

ACADÉMIE DE NANTES
ÉCOLE DOCTORALE
DE L'UNIVERSITÉ DU MAINE
Le Mans, FRANCE

THÈSE DE DOCTORAT
Spécialité : ACOUSTIQUE

présentée par

KAËLIG CASTOR

**CARACTÉRISATION DES SOURCES
ACOUSTIQUES ASSOCIÉES AUX DÉCHARGES
COURONNES NÉGATIVES.**

Soutenue le 19 septembre 2001

devant le jury composé de Messieurs :

M. FITAIRE	Professeur, LPGP, Université Paris XI-Orsay (rapporteur)
J. P. LEFEBVRE	Directeur de Recherche CNRS, LMA, Université d'Aix-Marseille (rapporteur)
Ph. BÉQUIN	Maître de Conférence, LAUM, Université du Maine (co-directeur de thèse)
M. BRUNEAU	Professeur, LAUM, Université du Maine (directeur de thèse)
Ph. HERZOG	Chargé de Recherche CNRS, LMA, Université d'Aix-Marseille
G. MILOT	Ingénieur de Recherche, Château du Loir, Audax Industries

Remerciements

Je remercie Jean Kergomard, puis Sohbi Sahraoui qui lui a succédé à la direction du LAUM, ainsi que tous les membres du laboratoire, pour m'avoir accueilli afin de réaliser ce travail.

Je remercie Messieurs Marc Fitaire, Professeur (Université Paris XI-Orsay), et Jean Pierre Lefebvre, Directeur de Recherche CNRS (LMA, Marseille), pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce mémoire.

Je remercie Messieurs Philippe Herzog, Chargé de Recherche au CNRS (LMA, Marseille), et Gilles Milot, Ingénieur à Audax Industries, pour avoir accepté de faire partie du jury.

Je tiens à remercier vivement Philippe Béquin, Maître de Conférence, avec qui j'ai étroitement travaillé durant ces années ; sans lui ce travail n'aurait pu être réalisé. Je lui dois beaucoup et tiens à lui exprimer toute ma gratitude.

Je remercie Michel Bruneau, Professeur, de m'avoir accueilli au Laboratoire, ainsi que pour ses conseils avisés.

Merci à Valérie Montembault pour m'avoir accordé du temps au début de ce travail et de m'avoir passé le relai dans de bonnes conditions.

J'exprime toute ma gratitude à Guy Tournois, ingénieur électronicien du LAUM qui m'a apporté régulièrement son aide précieuse pour de multiples problèmes expérimentaux. En particulier, Guy Tournois a contribué à la mise au point des dispositifs électroniques spécifiques à cette étude. Un grand merci aussi à Vincent Meserette qui m'a accordé une grande part de son temps pour la réalisation de programmes d'instrumentation HP-Vee.

Dans le cadre des campagnes de mesures effectuées sur le banc d'Anémométrie Laser Doppler, la collaboration avec Philippe Rouquier, Guy Tournois et Yann Scholten a été très intéressante et agréable pour moi. Je les en remercie chaleureusement. Merci également à Alain Brunet, Eric Egon, Patrick Collas, et Tony Blanchard, techniciens au laboratoire, qui ont pu se rendre disponibles et contribuer à mes travaux expérimentaux. Merci également à Stéphane Vielpeau pour son aide lors de problèmes informatiques.

Je pense également à la sympathie de Mus' qui m'a permis d'utiliser le microscope électronique de l'Université et m'a consacré du temps pour discuter de mon travail. Merci aussi à Pierrick pour les quelques discussions fructueuses que nous avons échangées et surtout pour rayonner autant de sympathie.

Je salue chaleureusement toutes les personnes qui ont contribué à créer un environnement sympathique lors de mes années passées au Mans. Merci à tous mes amis, à ma soeur Karine, et à Daphné pour m'avoir supporté et aidé durant ces années.

Ce travail est dédié ma mère, dont le dévouement pour moi est sans limite.

Table des matières

Introduction	7
1 Décharges électriques et haut parleur ionique: présentation générale.	9
1 Historique	9
2 Comportement électrique des décharges	11
2.1 Etablissement des décharges	11
2.2 Régime de Trichel	11
2.3 Transition vers le régime “sans impulsion”	12
2.4 Caractéristique courant-tension	13
3 Fonctionnement du haut-parleur à décharges couronnes pointe négative-plan	14
4 Modèle électrique	15
2 Modélisation des sources acoustiques	17
1 Introduction	17
2 Modélisation de la source acoustique de chaleur	17
3 Modélisation de la source acoustique de force	19
3.1 Modélisation du terme source	19
3.2 Calcul de la pression acoustique créée par la source de force	21
3.3 Etude comparative des expressions $p_{f_{cylindre}}$ et p_f	24
4 Conclusion	32
3 Étude du bilan énergétique d’un haut-parleur monopointe-plan	33
1 Calcul du bilan énergétique	33
1.1 Étude de la puissance électrique d’un haut-parleur monopointe-plan	33
1.2 Étude de la puissance acoustique d’un haut-parleur monopointe-plan	34
1.3 Rendement du haut-parleur pointe-plan	37
2 Étude expérimentale	37
2.1 Protocole expérimental	38
2.2 Mesure de l’impédance électrique	40
2.3 Évaluation des paramètres $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ et β	43
2.4 Bilan énergétique	45
3 Conclusion	50
4 Le transducteur soumis à de forts taux de modulation	53
1 Comportement électrique non-linéaire du haut-parleur monopointe-plan.	53
1.1 Introduction	53
1.2 Calcul du taux de distorsion harmonique (THD) associé au courant électrique pour une modulation en tension.	54

1.3	Etude expérimentale de la non-linéarité du comportement électrique du système monopointe-plan	55
2	Étude acoustique	62
2.1	Réponse en fréquence du haut-parleur monopointe-plan.	62
2.2	Distorsion acoustique	65
2.3	Mesure de la vitesse particulaire acoustique par Anémométrie Laser Doppler.	68
2.4	Non-linéarité des sources acoustiques	73
3	Conclusion	78
5	Augmentation du volume émissif	79
1	Étude des interactions électriques pour une configuration géométrique multipointe-plan.	79
1.1	Introduction	79
1.2	Bibliographie	80
1.3	Modélisation du champ électrique électrique pour une configuration géométrique monopointe-plan	87
1.4	Modélisation du champ électrique pour une configuration multipointe-plan	89
1.5	Conclusion	94
2	Modélisation acoustique d'un haut-parleur de géométrie fil-plan	95
2.1	Calcul de la pression acoustique générée par la source de force	95
2.2	Calcul de la pression acoustique générée par la source de chaleur	98
2.3	Aspects expérimentaux	101
3	Conclusion	102
6	Le vent électrique	103
1	Modélisation de la vitesse d'écoulement du gaz le long de l'axe de la pointe	103
2	Etude expérimentale du vent électrique	106
2.1	Mesure de la vitesse d'écoulement par Anémométrie Laser Doppler	106
3	Comparaison théorie-expérience	107
3.1	Validation expérimentale du modèle de la vitesse d'écoulement axiale	107
3.2	Etude des profils de vitesse	110
3.3	Conclusion	113
	Conclusion	115
A	Phénomènes d'ionisation dans les gaz	117
1	Mécanismes élémentaires dans les gaz ionisés	117
2	Formation des décharges couronnes dans l'air	118
B	Calculs analytiques et numériques pour la source de force tronconique	121
1	Calcul de la pression p_{f2}	121
1.1	Intégration sur ϕ_0	121
1.2	Intégration sur R_0	122
2	Calcul de la pression p_{f1}	122
2.1	Calcul de l'intégrale I_4	123
2.2	Calcul de l'intégrale I_5	124
3	Calcul numérique	125

C	Présentation du dispositif expérimental.	129
1	Présentation générale	129
2	Mesures électriques.	130
2.1	Mesures sans haute-tension.	131
2.2	Mesures avec haute-tension.	133
D	Phénomènes d'induction électromagnétique dans l'espace interélectrode	135
1	Calcul du champ magnétique induit par les impulsions de Trichel	135
2	Force électromagnétique dans une décharge pointe-plan	140
3	Force électromagnétique dans une décharge multipointe-plan	141

Introduction

La création d'une onde sonore à l'aide d'un gaz ionisé est une transduction électroacoustique appelée "transduction ionique". Le transducteur ionique est connu depuis de nombreuses années ; il a déjà fait l'objet de quelques réalisations industrielles dont les plus connues sont l'ionophone de KLEIN [55, 56], et le casque audio-phonique de BONDAR [14]. Exceptées les études fondamentales concernant les principes mis en jeu [45, 34, 33, 32, 73, 20, 11, 9], peu de recherches ont porté sur la modélisation du champ de pression émis par ce type de transducteur.

Dans certaines utilisations autres que la sonorisation domestique pour lesquelles les haut-parleurs classiques ne présentent pas toujours les caractéristiques requises, un tel dispositif est susceptible de répondre favorablement à des exigences particulières. La transduction ionique est une "transduction directe" car elle présente l'avantage de ne faire intervenir aucune pièce mécanique mobile ; il n'y a donc pas de rupture d'impédance entre l'élément rayonnant (i.e. le volume de gaz ionisé) et le milieu gazeux environnant. En outre, l'utilisation des gaz ionisés présente bien des aspects intéressants en acoustique tels qu'une possible miniaturisation (par exemple pour des micro-cavités [29, 28]), l'accommodation à des milieux à haute température, ou plus fondamentalement, la nature "volumique" des sources acoustiques.

Au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine, les recherches sur la transduction ionique ont été initiées et conduites par Ph. HERZOG et coll. depuis 1990 ; deux thèses ont été soutenues sur le sujet. Ph. BÉQUIN [12] a décrit précisément dans sa thèse les phénomènes physiques se produisant dans le gaz ionisé et a mis en évidence et vérifié expérimentalement que le champ de pression rayonné par un transducteur de type pointe négative-plan était créé par la somme de deux sources acoustiques : un monopôle et un dipôle respectivement associés aux échanges thermiques et de quantité de mouvement entre particules chargées et neutres du gaz ionisé. Dans la suite, le travail de thèse de V. MONTEBAULT [69] a consisté à simplifier et à améliorer cette modélisation acoustique, puis un système expérimental permettant la mesure fine des caractéristiques électriques et acoustiques d'un tel système a été mis en place. En outre, une étude expérimentale sur un système d'électrodes de type multipointe-plan a montré que l'augmentation du nombre de pointes par unité de surface ne permettait pas d'obtenir un accroissement proportionnel du niveau sonore en raison de la présence d'interférences électromagnétiques entre les courants issus de chaque pointe.

La présente thèse s'inscrit dans la continuité de ces travaux. Son objectif principal est de poursuivre l'étude du haut-parleur à plasma, tant d'un point de vue théorique qu'expérimental, afin d'améliorer son rendement et augmenter son niveau sonore maximum accessible. Ce travail a également pour objet de décrire certains phénomènes perturbateurs intrinsèques aux transducteurs (interactions électromagnétiques et "vent électrique").

Le document se décompose en six chapitres. Le premier chapitre rappelle le principe de la transduction ionique et présente les caractéristiques des décharges électriques dans l'air sur lesquelles le système étudié est basé. Dans la continuité de travaux antérieurs [69], le second chapitre expose la modélisation du comportement acoustique des décharges et propose, en particulier, un développement plus détaillé en écartant une hypothèse réductrice précédemment admise, qui porte sur la forme de la source acoustique prépondérante. Le troisième chapitre est un prolongement du premier bilan énergétique effectué dans le cadre du travail de thèse précédent.

La modélisation électrique d'une part, acoustique d'autre part, conduisent à la formulation analytique du bilan énergétique associé à chaque source acoustique de l'espace interélectrode. Les résultats expérimentaux d'une étude paramétrique détaillée permettent alors d'optimiser les caractéristiques électriques et géométriques du système pointe-plan, et de proposer une configuration optimale en terme de rendement. Dans le but d'augmenter les niveaux sonores produits par le haut-parleur, les recherches ont pris essentiellement deux directions exposées respectivement au quatrième et cinquième chapitre. Le chapitre 4 traite de l'augmentation de la modulation du champ électrique pour un système pointe-plan à l'aide d'un nouveau dispositif expérimental, et de la distorsion générée par le haut-parleur. Le chapitre 5 aborde les différents aspects d'ordre électromagnétique et acoustique intervenant dans les nouvelles configurations géométriques d'électrodes étudiées (multipointe-plan et fil plan) qui, par augmentation du volume émissif du transducteur, permettent également d'accéder à des niveaux sonores plus élevés. Enfin, le chapitre 6 présente les travaux expérimentaux et théoriques entrepris sur la source de perturbations qu'est l'écoulement global du gaz ("vent électrique"); ces travaux reposent notamment sur des mesures de vitesses particulières par Anémométrie Laser Doppler.

Chapitre 1

Décharges électriques et haut parleur ionique : présentation générale.

Après un bref historique sur l'étude et la réalisation de transducteurs ioniques, ce premier chapitre rappelle ce qu'est la génération d'un gaz ionisé, ainsi que les caractéristiques des décharges électriques dans l'air sur lesquelles est basé le système étudié. L'objectif n'est pas d'expliquer de manière détaillée tous les phénomènes complexes existant au sein du gaz ionisé que recouvre le terme de décharges couronnes. Ce chapitre expose plutôt une synthèse, utile à la compréhension du reste de ce document, des aspects généraux de leur fonctionnement électrique et du principe de transduction électroacoustique qui leur est associé. Néanmoins, le lecteur non initié peut éventuellement se reporter à l'annexe 1 qui rappelle de manière succincte les principaux mécanismes élémentaires mis en jeu dans le gaz ionisé pour l'établissement et l'entretien des décharges couronnes.

1 Historique

Dans les transducteurs électroacoustiques classiques (électrostatiques, électrodynamiques, piezoélectriques, électrostrictifs, magnétostrictifs, etc) l'onde acoustique est créée par le mouvement d'un élément mécanique agissant sur les molécules d'air. Ces systèmes sont très répandus, tant à usage domestique que dans les applications industrielles, en raison de l'adaptabilité des caractéristiques de leurs éléments internes à différentes applications techniques.

Cependant, ce type de transducteurs présente toujours des limitations liées à leur partie mécanique mobile telles que l'usure mécanique et le couplage entre l'élément rayonnant et le gaz environnant (adaptation d'impédance). C'est pourquoi, depuis la création de ces principes classiques de transduction électroacoustique, l'amélioration des dispositifs affiche une tendance à réduire de plus en plus le nombre et la masse des parties mobiles, indispensable pour accéder à un bon rendement électroacoustique sur une large gamme de fréquences. Même si les transducteurs ioniques ne sont pas en mesure de concurrencer les transducteurs classiques dans des applications courantes telle que la reproduction sonore, ils peuvent être choisis pour des réalisations spécifiques où la technologie utilisée habituellement n'est plus en mesure de proposer une solution simple adaptée à des contraintes particulières.

Les transducteurs ioniques présentent l'avantage de ne comporter aucune partie mécanique en mouvement, et donc de posséder pratiquement la même impédance de rayonnement que le milieu gazeux environnant. En effet, l'onde acoustique est créée par une action directe des particules chargées sur le gaz environnant ; la transduction ionique est donc une "transduction directe" (fig. 1.1). De surcroît, les transducteurs ioniques possèdent des particularités intéressantes telles que le caractère volumique des sources acoustiques, l'avantage d'être miniaturisables, réalisables à moindre coût, et capables d'évoluer en milieux hostiles (hautes températures).

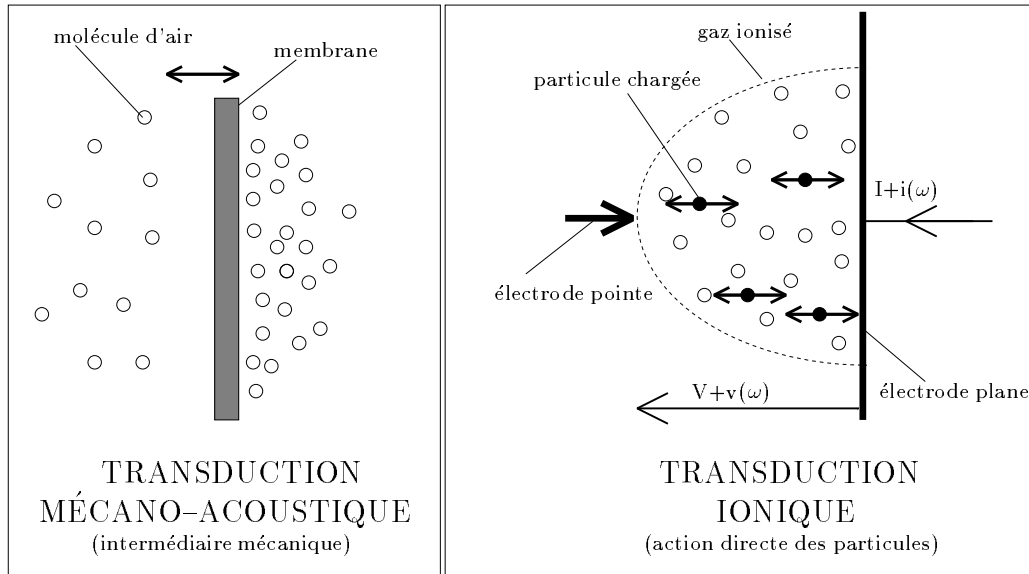


FIG. 1.1 - Représentation de la transduction mécano-acoustique et de la transduction ionique.

De tels systèmes ont déjà fait l'objet de nombreuses études [55, 79, 4, 56, 8, 14, 64, 26, 27]; quelques publications sur le sujet ont donné des résultats qualitatifs, mais relativement peu d'entre elles comportent une modélisation acoustique et une analyse quantitative. Cela s'explique en partie par la complexité des interactions entre les particules au sein d'un gaz ionisé et du couplage entre ce dernier et le milieu gazeux environnant. Ces phénomènes relèvent à la fois de la physique des gaz ionisés et de l'acoustique.

Un gaz ionisé est composé de manière générale de particules neutres, d'électrons, d'ions positifs et négatifs. Un gaz est dit "faiblement ionisé" lorsque le nombre de particules chargées est très inférieur au nombre de particules neutres. Le gaz ionisé nécessaire à la transduction électroacoustique peut être obtenu par chauffage (flamme, torche) ou par application d'un champ électrique élevé sur un volume d'air. De nombreux haut-parleurs ioniques utilisent cette dernière technique en appliquant une haute-tension entre deux électrodes de rayons de courbures différents (pointe-plan par exemple). Le gaz dans l'espace interélectrode est ainsi le siège de nombreux phénomènes complexes appelés décharges électriques; lorsqu'une lueur apparaît, le terme de "décharge couronnes" est employé. Ces décharges présentent des comportements physiques différents selon la polarité et le rayon de courbure de la pointe, la distance interélectrode et le gaz. Une décharge couronne est dite négative lorsque la pointe est négative. Comparée à une polarité positive, une polarité négative appliquée à l'électrode de faible rayon de courbure permet, d'une part, d'obtenir des courants électriques plus importants, et d'autre part, de s'affranchir d'une émission acoustique indésirable observée dans le cas d'une polarité positive.

En choisissant une configuration géométrique et électrique appropriée, les interactions entre les particules neutres et les particules chargées du gaz ionisé peuvent favoriser soit des transferts thermiques, soit des transferts de quantité de mouvement responsables d'un écoulement de gaz appelé vent électrique. Généralement, les haut-parleurs à plasma peuvent être divisés en deux groupes: ceux abusivement dits à "plasma chaud" et ceux à "plasma froid" pour lesquels la source acoustique prépondérante est respectivement une source de chaleur et une source de force.

La variation temporelle de la température d'un volume d'air produit une variation de pression. Les haut-parleurs utilisant ce principe sont principalement la flamme chantante [34, 33], le thermophone utilisé autrefois

pour la calibration de microphones, et l'ionophone de KLEIN [55, 56] commercialisé sous forme de tweeter par la société MAGNAT. Dans l'ionophone, les ions de l'air sont produits par des décharges couronnes sur une pointe par application d'une haute-tension à haute fréquence ($\approx 5\text{MHz}$). L'amplitude de cette haute-tension ($\approx 10\text{kV}$) est modulée par le signal à reproduire. L'effet des ions sous l'action du champ électrique variable est de chauffer le gaz environnant. Le comportement de l'ionophone dans la bande fréquentielle [5 – 100kHz], est approximativement monopolaire avec un niveau de pression moyen de 70dB à un mètre.

Les études théoriques concernant les haut-parleurs dits à “plasma froid” ont débuté en 1973 avec MATSUZAWA [63]. Une tension négative est appliquée sur les pointes d'un système d'électrodes multipointe-grille plane, et génère des décharges couronnes dans l'air. La composante électrique alternative à fréquence audible, associée à une composante continue, crée une modulation d'amplitude de l'écoulement des particules chargées qui interagissent avec les molécules d'air. MATSUZAWA donne une expression de la pression acoustique en fonction du courant électrique et un diagramme de directivité dipolaire de la pression rayonnée. La réponse en fréquence présente une pente de 6dB/octave entre 200Hz et 2kHz, avec un niveau initial de 49dB (à 1 mètre de la source). L'auteur trouve un bon accord des résultats expérimentaux avant 2kHz avec ceux issus de son modèle et interprète les divergences en hautes fréquences par des interférences et des réflexions sur le transducteur. Cependant, une analyse plus approfondie des diagrammes de directivité montre que les sources acoustiques des transducteurs ne rayonnent pas comme un dipôle, mais comme l'association d'un dipôle et d'un monopôle.

Compte-tenu des configurations électriques et géométriques choisies, nous verrons dans la suite que les deux types de transferts (chaleur et force) coexistent et sont d'importances comparables.

2 Comportement électrique des décharges

2.1 Etablissement des décharges

Le terme de “décharges dans un gaz” est à l'origine associé au courant traversant l'espace interélectrode d'un condensateur, et plus généralement, il regroupe tous les processus tels que l'ionisation, l'attachement ou la photoémission qui interviennent dans un gaz lorsqu'un champ électrique suffisamment important lui est appliqué, mais également les écoulements de particules chargées et neutres qui s'en suivent. Les phénomènes mis en jeu dans ces décharges sont complexes et variés selon, entre autres, la nature et la pression du gaz, et l'importance du champ électrique. Cette étude se limite au cas particulier des décharges “couronnes” dans l'air aux conditions atmosphériques normales.

Une décharge couronne est une décharge faible courant qui se produit à une certaine tension entre des électrodes de rayons de courbures très différents, comme des configurations pointe-plan, fil-plan, fil-cylindre par exemple. Si la tension appliquée aux bornes des électrodes est inférieure à une certaine tension de quelques kiloVolts qualifiée de “tension de seuil”, notée V_s , l'air dans l'espace interélectrode peut être assimilé à un isolant. Le courant très faible, de l'ordre de 10^{-14}A , qui circule entre les électrodes est dû au drainage des paires électrons-ions qui sont créées naturellement (radioactivité, rayonnement cosmique, ...).

2.2 Régime de Trichel

Pour un système d'électrodes pointe-plan, lorsque le champ électrique au sommet de la pointe est supérieur à une valeur critique E_c obtenue lorsque la tension V appliquée entre les électrodes est égale à la tension de seuil V_s , une lueur, appelée “zone active” ou “zone d'ionisation”, apparaît autour de la cathode. Un courant de décharge circulant à travers l'espace interélectrode s'établit. En 1938, TRICHEL a montré qu'aux courants initiaux, une décharge couronne négative dans l'air est essentiellement instationnaire et se présente comme une séquence régulière de brèves impulsions de courant, dites “impulsions de Trichel” (fig. 1.2) [70, 40]. Pour une

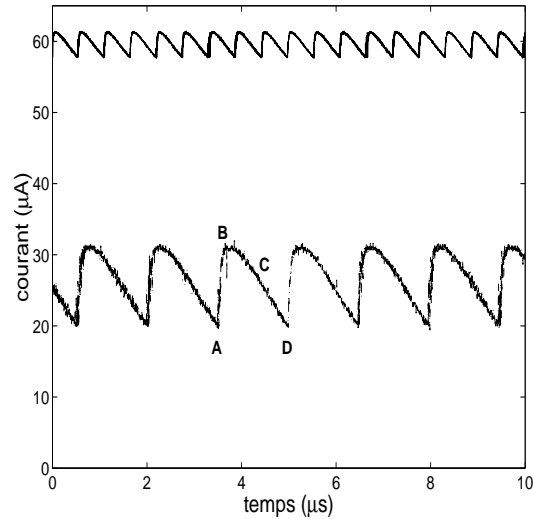


FIG. 1.2 - Allure du courant I circulant entre la pointe et le plan : visualisation des impulsions de Trichel pour le régime des décharges couronnes (faible courant, $V = 4,5\text{kV}$) et des décharges lumineuses (régime dit “sans impulsion”, $V = 6\text{kV}$) pour une pointe en acier de rayon de courbure $\rho_c \approx 30\mu\text{m}$, et une distance interélectrode $d = 5\text{mm}$.

décharge couronne négative issue d’une seule pointe, la fréquence f_p de répétition de ces impulsions, comprise généralement entre quelques centaines de kilohertz et quelques mégahertz, est proportionnelle au courant continu I [67, 59]. La figure 1.2 montre qu’une impulsion se décompose en trois parties distinctes :

- entre les points A et B, la croissance rapide du courant est due aux processus d’ionisation et aux phénomènes d’avalanche qui prédominent (annexe 1). Les électrons alors créés se déplacent rapidement vers l’électrode plane sur les lignes divergentes du champ électrique lequel est continuellement décroissant depuis la pointe. Les électrons les plus énergétiques parviennent jusqu’au plan et contribuent au courant continu, tandis que les autres sont captés par les particules neutres de l’air, lorsqu’ils sortent de la zone d’ionisation, pour former des ions négatifs de faible mobilité.
- entre les points B et C, le nuage d’ions positifs près de la pointe cathode et le nuage d’ions négatifs au sein de l’espace interélectrode créent un champ électrique qui s’oppose au champ électrique initial dû à la haute-tension appliquée entre les électrodes et a donc tendance à étouffer les processus d’avalanches.
- entre les points C et D, les processus d’attachement prédominent, ce qui se traduit par la création d’ions négatifs et une diminution du courant. Le champ électrique, qui n’est plus perturbé par le champ créé par les charges d’espace, reprend sa valeur initiale et les phénomènes d’ionisation réapparaissent au voisinage de la cathode et donnent naissance à une nouvelle impulsion.

Certaines caractéristiques des impulsions de Trichel font encore à ce jour l’objet de recherches en physique des gaz ionisés. Récemment, à l’aide de modèles simplifiés quasi-unidimensionnels, des simulations numériques réalisées par AKISHEV & coll. [6] ont permis d’améliorer la compréhension des mécanismes qui interviennent dans leur formation.

2.3 Transition vers le régime “sans impulsion”

Lorsque le courant augmente, le régime des décharges est dit “sans impulsion” (décharge lumineuse, ou “lueur” (*glow discharges*)) car il se distingue du régime de Trichel par un courant de décharges légèrement fluctuant et sans impulsion, de quelques dizaines de microampères (fig. 1.2) [57]). D’après la classification des décharges dans les gaz, une décharge couronne négative (correspondant au régime de Trichel) et une décharge

luminescente correspondent à un même type de décharge : dans les deux cas, le courant est maintenu par les mêmes processus, en particulier la photoémission et la multiplication d'électrons par avalanche émis à partir de la cathode (annexe 1).

Au contraire de la littérature [37], la suite ce document ne distingue plus ces deux régimes de décharges car la fréquence des impulsions de Trichel est bien supérieure aux fréquences acoustiques qui nous concernent. Le terme de décharge couronne est donc employé de façon générale en englobant les deux régimes de décharges. Comme dans les thèses précédentes ([12, 69]), le courant continu est supposé uniforme, et la lettre I désigne la composante continue considérée égale à la valeur moyenne du courant total de décharge. Bien que les impulsions de Trichel aient une amplitude élevée pour de faibles courants continus, cette hypothèse est généralement justifiée pour des courants supérieurs à $40\mu A$ et pour de petits rayons de courbure de l'électrode pointe de sorte que les impulsions représentent moins de 10% de la composante continue, avec une fréquence de répétition de l'ordre du mégahertz.

2.4 Caractéristique courant–tension

La figure 1.3 montre un exemple de caractéristique courant–tension mesurée pour un système pointe–plan. Le

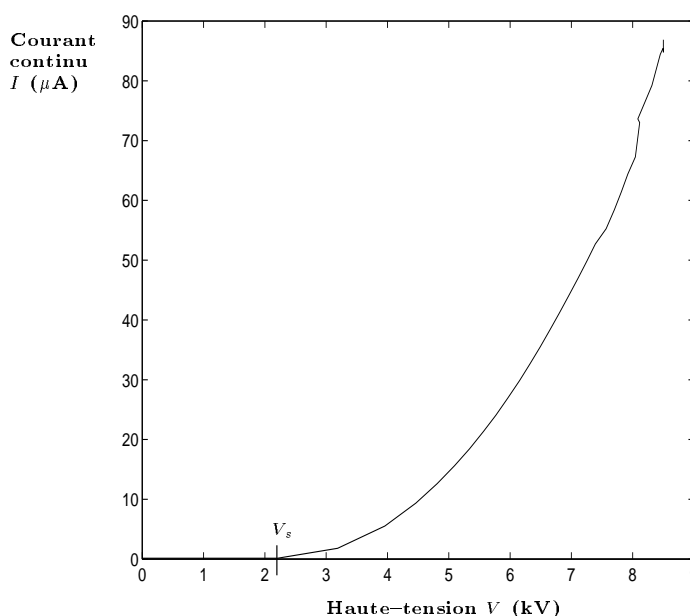


FIG. 1.3 - Allure de la caractéristique courant–tension d'un système monopointe–plan (pointe en acier de rayon de courbure $\rho_c \approx 30\mu m$, avec une distance interélectrode $d = 7mm$).

courant continu qui traverse l'espace interélectrode est une fonction non–linéaire de la haute–tension appliquée : le gaz ionisé ne suit pas la loi d'Ohm. Bien que les décharges couronnes négatives recouvrent des phénomènes complexes, une relation empirique quadratique entre le courant et la tension est généralement utilisée pour de petites distances interélectrodes ($d \lesssim 1cm$), et s'exprime par :

$$I = \frac{\kappa}{\sqrt{d}}(V - V_s)^2, \quad (1.1)$$

où κ est une constante qui dépend du rayon de courbure de la pointe, de la mobilité des ions et de la permittivité diélectrique du gaz. L'impédance électrique statique, définie comme l'inverse de la pente de la caractéristique courant–tension, est de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de mégohms [69]. Le régime de décharge utilisé est tel que la haute–tension appliquée aux bornes des électrodes est inférieure à la tension de claquage (ou "potentiel disruptif") pour laquelle un arc électrique se forme entre les deux électrodes. Le courant est de l'ordre de quelques dizaines de microampères. La caractéristique courant–tension dépend de la configuration

géométrique du système d'électrodes. La haute-tension V nécessaire pour maintenir le courant continu I est d'autant plus élevée que la distance interélectrode d et le rayon de courbure de la pointe ρ_c sont grands. La tension de seuil d'ionisation V_s est d'autant plus faible que l'amplitude du champ électrique au niveau de la pointe est important; elle augmente donc lorsque le rayon de courbure de la pointe augmente.

3 Fonctionnement du haut-parleur à décharges couronnes pointe négative-plan

Le haut-parleur se compose uniquement de deux électrodes conductrices aux bornes desquelles est appliquée une haute-tension V afin de créer et entretenir entre elles le gaz ionisé. Dans la présente étude, la configuration géométrique d'électrodes principalement utilisée est une pointe face à un plan; ce dernier est en réalité une grille acoustiquement transparente permettant ainsi l'étude du rayonnement acoustique.

En raison de la différence de rayon de courbure des électrodes, le champ électrique dans l'espace interélectrode est fortement non-uniforme, de sorte que l'ionisation de l'air s'effectue seulement dans une zone proche de l'électrode de plus faible rayon de courbure (la pointe). L'évolution spatio-temporelle du champ électrique

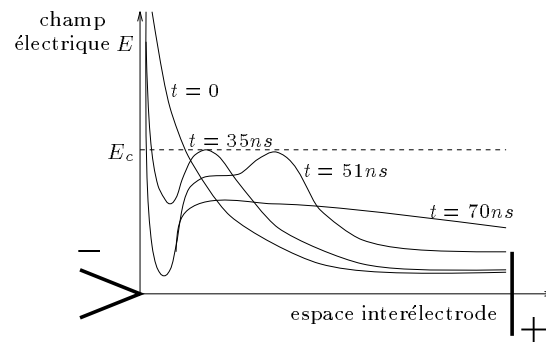


FIG. 1.4 - Illustration de l'évolution spatio-temporelle simulée (pour 4 temps successifs correspondant à une impulsion de Trichel) du champ électrique dans l'espace interélectrode d'un pointe-plan. Le champ électrique critique E_c traduit l'équilibre entre les processus d'ionisation (formation d'électrons) et d'attachement (formation d'ions négatifs) au sein du gaz ionisé (courbes empruntées à MORROW [70]).

au sein de l'espace interélectrode (fig. 1.4) montre que cet espace peut être divisé en deux zones distinctes (fig. 1.5): chacune est caractérisée par un type prépondérant d'interactions entre les particules chargées et neutres du gaz ionisé.

Dans la première zone, dite d'"ionisation", localisée près de la pointe et assimilée à une sphère dont le rayon est de quelques dizaines de micromètres, le champ électrique présente une amplitude et un gradient élevé favorisant les processus d'ionisation. Les particules chargées formées, en particulier les électrons qui sont les plus légers et les plus rapides, gagnent de l'énergie sous l'action du champ électrique, et en transfèrent une partie aux molécules d'air lors de collisions. Sous l'effet de leur agitation, les particules neutres de l'air diffusent alors cette énergie sous forme de chaleur.

La seconde zone, dite zone de "dérive", occupe le reste de l'espace interélectrode et le champ électrique y est plus faible que dans la zone d'ionisation et relativement uniforme. Les électrons, issus des processus d'ionisation, qui s'échappent de la zone d'ionisation sont, soit suffisamment énergétiques pour atteindre l'électrode plane après de multiples collisions avec les molécules neutres, soit attachés aux particules neutres de l'air, formant ainsi des ions négatifs, d'oxygène principalement. Ces particules chargées dérivent le long des lignes de champ

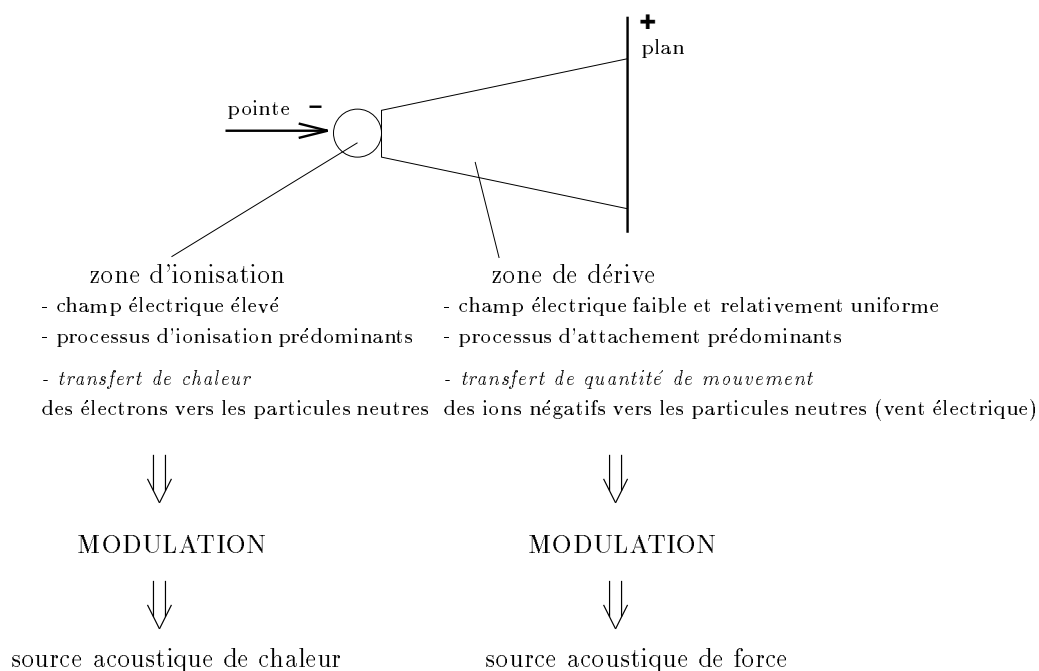


FIG. 1.5 - Description et représentation simplifiées des divers phénomènes existant dans l'espace interélectrode.

électrique en direction de l'électrode plane et cèdent une partie de leur quantité de mouvement aux particules neutres. À densité égale et en raison de leur masse, l'action des ions négatifs sur les particules neutres est prépondérante devant celle des électrons. Le phénomène de transfert de quantité de mouvement est responsable d'un écoulement global du gaz, qualifié de "vent électrique", dont la vitesse est de l'ordre de quelques mètres par seconde (chap. 6). Compte-tenu de la forme des lignes de champ électrique sur lesquelles dérivent les particules chargées, la zone de dérive peut être assimilée à un volume tronconique.

Dans l'espace interélectrode les particules chargées (électrons et ions négatifs principalement) interagissent donc avec les molécules neutres de l'air et leur imposent un mouvement (ordonné ou désordonné) par l'intermédiaire de collisions. En modulant électriquement ces interactions, soit par l'intermédiaire d'un courant alternatif $i(\omega)$ qui traverse l'espace interélectrode, soit par une tension alternative $v(\omega)$ appliquée entre les électrodes, il est possible de perturber l'air, et par conséquent de créer une onde acoustique. Pour une configuration géométrique d'électrodes pointe-plan, les deux zones distinctes de l'espace interélectrode précédemment définies (zone d'ionisation et zone de dérive) sont respectivement associées aux deux types différents d'interactions entre particules chargées et particules neutres responsables de l'émission acoustique (transfert d'énergie thermique et transfert de quantité de mouvement respectivement). Il est alors possible de considérer un mécanisme de transduction propre à chacune des deux régions : une source acoustique de "chaleur" associée à la zone d'ionisation, d'une part, et une source acoustique de "force" associée à la zone de dérive, d'autre part (fig. 1.5).

Le paragraphe suivant donne le circuit électrique équivalent à l'impédance électrique du transducteur pointe-plan, utile à la modélisation acoustique [12].

4 Modèle électrique

L'espace interélectrode est modélisé par un circuit électrique équivalent initialement proposé par KEKEZ [54] (fig. 1.6). La zone d'ionisation est caractérisée par une résistance r_i traversée par le courant total circulant dans la zone d'ionisation ; la tension alternative appliquée à ses bornes est notée $(v_i - v_a)$. La zone de dérive est

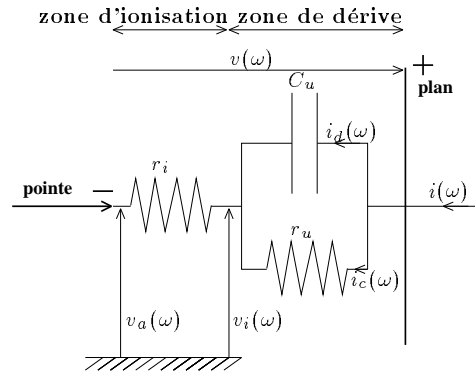


FIG. 1.6 - Modélisation électrique de l'espace interélectrode.

modélisée par une résistance r_u en parallèle avec une capacité C_u . La résistance r_u est traversée par le courant de conduction $i_c(\omega)$ porté par les électrons et les ions négatifs, et la capacité C_u , par le courant de déplacement $i_d(\omega)$.

Dans le cas des décharges couronnes négatives, l'impédance électrique dynamique Z de l'espace interélectrode du haut-parleur de type pointe-plan s'écrit :

$$Z = (r_i + r_u) \frac{1 + j\omega \frac{r_i}{r_i + r_u} r_u C_u}{1 + j\omega r_u C_u}. \quad (1.2)$$

L'annexe C résume le procédé expérimental permettant la mesure de ces paramètres électriques [69]. Typiquement, les valeurs obtenues sont de l'ordre du mégohm pour la résistance r_i , de quelques dizaines de mégohms pour la résistance r_u , et de quelques dixièmes de picofarads pour la capacité C_u (chap. 3, §2.2).

À partir de cette description du comportement électrique de l'espace interélectrode utilisant les paramètres électriques r_i , r_u , et C_u , il est alors possible de modéliser les sources acoustiques issues des deux types d'interactions entre particules chargées et particules neutres du gaz ionisé.

Chapitre 2

Modélisation des sources acoustiques

1 Introduction

L'évolution spatio-temporelle du champ électrique au sein de l'espace interélectrode d'un transducteur de configuration géométrique pointe-plan (chap. 1) montre que cet espace peut être divisé en deux parties distinctes dans lesquelles les mécanismes de transduction diffèrent : l'une dite zone d'"ionisation" associée à une source acoustique relative au transfert de chaleur entre les électrons et les molécules de l'air, et l'autre dite zone de "dérive", associée à une source acoustique relative au transfert de quantité de mouvement des ions négatifs vers les molécules de l'air. Le champ de pression acoustique généré par ces deux sources a fait l'objet d'une modélisation basée sur la résolution des équations de l'acoustique linéaire, en fluide viscothermique, écrites pour les particules neutres du gaz ionisé, dans lesquelles les interactions entre particules chargées et neutres étaient introduites par deux termes sources. La solution des équations intégrales associée à l'équation de propagation-diffusion montrait les caractères respectivement monopolaire et dipolaire des deux champs de pressions créés par les deux termes sources ([12], [13]). Dans cette formulation proposée par Ph. BÉQUIN, le champ de pression ainsi que les termes sources étaient décrits sous forme de potentiels ce qui avait pour avantage d'aboutir à une description très générale mais alourdissait considérablement les calculs. Un développement théorique plus simple, négligeant les pertes visco-thermiques et reposant uniquement sur la résolution de l'équation de HELMHOLTZ a été effectué ensuite dans le cadre de la thèse de V. MONTEBAULT [69].

Ce chapitre présente, dans une première partie, la modélisation [69] de la source de chaleur associée à la zone d'ionisation, dont la seule correction nécessaire apportée ici est l'introduction d'un terme Λ_{th} indiquant qu'une partie seulement de l'énergie apportée à la zone d'ionisation est transformée en énergie thermique et transférée aux molécules de l'air. La seconde partie de ce chapitre expose la modélisation de la source de force associée à la zone de dérive, qui également s'inspire largement des développements issus de la thèse précédente. En repartant des simplifications liées notamment à l'uniformité du champ électrique, mais en renonçant à l'hypothèse réductrice qui admet que la source de force possède une géométrie simplement cylindrique, le nouveau modèle pour la pression acoustique créée par cette source considère que le volume de décharge est une portion de cône ; ce qui s'approche de manière plus réaliste des ellipsoïdes formées par les lignes de champ électrique sur lesquelles circulent les ions négatifs responsables de cette source. La nouvelle expression théorique obtenue avec ce volume tronconique montre essentiellement l'apparition d'un effet monopolaire qui s'ajoute à l'effet dipolaire obtenu avec un volume cylindrique.

2 Modélisation de la source acoustique de chaleur

Près de la cathode, le champ électrique est d'amplitude et de gradient élevés, ce qui favorise les processus d'ionisation (chap. 1). Les particules chargées, présentes dans cette zone d'ionisation, sont accélérées sous l'effet

de ce champ électrique et transfèrent en partie leur énergie lors des multiples collisions avec les particules neutres du gaz qui diffusent vers le milieu gazeux environnant. La puissance thermique moyenne créée par unité de volume, notée H , s'exprime :

$$H = \Lambda_{th} \vec{J} \cdot \vec{E}, \quad (2.1)$$

où \vec{J} est la densité de courant associée aux électrons et \vec{E} est le champ électrique local. Le facteur sans dimension Λ_{th} , inférieur ou égal à un, correspond à la fraction de l'énergie électrique fournie à la zone d'ionisation qui est transférée aux particules neutres de l'air sous forme d'énergie thermique ([10], [9], [29], [28]).

La puissance thermique est supposée uniforme dans tout le volume d'ionisation noté \mathcal{V}_i , et peut être exprimée comme étant le produit de la tension aux bornes de la zone d'ionisation et du courant continu I qui la traverse, soit :

$$\Lambda_{th} \int_{\mathcal{V}_i} \vec{J} \cdot \vec{E} d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{V}_i} H d\mathcal{V} = H \mathcal{V}_i = \Lambda_{th} (V_i - V_a) I. \quad (2.2)$$

L'expression de la différentielle totale de la fonction H peut s'écrire sous la forme :

$$dH = \frac{\Lambda_{th}}{\mathcal{V}_i} [I d(V_i - V_a) + (V_i - V_a) dI], \quad (2.3)$$

ou encore

$$dH = \frac{\Lambda_{th}}{\mathcal{V}_i} \left[\frac{d(V_i - V_a)}{dI} I + (V_i - V_a) \right] dI. \quad (2.4)$$

Le terme $d(V_i - V_a)/dI$ représente la résistance électrique dynamique de la zone d'ionisation, notée r_i . Par suite, la puissance thermique dissipée, par unité de volume, associée à l'écart instantané $i(\omega)$ du courant I qui circule entre les électrodes, s'écrit :

$$h(\omega) = \frac{\Lambda_{th}}{\mathcal{V}_i} [r_i I + (V_i - V_a)] i(\omega), \quad (2.5)$$

dans laquelle le terme $(V_i - V_a)$ (quelques kilovolts) est prépondérant par rapport au terme $r_i I$ (quelques dizaines de volts). La pression acoustique générée par la source de chaleur, notée $p_h(r, \omega)$, vérifie l'équation de HELMHOLTZ suivante :

$$(\Delta + k^2) p_h(\vec{r}, \omega) = -j\omega \frac{\gamma - 1}{c^2} h(\vec{r}, \omega), \quad (2.6)$$

où γ , est le rapport des chaleurs spécifiques de l'air C_p et C_v , c la célérité adiabatique du son, et \vec{r} représente le vecteur qui relie le centre de la zone d'ionisation au point d'observation.¹ Deux hypothèses fondamentales sont considérées dans la modélisation de la source de chaleur :

- le mouvement des particules chargées est considéré comme étant aléatoire ce qui implique que les transferts de chaleur par collisions sur les molécules neutres de l'air sont isotropes. Cette hypothèse néglige donc l'influence de la présence de la pointe sur le parcours de ces particules.
- la géométrie de la zone d'ionisation est supposée ponctuelle : l'étendue de la zone d'ionisation (quelques dixièmes de millimètres [69]) est très faible devant les longueurs d'ondes considérées.

En tenant compte de ces hypothèses, la pression $p_h(r, \omega)$ s'écrit alors classiquement [17] :

$$p_h(r, \omega) = j\omega \frac{\gamma - 1}{c^2} \mathcal{V}_i h(\omega) \frac{e^{-jk_r}}{4\pi r} \quad (2.7)$$

1. Le centre de la zone d'ionisation peut être assimilé à la position de la pointe. En outre, la distance r , dans l'expression de la source de force, est définie par rapport au centre de la zone de dérive qui peut être assimilée au centre de l'espace interélectrode, le diamètre l_i de la zone d'ionisation étant négligeable devant la longueur l_a de la zone de dérive (cette considération est valable pour des distances interélectrodes supérieures à 3mm).

et, avec l'expression 2.5 de la puissance thermique $h(\omega)$, elle s'écrit :

$$p_h(r, \omega) = j\omega \frac{\gamma-1}{c^2} \Lambda_{th} [r_i I + (V_i - V_a)] \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} i(\omega). \quad (2.8)$$

L'amplitude de la pression acoustique issue de la source de chaleur est directement liée aux grandeurs électriques de l'espace interélectrode r_i , I , $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$, et $i(\omega)$. En considérant que la dépendance fréquentielle du courant alternatif $i(\omega)$ est faible, le facteur $j\omega$ de l'expression 2.8 montre que la réponse en fréquence de la source de chaleur est une pente de 6dB par octave.

La source de chaleur est donc considérée comme une source de débit acoustique ponctuelle et monopolaire telle que :

$$q(r, \omega) = \frac{\gamma-1}{\rho c^2} \frac{\Lambda_{th}}{V_i} [r_i I + (V_i - V_a)] i(\omega) \delta(r), \quad (2.9)$$

avec ρ la masse volumique de l'air.

3 Modélisation de la source acoustique de force

3.1 Modélisation du terme source

Les particules chargées présentes dans la zone de dérive sont soit des électrons, soit des ions négatifs résultant de l'attachement d'électrons à des particules neutres du gaz [25]. La masse d'un électron étant négligeable devant celle d'un ion, seule la force volumique moyenne qu'exerce les ions sur les particules neutres de l'air est prise en compte dans cette étude. Puisque les masses respectives des ions négatifs et des molécules d'air sont sensiblement égales, cette force volumique peut être exprimée de la manière suivante :

$$\vec{F} = N_i q_e \vec{E}, \quad (2.10)$$

où N_i est le nombre d'ions négatifs par unité de volume, q_e la charge d'un ion ($q_e = -1,6 \cdot 10^{-19}C$), et \vec{E} le champ électrique local. L'objet de l'étude théorique présentée dans la suite porte sur la détermination des fluctuations \vec{f} de cette force \vec{F} . Cette dernière, qui dépend du temps, est à l'origine du champ acoustique et résulte de la modulation du champ électrique. Deux hypothèses sont alors effectuées. Les ions négatifs dérivent le long des lignes de champ électrique qui peuvent être considérées comme une famille d'ellipsoïdes de révolution (chap. 5, fig. 5.6 [89]). Dans le but d'affiner la modélisation acoustique existante qui supposait cylindrique le volume de la source force, la première hypothèse vise à s'approcher davantage de la géométrie des lignes de champ électrique en assimilant le volume de la zone de dérive à une portion de cône dont le rayon r_c varie entre la valeur r_1 , correspondant au rayon de la zone d'ionisation, et r_2 , le rayon au niveau de l'électrode plane (fig. 2.1). La seconde hypothèse suppose le champ électrique constant dans toute la zone de dérive.

La densité de courant portée par les ions négatifs de vitesse \vec{v}_i est donnée par :

$$\vec{J}_i = N_i q_e \vec{v}_i. \quad (2.11)$$

Dans les décharges électriques, il est admis que les phénomènes de diffusion peuvent être négligés en raison de l'importance du champ électrique.

La vitesse des ions est liée au champ électrique entre les électrodes par la relation :

$$\vec{v}_i = -\mu_i \vec{E}, \quad (2.12)$$

où $\mu_i = 1,8 \cdot 10^{-4} m^2/(V \cdot s)$ est la mobilité des ions négatifs d'oxygène dans l'air, considérée par convention comme étant positive et constante. La relation 2.10 permet alors d'écrire :

$$\vec{v}_i = -\frac{\mu_i}{N_i q_e} \vec{F}. \quad (2.13)$$

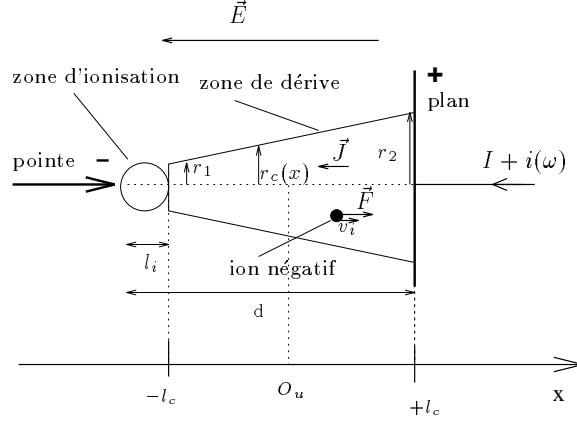


FIG. 2.1 - Représentation schématique de la zone de dérive assimilée à un cône et convention d'orientation.

En reportant l'expression 2.13 dans la relation 2.11, la densité de courant prend la forme :

$$\vec{J}_i = -\mu_i \vec{F}. \quad (2.14)$$

Le courant I_i porté par les ions négatifs a donc pour expression :

$$I_i = -\vec{J}_i \cdot S \vec{n}, \quad (2.15)$$

où $S(x)$ est l'aire de la section de la zone de dérive active et le vecteur \vec{n} , la normale à cette surface, orientée suivant l'axe des abscisses x , de vecteur unitaire \vec{u}_x , correspondant à l'axe du cône (fig. 2.1). Le report de l'expression 2.14 dans la relation 2.15 conduit à l'expression suivante pour la force \vec{F} :

$$\vec{F} = \frac{I_i}{\mu_i \pi r_c^2(x)} \vec{u}_x. \quad (2.16)$$

Comme indiqué précédemment, cette force ne s'applique que dans la région $x \in [-l_c; l_c]$. Par suite, il est nécessaire de compléter son expression de la manière suivante :

$$\vec{F} = \frac{I_i}{\mu_i \pi r_c^2(x)} [U(x + l_c) - U(x - l_c)] \vec{u}_x, \quad (2.17)$$

où $U(x)$ désigne la fonction de Heaviside.

Par ailleurs, le courant de conduction I_c , porté par les charges négatives qui s'écoulent dans la zone de dérive, s'écrit :

$$I_c = I_e + I_i, \quad (2.18)$$

où I_e est le courant porté par les électrons et I_i celui porté par les ions négatifs. En reportant cette égalité dans l'expression 2.17 de la force \vec{F} , il vient :

$$\vec{F} = \frac{I_c}{\mu_i (I_e / I_i + 1) \pi r_c^2(x)} [U(x + l_c) - U(x - l_c)] \vec{u}_x. \quad (2.19)$$

La force \vec{f} associée à la variation $i_c(\omega)$ du courant I_c est donc exprimée par :

$$\vec{f} = \frac{i_c(\omega)}{\mu_i (\beta + 1) \pi r_c^2(x)} [U(x + l_c) - U(x - l_c)] \vec{u}_x, \quad (2.20)$$

où $\beta = \frac{I_e}{I_i}$ désigne le rapport entre le courant électronique I_e et le courant ionique I_i .

Compte tenu du modèle électrique associé à l'espace interélectrode du haut-parleur [54], le courant de conduction i_c qui circule dans la résistance r_u s'écrit en fonction du courant alternatif $i(\omega)$, sous la forme :

$$i_c(\omega) = \frac{i(\omega)}{1 + j\omega r_u C_u}. \quad (2.21)$$

Ainsi le terme de source de force volumique, noté \vec{f} , s'écrit :

$$\vec{f}(x, \omega) = \frac{i(\omega)}{\mu_i(\beta + 1)(1 + j\omega r_u C_u)\pi r_c^2(x)} [U(x + l_c) - U(x - l_c)] \vec{u}_x. \quad (2.22)$$

3.2 Calcul de la pression acoustique créée par la source de force

La pression acoustique $p_f(\vec{r}, \omega)$, créée par la source de force, vérifie l'équation de Helmholtz suivante :

$$(\Delta + k^2)p_f(\vec{r}, \omega) = \vec{\nabla} \cdot \vec{f}(\vec{r}, \omega). \quad (2.23)$$

L'hypothèse de champ libre conduit à considérer les conditions de Sommerfeld (pression nulle) à l'infini, et l'introduction de la fonction de Green $G(|\vec{r} - \vec{r}_0|, \omega) = \frac{e^{-jk|\vec{r} - \vec{r}_0|}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}_0|}$. La solution intégrale associée à l'équation 2.23 s'écrit alors :

$$p_f(\vec{r}, \omega) = - \int \int \int_{\mathcal{V}_{zd}} G(|\vec{r} - \vec{r}_0|, \omega) \vec{\nabla} \cdot \vec{f}(\vec{r}_0, \omega) dV_0, \quad (2.24)$$

où \mathcal{V}_{zd} représente le volume de la zone de dérive, \vec{r} désigne la position d'un point d'observation et \vec{r}_0 , celle d'un point source, l'origine étant prise au centre de la zone de dérive (fig. 2.2).

Compte tenu de la symétrie de révolution autour de l'axe ($O_u x$) du problème, la divergence de la force \vec{f} est :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{f}(\vec{r}_0, \omega) = \frac{\partial f(x_0, \omega)}{\partial x_0}. \quad (2.25)$$

En outre, le profil de la zone de dérive tronconique retenu implique que le rayon $r_c(x)$ soit une fonction affine :

$$r_c(x) = Ax + B, \text{ avec } A = \frac{r_2 - r_1}{2l_c} \text{ et } B = \frac{r_1 + r_2}{2}. \quad (2.26)$$

En faisant usage de l'équation 2.22, il vient :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{f}(\vec{r}_0, \omega) = \frac{\partial}{\partial x_0} \left[\frac{\Upsilon(\omega)}{r_c^2(x_0)} [U(x_0 + l_c) - U(x_0 - l_c)] \right], \quad (2.27)$$

$$\text{avec } \Upsilon(\omega) = \frac{i(\omega)}{\mu_i(\beta + 1)(1 + j\omega r_u C_u)\pi}, \quad (2.28)$$

$$\text{soit } \vec{\nabla} \cdot \vec{f}(\vec{r}_0, \omega) = \frac{\Upsilon(\omega)}{r_c^2(x_0)} \left[-\frac{2A}{r_c(x_0)} [U(x_0 + l_c) - U(x_0 - l_c)] + \delta(x_0 + l_c) - \delta(x_0 - l_c) \right]. \quad (2.29)$$

L'expression 2.24 prend alors la forme suivante :

$$\boxed{p_f(\vec{r}, \omega) = p_{f1}(\vec{r}, \omega) + p_{f2}(\vec{r}, \omega)}, \quad (2.30)$$

$$\text{avec } \begin{cases} p_{f1}(\vec{r}, \omega) = 2A\Upsilon(\omega) \int \int \int_{\mathcal{V}_{zd}} \frac{G(|\vec{r} - \vec{r}_0|, \omega)}{r_c^3(x_0)} [U(x_0 + l_c) - U(x_0 - l_c)] dV_0, \\ \text{et} \\ p_{f2}(\vec{r}, \omega) = -\Upsilon(\omega) \int \int \int_{\mathcal{V}_{zd}} \frac{G(|\vec{r} - \vec{r}_0|, \omega)}{r_c^2(x_0)} [\delta(x_0 + l_c) - \delta(x_0 - l_c)] dV_0. \end{cases} \quad (2.31)$$

Les dimensions de la source r_0 (au plus quelques mm) sont très petites devant la distance d'observation r (supérieure à 10cm) donc, dans la suite des calculs, les approximations suivantes sont retenues :

$$|\vec{r} - \vec{r}_0| \approx r \left(1 - \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}_0}{r^2} \right), \quad (2.32)$$

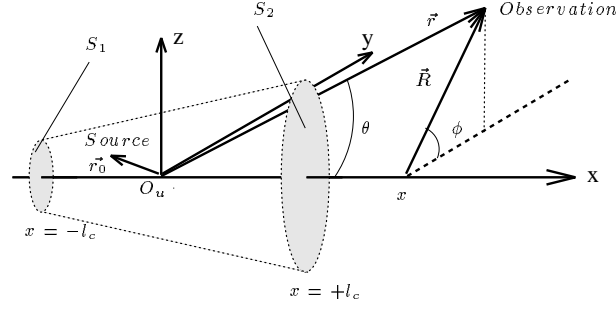


FIG. 2.2 - Repère utilisé pour le calcul de la pression générée par la source de force.

$$\text{et } \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} \approx \frac{1}{r} \left(1 + \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}_0}{r^2} \right). \quad (2.33)$$

Compte tenu du système d'axe choisi (fig. 2.2), il vient :

$$\vec{r} \cdot \vec{r}_0 = RR_0 \cos(\phi - \phi_0) + xx_0, \quad (2.34)$$

et la fonction de Green s'écrit :

$$G(|\vec{r} - \vec{r}_0|, \omega) = \frac{e^{-jk|\vec{r} - \vec{r}_0|}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}_0|} \approx \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \left(1 + \frac{xx_0}{r^2} + \frac{RR_0}{r^2} \cos(\phi - \phi_0) \right) e^{jk \left[\frac{xx_0}{r} + \frac{RR_0}{r} \cos(\phi - \phi_0) \right]}. \quad (2.35)$$

3.2.1 Calcul de p_{f2}

D'après l'expression 2.31, la pression p_{f2} générée par la source de force s'écrit sous la forme de deux contributions de signes opposés, situées sur les deux disques de surface S_1 et S_2 de la zone de dérive respectivement en $x = -l_c$ et $x = +l_c$ (fig. 2.2), soit :

$$p_{f2}(\vec{r}, \omega) = I_2 - I_1, \quad (2.36)$$

$$\text{avec } \begin{cases} I_1 = \Upsilon(\omega) \iint \iint_{V_{zd}} G(|\vec{r} - \vec{r}_0|, \omega) \frac{\delta(x_0 + l_c)}{r_c^2(x_0)} dV_0 \\ \text{et} \\ I_2 = \Upsilon(\omega) \iint \iint_{V_{zd}} G(|\vec{r} - \vec{r}_0|, \omega) \frac{\delta(x_0 - l_c)}{r_c^2(x_0)} dV_0. \end{cases} \quad (2.37)$$

Le détail des calculs de ces deux intégrales est présenté en annexe B §1 ; le résultat obtenu pour la contribution p_{f2} est :

$$\boxed{p_{f2}(\vec{r}, \omega) = -2\pi\Upsilon(\omega) \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \left\{ \left(1 - \frac{l_c \cos \theta}{r} \right) \frac{J_1(kr_1 \sin \theta)}{kr_1 \sin \theta} e^{-jkl_c \cos \theta} - \left(1 + \frac{l_c \cos \theta}{r} \right) \frac{J_1(kr_2 \sin \theta)}{kr_2 \sin \theta} e^{jkl_c \cos \theta} + \frac{j}{kr} \left[J_2(kr_1 \sin \theta) e^{-jkl_c \cos \theta} - J_2(kr_2 \sin \theta) e^{jkl_c \cos \theta} \right] \right\}. \quad (2.38)}$$

Le terme p_{f2} (éq 2.38) reste toujours dipolaire et indépendant de la différence des rayons $\Delta r = r_2 - r_1$ sauf pour des valeurs très élevées de cette dernière, c'est à dire typiquement Δr de l'ordre de quelques milliers de pourcent de r_1 pour des fréquences de quelques centaines de Hertz à quelques kiloHertz, valeurs pour lesquelles le modèle s'écarte de la réalité. La validité de cette expression peut être vérifiée en partie par un développement en basses fréquences. En considérant l'approximation $kr_1 \ll 1$, et $kr_2 \ll 1$, sachant que :

$$\frac{J_1(kr_{1,2} \sin \theta)}{kr_{1,2} \sin \theta} \approx \frac{1}{2} + \mathcal{O} \left([kr_{1,2} \sin \theta]^2 \right), \text{ et } J_2(kr_{1,2} \sin \theta) \approx 0 + \mathcal{O} \left([kr_{1,2} \sin \theta]^2 \right), \quad (2.39)$$

il vient :

$$p_{f2}(\vec{r}, \omega) = 2\pi\Upsilon(\omega) \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \left(j \sin(kl_c \cos \theta) + \cos(kl_c \cos \theta) \frac{l_c \cos \theta}{r} \right). \quad (2.40)$$

Cette dernière expression est similaire au résultat trouvé dans la thèse précédente [69] pour le champ de pression généré par la source de force supposée cylindrique. En outre, considérer l'approximation $kl_c \ll 1$ permet d'écrire :

$$p_{f2}(\vec{r}, \omega) = 2\pi\Upsilon(\omega) \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} (1 + jkr) \frac{l_c \cos \theta}{r}, \quad (2.41)$$

qui est bien la pression acoustique rayonnée par un dipôle.

3.2.2 Calcul de p_{f1}

Le report de l'expression 2.35 de la fonction de Green dans l'équation 2.31, aboutit à une expression de la contribution p_{f1} au champ de pression p_f telle que :

$$p_{f1}(\vec{r}, \omega) = 2A\Upsilon(\omega) \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_{-l_c}^{l_c} \int_0^{r_c(x)} \int_0^{2\pi} \frac{1}{r_c^3(x_0)} \left[(1 + \frac{x_0 \cos \theta}{r}) + \frac{R_0 \sin \theta}{r} \cos(\phi - \phi_0) \right] \times e^{jk[x_0 \cos \theta + R_0 \sin \theta \cos(\phi - \phi_0)]} [U(x + l_c) - U(x - l_c)] R_0 d\phi_0 dR_0 dx_0. \quad (2.42)$$

Après intégration sur les variables ϕ_0 et R_0 , le changement de variable $r_c(x_0) = Ax_0 + B$ conduit aisément à écrire p_{f1} comme la somme de trois intégrales :

$$\boxed{p_{f1}(\vec{r}, \omega) = \gamma (I_4 + I_5 + I_6)}, \quad (2.43)$$

$$\text{avec : } \begin{cases} I_4 = \int_{r_1}^{r_2} \frac{p}{r_c} J_2(qr_c) e^{jlr_c} dr_c \\ I_5 = \int_{r_1}^{r_2} \frac{n}{r_c} J_1(qr_c) e^{jlr_c} dr_c \\ I_6 = \int_{r_1}^{r_2} \frac{m}{r_c^2} J_1(qr_c) e^{jlr_c} dr_c, \end{cases} \quad (2.44)$$

$$\text{en posant : } \begin{cases} \gamma = \Upsilon(\omega) \frac{e^{-jkr}}{r} e^{-jk \frac{B}{A} \cos \theta} \\ m = \frac{1}{q} (1 - Bnq) \\ n = \frac{1}{q} \frac{\cos \theta}{Ar} \\ p = \frac{j}{kr} \\ q = k \sin \theta \\ l = \frac{k \cos \theta}{A}. \end{cases} \quad (2.45)$$

Les calculs des intégrales I_4 , I_5 et I_6 sont développés en annexe B§2. Les expressions analytiques de ces intégrales, proposées sous la forme de fonctions de Bessel ou de séries infinies, donnent dans certains cas des résultats aberrants, en particulier lorsque la valeur du rayon r_2 est très proche de celle du rayon r_1 . Aussi, dans la suite, et afin de comparer cette nouvelle modélisation de la source acoustique de force (forme tronconique de la zone de dérive) avec la précédente [69] (forme cylindrique de la zone de dérive), seules sont utilisées les solutions des intégrales I_4 , I_5 et I_6 obtenues de façon numérique, par l'utilisation du logiciel *Matlab*.

3.2.3 Analyse des contributions au champ de pression p_f issu de la source de force

Une analyse de chaque terme de la contribution p_{f1} (éq. 2.43) qui caractérise la transition du cylindre à la forme tronconique, montre d'une part que l'intégrale I_4 est négligeable devant toutes les autres. D'autre part, la somme $I_5 + I_6$ possède uniquement une contribution monopolaire (les contributions dipolaires de I_5 et I_6 étant égales et opposées). Ce monopôle croît rapidement avec r_2 , et il est nul pour $r_2 = r_1$. Ce dernier point permet de déduire que p_f se réduit à $p_{f2}|_{r_1=r_2}$ (éq. 2.38), résultat obtenu par V. MONTEBAULT dans le cas d'un volume cylindrique :

$$\boxed{p_{f_{cylindric}}(r, \omega) = 4\pi\Upsilon(\omega) \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \left[j \sin(kl_c \cos \theta) \left(\frac{J_1(kr_c \sin \theta)}{kr_c \sin \theta} + \frac{j}{kr} J_2(kr_c \sin \theta) \right) + \cos(kl_c \cos \theta) \frac{l_c \cos \theta}{r} \frac{J_1(kr_c \sin \theta)}{kr_c \sin \theta} \right]}. \quad (2.46)$$

3.3 Etude comparative des expressions $p_{f_{cylindrique}}$ et p_f .

Les figures 2.3 représentent les réponses en fréquence et les diagrammes de directivité du champ de pression créé par la source de force, calculés pour une forme tronconique (avec un calcul numérique des intégrales I_4 , I_5 , et I_6) et cylindrique (éq. 2.46). Les figures 2.3.1.a et 2.3.1.b permettent, tout d'abord, de vérifier que le calcul effectué pour la source tronconique p_f tend bien vers la solution $p_{f_{cylindrique}}$ calculée pour une forme cylindrique, lorsque r_2 tend vers r_1 ($\Delta r \rightarrow 0$). En outre, ces représentations montrent l'influence de l'évasement progressif de la source ; l'effet se caractérise, conformément à nos attentes, par une élévation du niveau en basses fréquences relative à une contribution monopolaire. De cette étude ressort un point important : une petite différence entre les rayons r_1 et r_2 (de quelques pourcent de la valeur de r_1) a des conséquences considérables sur le champ de pression. La directivité et le niveau en basses fréquences sont très sensibles à la conicité du volume de décharges. Notons enfin que le modèle n'est sensible qu'à la variation du rayon Δr , et ne dépend de la valeur de r_1 qu'en très hautes fréquences.

En augmentant la modulation du champ électrique, le nouveau dispositif expérimental développé (chap. 4) permet d'atteindre des niveaux sonores plus élevés qu'avec le dispositif précédent (chap. 3 et annexe C), notamment en basses fréquences pour lesquelles les modèles cylindrique et tronconique présentent des différences. Les réponses en fréquence mesurées à l'aide de ce dispositif ont contribué à lever l'indétermination quant à la géométrie de la source de force à adopter.

La figure 2.4 compare les contributions monopolaires et dipolaires des deux modèles. Notons tout d'abord que, pour les deux modèles, le terme dipolaire est inversement proportionnel au paramètre β qui n'intervient que dans le facteur Υ (éq. 2.28, 2.38, 2.43, 2.45). La figure 2.5 montre donc que, lorsque β augmente, le niveau diminue quelque soit l'angle d'observation θ , et l'importance du dipôle diminue par rapport à celle du monopôle (p_h reste constant).

