Kwo10]	6×PZT-5A	2.8	1.4	300
[SCBS ⁺ 10]	PZT-5A	1.3	1.2	127
[WK10]	PVDF	2.5	1.3	205
[DSMD11]	2×PZT-5A	5,08	3.81	381
[BG11]	2×PZT	4.84	2.5	305
[WPCC11]	PVDF	2.5	1.3	205
[WL11]	PZT-5H	0.4	0.3	200
[AEA12]	4×PZT-5A	3.18	1.27	267
[SZWB13]	PZT			
[STK ⁺ 14]	PZT	1.75	2	34.6

TABLE 1.4 – Dimensionnement des convertisseurs piézoélectriques de l'état de l'art.

1.3.3 Convertisseurs triboélectriques

Ces convertisseurs nécessitent que la membrane flexible oscillante entre en contact avec une partie fixe. Comme présenté dans la section 1.2.4, les contacts vont entraîner l'apparition de charges « triboélectriques » capables de se mouvoir dans un circuit extérieur. La membrane peut être constituée d'un matériau isolant, auquel cas la partie fixe est composée d'une ou de plusieurs contre-électrodes. C'est par exemple le cas de [YZZ⁺13] avec une membrane de Teflon FEP de 25 μm sandwichée entre deux électrodes en aluminium de 5.5cm de long et 2.5cm de large, espacées de 2.5cm (figure 1.16a). La membrane peut également être composée ou recouverte d'un matériau conducteur en contact avec une partie fixe isolante. La référence [BLK⁺14] mentionne une membrane textile de 80 μm recouverte d'une fine couche d'or et une partie fixe composée de 50 μm de Teflon PTFE. Cette solution a également été envisagée par Wang et al. dans [WMW⁺15] avec un film Kapton de 25 μm métallisé cuivre et deux électrodes latérales fixes séparées de 1.6mm et recouvertes d'une couche de Teflon PTFE (figure 1.16b).

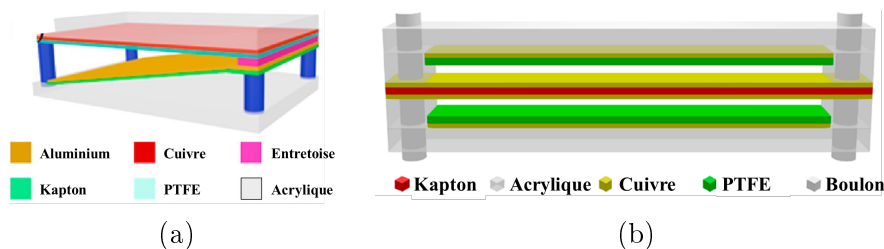


FIGURE 1.16 – Convertisseurs triboélectriques de l'état de l'art : (a) [YZZ⁺13], (b) [WMW⁺15].

Comme la conversion piézoélectrique, la conversion triboélectrique offre également un fort potentiel de conversion où toute la surface du film est utilisée pour produire de l'électricité. Cette technique de conversion a également le mérite de ne pas contraindre l'épaisseur/rigidité de la membrane, étant donné que seules les propriétés de surface sont importantes pour obtenir un bon couplage triboélectrique. Néanmoins, la triboélectricité nécessite du frottement qui implique dans le même temps de

fortes pertes énergétiques par frottement. De plus, ces mêmes contacts impliquent le confinement de la membrane qui peut fortement augmenter la vitesse de démarrage ($>15\text{m.s}^{-1}$ dans [BLK⁺14]).

1.3.4 Bilan

Comme nous avons pu le voir, certains auteurs ont développé des récupérateurs aéroélastiques où la partie flexible et le convertisseur (piézoélectrique et triboélectrique) sont confondus ([PS08], [LYL11] et [STK⁺14]). Cette solution permet ainsi d’optimiser l’espace et de développer de petits dispositifs « haute vitesse » (de 8 à 45m.s^{-1}). D’autres auteurs privilégient un ou plusieurs **convertisseurs judicieusement localisés** à un endroit précis de la structure flexible ([FL09], [Kwo10][KWO2010], [SCBS⁺10] et [FML12]). Cette solution **implique une plus grande surface totale mais permet un fonctionnement à plus basse vitesse**. Enfin, une troisième solution consiste à coupler une structure flexible, un profil rigide et un convertisseur localisé. Cette dernière solution permet notamment des fonctionnements très basse vitesse (1.2m.s^{-1} dans [AEA12]).

Les avantages et défauts de l’induction électromagnétique cités précédemment restent valables. Cependant, les convertisseurs électromagnétiques sont ici moins adaptés, ce qui explique le faible nombre de publications sur le sujet. **Les convertisseurs piézoélectriques ont été beaucoup utilisés** car mieux adaptés à l’aéroélasticité et permettant notamment de maintenir l’aspect plat et flexible des récupérateurs. De plus, comme aucun contact/choc n’est requis, les pertes associées sont donc supprimées, ce qui permet un fonctionnement bien plus efficace. Ce n’est pas le cas des convertisseurs triboélectriques qui nécessitent des contacts/chocs en permanence pour fonctionner. Les pertes associées semblent malgré tout nettement plus faibles que le dispositif rotatif présenté dans [XWL⁺13], avec des contacts moins « violents », ce qui permet à de tels systèmes d’offrir des résultats intéressants. Le tableau 1.5 récapitule les paramètres associés aux différents récupérateurs aéroélastiques de l’état de l’art et leurs puissances associées.

1.4 Conclusion - Etat de l’art

Comme nous venons de le constater, il existe deux grandes familles de récupérateurs : les récupérateurs rotatifs et les récupérateurs aéroélastiques. Les premiers permettent des fonctionnements à basse vitesse (jusqu’à 2m.s^{-1}) et offrent des densités de puissance relativement élevées (de $100\mu\text{W.cm}^{-2}$ à 10mW.cm^{-2}). Cependant, ces dispositifs ont un aspect relativement volumique et possèdent des pièces telles que des roulements à billes dont le vieillissement sur quelques dizaines d’années est questionnable. Les récupérateurs aéroélastiques sans profil rigide offrent la possibilité de construire des objets plats, fins et souples sans roulement à billes. Les densités de puissance associées sont environ 100 fois plus faibles ($1\mu\text{W.cm}^{-2}$ vs $100\mu\text{W.cm}^{-2}$) et les vitesses de fonctionnement plus élevées (de 8 à 45m.s^{-1}). Néanmoins il est possible, en couplant une structure flexible avec un profil rigide, de diminuer les vitesses de fonctionnement (jusqu’à 1.2m.s^{-1}) au détriment de l’aspect « flexible » du récupérateur.

Cet état de l’art nous a également permis de nous apercevoir que la conversion électrostatique n’avait été étudiée qu’à travers des dispositifs triboélectriques dont les performances ne sont pas réellement dévoilées (puissance instantanée uniquement) et où le frottement induit de fortes pertes énergétiques. Nous allons donc y remédier en tentant de développer de petits systèmes électrostatiques tournants et vibrants pour la récupération d’énergie des écoulements aériens. Durant cette étude, nous garderons bien en tête que les fonctionnements à basse vitesse sont recherchés ($<5\text{m.s}^{-1}$), tout comme les petites dimensions ($<5\text{cm}$). Mais avant de présenter les dispositifs réalisés, il est essentiel de bien comprendre le fonctionnement et les enjeux de la conversion électrostatique ainsi que quelques principes de mécanique des fluides et d’aérodynamique.

Références	Conversion	Induction	Fluide	Membrane flexible		Profil rigide mobile		Vitesse ($m.s^{-1}$)	Puissance moyenne (μW)	Puissance surfaccique ($\mu W.cm^{-2}$)	
				Matériaux	Longueur \times largeur ($cm \times cm$)	Epaisseur (μm)	Matériaux				Longueur \times largeur ($cm \times cm$)
[PS08]	Piézoélectrique	VIV	Air	3 \times PZT	1.4 \times 1.18	352		45	100	20	
[FL09]	Electromagnétique	MITV	Air	« Polymère »	120 \times 2.5	200		3.1	1300	4.3	
[KJG ⁺ 09]	Electromagnétique	MITV	Air	Kapton ou Mylar	1.2 \times 0.2	25 ou 50					
		VIV	Air	Mylar	\emptyset 0.46	50		5.0			
[LL09]	Piezoelectrique	MITV	Air	PVDF	7.2 \times 1.6	205	« Polymère »	8.0 \times 8.0	3.5	76	1.7
									6.5	119	2.7
					4.2 \times 1.6	205	« Polymère »	8.0 \times 8.0	8.0	296	7.6
[ZBT ⁺ 10]	Electromagnétique	VIV	Air	BeCu	5.0 \times 1.8	200	Bois	2.5 \times 8.0	2.5	470	16
								5.0	1600	55	
[WC10]	Electromagnétique	VIV	Eau	Polyester PE	\emptyset 4.0	100			0.40	0.032	
[Kwo10]	Piezoelectrique	MITV	Air	Aluminium	10 \times 6.0	200		15	4000	67	
[SCBS ⁺ 10]	Piezoelectrique	MITV	Air	Aluminium	5.8 \times 1.6	300		13	140	15	
				Acier	5.8 \times 1.6	150		13	880	95	
[WC10]	Piezoelectrique	VIV	Eau	PDMS	\emptyset 2.0	200			0.20	0.064	
[DSMD11]	Piezoelectrique	MITV	Air	Aluminium	31 \times 10.1	390		27	2500	2.9	
[BG11]	Piezoelectrique	MITV	Air	Acier	25.4 \times 2.5	381		5.9 \times 13.6	7.9	2200	15
[LYL11]	Piezoelectrique	MITV	Air	PVDF	7.2 \times 1.6	410		8.0	615	53	
[WPCG11]	Piezoelectrique	VIV	Eau	PDMS	4 \times 1.517	200		1.1	0.0007	0.00012	
[WL11]	Piezoelectrique	VIV	Eau	Nickel	\emptyset 0.5	10		1.2	0.00045	0.0023	
[FML12]	Electromagnétique	MITV	Air	« Polymère »	100 \times 2.5	200		2.0	2400	9.6	
								2.8	7000	28	
[AEA12]	Piezoelectrique	MITV	Air	Aluminium	26.7 \times 3.25	635		4.0 \times 20.3	1.2	100	0.60
[SZWB13]	Piezoelectrique	VIV	Air	Acier	3 \times 0.5	80	Bois	1.1 \times 3.0	8.0	0.00086	0.00018
[YZZ ⁺ 13]	Triboelectrique	MITV	Air	4 \times Teflon FEP	5.5 \times 2.5	25		10			
[STK ⁺ 14]	Piezoelectrique	MITV	Air	Acier	1.5 \times 2.0	35		12	19	6.3	
[BLK ⁺ 14]	Triboelectrique	MITV	Air	Textile	7.5 \times 5.0	80		15			
[WMMV ⁺ 15]	Triboelectrique	MITV	Air	Kapton	12.5 \times 1.0	25		15			
[PBG ⁺ 15a]	Electrostatique	MITV	Air	PVDF	5.0 \times 1.5	25		15	480	64	
[PBG ⁺ 15b]	Electrostatique	MITV	Air	PVDF	7.0 \times 5.5	30		6	80	2.1	
[PBG ⁺ 16b]	Triboelectrique	MITV	Air	Teflon FEP	5.0 \times 3.0	25		3	5.2	0.35	
					5.0 \times 2.0	50		15	180	18	

TABLE 1.5 – Récupérateurs aéroélastiques de l'état de l'art et dispositifs développés durant cette thèse (en gras).

Chapitre 2

La conversion électrostatique

2.1 Introduction/un peu d'histoire

L'électrostatique désigne une branche de la physique visant à étudier les phénomènes et les forces créés par des charges électriques. Historiquement, les premières machines de conversion mécano-électrique étaient des machines électrostatiques ; on peut par exemple citer les premières machines électrostatiques par frottement, respectivement développées au 17^{ème} siècle par Von Guericke, Newton et Hauksbee. Ces machines permettaient de produire de très hautes tensions et des étincelles grâce aux échanges de charges produits par le frottement de deux matériaux de natures différentes (la triboélectricité). Le 18^{ème} siècle a vu naître le premier élément de stockage d'énergie électrostatique et ancêtre du condensateur : la bouteille de Leyde. Les travaux de Charles-Augustin Coulomb ont également permis d'établir l'équation fondamentale qui décrit la force d'interaction entre des particules électriquement chargées : la loi de Coulomb. Ce n'est qu'au 19^{ème} siècle que furent développées les premières machines à influence, bien plus efficaces car fonctionnant sans frottement. On peut par exemple citer les machines de Thomson, Wimshurst, Toepler et Holtz. Mais c'est également durant ce siècle que Michael Faraday découvrit l'induction électromagnétique et que James Clerk Maxwell établit la théorie complète de l'électromagnétisme à travers ses quatre équations. Au 20^{ème} siècle, les machines électrostatiques sont utilisées dans des gaz comprimés à plusieurs dizaines de bars pour augmenter le champ électrique de claquage et ainsi obtenir de meilleures performances (section 2.5.1). Les difficultés induites par cette mise sous pression et les progrès constants des machines électromagnétiques (avec le succès qu'on leur connaît) ont grandement contribué au déclin des machines électrostatiques. Elles ne furent alors étudiées et utilisées que pour leur capacité à produire de très hautes tensions (accélérateur de particules, tube à rayons X...). On peut néanmoins citer le générateur à courroie de Van de Graaf (50kV→1MV), la machine de Felici (quelques MV) et le moteur de Gendron (rendement de 75% sous pression) développés durant cette période. Ce déclin des machines électrostatiques attristait d'ailleurs Felici qui déclara en 1960 :

« A ce propos, je voudrais mentionner le facteur peut-être le plus décisif dans la stagnation des générateurs électrostatiques : c'est le fait que, depuis près de 70 ans, la question n'attire qu'un très petit nombre de personnalités et que, par voie de conséquence, les progrès réalisés sont le fait d'individualités isolées, ce qui n'est pas le moins du monde favorable à des progrès rapides et solides. Beaucoup d'entre nous ont remarqué à quel point la notion d'inventeur est en passe de s'estomper dans la vie industrielle moderne ; le progrès n'a lieu que parce qu'une foule de personnes douées s'attelle à une question, soit en coopérant dans la même entreprise ou le même organisme de recherche, soit même en étant en compétition, chacun incitant l'autre à de nouveaux efforts par les résultats qu'il obtient. Il n'en est absolument pas de même dans le domaine qui nous occupe. On peut

encore, à tort ou à raison, se piquer d’y faire œuvre d’inventeur. Si paradoxal que puisse paraître ce jugement dans ma bouche, je prétends que c’est définitivement un mauvais signe : cela prouve que le sujet n’est pas assez travaillé, que la compétition n’est pas assez ouverte et que les moyens mis en jeu sont totalement insuffisants. En fin de compte, le facteur le plus décisif pour l’avenir de la génération électrostatique sera la prise de conscience du fait que ce problème est encore tout neuf, qu’à l’instar d’autres questions d’allure beaucoup plus moderne il a un immense avenir devant lui, qu’il ne s’agit pas d’étudier les générateurs électrostatiques comme des solutions particulières convenant à quelques problèmes isolés, mais d’en faire dans la réalité concrète ce qu’ils auraient toujours dû être dans l’enseignement de l’électricité, un des deux types fondamentaux de machines électriques, conformément au principe de dualité. »

Pour Felici, seule l’électronique et la miniaturisation des dispositifs pourrait relancer les machines électrostatiques, l’effet d’échelle lui étant favorable par rapport aux machines électromagnétiques. C’est effectivement ce qui s’est passé avec l’introduction du concept de conversion électrostatique à électrets par Jefimenko et Walker en 1968 ([JW68] et [Jef68]) et le premier prototype tournant en 1978 [JW78]. Les premiers micromoteurs électrostatiques virent le jour à partir de 1988 ([FTM88], [FTM89], [TM89]) suivi d’une deuxième génération de générateurs électrostatiques à électrets ([Tad92], [BCST03][BOL2003], [GTE03], [LFL⁺04]). Un tableau chronologique récapitulant quelques éléments clés de l’histoire de l’électrostatique est disponible en annexe 1.

Ce chapitre comprend une première section dédiée à quelques rappels d’électrostatique avec notamment l’introduction de la charge électrique, du potentiel électrostatique, de la capacité et de l’énergie électrostatique (section 2.2). Nous verrons ensuite quelles options s’offrent à nous dans le but de créer de l’énergie électrique à partir de la structure de base qu’est le condensateur à capacité variable (section 2.3). Cette section nous permettra d’ailleurs de mesurer l’importance des variations de capacité (section 2.4) et de la polarisation de la structure (section 2.5).

2.2 Quelques notions d’électrostatique

Cette section présente quelques rappels essentiels d’électrostatique qui forment la base théorique du fonctionnement des convertisseurs étudiés dans cette thèse.

2.2.1 Distribution de charges électriques

Considérons pour commencer une distribution discrète de charges électriques Q_i (exprimée en Coulomb). Cette modélisation est bien adaptée au monde microscopique car la matière est discrète à ces dimensions. A l’échelle mésoscopique, la matière apparaît comme continue, il nous faut donc introduire des densités volumiques (ρ), surfaciques (σ) voire linéiques (λ) de charges. Si on considère par exemple un petit volume dV (respectivement une petite surface dS et une petite longueur dl) comprenant n charges électriques, on obtient les égalités suivantes :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n Q_i &= dQ = \rho dV \\ &= \sigma dS \\ &= \lambda dl \end{aligned} \tag{2.1}$$

2.2.2 Champ électrostatique

Chaque charge électrique Q_i crée son propre champ électrostatique \mathbf{E}_i que vont ressentir toutes les autres charges. En utilisant un repère sphérique $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\varphi)$ centré sur la charge en question, et en introduisant la permittivité du vide $\epsilon_0 \approx 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$, ce champ électrique s’écrit alors :

$$\mathbf{E}_i = \frac{Q_i}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{e}_r}{r^2} \quad (2.2)$$

Grâce au principe de superposition, on peut déduire que le champ électrostatique \mathbf{E} ressenti en un point quelconque de l'espace est égal à la somme de toutes les contributions des différentes charges. En centrant le repère cylindrique sur ce point, on obtient :

$$\mathbf{E} = \begin{cases} - \sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{e}_r}{r_i^2} \\ - \iiint \frac{\rho dV}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{e}_r}{r^2} \end{cases} \quad (2.3)$$

Enfin, si une charge Q est placée à ce point, elle ressentira alors simplement une force décrite par cette équation :

$$\mathbf{F} = Q\mathbf{E} \quad (2.4)$$

2.2.3 Potentiel et énergie potentielle électrostatique

En électrostatique, on fait l'hypothèse que le champ magnétique induit par les différents mouvements de charges est négligeable. Les équations de Maxwell qui nous concernent sont donc l'équation de Maxwell-Gauss et l'équation de Maxwell-Faraday, qui s'écrivent respectivement :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \nabla \wedge \mathbf{E} = 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

L'équation de Maxwell-Faraday implique par définition que le champ électrique dérive d'un potentiel électrique V défini comme suit :

$$\mathbf{E} = -\nabla V \quad (2.6)$$

L'équation (2.3) nous permet alors de déduire simplement ce potentiel électrostatique, préalablement fixé nul à l'infini :

$$V = \begin{cases} \sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i} \\ \iiint \frac{\rho dV}{4\pi\epsilon_0 r} \end{cases} \quad (2.7)$$

La définition du potentiel électrostatique nous permet finalement d'introduire l'énergie potentielle électrostatique d'une charge ponctuelle :

$$W_{pe} = QV \quad (2.8)$$

2.2.4 Conducteur en équilibre électrostatique et condensateurs

Un conducteur est par définition un système présentant des porteurs de charges électriques mobiles sous l'action d'une force, aussi petite soit elle. On parle d'équilibre électrostatique lorsqu'aucune charge n'est, à l'échelle mésoscopique, en mouvement dans les différents conducteurs en présence. Cette définition implique que le champ électrique \mathbf{E} dans un conducteur en équilibre électrostatique ne peut donc être que nul ! En effet si ce n'était pas le cas, il y aurait alors l'apparition d'une force non nulle $\mathbf{F}=Q\mathbf{E}$, et donc un mouvement de charges. Le potentiel électrique est donc constant à l'intérieur du conducteur. De plus, l'application de l'équation de Maxwell-Gauss nous indique donc

qu'aucune charge n'est présente dans le volume du conducteur, ce qui signifie que toutes les charges sont réparties sur la surface extérieure du conducteur.

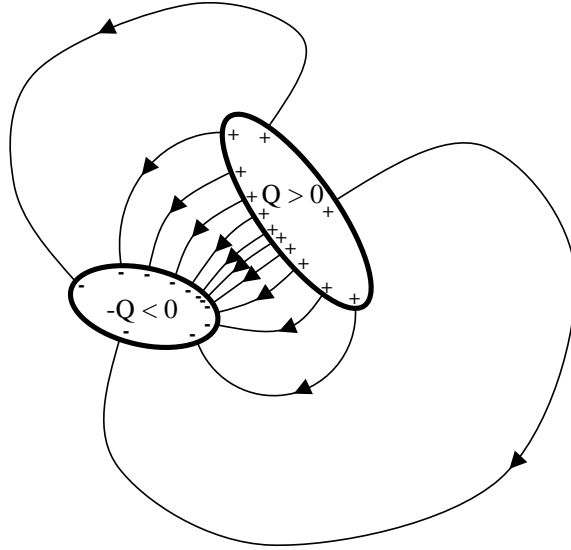


FIGURE 2.1 – Condensateur quelconque et lignes de champ.

Nous allons à présent considérer un simple condensateur qui est par définition un ensemble de deux conducteurs en influence totale, c'est à dire que toutes les lignes de champ partant d'un des conducteurs aboutissent sur l'autre conducteur (figure 2.1). On notera $V_1=0$ le potentiel du premier conducteur fixé à 0, Q_1 sa charge, $V_2=V$ le potentiel du deuxième conducteur et $Q=Q_2$ sa charge. En considérant une surface fermée entourant les deux conducteurs, et suffisamment éloignée afin qu'aucune ligne de champ ne coupe la surface, l'équation de Maxwell-Gauss nous permet de conclure que la somme des charges présentes dans les différents conducteurs est nulle ($Q_1+Q=0$). On verra un peu plus loin qu'il existe une relation de proportionnalité entre la charge Q et la différence de potentiel V . Ce rapport de proportionnalité est appelé capacité du condensateur :

$$C = \frac{Q_1}{-V} = \frac{Q}{V} \quad (2.9)$$

D'après l'équation (2.8), l'énergie électrique potentielle stockée dans ce condensateur prend donc la forme suivante :

$$W_{pec} = \int V dQ = \frac{1}{2} CV^2 = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} \quad (2.10)$$

On voit bien que des variations de capacité $C(t)$ vont entraîner des variations d'énergie électrostatique $W_{pec}(t)$. C'est sur ce principe que fonctionnent les convertisseurs électrostatiques à capacité variable.

2.3 Condensateur à capacité variable

La section précédente nous a permis d'introduire quelques paramètres clés en électrostatique, notamment la capacité associée au condensateur. Supposons à présent que nous soyons capable de faire varier la capacité du condensateur périodiquement entre un minimum de C_{\min} et un maximum de C_{\max} . La variation d'énergie électrostatique associée à cette différence de capacité dépend des

conditions dans lesquelles la capacité est modifiée. On considérera ici trois types de cycles : le cycle à charge constante, le cycle à tension constante et le cycle « libre » (charge et tension variable).

2.3.1 Cycle à charge constante

Ce cycle est représenté sur la figure 2.3a et s'effectue en quatre étapes décrites ci-dessous :

- 1 → 2 : Alimentation/charge de la structure à capacité constante C_{max} ($Q=C_{max}V$).
- 2 → 3 : Passage de C_{max} à C_{min} effectué à charge constante ($Q_{cte}=CV=cte$).
- 3 → 4 : Décharge de la structure à capacité constante C_{min} ($Q'=Q/(RC_{min})$).
- 4 → 1 : Retour à C_{max} à vide ($Q=V=0$).

L'apport de travail mécanique lors de l'étape 2 → 3 nous permet de récupérer la même quantité d'énergie quelle que soit la résistance R utilisée. Cette énergie, qui correspond d'ailleurs à l'aire formée par le cycle dans un diagramme QV (figure 2.3a), est donnée par la formule suivante :

$$\Delta W_{pec} = \frac{1}{2}(C_{max} - C_{min})\frac{C_{max}}{C_{min}}V_{min}^2 \quad (2.11)$$

Ce cycle permet donc la récupération d'une grande quantité d'énergie en maximisant la tension d'alimentation V_{min} , la différence de capacité $C_{max}-C_{min}$ et le « quotient » de capacité C_{max}/C_{min} . De plus, ce fonctionnement implique le pilotage d'au moins deux transistors (K_1 et K_2 sur la figure 2.2) et la consommation d'énergie qui s'ensuit.

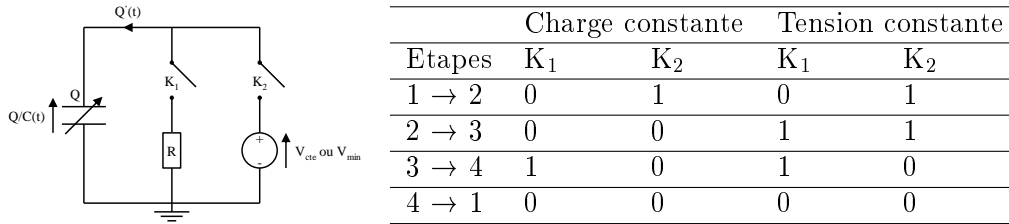


FIGURE 2.2 – Schéma électrique équivalent des fonctionnements à charge/tension constante, ouverture (0) et fermeture (1) des interrupteurs.

2.3.2 Cycle à tension constante

Ce cycle s'effectue selon les 4 étapes suivantes

- 1 → 2 : Alimentation/charge de la structure à capacité constante C_{max} ($Q=C_{max}V$).
- 2 → 3 : Passage de C_{max} à C_{min} effectué à tension constante, décharge partielle de la structure ($V_{cte}=Q/C=cte$).
- 3 → 4 : Décharge complète de la structure à capacité constante C_{min} ($Q'=Q/(RC_{min})$).
- 4 → 1 : Retour à C_{max} à vide ($Q=V=0$).

L'énergie récupérée est cette fois-ci égale à :

$$\Delta W_{pec} = \frac{1}{2}(C_{max} - C_{min})V_{cte}^2 \quad (2.12)$$

Dans ce cas le quotient de capacité C_{max}/C_{min} a peu d'importance. L'énergie récupérée sera maximale à des tensions d'alimentation V_{cte} et des différences de capacité $C_{max}-C_{min}$ élevées. De la même manière, le cycle à tension constante implique les mêmes problèmes de pilotage de transistors (figure 2.2).

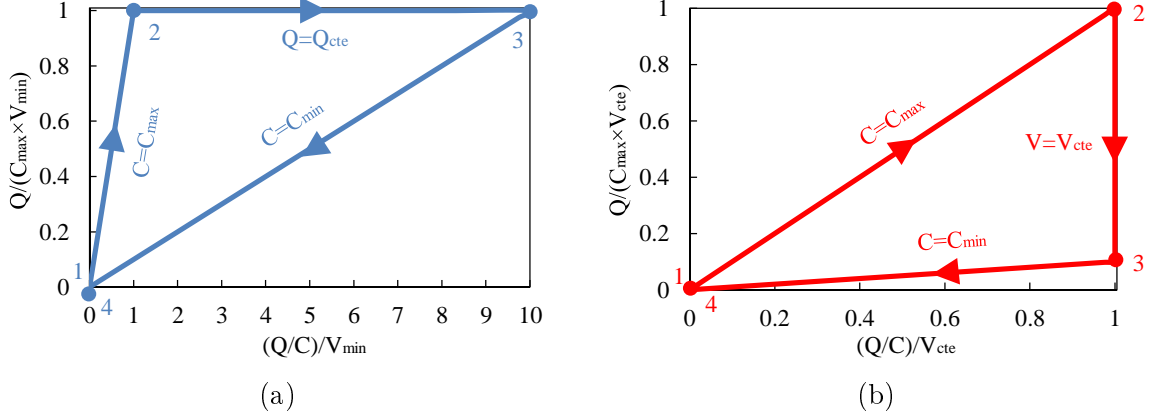


FIGURE 2.3 – Représentation sur un graphique QV, $C_{\max}/C_{\min}=10$: (a) Cycle à charge constante, (b) Cycle à tension constante.

Les cycles à charge constante et à tension constante ont notamment été étudiés et mis en œuvre par [Des05]. Nous nous focaliserons ici sur un troisième type de cycle : le cycle « libre » qui est à la base de la conversion à électret/triboélectrique.

2.3.3 Cycle à électret/triboélectrique - Cycle « libre »

2.3.3.1 Mise en équation

On suppose ici que le condensateur variable est continuellement mis en série avec la source de tension V_{cte} et une résistance de charge R (figure 2.4a). Le problème n'est alors plus si simple et fait apparaître l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{RC(t)} = \frac{V_{cte}}{R} \quad (2.13)$$

L'énergie récupérée sur un cycle peut donc s'écrire :

$$\Delta W_{pec} = R \int_0^{\frac{1}{f}} \left(\frac{dQ}{dt} \right)^2 dt \quad (2.14)$$

Pour obtenir la puissance moyenne associée au cycle, il suffit simplement de multiplier cette énergie par la fréquence du cycle f :

$$\bar{P}_{pec} = f \Delta W_{pec} \quad (2.15)$$

L'équation différentielle (2.13) n'admet pas de solution analytique et nécessite donc une résolution par méthode numérique (annexe 2). Néanmoins, d'importantes tendances peuvent être facilement déduites de l'équation différentielle elle-même. Le tableau 2.1 montre l'impact des variables d'entrée (tension V_{cte} , variations de capacité $C(t)$ et fréquence f) sur la charge électrique $Q(t)$, le courant $Q'(t)$, la résistance optimale R_{opt} , l'énergie et la puissance instantanée. Si par exemple la tension V_{cte} est multipliée par un facteur k , $Q(t)$ et $Q'(t)$ doivent alors être multipliés par ce même facteur k afin que l'égalité (2.13) reste vraie. Dans ce cas, la résistance optimale est la même, l'énergie et la puissance sont quant à elles multipliées par k^2 . À partir du même raisonnement, si la fréquence est multipliée par k , la résistance optimale est divisée par k et la puissance multipliée par k . Pour la

capacité, c'est en revanche plus complexe et on peut simplement conclure que la puissance est proportionnelle à C_{\max} à condition que le rapport C_{\max}/C_{\min} reste constant (d'où la fonction $f(C_{\max}/C_{\min})$ dans l'équation (2.16)). Cette analyse peut être résumée par la proportionnalité suivante :

$$\Delta W_{pec} \propto C_{\max} V_{cte}^2 f\left(\frac{C_{\max}}{C_{\min}}\right) \quad (2.16)$$

Variables d'entrée		Equation (2.13)		Variables de sortie		Energie (2.14)	Puissance (2.15)
V_{cte}	$C(t)$	f	$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{RC(t)} = \frac{V_{cte}}{R}$	$Q(t)$	$Q'(t)$	R_{opt}	ΔW_{pec}
$k \times V_{cte}$	$C(t)$	f	$k \times \frac{dQ}{dt} + \frac{k \times Q}{RC(t)} = \frac{k \times V_{cte}}{R}$	$k \times Q(t)$	$k \times Q'(t)$	R_{opt}	$k^2 \times \Delta W_{pec}$
V_{cte}	$k \times C(t)$	f	$k \times \frac{dQ}{dt} + \frac{k \times Q}{\frac{R}{k} \times k \times C(t)} = \frac{V_{cte}}{\frac{R}{k}}$	$k \times Q(t)$	$k \times Q'(t)$	R_{opt}/k	$k \times \Delta W_{pec}$
V_{cte}	$C(t)$	$k \times f$	$k \times \frac{dQ}{dt} + \frac{k \times Q}{RC(t)} = \frac{k \times V_{cte}}{R}$	$Q(k \times t)$	$k \times Q'(k \times t)$	R_{opt}/k	$k \times \Delta W_{pec}$

TABLE 2.1 – Evolution des différents paramètres en fonction des différentes variables.

Essayons à présent de comprendre ce qu'il se passe lors de la phase d'initiation du cycle, avec l'exemple du démarrage à capacité minimale (figure 2.4b) :

- 1 : Au départ $C=C_{\min}$ et aucune charge ne circule encore dans le circuit, on a donc $Q=C_{\min}V_{cte}$ et $Q'=0$.
- 1 → 2 : La capacité augmente ce qui va entraîner une augmentation de la charge Q . Une tension positive va donc apparaître aux bornes de la résistance ($RQ' > 0$) et la tension aux bornes du condensateur va alors diminuer ($Q/C=V_{cte} - RQ'$).
- 2 → 3 : La capacité diminue mais la charge continue tout de même à augmenter jusqu'à l'instant où $Q/C(t)=V_{cte}$ ($RQ'=0$)
- 3 → 4 : La capacité diminue ainsi que la charge Q , la tension aux bornes de la résistance est donc négative ($RQ' < 0$)
- 4 → 5 : La capacité augmente mais la charge continue à augmenter jusqu'au moment où $Q/C(t)=V_{cte}$ ($RQ'=0$)...

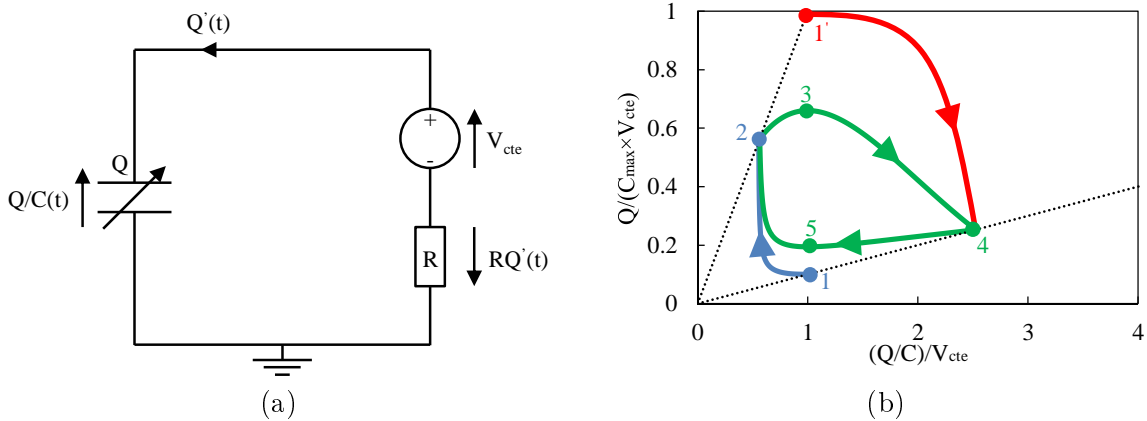


FIGURE 2.4 – (a) Schéma électrique équivalent du cycle « libre ». (b) Mise en place du cycle au démarrage à R_{opt} ($C(t=0)=C_{\min}$ en bleu et $C(t=0)=C_{\max}$ en rouge).

Si la valeur de la résistance est élevée, quelques cycles « transitoires » peuvent apparaître avant stabilisation. En résolvant l'équation différentielle (2.13) et en couplant les résultats obtenus avec

l'équation (2.14), on peut observer l'existence d'une résistance optimale R_{opt} qui permet de maximiser l'énergie récupérée. En effet, si la résistance est trop faible, le courant circulant dans la résistance sera élevé mais la variation de potentiel trop faible (courbe rouge sur la figure 2.5a). Au contraire, si la résistance est trop élevée, les variations de potentiel seront élevées mais les échanges de charges trop faibles (courbe violette sur la figure 2.5a). La résistance optimale se situe entre ces deux cas extrêmes (courbe verte sur la figure 2.5a).

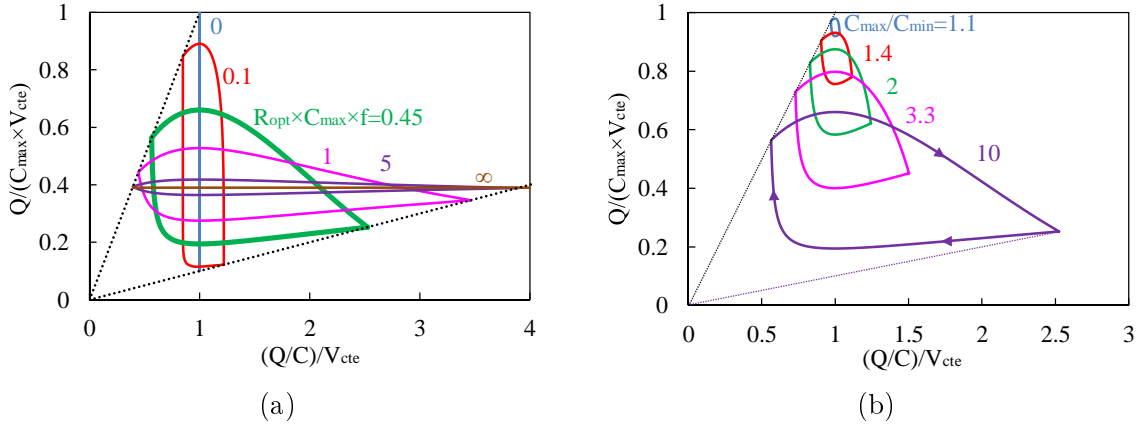


FIGURE 2.5 – (a) Impact de la résistance de charge. Dans les deux derniers cas, il s'agit d'une variation temporelle de capacité triangulaire ($C_{max}/C_{min}=10$). (b) Impact de la capacité minimale sur l'énergie transférée par cycle pour un signal triangulaire.

2.3.3.2 Variations temporelles de capacité

Jusqu'à présent la capacité n'était modélisée que par ses valeurs extrêmes C_{min} et C_{max} . Mais lors d'un cycle « libre », la manière dont la capacité varie influe également sur la quantité d'énergie récupérée. La figure 2.6a présente par exemple quelques résultats pour les formes de variation de capacité suivantes : sinusoïdale, triangulaire, rampe montante, descendante et créneau. Les signaux les plus simples à représenter sont les signaux de rampe et de créneau. Ces variations ont comme point commun de posséder des pentes « infinies », ce qui est très bénéfique en terme d'énergie. Si on prend par exemple le cas optimal du créneau, les variations de capacité sont tellement rapides qu'aucune charge n'a le temps de circuler dans la résistance pendant la variation ($C' \gg R^{-1}$). Le potentiel va donc changer considérablement et les charges vont circuler à ce potentiel élevé, ce qui implique un gain énergétique considérable. Les trois équations qui suivent nous donnent l'énergie électrostatique récupérée par cycle :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \Delta W_{pec} = \frac{1}{2}(C_{max} - C_{min}) \left(1 - \frac{C_{min}}{C_{max}}\right) V_{cte}^2 & \text{Rampe descendante} \\ = \frac{1}{2}(C_{max} - C_{min}) \left(\frac{C_{max}}{C_{min}} - 1\right) V_{cte}^2 & \text{Rampe montante} \\ = \frac{1}{2}(C_{max} - C_{min}) \left(\frac{C_{max}}{C_{min}} - \frac{C_{min}}{C_{max}}\right) V_{cte}^2 & \text{Créneau} \end{array} \right. \quad (2.17)$$

Cependant, ce type de signaux est assez rare en récupération d'énergie, sauf éventuellement en présence de chocs. Les signaux triangulaires et sinusoïdaux à faibles pentes sont plus classiques mais impliquent des niveaux d'énergie plus faibles (figure 2.6a). Néanmoins, on peut artificiellement transformer ces signaux à faibles pentes en signaux de type créneau en isolant la charge pendant les variations de capacité et en déchargeant ponctuellement la structure aux extremums de capacités

C_{\min} et C_{\max} . Ce fonctionnement à décharges synchronisées (*Synchronous Electric Charge Extraction* ou SECE en anglais) se rapproche finalement du cycle à charge constante et nécessite donc l'utilisation de transistors pilotés par une électronique de gestion.

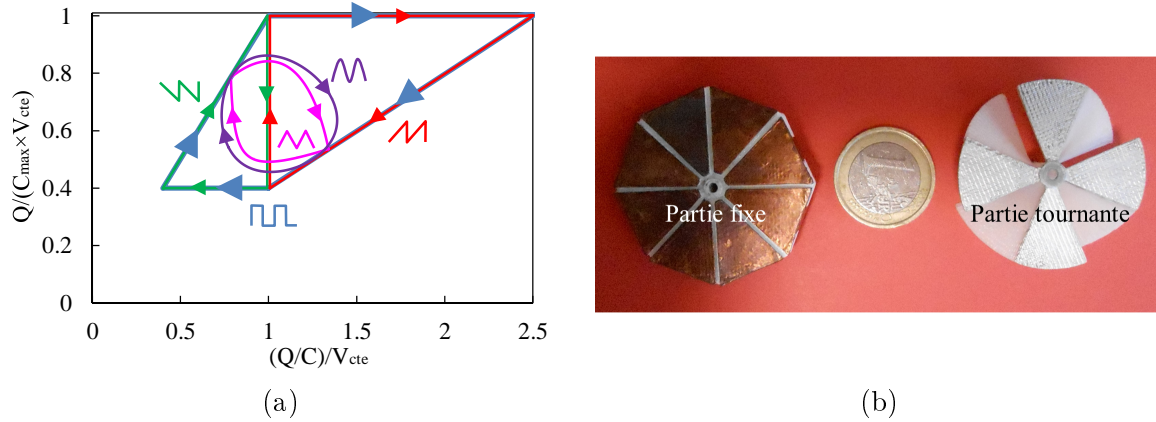


FIGURE 2.6 – (a) Représentation des différents types de variation de capacité sur un diagramme QV ($C_{\max}/C_{\min}=2.5$). (b) Photo du dispositif utilisé dans la section 2.3.3.3.

2.3.3.3 Mesures expérimentales

On se propose ici de réaliser quelques expériences avec deux disques de 4cm de diamètre pour valider les grandes tendances évoquées précédemment. Un disque est fixe et possède 8 sections circulaires métalliques de 45° (figure 2.6b). L'autre disque est mobile et possède 2 sections métalliques de 45° séparées par 2 sections d'aires de 45° . Le tout est assemblé pour permettre la rotation du disque mobile à une distance réglable du disque fixe. La rotation du disque mobile va induire des variations de capacité, dont l'intensité peut être réglée par l'intermédiaire du contrôle de la distance entre les électrodes. Ce montage nous permet de vérifier une linéarité presque parfaite entre la puissance électrique et la tension au carré (figure 2.7a), tout comme le lien de linéarité entre fréquence et puissance (figure 2.7b). On peut également noter une très bonne indépendance de la résistance de charge optimale vis-à-vis de la polarisation (figure 2.8a) ainsi qu'une proportionnalité approximative entre la résistance optimale et l'inverse de la fréquence de rotation (figure 2.8b).

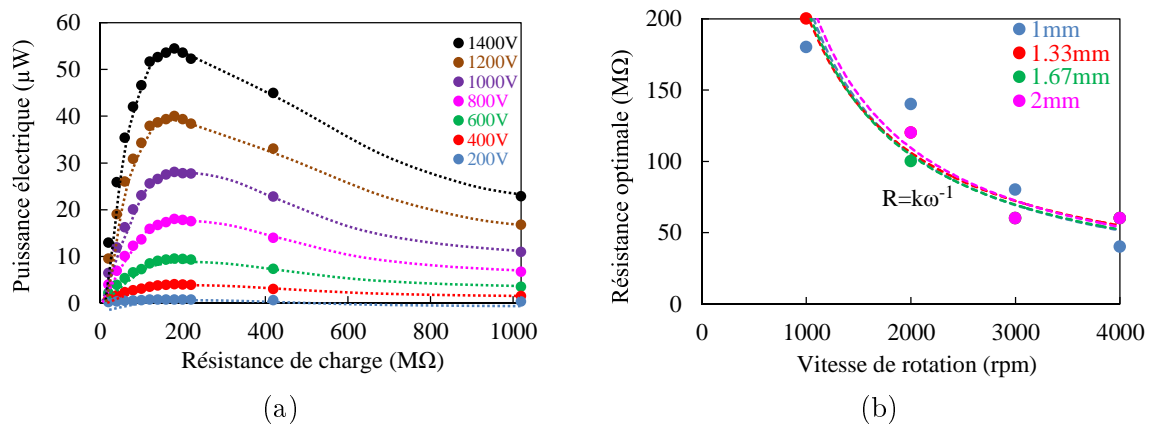


FIGURE 2.8 – Mesures expérimentales : (a) puissance électrique vs résistance de charge ($e=1\text{mm}$, $\omega=1000\text{rpm}$), (b) résistance de charge optimale vs vitesse de rotation.

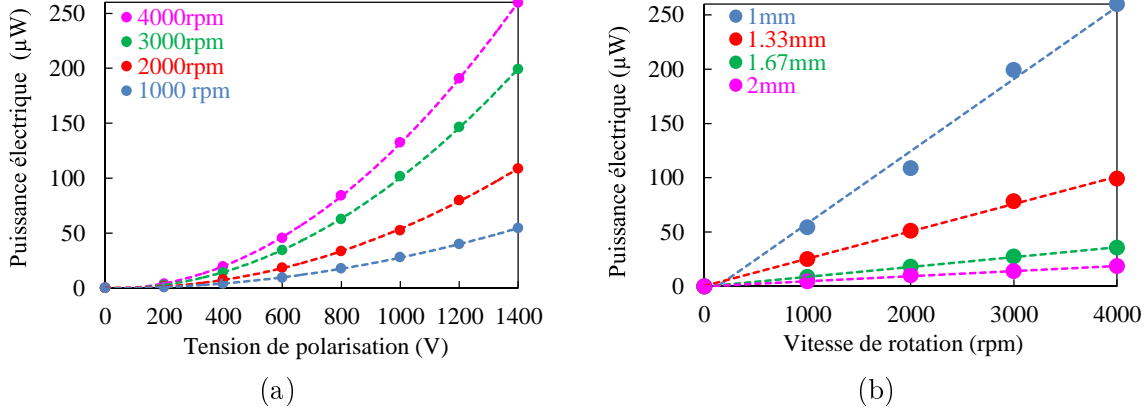


FIGURE 2.7 – Mesures expérimentales : (a) puissance électrique vs tension de polarisation ($e=1\text{mm}$), (b) puissance électrique vs vitesse de rotation ($V_{\text{cte}}=1400\text{V}$).

2.3.4 Bilan

Quelle que soit la méthode utilisée, il est clair que **la tension de polarisation est un paramètre des plus importants** puisque la puissance est proportionnelle à son carré. Dans l'idéal, il faudrait aussi pouvoir compter sur des variations de capacités avec un C_{\min} très faible (figure 2.5b) et un C_{\max} très élevé, afin de maximiser simultanément $C_{\max}-C_{\min}$ et C_{\max}/C_{\min} . Enfin, **la fréquence de répétition de ces cycles f est elle aussi importante** afin d'atteindre des puissances élevées. On privilégiera par la suite le cycle « libre », avec idéalement une électronique de gestion à transistors capable de décharger ponctuellement la structure (à C_{\min} et C_{\max}).

2.4 Variations de capacité d'un condensateur variable plan

Dans cette section, nous nous intéresserons au cas particulier du condensateur variable plan qui est à la base de tous les systèmes développés durant cette thèse. Nous verrons ce que de tels dispositifs peuvent permettre en termes de variations de capacités.

2.4.1 Condensateur plan

Prenons l'exemple très simple de deux fines plaques métalliques de longueur et de largeur L placées horizontalement en vis-à-vis et séparées d'une distance $e \ll L$ (figure 2.9a). La plaque inférieure est mise au potentiel nul et la plaque supérieure au potentiel V . La résolution de l'équation de Maxwell-Gauss nous donne facilement le potentiel et le champ électrostatique entre les armatures :

$$\begin{cases} V &= \frac{V}{e}z \\ E_z &= -\frac{V}{e} \end{cases} \quad (2.18)$$

On peut ensuite calculer la densité surfacique de charge sur la plaque supérieure σ , la charge totale Q sur la plaque supérieure et la capacité du condensateur :

$$\begin{cases} \sigma &= \frac{\epsilon_0 V}{e} \\ Q &= \frac{\epsilon_0 L^2}{e} V \\ C &= \frac{\epsilon_0 L^2}{e} \end{cases} \quad (2.19)$$

Comme précédemment, l'énergie potentielle électrostatique stockée dans ce condensateur prend la forme suivante :

$$W_{pec} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 L^2}{e} V^2 = \frac{1}{2} \frac{e}{\varepsilon_0 L^2} Q^2 \quad (2.20)$$

Ce qui implique la densité surfacique d'énergie suivante :

$$w_{pec} = \frac{W_{pec}}{L^2} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 e E_z^2 \quad (2.21)$$

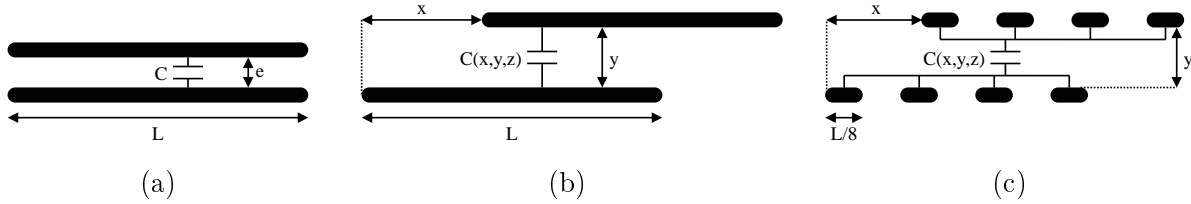


FIGURE 2.9 – (a) Condensateur plan à deux électrodes. (b) Condensateur à chevauchement variable plan à (b) deux électrodes et (c) $2N=8$ électrodes.

2.4.2 Condensateur variable plan

Supposons à présent que la plaque supérieure puisse se déplacer selon les trois axes du plan (figure 2.9b). Nous noterons x , y et z le décalage de la plaque supérieure par rapport à la plaque inférieure dans le repère $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ et e la distance inter-électrodes minimale admissible ($0 \leq x \leq L$, $0 \leq y \leq L$ et $0 < e \leq z$). La capacité et l'énergie électrostatique prennent donc la forme suivante, à condition que les nouvelles conditions $z \ll L-x$, $z \ll L-y$ (anciennement $e \ll L$) soient respectées :

$$\begin{cases} C(x, y, z) &= \frac{\varepsilon_0 (L-x)(L-y)}{z} \\ W_{pec}(x, y, z) &= \frac{1}{2} \frac{z}{\varepsilon_0 (L-x)(L-y)} Q^2 \end{cases} \quad (2.22)$$

Dans l'objectif d'obtenir un C_{\max} élevé, il est donc évident que de larges électrodes (L élevé) et de faibles distances inter-électrodes e sont à privilégier. Au contraire, un C_{\min} faible ne peut être obtenu qu'avec de faibles surfaces de recouvrement (voir aucune) ainsi que des distances inter-électrodes élevées. Tout déplacement à charge Q constante (respectivement selon \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y et \mathbf{e}_z) va donc entraîner une variation d'énergie électrostatique associée au travail d'une force électrostatique (respectivement F_x , F_y et F_z).

$$\begin{cases} F_x(x, 0, e) &= -\frac{dW_{pec}}{dx} = -\frac{1}{2} \frac{e}{\varepsilon_0 L(L-x)^2} Q^2 \\ F_y(0, y, e) &= -\frac{dW_{pec}}{dy} = -\frac{1}{2} \frac{e}{\varepsilon_0 L(L-y)^2} Q^2 \\ F_z(0, 0, z) &= -\frac{dW_{pec}}{dz} = -\frac{1}{2} \frac{1}{\varepsilon_0 L^2} Q^2 \end{cases} \quad (2.23)$$

Les deux premiers cas (F_x et F_y) correspondent au cas du chevauchement variable (*overlap* en anglais). A mesure que les électrodes vont s'éloigner les unes des autres, la capacité va diminuer alors que la force et l'énergie électrostatique vont augmenter (figure 2.10b et 2.9c). On peut également noter que la force prend des valeurs infinies lorsque la surface de vis-à-vis tend vers 0 ($x \rightarrow L$ ou $y \rightarrow L$) car nous considérons ici que la capacité est nulle lorsque les électrodes ne sont plus en vis-à-vis. Le troisième cas (F_z) correspond au cas de l'entrefer variable (*gap closing* en anglais). De la même

manière, lorsque les électrodes vont s'éloigner, la capacité va diminuer et l'énergie électrostatique va augmenter. La force électrostatique va quant à elle rester constante F_z lors du déplacement de l'électrode (figure 2.9c).

