HAL
open science

Electro-hydro-dynamique pour les systèmes diphasiques capillaires : étude des interactions entre un champ électrique et un fluide diélectrique pouvant être sous forme liquide ou liquide-vapeur

Baptiste Blaineau

To cite this version:

Baptiste Blaineau. Electro-hydro-dynamique pour les systèmes diphasiques capillaires : étude des interactions entre un champ électrique et un fluide diélectrique pouvant être sous forme liquide ou liquide-vapeur. Energie électrique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2018. Français. NNT : 2018TOU30022 . tel-02061919

HAL Id: tel-02061919

https://theses.hal.science/tel-02061919v1

Submitted on 8 Mar 2019

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

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

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *24/01/2018* **par :**

Baptiste BLAINEAU

Électro-Hydro-Dynamique pour les systèmes diphasiques capillaires: Étude des interactions entre un champ électrique et un fluide diélectrique pouvant être sous forme liquide ou liquide-vapeur

---

JURY

Jamal SEYED-YAGOOBI	Professeur au Worcester Polytechnic Institute, USA	Rapporteur
Nadia CANEY	MCF à l'Université de Grenoble (LEGI)	Rapporteur
Jean-Pierre BOEUF	Directeur de Recherche CNRS (LAPLACE), Toulouse	Examinateur
Serge CIOULACHTJIAN	MCF à l'INSA de Lyon (CETHIL)	Examinateur
Marc MISCEVIC	MCF à l'Université de Toulouse 3 (LAPLACE)	Examinateur
Yves BERTIN	Professeur à l'ENSMA, (Institut PPrime)	Examinateur
Sébastien DUTOUR	MCF à l'Université de Toulouse 3 (LAPLACE)	Invité
Thierry CALLEGARI	MCF à l'Université de Toulouse 3 (LAPLACE)	Invité
Adel BENSELAMA	MCF à l'ENSMA, (Institut PPrime)	Invité

École doctorale et spécialité :
MEGEP : Énergétique et transferts

Unité de Recherche :
Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (UMR 5213)

Directeur(s) de Thèse :
Marc MISCEVIC (co-directeur), *Yves BERTIN (co-directeur)* et *Sébastien DUTOUR (co-encadrant)*

Rapporteurs :
Jamal SEYED-YAGOOBI et *Nadia CANEY*

Résumé

Extension des performances des boucles diphasiques à pompage capillaire par voie Electro-Hydro-Dynamique (EHD), études expérimentales et théoriques

Les systèmes diphasiques à pompage capillaire sont couramment utilisés pour contrôler la température de l'électronique embarquée. Ces systèmes sont fiables et performants, mais ils présentent certaines limites associées essentiellement à la vaporisation dans le milieu poreux (limite capillaire, limite d'ébullition). Une façon d'étendre leurs performances en termes de longueur de transport de la chaleur et d'intensification des transferts serait de les coupler avec un système mécaniquement actif. Un des moyens pour réaliser cela est d'utiliser les forces électro-hydro-dynamiques (EHD) se développant dans le fluide lorsqu'on applique un champ électrique. Les travaux proposés sont une contribution à la compréhension de l'interaction entre une interface liquide-vapeur et un champ électrique afin de déterminer quels sont les mécanismes qui dans ces conditions contrôlent le pompage et le transfert de chaleur. La première partie se focalise sur l'étude expérimentale d'une interface liquide-vapeur sous un champ électrique avec ou sans flux de chaleur dans une configuration très académique (deux électrodes planes et verticales) tout en étant proche de ce qui se passe dans une cannelure de caloducs par exemple. L'objectif est d'observer, de quantifier et d'analyser les effets (forces, structures, instabilités) se développant sur l'interface. Une analyse a ensuite été menée à partir de modèles 1D et 2D. Nous avons ainsi pu vérifier que parmi l'ensemble des forces s'exerçant sur l'interface, la force diélectrophorétique est celle qui contrôle sa position et sa forme avec ou sans vaporisation. On a montré cependant qu'il existait des effets de couplage avec la conduction électrique dans le liquide pouvant sensiblement agir sur la courbure de l'interface. Enfin, les résultats en vaporisation ont confirmé que le champ électrique, en donnant des moyens de contrôle de la position et de la structure de l'interface de vaporisation, peut être effectivement mis à profit pour une intensification des transferts de chaleur proches d'une paroi chauffée. Dans un dernier volet, les travaux se sont concentrés sur la mise en mouvement d'un liquide diélectrique en mettant à profit le régime de conduction. Une étude expérimentale permettant d'étudier l'influence des différents paramètres (géométrie des électrodes, distance interélectrodes, nombre de modules) a été réalisée dans les fluides HFE-7000 et HFE-7100. Les résultats ont montré une faible reproductibilité des performances de la pompe pour ces fluides suggérant une forte sensibilité des phénomènes à l'état de surface des électrodes et aux régimes parasites d'injection de charge.

Mots-clés :EHD, système diphasique capillaire, interface liquide-vapeur, électrostatique, intensification des transferts.

Abstract

Electro-Hydro-Dynamics for Two-Phase Capillary Systems : Study of Interactions between an Electric Field and a Dielectric Fluid in Liquid or Liquid/Vapor Form

Two-phase systems based on the capillary pumping are widely used for electronics cooling. These systems are reliable and efficient, but the maximum heat load is given by the porous medium characteristics (pore size and conductivity) and the fluid properties. The use of an additional source of energy to actively control the heat transport and the heat transfers is a way to extend the performance. Electro-hydrodynamic forces (EHD) could fulfill this objective. This work proposed a contribution to the understanding of the interaction between a liquid-vapor interface and an electric field in order to determine which mechanisms control the pumping and heat transfer. The first part focused on the experimental study of a liquid-vapor interface under an electric field with or without heat flux in a very academic configuration while being close to the operating conditions of the vaporization in a groove of a heat pipe for example. The objective was to observe, quantify and analyze the effects (forces, structures, instabilities) developing on the interface. On top of that, analysis based on 1D and 2D models were made. We found that the dielectrophoretic force mainly controlled the position and the shape of the interface with or without vaporization. However, some effects of coupling with the electrical conduction in the liquid were proved to substantially modify the interface curvature. Finally, the results confirmed that the electric field can effectively be used to the heat transfer enhancement close to a heated wall. In a final section, the work is related to the pumping of a dielectric liquid based on the conduction regime. An experimental study was carried out in HFE-7000 and HFE-7100 fluids to investigate the role of different parameters (electrode geometry, inter-electrode distance, number of modules). For these fluids, the repeatability of results was not satisfactorily suggesting a high sensitivity of the phenomena according to the surface state of the electrodes and parasitic charge injection.

Key-words : EHD, two-phase capillary system, liquid-vapor interface, electrostatic, heat transfer enhancement.

Remerciements

Je souhaite commencer par remercier Sébastien Dutour et Thierry Callegari qui m'ont encadré durant ces trois ans. Sans votre patience et votre disponibilité, je n'aurais pas réussi à aller aussi loin. Merci encore d'avoir systématiquement pris le temps de discuter lorsque j'étais bloqué. Merci encore d'avoir été présent même lorsque tout allait de travers, grâce à vous, j'ai appris énormément. Merci aussi à Adel Benselama pour l'expertise qu'il m'a apportée sur la partie analyse et son enthousiasme pour discuter science. Enfin, merci à Marc Miscevic et Yves Bertin pour le recul qu'il m'ont permis de prendre sur mes travaux. Merci à Nadia Caney et Jamal Seyed-Yagoobi d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit de thèse, qu'ils veulent bien recevoir ici toute ma reconnaissance pour leur lecture attentive et leurs commentaires et conseils constructifs. Merci aussi à Jamal Seyed-Yagoobi d'avoir accepté et pris le temps de le lire en français. Je n'oublie pas les deux autres membres du jury Jean-Pierre Boeuf et Serge Cioulachtjian dont les questions et remarques ont contribué à cette discussion scientifique.

Je souhaite dans un premier temps remercier tous les intervenants du projet EDYPHICE, et en particulier Christophe Louste et Philipe Traoré de l'équipe EFD de l'institut PPRIME dont l'expertise sur les phénomènes EHD a été extrêmement enrichissante durant ces trois ans. Je remercie aussi : Nicolas Chauris et Vincent Ayel de l'équipe COST de l'institut PPRIME ; Raphael Mari et Laura Fourgeaud chez Airbus Defense and Space ; Charles Combes et Frédéric Michard chez Thalès Alénia Space et Xavier Chauffleur, Damien Lecointe et Nicolas Dolin chez Epsilon-Alcen.

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes qui ont participé à ce projet scientifique. Au laboratoire LAPLACE, je remercie particulièrement Benoît Schlegel qui m'a "sauvé la vie" plusieurs fois sur la partie expérimentale. Je remercie aussi Florent Lemarié pour ses bons conseils. Je souhaite aussi remercier le service électronique : Jacques Salon et Nordine Ouahhabi, ainsi que Benoît Lantin qui m'ont beaucoup aidé sur la partie instrumentation. Je remercie aussi le service mécanique : Cédric Trupin, Thierry Delmas, Sébastien Dall'Ava et Thierry Bergé pour la réalisation des différentes pièces mécaniques. Je remercie au Jacques Lucc pour toutes les petites astuces qu'il m'a données et Pascal Lavieille pour toute l'aide qu'il m'a apporté sur la partie acquisition et traitement des données. Enfin, je remercie tous ceux qui m'ont fait progresser par leur discussion, Richard Fournier et Stéphane Blanco au laboratoire LAPLACE. Je remercie aussi les différents stagiaires qui m'ont aidé sur la

partie expérimentale, Victor, Oliver et Abdoulaye. Et enfin tous les autres doctorants, parce qu'au final on est tous plus ou moins dans la même galère : Felipe, Phuong, Alexandre, Jean-Marc, Marie, Loris, Léa, Paule...

Enfin je remercie tous mes proches qui m'ont soutenu jusqu'au bout. Merci à mes parents et mon frère qui m'ont toujours soutenu dans mes études. Merci aussi à : Anne pour son soutien des coudes infaillible et ses cookies ; Juz parce que c'est systématiquement débile, mais toujours inattendu ; Guillaume de m'avoir servi de Bescherelle ; Julien, Billy et Romeu parce qu'on finit toujours par discuter science ; et à tous ceux qui m'ont fait rire à un moment ou un autre durant ces trois ans et aussi tous ceux qui ont fait le déplacement le jour J pour me soutenir Pauline, Raphael... Enfin, merci à Michel Cathy d'avoir eu l'idée des oursons à la guimauve en 1965.