Le modèle tronconique présente deux termes monopolaires : le premier, comme dans le cas du modèle cylindrique, est la pression p_h créée par la source de chaleur et fonction de $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$, et le second est la contribution p_{f1} de la source de force qui dépend sensiblement de la différence Δr des rayons du tronc d'une part, et de β d'autre part (fig. 2.4). Bien que les amplitudes des pressions $|p_h|$ et $|p_{f1}|$ soient toutes deux monopolaires, leurs influences sur le diagramme de directivité de la pression totale sont complètement différentes. En effet, l'augmentation de la pression p_h avec $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ diminue l'amplitude du lobe arrière du diagramme de directivité de la pression totale, tandis que le lobe avant augmente (fig. 2.6). En revanche, l'effet de l'amplitude du monopôle p_{f1} est considérablement différent. Après avoir fixé la valeur de β en ajustant p_{f2} avec le dipôle (fig. 2.4), une augmentation de la différence Δr des rayons du volume tronconique entraîne une augmentation de l'amplitude du monopôle p_{f1} . L'effet produit sur le diagramme de directivité de la pression totale se traduit par une augmentation du lobe avant mais, contrairement au cas de p_h , le lobe arrière augmente également. Ainsi, l'augmentation de Δr se traduit par une élévation du niveau sonore quelque soit l'angle θ (fig. 2.7), ce qui n'est pas le cas du paramètre $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ (fig. 2.6 et 2.7).

La différence de comportement entre les deux monopôles $|p_h|$ et $|p_{f1}|$ du modèle tronconique s'explique simplement par une différence de phase. En effet, la pression p_h est principalement réelle, en revanche la pression p_{f1} a pour effet d'augmenter de façon conséquente la partie imaginaire de la somme ($p_h + p_{f1}$).

Si les deux contributions monopolaires $|p_h|$ et $|p_{f1}|$ du modèle tronconique avaient eu un comportement similaire, un compromis entre les valeurs des paramètres inconnus $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ et Δr relatifs au poids de chaque monopôle aurait dû être envisagé. Mais la différence entre les monopôles p_h et p_{f1} est également marquée sur la réponse en fréquence : la pression p_h présente une pente de 6dB/oct. (§2) dont le niveau augmente avec $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ indépendamment de la fréquence, tandis que la contribution monopolaire de la source de force p_{f1} , qui augmente avec Δr , a un effet prépondérant en basses fréquences. Grâce à ce dernier point, l'ajustement des paramètres inconnus du modèle tronconique (β , $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$, et Δr) peut être effectué en utilisant le modèle cylindrique. La figure 2.8 expose la démarche suivie.

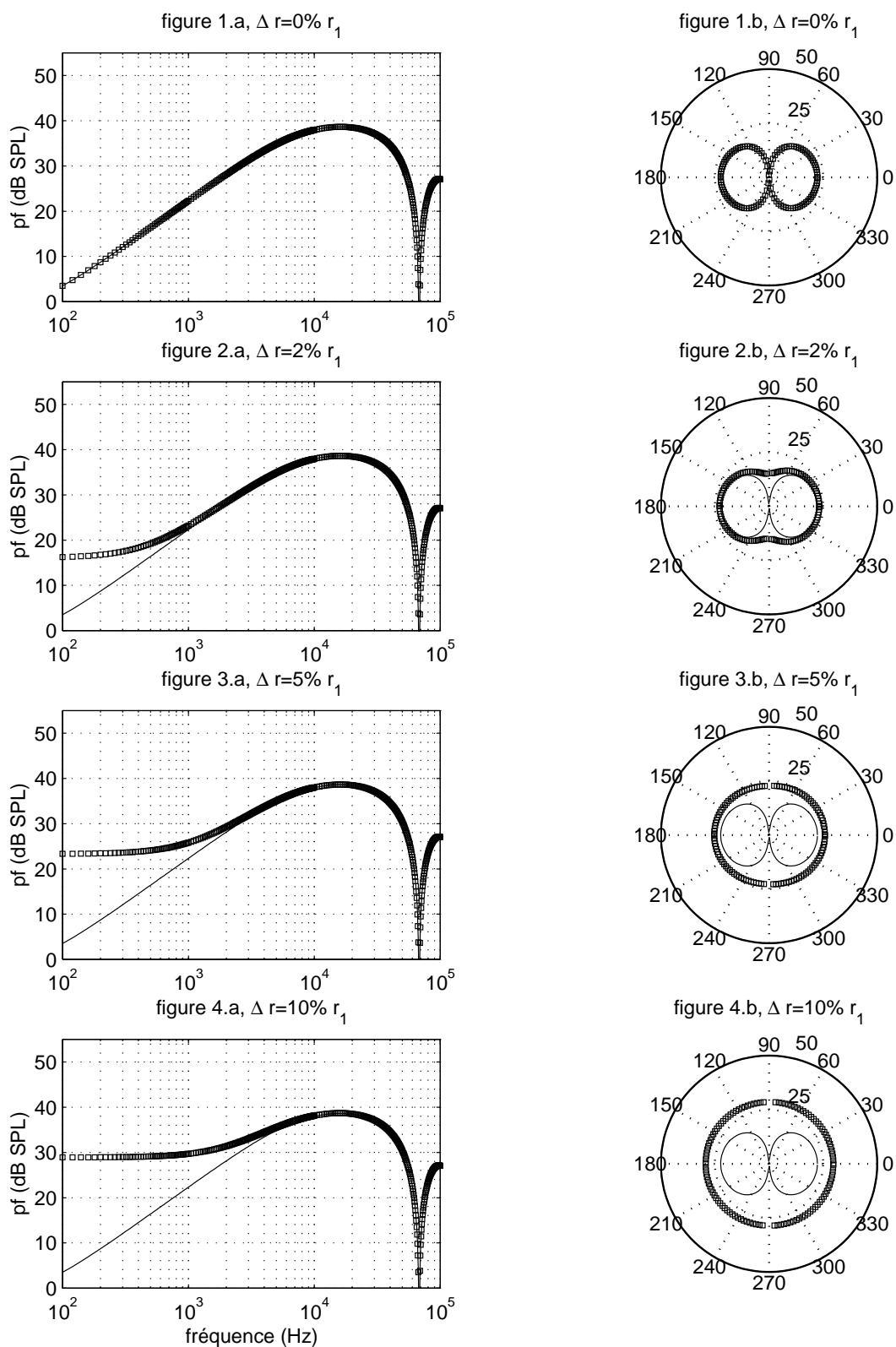


FIG. 2.3- Comparaison des amplitudes et de la directivité (pour $f = 1\text{kHz}$) des pressions générées par la source de force supposée cylindrique ($p_{f_{\text{cylindre}}}$ (éq. 2.46), **traits continus**) et tronconique (p_f (éq. 2.30), **carrés**) pour différentes valeurs de $\Delta r = r_2 - r_1$. ($r_1 = 0,1\text{mm}$, $l_c = 2,5\text{mm}$, $r = 1\text{m}$, $I = 60\mu\text{A}$, $i = 20\mu\text{A}$, $r_u C_u = 20\mu\text{s}$, $\beta = 2,1$.)

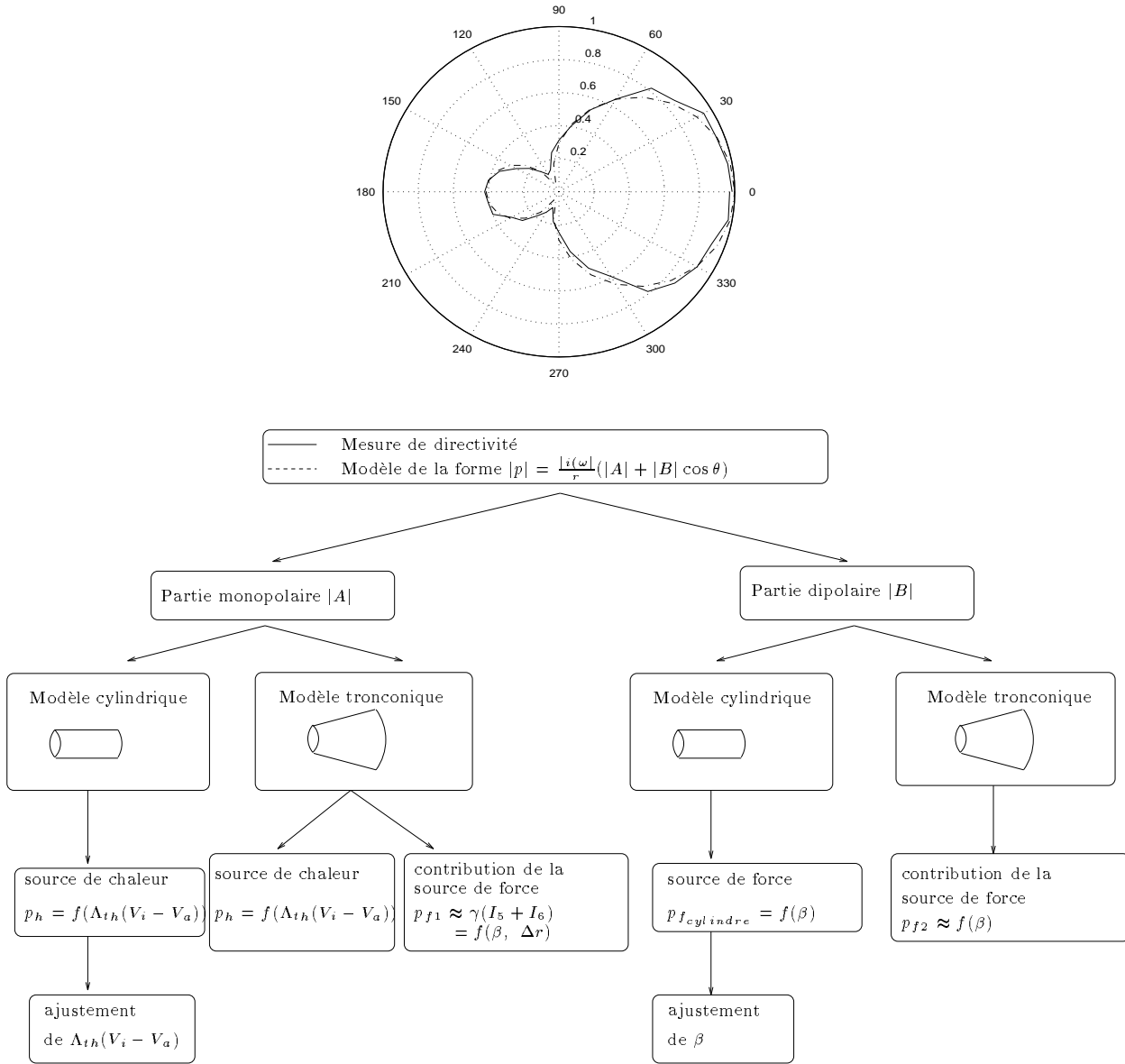


FIG. 2.4 - Récapitulatif des contributions monopolaires et dipolaires issues des modèles cylindrique et tronconique.

Tout d'abord, la mesure de l'impédance électrique dynamique permet de déterminer les paramètres électriques :

$$r_i + r_u = 33M\Omega, \quad (2.47)$$

$$r_i = 1,25M\Omega, \quad (2.48)$$

$$r_u C_u = 20\mu s, \quad (2.49)$$

qui interviennent dans la modélisation acoustique.

Par ailleurs, pour une même configuration électrique et géométrique ($I = 60\mu A$, $i = 20\mu A_{RMS}$, $d = 5mm$) d'un haut-parleur monopointe, les figures présentent respectivement des mesures de directivité effectuées aux fréquences de 500Hz et 3kHz et à une distance d'observation $r = 50cm$. Pour une fréquence suffisamment élevée ($f = 3kHz$), la figure 2.9 confirme que les modèles qui supposent la source de force cylindrique ou tronconique

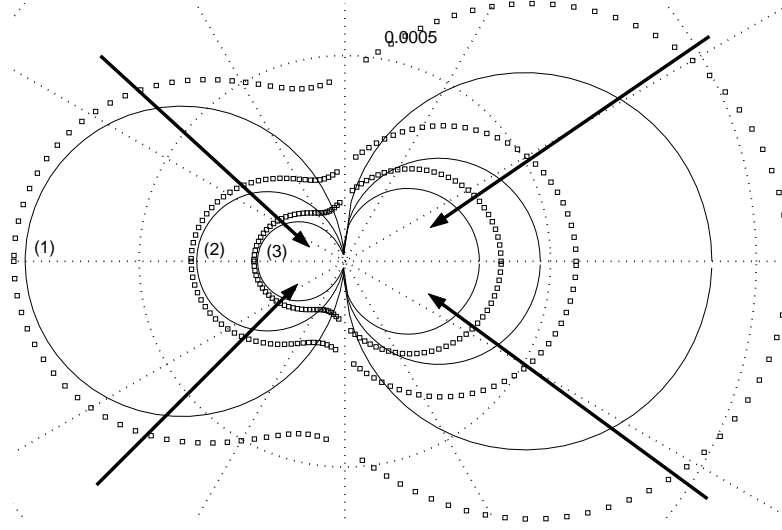


FIG. 2.5 - Effet de l'augmentation de la valeur du paramètre β sur le diagramme de directivité de la pression totale dans le cas du modèle cylindrique (trait continu), et dans le cas du modèle tronconique (carrés). ($f = 500\text{ Hz}$, $d = 5\text{ mm}$, $r = 50\text{ cm}$, $I = 60\text{ }\mu\text{ A}$, $i = 20\text{ }\mu\text{ A}_{RMS}$, $r_u C_u = 20\text{ }\mu\text{ s}$, $\Lambda_{th}(V_i - V_a) = 1,7\text{ kV}$, $r_1 = 0,1\text{ mm}$, $\Delta r = 1,3\%r_1$). (1): $\beta = 0$, (2): $\beta = 1$, (3): $\beta = 2,1$.

sont identiques. Par conséquent, le dipôle et le monopôle sont respectivement associés à la source de force $p_{f_{cylindric}}$ et à la source de chaleur p_h . Une interpolation linéaire des données issues du diagramme de directivité mesuré à 3kHz permet donc de déterminer les amplitudes $|A|$ du monopôle et $|B|$ du dipôle grâce à la relation linéaire :

$$|p| = \frac{|i(\omega)|}{r} (|A| + |B| \cos(\theta)) = f(\cos(\theta)). \quad (2.50)$$

Les résultats obtenus pour cette mesure sont $|A| = 8,4$ et $|B| = 38,4$ (fig. 2.9).

À partir de ces valeurs et des relations 3.37 et 3.38 (chap. 3), les paramètres inconnus $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ et β qui interviennent respectivement dans les expressions de p_h (éq. 2.8) et $p_{f_{cylindric}}$ (éq. 2.46) peuvent alors être déterminés directement à l'aide des relations reliant $|A|$ à $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ (éq. 3.12) et $|B|$ à β (éq. 3.13). Ces paramètres sont ensuite injectées dans la simulation de la réponse en fréquence pour les deux modèles.

La figure 2.10 représente une mesure de directivité dans les mêmes conditions que précédemment mais à 500Hz. A cette fréquence basse, le modèle tronconique apporte une correction au modèle cylindrique : sa directivité ne suit plus la relation 2.50 en raison de l'influence de la pression p_{f1} . En effet, l'amplitude de la pression totale est le module de la somme du monopôle p_m et du dipôle p_d telle que :

$$|p(r, \omega)| = |p_m(r, \omega) + p_d(r, \omega)|, \quad (2.51)$$

$$\text{où } p_m(r, \omega) = \frac{i(\omega)}{r} A(\omega) \text{ est le monopôle,} \quad (2.52)$$

$$\text{et } p_d(r, \omega) = \frac{i(\omega)}{r} B(\omega) \cos \theta \text{ est le dipôle.} \quad (2.53)$$

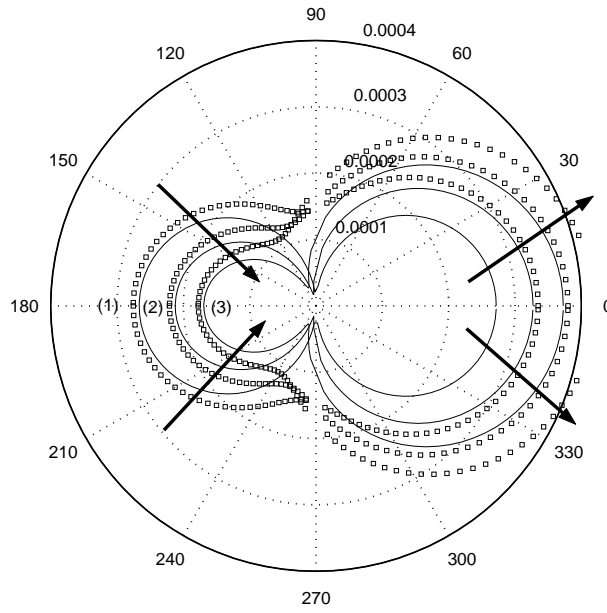


FIG. 2.6 - Effet de l'augmentation de la valeur du paramètre $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ sur le diagramme de directivité de la pression totale dans le cas du modèle cylindrique (*trait continu*), et dans le cas du modèle tronconique (*carrés*). ($f = 500\text{Hz}$, $d = 5\text{mm}$, $r = 50\text{cm}$, $I = 60\mu\text{A}$, $i = 20\mu\text{A}_{RMS}$, $r_u C_u = 20\mu\text{s}$, $\beta = 2,1$, $r_1 = 0,1\text{mm}$, $\Delta r = 1,3\%r_1$). (1): $\Lambda_{th}(V_i - V_a) = 0$, (2): $\Lambda_{th}(V_i - V_a) = 1,7\text{kV}$, (3): $\Lambda_{th}(V_i - V_a) = 3\text{kV}$.

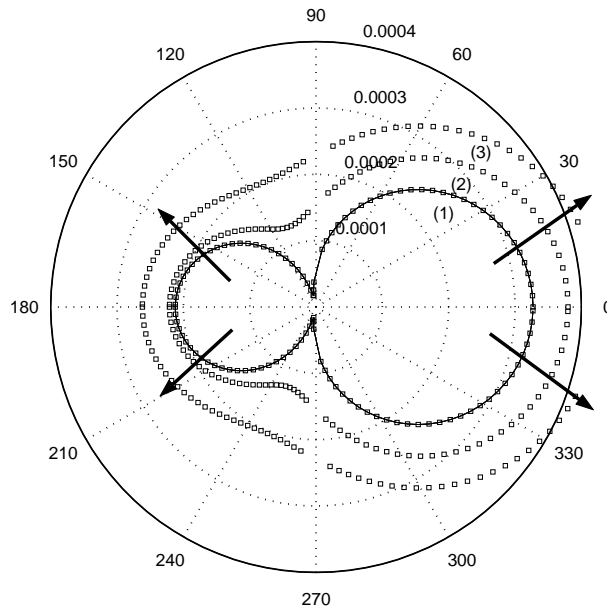


FIG. 2.7 - Effet de l'augmentation de la valeur du paramètre Δr sur le diagramme de directivité de la pression totale dans le cas du modèle cylindrique (*trait continu*), et dans le cas du modèle tronconique (*carrés*). ($f = 500\text{Hz}$, $d = 5\text{mm}$, $r = 50\text{cm}$, $I = 60\mu\text{A}$, $i = 20\mu\text{A}_{RMS}$, $r_u C_u = 20\mu\text{s}$, $\Lambda_{th}(V_i - V_a) = 1,7\text{kV}$, $\beta = 2,1$, $r_1 = 0,1\text{mm}$). (1): $\Delta r = 0$, (2): $\Delta r = 1,3\%r_1$, (3): $\Delta r = 2\%r_1$.

Pour les basses fréquences, l'expression générale de l'amplitude de la pression totale est donc de la forme :

$$|p(r, \omega)| = \sqrt{(x_A^2 + y_A^2) + 2(x_A x_B + y_A y_B) \cos \theta + (x_B^2 + y_B^2) \cos^2 \theta}, \quad (2.54)$$

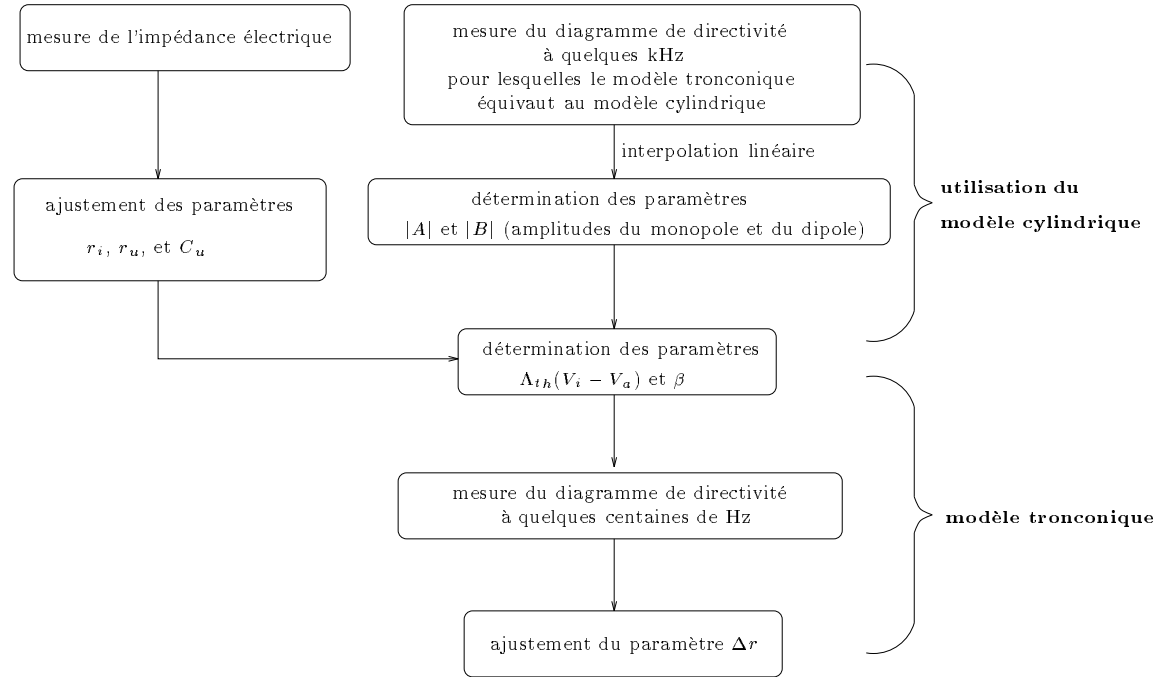


FIG. 2.8 - Protocole suivi pour l'ajustement du modèle acoustique sur les mesures.

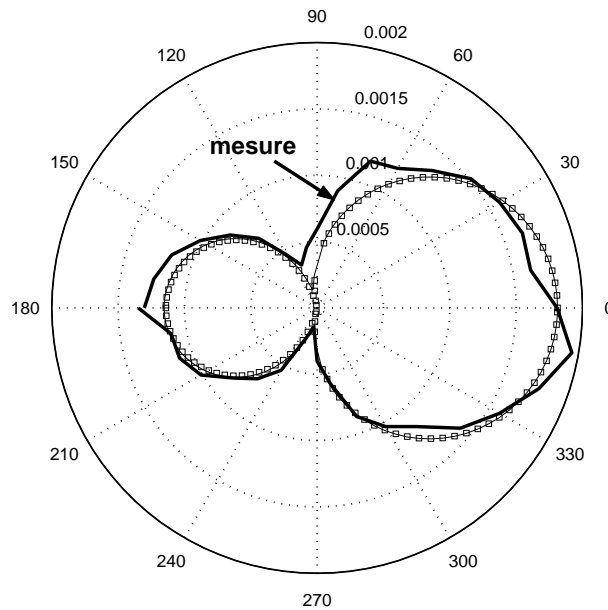


FIG. 2.9 - Diagramme de directivité mesuré ($f = 3\text{kHz}$, $d = 5\text{mm}$, $r = 50\text{cm}$, $I = 60\mu\text{A}$, $i = 20\mu\text{A}_{RMS}$), et calculé avec la source de force supposée cylindrique ($p_{f_{cylindric}}$ (éq. 2.46), **trait continu**) et tronconique (p_f (éq. 2.30), **carrés**) pour $\Delta r = 1, 3\%r_1$. ($r_1 = 0,1\text{mm}$, $l_c = 2,5\text{mm}$, $r_u C_u = 20\mu\text{s}$, $\beta = 2,1$, $\Lambda_{th}(V_i - V_a) = 1,7\text{kV}$).

avec le monopôle $A = x_A + jy_A$ et le dipôle $B = x_B + jy_B$ respectivement relatifs à la somme ($p_h + p_{f1}$) et à la contribution p_{f2} . Un ajustement de la différence des rayons du tronc $\Delta r = r_2 - r_1 = 1, 3\%r_1$ est donc effectué à partir du diagramme de directivité de la figure mesuré à $f = 500\text{Hz}$.

Enfin, la figure 2.11, présentent une mesure de réponse en fréquence du transducteur monopointe-plan

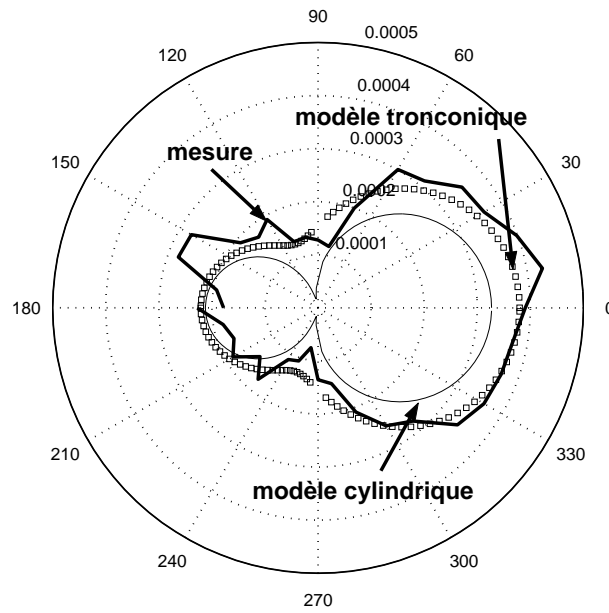


FIG. 2.10 - Diagramme de directivité mesuré ($f = 500\text{Hz}$, $d = 5\text{mm}$, $r = 50\text{cm}$, $I = 60\mu\text{A}$, $i = 20\mu\text{A}_{RMS}$), et calculé avec la source de force supposée cylindrique ($p_{f_{cylindrique}}$ (éq. 2.46), **trait continu**) et tronconique (p_f (éq. 2.30), **carrés**) pour $\Delta r = 1, 3\%r_1$. ($r_1 = 0, 1\text{mm}$, $l_c = 2, 5\text{mm}$, $r_u C_u = 20\mu\text{s}$, $\beta = 2, 1$, $\Lambda_{th}(V_i - V_a) = 1, 7\text{kV}$).

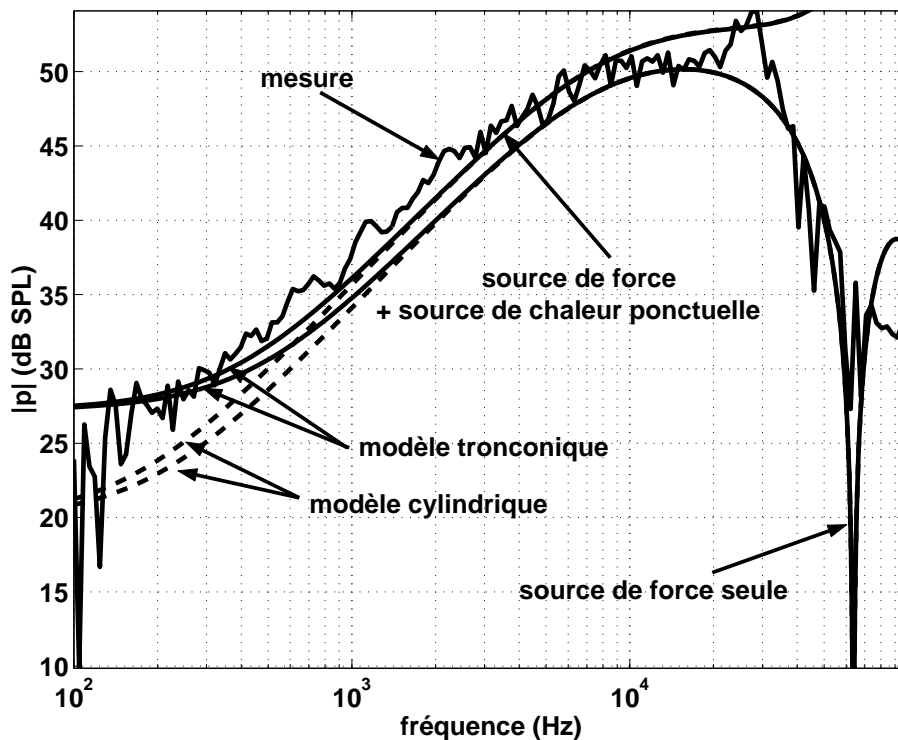


FIG. 2.11 - Pression totale mesurée en fonction de la fréquence ($d = 5\text{mm}$, $r = 30\text{cm}$, $I = 60\mu\text{A}$, $i = 20\mu\text{A}_{RMS}$). Pressions totales ($p_h + p_f$ et $p_h + p_{f_{cylindrique}}$) et pressions issues de la source de force seules (p_f et $p_{f_{cylindrique}}$) calculées avec la source de force supposée cylindrique ($p_{f_{cylindrique}}$ (éq. 2.46), **trait pointillé**) et tronconique (p_f (éq. 2.30), **trait continu**) pour $\Delta r = 1, 3\%r_1$ ($r_1 = 0, 1\text{mm}$, $r_u C_u = 20\mu\text{s}$, $\beta = 2, 1$, $\Lambda_{th}(V_i - V_a) = 1, 7\text{kV}$).

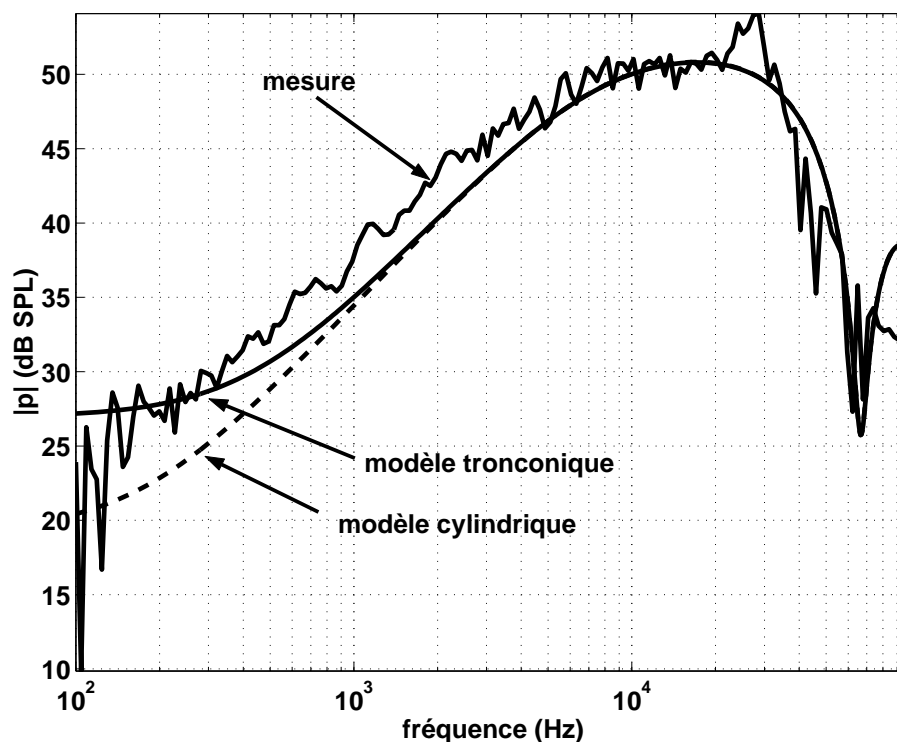


FIG. 2.12 - *Pression totale mesurée en fonction de la fréquence ($d = 5\text{mm}$, $r = 30\text{cm}$, $I = 60\mu\text{A}$, $i = 20\mu\text{A}_{RMS}$) pour une source de chaleur sphérique de diamètre 4mm [13], et pour une source de force cylindrique (trait pointillé) ou tronconique (trait continu) pour $\Delta r = 1,3\%r_1$ ($r_1 = 0,1\text{mm}$, $r_u C_u = 20\mu\text{s}$, $\beta = 2,1$, $\Lambda_{th}(V_i - V_a) = 1,7\text{kV}$).*

dans les mêmes conditions (distance interélectrode de 5mm , courant continu de $60\mu\text{A}$, courant de modulation de $20\mu\text{A}_{RMS}$), à une distance d'observation de 30cm . Les différents paramètres obtenus précédemment sont injectés dans les expressions des modèles cylindrique et tronconique pour établir une comparaison. Pour des fréquences inférieures à 1kHz , le modèle tronconique présente un meilleur ajustement à la mesure. Au delà de 1kHz les deux modèles sont similaires, et la confrontation théorie–expérience est également satisfaisante jusqu'à 20kHz environ. Bien que les mesures acoustiques puissent présenter des perturbations pour les très hautes fréquences en raison des phénomènes de diffraction susceptibles d'intervenir sur les supports du montage, l'allure de la réponse en fréquence mesurée est cependant représentative du comportement du transducteur car la diffraction a été minimisée en soignant les conditions de champ libre à l'aide de matériaux absorbants. Pour les très hautes fréquences, la figure 2.11 montre donc qu'en considérant la source de force seule, le modèle est bien meilleur que si l'on tient compte des deux sources. La source de chaleur n'intervient plus de la même façon qu'en basses et moyennes fréquences. En hautes fréquences l'hypothèse de source de chaleur ponctuelle n'est plus valable. En effet, la figure 2.12 montre le calcul de la pression acoustique totale utilisant l'expression développée par Ph. BÉQUIN [12] de la pression créée par la source de chaleur en considérant son volume sphérique. L'accord en hautes fréquences est manifeste. **Il est donc nécessaire en hautes fréquences de tenir compte de la forme de la source de chaleur.**

Enfin, en raison de la faible valeur de Δr , le modèle tronconique s'écarte très légèrement de la pente de 6dB/octave caractéristique du modèle cylindrique pour des fréquences de quelques centaines de Hertz (fig. 2.11). De même, les diagrammes de directivité mesurés pour ces basses fréquences présentent, comme pour les plus hautes fréquences, un terme dipolaire marqué (fig. 2.10) et non pas un caractère pratiquement purement monopolaire comme cela aurait été le cas pour une portion de cône avec un évasement marqué (fig. 2.3.b). Ainsi, l'hypothèse admise jusqu'alors selon laquelle le transfert de quantité de mouvement des particules chargées vers

les particules neutres se produit essentiellement près de l'axe de la zone de dérive est bien justifiée.

4 Conclusion

Le travail présenté dans ce chapitre a permis de compléter le travail théorique développé par V. MONTEMBAULT [69] et Ph. BÉQUIN [12].

Jusqu'à présent le comportement acoustique du transducteur monopointe-plan était inconnu en dessous de 1kHz. L'utilisation d'un nouveau dispositif expérimental permettant d'obtenir des niveaux sonores plus élevés (chap. 4) a permis en particulier des mesures en basses fréquences. Les modifications apportées à la modélisation acoustique en considérant la forme de la source de force non plus comme cylindrique, mais comme une portion de cône, affinent le modèle dans cette gamme de fréquences.

Les mesures de réponses en fréquence montrent que la pente de 6dB/oct. est conservée pour des fréquences de quelques centaines de Hertz. Le modèle tronconique est très sensible à la valeur de Δr qui détermine la conicité de la source de force. L'ajustement de ce paramètre sur la mesure de la réponse en fréquence en basses fréquences montre alors que la correction du volume de la source de force nécessaire par rapport au cas cylindrique est infime ($\Delta r \approx 1\%r_1$). Ce résultat confirme l'hypothèse selon laquelle les sources acoustiques sont principalement localisées le long de l'axe de la pointe. Tenant compte de ce fait, et de la complexité des expressions du modèle tronconique, le modèle cylindrique sera choisi dans la suite de ce travail.

Chapitre 3

Étude du bilan énergétique d'un haut-parleur monopointe-plan

Introduction.

Ce chapitre présente une étude théorique et expérimentale du rendement électroacoustique d'un haut-parleur monopointe-plan. L'objectif est d'optimiser les paramètres électriques et géométriques du transducteur pour accéder au meilleur rendement. La mesure fine des grandeurs électriques continues et dynamiques d'un système pointe-plan, ainsi que des grandeurs acoustiques, est effectuée à l'aide d'un dispositif expérimental développé antérieurement [69] dont l'annexe C présente une description détaillée.

La présente étude permet de vérifier, d'une part, les premiers résultats obtenus dans la thèse précédente concernant en particulier le bilan énergétique du haut-parleur et, d'autre part, de déterminer l'influence des caractéristiques du système sur son rendement électroacoustique. Une attention particulière est notamment portée sur l'effet du matériau de la pointe. Jusqu'à présent les transducteurs ioniques étudiés étaient fabriqués avec des aiguilles à coudre en acier ; dans cette étude, en plus de l'acier, sept autres matériaux de pointes (inox, titane, tungstène, aluminium, cuivre, laiton) sont utilisés dans le but de sélectionner le meilleur d'entre eux en terme de rendement.

Afin d'accéder au bilan énergétique du haut-parleur, il est nécessaire de calculer les puissances électriques et acoustiques associées à chacune des deux sources (chaleur et force). La première partie de ce chapitre expose les aspects électriques et acoustiques de la modélisation qui conduisent aux expressions analytiques des rendements de chaque source. La deuxième partie présente les résultats de l'étude paramétrique expérimentale qui mène à l'optimisation des caractéristiques du système pointe-plan en terme de rendement.

1 Calcul du bilan énergétique

1.1 Étude de la puissance électrique d'un haut-parleur monopointe-plan

1.1.1 Modélisation électrique

Rappelons que l'espace interélectrode est modélisé par un circuit électrique équivalent proposé par KEKEZ [54] (fig. 3.1). La zone d'ionisation est caractérisée par une résistance r_i , supposée inversement proportionnelle à la densité d'électrons ; on note $(v_i - v_a)$ la tension alternative appliquée à ses bornes. La zone de dérive est modélisée par une résistance r_u en parallèle avec une capacité C_u . La résistance r_u est traversée par le courant de conduction $i_c(\omega)$ porté par les électrons et les ions négatifs, et la capacité C_u , par le courant de déplacement

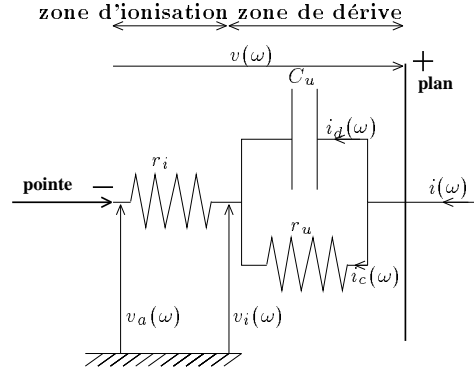


FIG. 3.1 - Modélisation électrique de l'espace interélectrode.

$i_d(\omega)$.

Dans le cas des décharges couronnes négatives, l'impédance électrique dynamique, notée Z , de l'espace interélectrode du haut-parleur de type pointe-plan, ainsi modélisée, s'écrit :

$$Z = (r_i + r_u) \frac{1 + j\omega \frac{r_i}{r_i + r_u} r_u C_u}{1 + j\omega r_u C_u}. \quad (3.1)$$

1.1.2 Calcul de la puissance électrique

La puissance électrique alternative fournie au volume de gaz ionisé, associée à la modulation du courant électrique, est définie par la relation :

$$P_e = \frac{1}{2} \mathcal{R}e [v(\omega) i^*(\omega)]. \quad (3.2)$$

qui peut s'écrire en fonction de l'impédance électrique dynamique totale Z (éq. 3.1), sous la forme suivante :

$$P_e = \frac{1}{2} |i(\omega)|^2 \mathcal{R}e [Z(\omega)]. \quad (3.3)$$

Cette puissance électrique totale se partage en deux parties : la puissance électrique fournie à la zone d'ionisation

$$P_{eh} = \frac{1}{2} r_i |i(\omega)|^2 = r_i |i_{RMS}(\omega)|^2, \quad (3.4)$$

et la puissance électrique fournie à la zone de dérive

$$P_{ef} = \frac{1}{2} \mathcal{R}e \left(\frac{r_u}{1 + j\omega r_u C_u} \right) |i(\omega)|^2 = \frac{r_u}{1 + (\omega r_u C_u)^2} |i_{RMS}(\omega)|^2. \quad (3.5)$$

1.2 Étude de la puissance acoustique d'un haut-parleur monopointe-plan

1.2.1 Modélisation acoustique

La modélisation acoustique du haut-parleur monopointe-plan a été développée dans le chapitre 2. Le diagramme de directivité pour un haut-parleur pointe-plan présente une forme en hypercardioïde (fig. 3.2). La pression acoustique peut donc s'écrire comme la somme de deux contributions : l'une à caractère monopolaire (p_m , eq. 3.6), l'autre à caractère dipolaire (p_d , eq. 3.7) telles que :

$$p_m(r, \omega) = A \frac{e^{-jkr}}{r} i(\omega), \quad (3.6)$$

$$\text{et } p_d(r, \omega) = B \cos \theta \frac{e^{-jkr}}{r} i(\omega). \quad (3.7)$$

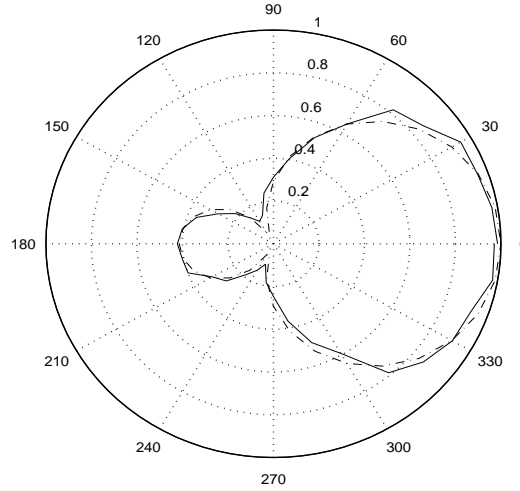


FIG. 3.2 - Diagramme de directivité de la pression acoustique (normalisée par rapport à sa valeur mesurée en face de la pointe) (- : mesure, - . - : modèle avec A et B estimés par interpolation) pour une pointe d'acier à $f = 5kHz$.

D'autre part, en considérant les dimensions des sources acoustiques faibles devant la longueur d'onde, les expressions théoriques calculées [69] pour les pressions associées respectivement à la source de chaleur p_h (éq. 2.8 et 3.8) et à la source de force p_f (éq. 2.41 et 3.9), sont telles que :

$$p_h(r, \omega) = j\omega \frac{\gamma - 1}{c^2} \Lambda_{th} [r_i I + (V_i - V_a)] \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} i(\omega), \quad (3.8)$$

$$\text{et } p_f(r, \omega) \approx \frac{2}{\mu_i (\beta + 1)} \frac{i(\omega)}{(1 + j\omega r_u C_u)} \frac{(1 + jkr) l_c \cos \theta}{r} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r}, \quad (3.9)$$

L'identification des deux expressions associées à chaque source, conduit à :

$$p_m(r, \omega) = p_h(r, \omega), \quad (3.10)$$

$$p_d(r, \omega) = p_f(r, \omega), \quad (3.11)$$

il en résulte alors :

$$\boxed{A \approx \frac{j}{4\pi} \left(\frac{\omega}{c}\right) \left(\frac{\gamma-1}{c}\right) \Lambda_{th} (V_i - V_a)}, \quad (3.12)$$

en négligeant, dans l'équation 3.8, le terme $r_i I$ (de l'ordre de quelques Volts) devant $(V_i - V_a)$ (de l'ordre de quelques kiloVolts), et :

$$\boxed{B \approx \frac{1}{4\pi\mu_i(\beta+1)} \frac{j}{(1+j\omega r_u C_u)} \left(\frac{\omega}{c}\right) d}, \quad (3.13)$$

en utilisant l'approximation de champ lointain ($kr \gg 1$), et en supposant négligeables les dimensions de la zone d'ionisation par rapport à celles de la zone de dérive ($l_c \approx d/2$, fig. 2.1).

1.2.2 Calcul de la puissance acoustique

La puissance acoustique est définie pour une source quelconque de la manière suivante [17] :

$$P_a = \iint_S I \vec{n} \cdot d\vec{S} \quad (3.14)$$

où \vec{n} est la normale sortante à la surface d'observation S entourant la source, et l'intensité acoustique, notée I, est égale à la valeur moyenne dans le temps de l'intensité instantannée, soit :

$$I = \frac{1}{2} \mathcal{R}e(pv^*). \quad (3.15)$$

La variable p désigne la pression acoustique générée par la source, et v, la vitesse particulaire, qui satisfait l'équation d'Euler :

$$\vec{v} = \frac{j}{\rho\omega} \overrightarrow{\text{grad}} p, \quad (3.16)$$

où ρ est la densité de l'air. La composante radiale de la vitesse, notée v_r , est égale à :

$$v_r(r, \omega) = \frac{j}{\rho\omega} \frac{\partial p(r, \omega)}{\partial r}. \quad (3.17)$$

Le champ de pression généré par le haut-parleur pointe-plan, est la somme de deux contributions, notées p_m et p_d , associées respectivement à la source monopolaire, et à la source dipolaire, vérifiant les équations 3.6 et 3.7. Ainsi, la pression acoustique s'écrit :

$$p(r, \omega) = p_m(r, \omega) + p_d(r, \omega) = (A + B \cos \theta) \frac{e^{-jkr}}{r} i(\omega). \quad (3.18)$$

La composante radiale de la vitesse, après calculs, devient alors :

$$v_r(r, \omega) = -j \frac{1 + jkr}{\rho\omega} (A + B \cos \theta) \frac{e^{-jkr}}{r^2} i(\omega) \quad (3.19)$$

$$= \frac{p(r, \omega)}{\rho c} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right). \quad (3.20)$$

La surface d'intégration S choisie étant une sphère de rayon r centrée sur la source acoustique, l'équation 3.14 devient :

$$P_a = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_r r^2 \sin \theta d\theta d\phi, \quad (3.21)$$

où I_r est la composante radiale de l'intensité acoustique qui, en considérant l'hypothèse de champ lointain ($kr \gg 1$), s'exprime par :

$$I_r = \frac{1}{2} \mathcal{R}e(pv_r^*) = \frac{|p|^2}{2\rho c}. \quad (3.22)$$

En reportant cette dernière équation dans l'équation 3.21, l'expression de la puissance acoustique devient :

$$P_a = \frac{\pi |i(\omega)|^2}{\rho c} \int_0^\pi |A + B \cos \theta|^2 \sin \theta d\theta, \quad (3.23)$$

soit, après calculs :

$$P_a = \frac{4\pi}{3\rho c} [3|A|^2 + |B|^2] |i_{RMS}(\omega)|^2. \quad (3.24)$$

Ainsi, la puissance acoustique délivrée par la source de chaleur s'écrit :

$$P_{ah} = \frac{4\pi}{\rho c} |A|^2 |i_{RMS}(\omega)|^2, \quad (3.25)$$

$$= \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\rho c} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(\frac{\gamma-1}{c}\right)^2 \Lambda_{ih}^2 [r_i I + (V_i - V_a)]^2 |i_{RMS}(\omega)|^2, \quad (3.26)$$

$$\approx \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\rho c} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(\frac{\gamma-1}{c}\right)^2 \Lambda_{ih}^2 (V_i - V_a)^2 |i_{RMS}(\omega)|^2, \quad (3.27)$$

en considérant à nouveau le terme $r_i I$ (de l'ordre de quelques Volts) négligeable devant $(V_i - V_a)$ (de l'ordre de quelques kiloVolts). La puissance acoustique fournie par la source de force est donnée par :

$$P_{af} = \frac{4\pi}{3\rho c} |B|^2 |i_{RMS}(\omega)|^2, \quad (3.28)$$

$$= \frac{1}{12\pi} \frac{1}{\rho c} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(\frac{d}{\mu_i(\beta+1)}\right)^2 \frac{1}{1 + (\omega r_u C_u)^2} |i_{RMS}(\omega)|^2. \quad (3.29)$$

Les puissances acoustiques P_{ah} , P_{af} et totale P_a présentent une dépendance fréquentielle, géométrique et électrique, dont les aspects seront discutés par la suite.

1.3 Rendement du haut-parleur pointe-plan

Afin d'étudier le bilan énergétique associé à chaque source, il est possible de définir leur rendement respectif. Ainsi, le rendement de la zone d'ionisation s'écrit :

$$\eta_h = \frac{P_{ah}}{P_{eh}} \quad (3.30)$$

$$= \frac{4\pi}{\rho_c} \frac{1}{r_i} |A|^2, \quad (3.31)$$

$$\text{soit } \boxed{\eta_h \approx \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\rho c} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(\frac{\gamma-1}{c}\right)^2 \frac{\Lambda_{th}^2 (V_i - V_a)^2}{r_i}}, \quad (3.32)$$

et le rendement de la zone de dérive est tel que :

$$\eta_f = \frac{P_{af}}{P_{ef}} \quad (3.33)$$

$$= \frac{4\pi}{3\rho c} \frac{1 + (\omega r_u C_u)^2}{r_u} |B|^2, \quad (3.34)$$

$$\text{soit } \boxed{\eta_f \approx \frac{1}{12\pi} \frac{1}{\rho c} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(\frac{d}{\mu_i(\beta+1)}\right)^2 \frac{1}{r_u}}. \quad (3.35)$$

Dans cette formulation analytique, il apparaît que les rendements associés à chaque zone, d'une part, augmentent avec le carré de la fréquence, d'autre part, s'expriment en fonction des grandeurs liées à l'air faiblement ionisé (γ , ρ , c , et μ_i), des paramètres électriques (r_i , r_u , $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ et β), et de la distance interélectrode d du système pointe-plan. Enfin, le rendement total du haut-parleur est défini comme le rapport de la puissance acoustique qu'il émet à la partie modulée de la puissance électrique qui lui est fournie, et s'écrit donc :

$$\eta = \frac{P_a}{P_e} = \frac{P_{ah} + P_{af}}{P_{eh} + P_{ef}}. \quad (3.36)$$

2 Étude expérimentale

La deuxième partie de ce chapitre présente tout d'abord un résumé du procédé expérimental qui permet d'accéder au rendement de chaque source et au rendement total du système monopointe-plan. Les résultats expérimentaux permettent ensuite d'étudier l'évolution des paramètres électriques (r_i , r_u , $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ et β) qui interviennent dans les expressions des rendements 3.32 et 3.35, en fonction du courant continu, de la distance interélectrode, du rayon de courbure et du matériau de la pointe. Notons que les paramètres électriques $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ et β présentent la particularité d'être obtenus à partir des mesures acoustiques. Cette étude paramétrique permet enfin de déterminer l'évolution du bilan énergétique de chaque source et du rendement total du haut-parleur pointe-plan en fonction de ses caractéristiques. L'optimisation des paramètres en terme de rendement est alors accessible.

2.1 Protocole expérimental

2.1.1 Synthèse de la méthode expérimentale

L'annexe C expose en détails le dispositif expérimental utilisant un boîtier de mesure mis au point par V. MONTEBAULT [69]. Grâce à des mesures d'impédances électriques du montage (après étalonnage des gains des différents amplificateurs opérationnels et estimation des différentes capacités parasites), ce dispositif permet la mesure fine des caractéristiques électriques d'un système pointe-plan nécessaires à l'évaluation de la consommation d'énergie électrique de chaque source. En outre, les mesures de directivité conduisent à la détermination des puissances acoustiques associées à chacune des sources. La figure 3.3 résume les différentes étapes, décrites dans l'annexe C, qui permettent d'accéder au bilan énergétique d'un haut-parleur de configuration pointe-plan. Notons que ce dispositif expérimental est basé sur une faible modulation de la tension appliquée aux bornes des électrodes, ce qui présente l'inconvénient, d'une part, de ne pas conserver le même courant de modulation pour toutes les configurations en raison de la variation de l'impédance électrique du haut-parleur en fonction de ses paramètres électriques et géométriques, et d'autre part, de limiter à de faibles niveaux sonores l'étude du bilan énergétique du haut-parleur.

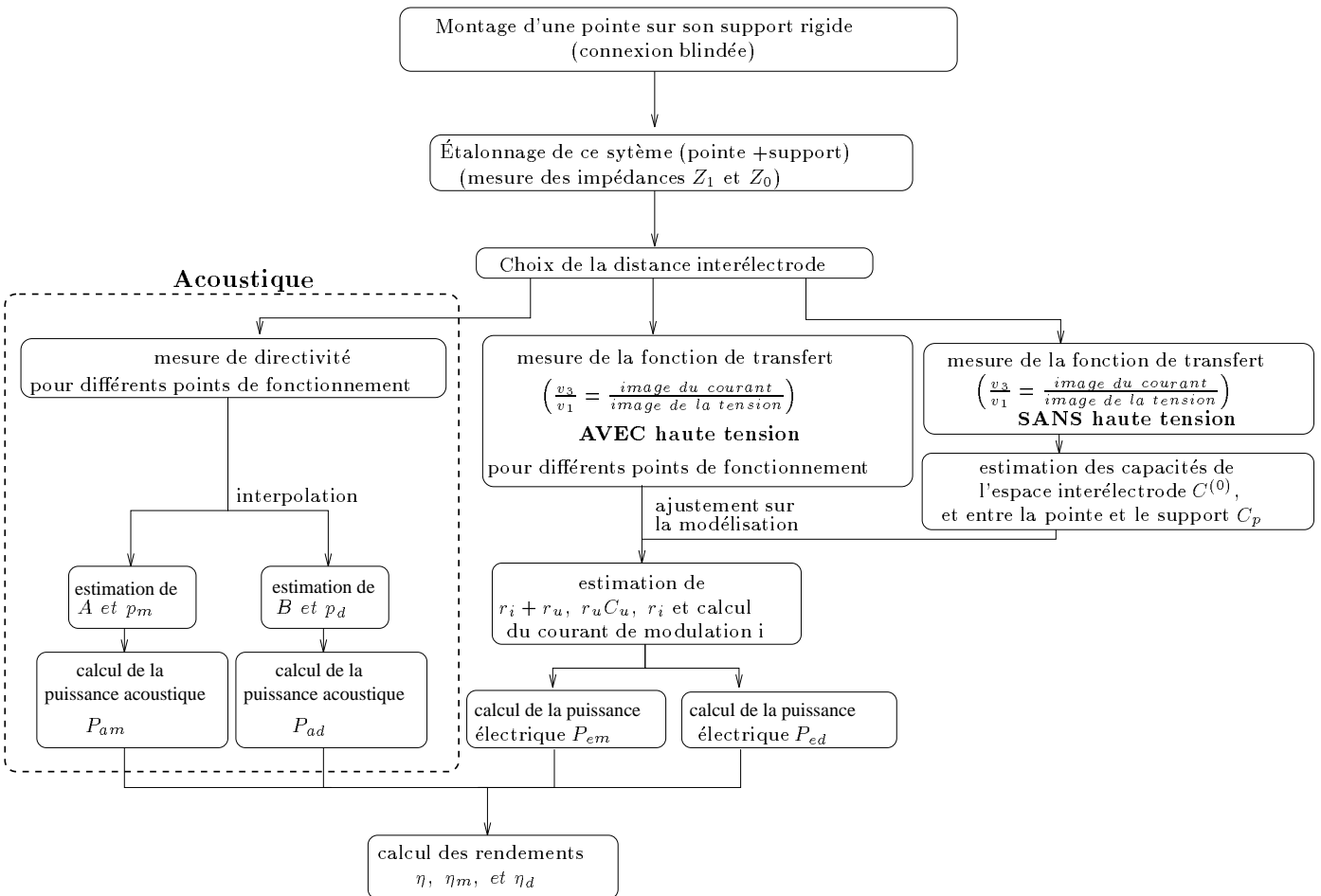


FIG. 3.3 - Schéma illustrant le protocole considéré pour accéder au bilan énergétique du haut-parleur (annexe C pour plus de détails et se référer en particulier à la figure C.1 pour les notations utilisées des impédances électriques, des capacités parasites et des fonctions de transfert mesurées).

2.1.2 Elaboration des systèmes monopoints

L'influence du matériau de la pointe sur la caractéristique courant-tension des décharges couronnes négatives et positives a fait l'objet de peu d'études. Bien que l'influence du matériau de la pointe sur le fonctionnement du haut-parleur soit plus faible pour des décharges couronnes négatives que pour des décharges positives, il semble qu'elle ne soit pas négligeable et puisse permettre d'augmenter le rendement du transducteur ionique. METWALLY [67] a comparé les caractéristiques courant-tension de systèmes pointe-plan pour les trois matériaux de pointes suivants : cuivre, acier, aluminium. Il en ressort que, pour une même haute-tension continue appliquée aux bornes des électrodes, le courant continu I circulant dans l'espace interélectrode est le plus élevé est obtenu avec l'acier, et le plus faible avec l'aluminium.

Dans cette étude, huit matériaux de pointes ont été testés : inox, titane, tungstène, aluminium, cuivre, laiton, graphite et acier. Pour des raisons économiques liées à un éventuel développement industriel, ces matériaux sont ceux qui peuvent être trouvés dans le commerce à moindre coût. Après avoir manufacturé une dizaine de pointes par matériau, la géométrie de chacune d'elles est caractérisée à l'aide d'un projecteur de profil (fig. 3.4 et 3.5). Les pointes présentant des rayons de courbure très proches sont regroupées en deux groupes (tab. 3.1). Certains

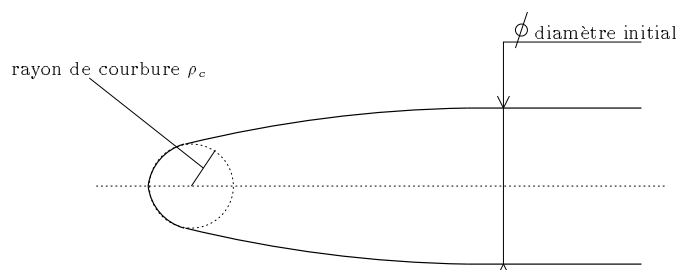


FIG. 3.4 - Définition du rayon de courbure et du diamètre initial de la pointe (diamètre de la tige).

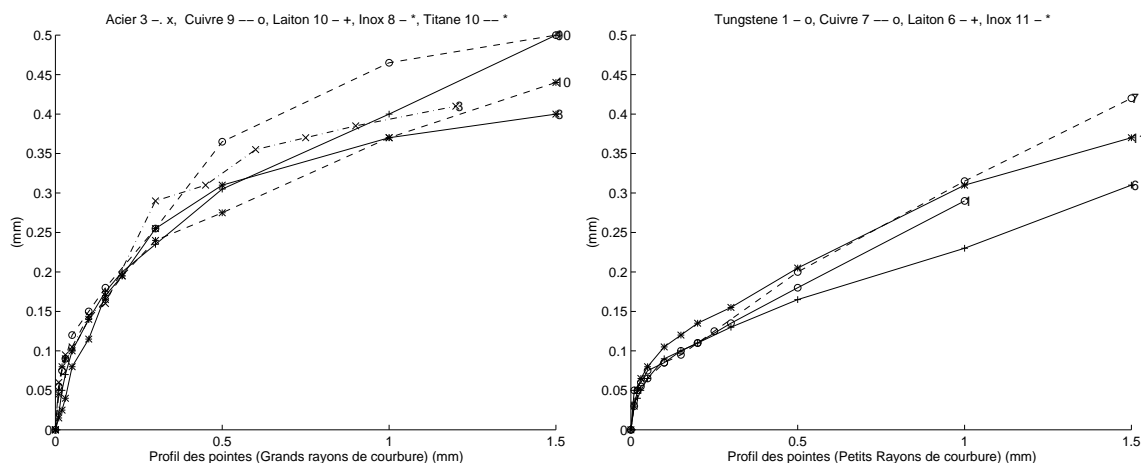


FIG. 3.5 - Représentation des profils des pointes testées (à gauche : grands rayons de courbure ($\rho_c \approx 110\mu\text{m}$), à droite : petits rayons de courbure ($\rho_c \approx 50\mu\text{m}$)).

matériaux entraînent des difficultés vis à vis de la stabilité des décharges ; ceci se manifeste par une tension v_3 , image du courant de modulation $i(\omega)$, bruitée qui s'accompagne donc d'une émission acoustique indésirable. Certains profils de pointes sont moins réguliers que d'autres. La présence d'aspérités sur la surface de la pointe peut être responsable d'instabilités dans les décharges. C'est pourquoi, lors du choix des pointes, une attention particulière à la régularité de leur profil a permis de minimiser cette cause de génération de bruits parasites (fig. 3.5).

Généralement, les instabilités sont aussi dues à de mauvais contacts électriques. En effet, lorsque le matériau de la

Matériau	Numéro de la pointe	Rayon de courbure(μm)	Diamètre initial (mm)
Premier groupe de pointes (grands rayons de courbure $\rho_c = 110\mu\text{m} \pm 20\%$)			
Cuivre	9	106	1
Inox	8	110	1.6
Titane	10	100	2
Laiton	10	130	1
Acier	3	107	1.1
Second groupe de pointes (petits rayons de courbure $\rho_c = 50\mu\text{m} \pm 22\%$)			
Cuivre	7	45	1
Inox	11	52	1.6
Tungstène	1	60	1
Laiton	6	39	1
Autres pointes testées			
Graphite	4	10	0.7
Acier	1	30	0.3
Pointes testées mais dont les mesures n'ont pas pu être réalisées (instabilités des décharges et bruits parasites)			
Graphite	1	55	2
Aluminium	10	40	1.6

TAB. 3.1 - Valeurs des rayons de courbure des pointes testées.

pointe ne peut pas être soudé aisément (cas de l'inox, du tungstène, du titane, du graphite, et de l'aluminium), une gaine thermo-rétractable est utilisée pour connecter la pointe à la résistance de $1\text{M}\Omega$. Bien que cette technique ait été satisfaisante pour la plupart de ces matériaux, elle n'a pas permis d'obtenir un régime de décharges stables pour l'aluminium n° 10 et le graphite n° 1 (tab. 3.1), même après ajout d'un vernis conducteur en argent sur le contact. Plus le diamètre de la pointe est important, plus le contact entre la pointe et la résistance de $1\text{M}\Omega$ présente une grande discontinuité qui, comme les aspérités sur la surface de la pointe, peut être responsable de l'instabilité des décharges (cas de la pointe graphite n° 1 et Aluminium n° 10, dont les diamètres initiaux sont respectivement 2mm et 1,6mm). Par ailleurs, l'aluminium s'oxyde à l'air libre en alumine Al_2O_3 qui est isolante ; dans certains cas la corrosion pourrait alors être suffisamment importante pour impliquer les problèmes d'instabilités.

2.2 Mesure de l'impédance électrique

L'ajustement des paramètres r_i , r_u , et C_u du modèle électrique (§1.1.1) sur les mesures de l'impédance électrique dynamique Z de l'espace interélectrode permet leur étude expérimentale en fonction du courant continu I , de la distance interélectrode d , du rayon de courbure ρ_c et du matériau de la pointe. L'objectif est d'abord de vérifier les premières tendances observées dans la thèse précédente [69]. En outre, certains de ces paramètres apparaissent dans l'expression des rendements de chaque zone ; il est donc nécessaire de connaître leur évolution en fonction de la configuration électrique et géométrique du monopointe-plan.

2.2.1 Zone de dérive

Conformément à ce qu'avait observé V. MONTEBAULT [69], la résistance r_u est estimée à quelques dizaines de $\text{M}\Omega$, et les mesures montrent qu'elle est inversement proportionnelle au courant continu I . En effet, lorsque le courant I augmente, le nombre d'électrons dans la zone de dérive croît, il y a donc plus d'ions négatifs formés. La proportion entre ions négatifs et molécules neutres dans la zone unipolaire augmente. Par conséquent, la résistance au passage des ions, caractérisée par la résistance r_u , diminue avec le courant.

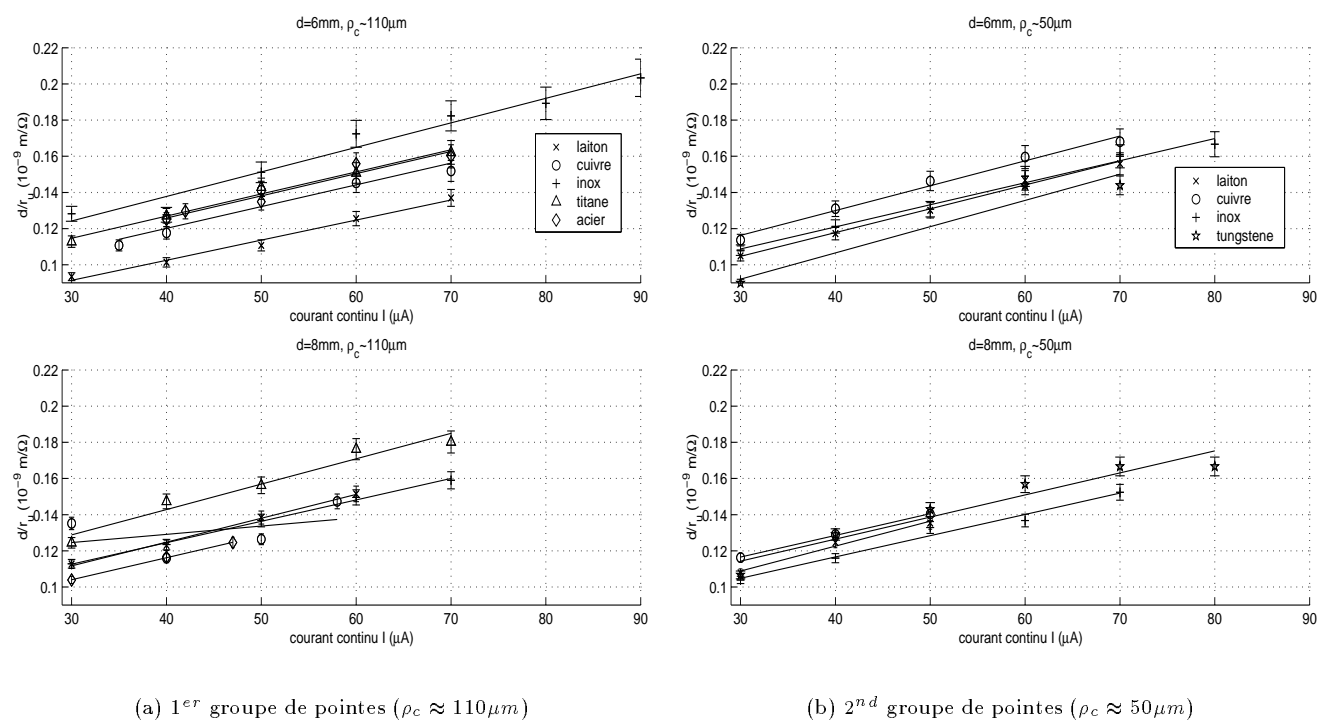


FIG. 3.6 - $\frac{d}{r_u}$ pour différents matériaux de pointes et pour les distances interélectrodes $d = 6\text{mm}$ et $d = 8\text{mm}$ en fonction du courant continu.

A courant constant, lorsque la distance interélectrodes augmente, le nombre de particules chargées peut être considéré comme constant tandis que le volume de la zone unipolaire augmente. Par conséquent, le rapport entre la densité des ions négatifs et celle des particules neutres diminue, ce qui entraîne l'augmentation de r_u . Une analyse plus détaillée des résultats expérimentaux montrent que le rapport $\frac{d}{r_u}$ de la distance interélectrode sur la résistance électrique de la zone de dérive est une fonction linéaire du courant continu, globalement indépendante de la distance interélectrode, du rayon de courbure et du matériau de la pointe (fig. 3.6).

Bien que la capacité C_u n'apparaisse pas dans l'expression du rendement de la zone de dérive (éq.3.35), son étude a été abordée. Elle est de l'ordre de 0.25pF pour l'ensemble des configurations expérimentales conformément aux observations réalisées par V. MONTEBAULT [69], et compte tenu des incertitudes, elle est à peu près indépendante de la distance interélectrode, du courant I , du matériau et du rayon de courbure de la pointe (fig. 3.7).

2.2.2 Zone d'ionisation

La résistance r_i (quelques $\text{M}\Omega$) est plus faible que la résistance r_u (quelques dizaines de $\text{M}\Omega$). D'après l'expression 3.1 l'influence de r_i sur l'impédance électrique totale apparaît principalement en hautes fréquences (juste avant 100kHz, borne maximale de l'intervalle fréquentiel de mesure). Par conséquent, l'ajustement du paramètre r_i est difficile, ce qui entraîne une incertitude importante sur sa valeur, de l'ordre de quelques dizaines de pourcents selon les configurations expérimentales (annexe C §2.2 et fig. C.6). D'après les mesures effectuées et compte-tenu de ces conditions, la résistance r_i peut être considérée, en première approximation, comme indépendante du courant I ; ce résultat est confirmé pour un grand nombre de pointes de rayon de courbure et de matériau différents (fig. 3.8).

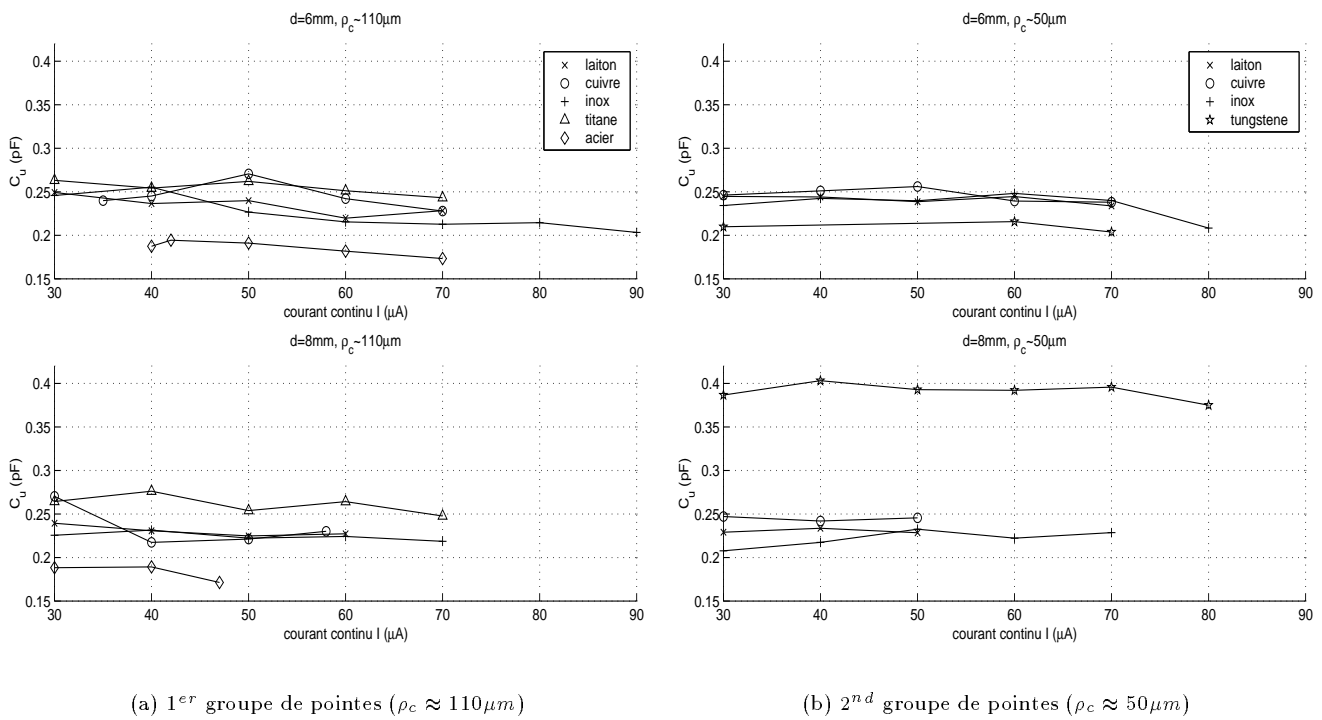


FIG. 3.7 - C_u pour différents matériaux de pointes et pour les distances interélectrodes $d = 6\text{mm}$ et $d = 8\text{mm}$ en fonction du courant continu.