Comme on peut le voir sur la figure 2.10a, un fonctionnement à entrefer variable permet d'obtenir de fortes variations de capacité (et donc d'énergie) pour de faibles déplacements z/L , à condition que le rapport e/L soit également faible. Dans le cas du chevauchement variable, un déplacement de la longueur d'électrode ($x=L$) est nécessaire pour atteindre une capacité nulle, quel que soit le rapport e/L . Lors de la recherche de capacité minimale, notre hypothèse de départ va être mise à mal ($z \ll L-x$, $z \ll L-y$), les effets de bord ne seront alors plus négligeables et entraîneront une capacité supplémentaire (capacité parasite).

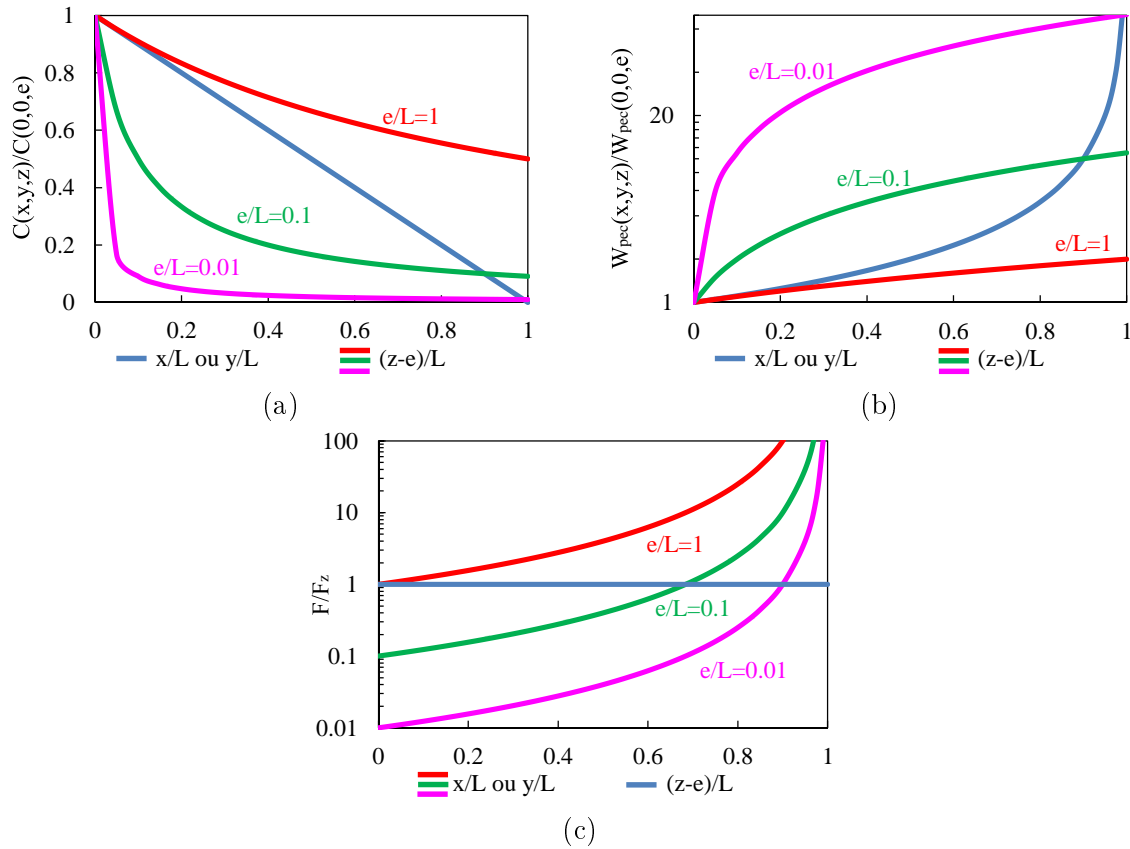


FIGURE 2.10 – (a) Variations idéales de capacité en fonction du déplacement (équation (2.22)) et (b) évolution de l'énergie électrostatique stockée dans la structure capacitive au cours du déplacement (équation (2.22)). (c) Forces électrostatiques apparaissant durant le déplacement (équation (2.23)).

2.4.3 Effets de bord et impact sur la variation de capacité

Comme mentionné précédemment, la capacité d'une structure aussi simple qu'un condensateur plan ne peut plus être déterminée analytiquement lorsque l'hypothèse $z \ll L-x$ (respectivement $z \ll L-y$) n'est plus valide car les effets de bord doivent alors être pris en compte. Le logiciel de simulation numérique COMSOL Multiphysics® a été choisi afin de quantifier plus finement les variations de capacité perçues par la structure. Pour plus de clarté, nous noterons à présent C_{ana} la valeur de capacité selon l'équation (2.22) et C la valeur donnée par COMSOL. Simulons dans un premier temps un condensateur à entrefer variable pour différentes longueurs d'électrode L , distances

inter-électrodes z et épaisseurs d'électrodes t . Ce premier essai nous permet de vérifier la similitude des résultats, à savoir si la capacité est bien multipliée par un facteur k lorsqu'on multiplie L , z et t par ce même facteur (figure 2.11a). L'impact de l'épaisseur des électrodes t doit également être connu, afin de savoir si c'est un paramètre critique et que nous puissions par exemple savoir quel moyen de fabrication est le plus pertinent. D'après les simulations, il s'avère que l'épaisseur des électrodes n'influe que très peu les valeurs de C_{\max} (figure 2.11b) mais peut en revanche modifier quelque peu la valeur de C_{\min} dans les cas extrêmes d'électrodes très épaisses ($t/L=0.1$ sur la figure 2.11b soit $t=1\text{mm}$ pour $L=1\text{cm}$).

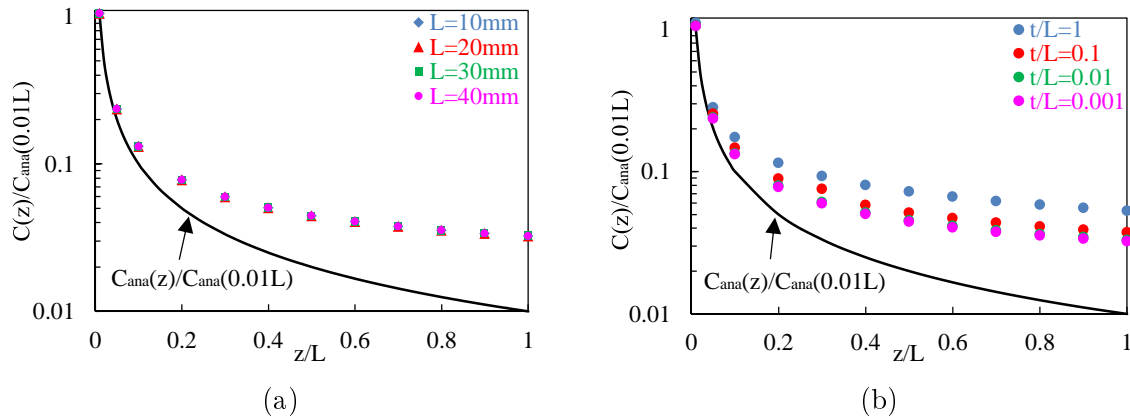


FIGURE 2.11 – (a) Test de similitude des résultats obtenus sous COMSOL, (b) impact de l'épaisseur des électrodes pour un fonctionnement à entrefer variable.

Sur la figure 2.12a représentant un fonctionnement à entrefer variable, on peut aussi observer que la capacité est très proche de la valeur calculée précédemment pour $z/L < 0.05$ (les deux points verts les plus à gauche du graphique). En revanche, le comportement n'est plus le même lorsque la distance inter-électrodes est plus élevée (l'hypothèse $e/L \ll 1$ n'est alors plus valide). Si on envisage par exemple une capacité minimale pour $z=e+L$, C_{\min} est alors proche de 3% de $C_{\max}(e/L=0.01)$ contre 25% de $C_{\max}(e/L=0.1)$. Pour un fonctionnement à chevauchement variable (figure 2.12b), les effets de bord sont également notables à distance inter-électrodes élevée et lorsque la surface de chevauchement diminue ($xz/L > 0.005$). Si on envisage une capacité minimale pour $x=L$, C_{\min} est cette fois-ci proche de 6% de $C_{\max}(e/L=0.01)$ et 35% de $C_{\max}(e/L=0.1)$. A ce stade, le fonctionnement à entrefer variable est donc à privilégier pour minimiser C_{\min} lors d'une distance de déplacement L . Néanmoins, les systèmes à chevauchement variable nous permettent de multiplier les électrodes comme nous le verrons par la suite.

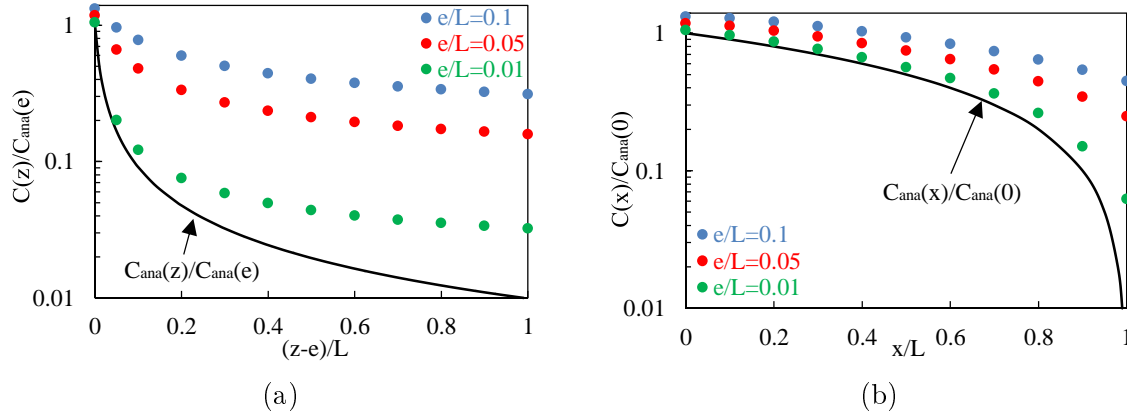


FIGURE 2.12 – Variations de capacité simulées sous COMSOL en fonction du déplacement pour un fonctionnement (a) à entrefer variable ($t/L=0.001$) et (b) à chevauchement variable ($t/L=0.001$).

2.4.4 Multiplication des électrodes à chevauchement variable

Le fonctionnement à chevauchement variable nous laisse la possibilité de « multiplier » les électrodes en gardant la taille du convertisseur identique. On peut par exemple remplacer les 2 électrodes précédemment utilisées par $2 \times N$ électrodes de longueur L/N . Cette multiplication va donc nous permettre d'augmenter le nombre de cycles par N sur un déplacement $x=L$, ce qui équivaut à augmenter la fréquence par k . Cependant, comme cette multiplication est en pratique réalisée à entrefer constant, chaque électrode va donc voir son entrefer relatif $e/(L/N)$ et son épaisseur relative $t/(L/N)$ augmenter. De plus, chaque électrode va interférer avec de plus en plus d'électrodes. Toutes ces contraintes cumulées vont ainsi décupler les effets de bord parasites et augmenter la capacité minimale. Il arrive en fait un point où le gain en fréquence lié à la multiplication des électrodes ne présente plus d'intérêt par rapport à la diminution de variation de capacité. Comme on peut le voir sur la figure 2.13, cette limite arrive d'autant plus rapidement que le degré de « finesse » (e/L) est faible, la multiplication des électrodes étant bien plus intéressante à faible entrefer ($e/L=0.001$) qu'à entrefer plus élevé ($e/L=0.01$). Encore une fois, on peut donc conclure que nous avons tout intérêt à travailler avec de faibles distances inter-électrodes e .

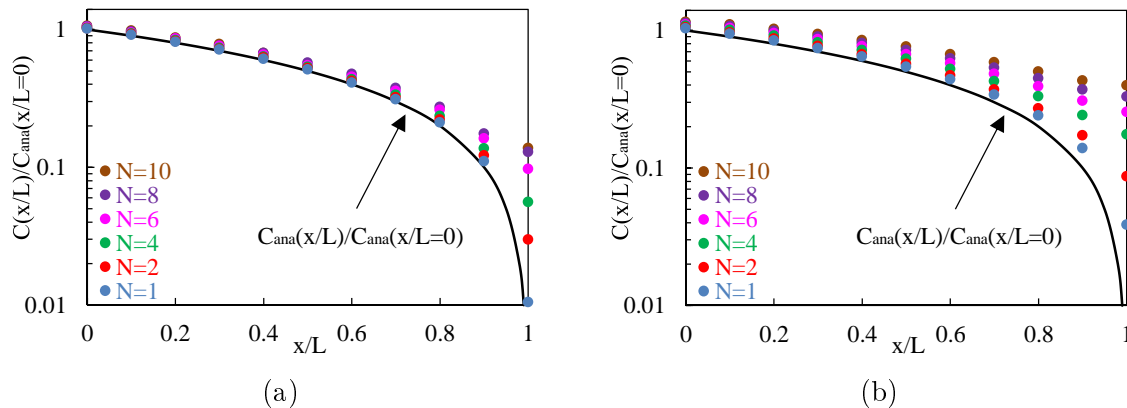


FIGURE 2.13 – Impact de la multiplication des électrodes pour un fonctionnement à chevauchement variable. Résultats obtenus sous COMSOL avec (a) $e/L=0.001$, $t/L=0.01$ et (b) $e/L=0.01$, $t/L=0.01$.

2.4.4.1 Mesures expérimentales

Reprenons l'expérience introduite en section 2.3.3.3 en nous laissant la possibilité de choisir le nombre d'électrodes. On introduira également un dispositif composé d'un disque fixe possédant $2 \times N$ électrodes et d'un disque mobile de 4cm de diamètre et 1cm de hauteur composé de N électrodes (figure 2.14a). Les deux surfaces de ces dispositifs sont identiques et égales à $4\pi \approx 12.57\text{cm}^2$, ce qui nous permet d'introduire une longueur équivalente de $2\sqrt{\pi} \approx 3.54\text{cm}$. En testant ces dispositifs pour différentes distances inter-électrodes, on s'aperçoit que le nombre optimal d'électrodes N augmente effectivement avec la diminution de la distance inter-électrodes. La figure 2.14b montre très clairement que $N=2$ électrodes sont suffisantes pour un entrefer de $e=2\text{mm}$ ($e/L \approx 0.056$), $N=3$ pour $e=1\text{mm}$ ($e/L \approx 0.028$) et $N=6$ pour $e=500\mu\text{m}$ ($e/L \approx 0.014$)... La puissance électrique maximale obtenue pour un entrefer de $e=500\mu\text{m}$ est égale à $66\mu\text{W}$ avec une vitesse de rotation de $\omega=2000\text{rpm}$ et $V_{cte}=500\text{V}$.

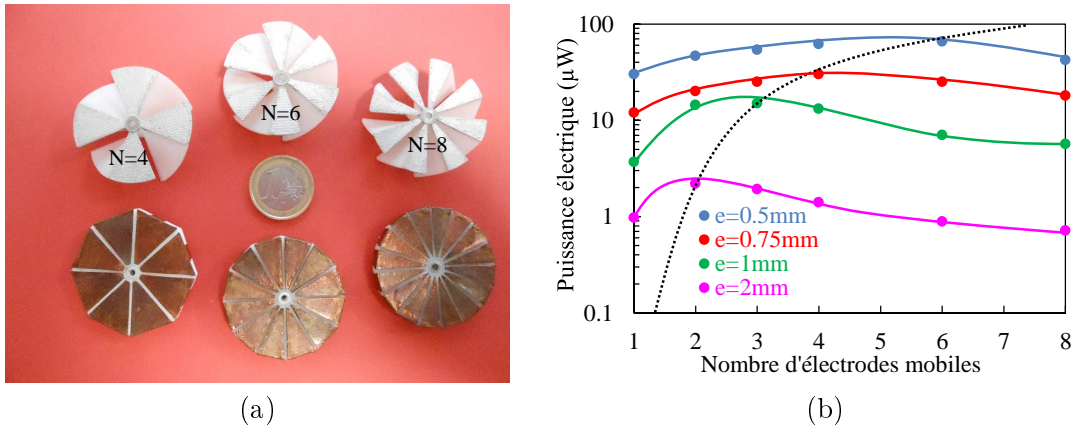


FIGURE 2.14 – (a) Photo de quelques dispositifs et (b) puissance électrique expérimentale extraite à $\omega=2000\text{rpm}$ et $V_{cte}=500\text{V}$.

2.4.5 Connexions cross wafer et slot effect

Jusqu'ici, nous n'avons considéré que N électrodes fixes en regard de N autres électrodes mobiles, ce choix impliquant un courant électrique alternatif entre les électrodes mobiles et les électrodes fixes. Ce branchement électrique dit *cross wafer* (figure 2.15a) peut parfois entraîner des complications de mise en œuvre, notamment si on désire faire tourner les électrodes mobiles sur elles-mêmes tout en utilisant des roulements isolants. Ce problème peut être résolu en utilisant un branchement dit *slot effect* (figure 2.15b) avec N électrodes mobiles et $2 \times N$ électrodes fixes, comme nous l'avons fait dans les deux expériences précédentes (figures 2.8a et 2.14a). Dans ce cas, le courant électrique peut alors circuler entre les électrodes fixes du stator selon le même modèle que celui présenté section 2.3.3.

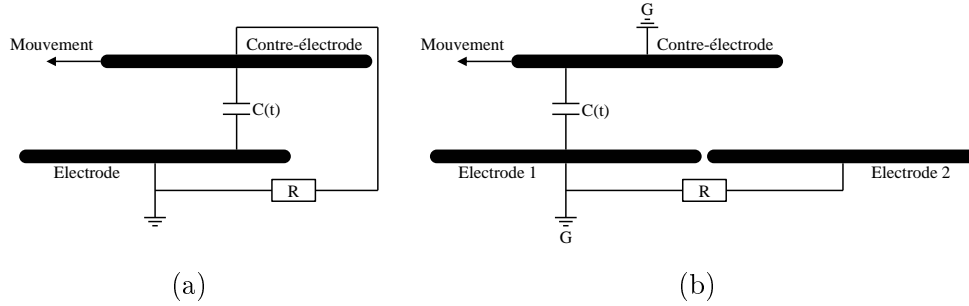


FIGURE 2.15 – Connexion (a) *cross wafer* et (b) *slot effect* ($N=1$).

2.4.6 Bilan

Dans l'objectif d'obtenir un C_{\max} élevé, nous pourrions penser à utiliser de grandes surfaces d'électrode L^2 en vis à vis, mais ce choix n'est évidemment pas favorable à notre objectif de miniaturisation des dispositifs (L de l'ordre de quelques centimètres). Nous devons donc envisager de **réduire la distance inter-électrodes e** , ce qui nécessite des techniques de fabrication très précises. Nous verrons par la suite que les techniques utilisés dans cette thèse limitent les entrefers à environ $e \approx 500 \mu\text{m}$ pour des dispositifs de quelques centimètres ($L \approx 1\text{cm}$), ce qui équivaut à une finesse de $e/L \approx 0.05$. L'épaisseur des électrodes t n'influe en revanche que très peu sur la valeur de C_{\max} .

Afin d'obtenir un C_{\min} faible (pour ainsi obtenir des rapports C_{\max}/C_{\min} élevés), nous avons pu constater qu'il était également nécessaire de réduire la distance inter-électrodes. Au contraire, **l'épaisseur des électrodes** a tendance à augmenter la valeur de C_{\min} et doit donc être minimisée. Néanmoins, ce dernier paramètre **n'est pas « critique »** puisque de bons résultats peuvent être obtenus à partir de $t/L=0.01$ (soit $t=100 \mu\text{m}$ pour $L=1\text{cm}$). Nous pourrions donc nous affranchir des techniques de dépôts nanométriques des salles blanches et utiliser des techniques plus « simples » à mettre en œuvre, par exemple du scotch cuivré plus épais ($86 \mu\text{m}$).

Pour un fonctionnement à chevauchement variable, la fréquence des cycles peut être augmentée en multipliant les électrodes. Cette astuce a peu d'influence sur la valeur de C_{\max} mais augmente considérablement la valeur relative de C_{\min} , surtout lorsque la distance inter-électrodes e est élevée. C'est donc la finesse qui va dicter le choix du nombre optimal d'électrodes, à savoir plus e/L sera faible, plus un nombre élevé d'électrodes sera judicieux.

2.5 Polarisation de la structure

Cette section fera apparaître les limites de polarisation des structures électrostatiques par le phénomène de claquage diélectrique modélisé par la loi de Paschen. Nous présenterons ensuite trois techniques de polarisation ainsi que les avantages et les contraintes qui leurs sont associés.

2.5.1 Loi de Paschen

Jusqu'ici rien ne nous empêchait de polariser la structure électrostatique avec une tension très élevée pour obtenir de fortes variations d'énergie électrostatique ($\Delta W \propto V^2$). Cependant, le champ électrique E_z est limité par la loi de Paschen qui nous indique le champ électrique maximal E_{claqu} avant l'apparition d'un arc électrique dans un gaz. La densité surfacique d'énergie à capacité maximale w_{pec} donnée par l'équation (2.21) est donc elle aussi limitée :

$$w_{pec} < \frac{1}{2} \varepsilon_0 e E_{claqu}^2 \quad (2.24)$$

La figure 2.16a nous indique clairement l'intérêt de travailler sous haute pression avec des distances inter-électrodes élevées, afin de maximiser la densité surfacique d'énergie. Dans notre cas, la haute pression aussi bénéfique qu'elle soit n'est pas envisageable étant donné que nos systèmes sont majoritairement destinés à fonctionner à pression ambiante (1 bar). De même, l'augmentation de la distance inter-électrodes impliquera automatiquement de très hautes tensions. Or, comme nous le verrons par la suite, une polarisation « haute tension » de la structure n'est pas aisée. Nous allons donc privilégier des variations de capacités élevées en travaillant à faible distance inter électrodes ($e < 1\text{mm}$).

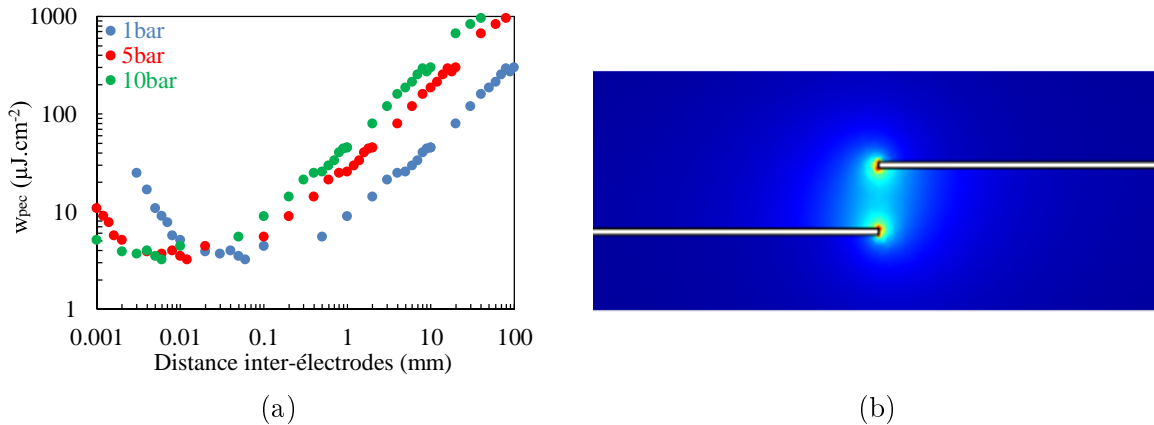


FIGURE 2.16 – (a) Evolution de la densité surfacique d'énergie dans le cas d'une structure capacitive plan en air [Pas89]. (b) Visualisation COMSOL du champ électrique élevé en bout d'électrode ($x=L$).

Pour un fonctionnement à chevauchement variable, la distance minimale entre les électrodes est toujours la même ($z=e$) et une décharge peut apparaître lorsque la capacité diminue et la tension augmente. Des effets de pointes peuvent également se manifester lorsque la capacité est minimale (figure 2.16b). L'intensité de la polarisation doit donc être dimensionnée par rapport au point de capacité minimale ($x=L/N$) et de tension maximale (équation (2.25)). Pour un fonctionnement à entrefer variable, la distance inter-électrodes augmente à mesure que la tension augmente, ce qui implique une limite de tension plus élevée. Le champ électrique reste constant dans l'approximation $z \ll L$ et le dimensionnement peut par exemple s'effectuer au point de capacité maximale ($z=e$) :

$$\begin{cases} V_{cte} < \frac{C_{min}}{C_{max}} e E_{claqu} & \text{Chevauchement variable} \\ V_{cte} < e E_{claqu} & \text{Entrefer variable} \end{cases} \quad (2.25)$$

Etant donné les contraintes mentionnées dans la section 2.4.6 ($e \approx 500\mu\text{m}$), la figure 2.16a implique un champ de claquage $E_{claqu} \approx 5\text{V}\cdot\mu\text{m}^{-1}$. La tension V_{cte} sera donc limitée à environ 2500V à entrefer variable et dépendra du quotient de capacité à chevauchement variable. Nous allons à présent identifier quelques techniques pour produire de tels potentiels.

2.5.2 Source de tension extérieure - Capacité haute tension chargée

La première solution pour alimenter notre structure est d'utiliser une source de tension extérieure (V_{ext}), un condensateur haute tension préalablement chargé par exemple. Dans l'idéal, ce condensateur devra posséder une capacité bien supérieure à la capacité maximale du condensateur variable.

La mise en série des deux condensateurs entraînera ainsi une capacité totale du système proche de la capacité du condensateur variable seul. Comme nous le verrons, nos structures à capacité variable atteindront des capacités de quelques centaines de pF jusqu'au nF. Un condensateur haute tension de quelques dizaines voire centaines de nF serait donc idéal. On désirera également que le condensateur ait une durée de vie la plus élevée possible. En effet, un condensateur de capacité C a des fuites diélectriques conduisant à une décharge du condensateur et à la baisse de tension à ses bornes. Ces pertes peuvent être modélisées par une résistance d'isolement R , ce qui nous permet d'associer à tout condensateur une constante de temps $\tau=RC$ ainsi qu'une puissance de pertes électriques à tension maximale (V_{ext}^2/R). Les polymères tels que le propylène permettent de réaliser des condensateurs très peu sujets aux fuites diélectriques.

Modèle	Tension (V)	Volume (mm ³)	Capacité (nF)	Résistance d'isolement (G Ω)	Constante de temps (s)	Pertes électriques à tension maximale	Technologie
C0805X390JCGACTU	500	3.1	0.039	100	3.9	2.5 μ W	Céramique multicouche
PHE448SB3100JR06	2000	1000	0.1	300	30	13 μ W	Polymère
PFR5101J630J11L4BULK	630	194	0.1	300 000	30 000	1.3nW	Polymère
C0805H271JDGACTU	1000	3.1	0.27	100	27	10 μ W	Céramique multicouche
PFR5471J630J11L4BULK	630	194	0.47	63 830	30 000	6.2nW	Polymère
C911U102MVWDBA7317	400	251	1	10	10	16 μ W	Céramique simple couche
C1206H102JDGACTU	1000	8.2	1	100	100	10 μ W	Céramique multicouche
R413I14705000M	1000	990	4.7	100	470	10 μ W	Polymère
10HV20B103KC	1000	180	10	100	1000	10 μ W	Céramique multicouche
B32654A1104K	1600	10805	100	100	10 000	26 μ W	Polymère
R75QI22204000J	1000	990	22	100	2200	10 μ W	Polymère
PME261JC6100KR30	1000	4500	100	12	1200	83 μ W	Papier
R413R34705000M	1000	19000	470	64	30 000	16 μ W	Polymère
10HV36B225KC	1000	4600	2200	0.454	999	2.2mW	Céramique multicouche

TABLE 2.2 – Quelques exemples de condensateurs haute tension.

Si on prend par exemple le modèle R75QI22204000J de chez KEMET, ce petit condensateur de 1cm³ possède une capacité de 22nF et une résistance d'isolement de 100G Ω (données constructeur), ce qui implique une constante de temps de 35 minutes. Si on charge ce condensateur à 1000V, la tension ne sera donc plus que de 370V en 35 minutes, 135V en 1 heure et 10 minutes... Ce qui n'est absolument pas envisageable dans l'optique d'utiliser le récupérateur durant de nombreuses années sans intervention humaine, un des enjeux majeurs de la micro-récupération d'énergie. Dans ce cas, la seule option raisonnable serait donc de recharger régulièrement ce condensateur, grâce à une partie de l'énergie récupérée. On pourra trouver dans le tableau 2.2 la puissance nécessaire pour maintenir la tension maximale aux bornes du condensateur haute tension. D'un point de vue énergétique, cette

recharge serait pertinente étant donné les faibles niveaux de puissance requis (quelques μW) ; ceci nécessite de développer un circuit électronique dédié qui n'a pas été abordé dans le cadre de cette thèse.

Nous avons également voulu tester expérimentalement le condensateur B32654A1104K de chez Epcos pour nous apercevoir que la marge de sécurité des données constructeur est énorme et ne reflète pas la réalité. En effet, ce condensateur plutôt volumique (11cm^3) de 100nF possède, d'après les données constructeurs, une résistance d'isolement de $100\text{G}\Omega$, ce qui équivaut à une constante de temps de 2 heures et 45 minutes. Nous avons chargé 8 condensateurs entre 78V et 561V et il s'avère que la chute de tension est comprise entre 2 et 3% en 200 jours ! En supposant un comportement de type RC, on peut extrapoler une constante de temps correspondante de 18 ans ainsi qu'une résistance d'isolation de $5700\text{T}\Omega$! Ces résultats nous permettent donc d'envisager un fonctionnement avec une source de tension extérieure isolée et non rechargée par le récupérateur. Avec ce type de condensateur, la tension de polarisation appliquée par le condensateur extérieur haute tension aura donc diminué de 43% en 10 ans et la puissance du dispositif de 68%.

La polarisation extérieure par capacité haute tension est donc une première option viable pour une dizaine d'années de fonctionnement. Cette technique possède néanmoins deux inconvénients majeurs que sont :

- Les risques de court-circuit conduisant à la décharge du condensateur de polarisation.
- Le volume élevé du condensateur.

2.5.3 Les électrets

L'utilisation d'électrets est une autre option permettant de polariser les récupérateurs électrostatiques d'énergie. Les électrets sont des matériaux diélectriques chargés électriquement et possédant un état de polarisation quasi-permanent. On peut dire que les électrets sont à l'électrostatique ce que l'aimant permanent est à l'électromagnétisme. D'ailleurs historiquement (1885), Oliver Heaviside combina le préfixe du terme *electricity* et le suffixe de *magnet* pour former le mot valise *electret*. Le champ électrique \mathbf{E} est analogue au champ magnétique \mathbf{H} , l'induction électrique \mathbf{D} à l'induction magnétique \mathbf{B} et la polarisation électrique \mathbf{P} à l'aimantation magnétique \mathbf{M} . Tout comme les aimants permanents, il est donc possible de créer des électrets stables sur plusieurs décennies [KSG96].

De nombreux procédés ont été étudiés et développés pour fabriquer des électrets stables dans le temps. Les premières méthodes étaient basées sur des techniques d'électrification par contact solide et liquide. Cependant, les électrets produits étaient très peu stables car le dépôt de charges ne s'effectuait qu'en surface (*surface charge electrets*). Les charges étaient alors susceptibles de se déplacer en surface et de « s'échapper » du matériau à la moindre perturbation extérieure [Chu73]. Les méthodes de chargement thermique ont ensuite permis de créer des électrets avec des charges de « volume » (*space charge electrets*), plus stables mais tout de même susceptibles de se dépolariser « dans le volume ». Enfin, les méthodes d'injection de charge comme la décharge Townsend, le bombardement électronique [SW69] et la décharge Corona ([DMMG89], [FF92], [DSR+99], [BPM+12]) ont permis de piéger les charges plus en profondeur dans le matériau et ainsi de créer des électrets beaucoup plus stables.

La figure 2.17a présente un montage classique de décharge Corona destiné à polariser des structures planes. Ce montage peut néanmoins être modifié pour polariser des structures de formes variées ; la figure 2.17b présente par exemple une décharge Corona « cylindrique ». Ce montage a été réalisé et validé dans le cadre de cette thèse pour la polarisation de certaines turbines électrostatiques.

Dans les deux cas, le montage comporte une aiguille conductrice reliée à une première alimenta-

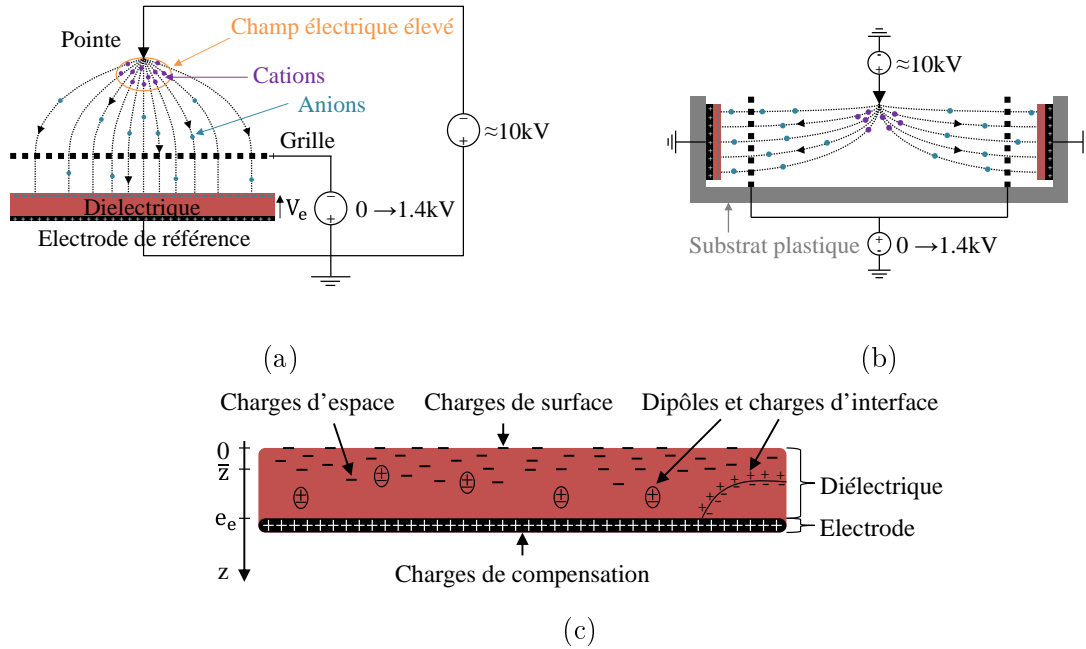


FIGURE 2.17 – (a) Schéma d'un montage de décharge Corona plan. (b) Décharge Corona « cylindrique » pour la polarisation des micro-turbines. (c) Représentation schématique d'un électret mono-métallisé.

tion très haute tension, une grille de contrôle reliée à une deuxième alimentation haute tension ainsi qu'une électrode reliée à la masse et destinée à supporter le diélectrique (épaisseur e_e et permittivité relative ϵ_e). La très haute tension (typiquement 10kV) crée un champ électrique autour de l'aiguille assez intense pour ioniser l'air et accélérer des ions dans la direction de l'électrode de référence. La grille permet ensuite de contrôler le potentiel final de l'électret V_e . Durant le procédé, de nombreuses charges sont injectées dans le volume du diélectrique. Le théorème de Gauss implique l'apparition du même nombre de charges de compensation sur l'électrode de l'électret ainsi qu'une polarisation interne du matériau diélectrique (figure 2.17c). Il est en fait assez compliqué de savoir comment les charges vont être distribuées dans le volume, on peut néanmoins introduire une distribution de charge volumique 1D $\rho_e(z)$ à l'intérieur du diélectrique. Cette distribution est liée à la polarisation de l'électret grâce à l'équation (2.26). Contrairement à $\rho_e(z)$ qui ne peut être mesurée qu'avec une instrumentation de pointe (méthode LIPP : onde de pression induite par impact laser), V_e se mesure très simplement grâce à un voltmètre électrostatique (Trek®347 par exemple).

$$V_e = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_e} \int_0^{e_e} z \rho_e(z) dz \quad (2.26)$$

On peut également introduire la charge totale par unité de surface σ_e ainsi que la position moyenne des charges \bar{z} :

$$\sigma_e = \int_0^{e_e} \rho_e(z) dz = \frac{\epsilon_0 \epsilon_e}{\bar{z}} V_e \quad (2.27)$$

Le choix du matériau diélectrique est très important et l'utilisation de matériaux à faible permittivité ϵ_e peut être intéressant afin d'obtenir des tensions élevées avec peu de charges (équation (2.27)). Comme dans le paragraphe précédent, il faut également privilégier des matériaux à constante

de temps $\tau=RC$ élevée afin que la décharge volumique soit la plus lente possible. Cette contrainte implique l'utilisation de matériaux à résistivité ζ_e élevée ($\tau=\varepsilon_0\varepsilon_e\zeta_e$). D'autres paramètres ont également une influence sur la stabilité des charges injectées comme par exemple la conduction ionique par saut et de surface ainsi que l'effet Schottky, Fowler-Nordheim et Poole-Frenkel... Globalement, les « bons » électrets, stables dans le temps, peuvent être des matériaux à base de silicium comme le dioxyde de silicium et le nitrure de silicium ou des polymères thermoplastiques comme le polypropylène et des fluoropolymères comme le Teflon, le CYTOP et le PFCB... Les procédés de charge par décharge Corona haute température utilisés dans notre laboratoire nous permettent d'obtenir des électrets en Teflon fluoroéthylène propylène (FEP) contrôlés à $\pm 5\%$ et stables durant plusieurs années dans des conditions « normales » d'utilisation (sans contacts et sans humidité extrême). Les résultats obtenus dans notre laboratoire sont mis en évidence en gras dans le tableau 2.3 [Boi11].

Matériaux	Permittivité relative ε_e	Potentiel initial (V)	Epaisseur e_e (μm)	Durée de vie	Références
Dioxyde de silicium	3.9	-353 105	1 0.5	>350 jours -46% en 6.7 ans	[Gun89] [Boi11]
Dioxyde de silicium/ Nitrure de silicium	3.9/7.5	250 110	0.5/0.1 0.5/0.1	200 ans estimé -4% en 6.5 ans	[LFVH06] [Boi11]
Teflon PTFE	2.1		1524	-4% par an	[Kot08]
Teflon FEP	2.1	-500	127 25	-1% par an -2% en 4 ans	[Kot08] [Boi11]
Teflon AF	1.9	-85 -175	1.6 1.6	-3% en 6 semaines -60% en 7.7 ans	[GDG93] [Boi11]
Teflon PFA	2.1	-154	25	-61% en 6.6 ans	[Boi11]
CYTOP	2.1	-550 -132	15 3	>167 jours -65% en 7.8 ans	[SSK08] [Boi11]
Parylène C	2.5	-100	2.7	>150 jours	[Boi11]
TOPAS	2.3	500	24	>400 ans	[SYH97]

TABLE 2.3 – Quelques exemples d'électrets de l'état de l'art.

Les électrets peuvent également se dépolariser par différents phénomènes « externes ». Les paramètres environnementaux comme l'humidité, la poussière et les contacts sont par exemple très nuisibles et peuvent induire une dépolarisation partielle, voire totale de l'électret ([ML06], [VYGM10]). Comme mentionné précédemment, la dépolarisation peut également intervenir par l'intermédiaire de la contre-électrode si le champ électrique dans l'air atteint le champ électrique de claquage de l'air.

Pour créer une structure capacitive polarisée par un électret, il convient simplement de placer l'électret entre les électrodes. On appellera respectivement électrode et contre-électrode, l'électrode sur laquelle l'électret est déposé et l'électrode faisant face à l'électret (figure 2.18a). Tout comme la capacité haute tension, l'utilisation d'un électret vient ajouter une capacité série à notre structure capacitive. Des électrets épais permettront donc l'obtention de potentiels élevés au détriment d'une capacité série plus élevée.

Les électrets sont donc une autre source de polarisation des structures électrostatiques qui se révèlent stables dans le temps dans des conditions de laboratoire et pour des systèmes « clos ». Dans le cas de la récupération d'énergie des écoulements d'air, les électrets risquent fortement d'être en contact avec de la poussière ou de l'humidité ; il est donc difficile de se prononcer sur leur durée de vie.

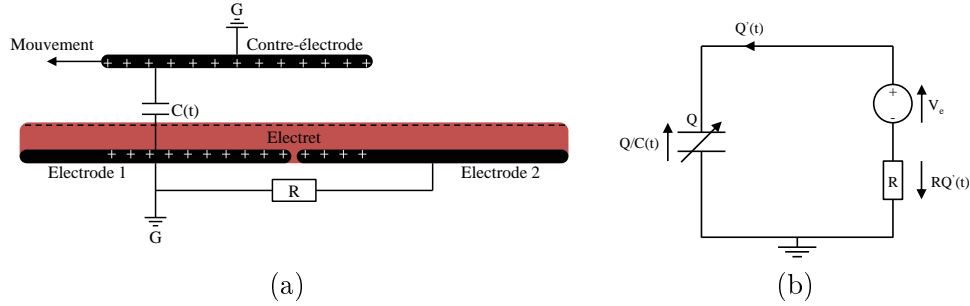


FIGURE 2.18 – Structure électrostatique à chevauchement variable polarisée par un électret, connexion *slot effect*. (b) Schéma électrique équivalent.

2.5.4 La triboélectricité

La triboélectricité est un phénomène d'échange de charges électriques qui apparaît lorsque l'on frotte deux matériaux de natures différentes. Dans le cadre de cette thèse, un tel phénomène pourrait donc s'avérer très utile pour polariser notre structure capacitive et ainsi obtenir un récupérateur réellement autonome durant plusieurs décennies. Ce processus d'électrification par frottement n'est pas encore totalement compris à ce jour (modèles, comportements,...) alors que ce fut historiquement le premier phénomène électrique étudié scientifiquement. L'amplitude de ce phénomène dépend de nombreux paramètres comme : le couple de matériaux utilisés, la rugosité, les conditions de frottement (intensité et vitesse), l'humidité de l'air, la température... Une liste appelée série triboélectrique a notamment été déterminée de façon totalement empirique pour classer les matériaux ; en voici un extrait [Me73] :

Fourrure de lapin/lucite/verre/quartz/laine/fourrure de chat/soie/coton/bois/ambre/résine/Teflon

Les matériaux proches du début de la liste ont tendance à perdre des électrons et à se polariser positivement, alors que les substances localisées à droite de la série ont tendance à attirer les électrons et se chargent négativement. Lorsqu'on frotte deux matériaux l'un contre l'autre, celui situé le plus à gauche de la liste va donc céder des électrons au matériau situé plus à droite de la liste. On peut donc voir que le Teflon est à ce jour un des meilleurs matériaux triboélectriques négatifs. Nous allons donc dans un premier temps tester quelques matériaux en les frottant manuellement avec des films de Teflon FEP de différentes épaisseurs. Expérimentalement, il semble que les niveaux de tensions atteints dépendent très peu du matériau utilisé en regard du Teflon FEP (figure 2.19a et [SC99]), ce qui nous permettra de restreindre les futurs tests au couple Teflon/cuivre. En termes d'amplitude, la tension atteinte par triboélectricité est dix fois plus faible que la tension de claquage du Teflon (figure 2.19a) et du même ordre de grandeur que la tension de claquage de l'air pour une épaisseur équivalente. Ce potentiel est également identique aux meilleurs électrets de $25\mu\text{m}$ et peut atteindre des valeurs bien supérieures pour des films plus épais (figure 2.19b).

En règle générale, il est préférable d'utiliser un couple diélectrique/métal afin que le matériau métallique du couple triboélectrique fasse office de contre-électrode. Il suffit ensuite de déposer une électrode sur le côté opposé du diélectrique afin de créer une structure capacitive polarisée par triboélectricité. La figure 2.20 décrit le fonctionnement d'un récupérateur triboélectrique à entrefer variable :

- (a) Au départ, les matériaux conducteurs et diélectriques sont non chargés
- (b) Le premier contact entre la contre-électrode et le diélectrique permet un échange de charges à l'interface diélectrique/contre-électrode

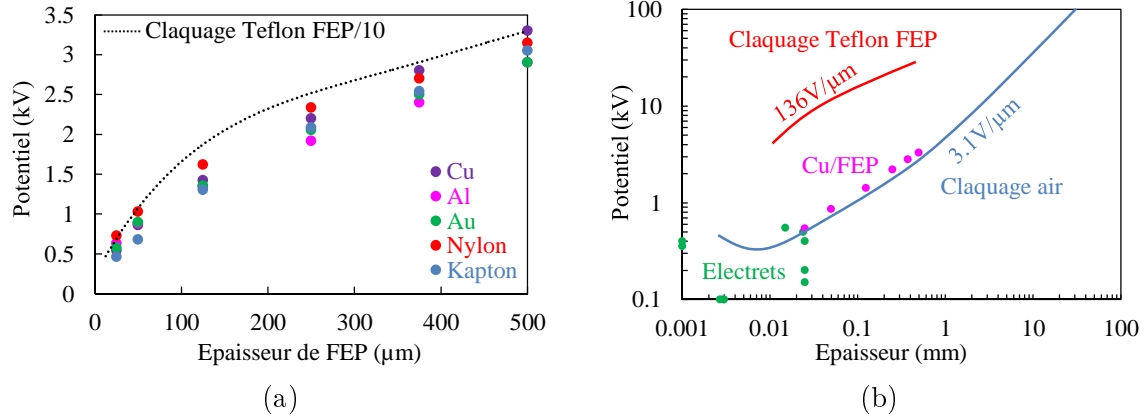


FIGURE 2.19 – (a) Mesure du potentiel de surface de quelques films de Teflon FEP frottés « manuellement » avec quelques autres matériaux. (b) Comparaison avec des électrets de l'état de l'art et les tensions de claquage de l'air et du Teflon FEP.

- (c) Après séparation du diélectrique et de la contre-électrode, le diélectrique est chargé négativement en surface et la contre-électrode positivement ; des charges électriques vont donc circuler dans la résistance.

Durant les premiers cycles, le nombre de charges échangées va rapidement augmenter pour atteindre une valeur limite (fixée par de nombreux paramètres).

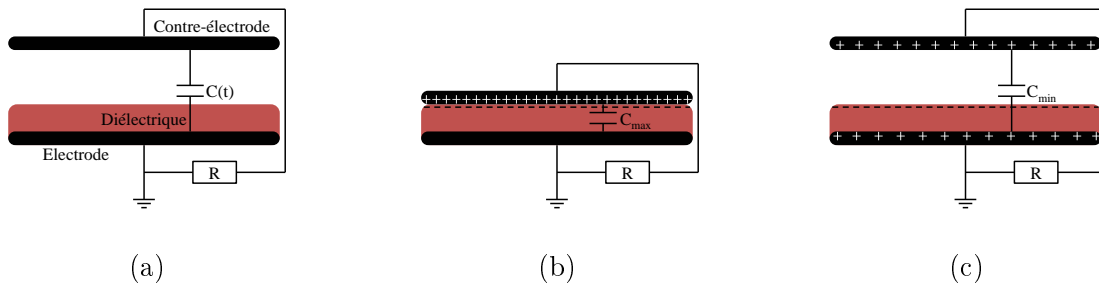


FIGURE 2.20 – Fonctionnement d'un récupérateur triboélectrique à entrefer variable : (a) Avant le premier contact, le diélectrique est non chargé. (b) Lors du premier contact, des charges électriques sont échangées à l'interface entre la contre-électrode et le matériau diélectrique. (c) Après la séparation, une partie des charges reste sur la contre-électrode tandis que la même quantité de charges (de signe opposé) reste piégée dans le diélectrique formant ainsi un électret (tribo-électret).

2.5.5 Bilan

Cette section nous a permis d'introduire le phénomène de claquage diélectrique qui limite surtout la polarisation des structures par une capacité extérieure haute tension. **L'utilisation d'une capacité extérieure haute tension** est un choix pertinent pour la polarisation des structures capacitives mais **limite la durée de fonctionnement** à une dizaine d'années avec le risque qu'un court circuit décharge le condensateur de polarisation.

L'utilisation d'électrets est également une option intéressante à condition que ceux-ci restent stables suffisamment longtemps. Le récupérateur doit donc être utilisé dans des conditions normales d'humidité et de poussière, limitant les applications pour la récupération d'énergie

des écoulements d'air. De plus, il est nécessaire de garder une certaine distance minimale entre l'électret et la contre-électrode afin d'éviter toute décharge de l'électret sur la contre-électrode. **Ce gap d'air** permet d'éviter toute perte d'énergie par frottement mais **limite dans le même temps la capacité maximale** atteinte par le système.

Lorsqu'on fonctionne en **triboélectricité**, le frottement est nécessaire et induit des **pertes énergétiques non négligeables**. Néanmoins, **la capacité maximale** n'est plus limitée et **peut théoriquement atteindre des valeurs très élevées**, à condition d'utiliser des films diélectriques assez fins. Cette option nous permet également d'envisager un nombre élevé d'électrodes pour un fonctionnement à chevauchement variable. De plus, nous n'avons alors plus besoin d'utiliser des moyens de fabrication très précis pour le contrôle du gap étant donné que celui-ci n'existe plus.

2.6 Conclusion - La conversion électrostatique

Dans cette partie, nous avons rappelé quelques notions d'électrostatique ainsi que la conversion mécano-électrique associée. Cette étude nous a permis d'identifier trois paramètres essentiels :

- La capacité du dispositif évoluant entre C_{\min} et C_{\max}
- La tension/polarisation de la structure
- La fréquence du cycle

Comme nous avons pu le voir dans la section 2.5, trois possibilités de polarisation s'offrent à nous : l'utilisation d'un condensateur haute tension chargé, l'utilisation d'un électret ou la triboélectricité. Nous nous focaliserons sur les deux dernières solutions qui présentent le plus fort potentiel de recherche et d'innovation. Quel que soit le choix de polarisation, l'amplitude de polarisation est limitée à quelques dizaines de volts par micron par le matériau diélectrique. L'objectif étant d'obtenir de fortes capacités et variations de capacités, de fines couches diélectriques doivent être privilégiées (quelques dizaines de microns pour quelques centaines de volts).

Dans le cas d'un fonctionnement à électret, l'électret et la contre-électrode doivent obligatoirement être isolés par une fine couche d'air. La variation de capacité étant déterminée par la distance inter-électrodes (diélectrique + air), l'épaisseur de cette couche d'air doit être réduite au maximum tout en prenant en compte la décharge de l'électret sur la contre-électrode. Cette étape d'optimisation nécessite donc une grande précision de fabrication qui limite généralement la distance inter-électrodes à quelques centaines de microns.

Le choix de la triboélectricité permet au contraire de s'affranchir de cette précision de fabrication en permettant le contact entre la couche diélectrique et la contre-électrode. Cette option nous permet donc d'obtenir de fortes variations de capacité grâce à une distance inter-électrodes fixée à quelques dizaines de microns par l'épaisseur de la couche diélectrique. Néanmoins, les contacts induisent de fortes pertes d'énergie par frottement qui diminuent fortement le rendement global du système. Finalement, la fréquence du cycle électrostatique est déterminée à la fois par la vitesse de rotation/translation du système qui sera abordée dans le prochain chapitre et le nombre d'électrodes. Etant donné qu'un grand nombre d'électrodes n'a d'intérêt que si la distance inter-électrodes est assez faible, les convertisseurs triboélectriques pourront donc posséder un plus grand nombre d'électrodes que les convertisseurs à électrets.