Table des matières

Résumé i
Abstract iii
Remerciements v
Table des matières vii

Introduction 1

Partie I Étude bibliographique et cadre théorique . 5

1 État de l'art : l'Électro-Hydro-Dynamique pour les systèmes diphasiques 7
1.1 Les études initiales soutenues par la NASA 8
1.2 Les développements centrés sur une intensification du pompage du liquide 9
1.2.1 Le tournant du pompage par conduction 10
1.2.2 Pompage par conduction de film liquide 12
1.3 Les développements centrés sur une intensification des transferts 13
1.4 Les fluides utilisés 16
1.5 Conclusions 17

2 Éléments théoriques associés aux effets EHD 19
2.1 Expériences de référence sur la mise en évidence de la force EHD sur une interface 19
2.1.1 Expérience de Pellat 19
2.1.2 Expérience de Melcher et Taylor 20
2.2 Densité volumique des forces électrostatiques 21
2.2.1 Milieu diélectrique - Équations de Maxwell 21
2.2.2 Approche physique - Modèle de Kelvin 22
2.2.3 Approche énergétique - Modèle de Korteweg-Helmholtz 22
2.2.4 Discussion 25
2.3 Force électrostatique sur une interface 27
2.3.1 Relation sur le champ - conditions aux limites entre deux diélectriques 27

2.3.2 Modèle de densité surfacique de force . . . 27
2.4 Génération de charges et conduction électrique dans les liquides . . . 29
2.4.1 Origines des charges dans les milieux diélectriques . . . 29
2.4.2 Régime de conduction et couplage EHD . . . 31
2.5 Conclusions . . . 33

Partie II Étude de l'effet d'un champ sur une interface liquide-vapeur . . . 35

3 Configuration quasi isotherme . . . 39
3.1 Dispositif expérimental . . . 39
3.1.1 La cellule de test . . . 39
3.1.2 L'enceinte thermostatée . . . 40
3.1.3 L'instrumentation, la procédure, les incertitudes et la répétabilité . . . 41
3.2 Les fluides . . . 47
3.2.1 Caractérisation courant-tension . . . 47
3.2.2 Influence de la température sur les propriétés . . . 49
3.3 Résultats en tension continue . . . 51
3.3.1 Dépendance à la température . . . 54
3.3.2 Effet du confinement . . . 56
3.3.3 Étude qualitative de la forme de l'interface . . . 58
3.4 Résultats pour une tension sinusoïdale . . . 58
3.5 Conclusion . . . 65

4 Configuration avec vaporisation . . . 67
4.1 Développement de nouvelles électrodes . . . 67
4.1.1 Instrumentation et procédure expérimentale . . . 68
4.2 Résultats . . . 71
4.2.1 Tension continue . . . 72
4.2.2 Tension alternative . . . 74
4.3 Analyse . . . 76
4.4 Conclusion . . . 76

5 Modélisation et Analyse . . . 77
5.1 Discussion générale sur les conditions de l'expérience . . . 77
5.2 Fluide diphasique à l'équilibre entre deux électrodes infinies . . . 80
5.2.1 Description du modèle . . . 80
5.2.2 Analyse des résultats concernant la position moyenne de l'interface . . . 84
5.2.3 Conclusions . . . 89
5.3 Analyse du profil de l'interface et des effets locaux . . . 89
5.3.1 Modèle . . . 89
5.3.2 Résultats numériques . . . 91
5.3.3 Conclusions . . . 101
5.4 Simulation 2D . . . 101
5.4.1 Modèle et méthode . . . 102
5.4.2 Simulation entre deux électrodes planes parallèles infinies . . . 103
5.4.3 Conclusions . . . 105

Partie III Le pompage EHD . . . 107

6 Le pompage EHD . . . 109
6.1 Mise en mouvement d'un fluide diélectrique par des champs électriques . . . 110
6.1.1 Régime ohmique . . . 110

6.1.2 Régime de conduction . . . 111
6.1.3 Régime d'injection . . . 111
6.2 Banc de caractérisation . . . 112
6.2.1 Le banc . . . 112
6.2.2 Instrumentation et procédure . . . 112
6.3 Caractérisation des performances d'un module de pompe EHD . . . 113
6.4 Prototype modulaire grille-anneau . . . 115
6.4.1 La pompe . . . 115
6.4.2 Résultats . . . 115
6.5 Prototype modulaire LAPLACE3 . . . 118
6.5.1 La pompe . . . 118
6.5.2 Résultats . . . 119
6.6 Conclusion . . . 124

Conclusion générale . . . 127

Annexes . . . 131

A Les forces électrostatiques dans les diélectriques . . . 133
A.1 Force électromécanique dans les diélectrique . . . 133
A.1.1 Approche thermodynamique, la formule de KORTEWEG-HELMHOLTZ 133
A.1.2 Approche physique, la formule de KELVIN . . . 148
A.1.3 Lien entre deux formules différentes qui expriment la même force . . 152

B Modèle de J.J. Thomson [tho1928] . . . 161
B.1 Modèle . . . 161
B.2 Modèle adimensionné . . . 162
B.3 Résultats numériques . . . 164

C Formule et théorème utilisés . . . 171
C.1 Relation sur l'opérateur divergent . . . 171
C.2 Théorème de GREEN-OSTROGRADSKI . . . 171
C.3 Théorème sur les champs de vecteurs . . . 171

Nomenclature . . . 175
Table des figures . . . 177
Liste des tableaux . . . 185
Bibliographie . . . 187

Introduction

Le développement de la puissance de calcul des composants électroniques impose des puissances thermiques toujours élevées à dissiper. Leur miniaturisation induisant des densités de flux toujours plus importantes, les transferts de chaleur sont devenus limitants pour le développement des composants électroniques.

Pour les systèmes compacts, où les densités de flux sont importantes, les systèmes diphasiques à pompage capillaire peuvent être utilisés.

Le premier de ces systèmes est le caloduc. Il s'agit d'un tube strié de capillaires dans lequel coexistent les deux phases, la vapeur et le liquide. Le liquide se vaporise à une extrémité. La vapeur produite est condensée à l'autre extrémité. Le liquide est ensuite ramené à la zone chaude par pompage capillaire. Le premier inconvénient de ce système est que les deux phases sont en contact et qu'elles vont dans des sens opposés. En outre, la structure capillaire le long du tube, qui permet de pomper le liquide, introduit beaucoup de perte de charge. Ces deux inconvénients limitent les performances du système.

Un deuxième dispositif a été développé pour étendre les possibilités de refroidissement des composants électroniques, ce sont les *boucles diphasiques à pompage capillaire*. Les deux phases sont cette fois séparées et le pompage capillaire est localisé uniquement dans l'évaporateur pour réduire les pertes de charges. Les boucles sont constituées d'un évaporateur où comme le nom l'indique, le fluide passe de l'état liquide à l'état vapeur. La vapeur est ensuite amenée au condenseur. Puis le fluide liquide est ramené à l'évaporateur par le pompage de la mèche poreuse. Un réservoir permet de réguler le volume de liquide dans la boucle. On distingue deux types de boucles. Tout d'abord, les Capillary Pumped Loop (CPL) dans lesquelles le réservoir est détaché de l'évaporateur. Dans le réservoir, le fluide est à l'équilibre liquide-vapeur. Fixer la température dans le réservoir revient donc à contrôler la température à laquelle les composants électroniques vont travailler. Dans le cas des Loop Heat Pipes (LHP), le réservoir est appelé chambre de compensation et est directement collé à l'évaporateur. Le liquide est pompé à travers deux mèches poreuses. La mèche secondaire alimente en toute condition la mèche primaire où se fait la vaporisation qui sert de moteur au système. Le reste de la boucle fonctionne sur le même principe qu'une boucle CPL. Les LHP sont donc plus autonomes que les CPL car elles ne nécessitent pas de régulation au niveau du réservoir et leur démarrage est aussi plus simple.

Pour les caloducs, la pression motrice est de l'ordre de 1000 Pa et ils peuvent gérer des puissances de l'ordre de 100 W. Les boucles sont plus performantes et gagnent un ordre de grandeur par rapport aux performances des caloducs. Deux aspects fondamentaux sont à noter pour ces systèmes :

— ce sont des systèmes autonomes : il n'y a aucune intervention de l'extérieur pour mettre le fluide en mouvement et pour réguler le débit selon la charge thermique appliquée à l'évaporateur ;
— ce sont des systèmes performants : le transfert de chaleur se fait par vaporisation.

Néanmoins, ces systèmes ont aussi des limites, la principale étant la limite capillaire. Il s'agit d'une limite mécanique qui détermine la différence de pression motrice maximale que le milieu poreux peut générer, donc la puissance maximale que le dispositif peut évacuer.

Ainsi pour étendre les performances de ces systèmes, il est désormais envisagé d'apporter un élément actif sur l'écoulement ou au niveau de l'interface. L'Électro-Hydro-Dynamique (EHD) serait une façon de mettre en oeuvre cet objectif en oeuvre en utilisant des champs électriques pour agir sur le fluide. Les avantages offerts par ces dispositifs utilisant l'Électro-Hydro-Dynamique (EHD) sont nombreux : peu encombrants, ils possèdent un coût de fabrication très faible, consomment peu de puissance et offrent un temps de réponse extrêmement court (de l'ordre de la milliseconde) tout en étant particulièrement silencieux. D'autre part, l'absence de pièces mobiles leur promet une robustesse de fonctionnement qui les rend particulièrement attractifs pour les applications aéronautiques et spatiales. Enfin ils peuvent être miniaturisés pour s'adapter à des microcanaux.

C'est dans le but d'identifier le potentiel de l'EHD pour les systèmes diphasiques capillaires que le projet *EDYPHICE* financé par l'Agence Nationale pour la Recherche (ANR) a démarré en septembre 2014. La thèse présentée a été financée dans ce cadre. Ce projet réunit deux autres partenaires académiques (équipes COST et EFD de l'institut PPRIME à Poitiers), deux partenaires industriels de l'aéronautique et du spatial (Airbus Defense and Space, Thales Alenia Space) ainsi que la plateforme thermique Fahrenheit. La thèse basée au LAPLACE à Toulouse (groupe GREPHE) a ainsi été co-encadrée par l'équipe COST du PPRIME.

Le projet se focalise sur (i) le pompage par conduction : il s'agit ici de mettre en mouvement un liquide diélectrique en utilisant les forces de Coulomb (ii) le contrôle d'interfaces liquide-gaz par application d'un champ électrique. L'utilisation d'un champ électrique pour le contrôle localisé d'interfaces présente des potentialités particulièrement intéressantes jusqu'alors peu explorées pour de telles applications sachant que le problème du contrôle de la température des surfaces et la gestion du flux de chaleur qui lui est associée est un point crucial dans de très nombreuses applications (microélectronique, électronique de puissance des systèmes embarqués ou fixes, centrale électrique, climatiseurs, pompe à chaleur, procédés thermiques industriels : métallurgie, chimie, agroalimentaire. . .).

La démarche scientifique s'appuie sur :

— la conception d'outils expérimentaux : un premier objectif du projet est donc de construire et de faire progresser simultanément des outils expérimentaux permettant de mieux comprendre les mécanismes pilotant le fonctionnement de ces systèmes. Concernant les expériences en présence d'interfaces liquide-vapeur, certaines possèderont un caractère fondamental/académique assumé vu le niveau de complexité de la situation physique à étudier.
— le développement de modèles et d'outils de simulation : il s'agit de construire et de faire progresser simultanément des outils physiques et numériques permettant de mieux appréhender les mécanismes pilotant le fonctionnement de ces systèmes. De la même façon que pour les études expérimentales, l'approche comprendra à la fois un effort

de simulations de situations proches des systèmes et le développement de modèles physiques plus fondamentaux.

On retrouve ce découpage et cette approche générale dans les objectifs assignés à la thèse même si la principale contribution de celle-ci porte sur l'étude de l'interaction entre un champ électrique et une interface liquide-vapeur, l'étude la plus approfondie du pompage du liquide étant réalisée dans l'équipe EFD au sein de l'institut PPrimes.