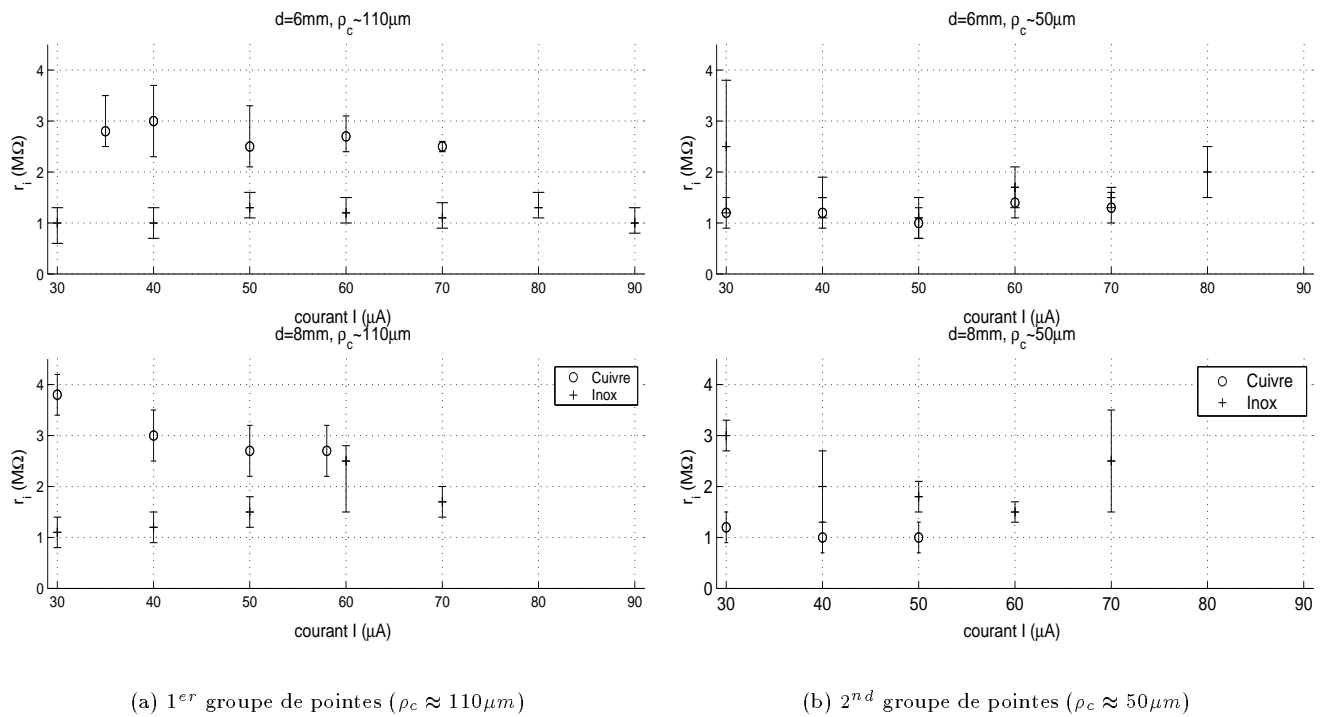


FIG. 3.8 - Exemples de valeurs de résistances r_i mesurées pour des pointes en cuivre et en inox de rayons de courbure $\rho_c \approx 110\mu\text{m}$ et $\rho_c \approx 50\mu\text{m}$, pour les distances interélectrodes $d = 6\text{mm}$ et $d = 8\text{mm}$, en fonction du courant continu I .

2.3 Évaluation des paramètres $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ et β

Dans la thèse de V. MONTEBAULT [69], les différents paramètres électriques et acoustiques étaient obtenus après trois confrontations entre théorie et mesure. La démarche suivie consistait à effectuer un ajustement :

- de l'impédance électrique (évaluation des paramètres électriques r_i , $r_i + r_u$, et $r_u C_u$),
- du diagramme de directivité (évaluation des paramètres acoustiques $|A|$ et $|B|$ qui sont respectivement proportionnels à l'amplitude du monopôle et du dipôle),
- de la réponse en fréquence (évaluation des paramètres $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ et β supposés indépendants de la fréquence).

Il est possible de s'affranchir de cette troisième étape pour déterminer les paramètres électriques $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ et β . En effet, la modélisation acoustique (chap. 2) suppose qu'ils ne dépendent pas de la fréquence. C'est pourquoi dans la nouvelle approche proposée, les expressions théoriques approchées (éq. 3.12 et 3.13) des paramètres $|A|$ et $|B|$ ajustés uniquement à partir d'un diagramme de directivité (fig. 3.2 et protocole expérimental fig. 3.3) permettent d'obtenir directement les valeurs des paramètres électriques inconnus $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ et β qui se déduisent respectivement des relations suivantes :

$$\beta + 1 \approx \frac{1}{2c\mu_i} \left(\frac{fd}{|B|} \right), \quad (3.37)$$

$$\text{et } \Lambda_{th}(V_i - V_a) \approx \frac{2c^2}{\gamma - 1} \left(\frac{|A|}{f} \right), \quad (3.38)$$

avec $f = 5kHz$ (fréquence pour laquelle les mesures ont été effectuées), c , la vitesse du son dans l'air, μ_i , la mobilité des ions négatifs, γ , le rapport des chaleurs spécifiques de l'air (C_p et C_v), d , la distance interélectrode, et $|A|$ et $|B|$ les amplitudes respectives du monopôle et du dipôle. L'utilisation des formules 3.37 et 3.38 conduit à une estimation plus fine des paramètres $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ et β .

2.3.1 Évaluation de $\beta = \frac{I_e}{I_i}$

Le courant porté par les électrons I_e (respectivement celui porté par les ions négatifs I_i) est d'autant plus grand que les phénomènes d'ionisation (respectivement d'attachement) prédominent au sein de l'espace interélectrode. Les mesures de la figure 3.9 montrent que les valeurs de β (rapport du courant électronique au courant ionique) sont généralement comprises entre 1 et 2,5. En outre, β reste globalement constant quel que soit le courant continu I .

Les valeurs du paramètre β issues des résultats expérimentaux montrent de légères variations avec l'évolution de la distance interélectrode. Dans la plupart des cas, les mesures montrent que l'amplitude $|B|$ du dipôle est proportionnelle à la distance interélectrode. En première approximation, compte-tenu de la relation 3.37, le paramètre β peut alors être estimé comme étant indépendant de la distance interélectrode à courant fixé.

Enfin, l'influence du rayon de courbure de la pointe sur l'amplitude $|B|$ du dipôle varie selon les matériaux utilisés. Ainsi, le paramètre β augmente avec le rayon de courbure pour des pointes en inox et en laiton ; une tendance inverse est observée pour des pointes en acier et en cuivre. Notons cependant que plus la distance interélectrode est élevée, plus le paramètre β est indépendant du rayon de courbure de la pointe.

2.3.2 Évaluation de $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$

D'après l'expression 3.38, les variations du paramètre $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ en fonction des différents paramètres tels que le courant continu, la distance interélectrode ou le rayon de courbure sont directement liées à celles de l'amplitude $|A|$ du monopôle. La figure 3.10 montre que les valeurs de $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ augmentent avec la distance interélectrode d ou avec le courant continu I . Elle met également en évidence que l'influence du rayon de courbure sur $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ diminue pour des distances interélectrodes élevées comme cela a été remarqué

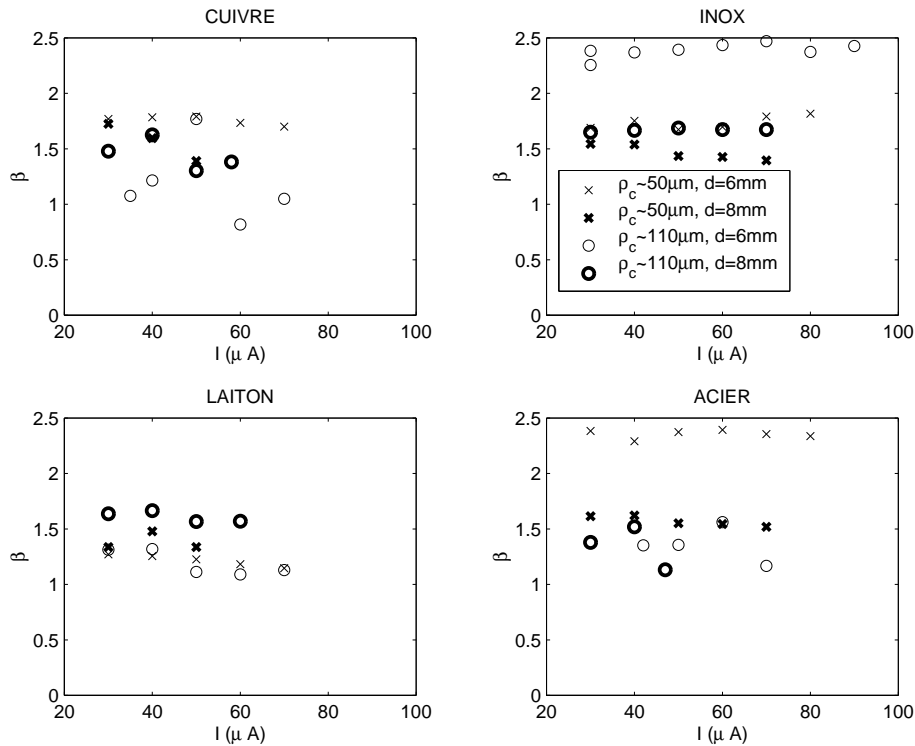


FIG. 3.9 - Mesures du paramètre β pour différents matériaux de pointe, pour deux valeurs de distances inter-électrodes, et deux valeurs de rayons de courbures, en fonction du courant continu I .

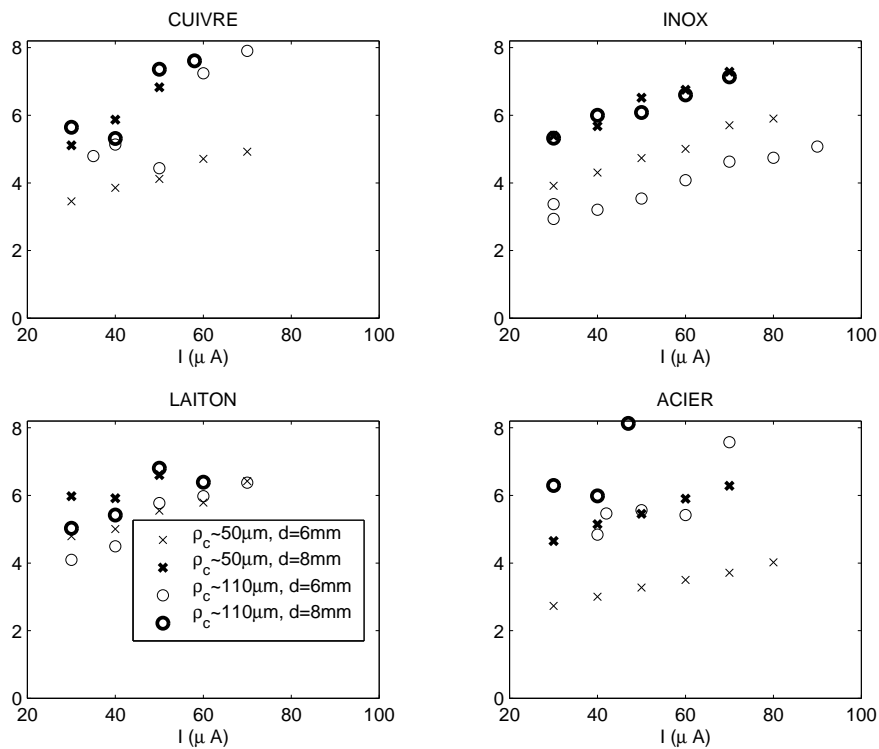


FIG. 3.10 - Mesures du paramètre $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ (en kilovolts) pour différents matériaux de pointe, pour deux valeurs de distances inter-électrodes et deux valeurs de rayons de courbures, en fonction du courant continu I .

dans le paragraphe précédent pour le paramètre β . Cela est dû au fait que l'amplitude $|A|$ du monopôle est de moins en moins sensible aux variations du rayon de courbure pour des distances interélectrodes élevées. Ce résultat est également confirmé par les mesures effectuées par V. MONTEBAULT [69] avec une pointe en acier pour une distance $d = 3\text{mm}$, pour lesquelles l'amplitude $|A|$ du monopôle pouvait dans ces conditions être considérée comme proportionnelle au rayon de courbure. En outre, similairement au comportement de β observé précédemment, notons que lorsqu'elles apparaissent, les variations de $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ en fonction du rayon de courbure dépendent du matériau de pointe utilisé (fig. 3.10). Lorsque le rayon de courbure d'une pointe en inox ou en laiton augmente, le paramètre $\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ diminue, tandis qu'une tendance inverse est observée pour une pointe en acier ou en cuivre.

2.4 Bilan énergétique

Avant d'étudier l'évolution des rendements respectivement associés à chaque source (chaleur et force) et celle du rendement total du système monopointe-plan en fonction de ses caractéristiques électriques et géométriques, des considérations d'ordre général vont être présentées en ce qui concerne la répartition, entre ces deux sources, de l'énergie électrique absorbée et de l'énergie acoustique fournie.

2.4.1 Généralités

La puissance électrique continue, fournie au haut-parleur pour générer et entretenir le gaz ionisé dans l'espace interélectrode, est de l'ordre de quelques dixièmes de watts. L'étude du rendement du transducteur ne tient pas compte de cette puissance, qui ne participe pas directement aux phénomènes acoustiques, mais considère la puissance électrique alternative, dont le comportement est régi par l'impédance électrique dynamique, et correspond à l'énergie mise en jeu dans la modulation électrique qui entraîne une perturbation des interactions entre les particules chargées et les particules neutres du gaz ionisé. Cette puissance électrique alternative, de l'ordre du microwatt, est considérablement plus faible que la puissance électrique continue en raison du faible taux de modulation imposé par le dispositif expérimental. Pour cette même raison, les puissances acoustiques

ρ_c (μm)	d (mm)	I (μA)	P_{ah} (pW)	P_{af} (pW)	P_a (pW)	P_{eh} (μW)	P_{ef} (μW)	P_e (μW)	η_h (10^{-6})	η_f (10^{-6})	η (10^{-6})
50	6	30	0.63	1.54	2.17	0.026	0.969	0.994	12.5	1.63	2.17
		70	2.58	2.80	5.38	0.058	1.354	1.412	44.5	2.06	3.81
	8	30	0.73	1.89	2.63	0.037	0.757	0.794	19.8	2.50	3.31
		70	2.44	3.90	6.35	0.056	1.031	1.087	43.6	3.79	5.84
110	6	30	0.53	1.60	2.13	0.036	1.258	1.295	14.8	1.27	1.65
		70	2.34	2.48	4.82	0.059	1.679	1.737	39.7	1.48	2.77
	8	30	0.84	2.05	2.88	0.016	0.816	0.832	52.2	2.51	3.46
		70	2.73	3.66	6.39	0.045	1.180	1.321	60.7	3.1	5.22

TAB. 3.2 - Exemple de valeurs de puissances acoustiques, de puissances électriques, et de rendements mesurés pour une pointe en inox.

mises en jeu présentent également de faibles valeurs, de l'ordre du picowatt (tab. 3.2).

À notre connaissance, peu d'études publiées traitent du partage de l'énergie entre les différents phénomènes physiques existant dans les décharges couronnes (annexe 1). Cependant, concernant ces décharges en régime continu, quelques articles présentent des conclusions similaires selon lesquelles plus de 80% de l'énergie électrique injectée se retrouve sous la forme de chaleur dans le gaz (effet Joule essentiellement), et seulement 20% de l'énergie apportée sert à accroître l'énergie de vibration des molécules ([84, 88]). En revanche, avec des grandeurs modulées, nos résultats (tab.3.2, fig. 3.14) montrent que dans le cas général, moins de 10% de la puissance électrique totale est fournie à la zone d'ionisation. Le courant traversant chacune des deux régions étant identique,

la puissance électrique alternative est transférée majoritairement à la zone de plus haute impédance électrique dynamique c'est à dire la zone de dérive (éq. 3.4 et 3.5). Bien que l'énergie électrique apportée à la source de chaleur soit relativement faible, la contribution de cette source à la puissance acoustique totale rayonnée est, en moyenne, supérieure à 25%. Par conséquent, le rendement associé à la source de chaleur η_h est généralement quelques dizaines de fois supérieur à celui associé à la source de force η_f (fig. 3.11 et 3.12, tab. 3.2).¹ Bien que

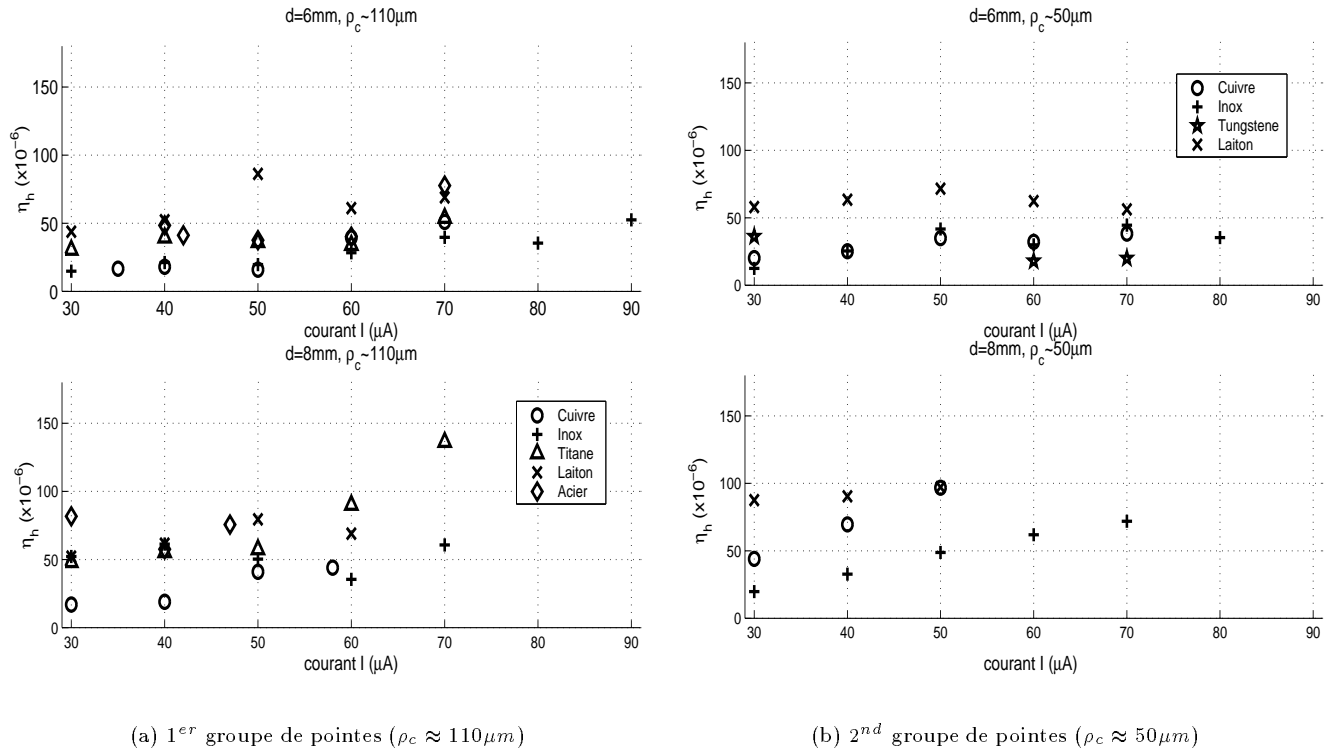


FIG. 3.11 - Rendement relatif à la zone d'ionisation η_h pour différents matériaux de pointes et pour des distances interélectrodes $d = 6mm$ et $d = 8mm$

le rendement de la source de chaleur soit supérieur à celui de la source de force, nous verrons dans la suite que le bilan énergétique du haut-parleur est gouverné par la source de force : l'évolution du rendement total η en fonction des différents paramètres électriques et géométriques est similaire à celle du rendement de la source de force η_f (fig. 3.12 et 3.13).

2.4.2 Influence du point de fonctionnement sur le bilan énergétique

Avant d'étudier l'évolution du bilan énergétique en fonction du point de fonctionnement sur la caractéristique courant-tension de la décharge, il est important de rappeler que le dispositif expérimental utilise une modulation en tension ; même si celle-ci n'est que de quelques dixièmes de pourcent de la composante continue, le courant de modulation augmente légèrement avec le courant continu en raison de la non-linéarité de la caractéristique courant-tension (chap. 1).

Rappelons que la puissance électrique alternative est gouvernée par l'impédance électrique dynamique. La résistance r_i peut être considérée comme étant indépendante du point de fonctionnement, tandis que la résistance r_u est inversement proportionnelle au courant continu. De par ce fait, lorsque le courant continu augmente, la proportion d'énergie électrique consommée par la zone d'ionisation ($\frac{P_{ch}}{P_c} \approx \frac{r_i}{r_i + r_u}$) augmente (fig. 3.14) alors que celle consommée par la zone de dérive ($\frac{P_{cf}}{P_c} = 1 - \frac{P_{ch}}{P_c} \approx \frac{r_u}{r_i + r_u}$) diminue. Notons cependant qu'en raison

1. Dans la thèse précédente [69], le rendement de la source de chaleur était présenté comme étant moins bon que celui de la source de force. Or, ce constat avait été établi à partir de calculs numériques erronés prenant en compte, dans les expressions des puissances électriques, des valeurs crêtes au lieu de valeurs RMS pour le courant de modulation.

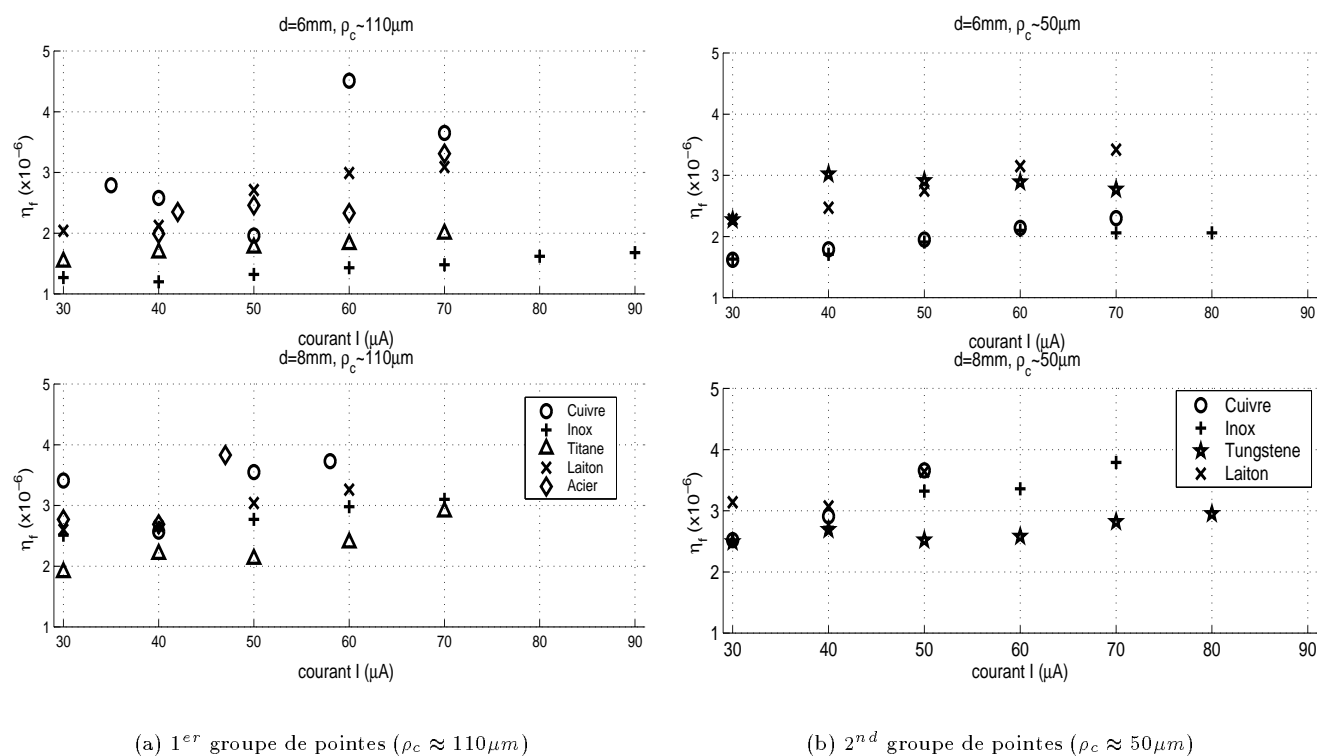


FIG. 3.12 - Rendement relatif à la zone de dérive η_f pour différents matériaux de pointes et pour des distances interélectrodes $d = 6mm$ et $d = 8mm$

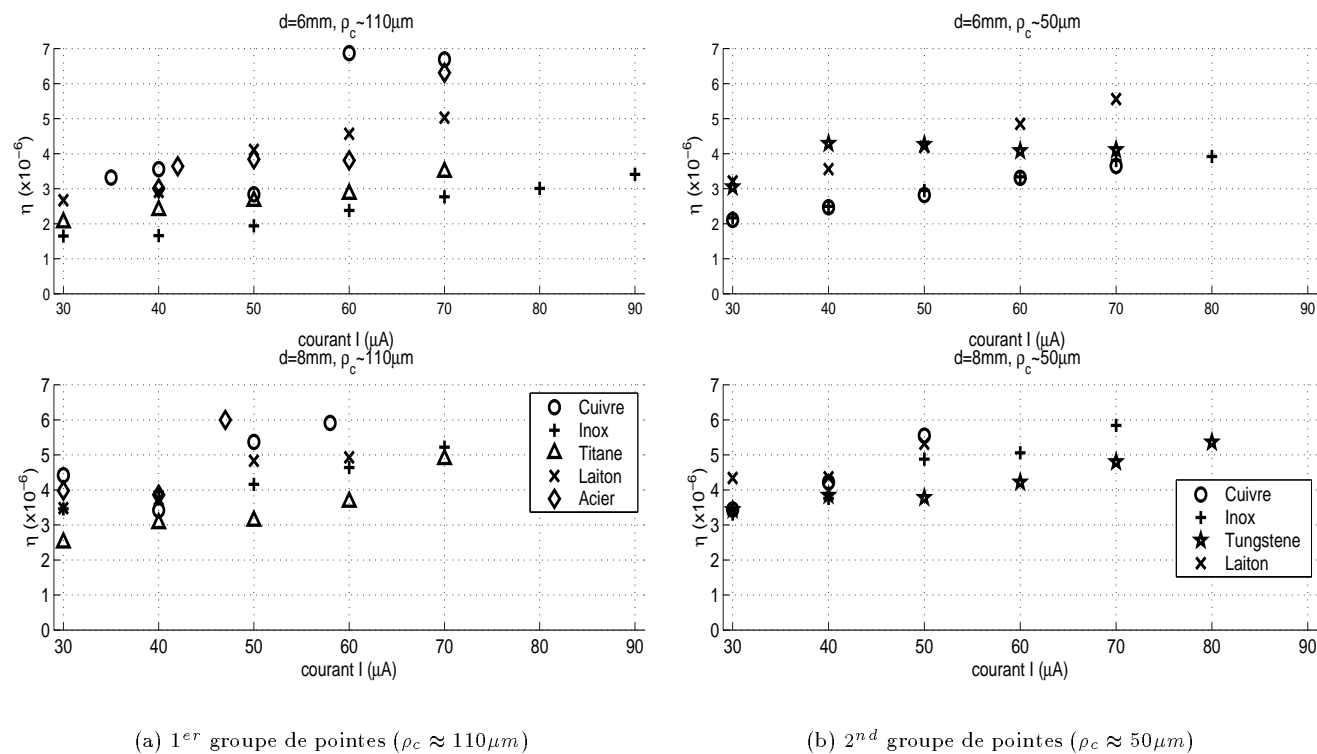


FIG. 3.13 - Rendement total pour différents matériaux de pointes et pour des distances interélectrodes $d = 6mm$ et $d = 8mm$

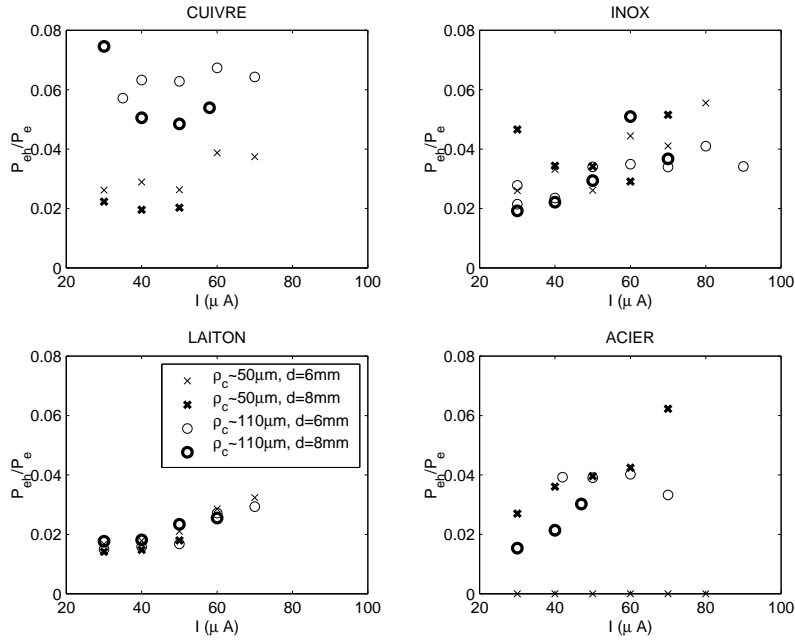


FIG. 3.14 - Mesures du rapport de la puissance électrique fournie à la source de chaleur à la puissance électrique totale $\frac{P_{eh}}{P_e} \approx \frac{r_i}{r_i+r_u}$ en fonction du courant continu I , pour différents matériaux de pointe, pour deux valeurs de distance interélectrode, et deux valeurs de rayon de courbure.

de la différence entre les valeurs des résistances r_i et r_u , la puissance électrique fournie à la zone d'ionisation P_{eh} est toujours quelques dizaines de fois plus faible que celle fournie à la zone de dérive P_{ef} , même pour des courants élevés.

Par ailleurs, en ce qui concerne la répartition des puissances acoustiques, la figure 3.15 montre, pour l'essentiel, que la proportion d'énergie acoustique délivrée par la source de chaleur ($\frac{P_{ah}}{P_a} \frac{1}{3+R^2}$, où R est le rapport de l'amplitude $|B|$ du dipôle à $|A|$, celle du monopôle) augmente linéairement avec le courant continu. L'amplitude $|B|$ du dipôle étant généralement indépendante du courant continu, la puissance acoustique totale augmente principalement grâce à l'augmentation de l'amplitude du monopôle $|A|$ (puissance acoustique P_{ah} fournie par la source de chaleur). Réciproquement, la proportion d'énergie acoustique délivrée par la source de force ($\frac{P_{af}}{P_a} = 1 - \frac{P_{ah}}{P_a}$) diminue lorsque le courant augmente.

Ainsi, quand le courant augmente, le rapport $\frac{P_{eh}}{P_e}$ de la puissance électrique fournie à la zone d'ionisation sur la puissance électrique totale augmente mais beaucoup moins que le rapport $\frac{P_{ah}}{P_a}$ de la puissance acoustique issue du monopôle sur la puissance acoustique totale. En d'autres termes, les phénomènes thermiques par rapport aux phénomènes collisionnels jouent un rôle d'autant plus grand que le courant est plus important, tant d'un point de vue de l'énergie électrique consommée que de l'énergie acoustique fournie. Ce résultat vérifie que pour des courants continus élevés, c'est à dire lorsque le régime des décharges tend vers celui des décharges lumineuses, les phénomènes d'ionisation relatifs aux échanges thermiques sont de plus en plus importants.

L'augmentation du courant continu ne change donc pas beaucoup la répartition des puissances électriques entre les deux sources, mais agit principalement sur la répartition des puissances acoustiques en faveur de la source de chaleur.

Les fluctuations du rendement η_h de la zone d'ionisation en fonction du courant continu diffèrent selon le matériau de pointe utilisé. Ces différences sont liées aux imprécisions dans la détermination de la puissance électrique P_{eh} fournie à la source de chaleur, à cause de la difficulté d'ajustement du paramètre r_i (annexe C, fig. C.6). Dans la plupart des cas, le rendement de la source de chaleur augmente avec le courant. Cette ten-

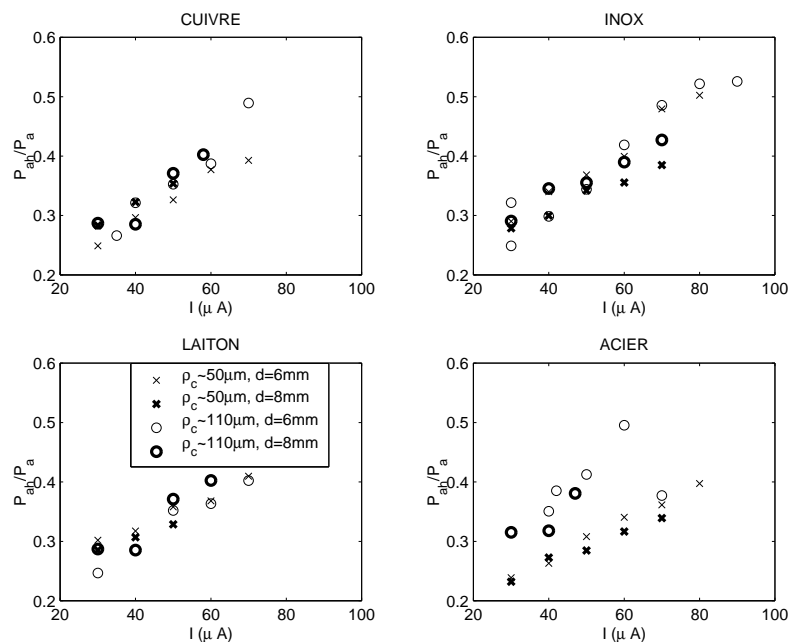


FIG. 3.15 - Mesures du rapport de la puissance acoustique délivrée par la source de chaleur à la puissance acoustique totale ($\frac{P_{ah}}{P_a} = \frac{1}{3+R^2}$, avec R le rapport de l'amplitude $|B|$ du dipôle à celle du monopôle $|A|$) en fonction du courant continu I , pour différents matériaux de pointe, pour deux valeurs de distance interélectrode, et deux valeurs de rayon de courbure.

dance s'observe très clairement pour de petits rayons de courbure, et lorsque $d=8mm$. Cependant les mesures montrent quelques exceptions (fig. 3.11). Dans certains cas, le rendement η_h semble se stabiliser, voire diminuer légèrement pour des courants élevés.²

La figure 3.12 montre qu'en ce qui concerne la source de force, son rendement η_f croît également avec le courant continu. La résistance r_u est le seul paramètre qui dépende du courant dans l'expression de η_f (éq. 3.35), et elle est inversement proportionnelle au courant I . Pour la plupart des pointes utilisées, la relation entre le rendement η_f de la source de force et le courant continu peut donc être considérée en première approximation comme étant linéaire.

Bien que le rendement de la source de chaleur η_h soit quelques dizaines de fois supérieur à celui de la source de force η_f , l'évolution du rendement total η n'est pratiquement pas influencée par la zone d'ionisation, et elle est très similaire à celle du rendement de la source de force (fig. 3.12 et 3.13). Par conséquent, l'optimisation du rendement total doit être réalisé en favorisant la source de force.

2.4.3 Influence de la distance interélectrode sur le bilan énergétique

Lorsque la distance interélectrode augmente, et quel que soit le courant, le rendement total et le rendement de la source de force augmentent de manière similaire. L'augmentation des rendements avec la distance interélectrode dépend dans certains cas du matériau de pointe utilisé. Par exemple, le rendement total est particulièrement sensible à la distance interélectrode dans le cas de l'inox. En revanche, pour des matériaux tels que le titane, l'acier, et le laiton, le rendement total semble être globalement proportionnel à d . Ces tendances ont été dégagées à partir de mesures effectuées avec uniquement deux distances interélectrodes ($d = 6mm$ et

2. Pour une distance interélectrode de 3mm, les mesures effectuées dans le cadre de la thèse de V. MONTEBAULT [69] montraient que c'était, au contraire, le rendement de la source de force qui se stabilisait pour des courants élevés, tandis que le rendement de la source de chaleur continuait d'augmenter.

$d = 8\text{mm}$). En ce qui concerne le rendement de la zone d'ionisation, sa dépendance par rapport à la distance interélectrode est très variable selon le matériau et le point de fonctionnement.

A courant I constant, plus la distance interélectrode est élevée, plus les amplitudes $|A|$ du monopôle et $|B|$ du dipôle sont importantes. Les mesures de V. MONTEBAULT [69] effectuées pour $d = 3\text{mm}$ ont montré que cet accroissement était plus marqué pour le dipôle que pour le monopôle : l'augmentation de la distance interélectrode modifierait plus fortement le volume de la zone de dérive que celui de la zone d'ionisation. Néanmoins, dans nos mesures effectuées pour des distances $d = 6\text{mm}$ et $d = 8\text{mm}$, mais pour un grand nombre de pointes, les amplitudes du monopôle et du dipôle évoluent de façon similaire avec la distance interélectrode.

Ces observations faites pour les amplitudes du monopôle et du dipôle sont également valables pour les rendements η_h et η_f . En effet, pour une distance interélectrode de 3mm , les mesures de la thèse de V. MONTEBAULT [69] montrent que le rendement de la source de chaleur croît plus rapidement avec le courant que le rendement de la source de force. Lorsque la distance interélectrode augmente, nos mesures montrent que cette tendance est de moins en moins marquée. De même, ce phénomène est moins important à mesure que le rayon de courbure augmente. Ces effets ont été observés pour la plupart des matériaux.

2.4.4 Influence du rayon de courbure sur le bilan énergétique

Contrairement à la distance interélectrode et au courant continu, le rayon de courbure de la pointe est un paramètre dont les variations ne présentent pas d'évolution nette concernant les grandeurs électriques et acoustiques mesurées. Selon le matériau de la pointe utilisée, les mesures montrent que l'influence du rayon de courbure sur le bilan énergétique peut être différente. Ainsi, l'acier et le cuivre, par exemple, ont un comportement similaire vis à vis du rayon de courbure : le rendement total augmente avec le rayon de courbure. En revanche, cette tendance est inversée pour des matériaux de pointes tels que l'inox et le laiton. Notons également que l'effet du rayon de courbure de la pointe est d'autant plus grand que la distance interélectrode est petite.

3 Conclusion

Dans ce chapitre, l'évolution du rendement d'un haut-parleur ionique monopointe-plan en fonction de ses divers paramètres électriques et géométriques a été étudiée. Grâce à une formulation analytique du bilan énergétique de chacune des deux sources acoustiques, associée aux résultats expérimentaux, l'optimisation des paramètres du haut-parleur peut être réalisée. Le tableau 3.3 résume les tendances observées lors de cette étude expérimentale.

Bien que le rendement de la source de chaleur soit généralement plus de dix fois supérieur à celui de la source de force, l'évolution du bilan énergétique du haut-parleur est gouverné par celui de la zone unipolaire. Le rendement total du haut-parleur ionique de type pointe-plan est d'autant meilleur que le point de fonctionnement ou la distance interélectrode sont élevés. Cependant, augmenter la distance interélectrodes correspond à augmenter la haute-tension entre la pointe et le plan afin de maintenir le courant continu à une valeur importante favorable au rendement du haut-parleur. Or, lorsque la haute-tension augmente, le régime de fonctionnement des décharges est susceptible de changer et d'évoluer vers des régimes moins stables. Enfin, l'augmentation de la distance interélectrode d a également pour inconvénient d'aller l'encontre de la miniaturisation du haut-parleur. Un compromis est alors nécessaire sur le choix de d . Il est possible de proposer une configuration optimale du transducteur de géométrie d'électrodes pointe-plan, qui consiste à prendre une distance interélectrode de 8mm à 1cm avec un courant continu de $70\mu\text{A}$ à $90\mu\text{A}$.

Par ailleurs, l'évolution du bilan énergétique des décharges en fonction du rayon de courbure dépend du matériau de la pointe utilisé. Les résultats expérimentaux montrent que les pointes en cuivre ou en acier offrent un meilleur rendement pour de grands rayons de courbure, tandis que les pointes en inox et en laiton sont plus efficaces si leur rayon de courbure est petit. Notons que des instabilités dans les décharges peuvent souvent

apparaître pour les rayons de courbure élevés (le profil plus ou moins régulier des pointes pourrait être mis en cause). Compte-tenu de ces remarques, pour accéder à un rendement total optimal avec un régime de décharges stable, notre choix se porte sur des pointes en acier ou en inox de faible rayon de courbure.

Enfin, l'étude du haut-parleur à fort taux de modulation (chap. 4) montrera que la source de chaleur est non-linéaire. La configuration optimale proposée ci-dessus est uniquement basée sur le rendement et ne prend pas en considération les problèmes de distorsion. Si les effets non-linéaires doivent être minimisés, il faut favoriser la source de force par rapport à la source de chaleur. Par conséquent, toujours à distance interélectrode élevée et avec des pointes de petit rayon de courbure, il serait plutôt préférable de travailler à faible courant continu car, à taux de modulation en courant constant, la distorsion est d'autant plus importante que le courant continu est grand.

	I	f	d	ρ_c
r_u	$r_u \propto \frac{1}{f}$	indépendant	$r_u \propto d$	indépendant
C_u	indépendant	indépendant	indépendant	indépendant
r_i	indépendant	indépendant	$r_i \nearrow$ avec d	indépendant
i_{RMS}	$i \nearrow$ avec I (modulation en tension)	$i \nearrow$ avec f ($Z \searrow$ quand $f \nearrow$)	$i \searrow$ quand $d \nearrow$	$i \searrow$ quand $\rho_c \nearrow$ (cuivre, laiton, acier) $i \nearrow$ quand $\rho_c \nearrow$ (inox) → dépend des courbes I-V
$ A = \frac{(\gamma-1)}{4\pi c}$ $\times \frac{\omega}{c} \Lambda_{th}(V_i - V_a)$	$ A \nearrow$ avec I	$ A \propto f$	$ A \nearrow$ avec d	$ A \searrow$ quand $\rho_c \nearrow$ (inox) $ A \nearrow$ avec ρ_c (acier) indépendant à d fortes
$ B = \frac{1}{4\pi\mu_i(\beta+1)}$ $\times \frac{1}{\sqrt{1+(\omega r_u C_u)^2}} \frac{\omega}{c} d$	indépendant (en général)	$ B \propto f$ en BF coupure en HF	$ B \nearrow$ avec d	$ B \searrow$ quand $\rho_c \nearrow$ (inox, laiton) $ B \nearrow$ quand $\rho_c \nearrow$ (acier, cuivre)
$R = \frac{ B }{ A }$	$R \searrow$ quand $I \nearrow$	$R \searrow$ quand $f \nearrow$ en HF	indépendant (en général)	$R \searrow$ quand $\rho_c \nearrow$ (en général)
$P_{ah} = \frac{4\pi}{\rho_c} A ^2$ $\times i_{RMS} ^2$	$P_{ah} \nearrow$ avec I	$P_{ah} \nearrow$ avec f	$P_{ah} \nearrow$ avec d (en général)	$P_{ah} \searrow$ quand $\rho_c \nearrow$ (en général)
$P_{af} = \frac{4\pi}{3\rho_c} B ^2$ $\times i_{RMS} ^2$	$P_{af} \nearrow$ avec I	$P_{af} \nearrow$ avec f	$P_{af} \nearrow$ avec d	$P_{af} \searrow$ quand $\rho_c \nearrow$
$P_a = P_{ah} + P_{af} = \frac{4\pi}{3\rho_c}$ $\times (3 A ^2 + B ^2) i_{RMS} ^2$	$P_a \nearrow$ avec I	$P_a \nearrow$ avec f	$P_a \nearrow$ avec d (en général)	$P_a \searrow$ quand $\rho_c \nearrow$ (en général)
$P_{eh} = r_i i_{RMS} ^2$	$P_{eh} \nearrow$ avec I	$P_{eh} \nearrow$ avec f	$P_{eh} \searrow$ quand $d \nearrow$	$P_{eh} \searrow$ quand $\rho_c \nearrow$ (en général)
$P_{ef} \approx r_u i_{RMS} ^2$	$P_{ef} \nearrow$ avec I	$P_{ef} \nearrow$ avec f jusqu'à la coupure	$P_{ef} \searrow$ quand $d \nearrow$	$P_{ef} \searrow$ quand $\rho_c \nearrow$ indépendant à d fortes
$P_e = P_{eh} + P_{ef}$	$P_e \nearrow$ avec I	$P_e \nearrow$ avec f	$P_e \searrow$ quand $d \nearrow$	$P_e \searrow$ quand $\rho_c \nearrow$
$\eta_h = \frac{P_{ah}}{P_{eh}} = \frac{4\pi}{\rho_c} \frac{ A ^2}{r_i}$	$\eta_h \nearrow$ avec I	$\eta_h \propto f^2$	$\eta_h \nearrow$ avec d	$\eta_h \nearrow$ avec ρ_c (en général)
$\eta_f = \frac{P_{af}}{P_{ef}} \approx \frac{4\pi}{3\rho_c} \frac{ B ^2}{r_u}$	$\eta_f \propto I$	$\eta_f \propto f^2$	$\eta_f \nearrow$ avec d	$\eta_f \searrow$ quand $\rho_c \nearrow$ (en général)
$\eta = \frac{P_a}{P_e} \approx \frac{P_{ah} + P_{af}}{P_{eh} + P_{ef}}$ $\approx \frac{4\pi}{3\rho_c} \frac{3 A ^2 + B ^2}{r_u}$	$\eta \nearrow$ avec I	$\eta \propto f^2$	$\eta \nearrow$ avec d	$\eta \searrow$ quand $\rho_c \nearrow$ (en général)
$\frac{\eta_h}{\eta_f} = \frac{3}{R^2} \frac{r_u}{r_i}$	$\frac{\eta_h}{\eta_f} \nearrow$ avec I	$\frac{\eta_h}{\eta_f} \nearrow$ avec f	indépendant?	indépendant
$\Lambda_{th}(V_i - V_a)$ $\approx \frac{2c^2}{(\gamma-1)} \frac{ A }{f}$	$\Lambda_{th}(V_i - V_a) \nearrow$ avec I	indépendant	$\Lambda_{th}(V_i - V_a) \nearrow$ avec d	indépendant à d fortes (idem que $ A $)
$\beta + 1 = \frac{1}{2c\mu_i} \frac{fd}{ B }$	indépendant	indépendant en BF $\beta + 1 \nearrow$ avec f en HF	$\beta + 1 \nearrow$ avec d (très légèrement) (sauf inox)	indépendant à d fortes (idem que $\frac{1}{ B }$)

TAB. 3.3 - Résumé des tendances observées à partir de l'étude paramétrique expérimentale.

Chapitre 4

Le transducteur soumis à de forts taux de modulation

La modélisation présentée dans le chapitre 2 montre que la pression acoustique générée par le haut-parleur est proportionnelle au courant alternatif circulant dans l'espace interélectrode (éq. 2.8 et 2.46). Lorsque la modulation du champ électrique est obtenue en modulant la tension aux bornes des électrodes, l'apparition de distorsion harmonique du courant, et donc de la pression acoustique, peut être importante (caractéristique courant-tension non-linéaire de la décharge).

Dans les mesures précédentes (chap. 3, §2.1.1, et annexe C fig. C.1), la modulation électrique est effectuée avec un faible taux de modulation $\frac{v_{ac}}{V_{DC}}$, de l'ordre de quelques dixièmes de pourcent de la composante continue (typiquement les valeurs $v_{ac} = 8V_{RMS}$ et $V_{DC} = 5kV$ donnent un taux de modulation de $\frac{v_{ac}}{V_{DC}} = 0,16\%$). Dans ces conditions, la linéarité des phénomènes physiques peut être admise puisque le taux de distorsion demeure raisonnable (inférieur à 1%); en contre-partie, la puissance acoustique émise par le haut-parleur est limitée. Afin d'obtenir des niveaux sonores plus élevés, il est donc nécessaire d'augmenter le taux de modulation.

Une modulation en courant semble alors indispensable afin d'éviter l'effet non-linéaire dû à la caractéristique courant-tension. Dans cette optique, la première partie du chapitre décrit le nouveau dispositif expérimental mis au point basé sur l'utilisation d'un amplificateur de transconductance qui effectue une importante modulation du courant circulant dans le transducteur. Après une étude expérimentale de la distorsion respectivement associée au courant et à la tension, la seconde partie de ce chapitre présente l'étude acoustique du transducteur monopointe-plan pour de forts niveaux de modulation et met en évidence le comportement non-linéaire des sources acoustiques associées aux décharges couronnes.

1 Comportement électrique non-linéaire du haut-parleur monopointe-plan.

1.1 Introduction

À l'aide d'une interpolation polynômiale d'une caractéristique courant-tension mesurée, la première partie de ce chapitre vise à estimer la distorsion induite sur le courant lors d'une modulation en tension.

1.2 Calcul du taux de distorsion harmonique (THD) associé au courant électrique pour une modulation en tension.

Le courant continu I circulant dans l'espace interélectrode présente un comportement non-linéaire avec la haute-tension continue V appliquée aux bornes des électrodes (fig. 4.1). À partir d'une caractéristique courant-

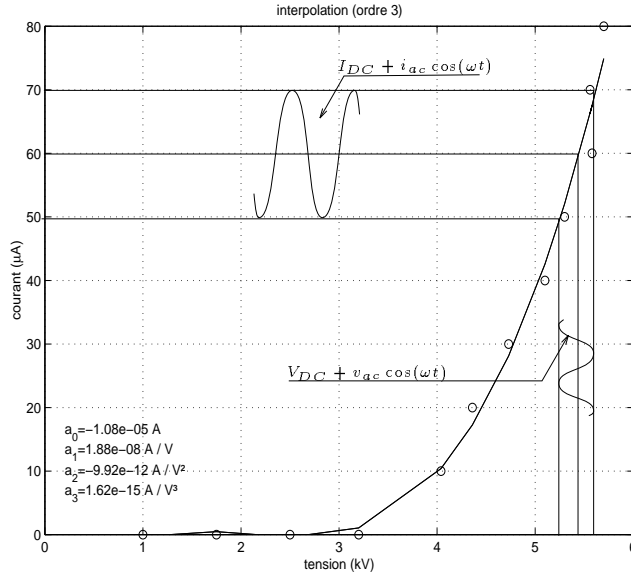


FIG. 4.1 - Exemple de caractéristique courant-tension mesurée (\circ), et interpolation polynomiale associée ($-$), pour un haut-parleur monopointe-plan (pointe en acier, $\rho_c = 30\mu\text{m}$, $d = 5\text{mm}$).

tension mesurée, un calcul numérique permet de déterminer les coefficients a_i relatifs à l'interpolation du courant I par une fonction polynomiale de V telle que :

$$I = \sum_i a_i V^i. \quad (4.1)$$

La tension totale V_t d'alimentation du haut-parleur est la somme d'une tension de polarisation continue V nécessaire à la création et à l'entretien du gaz ionisé et d'une tension sinusoïdale d'amplitude v de pulsation ω nécessaire à la création de l'onde acoustique :

$$V_t = V + v \cos(\omega t). \quad (4.2)$$

Remplacer par cette tension totale V_t la tension V de l'équation 4.1 limitée au terme d'ordre $i=3$, puis linéariser les puissances de cosinus, conduit au développement du courant total I_t en série de Fourier :

$$I_t = A_0 + A_1 \cos(\omega t) + A_2 \cos(2\omega t) + A_3 \cos(3\omega t), \quad (4.3)$$

avec :

$$A_0 = a_0 + a_1 V + a_2 \left(V^2 + \frac{1}{2} v^2 \right) + a_3 \left(V^3 + \frac{3}{2} V v^2 \right), \quad (4.4)$$

$$A_1 = v \left(a_1 + 2a_2 V + 3a_3 V^2 + \frac{3}{4} a_3 v^2 \right), \quad (4.5)$$

$$A_2 = v^2 \left(\frac{1}{2} a_2 + \frac{3}{2} a_3 V \right), \quad (4.6)$$

$$A_3 = \frac{1}{4} a_3 v^3. \quad (4.7)$$

Le taux de distorsion harmonique totale d'un signal, noté THD , donne une indication sur la contribution

des composantes harmoniques de ce signal. Il est défini par la formule suivante :

$$THD = \sqrt{\frac{\sum_{i=2}^{+\infty} A_i^2}{\sum_{i=1}^{+\infty} A_i^2}}. \quad (4.8)$$

La courbe de la figure 4.2 montre l'évolution du THD associé au courant total (THD_I) calculé selon l'ex-

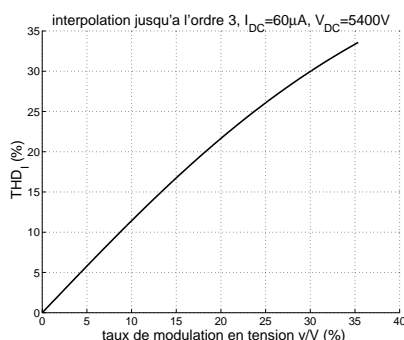


FIG. 4.2 - Représentation du taux de distorsion harmonique totale associé au courant (THD_I) calculé selon l'expression 4.8 en fonction du taux de modulation en tension v/V .

pression 4.8 limitée à $i = 3$ et pour la caractéristique de la figure 4.1 en fonction du taux de modulation en tension défini comme le rapport de la valeur efficace de la tension alternative v à la tension continue V . Pour de faibles taux de modulation en tension (quelques pourcent), le taux de distorsion atteint des valeurs importantes (quelques pourcent). Notons que le résultat de ce calcul (éq. 4.8) ne dépend pas explicitement de la fréquence puisque la caractéristique courant-tension sur laquelle est basée l'interpolation polynomiale ne fait intervenir que l'impédance électrique statique $Z_s = r_i + r_u$ et non pas l'impédance électrique dynamique¹(chap. 3, éq. 3.1) qui imposerait à fréquences élevées une augmentation des coefficients a_i de l'équation 4.1.

Le calcul de distorsion effectué dans ce paragraphe² montre bien qu'une modulation en tension importante engendre une distorsion importante du courant liée à la non-linéarité de la caractéristique courant-tension. Jusqu'ici la modulation en tension était de quelques dixièmes de pourcent (chap. 3) ce qui correspond à un THD sur le courant du même ordre de grandeur (fig. 4.2), donc suffisamment faible pour considérer l'hypothèse de faible non-linéarité. Pour des modulations plus importantes qui font l'objet de l'étude qui suit, la relation linéaire entre la pression acoustique à la fréquence fondamentale et le courant de modulation impose le choix d'une modulation en courant afin d'éviter les problèmes de distorsion acoustique.

1.3 Etude expérimentale de la non-linéarité du comportement électrique du système monopointe-plan.

Cette partie présente le nouveau dispositif expérimental basé sur l'utilisation d'un amplificateur de transconductance permettant une modulation importante du courant, ainsi que des mesures de distorsion des signaux associés uniquement au comportement électrique du système à étudié.

1. La caractéristique de la figure 4.1 est mesurée pour un fonctionnement en tension continue de la décharge (pas de modulation). Dans ces conditions, l'inverse de la pente de la tangente à cette caractéristique est égale à l'impédance statique $Z_s = r_i + r_u$. Lorsqu'une modulation électrique est effectuée, la capacité C_u de la zone de dérive a pour effet, à hautes fréquences, de diminuer l'impédance électrique de l'espace interélectrode

2. Notons que la comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux de la distorsion liée au comportement électrique du haut-parleur monopointe-plan ne peut être effectuée car le calcul (éq. 4.8) n'est réalisable aisément qu'avec une modulation en tension, et la partie expérimentale (§1.3) fait intervenir une modulation en courant.

1.3.1 Dispositif expérimental.

Un amplificateur de transconductance est un dispositif électronique à contre-réaction de type courant-tension qui permet d'obtenir en sortie un courant total I_t traversant une charge et directement proportionnel à la tension totale appliquée à l'entrée V_{et} . Il est caractérisé par son gain, noté A_y , exprimé en A/V ; c'est une conductance (inverse d'une résistance) (fig. 4.3). Le modèle TREK P0893 utilisé a été spécialement adapté aux

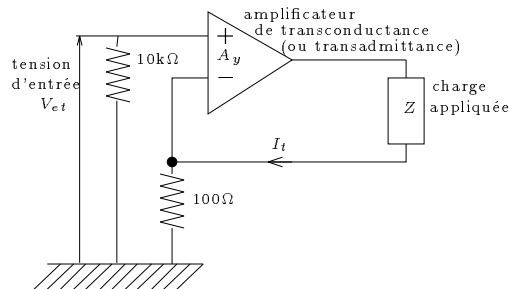


FIG. 4.3 - Schéma simplifié du fonctionnement de l'amplificateur de transconductance TREK P0893.

impédances très élevées caractéristiques du haut-parleur ionique. Il présente deux gains de transconductance possibles : $A_{y1} = 10\mu A/0,1V$ ou $A_{y2} = 1mA/0,1V$, et peut délivrer au maximum $\pm 40\mu A$ et $\pm 10kV$ (fig. 4.4). Chacun de ses deux signaux de sortie respectivement proportionnels à la tension aux bornes de la charge et au

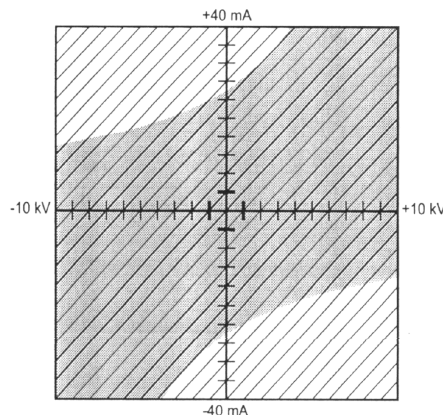


FIG. 4.4 - Plage tension-courant en sortie de l'amplificateur (zone grisée : fonctionnement en continu, zone hachurée : fonctionnement en alternatif.)

courant la traversant peut être mesuré. Un potentiomètre sur l'amplificateur doit être ajusté afin d'optimiser les caractéristiques de la réponse en fréquence du courant alternatif de sortie lorsqu'un dispositif de charge capacitive est utilisé ou lors d'un changement de charges avec différentes valeurs de capacités. Dans notre application, ce réglage doit donc être réalisé dès lors que le point de fonctionnement est susceptible de changer. Le réglage optimal³ est celui pour lequel la réponse est pratiquement indépendante de la fréquence, à savoir, dans l'exemple de la figure 4.5, celle représentée en trait continu.

Pour l'étude expérimentale de la distorsion du haut-parleur, deux dispositifs, proches et complémentaires, ont été successivement développés et automatisés sous le logiciel d'instrumentation HP-VEE : le premier, basé sur le simple usage d'un analyseur, permet d'effectuer de premières mesures rapides du taux de distorsion

3. Cet ajustement s'effectue en optimisant l'amortissement sur le front montant de la réponse de la tension de sortie, image du courant, à un signal d'entrée de type créneau. Les courbes de la figure 4.5 illustrent les variations de la fonction de transfert entre la tension image du courant traversant la charge et la tension d'entrée pour différentes positions du potentiomètre.

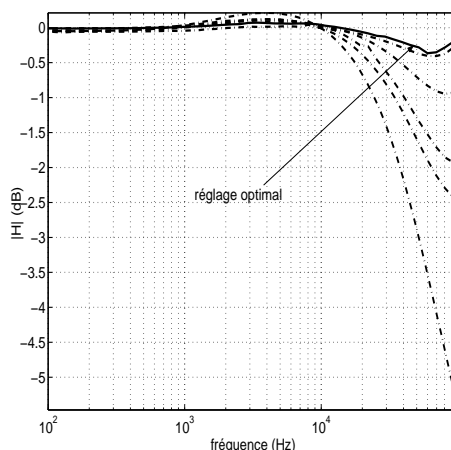


FIG. 4.5 - Mesure de la fonction de transfert entre la tension image du courant alternatif traversant le monopointe-plan et la tension d'entrée, pour différents réglages du potentiomètre sur l'amplificateur de transconductance permettant l'ajustement de la dynamique.

harmonique total de nos signaux ; le second, utilisant un voltmètre vectoriel couplé à un multiplexeur, a pour avantage de mesurer indépendamment par détection synchrone chaque composante harmonique du signal (fig 4.6).

1.3.1.1 Mesures de la distorsion avec l'analyseur (fig. 4.6, bloc D2) Un haut-parleur de configuration monopointe-plan, muni d'une pointe en acier de rayon de courbure égal à $30\mu m$, est alimenté par l'amplificateur de transconductance TREK P0893 qui délivre le courant I circulant dans l'espace interélectrode directement proportionnel à la tension appliquée à l'entrée notée V_{et} (fig. 4.6) tel que :

$$I_t = A_{y1}V_{et} = A_{y1}(V_{e(DC)} + v_{e(ac)} \cos(\omega t)) = I + i \cos(\omega t), \quad (4.9)$$

avec A_{y1} , le gain de l'amplificateur, égal à $10\mu A/0,1V$. Le courant total I_t comporte alors, comme la tension d'entrée, une composante continue I ($V_{e(DC)}$ pour la tension d'entrée) et une composante sinusoïdale de pulsation ω , notée i ($v_{e(ac)}$ pour la tension d'entrée). L'image de la tension totale V_t aux bornes des électrodes, ainsi que la tension image du courant total I_t circulant dans l'espace interélectrode, sont délivrées par l'amplificateur et appliquées aux deux entrées de l'analyseur HP3662A qui est piloté par un programme HP-VEE sous PC. L'analyseur calcule, sur les vingt premiers harmoniques, les taux de distorsion harmonique totale à partir des spectres moyennés de chacune des deux voies. Les THD relatifs au courant et à la tension, notés respectivement THD_I et THD_V , sont mesurés pour différentes fréquences et amplitudes du courant de modulation i .

1.3.1.2 Mesures de la distorsion avec le voltmètre vectoriel (fig. 4.6, bloc D1) Dans le dispositif expérimental exposé précédemment, l'analyseur peut être remplacé par le voltmètre vectoriel associé à un multiplexeur à relais. Un programme HP-VEE a été développé afin de permettre un grand nombre de mesures ; le balayage (linéaire ou logarithmique) peut s'effectuer sur le niveau de la source, sa fréquence ou, pour des mesures de directivité, l'angle d'observation. Les mesures peuvent être effectuées pour une à quatre entrées, sur plusieurs harmoniques. Cette dernière méthode a permis, entre autres, de vérifier les premiers résultats obtenus avec l'analyseur.

1.3.2 Résultats expérimentaux.

1.3.2.1 Mesure sur une charge résistive Tout d'abord, afin de caractériser la distorsion électrique induite par l'amplificateur, les taux de distorsion harmonique de la tension et du courant en fonction de la modulation de courant, pour différentes fréquences, ont été mesurés en utilisant comme charge une résistance de $100M\Omega$.

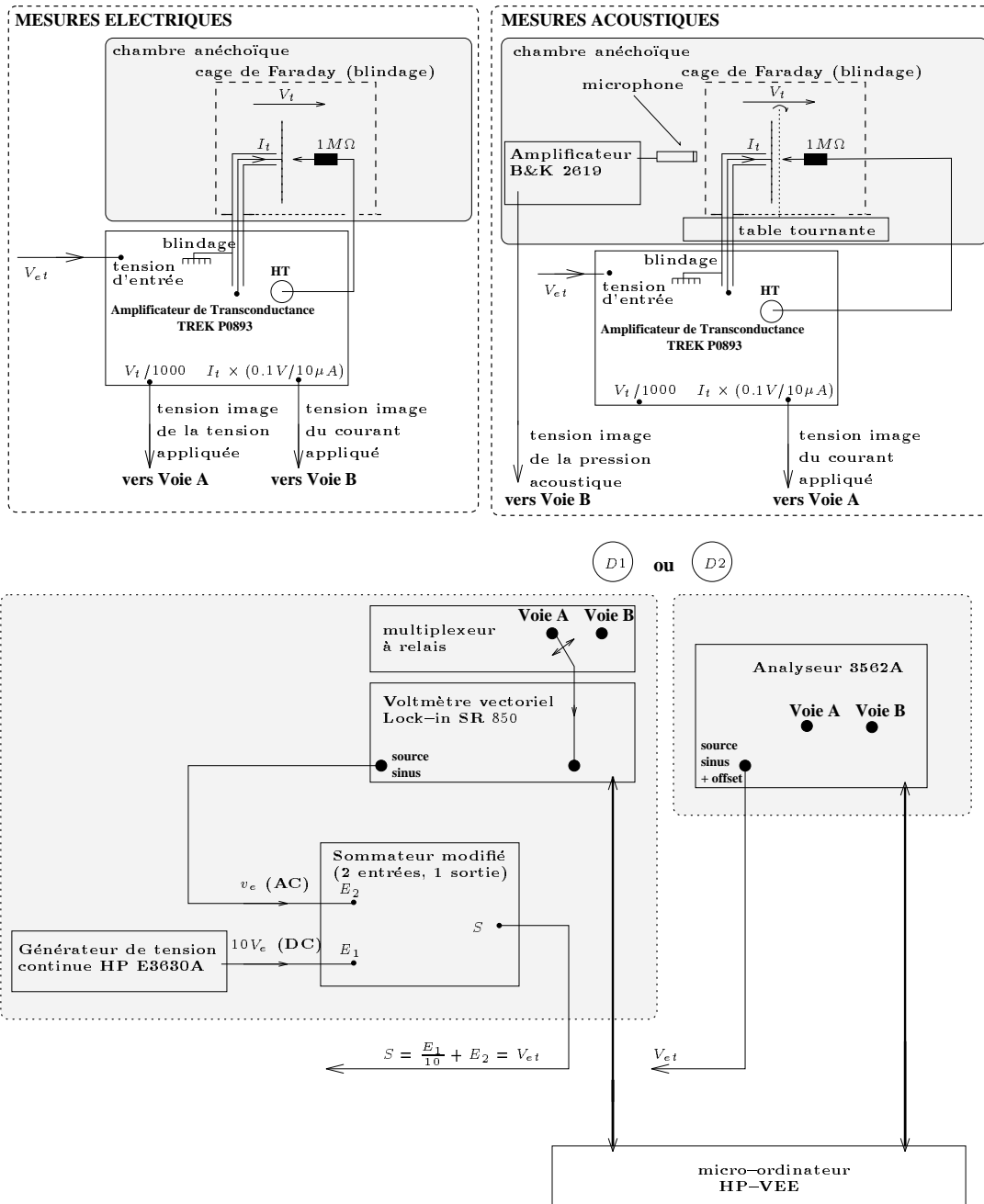


FIG. 4.6 - Schéma des dispositifs expérimentaux (bloc D1: analyseur, bloc D2: voltmètre vectoriel associé à un multiplexeur à relais) pour les mesures électriques (taux de distorsion harmonique totale THD_I et THD_V respectivement associés au courant total I_t et à la haute-tension totale V_t) et acoustiques (réponse en fréquence, distorsion harmonique, diagramme de directivité).