Chapitre 3

Techniques de conversion aéromécanique

3.1 Introduction/un peu d'histoire

Le chapitre précédent nous a permis de comprendre les principes de fonctionnement de la conversion électrostatique, notamment la nécessité d'un mouvement mécanique relatif entre deux éléments pour produire de l'énergie électrique. Ce chapitre vise maintenant à expliquer les principes fondamentaux et les enjeux de la conversion d'énergie « aéromécanique ». Nous voulons donc ici transformer l'énergie cinétique présente dans un écoulement d'air en énergie mécanique, et cela le plus efficacement possible. Afin de « confiner » cette énergie mécanique dans un petit volume (celui de notre récupérateur d'énergie), deux possibilités s'offrent à nous :

- Obtenir un mouvement mécanique de rotation
- Obtenir un mouvement mécanique oscillatoire

Comme nous le verrons dans le chapitre 4, nous n'aurons alors plus qu'à ajouter judicieusement les électrodes et les électrets précédemment mentionnés pour obtenir notre système de récupération d'énergie. Quelle que soit l'option envisagée, le problème n'est « qu'un » problème d'aérodynamique lié à la compréhension des interactions entre un écoulement d'air et les éléments solides qui l'environnent. Les recherches dans ce domaine ont commencé avec l'intérêt des hommes pour les experts du genre : les oiseaux. Historiquement, Aristote (-384→-322) a écrit un des premiers ouvrages de biomécanique sur le mouvement animal et l'aérodynamisme des oiseaux tandis que Leonard de Vinci (1452→1519) a réalisé les premières esquisses de machines volantes inspirées de ses travaux sur la physiologie des oiseaux. Les recherches qui ont suivi ont permis de développer des véhicules aériens très performants pouvant atteindre des tailles records (Antonov An-225 en 1988) et des éoliennes qui ont suivi la même évolution (Haliade 150 en 2013). Depuis peu, de nombreux efforts se concentrent également sur la miniaturisation des dispositifs pour les applications de drones (UAV, MAV) et de micro systèmes de récupération d'énergie. A cette échelle, nous verrons que la physique n'est plus exactement la même et que les solutions qui fonctionnaient à grande échelle et grande vitesse ne sont plus aussi efficaces. Les chercheurs doivent donc se tourner à nouveau vers la nature, notamment chez les insectes et les petits oiseaux tel que le colibri qui ont développé une technique de vol adaptée à leur taille. On pourra trouver en annexe 3 un tableau chronologique de l'histoire de la mécanique des fluides et de l'aérodynamique.

Comme pour le chapitre 2, nous commencerons ce chapitre par quelques rappels de dynamique des fluides (section 3.2) qui nous permettront d'introduire les paramètres clés (vitesse, pression...) ainsi que quelques équations fondamentales (conservation de masse, équation de Bernoulli...). Nous pourrons ainsi déterminer la puissance cinétique disponible dans un écoulement ainsi que la manière optimale de l'extraire. Nous introduirons également dans cette section 3.2 quelques outils destinés à

décrire un écoulement quelconque (potentiel de vitesse, lignes de champs...). Dans la section 3.3, nous nous intéresserons à l'interaction entre un écoulement et les solides immergés dans cet écoulement. Nous commencerons par présenter la force de portance qui peut être introduite dans le cas le plus simple où la viscosité de l'écoulement est négligée, qui sera le « moteur » des micro-éoliennes à portance. Cette force sera mise en équation dans le cas le plus simple où la viscosité de l'écoulement est négligée. Nous complexifierons ensuite le problème en considérant la viscosité de l'écoulement, ce qui nous permettra d'introduire des notions de couche limite, les forces de frottement visqueux et la modification de portance associée. Dans cette même section, nous considérerons également l'effet de la troisième dimension spatiale sur les différentes forces aérodynamiques, d'un point de vue théorique et expérimental.

3.2 Dynamique des fluides

La dynamique des fluides est une sous-branche de la mécanique des fluides visant à décrire le comportement des fluides en mouvement. Cette description se fait par le suivi de différentes propriétés du fluide en question en fonction de l'espace $\mathbf{x}(x,y,z)$ et du temps t . On considère en général les paramètres de vitesse $\mathbf{u}(u,v,w)$, de pression $p(\mathbf{x},t)$, de masse volumique $\rho(\mathbf{x},t)$, de viscosité dynamique $\mu(\mathbf{x},t)$ (ou de viscosité cinématique $\nu(\mathbf{x},t)=\mu(\mathbf{x},t)/\rho(\mathbf{x},t)$), et éventuellement de température $T(\mathbf{x},t)$. Cette section vise à introduire quelques notions et équations fondamentales qui seront utiles dans la compréhension de notre problème et dans le dimensionnement de nos dispositifs.

3.2.1 Conservation de la masse

Le premier lien entre ces différentes variables est obtenu en considérant que la masse se conserve (équation de continuité). On a ici une équation reliant uniquement la vitesse et la masse volumique du fluide, les paramètres de pression et de viscosité n'intervenant pas.

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.1)$$

Dans le cadre de notre étude nous aurons affaire à des écoulements d'air à pression atmosphérique et des vitesses inférieures à $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, nous pourrions donc considérer l'air comme incompressible dans tout ce qui suivra : $\rho(\mathbf{x},t)=\rho=1.225 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. En effet, cette hypothèse est valide pour un nombre de Mach inférieur à 0.3, ce qui est largement notre cas¹. De plus, si l'écoulement est stationnaire ($\partial/\partial t=0$), la conservation de masse se réduit alors à :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.2)$$

3.2.2 Conservation de la quantité de mouvement

Si on désigne par \mathbf{f} les forces massiques s'exerçant sur le fluide ($\mathbf{g}=-\nabla(gz)$ dans le cas où seule la gravité est considérée), l'application du théorème fondamental de la dynamique appliqué à une « particule » fluide (volume élémentaire de fluide d'échelle mésoscopique) Newtonienne² nous donne la conservation de la quantité de mouvement reliant cette fois-ci la vitesse, la pression et la viscosité. Cette équation couplée avec l'équation de conservation de masse constituent ce qu'on appelle les équations de Navier-Stokes.

1. Le nombre adimensionnel de Mach caractérise l'importance de la compressibilité : $M=U/a < 0.03$ avec a la célérité du son dans le fluide considéré (environ 340 m/s dans l'air).

2. Un fluide est dit Newtonien si la contrainte de cisaillement exercée par le fluide est linéaire au gradient de vitesse perpendiculaire à la direction de cisaillement.

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \frac{\partial\mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\nabla^2\mathbf{u} + \mathbf{f} \quad (3.3)$$

Dans l'hypothèse d'un fluide parfait ($\nu=0$) cette équation se simplifie pour devenir l'équation d'Euler :

$$\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{g} \quad (3.4)$$

3.2.3 Equation de Bernoulli

Pour un écoulement stationnaire et en utilisant l'identité mathématique $(\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u}=\nabla(u^2/2)+(\nabla\wedge\mathbf{u})\wedge\mathbf{u}$, on peut alors obtenir l'équation de Bernoulli (équation (3.5)). En intégrant cette équation sur une portion de ligne de courant $d\mathbf{s}=\mathbf{u}dt$, le terme de gauche s'annule, et on voit alors bien que l'équation traduit la conservation de l'énergie sur une ligne de courant, avec $e_c=\rho u^2/2$ la densité volumique d'énergie cinétique, $e_p=\rho gz$ la densité volumique d'énergie potentielle de pesanteur et $e_{fp}=p$ la densité volumique d'énergie due aux forces de pression.

$$(\nabla \wedge \mathbf{u}) \wedge \mathbf{u} = -\nabla\left(\frac{p}{\rho} + gz + \frac{u^2}{2}\right) \quad (3.5)$$

Dans le cas d'un écoulement irrotationnel ($\nabla\wedge\mathbf{u}=0$), l'énergie est alors constante sur une ligne de courant, mais également dans l'ensemble du fluide.

$$e_c + e_p + e_{fp} = cte \quad (3.6)$$

3.2.4 Potentiel complexe, ligne vortex et théorème de Kelvin

On suppose ici un écoulement stationnaire et irrotationnel. L'irrotationnalité ($\nabla\wedge\mathbf{u}=0$) implique par définition l'existence d'un potentiel de vitesse Φ vérifiant $\mathbf{u}=\nabla\Phi$. Cette définition couplée à la conservation de masse stationnaire nous permet de déduire que le potentiel de vitesse vérifie l'équation de Laplace $\Delta\Phi=0$. En 2D uniquement, on peut également introduire une fonction de courant Ψ qui sera très utile pour représenter les lignes de courant d'un écoulement. La fonction de courant est définie comme suit : $u=\partial\Psi/\partial y(=\partial\Phi/\partial x)$, $v=-\partial\Psi/\partial x(=\partial\Phi/\partial y)$ et satisfait donc automatiquement la conservation de masse. Ψ satisfait également l'équation de Laplace $\Delta\Psi=0$ grâce à l'hypothèse d'irrotationnalité.

Ces deux fonctions peuvent enfin être combinées pour donner le potentiel complexe $w=\Phi+i\Psi$ de la variable complexe $z=x+iy$ dont la différentielle prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} dw &= d\phi + id\psi \\ &= \frac{\partial\phi}{\partial x}dx + \frac{\partial\phi}{\partial y}dy + i\frac{\partial\psi}{\partial x}dx + i\frac{\partial\psi}{\partial y}dy \\ &= \frac{\partial\phi}{\partial x}dx - \frac{\partial\psi}{\partial x}dy + i\frac{\partial\psi}{\partial x}dx + i\frac{\partial\phi}{\partial x}dy \\ &= \frac{\partial\phi}{\partial x}dz + i\frac{\partial\psi}{\partial x}dz \end{aligned} \quad (3.7)$$

On peut donc en déduire l'équation suivante reliant le potentiel complexe et la vitesse complexe :

$$\frac{dw}{dz} = \frac{\partial\phi}{\partial x} + i\frac{\partial\psi}{\partial x} = u - iv \quad (3.8)$$

Prenons à présent l'exemple très simple de la ligne vortex définie en coordonnées cylindriques dans le plan 2D $r\theta$ comme suit : $u_\theta = \Gamma/2\pi r$. On pourra vérifier que la constante Γ représente en fait la circulation de vitesse sur tout circuit fermé $C(t)$ du plan entourant l'origine du repère : $\Gamma = \oint_{C(t)} \mathbf{u} \cdot d\mathbf{s}$. Cet écoulement étant irrotationnel, les définitions précédemment introduites nous permettent de calculer successivement le potentiel de vitesse, la fonction de courant et le potentiel complexe.

$$\begin{cases} \phi &= \frac{\Gamma}{2\pi} \theta \\ \psi &= -\frac{\Gamma}{2\pi} \ln(r) \\ w &= -\frac{i\Gamma}{2\pi} \ln(z) \end{cases} \quad (3.9)$$

Cet exemple permet de bien comprendre le théorème de Kelvin qui postule que, pour un fluide idéal soumis à des forces conservatives : « la circulation de vitesse Γ sur un circuit fermé $C(t)$ entourant à tout instant les mêmes particules fluides est constante dans le temps ». Si on considère un volume fluide au repos, sa circulation est évidemment nulle ; si on met ce fluide en mouvement et que des vortex apparaissent dans l'écoulement, le théorème de Kelvin nous dit donc que d'autres vortex de circulation opposée se formeront forcément dans le fluide afin de maintenir une circulation globale nulle.

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dt} &= \frac{d}{dt} \left(\oint_{C(t)} \mathbf{u} \cdot d\mathbf{s} \right) \\ &= \oint_{C(t)} \frac{D\mathbf{u}}{dt} \cdot d\mathbf{s} \\ &= - \oint_{C(t)} \nabla \left(\frac{p}{\rho} + gz \right) \cdot d\mathbf{s} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3.10)$$

3.2.5 Nombre et similitude de Reynolds

Nous allons à présent adimensionner l'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation (3.3)) en prenant les unités suivantes, caractéristiques de l'ordre de grandeur des valeurs prises par les différents paramètres : la longueur L , la vitesse U , le temps $T=L/U$ et la pression ρU^2 . On utilisera donc les nouvelles variables $x^*=x/L$, $t^*=tU/L$, $\mathbf{u}^*=\mathbf{u}/U$, $p^*=p/(\rho U^2)$, $\mathbf{g}^*=\mathbf{g}/g$ et les opérateurs $\nabla^*=\nabla/L$, $\nabla^{*2}=\nabla/L^2$:

$$\frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + (\mathbf{u}^* \cdot \nabla^*) \mathbf{u}^* = -\nabla^* p^* + \frac{1}{Re} \nabla^{*2} \mathbf{u}^* + \frac{1}{Fr^2} \mathbf{g}^* \quad (3.11)$$

Cet adimensionnement fait apparaître deux nombres adimensionnels très importants en mécanique des fluides : le nombre de Froude $Fr=U/\sqrt{gL}$ et le nombre de Reynolds $Re=UL/\nu$. Le premier traduit l'importance relative de l'énergie cinétique de ses particules par rapport à leur énergie potentielle gravitationnelle. En prenant comme longueur de référence $L=1\text{cm}$, une vitesse U variant de 1 à $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et une l'accélération de la pesanteur $g=9.81\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$, on obtient un nombre de Froude compris entre 3 et 30, ce qui permet de négliger les effets de la gravité dans tout ce qui suivra. Le second caractérise l'importance relative des forces d'inertie (le terme $\partial \mathbf{u}/\partial t + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$) aux forces visqueuses (le terme $\nu \nabla^2 \mathbf{u}$). En prenant comme viscosité cinématique de l'air $\nu=15.6 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, on obtient un nombre de Reynolds compris entre 600 et 6000. Même si cette valeur peut paraître suffisamment élevée pour pouvoir négliger les effets visqueux, nous verrons que la viscosité aura des

conséquence importantes sur les performances de nos dispositifs, essentiellement tout près des objets solides immergés, dans ce qu'on appelle la couche limite.

Après toutes ses approximations (compressibilité négligée grâce à un faible nombre de Mach, effets gravitationnels négligés grâce au nombre de Froude élevé), il ne reste plus qu'un nombre adimensionnel pour décrire notre écoulement : le nombre de Reynolds. Si ce nombre est conservé pour deux problèmes identiques à des échelles différentes, les deux écoulements adimensionnés seront identiques puisqu'ils satisferont les mêmes équations. C'est sur ce principe que sont basés les essais de modèles réduits en soufflerie ou en tunnel hydraulique. Lorsqu'on désire dimensionner une structure de grande taille, on peut donc la tester dans le même fluide porteur sur modèle réduit (moins cher, plus pratique), à condition de travailler à des vitesses plus élevées. Au contraire, si on veut dimensionner une structure de très petite taille, on peut la tester sur modèle « agrandi » (mesure plus précise, meilleure visualisation), à condition de travailler dans le même fluide porteur à vitesse plus faible, voire même dans un fluide porteur plus visqueux si la diminution de vitesse est trop problématique (par exemple si la vitesse initiale est déjà très faible).

En ce qui concerne la similitude des forces mises en jeu, la force F d'un fluide sur une surface est par définition l'intégrale de la contrainte σ sur la surface concernée :

$$F = \iint \sigma dS = \rho U^2 L^2 \iint \sigma^* dS^* \quad (3.12)$$

Les forces qui interviendront dans nos problèmes (portance, traînée...) pourront donc se mettre sous la forme : $F = C(\text{Re}) \times (\rho U^2 L^2) / 2$. On aura par exemple C_L le coefficient de portance (*lift*) et le coefficient de traînée C_D (*drag*) qui ne dépendront alors plus que du nombre de Reynolds considéré.

3.2.6 Niveau d'énergie dans un écoulement d'air

Un écoulement d'air axial peut être complètement décrit par 4 paramètres : sa vitesse moyenne U , sa masse volumique ρ , sa viscosité ν et son niveau de turbulence I souvent défini comme le rapport de la valeur efficace des fluctuations de vitesse sur la vitesse moyenne de l'écoulement. Si on place par la pensée une surface S perpendiculairement à l'écoulement, l'énergie cinétique passant par cette surface est alors égale à $\int e_c dV = \int e_c S U dt = \int (\rho S U^3 / 2) dt$. On peut ainsi définir une puissance cinétique instantanée P_{cin} de l'écoulement :

$$P_{cin} = \frac{1}{2} \rho S U^3 \quad (3.13)$$

La question est : comment extraire cette énergie cinétique ? La réponse est simple : en décélérant l'écoulement, réduisant ainsi l'énergie cinétique. Mais l'écoulement ne peut pas être décéléré jusqu'à zéro, car l'air doit continuer à s'écouler en aval du dispositif de récupération d'énergie tout en satisfaisant la conservation de masse. C'est d'ailleurs un des principaux inconvénients de l'énergie éolienne qui ne peut pas être stockée « simplement », comme l'énergie hydraulique peut l'être, sous forme d'énergie potentielle grâce à un barrage. L'énergie cinétique disponible devra dans la plupart des cas être transformée en énergie de pression, pour ainsi entraîner la force et le mouvement nécessaire au bon fonctionnement du convertisseur électrostatique. Dans les deux premiers cas qui vont suivre, on supposera que l'écoulement se fait sans frottement visqueux, la vitesse et la pression pourront ainsi être reliées par l'équation de Bernoulli (sur une ligne de champ).

3.2.6.1 Écoulement confiné à pression atmosphérique et récupérateur étagé

Prenons le cas d'un écoulement confiné à pression atmosphérique, dans une conduite d'aération par exemple. La conduite amont possède une section S_0 , et l'air s'écoule à une pression p_0 proche

de la pression atmosphérique et à une vitesse $u_0=U$. Afin de transformer une partie de l'énergie cinétique disponible dans la conduite, il est nécessaire d'augmenter la section de la conduite et d'y placer un récupérateur étagé (figure 3.1). L'écoulement expérimentera ainsi des chutes de pression à chaque étage du récupérateur tout en subissant une décélération régulière (en vert sur la figure 3.1). Dans la partie aval de la conduite de section constante $S_1 > S_0$, la pression retourne idéalement à une pression proche de la pression atmosphérique $p_1=p_0$ alors que la vitesse est régie par la conservation de la masse :

$$u_1 = \frac{S_0}{S_1} u_0 \quad (3.14)$$

On peut ainsi calculer la puissance du convertisseur (P) en soustrayant la puissance de sortie (P_1) à la puissance d'entrée (P_0) :

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2} \rho S_0 U^3 - \frac{1}{2} \rho S_1 u_1^3 \\ &= \frac{1}{2} \left(1 - \left(\frac{S_0}{S_1} \right)^2 \right) \rho S_0 U^3 \end{aligned} \quad (3.15)$$

On peut également calculer le coefficient de puissance C_p du convertisseur qui n'est autre que le rendement aéromécanique. L'équation (3.16) nous indique clairement qu'il est préférable de diminuer au maximum le rapport S_0/S_1 . On peut ainsi espérer extraire 75% de l'énergie cinétique entrant avec une augmentation de section de 2 ; 89% avec une augmentation de section de 3...

$$C_p = \frac{P}{P_0} = 1 - \left(\frac{S_0}{S_1} \right)^2 \quad (3.16)$$

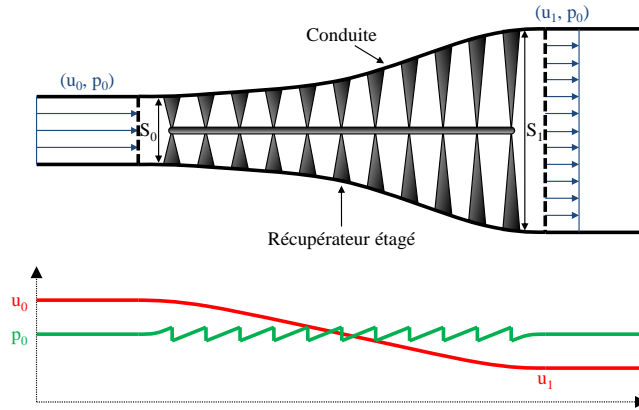


FIGURE 3.1 – Récupération d'énergie d'un écoulement confiné dans une conduite.

3.2.6.2 Écoulement libre et optimum de Betz

Dans le cas d'un écoulement « libre » (i.e. non confiné), il est nécessaire d'utiliser un récupérateur « localisé » (i.e. non étagé). Dans ce cas, la section du récupérateur est constante et il existe alors un optimum de décélération du fluide introduit par Joukowski (1847→1921), Lanchester (1868→1946) et Betz (1885→1968). Comme précédemment, la vitesse de l'écoulement est $u_0=U$ et la pression p_0 en

amont « lointain » du système de récupération d'énergie. A l'approche du système de récupération d'énergie, la vitesse diminue jusqu'à u_1 et la pression augmente jusqu'à p_1 selon le théorème de Bernoulli.

$$p_0 + \frac{1}{2}\rho U^2 = p_1 + \frac{1}{2}\rho u_1^2 \quad (3.17)$$

Au passage du récupérateur, la pression va chuter de p_1 à p_2 , la vitesse va quand à elle rester la même $u_2=u_1$ par conservation de la masse. Enfin, en s'éloignant du récupérateur, la vitesse va continuer à diminuer jusqu'à u_3 , alors que la pression va augmenter jusqu'à la pression initiale $p_3=p_0$:

$$p_2 + \frac{1}{2}\rho u_1^2 = p_0 + \frac{1}{2}\rho u_3^2 \quad (3.18)$$

En soustrayant les deux équations, on peut en déduire la chute de pression aux bornes du récupérateur :

$$p_1 - p_2 = \frac{1}{2}\rho (U^2 - u_3^2) \quad (3.19)$$

La conservation de la masse couplée à la conservation de la quantité de mouvement sur le volume de contrôle (VC) représenté sur la figure 3.2 nous permet également d'écrire :

$$p_1 - p_2 = \rho u_1 (U - u_3) \quad (3.20)$$

Ce qui implique que la vitesse au niveau du récupérateur d'énergie u_1 est égale à la moyenne de la vitesse amont U et de la vitesse aval u_3 :

$$u_1 = \frac{1}{2} (U + u_3) \quad (3.21)$$

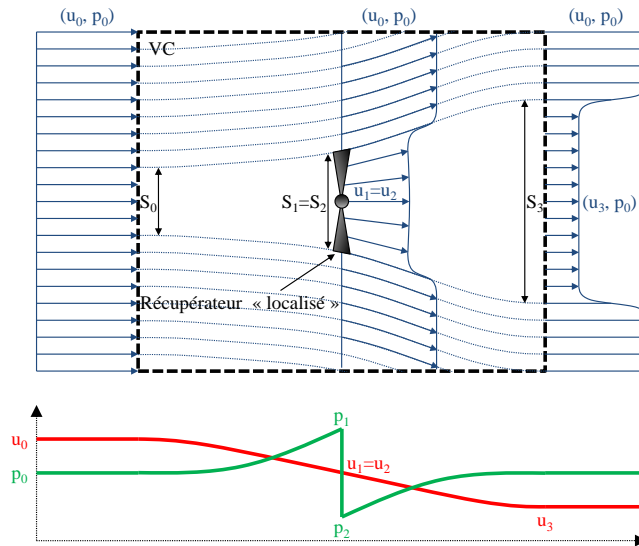


FIGURE 3.2 – Récupération d'énergie d'un écoulement libre.

Introduisons à présent le facteur d'interférence axial (a) défini tel que $u_1/U=S_0/S_1=1-a$. Ce facteur nous permet d'obtenir une forme simple de la vitesse en aval du récupérateur $u_3/U=S_0/S_3=1-2a$, ainsi que de la puissance et du coefficient de puissance du convertisseur³ :

$$\begin{cases} P &= \frac{1}{2}C_P\rho S_1U^3 \\ C_p &= 4a(1-a)^2 \end{cases} \quad (3.22)$$

On pourra vérifier que la puissance est nulle pour $a=0$ ou 1 et admet un maximum pour $a=1/3$ égal à $C_{p,Betz}=16/27\approx 0.6$. Nous pouvons donc conclure que, dans le cas d'un écoulement « libre » d'air, seuls 60% de l'énergie cinétique présente sont récupérables, quelle que soit la technologie utilisée.

3.2.6.3 Ecoulement semi-confiné et couche de cisaillement

Dans le cas précédent, nous avons fait l'hypothèse que la vitesse était constante à l'extérieur du tube de courant (U) tout en variant à l'intérieur du tube. Or la viscosité de l'air, aussi faible soit elle, ne permet pas un tel saut de vitesse. En pratique, si le gradient de vitesse n'est pas trop élevé, une couche de mélange laminaire va se former sur le pourtour du tube de courant ; c'est typiquement ce qu'il se passe en amont du récupérateur où la différence de vitesse est limitée à $u_1/U=1-a=2/3$. En revanche, si le gradient de vitesse est trop élevé, la couche de mélange devient turbulente avec une recirculation de vitesse sur le pourtour du tube de courant (figure 3.3). Cette transition peut se produire en aval du récupérateur où le gradient de vitesse est idéalement égal à $u_3/U=1-2a=1/3$. Ce sillage turbulent (*turbulent wake state*) apparaît généralement pour un facteur d'interférence axial compris entre 0.4 et 1 [ES87].

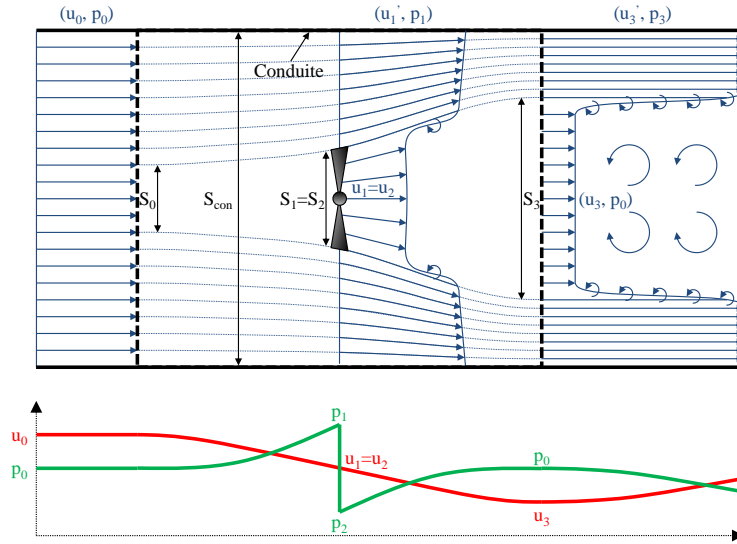


FIGURE 3.3 – Ecoulement réel autour d'un récupérateur d'énergie localisé dans une conduite de section constante.

Ce phénomène est encore plus marqué dans le cas intermédiaire présenté sur la figure 3.3 où la section du récupérateur S_1 n'est pas négligeable devant la section de la conduite S_{con} . Cette configuration est un de nos objectifs avec un récupérateur centimétrique placé dans une conduite de

3. A noter que C_p doit à présent être calculé par rapport à la puissance cinétique qui circule dans le récupérateur quand celui-ci n'extrait aucune énergie de l'écoulement (i.e. lorsque $a=0$).

ventilation de quelques dizaines de centimètres. Au passage du récupérateur, l'air accélère dans la zone proche de la conduite afin de compenser la décélération dans le tube de courant. Le gradient de vitesse est ainsi amplifié ($u_1/u'_1 \leq u_1/U$) et le sillage turbulent peut alors apparaître nettement plus tôt ($a \leq 0.4$). Il peut notamment apparaître au point de fonctionnement optimal ($a=0.3$) si la section du récupérateur est supérieure au quart de la section de conduite comme nous le confirme l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{u_1}{U} &= \frac{1}{\frac{S_1}{S_{con}} + \left(1 - \frac{S_1}{S_{con}}\right) \frac{u'_1}{u_1}} \\ &= 1 - a \end{aligned} \quad (3.23)$$

3.3 Aérodynamique

Cette section concerne l'interaction entre un écoulement et les solides immergés ou partiellement immergés dans cet écoulement. Cette interaction produit une force à 2 composantes : la force de portance F_L agissant perpendiculairement à l'axe de l'écoulement et la force de traînée F_D agissant parallèlement à l'écoulement. La plupart du temps, il est préférable de maximiser la force de portance F_L et de minimiser la force de traînée F_D considérée comme une perte. C'est sur ce principe que de nombreux animaux sont capables de nager (figure 3.4a), de voler (figures 3.4b et 3.4c), et que de nombreux dispositifs ont été dimensionnés : avions, hélicoptères, bateaux, sous-marins (figures 3.4e et 3.4f), éoliennes à portance (figure 3.4d)... Néanmoins, il arrive également que la force de traînée F_D soit moteur et la force de portance F_L quasi inexistante, c'est par exemple le cas de la nage de la grenouille (figure 3.4g) et des éoliennes à traînée (figure 3.4h). Quoiqu'il en soit, il est donc essentiel de bien comprendre les mécanismes physiques d'aérodynamique mis en jeu afin de bien dimensionner nos systèmes de récupération d'énergie.

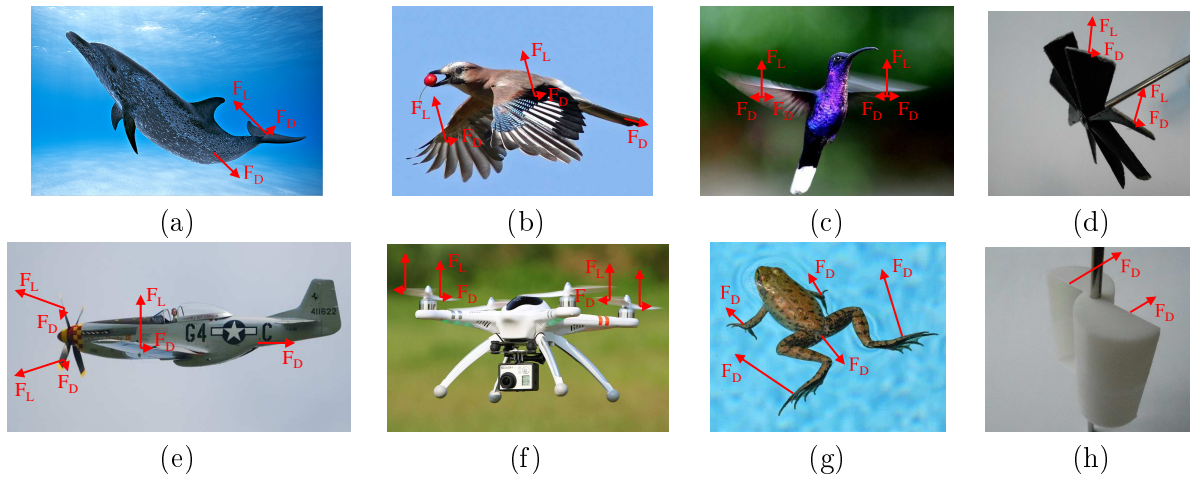


FIGURE 3.4 – Quelques exemples de problèmes d'aérodynamique : (a) ondulation d'un dauphin, (b) vol horizontal d'un geai des chênes (*flapping flight*), (c) vol stationnaire d'un colibri (*hovering flight*), (d) rotation d'une micro-éolienne, (e) vol horizontal d'un avion à hélice, (f) vol stationnaire d'un drone, (g) propulsion d'une grenouille, (h) rotation d'une turbine de Savonius.

On considérera dans un premier temps des écoulements non visqueux (hypothèse du fluide parfait) qui nous permettront d'introduire et de comprendre l'apparition de la portance, force motrice

des micro-éoliennes à portance. Cette force sera quantifiée pour différentes formes de pales et angles d'attaque dans ce cas optimal où la viscosité est négligée. Nous verrons ensuite les changements induits par la considération de la viscosité qui implique l'apparition de la traînée ainsi qu'une modification de la portance optimale précédemment considérée. La quantification de cette force est fondamentale dans l'objectif de développer des dispositifs où elle sera motrice (micro-éoliennes à traînée) ou résistante (micro-éoliennes à portance). Nous nous intéresserons finalement aux écoulements réels en introduisant la troisième dimension spatiale, les modifications que cela implique ainsi que quelques mesures réelles de portance et de traînée à faible nombre de Reynolds.

3.3.1 Ecoulements non visqueux

3.3.1.1 Ecoulement autour d'un disque, effet Magnus

Commençons donc par un écoulement très simple : celui d'un fluide considéré comme non visqueux s'écoulant autour d'un disque (2D) de rayon R centré sur l'origine. Pour résoudre ce problème, il faut alors faire appel au théorème du cercle de Milne-Thomson. Ce théorème nous indique que si $f(z)$ est le potentiel complexe de l'écoulement non modifié (sans le disque), l'ajout du disque induit un nouveau potentiel complexe donné par l'équation (3.24). On peut rapidement vérifier que le contour du disque ($|z|=R$) est une ligne de champ quel que soit l'écoulement car $\Psi(z)=\text{Im}(w(z))=\text{Im}\left(f(z) + f\left(\frac{R^2}{\bar{z}}\right)\right)=\text{Im}\left(f(z) + \overline{f(z)}\right)=0$.

$$w(z) = f(z) + \overline{f\left(\frac{R^2}{\bar{z}}\right)} \quad (3.24)$$

En prenant simplement le cas d'un fluide parfait s'écoulant axialement ($\mathbf{u}(U,0)$ à l'infini dans le plan xy), on peut alors calculer le potentiel complexe suivant : $f(z)=Uz$. En appliquant le théorème de Milne-Thomson, on peut en déduire le nouveau potentiel complexe $w(z)$, Φ , Ψ , ainsi que le profil de vitesse $\mathbf{u}(u_r, u_\theta)$ en coordonnées cylindriques :

$$\begin{cases} w(z) &= U\left(z + \frac{R^2}{z}\right) \\ \phi &= U\left(1 + \frac{R^2}{r}\right)\cos(\theta) \\ \psi &= U\left(1 - \frac{R^2}{r}\right)\sin(\theta) \\ u_r &= U\left(1 - \left(\frac{R}{r}\right)^2\right)\cos(\theta) \\ u_\theta &= -U\left(1 + \left(\frac{R}{r}\right)^2\right)\sin(\theta) \end{cases} \quad (3.25)$$

Mais cet écoulement n'est pas unique car rien ne nous empêche de superposer une ligne vortex d'intensité Γ quelconque centrée sur l'origine. En effet, l'écoulement est toujours uniforme $\mathbf{u}(U,0)$ à l'infini et le contour du disque est bien une ligne de champ $\Psi=-(\Gamma/(2\pi))\ln(R)$ cette fois-ci.

$$\begin{cases} w(z) &= U\left(z + \frac{R^2}{z}\right) - \frac{i\Gamma}{2\pi}\ln(z) \\ \phi &= U\left(1 + \frac{R^2}{r}\right)\cos(\theta) + \frac{\Gamma}{2\pi}\theta \\ \psi &= U\left(1 - \frac{R^2}{r}\right)\sin(\theta) - \frac{\Gamma}{2\pi}\ln(r) \\ u_r &= U\left(1 - \left(\frac{R}{r}\right)^2\right)\cos(\theta) \\ u_\theta &= -U\left(1 + \left(\frac{R}{r}\right)^2\right)\sin(\theta) + \frac{\Gamma}{2\pi r} \end{cases} \quad (3.26)$$

Dans ce cas, si on prend P_0 comme pression de référence à l'infini, le théorème de Bernoulli nous permet de calculer la pression $P(\vartheta)$ qui s'exerce sur le disque ($r=R$) :

$$\begin{aligned}
P(\theta) - P_0 &= \frac{1}{2}\rho U^2 - \frac{1}{2}\rho u_\theta^2 \\
&= \frac{1}{2}\rho U^2 \left(1 - \left(\frac{\Gamma}{2\pi R U} - 2 \sin(\theta) \right)^2 \right)
\end{aligned} \tag{3.27}$$

En intégrant ce profil de pression sur la surface du disque, il apparaît alors des forces linéiques de portance f_L (selon y) et de traînée f_D (selon x) :

$$\begin{cases} f_L = \int_0^{2\pi} P(\theta) \sin(\theta) R d\theta = -\rho U \int_0^{2\pi} \left(2U \sin^2(\theta) + \frac{\Gamma}{\pi R} \sin(\theta) \right) \sin(\theta) R d\theta = -\rho U \Gamma \\ f_D = \int_0^{2\pi} P(\theta) \cos(\theta) R d\theta = -\rho U \int_0^{2\pi} \left(2U \sin^2(\theta) + \frac{\Gamma}{\pi R} \sin(\theta) \right) \cos(\theta) R d\theta = 0 \end{cases} \tag{3.28}$$

Cette circulation Γ peut par exemple être induite par la rotation du disque sur lui même, c'est l'effet Magnus ! Une rotation du disque dans le sens des aiguilles d'une montre entraînera par exemple une circulation négative, une dépression sur la partie supérieure du disque, une surpression sur la partie inférieure du disque et par conséquent une portance positive.

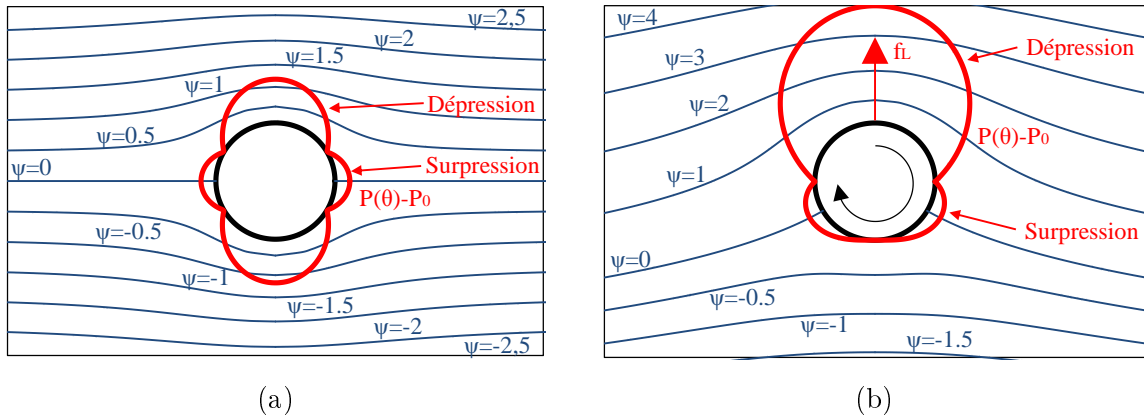


FIGURE 3.5 – Ecoulement autour d'un disque et profil de pression associé : (a) circulation nulle et (b) circulation non nulle (effet Magnus).

3.3.1.2 Portance des profils de Joukowski

Nous venons de voir qu'il était assez aisé de connaître l'écoulement autour d'un disque ainsi que les forces associées. Mais il serait encore plus intéressant de connaître l'écoulement autour de profils plus « aérodynamiques » utilisés dans nos futurs dispositifs de récupération d'énergie. Il suffirait en fait d'identifier une fonction qui transforme notre disque en profil aérodynamique, cette transformation appliquée au potentiel complexe associé au disque nous donnerait directement l'écoulement autour du profil d'aile. Une telle fonction a été introduite pour la première fois par Joukowski et s'écrit simplement :

$$Z = z + \frac{1}{z} \tag{3.29}$$

On utilise généralement des cercles dont le centre est légèrement décalé sur la partie supérieure gauche du plan par rapport à l'origine (en $\mu = \mu_x + i\mu_y \ll 1 + i$) et s'intersectant tous en $z=1$, on peut

donc en déduire le rayon du disque : $R = \sqrt{(1 - \mu_x)^2 + \mu_y^2} \approx 1$. L'équation du disque et sa transformée sont donc données par les formules suivantes :

$$\begin{cases} z(\theta) &= \mu + Re^{i\theta} \\ Z(\theta) &= \mu + Re^{i\theta} + \frac{1}{\mu + Re^{i\theta}} \end{cases} \quad (3.30)$$

Si on considère un écoulement uniforme arrivant avec un angle d'attaque α par rapport à l'horizontal ; le potentiel complexe, sa différentielle ainsi que les transformées associées s'écrivent alors :

$$\begin{cases} w(z) &= U \left((z - \mu)e^{-i\alpha} + \frac{R^2}{z - \mu} e^{i\alpha} \right) - \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln \left((z - \mu)e^{-i\alpha} \right) \\ W(Z) &= w(z) \\ \frac{dw}{dz} &= U \left(e^{-i\alpha} - \frac{R^2}{(z - \mu)^2} e^{i\alpha} \right) - \frac{i\Gamma}{2\pi(z - \mu)} \\ \frac{dW}{dZ} &= \frac{\left(U \left(e^{-i\alpha} - \frac{R^2}{(z - \mu)^2} e^{i\alpha} \right) - \frac{i\Gamma}{2\pi(z - \mu)} \right)}{\left(1 - \frac{1}{z^2} \right)} \end{cases} \quad (3.31)$$

Afin d'éviter une singularité de vitesse dW/dZ au bord de fuite ($z=1, Z=2$), le numérateur doit être nul et la circulation doit donc vérifier l'égalité (3.32). C'est ce qu'on appelle la condition de Kutta-Joukowski qui permet à l'écoulement de quitter le bord de fuite parallèlement au profil (figure 3.6d), comme observé expérimentalement. Afin de vérifier le théorème de Kelvin précédemment introduit (section 3.2.4), cette génération de circulation autour du profil doit nécessairement être accompagnée d'une circulation d'intensité opposée en aval de l'écoulement par l'intermédiaire du lâché d'un vortex de démarrage (figure 3.6c).

$$\Gamma = -2i\pi U \left((1 - \mu)e^{-i\alpha} - \frac{R^2}{1 - \mu} e^{i\alpha} \right) \quad (3.32)$$

Les forces agissant sur le profil peuvent enfin être calculées aisément grâce au théorème de Kutta-Joukowski entrevu précédemment dans le cas du disque (équation (3.28)). Ce théorème nous indique les valeurs de la portance linéique f_L et la traînée linéique f_D :

$$\begin{cases} f_L &= -\rho U \Gamma \\ f_D &= 0 \end{cases} \quad (3.33)$$

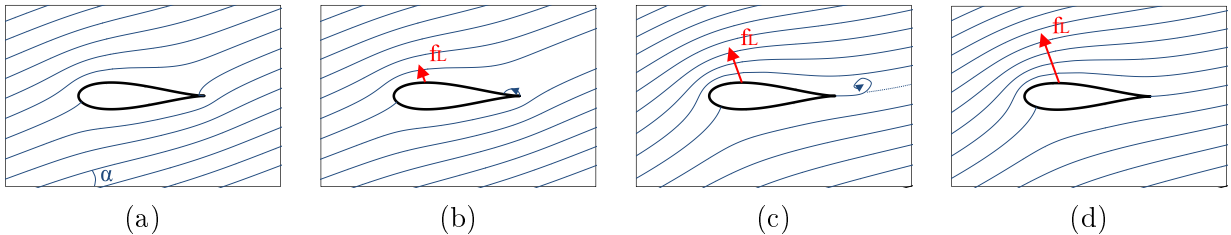


FIGURE 3.6 – Etapes de développement de la portance sur un profil épais ($\mu_x = -0.2, \alpha = 20^\circ$) : (a) Ecoulement potentiel avec $\Gamma = 0$: portance nulle. (b) Initiation d'un vortex de « démarrage » : portance très faible. (c) Lâché du vortex de démarrage : augmentation de la portance. (d) Le vortex est loin en aval : la portance est pleinement développée.

Profil plat ($\mu_x=\mu_y=0$) Le cas le plus simple est le disque de rayon $R=1$ centré sur l'origine, ce disque se transforme en un profil plat horizontal de corde $c=4$ également centré sur l'origine. Après calcul, on obtient la circulation de vitesse suivante :

$$\Gamma = -4\pi U \sin(\alpha) \quad (3.34)$$

Ce qui implique un coefficient de portance nul pour $\alpha=0^\circ$ et maximum et égal à 6.28 pour $\alpha=90^\circ$:

$$C_L(\alpha) = \frac{f_L}{\frac{1}{2}\rho c U^2} = 2\pi \sin(\alpha) \quad (3.35)$$

On peut également calculer la vitesse complexe (qui est réelle dans ce cas) sur la paroi du profil ($z(\vartheta)=e^{i\vartheta}$) :

$$\frac{dW}{dZ} = U \frac{\sin(\theta - \alpha) + \sin(\alpha)}{\sin(\theta)} \quad (3.36)$$

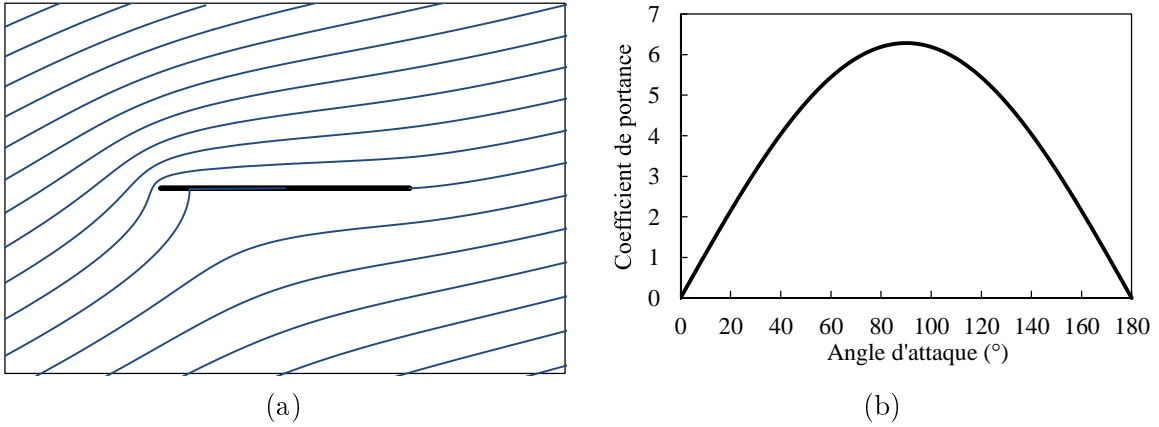


FIGURE 3.7 – (a) Ecoulement idéal autour d'un profil plat ($\alpha=20^\circ$). (b) Evolution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque.

Profil plat cambré ($\mu_x=0, \mu_y>0$) Si le centre du disque est localisé sur l'axe des ordonnées, on obtient alors un profil fin de corde $c=4$ avec un maximum de cambrure localisé au milieu du profil (50%) dont la cambrure relative est égale à $\mu_y/2$. La circulation de vitesse s'écrit ainsi :

$$\Gamma = -4\pi U(\mu_y \cos(\alpha) + \sin(\alpha)) \quad (3.37)$$

Ce qui nous donne un coefficient de portance égal à $6.28\mu_y$ pour $\alpha=0$ suivant :

$$C_L(\alpha) = 2\pi(\mu_y \cos(\alpha) + \sin(\alpha)) \quad (3.38)$$

Dans ce cas, la vitesse complexe le long du profil comprend une partie imaginaire et est donc plus difficile à extraire. Néanmoins, on sait que cette vitesse est tangente au profil, avec pour norme :

$$\left| \frac{dW}{dZ} \right| = \frac{|2U (\sin(\theta - \alpha) + R \sin(\alpha))| (R^2 \cos^2(\theta) + (\mu_y + R \sin(\theta))^2)}{\sqrt{((R \cos(\theta) - 1)^2 + (\mu_y + R \sin(\theta))^2) ((R \cos(\theta) + 1)^2 + (\mu_y + R \sin(\theta))^2)}} \quad (3.39)$$

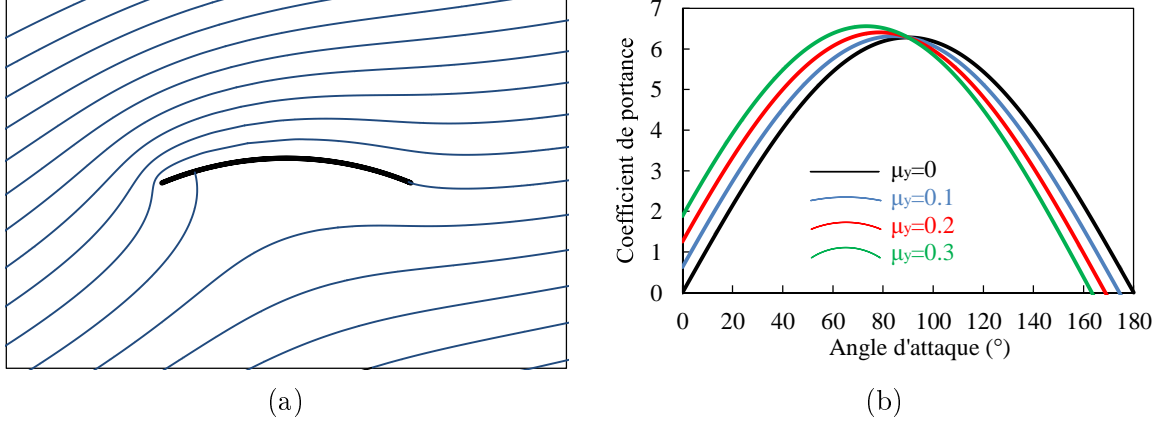


FIGURE 3.8 – (a) Ecoulement idéal autour d’un profil cambré ($\mu_y=0.2$, $\alpha=20^\circ$). (b) Evolution du coefficient de portance en fonction de l’angle d’attaque.

Profil épais non cambré ($\mu_x < 0$, $\mu_y = 0$) En prenant un disque dont le centre est fixé sur l’axe des abscisses, on obtient alors un profil épais plus réaliste dont la corde vérifie l’égalité suivante :

$$c = 4 \frac{(1 - \mu_x)^2}{1 - 2\mu_x} \approx 4 \quad (3.40)$$

L’épaisseur maximale est localisée au quart du profil (25%) et vérifie $e_{\max} = -4\mu_x(1-\mu_x)^2/(\mu_x^2 + (1-\mu_x)^2)$, ce qui nous donne une épaisseur maximale relative $e_{\max}/c = -\mu_x(1-2\mu_x)/(\mu_x^2 + (1-\mu_x)^2)$. La circulation prend une forme assez simple :

$$\Gamma = -4\pi U(1 - \mu_x) \sin(\alpha) \quad (3.41)$$

Tout comme le coefficient de portance résultant :

$$C_L(\alpha) = \frac{2\pi(1 - 2\mu_x) \sin(\alpha)}{1 - \mu_x} \approx 2\pi \sin(\alpha) \quad (3.42)$$

Comme précédemment, la norme de la vitesse le long du profil peut se calculer ainsi :

$$\left| \frac{dW}{dZ} \right| = \frac{|2U(\sin(\theta - \alpha) + R \sin(\alpha))| \sqrt{(\mu_x + R \cos(\theta))^2 + R^2 \sin^2(\theta)}}{\sqrt{((\mu_x + R \cos(\theta) - 1)^2 + R^2 \sin^2(\theta)) ((\mu_x + R \cos(\theta) + 1)^2 + R^2 \sin^2(\theta))}} \quad (3.43)$$

Le calcul nous indique une accélération de l’écoulement sur la partie inférieure du profil (intrados), ce qui entraîne une surpression (d’après le théorème de Bernoulli). Sur la partie supérieure du profil (extrados), l’écoulement va accélérer puis décélérer et une dépression va se créer. La figure 3.9a nous permet de visualiser ce profil de pression idéal autour d’un profil épais pour plusieurs épaisseurs de profils.

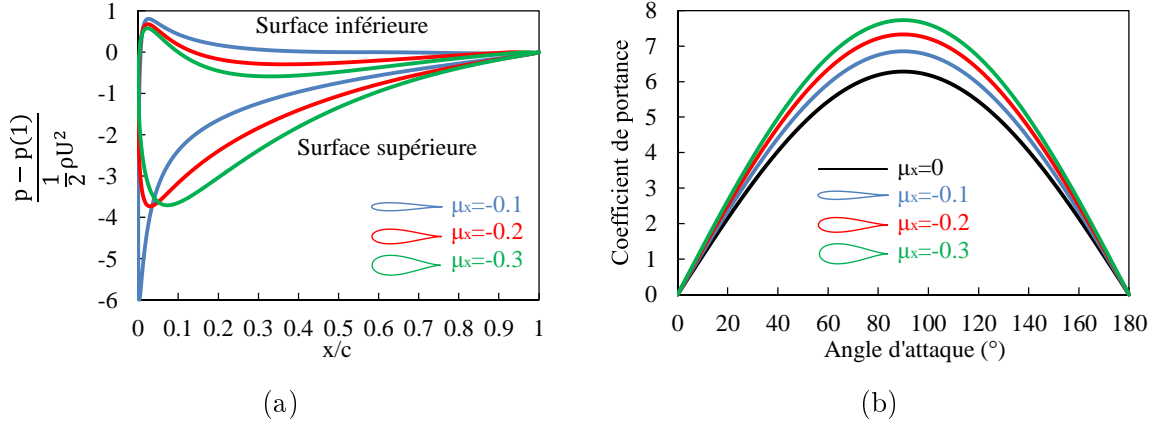


FIGURE 3.9 – (a) Profil idéal de pression autour d’un profil cambré ($\alpha=10^\circ$). (b) Evolution du coefficient de portance en fonction de l’angle d’attaque.