La première partie du mémoire place le contexte scientifique et théorique de l'étude. Dans un premier chapitre, nous présenterons un état de l'art sur la mise en oeuvre de l'EHD dans les systèmes diphasiques. Nous tenterons de montrer dans une perspective historique comment les différentes percées scientifiques ont accompagné le développement de systèmes EHD de pompage et d'intensification des transferts. Dans le deuxième chapitre, nous rassemblerons les éléments théoriques nécessaires pour analyser et modéliser un système EHD. Ceci nous permettra aussi de préciser et de souligner toute la complexité en termes de mécanismes et de couplages qu'implique l'introduction d'un champ électrique dans un fluide diélectrique.

Dans une deuxième partie, nous vous présenterons les études réalisées pour améliorer la compréhension de l'interaction entre un champ électrique et une interface liquide-vapeur. Ces travaux seront détaillés dans deux chapitres expérimentaux et un chapitre d'analyse. Les études expérimentales seront réalisées sur une interface liquide-vapeur placée entre deux électrodes planes parallèles. Cela permet à la fois d'étudier l'effet du champ sur une interface dans une configuration simple et de faire intervenir les effets capillaires en jouant sur la distance interélectrodes. Un chapitre sera dédié à l'étude des effets EHD sur l'interface dans une configuration isotherme. L'autre présentera le couplage entre un champ électrique et une interface sous vaporisation. Le chapitre d'analyse sera mené pour le cas isotherme, l'objectif est double, il doit permettre d'identifier quelles sont les forces qui pilotent la position de l'interface et quelles sont celles qui la structurent.

La dernière partie sera consacrée aux différents travaux réalisés pour développer un prototype de pompe EHD démontable et modulaire. En effet, le pompage EHD présente un potentiel important notamment pour les boucles à pompage capillaire avec la possibilité de placer des modules de pompe en série sur la ligne liquide ce qui permettrait de démultiplier la pression motrice. Les développements expérimentaux réalisés pour étudier l'influence des différents paramètres (géométrie des électrodes, distance interélectrodes, espacement entre les modules de pompe) sur la reproductibilité des performances de la pompe seront présentés et commentés.

Partie I

Étude bibliographique et cadre théorique

Chapitre

1

État de l'art : l'Électro-Hydro-Dynamique pour les systèmes diphasiques

1.1 Les études initiales soutenues par la NASA 8
1.2 Les développements centrés sur une intensification du pompage du liquide 9
1.2.1 Le tournant du pompage par conduction 10
1.2.2 Pompage par conduction de film liquide 12
1.3 Les développements centrés sur une intensification des transferts 13
1.4 Les fluides utilisés 16
1.5 Conclusions 17

Depuis les expériences historiques de mise en évidence du phénomène au cours du *XIX*e siècle (Faraday,1838 [far1838], Lippmann,1875 [lip1875] et Pellat,1895 [pel1895]), l'interaction entre un champ électrique et un fluide diélectrique a été mise à profit dans de vastes domaines d'applications et couvre différents domaines de recherche. On citera à ce titre la *diélectrophorèse* qui s'intéresse au mouvement de particules solides en solution sous l'effet des forces de polarisation, *l'électromouillage* qui étudie le comportement sous champ électrique de gouttes sur un substrat solide, *l'électro-hydro-dynamique* (EHD) définie comme le champ théorique examinant les relations entre processus électriques et écoulement d'un fluide. Pour un aperçu des applications les plus récentes et les plus symboliques de la dynamique sur le sujet, on renverra le lecteur vers l'ouvrage de Ramos [ram2011] sur les micro-systèmes fluidiques.

Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans le cadre de l'EHD et plus particulièrement dans le domaine du transfert thermique avec changement de phase liquide-vapeur couplé à l'EHD. Là encore, on retrouvera une forte dynamique de publication de travaux consistant en l'étude de l'intensification sous champ électrique des transferts de chaleur dans les condenseurs et les évaporateurs en (i) jouant sur la distribution des phases ou (ii) la mise en oeuvre de systèmes de pompage déportés. Un effort important de synthèse bibliographique

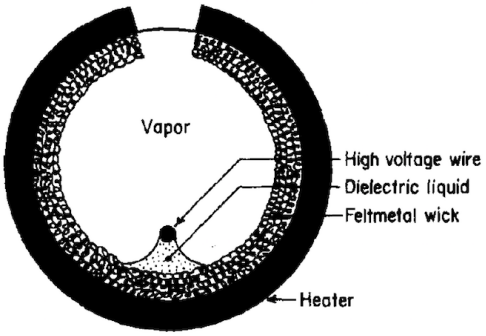


Figure 1.1 – Design d'un caloduc EHD développé par Jones et al. [jon1974], une structure capillaire tapisse l'intérieur du tube et une électrode permet de créer un flux de liquide.

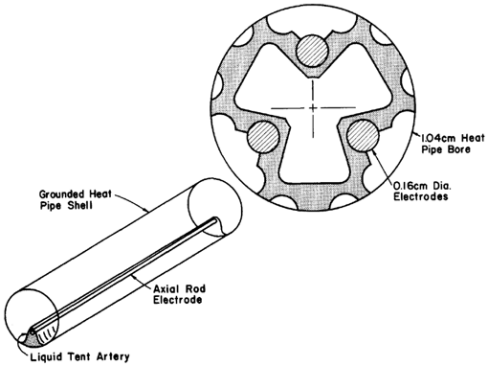


Figure 1.2 – Design de caloduc EHD développé par Loehrke [loe1978], le corps est constitué d'un tube capillaire mis à la masse, trois électrodes cylindriques sont placées à l'intérieur pour appliquer le potentiel.

sur la période 1978-1995 a été réalisé par Seyed-Yagoobi [pea2009]. Pour les travaux plus récents, on renverra le lecteur vers l'article [lao2011].

Dans cette partie, nous nous concentrerons uniquement sur les travaux ayant trait aux systèmes diphasiques comme les caloducs et les boucles à pompage capillaire. En nous plaçant dans une perspective historique, nous chercherons à décrire un état de l'art dont le fil rouge sera l'ensemble des développements destinés à coupler ces systèmes à l'EHD. L'exercice n'est pas aisé car, comme nous le verrons, la dynamique dépend aussi des avancées scientifiques et techniques dans d'autres domaines de l'EHD ou de l'électromouillage.

1.1 Les études initiales soutenues par la NASA

Au début des années 1970, la NASA (National Aeronautics and Space Administration) a soutenu un ensemble de travaux destinés à explorer l'EHD pour étendre les performances des caloducs notamment autour de Jones [jon1972]. En 1974, Jones et al. [jon1974] publient la première étude expérimentale sur le sujet. La conception d'un de leurs caloducs présentée à la figure 1.1 couple une structure poreuse et une électrode pour étendre les performances du caloduc. L'amélioration des performances du caloduc à l'aide de l'EHD est significative pour des puissances de chauffe supérieures à 25 W. Leurs expériences permettent de mettre en avant l'intérêt du couplage entre l'EHD et un caloduc. Mais la conductance thermique de leur caloduc reste faible à cause des limites hydrodynamiques imposées par la structure capillaire et les faibles capacités de pompage capillaire du fluide.

Le travail de Loehrke [loe1978] qui correspond à une optimisation du travail précédent, aboutit à l'étude expérimentale de différents caloducs EHD où la configuration des électrodes a été repensée. On est sur des caloducs conventionnels (puissance maximum de 100 W) d'un diamètre de 1,27 cm et pour des longueurs de 30,5 cm et de 114 cm. Trois électrodes cylindriques ont été placées dans le tube (voir figure 1.2). Le fluide utilisé était un Freon-11. Les performances ont été comparables à faible flux et étendues à des flux supérieurs à la limite d'ébullition de caloducs conventionnels identiques.

En conclusion d'un rapport pour la NASA, Loehrke [loe1977] signale deux verrous qui freinent les développements des caloducs EHD : (i) la dégradation des propriétés du fluide en

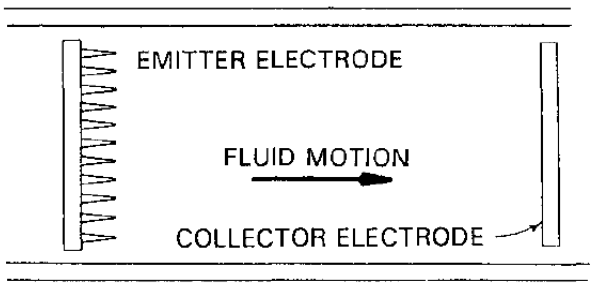


Figure 1.3 – Électrodes utilisées par Jeong et al. [bab1993].

présence d'un fort champ électrique et finalement la durée de vie de ce type de caloduc, (ii) le manque de compréhension des processus physiques en jeu qui ne permet pas d'optimiser les performances des caloducs EHD. Jones [jon1978] arrive aux mêmes conclusions, à savoir que le développement des systèmes diphasiques EHD ne pourra se faire que grâce à une meilleure compréhension des phénomènes électriques et du couplage EHD/transferts de chaleur et en effet, on constate notamment dans ces travaux que les interactions entre le fluide et le champ ne sont pas clairement identifiées. Il n'y a par exemple que peu de mentions du rôle des porteurs de charges et des forces volumiques de Coulomb dans le liquide.

1.2 Les développements centrés sur une intensification du pompage du liquide

Une première clarification des phénomènes de génération et de transport des charges dans les liquides diélectriques arrive au milieu des années 1980. On citera notamment les travaux de Felici [fel1982], Atten et al. [att1985] sur la conduction dans les liquides. On retrouve alors un ensemble de travaux explorant le *régime d'injection* de charges unipolaires au niveau des électrodes comme source de quantité de mouvement (Bryan [bry1991], [bry1992]).

Ainsi, Babin et al. [bab1993] ont couplé une pompe à injection avec une boucle diphasique à pompage capillaire de type CPL (Capillary Pumped Loop) de petite taille, remplie avec du $R11$. La figure 1.3 présente la pompe EHD à injection, elle est constituée d'une électrode de haut potentiel faite d'un anneau d'aiguilles en laiton et de deux anneaux en laiton pour l'électrode de masse. La pompe génère une différence de pression de 60 Pa pour un potentiel électrique de 20 kV. L'utilisation de la pompe à injection a permis d'améliorer les performances du transport de chaleur de 20 % à 60 %.

En 1997, Bryan et al. [bry1997] installent une pompe à injection dans un caloduc fonctionnant avec du R-123. Ils séparent le liquide et la vapeur dans la zone adiabatique pour pouvoir installer la pompe dans le liquide. La capacité de pompage du liquide est plus que doublée avec un potentiel de 20 kV appliqué sur la pompe. La puissance consommée est inférieure à 0,08 W. De plus, la pompe EHD permet de remouiller l'évaporateur lorsque celui-ci s'est progressivement asséché après 70 min sous une puissance de 400 W.

Le pompage par injection nécessite des champs électriques importants pour être efficace et donc des potentiels élevés. Cela augmente le risque de claquage et le risque de dégrader irrémédiablement la pompe et/ou le fluide. Les réactions électrochimiques sont favorisées, endommagent les électrodes et réduisent les performances de la pompe dans le temps, ce qui ne permet pas d'envisager leur utilisation dans les systèmes diphasiques.