L'impédance électrique dynamique de la charge résistive a été mesurée au préalable. Elle n'est pas purement résistive puisqu'elle correspond à un filtre passe-bas du premier ordre caractéristique d'un filtre RC. Une capacité liée aux fils, estimée à $0,2pF$, "shunte" la résistance de $100M\Omega$. La figure 4.7 montre que le taux de distorsion harmonique de la tension image du courant de modulation (THD_I) reste toujours faible ($\approx 1\%$) quelque soit le taux de modulation et la fréquence de la tension appliquée à l'entrée de l'amplificateur. L'amplificateur de transconductance génère donc peu de distorsion harmonique sur le courant qu'il délivre. En revanche, le taux de distorsion harmonique de la tension aux bornes de la charge (fig. 4.7) peut atteindre quelques pourcent. Ces

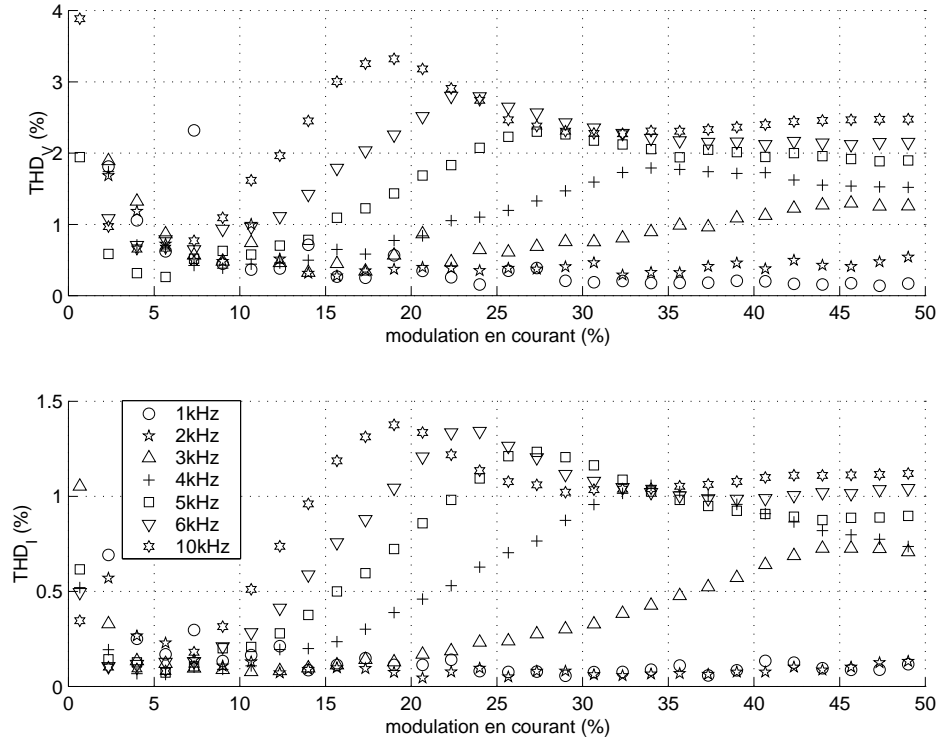


FIG. 4.7 - Mesures des THD_I et THD_V pour une résistance de $100M\Omega$ en fonction du taux de modulation de courant i/I , pour différentes fréquences. $I = 60\mu A$, $V = 5, 1kV$.

mesures, destinées à caractériser la distorsion due à l'amplificateur, montrent que les deux taux de distorsion harmonique présentent des évolutions similaires en fonction de la fréquence et du courant continu. Ces valeurs et tendances doivent être considérées comme indicatives compte-tenu des conditions expérimentales (charge non "purement résistive").

1.3.2.2 Comparaison du THD_I et du THD_V Les courbes de la figure 4.8 représentent les taux de distorsion THD_I et THD_V mesurés avec le monopointe-plan ($d = 5mm$, $I = 60\mu A$) pour des valeurs du courant alternatif inférieures à $30\mu A_{RMS}$, ce qui représente un taux de modulation $\frac{i}{I}$ maximal de 50%. Conformément à nos attentes, les valeurs du THD_I sont globalement plus faibles que celles du THD_V . La distorsion négligeable associée à la tension image du courant total ($THD_I \lesssim 0,6\%$) est principalement due à l'amplificateur de transconductance. En revanche, la distorsion plus importante ($THD_V \approx 10\%$) est essentiellement liée à la non-linéarité de la caractéristique courant-tension du transducteur monopointe-plan: la figure 4.9 montre en effet que l'écart entre la caractéristique courant-tension et sa tangente au point de fonctionnement induit une distorsion de la tension (THD_V) liée à la non-linéarité de cette caractéristique courant-tension du haut-parleur.

1.3.2.3 Évolution des THD en fonction du taux de modulation en courant Quelque soit le signal mesuré (image du courant, image de la tension), toutes les mesures montrent que pour une faible modulation de courant (jusqu'à quelques pourcent), les taux de distorsion harmonique peuvent prendre des valeurs importantes (fig. 4.7 à 4.18) car, malgré l'amplitude négligeable des harmoniques, l'amplitude à la fréquence fondamentale n'est que très légèrement supérieure au niveau du bruit de fond. En revanche, pour un taux de modulation suffisamment élevé ($\frac{i}{I} \gtrsim 5\%$), les harmoniques sortent du bruit de fond, et le THD augmente conformément avec le taux de modulation. Le THD peut donc être exploité comme un indicateur représentatif de l'évolution de la distorsion d'un signal dans la mesure où le taux de modulation n'est pas trop faible, sinon une estimation peut être effectuée en prolongeant dans la région de faibles modulations la courbe relativement linéaire obtenue pour de plus fortes modulations.

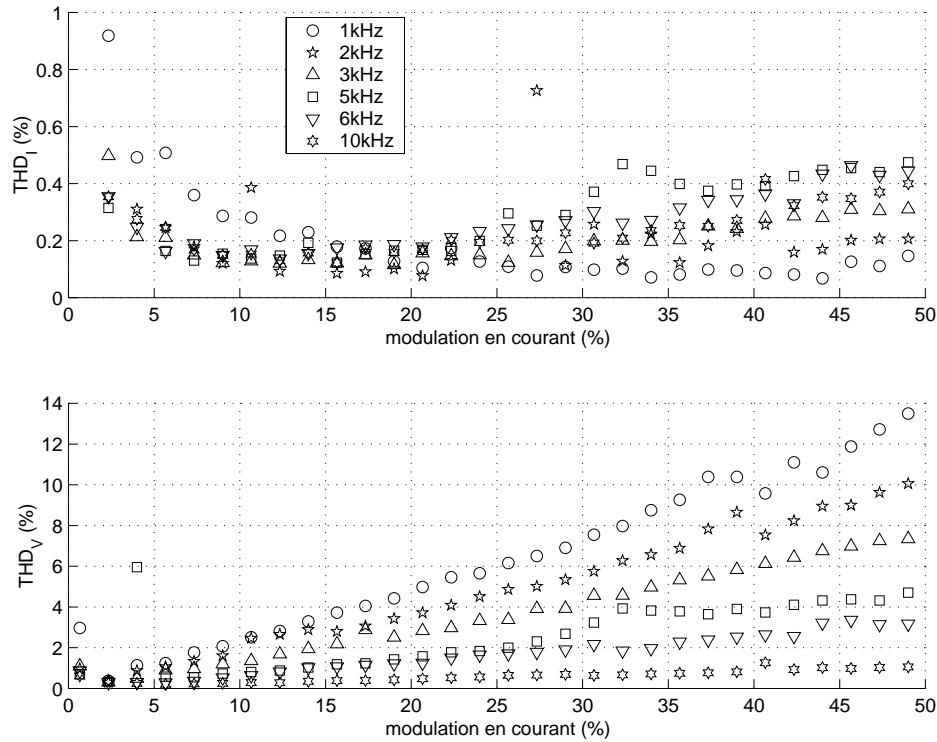


FIG. 4.8 - Taux de distorsion harmonique totale du courant (THD_I) et de la tension (THD_V), mesurés pour un monopointe-plan ($I = 60\mu A$, $d = 5mm$), à différentes fréquences, en fonction du taux de modulation en courant i/I .

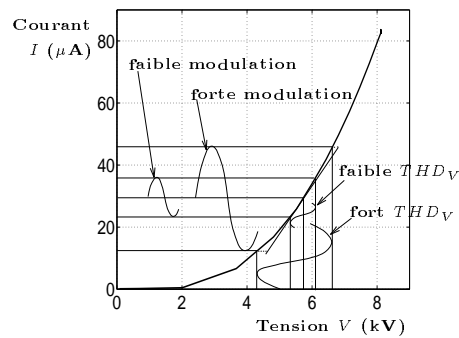


FIG. 4.9 - Représentation de la distorsion de la tension (THD_V) liée à la non-linéarité de la caractéristique courant-tension du haut-parleur.

1.3.2.4 Évolution des THD en fonction de la fréquence Cette étude est effectuée en comparant les valeurs des THD_V et THD_I mesurés pour plusieurs fréquences de modulation, à courant fixé (fig. 4.8). Lorsque la fréquence augmente, l'impédance électrique dynamique de l'espace interélectrode diminue (chap. 3, éq. 3.1). Le courant de modulation étant constant, c'est donc la tension alternative v qui diminue. Par conséquent, le taux de distorsion harmonique associé à la tension aux bornes des électrodes décroît.

En ce qui concerne l'évolution du THD_I , une tendance inverse à la précédente est observée puisqu'il augmente globalement avec la fréquence. Ce comportement, déjà observé pour la charge résistive (fig. 4.7), est lié au fonctionnement intrinsèque de l'amplificateur de transconductance, et en particulier, à la qualité de l'ajustement de la dynamique, c'est à dire la réponse de la tension de sortie, image du courant alternatif, en fonction de la tension d'entrée.

1.3.2.5 Évolution des THD en fonction du point de fonctionnement La figure 4.10 montre les taux de distorsion associés aux images de la tension et du courant en fonction du courant de modulation. Conformément

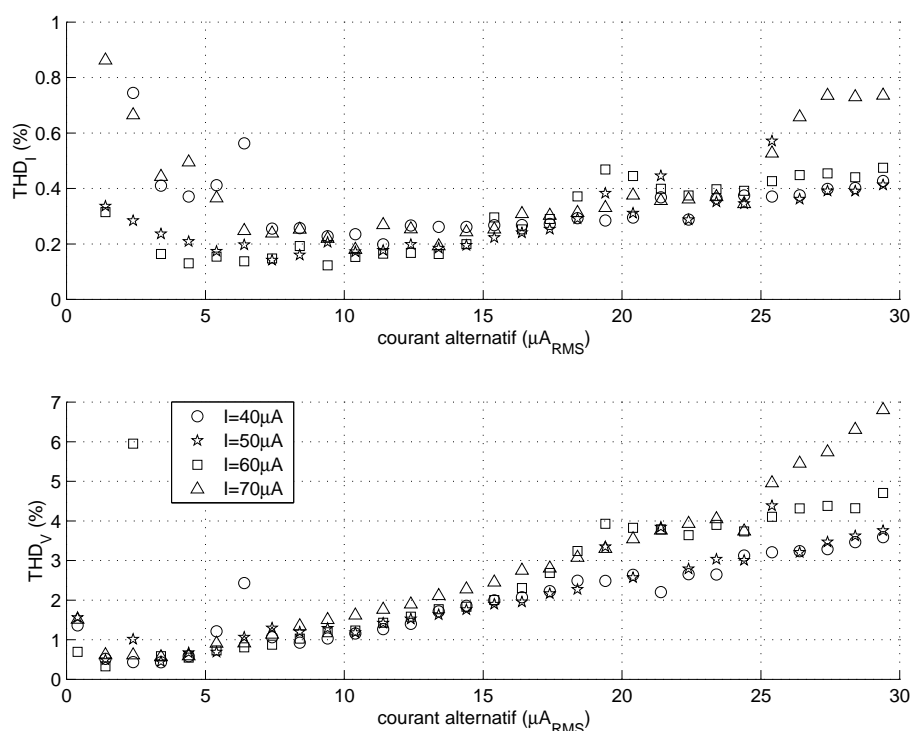


FIG. 4.10 - Taux de distorsion harmonique totale du courant (THD_I) et de la tension (THD_V), mesurés pour un monopointe-plan, à différents points de fonctionnement, en fonction du courant de modulation. $d = 5\text{mm}$, $f = 5\text{kHz}$.

à nos attentes, la distorsion associée à l'image du courant (THD_I) (fig. 4.10) demeure négligeable et relativement indépendante du courant continu. La faible augmentation du THD_I avec le courant continu s'explique par une légère augmentation de la réponse de la tension de sortie, image du courant alternatif i_{ac} , à la tension d'entrée au niveau de la résonance (fig. 4.11) lorsque le courant continu augmente.

Par ailleurs, la figure 4.10 montre également que la distorsion liée à la non-linéarité de la caractéristique courant-tension de l'espace interélectrode (THD_V) est relativement indépendante du point de fonctionnement lorsque le courant de modulation n'est pas très élevé ($i_{ac} \lesssim 10\mu\text{A}$). Cependant, pour des valeurs plus grandes, les mesures montrent que plus le courant continu est important, plus le THD_V est élevé et augmente rapidement. Cette différence s'explique par les changements qui surviennent sur l'impédance électrique dynamique en basses fréquences à modulation importante (fig. 4.11). Alors qu'elle était constante (donc purement résistive) à faible taux de modulation, lorsque la modulation est importante, l'impédance présente une faible pente croissante en fonction de la fréquence d'autant plus importante que le courant continu est élevé. Le modèle de KEKEZ (chap. 3, éq. 3.1) utilisé pour des modulations relativement faibles présente des limites à modulation importante pour caractériser le comportement électrique dynamique de l'espace interélectrode en basses fréquences. Lorsque le courant continu augmente, la fréquence des impulsions de TRICHEL augmente; il semble alors qu'un effet auto-inductif doit être considéré dans une nouvelle modélisation de l'impédance électrique.

1.3.2.6 Évolution des THD en fonction de la distance interélectrode La figure 4.12 montre l'évolution des THD_I et THD_V en fonction de la modulation de courant pour différentes distances interélectrodes. Les mesures effectuées pour $d = 5\text{mm}$ et $d = 8\text{mm}$ montrent que la distorsion électrique liée au comportement de l'espace interélectrode (THD_V) diminue légèrement lorsque la distance interélectrode augmente. Cette tendance

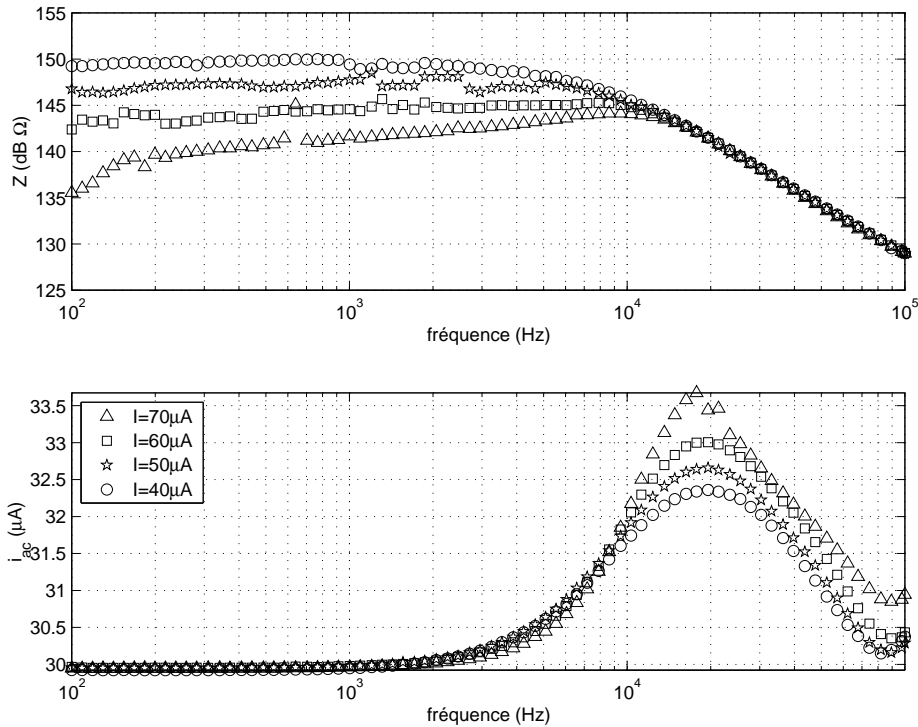


FIG. 4.11 - Mesure de l'impédance électrique dynamique du monopointe-plan et du courant alternatif ($d = 5\text{mm}$, $i_{ac} = 30\mu\text{A}_{RMS}$) en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du courant continu sans changer l'ajustement de la dynamique de l'amplificateur de transconductance.

est en désaccord avec le fait que l'impédance électrique de l'espace interélectrode, donc la tension alternative, augmente à courant alternatif fixé, lorsque la distance interélectrode augmente. Pour une faible distance interélectrode ($d= 3\text{mm}$), le comportement des décharges semble être particulièrement différent de celui pour des distances interélectrodes plus grandes.

1.3.3 Conclusion

Grâce à une modulation en courant, les phénomènes de distorsion électrique liés à la caractéristique courant-tension non-linéaire se retrouvent dans la tension appliquée aux bornes des électrodes du transducteur pointe-plan. L'amplificateur de transconductance permet de délivrer un courant linéaire circulant dans l'espace interélectrode. En effet, pour une modulation en courant de quelques dizaines de pourcent, le THD_I est généralement bien inférieur à 1%, ce qui est conforme à nos attentes. Pour cette importante modulation, la distorsion acoustique, la réponse en fréquence, ainsi que le diagramme de directivité, d'un monopointe peuvent être maintenant mesurés et confrontés à nos modèles.

2 Étude acoustique

2.1 Réponse en fréquence du haut-parleur monopointe-plan.

Le montage réalisé pour les mesures de réponses en fréquence est représenté sur la figure 4.6. Une attention particulière a été portée pour éviter les boucles de masse. La masse du circuit est imposée par la masse de l'amplificateur de transconductance, la masse de l'amplificateur microphonique B&K2619, ainsi que celle des entrées de l'analyseur restant flottantes. Le transducteur ionique étant une source électromagnétique, des protections contre son rayonnement sont nécessaires pour effectuer les mesures électriques et acoustiques. Jusqu'à présent, les faibles taux de modulation du champ électrique engendraient des perturbations électromagnétiques princi-

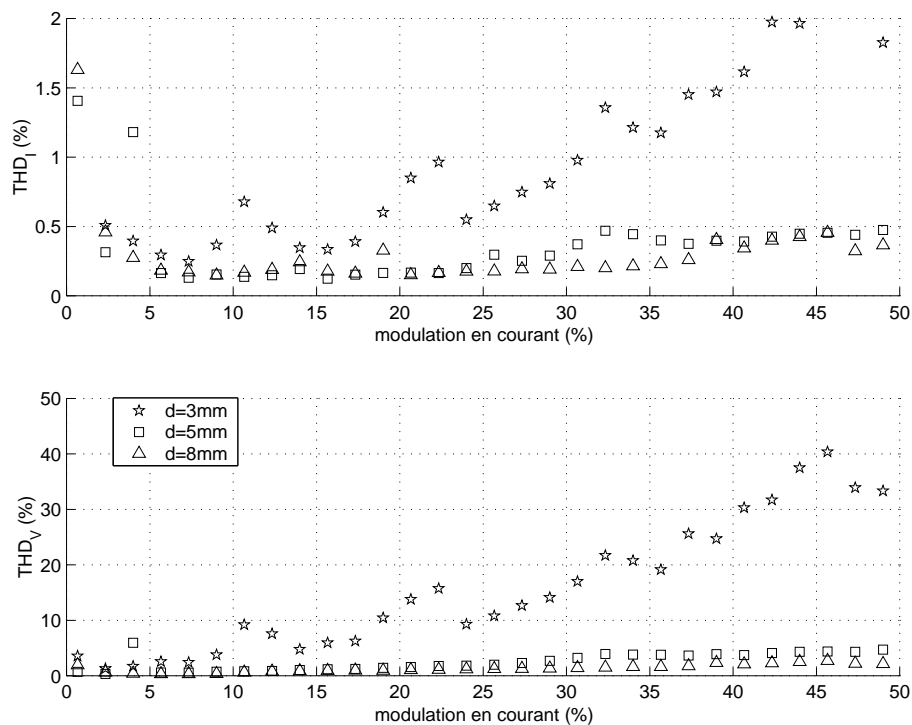


FIG. 4.12 - Taux de distorsion harmonique totale du courant (THD_I) et de la tension (THD_V), mesurés pour un monopointe-plan, à différentes distances interélectrodes, en fonction du taux de modulation en courant. $I = 60\mu A$, $f = 5kHz$.

pablement sur les signaux électriques images de la tension et du courant de faible amplitude. Ces perturbations pouvaient être minimisées par l'utilisation d'une cage de Faraday autour du montage et d'un blindage des fils à faible potentiel. Dans le nouveau dispositif expérimental, l'augmentation du taux de modulation a pour effet d'augmenter le rayonnement électromagnétique. Malgré le soin apporté au blindage du montage, de nouveaux problèmes liés à ces perturbations électromagnétiques sont survenus.

Lors de premières mesures acoustiques, deux problèmes se sont principalement présentés dans la réponse en fréquence du transducteur soumis à de forts taux de modulation: d'une part, l'apparition d'un "plateau" à partir de $1kHz$ au lieu de la pente en $6dB/oct.$ observée habituellement, d'autre part, l'apparition d'un ensemble de résonances et d'antirésonances du type "filtrage en peigne" qui, dans un premier temps, a laissé envisager la présence de réflexions sur des supports du montage responsables d'interférences acoustiques constructives et destructives. Un soin particulier a donc été apporté pour satisfaire au mieux les conditions de champ libre, en ajoutant des matériaux absorbants autour du dispositif et en limitant les surfaces réfléchissantes. Il s'est avéré cependant que les deux effets précédemment décrits (plateau et peigne) étaient tous deux causés par une "pollution" électromagnétique. Il est alors indispensable d'effectuer un blindage minutieux de toute la partie du circuit électrique à faible potentiel afin d'éviter les capacités parasites importantes susceptibles de diminuer, aux fréquences élevées, le courant traversant l'espace interélectrode, et donc de supprimer la pente de $6dB/oct.$ et abaisser le niveau sonore (apparition d'un "plateau" dans la réponse en fréquence). Les zones du circuit à fort potentiel émettent une onde électromagnétique. Leur surface doit être minimisée en limitant la longueur de câbles et en appliquant le fort potentiel sur la pointe et non plus sur le plan. La contribution du rayonnement électromagnétique à la force exercée sur la membrane du microphone peut être considérée comme étant en phase avec la source. Par conséquent, lorsque la fréquence d'excitation est telle que l'onde acoustique arrive sur la membrane en opposition de phase (resp. en phase) par rapport à la source, l'interférence entre les phénomènes acoustiques et électromagnétiques est destructive (resp. constructive). Dans la réponse en fréquence, les fréquences pour lesquelles les interactions entre les ondes acoustique et électromagnétique sont constructives

(resp. destructives) sont fonctions de la distance d'observation r , telles que $f_{2n} = \frac{nc}{r}$ (resp. $f_{2n+1} = \frac{(2n+1)c}{2r}$), avec c la célérité adiabatique (fig. 4.13 et tab. 4.1).

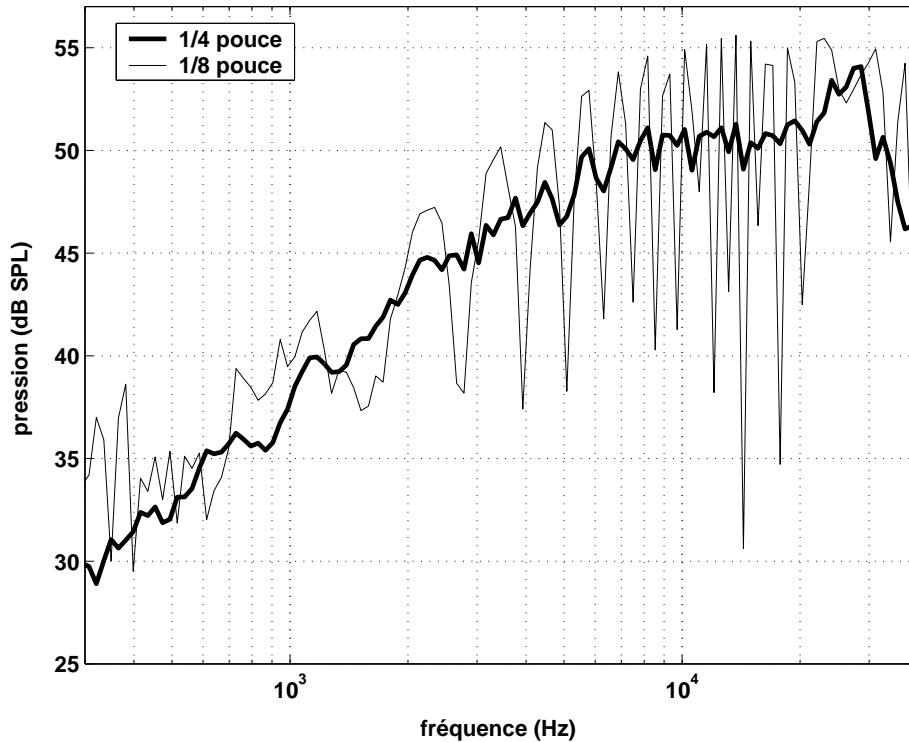


FIG. 4.13 - Réponse en fréquence dans l'axe du transducteur monopointe-plan ($I = 60\mu A$, $i_{AC} = 20\mu A_{RMS}$, $d = 5mm$, $r = 30cm$) mesurée avec le microphone 1/4 pouce avec un angle d'incidence de 0° (trait gras), avec le microphone 1/8 pouce avec un angle d'incidence de 90° (trait fin).

	interférences constructives $f_{2n} = \frac{nc}{r}$	interférences destructives $f_{2n+1} = \frac{(2n+1)c}{2r}$
$n = 0$		$f_1 = 573\text{Hz}$
$n = 1$	$f_2 = 1,15\text{kHz}$	$f_3 = 1,72\text{kHz}$
$n = 2$	$f_4 = 2,29\text{kHz}$	$f_5 = 2,87\text{kHz}$
$n = 3$	$f_6 = 3,44\text{kHz}$	$f_7 = 4,01\text{kHz}$

TAB. 4.1 - Valeurs des fréquences calculées correspondant aux premières interférences constructives et destructives de la réponse en fréquence mesurée avec le microphone 1/8 pouce de la figure 4.13.

Les mesures acoustiques effectuées pour un faible taux de modulation, dans la thèse de V. MONTEBAULT [69], étaient réalisées avec deux microphones de mesures : un microphone B&K 4135 1/4 de pouce à réponse en champ libre pour les fréquences inférieures à 1kHz, et un microphone B&K 4138 1/8ème de pouce à réponse en pression au delà. Avec des taux de modulation plus élevés, les niveaux sonores peuvent être suffisants pour pouvoir utiliser le microphone 1/8 pouce. Les essais réalisés avec ce microphone ont cependant montré qu'il était tout particulièrement sensible au rayonnement électromagnétique du dispositif. Son profil en pointe ainsi que l'électronique du préamplificateur intégré au corps du microphone pourraient être mis en cause. L'utilisation du microphone B&K 4135 1/4 de pouce est donc préférable car il s'accommode mieux des perturbations électromagnétiques résiduelles qui subsistent malgré les soins apportés au blindage du dispositif (fig. 4.13), sa sensibilité est plus importante (51,3V/Pa pour toute la chaîne microphonique au lieu de 7,3V/Pa avec le B&K

4138 1/8 de pouce), et il corrige directement les effets de diffraction.

Tout d’abord, pour des fréquences inférieures à 10kHz, il a été vérifié que la courbe représentant la mesure de la réponse en fréquence pour un courant de modulation de $0,4\mu A_{RMS}$ est bien analogue à la réponse en fréquence du transducteur, dans les mêmes conditions électriques et géométriques, mesurée avec le boîtier de l’ancien dispositif expérimental (annexe C) basé sur une faible modulation en tension correspondant à un courant de modulation de $0,3\mu A_{RMS}$ (fig. 4.14).

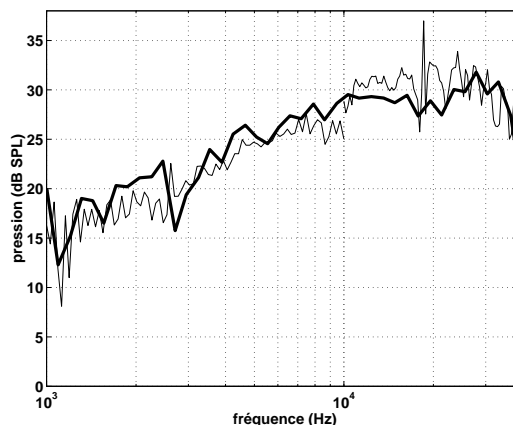


FIG. 4.14 - Comparaison des réponses en fréquence du transducteur monopointe-plan mesurées avec les deux dispositifs expérimentaux. **Trait fins** : Ancien dispositif expérimental avec le boîtier de mesure basé sur une modulation en tension (le courant alternatif est constant jusqu’à 10kHz et égal à $0,3\mu A_{RMS}$, puis il augmente avec la fréquence). **Trait gras** : Nouveau dispositif expérimental basé sur la modulation en courant ($i_{ac} = 0,4\mu A_{RMS}$, niveau de courant minimum possible). ($I = 60\mu A$, $d = 6mm$, $r = 10cm$.)

La figure 4.15 présente des réponses en fréquence mesurées pour différentes valeurs du courant de modulation. Les niveaux acoustiques atteints par un transducteur monopointe-plan peuvent être supérieurs à 50dB(SPL) à 30cm dans l’axe face à la pointe. Les différences de niveaux sonores observées entre les différentes courbes de la figure 4.15 confirment la relation de proportionnalité entre la pression acoustique rayonnée et le courant alternatif. Enfin, un niveau de bruit de fond apparaît sur cette figure ; il correspond à la moyenne du niveau de pression acoustique mesuré sans modulation de courant, c’est à dire le niveau de bruit moyen, essentiellement “basses fréquences”, dû à la polarisation du transducteur (vent électrique).

Après avoir vérifié l’analogie du comportement de la réponse acoustique du monopointe-plan pour les nouvelles conditions expérimentales avec celui qu’il présente pour la faible modulation utilisée jusqu’ici, il s’agit dans la suite de caractériser l’importance des effets non-linéaires qui peuvent éventuellement apparaître pour de fortes modulations.

2.2 Distorsion acoustique

La figure 4.16 montre le taux de distorsion harmonique totale du signal microphonique THD_{v_μ} en fonction de la modulation de courant pour différentes fréquences : lorsque le taux de modulation du courant augmente, les valeurs de la distorsion acoustique atteignent rapidement des valeurs de quelques pourcent à quelques dizaines de pourcent, malgré une faible distorsion du courant de modulation THD_I inférieure à 1,5%. Ce comportement est observable quelque soit le point de fonctionnement utilisé (fig. 4.17) et la distance interélectrode (fig. 4.18). Par conséquent, les phénomènes acoustiques au sein du volume de décharge présentent un comportement non-linéaire marqué en fonction du courant alternatif, même pour des taux de modulation de quelques pourcent.

Afin d’illustrer ce propos, nous avons choisi de présenter la figure 4.19 qui représente, pour une modulation très importante ($i/I = 60\%$), les signaux obtenus pour le courant traversant le monopointe-plan, la tension à

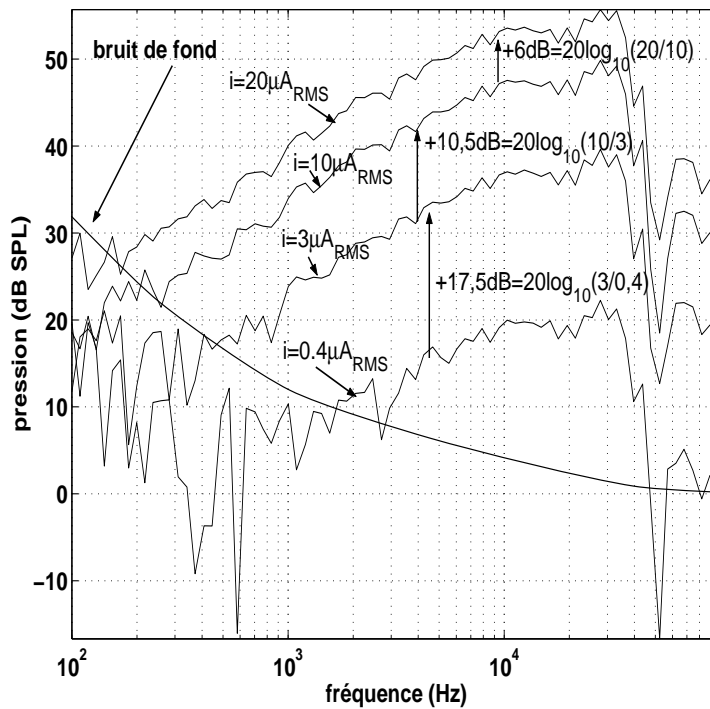


FIG. 4.15 - Réponse en fréquence du transducteur monopointe-plan pour différentes valeurs du courant alternatif. $I = 60\mu A$, $d = 6mm$, $r = 30cm$.

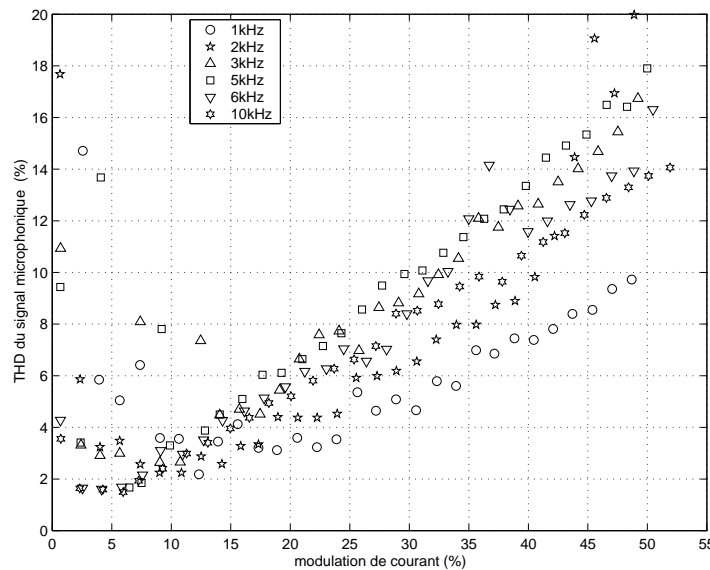


FIG. 4.16 - Taux de distorsion harmonique totale du signal microphonique ($THD_{v\mu}$) mesuré en fonction du taux de modulation en courant, pour différentes fréquences. $d = 5mm$, $I = 60\mu A$.

ses bornes et le signal microphonique à $30cm$ dans l'axe du transducteur. Ce cas extrême permet de visualiser clairement que le signal microphonique présente une distorsion marquée bien que le courant demeure sinusoïdal (bon fonctionnement de l'amplificateur de transconductance).

Plusieurs pistes ont été envisagées pour tenter d'expliquer la distorsion acoustique importante montrée par les mesures à fort niveau de modulation. Il est possible d'envisager que le couplage entre les particules ionisées et les molécules d'air au sein de l'espace interélectrode confère au gaz ionisé des propriétés particulières dans la

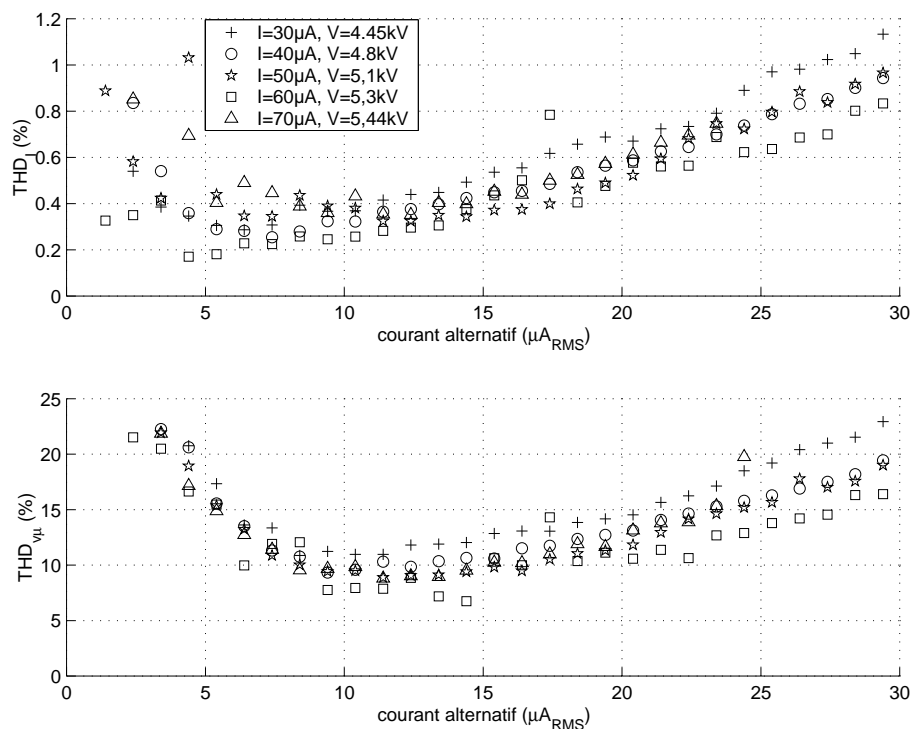


FIG. 4.17 - Taux de distorsion harmonique totale du courant (THD_I) et du signal microphonique (THD_{v_μ}), mesurés en fonction du courant de modulation, pour différents points de fonctionnement. $d = 5\text{mm}$, $f = 5\text{kHz}$.

propagation des ondes acoustiques telles que la diminution du niveau sonore seuil en champ proche (de l'ordre de 110dB(SPL) dans le cas de l'air) pour lequel apparaissent des non-linéarités. En revanche, si l'on considère que le gaz ionisé possède un comportement très proche de celui de l'air, les plus forts niveaux sonores générés au sein de l'espace interélectrode, de l'ordre de 90dB(SPL), ne sont pas suffisant pour expliquer l'apparition de ces non-linéarités. Dans ces conditions, l'idée que la distorsion acoustique serait liée à la propagation d'ondes sonores d'amplitudes très élevées doit être écartée.

En outre, comme cela a été décrit précédemment, lorsque la modulation du courant est forte, le rayonnement électromagnétique est important. Ce phénomène peut perturber l'environnement de la capsule microphonique, de sorte qu'une contribution électromagnétique à la force exercée sur la membrane est plus ou moins importante en fonction du microphone utilisé ou de la qualité du blindage du dispositif. Dans les cas les plus favorables, c'est à dire lorsque l'amplitude de la pression acoustique mesurée pour la fréquence d'excitation est proche de la réponse en fréquence classique (pente de 6dB/oct., et absence de "filtrage en peigne", cf fig. 4.20), les amplitudes des harmoniques peuvent présenter des fluctuations en fonction de la fréquence qui traduiraient la présence de perturbations électromagnétiques résiduelles non-négligeables par rapport aux faibles niveaux de pression acoustique.

Enfin le comportement non-linéaire peut être attribué aux sources acoustiques et plus particulièrement à la source de chaleur qui est non-linéaire. Afin de lever l'indétermination quant à l'origine des phénomènes non-linéaires enregistrés, une autre technique de mesure a été élaborée.

Dans la suite, des mesures acoustiques par une technique optique, indépendante du rayonnement électromagnétique résiduel, sont présentées. Les premiers résultats obtenus par cette approche fournissent quelques tendances. Néanmoins, compte-tenu de certaines conditions propres à notre application (faibles niveaux sonores en basses fréquences, écoulement du vent électrique, sensibilité à l'humidité, etc.) qui peuvent être particulièrement défavorables pour cette technique, ces mesures ne constituent pas une base de donnée totalement fiable.

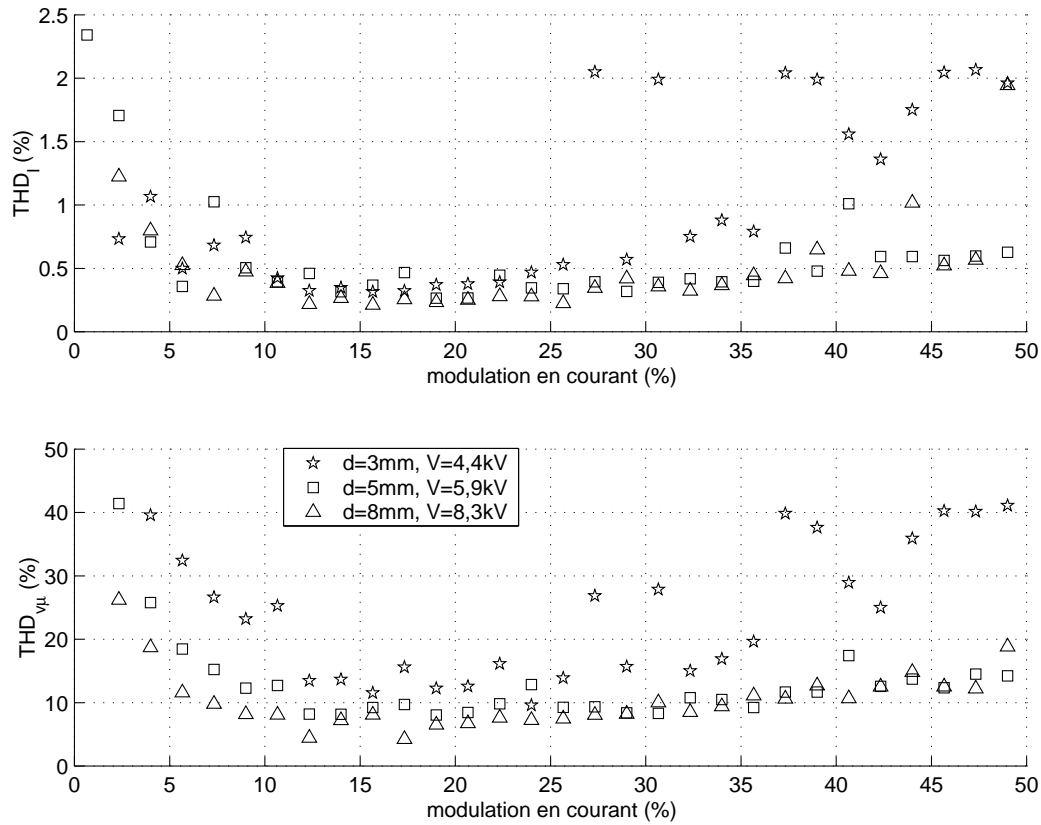


FIG. 4.18 - Taux de distorsion harmonique totale du courant (THD_I) et du signal microphonique (THD_{v_μ}), mesurés en fonction du taux de modulation en courant i/I , pour différentes distances interélectrodes. $I = 60\mu\text{A}$, $f = 5\text{kHz}$

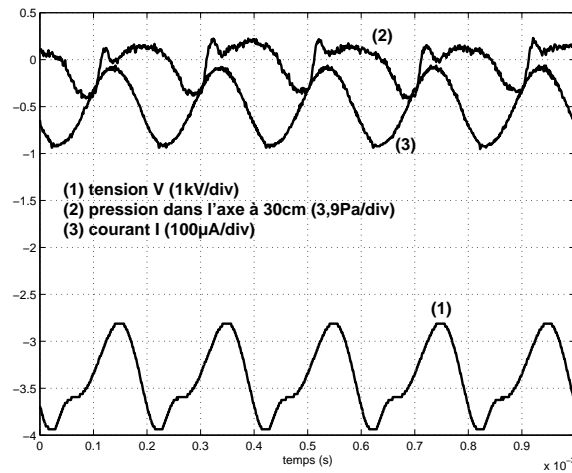


FIG. 4.19 - Exemple d'acquisition temporelle des signaux électriques ((1) tension v_{AC} ($THD_V = 38\%$), (3) courant I_{DC} ($THD_I = 2,6\%$)) et du signal microphonique v_μ (2) ($THD_{v_\mu} = 65\%$, et le niveau de pression à 5kHz et à 30cm dans l'axe du transducteur est de 42dB SPL) pour $I = 50\mu\text{A}$, $i_{ac} = 30\mu\text{A}_{RMS}$, $f = 5\text{kHz}$, $d = 3\text{mm}$.

2.3 Mesure de la vitesse particulaire acoustique par Anémométrie Laser Doppler.

2.3.1 Principe de l'Anémométrie Laser Doppler

Le laboratoire d'acoustique dispose d'un banc de mesure optique de la vitesse particulaire dans l'air [87]. La technique utilisée est l'Anémométrie Laser Doppler qui a pour avantages majeurs d'être ponctuelle et faiblement

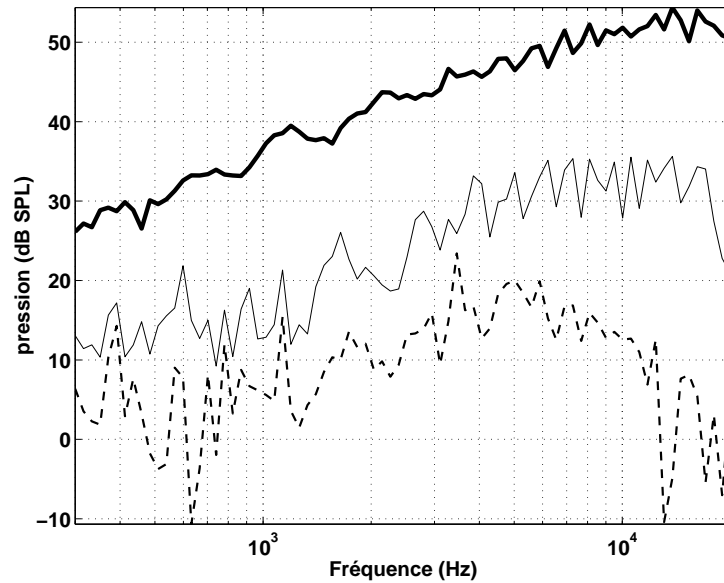


FIG. 4.20 - Mesure des 3 premiers harmoniques en fonction de la fréquence. **trait gras** : fondamental ($p(\omega)$), **trait fin** : harmonique 2 ($p(2\omega)$), **trait pointillé** : harmonique 3 ($p(3\omega)$). ($I = 60\mu A$, $i = 20\mu A_{RMS}$, $d = 5mm$, $r = 30cm$.)

intrusive. Bien que les recherches menées actuellement au laboratoire portent sur la validation et l'amélioration de la précision des mesures de vitesse particulaire acoustique [72], cette technique, très utilisée en mécanique des fluides, est parfaitement adaptée aux mesures de vitesses d'écoulement comme dans le cas du vent électrique (chap. 6). Le dispositif de mesure par Anémométrie Laser Doppler est représenté par la figure 4.21; ce système permet la mesure d'une seule composante de la vitesse. Il se compose de deux faisceaux laser provenant de la même source, et traversant un système optique à la sortie duquel ils se croisent, formant à leur intersection un volume, appelé volume sonde. La fréquence optique de l'un des faisceaux est décalée au moyen d'une cellule de Bragg. Dans le volume sonde apparaît un réseau de franges d'interférences disposées suivant des plans équidistants et défilant à la fréquence de Bragg (40MHz). Le principe de la mesure consiste donc à extraire l'information de vitesse d'un fluide à partir du décalage Doppler de la lumière incidente diffusée par de petites particules (traceurs⁴) en suspension, supposés suivre fidèlement le mouvement du fluide.

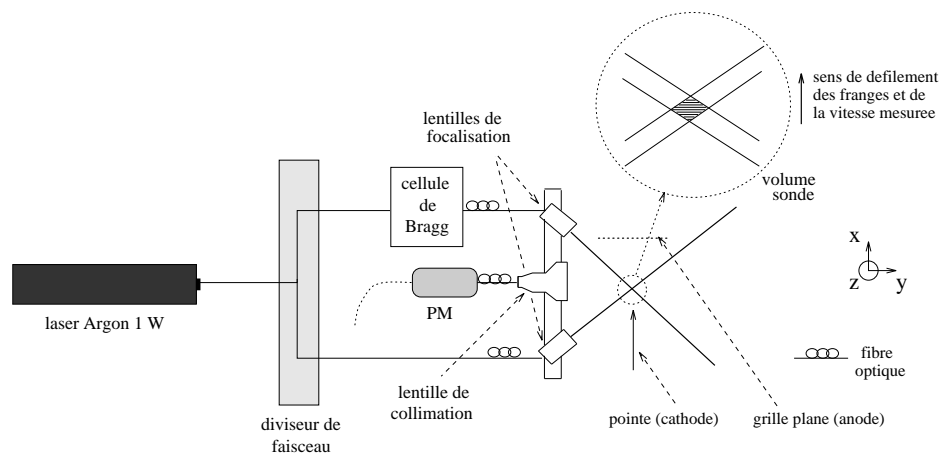


FIG. 4.21 - Schéma du dispositif optique d'Anémométrie Laser Doppler utilisé pour la mesure du vent électrique.

4. L'ensemencement doit avoir une densité proche de celle de l'air, et ses particules sont choisies de telle sorte que leur diamètre moyen soit très petit (de l'ordre du μm). Dans les expériences réalisées, ce sont des particules de fumée qui utilisent de l'eau condensée et un aérosol.

Une particule animée d'une vitesse \vec{v} au sein du volume sonde diffuse donc la lumière de chaque faisceau incident. Ce signal lumineux, appelé *bouffée*, est recueilli par un photomultiplicateur (P.M.) qui délivre en sortie un signal électrique dont la fréquence f_i contient l'information de vitesse particulaire :

$$f_i = f_B + f_D = f_B + \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda_{opt}} v_x \quad (4.10)$$

où f_B désigne la fréquence de Bragg, f_D la fréquence Doppler, θ l'angle entre les faisceaux, λ_{opt} la longueur d'onde émise par la source laser et v_x la composante de vitesse perpendiculaire au plan des franges d'interférences (selon l'axe des x).

2.3.2 Résultats expérimentaux

Dans notre application, la technique de l'Anémométrie Laser Doppler pour la mesure de vitesse acoustique présente l'avantage principal d'être insensible au rayonnement électromagnétique. Il est alors envisageable, entre autres, de pouvoir vérifier la validité des mesures microphoniques. En revanche, certains problèmes se posent. Tout d'abord, le banc de mesure d'ALD n'a été que partiellement validé pour des mesures de la vitesse acoustique en champ libre [42]. En outre, les mesures de vitesses acoustiques en présence d'écoulement n'ont jamais été réalisées au laboratoire. Dans l'espace interélectrode, le vent électrique met en jeu des vitesses d'écoulement du gaz global dans l'espace interélectrode de l'ordre de quelques mètres par seconde (chap. 6). Il constitue donc une source perturbatrice importante des signaux Doppler, particulièrement gênante dans les régions hors de l'espace interélectrode pour lesquelles l'écoulement ne peut plus du tout être considéré comme étant laminaire. En effet, des effets de vortex importants apparaissent de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres derrière la grille qui constitue le plan anode. De nombreux essais ont été réalisés notamment par rapport à la technique d'ensemencement. Enfumer toute la pièce n'a pas été concluant. En revanche, de premiers résultats, tangibles essentiellement par leur caractère reproductible, ont été obtenus par le moyen d'un jet de particules de fumée de faible vitesse (de l'ordre d'une dizaine de centimètres par seconde) présenté derrière la pointe, de sorte que les particules diffusant la lumière subissent la même accélération que toutes les autres particules neutres du gaz ionisé imposée par le vent électrique (fig. 4.22). Les signaux Doppler montrent que la vitesse totale v_t d'une

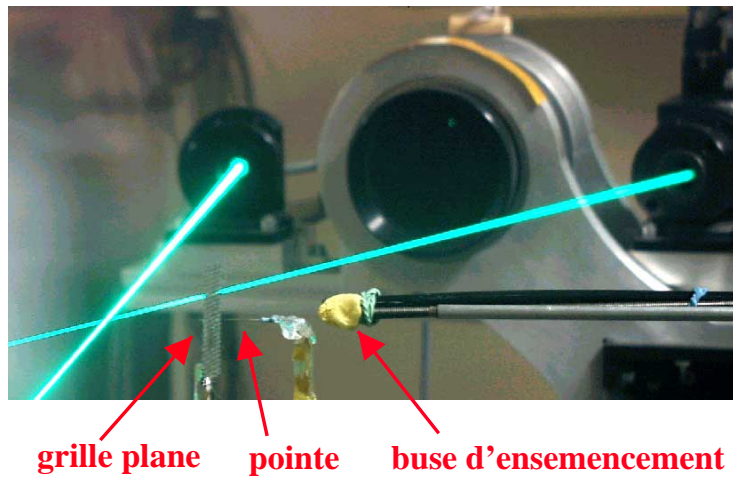


FIG. 4.22 - Photographie du dispositif expérimental ALD.

particule peut s'écrire comme la somme de trois termes :

$$v_t = v_G + v_e(t) + v_D(t), \quad (4.11)$$

où v_G et $v_e(t)$ sont respectivement la composante moyenne et les fluctuations dans le temps de l'écoulement, et $v_D(t)$ la vitesse acoustique. Lorsqu'il est laminaire et relativement stationnaire, l'écoulement se traduit donc par une composante continue dans les signaux Doppler qui peut être estimée lors d'une première mesure (fig.

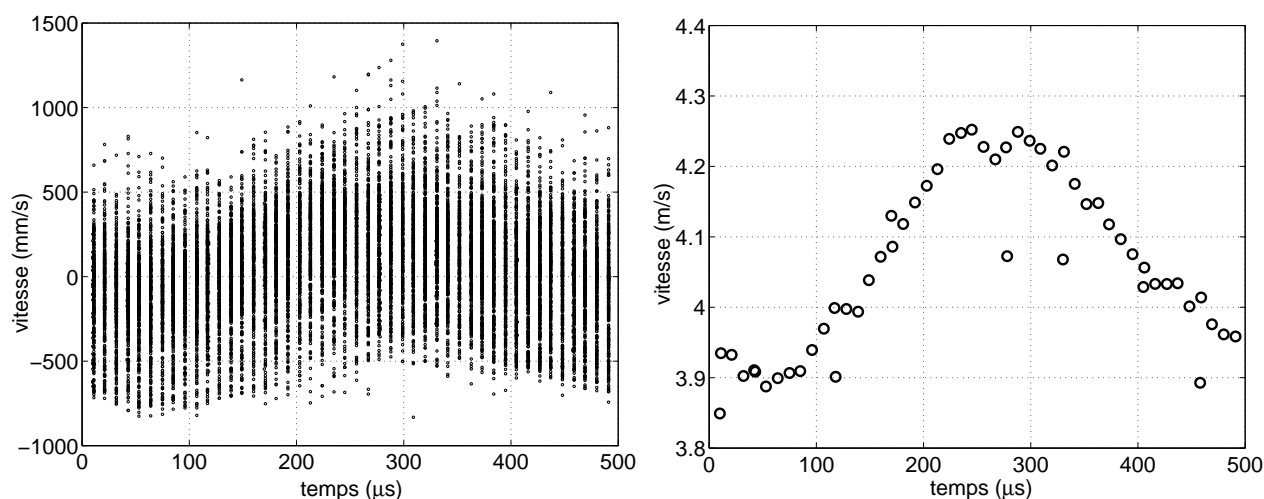


FIG. 4.23 - *Signaux Doppler mesurés ; à gauche : Mesure “brute” à laquelle a été enlevée la valeur moyenne globale $v_G \approx 4\text{m/s}$ liée essentiellement à l’écoulement, qui correspond donc à $v_e(t) + v_D(t)$; à droite : Mesure après moyennage séquentiel soit la vitesse moyenne totale (acoustique avec écoulement).*

4.23). Par un décalage approprié de la fréquence porteuse, il est alors possible d’obtenir des signaux permettant d’extraire la vitesse acoustique.

Enfin, le banc de mesure ALD ne permet pas de mesurer des vitesses acoustiques pour des fréquences élevées. Selon les validations des techniques de post-traitement des signaux, la fréquence maximale, pour laquelle la fiabilité de la mesure de vitesse est assurée, est dans le meilleur des cas de l’ordre de 2kHz. La vitesse minimale mesurable est donnée par le critère suivant :

$$v_{min} \gtrsim \alpha_{min} \iota f, \quad (4.12)$$

où f est la fréquence acoustique, ι est l’interfrange ($\iota = 1,034 \cdot 10^{-6}\text{m}$), et le facteur $\alpha_{min} = 1$ (dans le cas du post-traitement utilisé c’est à dire la Transformée de Fourier à Court Terme), soit $v_{min} \approx 2,1\text{mm/s}$ pour une fréquence de 2kHz.

Afin d’obtenir des niveaux sonores les plus élevés possibles pour effectuer ces mesures, il est nécessaire de positionner le volume sonde près du transducteur. En outre, l’utilisation d’un haut-parleur de configuration géométrique multipointe-plan a été envisagée également dans le soucis d’obtenir des vitesses particulières acoustiques suffisamment importantes. Mis à part les problèmes d’interférences acoustiques qui seraient certainement intervenus, compliquant de façon notoire l’interprétation des résultats, cette dernière solution présente l’inconvénient majeur d’augmenter le vent électrique incluant ses effets tourbillonnaires. Pour pallier les problèmes liés à ce vent, la possibilité d’effectuer les mesures derrière les pointes a été considérée. Cependant, la présence du support des pointes ainsi que la directivité propre aux sources acoustiques représentent des contraintes qui paraissent rédhibitoires pour atteindre des niveaux sonores suffisamment élevés.

Notre choix s’est donc porté sur l’utilisation d’un transducteur monopointe-plan, et la focalisation des faisceaux laser a été effectuée au centre de l’espace interélectrode sur l’axe principal. La vitesse acoustique est proportionnelle à la pression acoustique (chap. 3, éq. 3.20), donc au courant alternatif (chap. 2). Le point de fonctionnement sur la caractéristique courant-tension a donc été choisi en considérant que le courant de modulation doit être le plus élevé possible afin d’obtenir un niveau sonore maximal. La valeur maximale du courant alternatif est conditionnée, d’une part, par la tension de seuil d’ionisation V_s et, d’autre part, par la tension de claquage (chap. 1) pour lesquelles le régime des décharges pourrait engendrer des bruits parasites. Les mesures ont été effectuées pour un courant continu I de 60 microAmpères et un courant alternatif i de $20\mu A_{RMS}$.

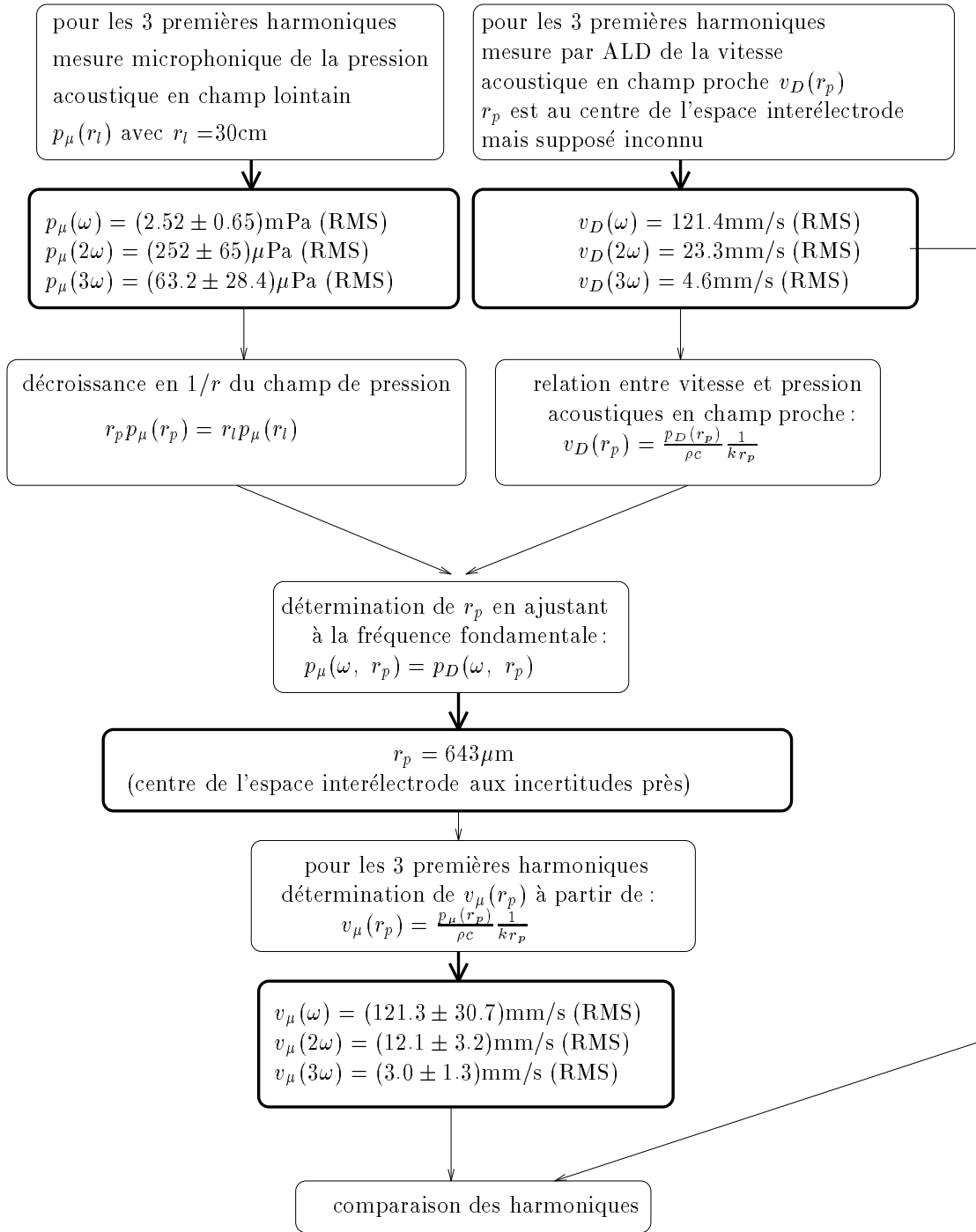


FIG. 4.24 - Protocole pour accéder à la comparaison des phénomènes non-linéaires mesurés par Anémométrie Laser Doppler et par mesure microphonique (fig. 4.20). ($f = 2\text{kHz}$, $I = 60\mu\text{A}$, $i = 20\mu\text{A}_{\text{RMS}}$, $d = 5\text{mm}$, $\rho = 1,2\text{kg/m}^3$, $c = 344\text{m/s}$). La mesure de la vitesse d'écoulement du gaz global donne $v_G = 3,9\text{m/s}$.

Les résultats expérimentaux sont reportés figure 4.24. La comparaison des mesures microphoniques et optiques montre des résultats cohérents pour la composante de la vitesse à la fréquence fondamentale. En ce qui concerne les fréquences harmoniques, les résultats donnés par la technique ALD sont à examiner avec une grande réserve. En effet, notre application réunit toutes les conditions les plus défavorables pour la technique ALD (mesure en champ libre, acoustique avec écoulement, faibles niveaux sonores en basses fréquences). Même si les résultats obtenus pour la mesure de la vitesse acoustique à fréquence fondamentale sont très encoura-

geants, la technique ALD n'est pas suffisamment robuste, à ce jour, pour effectuer la mesure des harmoniques supérieurs. Néanmoins, à défaut d'évaluation précise de l'amplitude de ces harmoniques, les mesures ALD ont confirmé la présence de distorsion acoustique que les paragraphes suivants tentent d'interpréter en reconsidérant la modélisation de la pression acoustique du chapitre 2.

2.4 Non-linéarité des sources acoustiques

La modélisation de la pression acoustique (éq. 2.6 et 2.23) fait intervenir deux termes sources dans l'équation d'HELMHOLTZ qui, après résolution, montre une dépendance linéaire entre la pression acoustique et le courant alternatif. La modulation importante du courant a mis en évidence un comportement non-linéaire de la pression acoustique rayonnée. Les paragraphes suivants présentent le calcul de l'amplitude des premiers harmoniques pour chaque terme source qui tient compte de toutes les grandeurs fluctuantes et permet d'exprimer analytiquement le rapport des amplitudes des premiers harmoniques. Les mesures de la distorsion associée au courant exposées précédemment, généralement bien inférieures à un pourcent, permettent de considérer dans les calculs suivants l'hypothèse importante selon laquelle le courant de modulation est linéaire.

2.4.1 Calcul de la distorsion de la source de force

La force volumique F exercée par les ions négatifs sur les molécules d'air s'exprime en fonction du courant I_i porté par les ions (éq. 2.14) :

$$F = \frac{I_i}{\mu_i S}, \quad (4.13)$$

où S est la section de la colonne de plasma et μ_i la mobilité des ions négatifs. Lors de la modulation du courant continu à la pulsation ω , les fluctuations de la force F sont liées à celles du courant I_i porté par les ions négatifs et celles de la section S de la colonne de plasma. Ces fluctuations sont supposées harmoniques de sorte que :

$$I_i = I_{i0} + i_{i1}e^{j\omega t}, \text{ et } S = S_0 + s_1e^{j\omega t}. \quad (4.14)$$

Ainsi, après calculs, la force F peut s'exprimer sous la forme :

$$F = F_0 + f_1e^{j\omega t} + f_2e^{j2\omega t} + f_3e^{j3\omega t}, \quad (4.15)$$

$$\text{avec } \begin{cases} F_0 = \frac{I_{i0}}{\mu_i S_0}, \\ f_1 = \frac{I_{i0}}{\mu_i S_0} \left(\frac{i_{i1}}{I_{i0}} - \frac{s_1}{S_0} \right) = F_0 \left(\frac{i_{i1}}{I_{i0}} - \frac{s_1}{S_0} \right), \text{ fondamental,} \\ f_2 = -\frac{I_{i0}}{\mu_i S_0} \left(\frac{s_1}{S_0} \right) \left(\frac{i_{i1}}{I_{i0}} - \frac{s_1}{S_0} \right) = -f_1 \left(\frac{s_1}{S_0} \right), \text{ harmonique 2,} \\ f_3 = \frac{I_{i0}}{\mu_i S_0} \left(\frac{s_1}{S_0} \right)^2 \left(\frac{i_{i1}}{I_{i0}} - \frac{s_1}{S_0} \right) = f_1 \left(\frac{s_1}{S_0} \right)^2, \text{ harmonique 3.} \end{cases} \quad (4.16)$$

La pression acoustique p_f générée par la source de force étant proportionnelle à la fluctuation de la force F , les rapports des amplitudes des pressions acoustiques sont égaux aux rapports des forces :

$$\frac{p_f(2\omega)}{p_f(\omega)} = \frac{f_2}{f_1} = -\left(\frac{s_1}{S_0} \right), \quad (4.17)$$

$$\frac{p_f(3\omega)}{p_f(2\omega)} = \frac{f_3}{f_2} = -\left(\frac{s_1}{S_0} \right). \quad (4.18)$$

Les rapports des amplitudes des harmoniques de la pression créée par la source de force ne dépendent donc que de la variation de la section du volume cylindrique de la source. La mesure de diagramme de directivité pour les premiers harmoniques peuvent permettre l'évaluation de ces rapports (§2.4.3).

2.4.2 Calcul de la distorsion de la source de chaleur

La puissance thermique moyenne par unité de volume, notée H , mise en jeu dans les transferts de chaleur des électrons vers les particules neutres s'exprime (éq. 2.1)

$$H = \Lambda_{th} \vec{J} \cdot \vec{E}, \text{ avec } \vec{J} = N_e q_e \mu_e \vec{E}, \quad (4.19)$$

où Λ_{th} est la fraction d'énergie apportée à la zone d'ionisation transformée en énergie thermique et transférée aux molécules d'air, N_e est le nombre d'électrons par unité de volume, q_e est la charge d'un électron, μ_e est la mobilité électronique, \vec{J} est la densité de courant total et \vec{E} est le champ électrique local. Ce qui conduit à l'écriture de cette puissance H sous la forme suivante :

$$H = \psi J^2, \quad (4.20)$$

$$\text{avec } \psi = \left(\frac{\Lambda_{th}}{q_e \mu_e N_e} \right). \quad (4.21)$$

La modulation importante du courant continu à la pulsation ω fait varier la grandeur ψ , et la densité de courant J , qui s'écrivent alors :

$$\psi = \psi_0 + \psi_1 e^{j\omega t}, \quad (4.22)$$

$$\text{et } J = J_0 + j_1 e^{j\omega t}. \quad (4.23)$$

En reportant les équations 4.22 et 4.23 dans l'expression 4.20, les calculs conduisent à écrire :

$$H = H_0 + h_1 e^{j\omega t} + h_2 e^{j2\omega t} + h_3 e^{j3\omega t}, \quad (4.24)$$

$$\text{avec } \begin{cases} H_0 = \psi_0 J_0^2, \\ h_1 = \psi_0 J_0^2 \left(\frac{2j_1}{J_0} + \frac{\psi_1}{\psi_0} \right), \text{ fondamental,} \\ h_2 = \psi_0 J_0^2 \frac{j_1}{J_0} \left(\frac{j_1}{J_0} + \frac{2\psi_1}{\psi_0} \right), \text{ harmonique 2,} \\ h_3 = \psi_1 j_1^2, \text{ harmonique 3.} \end{cases} \quad (4.25)$$

Dans la suite, pour simplifier les calculs, les fluctuations de la grandeur ψ , relatives aux variations de Λ_{th} et de la densité volumique d'électrons N_e , sont négligées en première approximation. Par conséquent, en considérant $\frac{\psi_1}{\psi_0} \ll \frac{j_1}{J_0}$, les expressions des contributions de la puissance thermique (éq. 4.25) se réduisent à :

$$\begin{cases} H_0 \approx \psi_0 J_0^2, \\ h_1 \approx 2\psi_0 J_0 j_1, \\ h_2 \approx \psi_0 j_1^2, \\ h_3 \approx 0. \end{cases} \quad (4.26)$$

La pression acoustique p_h générée par la source de chaleur étant proportionnelle à la variation de la puissance thermique (éq. 2.7), les rapports des amplitudes des pressions acoustiques sont égaux à ceux des puissances thermiques, soient :

$$\frac{p_h(2\omega)}{p_h(\omega)} = \frac{h_2}{h_1} = \frac{j_1}{2J_0} = \frac{1}{2} \left(\frac{i}{I} \right). \quad (4.27)$$

Ainsi, pour la source de chaleur, le rapport de l'amplitude de l'harmonique 2 à celle du fondamental est égal à la moitié du taux de modulation en courant (i/I).

2.4.3 Interprétation de la distorsion acoustique

La figure 4.25 montre un exemple de mesure des diagrammes de directivité pour la fréquence fondamentale et l'harmonique 2, à la fréquence d'excitation de $f = 5\text{kHz}$. L'ajustement de l'amplitude $|A|$ du monopôle et $|B|$ du dipôle, conformément à la relation (chap. 2) :

$$|p| = \frac{|i(\omega)|}{r} (|A| + |B| \cos(\theta)) = f(\cos(\theta)), \quad (4.28)$$

permet de déterminer respectivement le comportement non-linéaire de la source de chaleur et de la source de force. Tandis que pour le fondamental l'aspect classique d'une supercardioïde ($|B| > |A|$) est observé, l'allure générale des diagrammes de directivité pour l'harmonique 2 est plutôt celle d'une cardioïde, c'est à dire que l'amplitude du monopôle est de l'ordre de celle du dipôle. Cette première observation montre que la distorsion acoustique est essentiellement due à la source de chaleur. Dans les exemples considérés, il est possible de déterminer les contributions aux phénomènes non-linéaires pour chacune des deux sources. En ce qui concerne la source de force, le rapport de l'harmonique 2 au fondamental est au moins deux fois moins important que celui concernant la source de chaleur : ceci confirme que la source de chaleur entraîne plus de non-linéarités que la source de force.