3.3.1.3 Portance et déviation de l’écoulement

Considérons à présent un écoulement autour d’un objet quelconque. Supposons un profil de vitesse uniforme $\mathbf{u}(u_1=v_1=0)$ loin en amont et un profil de vitesse $\mathbf{u}(u_2,v_2)$ loin en aval. On peut isoler l’objet dans un volume de contrôle ABCD, avec \widehat{AD} et \widehat{BC} des portions de lignes de courant, $[AB]$ et $[CD]$ des segments perpendiculaires à l’écoulement de longueurs respectives d_1 et d_2 (figure 3.10). En appliquant la conservation de masse sur ce volume de contrôle, on obtient l’égalité suivante :

$$Ud_1 = u_2d_2 \quad (3.44)$$

Puis, en couplant cette égalité à la conservation de la quantité de mouvement projetée sur l’axe y , on en déduit que la création d’une force de portance induit inexorablement une déviation locale ⁴

$$f_L = -\rho U d_1 v_2 \quad (3.45)$$

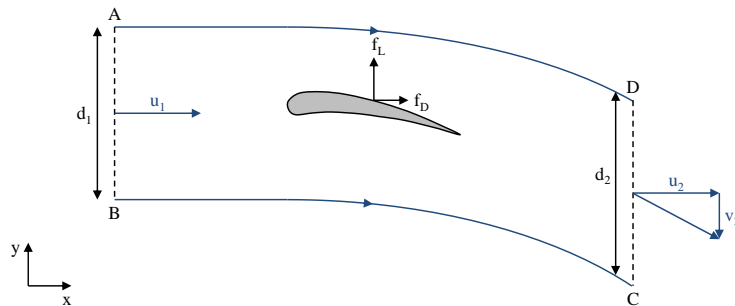


FIGURE 3.10 – Déviation de l’écoulement en aval d’un profil portant.

3.3.2 Ecoulements visqueux

La partie précédente nous a permis de comprendre le mécanisme responsable de l’apparition d’une force perpendiculaire à l’écoulement : la portance. Néanmoins, nos calculs nous ont amené à

4. v_2 est en fait la moyenne de la vitesse verticale sur le segment $[CD]$. Si on considère des lignes de courants plus éloignées du profil, d_1 va donc augmenter et v_2 diminuer, de manière à maintenir la circulation $\Gamma=d_1v_2$ constante.

considérer des vitesses non nulles le long des différentes parois solides car la viscosité était nulle et le fluide pouvait « glisser » sur la paroi. Dans le cas d'un écoulement réel non visqueux, ce glissement n'est plus acceptable et on doit alors considérer des conditions d'adhérence sur la paroi : la vitesse relative du fluide par rapport à la paroi doit donc être nulle. Ce phénomène a pour effet d'induire de nouvelles forces dans la direction de l'écoulement : la traînée. La figure 3.11 présente par exemple le coefficient de traînée expérimental ($C_D = f_D / (\rho R U^2)$) d'un disque infiniment long (un cylindre) en fonction du nombre de Reynolds ($Re = 2UR/\nu$). A très faible nombre de Reynolds ($Re \sim 10^0$), l'écoulement ressemble fortement à celui calculé précédemment. Pourtant le cylindre expérimente une force linéique f_D selon l'axe de l'écoulement causée par le « frottement » de la couche limite laminaire. Lorsque le nombre de Reynolds va augmenter, l'écoulement va subir une séparation (un décollement) qui va entraîner une traînée dite de forme, qui va petit à petit devenir prédominante. A $Re \sim 10^1$, la séparation est stationnaire et localisée juste en aval du cylindre. On peut ensuite observer des lâchés de vortex instationnaires ($Re \sim 10^2$), suivi d'un large sillage turbulent à couche limite laminaire ($Re \sim 10^5$) pour finir avec un étroit sillage turbulent à couche limite turbulente ($Re \sim 10^6$). A petite échelle, on s'attend donc à ce que la force de traînée soit prédominante, en particulier la force de traînée dite de frottement.

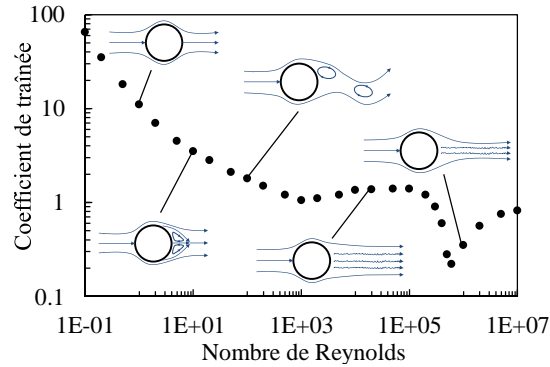


FIGURE 3.11 – Coefficient de traînée expérimental d'un cylindre infiniment long [Whi09].

3.3.2.1 Couche limite et traînée de frottement laminaire

Au voisinage d'une paroi, on peut identifier une couche fluide où le ralentissement visqueux se fait sentir, c'est ce qu'on appelle la couche limite. En notant x la distance normale à la paroi et $\delta(x)$ l'épaisseur caractéristique de la couche limite (i.e. le point où la vitesse atteint 99% de la vitesse à l'infini), on peut après quelques calculs développés en annexe 4 calculer cette épaisseur de couche limite comme suit :

$$\frac{\delta(x)}{x} \approx \frac{5}{Re_x^{1/2}} \quad (3.46)$$

Ce qui implique un coefficient de traînée laminaire inversement proportionnel à la racine carré du nombre de Reynolds :

$$C_{Dfl} \approx \frac{2.656}{Re_L^{1/2}} \quad (3.47)$$

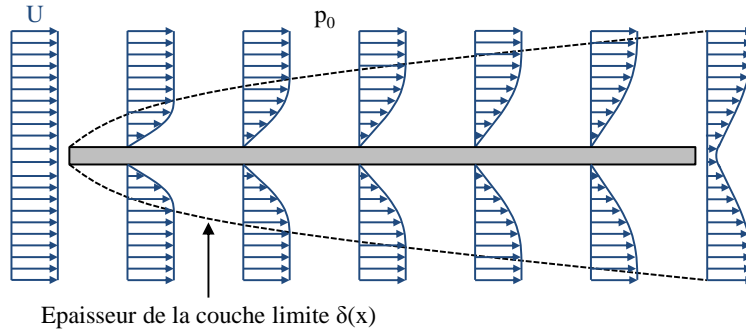


FIGURE 3.12 – Développement spatial d’une couche limite laminaire de Blasius autour d’un profil plat.

3.3.2.2 Couche limite et traînée de frottement turbulente

La couche limite laminaire précédemment introduite n’est valable qu’à faible nombre de Reynolds Re_x mais peut « rapidement » se transformer en couche limite turbulente. Pour une paroi plate parallèle à l’écoulement, cette transition apparaît pour un Re_x compris entre 5×10^5 et 1×10^7 . Prandtl observa expérimentalement que les profils de vitesse turbulents pouvaient être approximés par une loi en $1/7$ sur une grande plage de Reynolds ($1 \times 10^5 < Re_x < 1 \times 10^8$) :

$$\frac{u}{U} \approx \eta^{1/7} \quad (3.48)$$

L’épaisseur de la couche limite suit une loi assez similaire donnée par la relation de Karman :

$$\frac{\delta(x)}{x} = \frac{0.16}{Re_x^{1/7}} \quad (3.49)$$

Ce qui nous donne le coefficient de traînée suivant :

$$C_{Dft} = \frac{0.062}{Re_L^{1/7}} \quad (3.50)$$

A ce stade on peut donc conclure qu’une couche limite laminaire permet d’obtenir de plus faibles forces de frottement qu’une couche limite turbulente. A noter que la rugosité d’une surface est également un paramètre important et peut augmenter considérablement la traînée de frottement.

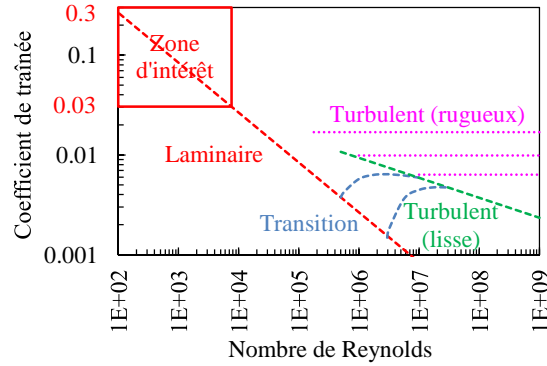


FIGURE 3.13 – Comparaison des coefficients de traînée de frottement en fonction du nombre de Reynolds [Whi09].

3.3.2.3 Décollement et traînée de forme

Comme nous avons pu le voir section 3.3.1.2, la partie supérieure d’une surface portante à angle d’attaque non nul est tout d’abord soumise à une dépression « favorable » ($\partial p/\partial x < 0$ et $\partial u/\partial x > 0$) ; la couche limite peut alors se développer normalement, qu’elle soit complètement laminaire ou laminaire puis turbulente (figure 3.14a). Or, à partir d’un certain point, la dépression laisse place à une surpression accompagnée d’une diminution de vitesse ($\partial p/\partial x > 0$ et $\partial u/\partial x < 0$). Cette surpression ne serait pas un problème dans le cas d’un fluide parfait, mais même un fluide très peu visqueux comme l’air est soumis aux effets visqueux dans la couche limite. Les particules fluides proches de la paroi perdent donc progressivement leur énergie cinétique par frottement visqueux et il vient un point où l’énergie cinétique n’est plus suffisante pour vaincre la surpression. Ces particules fluides vont alors commencer à revenir en arrière, créant ainsi une zone de recirculation puis éventuellement un décollement/décrochage de la couche limite (figure 3.14b).

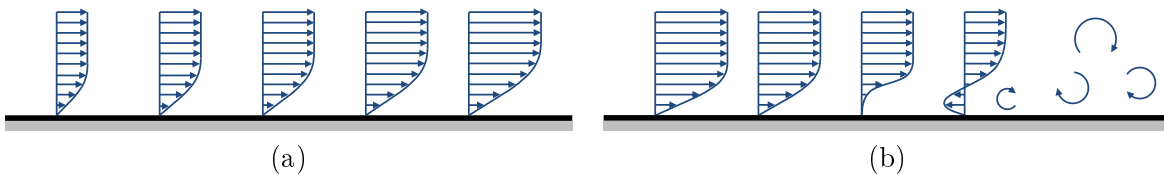


FIGURE 3.14 – Effets d’une (a) diminution favorable de pression (augmentation de vitesse) et d’une (b) augmentation défavorable de pression (diminution de vitesse).

Lors du processus de surpression, on peut distinguer 4 cas en fonction du nombre de Reynolds :

- A faible nombre de Reynolds ($Re < 5 \times 10^5$), la couche limite laminaire se décolle sans transition (figure 3.15a).
- A nombre de Reynolds moyen ($5 \times 10^5 < Re < 3 \times 10^6$), le phénomène de recirculation est très local et permet la transition (bulle de transition) laminaire-turbulente de la couche limite avant un éventuel décollement (figure 3.15b).
- A nombre de Reynolds élevé ($Re > 3 \times 10^6$), la transition laminaire-turbulente se fait sans l’apparition de bulle, comme c’est le cas à pression constante (figure 3.15c).
- A nombre de Reynolds très élevé, la couche limite est turbulente durant tout le processus de surpression car la transition s’est effectuée lors de l’étape de dépression (figure 3.15d)

Le décollement induit donc une surpression sur la partie supérieure du profil, ce qui a pour conséquence directe une diminution de la portance (figure 3.16) et l’apparition d’une composante

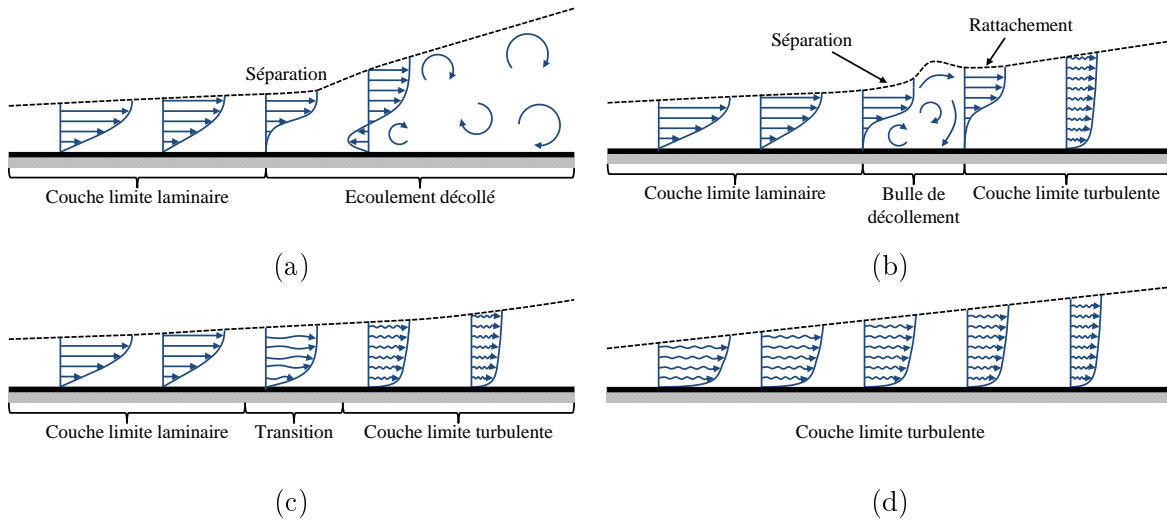


FIGURE 3.15 – Différents scénarios lors d'un processus de surpression.

supplémentaire de traînée, dite de forme. De manière générale, la couche limite laminaire est plus « fragile » que la couche limite turbulente et a tendance à se décoller plus rapidement. Il est donc parfois favorable, lorsque les conditions extérieures ne sont pas maîtrisées, de forcer cette couche limite turbulente pour éviter le premier scénario et retarder le décollement. On peut par exemple forcer la couche limite turbulente grâce à une surface rugueuse ; on diminue ainsi la traînée de forme au détriment de la traînée de frottement. Dans le cadre de notre étude, nous serons donc confrontés au premier cas très défavorable où la couche limite laminaire se décollera sans transition pour de très faibles surpressions (faibles angles d'attaque), que la surface soit lisse ou rugueuse.

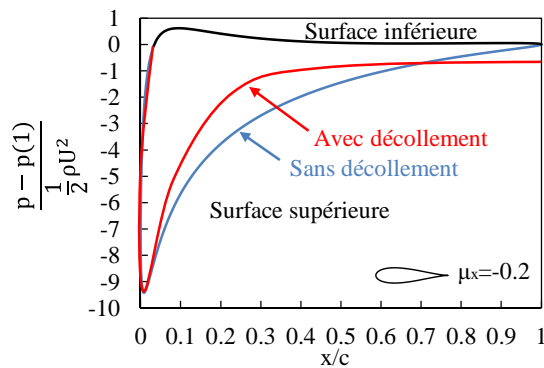


FIGURE 3.16 – Effet du décollement sur le profil de pression le long du profil ($\mu_x = -0.2$, $\alpha = 20^\circ$).

Pour un profil aérodynamique, le décollement apparaît en général pour des angles d'attaque compris entre 10° et 20° . Si on continue malgré tout à augmenter cet angle d'attaque, la portance va alors chuter et la traînée de forme augmenter considérablement (figure 3.17). Cet angle de décollement dépend évidemment beaucoup du profil choisi ainsi que du nombre de Reynolds caractéristique associé à l'écoulement.

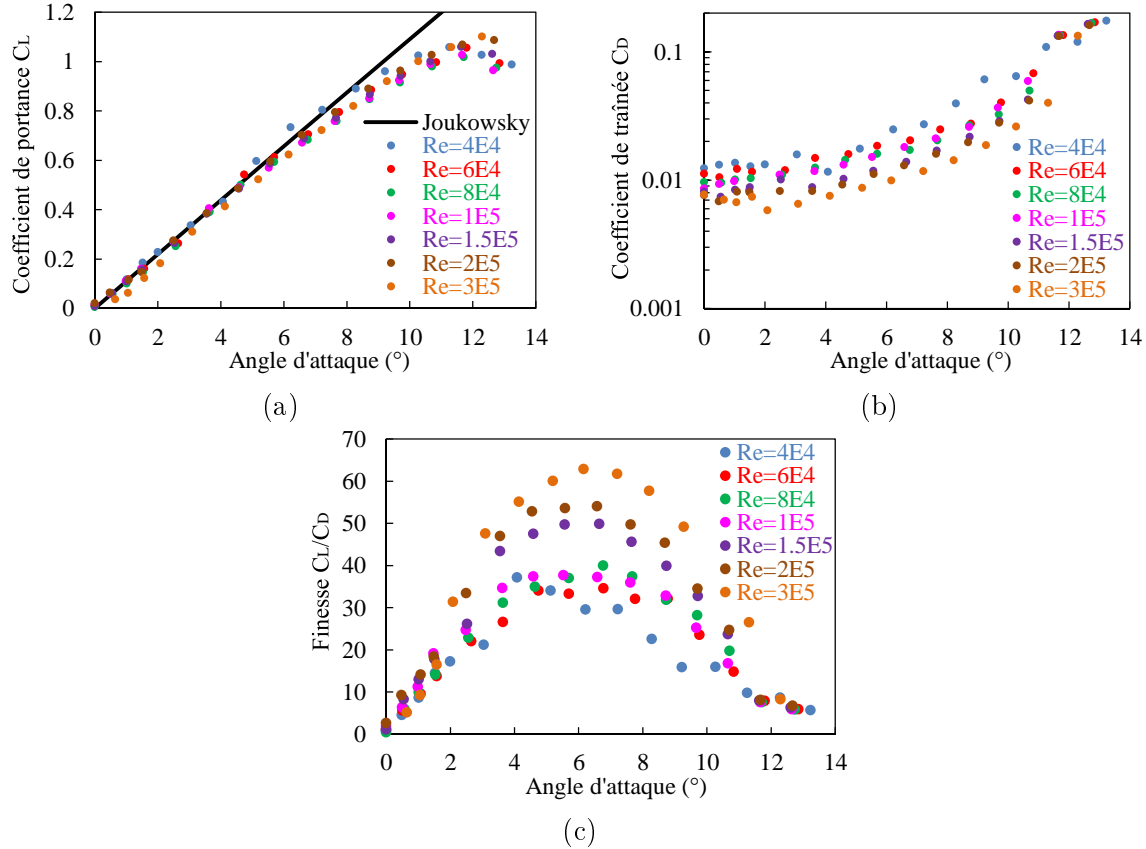


FIGURE 3.17 – Portance, traînée et finesse en fonction de l’angle d’attaque d’un profil AG12 pour plusieurs nombres de Reynolds [LBG⁺97].

3.3.2.4 Traînée et décélération de l’écoulement

Reprenons l’écoulement présenté dans la section 3.3.1.3 qui nous indiquait le lien entre la force de portance et la déviation verticale de l’écoulement. En appliquant la conservation de quantité de mouvement sur le volume de contrôle projeté sur l’axe x , on fait à présent apparaître le lien entre la traînée linéique f_D et le ralentissement local⁵ de l’écoulement u_2 :

$$f_D = \rho U d_1 (U - u_2) \quad (3.51)$$

3.3.3 Écoulements réels 3D

Nous allons à présent considérer des écoulement « réels », avec une troisième dimension spatiale et la possibilité au profil de se déplacer voire de se déformer.

3.3.3.1 Diminution de portance et traînée induite

La troisième dimension spatiale a un impact direct sur les forces de portance et de traînée. En effet, aux limites du profil, la différence de pression entre la partie supérieure et la partie inférieure du profil ne peut être maintenue, l’air va donc circuler du bas vers le haut sous la forme de vortex

5. u_2 est ici la moyenne de la vitesse verticale sur le segment [CD]. Si on considère des lignes de courants plus éloignées du profil, d_1 va donc augmenter et u_2 va tendre vers U de manière à maintenir la traînée linéique constante.

marginaux (*wingtip vortices*) représentés sur la figure 3.18. Ces vortex vont se prolonger en aval du profil sous la forme de vortex de sillage et ainsi entraîner une courbure des lignes de courant (figure 3.18) et une déviation verticale Δv de l'écoulement (*downwash*). Le profil va donc expérimenter un écoulement moyen formé par l'écoulement amont horizontal et l'écoulement aval incliné. Cette combinaison va diminuer l'angle d'attaque réel perçu par le profil et ainsi entraîner une diminution de la portance et une augmentation de la traînée. Si on note b la largeur du profil, on peut introduire le paramètre d'allongement AR (Aspect Ratio en anglais) qui caractérise cet effet 3D :

$$AR = \frac{b}{c} \quad (3.52)$$

On peut trouver dans l'ouvrage [Ae11] l'angle d'attaque induit et la déviation verticale de l'écoulement pour une distribution elliptique de portance :

$$\alpha_i = \frac{C_L}{\pi AR} \quad (3.53)$$

$$\frac{1}{2}\Delta v(y) = U\alpha_i \quad (3.54)$$

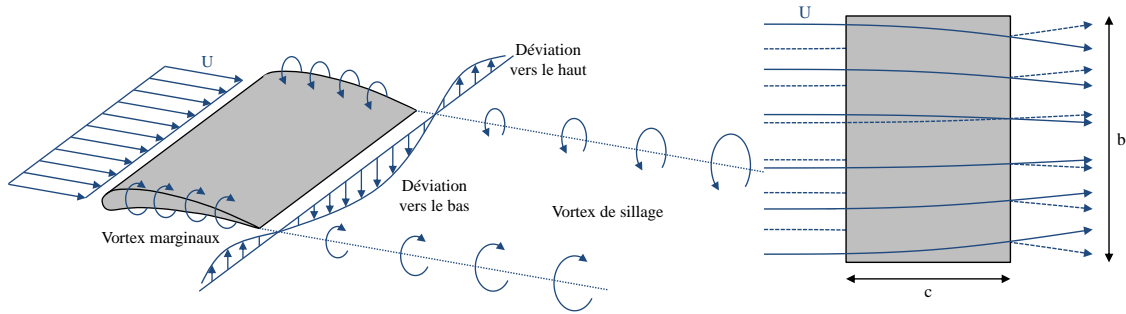


FIGURE 3.18 – Recirculation à la limite du profil et courbure des lignes de courant.

Ce qui implique les coefficients de portance et de traînée suivants :

$$\begin{cases} C_L &= \frac{C_{L\infty}}{1 + \frac{1}{AR}} \\ C_D &= C_{D\infty} + \frac{C_L^2}{\pi AR} \end{cases} \quad (3.55)$$

L'étude présentée dans [PM00] sur les performances d'un profil plat à faible nombre de Reynolds nous permet de voir l'impact de l'allongement sur l'évolution du coefficient de portance et de traînée. La figure 3.19a indique très clairement que la diminution de l'allongement induit une augmentation de l'angle d'attaque qui maximise le coefficient de portance ($C_L \approx 0.8$ quel que soit l'allongement), ce qui signifie que le décollement apparaît à un angle d'attaque de plus en plus élevé. On peut en revanche constater qu'une diminution de l'allongement n'a pas énormément d'influence sur le coefficient de traînée (figure 3.19b) et semble même favorable à une diminution de celui-ci contrairement à ce qu'indique l'équation (3.55). Finalement, il semble que la diminution de l'allongement entraîne une nette diminution du maximum de finesse (C_L/C_D); les angles d'attaque qui permettent d'atteindre cette finesse maximale sont quant à eux compris entre 3° et 7° (figure 3.55c).

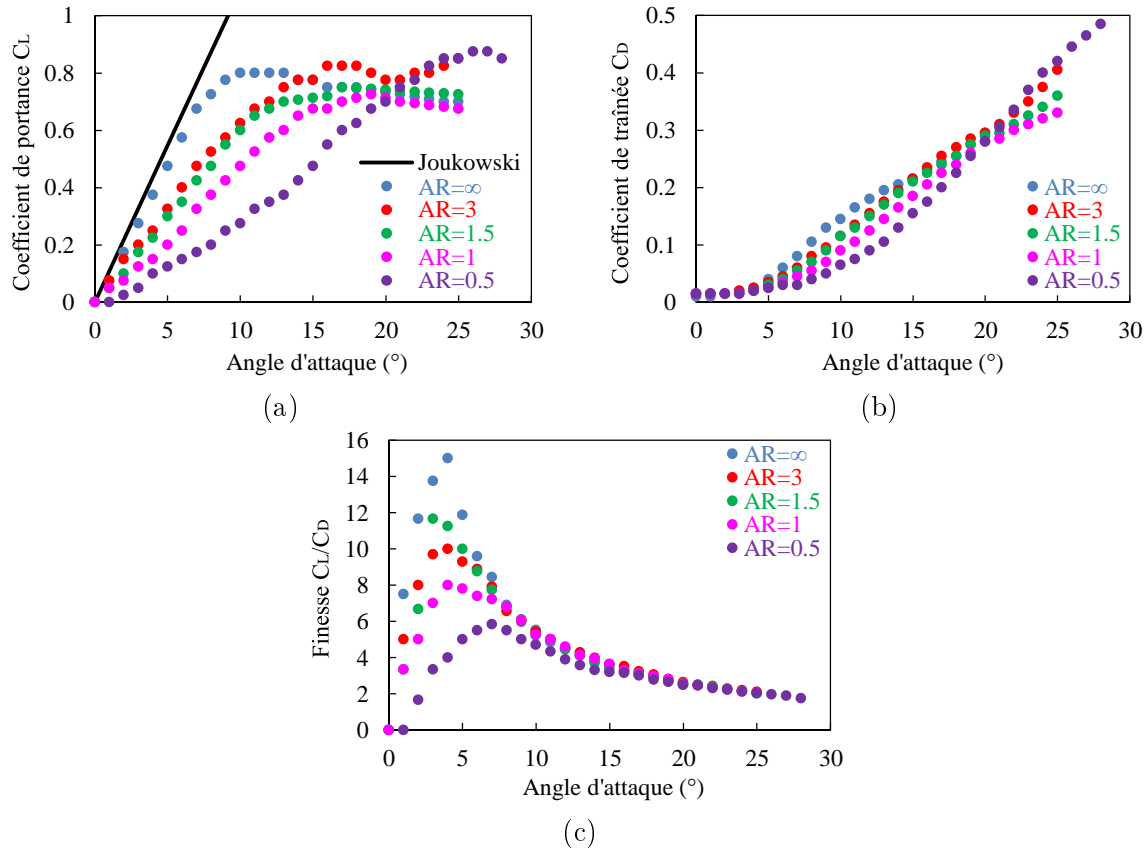


FIGURE 3.19 – (a) Portances, (b) traînées et (c) finesses expérimentales d’un profil plat d’épaisseur relative de 2% à $Re = 1.4 \times 10^5$ [PM00].

3.3.3.2 Aéroélasticité

Le phénomène d’aéroélasticité apparaît lorsqu’une structure élastique déformable est présente dans un écoulement d’air. On a alors une interaction fluide-structure qui peut être schématisée par la boucle suivante : Interface fluide-structure fixe \rightarrow Vitesse et pression du fluide sur la structure \rightarrow Forces aérodynamiques sur la structure \rightarrow Déformation/déplacement de la structure \rightarrow Nouvelle position de l’interface fluide-structure... On doit alors coupler les équations de la mécanique des fluides aux équations de la mécanique du solide pour résoudre le problème en question, comme nous le verrons sur quelques exemples concrets dans la section 3.4.3.

3.4 Systèmes de conversion aéromécanique

Cette section donne un aperçu des différentes manières de transformer l’énergie cinétique d’un écoulement d’air en énergie mécanique. Les convertisseurs aéromécaniques peuvent se diviser en différentes catégories en fonction de la force utilisée pour produire l’énergie mécanique et de la nature du mouvement mécanique. Nous nous focaliserons ici sur :

- Les éoliennes à traînée utilisant la force de traînée pour se mettre en rotation.
- Les éoliennes à portance utilisant la force de portance pour se mettre en rotation.
- Les systèmes aéroélastiques utilisant une instabilité aéroélastique pour fonctionner.

3.4.1 Eoliennes à traînée

Ces éoliennes utilisent la force de traînée pour induire un mouvement de rotation. Or, comme nous avons pu le constater, la traînée a plusieurs origines ; il faut donc distinguer la traînée de frottement de la traînée de forme.

3.4.1.1 « Eolienne » à traînée de frottement

Comme nous avons pu le constater, les contraintes de cette thèse impliquent un fonctionnement à très faible nombre de Reynolds où les effets visqueux sont prédominants. Un « dispositif » fonctionnant grâce à la traînée de frottement semble donc tout indiqué. Une telle machine a été inventée et brevetée par Tesla [Tes11], elle est constituée d'une buse d'admission d'air latérale, un jeu de disques rotatifs et un échappement central (figure 3.20). La buse d'admission applique de l'air sous pression sur les bords des disques, l'air est donc forcé de passer entre les disques du rotor pour s'écouler. L'espacement inter-disques approchant l'épaisseur de la couche limite, de forts frottements visqueux apparaissent et permettent la mise en rotation du rotor. A mesure que l'écoulement ralentit en cédant son énergie aux disques, le flux s'écoule donc en spirale pour rejoindre l'échappement central. De tels dispositifs permettent l'obtention de rendements supérieurs à 90% et leurs performances semblent indépendantes de la taille du dispositif. Néanmoins, leur fonctionnement nécessite un écoulement amont d'air comprimé de plusieurs bars, ce qui ne les rend pas adaptés aux écoulements à pression atmosphérique.

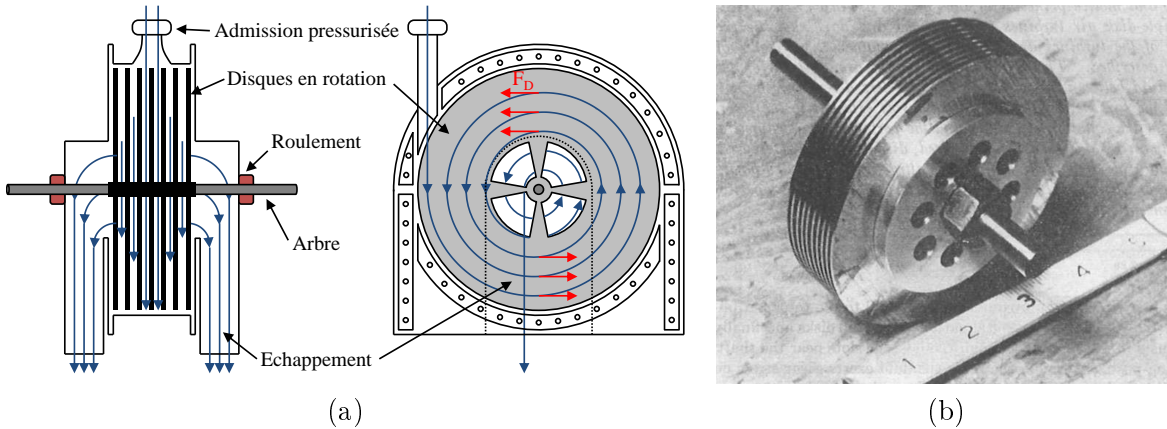


FIGURE 3.20 – (a) Schéma de fonctionnement et (b) rotor d'une turbine de Tesla [Ric65].

3.4.1.2 Eolienne à traînée de forme

Ces dispositifs se servent de la traînée de forme pour fonctionner. La figure 3.21a présente une éolienne Panémone (*Persian windmill*) qui a pour avantage d'être très simple à concevoir, ce qui permet de réduire les coûts de conception et de fabrication. Comme l'éolienne est en rotation, la vitesse ressentie dépend de la distance par rapport au moyeu (r) considéré. Si on note U la vitesse de l'écoulement, ω la vitesse de rotation et $\lambda = R\omega/U$ la vitesse spécifique, on peut, après quelques calculs simplifiés obtenir l'évolution du coefficient de puissance avec la vitesse de rotation :

$$\begin{cases} C_p \approx C_D \left(\frac{\lambda}{2} - \frac{2\lambda^2}{3} + \frac{\lambda^3}{4} \right) & \text{si } \lambda \leq 1 \\ C_p \approx C_D \left(\frac{1}{6\lambda} - \frac{\lambda}{2} + \frac{2\lambda^2}{3} - \frac{\lambda^3}{4} \right) & \text{si } 1 \leq \lambda \leq 1.55 \end{cases} \quad (3.56)$$

On en déduit donc que la puissance maximale est obtenue pour $\lambda_{\text{opt}} \approx 0.55$ et que la vitesse de rotation est maximale pour $\lambda_{\text{max}} \approx 1.55$. En considérant le coefficient de traînée $C_D = 1.1$ d'un plan perpendiculaire à l'écoulement, on obtient un rendement maximal relativement faible : $C_{p,\text{max}} = 13\%$.

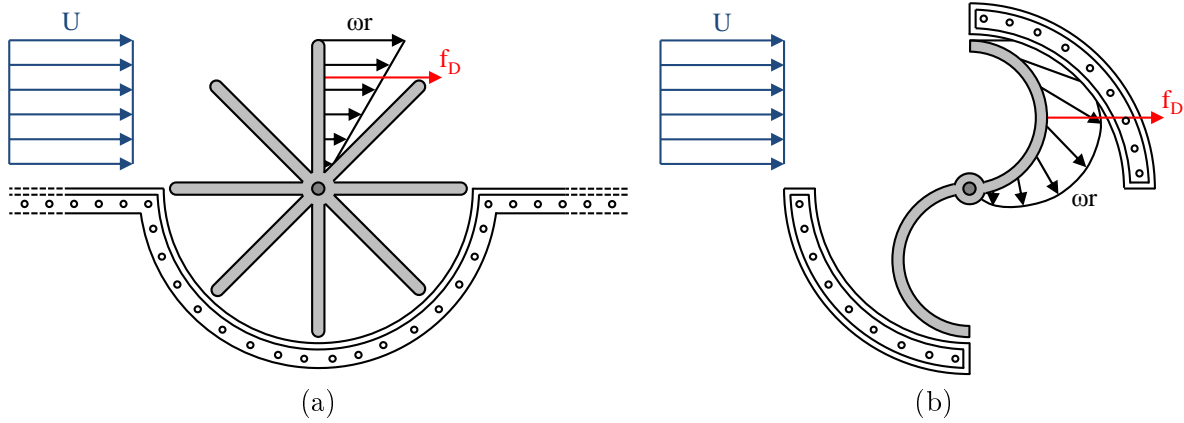
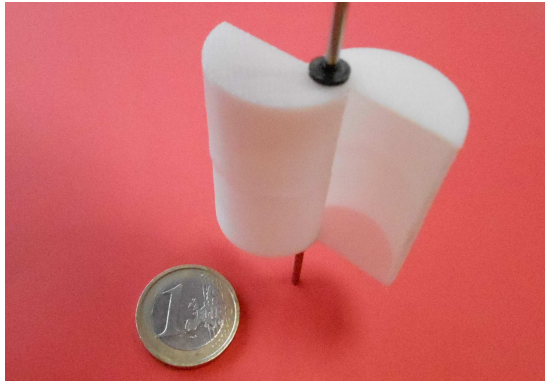


FIGURE 3.21 – (a) Fonctionnement d'une éolienne Panémone. (b) Turbine de Savonius et carter adapté.

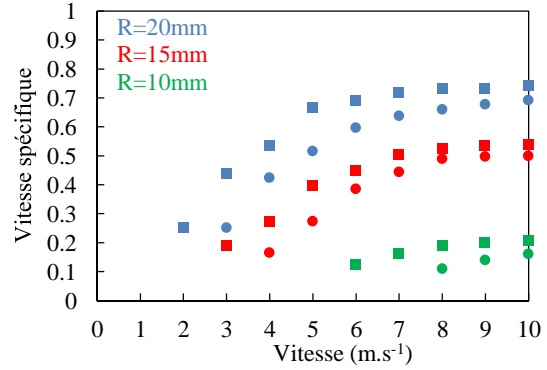
D'autres modèles comme la turbine Savonius utilisent plutôt la différence de traînée de forme d'un objet dissymétrique lorsqu'il est « retourné ». L'éolienne peut ainsi fonctionner sans carter quelle que soit la direction du vent. Si la direction de l'écoulement est fixe et connue, un « carter » peut également être ajouté afin de permettre une traînée motrice sur trois quarts de la trajectoire, supprimer la traînée résistive sur le dernier quart de la trajectoire (lorsque la pale se dirige dans le sens opposé de l'écoulement) et ainsi augmenter légèrement le rendement (figure 3.21b).

3.4.1.3 Essais expérimentaux

Nous allons à présent tester expérimentalement quelques modèles de turbines Savonius, avec des rayons variant entre 1 et 2cm et des hauteurs comprises entre 1 et 4cm. Ces prototypes sont testés à vide, avec comme unique couple résistant le couple de frottement de roulement. A faible vitesse, le couple « aérodynamique » induit par les forces de traînée est inférieur au couple de frottement statique et le rotor n'est alors pas en mesure de se mettre en rotation. La plage de vitesse associée à cette zone de fonctionnement oscille entre 2 et 8 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ en fonction des dimensions choisies. A partir d'une certaine vitesse, le couple aérodynamique dépasse le couple de frottement statique du roulement et le rotor est alors capable de se mettre en rotation. La vitesse de rotation va donc augmenter et le couple aérodynamique diminuer jusqu'à équilibrer le couple de frottement dynamique. On peut noter sur la figure 3.22b que les vitesses spécifiques associées à cette zone de fonctionnement ne peuvent atteindre leur maximum de $\lambda = 1.55$ et restent même inférieures à 0.75. On doit donc s'attendre à obtenir des rendements inférieurs à 10% avec de tels dispositifs.



(a)



(b)

FIGURE 3.22 – (a) Exemple de micro-turbines Savonius. (a) Evolution de la vitesse spécifique à vide (couple de frottement du roulement uniquement) de plusieurs micro-turbines Savonius, voir section 4.3.2.1.

3.4.2 Eoliennes à portance

Ces éoliennes sont les plus utilisées aussi bien à grande échelle (grands parcs éoliens) qu'à petite échelle comme nous avons pu le constater dans le chapitre 1. Nous ne considérerons ici que les éoliennes à axe horizontal (HAWT : *Horizontal Axis Wind Turbine*) qui comme leur nom l'indique possèdent un axe de rotation parallèle à la direction de l'écoulement. Dans le cas d'un écoulement libre et « imprévisible » comme le vent, l'ajout d'un système visant à maintenir l'axe de rotation parallèle à l'écoulement est donc nécessaire pour un fonctionnement optimal. Une éolienne axiale est constituée d'un moyeu central sur lequel une ou plusieurs pales sont attachées. Pour des raisons évidentes de symétrie cylindrique, les différents paramètres ne dépendront donc que de la distance r par rapport à l'axe de rotation et le dimensionnement mécanique d'une HAWT ne nécessitera alors que la connaissance de 5 paramètres :

- Le rayon de l'éolienne R
- Le nombre de pale N_p
- L'évolution de la corde $c(r)$
- L'évolution de l'angle de calage $\beta(r)$
- Un profil aérodynamique (ex : profil plat, profil plat cambré, NACA0012...)

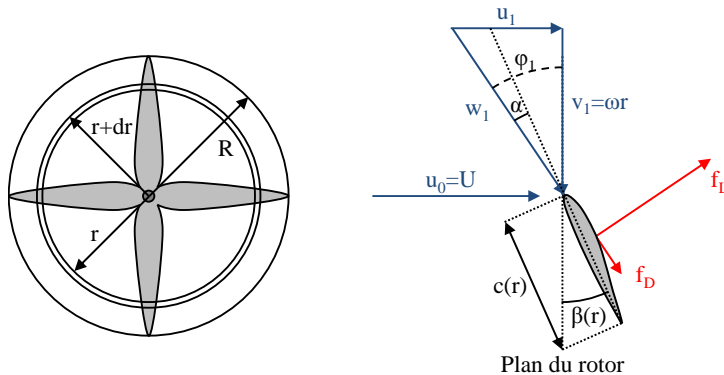


FIGURE 3.23 – Eolienne axiale et coupe d'un profil de pale.

3.4.2.1 Dimensionnement idéal selon Betz

Dans cette section, nous ferons l'hypothèse que l'éolienne n'induit aucune rotation de sillage et que la traînée des pales est négligeable. La figure 3.23 représente les triangles des vitesses dans le repère lié au rotor loin en amont du rotor, au niveau du rotor et loin en aval du rotor. La vitesse locale réellement perçue par la pale (w_1) est donc égale à la somme de la vitesse du vent au niveau du rotor (idéalement $u_1=2U/3$) et à la vitesse due à sa propre rotation ($v_1=\omega r$). En introduisant $\lambda=\omega R/U$, la vitesse spécifique nominale, on peut ainsi écrire :

$$\begin{cases} u_1 &= \frac{2}{3}U \\ v_1 &= \frac{\lambda r}{R}U \\ w_1 &= \sqrt{\frac{4}{9} + \frac{\lambda^2 r^2}{R^2}}U \end{cases} \quad (3.57)$$

Si on veut que l'angle d'attaque vu par la pale soit égal à α_{opt} (en général l'angle qui maximise la finesse C_L/C_D), il faut donc que l'angle de calage vérifie la formule (3.58), avec φ_1 l'angle local d'incidence au niveau du rotor :

$$\beta(r) = \varphi_1 - \alpha_{opt} = \arctan\left(\frac{2R}{3\lambda r}\right) - \alpha_{opt} \quad (3.58)$$

Si on considère un élément de pale d'épaisseur dr situé à une distance r de l'axe du rotor, la force élémentaire de portance $d\mathbf{F}_L$ projetée sur les axes \mathbf{e}_θ s'écrit :

$$dF_\theta(r) = \frac{1}{2}\rho w_1^2 c dr C_L \sin(\varphi_1) \quad (3.59)$$

En notant N le nombre de pales, la puissance élémentaire récupérée par cette section annulaire dr est donc égale à :

$$\begin{aligned} dP(r) &= N_p \times dF_\theta(r) \times \omega r \\ &= \frac{1}{2}N_p \rho w_1^2 c dr \frac{\lambda r}{R} U C_L \sin(\varphi_1) \\ &= \frac{1}{2}N_p \rho \left(\frac{4}{9} + \frac{\lambda^2 r^2}{R^2}\right) \frac{\lambda r}{R} U^3 c dr C_L \frac{2}{3\sqrt{\frac{4}{9} + \frac{\lambda^2 r^2}{R^2}}} \\ &= \frac{1}{2}N_p \rho \sqrt{\frac{4}{9} + \frac{\lambda^2 r^2}{R^2}} \frac{\lambda r}{R} U^3 c dr \frac{2}{3} C_L \end{aligned} \quad (3.60)$$

Or selon Betz, la puissance maximale produite par cette section annulaire est égale à :

$$dP(r) = \frac{16}{27} \times \frac{1}{2}\rho U^3 \times 2\pi r dr \quad (3.61)$$

On peut donc en déduire l'évolution de la corde de chaque pale avec le rayon :

$$c(r) = \frac{16\pi R}{N_p C_L} \times \frac{1}{9\lambda \sqrt{\frac{4}{9} + \frac{\lambda^2 r^2}{R^2}}} \quad (3.62)$$

3.4.2.2 Dimensionnement plus réaliste selon Glauert, pertes de sillage

Le modèle de Betz ne prend pas en compte la rotation de sillage en aval de l'éolienne induite par la déviation de l'écoulement Δw_3 en aval des pales. Or, nous avons vu dans la section 3.3.1.3, que cette déviation est perpendiculaire à la vitesse relative w_1 au niveau du rotor et est essentielle dans le but d'obtenir une force de portance (équation (3.45)). Nous allons donc prendre en compte les effets de la rotation de sillage, en ne considérant toujours pas la traînée des pales.

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta u_3 = \Delta w_3 \cos(\varphi_1) \\ \Delta v_3 = \Delta w_3 \sin(\varphi_1) \\ \Delta w_3 = \frac{2 \sin(\varphi_0 - \varphi_1) U}{\sin(\varphi_0)} \\ u_1 = \frac{\cos(\varphi_0 - \varphi_1) \sin(\varphi_1) U}{\sin(\varphi_0)} \\ v_1 = \frac{\cos(\varphi_0 - \varphi_1) \cos(\varphi_1) U}{\sin(\varphi_0)} \\ w_1 = \frac{\cos(\varphi_0 - \varphi_1) U}{\sin(\varphi_0)} \end{array} \right. \quad (3.63)$$

Grâce aux définitions introduites dans les sections 3.45 et 3.51, la force élémentaire de portance $d\mathbf{F}_L$ projetée sur les axes \mathbf{e}_θ s'écrit :

$$dF_\theta(r) = \frac{2\pi\rho r dr}{N_p} u_1 \Delta w_3 \sin(\varphi_1) \quad (3.64)$$

Et la puissance élémentaire récupérée par cette section annulaire dr est égale à :

$$\begin{aligned} dP(r) &= N_p \times dF_\theta(r) \times \omega r \\ &= 2\pi\rho r dr \frac{\lambda r}{R} U^3 \frac{2 \cos(\varphi_0 - \varphi_1) \sin(\varphi_0 - \varphi_1) \sin^2(\varphi_1)}{\sin^2(\varphi_0)} \\ &= \frac{2\pi\rho r dr \frac{\lambda r}{R} U^3}{\sin^2(\varphi_0)} \sin(2(\varphi_0 - \varphi_1)) \sin^2(\varphi_1) \end{aligned} \quad (3.65)$$

On pourra vérifier que la puissance est maximale pour $\varphi_1 = 2\varphi_0/3$, ce qui nous permet de déduire l'angle de calage optimal :

$$\beta(r) = \varphi_1 - \alpha_{opt} = \frac{2}{3} \arctan\left(\frac{R}{\lambda r}\right) - \alpha_{opt} \quad (3.66)$$

En combinant l'équation (3.59) et l'équation (3.64), on peut en déduire l'évolution de la corde avec le rayon :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\rho w_1^2 c dr C_L &= \frac{2\pi\rho r dr}{N_p} u_1 \Delta w_3 \\ \iff \frac{1}{2}\rho \frac{\cos^2(\frac{\varphi_0}{3})}{\sin^2(\varphi_0)} U^2 c dr C_L &= \frac{4\pi\rho r dr}{N_p} \frac{\cos(\frac{\varphi_0}{3}) \sin(\frac{2\varphi_0}{3}) \sin(\frac{\varphi_0}{3})}{\sin^2(\varphi_0)} U^2 \\ \iff \frac{1}{2} \cos(\frac{\varphi_0}{3}) c C_L &= \frac{8\pi r}{N_p} \cos(\frac{\varphi_0}{3}) \sin^2(\frac{\varphi_0}{3}) \\ \iff c(r) &= \frac{16\pi r}{N_p C_L} \sin^2\left(\frac{\arctan(\frac{R}{\lambda r})}{3}\right) \end{aligned} \quad (3.67)$$

L'équation (3.66) nous indique que l'angle de calage $\beta(r)$ dépend uniquement de l'angle d'attaque désiré α_{opt} ainsi que de la vitesse spécifique visée λ . Comme on peut le voir sur la figure 3.24a, l'évolution de l'angle de calage est légèrement différente de celle proposée par Betz au niveau du

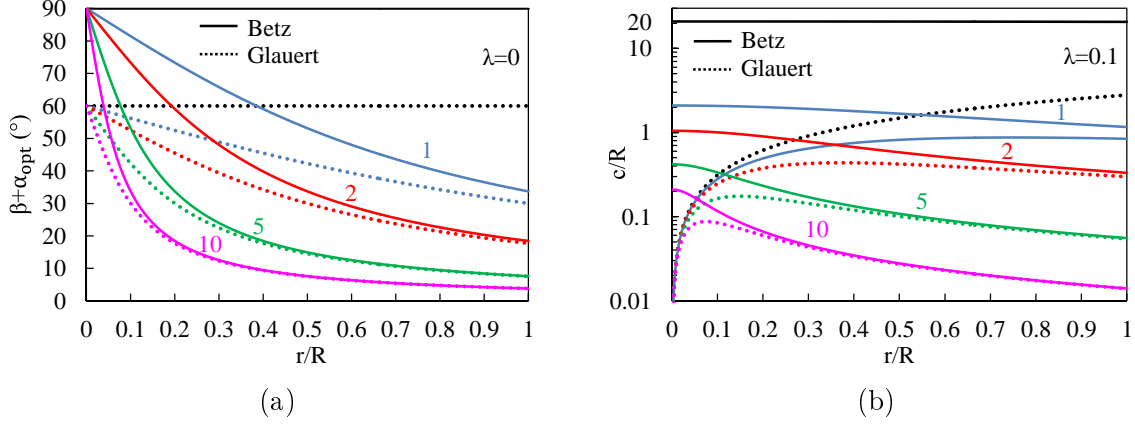


FIGURE 3.24 – Comparaison de (a) l'angle de calage et de (b) la corde selon Betz et Glauert pour différentes vitesses spécifiques λ ($N_p=4$, $C_L(\alpha_{opt})=1$).

moyeu (r/R faible); cette différence est également accentuée par de faibles vitesses spécifiques. L'évolution de la corde impactant directement le couple aérodynamique, une augmentation de la vitesse spécifique entraînera donc directement une diminution de la corde (première ligne de la figure 3.25). De plus, on peut noter que la corde est inversement proportionnelle au coefficient de portance à l'angle d'attaque désiré (deuxième ligne de la figure 3.25) ainsi qu'au nombre de pales (troisième ligne de la figure 3.25).

Finalement, en intégrant la puissance élémentaire précédemment calculée sur la surface totale de l'éolienne, on peut en déduire le rendement de sillage :

$$\begin{aligned}
 \eta_{sillage} &= \frac{\int_0^R dP(r)}{\frac{16}{27} \times \frac{1}{2} \rho \pi R^2 U^3} \\
 &= \frac{\int_0^R \frac{2\pi \rho r \frac{\lambda r}{R} U^3}{\sin^2(\varphi_0)} \sin^3\left(\frac{2\varphi_0}{3}\right) dr}{\frac{16}{27} \times \frac{1}{2} \rho \pi R^2 U^3} \\
 &= \frac{27\lambda}{4} \int_0^1 \frac{\left(\frac{r}{R}\right)^2 \sin^3\left(\frac{2}{3} \arctan\left(\frac{R}{\lambda r}\right)\right)}{\sin^2\left(\arctan\left(\frac{R}{\lambda r}\right)\right)} d\left(\frac{r}{R}\right) \quad (3.68)
 \end{aligned}$$

Cette intégrale ne peut être calculée que numériquement, la figure 3.26 présente les résultats obtenus (courbe bleue). Cette représentation de l'évolution des pertes de sillage en fonction de la vitesse spécifique nous permet de nous apercevoir qu'il est préférable de fonctionner à haute vitesse spécifique afin de minimiser les pertes dues à la rotation de sillage.