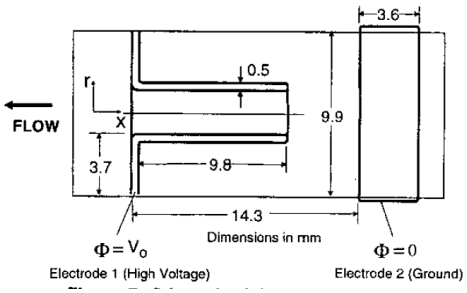


Figure 1.4 – Couple d'électrodes tube-anneau utilisé par Atten et al. [att2003].

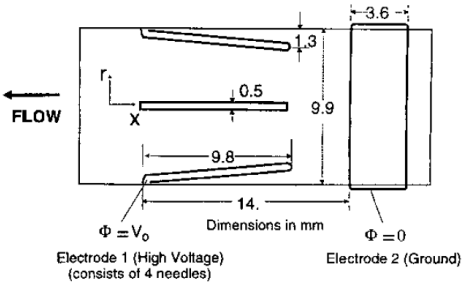


Figure 1.5 – Couple d'électrodes pointes-anneau utilisé par Atten et al. [att2003].

1.2.1 Le tournant du pompage par conduction

À la fin des années 1990, les Espagnols éclaircissent le mécanisme de conduction dans un liquide diélectrique dans l'ouvrage de Castellanos [cas1998 ; zha1998] ce qui relance l'intérêt pour le pompage par conduction.

Une clarification sur les régimes de conduction dans les liquides diélectriques est apportée par Castellanos [cas1998 ; zha1998] avec notamment l'existence d'un régime intermédiaire entre le régime ohmique et celui d'injection où les charges proviennent de la dissociation des molécules du fluide. Contrairement à l'injection, l'altération du fluide est totalement négligeable, les courants sont extrêmement faibles. C'est l'existence de ce régime dit de conduction qui ouvre définitivement la voie à l'EHD pour les applications thermiques.

Atten et al. [att2003] comparent les effets d'injection et de conduction à travers deux approches, une théorique et une expérimentale avec deux modules de pompe de géométries différentes. La première géométrie, représentée à la figure 1.4, est constituée d'un tube et d'un anneau et sert à étudier le pompage par conduction. La figure 1.6 présente les performances de ce module. Il génère une pression de 500 Pa à 20 kV pour du R-123. Elle est supérieure du côté du tube, ce qui confirme que le mouvement du fluide se fait vers les forts gradients de champ. Le deuxième module de pompe est illustré par la figure 1.5, il est composé de quatre aiguilles pour le haut potentiel et d'un anneau pour la masse et fonctionne grâce au phénomène d'injection. Ces performances, tracées à la figure 1.7, sont beaucoup plus faibles. La pression atteint environ 100 Pa à 15 kV puis chute brutalement à 17,5 kV. Jusqu'à 15 kV, la pompe travaille en conduction et le fluide est entrainé vers le haut potentiel. Au-delà, des charges sont créées par injection au niveau des aiguilles et génèrent un mouvement qui s'oppose au pompage par conduction. Cette étude démontre définitivement qu'il est possible d'obtenir des performances comparables voir meilleures en conduction qu'en injection. L'enjeu devient alors d'optimiser la géométrie des électrodes permettant de maintenir le régime de conduction à des valeurs de champ électrique élevées.

En choisissant la bonne géométrie d'électrodes, il est possible de travailler seulement en régime de conduction.

Jeong et al. [jeo2003] poursuivent leurs recherches sur les pompes à conduction et testent trois géométries différentes de pompe à conduction : 3 aiguilles-anneau ; tube-anneau et 5 tubes-anneau, avec du R-123. Le multi-tubes offre les meilleures performances et génère une pression de 586 Pa à 20 kV. Lorsqu'ils étudient le couplage entre les modules, ils remarquent que la pression est quasiment proportionnelle au nombre de modules. Elle est toutefois légèrement inférieure à la somme des pressions générées par chaque module, ce qui peut

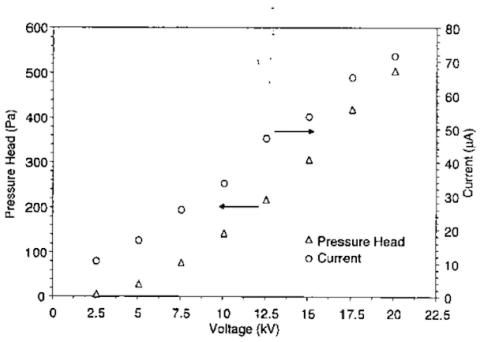


Figure 1.6 – Performance du module tube-anneau d'Atten et al. [att2003].

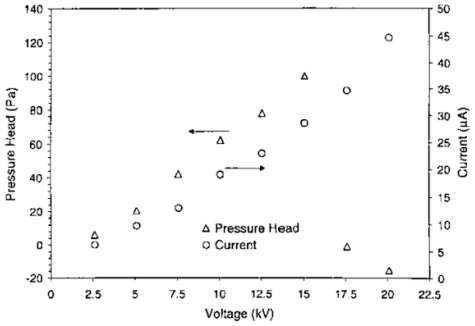


Figure 1.7 – Performance du module pointes-anneau d'Atten et al. [att2003].

s'expliquer par une interaction négative entre les électrodes voisines de chaque paire, même si la distance intermodules (environ 20 mm) est grande devant la distance interélectrodes (quelques millimètres).

Feng et al. [fen2004] développent un prototype de pompe constitué de trois modules de pompes séparés de 23,6 mm. Chaque couple est constitué d'une grille pour le haut potentiel et d'un anneau pour la masse. Ils génèrent une pression statique de 1200 Pa avec du R-123 lorsqu'ils appliquent une différence de potentiel de 17 kV sur les électrodes. Ils étudient aussi le fonctionnement dynamique de la pompe pour différents potentiels.

Ces démonstrations convaincantes font que l'EHD fait son retour à la NASA à la fin des années 2000. Jeong et al. [jeo2007 ; jeo2008] installent une pompe EHD dans une boucle diphasique et étudient le comportement de la pompe et la possibilité d'étendre les performances de la boucle. La pompe EHD est constituée de six modules. L'électrode de haute tension, présentée à la figure 1.8, est faite de 6 tubes insérés dans un plus grand tube. Elle est recouverte d'or pour éviter les phénomènes de claquage. L'électrode de masse est un simple anneau métallique. Le fluide utilisé est le R-134a. En l'absence de vaporisation au niveau de l'évaporateur, la pression générée par la pompe est d'environ 4500 Pa à 10 kV. Lorsqu'une charge thermique de 65 W est appliquée, les pertes de charges dans l'évaporateur sont de 3260 Pa. Les auteurs montrent d'autre part que les performances sont sensibles à la température du fluide : plus la température baisse et plus la différence de pression générée augmente pour une tension donnée. Ils ont aussi mis en avant la capacité du pompage EHD à remouiller l'évaporateur, lorsqu'il s'asséchait, en augmentant la tension aux bornes de la pompe.

En 2013, Patel et al. [pat2013] ont testé une boucle diphasique couplée à une pompe EHD en microgravité. La pompe est constituée de 20 modules, ce sont de simples anneaux dissymétriques de 1 mm de diamètre. L'électrode de haute tension fait 0,127 mm d'épaisseur et celle de masse fait trois fois cette taille. La distance interélectrodes est aussi de 0,127 mm et la distance intermodules est 12,5 fois plus importante. Pour une tension de 1 kV, la pression générée en microgravité est de 32 Pa et elle est de 30 Pa en condition normale.

Puis en 2014, ils [pat2014] testent une boucle diphasique couplée avec une pompe EHD sur la durée. Le test s'étale sur 15 jours pour une durée totale de fonctionnement de 105 heures. La puissance thermique évacuée est de l'ordre de 5 W, la puissance électrique consommée est dérisoire et inférieure à 5 mW. Sur toute la durée du test, les performances de la pompe ne se sont pas dégradées. Ces résultats sont encourageants pour le développement des applications fonctionnant sur de longues périodes.

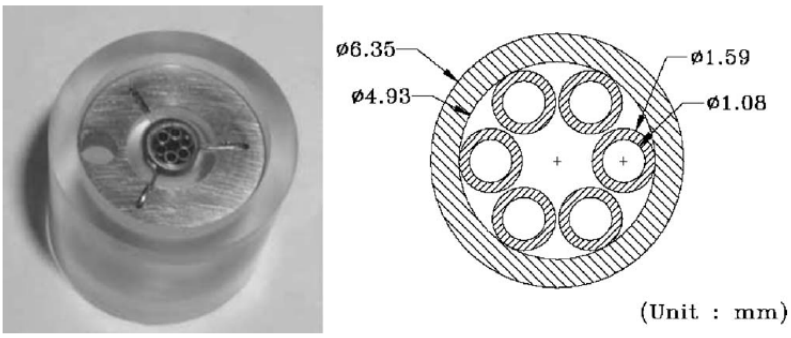


Figure 1.8 – Électrodes utilisées par Jeong et al. [jeo2007].

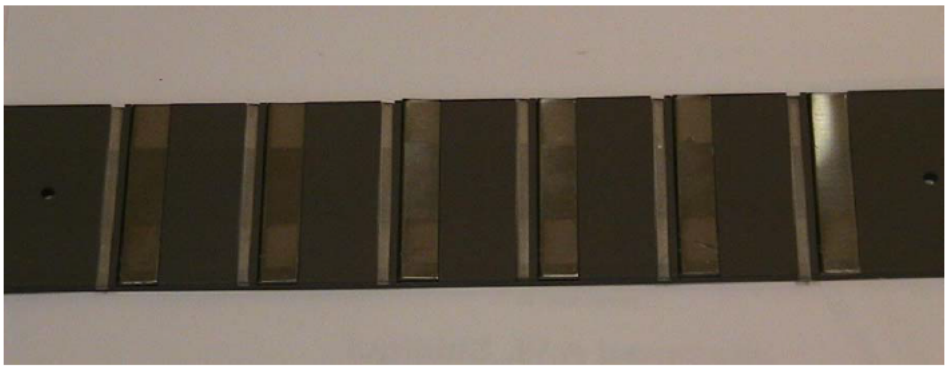


Figure 1.9 – Configuration d'électrodes utilisée pour le pompage de film liquide [sid2009].

1.2.2 Pompage par conduction de film liquide

En 2009, Siddiqui et al. [sid2009] s'intéressent au pompage de films liquides de différentes épaisseurs pour deux géométries différentes. La figure 1.9 présente les électrodes planes, le haut potentiel est appliqué sur l'électrode la plus large. Pour la deuxième géométrie, l'électrode de haut potentiel est remplacée par une plaque perforée de 2,5 mm de haut avec des trous de 0,85 mm de diamètre. Pour avoir des résultats quantifiables, six paires sont installées en série. La pression est mesurée en amont et en aval des électrodes pour calculer la différence de pression générée et la vitesse d'écoulement du liquide est mesurée grâce à une méthode PIV (Particle Image Velocimetry). L'électrode verticale perforée donne de meilleures performances que l'électrode horizontale et génère, pour un film de 8 mm de R-123 à 15 kV, une différence de pression de 80 Pa avec un débit de 40,6 mL s^{-1}.