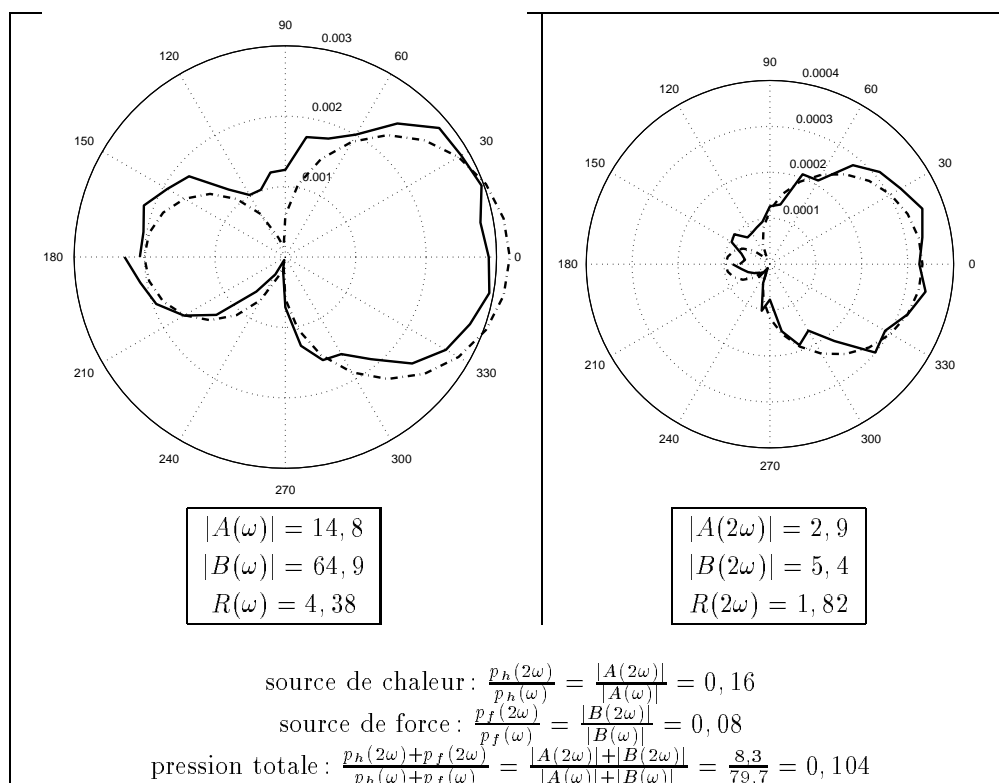


FIG. 4.25 - Diagrammes de directivité pour une fréquence d'excitation $f = 5\text{kHz}$. **traits continus** : mesure, **traits pointillés** : modèle $|A| + |B| \cos\theta$. **à gauche** : fondamental ($p(\omega)$), **à droite** : harmonique 2 ($p(2\omega)$). ($r = 50\text{cm}$, $I = 60\mu\text{A}$, $i = 20\mu\text{A}_{RMS}$, $d = 5\text{mm}$).

La figure 4.25 montre que, pour la source de chaleur, l'ajustement conduit à écrire :

$$\frac{p_h(2\omega)}{p_h(\omega)} = \frac{|A(2\omega)|}{|A(\omega)|} = 0,16. \quad (4.29)$$

Le courant continu I étant de 60 microampères, et le courant alternatif i de $20\mu\text{A}_{RMS}$, le taux de modulation est de 33,3%. La valeur numérique de l'équation 4.29 est bien sensiblement égale à la moitié de ce taux de modulation, conformément à l'équation 4.27.

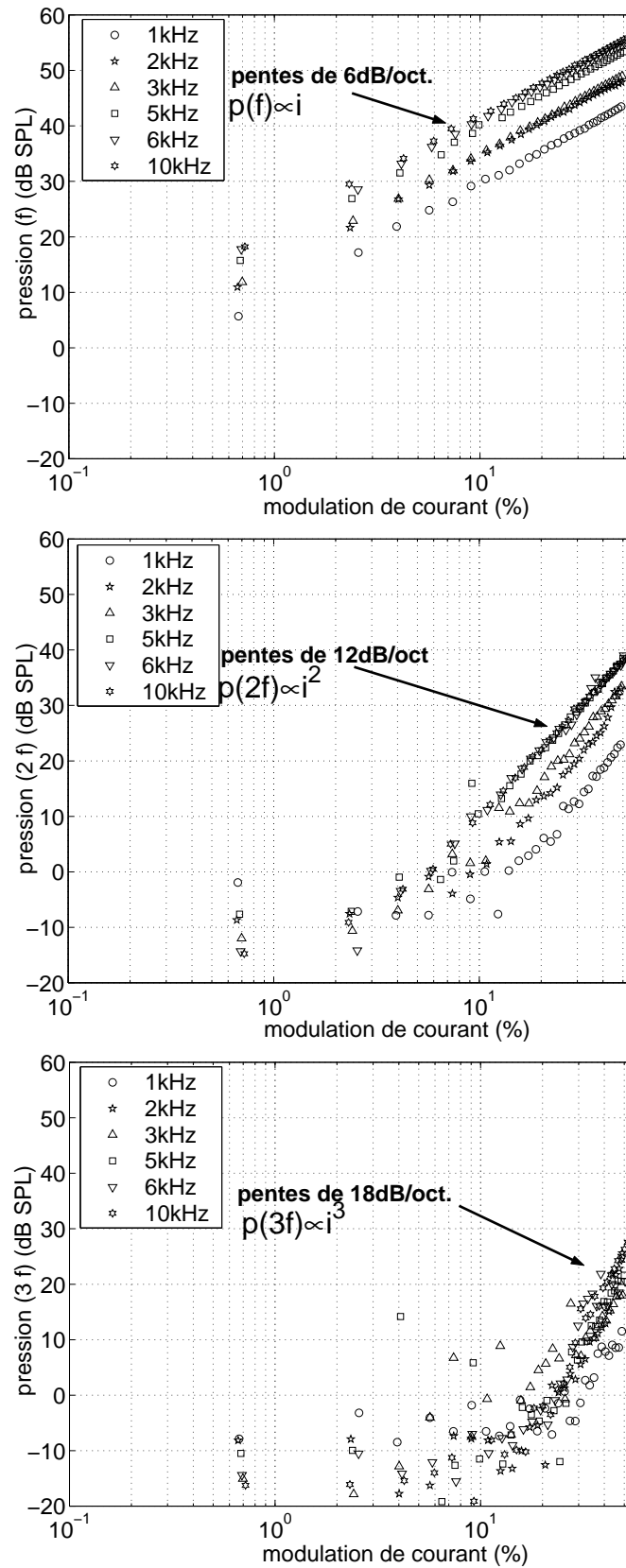


FIG. 4.26 - Mesures de la pression en fonction du taux de modulation de courant i/I pour différentes fréquences d'excitation f . de haut en bas : fondamental ($p(\omega)$), harmonique 2 ($p(2\omega)$), et harmonique 3 ($p(3\omega)$). ($I = 60\mu A$, $d = 5mm$, $r = 30cm$).

Concernant la source de force, la figure 4.25 montre que le rapport de l'amplitude de l'harmonique 2 à celle du fondamental est de l'ordre d'un dixième. D'après les équations 4.17 et 4.18, ce résultat représente une estimation des variations de la section du volume cylindrique de la source de force.

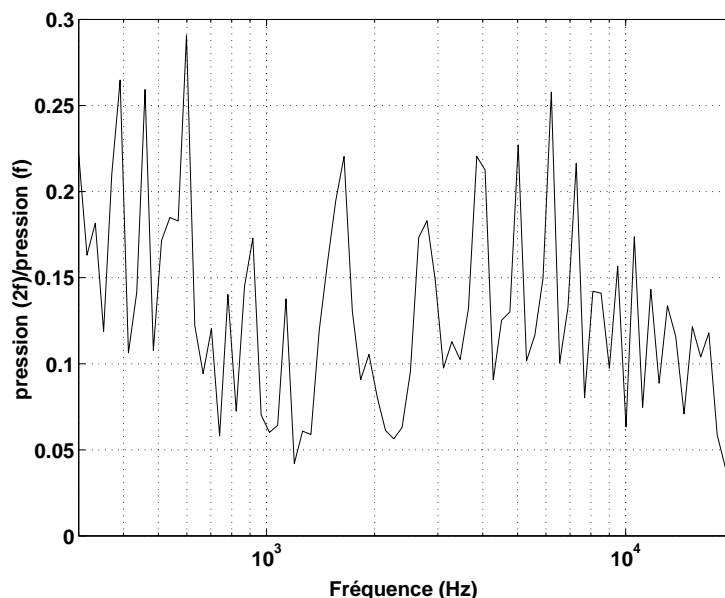


FIG. 4.27 - À partir de la figure 4.20, le calcul du rapport de l'amplitude de l'harmonique 2 de la pression à celle du fondamental présente des fluctuations avec la fréquence en raison des faibles niveaux sonores et des perturbations électromagnétiques résiduelles. Cependant sa valeur moyenne égale à 0,13 est très proche du taux de distorsion harmonique mesuré dans les mêmes conditions (de l'ordre de 10 à 11%) ($I = 60\mu A$, $i = 20\mu A_{RMS}$, $d = 5mm$, $r = 30cm$.)

Notons que ce même rapport, pour la pression totale, est en accord avec le taux de distorsion harmonique total THD_{μ} de l'ordre de 10 à 11% mesuré pour les mêmes conditions expérimentales (fig. 4.16, 4.17, et 4.18).

Enfin, la figure 4.26 représente les mesures de l'amplitude du fondamental, des harmoniques 2 et 3 de la pression en fonction du taux de modulation pour différentes fréquences. Il apparaît clairement que le fondamental, les harmoniques 2 et 3 sont respectivement proportionnels au courant alternatif, au carré et au cube de ce même courant. Les résultats numériques obtenus et présentés dans ce paragraphe ne constituent qu'une évaluation approximative des effets non-linéaires qui apparaissent dans la pression acoustique. En effet, d'après les mesures de la figure 4.20, la figure 4.27 montre que le rapport de l'amplitude de l'harmonique 2 de la pression à celle du fondamental présente des fluctuations importantes en fonction de la fréquence d'excitation qui sont en partie liées aux perturbations électromagnétiques résiduelles. Ces premiers résultats apportent néanmoins une interprétation qui met en cause principalement la source de chaleur dans l'existence des phénomènes non-linéaires. L'évolution de la distorsion harmonique selon les paramètres électriques et géométriques du monopointe-plan semble également être étroitement liée à l'importance de la source de chaleur par rapport à la source de force. Par exemple, lorsque la fréquence augmente, le rapport $\frac{|B|}{|A|}$ de l'amplitude du dipôle à celle du monopôle diminue (tab. 3.3), la source de chaleur est donc favorisée ce qui explique l'augmentation du THD du signal microphonique. De même, lorsque le courant continu augmente, le champ électrique au sein de l'espace interélectrode augmente et les processus d'ionisation sont de plus en plus importants par rapport aux processus d'attachement (fig. A.2) ; la source de chaleur est favorisée (§2.4.2), par conséquent la distorsion acoustique augmente. Enfin, lorsque la distance interélectrode diminue, la source de chaleur est également privilégiée par rapport à la source de force (§2.4.3), ce qui entraîne une distorsion acoustique de plus en plus forte.

3 Conclusion

Ce chapitre a présenté l'étude du transducteur monopointe-plan soumis à un fort taux de modulation. Un dispositif expérimental nouveau a été développé à cette fin. Après élimination d'une succession de problèmes, cette instrumentation permet le fonctionnement de transducteurs ioniques à modulation de courant importante et les mesures électriques et acoustiques des phénomènes non-linéaires.

La distorsion acoustique s'avère être considérable pour ce type de fonctionnement électrique. L'analyse des premiers résultats obtenus, corroborés par l'examen des termes sources de l'équation de propagation acoustique, révèle que **la source de chaleur est principalement responsable des effets non-linéaires observés.**

Il semblerait alors que pour éviter les effets non-linéaires dans la pression acoustique rayonnée par une décharge couronne, une optimisation des caractéristiques électriques et géométriques destinée à isoler un seul type de source (chaleur ou force) soit indispensable dans le choix du type de modulation à employer. Une pré-distorsion du courant de modulation peut également être envisagée afin de minimiser le comportement non-linéaire du transducteur.

Enfin, malgré les difficultés rencontrées, l'Anémométrie Laser Doppler est très prometteuse pour la caractérisation des haut-parleurs ioniques, car elle présente l'avantage de ne perturber que faiblement les décharges couronnes et de ne pas être sensible, comme les microphones électrostatiques, au rayonnement électromagnétique du système. L'amélioration du banc de mesure ALD au Laboratoire d'Acoustique devrait donc permettre de prolonger cette étude. Pour cela, il sera indispensable d'optimiser les techniques de traitement des signaux Doppler pour l'extraction de la vitesse acoustique et de ses composantes harmoniques en présence d'écoulement.

Chapitre 5

Augmentation du volume émissif

Dans le but d'augmenter les niveaux sonores générés par le transducteur, l'augmentation du volume émissif des décharges couronnes doit être envisagée. Pour cela, ce chapitre propose une étude de nouvelles configurations géométriques d'électrodes.

Pour obtenir le plus grand volume émissif, deux techniques peuvent être utilisées. La première consiste à conserver une structure discrète, ce qui revient simplement à multiplier le nombre de pointes. Cette solution, pour laquelle plusieurs sources sont mises côte à côte, pose un problème d'interactions électriques entre les décharges issues de chaque pointe et fait l'objet de l'étude présentée dans la première partie de ce chapitre. Afin de rechercher une configuration géométrique optimale du système multipointe, c'est à dire présentant à la fois un faible encombrement et un volume émissif important, l'objectif est de comprendre les phénomènes qui régissent les interactions électriques et de déterminer leur évolution en fonction des différents paramètres électriques et géométriques du transducteur multipointe-plan.

La seconde méthode permettant d'accroître le volume d'émission est de considérer une distribution continue des décharges au moyen, par exemple, d'une configuration d'électrodes fil-plan. Un premier modèle acoustique a été développé en conservant toutes les hypothèses du chapitre 2 pour la modélisation acoustique d'un transducteur monopointe-plan, notamment celle concernant la séparation des phénomènes thermiques et collisionnels associés à deux zones distinctes de l'espace interélectrode, mais également en supposant que les sources possèdent une forme simplifiée. Les essais montrent cependant que l'obtention de décharges uniformément réparties présente de nombreuses difficultés.

1 Étude des interactions électriques pour une configuration géométrique multipointe-plan.

1.1 Introduction

La multiplication des pointes permet de diminuer l'impédance électrique statique ($Z_s = I/V$) de l'espace interélectrode. Comparé à la configuration monopointe-plan, le système multipointe-plan permet donc d'obtenir des courants continus plus importants. Cependant les mesures de V. MONTEBAULT [69] ont vérifié que l'impédance d'un système à n pointes ne correspondait pas toujours à l'association en parallèle de n impédances du haut-parleur monopointe. Ce phénomène traduit l'existence d'interférences électriques entre pointes. À notre connaissance, aucun modèle décrivant précisément les phénomènes qui entrent en jeu n'a été publié. Pour appréhender les différents aspects qui interviennent dans ce problème, la première partie de ce chapitre dresse un rapide inventaire des connaissances actuelles résultant principalement des recherches menées dans le domaine de la physique des décharges appliquées à la pulvérisation cathodique (dépôt de couches minces). Puis, afin

d'apporter des éléments de réponse à ce problème complexe, une seconde partie propose une étude analytique simplifiée du champ électrique dans une telle structure.

1.2 Bibliographie

Quelle que soit la configuration géométrique des électrodes, les décharges couronnes sont caractérisées par une distribution de courant non-uniforme dans l'espace interélectrode liée à la distribution non-uniforme des charges d'espace créées. La connaissance de la distribution de la densité de courant, en particulier sur l'électrode plane d'une décharge couronne, est importante pour une large variété d'applications telles que la xérogaphie, la précipitation électrostatique ou les systèmes de dépollution par élimination de charges statiques. Généralement, l'optimisation de la configuration électrique et géométrique est recherchée afin de tendre vers un courant de décharge couronne sur ce plan qui soit le plus uniforme possible. Ces études présentent un enjeu industriel important mais, compte-tenu de la complexité des phénomènes mis en jeu, la plupart des approches de ce problème ont été basées sur des considérations empiriques. Concernant l'application qui nous intéresse c'est à dire les haut-parleurs ioniques de configuration multipointe-plan, la distribution de la densité de courant sur l'électrode plane est également importante car elle est étroitement liée, d'une part, au comportement électrique de l'espace interélectrode avec la présence d'interactions entre les nuages de charges d'espace, et d'autre part, à la géométrie des sources acoustiques. Les paragraphes suivants reposent sur une étude bibliographique non-exhaustive mais permettent néanmoins de caractériser en particulier l'évolution de la distribution de densité de courant sur le plan en fonction des paramètres électriques (polarité des pointes, haute-tension appliquée) et géométriques (distance interélectrode, distance de séparation des pointes, rayon de courbure des pointes) pour des systèmes monopointe-plan et multipointe-plan. Ainsi, l'objectif de cette première partie de chapitre est de fournir des axes de recherche en déterminant l'influence des principaux paramètres électriques et géométriques du dispositif dans la réduction des interactions électriques.

1.2.1 Distribution de la densité de courant sur le plan dans le cas d'une seule pointe

Pratiquement tout le transport de charges à travers une décharge couronne concerne des particules chargées de même polarité que la pointe. Ainsi, dans les décharges couronnes négatives, les ions négatifs sont prédominants dans les échanges de quantité de mouvement, d'énergie, et de charge. A pression atmosphérique, la diffusion est négligeable et, dans les décharges couronnes, les trajectoires des ions sont supposées coïncider avec les lignes de champ électrique. Cependant, la distribution du champ électrique dépend fortement des charges d'espace qui tendent à rendre la distribution de la densité de courant indépendante des détails de forme de la pointe et de la zone d'ionisation. En effet, la distribution de courant est relativement insensible au rayon de courbure de la pointe [89]. La figure 5.1 représente la distribution de la densité de courant sur l'électrode plane d'une configuration pointe-plan; elle est approximativement identique pour tous les systèmes à décharges couronnes et suit la loi empirique de **WARBURG** [52]:

$$J(\theta) = J(0) \cos^m \theta, \quad \theta < \theta_c \quad (5.1)$$

où θ est l'angle entre l'axe de la pointe et le point de collecte sur le plan (fig. 5.1), θ_c est l'angle critique pour lequel la densité de courant tombe brutalement à zéro, et $J(0)$ correspond à la densité de courant dans l'axe de la pointe qui peut s'écrire [53]:

$$J(0) = \frac{A}{d^n} V(V - V_s), \quad (5.2)$$

où A , n , et m sont des constantes, V est la tension continue, V_s est la tension de seuil, d est la distance interélectrode. Les constantes de l'expression 5.2 sont telles que $n = 3, 17$, et respectivement $m = 4, 65$ ou $m = 4, 82$ pour les décharges couronnes négatives, ou positives. La formule de **WARBURG** a été validée pour une très large gamme de distances interélectrodes (de quelques mm à plusieurs mètres) et de haute-tensions. Cette loi est empirique mais a récemment fait l'objet de justifications théoriques de l'utilisation des puissances

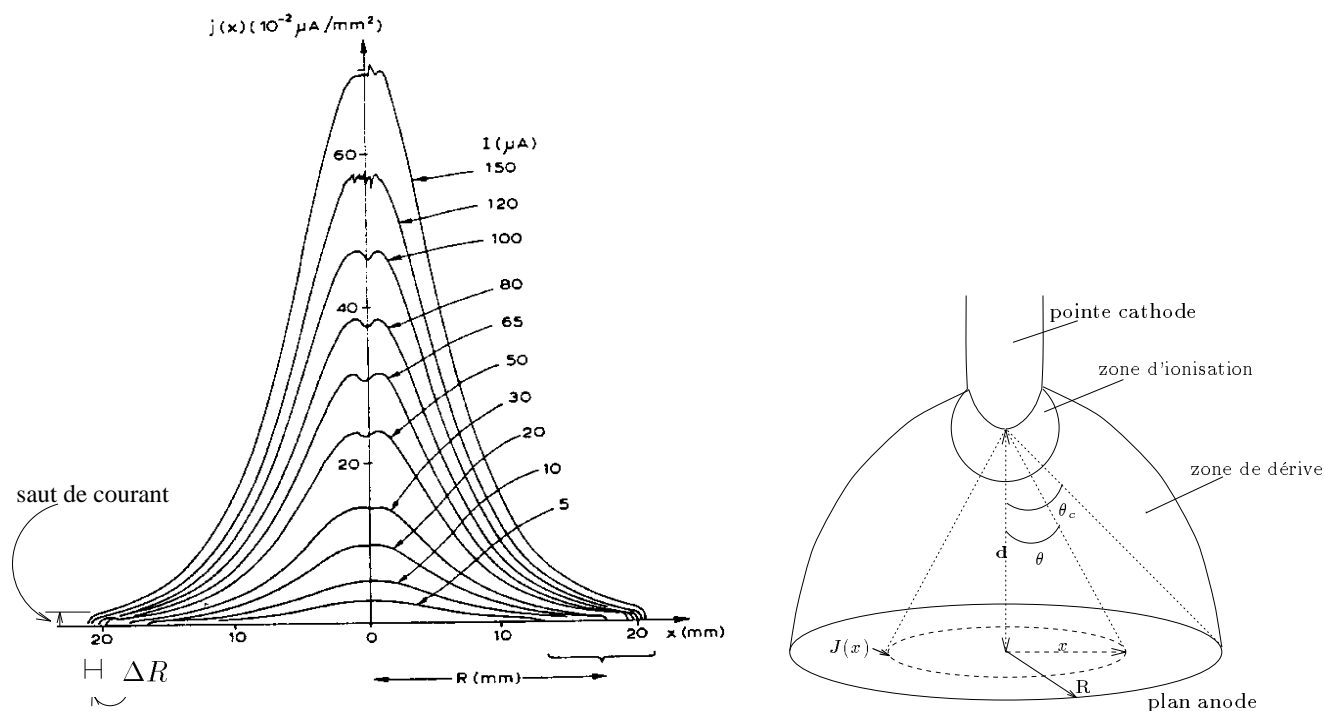


FIG. 5.1 - Distribution de la densité de courant $J(x)$ mesurée sur le plan anode, en fonction de la distance radiale x par rapport à l'axe central du système pointe-plan de distance interélectrode $d=10\text{mm}$. Décharges négatives dans l'air ambiant pour différents courants continus I . Courbe empruntée à J.E. Jones [50]

de cosinus [80, 49, 50, 53, 51, 52]. A cet égard, d'autres relations ont été formulées par SIGMOND [80] qui écrit la densité de courant sous la forme :

$$J = J(0)(1 + 2 \tan^2 \theta)^{-3/2} = J(0) \frac{\cos^3 \theta}{(1 + 2 \sin^2 \theta)^{-3/2}}, \tag{5.3}$$

et par JONES [50, 52] qui l'exprime :

$$J = J(0) \frac{\cos^4 \theta}{1 + \frac{1}{2} \sin^2 \theta}. \tag{5.4}$$

Cette dernière relation (éq. 5.4) ainsi que la formulation de SIGMOND (éq. 5.3) sont tout aussi valables que la loi de WARBURG (éq. 5.1).

Comme cela a été mentionné précédemment, la distribution de la densité de courant sur l'électrode plane est caractérisée par une chute brutale du courant lorsque l'angle θ atteint une valeur critique θ_c , qui décrit une zone, dite de "coupure", circulaire de rayon $x = R$. Le profil de la densité de courant dans la région non-tronquée ($\theta < \theta_c$) suit la loi de WARBURG (fig. 5.1).

L'angle critique θ_c est toujours de l'ordre de 60° à 65° . Il diminue faiblement lorsque la tension diminue ou lorsque le diamètre d'une pointe à extrémité sphérique augmente [66]. En effet, d'après de nombreux auteurs [66, 89], ce phénomène de rupture de la densité de courant est lié à l'amplitude du champ électrique près de la pointe. Quand la tension diminue, il existe des points de la surface de la pointe où le champ électrique n'est pas suffisamment élevé pour maintenir l'ionisation. Seules les lignes de flux telles que $\theta < \theta_c$ portent alors le courant. Cela apparaît comme une rupture de courant sur le plan.

La distribution de la densité de courant sur le plan normalisée par rapport à sa valeur axiale ($J/J(0)$) est relativement insensible au courant continu contrairement à la zone de coupure. En effet, plus le courant

continu est faible, plus l'interruption de la densité de courant sur le plan est brutale et plus sa position radiale ($R = d \tan \theta_c$) est proche de l'axe central (fig. 5.1). En revanche, à courant fixé, le saut de courant à $x = R$ est indépendant de la haute tension appliquée [24]. WALSH [89] a observé que la position radiale R de la zone de coupure augmentait avec la longueur de la pointe. La coupure serait due à la présence de charges sur le support qui repoussent les lignes de champ éloignées de la zone d'ionisation. Ces dernières se terminent alors sur la partie supérieure de la pointe ou sur la structure même du support (fig 5.2).

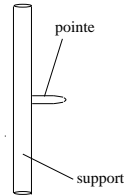


FIG. 5.2 - Représentation schématique de l'anode pointe utilisée par WALSH [89] avec son support (le potentiel du support est le même que celui de la pointe).

La variation du rayon R de la coupure de la densité de courant sur le plan avec la distance interélectrode d semble linéaire, ce qui confirme l'hypothèse selon laquelle l'angle de coupure θ_c du cône de courant ne varie pas trop avec d . En outre, les mesures du rayon R amènent DAVIES & coll. [24, 23] à la conclusion suivante : un modèle simple qui considère dans la zone de dérive un nuage de charges comportant deux espèces ioniques distinctes de mobilités différentes permettrait d'expliquer la variation de $\frac{\Delta R}{d}$ avec le courant I et non avec la distance interélectrode d .

1.2.2 Traces de corrosion sur l'anode plan

Il a été porté attention aux traces d'oxydation formées sur l'électrode plane située face à la pointe. En effet, ces traces constituent une image des décharges couronnes qui est utile à la compréhension des phénomènes mis en jeu et permet une confrontation avec les modélisations électriques, pour ce chapitre, et hydrodynamiques, pour le chapitre 6.

La trace résultant de l'oxydation du plan par une seule pointe laisse apparaître deux couronnes concentriques très marquées.¹ Une étude effectuée par GOLDMAN et SIGMOND [39, 38, 93] montre qu'une trace de corrosion peut se décomposer en deux régions : la première région est une couronne centrale d'environ 2mm de diamètre, d'apparence très brillante, pour laquelle le taux d'impact (par unité de densité de courant) est très élevé et dépend de la distance interélectrode et du courant continu, la deuxième région est une couronne qui entoure la première, pour laquelle le taux d'impact est plus faible et indépendant de la distance interélectrode. Les réactions chimiques à la surface de l'anode s'effectuent d'autant mieux que la densité de courant est importante. Les deux zones distinctes qui peuvent être clairement visualisées sur les traces d'oxydation seraient liées à l'existence d'une valeur critique de la densité de courant en dessous de laquelle la corrosion est uniforme et ne creuse pas le métal.

À l'aide d'un microscope électronique disponible à l'Université du Maine, une analyse sommaire de la composition chimique des traces de corrosion sur une anode plane en cuivre exposée à des décharges issues d'une pointe en inox a révélée la présence unique d'oxydes de cuivre. Le cuivre s'oxyde naturellement, mais le plasma accélère les processus d'oxydation. Par ailleurs, aucun atome relatif au matériau de la pointe n'a été détecté sur le plan. Il est donc possible de conclure que seuls les électrons et les ions négatifs de l'air altèrent la surface de l'anode.

1. Les photographies des traces d'oxydation (fig. 5.3) qui ont été réalisées montrent une couronne supplémentaire, de 5mm de diamètre environ, où l'oxydation est importante et que nous supposons être le résultat de l'influence de l'écoulement du vent électrique (§3.2)

Enfin, la trace de corrosion met en évidence, dans le plan de l'anode, les interactions entre les espaces interélectrodes d'un multipointe (fig. 5.3). La présence d'une zone très distincte de non-oxydation entre deux

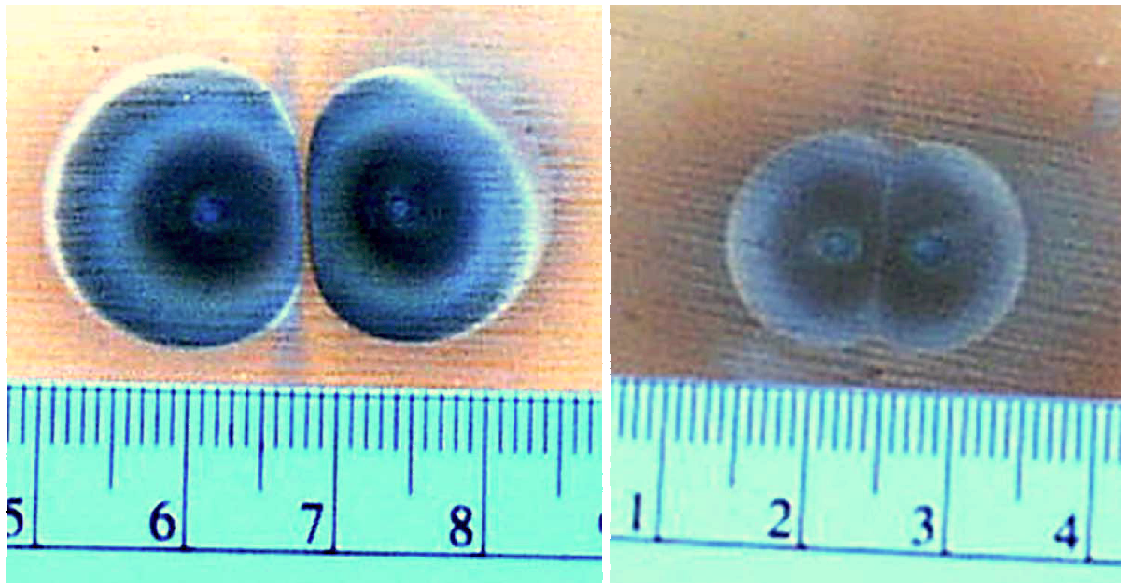


FIG. 5.3 - Photographies de la trace d'oxydation sur une électrode plane en cuivre pour des décharges couronnes issues de deux pointes séparées d'une distance $s = 13\text{mm}$ (à gauche) et $s = 5\text{mm}$ (à droite). La distance interélectrode est $d = 5\text{mm}$.

traces, ainsi que la déformation de chaque trace due à la présence de la pointe voisine ont été observées. L'observation des traces de corrosion semble donc être une source riche d'informations pour l'optimisation d'une structure multipointe.

1.2.3 Configuration multipointe–plan

Les systèmes multipointes–plan sont utilisés pour de nombreuses applications techniques des décharges électriques dans les gaz telles que le dépôt de couches minces par pulvérisation cathodique comme l'impression électrostatique, les systèmes de dépollution de l'air, les générateurs d'ozone, etc. Cependant, la plupart des études réalisées concerne uniquement les caractéristiques des décharges couronnes pour une simple configuration géométrique pointe–plan. Seuls quelques articles abordent les décharges électriques dans les gaz à pression atmosphérique pour des configurations plus complexes. Les pionniers dans le sujet sont LAMA & GALLO [59] qui établirent le fait que la fréquence des impulsions de TRICHEL des décharges, pour une configuration de deux pointes face à un plan, décroît lorsque les pointes se rapprochent l'une de l'autre. BOULLAUD & coll. [16], qui travaillèrent également sur des bipointes–plan, ont déterminé le courant de chaque pointe et la fréquence des impulsions comme une fonction de la distance entre les pointes. Ils ont aussi déterminé la distribution de courant sur le plan pour cette configuration d'électrodes. ABDEL SALAM & coll. [1] ont étudié les décharges couronnes positives issues de deux pointes adjacentes en déterminant le courant, la tension de seuil, la tension et le taux de répétition des impulsions. THANH [86] a déterminé la caractéristique courant–tension des électrodes multipointes avec des pointes disposées linéairement et circulairement. YAMAMOTO & coll. [92] ont déterminé théoriquement la distribution des charges d'espace dans une décharge couronne pour une configuration d'électrodes multipointe, avec une infinité de pointes.

La distribution du courant continu sur le plan de masse face à une électrode de décharge du type plan barbelé (multipointe) (fig 5.4.b.) a été étudiée par MC KINNEY et DAVIDSON [65, 22]. La présence de deux pointes voisines n'influence pas le maximum $J(0)$ de la densité de courant sur le plan anode mais limite la distance radiale r sur laquelle les densités suivent une distribution de WARBURG. La distance interélectrode

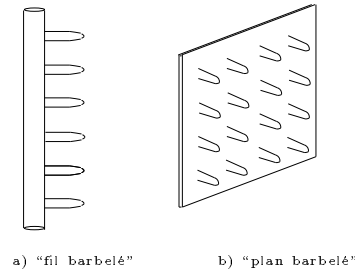


FIG. 5.4 - Représentation schématique de différentes configurations géométriques de supports d'anodes multipointes (le potentiel du support est égal à celui des pointes).

et la haute-tension appliquée gouvernent le maximum de la densité de courant conformément à la loi dite "de saturation du courant" de SIGMOND [80, 78]:

$$J = \frac{\epsilon_0 \mu V^2}{S^3}, \text{ soit } J(0) = \frac{\epsilon_0 \mu V^2}{d^3}, \quad (5.5)$$

avec V , la haute-tension appliquée aux bornes des électrodes, et S , la longueur des lignes de champ ($\xi = \text{constante}$ sur la figure 5.6), pour des charges d'espace de mobilité μ dans un gaz de permittivité ϵ_0 .

En revanche, la longueur des pointes, leur distance de séparation, ainsi que leur disposition géométrique influencent la surface d'absence de charges c'est à dire la région où le courant est tronqué. MC KINNEY & coll. [65] ont travaillé sur les interactions entre les décharges issues de systèmes à deux pointes négatives, mais également entre des décharges issues de systèmes de sept et neuf pointes négatives respectivement arrangées en hexagone et en carré. Ils ont utilisé la trace d'oxydation observée sur le plan après une exposition aux décharges de quelques minutes comme une image de la densité de courant sur le plan anode, et en ont déduit que les volumes des nuages de charges d'espace générées par deux pointes adjacentes ne se recouvraient pas (fig. 5.3). MC KINNEY & coll. interprétèrent la zone de rupture de la trace d'oxydation comme une compression des lignes de champ électrique (due à la présence dans leur dispositif du plan supportant les pointes (fig. 5.4.b.)) par rapport à celles qui existeraient pour une pointe isolée. Enfin, ils recommandèrent une disposition hexagonale des pointes car le courant issu de chaque pointe est légèrement plus élevé que dans le cas d'une disposition carrée.

Dans la configuration d'électrodes multipointe-plan, les charges d'espace produites par chaque pointe interagissent et influencent donc les processus d'ionisation dans les pointes adjacentes. Cette influence se traduit notamment par la diminution du courant porté par une pointe lorsque diminue la distance qui la sépare des pointes voisines.

Le courant total ainsi que le courant provenant d'une des pointes ont été mesurés par JAWOREK & KRUPA [47]. Les caractéristiques courant-tension des décharges couronnes en géométrie multipointe-plan dans l'air, à pression et humidité ambiante, pour des polarités positives et négatives d'un plan barbelé (fig. 5.4.b.), ont été mesurées en fonction de la distance interélectrode d ($8\text{mm} \leq d \leq 15\text{mm}$) et de la distance s entre chaque pointe ($5\text{mm} \leq s \leq 20\text{mm}$) [47, 16]. Ces études ont montré que :

- Pour les deux polarités, **la tension de seuil V_s** augmente lorsque la distance s de séparation des pointes diminue: la charge d'espace adjacente a tendance à freiner les processus d'ionisation au niveau de chaque pointe. La tension de seuil V_s est indépendante de la distance s de séparation des pointes, quand $s \geq 15\text{mm}$ en polarité positive, et quand $s \geq 20\text{mm}$ en polarité négative.
- **Le courant de décharge couronne du multipointe** augmente lorsque la distance s de séparation des pointes augmente. Pour une polarité négative, le courant émis par l'ensemble des pointes dépend plus fortement de la distance s entre les pointes que pour une polarité positive.

- Pour les deux polarités, à tension fixée, le **courant émis par la pointe centrale** diminue avec la distance s de séparation des pointes. Dans les décharges couronnes positives, contrairement aux décharges négatives, le courant de décharge de la pointe centrale d'une électrode multipointe ne dépend que très faiblement de la distance s et tend vers la valeur moyenne du courant émis par chaque pointe seulement pour de très grandes valeurs de s . Le courant de décharge de la pointe centrale est indépendant de s et tend vers celui généré par une géométrie pointe-plan lorsque $s > 15 \text{ mm}$ pour une polarité positive et lorsque $s \geq 20 \text{ mm}$ pour une polarité négative.

Comme cela est présenté dans le paragraphe 1.2.1, une des particularités des décharges couronnes est que l’empreinte de leur densité de courant est tronquée par des champs de courant adjacents et par la géométrie des électrodes. L’effet des décharges adjacentes et de la structure des électrodes sur lesquelles se forme la décharge, est également de tronquer la distribution de la densité de courant.

La mesure des densités de courant sur la cathode plane pour une décharge couronne positive de configuration bipointe-plan [16] a montré que la distance de séparation des maxima de ces densités devenait beaucoup plus importante que la distance de séparation des pointes lorsque l’on s’écarte du plan des pointes. Entre ces deux maxima, un minimum très important, caractéristique d’une forte répulsion entre les charges d’espace, a également été observé. Les décharges se comportent schématiquement comme deux cônes de courant superposés, émanant des pointes, et soumis à une répulsion électrostatique mutuelle. Les enveloppes des décharges sont distordues et cette interaction diminue lorsque l’espace entre les pointes augmente. De même, les observations par strioscopie montrent que l’angle θ_{J_i} , que forme l’axe principal des jets de charges par rapport à l’axe de la pointe d’indice i (fig. 5.5 b.), diminue lorsque la distance s de séparation des pointes augmente. En outre, cette

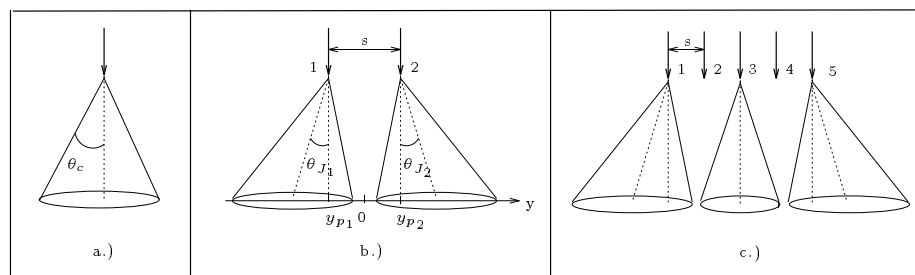


FIG. 5.5 - a.) Représentation schématique de l’angle de coupure θ_c pour un monopointe plan. b.) Représentation schématique de l’inclinaison des décharges dues à la répulsion mutuelle des charges d’espace dans une configuration bipointe-plan. c.) Représentation schématique des décharges pour une rangée de 5 pointes avec une faible distance de séparation (apparition de distorsion des volumes des charges d’espace et “étouffement” des points de décharges intermédiaires: pointes 2 et 4).[16, 86]

inclinaison des décharges d’angle θ_{J_i} , augmente légèrement lorsque le courant augmente. Néanmoins, Dascalescu & coll. [21] montrent que, pour des décharges couronnes positives issues d’une configuration multipointe-plan, la surface d’absence de charge sur l’électrode plane peut être diminuée, soit en augmentant la haute-tension appliquée ou la distance interélectrode, soit en diminuant la distance de séparation des pointes.

La figure 5.5-c. schématise les déformations des volumes des charges d’espace issues de pointes alignées et faiblement espacées les unes des autres et, dans ce cas, elle met en évidence l’extinction de certains points de décharges, “forcée” par les décharges adjacentes. Dans ce sens, JAWOREK & coll. [47] ont observé que les décharges débutent toujours sur les pointes situées à la périphérie de l’arrangement et elles portent ainsi la majeure partie du courant.

LAMA et GALLO [58] ont traité le problème de l’interaction des charges d’espace issues de deux décharges couronnes voisines. A partir d’une considération de l’interaction coulombienne des nuages des charges d’espace, les auteurs ont modélisé le comportement électrique des décharges par un circuit électrique équivalent couplé

qui décrit la dépendance temporelle des charges d'espace issues de chaque pointe. Lorsque les pointes sont très éloignées l'une de l'autre, aucun synchronisme des impulsions n'est observé et les amplitudes des courants ne sont pas toujours identiques : ces différences observées expérimentalement peuvent être engendrées par une différence infime, entre autres, du profil des pointes, ou de la distance pointe-plan. En revanche, lorsque la distance s diminue, les fréquences, ainsi que les amplitudes des impulsions de courant issues de deux pointes adjacentes diminuent et convergent vers une même valeur pour les deux décharges. La phase relative entre deux trains d'impulsions voisins tend alors vers π (seule solution qui permette une minimisation de l'énergie électrique [58]). Le comportement des deux décharges apparaît comme des oscillations faiblement couplées lorsque la distance de séparation diminue.

1.2.4 Solutions envisagées pour tendre vers une densité de courant uniforme sur le plan

Les paragraphes suivants exposent différentes méthodes envisagées pour des applications industrielles telles que le dépôt de couche mince par pulvérisation cathodique qui tentent de s'affranchir des interactions entre décharges issues d'un système d'électrodes discrètes, ceci afin d'accéder à une densité de courant sur le plan de collecte la plus uniforme possible et arriver alors à une couche de bonne qualité. Une étude expérimentale effectuée par MILLER & coll. [68] conclut que la configuration géométrique optimale consiste à obtenir une distribution de courant uniforme avec de faibles amplitudes de courants sur le plan. Par ailleurs, pour avoir un courant de décharge total plus élevé, la solution pour laquelle deux pointes adjacentes d'une électrode multipointe sont portées à des polarités opposées a été envisagée [43] ; mais pour de faibles distances de séparation des pointes ($s \lesssim 2d/3$), l'action du champ entre les pointes est largement supérieure à celle du champ existant entre une des pointes et le plan, autrement dit, il n'y a plus de courant circulant dans l'électrode plane.

Pour des applications telles que le traitement des gaz (dépollution de l'air, par exemple), des investigations [48] ont porté sur l'évolution des caractéristiques électriques des décharges multipointes en présence d'un écoulement d'air transversal à la décharge qui perturbe et dévie la distribution des charges d'espace. Pour une polarité positive des pointes, aucune influence sur les décharges n'a été observé. En revanche, pour les décharges couronnes négatives, il existe une vitesse optimale (de l'ordre de quelques m/s) du gaz injecté qui permet d'augmenter considérablement le courant. Cette technique est utilisée pour diffuser les particules donc homogénéiser la distribution des charges d'espace. Sous l'effet des turbulences générées par l'écoulement d'air transversal, la colonne de plasma s'élargit. Ce phénomène est attribué à la corrélation entre le mouvement turbulent des ions et du gaz neutre, associé à une croissance de la diffusion des ions. Des expériences ont montré de ce fait que la tension de claquage pouvait également être augmentée. En outre, un écoulement de gaz permet de diminuer le temps de présence des particules dans la zone de décharge, ce qui supprime généralement l'évolution des instabilités dans la colonne de plasma [88].

Enfin, une technique dont les effets sont similaires à la précédente consiste à déplacer le système multipointe par des mouvements de rotation afin de collecter une distribution ionique homogène sur le plan [21].

1.2.5 Conclusion

Les solutions envisagées précédemment pour homogénéiser la densité de charge d'espace d'une structure multipointe et limiter les interactions entre les décharges issues d'une structure discrète d'électrode sont plus ou moins adaptées au traitement de surface ou de dépollution des gaz, etc. En revanche, dans notre application, ces procédés ne semblent pas être envisageables car les décharges couronnes positives ainsi que l'écoulement sont notamment responsables de sources perturbatrices du champ de pression acoustique. Ainsi, l'utilisation d'électrodes de décharges discrètes de type multipointe pour augmenter le volume émissif et donc les niveaux sonores, exige inévitablement de prendre en considération les interactions entre les nuages de charge d'espace issus de chaque pointe. Afin d'optimiser les caractéristiques d'une telle structure d'électrode, la compréhension

des interactions électriques est indispensable.

Après avoir présenté une synthèse des études disponibles dans la littérature sur ce sujet, la suite de ce chapitre expose une première approche théorique, avec pour objectif d’appréhender les phénomènes mis en jeu dans ces interactions électriques et de proposer, en particulier, une première expression analytique du champ électrique d’un multipointe–plan à partir d’un modèle, déjà existant, pour une configuration monopointe–plan [89].

1.3 Modélisation du champ électrique électrique pour une configuration géométrique monopointe-plan

Dans un premier temps, l’étude théorique du comportement des décharges électriques concerne la configuration monopointe–plan. Les phénomènes complexes liés aux charges d’espace qui interviennent dans les processus de décharges ne sont pas, à ce jour, parfaitement connus. Cependant, bien qu’ils soient encore sujets à des améliorations, plusieurs modèles simplifiés ont été publiés [80, 89, 82, 50].

Notre approche a d’abord consisté à vérifier les interprétations, trouvées dans la littérature et présentées dans le paragraphe 1.2.1, concernant le comportement du nuage de charges d’espace entre la pointe et le plan, et en particulier la coupure brutale de la distribution de la densité de courant. La démarche suivie, développée en annexe D, repose sur l’estimation des forces agissant sur la trajectoire des particules chargées ; elle permet de retenir l’hypothèse selon laquelle le problème n’est considéré que d’un point de vue électrostatique.

La modélisation du champ électrique pour un système pointe–plan utilise un système de coordonnées “sphériques prolates” (fig. 5.6), adapté à la géométrie de la surface des électrodes, (les axes sont des hyperboles et des ellipses), dans lequel le laplacien est un opérateur séparable. Les surfaces équipotentielles et les lignes de champ électrique sont respectivement décrites par une famille d’hyperboloïdes et d’ellipsoïdes de distance focale $f = d + \rho_c \approx d$, où ρ_c est le rayon de courbure de la pointe, et d , la distance interélectrode. L’interface zone d’ionisation/zone de dérive est considéré comme un hyperboloïde de révolution dans le prolongement de la pointe, défini par l’égalité $\eta = \eta_c$, de potentiel négatif V_c .

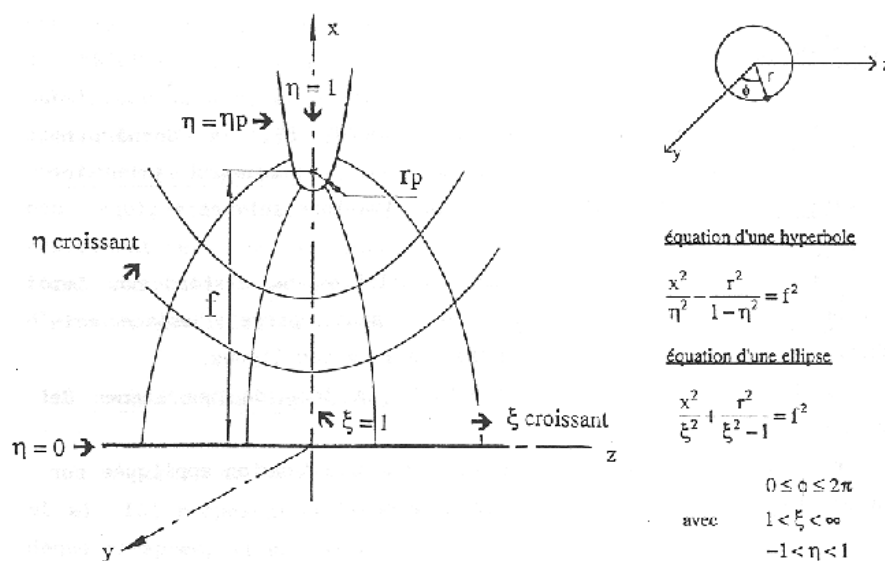


FIG. 5.6 - Représentation du système de coordonnées sphérique prolates

Les coordonnées cartésiennes (x,y,z) s’expriment en fonction des coordonnées sphériques prolates (ξ, η, ϕ)

de la manière suivante :

$$\begin{cases} x &= f\xi\eta \\ y &= f\sqrt{(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)} \cos \phi \\ z &= f\sqrt{(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)} \sin \phi \end{cases} \quad (5.6)$$

$$\text{avec } \begin{cases} 1 &< \xi < +\infty \\ -1 &< \eta < 1 \\ 0 &< \phi < 2\pi \end{cases} \quad (5.7)$$

1.3.1 Potentiel et champ électrique sans charge d'espace ("Laplaciens")

Dans ce qui suit, la haute-tension appliquée est inférieure à la tension de seuil V_s et seule est considérée l'influence mutuelle des deux électrodes : l'espace interélectrode a un comportement capacitif. Dans ces conditions, le potentiel pour une géométrie pointe plan ([30, 59]) s'écrit :

$$\boxed{V_L = \frac{V_c}{\mathcal{K}} \ln \left(\frac{1+\eta}{1-\eta} \right)}, \quad (5.8)$$

avec la constante géométrique :

$$\mathcal{K} = \ln \left(\frac{1 + \eta_c}{1 - \eta_c} \right) \approx \ln \left(\frac{2}{1 - \eta_c} \right). \quad (5.9)$$

Le champ électrique ("Laplacien") s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{E}_L(\xi, \eta) = -\vec{\nabla} V_L = \frac{-2V_c}{f\mathcal{K}} \frac{1}{\sqrt{(\xi^2 - \eta^2)(1 - \eta^2)}} \vec{u}_\eta. \quad (5.10)$$

1.3.2 Potentiel et champ électrique avec charges d'espace ("Poissonniens")

Lorsque la tension aux bornes des électrodes est supérieure à la tension de seuil V_s , le champ électrique élevé, proche de la pointe, donne naissance à un nuage d'ions positifs près de celle-ci, et un autre formé par les ions négatifs au delà de la zone d'ionisation ; ceci génère un champ électrique de charges d'espace qui perturbe fortement le champ électrique initial.

Le calcul suivant considère l'hypothèse de Deutsch selon laquelle l'écoulement divergeant d'ions unipolaires ne distord pas les lignes de champ électrique par rapport au cas (Laplacien) sans charges d'espace, mais doit modifier la distribution du potentiel le long des lignes de champ [89, 82]. La solution exposée ne tient pas compte des dimensions de la zone d'ionisation et de la valeur du champ aux frontières. L'écoulement des ions négatifs est donc guidé par la forme générale des électrodes, mais il domine toujours complètement la distribution du champ électrique, et masque l'influence de la forme détaillée de l'électrode couronne active [82].

Dans une région qui contient une densité de charges d'espace ρ , le potentiel satisfait l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (5.11)$$

La solution générale de cette équation s'obtient en ajoutant à la solution de l'équation de Laplace (éq. 5.11 sans second membre) une solution particulière de l'équation de Poisson. L'influence des charges d'espace peut être modélisée par un potentiel qui s'exprime par :

$$V_{ch}(\eta) = \frac{V_c}{\mathcal{K}_\alpha} \ln \left(\frac{(1 + \eta)^{1+\alpha}}{(1 - \eta)^{1-\alpha}} \right) \quad (5.12)$$

$$\text{avec } \mathcal{K}_\alpha = \ln \left(\frac{(1 + \eta_c)^{1+\alpha}}{(1 - \eta_c)^{1-\alpha}} \right). \quad (5.13)$$

Le paramètre α est une fonction croissante du courant moyen I dont les valeurs sont comprises entre 0,2 et 0,9. Le potentiel total tient compte du terme correctif lié aux charges d'espace de la manière suivante :

$$V_P(\xi, \eta) = \frac{(\xi - 1)V_L(\eta) + V_{ch}(\eta)}{\xi}. \quad (5.14)$$

Le calcul du gradient de ce potentiel V_P permet d'accéder au champ Poissonien \vec{E}_P [89] :

$$\vec{E}_P = \left(\begin{array}{c} E_{P\xi} = \frac{-V_c}{f} \frac{\sqrt{\xi^2-1}}{\xi^2 \sqrt{\xi^2-\eta^2}} \left[\frac{1}{\mathcal{K}} \ln \left(\frac{1+\eta}{1-\eta} \right) - \frac{1}{\mathcal{K}_\alpha} \ln \left(\frac{(1+\eta)^{1+\alpha}}{(1-\eta)^{1-\alpha}} \right) \right] \\ E_{P\eta} = \frac{-2V_c}{f\mathcal{K}} \frac{(\xi-1) + \frac{\mathcal{K}_\alpha}{\mathcal{K}}(1-\alpha\eta)}{\xi \sqrt{(\xi^2-\eta^2)(1-\eta^2)}} \\ E_{P\phi} = 0 \end{array} \right) \quad (5.15)$$

1.4 Modélisation du champ électrique pour une configuration multipointe-plan

En utilisant le modèle existant pour la structure monopointe-plan (§1.3), il est possible d'exprimer le champ électrique dans une configuration multipointe. Le système de coordonnées sphériques prolates permet de simplifier les expressions du potentiel électrostatique et du champ électrique pour une configuration monopointe-plan. En revanche, lorsque plusieurs électrodes pointes actives sont considérées, ce type de coordonnées ne permet plus d'obtenir des expressions simples. Dans le cas d'un multipointe, la visualisation du champ électrique total résultant de l'action de chaque pointe doit nécessairement s'effectuer dans le système de coordonnées cartésiennes. Pour ce calcul, deux démarches sont alors possibles. Le changement de coordonnées peut s'effectuer à partir de l'expression du vecteur champ électrique (éq. 5.15) :

$$\vec{E}(\eta, \xi, \phi) = E_\xi(\xi, \eta)\vec{u}_\xi + E_\eta(\xi, \eta)\vec{u}_\eta, \quad (5.16)$$

ce qui nécessite, non seulement les relations de changement de coordonnées réciproques à celle du système d'équation 5.6, c'est à dire les fonctions $\eta(x, y, z)$ et $\xi(x, y, z)$, mais aussi le calcul du Jacobien afin d'exprimer les vecteurs de la base $(\vec{u}_\eta, \vec{u}_\xi, \vec{u}_\phi)$ en fonction des vecteurs de la base $(\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$. L'autre méthode consiste à exprimer le potentiel électrostatique dans le système de coordonnées cartésiennes (x, y_i, z_i) relatif à la base $(\vec{u}_x, \vec{u}_{y_i}, \vec{u}_{z_i})$ associée à chaque pointe d'indice i , et d'effectuer le calcul du gradient de cette expression afin d'exprimer le champ électrique total. Cette dernière démarche, plus simple, est celle qui est choisie.

En élevant au carré les équations du système d'équations 5.6, la coordonnée η_i vérifie une équation bicarrée :

$$f^2 \eta_i^4 - \eta_i^2(x^2 + y_i^2 + z_i^2 + f^2) + x^2 = 0, \quad (5.17)$$

de discriminant :

$$\Delta = [(x + f)^2 + y_i^2 + z_i^2] [(x - f)^2 + y_i^2 + z_i^2] \geq 0, \quad \forall (x, y_i, z_i) \in \mathbb{R}^3, \quad (5.18)$$

et comportant quatre solutions telles que :

$$\eta_i(x, y_i, z_i) = \epsilon_1 \left[\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\rho_i}{f} \right)^2 + 1 + \epsilon_2 \left[\left(\left(\frac{\rho_i}{f} \right)^2 + 1 \right)^2 - 4 \left(\frac{x}{f} \right)^2 \right]^{1/2} \right) \right]^{1/2}. \quad (5.19)$$

$$\text{avec } \rho_i^2 = x^2 + y_i^2 + z_i^2, \quad (5.20)$$

$$\text{et } \begin{cases} y_i = y - y_{p_i}, \\ z_i = z - z_{p_i}, \end{cases} \quad (5.21)$$

où y_{p_i} et z_{p_i} sont les coordonnées des pointes dans la base commune $(\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$. Les grandeurs ϵ_1 et ϵ_2 sont égales à ± 1 . L'indétermination de ces signes peut être levée par la considération des relations d'ordre définissant

les coordonnées prolates (éq. 5.7). En effet, d'une part, l'étude du système porte sur le demi-espace infini tel que $x \geq 0$ (fig. 5.6) ; compte-tenu de l'équation $x = f\eta\xi$, et du domaine de définition de ξ tel que $1 < \xi < +\infty$, cela impose $\eta \geq 0$, donc $\epsilon_1 = 1$. D'autre part, d'après sa définition, η doit être strictement inférieur à l'unité, ce qui impose à ϵ_2 de ne pouvoir prendre que la valeur (-1) . Ainsi, la seule solution retenue est :

$$\eta_i(x, y_i, z_i) = \left[\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\rho_i}{f} \right)^2 + 1 - \left[\left(\left(\frac{\rho_i}{f} \right)^2 + 1 \right)^2 - 4 \left(\frac{x}{f} \right)^2 \right]^{1/2} \right) \right]^{1/2}, \quad (5.22)$$

1.4.1 Potentiel et champ électrique sans charge d'espace ("Laplaciens")

Le report de l'expression de la coordonnée η_i en coordonnées cartésiennes (éq. 5.22) dans l'équation 5.8 du potentiel, permet, par le calcul de son gradient, d'obtenir les composantes du champ électrique relatives à chaque point d'indice i :

$$\vec{E}_{L_i} = -\overrightarrow{\text{grad}} V_{L_i}. \quad (5.23)$$

Le calcul de ce gradient conduit au calcul des expressions :

$$\frac{\partial V_L}{\partial \eta_i} = \frac{V_c}{\mathcal{K}} \frac{2}{1 - \eta_i^2} \quad (5.24)$$

$$\text{et } \begin{cases} \frac{\partial \eta_i}{\partial x_i} = \frac{(1 - \eta_i^2)x}{\eta_i \sqrt{(\rho_i^2 + f^2)^2 - 4(xf)^2}}, \\ \frac{\partial \eta_i}{\partial y_i} = \frac{-\eta_i y_i}{\sqrt{(\rho_i^2 + f^2)^2 - 4(xf)^2}}, \\ \frac{\partial \eta_i}{\partial z_i} = \frac{-\eta_i z_i}{\sqrt{(\rho_i^2 + f^2)^2 - 4(xf)^2}}. \end{cases} \quad (5.25)$$

Le champ électrique total du multipointe qui ne tient pas compte des charges d'espace s'exprime alors :

$$\vec{E}_L = \begin{pmatrix} E_{Lx} = \sum_i \frac{V_c}{\mathcal{K}} \frac{-2x}{\eta_i \sqrt{(\rho_i^2 + f^2)^2 - 4(xf)^2}} \\ E_{Ly} = \sum_i \frac{V_c}{\mathcal{K}} \frac{\eta_i}{1 - \eta_i^2} \frac{2y_i}{\sqrt{(\rho_i^2 + f^2)^2 - 4(xf)^2}} \\ E_{Lz} = \sum_i \frac{V_c}{\mathcal{K}} \frac{\eta_i}{1 - \eta_i^2} \frac{2z_i}{\sqrt{(\rho_i^2 + f^2)^2 - 4(xf)^2}} \end{pmatrix} \quad (5.26)$$

1.4.2 Potentiel et champ électrique avec charges d'espace ("Poissonniens")

Le champ électrique qui prend en compte les charges d'espace pour un système multipointe est obtenu en procédant de manière similaire au calcul précédent. Après avoir reporté les expressions des potentiels V_L (éq. 5.8) et V_{ch} (éq. 5.12) dans l'expression du potentiel V_P (éq. 5.14), l'utilisation de l'équation 5.22 permet le passage aux coordonnées cartésiennes du potentiel V_P , et le calcul de son gradient conduit notamment au calcul suivant :

$$\frac{\partial V_{ch_i}}{\partial \eta_i} = \frac{V_c}{\mathcal{K}_\alpha} \frac{2(1 - \alpha\eta_i)}{1 - \eta_i^2}. \quad (5.27)$$

Les équations 5.24, 5.25 et 5.27 conduisent alors à l'expression du champ électrique total en coordonnées cartésiennes :

$$\vec{E}_P = E_{Px} \vec{u}_x + E_{Py} \vec{u}_y + E_{Pz} \vec{u}_z, \quad (5.28)$$

avec

$$E_{Px} = E_{Lx} + \sum_i \frac{fV_c}{\sqrt{(\rho_i^2 + f^2)^2 - 4(xf)^2}} \left[\left(\frac{1}{\mathcal{K}} \ln \left(\frac{1 + \eta_i}{1 - \eta_i} \right) - \frac{1}{\mathcal{K}_\alpha} \ln \left(\frac{(1 + \eta_i)^{1 + \alpha}}{(1 - \eta_i)^{1 - \alpha}} \right) \right) \times \left(\frac{1 - \eta_i^2}{\eta_i} - \frac{\eta_i \sqrt{(\rho_i^2 + f^2)^2 - 4(xf)^2}}{x^2} \right) + \frac{2}{\mathcal{K}} - \frac{2(1 - \alpha\eta_i)}{\mathcal{K}_\alpha} \right], \quad (5.29)$$

$$E_{Py} = E_{Ly} + \sum_i \frac{f}{x} \frac{\eta_i y_i V_c}{\sqrt{(\rho_i^2 + f^2)^2 - 4(xf)^2}} \left[\frac{1}{\mathcal{K}_\alpha} \left(\frac{2\eta_i(1-\alpha\eta_i)}{1-\eta_i^2} + \ln \left(\frac{(1+\eta_i)^{1+\alpha}}{(1-\eta_i)^{1-\alpha}} \right) \right) - \frac{1}{\mathcal{K}} \left(\frac{2\eta_i}{(1-\eta_i^2)} + \ln \left(\frac{1+\eta_i}{1-\eta_i} \right) \right) \right], \quad (5.30)$$

$$E_{Pz} = E_{Lz} + \sum_i \frac{f}{x} \frac{\eta_i z_i V_c}{\sqrt{(\rho_i^2 + f^2)^2 - 4(xf)^2}} \left[\frac{1}{\mathcal{K}_\alpha} \left(\frac{2\eta_i(1-\alpha\eta_i)}{1-\eta_i^2} + \ln \left(\frac{(1+\eta_i)^{1+\alpha}}{(1-\eta_i)^{1-\alpha}} \right) \right) - \frac{1}{\mathcal{K}} \left(\frac{2\eta_i}{(1-\eta_i^2)} + \ln \left(\frac{1+\eta_i}{1-\eta_i} \right) \right) \right]. \quad (5.31)$$

Les figures 5.8 représentent le champ électrique qui prend en compte les charges d'espace, pour une configuration bipointe-plan (repère fig. 5.7). Dans la majeure partie de l'espace interélectrode (zone de dérive), la

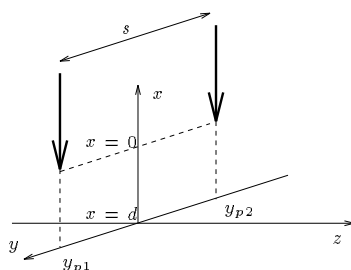


FIG. 5.7 - Repère utilisé pour le calcul du champ électrique d'un système bipointe-plan.

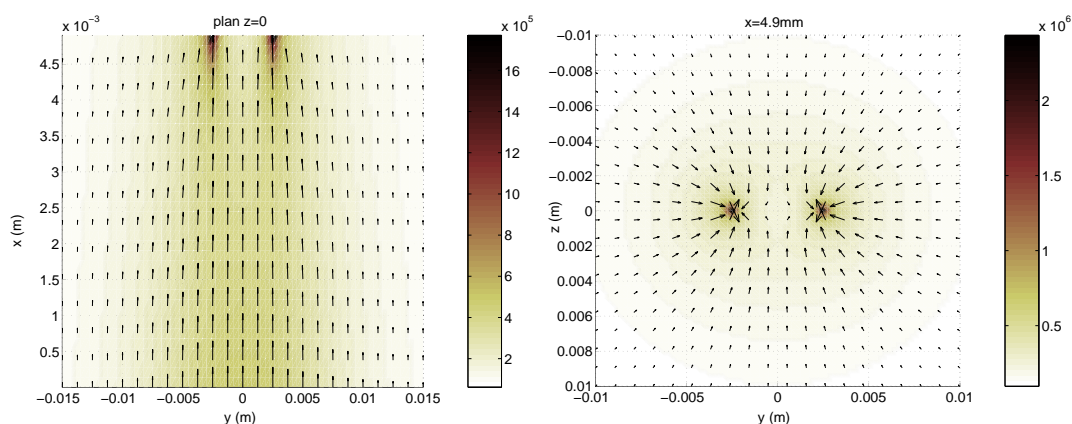


FIG. 5.8 - Visualisation du champ électrique qui prend en compte les charges d'espace, calculé pour un système bipointe-plan (pour une distance de séparation des points $s = 5\text{mm}$, et une distance interélectrode $d = 5\text{mm}$ (amplitude normalisée $\|\vec{E}_P\|/\|\vec{E}_{P_{max}}\|$ et projection du vecteur \vec{E}_P sur le plan ($z = 0$) contenant les pointes (à gauche), et sur le plan proche des pointes ($x = 4,9\text{mm}$) (à droite)).

présence du nuage d'ions négatifs renforce le champ dû uniquement à la géométrie des électrodes (champ Laplacien), en revanche, au voisinage de la pointe négative, le champ lié aux charges d'espace s'oppose au champ Laplacien. Les charges d'espace ont donc tendance à uniformiser le champ électrique dans l'espace interélectrode.

La force électrostatique $\vec{F}_E = q_e \vec{E}_P$ exercée sur une particule chargée est proportionnelle au champ électrique total (avec q_e , la charge électrique). Pour un système bipointe-plan, la composante perpendiculaire au plan de symétrie ($x0z$) \vec{E}_{Py} suivant l'axe y du champ électrique \vec{E}_P est donc considérée comme étant responsable de la distorsion des lignes de champ électrique et des interactions entre des décharges adjacentes. La figure 5.9.b montre, pour différentes distances s de séparation entre deux pointes, l'amplitude de cette composante E_{Py} en fonction de y , au niveau des pointes ($x = d$) où le champ est maximal. Pour annuler la répulsion des nuages de charges d'espace, la composante E_{Py} doit s'annuler au voisinage du plan ($y = 0$) de symétrie des décharges.

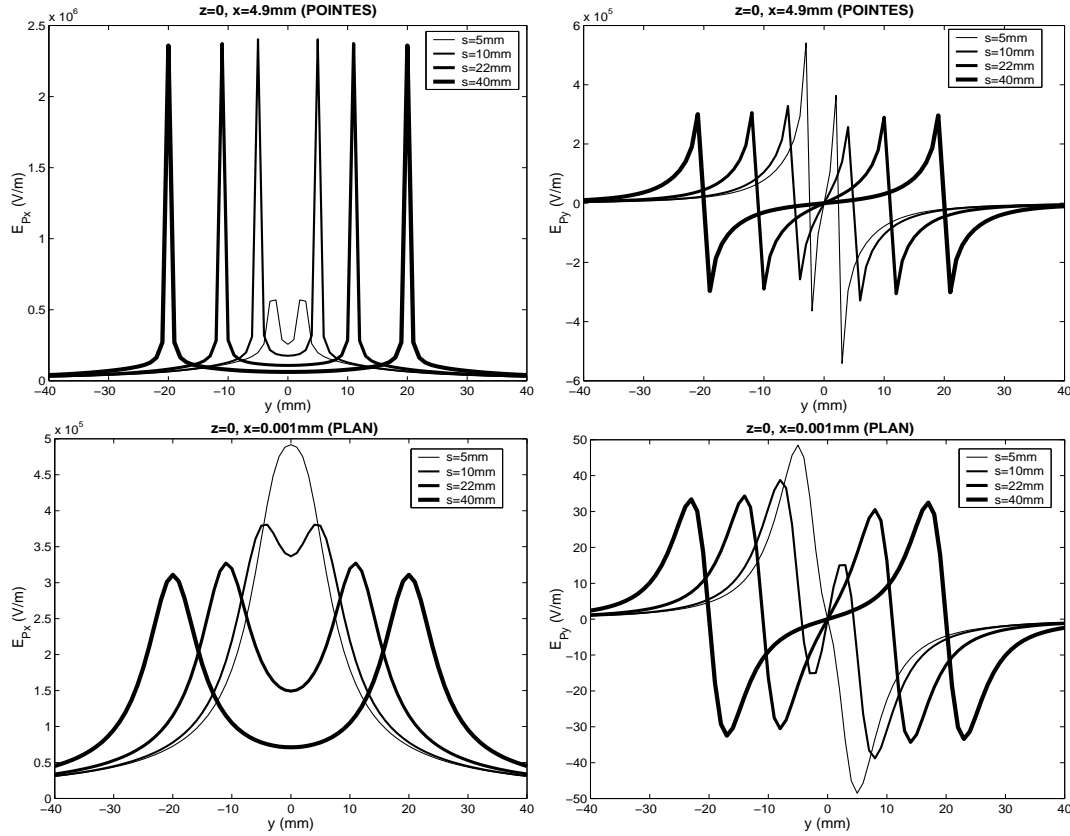


FIG. 5.9 - Représentation des composantes du vecteur champ électrique \vec{E}_P suivant les axes x (axe de la pointe) et y (la composante suivant z E_{Pz} étant nulle sur les axes considérés), pour un système bipointe-plan ($s=5\text{mm}$, $d=5\text{mm}$). En haut, à gauche (fig. a) : composante suivant l'axe des décharges (axe x) au niveau des pointes ($x \approx d$, et $z = 0$), en haut, à droite (fig. b) : composante suivant y sur l'axe passant par le bout des deux pointes, en bas, à gauche (fig. c) : composante suivant x sur l'axe pour lequel $x = 0$ (plan de l'électrode plane) et $z = 0$ en bas, à droite (fig. d) : composante suivant y sur l'axe pour lequel $x = 0$ (plan de l'électrode plane) et $z = 0$.

La figure montre que ce n'est pas le cas pour une petite distance de séparation des pointes ; la composante E_{Py} est telle que les nuages se repoussent. En revanche, pour des distances de séparation élevées, cette même figure montre que les deux décharges sont dissociées car la composante E_{Py} présente une pente nulle en $y = 0$ qui révèle qu'au voisinage du plan de symétrie la décroissance de E_{Py} n'est pratiquement pas perturbée par la décharge voisine, par conséquent les interactions sont négligeables.