3.4.2.3 Pertes dues à la traînée

Dans les calculs précédents, la traînée était négligée, nous allons à présent considérer son effet néfaste qui induit une perte de couple aérodynamique. Pour la prendre en compte, il suffit en fait de remplacer le terme $C_L \sin(\varphi_1)$ par $C_L \sin(\varphi_1) - C_D \cos(\varphi_1)$ dans les différents calculs, ce qui est équivalent à introduire un rendement local de profil :

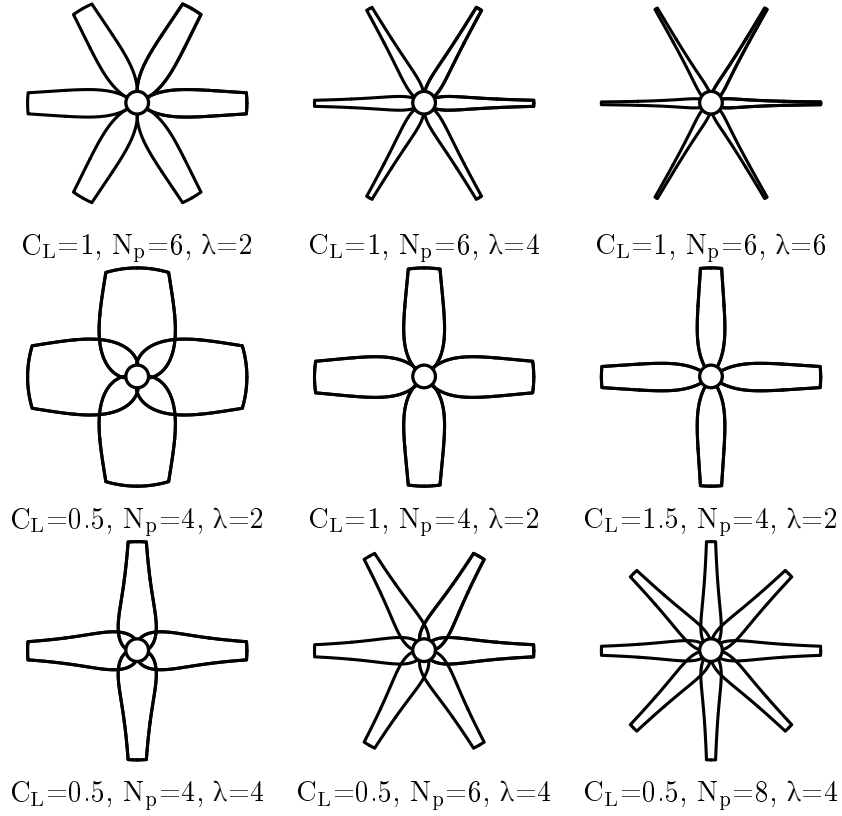


FIGURE 3.25 – Rotor vue de face pour différentes valeurs de portance, vitesse spécifique et nombre de pales ($\alpha_{opt}=5^\circ$).

$$\begin{aligned}
 \eta_{profil}(r) &= \frac{C_L \sin(\varphi_1) - C_D \cos(\varphi_1)}{C_L \sin(\varphi_1)} \\
 &= 1 - \frac{C_D}{C_L \tan(\varphi_1)} \\
 &= 1 - \frac{C_D}{C_L \tan\left(\frac{2}{3} \arctan\left(\frac{R}{\lambda r}\right)\right)} \\
 &\underset{\lambda \geq 2}{\approx} 1 - \frac{3C_D \lambda r}{2C_L R}
 \end{aligned} \tag{3.69}$$

En intégrant ce rendement local sur l'ensemble de la surface de l'éolienne, on en déduit le rendement de profil global (équation (3.70)). On peut conclure que la vitesse spécifique λ ne peut dépasser la valeur de la finesse C_L/C_D (*lift-to-drag ratio* ou *glide ratio*) et qu'il existe donc un maximum de puissance compris entre 0 (couple élevé et faible vitesse de rotation) et C_L/C_D (couple faible et vitesse de rotation élevée).

$$\eta_{profil} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r \times \eta_{profil}(r) dr = 1 - \frac{C_D \lambda}{C_L} \tag{3.70}$$

En réduisant les dimensions, la traînée de frottement va être de plus en plus prédominante (sections 3.3.2.1 et 3.3.2.2), la finesse va donc inexorablement chuter, tout comme les performances

de la turbine! Reste maintenant à savoir si cette diminution de performance permettra malgré tout d'obtenir de meilleures performances qu'avec une éolienne à traînée de forme.

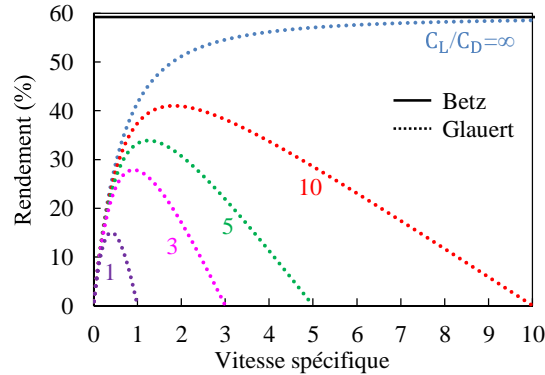


FIGURE 3.26 – Rendement total avec prise en compte de la traînée.

3.4.2.4 Pertes en bout de pales

Cette perte qui a été introduite dans la section 3.3.3.1 est due au fait que la longueur des pales n'est pas infinie et que la différence de pression ne peut être maintenue en bout de pales. Elle est donc accentuée par de faibles vitesses spécifiques et de faibles nombres de pales qui entraînent de faibles allongements. On peut ainsi définir le rendement suivant [GeT12] :

$$\eta_{tip} = \left(1 - \frac{0.92}{N_p \sqrt{\lambda^2 + \frac{4}{9}}} \right)^2 \quad (3.71)$$

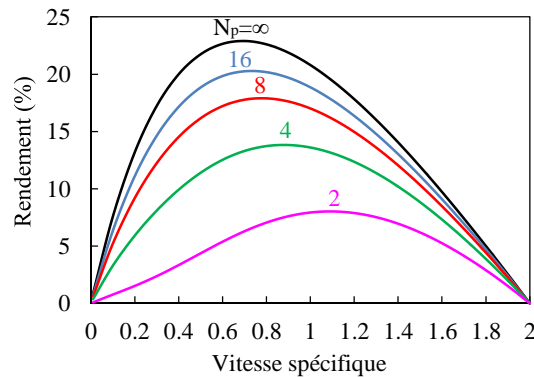


FIGURE 3.27 – Rendement total avec prise en compte des pertes en bout de pales ($C_L/C_D=2$).

3.4.2.5 Pertes mécaniques du roulement

Cette dernière perte commune à tous les types d'éoliennes est due aux frottements du roulement utilisé, et peut être décomposée en trois contributions :

$$C_{roul}(\omega) = C_{Coul} + C_{Stri} \exp\left(-\frac{\omega}{\varpi}\right) + C_{visc}\omega \quad (3.72)$$

- Le couple de frottement de Coulomb C_{Coul} qui possède deux origines : un frottement statique qui tend à garder un corps dans un état statique ou un frottement dynamique qui tend à ralentir un corps en mouvement. Ce couple est proportionnel à la surface réelle de contact (lien fort avec la rugosité) et est fortement influencé par le couple de matériaux utilisé.
- Le couple de frottement visqueux $C_{visc}\omega$ qui a pour origine la traînée laminaire présentée section 3.3.2.1 et est proportionnel à la vitesse de rotation. Cette contribution est négligeable par rapport aux pertes dues à la traînée induite par les pales.
- Le couple de frottement visqueux de Stribeck apparaît lorsque l'on met deux solides lubrifiés en contact et diminue avec la vitesse de rotation.

La puissance dissipée par le roulement prend donc la forme suivante :

$$P_{roul}(\omega) = C_{Coul}\omega + C_{Stribe}\omega \exp\left(-\frac{\omega}{\omega_0}\right) + C_{visc}\omega^2 \quad (3.73)$$

Lors de la miniaturisation de nos systèmes, il est nécessaire de maximiser la vitesse de rotation afin de maintenir une vitesse spécifique $\lambda=\omega R/U$ optimale (figure 3.29). Les pertes dans le roulement seront donc fortement accentuées.

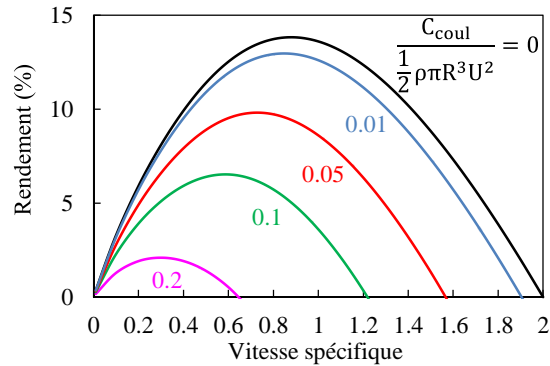


FIGURE 3.28 – Rendement total avec prise en compte des pertes dues aux frottements du roulement ($C_L/C_D=2$, $N_p=4$, $C_{stribi}=C_{visc}=0$).

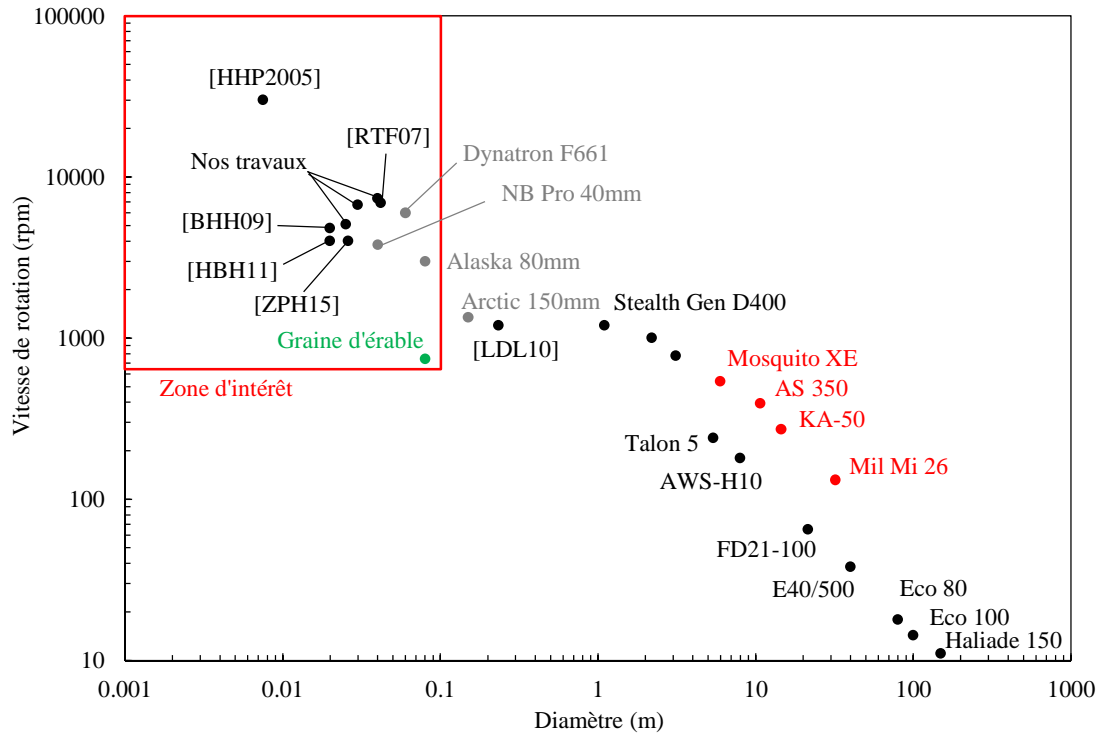


FIGURE 3.29 – Vitesse de rotation de différents dispositifs. On trouvera en noir quelques éoliennes, en rouge des hélicoptères, en gris des ventilateurs et en vert une graine d’érable.

3.4.2.6 Choix du profil d’aile

Le choix du profil d’aile est également très important car il permet de connaître les coefficients de portance et de traînée ainsi que l’angle d’attaque optimal avant décollement lesquels vont dicter le dimensionnement de l’éolienne (corde, angle de calage, vitesse de rotation λ et performances). Le but est donc très simple : choisir un profil avec une finesse C_L/C_D la plus élevée possible dans la zone de Reynolds concernée.

Une des premières idées fut de se tourner vers des profils à haut nombre de Reynolds ($Re > 10^6$), utilisés dans l’aviation et l’éolien grande échelle (figures 3.31h et 3.31i). Dans cette zone de fonctionnement, des millions de tests ont été effectués depuis plus de cent ans, ce qui a permis d’obtenir des profils dont la finesse peut dépasser des valeurs de 100. Ces profils sont généralement épais, lisses, plus ou moins cambrés avec un bord d’attaque arrondi et le bord de fuite aigu. De son côté, la nature a mis plusieurs millions d’années pour développer les profils suffisamment performants pour permettre le déplacement de nombre d’oiseaux, de mammifères et de poissons cartilagineux à haut nombre de Reynolds ($10^4 < Re < 10^7$ sur la figure 3.30). Dans la plupart des cas, le bord d’attaque de leurs ailes ou de leurs nageoires est également épais car il contient des os ou du cartilage, des muscles, des tendons ainsi que des ligaments. Le profil va ensuite s’affiner pour finir sur un bord de fuite aigu grâce à de fines couches de plumes ou de peau (figures 3.31d et 3.31f).

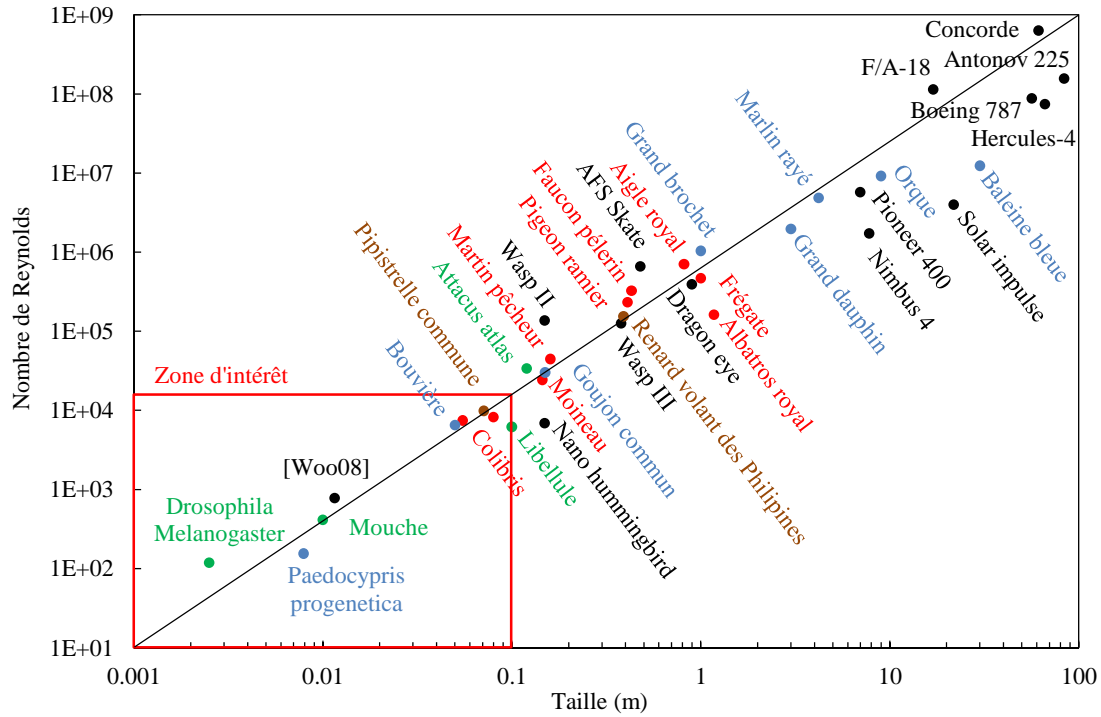


FIGURE 3.30 – Quelques exemples d’animaux et de structures existantes et nombres de Reynolds associés. On trouvera en bleu des animaux marins, en rouge des oiseaux, en vert des insectes, en marron des mammifères et en noir des structures créées par l’homme.

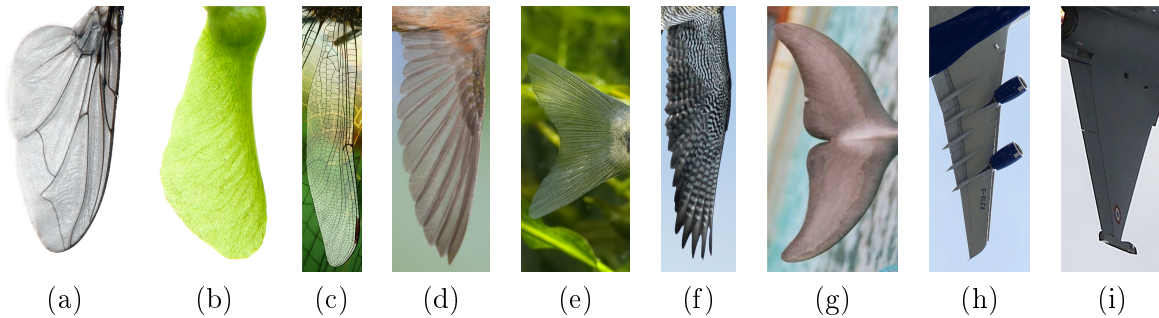


FIGURE 3.31 – Quelques exemples de profils par nombre de Reynolds croissants : (b) aile de mouche ($Re \approx 4 \times 10^2$), (b) graine d’érable ($Re \approx 1 \times 10^3$), (c) aile de libellule ($Re \approx 6 \times 10^3$), (d) aile de colibri ($Re \approx 7 \times 10^3$), (e) nageoire de goujon ($Re \approx 3 \times 10^4$), (f) aile de faucon ($Re \approx 3 \times 10^5$), (g) nageoire de dauphin ($Re \approx 2 \times 10^6$), (h) aile d’avion de ligne ($Re \approx 9 \times 10^7$), (i) aile d’avion supersonique ($Re \approx 6 \times 10^8$).

Or, les contraintes de notre étude impliquent un nombre de Reynolds bien plus faible ($Re < 10^4$). Dans cette zone de fonctionnement, la traînée de frottement est élevée (section 3.3.2.1), la portance potentiellement limitée par une couche laminaire fragile (section 3.3.2.3) ; ce qui entraîne une diminution de la finesse des profils d’aile (figure 3.32). De plus, les recherches sont nettement moins avancées et les profils « optimaux » à grand nombre de Reynolds ne sont plus si efficaces (figure 3.32). En fait, il s’avère que dans cette zone de fonctionnement, les profils fins ([SSK97], [HLL⁺08]),

rugueux [Lis83] et légèrement cambrés (figure 3.32) offrent de meilleures performances. Dans la nature, de tels nombres de Reynolds sont associés au vol des insectes et à la nage des petits poissons osseux (figure 3.30). Et en effet, ces animaux possèdent des ailes ou des nageoires très fines du bord d'attaque au bord de fuite, tout en étant rigidifiées par un réseau de nervures/veines ou d'épines osseuses⁶ (figures 3.31a et 3.31c). C'est donc vers ce genre de profils que nous nous tournerons dans la conception de nos micro-éoliennes.

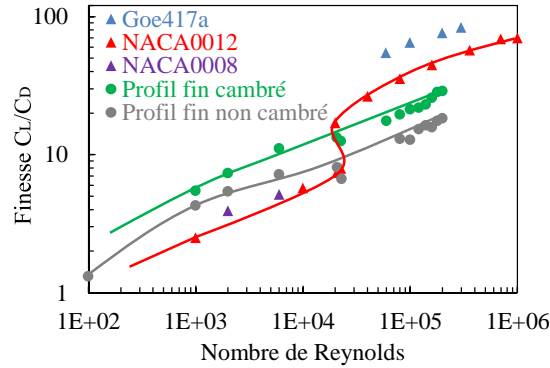
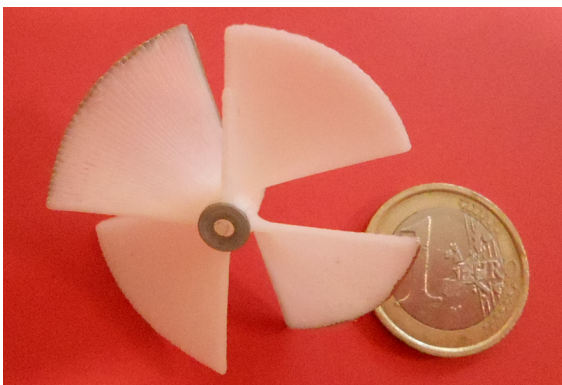


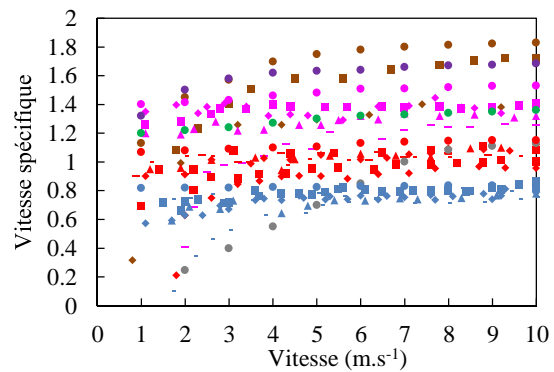
FIGURE 3.32 – Evolution de la finesse de différents profils avec le nombre de Reynolds de corde ([DH74], [SK81], [LBG⁺97], [Lai97], [MT01], [TC09], [PM00]).

3.4.2.7 Essais expérimentaux

Quelques micro-éoliennes axiales de 2cm de rayon ont été testées à des vitesses comprises entre 0 et $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. On peut tout d'abord noter que, contrairement aux micro-éoliennes à traînée de forme, ces dispositifs permettent des fonctionnements à très basse vitesse ($1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). De plus, les vitesses spécifiques peuvent aller jusqu'à $\lambda=1.8$ (figure 3.33b), ce qui est nettement meilleur que les résultats présentés en section 3.4.1.3 et nous permet d'envisager des rendements proches des 20% (section 3.4.2.3).



(a)



(b)

FIGURE 3.33 – (a) Exemple de micro-éolienne axiale portante. (b) Evolution de la vitesse spécifique à vide (couple de frottement du roulement uniquement) de nombreuses micro-éoliennes à portance, les détails associés à certaines de ces courbes seront plus amplement discutés dans la section 4.3.2.2.

⁶ On peut d'ailleurs retrouver la même architecture dans certaines graines végétales comme celle de l'érable (figure 3.31b).

3.4.2.8 Bilan

Nos connaissances actuelles nous permettent d’avoir un regard global sur le dimensionnement de micro-éolienne axiales portantes :

- Le rayon R est fixé par nos contraintes de taille à quelques centimètres, ce qui devrait être suffisant pour produire quelques centaines de microwatts à faible vitesse ($1-3\text{m.s}^{-1}$). Néanmoins, ces choix impliquent un **fonctionnement à très faible nombre de Reynolds (entre 600 et 6000)**.
- A de tels nombres de Reynolds, il faut choisir un **profil aérodynamique fin** (ratio épaisseur/corde de l’ordre de quelques pourcents) **et peu cambré** (de quelques pourcents également). La structure devra néanmoins être assez solide pour résister à des conditions plus « extrêmes » de vitesse d’entrée (10m.s^{-1}) et de vitesse de rotation (5000rpm). D’après l’état de l’art, de tels profils devraient permettre d’atteindre des **finesses de l’ordre de quelques unités** ($1 < C_L/C_D < 7$) pour des nombres de Reynolds inférieurs à 10^4 . **Les angles d’attaque optimaux oscillent autour de 5°** selon l’allongement, avec des **coefficients de portance associés compris entre 0.2 ($\alpha=2^\circ$) et 1 ($\alpha=10^\circ$)**. Expérimentalement, on s’aperçoit qu’il est possible d’atteindre de faibles vitesses spécifiques ($\lambda < 2$), ce qui devrait nous permettre d’envisager des rendements proches des 20%.
- Le nombre de pales N_p est également un paramètre important sujet à compromis. En effet, un faible nombre de pales induit des cordes élevées, ce qui entraîne une augmentation favorable du nombre de Reynolds de corde et de la finesse associée mais également une diminution défavorable de l’allongement. Au contraire, un nombre élevé de pales entraîne de faibles cordes, une diminution défavorable du nombre de Reynolds et de la finesse mais permet de limiter les pertes en bout de pale.
- L’évolution de la corde est quant à elle déterminée par α_{opt} , C_L et N_p . Comme nous venons de le mentionner, les faibles vitesses spécifiques admissibles nous obligent à compenser par un couple plus élevé. Les cordes des pales devront donc être augmentées dans les limites du possible, afin que leur longueur soit du même ordre de grandeur que la taille de la micro-turbine, à savoir $N_p \times c(r) \sim 2\pi r$. Cette dernière limite pratique peut nous pousser à privilégier des angles d’attaque plus élevés ($\alpha_{opt} \approx 10^\circ$) permettant d’obtenir des forces de portance plus élevées ($C_L \approx 1$), même si cela implique une diminution de $C_L/C_D \dots$
- L’évolution de l’angle de calage $\beta(r)$ peut ensuite être déduit de la connaissance de λ et α_{opt} .

Au final, la puissance mécanique disponible pour notre convertisseur électrostatique ($P_{meca} = C_{meca}\omega$) est égale à la puissance aérodynamique du rotor ($P_{aero} = C_{aero}\omega$) à laquelle on vient soustraire les pertes du roulement ($P_{roul} = C_{roul}\omega$) ; cette puissance doit être comparée à la puissance cinétique de l’écoulement P_{cin} pour obtenir le coefficient de puissance global de notre convertisseur aéromécanique C_p :

$$C_p = \frac{P_{meca}}{P_{cin}} = \frac{P_{aero} - P_{roul}}{P_{cin}} = C_{p,aero} - \frac{P_{roul}}{P_{cin}} = C_{p,Betz} \times \eta_{sillage} \times \eta_{profil} \times \eta_{tip} - \frac{P_{roul}}{P_{cin}} \quad (3.74)$$

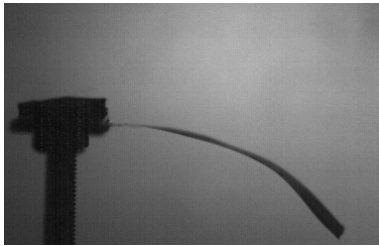
3.4.3 Systèmes aéroélastiques

Cette partie s’intéresse à l’instabilité aérodynamique qui apparaît lorsqu’une structure flexible plane est placée dans un écoulement. Ce phénomène peut par exemple être observé lorsqu’un drapeau flotte au vent (*fluttering*). Nous avons pu voir dans le premier chapitre que certains auteurs encastraient le film à ses deux extrémités [FL09], [FML12], alors que d’autres publications intègrent des films encastrés à une seule extrémité : en amont [ZBT⁺10] ou en aval [LYL11]. Dans cette étude,

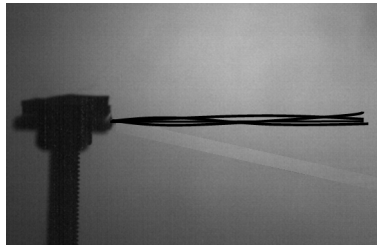
nous nous intéresserons uniquement au cas où la membrane est encastrée en amont de l'écoulement. Ce choix nous permet de nous affranchir du contrôle de la tension du film.

3.4.3.1 Analyse expérimentale préliminaire

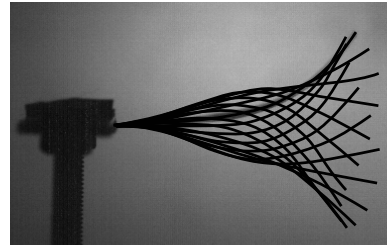
Un film au repos est plus ou moins fléchi par la gravité, selon l'orientation du film et sa rigidité intrinsèque (figure 3.34a). En présence d'un écoulement de faible vitesse, le film va se « tendre » parallèlement à l'écoulement par frottements visqueux, la gravité devenant alors négligeable (figure 3.34b). Une petite quantité d'énergie est alors extraite de l'écoulement et dissipée sous forme de chaleur. Si on augmente la vitesse de l'écoulement jusqu'à une vitesse dite critique U_c , le film va commencer à osciller/flotter périodiquement. Une fraction d'énergie cinétique peut ainsi être convertie en énergie mécanique du mouvement du film et potentiellement transformable en énergie électrique (figure 3.34c).



$U=0\text{m.s}^{-1}$: film fléchi sous l'effet de la gravité



$0 < U < 6\text{m.s}^{-1}$: film tendu parallèlement à l'écoulement (régime stable)



$U_c=6\text{m.s}^{-1}$: premières oscillations du film à 52Hz (régime instable)

FIGURE 3.34 – Comportement d'un film de PVDF ($L=3\text{cm}$, $H=1.5\text{cm}$ et $h=25\mu\text{m}$) en fonction de la vitesse de l'écoulement.

On peut ensuite, en continuant d'augmenter la vitesse de l'écoulement, observer des transitions de régimes de déformées avec 1, 2, voire 3 « nœuds »⁷. On peut même atteindre un régime, dit chaotique, ne présentant plus aucune périodicité et susceptible d'entraîner la rupture précoce du film. Avec un film de PVDF de $25\mu\text{m}$ d'épaisseur sollicité jusqu'à 10m.s^{-1} , nous pouvons observer le régime à 1 nœud et 2 nœuds (figure 3.35a et [VAH13]). En suivant l'extrémité libre du film, on peut s'apercevoir que sa trajectoire forme un 8. Cette forme est typique du mouvement d'une surface flexible dans un écoulement, on peut par exemple la retrouver lors du suivi de la trajectoire de l'extrémité d'une aile de colibri ou de n'importe quel insecte à ailes flexibles (figure 3.35b).

7. A ne pas confondre avec les nœuds de vibrations qu'on peut observer dans le cas de poutres plus rigides, qui sont, quant à eux, fixes durant toute la période du mouvement.

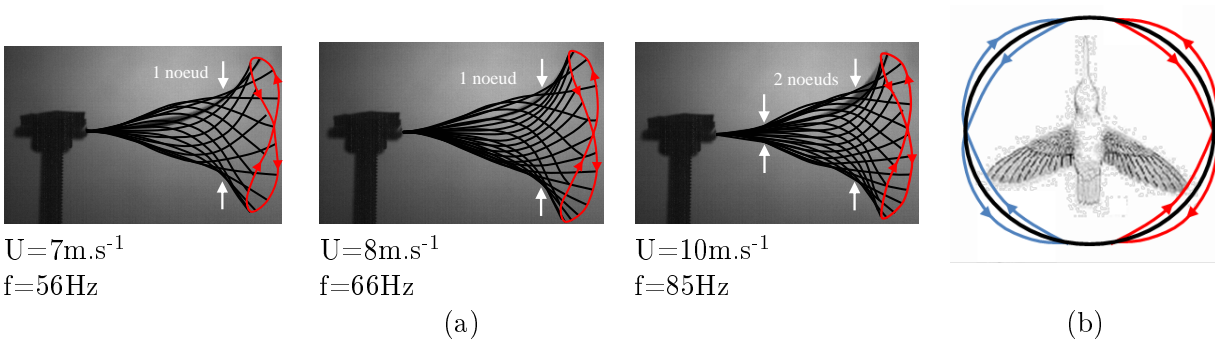


FIGURE 3.35 – (a) Visualisation des enveloppes du même film de PVDF à différentes vitesses et (b) trajectoire de l’extrémité des ailes d’un colibri en vol stationnaire (*hovering*).

3.4.3.2 Modèle « aérodynamique »

Tentons à présent de comprendre l’apparition de cette instabilité d’un point de vue aérodynamique. Supposons qu’un film de longueur L , de largeur H (selon z) et d’épaisseur h soit placé dans un écoulement bidimensionnel d’air $\mathbf{u}(U,0,0)$ de masse volumique ρ_a et de viscosité cinématique ν . Ce paramétrage nous permet d’associer un nombre de Reynolds selon l’axe x de l’écoulement : $Re_x = UL/\nu$. Le film est encastré à l’origine du repère comme indiqué sur la figure 3.36a et sa position est repérée grâce à la fonction $y(x,t)$. Initialement, on peut par exemple considérer que le film est tendu horizontalement par les forces visqueuses, i.e. $y(x,t=0)=0$ (figure 3.36b). Cet état est à priori stable avec une vitesse uniforme autour de la membrane vérifiant $u(x,y,z)=U$ partout dans l’espace, à l’exception des zones de couches limites.

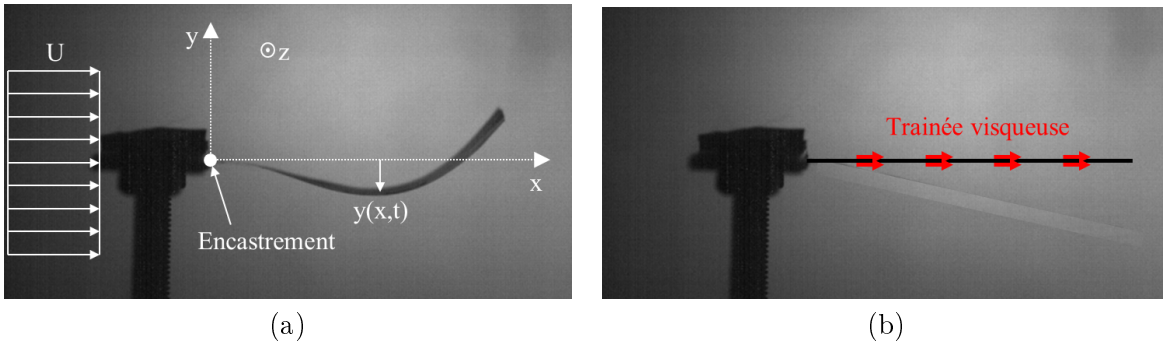


FIGURE 3.36 – (a) Paramétrage du problème et (b) cas simple du film tendu par les forces visqueuses.

Néanmoins, si un petit déplacement de la membrane $y(x,t) > 0$ vient à se manifester, cela implique une accélération au-dessus de la membrane ($u_{\text{sup}}(x,t) = U + \Delta U$) et une chute de vitesse sur la partie inférieure ($u_{\text{inf}}(x,t) = U - \Delta U$) par conservation de la masse. D’après le théorème de Bernoulli, une dépression apparaît donc sur la partie supérieure de la membrane et une surpression sur la partie inférieure. Cette différence de vitesse induit une instabilité de type « Kelvin-Helmholtz » où le film est aspiré par sa propre convexité (figure 3.37a). On peut donc dire que la courbure du film courbe l’écoulement, ce qui courbe d’avantage le film et ainsi de suite. La traînée visqueuse maintient une force selon l’axe x et permet ainsi au film de ne pas se transformer en « accordéon ». Il peut également arriver un moment où le film est tellement courbé qu’un décollement apparaît en aval de chaque point de courbure maximale. Une traînée de forme vient alors s’ajouter à la traînée visqueuse (figure 3.37b).

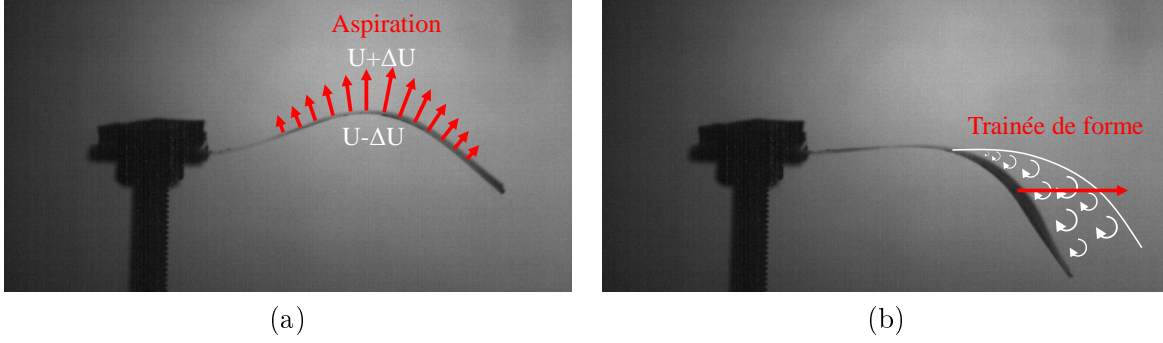


FIGURE 3.37 – (a) Aspiration du film par la courbure de la membrane. (b) Décollement et traînée de forme induits par l'apparition de trop fortes courbures.

3.4.3.3 Prise en compte de l'élasticité du film

Dans le modèle précédent, le film est simplement considéré comme un élément non poreux infiniment souple. Cependant, ce modèle prédit une situation statique d'équilibre entre les différentes forces mais en aucun cas le phénomène périodique observé. Afin d'obtenir un modèle réaliste, la contre-réaction du film induite par son élasticité doit être prise en compte. On supposera que les sections droites du film restent planes et perpendiculaires à la courbe moyenne (hypothèse de Bernoulli). Cette hypothèse est justifiée par l'utilisation de films de faibles épaisseurs (quelques dizaines de micromètres) par rapport aux rayons de courbure rencontrés (quelques centimètres). Le film sera donc sollicité en flexion pure avec un allongement nul de la fibre neutre et une déformation linéaire des fibres dans l'épaisseur du film. On supposera également que le matériau constituant le film est homogène et isotrope, avec un module d'Young E et une masse volumique ρ_p . Cette hypothèse implique une relation de linéarité entre la déformation locale ε_{ss} et la contrainte locale σ_{ss} via la loi de Hooke :

$$\sigma_{ss} = E\varepsilon_{ss} \quad (3.75)$$

Considérons un secteur angulaire infinitésimal de film $d\theta$. Par définition, la courbure du film est égale à la dérivée seconde de la fonction t par rapport à x , on peut ainsi connaître la déformation locale dans l'épaisseur du film puis la contrainte :

$$\sigma_{ss}(x, n, t) = -En \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}(x, t) \quad (3.76)$$

Le secteur angulaire est donc soumis au moment fléchissant suivant :

$$\begin{aligned} Mf_z &= \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} n\sigma_{ss}(n)Hdn \\ &= E \frac{Hh^3}{12} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}(x, t) \end{aligned}$$

On peut ainsi reconnaître le moment quadratique de la section par rapport à l'axe z : $I_z = Hh^3/12$. Enfin, le principe fondamental de la dynamique couplé au théorème du moment cinétique projeté sur l'axe y et la condition d'encastrement nous permettent d'écrire l'équation (3.77). Le premier terme de cette équation est le terme d'inertie lié au mouvement du film, le second les forces internes au film

qui tendent à ramener le film dans sa position initiale et le troisième désigne les forces de pression extérieures exercées par l'air sur le film (avec un moyennage suivant la direction z). La condition d'encastrement à l'origine entraîne les conditions aux limites $y(x=0)=\partial y/\partial x(x=0)=0$.

$$\rho_p H h \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}(x, t) + E \frac{H h^3}{12} \frac{\partial^4 y}{\partial x^4}(x, t) = -H \langle (p_{sup}(x, t) - p_{inf}(x, t)) \rangle_z \quad (3.77)$$

Cette équation peut être adimensionnée⁸, ce qui permet d'extraire deux nombres adimensionnels : la vitesse réduite $U^* = \sqrt{\frac{12\rho_p LU}{E}}$ et le nombre de masse $M^* = \frac{\rho_a L}{\rho_p h}$ [ESS07]. Il est également nécessaire d'introduire le rapport d'aspect $H^* = \frac{H}{L}$ qui traduit l'aspect 3D et nous indique si nous avons affaire à un film trapu ($H^* \gg 1$) ou plutôt élancé ($H^* \ll 1$).

$$\frac{\partial^2 y^*}{\partial t^{*2}}(x, t) + \frac{1}{U^{*2}} \frac{\partial^4 y^*}{\partial x^{*4}}(x, t) = -M^* \langle (p_{sup}^*(x, t) - p_{inf}^*(x, t)) \rangle_z \quad (3.78)$$

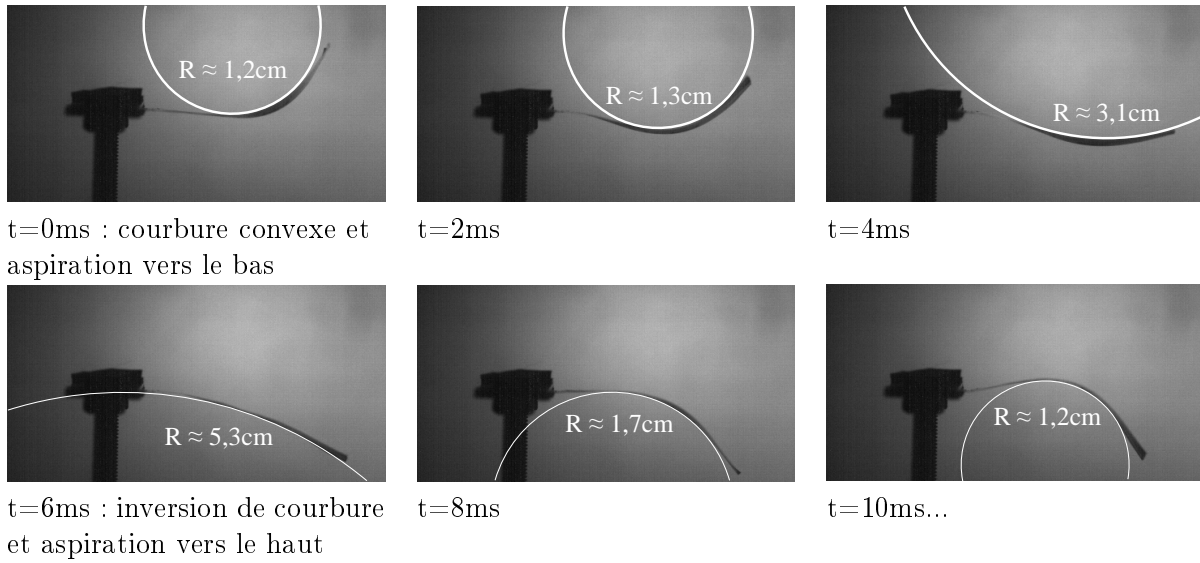


FIGURE 3.38 – Position de la membrane sur une demi-période ($U=6m.s^{-1}$) et courbure associée.

Si on considère un film long ou très fin (L/h élevé), U^* et M^* seront alors très grands. La contre-réaction du film devient alors négligeable, contrairement aux effets d'aspiration des courbures. On s'attend donc à avoir une vitesse de démarrage plus faible ainsi qu'une plus grande amplitude relative de déplacement. Au contraire, si on utilise un film court ou épais (L/h faible), les effets d'aspiration seront très limités par la rigidité du film. La vitesse de démarrage devrait alors être plus élevée pour une amplitude relative de déplacement plus faible. De même, l'utilisation d'un matériau souple (faible module d'Young) favorise les phénomènes purement aérodynamiques en amplifiant la valeur de U^* . Finalement, si on considère que le rapport d'aspect H^* est analogue à l'allongement AR introduit dans la section 3.3.3 ; on peut donc imaginer que des vortex marginaux non négligeables sont à prévoir à faible H^* .

3.4.3.4 Effet du confinement

Si le film est placé dans une conduite (de largeur $2e$), cela nous permet d'envisager une conversion électrostatique avec un fort potentiel de variations de capacité entre le film mobile et le support du

8. avec les variables adimensionnelles suivantes : $x^*=x/L$, $y^*=y/L$, $t^*=tU/L$ (ou $f^*=fL/U$), $p^*=p/(\rho_a U^2)$.

confinement. Cette conduite permet également d'amplifier les variations de vitesse en confinant le flux et en « empêchant » les lignes de champ de s'écartier du film. Les variations de pression et l'effet d'aspiration qui en résultent sont donc également amplifiés. Les conditions aux limites induites par les parois latérales nous permettent de calculer les vitesses moyennes et la différence de pression autour du film :

$$\begin{cases} u_{sup}(x, t) & \approx & \frac{e}{e-y(x,t)}U \\ u_{inf}(x, t) & \approx & \frac{e}{e+y(x,t)}U \\ (p_{sup} - p_{inf})(x, t) & \approx & -\frac{2e^3y(x,t)}{(e^2-y^2(x,t))^2}\rho_a U^2 \end{cases} \quad (3.79)$$

D'un autre côté, le confinement entraîne l'apparition d'une nouvelle dimension spatiale e selon l'axe y à laquelle on peut associer un nouveau nombre adimensionnel $E^* = \frac{e}{L}$ [DE12] ainsi qu'un nombre de Reynolds caractéristique : $Re_y = Ue/\nu$. Si le confinement devient important (e de l'ordre de quelques mm), Re_y sera faible et l'écoulement dans la conduite sera fortement laminaire. En supposant que le film est tendu au centre du confinement, 4 couches limites vont donc se développer (2 sur les parois de la conduite et 2 sur la surface du film) avec une épaisseur non négligeable devant e . A une vitesse de 10m.s^{-1} ($Re_y=1900$), on peut par exemple calculer une épaisseur de chaque couche limite laminaire de $750\mu\text{m}$ à $x=1.4\text{cm}$ de l'encastrement. Pour un confinement de $2e=3\text{mm}$, cela signifie que les 4 couches limites se rejoignent 1.4cm après l'encastrement pour faire place à un profil de Poiseuille dont le profil de vitesse centré sur l'origine est donné par l'équation suivante :

$$\begin{cases} u(y) & = & U_{max} \left(1 - \left(\frac{2y-e}{e} \right)^2 \right) & \text{pour } 0 \leq y \leq e \\ U_{max} & = & \frac{3}{2}U \\ \frac{dp}{dx} & = & -\frac{8\nu}{\rho_a e^2} U_{max} \end{cases} \quad (3.80)$$

Le développement de ce profil s'accompagne donc d'une sur vitesse dans la conduite qui entraîne à son tour une augmentation de la pente du profil $\partial u/\partial y$ sur les parois ainsi que les forces visqueuses qui en résultent (figure 3.39). Ces forces visant à maintenir le film tendu selon l'axe de l'écoulement, on s'attend donc à observer un décalage de U_c vers les hautes vitesses. Avec un confinement de $2e=3\text{mm}$, des films PVDF de 3 et 7cm verront par exemple leurs vitesses critiques passer respectivement de 6 et 4m.s^{-1} à 15 et 12.5m.s^{-1} .

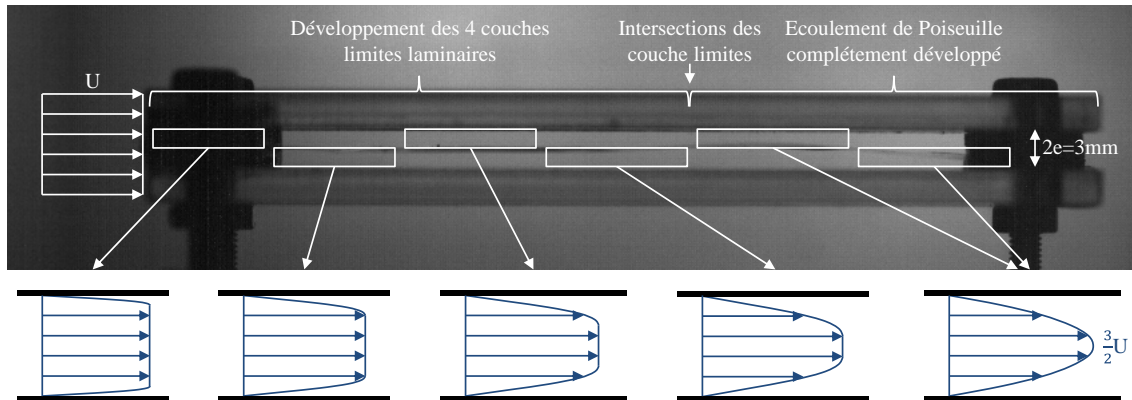


FIGURE 3.39 – Exemple de développement des profils de vitesse/couches limites pour un film de PVDF ($L=7\text{cm}$, $H=1.5\text{cm}$, $h=25\mu\text{m}$) confiné dans une conduite de $2e=3\text{mm}$.

Une fois la vitesse critique dépassée, le film se déplace dans la conduite et peut éventuellement

entrer en contact et s'écraser sur les parois latérales. Expérimentalement, on s'aperçoit que les films d'une certaine longueur ($L \geq 5\text{cm}$) prennent la forme d'une onde qui se propage, couplée à une enveloppe spatiale $A(x)$ ([ZCLS00], [AS01], [EKS12] et figure 3.40a), comportement qu'on peut par exemple retrouver chez les anguilles (figure 3.40b). On peut ainsi définir en plus de la fréquence temporelle f , une longueur d'onde λ qui peut être adimensionnée de la manière suivante : $\lambda^* = \lambda/L$. L'enveloppe $A(x)$ est croissante et la condition d'encastrement implique $A(x=0) = A'(x=0) = 0$.

$$y(x, t) = A(x) \sin\left(2\pi\left(ft + \frac{x}{\lambda}\right)\right) \quad (3.81)$$

Avec l'exemple du film PVDF de 7cm, on voit bien qu'à basse vitesse ($< 12.5\text{m.s}^{-1}$) rien ne se passe. Le film reste tendu au centre du confinement, signe d'une domination des forces visqueuses. A partir de 12.5m.s^{-1} , on peut apercevoir les premières oscillations sur la partie aval du film ainsi que les premiers contacts sur les parois latérales. A plus hautes vitesses, on voit sur la figure 3.40a que la longueur d'onde diminue laissant ainsi apparaître un nombre de plus en plus important d'oscillations, signe d'une domination des forces d'aspiration.

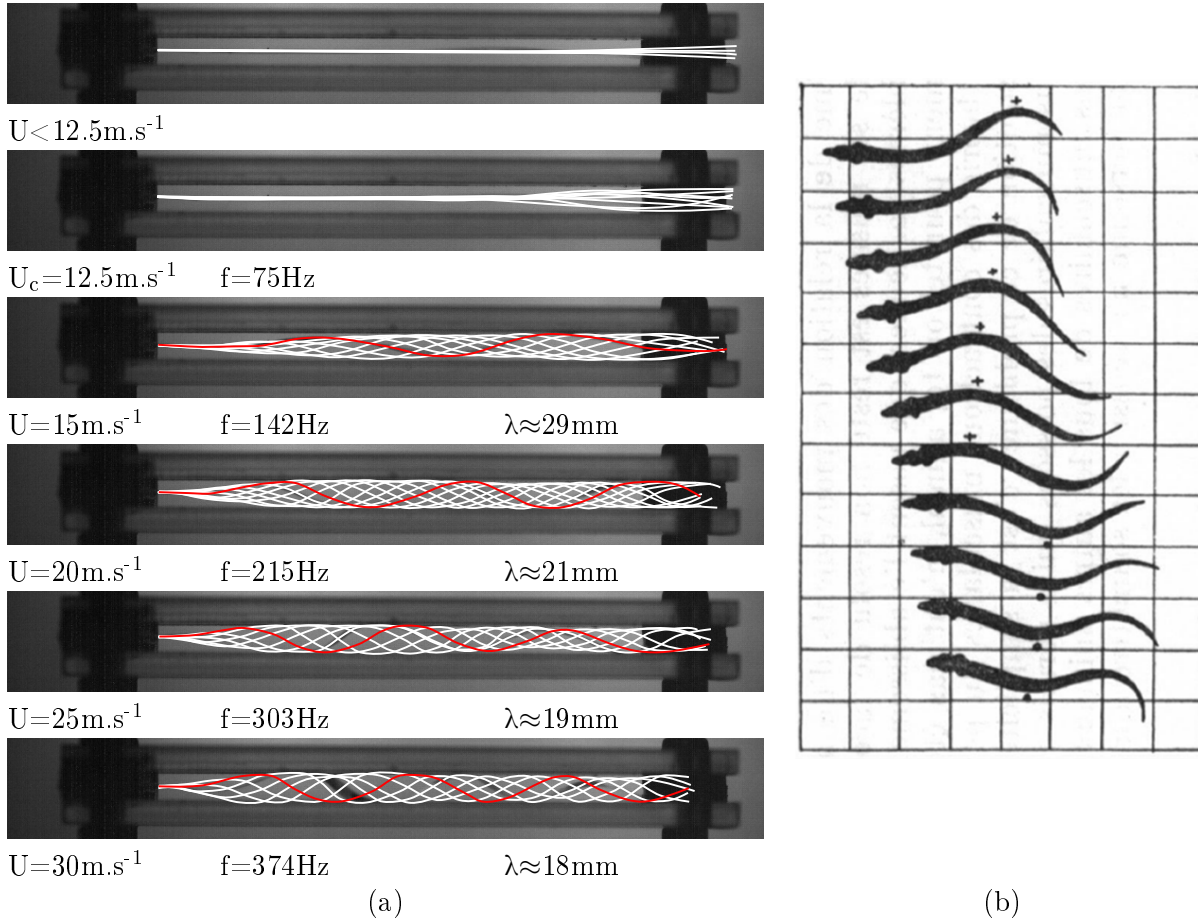


FIGURE 3.40 – (a) Visualisation des enveloppes d'un film de PVDF ($L=7\text{cm}$, $H=1.5\text{cm}$ et $h=25\mu\text{m}$) à différentes vitesses. (b) Photographies des oscillations d'une anguille [Mat53].

3.4.3.5 Bilan

Notre but étant de développer de petits prototypes, **la longueur et la largeur du film seront limitées à quelques centimètres**. En ce qui concerne l'épaisseur du film, notre objectif de « basses

vitesse » nous oriente vers **un film fin et souple** (module d'Young faible). Néanmoins le film devra également être assez épais et/ou rigide pour résister aux contraintes mécaniques qui lui seront imposées et ainsi éviter toute usure voire rupture précoce. Quelques tests préliminaires nous ont permis d'identifier **des vitesses de démarrage (U_c) d'au minimum 4m.s^{-1}** , ce qui exclut malheureusement tout fonctionnement en dessous de cette valeur. Afin d'intégrer un convertisseur électrostatique, **l'ajout d'une ou deux parois latérales fixes est nécessaire mais a pour effet de repousser la vitesse critique** à plus de 10m.s^{-1} (tests préliminaires avec 2 parois latérales espacées de 3mm). Un compromis devra donc être trouvé pour permettre un fonctionnement « basse vitesse » et de fortes variations de capacités.