En 2015, Pearson [pea2015] développe deux systèmes diphasiques pilotés par pompage par conduction de film liquide de R-123 en utilisant des électrodes similaires à celles qu'utilise Siddiqui. Le premier est à géométrie plane et correspond à un caloduc entièrement piloté par l'EHD. Le schéma de principe est représenté à la figure 1.10. Le deuxième est circulaire avec la source chaude au centre, des électrodes horizontales concentriques et le condenseur à la périphérie. Les effets EHD sur le dispositif linéaire permettent de multiplier par cinq la chaleur évacuée par le dispositif avant l'assèchement de l'évaporateur. L'évaporateur circulaire présente différentes améliorations par rapport au linéaire. La présence d'électrodes dans le

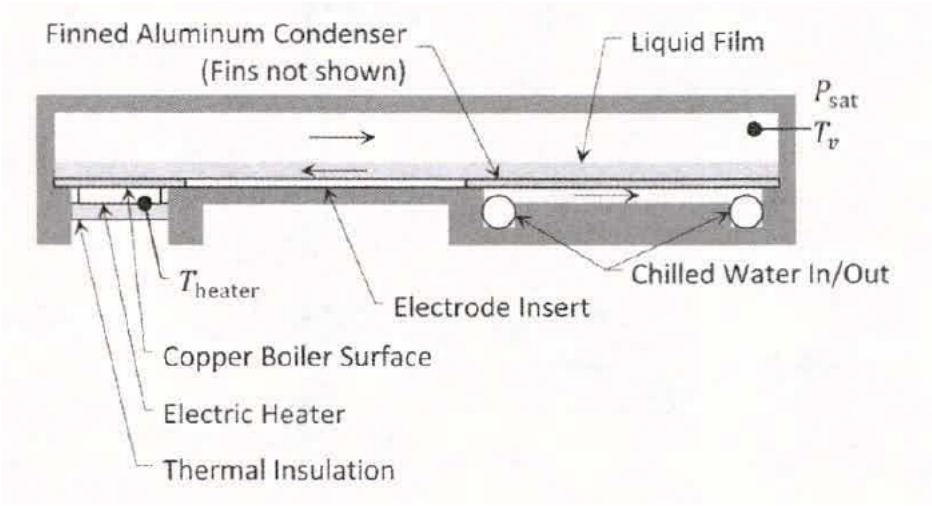


Figure 1.10 – Schéma de principe du dispositif linéaire développé par Pearson et al. [pea2015].

condenseur permet de réduire les pertes de charge à cet endroit. En plus d'augmenter le flux de chaleur que l'appareil peut gérer, les effets EHD permettent aussi de réduire d'un facteur 2,5 l'écart entre la température de surchauffe de la paroi et la température de saturation du fluide.

Puis en 2017, Patel et al. [pat2017] couplent la force diélectrophorétique au pompage par conduction pour améliorer les transferts de chaleur dans un film liquide en ébullition. Le dispositif, illustré à la figure 1.11, est composé de deux types d'électrodes. Ils utilisent des électrodes concentriques similaires à celles de Pearson pour pomper le film liquide et une plaque métallique percée par des rectangles est utilisée comme électrode pour favoriser l'ébullition au niveau de l'évaporateur. Les forces EHD combinées ont plusieurs avantages : elles permettent d'améliorer le coefficient d'échange convectif de 1217 % et de retarder le début de l'ébullition. Le champ électrique au niveau de l'évaporateur permet aussi de compenser une faible épaisseur de film liquide et donc réduire la température de surchauffe de l'évaporateur.

1.3 Les développements centrés sur une intensification des transferts

Dans cette partie, même s'il est parfois difficile de le faire, nous avons regroupé les travaux associés à un objectif d'intensification des transferts thermiques dans les systèmes diphasiques. Ils ont en commun une démarche qui est d'utiliser un champ électrique pour piloter la distribution des phases et ainsi modifier les coefficients d'échange que ce soit à l'évaporateur ou au condenseur.

Vers les années 2000, Mo et al. [mo1999 ; mo2000] couplent l'évaporateur d'une CPL fonctionnant avec du R-134a avec des effets EHD pour réduire le temps de démarrage et améliorer les performances. La figure 1.12 schématise l'évaporateur avec une électrode de haut potentiel en spirale placée à l'intérieur, le tube extérieur est mis à la masse. Dans cette configuration, les forces de polarisation sont appliquées à l'interface liquide-vapeur. Ils arrivent à réduire le temps de démarrage de moitié pour une charge thermique de 10 W lorsqu'ils appliquent une différence de potentiel de 10 kV. Les effets EHD à l'interface permettent aussi

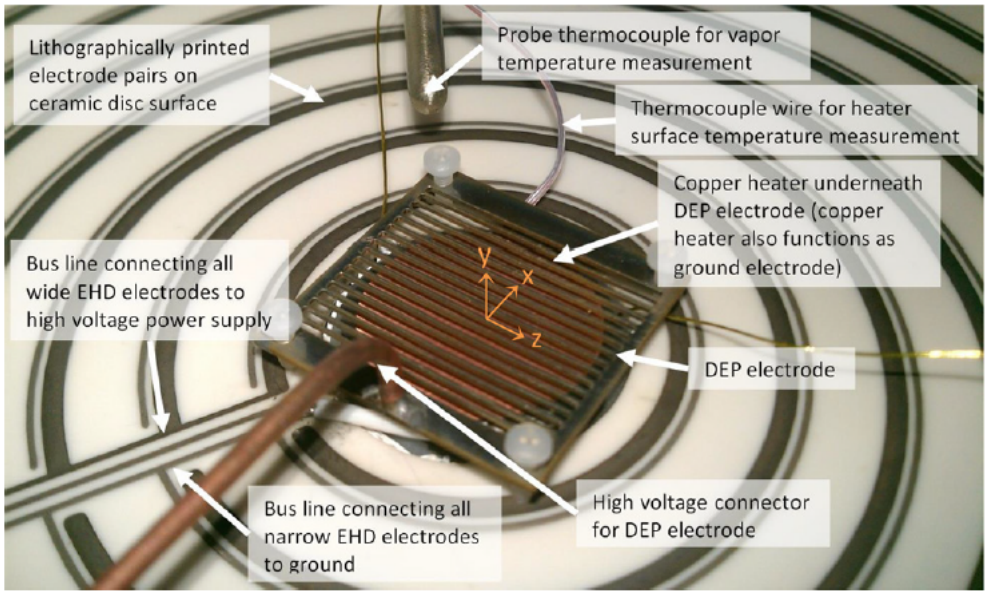


Figure 1.11 – Dispositif utilisé par Patel et al. [pat2017], au centre, au niveau de l'évaporateur, les électrodes grilles favorisent l'ébullition à l'aide de la force diélectrophorétique et autour, les électrodes circulaires concentriques pour pomper le film liquide.

de réduire la température de paroi. Pour une puissance de chauffe de 300 W, la température de paroi passe de 35 °C à 30 °C lorsqu'ils appliquent une tension de 18 kV sur l'électrode.

Une dizaine d'années plus tard, Harvel et al. [har2009] cherchent eux aussi à améliorer les performances d'un évaporateur de CPL. Leur évaporateur, représenté à la figure 1.13, est similaire à celui utilisé par Mo et al. mais une électrode cylindrique est utilisée à la place d'une électrode en forme de ressort. Ils mettent en avant plusieurs effets :

— le champ électrique permet d'augmenter le débit de vaporisation ;

— le couplage entre l'EHD et la thermique est insensible à la polarité de l'électrode, sauf pour quelques puissances thermiques données ;

— la force diélectrophorétique semble jouer un rôle capital dans l'amélioration des performances du poreux.

Darabi et al. [dar2001 ; dar2003] utilisent les forces EHD pour améliorer les transferts dans un micro-évaporateur. La distance interélectrodes de quelques dizaines de micromètres permet réduire les tensions d'alimentation du dispositif EHD et d'utiliser des tensions de l'ordre de 150 V. Un de ces dispositifs travaillant avec du HFE-7100 dissipant 35 W/cm^2 a atteint une température de surchauffe de 19 °C et a généré une pression de 350 Pa pour une différence de tension de 400 V.

Yu et al. [yu2002 ; yu2003] cherchent aussi à améliorer les performances d'un micro-caloduc à l'aide de l'EHD et proposent des éléments de dimensionnement. Un micro-caloduc assisté par EHD doit avoir un nombre de Bond Bo très inférieur à 1. La distance entre les sources de chaleur doit être la plus faible possible et le dispositif le plus large possible. Dans le cas idéal, le micro-caloduc doit avoir une conduite de vapeur séparée de la conduite de liquide. Ils arrivent à avoir un contrôle précis de la température de l'évaporateur à l'aide du champ

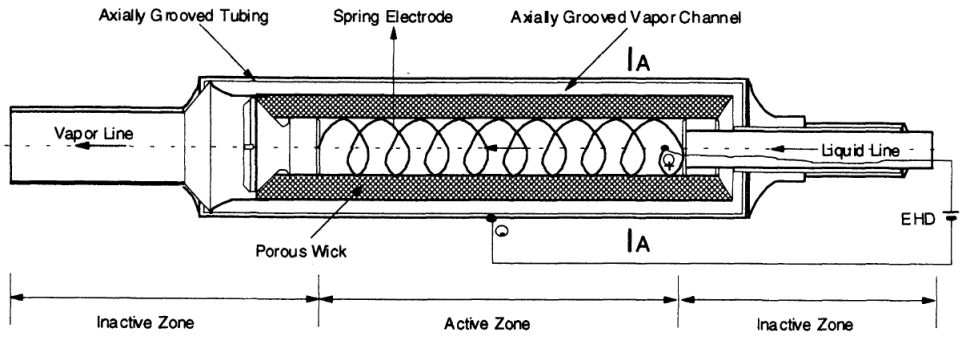


Figure 1.12 – Schéma de l'évaporateur utilisé par Mo et al. [mo1999].

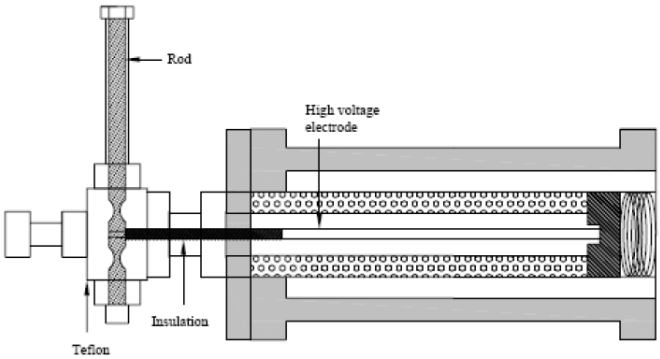


Figure 1.13 – Schéma de l'évaporateur utilisé par Harvel et al. [har2009].

électrique ; plus la puissance thermique à dissiper est importante et plus le champ électrique doit être important pour avoir une température stable.