Pour la configuration représentée (distance interélectrode $d = 5\text{mm}$, et distance de séparation des pointes $s = 5\text{mm}$), la distance minimale, pour laquelle les décharges au niveau des pointes n'ont pratiquement plus d'influence mutuelle, est de $s = 22\text{mm}$. Pour une pointe dans les mêmes conditions, cette distance de séparation correspond exactement à deux fois le rayon de la zone de coupure $R \approx 10,7\text{mm}$ donné par la relation empirique (§1.2.1) :

$$R = d \tan \theta_c, \quad (5.32)$$

avec l'angle de coupure $\theta_c \approx 65^\circ$. Le résultat théorique proposé est donc en accord avec les observations expérimentales. Afin de minimiser les interactions électriques, il est donc envisageable d'utiliser comme critère de détermination de la distance s de séparation entre deux pointes adjacentes, la relation empirique simple (éq. 5.32) donnant le rayon de la zone de coupure pour une pointe.

Les figures 5.9.c et 5.9.d montrent les composantes E_{Px} et E_{Py} sur l'axe d'intersection du plan de masse et du plan contenant les deux pointes. Les résultats montrent que la distance de séparation optimale choisie à $s = 22\text{mm}$ correspond au cas où, sur l'axe en question, l'amplitude du champ électrique, approximativement égale à la l'amplitude du champ suivant x ($|\vec{E}_P| \approx |E_{Px}|$), est exactement égale, au milieu des deux pointes, à la moitié du maximum d'amplitude.

Rappelons enfin que ces résultats sont présentés avec une grande réserve, car ce modèle est une approche simplifiée du problème, principalement pour deux raisons. D'une part, le champ électrique ne modélise pas parfaitement la zone d'ionisation. Il ne prend donc pas en considération le phénomène de rupture brutale des lignes de champ électrique à la périphérie de la décharge, lié d'après la littérature (§1.2.1), aux charges d'espace et à la valeur du champ électrique proche de la pointe. D'autre part, le modèle électrostatique ne tient pas compte du caractère dynamique de l'influence mutuelle des porteurs de charges.

1.4.3 Calcul de la distribution de la densité de courant

Le calcul du champ électrique effectué précédemment permet d'accéder à la distribution de la densité de courant dans l'espace interélectrode. La loi d'Ohm locale s'écrit :

$$\vec{J}_P = \rho \vec{v}_i = \mu_i \rho \vec{E}_P, \quad (5.33)$$

où \vec{J}_P , \vec{E}_P , ρ , v_i , μ_i , sont respectivement le vecteur densité de courant, le champ électrique total, la densité volumique de charges, la vitesse et la mobilité des ions négatifs. En faisant usage de l'équation de Poisson (éq. 5.11), la distribution de densité de courant peut s'exprimer uniquement soit en fonction du potentiel électrique V_P , soit en fonction du champ électrique \vec{E}_P :

$$\vec{J}_P = \mu_i \epsilon_0 (\nabla^2 V_P) \vec{\nabla} V_P = \mu_i \epsilon_0 (\vec{\nabla} \vec{E}_P) \vec{E}_P. \quad (5.34)$$

En utilisant les expressions des composantes du champ électrique \vec{E}_P calculées en coordonnées cartésiennes pour une configuration multipointe-plan (éq. 5.29, 5.30 et 5.31), le calcul du terme $\vec{\nabla} \vec{E}_P$ conduit au résultat suivant :

$$\vec{\nabla} \vec{E}_P = \frac{\partial E_{Px}}{\partial x} + \frac{\partial E_{Py}}{\partial y} + \frac{\partial E_{Pz}}{\partial z}, \quad (5.35)$$

$$\text{avec} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_{Px}}{\partial x} = \frac{\partial E_{Lx}}{\partial x} + \sum_i \frac{V_c f}{\sqrt{\vartheta_i}} \left[\begin{array}{l} -2x(\rho_i^2 - f^2) \left(\frac{V_L - V_{ch}}{V_c} \left[\frac{1 - \eta_i^2}{\eta_i} - \frac{\eta_i \sqrt{\vartheta_i}}{x^2} \right] + \frac{2}{\kappa} - \frac{2(1 - \alpha \eta_i)}{\kappa_\alpha} \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{1 - \eta_i^2}{\eta_i} - \frac{\eta_i \sqrt{\vartheta_i}}{x^2} \right) \frac{2x}{\eta_i \sqrt{\vartheta_i}} \left(\frac{1}{\kappa} - \frac{1 - \alpha \eta_i}{\kappa_\alpha} \right) \right. \\ \left. + \frac{V_L - V_{ch}}{V_c} \left(-\frac{x(1 - \eta_i^4)}{\eta_i \sqrt{\vartheta_i}} - \frac{1 - \eta_i^2}{\eta_i x} - \frac{2\eta_i(\rho_i^2 - f^2)}{x\sqrt{\vartheta_i}} + \frac{2\sqrt{\vartheta_i}}{x^3} \right) \right. \\ \left. - \frac{2\alpha x(1 - \eta_i^2)}{\kappa_\alpha \eta_i \sqrt{\vartheta_i}} \right] \\ \frac{\partial E_{Py}}{\partial y_i} = \frac{\partial E_{Ly}}{\partial y_i} + \sum_i \frac{V_c f \eta_i}{\vartheta_i x} \left[\begin{array}{l} \left[\sqrt{\vartheta_i} - y_i^2 - \frac{2y_i^2(\rho_i^2 + f^2)}{\sqrt{\vartheta_i}} \right] \left(\frac{V_{ch} - V_L}{V_c} - \frac{2\eta_i}{1 - \eta_i^2} \left[\frac{1}{\kappa} - \frac{1 - \alpha \eta_i}{\kappa_\alpha} \right] \right) \\ + 2\eta_i y_i^2 \left(\left(\frac{1}{\kappa} - \frac{1 - \alpha \eta_i}{\kappa_\alpha} \right) \left(1 + \frac{1 + \eta_i^2}{(1 - \eta_i^2)^2} \right) + \frac{\eta_i \alpha}{(1 - \eta_i^2) \kappa_\alpha} \right) \right] \\ \frac{\partial E_{Pz}}{\partial z_i} = \frac{\partial E_{Lz}}{\partial z_i} + \sum_i \frac{V_c f \eta_i}{\vartheta_i x} \left[\begin{array}{l} \left[\sqrt{\vartheta_i} - z_i^2 - \frac{2z_i^2(\rho_i^2 + f^2)}{\sqrt{\vartheta_i}} \right] \left(\frac{V_{ch} - V_L}{V_c} - \frac{2\eta_i}{1 - \eta_i^2} \left[\frac{1}{\kappa} - \frac{1 - \alpha \eta_i}{\kappa_\alpha} \right] \right) \\ + 2\eta_i z_i^2 \left(\left(\frac{1}{\kappa} - \frac{1 - \alpha \eta_i}{\kappa_\alpha} \right) \left(1 + \frac{1 + \eta_i^2}{(1 - \eta_i^2)^2} \right) + \frac{\eta_i \alpha}{(1 - \eta_i^2) \kappa_\alpha} \right) \right] \end{array} \right] \end{array} \right. \quad (5.36)$$

$$\text{et} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_{Lx}}{\partial x} = \sum_i \frac{V_c}{\kappa} \left(\frac{2x^2(1 - \eta_i^2)}{\eta_i^3 \vartheta_i} + \frac{4x^2(\rho_i^2 - f^2)}{\eta_i \vartheta_i^{3/2}} - \frac{2}{\eta_i \sqrt{\vartheta_i}} \right) \\ \frac{\partial E_{Ly}}{\partial y_i} = \sum_i \frac{V_c}{\kappa} \left(\frac{-2y_i^2 \eta_i (1 + \eta_i^2)}{\vartheta_i (1 - \eta_i^2)^2} + \frac{2\eta_i}{(1 - \eta_i^2) \sqrt{\vartheta_i}} - 4y_i^2 \frac{\eta_i (\rho_i^2 + f^2)}{(1 - \eta_i^2) \vartheta_i^{3/2}} \right) \\ \frac{\partial E_{Lz}}{\partial z_i} = \sum_i \frac{V_c}{\kappa} \left(\frac{-2z_i^2 \eta_i (1 + \eta_i^2)}{\vartheta_i (1 - \eta_i^2)^2} + \frac{2\eta_i}{(1 - \eta_i^2) \sqrt{\vartheta_i}} - 4z_i^2 \frac{\eta_i (\rho_i^2 + f^2)}{(1 - \eta_i^2) \vartheta_i^{3/2}} \right). \end{array} \right. \quad (5.37)$$

$$\text{en posant } \vartheta_i = (\rho_i^2 + f^2)^2 - 4(xf)^2. \quad (5.38)$$

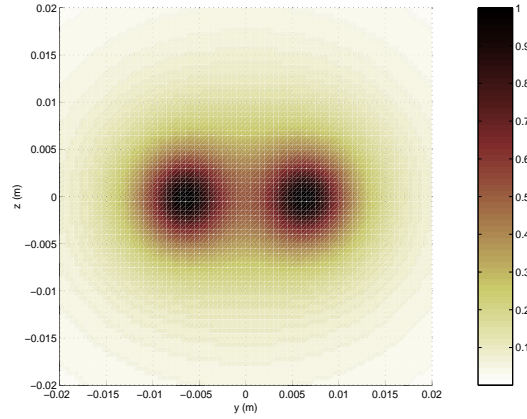


FIG. 5.10 - Représentation de $\|\vec{J}_P\|/\|\vec{J}_{Pmax}\|$ l'amplitude de la densité de courant normalisée par rapport à sa valeur maximale dans l'espace interélectrode, sur l'électrode plane pour un système bipointe-plan ($s=13\text{mm}$, $d=5\text{mm}$).

La distribution de courant est une image de la répartition des nuages de charges d'espace. La figure 5.10 représente sur le plan de masse l'amplitude $\|\vec{J}_P\|$ de cette densité de courant, normalisée par rapport à sa valeur maximale dans l'espace interélectrode. Deux traces peuvent être observées. Cependant, contrairement aux traces de corrosion observées, cette figure ne montre pas de zone d'absence de courant entre les deux décharges, ni de répulsion des nuages de charges d'espace. Les calculs théoriques ainsi que les simulations numériques de la distribution de la densité de courant peuvent être mises en cause.

1.5 Conclusion

Concernant le comportement électrique des décharges couronnes pour une configuration monopointe-plan et multipointe-plan, l'inventaire des connaissances actuelles, essentiellement basées sur des études expérimentales, a été dressé. Ce travail constitue principalement une première approche dans la compréhension des interactions électriques entre les décharges issues de pointes adjacentes. Par de simples considérations sur les forces appliquées sur les charges d'espace, l'action prépondérante d'une force coulombienne responsable de la répulsion électrostatique entre deux décharges adjacentes a été vérifiée. L'utilisation d'un modèle du champ électrique existant dans la littérature pour un système monopointe-plan a permis de développer, pour une configuration multipointe-plan, un premier modèle simple du champ électrique, puis de la distribution de la densité de courant. Les premiers résultats donnés par le calcul du champ électrique montrent qu'une optimisation de la distance s de séparation des pointes pour minimiser les interactions électriques peut être effectuée en considérant le critère donné une relation empirique (éq. 5.32) telle que :

$$\boxed{s = 2R = 2d \tan \theta_c}, \quad (5.39)$$

où R , θ_c , et d sont respectivement le rayon et l'angle associés à la zone de coupure sur le plan obtenue pour une seule pointe, et la distance interélectrode.

Enfin, il peut être également envisagé par la suite d'utiliser l'expression théorique du champ électrique pour développer une modélisation des sources acoustiques créées par un ensemble discret d'électrodes pointes de ce type.

Dans la suite de ce chapitre, les décharges couronnes issues d'une configuration d'électrodes fil-plan sont étudiées. Elles sont d'abord considérées comme un volume de charges continu et homogène le long du fil, et dans cette optique, une modélisation acoustique est développée. Puis, des considérations expérimentales sont abordées et soulignent les difficultés liées à ce type d'électrodes continues.

2 Modélisation acoustique d'un haut-parleur de géométrie fil-plan

L'objet de cette partie est d'aborder l'étude du transducteur de géométrie d'électrodes fil-plan. Dans un premier temps, la modélisation des sources acoustiques sera effectuée en considérant les mêmes hypothèses que pour la modélisation des sources associées à la géométrie pointe-plan (chap. 2) et en supposant la décharge homogène sur toute la longueur de l'électrode fil. Dans un second temps, les aspects expérimentaux seront présentés, en particulier les problèmes qui surviennent dans l'établissement des décharges pour ce type d'électrodes.

2.1 Calcul de la pression acoustique générée par la source de force

La forme de la zone de dérive est simplifiée à l'extrême puisqu'elle est considérée comme parallélépipédique (voir schéma 5.11). Son volume est le produit de la longueur de la cathode égale à $2L$, du diamètre du fil égal à $2\rho_c$, et la distance entre l'anode et le début de la zone d'ionisation, soit $2l_c$. Dans le cas de la géométrie

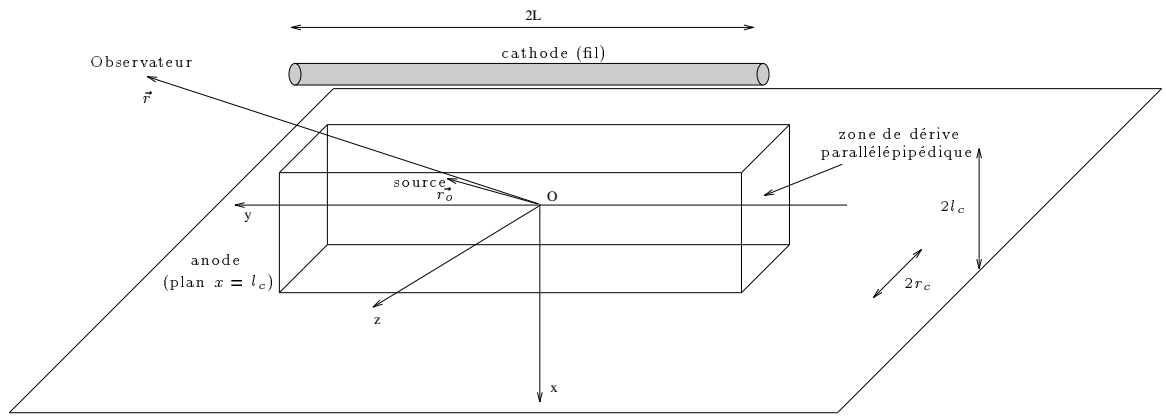


FIG. 5.11 - Représentation schématique de la source de force pour une géométrie fil-plan.

d'électrodes fil-plan, le calcul de la pression acoustique générée par la source de force est très proche de celui effectué pour la géométrie pointe-plan (cf chapitre 2 §3). La force volumique mise en jeu est :

$$f(x, \omega) = \mathcal{B} \frac{U(x + l_c) - U(x - l_c)}{S}, \quad (5.40)$$

où U est la fonction de Heaviside, et en posant :

$$S = 4Lr_c, \quad (5.41)$$

$$\text{et } \mathcal{B} = \frac{i(\omega)}{\mu_i(\beta + 1)(1 + j\omega r_u C_u)}, \quad (5.42)$$

où $i(\omega)$ est le courant alternatif, μ_i la mobilité des ions négatifs, β est le rapport du courant électronique au courant ionique, r_u et C_u sont respectivement la résistance et la capacité qui modélisent l'impédance électrique de la zone de dérive (chap. 1). Le terme source au second membre de l'équation de propagation associée à la zone de dérive s'écrit alors :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{f}(\vec{r}, \omega) = \left. \frac{\partial f(x, \omega)}{\partial x} \right|_{x=x_0} = \frac{\mathcal{B}}{4Lr_c} (\delta(x_0 + l_c) - \delta(x_0 - l_c)). \quad (5.43)$$

La pression acoustique est donc de la forme :

$$p_f(\vec{r}, \omega) = -\frac{\mathcal{B}}{4Lr_c} \iiint_{V_{zu}} G(|\vec{r} - \vec{r}_0|, \omega) (\delta(x_0 + l_c) - \delta(x_0 - l_c)) dV_0, \quad (5.44)$$

avec la fonction de Green en espace infini telle que :

$$G(|\vec{r} - \vec{r}_0|, \omega) = \frac{e^{-jk|\vec{r} - \vec{r}_0|}}{|\vec{r} - \vec{r}_0|}. \quad (5.45)$$

La pression acoustique générée par la source de force est donc la différence de deux intégrales :

$$p_f(\vec{r}, \omega) = U_2 - U_1, \quad (5.46)$$

$$\text{avec } \begin{cases} U_1 = \frac{\mathcal{B}}{4Lr_c} \int_{-r_c}^{r_c} \int_{-L}^L \frac{e^{-jk|\vec{r} - \vec{r}_0|}}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} \Big|_{x_0=-l_c} dy_0 dz_0, \\ U_2 = \frac{\mathcal{B}}{4Lr_c} \int_{-r_c}^{r_c} \int_{-L}^L \frac{e^{-jk|\vec{r} - \vec{r}_0|}}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} \Big|_{x_0=l_c} dy_0 dz_0. \end{cases} \quad (5.47)$$

En faisant l'hypothèse que les dimensions de la source (y compris la longueur $2L$ du fil) sont négligeables devant la distance d'observation ($r_0 \ll r$), la fonction de Green peut s'écrire :

$$G(|\vec{r} - \vec{r}_0|, \omega) \approx \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \left(1 + \frac{xx_0 + yy_0 + zz_0}{r^2}\right) e^{\frac{jk}{r}(xx_0 + yy_0 + zz_0)}. \quad (5.48)$$

Les intégrales U_1 et U_2 s'expriment par :

$$U_1 = \frac{\mathcal{B}}{4Lr_c} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} e^{-jkl_c \frac{x}{r}} \int_{-r_c}^{r_c} \int_{-L}^L \left(1 - \frac{xl_c}{r^2} + \frac{yy_0}{r^2} + \frac{zz_0}{r^2}\right) e^{jk \frac{yy_0}{r}} e^{jk \frac{zz_0}{r}} dy_0 dz_0, \quad (5.49)$$

$$U_2 = \frac{\mathcal{B}}{4Lr_c} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} e^{-jkl_c \frac{x}{r}} \int_{-r_c}^{r_c} \int_{-L}^L \left(1 + \frac{xl_c}{r^2} + \frac{yy_0}{r^2} + \frac{zz_0}{r^2}\right) e^{jk \frac{yy_0}{r}} e^{jk \frac{zz_0}{r}} dy_0 dz_0. \quad (5.50)$$

Deux intégrations par parties successives, par rapport à chacune des deux variables y_0 et z_0 , conduisent aisément aux résultats suivants :

$$U_1 = \frac{\mathcal{B}}{Lr_c} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} e^{-jkl_c \frac{x}{r}} \left\{ \frac{r^2}{k^2 y z} \left(1 - \frac{xl_c}{r^2} + \frac{2j}{kr}\right) \sin(kz \frac{r_c}{r}) \sin(ky \frac{L}{r}) - \frac{jr_c}{k^2 y} \cos(kz \frac{r_c}{r}) \sin(ky \frac{L}{r}) - \frac{jL}{k^2 z} \sin(kz \frac{r_c}{r}) \cos(ky \frac{L}{r}) \right\}, \quad (5.51)$$

$$U_2 = \frac{\mathcal{B}}{Lr_c} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} e^{jkl_c \frac{x}{r}} \left\{ \frac{r^2}{k^2 y z} \left(1 + \frac{xl_c}{r^2} + \frac{2j}{kr}\right) \sin(kz \frac{r_c}{r}) \sin(ky \frac{L}{r}) - \frac{jr_c}{k^2 y} \cos(kz \frac{r_c}{r}) \sin(ky \frac{L}{r}) - \frac{jL}{k^2 z} \sin(kz \frac{r_c}{r}) \cos(ky \frac{L}{r}) \right\}. \quad (5.52)$$

En exprimant la variable x telle que :

$$x = r \cos(\theta) \cos(\phi), \quad (5.53)$$

avec θ et ϕ les angles définis par la figure 5.12, le report des équations 5.51 et 5.52 dans l'équation 5.46 permet d'écrire la pression p_f sous la forme :

$$p_f(\vec{r}, \omega) = \frac{2i(\omega)}{\mu_i(\beta+1)(1+j\omega r_u C_u)} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \left\{ \frac{r \cos(\theta) l_c}{Lr_c k^2 y z} \cos(kl_c \cos(\theta) \cos(\phi)) \sin(kz \frac{r_c}{r}) \sin(ky \frac{L}{r}) \right. \\ \left. + j \sin(kl_c \cos(\theta) \cos(\phi)) \left[\frac{r^2(1+\frac{2j}{kr})}{k^2 L r_c y z} \sin(kz \frac{r_c}{r}) \sin(ky \frac{L}{r}) \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{j}{k^2 y L} \cos(kz \frac{r_c}{r}) \sin(ky \frac{L}{r}) - \frac{j}{k^2 z r_c} \sin(kz \frac{r_c}{r}) \cos(ky \frac{L}{r}) \right] \right\}.$$

Dans les calculs numériques, les valeurs choisies pour les paramètres sont les suivantes :

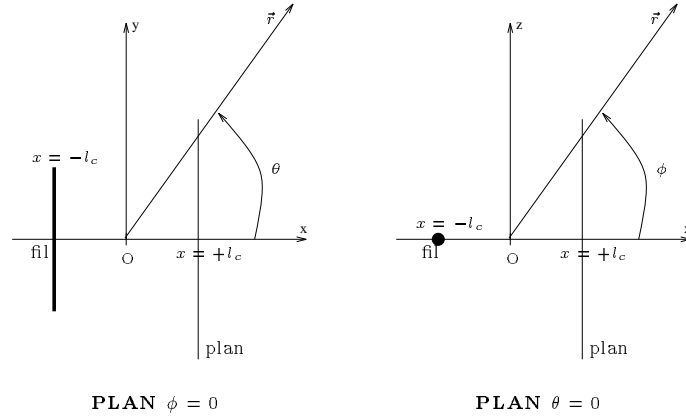


FIG. 5.12 - Repère utilisé.

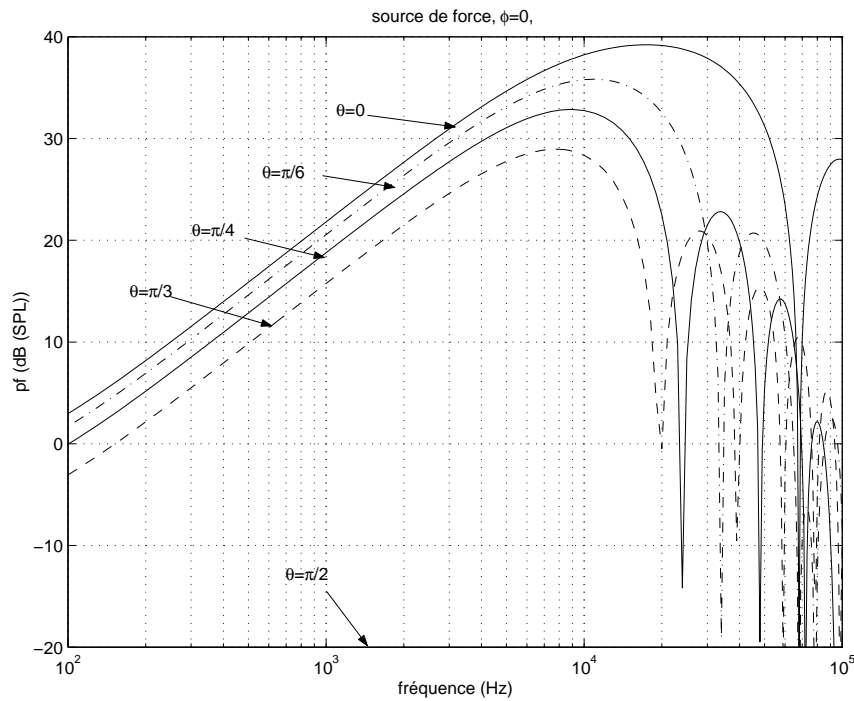


FIG. 5.13 - Réponse en fréquence (source de force) pour différentes valeurs de θ , à $\phi = 0$.

$$l_c = 2,5\text{mm}, r_c = 100\mu\text{m}, L = 1\text{cm}, c = 344\text{ms}^{-1}, r = 1\text{m}, \beta = 2.3, r_u C_u = 17\mu\text{s}, i = 15\mu A_{RMS}. \quad (5.54)$$

La figure 5.13 représente la réponse en fréquence dans le plan (x0y) (fig. 5.12) pour différentes valeurs de l'angle θ . Lorsque le point d'observation s'écarte du plan de symétrie (x0z), correspondant à $\theta = 0$ et $\phi = 0$, des phénomènes d'interférences acoustiques apparaissent comme à l'ordinaire. En revanche, dans le plan de symétrie (x0z), la longueur L du fil n'influence plus la réponse en fréquence, conformément à nos attentes.

La figure 5.14 montre l'évolution de la réponse en fréquence de la pression issue de la source de force pour différentes valeurs de la longueur de l'électrode fil, pour un point d'observation tel que $\theta = \phi = \frac{\pi}{4}$ à une distance $r = 1\text{m}$. Pour ce point d'observation quelconque, il est normal de constater que, dans le cas limite pour lequel la longueur $2L$ du fil est égale à la largeur $2r_c$ de la source de force parallélépipédique, la réponse en fréquence de la source de force du système fil-plan est similaire à celle d'un système pointe-plan. La figure 5.14 montre également

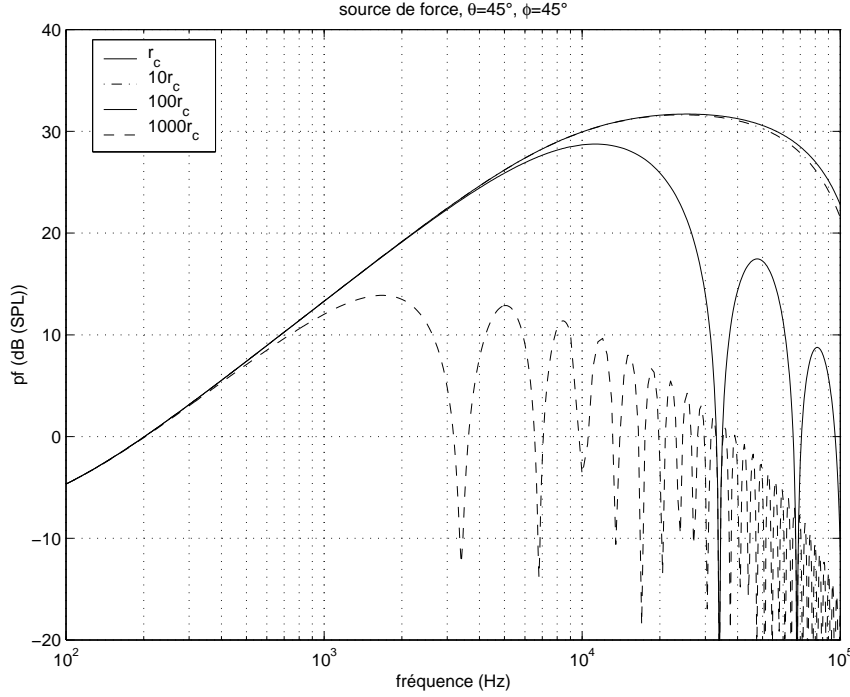


FIG. 5.14 - Réponse en fréquence (source de force) pour différentes valeurs de L .

que l'augmentation de la longueur du fil a pour effet de produire des phénomènes d'interférences acoustiques observées classiquement lors de la multiplication de sources. Notons tout de même que la diminution globale du niveau sonore lorsque la longueur L du fil augmente est liée au fait que le modèle considère l'impédance électrique constante. En considérant la diminution de l'impédance électrique qui suit normalement une augmentation de la surface active des décharges, le modèle montrerait une élévation du niveau sonore relative à l'allongement du fil.

2.2 Calcul de la pression acoustique générée par la source de chaleur

La forme de la zone d'ionisation pour une géométrie d'électrodes fil-plan est supposée cylindrique de longueur $2L$ et de diamètre $2l_i$. La source de chaleur est considérée de manière idéale comme une distribution continue de sources de débit qui émettent en phase. Dans ces conditions, l'expression de la pression acoustique ([60], p103) est caractérisée par une variation de débit volumique par unité de longueur $\dot{q}_{0l} = \frac{Q_{0l}}{2L}$ [$m^2 \cdot s^{-2}$], soit :

$$p(\vec{r}, \theta) = \rho_0 \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_{-L}^L \dot{q}_{0l} e^{-jky \cos(\theta)} dy \delta(\vec{r}), \quad (5.55)$$

$$\text{c'est à dire, après intégration : } p(\vec{r}, \theta) = \rho_0 \dot{Q}_0 \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} J_0(kL \cos(\theta)) \delta(\vec{r}), \quad (5.56)$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0. Le débit volumique par unité de volume, noté q_0 , qui intervient dans la modélisation de la zone d'ionisation pour une géométrie d'électrodes pointe-plan correspond à une source de débit, de volume sphérique \mathcal{V}_i , et s'exprime par :

$$q_0(\omega) = \frac{Q_0}{\mathcal{V}_i} = \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c^2} \frac{\Lambda_{th}}{\mathcal{V}_i} [r_i I + \Lambda_{th} (V_i - V_a)] i(\omega) [s^{-1}], \quad (5.57)$$

avec $(V_i - V_a)$, la différence de potentiel entre la pointe et la limite entre la zone d'ionisation et la zone de dérive, r_i , la résistance modélisant l'impédance électrique de la zone d'ionisation (chap. 1), $i(\omega)$, le courant alternatif, I , le courant continu, et Λ_{th} un facteur sans dimension, inférieur à un, qui représente la fraction de l'énergie

électrique dissipée par effet Joule et participant à l'émission acoustique. En supposant la variation temporelle du courant en régime cissoïdal, le débit acoustique par unité de temps \dot{Q}_0 de l'expression 5.56 est relié au débit volumique Q_0 (5.57) par la relation $\dot{Q}_0 = j\omega Q_0$. Dans ces conditions, la pression s'écrit :

$$p_h(r, \theta) = j\omega \frac{(\gamma - 1)}{c^2} \Lambda_{th} [r_i I + (V_i - V_a)] \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} J_0(kL \cos(\theta)) i(\omega), \quad (5.58)$$

et présente, comme pour la géométrie pointe-plan, une pente de $20dB/dec$. En revanche, la source de chaleur n'est plus une source monopolaire puisqu'elle fait apparaître une dépendance par rapport à l'angle θ (cf fig. 5.12). La figure 5.15 présente les diagrammes de directivité pour plusieurs fréquences. Dans le cas asymptotique

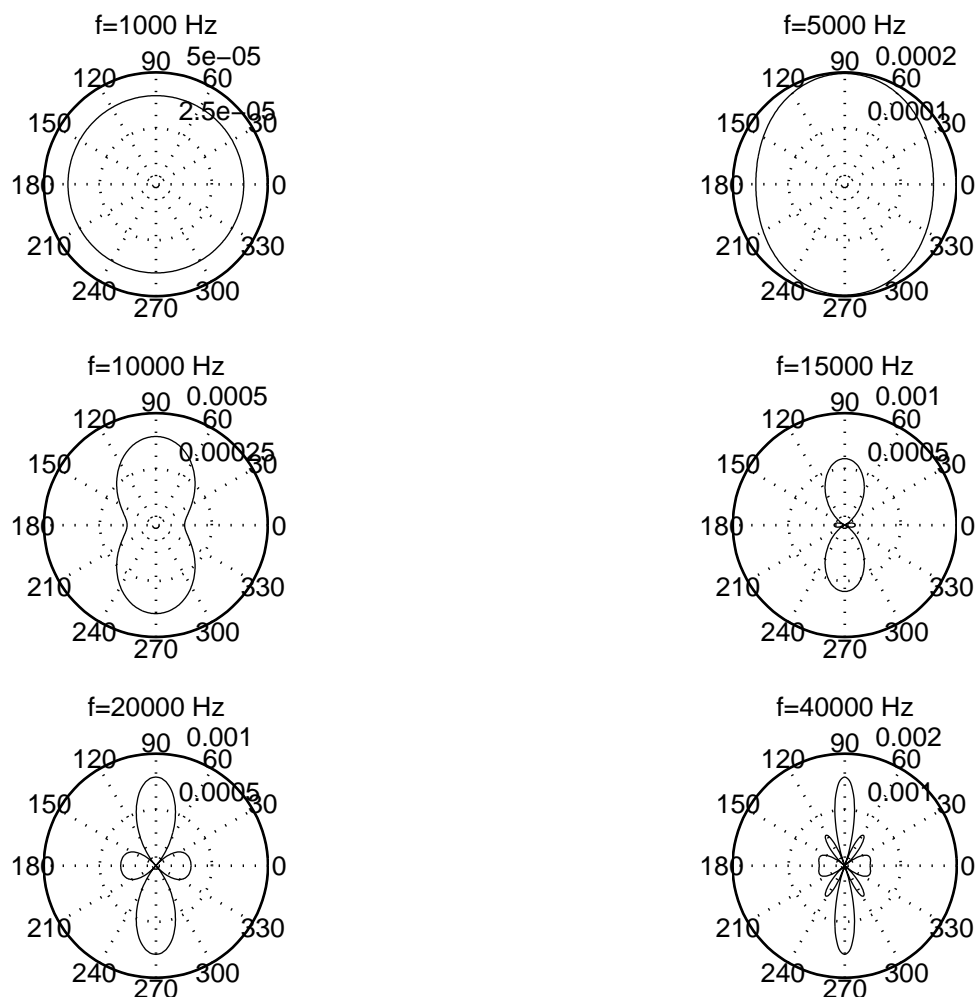


FIG. 5.15 - Pression acoustique créée par la source de chaleur en fonction de l'angle θ (cf fig. 5.12) pour différentes fréquences.

où la longueur du fil tend vers zéro, c'est à dire lorsque la géométrie de l'électrode revient à celle d'une pointe, la fonction de Bessel telle que $J_0(0) = 1$ de l'équation 5.58 assure bien le caractère purement monopolaire de la pression acoustique.

Les figures 5.16 et 5.17 représentent l'influence de la longueur L du fil par rapport au rayon de courbure d'une pointe r_c sur la réponse en fréquence et sur la directivité. Comme pour la source de force, les résultats montrent classiquement que, dans le cas idéal considéré (source homogène sur toute la longueur du fil), les fréquences dues aux interférences destructives diminuent lorsque la longueur du fil augmente. Les interférences perturbent également le diagramme de directivité avec l'apparition de plusieurs lobes. Enfin, l'augmentation de

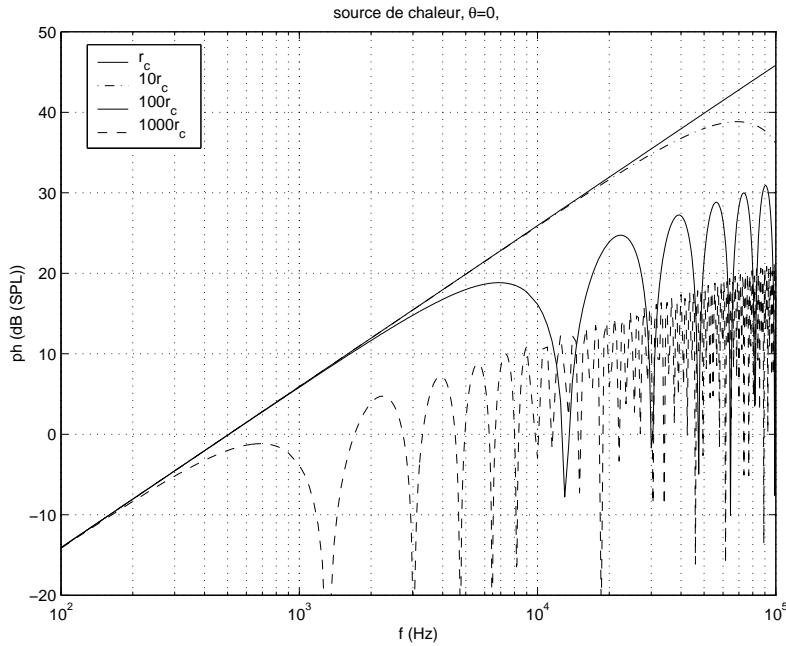


FIG. 5.16 - Réponse en fréquence (source de chaleur) pour différentes valeurs de L , à $\theta = 0$ ($r_c = 100\mu m$).

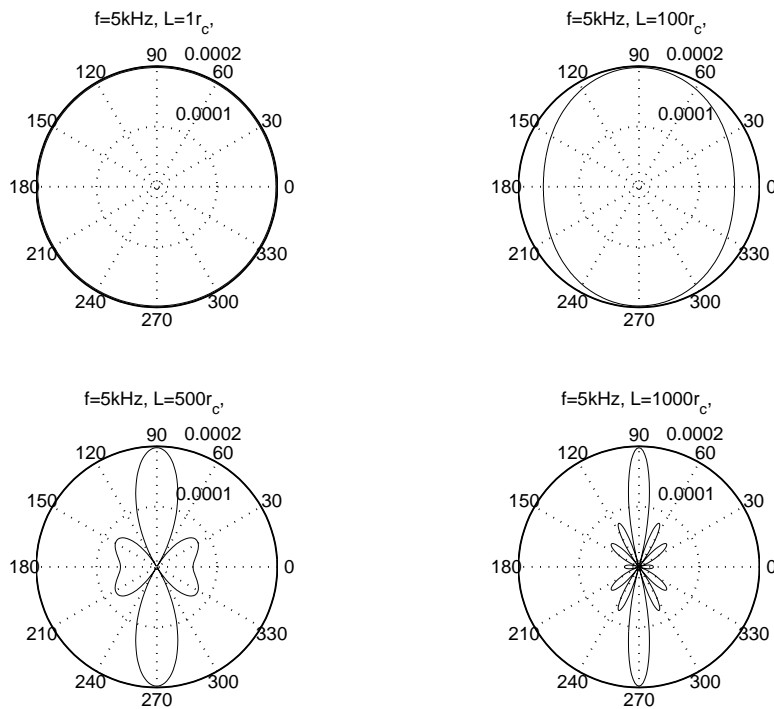


FIG. 5.17 - Diagramme de directivité (source de chaleur) pour différentes valeurs de L , à $f = 5kHz$ ($r_c = 100\mu m$).

la longueur du fil fait chuter le niveau sonore car, comme pour la zone de dérive, l'impédance électrique de la zone d'ionisation a été supposée constante dans ces simulations.

2.3 Aspects expérimentaux

Un premier dispositif expérimental fil-plan a été mis au point afin de confronter cette modélisation acoustique simple à des mesures (cf fig. 5.18). Malgré les soins apportés à ce prototype, concernant en particulier la

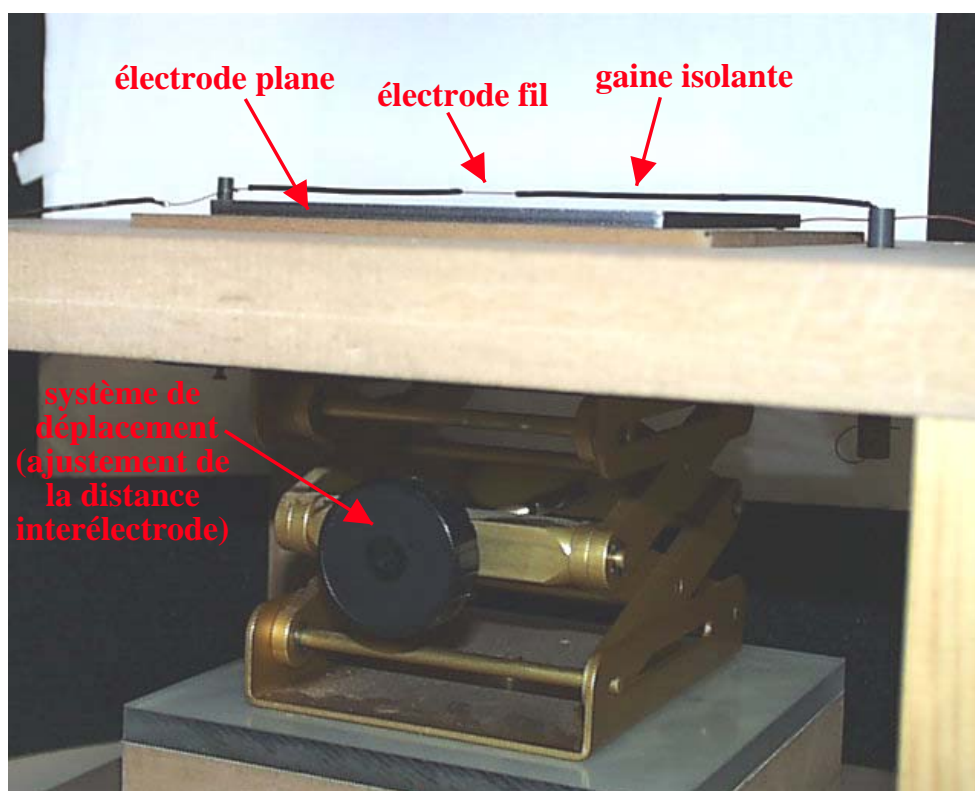


FIG. 5.18 - Photographie du montage expérimental du prototype de configuration géométrique fil-plan.

tension du fil et le parallélisme entre la cathode et l'anode assurant une régularité de la distance interélectrode, les décharges corona ne s'établissent pas de manière homogène sur toute la longueur du fil, mais plutôt localement en un ou plusieurs points du fil. La localisation de ces points de décharges peut également s'avérer être instable au cours de l'évolution de la haute tension appliquée aux bornes des électrodes, et induire de ce fait des bruits parasites.

Les décharges se comportent, en quelques sortes, de manière similaire à une électrode multipointe. En effet, il a été remarqué pour les systèmes multipointe-plan que d'infimes différences entre les distances de chacune des pointes au plan pouvaient entraîner la localisation des décharges sur les pointes les plus proches du plan. Les décharges issues d'une électrode fil-plan se contractent localement en des points privilégiés, semble-t-il, par des défauts microscopiques à la surface du fil. La localisation des points de décharges peut donc être interprétée comme étant le résultat de la présence d'aspérités sur la surface du fil où l'ionisation serait favorisée. L'étude expérimentale d'un transducteur à géométrie fil-plan n'a donc pas pu être menée à bien. La réalisation d'un dispositif capable de générer des décharges stables et homogènes nécessiterait de traiter les aspects microtechnologiques liés à régularité de la surface de l'électrode fil.

Récemment, AKISHEV & coll. [5] ont expliqué que lorsque le champ électrique au voisinage d'un fil corona de polarité négative est suffisamment élevé pour que l'ionisation locale sur le fil devienne une décharge auto-entretenue, l'émission secondaire est causée par l'effet photoélectrique à la surface du fil. La décharge lumineuse se produit localement, en un point où le coefficient d'émission photoélectrique est maximal, et s'étend le long du fil lorsque le champ électrique appliqué augmente légèrement. Après un intervalle de temps, la

leur se contracte en plusieurs points où la charge d'espace d'ions positifs au voisinage de la cathode augmente le champ de sorte que l'impact d'un ion positif est suffisamment fort pour entraîner une émission secondaire. Après cette modification de la condition de surface de la cathode fil, les impulsions de Trichel sont émises à partir des points de décharges lumineux.

Pour une configuration fil-cylindre, SIGMOND distingue le comportement des décharges : dans les décharges fil-cylindre positives, la surface entière du fil est illuminée, contrairement aux décharges corona négatives de type Trichel, qui elles, s'allument très localement, se concentrent en des points presque régulièrement espacés le long du fil [83]. Le comportement des décharges corona en configuration fil-plan devrait être analogue. Néanmoins, dans notre application, les décharges corona fil-plan ont été expérimentées sans succès pour les deux polarités et l'homogénéité des décharges n'a jamais pu être atteinte. Les aspects technologiques précédemment mis en cause permettent d'expliquer ces différences.

3 Conclusion

Dans le but d'augmenter les niveaux sonores, l'augmentation de la surface émissive des décharges a été abordée sous deux aspects différents : sous la forme d'une structure discrète (système multipointe-plan), d'une part, et continue (système fil-plan) d'autre part.

L'établissement des décharges s'avère être similaire dans les deux cas. En effet, malgré sa structure continue, une électrode fil est soumise à une localisation des phénomènes d'ionisation. La répulsion électrostatique entre les nuages de charges d'espace, ainsi que la présence d'aspérités sur la surface du fil favorisant l'ionisation peuvent expliquer cette discrétisation de l'émission corona. La configuration fil-plan occasionne des contraintes technologiques importantes (régularité de la surface du fil, parallélisme des électrodes,...), et le contrôle des décharges est difficile. La structure multipointe-plan est donc plus prometteuse. Cependant, les contraintes technologiques existent également dans ce type d'électrodes. En effet, un prototype de 151 pointes disposées de façon hexagonale a été réalisé mais les essais ont montré qu'une infime différence entre les distances pointe-plan pouvaient favoriser l'établissement des décharges sur quelques pointes seulement. Pour éviter ces problèmes, une alimentation matricielle des pointes, autorisant la variation du potentiel de chaque pointe afin d'ajuster localement chaque courant de décharge se révèle être indispensable.

La proximité des décharges cause des problèmes complexes d'origine électromagnétique qui nécessitent de prendre en considération la dynamique des porteurs de charge. Aucun modèle n'existe à ce jour dans la littérature. Ce n'est que récemment que certains auteurs [71, 6, 5] ont présenté de nouveaux résultats permettant de comprendre un peu mieux les décharges corona de configuration monopointe-plan grâce à des simulations numériques qui tiennent compte de l'évolution spatio-temporelle des décharges. Dans ce chapitre, une modélisation du champ électrique pour une structure multipointe-plan, inexistante à notre connaissance, est une première approche théorique du problème qui ne considère pas la variation temporelle de la densité de charge. Les interactions électriques ont été mises en évidence et interprétées comme l'effet d'une répulsion électrostatique des nuages de charges d'espace issus de pointes adjacentes. Les calculs numériques qui utilisent le modèle du champ électrique développé montrent un comportement de décharges similaire à celui observé expérimentalement. En outre, à partir de ce premier modèle, la distribution de la densité de courant dans l'espace interélectrode pour un multipointe peut être calculée. Cette étude a donc permis de comprendre le comportement électrique des décharges et de développer un modèle qui pourra être adopté pour une modélisation du champ de pression acoustique.

Chapitre 6

Le vent électrique

Dans les décharges couronnes, les particules chargées s'écoulent de la pointe vers le plan, le long des lignes de champ électrique. Le transfert de quantité de mouvement, par collisions élastiques, des ions négatifs et des électrons vers les molécules d'air engendre le déplacement de l'ensemble du gaz qui est appelé "vent électrique". Ce mouvement de gaz transporte l'ozone et autres éléments chimiques qui sont, en forte concentration, dangereux pour l'organisme humain. Le vent électrique existe dans toutes les décharges électriques ; des études théoriques et électriques sont nécessaires dans le but de le contrôler, mais également d'accéder au paramètre β , le rapport du courant électronique sur le courant ionique, obtenu par ailleurs par ajustement des modèles sur les mesures acoustiques (chap. 2, §2.3.1).

L'objet des études théoriques proposées est de donner, d'une part, l'expression de la vitesse axiale associée à l'écoulement des particules neutres sur l'axe de la pointe au sein de l'espace interélectrode, notamment en fonction du paramètre β dont les valeurs seront évaluées par ajustement des données théoriques sur celles obtenues expérimentalement en utilisant la méthode des moindres carrés. D'autre part, une loi exprimant le profil de la vitesse axiale dans des plans perpendiculaires à l'axe sera recherchée en s'appuyant sur les résultats expérimentaux.

L'étude expérimentale est basée sur la mesure de la vitesse d'écoulement au sein de l'espace interélectrode par Anémométrie Laser Doppler. Le temps d'utilisation de ce banc de mesure nous étant limité, nous avons concentré nos efforts sur la mesure de la vitesse suivant l'axe de la pointe, dans quelques plans perpendiculaires à cet axe, et uniquement dans l'espace interélectrode.

1 Modélisation de la vitesse d'écoulement du gaz le long de l'axe de la pointe

Bien que son existence soit connue depuis de nombreuses années, il existe peu d'études dans la littérature concernant le vent électrique ; elles sont, pour la plupart, principalement expérimentales. Seules deux études considèrent des aspects théoriques : celle de ROBINSON [76], qui développe un modèle simple aboutissant à une relation semi-empirique où la vitesse d'écoulement du gaz v_G dans une décharge couronne de configuration pointe-plan s'exprime en fonction du courant de décharge I :

$$v_G = K \sqrt{\frac{I}{\rho \mu_i}}, \quad (6.1)$$

avec ρ et μ_i la densité de l'air et la mobilité moyenne des ions, et K , un coefficient ajusté en fonction de la géométrie du système. La deuxième étude théorique, celle de SIGMOND [84], présente une relation similaire principalement basée sur une simulation numérique de l'écoulement du gaz dans des décharges couronnes négatives confinées dans une cavité cylindrique ; elle met en évidence l'existence de tourbillons autour de la pointe, ce

qui interprété comme le phénomène permanent résultant de la combinaison de deux écoulements : celui des ions négatifs vers le plan, et celui des ions positifs vers la pointe.

L'objet de ce qui suit est de donner l'expression de la vitesse de l'écoulement du gaz sur l'axe de la pointe. Le modèle repose sur une description du comportement des particules chargées et neutres dans la zone de dérive qui occupe la majeure partie de l'espace interélectrode. Il ne considère pas les phénomènes physiques en cause au sein de la région "active" qu'est la zone d'ionisation.

L'écoulement des particules ionisées à travers l'espace interélectrode le long des lignes de champ électrique interagit par collisions avec le gaz neutre. A la pression atmosphérique, la vitesse de ce dernier est généralement négligeable par rapport aux vitesses d'écoulement des ions. En effet, dans la zone de dérive, le champ électrique réduit, pour l'air sec à 20 ° C est tel que :

$$10 [Td] \lesssim \frac{E}{N} \lesssim 1000 [Td] \quad (6.2)$$

avec une densité de particules neutres $N = 2,34 \cdot 10^{25} m^{-3}$ ($1Td = 10^{-21} Vm^2$) [81]. Ainsi, la vitesse v_i des ions, définie comme le produit du champ électrique et de la mobilité ($\mu_i = 1,8 \cdot 10^{-4} m^2/(Vs)$), est telle que :

$$42 m/s \lesssim v_i \lesssim 420 m/s \quad (6.3)$$

La vitesse des ions, ainsi calculée, est de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de m/s, tandis que la vitesse v_G de l'écoulement du gaz mesurée est de l'ordre de quelques m/s.

L'origine du développement consiste à considérer l'équation macroscopique de la conservation de la quantité de mouvement associée au gaz de particules neutres dans laquelle l'action des particules chargées sur les particules neutres est prise en compte dans un terme de collision [12]. Elle s'écrit de manière générale sous la forme :

$$\rho \frac{d\vec{v}_G}{dt} = -\vec{\nabla}P + \vec{\nabla}[\vec{\tau}] + \vec{F} \text{ avec } \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_G \cdot \frac{\partial}{\partial x} \quad (6.4)$$

où \vec{v}_G et P représentent respectivement la vitesse de l'écoulement et la pression du gaz.

Les collisions entre particules neutres sont prises en compte à travers les phénomènes de viscosité (caractérisés par le tenseur des contraintes de viscosité $[\vec{\tau}]$) et les collisions entre particules neutres et particules chargées (collisions liées au mouvement orienté des particules chargées par le champ électrique) sont représentées par une grandeur ayant la dimension d'une force volumique \vec{F} .

En première approximation :

- l'écoulement est supposé stationnaire ($\frac{\partial}{\partial t} \equiv 0$) et unidirectionnel (orienté suivant l'axe de la pointe) ;
- la pression statique selon cet axe est supposée constante $\vec{\nabla}P = \vec{0}$;
- les phénomènes de viscosité sont négligeables ;
- la force volumique \vec{F} s'écrit :

$$\vec{F} \approx \sum_l N_l \left(\frac{m_l}{m} \right) q_e \vec{E}, \quad (6.5)$$

où N_l , m , m_l , q_e , \vec{E} représentent respectivement le nombre de particules chargées par unité de volume, la masse des particules neutres et des particules chargées, la charge électrique et le champ électrique total.

La force \vec{F} exercée sur les particules neutres est d'autant plus importante que la densité de charge des particules chargées est élevée et que le rapport $\frac{m_i}{m}$ est proche de l'unité (ce qui est supposé être le cas dans la suite où seuls les ions négatifs sont considérés). Dans le cas d'une décharge couronne négative pointe-plan, seules les particules chargées négativement circulent dans la zone de dérive [12]. A densité de charge égale, l'action des ions sur le gaz de particules neutres est prépondérante devant celle des électrons. Ainsi, en première approximation, seuls sont considérés les ions négatifs se déplaçant le long des lignes de champ électrique. Dans ces conditions, la force \vec{F} peut s'exprimer par :

$$\vec{F} \approx N_i q_e \vec{E}, \quad (6.6)$$

où N_i représentent le nombre d'ions négatifs par unité de volume. Par ailleurs, en considérant la relation entre la densité de courant J_i associée aux ions négatifs et le champ électrique :

$$J_i = N_i q_e v_i = N_i q_e \mu_i E, \quad (6.7)$$

l'équation de conservation de la quantité de mouvement se réduit à l'équation différentielle

$$v_G \frac{\partial v_G}{\partial x} = \frac{J_i}{\rho \mu_i} \quad (6.8)$$

En retenant l'hypothèse violente (non-réaliste dans la zone d'ionisation en raison du gradient élevé du champ électrique mais valable dans la zone de dérive) selon laquelle la densité de courant J_i est constante le long de l'axe central des décharges, la vitesse de l'écoulement du gaz sur cet axe est donnée par la solution de l'équation différentielle 6.8 sous la forme :

$$v_G^2 = \frac{2J_i}{\rho \mu_i} x + cte \quad (6.9)$$

où x et cte sont la position sur l'axe de la pointe dans l'espace interélectrode et une constante d'intégration. Cette expression fait intervenir la densité de courant J_i qui n'est pas directement accessible par la mesure. Par conséquent, l'expression de la vitesse doit être exprimée en fonction du courant électrique. Pour un système de configuration géométrique pointe-plan, la relation semi-empirique entre la densité de courant J et le courant moyen I mesuré sur le plan est donnée sous la forme [66, 82] :

$$I = \frac{2\pi}{3} d^2 J(0) (1 - \cos^3(\theta_c)) \approx \frac{7\pi}{12} d^2 J(0), \quad (6.10)$$

où $J(0)$ représente la densité de courant sur l'axe de la pointe, $\theta_c \approx 60$ à 65° représente le demi-angle du cône modélisant le volume des décharges, et d la distance interélectrode (chap. 5, §1.2.1, fig. 5.1). Cette relation est généralement considérée comme applicable pour une large gamme du courant moyen I , de la distance interélectrode d , et du rayon de courbure de la pointe. Dans la zone de dérive, le courant électrique est porté par les électrons et par les ions négatifs ; il peut être exprimé sous la forme :

$$I = I_i + I_e = I_i \left(1 + \frac{I_e}{I_i} \right) = I_i (1 + \beta) \quad (6.11)$$

où I_i et I_e sont les courants électriques associés respectivement aux ions négatifs et aux électrons.

Finalement la vitesse de l'écoulement sur l'axe de la pointe s'écrit donc sous la forme :

$$v_G^2(x) = \frac{I}{\rho \mu_i} \frac{24}{7\pi d^2} \frac{1}{(1 + \beta)} x + cte. \quad (6.12)$$

Lorsque le régime de décharges est établi, la vitesse en $x = 0$ (extrémité de la pointe) est non nulle d'où :

$$v_G(x) = \sqrt{\frac{I}{\rho \mu_i} \frac{24}{7\pi d^2} \frac{1}{(1 + \beta)} x + v_G(x = 0)^2}. \quad (6.13)$$

En $x = d$ et pour $v_G(x = 0) = 0$, une relation similaire à celle obtenue par Robinson [76] et Sigmond [84] est ainsi retrouvée.

Les grandeurs β et $v_G(x = 0)$ de la relation 6.13 sont des inconnues dont les valeurs seront ajustées par des résultats expérimentaux. Rappelons que, compte-tenu des hypothèses de départ, l'expression de la vitesse est seulement valable sur l'axe de la pointe. Les mesures de vitesse obtenues par Anémométrie Laser Doppler vont permettre de valider en partie le modèle proposé en 6.13.

2 Etude expérimentale du vent électrique

Quelques mesures de l'écoulement du gaz dans une décharge couronne ont été effectuées en utilisant, soit un anémomètre à fil chaud [85], soit un tube de Pitot et en appliquant la loi de Bernoulli [31]. Ces techniques de mesures de vitesses sont aujourd'hui remplacées par des méthodes optiques qui sont plus performantes. L'Anémométrie Laser Doppler est de plus en plus utilisée pour prospecter les gaz soumis à des décharges électriques et analyser leur comportement hydrodynamique [35, 75, 15]. A notre connaissance, seule la thèse de BALLEREAU [7] concerne des mesures ALD dans des décharges couronnes négatives de type pointe-plan dans l'air à pression atmosphérique. Cependant, cette étude ne comporte pas de modèle de l'écoulement.

2.1 Mesure de la vitesse d'écoulement par Anémométrie Laser Doppler

Le principe de l'Anémométrie Laser Doppler a été présenté dans le chapitre 4 §2.3.1 (fig. 4.21). Des mesures de vitesses d'écoulement du gaz ont été effectuées sur un transducteur de configuration monopointe-plan pour des distances interélectrodes de $d = 3, 6, \text{ et } 9\text{mm}$, et pour des courants compris entre $25\mu\text{A}$ et $60\mu\text{A}$ du régime des décharges couronnes (tab. 6.1), en fonction de la position y par rapport à l'axe central x (celui de la pointe). Le repère utilisé a son origine centré sur l'extrémité de la pointe, et les axes x, y et z sont représentés sur la

d	courant faible	courant moyen	courant fort
3mm	$\approx 25 \mu\text{A}$	$\approx 45 \mu\text{A}$	$\approx 60 \mu\text{A}$
6mm	$\approx 29 \mu\text{A}$	$\approx 62 \mu\text{A}$	$\approx 83 \mu\text{A}$
9mm	$\approx 23 \mu\text{A}$	$\approx 44 \mu\text{A}$	$\approx 57 \mu\text{A}$

TAB. 6.1 - Valeurs des moyennes des courants faibles, moyens et forts pour chaque distances.

figure 6.3. Par commodité, une partie seulement des mesures¹ a été effectuée sur les deux demi-plans ($y < 0$ et $y > 0$) de part et d'autre de la pointe. Pour la plupart des mesures ($d = 6\text{mm}$, et $d = 9\text{mm}$), seul un côté par rapport à l'axe de la pointe a été observé : une symétrie cylindrique du système est supposée. Dans la suite, la position y peut donc être remplacée par r , la distance radiale par rapport à l'axe des x . Cette hypothèse de symétrie cylindrique des décharges nécessite aussi de supposer que l'extrémité de la pointe est parfaitement positionnée sur le point 0, origine du repère² (fig. 6.3).

L'interprétation des résultats expérimentaux considère l'hypothèse selon laquelle les particules d'ensemencement sont électriquement neutres, donc sans influence sur les lignes de champ électrique et le vent électrique. De plus, il est important de rappeler que les traceurs sont supposés suivre le mouvement global du gaz au sein de l'espace interélectrode.

La figure 6.1 représente les profils de vitesses mesurés dans différents plans de l'espace interélectrode perpendiculaires à l'axe de la pointe, pour différentes valeurs du courant continu et de la distance interélectrode.

1. toutes celles à $d = 3\text{mm}$, et certaines à $d = 6\text{mm}$, soit à $x = 0$ pour les courants faibles, moyens, et forts, et à $x = 2\text{mm}$ pour les courants moyens, et forts

2. ce qui n'est peut être pas toujours le cas compte tenu des différences observées pour les mesures en $y = 0$ dans les mêmes conditions (cf les mesures pour $d = 3\text{mm}$, où par exemple pour $x = 3\text{mm}$, à courant fort, l'écart entre les deux mesures réalisées en $y = 0$ est supérieur à 2 m/s pour des valeurs de vitesse d'approximativement 6 et 8 m/s .)

La vitesse mesurée est plus faible au niveau de la pointe ($x = 0$) que dans l'espace interélectrode. Elle croît rapidement avec la distance x par rapport à la pointe surtout pour des positions proches de l'axe $r = 0$.

La figure 6.2 montre que les vitesses mesurées sont sensiblement proportionnelles à la racine carrée du courant total (éq. 6.13).

Enfin, pour des mesures sur le plan anode ($x = d$), le profil de la vitesse présente systématiquement des paliers (fig. 6.1) qui sont probablement liés à des effets tourbillonnaires au niveau de la grille dont la transparence n'est pas suffisante pour laisser passer librement le jet de gaz.

3 Comparaison théorie-expérience

La modélisation proposée dans le paragraphe 1 repose sur de nombreuses hypothèses dont certaines sont sujettes à caution telle que la seule prise en considération de l'effet des ions négatifs sur le gaz environnant. C'est pourquoi une validation expérimentale du modèle est indispensable, même si elle ne peut donner en l'état que des tendances globales.

3.1 Validation expérimentale du modèle de la vitesse d'écoulement axiale

Cette partie est dédiée à la comparaison entre les résultats théoriques (éq. 6.13) et les résultats expérimentaux de la vitesse macroscopique du gaz sur l'axe et dans l'espace interélectrode d'un système pointe-plan pour différentes configurations géométriques ($d = 3, 6$ et 9 mm) et électriques ($25 \leq I \leq 80 \mu\text{A}$).

La figure 6.3 représente un exemple des mesures de vitesses obtenues sur l'axe de la pointe pour différentes positions x de l'espace interélectrode, différents courants I et pour une distance interélectrode de 3mm . Quelle que soit la configuration géométrique et électrique (tab. 6.2) :

- la vitesse mesurée sur la pointe est différente de zéro ; en régime établi, cet effet peut être attribué à un phénomène "d'aspiration" du gaz présent derrière la pointe;
- la vitesse croît avec le courant I , cela est en accord avec le modèle proposé (éq. 6.13) ;
- la vitesse mesurée sur la grille est généralement plus faible que celle obtenue quelques millimètres avant ; cet effet, qui n'est pas pris en considération dans le modèle, est dû en grande partie aux perturbations de l'écoulement causées par la présence de la grille.

Pour chaque configuration électrique et géométrique, les vitesses mesurées sur l'axe du système pointe-plan, élevées au carré, font l'objet d'une interpolation linéaire au sens des moindres carrés. Le coefficient β et la vitesse en $x = 0$ de l'expression 6.13 sont déduits des caractéristiques de la droite de régression.

Les valeurs du coefficient β obtenues par cette interpolation (tab. 6.2) sont comprises entre -0.4 et 1.8 . Bien que les valeurs négatives soient aberrantes, les ordres de grandeur restent néanmoins proches des valeurs de β obtenues à l'aide des mesures acoustiques ($\beta \approx 2$ à 3 , chap. 3, §2.3.1). Compte-tenu des incertitudes liées tant à la simplicité de la modélisation qu'aux résultats expérimentaux, il est difficile de dégager des tendances de l'évolution du paramètre β en fonction de la distance interélectrode ou du courant.

En effet, les imprécisions constatées sur la prédiction du modèle proposé ont deux origines principales.

3.1.0.1 La première est liée aux aspects expérimentaux. Même si la technique de mesure est faiblement intrusive par rapport aux autres méthodes (technique du fil chaud, etc.). L'ensemencement de l'espace interélectrode présente l'inconvénient d'augmenter le taux d'humidité du milieu, ce qui se visualise clairement par la présence de gouttelettes sur la grille. De telles perturbations sur les décharges couronnes peuvent engendrer des variations du courant continu et donc de la vitesse du vent.

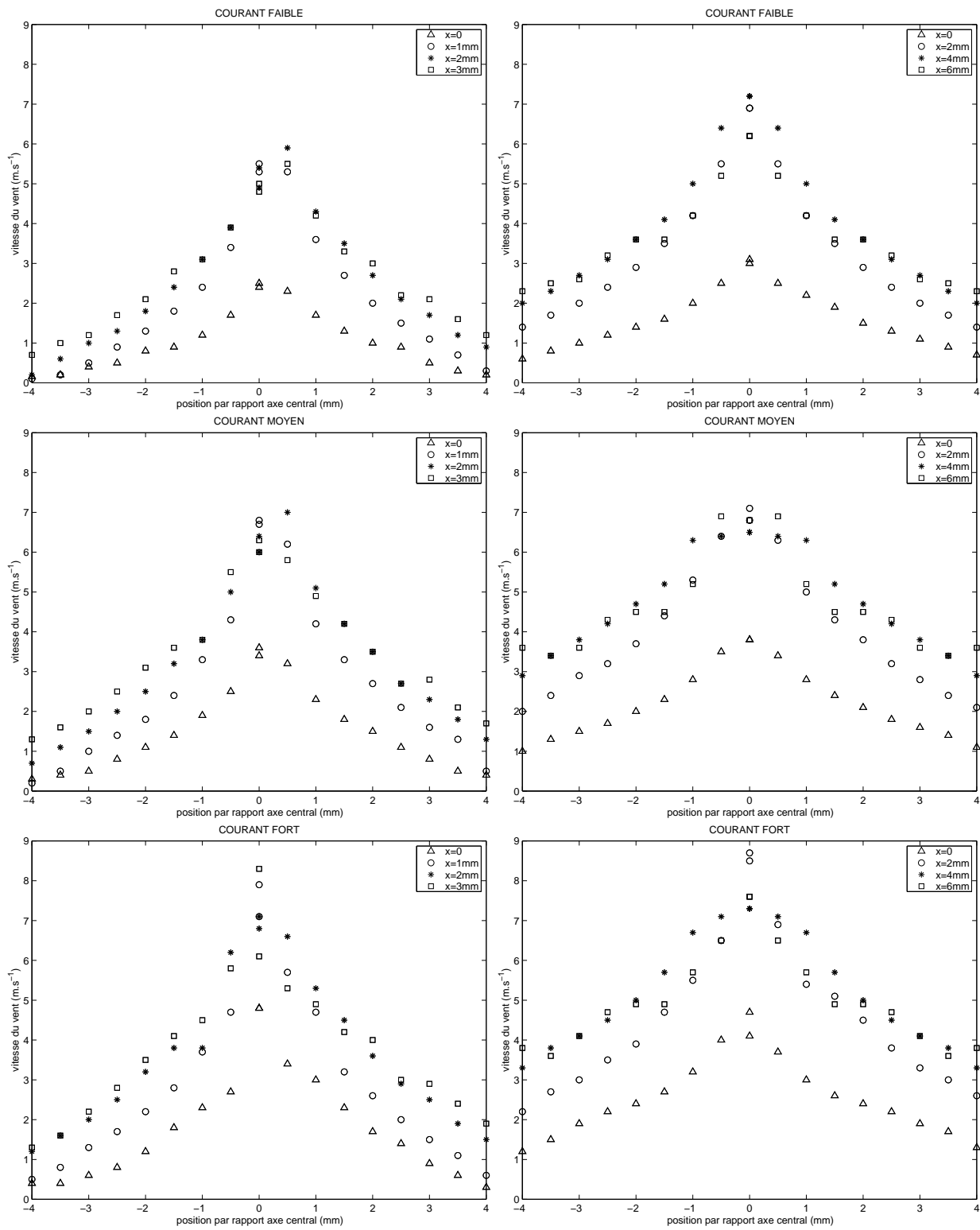


FIG. 6.1 - Vitesses mesurées pour les distances interélectrodes $d = 3$, et 6 mm .

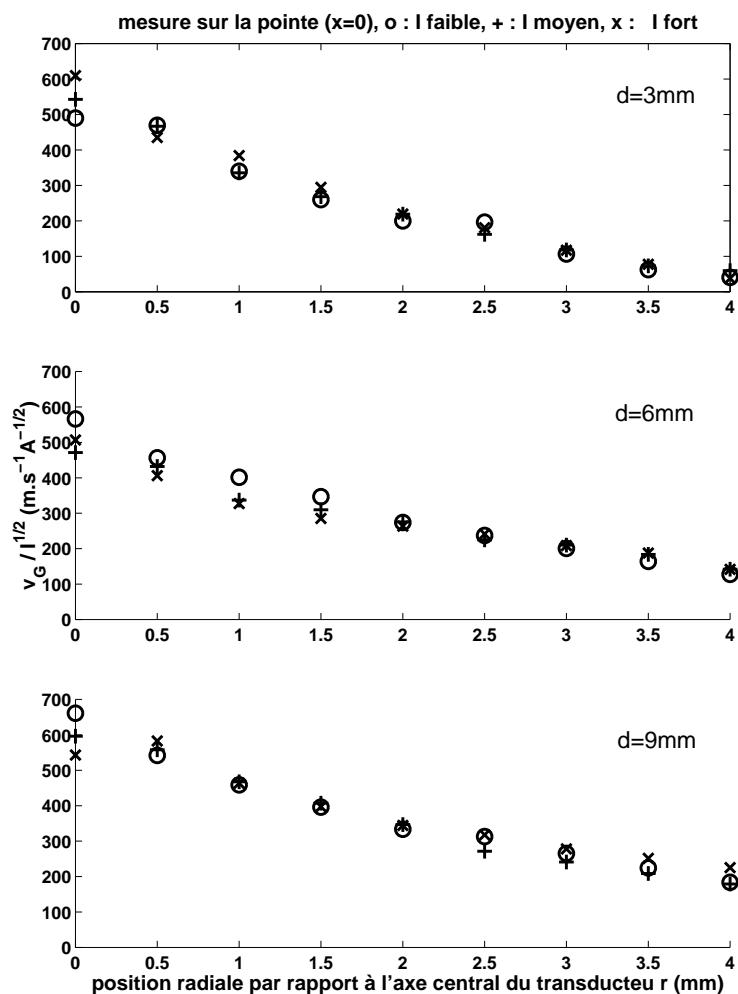


FIG. 6.2 - Rapport de la vitesse du vent électrique sur la racine carrée du courant en fonction de la position radiale par rapport à l'axe de la pointe, pour les distances interélectrodes $d=3, 6,$ et 9mm .