3.5 Conclusion - Techniques de conversion aéromécanique

Ce chapitre nous a permis d'introduire quelques notions de mécanique des fluides, notamment l'importance du nombre de Reynolds (très faible dans notre cas) ainsi que l'énergie disponible dans un écoulement d'air. Nous avons ensuite identifié les différentes forces apparaissant lors des processus de conversion aéromécanique : la portance, la traînée de frottement, la traînée de forme et la traînée induite. Ces différentes forces permettent d'envisager différents types de convertisseurs aéromécaniques fonctionnant respectivement grâce à la force de portance et de traînée. Ces travaux visant à dimensionner de petits dispositifs de récupération d'énergie, le nombre de Reynolds associé sera faible et la traînée de frottement élevée.

Dans le cas des éoliennes à portance, la finesse sera donc réduite ce qui impliquera de faibles vitesses spécifiques. Il faudra donc que le couple soit relativement élevé pour extraire un maximum d'énergie cinétique, ce qui ne peut être réalisé qu'en utilisant un très grand nombre de pales à faible corde ou avec peu de pales à forte corde. La première option permet d'améliorer l'allongement des pales et ainsi diminuer les pertes en bout de pale ; néanmoins la corde associée à chaque pale étant faible, le nombre de Reynolds correspondant l'est aussi, tout comme la finesse associée. La deuxième option permet au contraire d'obtenir des cordes et des finesses plus élevées ; cependant l'allongement étant plus faible, les pertes en bout de pales seront plus grandes. Un compromis doit donc être trouvé dans le choix de ces paramètres. Quoiqu'il en soit, tous ces problèmes cumulés laisse présager un rendement assez faible, tout comme l'état de l'art nous l'avait laissé entrevoir (de l'ordre de 10%). Dans le cas des éoliennes à traînée de forme, les résultats risquent d'être encore moins bons que pour des éoliennes à portance. Néanmoins, leur simplicité de mise en œuvre ainsi que leur fort potentiel électrostatique nous incite tout de même à tester leurs performances. La turbine de Tesla aurait pu être intéressante dans notre cas de forte traînée de frottement. Hélas, cette turbine ne fonctionne que dans le cas d'un écoulement d'air confiné à haute vitesse, ce qui réduit fortement les applications possibles.

Enfin, les systèmes aéroélastiques offrent des possibilités intéressantes, avec une flexibilité tant recherchée en récupération d'énergie ainsi que la capacité de développer des systèmes très plats et fins. Ces systèmes ont cependant l'inconvénient de nécessiter une vitesse d'air relativement élevée, réduisant les applications possibles. Nous verrons dans le chapitre suivant que différentes solutions techniques permettent de diminuer cette vitesse de démarrage autorisant nos systèmes aéroélastiques à fonctionner à plus basses vitesses (3m.s^{-1}).

Chapitre 4

Prototypes et résultats expérimentaux

4.1 Introduction

Les deux chapitres précédents nous ont permis de mieux comprendre les différentes problématiques associées à la conversion électrostatique et l'aérodynamique à très faibles nombres de Reynolds. Nous allons à présent tenter de fabriquer des convertisseurs capables de transformer le plus efficacement possible l'énergie cinétique des écoulements d'air en énergie électrique. Cette partie fera apparaître les problèmes de conception, de fabrication ainsi que les résultats expérimentaux les plus pertinents obtenus durant ces trois dernières années. Tous les convertisseurs rotatifs dont la plage de vitesse est comprise entre 0 et $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ont été testés sur un banc d'essai mis en place au CEA durant ma thèse (figure 4.1). Pour les récupérateurs aéroélastiques dont la plage de vitesse est étendue jusqu'à plusieurs dizaines de mètres par seconde, les tests ont été effectués dans la soufflerie de l'IUT1 de Grenoble.

4.2 Banc d'essai et instrumentation

A mon arrivée au CEA, aucune soufflerie n'était disponible pour tester des prototypes de récupération d'énergie des écoulements d'air. Nous avons donc dû en développer une qui soit capable de fonctionner à très basse vitesse ($<1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) produisant un écoulement de qualité afin de quantifier avec le plus de précision possible les performances de nos dispositifs. La soufflerie en question possède une section carrée constante de $36\text{cm}\times 36\text{cm}$ pour une longueur totale de 1.72m . 9 ventilateurs bas débit (ebm-papst 4414N) de $12\text{cm}\times 12\text{cm}$ ont été placés en aval de la section d'essai centrale (figure 4.1a) afin de fonctionner en aspiration. Deux filtres à nid d'abeille formés d'alvéoles circulaires de 4mm de diamètre pour 3cm de profondeur ont été placés en amont et en aval de la veine d'essai afin de générer un flux le plus laminaire possible (figure 4.1c). Un convergent a également été placé en amont de la soufflerie afin de réduire d'éventuelles turbulences. Finalement, la mesure de vitesse est réalisée grâce à un anémomètre à fil chaud (AM-4204 de chez Fisher Scientific) possédant une résolution de $0.1\text{m}\cdot\text{s}$ et placé à quelques centimètres au-dessus du prototype (figure 4.1b).

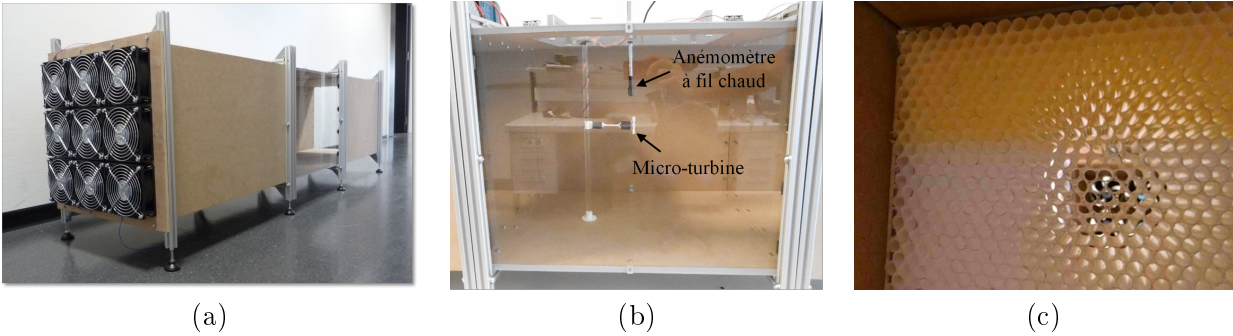


FIGURE 4.1 – Photographies de la soufflerie développée dans le cadre d’un stage encadré durant cette thèse : (a) vue d’ensemble, (b) section d’essai, (c) filtre à alvéoles.

4.3 Micro-turbines électrostatiques à électrets

4.3.1 Fonctionnement général

Habituellement et quel que soit le type d’éolienne, la partie aéromécanique et le convertisseur mécano-électrique peuvent être conçus séparément puis reliés par l’intermédiaire d’un axe de rotation. La taille du convertisseur mécano-électrique doit idéalement être inférieure à la taille caractéristique de l’hélice. Dans le cas des convertisseurs électromagnétiques, la « puissance » des aimants permanents du commerce ainsi que la facilité technologique à réaliser des bobines à grands nombres de tours nous permet de dimensionner des générateurs de petite taille capables d’extraire une quantité importante d’énergie mécanique de rotation (figure 4.2a). En électrostatique, les choses sont un peu plus compliquées étant donné les limites en tension (section 2.5.1) et la difficulté technologique à interdigiter les électrodes comme le faisaient Felici, Gendron et tant d’autres à plus grande échelle (figure 4.2b), sans oublier l’apparition des capacités parasites associées (section 2.4.3).

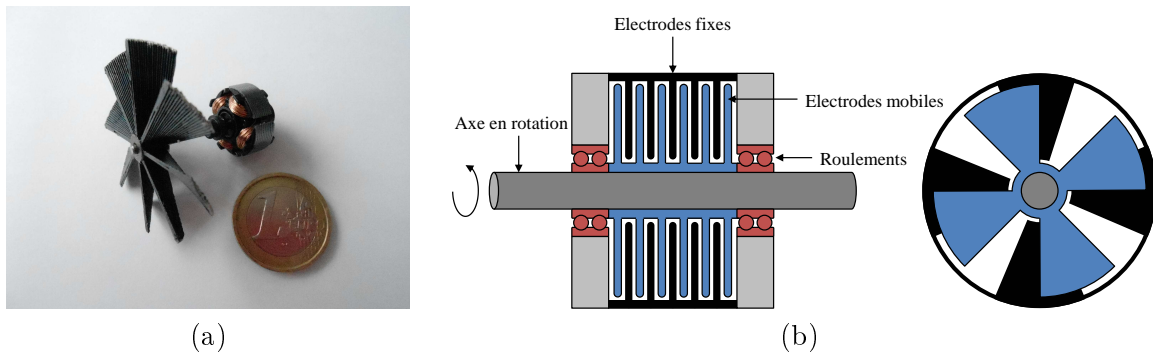


FIGURE 4.2 – (a) Hélice de 2cm de rayon couplée à un convertisseur électromagnétique du commerce. (b) Vue latérale et frontale d’un convertisseur électrostatique à peignes interdigités.

Ces contraintes nous font donc pencher vers des convertisseurs électrostatiques moins compacts et dont le dimensionnement sera lié au convertisseur aéromécanique. Dans le cas de micro-éoliennes à traînée de forme, le convertisseur électrostatique prend la forme de deux disques placés en-dessous et au-dessus du rotor (figure 4.3a). Des sections circulaires d’électrodes sont placées sur le disque mobile alors que la partie fixe est composée d’électrodes recouvertes d’une couche diélectrique chargée (l’électret). Dans le cas de micro-éoliennes portantes, le convertisseur électrostatique prend la forme de cylindres imbriqués comme présenté sur la figure 4.3b. Dans ces conditions, l’arbre peut

potentiellement rester fixe et ne « servir » qu'à maintenir l'éolienne dans son axe de rotation. Deux roulements sont quant à eux toujours nécessaires pour faire le lien entre la partie fixe et la partie tournante.

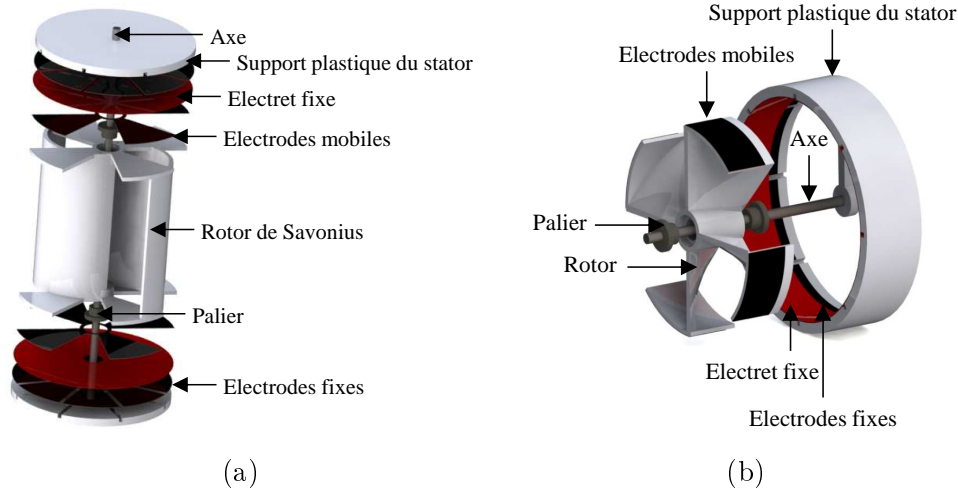


FIGURE 4.3 – (a) Rotor de Savonius et convertisseur électrostatique circulaire à électrets (sans contact). (b) Micro-éolienne à portance et convertisseur électrostatique cylindrique à électrets (sans contact).

Etant donné les faibles performances de nombreux roulements de diamètre inférieur à 1 centimètre et le prix exorbitant des roulements les plus efficaces, j'ai opté pour l'utilisation de paliers lisses qui présentent un très bon rapport qualité/prix. Comme tout roulement, les roulements à paliers lisses possèdent un jeu radial, noté j sur la figure 4.4a, qui peut potentiellement induire un déplacement purement radial (figure 4.4b), un « désaxage » (figure 4.4c), voire une combinaison des deux. Ces mouvements parasites vont donc fortement limiter la diminution de la distance inter-électrodes. Dans la cas d'un convertisseur électrostatique circulaire et perpendiculaire à l'axe de rotation (figure 4.3a), la distance inter-électrodes est limitée par le désaxage et doit être supérieure au déplacement axial maximum dz du rotor (figure 4.4c). Pour un convertisseur cylindrique coaxial à l'axe de rotation (figure 4.3b), la distance entre les électrodes du rotor et du stator doit au contraire être dimensionnée par un déplacement purement radial dr_r (figure 4.4b), le déplacement radial associé au désaxage dr_d étant toujours inférieur (figure 4.4c).

En notant d le diamètre de l'axe, R le rayon du rotor, H la hauteur du rotor, θ l'angle de désaxage et après quelques calculs, on trouve :

$$\begin{aligned}
 dr_r &= \frac{j}{2} \\
 \theta &= \arctan\left(\frac{d+j}{H}\right) - \arcsin\left(\frac{d}{\sqrt{H^2+(d+j)^2}}\right) \\
 dr_d &= \left(R + \frac{j}{2}\right) \cos(\theta) - R \\
 dz &= \left(R + \frac{j}{2}\right) \sin(\theta)
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Si le diamètre de l'axe a peu d'impact sur la distance inter-électrodes, le jeu, tout comme le rayon et la hauteur en ont énormément. On peut remarquer sur la figure 4.5 que lorsque le diamètre de la turbine est inférieur à sa hauteur ($2R < H$), le déplacement axial est inférieur au déplacement radial ($dz < dr_r$). Dans ce cas, il est donc plus favorable d'utiliser un convertisseur circulaire qu'un convertisseur cylindrique. Au contraire, si le diamètre de la turbine est supérieur à sa hauteur ($2R > H$),

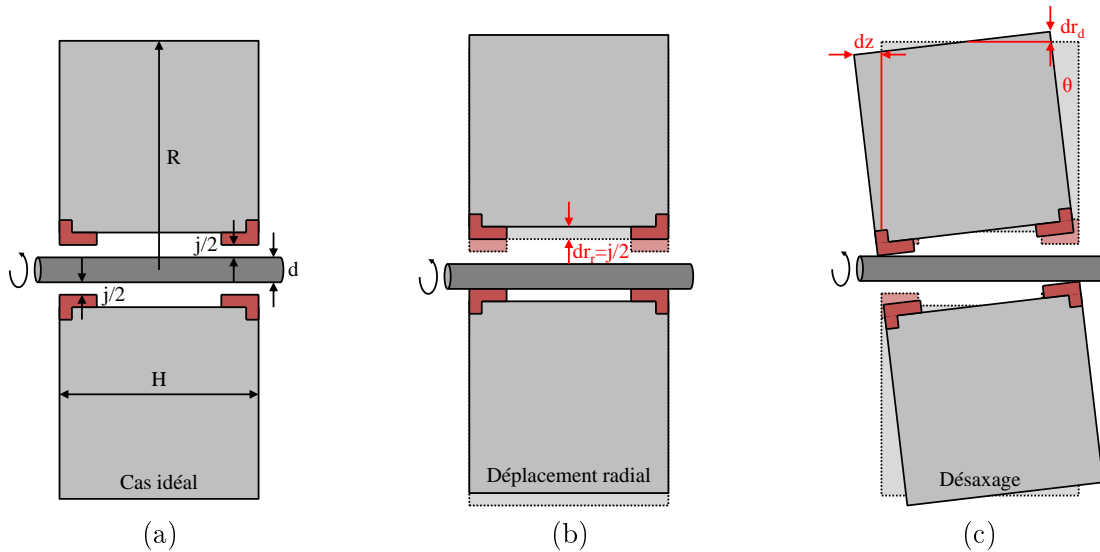


FIGURE 4.4 – (a) Cas optimal où le rotor est parfaitement centré sur son axe. (b) Déplacement radial et (c) désaxage critique.

comme c'est le cas pour tous nos prototypes, $dz > dr_r$ et le convertisseur cylindrique doit alors être privilégié par rapport au convertisseur circulaire. A cela doivent être ajoutées les imprécisions des différentes techniques de fabrication utilisées, ainsi que les imprécisions liées à l'assemblage/collage des électrodes, des électrets... Au final, il est assez compliqué de réaliser des prototypes de quelques centimètres possédant des distances inter-électrodes inférieures à $500\mu\text{m}$, ce qui va grandement limiter la variation de capacité et l'intensité du couplage associé.

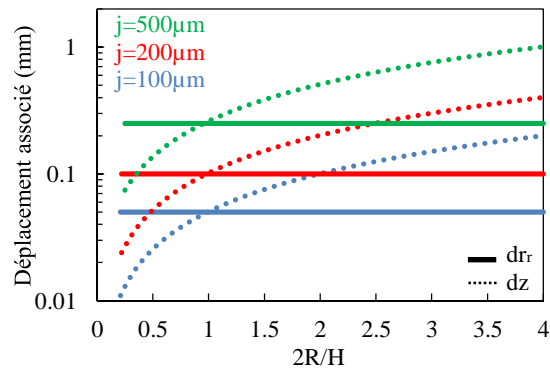


FIGURE 4.5 – Effet théorique du rayon du rotor pour différents jeux radiaux ($d=2\text{mm}$, $H=1\text{cm}$).

4.3.2 Essais expérimentaux

4.3.2.1 Micro-éoliennes à traînée de forme

Comme nous avons pu l'entrevoir sur la figure 4.3a, les éoliennes à traînée de forme nous laissent la possibilité de placer deux convertisseurs circulaires de même rayon que le rotor, soit une surface de conversion de $2 \times \pi R^2$. L'ajout des électrodes et électrets sur le rotor implique une traînée visqueuse supplémentaire qui n'a pas énormément d'impact sur le résultat final. La figure 4.6a présente les

vitesse de rotation obtenues sur des turbines Savonius de 20mm de rayon et des hauteurs allant de 10mm à 40mm réalisées par impression 3D. Plus la hauteur de la turbine est haute, plus la force de traînée est grande et donc plus apte à compenser des couples de frottement du roulement. La vitesse de rotation va donc augmenter tout comme le couple de frottement jusqu'à atteindre un équilibre. De même, une augmentation de la vitesse de l'air implique également une augmentation des forces de traînée, la vitesse de rotation augmente donc logiquement avec la vitesse de l'air. La figure 4.6b montre les effets de la miniaturisation d'une turbine de Savonius. Comme précédemment, la diminution de la taille de la turbine entraîne une diminution des forces de traînée et du couple moteur associé. Le couple de frottement des roulements est donc plus difficile à compenser, ce qui implique une vitesse de démarrage plus élevée ainsi qu'une vitesse spécifique plus faible. Le carter mentionné dans la section 3.4.1.2 est quant à lui bénéfique et permet d'augmenter quelque peu la vitesse de rotation du rotor.

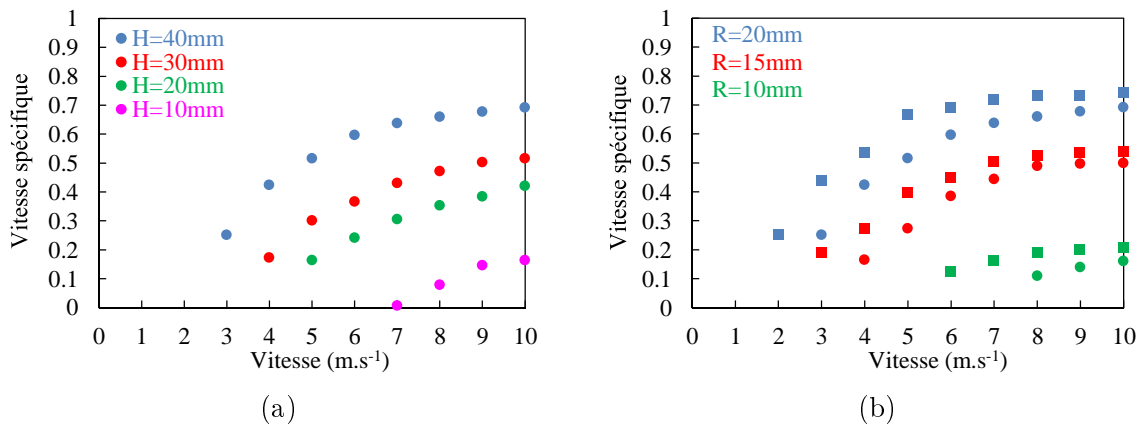


FIGURE 4.6 – (a) Effet de la hauteur de la turbine Savonius sur la vitesse spécifique (R=20mm sans carter). (b) Effet de la miniaturisation sur la vitesse spécifique (H=2R). Points circulaires : sans carter, points carrés : avec carter, voir section 3.4.1.2.

En termes de puissance, la forte surface de conversion couplée aux faibles vitesses de rotation qui viennent d'être mentionnées nous permettent d'extraire de 30 μ W à 2m.s⁻¹ à 400 μ W à 10m.s⁻¹ pour des électrets de 125 μ m en Teflon FEP préchargés à -1400V. Ces résultats ont été obtenus avec une turbine Savonius avec carter de 2cm de rayon et 4cm de hauteur. Le rendement chute à mesure que la vitesse augmente, de 0.4% à 2m.s⁻¹ à 0.04% à 10m.s⁻¹.

4.3.2.2 Micro-éoliennes à portance

Les micro-éoliennes à portance permettent d'intégrer un convertisseur cylindrique localisé en périphérie du rotor, comme indiqué sur la figure 4.3b¹. La surface de conversion dépend donc du rayon du rotor R et de la hauteur des électrodes H et est égal à $2\pi RH$. Si la hauteur du rotor pouvait être choisie aléatoirement pour les micro-éoliennes à traînée de forme, elle dépend cette fois-ci du dimensionnement discuté en section 3.4.2. Afin d'obtenir un récupérateur le plus compact possible, il faut donc que la hauteur des électrodes vérifie $H = \max_{0 \leq r \leq R} (c(r) \times \sin(\beta(r)))$. Le dimensionnement impliquant presque toujours $H < R$ (section 3.4.2), la surface de conversion sera donc plus faible que celle des micro-éoliennes citées dans la section précédente. L'ajout des électrodes sur le rotor permet

1. On peut éventuellement utiliser un convertisseur circulaire présent en aval de l'éolienne mais cela implique des vitesses de rotation encore plus faibles que les micro-éoliennes à traînée de forme (voir [PBR15] pour plus de détails).

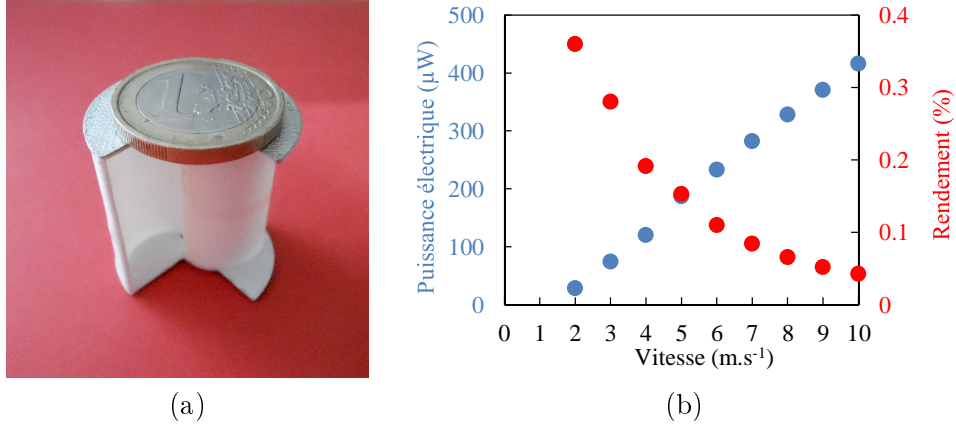


FIGURE 4.7 – (a) Photo d'un des dispositifs ($R=15\text{mm}$, $H=30\text{mm}$, $N=2$). (b) Puissance électrique moyenne extraite par une turbine Savonius avec carter entre 0 et 10 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et rendement associé ($R=20\text{mm}$, $H=40\text{mm}$, $N_p=2$, $N=4$, $V_e=-1400\text{V}$).

de diminuer la recirculation en bout de pales et ainsi diminuer les pertes associées. Néanmoins, leur présence va également induire une traînée visqueuse supplémentaire qui s'ajoutera à la traînée induite par les pales. Globalement ces deux effets, l'un avantageux et l'autre néfaste, modifient très légèrement le comportement de l'hélice.

Les techniques de fabrication par impression 3D nous permettent de réaliser des prototypes plastiques relativement précis et légers pour un coût de fabrication très faible. Néanmoins, il est fortement recommandé que les pièces réalisées aient une épaisseur supérieure à $750\mu\text{m}$. Comme nous le verrons, les cordes des pales étant comprises entre 3mm et 3cm, les rapports épaisseur/corde seront donc compris entre 2.5% (en bout de pales) et 25% (au niveau du moyeu).

Comme nous l'avons mentionné précédemment (section 3.4.2.8), le nombre de pales présentait un dilemme jusqu'ici non résolu mais que les nouvelles contraintes liées à la fabrication et au convertisseur électrostatique vont à présent nous permettre de résoudre. En effet, étant donné que l'épaisseur des pales est limitée à $750\mu\text{m}$, le choix d'un faible nombre de pales est fortement recommandé afin d'atteindre de faibles rapports épaisseur/corde, un nombre de Reynolds légèrement plus élevé et une surface de conversion $2\pi RH$ élevée (avec $H = \max_{0 \leq r \leq R} (c(r) \times \sin(\beta(r)))$). Néanmoins, le nombre de pales N_p doit être suffisamment élevé pour supporter les N électrodes du convertisseur qui doivent idéalement être compris entre 4 et 6 selon la distance inter-électrodes (section 2.4.4.1).

Concernant l'évolution de l'angle de calage $\beta(r)$ et de la corde $c(r)$, il est important de noter que le dimensionnement proposé dans la section 3.4.2 est valide pour une vitesse spécifique donnée (associée à la vitesse de rotation $\omega = \lambda \times U/R$). Or si on considère que le rotor est initialement immobile et doit accélérer pour atteindre sa vitesse spécifique de dimensionnement, les conditions initiales ($\lambda=0$) sont donc différentes des conditions de dimensionnement ($\lambda \neq 0$). Cette différence est notamment accentuée par l'amplitude de la vitesse spécifique choisie. A grande échelle, ce n'est pas vraiment un problème car le couple de frottement du roulement est très faible et la génératrice peut être découplée de l'éolienne durant la montée en vitesse de rotation, un faible couple aérodynamique est donc suffisant pour atteindre la vitesse spécifique désirée. Dans notre cas, le couple² de frottement du roulement

2. De même que nous avons précédemment introduit une vitesse de rotation adimensionnée par l'intermédiaire de la vitesse spécifique λ , on peut à présent définir un couple adimensionné C^* :

$$\Leftrightarrow \begin{aligned} C^* \lambda &= \frac{C\omega}{P_{ci}^n} \\ C^* &= \frac{1}{\frac{1}{2}\rho\pi R^3 U^2} \end{aligned} \quad (4.2)$$

C_{roul} est loin d'être négligeable et le convertisseur électrostatique (C_{elec}) ne peut être découplé de la micro-éolienne durant la montée en vitesse. Il résulte que le couple moteur induit par la portance des pales C_{aero} doit être supérieur à la somme des couples résistants pour des vitesses spécifiques inférieures à la vitesse spécifique désirée (figures 4.8b, 4.8c et 4.8d). Si ce n'est pas le cas, le rotor restera bloqué dans sa position fixe et aucune énergie ne pourra être extraite (figure 4.8a).

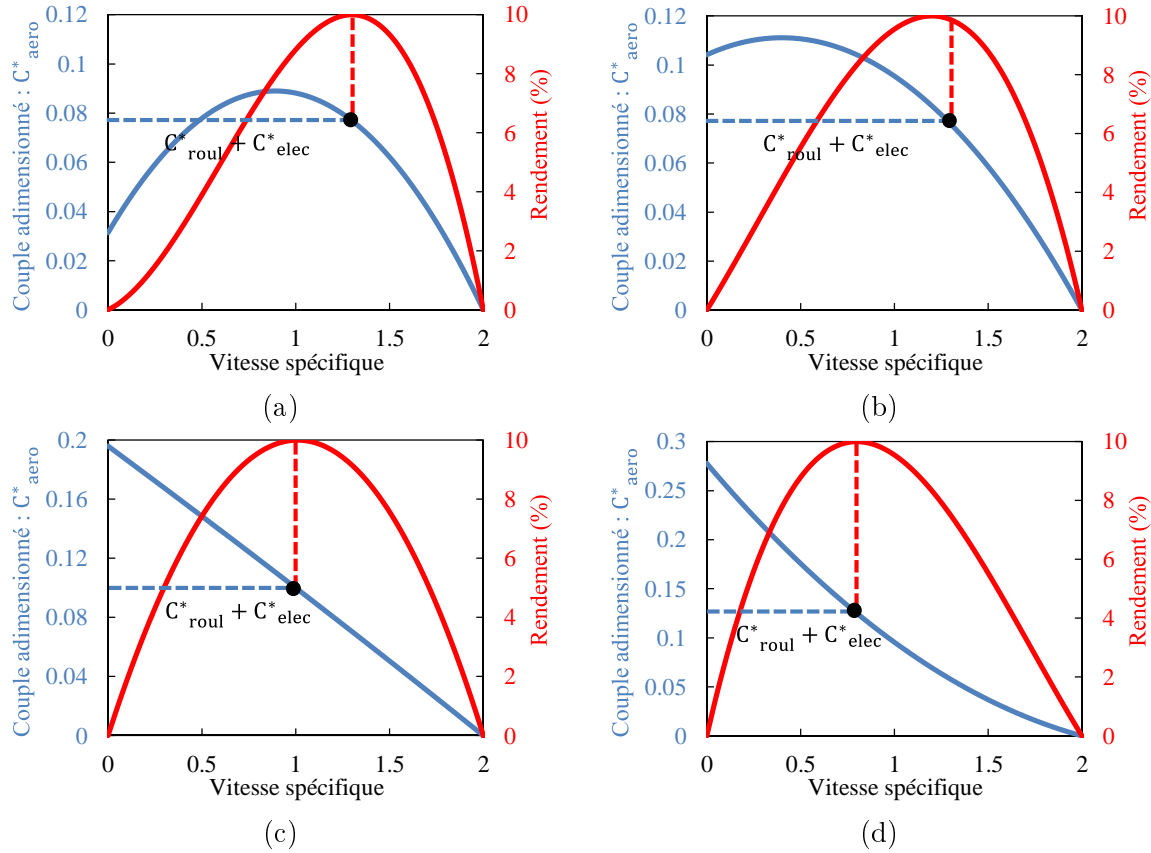


FIGURE 4.8 – Couples aérodynamiques et rendements théoriques associés dans 4 cas distincts : (a) couple de démarrage trop faible, (b-d) couple de démarrage suffisant.

J'ai donc décidé d'utiliser l'évolution de l'angle de calage préconisée par Betz (figure 4.9a) qui permet d'obtenir des angles d'attaque au niveau du moyeu plus intéressants lorsque le rotor est à l'arrêt (plus proches de 5-10°) et donc de favoriser le démarrage du rotor. De plus, la longueur de corde a été légèrement modifiée dans la région proche du moyeu et augmentée sur l'extérieur de la turbine (figure 4.9b) afin d'augmenter le couple mécanique durant le démarrage et de fixer la « hauteur » du rotor ($H=c(r)\times\sin(\beta(r))=cte$). Cette dernière caractéristique rend d'ailleurs nos prototypes très appropriés aux techniques de microfabrication par enlèvement de matière (découpage laser, plasma, LIGA...) ou additives (impression 3D).

Cinq prototypes possédant des angles de calage en bout de pale $\beta(R)$ égaux à 10°, 15°, 20°, 25° et 30° et respectivement dimensionnés pour des vitesses spécifiques de 2.4, 1.7, 1.3, 1.0 et 0.8 ont été réalisés. Ces prototypes ont été testés à vide (couple résistant du palier uniquement) entre 0 et $10m.s^{-1}$. A haute vitesse ($U>3m.s^{-1}$), le prototype avec $\beta(R)=10^\circ$ présente la vitesse spécifique la plus élevée ($1.6<\lambda<1.8$), laissant ainsi présager de bonnes caractéristiques en terme de puissance. En dessous de $3m.s^{-1}$, la vitesse spécifique et les performances de cette micro-éolienne chutent car

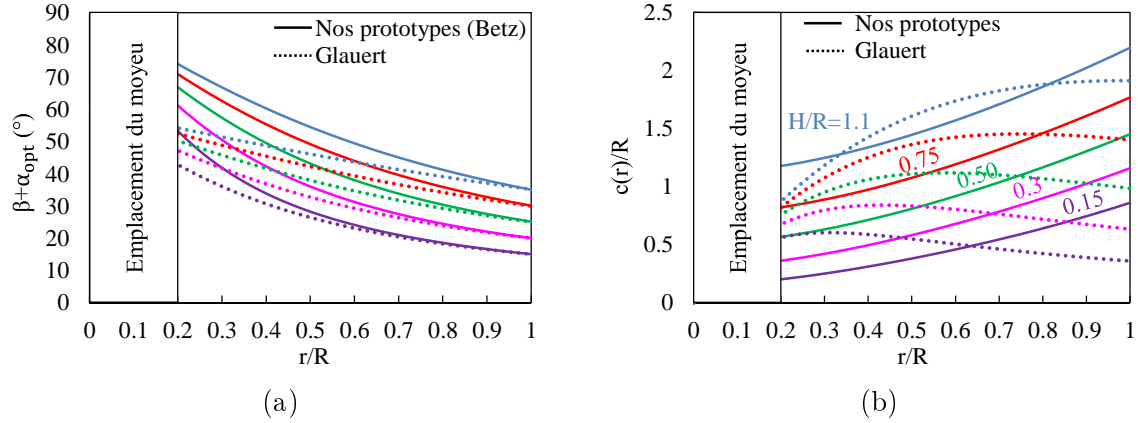


FIGURE 4.9 – Paramètres des différents prototypes : évolution radiale de (a) l’angle de calage et de (b) la corde des pales ($N_p=4$, $\alpha_{opt}=5^\circ$, $C_L(\alpha_{opt})=0.6$).

les efforts aérodynamiques ne sont pas assez élevés pour compenser les frottements du palier. A 1 et 2m.s^{-1} , ce sont respectivement les prototypes avec $\beta(R)=20^\circ$ et 15° qui présentent les vitesses spécifiques les plus élevées avec respectivement $\lambda=1.4$ et 1.5 (figure 4.10a). Je me suis également intéressé à l’effet du nombre de pales qui s’avère être limité comme on peut le voir sur la figure 4.10b. En effet, étant donné la présence des électrodes fixes et mobiles autour du rotor, les pertes en bout de pales sont considérablement réduites et les performances de la micro-éolienne sont alors quasi-indépendantes du nombre de pales. Pour ces différentes raisons, nous privilégierons donc par la suite des prototypes avec $\beta(R)=20^\circ$ et $N_p=4$, afin d’obtenir de bonnes caractéristiques à très basses vitesses et pour pouvoir y intégrer un convertisseur électrostatique de surface $2\pi R \times H$ conséquente.

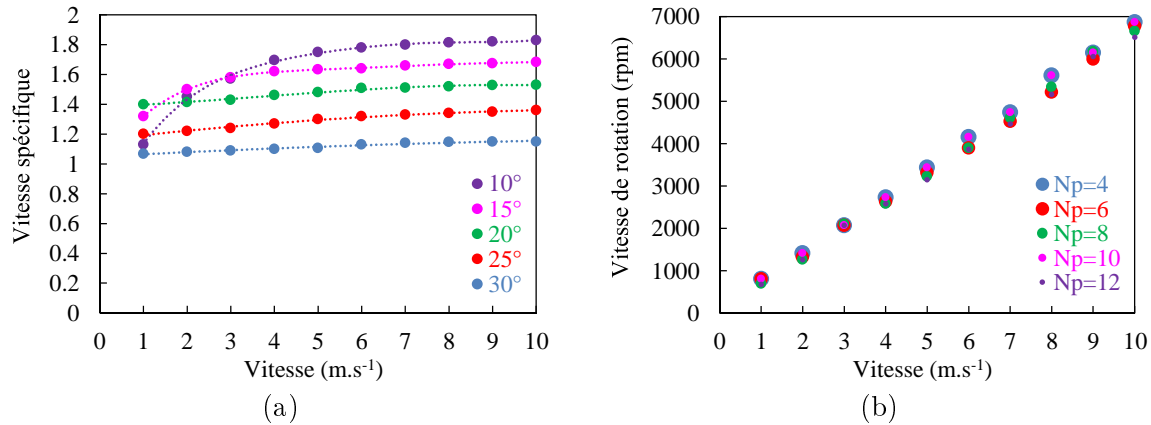


FIGURE 4.10 – (a) Evolution de la vitesse spécifique à vide pour différents angles de calage en bout de pale ($R=20\text{mm}$, $N_p=4$). (b) Impact du nombre de pales sur la vitesse de rotation à vide ($R=20\text{mm}$, $\beta(R)=20^\circ$, $N_p \times H/R=2$).

Lorsque l’on miniaturise un dispositif d’un facteur k , la puissance cinétique captée et la surface du convertisseur électrostatique vont directement diminuer d’un facteur k^2 . Du point de vue de la fabrication, les électrets utilisés et la tension associée sont identiques, tout comme les roulements et leurs couples de frottement. Concernant l’aérodynamique, la miniaturisation des dispositifs est défavorable avec une diminution du nombre de Reynolds, des efforts aérodynamiques créant le couple moteur ainsi qu’une augmentation du coefficient de traînée visqueuse. La vitesse de démarrage va

donc augmenter et la vitesse spécifique diminuer (figure 4.11b) ce qui va rapidement rendre la miniaturisation très limitée pour des applications de récupération d'énergie à très basse vitesse.

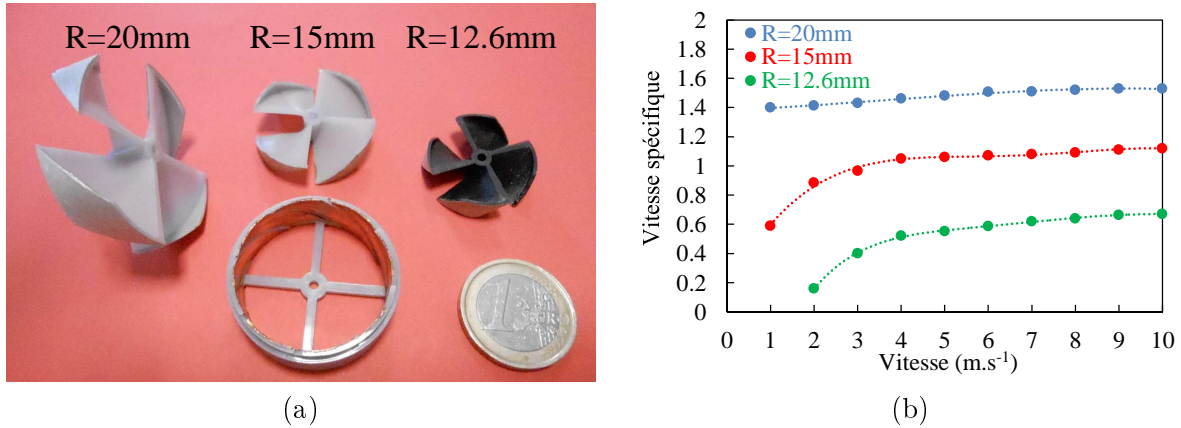


FIGURE 4.11 – (a) Photo de 3 micro-éoliennes axiales et (b) effet de la miniaturisation sur la vitesse spécifique ($H/R=0.5$, $N_p=4$, $N=4$, $\beta(R)=20^\circ$).

Ainsi, la micro-éolienne de 20mm de rayon présente un rendement maximum de $C_p=9\%$ à $1m.s^{-1}$ ($66\mu W$), la barrière des $100\mu W$ est atteinte à environ $1.5m.s^{-1}$ et $1.7mW$ peuvent être produits à $10m.s^{-1}$ ($C_p=0.23\%$). Le prototype de 15mm de rayon a également été testé et permet d'extraire uniquement $4\mu W$ à $1m.s^{-1}$, $40\mu W$ à $2m.s^{-1}$ ($C_p=1.25\%$) et une puissance maximale de $410\mu W$ à $10m.s^{-1}$ (figure 4.12b).

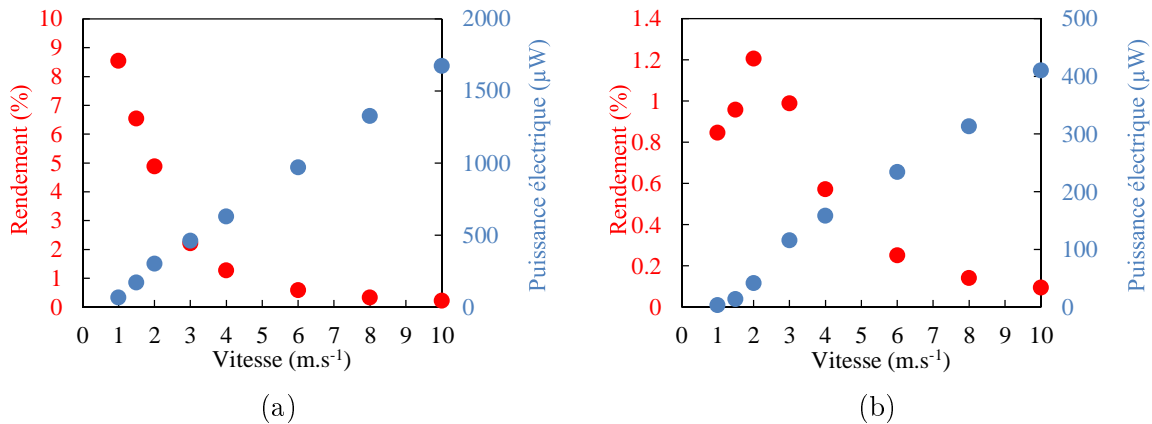


FIGURE 4.12 – Evolution de la puissance électrique moyenne et du rendement associé entre 0 et $10m.s^{-1}$: (a) $R=20mm$, $H=10mm$, $N_p=4$, $N=4$, $e\approx 690\mu m$, $V_e\leq 1400V$, (b) $R=15mm$, $H=7.5mm$, $N_p=4$, $N=4$, $e\approx 440\mu m$, $V_e\leq 1400V$.

Il est intéressant de noter qu'à mesure que la vitesse de l'écoulement augmente, la puissance cinétique de l'air augmente avec le cube de la vitesse (section 3.2.6) alors que la vitesse spécifique tend rapidement vers une valeur constante (figure 4.10a), ce qui implique une vitesse de rotation de l'hélice ω proportionnelle à la vitesse de l'écoulement. Le couple électrostatique étant constant, la puissance électrique est donc proportionnelle à la vitesse de rotation de l'hélice, elle-même proportionnelle à la vitesse de l'écoulement (figure 4.12). Etant donné notre volonté de viser des applications basse vitesse et les limitations intrinsèques du couplage électrostatique à petite échelle³, le rendement maximal

3. La tension de l'électret est limitée à quelques centaines de volts, la distance inter-électrodes à plusieurs centaines

de nos prototypes est atteint à très basse vitesse pour ensuite rapidement diminuer en $1/U^2$ (figure 4.12a). Afin d'éviter cette chute de rendement à haute vitesse, les convertisseurs électromagnétiques « grande échelle » possèdent une boîte de vitesse (à engrenages par exemple) comme multiplicateur pour maintenir un rendement quasi-constant. A petite échelle et pour de faibles vitesses d'écoulement, l'utilisation d'une boîte de vitesse pour faire varier la vitesse de rotation du convertisseur n'est pas envisageable car cela entraînerait un couple de frottement et un encombrement trop important. Une option consiste néanmoins à créer un couplage électrostatique variable en « jouant » sur la variation de capacité. Cette idée a fait l'objet d'un brevet qui est actuellement en cours de dépôt.

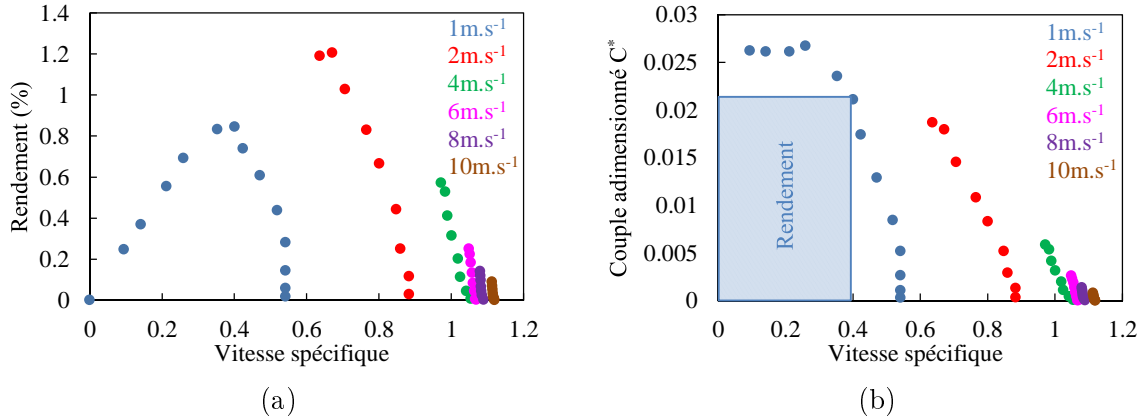


FIGURE 4.13 – (a) Evolution du rendement de la micro-turbine ($R=15\text{mm}$) en fonction de la vitesse spécifique à différentes vitesses d'écoulement et (b) couple adimensionné ($C_p=C^*\lambda$) équivalent. Dans les deux cas, il s'agit des performances mesurées sur la micro-turbine de 15mm de rayon.

4.4 Micro-turbines électrostatiques à membranes - Exploitation de la triboélectricité

4.4.1 Fonctionnement général

Comme nous avons pu le voir dans la section 4.3, la micro-turbine électrostatique « classique » permet un fonctionnement basse vitesse mais nécessite un contrôle très précis du gap d'air ainsi que des électrets haute tension ($\approx 1400\text{V}$) pour fonctionner efficacement. Nous nous proposons donc de développer une « micro-turbine à membranes » permettant à la fois de s'affranchir du contrôle du gap d'air et d'assurer la polarisation de la structure par triboélectricité. La structure en question est composée d'un rotor de micro-turbine axiale sur lequel nous allons incorporer N_m fines membranes diélectriques, comme indiqué sur la figure 4.14. Chacune de ces membranes a une longueur d'environ $L=\pi R/N$, une largeur H et une épaisseur h . Comme précédemment, le stator cylindrique possède $2N$ électrodes et vient se positionner autour du rotor. Idéalement, nous voudrions que les membranes puissent glisser sur le stator afin d'induire de fortes variations de capacité ainsi qu'une autopolarisation de la membrane par triboélectricité. Néanmoins, le frottement des membranes sur le stator va également entraîner une forte augmentation des pertes par frottement (qui n'étaient jusqu'alors dûes qu'aux frottements des paliers). Pour être précis, dans le cas où $N_m=N$, la surface de frottement entre les membranes et le stator est environ 20 fois plus grande que la surface de contact entre l'axe et le palier ! Nous nous laisserons donc la possibilité de choisir un nombre de

de micromètres et le nombre d'électrodes à quelques unités.

membranes N_m inférieur à N , afin de limiter le couple de frottement. Cette idée a fait l'objet d'un brevet intitulé « Convertisseur électrostatique à membranes » (également en cours de dépôt).

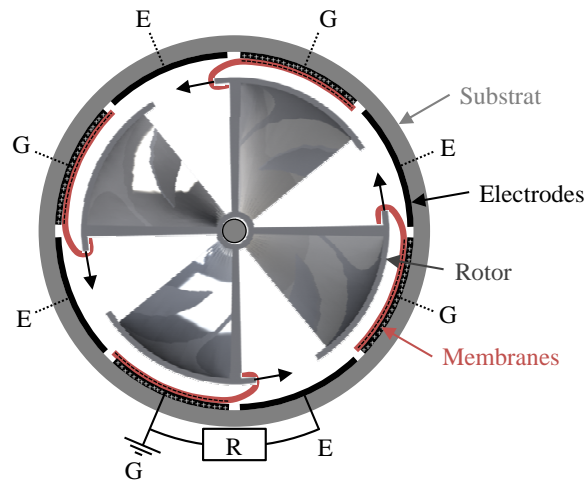


FIGURE 4.14 – Schémas de fonctionnement d'une micro-turbine électrostatique à membranes. $N_m=4$ membranes et $2N=8$ électrodes.

4.4.2 Dimensionnement de la membrane et de l'entrefer

Les membranes doivent être suffisamment rigides pour ne pas osciller (figure 4.15b) et suffisamment souples afin de prendre la forme courbée du stator sans induire trop de frottements (contrairement au cas présenté sur la figure 4.15c). J'ai choisi d'utiliser des membranes diélectriques de $50\mu\text{m}$ de Teflon FEP qui présentent de bonnes caractéristiques triboélectriques et permettent un bon contact avec le stator. Le gap d'air présent entre la périphérie du rotor et le stator doit également être judicieusement choisi pour permettre un contact optimal entre la membrane et le stator. Il s'avère qu'un entrefer de 3mm permet d'obtenir de bons contacts, proches du cas optimal (figure 4.15a).

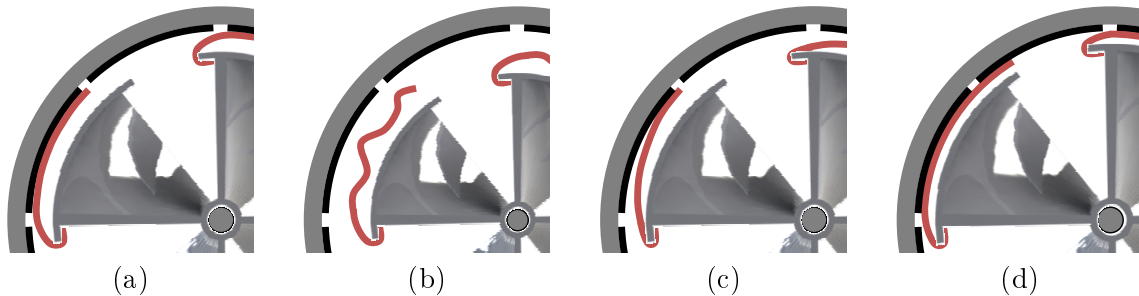


FIGURE 4.15 – Comportement possible de la membrane : (a) Cas idéal, (b) membrane trop souple/longue ou gap d'air trop élevé (faible C_{\max} et oscillation), (c) membrane trop rigide/courte ou gap d'air trop élevé (faible C_{\max} et frottements importants), (d) membrane trop souple/longue ou entrefer trop faible (C_{\min} trop élevé).

4.4.3 Essais expérimentaux

Le fort couple résistant dû au frottement des membranes sur le stator entraîne un fonctionnement à plus basse vitesse de rotation. Cela implique donc une vitesse spécifique plus faible qui nécessite l'utilisation d'angles de calage en bout de pale plus élevés. La figure 4.16a présente l'évolution de la vitesse spécifique de 5 prototypes ($\beta(R)$ respectivement égal à 20° , 25° , 30° , 35° et 40°). Ces différents prototypes ont été testés à vide ($N_m=0$), avec $N_m=1$ membrane et $N_m=2$ membranes de Teflon FEP ; chacune ayant comme dimension : $L \approx \pi R/N = 3.14\text{cm}$, $H=1\text{cm}$ et $h=50\mu\text{m}$. On peut tout d'abord observer la forte diminution de la vitesse spécifique avec l'augmentation du nombre de membranes. A 10m.s^{-1} par exemple, la vitesse spécifique est respectivement égale à $\lambda=1.5$, 0.75 et 0.25 pour $N_m=0$, 1 et 2 . De plus, cette augmentation de la surface de frottement a également tendance à repousser la vitesse de démarrage de 1m.s^{-1} à $4\text{-}5\text{m.s}^{-1}$. A haute vitesse, il s'avère que le prototype avec $\beta(R)=20^\circ$ présente la vitesse spécifique la plus élevée quel que soit le nombre de membranes utilisées. A plus basse vitesse, en revanche, des angles de calage plus faibles sont mieux adaptés et permettent ainsi d'atteindre de plus hautes vitesses de rotation, l'angle de calage optimale est typiquement $\beta(R)=40^\circ$ à $4\text{-}5\text{m.s}^{-1}$. En termes de puissance, $100\mu\text{W}$ peuvent être atteints entre 9m.s^{-1} et 10m.s^{-1} , pour une puissance maximale de $550\mu\text{W}$ à 20m.s^{-1} (figure 4.16b).