Au milieu des années 2010, Diao et al. [dia2014 ; dia2015] cherchent à améliorer avec l'EHD les coefficients d'échange thermique lors de la vaporisation du R-141b dans des micro-canaux rectangulaires et dans un poreux fritté. Ils placent une électrode positive percée de trous rectangulaires à 10 mm de l'évaporateur capillaire mis à la masse. Pour l'évaporateur à micro-canaux, lorsqu'ils appliquent un flux de 28,91 W/cm^2, ils arrivent à améliorer le coefficient d'échange thermique d'un facteur 1,45 en imposant un champ électrique de 1,2 kV/mm. Pour l'évaporateur fritté, sous un flux de 167,8 W/cm^2, en appliquant un champ de 1,3 kV/mm, ils arrivent à améliorer le coefficient d'échange thermique d'un facteur 1,5. Pour les faibles flux, le transfert de chaleur est dominé par la vaporisation. L'interface est soumise à la force diélectrophorétique qui étend le ménisque dans l'évaporateur et augmente donc le coefficient de transfert. Sous l'effet du champ électrique, des charges s'accumulent à l'interface et créent une force de cisaillement à l'interface, cela crée un mouvement d'électroconvection qui va favoriser les transferts de chaleur. Pour les flux de chaleur importants, le transfert est dominé par l'ébullition. Les bulles vont s'étirer le long des lignes de champ ce qui augmente la taille de l'interface liquide-vapeur et favorise leur départ de la paroi.

En parallèle, des travaux sont menés sur les thermosiphons par Smith et al. [smi2016] qui mettent une électrode axiale dans un thermosiphon fonctionnant avec du HFE-7000, pour en améliorer les performances. Ils appliquent différentes tensions comprises entre 0 et 8 kV à différentes fréquences comprises entre 20 et 100 Hz. Les effets EHD ne permettent d'améliorer les performances que lorsqu'ils deviennent plus importants que la gravité. Pour leur configuration cela se produit autour de 3-4 kV. Pour les faibles flux (8 kW/m^2), les effets EHD permettent d'augmenter la surface de l'interface liquide-vapeur, ce qui se traduit par une amélioration des transferts de 40 %. Par contre pour les flux plus importants (15 kW/m^2), les effets EHD assèchent les parois de l'évaporateur ce qui réduit les performances du thermosiphon à 70 % de son fonctionnement nominal.

1.4 Les fluides utilisés

Le potentiel des forces EHD pour améliorer les performances des systèmes diphasiques a largement été démontré. Il faut donc trouver des fluides qui soient à la fois performants d'un point de vue thermique mais aussi d'un point de vue électro-hydro-dynamique.

En 1990, Crowley et al. [cro1990] discutent de l'influence des propriétés physiques sur les performances d'une pompe EHD. La première grandeur qu'ils identifient est la tension de claquage dans le liquide. Il s'agit de la tension à partir de laquelle le liquide diélectrique (isolant) devient conducteur d'électricité. Elle détermine la tension de travail maximale de la pompe. Les propriétés électriques à regarder ensuite sont la conductivité électrique σ du liquide et la mobilité des espèces ioniques $b_{\pm}$. Pour la conductivité, ils fixent une limite est autour de $1 \times 10^{-6}\,\mathrm{S\,m^{-1}}$, au-delà de cette valeur, le fluide se décompose au niveau des électrodes par électrolyse. Vingt ans plus tard, Ramos [ram2011] donne une limite basse de $1 \times 10^{-9}\,\mathrm{S\,m^{-1}}$ pour la conductivité, en dessous de cette valeur, le liquide est trop isolant et le risque de faire de l'injection et de détériorer le fluide augmente.

Herman et al. [her2011] s'intéressent au choix des fluides de travail pour les applications EHD. Pour les applications monophasiques liquide, il est plus intéressant que le fluide se comporte comme un conducteur. Dans ce cas, c'est la conductivité qui va être le paramètre le plus important car c'est ce qui permet de mettre le liquide en mouvement. Pour les phénomènes diphasiques, la permittivité et la conductivité jouent toutes les deux un rôle selon que l'on cherche à manipuler une interface ou à créer un phénomène d'électroconvection.

Les fluides utilisés dans ces applications étaient des hydrochlorofluorocarbones (R-123 ; R-134a ...), mais il s'agit de fluides polluants qui nuisent à la couche d'ozone. Ils sont progressivement

interdits et remplacés depuis le Protocole de Montréal. Sekiya et al. [sek2000] étudient le potentiel des hydrofluoroéthers (HFE) de chez 3M Novec® (HFE-7000 ; HFE-7100 ...) pour les remplacer. Pour l'instant, il y a peu de données sur ces nouveaux fluides.

1.5 Conclusions

Cet examen de la littérature démontre clairement le potentiel de l'EHD pour développer les performances des systèmes diphasiques.

Une voie prometteuse et aussi la plus avancée grâce essentiellement aux travaux importants de Seyed-Yagoobi et de ses coauteurs depuis deux décennies est celle de l'utilisation du *régime de conduction* et des forces de Coulomb pour le pompage du liquide. La démonstration a été faite que le pompage de film peut être utilisé dans des caloducs à la place ou en soutien des structures poreuses pour alimenter l'évaporateur en liquide ou directement sur la ligne liquide assurant la circulation du fluide dans une boucle diphasique. On peut ainsi imaginer que ces pompes, robustes, simples à intégrer et facilement contrôlables, peuvent être utilisées comme générateur de pression. Positionnées en série dans une boucle à pompage capillaire, elles rendent possible la réalisation effective d'une système hybride capillaire/EHD aux performances augmentées par rapport au capillaire seul tout en conservant les avantages du capillaire en termes de conductance à l'évaporateur et d'auto-adaptation de la circulation du fluide au flux imposé à l'évaporateur.

Le deuxième constat porte sur l'intérêt d'une mise en oeuvre des forces de polarisation se développant à l'interface liquide-vapeur. Celles-ci amènent visiblement des possibilités de jouer sur la distribution des phases comme l'ont montré les nombreux travaux sur l'intensification des transferts. L'avantage avec ces forces est qu'elles sont applicables à tout type de fluide contrairement à la *conduction* pour laquelle la conductivité ne doit pas dépasser $1 \times 10^{-6}\,\mathrm{S\,m^{-1}}$. Les coefficients d'échange sont améliorés d'un facteur 6 en moyenne en condensation et d'un facteur 4,5 en ébullition. Si leur utilisation dans le cadre des systèmes à pompage capillaire est à ce jour très limitée, on peut penser que c'est un moyen important de contrôle des transferts et de développement d'évaporateurs plus compacts ou miniaturisés.

Finalement, c'est probablement le couplage des effets diélectrophorétique et de conduction qui sera le plus fructueux comme le symbolise l'étude de Patel et al. [pat2017].

Dans ce cadre et de notre point de vue, un apport scientifique au domaine serait de :

— développer des expériences permettant de clarifier l'interaction entre une interface liquide vapeur et un champ dans des configurations géométriques académiques, mais aussi dans des conditions opératoires proches de celles des caloducs ou des évaporateurs capillaires. Sans chercher la performance sur les transferts, une expérience permettant de clarifier le couplage EHD/interface dans une situation de vaporisation serait précieuse pour le développement des systèmes diphasiques capillaires EHD.

— de reproduire les résultats obtenus par le groupe de Seyed-Yagoobi avant de décliner des tests dans les conditions opératoires définies par une configuration hybride associant en série une CPL et une pompe EHD à conduction. Dans ce cas, le débit est imposé par la boucle à pompage capillaire et la partie EHD placée sur la conduite liquide doit permettre alors de limiter la chute de pression du circuit. Pour l'instant la plupart des pompes EHD développées fonctionnent soit en statique (pas de circulation du fluide) soit en régime libre (la pompe impose le débit en fonction des pertes de charge du système). Le fonctionnement sous débit imposé d'une pompe EHD n'a donc pas du tout été étudié à notre connaissance.

Chapitre

2

Éléments théoriques associés aux effets EHD

2.1 Expériences de référence sur la mise en évidence de la force EHD sur une interface . . . 19
2.1.1 Expérience de Pellat . . . 19
2.1.2 Expérience de Melcher et Taylor . . . 20
2.2 Densité volumique des forces électrostatiques . . . 21
2.2.1 Milieu diélectrique - Équations de Maxwell . . . 21
2.2.2 Approche physique - Modèle de Kelvin . . . 22
2.2.3 Approche énergétique - Modèle de Korteweg-Helmholtz . . . 22
2.2.4 Discussion . . . 25
2.3 Force électrostatique sur une interface . . . 27
2.3.1 Relation sur le champ - conditions aux limites entre deux diélectriques 27
2.3.2 Modèle de densité surfacique de force . . . 27
2.4 Génération de charges et conduction électrique dans les liquides . . . 29
2.4.1 Origines des charges dans les milieux diélectriques . . . 29
2.4.2 Régime de conduction et couplage EHD . . . 31
2.5 Conclusions . . . 33

Cette partie regroupe les éléments théoriques permettant de modéliser et d'analyser une situation physique de l'EHD. Avant cela, nous avons souhaité décrire deux expériences historiques de mise en évidence de ces effets sur un système diphasique.

2.1 Expériences de référence sur la mise en évidence de la force EHD sur une interface

2.1.1 Expérience de Pellat

Le premier à mettre en évidence le potentiel EHD pour agir sur une interface liquide-air est Henri Pellat en 1895 [pel1895]. La figure 2.1 représente son dispositif expérimental. Il

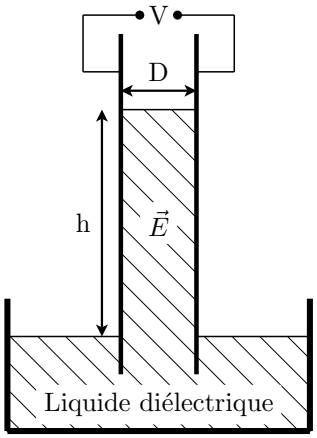


Figure 2.1 – Schéma du dispositif expérimental utilisé par Pellat [pel1895], les électrodes métalliques sont directement en contact avec le liquide diélectrique.

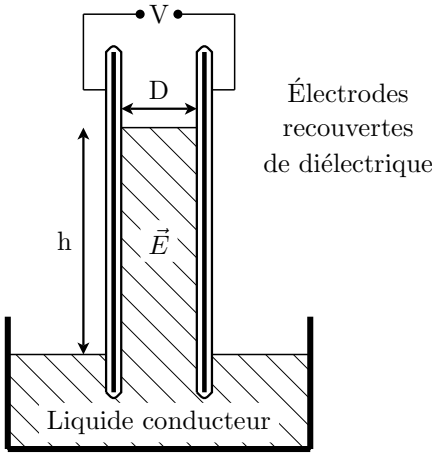


Figure 2.2 – Expérience de Pellat modifiée par Jones [jon2004], les électrodes sont recouvertes d'un diélectrique avant d'être plongées dans un liquide conducteur.

est constitué de deux feuilles de papier d'étain séparées par une distance 54,3 mm. Le fluide diélectrique utilisé est une huile blanche de pétrole non volatil. Dans une telle configuration, le champ est uniforme et perpendiculaire aux électrodes, sauf au niveau de l'interface où il peut être légèrement déformé par sa courbure. En appliquant une différence de potentiel sur ses électrodes, Pellat observe le liquide monter dans l'air. Il met ainsi en évidence une force électrique perpendiculaire à l'interface qui ne dépend pas de l'orientation du champ. Il démontre que cette force est proportionnelle à la différence de potentiel au carré.