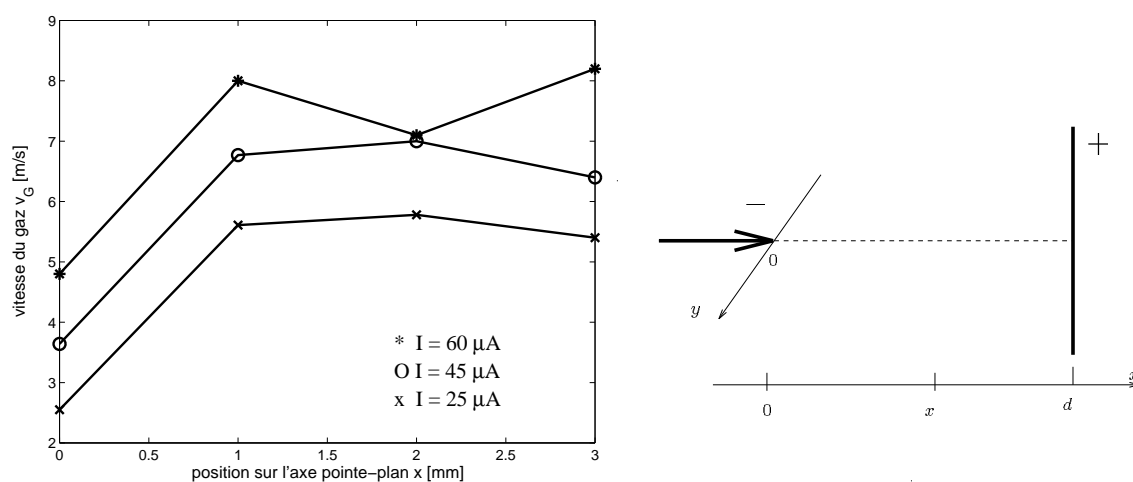


FIG. 6.3- Vitesses de l'écoulement du gaz mesurées dans l'espace interélectrode sur l'axe pointe-plan ($d = 3\text{mm}$).

Par ailleurs, les mesures effectuées de part et d'autre de la pointe montrent parfois une dissymétrie du profil de vitesse. Les faibles dimensions du milieu analysé rendent particulièrement délicat le positionnement de la pointe par rapport au repère du système de déplacement automatique des faisceaux laser. Si la pointe

	Données issues de la mesure		Données issues de l'interpolation		
	I (μA)	Vitesse en $x = 0$ (m/s)	Vitesse en $x = 0$ (m/s)	Pente de la droite ($\times 10^{-3}$)	$\beta = \frac{I_e}{I_i}$
$d = 3\text{mm}$	25	2.6	3.8	7	1
	45	3.7	4.9	8.6	1.9
	60	4.8	5.8	11.9	1.8
$d = 6\text{mm}$	30	3.1	4.9	4.7	-0.1
	60	3.7	4.9	4.3	1
	80	4.5	6.1	4.75	1.4
$d = 9\text{mm}$	25	3.3	4.3	2.6	-0.4
	45	4	4.4	3.2	-0.1
	60	4.5	5.6	3	0.2

TAB. 6.2 - Evolution de la vitesse axiale en $x = 0$ et du coefficient β en fonction du courant I et de la distance interélectrode d .

est légèrement décalée par rapport au centre de ce repère, cela se répercute sur les mesures. Enfin, une source d'incertitudes concerne les particules de brouillard utilisées pour l'ensemencement du milieu, qui, compte tenu de leurs caractéristiques (masse et taille), peuvent ne pas suivre parfaitement l'écoulement.

3.1.0.2 La seconde origine principale des différences observées est due à l'extrême simplicité du modèle.

- l'effet des électrons sur l'écoulement n'est pas pris en considération bien que ceux-ci soient essentiellement présents sur l'axe de la décharge ;
- la viscosité et les phénomènes tourbillonnaires du gaz ne sont pas pris en compte.

3.2 Etude des profils de vitesse

L'écoulement des particules neutres entre la pointe et le plan s'accompagne d'une expansion sous l'action de la diffusion particulaire, d'une part, et du faible champ électrique radial d'autre part. L'approche proposée ici consiste alors à adjoindre à l'expression de la vitesse axiale du gaz (éq. 6.13), une fonction $g(x, r)$ qui modélise le profil de l'écoulement. Ainsi, la vitesse s'exprime sous la forme :

$$v_G(x, r) = v_G(x, 0) \times g(x, r). \quad (6.14)$$

Une première analyse des mesures (fig. 6.4) montre que le profil de l'écoulement semble suivre une loi d'expansion gaussienne en fonction de la distance à l'axe r :

$$g(x, r) = e^{-(r/R_c(x))^2}, \quad (6.15)$$

dans laquelle $R_c(x)$ est un paramètre ajustable représentant le rayon de l'écoulement. Ce profil gaussien est souvent utilisé dans les développements théoriques associé aux jets [18, 19, 77]. Dans l'ensemble, les données expérimentales s'accordent assez bien avec l'expression analytique 6.15. Cependant, cela ne constitue pas pour autant un critère de validation suffisant de cette relation. La littérature concernant les jets donne de nombreuses formulations, tout aussi empiriques, qui pourraient également conduire à des résultats intéressants.

L'ajustement du paramètre $R_c(x)$ est obtenu au moyen d'une interpolation au sens des moindres carrés de la loi gaussienne (éq. 6.15) avec les mesures de $\frac{v_G(r)}{v_G(r=0)}$, la vitesse du gaz normalisée par sa valeur sur l'axe central du transducteur (tab. 6.3). Le demi-angle α du cône d'écoulement est déduit simplement des valeurs du

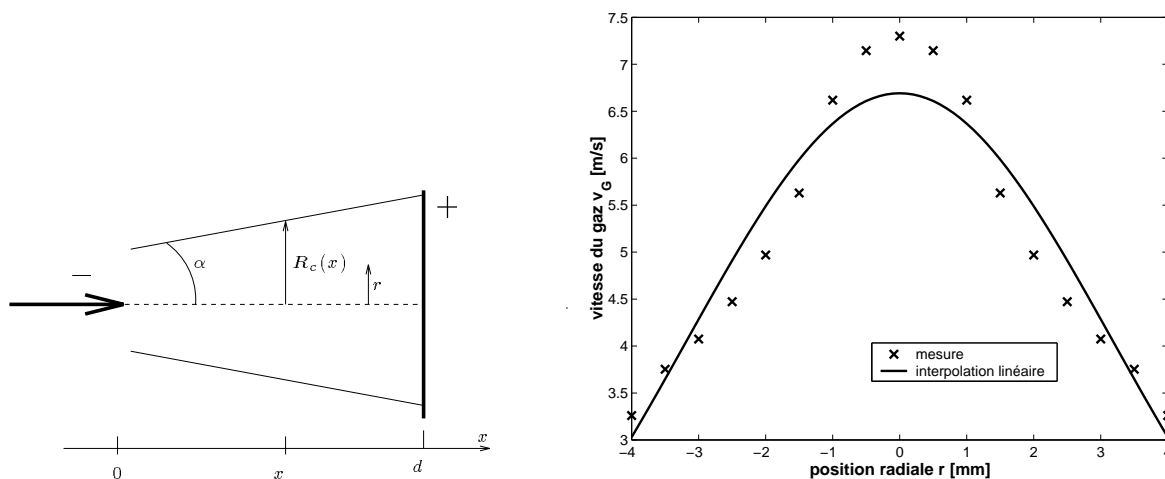


FIG. 6.4 - Vitesses de l'écoulement mesurées dans l'espace interélectrode sur l'axe pointe-plan $d = 6\text{ mm}$, $x = 2\text{ mm}$, $I = 60\mu\text{ A}$.

paramètre R_c .

De manière générale, le rayon de l'écoulement R_c croît avec la distance interélectrode d et dans une moindre mesure avec le courant I . Le demi-angle du cône d'écoulement est d'autant plus grand que la distance interélectrode d est petite et I est grand. Ce comportement est conforme à l'idée intuitive que l'angle du cône d'écoulement croît avec le courant I .

Notons que pour $d = 6\text{ mm}$, la valeur de R_c obtenue sur le plan, de l'ordre de 4 à 5 mm, correspond au rayon d'une couronne observable sur la trace d'oxydation dans des conditions similaires (chap. 5, fig. 5.3). Cette observation pourrait confirmer la présence d'agents oxydants transportés par le vent électrique et qui accélèrent la corrosion.

La figure 6.5 montre les limites du modèle et souligne quelques phénomènes importants. Le premier concerne

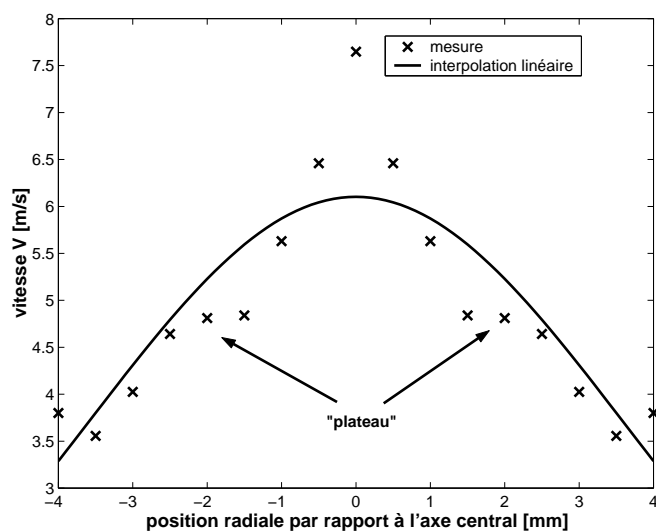


FIG. 6.5 - Vitesse axiale de l'écoulement mesurée dans l'espace interélectrode pointe-plan $d = 6\text{ mm}$, plan de mesure en $x = 4\text{ mm}$, $I = 80\mu\text{ A}$.

d (mm)	Courant I (μA)	Position sur l'axe x (mm)	Données issues de l'interpolation		
			Vitesse en $r = 0$ (m/s)	Paramètre R_c (mm)	Demi angle α °
3	25	0	1.9	2.55	11.3
		1	4.1	2.25	
		2	4.4	2.6	
		3	4.1	3.15	
	45	0	2.5	2.7	15
		1	5	2.45	
		2	5.3	3	
		3	5.1	3.5	
	60	0	3.1	2.6	16.7
		1	5.2	2.65	
		2	5.6	3.2	
		3	5.5	3.5	
6	30	0	2.4	3.4	8.5
		2	5	3.3	
		4	5.7	3.7	
		6	4.8	4.3	
	60	0	3.1	3.7	12.2
		2	5.6	3.7	
		4	6	4.4	
		6	5.6	5	
	80	0	3.5	3.8	12.2
		2	6.2	3.8	
		4	6.7	4.5	
		6	6.1	5.1	
9	25	0	2.6	3.8	8.2
		4.5	5.8	4	
		9	4.5	5.1	
	45	0	3.4	3.7	10.1
		4.5	5.9	4.8	
		9	6.2	5.3	
	60	0	3.8	4.2	10.1
		4.5	7.7	4.3	
		9	6.4	5.8	

TAB. 6.3 - Evolution de la vitesse axiale en $r = 0$ (sur l'axe), du coefficient R_c , et du demi-angle d'écoulement α en fonction du courant I et de la distance interélectrode d .

la grande différence en $r = 0$ entre la vitesse mesurée et la vitesse déduite de l'interpolation avec une loi gaussienne. Cette observation renforce notre point de vue exprimé précédemment sur le caractère très particulier des phénomènes mis en jeu sur l'axe de la pointe probablement dû à la présence des électrons. Le deuxième phénomène également observé et discuté précédemment (§2.1) est l'existence sur certains profils de paliers vraisemblablement dus à la présence de tourbillons. Ces paliers peuvent être observés sur les profils de vitesses mesurées sur l'électrode plane, et aussi dans l'espace interélectrode lorsque le courant est suffisamment élevé.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, la vitesse de l'écoulement global du gaz dans une décharge couronne négative pointe-plan a été étudiée. Le banc de mesure de vitesse du Laboratoire d'Acoustique utilisant la technique de l'Anémométrie Laser Doppler a permis d'accéder à la mesure, dans l'espace interélectrode, des profils de vitesses du vent électrique suivant l'axe de la pointe, en fonction de la distance interélectrode et du courant.

Une modélisation de la vitesse du vent sur l'axe de la pointe a été développée, conduisant à une expression similaire à celles existant dans la littérature, et présentant l'avantage principal de faire apparaître $\beta = I_e/I_i$ (rapport du courant électronique au courant ionique). Ce dernier est un paramètre important qui intervient dans la modélisation acoustique de la source de force (chap. 3, §2.3.1). Les mesures du vent électrique par ALD ont été effectuées en partie dans le but d'accéder à la valeur de ce paramètre. Cet objectif a pu être partiellement atteint. En effet, malgré un ensemble d'incertitudes relatives aux mesures mais également à la simplicité du modèle développé, les ordres de grandeur obtenus pour le paramètre β par cette méthode et par les mesures acoustiques sont similaires.

En outre, la modélisation du profil de vitesse par une distribution gaussienne, classiquement utilisée en mécanique des fluides (théorie des jets) donne des résultats satisfaisants pour des vitesses axiales à quelques millimètres de l'axe. Ces résultats, en accord avec les observations effectuées sur les traces d'oxydation du plan, permettent de valider l'évaluation des paramètres géométriques (R_e et α) du cône d'écoulement.

L'amélioration du modèle pourrait être effectuée en tenant compte des phénomènes liés à la zone d'ionisation tels que l'écoulement des ions positifs vers la pointe, et en considérant l'effet de l'écoulement des électrons sur les particules neutres dans la zone de dérive. Il serait également souhaitable de ne plus considérer une distribution de courant uniforme dans l'espace interélectrode, mais d'utiliser plutôt le modèle de la distribution de la densité de courant développée dans le chapitre 5 (§1.4.3) qui tient compte du gradient élevé du champ électrique près de la pointe. Enfin, une expression analytique du profil de vitesse pourrait être envisagée en s'inspirant des nombreuses études de la mécanique des fluides consacrées aux jets axisymétriques.

D'un point de vue expérimental, la technique ALD devra être améliorée afin de mieux maîtriser l'ensemencement et son influence sur le comportement des décharges électriques. De plus, il serait intéressant d'effectuer des mesures de vitesses radiales du vent électrique afin d'évaluer l'importance des effets tourbillonnaires, et de les comparer aux résultats théoriques d'un modèle plus général.

Conclusion

Les travaux théoriques et expérimentaux présentés dans ce mémoire ont pour objet de rechercher une configuration électrique et géométrique optimale pour le haut-parleur ionique, en vue d'en améliorer le rendement électroacoustique et d'en augmenter le niveau sonore maximum. L'étude a porté, en outre, sur les phénomènes électriques et hydrodynamiques qui peuvent nuire à l'émission acoustique des décharges électriques.

Après un rappel du principe de fonctionnement d'un haut-parleur ionique, la modélisation du comportement acoustique des décharges électriques, issue de la thèse de V. MONTEBAULT [69], a été reprise. Les principales modifications apportées ont consisté à remplacer le volume cylindrique de la source de force par un volume tronconique plus proche de la distribution réelle des lignes de champ électrique, et à attribuer un volume sphérique à la source de chaleur supposée jusqu'à présent ponctuelle. Les résultats obtenus montrent un bon accord entre les données expérimentales et théoriques.

Dans la suite, un prolongement du bilan énergétique du haut-parleur ionique abordé dans la thèse précédente [69] a été effectué. Une formulation analytique du rendement électroacoustique associé à chacune des deux sources (force et chaleur) est déduite des modèles électriques et acoustiques existants. En utilisant le dispositif de mesure fine mis au point précédemment [69], les résultats expérimentaux d'une étude paramétrique détaillée ont permis d'évaluer les puissances électrique et acoustique mises en jeu pour les deux sources et de proposer une configuration électrique et géométrique optimale en terme de rendement électroacoustique d'un système pointe-plan.

Dans le but d'augmenter le niveau sonore produit par un haut-parleur ionique, deux méthodes ont été suivies : l'une s'applique à augmenter le taux de modulation électrique et l'autre à accroître le volume émissif des décharges.

Concernant la première méthode, un nouveau dispositif expérimental a été mis au point afin d'augmenter la modulation du champ électrique d'un système pointe-plan. Les premiers résultats expérimentaux ont permis de valider plus largement le modèle du champ de pression notamment en basses fréquences. Pour des taux de modulation électrique élevés, une analyse expérimentale, réalisée sur des mesures microphoniques et des mesures de vitesse obtenues par Anémométrie Laser Doppler, ont mis en évidence une importante distorsion harmonique de la pression acoustique générée par un système pointe-plan. Une première analyse amène à attribuer ce phénomène principalement au comportement non-linéaire de la source de chaleur. Cette interprétation demeure toutefois fragile compte tenu du nombre limité de mesures disponibles. Il conviendra de prolonger l'étude expérimentale afin de valider définitivement cette interprétation et améliorer les modèles prédisant le comportement non-linéaire du champ de pression. Sous réserve de validation de cette interprétation, une étude pourrait être menée sur la réduction du comportement non-linéaire du champ de pression au moyen d'une distorsion imposée au courant électrique appliqué.

Toujours en vue d'augmenter le niveau sonore généré, une deuxième méthode a consisté à étudier de nouvelles configurations géométriques d'électrodes afin d'obtenir un plus grand volume émissif des décharges. La principale

partie de ce travail est consacrée aux interférences électriques entre les décharges issues de pointes adjacentes. Après une étude bibliographique, une modélisation simple du champ électrostatique et de la distribution de la densité de courant pour un bipointe a été effectuée. Les résultats théoriques issus de ces développements, associés à l'observation des traces d'oxydations obtenues sur le plan d'un système bipointe-plan, conduisent à une première estimation de la distance optimale de séparation entre pointes limitant à la fois la taille du transducteur et les interactions électriques entre les décharges issues chaque pointe.

En outre, un modèle du champ de pression acoustique associé aux décharges électriques d'un système de configuration fil-plan a été développé. Cependant, aucune confrontation modèle-expérience n'a pu être proposée. En effet, malgré la mise au point d'un montage soigné, la stabilité des décharges, nécessaire à une émission acoustique dépourvue de perturbations parasites, n'a pas pu être maintenue sur la longueur du fil. Compte tenu des contraintes qu'impose un dispositif fil-plan, il semble préférable d'abandonner ce type de géométrie et de poursuivre l'étude des transducteurs multipointe-plan plus robustes et plus aisés à manipuler.

Enfin, des études théoriques et expérimentales ont été menées sur le vent électrique dans l'espace interélectrodes d'un système pointe-plan. La vitesse de l'écoulement du gaz sur l'axe de la pointe, ainsi que les profils de vitesse dans des plans perpendiculaires à cet axe ont fait l'objet d'une modélisation, partiellement validée par les mesures de vitesse effectuées par Anémométrie Laser Doppler. Cette étude a permis de retrouver les ordres de grandeur du rapport du courant électronique au courant ionique, estimé par ailleurs à partir de mesures acoustiques. L'outil expérimental et les modèles proposés sont perfectibles ; ainsi la modélisation du vent électrique pourrait être améliorée en considérant le mouvement vers la pointe des ions positifs créés dans la zone d'ionisation et responsable de tourbillons, mais également en tenant compte de l'effet des électrons sur les particules neutres dans la zone de dérive, et de la distribution de la densité de courant.

L'étude acoustique du haut-parleur soumis à de forts taux de modulation et l'étude du vent électrique reposent respectivement sur les vitesses acoustiques et les vitesses d'écoulement mesurées à l'aide de l'Anémométrie Laser Doppler. Contrairement aux microphones électrostatiques, cette instrumentation présente l'avantage d'être insensible au rayonnement électromagnétique produit par le transducteur et son environnement (fils, sources haute tension, ...), et est faiblement intrusive comparée aux perturbations de l'écoulement engendrées par la présence d'un fil chaud. Cet outil de mesure, particulièrement adapté aux conditions expérimentales associées aux décharges électriques, devrait permettre de mener à bien des études complémentaires sur le comportement non-linéaire des sources acoustiques et sur la mesure des composantes de vitesse du vent électrique. A cette fin des améliorations devront être apportées sur le traitement des signaux Doppler.

Annexe A

Phénomènes d'ionisation dans les gaz

1 Mécanismes élémentaires dans les gaz ionisés

Cette annexe résume les principaux processus de collisions entre particules qui régissent un gaz ionisé ([25, 36, 74]). Contrairement aux collisions élastiques pour lesquelles le bilan énergétique ne fait intervenir que l'énergie cinétique des particules, les collisions inélastiques mettent en jeu des changements d'énergie interne d'une ou plusieurs particules afin de respecter le principe de conservation de l'énergie. Ces collisions inélastiques expliquent les phénomènes qui interviennent dans la formation et l'entretien d'un gaz ionisé.

Les divers types d'évènements qui modifient l'énergie interne des particules font tous intervenir leur charge électrique. Le tableau A.1 résume ces principales réactions.

Processus	Partenaires initiaux	Particules résultantes	Processus inverse
Excitation atomique	A, e	A^*, e	collision super élastique émission d'un photon
	$A, h\nu$	A^*	
Ionisation par collision	A, e	$A^+, 2e$	Recombinaison à trois corps
	A, B	A^+, e, B	
	A, B^+	A^+, e, B^+	
Photo-ionisation	$A, h\nu$	A^+, e	Recombinaison avec émission d'un photon
Attachement électronique	A, e	A^-	Détachement

A, B : atomes neutres e : électron
 A^* : atomes excités $h\nu$: photon
 A^+, A^- : ions positifs ou négatifs

TAB. A.1 - Principales collisions inélastiques intervenant dans les mécanismes de l'effet couronne [91]

Dans l'effet couronne, l'**excitation atomique** intervient essentiellement par son processus inverse : la désexcitation est accompagnée de l'émission d'un photon, et ce phénomène est responsable des effets lumineux observés ($A^* \rightarrow A + h\nu$).

L'ionisation d'un gaz par les électrons libres accélérés dans un champ électrique est le processus essentiel de formation d'ions positifs. Cette **ionisation par collision électronique** est également appelée processus d'avalanche et n'est possible que si l'énergie cinétique de l'électron incident est au moins égale à l'énergie d'ionisation de l'atome considéré.

La photo-ionisation se produit lors de l'absorption d'un photon par une particule. L'électron éjecté lors de cette réaction peut emporter l'excédent d'énergie sous forme d'énergie cinétique.

La recombinaison ions positifs / électrons correspond à la réaction suivante : $e + A^+ \rightarrow A + h\nu$; l'énergie du photon ($h\nu = \mathcal{E}_e + eV_i$) est la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie de seuil d'ionisation. Le spectre émis est continu, limité vers les basses fréquences par $\mathcal{E}_e = 0$; ce sont essentiellement des photons ultra-violet. Les photons peuvent, à leur tour, ioniser le gaz à une certaine distance, ce qui expliquerait le développement de *streamers* ([81, 62, 61, 44, 3, 46]). Pour le cas des décharges couronnes, la recombinaison ion positifs / électrons ne joue, cependant, qu'un rôle très secondaire dans la disparition des électrons libres. En effet, les processus mis en jeu sont principalement l'absorption par le conducteur et l'attachement sur une molécule neutre.

L'attachement ($A + e \rightarrow A^-$) n'a pas lieu si les électrons ont trop d'énergie. Ainsi, l'attachement cesse dans l'oxygène si le rapport du champ électrique sur la pression E/p est supérieur à 20V/cm.mm Hg (supérieur à 15kV/cm dans les conditions normales de l'air). Le coefficient d'attachement η est défini tel que : $\frac{dn_e}{dt} = -\eta n n_c$, où n est la densité de particules neutres et n_c la densité électronique. En champ électrique très faible et dans les conditions normales de l'air, l'attachement des électrons ($\eta \approx 9 \cdot 10^{-18} m^3/s$) est extrêmement rapide : le nombre d'électrons libres par unité de volume diminue de moitié en quelques 10^{-10} secondes.

Le détachement est le processus inverse au précédent. L'énergie nécessaire pour le provoquer est relativement faible. Cependant, le champ électrique nécessaire à un détachement spontané (c'est à dire sans collision avec un électron ou un photon) doit être supérieur à 68kV/cm à pression et à température normales du gaz. Dans le cas de la décharge couronne, ce processus ne joue qu'un rôle négligeable. La neutralisation d'un ion négatif ayant lieu principalement par collision ou par absorption de l'électron par un conducteur.

La recombinaison entre ions désigne les réactions par lesquelles deux particules possédant des charges de signes différents échangent ces charges pour revenir à l'état neutre. Ces réactions, inverses des réactions d'ionisation, libèrent de l'énergie, soit sous forme de photons, soit sous forme d'énergie cinétique cédée à une autre particule. Les réactions de recombinaison se produisent d'autant mieux que les particules en présence sont moins rapides. Dans l'effet couronne, elles se produisent donc dans les régions de champ électrique faible.

Mouvement des charges dans un champ électrique

Les particules chargées subissent normalement un mouvement désordonné d'agitation thermique et de diffusion. En présence d'un champ électrique, ces particules sont soumises à une force unidirectionnelle de valeur $q\vec{E}$ qui leur communique une accélération dans la direction du champ ; mais sous l'effet des collisions, cette accélération est limitée (force de frottement). Sous l'effet contraire de ces deux forces, les particules acquièrent une vitesse moyenne \vec{v} inversement proportionnelle à la fréquence de collision et proportionnelle au champ \vec{E} . Le mouvement des ions est alors régit par la loi simple $\vec{v} = \mu\vec{E}$. Le coefficient μ , appelé mobilité ionique, a pour valeur, dans l'air et pour des conditions normales de température et de pression, $\mu^+ \approx 1,5 m^2/(V.s)$, et $\mu^- \approx 1,8 m^2/(V.s)$. Selon GARY [36], un calcul simple montre qu'il n'est pas nécessaire, dans l'étude de l'effet couronne, de tenir compte de l'agitation thermique, ni de la diffusion, ni de la répulsion mutuelle des particules chargées de même signe.

2 Formation des décharges couronnes dans l'air

L'avalanche de Townsend prend naissance dans une zone où le champ électrique est intense, et se développe en direction opposée à celui-ci. Un électron libre dans le gaz, est accéléré par le champ, rencontre un atome neutre, est réaccélééré pour subir une nouvelle collision et ainsi de suite. Si le champ est suffisamment intense, certaines de ces collisions peuvent être ionisantes, c'est à dire que sous l'effet du choc, il se forme une paire

électron-ion positif. Ce deuxième électron, entraîné comme le premier par le champ électrique, peut lui aussi créer d'autres électrons secondaires, et le processus prend une allure d'avalanche (fig. A.1). Lorsque le champ

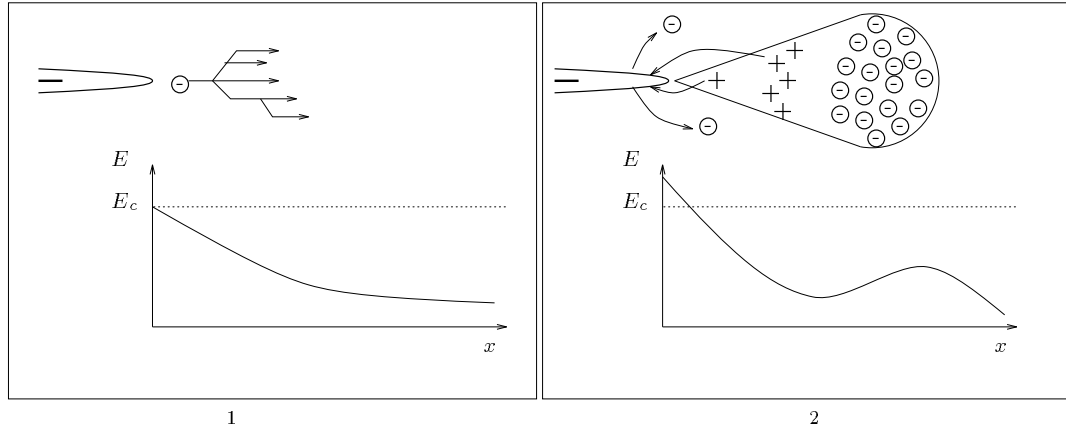


FIG. A.1 - Les deux étapes du mécanisme de Townsend. 1: Avalanche électronique. 2: Auto-entretien par bombardement ionique de la cathode pointe.

est fortement divergent pour une polarité négative de l'électrode pointe, la multiplication des électrons s'arrête au bout d'un certain parcours. Les électrons n'étant plus suffisamment énergétiques pour créer de nouvelles paires, s'attachent à des atomes neutres, et les ions lourds ainsi formés dérivent vers l'anode. Le nombre total d'électrons contenus dans une avalanche issue d'un seul électron, après un parcours l s'écrit :

$$N = \exp \left(\int_0^l (\alpha' - \eta') dl \right), \tag{A.1}$$

où $\alpha' = \frac{\alpha}{p}$ et $\eta' = \frac{\eta}{p}$ sont respectivement les coefficients d'ionisation et d'attachement réduits (i.e. normalisés à la pression p du gaz), et α est le premier coefficient de Townsend c'est à dire le coefficient multiplicatif qui permet d'exprimer l'accroissement du nombre d'électrons le long d'un parcours élémentaire dl de l'avalanche ($dN = N\alpha dl$). La multiplication électronique s'arrête quand l'attachement équilibre la formation de nouveaux électrons ($\alpha' - \eta' = 0$) soit quand $E \approx 26 kV/cm$ dans les conditions normales de l'air. La figure A.2 montre

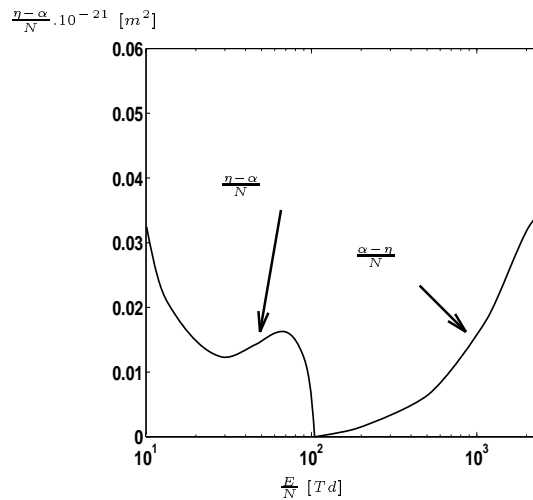


FIG. A.2 - Différence entre les coefficients d'ionisation et d'attachement en fonction du champ électrique réduit pour l'air sec à 1 bar et à 20 ° C avec une densité de particules neutres $N \approx 2.34 \cdot 10^{25} [m^{-3}]$. (Courbe empruntée à R.S. SIGMOND [81])

donc que l'ionisation et l'attachement, auxquels sont respectivement associés les coefficients $\alpha(\frac{E}{N})$ et $\eta(\frac{E}{N})$, sont deux processus en compétition suivant la valeur du champ électrique réduit noté $\frac{E}{N}$, où N est la densité de particules neutres.

Pour qu'une véritable décharge puisse se produire, il faut qu'une succession d'avalanches puisse avoir lieu, c'est à dire que de nouveaux électrons-germes puissent rapidement apparaître. Il existe de nombreux processus pouvant conduire à la création de ces nouveaux germes. Les plus importants sont :

- **Au sein du gaz :** au lieu d'être ionisés par collision avec un électron, des atomes peuvent être excités, puis en se desexcitant, émettre un photon : ce photon peut à son tour ioniser un neutre par photo-ionisation.
- **Au niveau de la cathode :** les ions positifs formés au cours des collisions ionisantes bombardent la cathode et ont une probabilité non nulle d'en extraire un électron.

En étudiant ce dernier processus (fig. A.1), Townsend a introduit un deuxième coefficient, noté γ , qui exprime la probabilité qu'un ion crée un électron. Comme l'avalanche de N électrons formée par le processus décrit plus haut a engendré $(N - 1)$ ions, le nombre probable de nouveaux électron-germe formés par une avalanche est : $\gamma(N - 1)$. La condition d'auto-entretien des avalanches s'écrit donc simplement : $\gamma(N - 1) \geq 0$, relation dite "critère de Townsend".

L'avalanche électronique est très rapide. Il y a donc formation en un temps bref d'une charge d'espace positive devant la cathode. Ces ions, dont la masse est beaucoup plus grande que celle des électrons, sont entraînés vers la cathode relativement lentement, où ils sont neutralisés. Ce processus donne lieu à une impulsion électrique de front de montée très raide : l'impulsion de Trichel [71, 6]).

Annexe B

Développement des calculs analytiques intervenant dans la modélisation acoustique de la source de force tronconique et simulation numérique.

1 Calcul de la pression p_{f2}

La pression p_{f2} s'écrit comme la différence de deux intégrales I_1 et I_2 (éq.2.37). Ces deux intégrales se résolvent de la même manière, c'est pourquoi seul le calcul de I_1 sera explicité dans la suite. Le report de l'expression de la fonction de Green (éq.2.35) dans l'expression de I_1 de l'équation 2.37 donne :

$$I_1 = \frac{\Upsilon(\omega)}{r_1^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_1} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \left(1 - \frac{x l_c}{r^2} + \frac{RR_0}{r^2} \cos(\phi - \phi_0) \right) e^{jk \frac{RR_0}{r} \cos(\phi - \phi_0)} e^{-jk \frac{l_c x}{r}} R_0 dR_0 d\phi_0. \quad (\text{B.1})$$

En introduisant θ , l'angle entre l'axe du volume tronconique représentant la zone de dérive et le vecteur d'observation \vec{r} (fig. 2.2), défini par les relations :

$$\cos \theta = \frac{x}{r} \text{ et } \sin \theta = \frac{R}{r}, \quad (\text{B.2})$$

l'expression B.1 devient :

$$I_1 = \frac{\Upsilon(\omega)}{r_1^2} e^{-jkl_c \cos \theta} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_1} \left(1 - \frac{l_c \cos \theta}{r} + \frac{R_0 \sin \theta}{r} \cos(\phi - \phi_0) \right) \times e^{jk R_0 \sin \theta \cos(\phi - \phi_0)} R_0 dR_0 d\phi_0. \quad (\text{B.3})$$

1.1 Intégration sur ϕ_0

D'après la formule suivante ([2], p360) :

$$\int_0^{2\pi} \cos(n\psi) e^{jz \cos \psi} d\psi = 2\pi j^n J_n(z), \quad (\text{avec } z \text{ complexe et } n \text{ réel}), \quad (\text{B.4})$$

où $J_n(z)$ est une fonction de Bessel d'ordre n et d'argument z , le changement de variable $\psi = (\phi - \phi_0)$ conduit à la relation suivante :

$$\int_0^{2\pi} [a + b \cos(\phi - \phi_0)] e^{j \cos(\phi - \phi_0) z} d\phi_0 = 2\pi [a J_0(z) + j b J_1(z)], \quad (\text{B.5})$$

qui permet le calcul de l'intégrale sur ϕ_0 :

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{\Upsilon(\omega)}{r_1^2} e^{-j k l_c \cos \theta} \frac{e^{-j k r}}{4\pi r} \int_0^{r_1} 2\pi \left[\left(1 - \frac{l_c}{r} \cos \theta\right) J_0(k R_0 \sin \theta) + j \frac{R_0}{r} \sin \theta J_1(k R_0 \sin \theta) \right] R_0 dR_0 \\ &= \frac{2\pi \Upsilon(\omega)}{r_1^2} e^{-j k l_c \cos \theta} \frac{e^{-j k r}}{4\pi r} \left[\left(1 - \frac{l_c}{r} \cos \theta\right) \int_0^{r_1} R_0 J_0(k R_0 \sin \theta) dR_0 \right. \\ &\quad \left. + j \frac{\sin \theta}{r} \int_0^{r_1} R_0^2 J_1(k R_0 \sin \theta) dR_0 \right]. \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

1.2 Intégration sur R_0

Compte tenu de la relation ([90], p132) :

$$\int z^{n+1} J_n(z) dz = z^{n+1} J_{n+1}(z), \quad (\text{avec } z \text{ complexe et } n \text{ réel}), \quad (\text{B.7})$$

qui, par le changement de variable $z = k R_0$, peut s'écrire aussi :

$$\int_0^a R_0^{n+1} J_n(k R_0) dR_0 = \frac{a^{n+1}}{k} J_{n+1}(ka), \quad (\text{B.8})$$

l'intégrale I_1 devient :

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{2\pi \Upsilon(\omega)}{r_1^2} e^{-j k l_c \cos \theta} \frac{e^{-j k r}}{4\pi r} \left[\left(1 - \frac{l_c}{r} \cos \theta\right) \frac{r_1}{k \sin \theta} J_1(k r_1 \sin \theta) + j \frac{\sin \theta}{r} \frac{r_1^2}{k \sin \theta} J_2(k r_1 \sin \theta) \right] \\ &= 2\pi \Upsilon(\omega) e^{-j k l_c \cos \theta} \frac{e^{-j k r}}{4\pi r} \left[\left(1 - \frac{l_c}{r} \cos \theta\right) \frac{J_1(k r_1 \sin \theta)}{k r_1 \sin \theta} + \frac{j}{k r} J_2(k r_1 \sin \theta) \right]. \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

De même, l'intégrale I_2 a pour expression :

$$I_2 = 2\pi \Upsilon(\omega) e^{j k l_c \cos \theta} \frac{e^{-j k r}}{4\pi r} \left[\left(1 + \frac{l_c}{r} \cos \theta\right) \frac{J_1(k r_2 \sin \theta)}{k r_2 \sin \theta} + \frac{j}{k r} J_2(k r_2 \sin \theta) \right]. \quad (\text{B.10})$$

La contribution p_{f2} à la pression générée par la source de force s'écrit donc :

$$\boxed{p_{f2}(\vec{r}, \omega) = -2\pi \Upsilon(\omega) \frac{e^{-j k r}}{4\pi r} \left[\left(1 - \frac{l_c}{r} \cos \theta\right) \frac{J_1(k r_1 \sin \theta)}{k r_1 \sin \theta} e^{-j k l_c \cos \theta} - \left(1 + \frac{l_c}{r} \cos \theta\right) \frac{J_1(k r_2 \sin \theta)}{k r_2 \sin \theta} e^{j k l_c \cos \theta} + \frac{j}{k r} (J_2(k r_1 \sin \theta) e^{-j k l_c \cos \theta} - J_2(k r_2 \sin \theta) e^{j k l_c \cos \theta}) \right]}. \quad (\text{B.11})$$

2 Calcul de la pression p_{f1}

Pour décrire tout le volume \mathcal{V}_{zd} de la zone de dérive, la variable R_0 doit être telle que $R_0 \in [0, r_c(x_0)]$. En effet :

$$\mathcal{V}_{zd} = \int_{-l_c}^{l_c} \int_0^{r_c(x)} \int_0^{2\pi} R_0 d\phi_0 dR_0 dx_0 = \frac{2\pi l_c}{3} (r_1^2 + r_2^2 + r_1 r_2). \quad (\text{B.12})$$

Ainsi, le report de l'expression 2.35 de la fonction de Green dans l'équation 2.31, permet d'exprimer la contribution p_{f1} au champ de pression p_f créé par la source de force tronconique telle que :

$$\begin{aligned} p_{f1}(\vec{r}, \omega) &= 2A \Upsilon(\omega) \frac{e^{-j k r}}{4\pi r} \int_{-l_c}^{l_c} \int_0^{r_c(x)} \int_0^{2\pi} \frac{1}{r_c^2(x_0)} \left[\left(1 + \frac{x_0 \cos \theta}{r}\right) + \frac{R_0 \sin \theta}{r} \cos(\phi - \phi_0) \right] \\ &\quad \times e^{j k [x_0 \cos \theta + R_0 \sin \theta \cos(\phi - \phi_0)]} [U(x + l_c) - U(x - l_c)] R_0 d\phi_0 dR_0 dx_0. \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

L'intégration sur la variable ϕ_0 , en faisant usage de l'équation B.5, conduit au résultat suivant :

$$p_{f1}(\vec{r}, \omega) = \int_{-l_c}^{l_c} \Lambda \int_0^{r_c(x_0)} [mR_0 J_0(pR_0) + nR_0^2 J_1(pR_0)] dR_0 dx_0, \quad (\text{B.14})$$

$$\text{en posant : } \begin{cases} \Lambda &= \frac{4\pi A \Upsilon(\omega)}{r_c^3(x_0)} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} e^{jkx_0 \cos \theta} [U(x+l_c) - U(x-l_c)] \\ m &= \left(1 + \frac{x_0 \cos \theta}{r}\right) \\ n &= \frac{j \sin \theta}{r} \\ p &= k \sin \theta. \end{cases} \quad (\text{B.15})$$

L'utilisation de l'équation B.8 permet le calcul l'intégrale suivant R_0 et mène au résultat suivant :

$$p_{f1}(\vec{r}, \omega) = \int_{-l_c}^{l_c} \frac{A \Upsilon(\omega)}{r_c^3(x_0)} \frac{e^{-jkr}}{r} [U(x+l_c) - U(x-l_c)] \\ \times \left[\left(1 + \frac{x_0 \cos \theta}{r}\right) \frac{r_c(x_0)}{k \sin \theta} J_1(kr_c(x_0) \sin \theta) + \frac{j}{kr} r_c^2(x_0) J_2(kr_c(x_0) \sin \theta) \right] dx_0, \quad (\text{B.16})$$

qui, par un changement de variable d'intégration ($r_c(x_0) = Ax_0 + B$, cf. eq. 2.26), peut se réduire à :

$$\boxed{p_{f1}(\vec{r}, \omega) = \gamma (I_4 + I_5 + I_6)}, \quad (\text{B.17})$$

$$\text{avec : } \begin{cases} I_4 &= \int_{r_1}^{r_2} \frac{p}{r_c} J_2(qr_c) e^{jlr_c} dr_c \\ I_5 &= \int_{r_1}^{r_2} \frac{n}{r_c} J_1(qr_c) e^{jlr_c} dr_c \\ I_6 &= \int_{r_1}^{r_2} \frac{m}{r_c^2} J_1(qr_c) e^{jlr_c} dr_c, \end{cases} \quad (\text{B.18})$$

$$\text{en posant : } \begin{cases} \gamma &= \Upsilon(\omega) \frac{e^{-jkr}}{r} e^{-jk \frac{B}{A} \cos \theta} \\ m &= \frac{1}{q} (1 - Bnq) \\ n &= \frac{1}{q} \frac{\cos \theta}{Ar} \\ p &= \frac{j}{kr} \\ q &= k \sin \theta \\ l &= \frac{k \cos \theta}{A}. \end{cases} \quad (\text{B.19})$$

2.1 Calcul de l'intégrale I_4

A partir des relations ([2], p483) :

$$g_{\mu, \nu+1}(z) = \int_0^z e^{-pt} t^\mu Z_{\nu+1}(t) dt \quad (\text{B.20})$$

$$\text{et } pg_{\mu, \nu+1}(z) = -e^{-pz} z^\mu Z_{\nu+1}(z) + (\mu - \nu - 1)g_{\mu-1, \nu+1}(z) + bg_{\mu, \nu}(z) \quad (\text{B.21})$$

avec Z , les fonctions de Bessel des trois premières espèces, et $b = 1$ pour $J_\nu(z)$, le calcul de l'intégrale I_4 (eq. B.18) se ramène, après le changement de variable $t = qr_c$, à :

$$I_4 = pg_{-1, 2}(z) [\delta(z - qr_2) - \delta(z - qr_1)], \quad (\text{B.22})$$

puis à l'expression :

$$I_4 = \frac{jpq}{l} \left[-e^{\frac{jls}{q}} z^{-1} J_2(z) - 3g_{-2, 2}(z) + g_{-1, 1}(z) \right] [\delta(z - qr_2) - \delta(z - qr_1)], \quad (\text{B.23})$$

en posant $p = -\frac{j}{q}$, $\mu = -1$, et $\nu = 1$. L'utilisation de la relation ([2], p483) :

$$g_{-\nu, \nu}(z) = -\frac{e^{-pz} z^{-\nu+1}}{2\nu - 1} \left(Z_\nu(z) + \frac{b}{p} Z_{\nu-1}(z) \right), \quad (\text{B.24})$$

dans les mêmes conditions que précédemment, permet finalement d'écrire :

$$\boxed{I_4 = \frac{jpq}{l} \left[e^{jlr_c} \left(\left(\frac{j}{lr_c} - 1 \right) J_1(qr_c) - \frac{j}{l} J_0(qr_c) \right) \right] [\delta(r_c - r_2) - \delta(r_c - r_1)]}, \quad (\text{B.25})$$

conformément aux notations de l'équation B.19.

2.2 Calcul de l'intégrale I_5

De façon similaire au paragraphe précédent, soit $p = \frac{-jl}{q}$ et $t = qr_c$, l'équation B.20, avec $\nu = 0$ et $\mu = -1$, et l'équation B.24, avec $\nu = 1$, permettent aisément de calculer l'intégrale I_5 (éq. B.18 et B.19) :

$$I_5 = -n \left[e^{jlr_c} \left(J_1(qr_c) + \frac{jq}{l} J_0(qr_c) \right) \right] [\delta(r_c - r_2) - \delta(r_c - r_1)], \quad (\text{B.26})$$

2.2.1 Calcul de l'intégrale I_6

L'expression de la fonction de Bessel J_1 donnée par ([41], p970) :

$$J_1(z) = \frac{z}{2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!(k+1)!} \left(\frac{z}{2}\right)^{2k}, \quad (\text{B.27})$$

est injectée dans l'expression de l'intégrale I_6 (éq. B.18 et B.19), de sorte que :

$$I_6 = m \frac{q}{2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{e^{jlr_c}}{r_c} dr_c + m \left(\frac{q}{2}\right)^2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!(k+1)!} \int_{r_1}^{r_2} \left(\frac{qr_c}{2}\right)^{2k-1} e^{jlr_c} dr_c. \quad (\text{B.28})$$

Le premier terme de l'équation B.28, correspondant au terme relatif à $k = 0$ dans l'équation B.27, peut être écrit à l'aide du développement en série infinie de la fonction exponentielle intégrale, notée $E_i(x)$, et définie par les relations ([41], p113 et p935) :

$$E_i(ax) = \int \frac{e^{ax}}{x} dx, \quad (\text{B.29})$$

$$\text{et } E_i(ax) = \mathcal{C} + \ln x + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{x^k}{kk!}, \quad \text{avec la constante d'Euler } \mathcal{C} = 0,57721\dots \quad (\text{B.30})$$

Ainsi, il vient :

$$\int_{r_1}^{r_2} \frac{e^{jlr_c}}{r_c} dr_c = [E_i(jlr_c)]_{r_c=r_1}^{r_c=r_2} \quad (\text{B.31})$$

$$= \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(jlr_1)^k}{kk!} \left[\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^k - 1 \right]. \quad (\text{B.32})$$

Le calcul du second terme de l'équation B.28, fait quant à lui appel aux deux relations suivantes ([41], p112 et [2], p71) :

$$\int x^n e^{ax} dx = e^{ax} \left(\frac{x^n}{a} + \sum_{k=1}^n (-1)^k \frac{n(n-1)\dots(n-k+1)}{a^{k+1}} x^{n-k} \right) \quad (\text{B.33})$$

$$\int z^n e^{az} dz = \frac{e^{az}}{a^{n+1}} [(az)^n - n(az)^{n-1} + n(n-1)(az)^{n-2} + \dots \\ \dots + (-1)^{n-1} n!(az) + (-1)^n n!] \quad \text{avec } (n \geq 0), \quad (\text{B.34})$$

qui conduisent à l'expression :

$$\int x^n e^{ax} dx = \frac{e^{ax}}{a^{n+1}} \sum_{k=0}^n (-1)^k \frac{n!}{(n-k)!} (ax)^{n-k}. \quad (\text{B.35})$$

Ainsi, en posant $a = jl$, $x = r_c$, et $n = 2k - 1$, cette dernière équation mène au résultat :

$$\int_{r_1}^{r_2} \left(\frac{qr_c}{2}\right)^{I_k} e^{jlr_c} dr_c = \left(\frac{q}{2}\right)^{I_k} \left[e^{jlr_c} \sum_{n=0}^{I_k} \frac{(-1)^n}{(jl)^{n+1}} \frac{I_k!}{(I_k - n)!} r_c^{I_k - n} \right]_{r_c=r_1}^{r_c=r_2} \quad \text{avec } I_k = 2k - 1, \quad (\text{B.36})$$

qui permet enfin d'exprimer l'intégrale I_6 de l'équation B.28 sous la forme :

$$I_6 = m \left(\frac{q}{2} \right) \left(\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(jlr_1)^k}{kk!} \left[\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^k - 1 \right] + \frac{(-1)^k}{k!(k+1)!} \left(\frac{q}{2} \right)^{I_k+1} \left(\sum_{n=0}^{I_k} \frac{(-1)^n}{(jl)^{n+1}} \frac{I_k!}{(I_k-n)!} r_1^{I_k-n} e^{jlr_1} \left[e^{jl(r_2-r_1)} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{I_k-n} - 1 \right] \right) \right) \quad (\text{B.37})$$

avec m, q, l , conformes aux notations utilisées (éq. B.19).

3 Calcul numérique

Le calcul des intégrales I_4, I_5 , et I_6 conduit finalement aux expressions analytiques :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_4 = \frac{jpq}{l} \left[e^{jlr_c} \left(\left(\frac{j}{lr_c} - 1 \right) J_1(qr_c) - \frac{jq}{l} J_0(qr_c) \right) \right] [\delta(r_c - r_2) - \delta(r_c - r_1)] \\ I_5 = -n \left[e^{jlr_c} (J_1(qr_c) + \frac{jq}{l} J_0(qr_c)) \right] [\delta(r_c - r_2) - \delta(r_c - r_1)] \\ I_6 = m \left(\frac{q}{2} \right) \left(\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(jlr_1)^k}{kk!} \left[\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^k - 1 \right] + \frac{(-1)^k}{k!(k+1)!} \left(\frac{q}{2} \right)^{I_k+1} \left(\sum_{n=0}^{I_k} \frac{(-1)^n}{(jl)^{n+1}} \frac{I_k!}{(I_k-n)!} r_1^{I_k-n} e^{jlr_1} \left[e^{jl(r_2-r_1)} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{I_k-n} - 1 \right] \right) \right) \end{array} \right. \quad (\text{B.38})$$

Ces expressions ont été comparées avec les résultats d'une intégration numérique (éq. B.18). Les figures B.1, B.2, et B.3 montrent que les expressions calculées pour les intégrales I_5 et I_6 , et le résultat de leur calcul numérique convergent bien dans la mesure où la valeur du rayon r_2 est suffisamment élevée par rapport à celle du rayon r_1 (fig. B.3). En revanche, les expressions analytiques de ces deux intégrales divergent lorsque r_2 tend vers r_1 ($\Delta r \rightarrow 0$) (fig. B.1). De plus, l'expression de I_4 se révèle être divergente quel que soit r_2 . Ces problèmes qui apparaissent dans les résultats analytiques proposés sous forme de fonctions de Bessel et de séries infinies (éq. B.38) impose l'utilisation des résultats du calcul numérique pour comparer la nouvelle modélisation de la source acoustique de force sous forme tronconique avec l'ancienne, qui considérait une géométrie cylindrique de la zone de dérive.

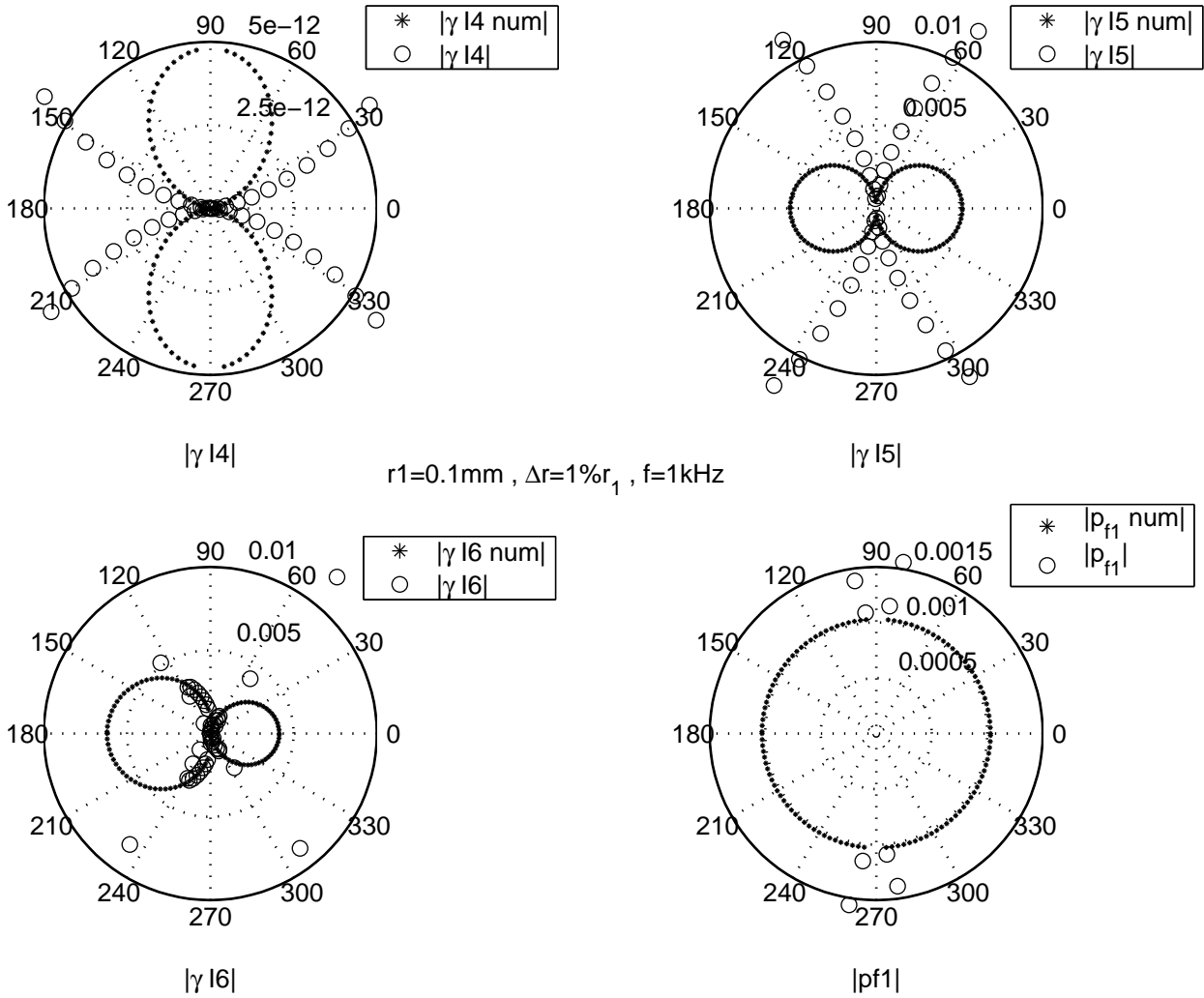


FIG. B.1 - Comparaison des résultats du calcul numérique des intégrales (éq. B.18, (étoiles)) et du calcul analytique donné par les expressions B.38 (cercles) des contributions I_4 , I_5 , et I_6 du terme correctif p_{f1} pour $\Delta r = r_2 - r_1 = 1\% r_1$.

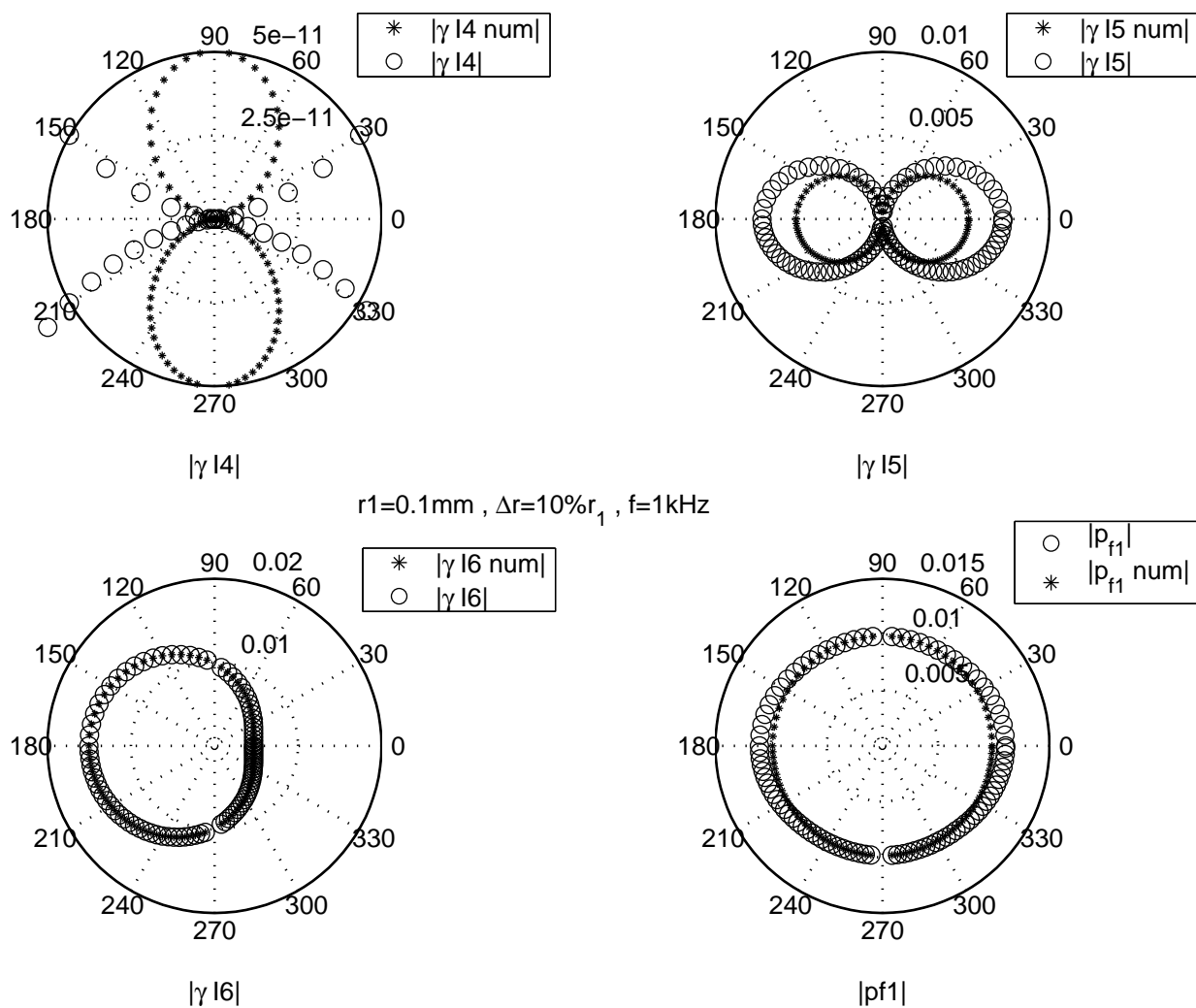


FIG. B.2 - Comparaison des résultats du calcul numérique des intégrales (éq. B.18, (étoiles)) et du calcul analytique donné par les expressions B.38 (cercles) des contributions I_4 , I_5 , et I_6 du terme correctif p_{f1} pour $\Delta r = r_2 - r_1 = 10\% r_1$.

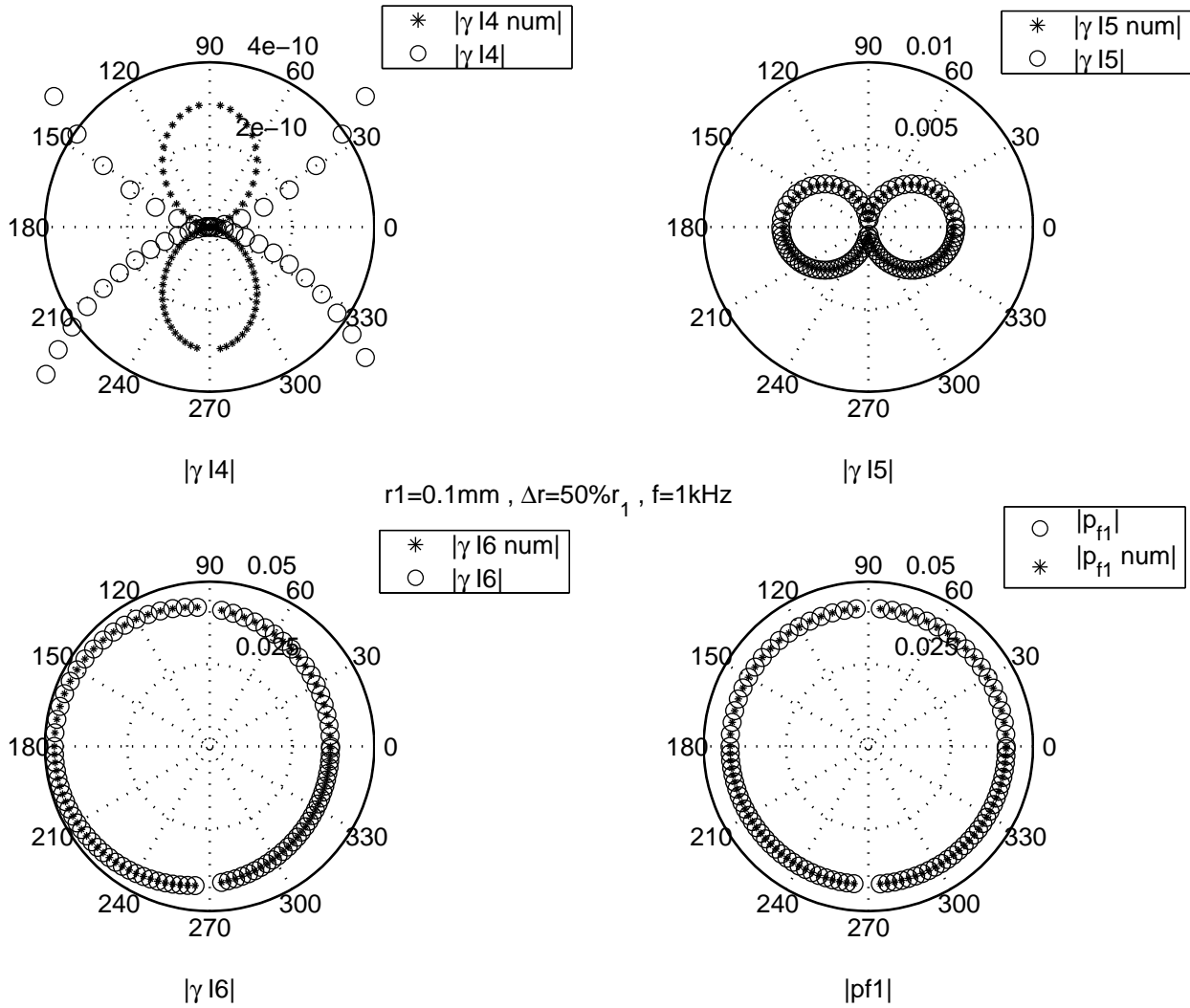


FIG. B.3 - Comparaison des résultats du calcul numérique des intégrales (éq. B.18, (étoiles)) et du calcul analytique donné par les expressions B.38 (cercles) des contributions I_4 , I_5 , et I_6 du terme correctif p_{f1} pour $\Delta r = r_2 - r_1 = 50\% r_1$.

Annexe C

Présentation du dispositif expérimental.

Cette annexe présente le dispositif expérimental basé sur l'utilisation d'un boîtier de mesure élaboré lors de la thèse de V. MONTEBAULT [69]. Ce dispositif a pour principal avantage de permettre la mesure fine des paramètres électriques d'un système pointe-plan à l'aide d'un étalonnage précis du montage (gains des amplificateurs opérationnels de la boîte de mesure, impédances électriques et capacités parasites). En revanche, son principal inconvénient est qu'il ne permet pas d'accéder à des niveaux sonores élevés.

1 Présentation générale

Le prototype de haut-parleur inséré entre les deux plots blindés de la boîte de mesure est de configuration monopointe-plan (fig. C.1). L'électrode plane est composée d'une pièce rectangulaire de tissu métallique, supposée acoustiquement transparente, supportée par deux fils verticaux afin de minimiser les phénomènes de diffraction acoustique. L'impédance Z_0 est une résistance de ballast de $1M\Omega$ permettant d'amortir les variations brutales de courant et donc de stabiliser les décharges. Toutes les mesures sont effectuées à la fréquence de 5kHz, pour laquelle les phénomènes de réflexion parasites, lors des mesures acoustiques, sont minimales. Une cage de Faraday recouvre le dispositif non seulement pour le protéger du rayonnement électromagnétique externe et éviter les perturbations liées à la proximité d'autres conducteurs, mais aussi pour que, lors des mesures de directivité, la capsule microphonique ne soit pas perturbée par le champ électrique issu de l'espace interélectrode. La boîte de mesure est alimentée par deux sources de tension : une tension continue de quelques kV, noté V_{HT} (avec $V_{HT} \lesssim 15kV$), nécessaire à la création du gaz ionisé entre les deux électrodes du haut-parleur, et une tension alternative, notée s , d'une valeur de $2,5V_{RMS}$ permettant l'émission acoustique. Ainsi, l'espace interélectrode est soumis à la superposition des tensions continue et alternative, notées respectivement V et $v(\omega)$. La boîte de mesure permet d'estimer, d'une part la tension continue V aux bornes des électrodes, peu différente de la tension V_1 qui est mesurée à l'aide d'une sonde haute-tension HAMEG de coefficient d'atténuation α_s ($\approx 1/1000$), d'autre part le courant I par l'intermédiaire de la tension continue V_3 relevée aux bornes de l'impédance notée Z_1 . En parallèle, les tensions alternatives aux mêmes points sont amplifiées de 20dB, conduisant aux signaux notés v_1 et v_3 . En outre, l'adaptation des impédances (ajout d'impédances de 50Ω en parallèle) est nécessaire afin de supprimer les oscillations parasites induites par les amplificateurs α_1 et α_3 . Pour effectuer ces mesures électriques et acoustiques, un ordinateur pilote les différents appareils (analyseur HP 3562A, Voltmètre vectoriel,...) via des programmes écrits en HP BASIC.

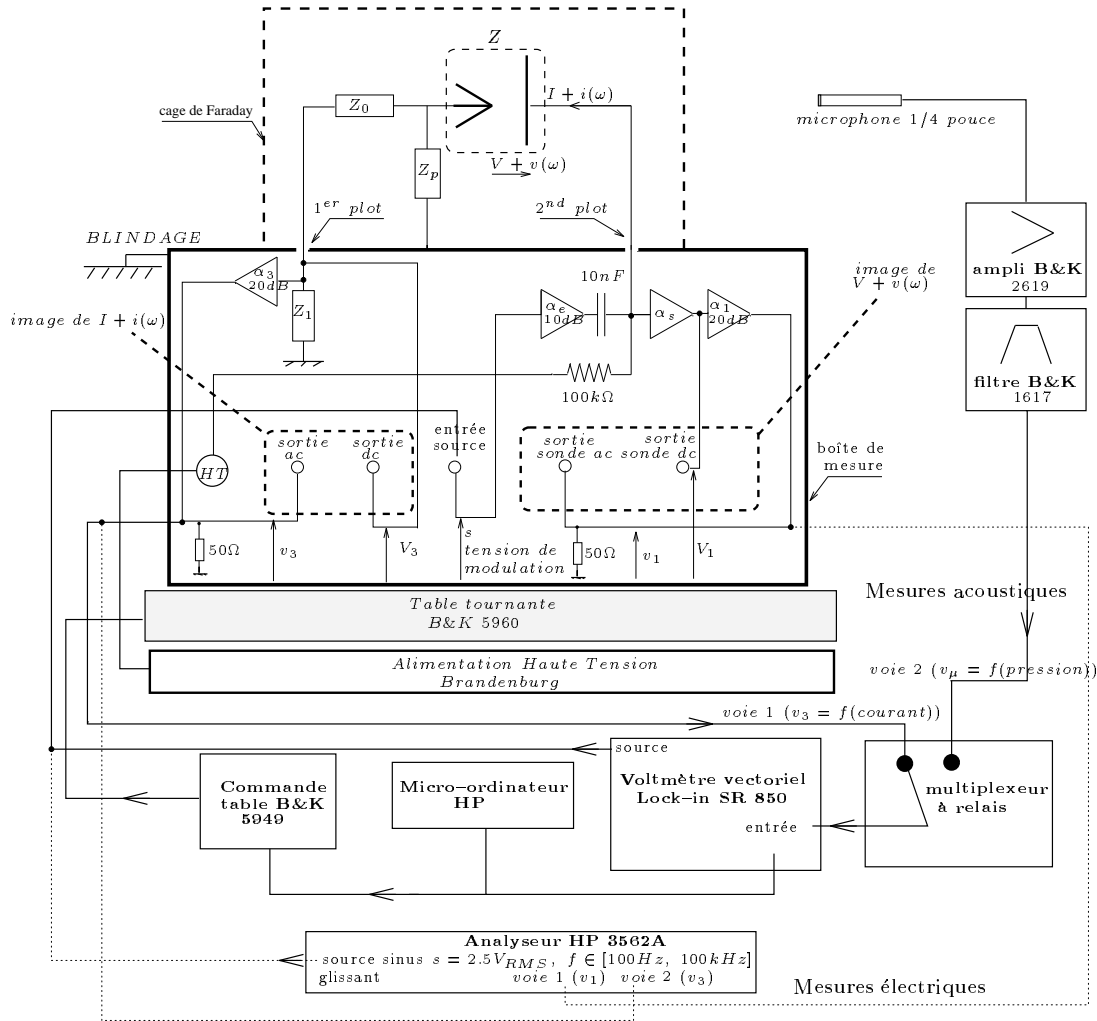


FIG. C.1 - Schéma du dispositif expérimental (le câblage des mesures électriques est en traits pointillés, et celui des mesures acoustiques en traits continus.)

2 Mesures électriques.

Le câblage des différents éléments constituant le montage influence le résultat des mesures car la capacité de ces fils n'est pas négligeable devant la haute impédance du transducteur. Par conséquent, il est nécessaire de limiter ces capacités parasites en blindant les fils de liaison. De plus, toutes les connexions entre les différents éléments sont rigides et immobiles, ce qui permet de fixer les valeurs des capacités.