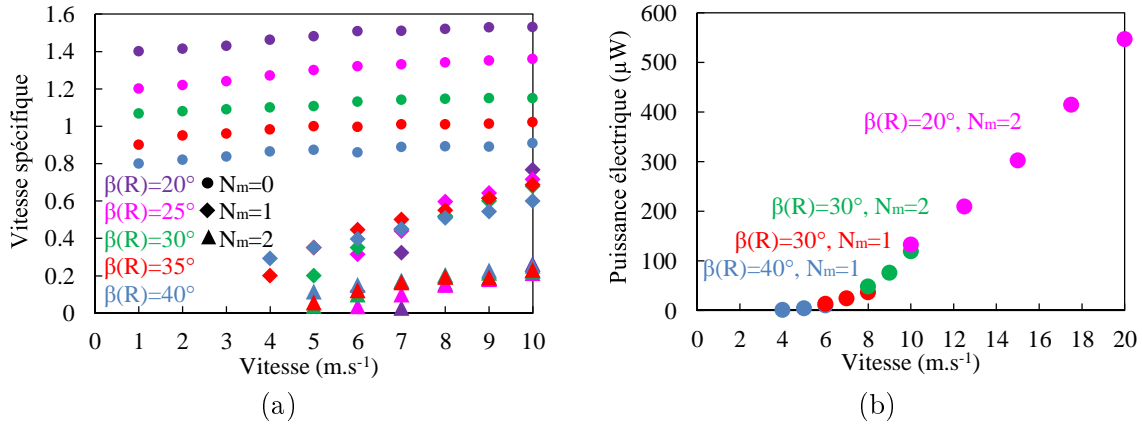


FIGURE 4.16 – (a) Evolution de la vitesse spécifique à vide pour différents angles de calage en bout de pale et différents nombres de membranes, (b) évolution de la puissance électrique moyenne entre 0 et 20m.s^{-1} ($R=20\text{mm}$ et $2N=4$ électrodes).

4.5 Membranes électrostatiques oscillantes

4.5.1 Fonctionnement général

L'idée est de récupérer l'énergie mécanique d'une fine membrane oscillante à un flux d'air grâce à un convertisseur électrostatique. La membrane de longueur L , de largeur H et d'épaisseur h est accrochée à un support de longueur L_0 , de largeur H et d'épaisseur d (figure 4.17a). Comme mentionné précédemment, la conversion électrostatique nécessite une partie mobile (la membrane) et une partie fixe. Nous allons donc devoir ajouter une (cas semi-confiné) ou deux parois latérales (cas totalement confiné) afin d'obtenir cette partie fixe. Chaque paroi est positionnée à une distance e de l'encastrement du film et peut potentiellement être décalée d'une longueur L_1 de l'encastrement (là où les variations de capacité seront très faibles). Chaque paroi aura donc une longueur égale à $L-L_1$ et une largeur H .

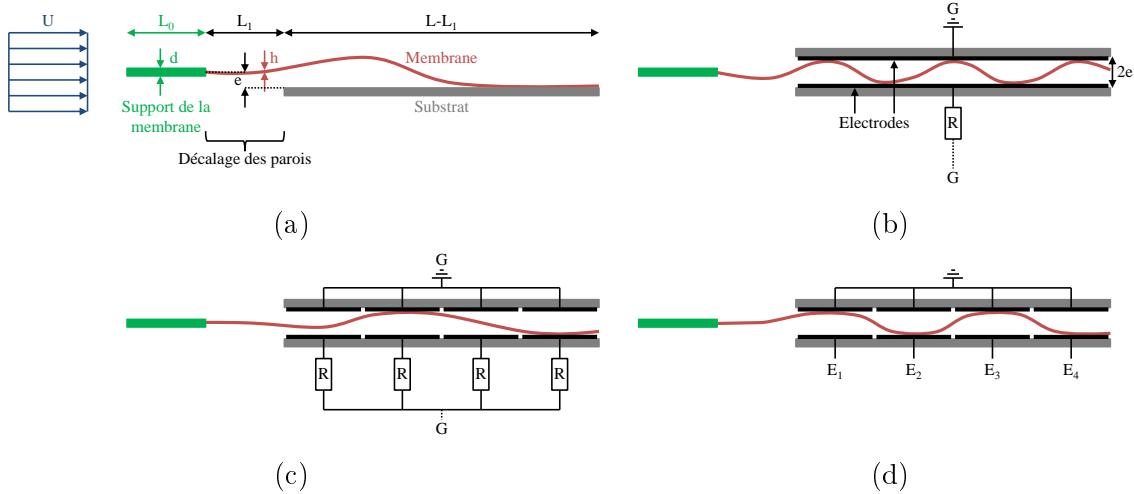


FIGURE 4.17 – Schéma de fonctionnement d’une membrane électrostatique oscillante et paramètres du problème (toutes les dimensions selon l’axe perpendiculaire à la feuille sont égales à H). (a) Membrane semi-confinée. (b) Membrane totalement confinée, électrodes texturées et faible variation de capacité. (c) E_1 et E_3 : capacité intermédiaire, E_2 : C_{\min} , E_4 : C_{\max} . (d) E_1 et E_3 : C_{\min} , E_2 et E_4 : C_{\max} .

Si la ou les parois fixes sont assez proches du film, la membrane va venir périodiquement en contact avec celles-ci, permettant ainsi des variations de capacité. Idéalement, il faudrait que la membrane vienne successivement se plaquer contre les parois latérales (C_{\max}) puis s’écarter suffisamment loin (C_{\min}). Ce type de mouvement peut être obtenu en utilisant des films assez épais ou rigides pour être sollicités selon leur mode propre fondamental [BDR⁺11]. Hélas, ces dispositifs nécessitent des écoulements à haute vitesse. Une autre alternative consiste néanmoins à utiliser des films fins ou souples tout en parallélisant les convertisseurs électrostatiques, de la même manière que les convertisseurs piézoélectriques présentées précédemment (figure 1.14b). Dans le cadre de cette thèse, nous privilégierons donc la deuxième possibilité afin d’obtenir des dispositifs « basse vitesse ». Les parois latérales seront recouvertes d’électrodes et la membrane constituée d’un matériau diélectrique afin d’assurer son autopolarisation par triboélectricité.

4.5.2 Essais expérimentaux

Afin de maximiser les échanges de charges par triboélectricité, nous allons utiliser des films en Teflon FEP, un des matériaux les plus « électronégatifs » de la série triboélectrique. Ces films sont généralement disponibles en épaisseur de $25\mu\text{m}$, $50\mu\text{m}$, $125\mu\text{m}$.

4.5.2.1 Impact des dimensions du film

La première étape a donc été de tester l’effet de cette épaisseur sur le comportement aéroélastique du film. Il apparaît que pour une structure type de 16cm^2 , la vitesse de démarrage a tendance à augmenter avec l’épaisseur du film, ce qui n’est pas favorable à un fonctionnement basse vitesse (figure 4.18). De plus, l’augmentation de l’épaisseur du film implique également des fréquences d’oscillations plus faibles. Tout nous invite donc à privilégier des films de $25\mu\text{m}$ pour la suite de notre étude. Néanmoins ces films sont amenés à se dégrader/déformer assez vite lorsqu’ils sont soumis à des vitesses supérieures à $7\text{-}8\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, ce qui rend les films de $50\mu\text{m}$ plus adaptés aux contraintes de durée de vie de la micro-récupération d’énergie.

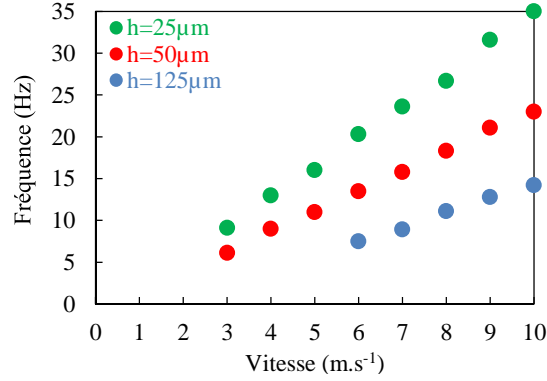


FIGURE 4.18 – Impact de l'épaisseur des films sur la vitesse de démarrage et sur la fréquence d'oscillation. Il s'agit de films de Teflon FEP : $L=8\text{cm}$, $H=2\text{cm}$ semi-confinés avec $L_0=1\text{cm}$, $d=1\text{mm}$, $L_1=0$ et $e=6.5\text{mm}$.

Comme on peut le voir sur la figure 4.19a, la largeur du film a peu d'effet sur sa fréquence d'oscillation, signe que les effets de bords sont très faibles dans notre cas (dimensions et vitesse). Néanmoins, l'augmentation de la largeur du film conduit à une surface capacitive plus grande, ce qui nous permet d'extraire une quantité plus importante d'énergie électrique à fréquence constante. Le choix de la largeur du film peut donc être, dans les limites du raisonnable⁴, un paramètre de réglage à choisir en fonction de la puissance électrique requise.

Si le paramètre de largeur H n'apparaît dans nos équations que par l'intermédiaire du nombre adimensionnel H^* , il n'en est pas de même pour la longueur du film L qui apparaît à la fois dans U^* et M^* (section 3.4.3.3). En augmentant la longueur du film, la fréquence d'oscillation va diminuer (figure 4.19b), ce qui est logique, étant donné l'adimensionnement $f^*=fL/U$. Le choix de la longueur du film n'est donc pas trivial étant donné qu'un film long permet d'obtenir une grande surface capacitive mais une fréquence relativement faible, alors qu'au contraire, un film plus court possèdera une surface capacitive plus faible mais une plus grande fréquence de fonctionnement. Le choix de ces paramètres dépend également des contraintes de taille liées à l'application désirée.

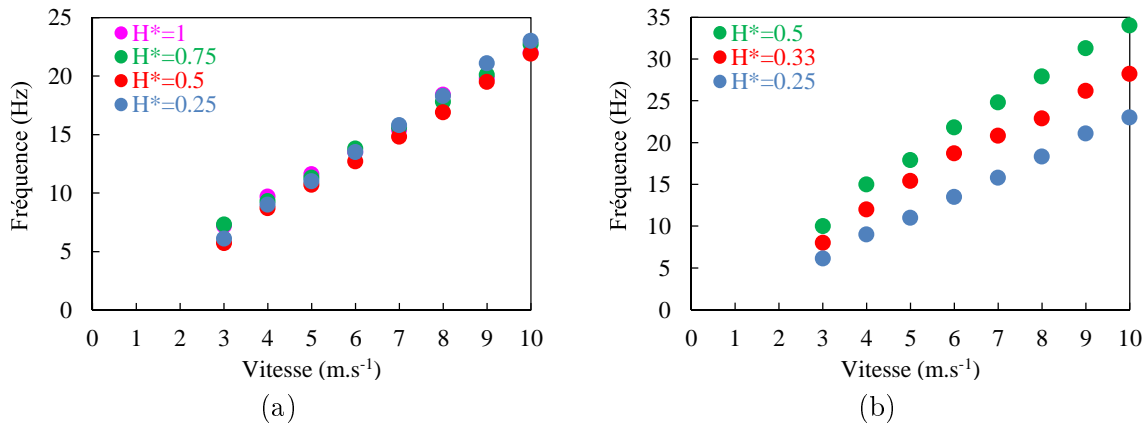


FIGURE 4.19 – (a) Impact de la largeur du film ($L=8\text{cm}$). (b) Impact de la longueur du film ($H=2\text{cm}$). Dans les deux cas, il s'agit de films de Teflon FEP : $h=50\mu\text{m}$ semi-confinés avec $L_0=1\text{cm}$, $d=1\text{mm}$, $L_1=0$ et $e=6.5\text{mm}$.

4. $H^* < 1$ pour éviter des modes transversaux qui induiraient des capacités parasites.

4.5.2.2 Optimisation du support de la membrane et de la position des électrodes

Certains récupérateurs de l'état de l'art utilisent le support de la membrane comme « générateur » de vortex pour ainsi permettre la vibration de la membrane présente en aval. Dans notre cas, ce lâché de vortex n'est pas le moteur du mouvement oscillatoire de la membrane et l'augmentation de la hauteur du support n'est pas bénéfique. En effet, la présence d'un support trop encombrant a tendance à dévier l'écoulement, réduire les effets d'aspiration de la membrane et ainsi diminuer la fréquence d'oscillation de la membrane (figure 4.20a). Dans tout ce qui suivra, nous utiliserons donc un support de membrane de $d=1\text{mm}$ de hauteur.

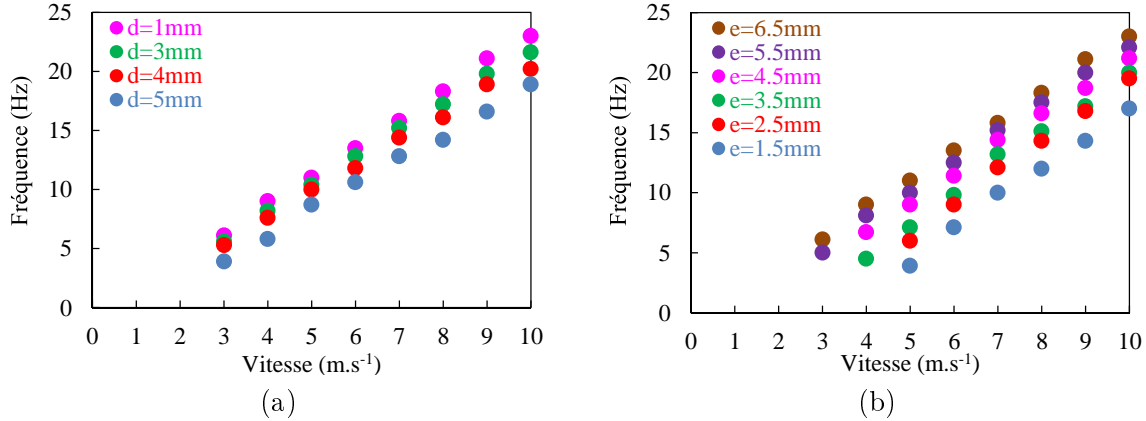


FIGURE 4.20 – (a) Impact de la hauteur du support de la membrane ($e=6.5\text{mm}$). (b) Effet de la distance entre le film et les électrode fixes ($d=1\text{mm}$). Dans les deux cas, il s'agit de films de Teflon FEP : $L=8\text{cm}$, $H=2\text{cm}$, $h=50\mu\text{m}$ semi-confinés avec $L_0=1\text{cm}$ et $L_1=0$.

La distance entre la membrane et les électrodes a également un impact sur la dynamique de la membrane. Comme on peut le voir sur la figure 4.20b, la diminution de cette distance entraîne une augmentation de la vitesse de démarrage ainsi qu'une diminution de la fréquence d'oscillation. Néanmoins, plus cette distance est faible, plus une portion importante de la membrane est susceptible d'entrer en contact avec les parois latérales et ainsi induire de fortes variations de capacités. Ce paramètre doit donc être judicieusement choisi en fonction de l'application, à savoir la vitesse de fonctionnement désirée ainsi que les contraintes de taille.

4.5.2.3 Confinement total et décalage des parois

Comme mentionné précédemment, nous avons également la possibilité de confiner totalement la membrane en ajoutant une deuxième paroi latérale symétriquement opposée à la première par rapport au support (figure 4.17b). Ce design nous permet à la fois de protéger la membrane, de limiter son déplacement latéral à une valeur de $2e$, ce qui fixe le volume effectif du convertisseur à une valeur fixe. Ce confinement permet également à la membrane d'osciller et d'entrer en contact avec les parois latérales de manière symétrique, ce qui évite la déformation de celle-ci, augmentant fortement sa durée de vie. Enfin, l'ajout d'une paroi latérale permet de s'affranchir d'une connexion électrique avec la membrane en reliant simplement la résistance de charge ou l'électronique de gestion entre les électrodes fixes en vis à vis (fonctionnement similaire au slot effect). Expérimentalement, nous avons pu noter que le confinement total entraînait une augmentation fâcheuse de la vitesse de démarrage (figure 4.21a). Néanmoins, à partir d'une certaine vitesse, le confinement total est bénéfique et permet une nette augmentation de la fréquence d'oscillation. En effet, la présence de deux parois latérales permet d'amplifier les variations de vitesse en confinant le flux et en « empêchant » les lignes de

champ de s'écarter du film (section 3.4.3.4). Les variations de pression et l'effet d'aspiration qui en résulte sont donc également amplifiés, ce qui permet une plus forte accélération de la membrane (figure 4.21a). Il est également intéressant de noter que le confinement total permet de réduire l'impact de la distance inter-électrodes avec la fréquence d'oscillation, avec un changement physique de comportement (figure 4.21a).

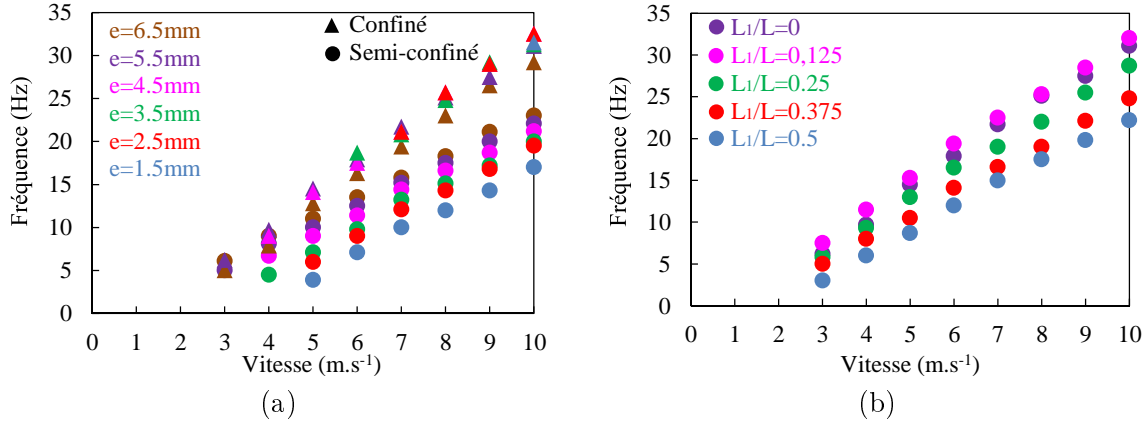


FIGURE 4.21 – (a) Impact du confinement total sur le comportement de la membrane ($L_1=0$). (b) Effet du décalage des parois sur la fréquence de battement du film ($e=5.5\text{mm}$). Dans les deux cas, il s'agit de films de Teflon FEP ($L=8\text{cm}$, $H=2\text{cm}$, $h=50\mu\text{m}$, $L_0=1\text{cm}$, $d=1\text{mm}$).

Jusqu'à présent, la fréquence d'oscillation a été notre seul paramètre de dimensionnement et d'optimisation. S'il est vrai qu'en électrostatique la fréquence est un paramètre clé, la variation de capacité l'est tout autant. Dans le cas présent, cette variation de capacité est intimement liée à la surface de contact entre la membrane et la (les) paroi(s) latérale(s). A haute vitesse (10m.s^{-1} ou plus), nous venons de voir qu'une faible distance inter-électrodes est envisageable (figure 4.21a) et doit même être privilégiée afin que la quasi-totalité de la surface de la membrane entre en contact avec les parois latérales. Sur la figure 4.22, on peut par exemple voir que $3/4$ de la surface du film vient entrer en contact avec les électrodes à partir de 20m.s^{-1} . Si on désire fonctionner à plus basse vitesse, il est nécessaire d'augmenter la distance inter-électrodes (figure 4.21a), la membrane ne sera alors plus capable de venir en contact avec les électrodes les plus proches de l'encastrement du film, ce qui rend leur présence questionable. On peut par exemple observer sur la figure 4.22 que seul 20% de la surface du film entre en contact avec les électrodes à 12.5m.s^{-1} . En faisant varier le « décalage des parois » L_1 (figure 4.21b), on s'aperçoit que ce paramètre n'impacte pas la vitesse de démarrage qui reste égale à 3m.s^{-1} . Une faible augmentation de L_1 peut néanmoins être bénéfique et permettre une légère augmentation de fréquence ($L_1/L=0.125$). Puis, si le décalage est trop important, les résultats sont dégradés avec une diminution de la fréquence d'oscillation (à partir de $L_1/L=0.25$). Idéalement, il faut donc que le « décalage des parois » soit très léger afin de maximiser la fréquence d'oscillation, quitte à ne décaler que les électrodes pour les placer sur la partie qui sera en contact avec le film.

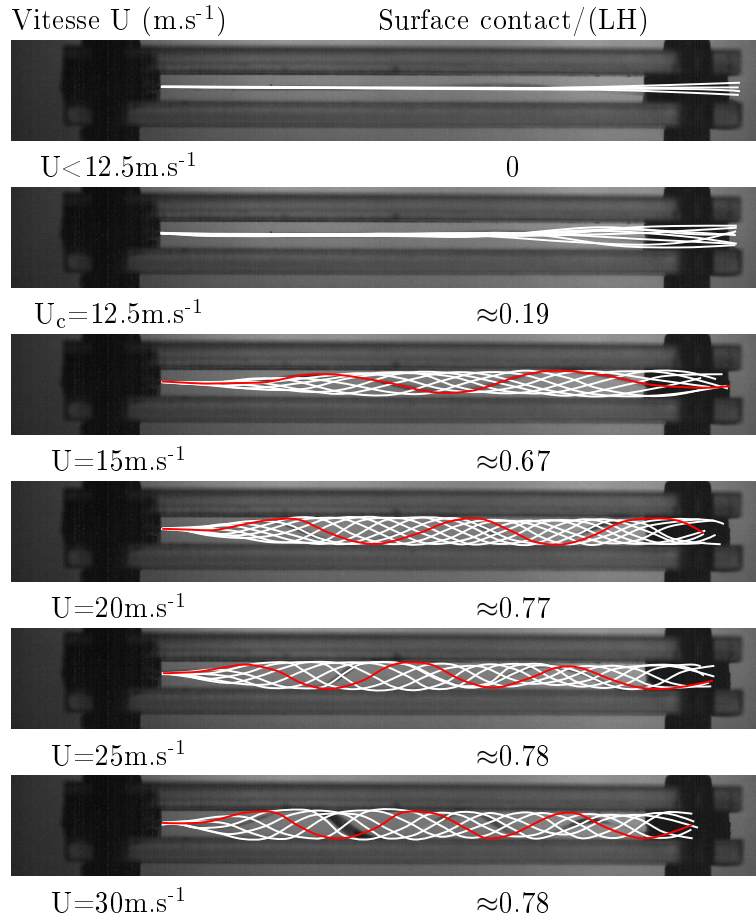


FIGURE 4.22 – Evolution de la surface de contact d’un film de PVDF avec la vitesse ($L=7\text{cm}$, $H=1.5\text{cm}$, $h=25\mu\text{m}$, $L_0=1\text{cm}$, $d=1\text{mm}$, $L_1=0$ et $e=1.5\text{mm}$).

4.5.2.4 Puissance électrique

Plusieurs membranes ont été testées entre 0 et 20m.s^{-1} . Quelle que soit la configuration choisie (épaisseur, longueur et largeur du film, distance inter-électrodes), la densité de puissance dépasse les $10\mu\text{W.cm}^{-2}$ à partir d’environ 10m.s^{-1} (figure 4.23a). A plus haute vitesse (de 15 à 20m.s^{-1}), il est possible d’atteindre des densités de puissance comprises entre $20\mu\text{W.cm}^{-2}$ et $40\mu\text{W.cm}^{-2}$ sans précharge de la membrane (fonctionnement purement triboélectrique [PBG⁺16b]), voire entre $60\mu\text{W.cm}^{-2}$ et $150\mu\text{W.cm}^{-2}$ en préchargeant la membrane (fonctionnement à électret : [PBG⁺15b], [PBG⁺15a]). Dans l’objectif d’obtenir des systèmes produisant un minimum de $100\mu\text{W}$ pour les besoins des capteurs autonomes, il semble donc qu’un fonctionnement à basse vitesse n’est réalisable qu’avec de grandes surfaces de film. Comme mentionné dans la section 4.5.2.1, des films très fins/souples doivent être privilégiés à basse vitesse (la courbe marron de la figure 4.23a par exemple été obtenue avec un film de Teflon FEP de $25\mu\text{m}$). De plus, il faut idéalement « choisir » des distances inter-électrodes élevées à faible vitesse et de faibles distances inter-électrodes à haute vitesse (les courbes bleue et verte ont été obtenues avec $2e=3\text{mm}$, toutes les autres avec $2e=11\text{mm}$).

Il est également intéressant de noter que la texturation des électrodes est nécessaire pour éviter l’écrantage de la tension mentionnée précédemment (figure 1.14). Comme on peut le voir sur la figure 4.23b, les courbes colorées représentent les puissances électriques produites par chaque électrode du récupérateur alors que la courbe noire hachurée représente la puissance produite lorsque les 4

électrodes sont connectées ensemble. On voit donc très clairement l'intérêt de la parallélisation des convertisseurs dans ce cas, avec une multiplication de la puissance par un facteur 3.

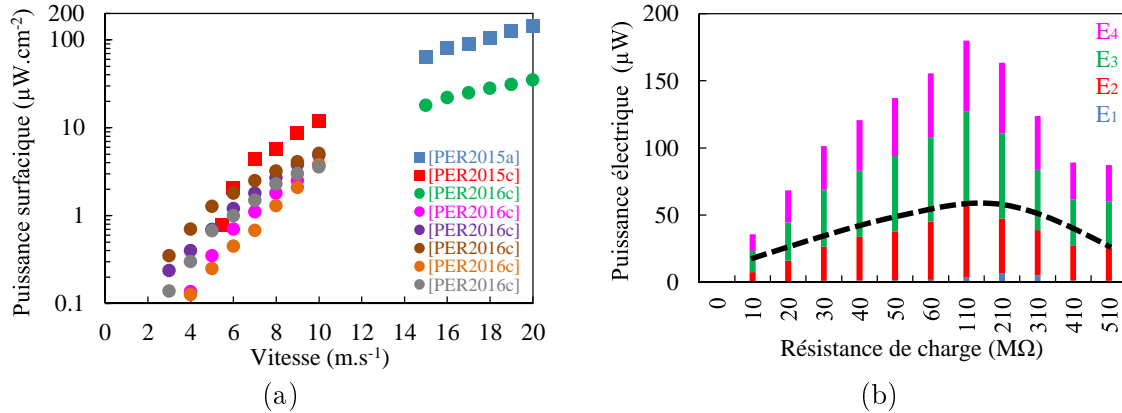


FIGURE 4.23 – (a) Evolution de la densité surfacique de puissance électrique de différents dispositifs entre 0 et $20\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. (b) Impact de la texturation des électrodes sur la puissance récupérée ($L=5\text{cm}$, $H=2\text{cm}$, $h=50\mu\text{m}$, $L_0=1\text{cm}$, $d=1\text{mm}$, $L_1=1\text{cm}$ et $U=15\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), les électrodes E_1 , E_2 , E_3 et E_4 sont respectivement positionnées à 1cm, 2cm, 3cm et 4cm de l'encastrement et mesurent chacune 1cm de long sur 2cm de large. La courbe noire hachurée représente la puissance produite lorsque les 4 électrodes sont connectées ensemble.

4.6 Comparaison par rapport à l'état de l'art

La figure 4.24 présente l'ensemble des résultats actuels concernant les dispositifs rotatifs, en incluant nos résultats (marqueurs ronds) et les résultats de l'état de l'art (marqueurs triangulaires) pour des vitesses d'air comprises entre 0 et $20\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette figure nous permet à nouveau d'illustrer le fait que l'ensemble des dispositifs de l'état de l'art présente des rendements compris entre 1% et 10% pour des vitesses de fonctionnement supérieures à $2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. A haute vitesse, nos prototypes ne permettent d'extraire qu'une faible fraction de l'énergie cinétique disponible, à savoir entre 0.01% et 1%. Ils sont en revanche nettement plus adaptés aux très basses vitesses avec des rendements compris entre 1 et 10% de 1 à $4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (micro-éoliennes à électrets uniquement). Les micro-éoliennes à électrets ont notamment permis de fonctionner entre 1 et $2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, avec des densités de puissance idéalement comprises entre $5\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ et $24\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ (marqueurs ronds rouges).

La figure 4.25 récapitule tous les résultats obtenus par nos récupérateurs aéroélastiques (marqueurs ronds) et ceux de l'état de l'art (marqueurs triangulaires) fonctionnant entre 0 et $20\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Globalement, les récupérateurs de l'état de l'art peuvent fonctionner à basse vitesse (entre 2 et $5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) à condition d'utiliser de « grandes » surfaces (respectivement 29cm^2 , 44cm^2 , 168cm^2 , 250cm^2 et 300cm^2 dans [ZBT⁺10], [LL09], [AEA12], [FML12] et [FL09]). Dans ce cas, les densités surfaciques de puissance sont intéressantes, avec des valeurs comprises entre $0.6\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ et $55\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$. A plus haute vitesse (entre 5 et $20\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), des récupérateurs de plus petite taille sont envisageables pour atteindre des densités de puissance décentes. On peut par exemple rappeler que les récupérateurs de [LYL11], [SCBS⁺10] et [STK⁺14] font respectivement 11.5cm^2 , 9.3cm^2 et 3cm^2 , pour les densités de puissance suivantes : $53\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ à $8\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, $95\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ à $13\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $6.3\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ à $12\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Nos récupérateurs ont quant à eux été dimensionnés pour que leurs surfaces soient inférieures à 16cm^2 . On peut voir sur la figure 4.25 que ce choix limite fortement les performances de nos dispositifs à basse vitesse, avec des densités de puissance nettement plus faibles que celles de l'état de l'art (entre

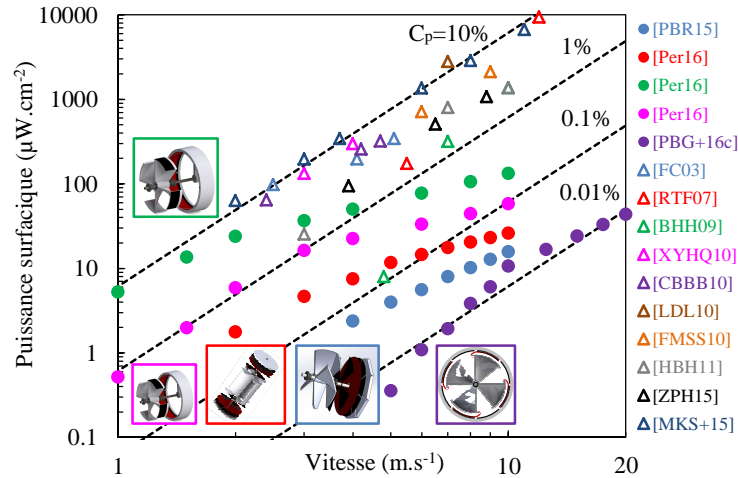


FIGURE 4.24 – Comparaison par rapport aux récupérateurs rotatifs de l'état de l'art.

0.1 et $1.3\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ de 0 à $5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). A plus haute vitesse, en revanche, nos récupérateurs ont présenté des résultats équivalents à ceux de l'état de l'art, avec des densités de puissance comprises entre $18\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ et $150\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ de 15 à $20\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

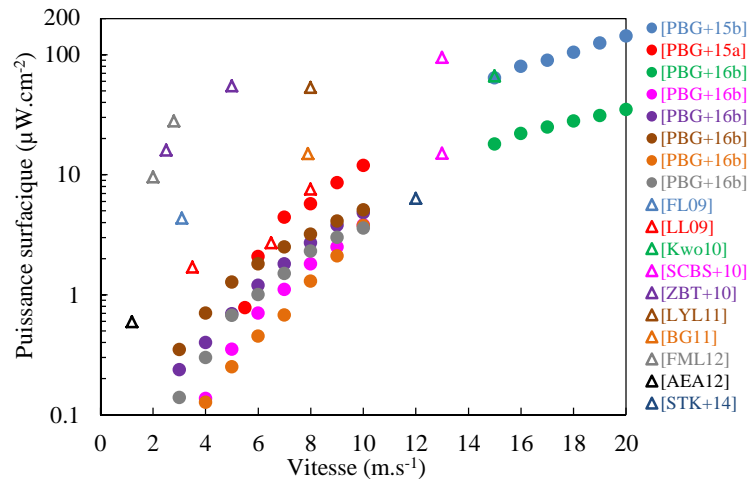


FIGURE 4.25 – Comparaison par rapport aux récupérateurs aéroélastiques de l'état de l'art.

4.7 Circuits électroniques de gestion d'énergie et alimentation de capteurs autonomes communicants

Les dispositifs réalisés ont été couplés à plusieurs circuits de gestion d'énergie pour alimenter des capteurs autonomes communicants et valider la chaîne complète de récupération d'énergie.

4.7.1 Synchronous Electric Charge Extraction (SECE)

La technique SECE (*Synchronous Electric Charge Extraction*) est une méthode de conversion d'énergie non linéaire permettant d'accroître fortement la puissance récupérée par des convertisseurs électrostatiques et piézoélectriques ([LBRG05] et [BBL⁺06]). Elle consiste à décharger très rapidement et totalement la capacité du récupérateur lorsque sa tension V atteint un extremum local. L'énergie est alors transférée dans une capacité tampon C_b à travers un bobinage (buck ou buck boost) ou un transformateur (flyback). Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser une topologie flyback plus adaptée aux grands rapports de conversion entre la tension d'entrée ($\approx 300V$) et la tension de sortie (3V). L'architecture du flyback ainsi que la forme temporelle des signaux sont présentées sur les figures 4.26a et 4.26b. L'implémentation de la technique SECE implique l'utilisation d'un circuit de contrôle du flyback capable de détecter les extremums de tension aux bornes du récupérateur (dérivée nulle) et de contrôler le transistor primaire K_p en conséquence. Ce circuit de contrôle est composé d'un différenciateur RC, d'un comparateur et d'une cellule à retard réglable [BGGD13] et doit donc être alimenté par une source de tension 3V-DC fournie par une pile ou idéalement par le récupérateur lui même.

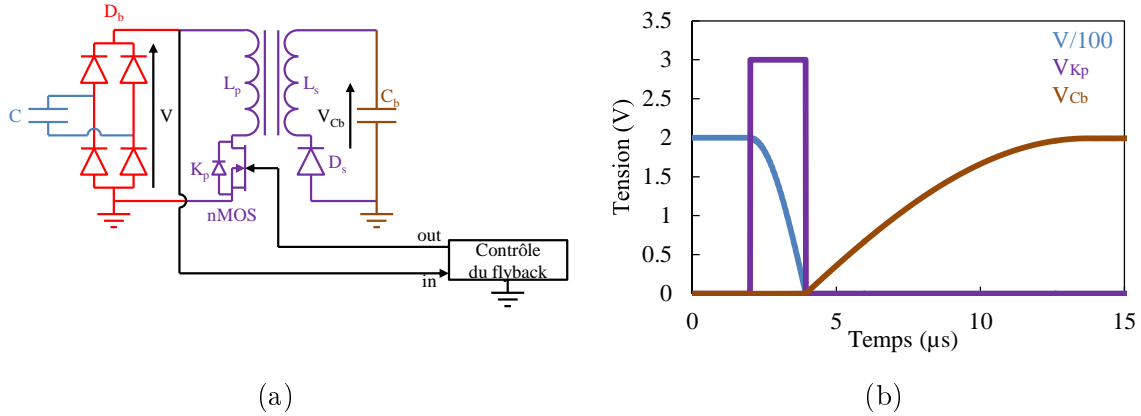


FIGURE 4.26 – (a) Convertisseur flyback avec : en bleu le récupérateur d'énergie, en rouge le pont de diode, en violet le flyback et en marron la capacité de stockage. (b) Signaux temporels des différentes tensions ($C_{max}=150pF$, $C_b=1\mu F$, $L_p=10mH$, $L_s=50\mu H$).

Le récupérateur est caractérisé par sa capacité maximale C_{max} et une tension maximale de quelques centaines de volts alors que la tension aux bornes de C_b doit être de l'ordre de 2-3V pour alimenter un circuit électronique. Le circuit électronique de gestion de l'énergie et les composants électroniques doivent donc être capables de tenir de hautes tensions ($\approx 300V$) au primaire et des courants élevés (100mA) au secondaire. Afin d'implémenter la technique SECE, l'interrupteur K_p doit se fermer durant une période t_p égale au quart de la période de résonance du circuit $L_p C_{max}$ afin de transférer l'énergie électrostatique stockée dans la capacité du récupérateur dans l'inductance primaire L_p :

$$t_p = \frac{\pi}{2} \sqrt{L_p C_{max}} \quad (4.3)$$

On peut également calculer le rendement énergétique lié à ce transfert d'énergie qui est simplement le ratio d'énergie transférée entre le primaire et le secondaire.

$$\eta_{SECE} = \frac{\frac{1}{2} C_b \Delta(V_{Cb})^2}{\frac{1}{2} C_{max} V_{max}^2} \quad (4.4)$$

4.7.2 Circuit MPP pour la parallélisation des convertisseurs

Comme je l’ai mentionné plus tôt, le mouvement aléatoire des membranes électrostatiques nécessite intrinsèquement la parallélisation de nos convertisseurs. Un fonctionnement de type SECE serait trop compliqué à mettre en œuvre à cause de la gestion parallèle de détection des extremums de tension et de décharge synchronisée [BGP⁺15]. C’est pour cette raison que nous avons décidé d’utiliser un circuit MPP (*Maximum Power Point*) haute tension dont le schéma électrique de fonctionnement est présenté sur la figure 4.27. Plusieurs convertisseurs sont branchés en parallèle à l’entrée du circuit et connectés séparément à plusieurs ponts de diodes. Tous les récupérateurs chargent une capacité C_0 de quelques dizaines de nanofarads. L’objectif de ce circuit est de maintenir une tension quasi-constante et optimale (V_{opt}) aux bornes des récupérateurs (*Maximum Power Point*) à l’aide d’une capacité C_0 capable de se charger à plusieurs centaines de volts en quelques millisecondes⁵. C_0 est mis en parallèle avec deux résistances séries agissant comme un diviseur de tension ($R_0/R_1 \approx 100$) et permettant ainsi d’obtenir une tension V_1 de quelques volts dans la gamme de fonctionnement du « contrôle du flyback ». Ce « contrôle du flyback » va finalement venir décharger la capacité C_0 dans le flyback durant une période t_p dès lors que la tension à ses bornes atteint V_{opt} . Ce temps de décharge doit être suffisamment court (de l’ordre de quelques microsecondes) afin de maintenir la tension aux bornes de C_0 constamment proche de V_{opt} . L’énergie est finalement transférée dans une capacité tampon C_b à travers un flyback, comme pour le circuit SECE.

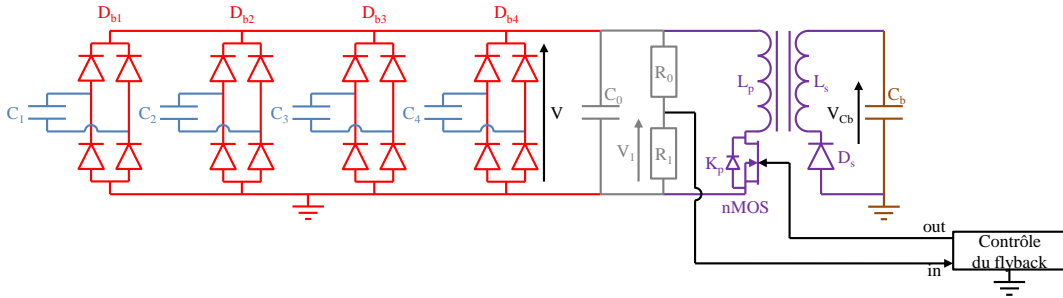


FIGURE 4.27 – Circuit MPP haute tension avec : en bleu les récupérateurs d’énergie, en rouge les ponts de diodes, en gris la capacité d’entrée et le diviseur de tension, en violet le flyback et en marron la capacité de stockage.

4.7.3 Approche à « deux chemins » pour un démarrage autonome

Nous nous proposons à présent de développer un circuit actif autonome (sans batterie) basé sur une approche à « deux chemins ». En effet, lorsque le récupérateur démarre sans énergie préalablement stockée dans le circuit, la conversion active présentée dans la section précédente ne peut avoir lieu étant donné que le contrôle du flyback n’est pas alimenté. L’idée est donc d’utiliser un chemin passif représenté en vert sur la figure 4.28a afin de charger une petite capacité C_s en attendant d’avoir assez d’énergie stockée pour faire fonctionner le circuit actif. Les différentes étapes peuvent se résumer de la manière suivante :

- Etat 0 : Le récupérateur est inactif et aucune énergie n’est présente dans le circuit.
- Etat 1 : Le récupérateur est actif et la capacité C_s se charge à travers le chemin passif (K_{bp} fermé). Le chemin actif n’ayant pas encore été emprunté, la capacité C_b est complètement déchargée durant cette étape (K_{cc} fermé).

5. L’objectif est en fait d’atteindre la moitié de la tension du récupérateur en circuit ouvert ($V_{opt} = V_{open}/2$).

- Etat 2 : Lorsque V_{C_s} atteint une valeur suffisante $V_{C_{s+}}$, l'organe de contrôle du démarrage qui est alimenté par C_s ouvre le transistor K_{bp} et ferme le transistor K_{cc} qui alimente le contrôle du flyback. La conversion active peut alors commencer, la capacité C_b va commencer à se charger alors que la capacité C_s qui alimente le contrôle du flyback va se décharger.
- Etat 3 : Si C_b ne se charge pas suffisamment vite, la tension aux bornes de C_s repasse sous le seuil $V_{C_{s-}}$. Il faut alors réutiliser le chemin passif afin de recharger la capacité C_s . L'organe de contrôle du démarrage enclenche cet état lorsque V_{C_s} atteint la valeur minimale $V_{C_{s-}}$. Le circuit peut ensuite osciller entre les états 2 et 3 ; le circuit va alors osciller entre une conversion active et passive jusqu'au moment où V_{C_b} atteint $V_{C_{b+}} + V_{fDc}$.
- Etat 4 : Le circuit est continuellement en mode actif. La capacité C_s est rechargée par C_b à l'aide de la diode D_c (V_{fDc} à ses bornes).
- Etat 5 : A chaque fois que V_{C_b} atteint une tension $V_{C_{b+}}$, le contrôle du WSN (comparateur à hystérésis) ferme le transistor K_{app} pour alimenter le WSN (*Wireless Sensor Network*) ; une mesure et un envoi de l'information sont effectués. Cet état reste stable à moins que V_{C_b} ne chute en dessous de $V_{C_{s-}} + V_{fDc}$, auquel cas le circuit repasse en mode passif.

	K_{bp}	K_{cc}	K_{app}	V_{C_s}	V_{C_b}
Etat 0	1	0	0	0	0
Etat 1	1	0	0	$0 \leq V_{C_s} \leq V_{C_{s+}}$	0
Etat 2	0	1	0	$V_{C_{s-}} \leq V_{C_s} \leq V_{C_{s+}}$	$0 \leq V_{C_b} \leq V_{C_{b+}}$
Etat 3	1	0	0	$V_{C_{s-}} \leq V_{C_s} \leq V_{C_{s+}}$	$0 \leq V_{C_b} \leq V_{C_{b+}}$
Etat 4	0	1	0	$V_{C_{s-}} \leq V_{C_s} \leq V_{C_{b+}} - V_{fDc}$	$V_{C_{s-}} + V_{fDc} \leq V_{C_b} \leq V_{C_{b+}}$
Etat 5	0	1	1	$V_{C_{s-}} \leq V_{C_s} \leq V_{C_{b+}} - V_{fDc}$	$V_{C_{s-}} + V_{fDc} \leq V_{C_b} \leq V_{C_{b+}}$

TABLE 4.1 – Récapitulatif des différents états de fonctionnement.

Le chemin passif est composé d'un transistor MOSFET à déplétion (K_{bp}) initialement fermé. Le contrôle du démarrage est composé d'un comparateur à hystérésis breveté qui permet de passer du mode passif au mode actif et inversement en fonction de la valeur de V_{C_s} . Le contrôle du WSN est également un comparateur à hystérésis cette fois-ci piloté par la valeur de V_{C_b} .

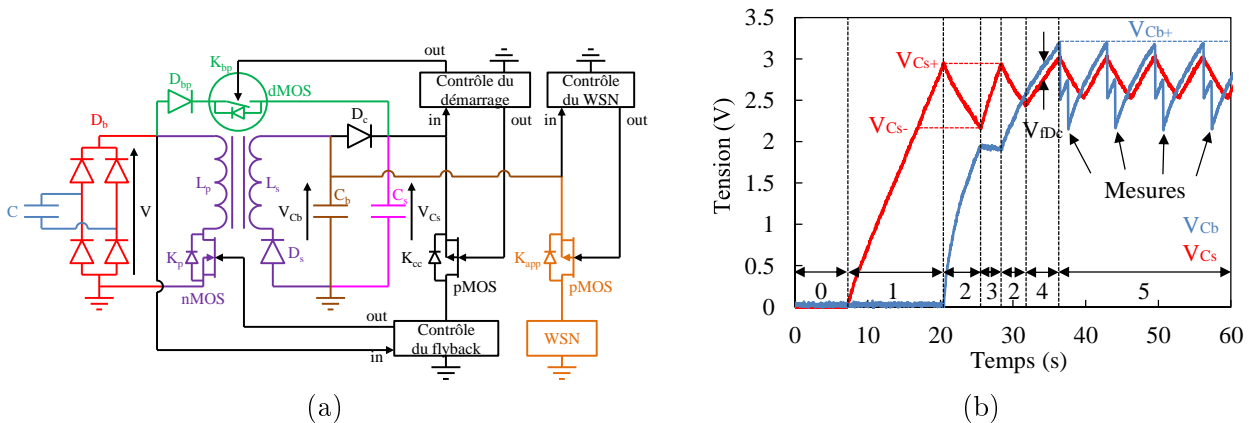


FIGURE 4.28 – (a) Circuit autonome complet avec : en vert le chemin passif de conversion, en violet le chemin actif de conversion, en marron la capacité utilisée pour alimenter le WSN et le contrôle du WSN, en rose la capacité qui alimente le contrôle du démarrage et le contrôle du flyback. (b) Evolution des tensions V_{C_s} et V_{C_b} durant les différentes étapes de fonctionnement.

4.7.4 Alimentation d'un capteur de température/accélération

Afin de compléter la « chaîne de récupération d'énergie », nous avons utilisé un capteur de température et d'accélération couplé à une transmission basse consommation en Bluetooth Low Energy (figure 4.29a) avec réception du signal sur smartphone (figure 4.29b). Ce circuit a été dimensionné et programmé selon une stratégie de faible consommation puis connecté au circuit de gestion à la place du « WSN ». Chaque mesure (température et accélération) et son émission sans fil (2.4GHz) interviennent lorsque V_{Cb} atteint $V_{Cb+}=3.2V$ (figure 4.30a) et consomment environ $270\mu J$.

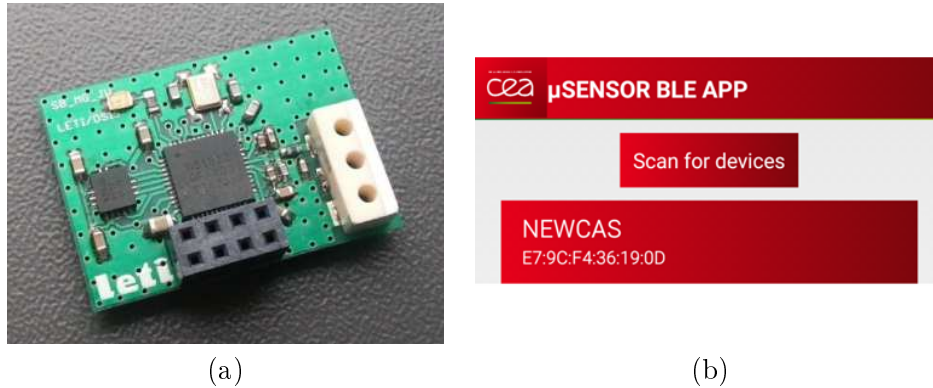


FIGURE 4.29 – (a) Capteur de température BLE utilisé dans [PBG⁺15a] et (b) réception sur smartphone.

4.7.4.1 Circuits pour micro-turbines électrostatiques à membranes

Afin de valider le fonctionnement des micro-turbines à membranes, un dispositif ($R=20mm$, $\beta(R)=20^\circ$, $N_p=4$, $N_m=2$) a été testé à $12m.s^{-1}$ avec quatre types de circuits : un circuit passif composé d'un simple pont de diode et d'une capacité de stockage C_b , le circuit actif SECE et le circuit actif MPP précédemment présenté, ainsi qu'un circuit actif du commerce LTC3588, référence pour les récupérateurs d'énergie piézoélectriques hautes tensions ($V_{open}\approx 50V$). Les composants électroniques utilisés durant ces essais sont récapitulés dans le tableau 4.2. Le circuit passif permet par exemple d'effectuer une première mesure 3 minutes et 37 secondes après le démarrage du récupérateur (figure 4.30b) alors que les circuits actifs SECE et MPP sont équivalents et environ 7 fois plus rapides (respectivement 30 secondes et 34 secondes). Une fois l'état 5 atteint, le circuit passif permet d'effectuer une mesure ($270\mu J$) toutes les minutes (figure 4.30b), le circuit SECE et le circuit MPP toutes les 6 secondes (figures 4.30a et 4.31a). Dans notre cas, on peut donc conclure que, malgré la période transitoire de démarrage et la consommation de quelques microwatts (environ $1.2\mu A$ sous 2-3V) de l'ensemble du circuit actif (contrôle du flybak + contrôle du démarrage + contrôle du WSN), le transfert actif d'énergie est bien plus intéressant qu'une stratégie purement passive.

Le circuit actif LTC3588 proposé par Linear Technology n'a en revanche aucun intérêt dans ce cas et est même surclassé par le circuit passif avec une durée de 7 minutes et 53 secondes pour effectuer une première mesure (figure 4.31b)! En effet ce circuit agit comme notre circuit MPP à la différence près qu'il maintient une tension de 5V sur la capacité d'entrée (en rouge sur la figure 4.31b). Si cette tension est proche de la tension en circuit ouvert de certains récupérateurs piézoélectriques, elle est en revanche très loin d'être adaptée à nos récupérateurs électrostatiques ($V_{opt}=V_{open}/2$ de l'ordre de la centaine de volts).

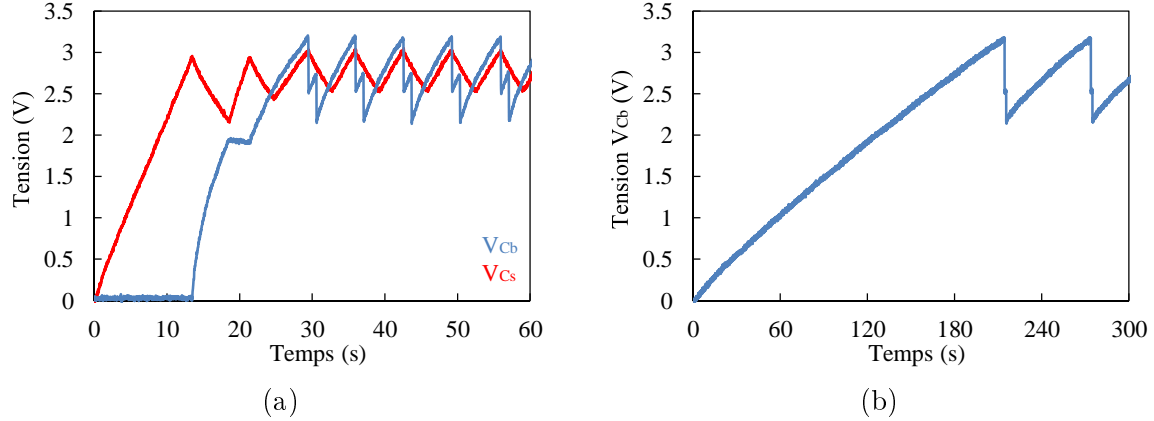


FIGURE 4.30 – (a) Mesure de température avec un circuit SECE et (b) comparaison avec un circuit passif ($R=20\text{mm}$, $\beta(R)=20^\circ$, $N_p=4$, $N_m=2$, $U=12\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$).