Cette expérience s'est imposée comme une référence pour l'étude des effets de polarisations sur une interface. On citera par exemple les travaux de Jones et al. [jon2002 ; jon2004]. Ils modifient l'expérience de Pellat (cf. figure 2.2) pour établir un lien entre électromouillage et force diélectrophorétique. Pour cela, ils utilisent un liquide conducteur et pour éviter l'électrolyse au niveau des électrodes, ils les recouvrent d'une fine couche de diélectrique (3,5 µm de parylène). Le liquide conducteur est de l'eau déionisée, avec une conductivité de $1{,}5 \times 10^{-4}\,\mathrm{S\,m^{-1}}$. En appliquant une différence de potentiel de 125 V, le liquide s'élève de 2 mm entre les électrodes.

2.1.2 Expérience de Melcher et Taylor

À la fin des années soixante, Melcher et al. [mel1969] s'intéressent aux phénomènes d'électroconvection à la surface des liquides diélectriques. La figure 2.3 représente l'expérience mise en place pour mettre en évidence les effets électrostatiques à l'interface. Les électrodes A (à la masse) et B (au potentiel V_0) sont immergées à hauteur du liquide et permettent de créer un champ électrique selon la direction $-\vec{e}_x$ tangentielle à l'interface. L'électrode inclinée C est utilisée pour créer la densité surfacique de charges et une composante normale du champ à l'interface. Ils observent une circulation dans le sens anti-horaire du fluide qui démontre l'existence d'une force de cisaillement tangentielle à l'interface associée une densité surfacique de charges σ_E et à une composante tangentielle du champ E_t non nulle.

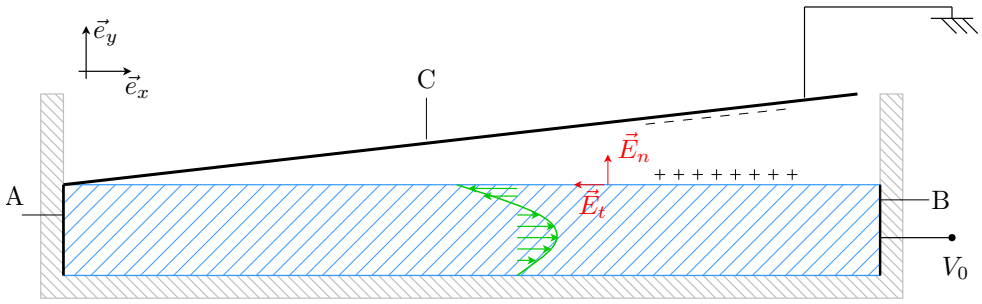


Figure 2.3 – Expérience de Melcher et al. [mel1969] pour mettre en évidence les effets électrostatiques à l'interface.

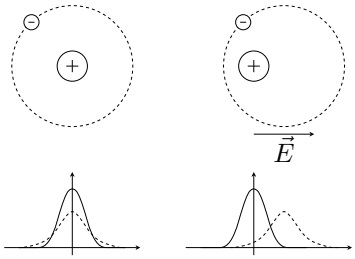


Figure 2.4 – En se déplaçant sous l'effet d'un champ électrique, les barycentres des charges positives et négatives vont créer un moment dipolaire dans la particule.

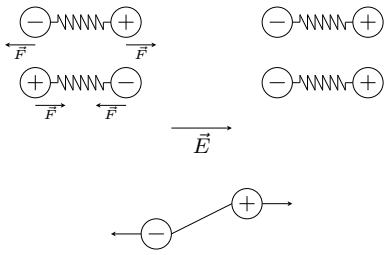


Figure 2.5 – Un dipôle permanent s'oriente sur les lignes de champs lorsqu'il est soumis à une différence de potentiel.

2.2 Densité volumique des forces électrostatiques

Il existe deux approches pour exprimer cette force. La première utilise une approche thermodynamique et la deuxième une approche physique plus intuitive. Elles ont été abordées par Émile Durand [dur1953] et par Melcher [hau2015]. Le raisonnement et les calculs intermédiaires de cette partie sont détaillés en annexe A.

2.2.1 Milieu diélectrique - Équations de Maxwell

La matière peut être considérée au niveau microscopique comme un ensemble de dipôles. Ces dipôles peuvent être soit permanent, comme ceux présentés sur la figure 2.5, pour les molécules possédant un moment dipolaire (l'eau par exemple) soit comme ceux présentés sur la figure 2.4 induits sous l'effet d'un champ électrique. En l'absence de champ électrique, le moment dipolaire moyen de chaque élément de volume est nul. Soit parce que le barycentre des charges positives et négatives coïncident, soit parce chaque moment dipolaire est orienté dans une direction différente et que la moyenne donne zéro. Sous l'effet d'un champ électrique les positions moyennes des barycentres des charges ne vont plus se superposer et vont créer un moment dipolaire. S'il s'agit de molécules avec un moment permanent, tous les dipôles auront tendance à s'aligner dans le même sens et le moment moyen ne sera plus nul. Dans les deux cas, cela va créer une densité volumique de charges liées $\rho_{E,p}$ et une densité volumique de charges libres ρ_E. La densité de charges totale sera notée $\rho_{E,tt} = \rho_E + \rho_{E,p}$.

La relation entre le vecteur polarisation $\vec{P}$ et la densité volumique de charges liées $\rho_{E,p}$ est démontrée en annexe A.1.2 :

$$div\,\vec{P} = -\rho_{E,p} \tag{2.2.1}$$

Pour un milieu diélectrique isotrope, linéaire (à réponse instantanée), le vecteur polarisation $\vec{P}$ est lié au champ électrique $\vec{E}$ comme suit :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\,\vec{E} \tag{2.2.2}$$

Où χ est la susceptibilité électrique du milieu. Le vecteur déplacement $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \varepsilon\vec{E}$ peut être défini en posant $\varepsilon = (1+\chi)\varepsilon_0$.

Les équations de Maxwell en électrostatique pour un milieu diélectrique donnent :

$$\text{Équation de Maxwell-Gauss} : div\left(\varepsilon\vec{E}\right) = \rho_E \qquad \text{ou} \qquad div\,\vec{D} = \rho_E \tag{2.2.3}$$

$$\tag{2.2.4}$$

$$\text{Équation de Maxwell-Faraday} : \overrightarrow{rot}\,\vec{E} = 0 \tag{2.2.5}$$

2.2.2 Approche physique - Modèle de Kelvin

Dans la continuité du modèle précédent considérant une distribution de dipoles, on montre que :

$$\vec{f_K} = (\vec{P} \cdot \overrightarrow{grad})\vec{E} \tag{2.2.6}$$

S'il existe une densité de charges libres alors la densité volumique de force s'exprime à l'aide de la formule de Kelvin :

$$\boxed{\vec{f_K} = \rho_E\vec{E} + (\vec{P} \cdot \overrightarrow{grad})\vec{E}} \tag{2.2.7}$$

Ou en développant la relation liant le vecteur polarisation $\vec{P}$ et le champ électrique $\vec{E}$ pour un milieu homgène et isotrope : $\vec{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\,\vec{E}$:

$$\boxed{\vec{f_K} = \rho_E\vec{E} - \frac{1}{2}E^2\overrightarrow{grad}\varepsilon + \frac{1}{2}\overrightarrow{grad}\left[(\varepsilon - \varepsilon_0)E^2\right]} \tag{2.2.8}$$

2.2.3 Approche énergétique - Modèle de Korteweg-Helmholtz

Energie

L'équation de l'énergie potentielle électrostatique pour un milieu diélectrique contenu dans un domaine Ω inclus dans l'univers U où la densité des charges est nulle en tout point à l'extérieur du domaine (2.2.9) est démontrée en annexe A.1.1.

$$W_\Omega = \frac{1}{2}\int_\Omega \rho_E V\,d\Omega = W_U = \frac{1}{2}\int_{Univers} \varepsilon E^2\,d\Omega \tag{2.2.9}$$

Travail d'une force conservative

Considérons un milieu diélectrique contenu dans un domaine Ω de permittivité ε et possédant une densité volumique de charges ρ_E. À l'infini, la densité volumique de charges ρ_E et le potentiel V sont nuls. Le milieu subit une redistribution des charges se traduisant par un déplacement élémentaire de celles-ci $\delta\vec{\lambda} = \vec{v} \cdot dt$. Pour calculer la densité volumique de force, on cherche à exprimer la variation dw de l'énergie du milieu sous la forme du travail d'une force conservative :

$$dw = -\int_U \vec{f} \cdot \delta\vec{\lambda}\, d\Omega \qquad \frac{dW}{dt} = -\int_U \vec{f} \cdot \vec{v}\, d\Omega \tag{2.2.10}$$

Où $\vec{f}$ est la densité volumique de force que l'on cherche à exprimer.

En dérivant l'expression de l'énergie (2.2.9) par rapport au temps, comme le temps et l'espace sont des variables indépendantes et que le domaine d'intégration ne dépend pas du temps, la dérivée peut être rentrée dans l'intégrale. Enfin en développant le terme dérivé, en usant d'artifices mathématiques : $1/2 = -1/2 + 1$ et $f.g' + g.f' = (f.g)'$ et avec le vecteur déplacement défini par l'équation de Maxwell-Gauss (2.2.4) la dérivée de l'énergie s'écrit :

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{1}{2}\int_U E^2 \cdot \frac{\partial\varepsilon}{\partial t}\, d\Omega + \int_U \vec{E} \cdot \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\, d\Omega \tag{2.2.11}$$

En utilisant l'équation de Maxwell-Faraday (2.2.5) et avec la relation sur l'opérateur divergent présenté en annexe C.1, la deuxième intégrale va se décomposer en deux termes. L'utilisation du théorème de Green-Ostrogradski (cf. annexe C.2) va faire apparaître une intégrale de surface à l'infini, cette intégrale est nulle car le potentiel et la densité de charges sont nuls à l'infini. Enfin en utilisant l'équation de Maxwell-Gauss (2.2.4) et comme le temps et l'espace sont indépendants, la deuxième intégrale se réduit à :

$$\int_U \vec{E} \cdot \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\, d\Omega = \int_U V \frac{\partial\rho_E}{\partial t}\, d\Omega \tag{2.2.12}$$

L'équation de conservation de la charge $\frac{\partial\rho_E}{\partial t} = -div(\rho_E\vec{v})$ et la relation sur l'opérateur divergent C.1 font apparaître deux termes dans l'intégrale. L'utilisation du théorème de Green-Ostrogradski C.2 va de nouveau faire apparaître une intégrale de surface à l'infini qui va s'annuler pour les même raisons que précédemment. Enfin en utilisant l'équation de Maxwell-Faraday (2.2.5), l'intégrale s'écrit :

$$\int_U \vec{E} \cdot \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\, d\Omega = \int_U -\rho_E\vec{E} \cdot \vec{v}\, d\Omega \tag{2.2.13}$$

Faisons l'hypothèse que la permittivité ne dépend que de la masse volumique du fluide ρ_f, $\varepsilon = f(\rho_f)$. L'équation de continuité $\frac{\partial\rho_f}{\partial t} + div(\rho_f\vec{v}) = 0$ et l'utilisation de la relation sur l'opérateur divergent C.1 donne :