Pour déterminer les paramètres électriques intervenant dans l'expression de l'impédance électrique Z , la fonction de transfert $\left(\frac{v_3}{v_1}\right)$, représentant le rapport des tensions alternatives images respectives du courant et de la tension de l'espace interélectrode, est mesurée et comparée à la simulation telle que :

$$\left(\frac{v_3}{v_1}\right)_{\text{simulée}} = \frac{\alpha_3 \alpha_s}{\alpha_1} \frac{Z_e Z_1}{(Z_e + Z)(Z_1 + Z_0)} \quad (\text{C.1})$$

$$\text{en posant } Z_e = \frac{Z_p(Z_1 + Z_0)}{Z_p + Z_0 + Z_1} \quad (\text{C.2})$$

Les grandeurs Z_1 , Z_0 , Z_p ainsi que $\frac{\alpha_3}{\alpha_s}$ introduites dans la simulation numérique sont calibrées préalablement à l'aide du même dispositif expérimental (voir 2.1).

Le schéma électrique permet également d'écrire l'expression du courant de modulation sous la forme :

$$i_{RMS}(\omega) = \frac{s_{RMS}}{\alpha_3 Z_1} \frac{Z_1 + Z_0 + Z_p}{Z_p} \left(\frac{v_1}{s}\right) \left(\frac{v_3}{v_1}\right), \quad (\text{C.3})$$

les valeurs de i et s , étant des valeurs RMS.

2.1 Mesures sans haute-tension.

Des mesures sans haute-tension sont réalisées pour étalonner la boîte de mesure (mesure des gains des amplificateurs opérationnels) ainsi que chaque système composé d'une pointe et de son support blindé (mesure des capacités parasites intervenant dans les impédances électriques Z_1 , Z_0 , et Z_p) (voir le schéma du montage figure C.1).

2.1.1 Mesure des gains

Pour la mesure des gains α_3 , et $\frac{\alpha_1}{\alpha_s}$ en fonction de la fréquence, aucun dispositif n'est inséré entre les deux plots de la boîte de mesure de la figure C.1.

2.1.1.1 mesure de $\frac{\alpha_1}{\alpha_s}$ La tension de modulation n'est plus appliquée à l'entrée de l'amplificateur de gain α_e mais directement sur le second plot. Sa valeur est de $2,5V_{RMS}$. La mesure de la fonction de transfert $\frac{v_1}{s}$ permet alors d'évaluer directement le gain $\frac{\alpha_1}{\alpha_s}$ (schéma C.2).

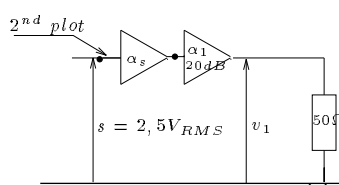


FIG. C.2 - Mesure de $\frac{\alpha_1}{\alpha_s}$

2.1.1.2 mesure de α_3 La valeur maximale de la tension de modulation s avant saturation de l'amplificateur de gain α_3 , soit $s = 128mV_{RMS}$ est appliquée directement sur le premier plot de la boîte de mesure. La mesure de la fonction de transfert $\frac{v_3}{v_1}$ permet alors d'évaluer directement le gain α_3 (schéma C.3).

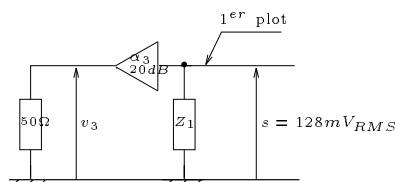
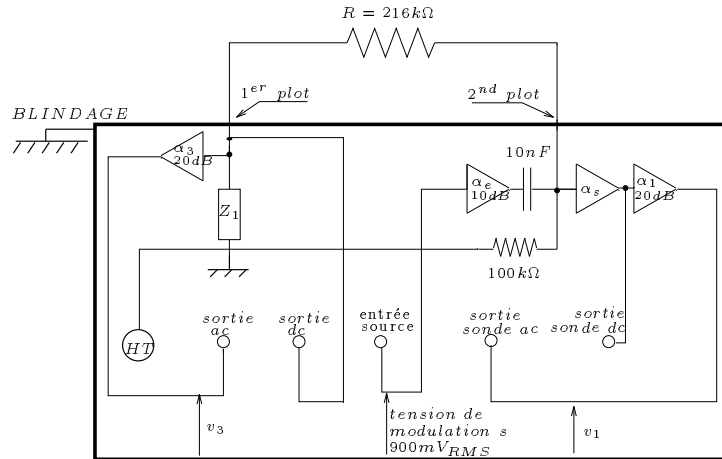


FIG. C.3 - Mesure de α_3

2.1.2 Mesure de Z_1

L'impédance Z_1 comprend une résistance de $10k\Omega$ ainsi qu'une capacité parasite à quantifier due aux fils de connexion du haut-parleur sur le dispositif expérimental. Pour mesurer cette impédance, on insère entre les deux plots une résistance de $216k\Omega$, valeur suffisamment faible pour négliger sa capacité intrinsèque (fig. C.4). Le fil reliant la résistance R au premier plot du dispositif est blindé afin de conserver les mêmes conditions expérimentales qu'avec le haut-parleur. La tension de modulation s appliquée, compte tenu de la faible valeur

FIG. C.4 - Schéma du montage de mesure de l'impédance Z_1

de R , est limitée à $900mV_{RMS}$, valeur maximale avant saturation de l'amplificateur α_3 . La mesure de la fonction de transfert $\left(\frac{v_3}{v_1}\right)$ permet d'accéder à la valeur de Z_1 grâce à la relation suivante :

$$Z_1 = \frac{R \left(\frac{v_3}{v_1}\right)}{\frac{\alpha_3 \alpha_s}{\alpha_1} - \left(\frac{v_3}{v_1}\right)} \quad (C.4)$$

2.1.3 Mesure de Z_0

L'impédance Z_0 correspond à une résistance de $1M\Omega$ ainsi qu'à une capacité parasite propre à cette résistance dont l'effet est minimisé par le blindage qui la recouvre. Le montage réalisé conserve à nouveau les mêmes conditions expérimentales que lors des mesures effectuées avec le haut-parleur à la seule différence que l'électrode plane est remplacée par un fil reliant la pointe au second plot (fig. C.5). La mesure de la fonction de transfert $\left(\frac{v_3}{v_1}\right)$ permet d'obtenir Z_0 en faisant usage de la relation :

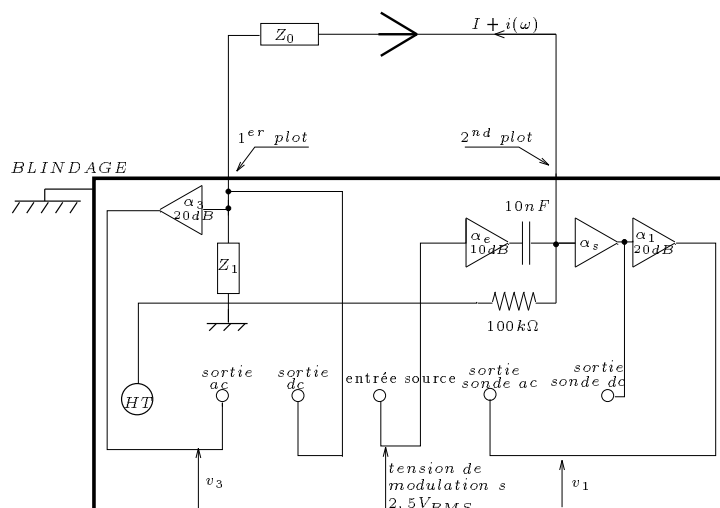
$$Z_0 = \frac{Z_1}{\left(\frac{v_3}{v_1}\right)} \left(\frac{\alpha_3 \alpha_s}{\alpha_1} - \left(\frac{v_3}{v_1}\right)\right) \quad (C.5)$$

2.1.4 Mesure de Z_p et $C^{(0)}$

Le transducteur pointe-plan est inséré entre les deux plots (fig. C.1). L'impédance notée Z_p est modélisée simplement par une capacité, notée C_p , qui traduit l'influence mutuelle entre l'électrode pointe et le blindage du conducteur reliant cette pointe au premier plot du dispositif expérimental. Lorsque la haute-tension est nulle, l'espace interélectrode, en l'absence de charges d'espace autres que les électrons libres, est équivalent à un entrefer d'air pouvant être modélisé par une capacité, notée $C^{(0)}$, qui traduit l'influence entre les deux électrodes (la pointe et le plan). L'impédance électrique du transducteur se réduit alors à un simple effet capacitif tel que :

$$Z = \frac{1}{j\omega C^{(0)}} \quad (C.6)$$

Après avoir reporté cette relation dans l'expression de la fonction de transfert $\left(\frac{v_3}{v_1}\right)$ simulée (éq. C.1), l'ajustement de cette dernière sur la fonction de transfert $\left(\frac{v_3}{v_1}\right)$ mesurée permet de déterminer les capacités C_p (ajustement de l'amplitude de $\left(\frac{v_3}{v_1}\right)$ simulée sur celle mesurée dans la bande de fréquences [1kHz, 40 kHz]) et $C^{(0)}$ (même méthode mais sur la gamme [40kHz,100kHz]) en prenant cette fois l'écart des phases des fonctions de transfert comme critère).

FIG. C.5 - Schéma du montage de mesure de l'impédance Z_0

2.2 Mesures avec haute-tension.

La haute-tension V_{HT} , à laquelle correspond le courant continu I , est appliquée à l'entrée du montage de mesure (fig. C.1). Dans ces conditions, l'impédance électrique du transducteur notée Z , qui intervient dans l'expression de la fonction de transfert $\left(\frac{v_3}{v_1}\right)$ simulée (éq. C.1) satisfait l'équation 3.1 du chapitre 3. La fonction simulée ainsi obtenue est confrontée à la mesure ; les paramètres électriques r_i , r_u , et C_u sont alors ajustés de la manière suivante :

- la somme $(r_i + r_u)$ est d'abord déterminée à partir de la valeur de l'amplitude de la fonction de transfert $\left(\frac{v_3}{v_1}\right)$ mesurée aux basses fréquences, sur l'intervalle [100Hz, 5kHz]
- le produit $r_u C_u$ est évalué d'après la première fréquence de coupure de la fonction $\left(\frac{v_3}{v_1}\right)$ mesurée (amplitude et phase), sur la bande de fréquence [5kHz, 40kHz]
- la résistance r_i est ajustée de manière à obtenir une bonne similitude entre modèle et mesure après 40kHz, en examinant surtout la phase (fig. C.6).

Cette dernière étape est la plus délicate à effectuer. En effet, dans certaines configurations, le modèle présente parfois de petits écarts de phase par rapport à la mesure ; il ne peuvent être facilement minimisés lors de l'ajustement de la valeur de la résistance r_i . Pour cela, la méthode employée consiste à choisir r_i en prenant comme critère d'ajustement la fréquence (autour de 40kHz) correspondant au maximum de la phase, de manière à obtenir une phase simulée dont la forme générale corresponde à celle mesurée (cas correspondant à $r_i = 3M\Omega$ (voir les deux figures (amplitude et phase de $\left(\frac{v_3}{v_1}\right)$) au milieu de la figure C.6). Compte tenu de sa faible valeur devant celle de r_u et de la difficulté de son estimation, la résistance r_i est estimée avec une erreur de 12 % minimum, pouvant atteindre 50 % dans certains cas.

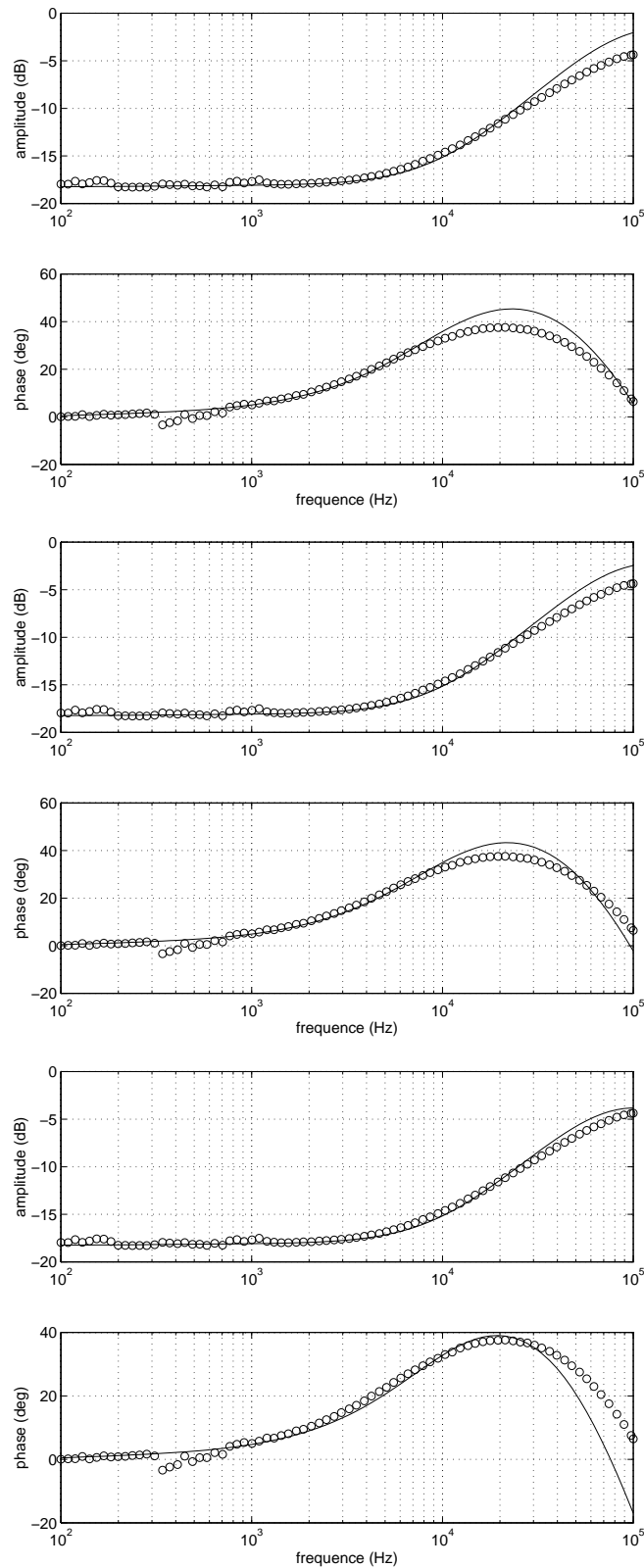


FIG. C.6 - Exemples des problèmes d'ajustement des fonctions de transfert (amplitude et phase) $\left(\frac{v_3}{v_1}\right)$ mesurées et simulées (éq. C.1). Pointe en inox, $\rho_c = 52\mu\text{m}$, $d=8\text{mm}$, $I = 30\mu\text{A}$, $C^{(0)} = 0.098\text{pF}$, $C_p = 0.8\text{pF}$. Les paramètres électriques sont ajustés tels que : $r_i + r_u = 80\text{M}\Omega$, $r_u C_u = 16\mu\text{s}$; en haut : $r_i = 1,7\text{M}\Omega$, au milieu : $r_i = 3\text{M}\Omega$, en bas : $r_i = 6\text{M}\Omega$.

Annexe D

Phénomènes d'induction électromagnétique dans l'espace interélectrode

1 Calcul du champ magnétique induit par les impulsions de Trichel

L'objet de cette annexe est de proposer un modèle simple des phénomènes d'induction électromagnétique liés au caractère non stationnaire du champ électrique dans l'espace interélectrode, puis d'estimer l'influence de ces phénomènes sur la trajectoire des particules chargées.

Le champ magnétique induit est proportionnel à la fréquence du champ électrique. Dans le cas d'un haut-parleur à plasma, la fréquence de modulation acoustique est généralement beaucoup plus faible que f_p , celle des impulsions de Trichel. Par conséquent, le champ magnétique induit est principalement lié au caractère impulsionnel des décharges, et non à sa modulation à fréquence audible. Ce champ magnétique induit participe à la création d'un champ électrique qui contribue à son tour au champ magnétique, et ainsi de suite : le calcul du champ électromagnétique est donc effectué par itération.

Pour simplifier le problème, deux hypothèses violentes sont adoptées. La première hypothèse est de supposer le volume de décharge cylindrique, de rayon r_c ; la deuxième consiste à admettre l'uniformité du champ électrique initial dans cette colonne de plasma, soit :

$$\vec{E}(t) = \begin{cases} E_i \vec{u}_x & \text{si } r \leq r_c \\ 0 & \text{si } r > r_c \end{cases} \quad (\text{D.1})$$

où E_i est le champ électrique initial correspondant à la somme d'une composante continue E_0 , et d'une composante alternative d'amplitude E_1 propre aux impulsions de Trichel et modélisée par une exponentielle décroissante périodique :

$$E_i = E_0 + E_1 e^{-t/\tau} * \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(t - \frac{n}{f_p}). \quad (\text{D.2})$$

La convolution par un peigne de Dirac permet de rendre périodique la fonction E_i modélisant le champ initial. Dans la suite, le calcul des champs induits peut être effectué sur une seule période et donc sans le produit de convolution ($E_i = E_0 + E_1 e^{-\frac{t}{\tau}}$). Le champ magnétique \vec{B}_1 induit par le champ électrique \vec{E}_i vérifie l'équation de Maxwell-Ampère :

$$\vec{\text{rot}} \vec{B} = \mu \vec{J}_{tot}, \quad (\text{D.3})$$

où μ est la perméabilité de l'air et \vec{J}_{tot} est la densité de courant totale, somme du courant de conduction associé aux charges d'espace et du courant de déplacement lié à la variation temporelle du champ électrique. L'équation

D.3 peut s'écrire :

$$\overrightarrow{r} \partial \vec{B} = \mathcal{O} \vec{E}, \quad (\text{D.4})$$

$$\text{avec l'opérateur } \mathcal{O} = K + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t}, \quad (\text{D.5})$$

$$\text{en posant } K = -\mu_0 \mu_i N_i q_e, \quad (\text{D.6})$$

où μ_0 , et μ_i sont respectivement la mobilité des électrons dans le vide et des ions dans l'air, N_i , la densité d'ions négatifs et $q_e = -e < 0$, la charge d'un ion. Le premier terme de l'opérateur \mathcal{O} correspond aux charges d'espace (courant de conduction) et le deuxième à la géométrie des électrodes (courant de déplacement). Sur un contour d'intégration \mathcal{C} , circulaire de rayon r et centré sur l'axe, dans le plan $x = \text{constante}$ (fig. D.1), il vient :

$$\oint_{\mathcal{C}} \vec{B}_1 \cdot d\vec{l} = \iint_{(S)} \overrightarrow{r} \partial \vec{B}_1 \cdot d\vec{S} = \iint_{(S)} \mathcal{O} E_i \vec{u}_x \cdot d\vec{S}, \quad (\text{D.7})$$

où S est la surface délimitée par le contour \mathcal{C} . Le champ magnétique à l'intérieur de la colonne de gaz ionisé ($r \leq r_c$) est alors tel que :

$$B_1(r \leq r_c, t) 2\pi r = \mathcal{O} E_i(r \leq r_c, t) \pi r^2 \quad (\text{D.8})$$

$$\text{soit } \vec{B}_1(r \leq r_c, t) = \frac{r}{2} \mathcal{O} E_i(r \leq r_c, t) \vec{u}_\theta, \quad (\text{D.9})$$

et dans la région extérieure ($r > r_c$), le champ magnétique est tel que :

$$B_1(r > r_c, t) 2\pi r = \mathcal{O} E_i(r \leq r_c, t) \pi r_c^2 \quad (\text{D.10})$$

$$\text{soit } \vec{B}_1(r > r_c, t) = \frac{r_c^2}{2r} \mathcal{O} E_i(r \leq r_c, t) \vec{u}_\theta. \quad (\text{D.11})$$

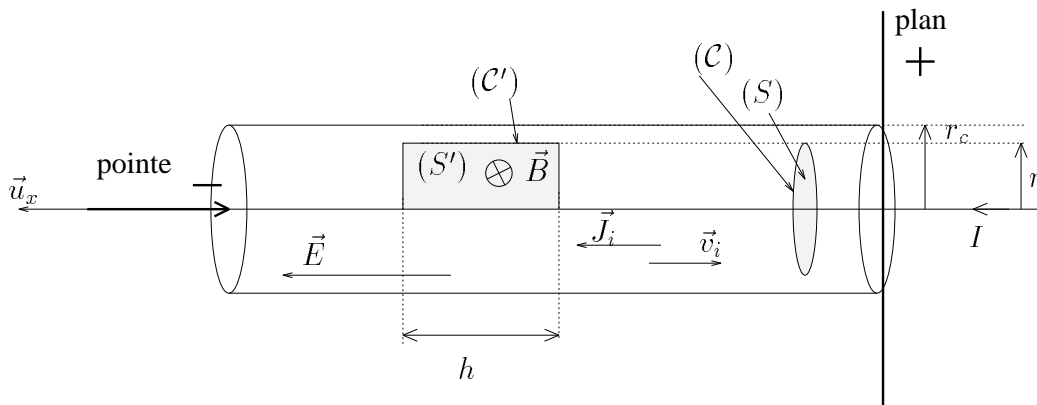


FIG. D.1 - Description de la colonne de plasma et des différentes grandeurs utilisées.

Dans l'espace interélectrode, le champ magnétique $B_1(r, t)$ est, à son tour, à l'origine d'un phénomène d'induction. La relation de Maxwell-Faraday permet de calculer le champ électrique $\vec{E}_2(r, t)$ induit par la variation de B_1 selon :

$$\overrightarrow{r} \partial \vec{E}_2 + \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = \vec{0}. \quad (\text{D.12})$$

La circulation du champ électrique \vec{E}_2 le long du contour rectangulaire (\mathcal{C}') de longueur h et de largeur r est :

$$\oint_{\mathcal{C}'} \vec{E}_2 \cdot d\vec{l} = \iint_{(S')} \overrightarrow{rot} \vec{E}_2 \cdot d\vec{S}' = \iint_{(S')} -\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} \cdot d\vec{S}' \quad (D.13)$$

avec $dS' = h dR$. Ainsi :

$$h [E_2(r, t) - E_2(0, t)] = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^r B_1(R, t) h dR \quad (D.14)$$

Sur l'axe ($r = 0$), d'après l'équation D.9, B_1 est nul quel que soit t ($E_2(0, t) = 0$), d'où l'expression de la contribution E_2 du champ électrique dans la colonne de plasma :

$$E_2(r \leq r_c, t) = \frac{\partial}{\partial t} (\mathcal{O}E_i) \int_0^r \frac{R}{2} dR, \quad (D.15)$$

$$\text{or } \mathcal{O}E_i = KE_0 + \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right) E_1 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (D.16)$$

$$\text{donc } \vec{E}_2(r \leq r_c, t) = \frac{-1}{\tau} \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right) \frac{r^2}{4} E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_x. \quad (D.17)$$

Le champ électrique à l'extérieur de la colonne de gaz ionisé s'écrit :

$$E_2(r > r_c, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_0^{r_c} B_1(R \leq r_c, t) dR + \int_{r_c}^r B_1(R > r_c, t) dR \right) \quad (D.18)$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} \mathcal{O}E \left(\int_0^{r_c} \frac{R}{2} dR + \int_{r_c}^r \frac{r_c}{2R} dR \right) \quad (D.19)$$

$$\text{soit } \vec{E}_2(r > r_c, t) = \frac{-1}{\tau} \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right) \frac{r_c^2}{2} \left(\frac{1}{2} + \ln \left(\frac{r}{r_c} \right) \right) E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_x \quad (D.20)$$

Ainsi, au champ initial \vec{E}_i se superpose le champ électrique induit \vec{E}_2 qui dépend de r. Le champ électrique résultant $\vec{E}_{tot} = \vec{E}_i + \vec{E}_2$ et la répartition des charges d'espace ne sont plus uniformes. A très haute fréquence, E_2 n'est pas négligeable et donc modifie la valeur de B_1 . Par itération, la solution pour le champ électromagnétique dans la colonne de plasma se met sous la forme d'un développement :

$$\vec{E}_{tot} = \sum_{n=0}^{\infty} \vec{E}_n \quad (D.21)$$

$$\text{et } \vec{B}_{tot} = \sum_{n=1}^{\infty} \vec{B}_n \quad (D.22)$$

Les termes de ces deux développements sont d'un ordre de plus en plus élevé en fréquence. L'approximation des régimes stationnaires revient à limiter ces développements de sorte que $\vec{E}_{tot} = E_i \vec{u}_x$ et $\vec{B}_{tot} = 0$; celle des régime quasi-stationnaires à les limiter de sorte que $\vec{E}_{tot} = E_i \vec{u}_x$ et $\vec{B}_{tot} = \vec{B}_1$.

Le problème d'induction électromagnétique se présente donc comme un phénomène récurrent qui repose sur les équations suivantes :

$$\boxed{\begin{cases} \vec{E}_{n+1}(r \leq r_c, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_0^r B_n(R \leq r_c, t) dR \right) \vec{u}_x \\ \vec{E}_{n+1}(r > r_c, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_0^{r_c} B_n(R \leq r_c, t) dR + \int_{r_c}^r B_n(R > r_c, t) dR \right) \vec{u}_x \end{cases}} \quad (D.23)$$

$$\boxed{\begin{cases} \vec{B}_n(r \leq r_c, t) = \frac{1}{r} \int_0^r \mathcal{O}E_n(R \leq r_c, t) R dR \vec{u}_\theta \\ \vec{B}_n(r > r_c, t) = \frac{1}{r} \left(\int_0^{r_c} \mathcal{O}E_n(R \leq r_c, t) R dR + \int_{r_c}^r \mathcal{O}E_n(R > r_c, t) R dR \right) \vec{u}_\theta \end{cases}} \quad (D.24)$$

A partir de ces équations, le calcul des contributions du champ magnétique dans la zone interne ($r \leq r_c$) donne donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{B}_1(r \leq r_c, t) = \frac{r}{2} K E_0 \vec{u}_\theta + \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right) \frac{r}{2} E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_\theta \\ \vec{B}_2(r \leq r_c, t) = \frac{-1}{\tau} \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right)^2 \frac{r^3}{16} E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_\theta \\ \vec{B}_3(r \leq r_c, t) = \left(\frac{-1}{\tau}\right)^2 \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right)^3 \frac{r^5}{384} E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_\theta \\ \dots \\ \vec{B}_{n+1}(r \leq r_c, t) = \left(\frac{-1}{\tau}\right)^n \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right)^{n+1} \frac{(r/2)^{2n+1}}{n!(n+1)!} E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_\theta \end{array} \right. \quad (D.25)$$

D'après l'équation D.22, le champ magnétique total s'écrit alors :

$$\vec{B}_{tot}(r \leq r_c, t) = \frac{r}{2} K E_0 \vec{u}_\theta + \frac{r}{2} \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{-1}{\tau}\right)^n \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right)^n \frac{(r/2)^{2n}}{n!(n+1)!} E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_\theta. \quad (D.26)$$

Connaissant la relation ([41], p970) :

$$J_1(2z) = z \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{z^{2k}}{k!(k+1)!}, \quad (D.27)$$

le champ magnétique total devient :

$$\boxed{\vec{B}_{tot}(r \leq r_c, t) = \frac{r}{2} K E_0 \vec{u}_\theta + \frac{1}{c} \sqrt{K \tau c^2 - 1} J_1\left(\frac{r}{\tau c} \sqrt{K \tau c^2 - 1}\right) E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_\theta.} \quad (D.28)$$

De même, le champ électrique dans la zone interne ($r \leq r_c$) a pour contributions :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_1(r \leq r_c, t) = E_0 \vec{u}_x + E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_x \\ \vec{E}_2(r \leq r_c, t) = \frac{-1}{\tau} \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right) \frac{r^2}{4} E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_x \\ \vec{E}_3(r \leq r_c, t) = \left(\frac{-1}{\tau}\right)^2 \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right)^2 \frac{r^4}{64} E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_x \\ \dots \\ \vec{E}_{n+1}(r \leq r_c, t) = \left(\frac{-1}{\tau}\right)^n \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right)^n \frac{(r/2)^{2n}}{(n!)^2} E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_x \end{array} \right. \quad (D.29)$$

L'équation D.21 permet alors de calculer le champ électrique total :

$$\vec{E}_{tot}(r \leq r_c, t) = E_0 \vec{u}_x + \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{-1}{\tau}\right)^n \left(K - \frac{1}{\tau c^2}\right)^n \frac{(r/2)^{2n}}{(n!)^2} E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_x, \quad (D.30)$$

qui, compte-tenu de la relation ([41], p970) :

$$J_0(2z) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{(z)^{2k}}{(k!)^2}, \quad (D.31)$$

se met sous la forme :

$$\boxed{\vec{E}_{tot}(r \leq r_c, t) = E_0 \vec{u}_x + J_0\left(\frac{r}{\tau c} \sqrt{K \tau c^2 - 1}\right) E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_x.} \quad (D.32)$$

Dans le cas où les charges d'espace ne sont plus considérées, la constante K s'annule. De plus, si la variation du champ électrique est supposée être, non plus une exponentielle décroissante, mais une sinusoïde, alors $\tau = -1/j\omega_p$ et en prenant la partie réelle, le champ électrique dans la zone interne ($r \leq r_c$) s'écrit alors :

$$\vec{E}_{tot}(r \leq r_c, t) = E_0 \vec{u}_x + E_1 J_0\left(\frac{r\omega_p}{c}\right) \cos(\omega_p t) \vec{u}_x, \quad (D.33)$$

et le champ magnétique prend la forme :

$$\vec{B}_{tot}(r \leq r_c, t) = -\frac{1}{c} E_1 J_1\left(\frac{r\omega_p}{c}\right) \sin(\omega_p t) \vec{u}_\theta. \quad (D.34)$$

Cependant l'hypothèse qui suppose les charges d'espace négligeables n'est pas réaliste puisqu'au contraire, dans la relation D.5 définissant l'opérateur \mathcal{O} , c'est le terme correspondant au courant de déplacement qui est

négligeable par rapport à celui lié au courant de conduction (cf application numérique ci-après).

Dans la zone externe à la colonne de plasma ($r > r_c$), les expressions des premières contributions des champ électrique et magnétique sont respectivement :

$$\begin{cases} \vec{E}_1(r > r_c, t) = 0 \\ \vec{E}_2(r > r_c, t) = \frac{-1}{\tau} \left(K - \frac{1}{\tau c^2} \right) \frac{r_c^2}{2} \left(\frac{1}{2} + \ln \left(\frac{r}{r_c} \right) \right) E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_x \\ \vec{E}_3(r > r_c, t) = \left(\frac{-1}{\tau} \right)^2 \left(K - \frac{1}{\tau c^2} \right)^2 \frac{r_c^2}{64} \left(\frac{r_c^2 + 2r^2}{4} \ln \left(\frac{r}{r_c} \right) + \frac{5r_c^2 - 4r^2}{16} \right) E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_x \\ \dots \end{cases} \quad (\text{D.35})$$

et

$$\begin{cases} \vec{B}_1(r > r_c, t) = \frac{r_c^2}{2r} K E_0 \vec{u}_\theta + \left(K - \frac{1}{\tau c^2} \right) \frac{r_c^2}{2r} E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_\theta \\ \vec{B}_2(r > r_c, t) = \frac{-1}{\tau} \left(K - \frac{1}{\tau c^2} \right)^2 \frac{r_c^2}{4} \left(\frac{r_c^2}{4r} + r \ln \left(\frac{r}{r_c} \right) \right) E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_\theta \\ \vec{B}_3(r > r_c, t) = \left(\frac{-1}{\tau} \right)^2 \left(K - \frac{1}{\tau c^2} \right)^3 \frac{r_c^2}{32} \left(\frac{r_c^4}{12r} + \left(\frac{3r}{4} + r \ln \left(\frac{r}{r_c} \right) \right) (r_c^2 - r^2) \right) E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \vec{u}_\theta \\ \dots \end{cases} \quad (\text{D.36})$$

Ces contributions ne permettent pas une écriture simple d'un champ total sous forme de série convergente comme précédemment. Dans la zone externe, les termes du champ électrique et du champ magnétique d'indice impair sont des fonctions de r décroissantes et strictement négatives, mais leurs contributions d'indice pair sont croissantes et positives. En d'autres termes, comme pour la région interne, c'est le terme $(-1)^n$ qui fait converger la série. Par conséquent, bien que la série doive nécessairement converger pour satisfaire les conditions physiques qui imposent une décroissance des champs avec r , il est impossible de ne prendre en compte qu'un nombre limité de termes. Dans la suite, les calculs se limiteront au cadre de l'approximation des régimes quasi-stationnaires.

La quantité $\frac{r}{\tau c} \sqrt{K\tau c^2 - 1}$ prend une valeur suffisamment faible¹ pour que les fonctions de Bessel J_0 , et J_1 qui apparaissent respectivement dans les relations D.32 et D.28 ne s'annulent jamais. Par conséquent, dans la zone ($r \leq r_c$), les effets d'induction se manifestent par une diminution du champ électrique et une augmentation du champ magnétique lorsqu'on s'éloigne de l'axe ($r = 0$) de la colonne de plasma.

Une application numérique permet de justifier l'approximation des régimes quasi-stationnaires. Le champ magnétique dans la zone interne (éq. D.28) se réduit à :

$$\vec{B}_{tot}(r \leq r_c) \approx \frac{r}{2} K E_0 \vec{u}_\theta. \quad (\text{D.37})$$

Sa valeur maximale est obtenue à la périphérie de la colonne de plasma. En prenant des valeurs numériques telles que $r_c = 1 \text{ cm}$ et $E_0 = 2,7 \cdot 10^5 \text{ V/m}$, la valeur maximale du champ magnétique est de l'ordre de $B_{max} \approx 10^{-4} \text{ T}$.

Rappelons que cette approche considère deux hypothèses violentes. D'une part, le champ électrique initial de la colonne de plasma présente une discontinuité brutale à sa périphérie ($r = r_c$) qui se répercute automatiquement sur le profil du champ magnétique. Dans le cas d'un nuage de charges d'espace mobiles, les conditions de frontières devraient être différentes. En considérant la dynamique des porteurs de charges, et par conséquent l'absence de frontière physique statique du nuage, l'amplitude du champ magnétique moyen pour un système pointe-plan présenterait un maximum à la périphérie de ce nuage mais ce maximum ne serait pas le siège d'une discontinuité dans le profil du champ.

D'autre part, la colonne de plasma est supposée cylindrique ce qui impose aux champs d'être unidirectionnels (\vec{E} suivant \vec{u}_x , et \vec{B} selon \vec{u}_θ). En réalité, pour une configuration géométrique d'électrodes pointe-plan, les champs électriques et magnétiques décrivent respectivement des hyperboloïdes et des ellipsoïdes de révolution (fig. 5.6).

1. En prenant $r \approx 10^{-3} \text{ m}$, $\tau = 2 \mu\text{s}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ (SI)(H/m)}$, $\mu_i = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ V.m}^2/\text{s}$, $q_e = -1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, $N_i \approx 10^{-4} N$, avec la densité de particules neutres $N \approx 2.34 \cdot 10^{25}$, alors $K = 8.5 \cdot 10^{-8} \text{ (SI)}$, $\frac{1}{\tau c^2} \approx 6 \cdot 10^{-12} \text{ s/m}^2$, $\sqrt{K\tau c^2 - 1} \approx \sqrt{K\tau c^2} \approx 120 \text{ (SI)}$, et la quantité $\frac{r}{\tau c} \sqrt{K\tau c^2 - 1} \approx 2 \cdot 10^{-4}$.

2 Force électromagnétique dans une décharge pointe-plan

L'hypothèse selon laquelle les charges sont confinées par le champ magnétique induit par les impulsions de TRICHEL a été envisagée. En effet, ce champ induit pourrait être responsable de la coupure brutale ($\theta = \theta_c$, fig. 5.1) dans la distribution de la densité de courant pour des décharges couronnes de configuration pointe-plan. La force électromagnétique (ou force de Lorentz) subie par un ion de charge q_e ($q_e < 0$) est :

$$\vec{F} = q_e \vec{E} + q_e \vec{v}_i \wedge \vec{B}. \quad (\text{D.38})$$

En écrivant la vitesse des ions sous la forme :

$$\vec{v}_i = -\mu_i \vec{E}, \quad (\text{D.39})$$

où μ_i est la mobilité des ions ($\mu_i > 0$), la force de Lorentz est :

$$\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_B = q_e \vec{E} - q_e \mu_i \vec{E} \wedge \vec{B}. \quad (\text{D.40})$$

La force électrostatique \vec{F}_E est divergente par rapport à l'axe central des décharges (axe x, fig. 5.6) contrairement à la force électromagnétique \vec{F}_B qui elle, est convergente, mais de très faible amplitude sauf sur la périphérie du cône de décharge ($r \approx r_c$). Le calcul simplifié du champ magnétique d'un système pointe-plan en considérant une distribution de densité de courant uniforme dans le volume de décharge supposé cylindrique a été présenté dans le paragraphe 1. La densité de courant, responsable de ce champ magnétique, comprend deux termes : un courant de déplacement, proportionnel à la variation temporelle du champ électrique, et un courant de conduction porté par les charges d'espace directement proportionnel au champ électrique. D'une part, le calcul a montré que c'est ce dernier terme qui est prépondérant, d'autre part, une application numérique simple a permis d'évaluer l'amplitude maximale du champ magnétique localisée à la périphérie du volume de décharge (éq. D.37). Ce dernier point permet de comparer les ordres de grandeurs des deux forces exercées sur un ion. Les figures D.2, issues du calcul développé dans le chapitre 5, représentent les composantes longitudinales (E_{Px}) et radiales (E_{Py}) du champ électrique total sur l'axe de la pointe, et un axe d'intersection entre le plan de masse et un plan contenant la pointe. Ainsi, à la périphérie du volume de décharge ($r \approx 10^{-2}$) sur le plan ($E_{Px} \approx 10^5 \text{V/m}$, et $E_{Py} = 1 \text{V/m}$), le terme électromagnétique radial :

$$F_B = -q_e \mu_i E_x B = \mu_0 (\mu_i q_e)^2 \frac{r}{2} E_x^2 \approx 10^{-30} \text{N} \quad (\text{D.41})$$

est négligeable devant le terme électrostatique radial :

$$F_{E_y} = q_e E_y \approx 10^{-19} \text{N}. \quad (\text{D.42})$$

Par conséquent, l'hypothèse selon laquelle le champ magnétique aurait pour effet de resserrer les lignes de champ électrique ne semble pas réaliste compte-tenu des ordres de grandeur. Les particules chargées dérivent donc le long des lignes de champ électrique (ellipsoïdes) et non suivant un mouvement hélicoïdal caractéristique d'une particule soumise à une force magnétique non négligeable. Le champ magnétique ne permet donc pas d'expliquer la coupure brutale dans la distribution de la densité de courant, ou dans la trace de corrosion, sur le plan anode. Comme cela est expliqué par certains auteurs [82, 89], cette coupure serait liée au fait que le nuage de charges d'espace négatives tend à réduire le champ électrique au voisinage de la pointe, de sorte que les lignes de champ périphériques au volume de décharge, loin de l'axe central des décharges, ne se connectent pas à la zone d'ionisation.

Seules les forces électriques ont donc une influence sur la distribution des particules chargées dans l'espace interélectrode pour une configuration pointe-plan. Mais lorsque le nombre de pointes augmente, des interactions électriques apparaissent ; à l'aide d'une étude théorique simple, le paragraphe suivant considère les forces en présence qui agissent sur les particules chargées.

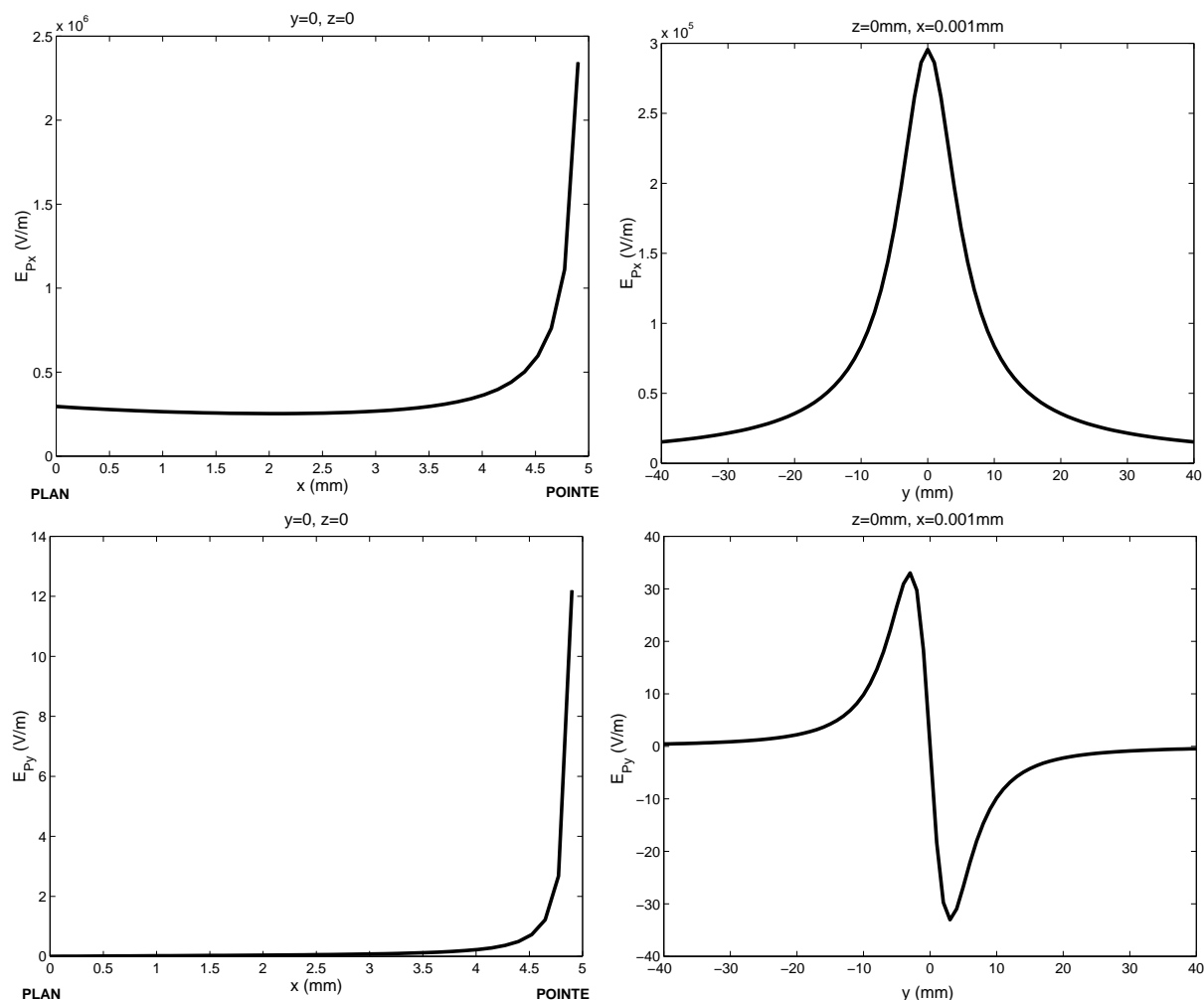


FIG. D.2 - Représentation des composantes du vecteur champ électrique \vec{E}_P suivant les axes x (axe de la pointe) et y (la composante suivant z E_{Pz} étant nulle sur les axes considérés), pour un monopointe-plan avec une distance interélectrode $d = 5\text{mm}$. Composantes E_{Px} et E_{Py} à gauche : sur l'axe de la pointe ($y = 0$ et $z = 0$), à droite : sur l'axe pour lequel $x = 0$ (plan de l'électrode plane) et $z = 0$.

3 Force électromagnétique dans une décharge multipointe-plan

L'expérience montre que les nuages d'ions négatifs issus de deux pointes adjacentes subissent une répulsion mutuelle. Considérons le cas classique de deux fils rectilignes parallèles infinis distants d'une distance s , parcourus par les courants I_1 et I_2 respectivement portés par les électrons de conduction (fig. D.3).

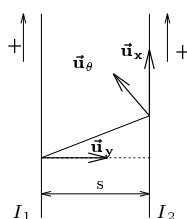


FIG. D.3 - Actions mutuelles de deux fils parallèles parcourus par des courants.

Le champ magnétique $\vec{B}_{1/2}$, créé par le fil 1 sur le fil 2, est :

$$\vec{B}_{1/2} = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi s} \vec{u}_\theta, \quad (\text{D.43})$$

et la force de Laplace exercée sur un élément dx_2 du fil 2 par le fil 1 s'écrit :

$$d\vec{F}_2 = \frac{-\mu_0 I_1 I_2}{2\pi s} \vec{u}_y dx_2. \quad (\text{D.44})$$

La force $d\vec{F}_2$ est contenue dans le plan des fils et perpendiculaire à leur direction. Elle est répulsive si les courants I_1 et I_2 sont de signes contraires, et attractive s'ils sont de même signe. En considérant le carré de la vitesse des ondes électromagnétiques $c^2 = 1/(\mu_0 \epsilon_0)$, avec μ_0 la mobilité des électrons et ϵ_0 la permittivité du vide, l'amplitude de cette force magnétique par unité de longueur peut s'exprimer également telle que :

$$F_m = \frac{(\lambda_1 v_1)(\lambda_2 v_2)}{2\pi \epsilon_0 c^2 s}, \quad (\text{D.45})$$

avec λ_1 et λ_2 , les densités linéiques de charges, et v_1 et v_2 , les vitesses des électrons, respectivement associées à chacun des deux fils. Cette force peut être comparée à la force électrostatique par unité de longueur, qui agirait sur les deux fils s'il portaient chacun une charge uniformément répartie. Cette force est répulsive et s'écrit :

$$F_e = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2\pi \epsilon_0 s}. \quad (\text{D.46})$$

En considérant que la vitesse des électrons dans des fils de cuivre est de 0,5cm/s, le rapport des deux forces :

$$\frac{F_e}{F_m} = \frac{c^2}{v_1 v_2} \approx 3,6 \cdot 10^{21} \quad (\text{D.47})$$

montre que la contribution électrostatique est considérablement plus importante que la contribution magnétique. Dans un fil, cependant, des ions positifs coexistent avec les électrons. La répartition uniforme des charges positives et négatives le long de chacun des fils explique l'annulation des interactions électrostatiques. C'est pourquoi, dans ce cas, seule la force magnétique demeure.

Par analogie avec cet exemple simple, il est possible de comprendre l'influence mutuelle des charges d'espace des deux décharges adjacentes. Comme cela peut être constaté expérimentalement, la force exercée par un nuage de charges d'espace sur un autre nuage issu d'une pointe voisine, est répulsive. Les courants de chaque décharge étant tout les deux dirigés vers la pointe, une force magnétique aurait donc tendance à rapprocher les deux décharges, ce qui n'est pas le cas. En effet, contrairement au cas des deux fils parallèles précédemment étudié, les charges d'espace positives et négatives dans l'espace interélectrode des décharges couronnées ne sont pas distribuées uniformément le long de l'axe de chacune des décharges, mais constituent des nuages regroupés près de la pointe pour les charges positives, et dans la zone de dérive pour les particules négatives. Par conséquent, la répulsion de deux nuages de charges de même signe, respectivement issus de deux décharges adjacentes, est causée uniquement par des forces électrostatiques.

L'expression D.46 de la force électrostatique montre, conformément aux observations (chap. 5, §1.2.3), que les interactions électriques entre deux pointes sont d'autant plus importantes que les charges d'espace le sont (courant élevé), ou que la distance s de séparation des pointes est petite. Une simple application numérique permet effectivement de constater que la force d'interaction électrostatique est supérieure à la force magnétique. En effet, la force électrostatique entre deux nuages d'ions négatifs de densité N_i et de charge q_e est approximativement :

$$F_{Ey} = N_i q_e E_y \approx 2,34 \cdot 10^{21} \times 1,6 \cdot 10^{-19} \times 10 \approx 10^3 \text{ N} \quad (\text{D.48})$$

en considérant la valeur de la composante transversale aux décharges E_y du champ électrique de l'ordre d'une dizaine de volt par mètre à la périphérie du nuage. En revanche, la force magnétique exercée par un nuage sur le nuage voisin est :

$$F_2 \approx \frac{\mu_0 d I_1 I_2}{2\pi s} \approx \frac{4\pi 10^{-7} \times 5 \cdot 10^{-3} \times (60 \cdot 10^{-6})^2}{2\pi \times 5 \cdot 10^{-3}} \approx 10^{-11} \text{ N}, \quad (\text{D.49})$$

ce qui est négligeable devant la force électrostatique.

Afin de modéliser les interactions électriques au sein de l'espace interélectrode pour une structure multipointe-plan, il faut donc ne s'intéresser qu'aux forces électrostatiques.

Bibliographie

- [1] ABDEL SALAM (M.), ABDEL FATTAH (A.), SAIED (M. M.) et THARWAT-EL-MOHANDES (M.). – *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 21, 1985, p. 912.
- [2] ABRAMOWITZ (M.) et STEGUN (A.). – In: *Handbook of Mathematical Functions*. – New York, 1972.
- [3] ACHAT (S.), TEISSEYRE (Y.) et MARODE (E.). – The scaling of the streamer-to-arc transition in a positive point-to-plane gap with pressure. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 25, 1992, pp. 661–668.
- [4] ACKERMAN (E.), ANTHONY (A.) et ODA (F.). – Corona-Type Loudspeaker for Animal Studies. *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 33, n° 12, Dec. 1961, pp. 1708–1712.
- [5] AKISHEV (Y. S.), GRUSHIN (M. E.), KOCHETOV (I. V.), NAPARTOVICH (A. P.), PAN'KIN (M. V.) et TRUSHKIN (N. I.). – Transition of a Multipin Negative Corona in Atmospheric Air to a Glow Discharge. *Plasma Physics Reports*, vol. 26, n° 2, 2000.
- [6] AKISHEV (Y. S.), GRUSHIN (M. E.), KOCHETOV (I. V.), NAPARTOVICH (A. P.) et TRUSHKIN (N. I.). – Establishment of a Regular Trichel Pulses in a Negative Corona in Air. *Plasma Physics Reports*, vol. 25, n° 11, 1999.
- [7] BALLEREAU (P.). – Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Centre d'Orsay. *Etude du vent électrique, contribution à l'étude et à la réalisation d'un détecteur de pollution*, Dec. 1980.
- [8] BASTIEN (F.) et MARODE (E.). – The determination of basic quantities during glow-to-arc transition in a positive point-to-plane discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 12, 1979, pp. 249–263.
- [9] BAYLE (P.), BAYLE (M.) et FÖRN (G.). – Neutral heating in glow to spark transition in air and nitrogen. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 18, 1985, pp. 2395–2415.
- [10] BAYLE (P.), BAYLE (M.), GILBERT (A.) et DUPUY (J.). – Time lag and recovery time of neutral depopulation in compressed gases in a point-plane discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 23, 1990, pp. 517–525.
- [11] BEJI (H.), FITAIRE (M.) et ANTOINE (J.). – Étude du bruit acoustique d'arcs électriques ; cas des fours à arcs industriels. *Revue Phys. Appl.*, vol. 18, n° 12, Dec. 1983, pp. 795–802.
- [12] BÉQUIN (P.). – Thèse de doctorat, Université du Maine. *Modèles de sources acoustiques à gaz ionisé*, Sept. 1994.
- [13] BÉQUIN (Ph.) et HERZOG (Ph.). – Model of acoustic sources related to negative point-to-plane discharges in ambient air. *Acta Acustica*, vol. 83, 1997, pp. 359–366.
- [14] BONDAR (H.). – Un Haut-Parleur Large Bande à Plasma Froid. *Nouvelle Revue du Son*, vol. 59, 1982, pp. 73–80.

- [15] BONDAR (H.) et BASTIEN (F.). – Effect of neutral fluid velocity on direct conversion from electrical to fluid kinetic energy in an electro-fluid-dynamics (EFD) device. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 19, 1986, pp. 1657–1663.
- [16] BOULLLOUD (A.), CHARRIER (J.), STARK (W. B.) et WATERS (R. T.). – Interaction between adjacent positive glow corona. *IEEE International Conference Gas Discharges Applications 7th*, Août 1982, pp. 185–188.
- [17] BRUNEAU (M.). – *Manuel d'Acoustique Fondamentale*. – Paris, Hermès, 1998.
- [18] CHASSAING (P.). – *Mécanique des fluides. Eléments d'un premier parcours*. – Coll. Polytech. Edition CEPADUES, 1996.
- [19] CHASSAING (P.). – *Turbulence en mécanique des fluides. Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. – Coll. Polytech. Edition CEPADUES, 2000.
- [20] DADGAR (H.), FITAIRE (M.) et PILORGET (A.). – Étude du bruit acoustique de l'arc électrique. *RGE*, vol. 88, n° 7/8, Juillet/Août 1979, pp. 606–613.
- [21] DASCALESCU (L.), SAMUILA (A.), RAFIROIU (D.), IUGA (A.) et MORAR (R.). – Multiple–Needle Corona Electrodes for Electrostatic Processes Application. *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 35, n° 3, Mai–Juin 1999, pp. 543–548.
- [22] DAVIDSON (J. H.), MC KINNEY (P. J.) et LINNEBUR (P.). – *IEEE Trans. Ind. Appl. Soc. Annual Conf., Denver, Conf. Rec. of IEEE/IAS*, vol. 28, Oct. 1994, p. 1505.
- [23] DAVIES (M.), GOLDMAN (A.) et GOLDMAN J. E. JONES (M.). – Developments in the theory of corona corrosion for negative point-plane discharges in air. *XVIII International Conference on Phenomena in ionized gases*, 1987, pp. 656–657.
- [24] DAVIES (M.), GOLDMAN (A.) et GOLDMAN J. E. JONES (M.). – On the behaviour of the planar current-distribution in the pulseless regime of negative dc point-plane coronas in air. *Phenomena in ionized gases: 18th International Conference 1987 Jul: Swans EA*, 1987, pp. 650–651.
- [25] DELCROIX (J. L.) et BERS (A.). – *Physique des plasmas*. – Paris, Savoirs Actuels, CNRS Editions, 1994.
- [26] DERAEDT (A.). – Les haut-parleurs ioniques (partie I). *Audiophile N22 (Nouvelle série)*, no65, Oct. 1992.
- [27] DERAEDT (A.). – Les haut-parleurs ioniques (partie II). *Audiophile N23 (Nouvelle série)*, no66, Fev. 1993.
- [28] EICHWALD (O.). – Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse. *Modélisation de la dynamique des neutres dans une décharge transitoire: Application aux microsystèmes électroniques et aux dispositifs de dépollution*, Juil. 1997.
- [29] EICHWALD (O.), JUGROOT (M.), BAYLE (P.) et YOUSFI (M.). – Modeling neutral dynamics in pulsed helium short-gap spark discharges. *J. Appl. Phys.*, vol. 80, n° 2, 1996, pp. 694–709.
- [30] EYRING (C. F.), MACKEOWN (S. S.) et MILLIKAN (R. A.). – *Phys. Rev.*, vol. 31, 1928, p. 900.
- [31] FARZANEY MASOUD et TEISSEYRE YVES. – Effects on the temperature and voltage polarity on the ionic wind. *7th International Symposium on High Voltage Engineering*, vol. 4108, Août 1991, pp. 39–42.
- [32] FITAIRE (M.). – In: *L'arc électrique et ses applications*. – CNRS.
- [33] FITAIRE (M.) et MANTEI (T. D.). – Some Experimental Results on Acoustic Wave Propagation in a Plasma. *Phys. Fluids*, vol. 15, n° 3, Mars 1972, pp. 464–469.

- [34] FITAIRE (M.) et SINTEAN (D.). – Excitation d'ondes acoustiques par une flamme. *Czech. J. Phys.*, vol. B, n° 22, 1972, pp. 394–397.
- [35] FRANCKE (E.), ROBERT (S.) et AMOUROUX (J.). – Hydrodynamic and electrical characterization of a corona discharge plasma reactor. *High Temp. Material Processes*, vol. 4, 2000, pp. 139–150.
- [36] GARY (C.) et MOREAU (M.). – *En tension alternative*. – Eyrolles.
- [37] GOLDMAN (A.) et GOLDMAN J. E. JONES (M.). – On the behaviour of the planar current–distribution in the pulseless regime of negative dc point–plane coronas in air. *Gas Discharges and their applications: 10th International Conference Swans EA 1992 Sep*, 1992, pp. 270–273.
- [38] GOLDMAN (A.) et GOLDMAN R. S. SIGMOND (M.). – Corrosion and ageing mechanisms investigated by corona discharges. 1990, pp. 322–331.
- [39] GOLDMAN (A.) et SIGMOND (R. S.). – Corona Corrosion of Aluminium in Air. *J. Electrochem. Soc. : Electrochemical Science and Technology*, 1985, pp. 2842–2853.
- [40] GOLDMAN (M.) et GOLDMAN (A.). – *Gaseous Electronics, vol 1*. – New York, Academic, 1978.
- [41] GRADSHTEYN et RYZHIK. – *In: Table of integrals, series, and products*, éd. par Jeffrey (Alan). – San Diego.
- [42] GREATED (C. A.). – Measurement of acoustic velocity fields. *Strain*, vol. 22, 1986, pp. 21–24.
- [43] GUOZHONG (X.). – An experimental investigation of bipolar corona discharge. *Journal of Electrostatics*, vol. 38, 1996, pp. 337–343.
- [44] HARTMANN (G.) et GALLIMBERTI (I.). – The influence of metastable molecules on the streamer progression. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 8, 1975, pp. 670–680.
- [45] INGARD (U.). – Acoustic Wave generation and Amplification in a Plasma. *Physical Review*, vol. 145, n° 1, Mai 1966, pp. 41–46.
- [46] ISA (H.) et HAYASHI (M.). – The pre-breakdown phenomena in atmospheric air gaps under the impulse voltage. 1976, pp. 43–64.
- [47] JAWOREK (A.) et KRUPA (A.). – Electrical Characteristics of a Corona Discharge Reactor of Multipoint–Plane Geometry. *Czechoslovak Journal of Physics*, vol. 45, n° 12, 1995, pp. 1035–1047.
- [48] JAWOREK (A.) et KRUPA (A.). – Corona discharge from a multipoint electrode in flowing air. *Journal of Electrostatics*, vol. 38, 1996, pp. 187–197.
- [49] JONES (J. E.). – *J. Phys., D: Appl. Phys.*, vol. 23, 1990, pp. 1652–1662.
- [50] JONES (J. E.). – On the drift of gaseous ions. *Journal of Electrostatics*, vol. 27, 1992, pp. 283–318.
- [51] JONES (J. E.). – On analytic solutions of the drift equations for many ionic species. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 27, 1994, pp. 1835–1847.
- [52] JONES (J. E.) et COHEN (A. M.). – Chebyshev comparisons of current laws for point–plane DC coronae in air. *Journal of Electrostatics*, vol. 39, 1997, pp. 111–128.
- [53] JONES (J. E.) et DAVIES (M.). – Cosine power laws for calculated planar field distributions of a small–scale negative dc corona discharge in air. *Gas Discharges and their applications: 10th International Conference Swans EA 1992 Sep*, 1992, pp. 266–269.

- [54] KEKEZ (M. M.), SAVIC (P.) et LOUGHEED (G. D.). – A novel treatment of trichel-type phenomena with possible application to stepped-leader phenomena. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 15, 1982, pp. 1963–1973.
- [55] KLEIN (M. S.). – Cellule thermionique de grande puissance à atmosphère gazeuse et ions positifs. 3ème section de la Société des Radioélectriciens.
- [56] KLEIN (S.). – L’ionophone. *Brevet d’invention*, no79 09450, 1979.
- [57] KONDO (Y.) et MIYOSHI (Y.). – Pulseless Corona in Negative Point to Plane Gap. *Jap. J. appl. Phys.*, vol. 17, n° 4, Avril 1978, pp. 643–649.
- [58] LAMA (W. L.) et GALLO (C. F.). – Interaction of the “Trichel” current pulses of a pair of negative coronas. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 6, 1973, pp. 173–175.
- [59] LAMA (W. L.) et GALLO (C. F.). – Systematic study of the electrical characteristics of the “Trichel” current pulses from negative needle-to-plane coronas. *J. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 1, 1974, pp. 103–113.
- [60] LESUEUR (C.). – In : *Rayonnement des structures vibrantes*. – Ed. Eyrolles.
- [61] MARODE (E.). – The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. i. Experimental: Nature of the streamer track. *J. Appl. Phys.*, vol. 46, n° 5, Mai 1975, pp. 2005–2015.
- [62] MARODE (E.), BASTIEN (F.) et BAKKER (M.). – A model of the streamer-induced spark formation based on neutral dynamics. *J. Appl. Phys.*, vol. 50, n° 1, Jan. 1979, pp. 140–146.
- [63] MATSUZAWA. – Sound sources with corona discharges. *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 54, n° 2, 1972, pp. 494–498.
- [64] MAZZOLA (M. S.) et MOLEN (G. M.). – Modeling of a dc glow plasma loudspeaker. *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 6, n° 6, 1987, pp. 1972–1978.
- [65] MC KINNEY (P. J.), DAVIDSON (J. H.) et LEONE (D. M.). – Current distributions for barbed plate-to-plane coronas. *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 28, 1992.
- [66] MC LEAN (K. J.) et ANSARI (I. A.). – Calculation of the rod-plane voltage/current characteristics using the saturated current density equation and Warburg’s law. *IIE PROCEEDINGS*, vol. 134, n° 10, 1987, pp. 784–788.
- [67] METWALLY (I. A.). – Factors Affecting Corona on Twin-point Gaps under dc and ac HV. *IEEE*, vol. 3, n° 4, 1996, pp. 544–553.
- [68] MILLER (J.), HOFERER (B.) et SCHWAB (A. J.). – The impact of Corona Electrode Configuration on Electrostatic Precipitator Performance. *Journal of Electrostatics*, vol. 44, 1998, pp. 67–75.
- [69] MONTEBAULT (V.). – Thèse de doctorat, Université du Maine. *Étude des sources acoustiques associées aux décharges corona négatives*, Déc. 1997.
- [70] MORROW (R.). – Theory of negative corona in oxygen. *Phys. Rev. A*, vol. 32, n° 3, 1985, pp. 1799–1809.
- [71] NAPARTOVICH (A. P.), AKISHEV (Y. S.), DERYUGIN (A. A.), KOCHETOV (I. V.), PAN’KIN (M. V.) et TRUSHKIN (N. I.). – A numerical simulation of Trichel-pulse formation in a negative corona. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, 1997, pp. 2726–2736.
- [72] POGGI (S.), GAZENGEL (B.), BRUNEAU (A. M.) et ROUQUIER (Ph.). – Development of a ldv system for measuring acoustic particle velocities in enclosed or free fields. *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2000. – Lisboa, Portugal.

- [73] POINTU (A. M.), ALLAF (A. K. S.) et FITAIRE (M.). – Analysis and some applications of a condenser microphone used as an ionization chamber for intense α fluxes. *J. Appl. Phys.*, vol. 48, n° 7, July 1977, pp. 2660–2667.
- [74] RAIZER (Yuri P.). – *Gas Discharge Physics*. – Springer–Verlag, 1991.
- [75] ROBERT (S.), FRANCKE (E.) et AMOUROUX (J.). – Laser Doppler Anemometry measurements of droplets in a corona discharge plasma reactor. *13th Intern. Symp. Plasma Chem.*, vol. 2, 1997, pp. 743–748.
- [76] ROBINSON M. – Movement in air in the Electric Wind of the corona discharge. *Trans. Am. Inst. Elect. Engin.*, vol. 80, 1961, pp. 143–152.
- [77] SCHLICHTING (H.) et GERSTEN (K.). – *Boundary layer theory*. – Mc Graw Hill Book Comp., 8th revised edition, 2000.
- [78] SELIM (E. O.) et WATERS (R. T.). – Electrical characteristics of negative rod/plane corona in air at atmospheric pressure and below. *Proc. 6th Int. Conf. Gas Discharges*, 1980, pp. 146–149.
- [79] SHIRLEY (G.). – The Corona Wind Loudspeaker. *Journal of the Audio Engineering Society*, 1957, pp. 29–37.
- [80] SIGMOND (R. S.). – Simple approximate treatment of unipolar space–charge dominated coronas : The Warburg law and the saturation current. *J. Appl. Phys.*, vol. 53, 1982, pp. 891–898.
- [81] SIGMOND (R. S.). – The residual streamer channel : Return strokes and secondary streamers. *J. Appl. Phys.*, vol. 56, n° 5, Septembre 1984, pp. 1355–1370.
- [82] SIGMOND (R. S.). – The Unipolar Corona Space Charge Flow Problem. *Journal of Electrostatics*, vol. 18, 1986, pp. 249–272.
- [83] SIGMOND (R. S.). – The oscillations of the positive glow corona. *J. Phys. IV France*, vol. III, C4, Août–Oct. 1997, pp. 383–395.
- [84] SIGMOND (R. S.) et LAGSTAD (I. H.). – Mass and species transport in corona discharges. *High Temp. Chem. Processes*, vol. 2, Août–Oct. 1993, pp. 221–229.
- [85] THANH (L. C.). – *Electronics Letters*, vol. 15, n° 2, 1979, pp. 57–58.
- [86] THANH (L. C.). – *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 21, 1985, p. 518.
- [87] VALIÈRE (J. C.), HERZOG (P.), VALEAU (V.) et TOURNOIS (G.). – Acoustic velocity measurements in the air by means of Laser Doppler Velocimetry : Dynamic and frequency range limitations and signal processing improvements. *Journal of Sound and Vibration*, vol. 229, 2000, pp. 607–626.
- [88] VLAD (G.), LE PALEC (G.) et BOURNOT (P.). – Modélisation de la décharge lumineuse dans un écoulement de gaz en régime turbulent. *Rev. Gen. Therm.*, vol. 37, 1998, pp. 500–513.
- [89] WALSH, PIETROWSKI et SIGMOND. – Negative Corona Current Distribution for a Long Pin–to–Plane Geometry. *Photographic Science and Engineering*, vol. 28, n° 3, Mai–Juin 1984, pp. 101–108.
- [90] WATSON (G. N.). – *In : A treatise on the theory of Bessel Functions, second edition*. – Cambridge University Press.
- [91] WETZER (J. M.) et WEN (C.). – Different avalanche types in electronegative gases. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 24, 1991, pp. 1964–1973.

-
- [92] YAMAMOTO (T.), LAWLESS (P. A.) et SPARKS (L. E.). – Triangle-Shaped DC Corona Discharge Device for Molecular Decomposition. *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 25, n° 4, Juillet–Août 1989, pp. 743–749.
- [93] ZHU (Y.) et TAKADA (T.). – Dynamic Observation of Needle-plane Surface Discharge using the Electro-optical Pockels Effect. *IEEE Trans. Dielectrics E. I.*, vol. 3, n° 3, Juin 1996, pp. 460–468.

Résumé

L'étude porte sur les caractéristiques électriques et acoustiques des haut-parleurs ioniques de configuration d'électrodes pointe-plan dans l'air, où le gaz ionisé est obtenu par des décharges électriques de type "couronnes négatives". L'objet principal de ce travail est la recherche de configurations électriques et géométriques optimales en terme de rendement électroacoustique et de niveau sonore.

Le champ de pression généré par le haut-parleur est écrit comme une somme de deux termes, l'un monopolaire, l'autre dipolaire, respectivement relatifs aux transferts thermiques et de quantité de mouvement entre particules chargées et neutres du gaz ionisé. Le volume des décharges, supposé cylindrique jusqu'ici, est considéré tronconique ce qui affine, en basses fréquences, l'ajustement du modèle sur les résultats expérimentaux.

Un modèle du bilan énergétique du transducteur et une étude expérimentale, pour divers matériaux de pointe et différentes configurations électriques et géométriques, permettent de proposer une configuration du système qui optimise son rendement électroacoustique.

Afin d'augmenter le niveau sonore généré, une première méthode consiste à étudier le haut-parleur soumis à de forts taux de modulation en courant. A cette fin, un nouveau dispositif expérimental est développé. Les résultats de mesures microphoniques et de mesures de vitesses particulières par Anémométrie Laser-Doppler, corroborés par un modèle de la pression acoustique (fondamental et harmoniques), montrent un comportement non-linéaire de la source thermique. Une deuxième méthode pour augmenter le niveau sonore est d'augmenter le volume de gaz ionisé en multipliant le nombre de pointes. Les performances acoustiques d'un système multipointe sont restreintes par des interactions électriques entre les décharges issues de chaque pointe. Une bibliographie et une étude théorique permettent d'appréhender les phénomènes mis en jeu et d'estimer la distance optimale de la séparation entre pointes.

Mots clés : sources acoustiques, haut-parleur, gaz ionisé, décharges couronnes, rendement électroacoustique, distorsion, interactions électriques, vent électrique.

Abstract

The study deals with the electrical and acoustical characterisations of the ionic loudspeakers with point-to-plane electrodes in the air. The ionised gas is obtained by electric discharges called "negative corona". The main aim of this work is to find the optimised electrical and geometrical configurations for the electroacoustic efficiency and the acoustic pressure level.

The acoustic pressure produced by the loudspeaker is written as a sum of a monopolar term and a dipolar term which are respectively associated to the heat transfers and to the momentum transfers between charged and neutral particles of the ionised gas. In this model, the cylindrical volume of the discharges is replaced by a truncated conical volume. In low frequency, this change contributes to reduce the discrepancies between predicted and measured acoustic pressure results.

A model of the electroacoustic efficiency of the loudspeaker, associated with measurements for various material of point and various geometrical and electrical configurations, are discussed and allow to design a loudspeaker with an optimal electroacoustic efficiency.

Two different methods for increasing the acoustic pressure of the loudspeaker have been developed. The first method is based on the high current modulations applied to the loudspeaker. A new experimental device has been constructed and developed. Microphonic measurements and Laser Doppler Anemometry measurements of particle velocities which are in agreement with theoretical development of the acoustic pressure (fundamental and harmonics) show the non linear behaviour of the heat source. The second method increases the ionised gas volume of the discharges by multiplying the point electrodes. The acoustic performances of a multipoint system are restricted by electrical interactions between neighbouring point discharges. A bibliography and a theoretical study allow to understand the phenomena and to estimate the optimal distance between adjacent point electrodes.

Keywords : acoustic sources, loudspeaker, ionised gas, corona discharges, electroacoustic efficiency, distortion, electrical interactions, electric wind.