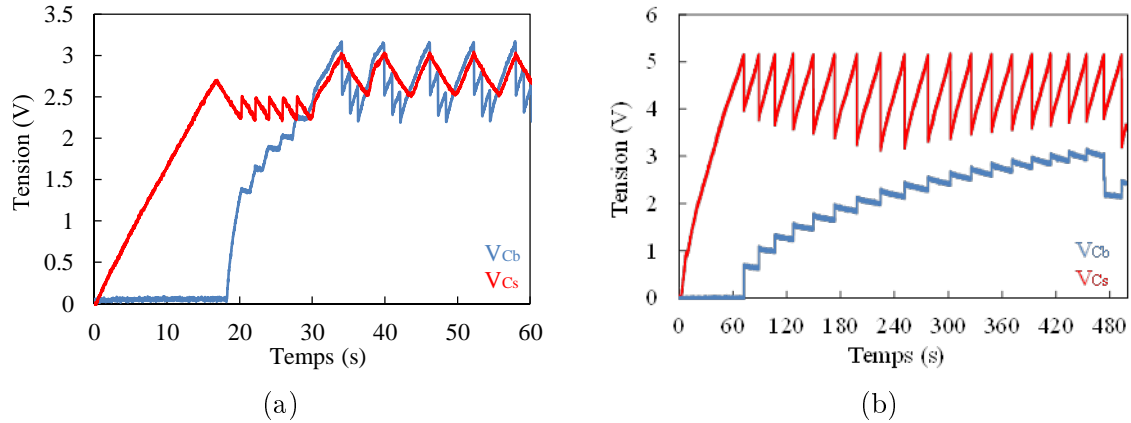


FIGURE 4.31 – (a) Mesure de température avec un circuit MPP et (b) comparaison avec le circuit actif LTC3588 ($R=20\text{mm}$, $\beta(R)=20^\circ$, $N_p=4$, $N_m=2$, $U=12\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$).

4.7.4.2 Circuits pour membranes électrostatiques oscillantes

Nous avons également testé une membrane électrostatique oscillante (Teflon FEP, $L=5\text{cm}$, $H=2\text{cm}$, $h=50\mu\text{m}$) à une vitesse de $15\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Huit électrodes de $1\text{cm}\times 2\text{cm}$ ont été placées sur les parois latérales (quatre de chaque côté), formant ainsi quatre convertisseurs séparés. Ces convertisseurs ont été reliés à quatre ponts de diodes mis en parallèle (figure 4.27) puis connectés aux circuits MPP et SECE utilisés dans la section précédente⁶. Comme précédemment, les circuits actifs sont toujours plus intéressants que le circuit passif pont de diode/capacité. Dans ce cas précis, le circuit actif MPP s'est avéré être le plus efficace avec une première mesure de température et d'accélération réalisée au bout de 60 secondes puis des mesures toutes les 9 secondes. Le circuit SECE met quant à lui 2 minutes pour effectuer la première mesure suivi par des mesures toutes les 45 secondes. Cet écart peut s'expliquer par le fait que le flyback utilisé dans le circuit MPP est un flyback du commerce possédant une faible inductance de fuite alors que celui utilisé dans le circuit SECE a été fabriqué à la main afin d'obtenir de plus grandes inductances (tableau 4.2) et moins de capacité parasite (grâce à la couche de Kapton ajoutée entre le circuit primaire et le circuit secondaire). De plus, tous les

6. La « petite » capacité C_s du circuit SECE a été modifiée afin de permettre une première mesure plus rapidement ($C_s=4.7\mu\text{F}$)

Composants	Valeur/Référence
D_b, D_{bp}	MMBD1503
D_c	MMSD701
D_s	FDS9926A
K_p	BSP130
K_{bp}	BSS139
K_{cc}, K_{app}	BSH201
C_b, C_s, C_0	100 μ F, 10 μ F, 44nF
R_0, R_1	10G Ω , 100M Ω
Flyback du circuit SECE	Noyau magnétique EFD20-3F3 : $L_p=11.5$ mH (150 tours), $L_s=51$ μ H (10 tours)
Flyback du circuit MPP	WE-Midcom : $L_p=500$ μ H, $L_s=14$ μ H

TABLE 4.2 – Liste des composants utilisés.

ponts de diodes étant branchés en parallèle, la détection de maximum du SECE n'a plus réellement de sens étant donné que tous les convertisseurs seront déchargés lorsque la tension aux bornes de l'ensemble des diodes atteindra un maximum local. La décharge sera donc dans le meilleur des cas synchronisée avec le maximum local de tension d'un seul convertisseur alors que tous les autres seront déchargés à une tension aléatoire. Finalement le circuit passif est encore moins performant puisqu'il ne permet qu'une première mesure en 5 minutes et 35 secondes suivi d'une période de 1 minute et 41 secondes pour les mesures suivantes.

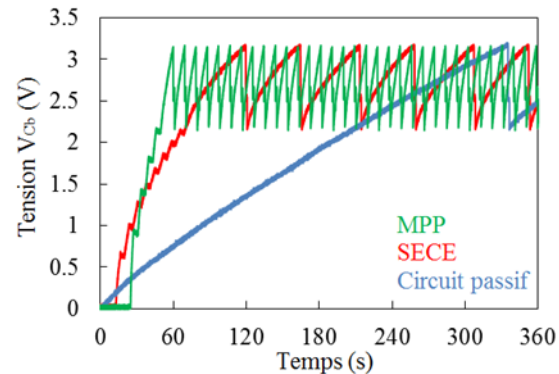


FIGURE 4.32 – (a) Photo d'un dispositif. (b) Mesure de température à $U=15$ m.s⁻¹ pour un film de Teflon FEP ($L=5$ cm, $H=2$ cm, $h=50$ μ m) totalement confiné ($L_0=1$ cm, $d=1$ mm, $L_1=1$ cm et $e=1.5$ mm).

4.8 Conclusion - Prototypes et résultats expérimentaux

Dans ce chapitre, nous avons testé expérimentalement quelques prototypes de taille centimétrique dont les niveaux de puissance nous ont permis d'envisager différentes applications d'autonomie de capteurs. Les dispositifs rotatifs à électrets (section 4.3) sont tout indiqués pour viser des applications très basse vitesse. Parmi ces dispositifs rotatifs « sans contact », les micro-éoliennes à portance ont présenté de bien meilleures performances que les micro-éoliennes à traînée de forme, avec un fonctionnement dès 1m.s⁻¹, des vitesses de rotation plus élevées (7300rpm vs 3500rpm à 10m.s⁻¹)

tout comme des niveaux de puissance ($300\mu\text{W}$ vs $28\mu\text{W}$ à $2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) et des rendements (9% vs 0.4%), sans oublier un volume total nettement plus faible (12.6cm^3 vs 50.3cm^3). Néanmoins, les électrets sont susceptibles de se décharger pour différentes raisons, ce qui est assez problématique étant données nos intentions de développer des dispositifs destinés à fonctionner durant plusieurs dizaines d'années sans intervention humaine.

L'ajout de membranes sur la périphérie du rotor (section 4.4) permet de résoudre ce problème de décharge grâce à une auto-polarisation du convertisseur. Cependant, la présence de ces membranes entraîne également des frottements qui repoussent le démarrage des récupérateurs à $4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et diminue fortement les rendements associés. Ces systèmes offrent tout de même des niveaux de puissance assez intéressants à plus haute vitesse avec notamment la possibilité d'alimenter un capteur autonome communicant (température + accélération).

Les récupérateurs aéroélastiques (section 4.5) permettent de réduire les vitesses de démarrage à $3\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ tout en gardant les avantages de l'auto-polarisation par contact (triboélectricité). Tout comme les micro-turbines à membranes, ces récupérateurs peuvent atteindre des niveaux de puissance intéressants pour l'alimentation de capteurs mais globalement de faibles rendements.

Quelques dispositifs ont été testés avec différents circuits électroniques de gestion actifs qui se sont avérés être très bénéfiques par rapport à une stratégie purement passive et plus performants que des circuits de type LTC3588. Le circuit SECE est très bien adapté aux micro-turbines électrostatiques qui ne nécessitent pas la mise en parallèle des convertisseurs. Ce circuit s'est en revanche avéré nettement moins efficace dans le cas des membranes électrostatiques oscillantes qui nécessitent la mise en parallèle de convertisseurs. Le circuit MPP a quant à lui fait ses preuves quel que soit le type de récupérateur utilisé.

Conclusion générale

L'état de l'art nous a permis d'identifier deux grandes familles de récupérateurs capables de convertir l'énergie cinétique d'un écoulement d'air en énergie mécanique : les récupérateurs rotatifs et les récupérateurs aéroélastiques. Quelle que soit l'option envisagée, de nombreux convertisseurs électromagnétiques et piézoélectriques leur ont déjà été associés. En revanche, les convertisseurs électrostatiques n'avaient jusqu'ici été étudiés qu'à travers quelques dispositifs triboélectriques dont les niveaux de performance n'ont pas réellement été dévoilés. De plus, l'étude de l'état de l'art a également mis en avant que peu de « petits » dispositifs étaient capables de produire de l'énergie électrique à quelques mètres par seconde, ce qui limite fortement le nombre d'applications potentielles. L'objectif principal de cette thèse était donc d'étudier le potentiel de la conversion électrostatique pour la micro-récupération d'énergie des écoulements d'air à basse vitesse, à travers l'étude de récupérateurs rotatifs et aéroélastiques.

Comme nous avons pu le constater dans le chapitre 2, la conversion électrostatique permet de concevoir des convertisseurs légers et peu volumiques ; formés de fines couches métalliques et diélectriques. Ces deux aspects sont très avantageux comparés aux convertisseurs électromagnétiques qui nécessitent des aimants permanents relativement lourds et de volumineux bobinages. Les tensions produites par les convertisseurs électrostatiques sont intrinsèquement élevées (quelques centaines de volts). Ce constat implique peu de pertes dans les différentes diodes du circuit électronique de gestion mais nettement plus durant l'étape de réduction de la tension pour l'alimentation de nos capteurs (quelques volts). De plus, l'électrostatique ne permet pas d'offrir des couplages aussi puissants qu'en électromagnétisme, limites que nous avons pu observer à haute vitesse (section 4.3.2.2). La conversion électrostatique sans contact utilisée pour nos micro-turbines à électrets se fait sans pertes contrairement aux convertisseurs électromagnétiques (pertes par effet joule, hystérésis magnétique et courants de Foucault) et peut à ce titre offrir des résultats très intéressants. Néanmoins, la polarisation par un électret est limitée en termes de tensions et peut également l'être en durée de vie en environnement « sévère » (poussière, humidité...). De plus, de très faibles distances inter-électrodes (quelques centaines de micromètres) sont nécessaires pour obtenir un couplage assez fort. Cette réduction de la distance inter-électrodes nous forçant à utiliser des techniques de fabrication et d'assemblage très précises. Au contraire, la conversion électrostatique avec contact a comme principal inconvénient d'entraîner de fortes pertes énergétiques par frottement mécanique, ce qui diminue fortement les rendements des dispositifs et la capacité à fonctionner à très basse vitesse. Cependant, l'auto-polarisation par triboélectricité est dans ce cas envisageable, ce qui rend la durée de vie des dispositifs quasi-illimitée de ce point de vue, et cela même en environnement sévère. Ce fonctionnement peut également nous permettre de nous affranchir des problèmes de précision de fabrication et d'assemblage précédemment mentionnés.

Notre objectif de développer de petits dispositifs basse vitesse implique un fonctionnement à très bas nombre de Reynolds ($Re < 10^4$) où les frottements visqueux sont relativement élevés (section 3.3.2.1) et les forces de portances potentiellement limitées. Dans cette « plage de Reynolds », les études aérodynamiques sont jusqu'à présent minoritaires et se rapportent essentiellement aux insectes

[San03], aux petits oiseaux [KQRvH⁺14], aux petits poissons [SLD99] et aux drones [Woo08]. Etant donnée la faiblesse du couplage électrostatique, il faut idéalement concevoir des dispositifs à hautes vitesses de rotations/fréquences. Des premiers tests expérimentaux nous ont permis de réaliser que les micro-éoliennes portantes restaient une référence à cette échelle grâce à leurs démarrages à très basse vitesse et de plus hautes vitesses de rotation. Dans l'optique de dimensionner ces micro-turbines portantes (avec ou sans contact), il est essentiel de développer des pales adaptées. La nature nous apprend qu'il faut privilégier fines et plates voire légèrement cambrées afin d'induire un maximum de portance et un minimum de traînée. Les membranes électrostatiques sont par définition fines, souples et vont à ce titre être fortement courbées par l'écoulement à partir d'une certaine vitesse. Nous avons pu voir que certaines membranes étaient capables de se mouvoir à basse vitesse à condition d'être assez souples/fines et longues; les hautes fréquences sont quant à elles amplifiées par les films de faible longueur, ce qui implique des compromis de dimensionnement.

Plusieurs micro-turbines portantes ont été testées avec des convertisseurs variés et une électronique de gestion unique (MPP). Les micro-turbines à électrets sont capables de démarrer à très basse vitesse et de tourner à très haute vitesse de rotation. Néanmoins, leur fabrication et leur assemblage nécessitent une grande précision afin de minimiser la distance inter-électrodes. Une puissance électrique de $66\mu\text{W}$ a été produite à $1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ par un dispositif de 2cm de rayon (soit une section de 12.6cm^2) possédant un angle de calage de bout de pale de 20° . Les micro-turbines à membranes ne fonctionnent en revanche qu'à partir de $4\text{-}5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ à cause des forts frottements intrinsèquement liés à ce mode de fonctionnement. Des angles de calage plus élevés sont donc nécessaires pour induire un fort couple aérodynamique capable de mettre en mouvement le rotor à basse vitesse (typiquement $\beta(R)=40^\circ$). Au final, une puissance électrique de $130\mu\text{W}$ a été produite à $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec un rotor de 2cm de rayon et un angle de calage de bout de pale de 20° . Ce même prototype a également été testé avec différents circuits électroniques de gestion, ce qui a permis de valider leur intérêt pour l'alimentation de capteurs. Les membranes électrostatiques oscillantes nécessitent quant à elles une électronique de gestion parallèle étant donné la nature « aléatoire » de leurs mouvements.

L'utilisation du phénomène de *fluttering* nous permet d'obtenir des prototypes plus « surfaciques » et flexibles qui peuvent être intéressants pour des applications où la section d'entrée de l'écoulement faible ou pour une intégration sur des murs, dans des interstices de portes... Nous avons pu voir que des densités de puissance supérieures à $10\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ peuvent être obtenues à partir de $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec une membrane préchargée (électret), et à partir d'environ $13\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec une membrane initialement non préchargée (triboélectricité). Nous avons également pu atteindre des densités de puissance de $150\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ à $20\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec une membrane préchargée. Leur fonctionnement a également été validé par un circuit de gestion de l'énergie parallèle MPP couplé à l'alimentation d'un capteur autonome communicant.

Finalement, de nombreux progrès restent encore à accomplir dans cette thématique de recherche qu'est la récupération d'énergie des écoulements d'air. Tout d'abord, il est clair qu'un fonctionnement à basse vitesse efficace ne peut être obtenu qu'avec une micro-turbine sans contact incorporant des roulements miniatures de qualité « supérieure ». Les pales de ces micro-turbines pourraient également être plus efficaces en diminuant leur épaisseur à quelques dizaines de micromètres. On pourrait par exemple imaginer une base flexible rigidifiée par un réseau de nervures rigides [SCFW09], comme les ailes des insectes et les nageoires des petits poissons. Parallèlement, il faudrait développer des électrets haute tension capables de garder leurs charges durant de nombreuses années quelles que soient les conditions de fonctionnement du récupérateur. Si ce challenge est insurmontable, il faudrait alors envisager un condensateur haute tension comme source de polarisation extérieure et développer une électronique de gestion capable de venir recharger régulièrement cette capacité grâce à l'énergie récupérée par la micro-éolienne. Concernant les récupérateurs aéroélastiques à contacts, des travaux plus poussés sur les matériaux utilisés pourraient être envisagés afin de maximiser les échanges de

charges par triboélectricité et ainsi augmenter les niveaux de puissance. Finalement, on pourrait également penser à développer une électronique de gestion parallèle basée sur un fonctionnement SECE à priori plus difficile à mettre en œuvre mais qui devrait être plus efficace que le circuit MPP présenté précédemment.

Annexes

Annexe 1 : L'électrostatique de Thalès à notre époque

Nom/événement	Période	Précisions
Poissons électriques		Poissons (anguille, poisson chat, raie...) capables de générer des décharges de quelques ampères à des tensions de plusieurs centaines de volts
Thalès de Milet	-625→-546	Découverte de la propriété d'attraction électrostatique de l'ambre et d'aimantation de l'oxyde de fer
Aristote	-384→-322	Première description de l'anguille électrique
William Gilbert	1544→1603	Première étude cohérente des corps magnétiques et électriques
Otto Von Guericke	1602→1686	Premières machines électrostatique par frottement (globe de soufre)
Isaac Newton	1642→1727	Générateur électrostatique par frottement (globe de verre)
Francis Hauksbee	1660→1713	Générateur électrostatique par frottement (globe de verre) pour une application de lampe à vapeur de mercure
Stephen Gray	1666→1736	Découverte de la conductivité
Pieter Van Musschenbroek	1692→1761	Premier condensateur : la bouteille de Leyde
Charles du Fay	1698→1739	Distinction entre l'électricité vitreuse (+) et résineuse (-)
Jean Antoine Nollet	1700→1770	Premiers électroscopes
Benjamin Franklin	1706→1790	Travaux sur la foudre, invention du paratonnerre. + Idem Charles du Fay indépendamment
William Watson	1715→1787	Comprend que l'électricité vitreuse (+) et résineuse (-) sont respectivement un surplus et un déficit d'un certain fluide électrique
Jesse Ramsden	1735→1800	Machine électrostatique par frottement (disques de verre et coussins de cuir/crin)
Charles-Augustin Coulomb	1736→1806	Loi de Coulomb : force d'interaction entre deux particules chargées électriquement
Luigi Galvani	1737→1798	Electricité « animal » et forces électriques liés au mouvement musculaire
Alessandro Volta	1745→1827	Invention de la première pile électrique
Martin Van Marum	1750→1837	Machine électrostatique par frottement
Michael Faraday	1791→1867	Découverte de l'induction électromagnétique
William Thomson	1824→1907	Machine électrostatique à influence (le replenisher)
James Clerk Maxwell	1831→1879	Théorie complète de l'électromagnétisme : les équations de Maxwell
James Wimshurst	1832→1903	Machine électrostatique à influence
August Toepler	1836→1912	Machine électrostatique à influence
Whilhelm Holtz	1836→1913	Machine électrostatique à influence
Robert Van de Graaf	1901→1967	Générateur à courroie (50kV→1MV)

Louis Néel	1904→2000	Machine électrostatique de grande puissance. Fondateur et premier directeur du CEA Grenoble en 1955
Noël Felici	1916→2010	Machine de Felici (quelques MV).
Daniel Gendron		Moteur électrostatique efficace (rendement de 75% sous pression)
Oleg Jefimenko	1922→2009	Conversion électrostatique à électrets
Berkeley Sensor and Actuator Center	1986→....	Micro-moteurs électrostatiques (60→120µm de diamètre)
CEA-LETI	1967→....	Ghislain Despesse (1977→présent) : Convertisseurs électrostatiques pour la récupération d'énergie vibratoire. Sébastien Boisseau (1985→....) : Convertisseurs électrostatiques à électrets pour la récupération d'énergie vibratoire. Matthias Perez (1989→....) : Convertisseurs électrostatiques pour la récupération d'énergie des écoulements aériens.

TABLE 3 – Histoire de l'électrostatique et références actuelles.

Annexe 2 : Résolution numérique de l'équation différentielle associée au cycle « libre »

L'équation différentielle que je rappelle ci-dessous peut être résolue de différentes manières :

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{RC(t)} = \frac{V_{cte}}{R} \quad (5)$$

On peut par exemple utiliser la méthode d'Euler en discrétisant le temps avec un pas constant $\Delta t = t_{i+1} - t_i$ (i étant un entier naturel). En prenant un schéma d'Euler explicite, on obtient alors :

$$\frac{Q_{i+1} - Q_i}{t_{i+1} - t_i} + \frac{Q_i}{RC(t_i)} = \frac{V_{cte}}{R} \quad (6)$$

On peut donc obtenir la relation de récurrence suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} C(t_0) = C_{max} \\ Q_0 = C_{max} V_{cte} \\ Q_{i+1} = Q_i \left(1 - \frac{\Delta t}{RC(t_i)} \right) + \frac{V_{cte} \Delta t}{R} \end{array} \right. \quad (7)$$

Si d'autres méthodes de résolutions numériques sont envisageables, on peut également utiliser un « simple » modèle simulink codé sous Matlab. Le schéma de ce modèle est détaillé sur la figure 33.

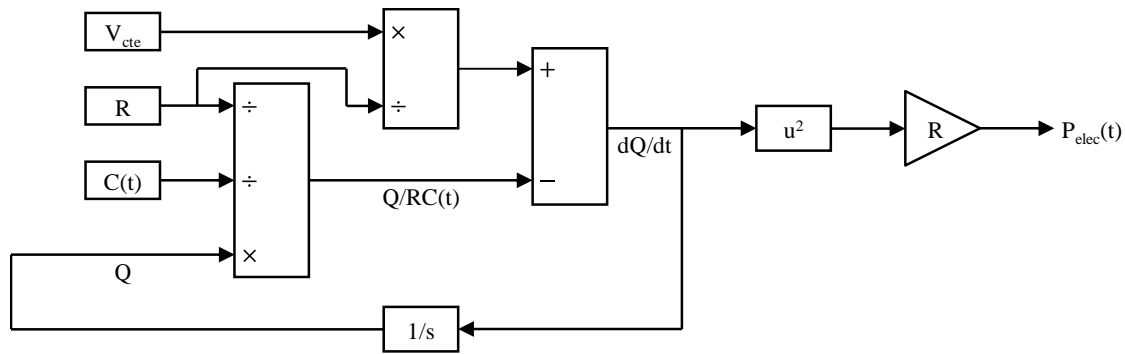


FIGURE 33 – Modèle simulink pour la résolution de l'équation différentielle associée au cycle « libre ».

Annexe 3 : Quelques références historiques de mécanique des fluides et d'aérodynamique

Nom/événement	Période	Précisions
Nemicolopterus	Crétacé inférieur	Petit dinosaure volant
Aristote	-384→-322	Biomécanique du mouvement animal
Archimède	-287→-212	Principes de flottaison
Leonard de Vinci	1452→1519	Physiologie des oiseaux et premier dessins de « machines volantes »
Galileo Galilée	1564→1642	Recherche sur la résistance de l'air sur l'expérience du pendule amorti
Isaac Newton	1642→1727	Hypothèses du fluide Newtonien. Conservation de la quantité de mouvement, premier modèle de portance et de trainée hélas inexactes
Daniel Bernoulli	1700→1782	Lien entre pression et vitesse : équation de Bernoulli
Leonhard Euler	1707→1783	Cas du fluide parfait (non visqueux) : équation d'Euler
Jean le Rond d'Alembert	1717→1783	Paradoxe d'Alembert : aucune force ne s'exerce sur un objet en mouvement dans un fluide parfait
Joseph Louis Lagrange	1736→1813	Introduction du concept de potentiel de vitesse, formulation Lagrangienne
Antoine Lavoisier	1743→1794	Conservation de la masse
George Cayley	1773→1857	Identification des quatre forces aérodynamiques : la poussée, la trainée, la portance et le poids
Claude-Louis Navier	1785→1836	Origine des équations de Navier-Stokes
Adhémar Barré de St-Venant	1797→1886	Ecoulements visqueux et équations de Navier-Stokes
Jean Léonard Marie Poiseuille	1797→1869	Ecoulements visqueux dans un tube capillaire
Heinrich Gustav Magnus	1802→1870	Effet magnus
George Gabriel Stokes	1819→1903	Ecoulements visqueux et équations de Navier-Stokes
William Rankine	1820→1872	Théorie de Froude (<i>momentum theory</i> ou <i>disk actuator theory</i>)
Hermann Von Hemholtz	1821→1894	Théorie des vortex et instabilité de Kelvin-Helmholtz

William Thomson	1824→1907	Théorie des vortex, théorème de Kelvin et instabilité de Kelvin-Helmholtz
Herbert Wenham	1824→1908	Elaboration de la première soufflerie en 1871
Ernst Mach	1838→1916	Ecoulements supersoniques et ondes de choc
Clément Ader	1841→1925	Premier décollage motorisé (1890)
Osborne Reynolds	1842→1912	Transition laminaire-turbulent et nombre de Reynolds
John Rayleigh	1842→1919	Deuxième modèle de portance également inexact
Stefan Drzewiecki	1844→1938	Théorie générale de l'hélice
Robert Edmund Froude	1846→1924	Théorie de Froude (<i>momentum theory</i> ou <i>disk actuator theory</i>)
Nikolaï Joukovski	1847→1921	Calcul de profils d'aile d'avion et profils de Joukowski
Otto Lilienthal	1848→1896	Recherche sur l'aérodynamique des oiseaux et la forme des ailes, Premier vol sur un planeur non motorisé
Martin Wilhelm Kutta	1867→1944	Théorème de Kutta-Joukovsky
Wilbur Wright	1867→1912	Premier vol sur un planeur motorisé (1902) et premier vol motorisé contrôlé (1903)
Frederick Lanchester	1868→1946	Développement de profils aérodynamiques « modernes »
Orville Wright	1871→1948	Premier vol sur un planeur motorisé (1902) et premier vol motorisé contrôlé (1903)
Ludwig Prandtl	1875→1953	Découverte et mise en place de la théorie de la couche limite
Theodore Von Karman	1881→1963	Ecoulements supersoniques et hypersoniques et profils d'ailes en flèche. Découverte du phénomène de tourbillons alternés en aval d'un objet non profilé.
Heinrich Blasius	1883→1970	Travaux sur la couche limite laminaire
Sigurd Savonius	1884→1931	Turbine Savonius
Albert Betz	1885→1968	Théorie des hélices et limite de Betz
George Darrieus	1888→1979	Turbine Darrieus
Michael Max Munk	1890→1986	Théorie des profils minces (<i>thin airfoil theory</i>). Paramétrage des profils aérodynamiques en séparant la forme (ligne de cambrure) et l'évolution de son épaisseur.
Hermann Glauert	1892→1934	Théorie des profils minces (<i>thin airfoil theory</i>) et théorie des hélices et prise en compte du sillage rotationnel
Robert Thomas Jones	1910→1999	Ecoulements supersoniques/hypersoniques et théorie de l'aile delta
	1914	Premier combat aérien
NACA	1915→1958	Centre de recherche en aéronautique visant à élever le niveau de l'aviation américaine. Développement des profils NACA
Alexander Gorlov	1931→....	Turbine Gorlov
	1947	Dépassement du « mur du son »
NASA	1958	Centre de recherche mis en place pour rattraper le retard des état unis sur l'union soviétique (anciennement NACA)

TABLE 4 – Quelques références historiques de mécanique des fluides et d'aérodynamique.

Annexe 4 : Equation de Blasius et couche limite laminaire

Considérons un écoulement bidimensionnel dans le plan xy , avec $\mathbf{u}(U,0)$ loin d'une paroi semi infinie localisée en $x=0$. On notera $\delta(x)$ l'épaisseur caractéristique de la couche limite, on considérera le point où $u(y)=0.99U$. Nous allons adimensionner les équations de conservation et de quantité de mouvement, avec cette fois-ci les variables caractéristiques suivantes : $u^*=u/U$, $v^*=v/V$, $x^*=x/L$, $y^*=y/L$, $t^*=tu/L$, $p^*=p/(\rho U^2)$. On considérera également deux nombres de Reynolds : $Re_x=Ux/\nu$ et $Re_\delta=V\delta/\nu$. La conservation de masse implique donc : $U/L\sim V/\delta$, ce qui nous permet de simplifier l'écriture des deux conservations de quantité de mouvement.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{U}{L} \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{V}{\delta} \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \\ \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \frac{1}{Re_L} \frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{1}{Re_\delta} \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \\ \frac{Re_\delta}{Re_L} \left(\frac{\partial v^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) = -\frac{\partial P^*}{\partial y^*} + \frac{Re_\delta}{Re_L^2} \frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{1}{Re_L} \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \end{array} \right. \quad (8)$$

En supposant que $V \ll U$, il vient $\delta(x) \ll x$ et on peut ainsi en déduire $Re_\delta \ll Re_x$. Comme nous avons pu le voir précédemment le nombre de Reynolds longitudinal Re_δ est largement supérieur à 1 (entre 600 et 6000 dans notre cas), on peut donc à l'ordre 0 réduire les équations de Navier Stokes. Ces équations constituent les équations de Navier Stokes dans l'approximation de la couche limite de Prandtl :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \\ \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial x^*} + \frac{1}{Re_\delta} \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \\ 0 = -\frac{\partial P^*}{\partial y^*} \end{array} \right. \quad (9)$$

Il vient alors $Re_\delta \sim 1 \Leftrightarrow \delta(x) \sim \sqrt{\nu x/U}$, ce qui implique une croissance parabolique de la couche limite, caractéristique des couches limites laminares. On peut également en déduire une hypothèse très importante de la couche limite : la pression est, à x^* fixé, indépendante de la distance à la paroi y^* et fixée par sa valeur à l'infini. Dans notre cas, comme la pression est indépendante de x^* à l'infini (p_0), on peut donc en déduire que la pression est uniforme dans toute la couche ($\partial p^*/\partial x^*=0$).

Cherchons à présent une solution dite auto-similaire de la forme $u(x,y)=u_0(x)f(\eta)$ avec $\eta=y/\delta(x)$. La conservation de masse et la projection du bilan de quantité de mouvement sur l'axe x prennent alors la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_0' f' - u_0 \eta \frac{\delta'}{\delta} f'' + \frac{1}{\delta} \frac{\partial v}{\partial \eta} = 0 \\ u_0 f' \left(u_0' f' - u_0 \eta \frac{\delta'}{\delta} f'' \right) + v(x,y) \left(\frac{u_0}{\delta} f'' \right) = \nu \frac{u_0}{\delta^2} f''' \end{array} \right. \quad (10)$$

La première ligne permet de déduire la composante de vitesse $v(x,y)=u_0 \delta' (\eta f' - f) - \delta u_0' f$ et la deuxième ligne s'écrit alors : Re_x

$$u_0' \left(f'^2 - f f'' \right) - u_0 \frac{\delta'}{\delta} f f'' = \frac{\nu}{\delta^2} f''' \quad (11)$$

Dans notre cas la vitesse $u_0(x)$ est constante et égale à U . La condition de non glissement sur la paroi implique $f'(0)=0$, la définition de la couche limite $f'(1)=0.99$, et la condition très loin de la paroi $f'(\infty)=1$. L'équation précédente est donc grandement simplifiée :

$$f''' + U \frac{\delta \delta'}{\nu} f f'' = 0 \quad (12)$$

Comme la fonction f dépend de η et δ de x , le terme $U\delta\delta'/\nu$ doit être constant : $U\delta\delta'/\nu=cte=A$. Les différentes conditions nous permettent de résoudre numériquement cette équation et d'en déduire le profil de vitesse de Blasius (tableau 5), ainsi que $A\approx 12.5$ et $f''(0)=0.332$. L'épaisseur de la couche limite s'écrit alors :

$$\frac{\delta(x)}{x} \approx \frac{5}{Re_x^{1/2}} \quad (13)$$

Ce qui implique un coefficient de traînée laminaire inversement proportionnel à la racine carré du nombre de Reynolds :

$$C_{Dfl} = 2 \frac{\int_0^L \mu \frac{\partial u}{\partial y}(x,0) dx}{\frac{1}{2} \rho L U^2} = 2 \frac{2 \rho U^{3/2} \sqrt{\nu L} f''(0)}{\frac{1}{2} \rho L U^2} \approx \frac{2.656}{Re_L^{1/2}} \quad (14)$$

η	$f'(\eta)=u/U$
0	0
0.04	0.06641
0.2	0.32979
0.4	0.62977
0.6	0.84605
0.8	0.95552
1	0.99155
∞	1

TABLE 5 – Profil de vitesse de Blasius.

Bibliographie

- [Ae11] J. D. Anderson (ed.), *Fundamentals of aerodynamics*, 5th edition (2011).
- [AEA12] H. D. Akaydin, N. Elvin, and Y. Andreopoulos, *The performance of a self-excited fluidic energy harvester*, Smart materials and structures (2012).
- [AFW14] E. Arroyo, S. Foong, and K. L. Wood, *Modeling and experimental characterization of a fluttering windbelt for energy harvesting*, Journal of physics : Conference series (2014).
- [AS01] J. J. Allen and A. J. Smits, *Energy harvesting eel*, Journal of fluids and structures (2001).
- [BBL⁺06] A. Badel, A. Benayad, E. Lefeuvre, L. Lebrun, C. Richard, and D. Guyomar, *Single crystals and nonlinear process for outstanding vibration-powered electrical generators*, Transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control (2006).
- [BCST03] J. Boland, Y. H. Chao, Y. Suzuki, and Y. C. Tai, *Micro electret power generator*, Micro electro mechanical systems (2003).
- [BDR⁺11] S. Boisseau, G. Despesse, T. Ricart, E. Defay, and A. Sylvestre, *Cantilever-based electret energy harvesters*, Smart materials and structures (2011).
- [BG11] M. Bryant and E. Garcia, *Modeling and testing of a novel aeroelastic flutter energy harvester*, Journal of vibration and acoustics (2011).
- [BGGD13] S. Boisseau, P. Gasnier, M. Gallardo, and G. Despesse, *Self-starting power management circuits for piezoelectric and electret-based electrostatic mechanical energy harvesters*, Journal of physics : Conference series (2013).
- [BGP⁺15] S. Boisseau, P. Gasnier, M. Perez, C. Bouvard, M. Geisler, A. B. Duret, G. Despesse, and J. Willemin, *Synchronous Electric Charge Extraction for multiple piezoelectric energy harvesters*, New circuits and systems (2015).
- [BHH09] A. Bansal, D. A. Howey, and A. S. Holmes, *Cm-scale air turbine and generator for energy harvesting from low-speed flows*, Solid state sensors, actuators and microsystems (2009).
- [BLK⁺14] J. Bae, J. Lee, S. Kim, J. Ha, B. S. Lee, Y. Park, C. Choong, J. B. Kim, Z. L. Wang, H. Y. Kim, J. J. Park, and U. I. Chung, *Flutter-driven triboelectrification for harvesting wind energy*, Nature communications (2014).
- [Boi11] S. Boisseau, *Recuperation d'energie vibratoire a electrets*, These, Universite de Grenoble (2011).
- [BPM⁺12] A. Bendaoud, M. Plopeanu, K. Medles, A. Tilmatine, and L. Dascalescu, *Experimental study of corona discharge generated by a triode electrode system*, Joint electrostatics conference (2012).

- [CBBB10] D. Carli, D. Brunelli, D. Bertozzi, and L. Benini, *A high-efficiency wind-flow energy harvester using micro turbine*, Symposium on power electronics, electrical drives, automation and motion (2010).
- [Chu73] P. W. Chudleigh, *Stability of liquid charged electrets*, Applied physics letters (1973).
- [CIP06] C. T. Chen, R. A. Islam, and S. Priya, *Electric energy generator*, Transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control (2006).
- [DE12] O. Doare and C. Eloy, *The influence of channel walls on flag flutter*, Flow induced vibration (2012).
- [Des05] G. Despesse, *Etude des phenomenes physiques utilisables pour alimenter en energie electrique des micro-systemes communicants*, These, Institut national polytechnique de Grenoble (2005).
- [DH74] J. DeLaurier and J. Harris, *An experimental investigation of the aerodynamic characteristics of stepped-wedge airfoils at low speeds*, Symposium on the technology and science of low speed and motorless flight (1974).
- [DMMG89] C. J. Dias, J. N. Marat-Mendes, and J. A. Giacometti, *Effects of a corona discharge on the charge stability of Teflon FEP negative electrets*, Journal of physics D : Applied physics (1989).
- [DSMD11] J. A. Dunnmon, S. C. Stanton, B. P. Mann, and E. H. Dowell, *Power extraction from aeroelastic limit cycle oscillations*, Journal of fluids and structures (2011).
- [DSR⁺99] L. Dascalescu, A. Samuila, D. Rafiroiu, A. Iuga, and R. Morar, *Multiple-needle corona electrodes for electrostatic processes application*, Transactions on industry applications (1999).
- [EKS12] C. Eloy, N. Kofman, and L. Schouveiler, *The origin of hysteresis in the flag instability*, Journal of fluid mechanics (2012).
- [ES87] D. M. Eggleston and F. Stoddard, *Wind turbine engineering design*, 1st edition (1987).
- [ESS07] C. Eloy, C. Souilliez, and L. Schouveiler, *Flutter of a rectangular plate*, Journal of fluids and structures (2007).
- [FC03] C. C. Federspiel and J. Chen, *Air-powered sensor*, Sensors (2003).
- [FF92] G. F. L. Ferreira and M. T. Figueiredo, *Corona charging of electrets : models and results*, Transactions on electrical insulation (1992).
- [FL09] F. Fei and W. J. Li, *A fluttering-to-electrical energy transduction system for consumer electronics applications*, Robotics and biomimetics (2009).
- [FML12] F. Fei, J. D. Mai, and W. J. Li, *A wind-flutter energy converter for powering wireless sensors*, Sensors and actuators A : Physical (2012).
- [FMSS10] A. Flammini, D. Marioli, E. Sardini, and M. Serpelloni, *An autonomous sensor with energy harvesting capability for airflow speed measurements*, Instrumentation and measurement technology (2010).
- [FTM88] L. S. Fan, Y. C. Tai, and R. S. Muller, *IC-processed electrostatic micro-motors*, Electron devices meeting (1988).
- [FTM89] ———, *IC-processed electrostatic micromotors*, Sensors and actuators (1989).
- [GDG93] P. Gunther, H. Ding, and R. Gerhard, *Electret properties of spin-coated Teflon-AF films*, Electrical insulation and dielectric phenomena (1993).
- [GeT12] R. Gasch (ed.) and J. Twele, *Wind power plants*, 2nd edition (2012).

- [GTE03] T. Genda, S. Tanaka, and M. Esashi, *High power electrostatic motor and generator using electrets*, Solid state sensors, actuators and microsystems (2003).
- [Gun89] P. Gunther, *Charging, long-term stability, and TSD measurements of SiO₂ electrets*, Transactions on electrical insulation (1989).
- [HBH11] D. A. Howey, A. Bansal, and A. S. Holmes, *Design and performance of a centimetre-scale shrouded wind turbine for energy harvesting*, Smart materials and structures (2011).
- [HHH⁺03] A. S. Holmes, M. E. Heaton, G. Hong, K. R. Pullen, and P. T. Rumsby, *Laser profiling of 3d microturbine blades*, Symposium on laser precision microfabrication (2003).
- [HHHP03] G. Hong, A. S. Holmes, M. E. Heaton, and K. P. Pullen, *Design, fabrication and characterization of an axial-flow turbine for flow sensing*, Solid state sensors, actuators and microsystems (2003).
- [HHP05] A. S. Holmes, G. Hong, and K. R. Pullen, *Axial-flux permanent magnet machines for micropower generation*, Journal of microelectromechanical systems (2005).
- [HHPB04] A. S. Holmes, G. Hong, K. R. Pullen, and K. R. Buffard, *Axial-flow microturbine with electromagnetic generator : design, CFD simulation, and prototype demonstration*, Micro electro mechanical systems (2004).
- [HLL⁺08] F. B. Hsiao, C. Y. Lin, Y. C. Liu, D. B. Wang, C. C. Hsu, and C. H. Chiang, *Thickness effect on low-aspect-ratio wing aerodynamic characteristics at a low Reynolds number*, Journal of mechanics (2008).
- [Jef68] O. D. Jefimenko, *Slot effect in electret devices.pdf*, West Virginia academy of science (1968).
- [JW68] O. D. Jefimenko and D. K. Walker, *Force measurements on electrets.pdf*, West Virginia academy of science (1968).
- [JW78] ———, *Electrostatic current generator having a disk electret as an active element*, Transactions on industry applications (1978).
- [KJG⁺09] S. H. Kim, C. H. Ji, P. Galle, F. Herrault, X. Wu, J. H. Lee, C. A. Choi, and M. G. Allen, *An electromagnetic energy scavenger from direct airflow*, Journal of micromechanics and microengineering (2009).
- [Kot08] P. Kotrappa, *Long term stability of electrets used in electret ion chambers*, Journal of electrostatics (2008).
- [KQRvH⁺14] J. W. Kruyt, E. M. Quicazan-Rubio, G. F. van Heijst, D. L. Altshuler, and D. Lentink, *Hummingbird wing efficacy depends on aspect ratio and compares with helicopter rotors*, Journal of the royal society interface (2014).
- [KSG96] R. Kressmann, G. M. Sessler, and P. Gunther, *Space-charge electrets*, Transactions on dielectrics and electrical insulation (1996).
- [Kwo10] S. D. Kwon, *A T-shaped piezoelectric cantilever for fluid energy harvesting*, Applied physics letters (2010).
- [Lai97] E. V. Laitone, *Wind tunnel tests of wings at Reynolds numbers below 70 000*, Experiments in fluids (1997).
- [LBG⁺97] C. A. Lyon, A. P. Broeren, P. Giguere, A. Gopalarathnam, and M. S. Selig, *Summary of low speed airfoil data*, Volume 3 (1997).

- [LBRG05] E. Lefeuvre, A. Badel, C. Richard, and D. Guyomar, *Piezoelectric energy harvesting device optimization by synchronous electric charge extraction*, Journal of intelligent material systems and structures (2005).
- [LDL10] D. Y. C. Leung, Y. Deng, and M. K. H. Leung, *Design optimization of a cost-effective micro wind turbine*, World congress on engineering (2010).
- [LFL⁺04] C. Livermore, A. R. Forte, T. Lyszczarz, S. D. Umans, A. A. Ayon, and J. H. Lang, *A High-Power MEMS electric induction motor*, Journal of microelectromechanical systems (2004).
- [LFVH06] V. Leonov, P. Fiorini, and C. Van Hoof, *Stabilization of positive charge in SiO₂/Si₃N₄ electrets*, Transactions on dielectrics and electrical insulation (2006).
- [Lis83] P. B. S. Lissaman, *Low-Reynolds-number airfoils*, Annual review of fluid mechanics (1983).
- [LL09] S. Li and H. Lipson, *Vertical-stalk flapping-leaf generator for wind energy harvesting*, Smart materials, adaptive structures and intelligent systems (2009).
- [LYL11] S. Li, J. Yuan, and H. Lipson, *Ambient wind energy harvesting using cross-flow fluttering*, Journal of applied physics (2011).
- [Mat53] M. Matschinski, *La mécanique de la nage chez les poissons*, Bulletin francais de pisciculture (1953).
- [Me73] A. D. Moore (ed.), *Electrostatics and its application*, 1st edition (1973).
- [MKS⁺15] A. Marin, R. Kishore, D. A. Schaab, D. Vuckovic, and S. Priya, *Micro Wind Turbine for Powering Wireless Sensor Nodes*, Energy harvesting and systems (2015).
- [ML06] E. Motyl and B. Lowkis, *Effect of air humidity on charge decay and lifetime of PP electrets nonwovens*, Fibres & textiles in eastern europe (2006).
- [MT01] T. J. Mueller and G. E. Torres, *Aerodynamics of low aspect ratio wings at low Reynolds numbers with applications to micro air vehicle design and optimization*, University of notre dame (2001).
- [MVKP07] R. Myers, M. Vickers, H. Kim, and S. Priya, *Small scale windmill*, Applied physics letters (2007).
- [Pas89] F. Paschen, *Ueber die zum funkenubergang in luft, wasserstoff und kohlensaure bei verschiedenen drucken erforderliche potentialdifferenz*, Annalen der physik (1889).
- [PBG⁺15a] M. Perez, S. Boisseau, P. Gasnier, J. Willemin, N. Pourchier, M. Geisler, and J. L. Reboud, *Electret-based aeroelastic harvester and its self-starting battery-free power management circuit*, New circuits and systems (2015).
- [PBG⁺15b] M. Perez, S. Boisseau, P. Gasnier, J. Willemin, and J. L. Reboud, *An electret-based aeroelastic flutter energy harvester*, Smart materials and structures (2015).
- [PBG⁺16a] M. Perez, S. Boisseau, P. Gasnier, J. Willemin, M. Geisler, and J. L. Reboud, *A cm scale electret-based electrostatic wind turbine for low-speed energy harvesting applications*, Smart materials and structures (2016).
- [PBG⁺16b] M. Perez, S. Boisseau, M. Geisler, G. Despesse, and J. L. Reboud, *Triboelectret-based aeroelastic flutter energy harvesters*, Micro and nanotechnology for power generation and energy conversion applications (2016).
- [PBG⁺16c] ———, *A triboelectric wind turbine for small-scale energy harvesting*, Micro and nanotechnology for power generation and energy conversion applications (2016).

- [PBR15] M. Perez, S. Boisseau, and J. L. Reboud, *Design and performance of a small-scale wind turbine exploiting an electret-based electrostatic conversion*, Journal of physics : Conference series (2015).
- [PCFZ05] S. Priya, C. Chen, D. Fye, and J. Zahnd, *Piezoelectric windmill : a novel solution to remote sensing*, Japanese journal of applied physics (2005).
- [Per16] M. Perez, *Micro-recuperation d'energie des ecoulements d'air par conversion electrostatique*, These, Universite Grenoble Alpes (2016).
- [PM00] A. Pelletier and T. J. Mueller, *Low Reynolds Number Aerodynamics of Low-Aspect-Ratio, Thin/Flat/Cambered-Plate Wings*, Journal of aircraft (2000).
- [Pri05] S. Priya, *Modeling of electric energy harvesting using piezoelectric windmill*, Applied physics letters (2005).
- [PS04] S. Pobering and N. Schwesinger, *A novel hydropower harvesting device*, MEMS, NANO and smart systems (2004).
- [PS08] ———, *Power supply for wireless sensor systems*, Sensors (2008).
- [Ric65] W. Rice, *An analytical and experimental investigation of multiple-disk turbines*, Journal of engineering for power (1965).
- [RTF07] D. Rancourt, A. Tabesh, and L. G. Frechette, *Evaluation of centimeter-scale micro windmills : aerodynamics and electromagnetic power generation*, Micro and nanotechnology for power generation and energy conversion applications (2007).
- [San03] S. P. Sane, *The aerodynamics of insect flight*, Journal of experimental biology (2003).
- [SC99] L. B. Schein and G. S. P. Castle, *Triboelectricity*, Wiley encyclopedia of electrical and electronics engineering (1999).
- [SCBS⁺10] D. St. Clair, A. Bibo, V. R. Sennakesavababu, M. F. Daqaq, and G. Li, *A scalable concept for micropower generation using flow-induced self-excited oscillations*, Applied physics letters (2010).
- [SCFW09] J. K. Shang, S. A. Combes, B. M. Finio, and R. J. Wood, *Artificial insect wings of diverse morphology for flapping-wing micro air vehicles*, Bioinspiration and biomimetics (2009).
- [SK81] R. E. Sheldahl and P. C. Klimas, *Aerodynamic characteristics of seven symmetrical airfoil sections through 180-degree angle of attack for use in aerodynamic analysis of vertical axis wind turbines*, Sandia national laboratories (1981).
- [SLD99] M. Sfakiotakis, D. M. Lane, and J. B. C. Davies, *Review of fish swimming modes for aquatic locomotion*, Journal of oceanic engineering (1999).
- [SSK97] S. Sunada, A. Sakaguchi, and K. Kawachi, *Airfoil section characteristics at a low Reynolds number*, Journal of fluids engineering (1997).
- [SSK08] Y. Sakane, Y. Suzuki, and N. Kasagi, *The development of a high-performance perfluorinated polymer electret and its application to micro power generation*, Journal of micromechanics and microengineering (2008).
- [STK⁺14] E. Suwa, Y. Tsujiura, F. Kurokawa, H. Hida, and I. Kanno, *Airflow energy harvesters of metal-based PZT thin films by self-excited vibration*, Journal of physics : Conference series (2014).
- [SW69] G. M. Sessler and J. E. West, *Studies of electret charges produced on polymer films by electron bombardment*, Journal of polymer science part B : Polymer letters (1969).

- [SYH97] G. M. Sessler, G. M. Yang, and W. Hatke, *Electret properties of cycloolefin copolymers*, Electrical insulation and dielectric phenomena (1997).
- [SZWB13] H. Sun, D. Zhu, N. M. White, and S. P. Beeby, *A miniature airflow energy harvester from piezoelectric materials*, Journal of physics : Conference series (2013).
- [Tad92] Y. Tada, *Experimental Characteristics of Electret Generator, Using Polymer Film Electrets*, Japanese journal of applied physics (1992).
- [TC09] K. Taira and T. Colonius, *Three-dimensional flows around low-aspect-ratio flat-plate wings at low Reynolds numbers*, Journal of fluid mechanics (2009).
- [Tes11] N. Tesla, *Procède et appareils pour la production et l'utilisation de la force motrice au moyen de fluide*, Brevet (1911).
- [TM89] Y. C. Tai and R. S. Muller, *IC-processed electrostatic synchronous micromotors*, Sensors and actuators (1989).
- [VAH13] E. Virot, X. Amandolese, and P. Hemon, *Fluttering flags : An experimental study of fluid forces*, Journal of fluids and structures (2013).
- [VYGM10] A. Viraneva, T. Yovcheva, E. Gencheva, and G. Mekishev, *Low pressure and humidity influences on the electret surface potential decay*, Journal of physics : Conference series (2010).
- [WC10] D. A. Wang and K. H. Chang, *Electromagnetic energy harvesting from flow induced vibration*, Microelectronics journal (2010).
- [Whi09] F. M. White, *Fluid mechanics*, 7th edition (2009).
- [Wie96] T. G. Wiegeler, *Micro-turbo-generator design and fabrication : a preliminary study*, Intersociety energy conversion engineering conference (1996).
- [WK10] D. A. Wang and H. H. Ko, *Piezoelectric energy harvesting from flow-induced vibration*, Journal of micromechanics and microengineering (2010).
- [WL11] D. A. Wang and N. Z. Liu, *A shear mode piezoelectric energy harvester based on a pressurized water flow*, Sensors and actuators A : Physical (2011).
- [WMW⁺15] S. Wang, X. Mu, X. Wang, A. Y. Gu, Z. L. Wang, and Y. Yang, *Elasto-aerodynamics-driven triboelectric nanogenerator for scavenging air-flow energy*, ACS nano (2015).
- [Woo08] R. J. Wood, *The first takeoff of a biologically inspired at-scale robotic insect*, Transactions on robotics (2008).
- [WPCC11] D. Wang, H. Pham, C. Chao, and J. M. Chen, *A Piezoelectric energy harvester based on pressure fluctuations in Karman vortex street*, World renewable energy congress (2011).
- [XWL⁺13] Y. Xie, S. Wang, L. Lin, Q. Jing, Z. Lin, S. Niu, Z. Wu, and Z. L. Wang, *Rotary triboelectric nanogenerator based on a hybridized mechanism for harvesting wind energy*, ACS nano (2013).
- [XYHQ10] F. J. Xu, F. G. Yuan, J. Z. Hu, and Y. P. Qiu, *Design of a miniature wind turbine for powering wireless sensors*, Sensors and smart structures technologies for civil, mechanical, and aerospace systems (2010).
- [XYL⁺13] F. Xu, F. Yuan, L. Liu, J. Hu, and Y. Qiu, *Performance prediction and demonstration of a miniature horizontal axis wind turbine*, Journal of energy engineering (2013).
- [YZZ⁺13] Y. Yang, G. Zhu, H. Zhang, J. Chen, X. Zhong, Z. Lin, Y. Su, P. Bai, X. Wen, and Z. L. Wang, *Triboelectric nanogenerator for harvesting wind energy and as self-powered wind vector sensor system*, ACS nano (2013).

- [ZBT⁺10] D. Zhu, S. Beeby, J. Tudor, N. White, and N. Harris, *A novel miniature wind generator for wireless sensing applications*, Sensors (2010).
- [ZCLS00] J. Zhang, S. Childress, A. Libchaber, and M. Shelley, *Flexible filaments in a flowing soap film as a model for one-dimensional flags in a two-dimensional wind*, Nature (2000).
- [ZPH15] M. Y. Zakaria, D. A. Pereira, and M. R. Hajj, *Experimental investigation and performance modeling of centimeter-scale micro-wind turbine energy harvesters*, Journal of wind engineering and industrial aerodynamics (2015).