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \overrightarrow{grad}\,\varepsilon - \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho_f}\rho_f\, div\,(\vec{v}) \tag{2.2.14}$$

En injectant la relation (2.2.14) dans la première intégrale de l'équation (2.2.11) et en utilisant le gradient de la permittivité, deux termes apparaissent sous l'intégrale. Puis en utilisant la

formule sur l'opérateur divergent C.1 et le théorème de Green-Ostrogradski C.2, une intégrale nulle sur la surface à l'infini apparaît. Le premier terme de l'équation (2.2.11) donne donc :

$$-\frac{1}{2}\int_U E^2 \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}\, d\Omega = \frac{1}{2}\int_U \left(E^2 \overrightarrow{grad}\varepsilon - \overrightarrow{grad}\left(E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho_f}\rho_f\right)\right) \cdot \vec{v}\, d\Omega \tag{2.2.15}$$

En réinjectant les équations 2.2.13 et 2.2.15 dans la variation de l'énergie 2.2.11, il vient :

$$\frac{dW}{dt} = -\int_U \left(\rho_E \vec{E} - \frac{1}{2}E^2 \overrightarrow{grad}\,\varepsilon + \frac{1}{2}\overrightarrow{grad}\left(\rho_f \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho_f}E^2\right)\right) \cdot \delta\vec{v}\, d\Omega = -\int_U \vec{f} \cdot \delta\vec{v}\, d\Omega \tag{2.2.16}$$

La densité volumique des forces électrostatiques pour un milieu diélectrique (2.2.17) peut alors être exprimée à l'aide de la formule de Korteweg-Helmholtz :

$$\vec{f}_{KH} = \underbrace{\rho_E.\vec{E}}_{\text{Coulomb}} - \underbrace{\frac{1}{2}E^2 \overrightarrow{grad}\,\varepsilon}_{\text{Diélectrophorétique}} + \underbrace{\frac{1}{2}\overrightarrow{grad}\left(\rho_f \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho_f}E^2\right)}_{\text{Électrostriction}} \tag{2.2.17}$$

La force de Coulomb est liée au déplacement des charges libres dans le milieu. Les deux autres forces sont liées aux effets de polarisation. La force diélectrophorétique est liée à la variation de la permittivité. La force d'électrostriction est liée à la variation de la masse volumique et à la variation des propriétés électriques dépendantes de la masse volumique. Si le milieu est incompressible, alors $div\,\vec{v} = 0$ et cette force est nulle.

Tenseur des contraintes de Maxwell

En utilisant le même milieu que précédemment, on cherche à exprimer le tenseur des contraintes de Maxwell $\overline{\overline{T}}_E$ tel que :

$$\vec{f}_{KH} = div\left(\overline{\overline{T}}_E\right) \tag{2.2.18}$$

Soit un milieu continu diélectrique isotrope avec une permittivité ε et une densité volumique de charges ρ_E contenue dans un volume Ω. En utilisant les sommations d'Einstein et avec la notation $\partial_u = \frac{\partial}{\partial u}$, la composante de la densité volumique de force de Korteweg-Helmholtz (2.2.17) selon selon la direction $\vec{e}_u$ s'écrit :

$$f_u = \rho_E E_u - \frac{1}{2}E^2 \partial_u \varepsilon + \frac{1}{2}\partial_u\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}E^2\right) \tag{2.2.19}$$

La densité volumique de charges libres du terme de Coulomb est remplacée à l'aide de l'équation de Maxwell-Gauss (2.2.4), puis avec la dérivée du produit de deux fonctions et en écrivant que $(-1 = -1/2 - 1/2)$; il vient :

$$\rho_E E_u = \left[\partial_k(E_u \cdot D_k) - \frac{1}{2}\partial_u(E_k \cdot D_k)\right] + \frac{1}{2}\left[E_k \cdot \partial_u D_k - D_k \cdot \partial_k E_u\right] \tag{2.2.20}$$

Pour pouvoir sortir l'opérateur dérivation du premier crochet, il faut supprimer les dérivées non voulues qui vont apparaître à l'aide du symbole de Kronecker δ_{ij}. Puis avec la définition

du vecteur déplacement $\vec{D}$ et en utilisant l'équation de MAXWELL-FARADAY (2.2.5) la force de COULOMB selon la direction $\vec{e}_u$ s'écrit :

$$\rho_E E_u = \partial_k \left[\varepsilon E_u \cdot E_k - \frac{\varepsilon}{2} \delta_{ku} (E_n \cdot E_n) \right] + \frac{1}{2} E_k \cdot E_k \cdot \partial_u \varepsilon \tag{2.2.21}$$

En remplaçant le terme de force de COULOMB dans la formule de densité volumique de force, puis en factorisant par le terme de dérivation et en faisant apparaître le symbole de KRONECKER, la composante de la force s'écrit :

$$f_u = \partial_k \left[\varepsilon E_u \cdot E_k - \frac{\varepsilon E^2}{2} \delta_{ku} \left(1 - \frac{\rho}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) \right] \tag{2.2.22}$$

Le tenseur de MAXWELL est donc défini par :

$$\overline{\overline{T}}_E = \varepsilon \begin{pmatrix} E_x^2 - \frac{E^2}{2} \left(1 - \frac{\rho}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) & E_x E_y & E_x E_z \\ E_x E_y & E_y^2 - \frac{E^2}{2} \left(1 - \frac{\rho}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) & E_y E_z \\ E_x E_z & E_y E_z & E_z^2 - \frac{E^2}{2} \left(1 - \frac{\rho}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) \end{pmatrix} \tag{2.2.23}$$

La densité volumique de charges libres ρ_E n'apparaît pas explicitement dans l'expression du tenseur des contraintes (2.2.23) mais y est bien prise en compte.

2.2.4 Discussion

Il existe deux modèles différents pour exprimer la densité volumique de force électrostatique. La formulation de KELVIN provient de l'extension en milieu continu de la force électrique qui agit sur un dipôle seul. Elle a l'avantage de proposer une interprétation physique de la force. Mais elle ne tient pas compte de l'interaction des dipôles entre eux. La formule de KORTEWEG-HELMHOLTZ provient d'une approche énergétique et prend en compte cette interaction.

Les différences entre ces deux formulations sont discutées dans la littérature. MELCHER [HAU2015] et ZAHN [ZAH2006] qui semblent indiquer que pour un milieu diélectrique linéaire et un volume de contrôle englobant la totalité du milieu polarisé, ces formules sont équivalentes.

En se plaçant dans le cadre de l'expérience de PELLAT et en définissant un volume de contrôle Ω tel qu'il est représenté à la figure 2.6 alors les intégrales de la formule de KORTEWEG-HELMHOLTZ et de KELVIN sur ce volume sont équivalentes avec les hypothèses suivantes :

- Pas de charges libres, $\rho_E = 0$,
- Les fluides sont incompressibles, l'électrostriction est négligeable,
- Le champ est homogène entre les électrodes, $\vec{E} = V/D\vec{e}_x$,
- Sur les surfaces de Σ normales à $\vec{e_z}$, on est suffisamment loin des électrodes pour considérer le champ nul.

Pour la formule de KORTEWEG-HELMHOLTZ, avec les hypothèses qui ont été faites, l'intégrale de la force se réduit à :

$$\vec{F}_{KH} = \int_\Omega \frac{-E^2}{2} \overrightarrow{grad} \varepsilon \, d\Omega \tag{2.2.24}$$

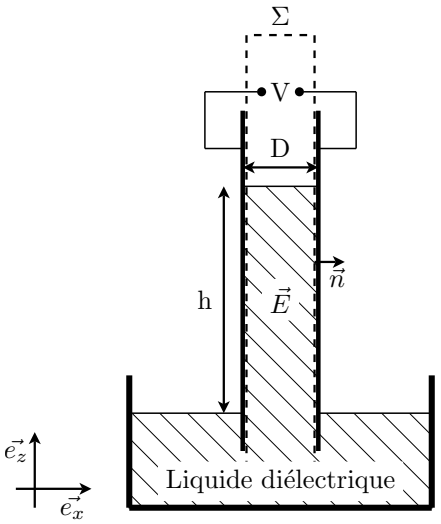


Figure 2.6 – Définition du volume de contrôle Ω délimité par la surface Σ utilisé pour calculer l'intégrale des forces de Kelvin et de Korteweg-Helmholtz.

Pour la formule de Kelvin, l'intégrale donne :

$$\vec{F_K} = \int_\Omega \frac{-E^2}{2}\overrightarrow{grad}\varepsilon + \frac{1}{2}\overrightarrow{grad}\left[(\varepsilon - \varepsilon_0)E^2\right]\, d\Omega \tag{2.2.25}$$

En utilisant le théorème du gradient sur le deuxième terme de l'intégrale :

$$\vec{F_K} = \int_\Omega \frac{-E^2}{2}\overrightarrow{grad}\varepsilon\, d\Omega + \int_\Sigma \frac{1}{2}(\varepsilon - \varepsilon_0)E^2 \cdot \vec{n}\, dS \tag{2.2.26}$$

Par définition du volume de contrôle, les intégrales en haut et en bas orientées par $\vec{e_z}$ sont nulles. Par symétrie, les intégrales orientées selon $\vec{e_x}$ et $-\vec{e_x}$ se compensent. Il reste :

$$\vec{F_K} = \int_\Omega \frac{-E^2}{2}\overrightarrow{grad}\varepsilon\, d\Omega \tag{2.2.27}$$

Pour un fluide incompressible, si le système est bien choisi, les deux formules sont équivalentes. Mais elles localisent les forces à des endroits différents.

La formule de Kelvin peut aussi s'écrire sous la forme :

$$\vec{f_K} = \frac{1}{2}(\varepsilon - \varepsilon_0)\overrightarrow{grad}E^2 \tag{2.2.28}$$

Et donc la densité volumique de force est localisée au niveau des gradients de champ électrique. Dans notre exemple, le liquide est poussé par le bas.

La formule de Korteweg-Helmholtz, se résume à :

$$\vec{f_H} = -\frac{1}{2}E^2\overrightarrow{grad}\varepsilon \tag{2.2.29}$$

Et donc la force est localisée au niveau des gradients de permittivité. Dans notre exemple, le liquide est tiré vers le haut au niveau de l'interface.

Bien que les deux formules donnent la même résultante de force, elles les localisent à des endroits différents et donc donne des champs de pression différent. Plusieurs travaux regroupés dans un article de Brevik [bre1978], semblent indiquer que la pression mesurée est la pression thermodynamique et qu'il vaut mieux travailler avec la formule de Korteweg-Helmholtz.

2.3 Force électrostatique sur une interface

Dans un système diphasique à phases séparées, le milieu est décomposé en trois systèmes : le liquide, la vapeur et l'interface. L'interface est supposée d'épaisseur nulle, elle ne stocke pas de masse, ni de quantité de mouvement (interface équimolaire).

2.3.1 Relation sur le champ - conditions aux limites entre deux diélectriques

Entre deux milieux diélectriques notés respectivement 1 et 2, les conditions aux limites sur le champ sont les suivantes :

$$\text{Continuité des composantes tangentielles du champ : } E_{1,t} = E_{2,t} \tag{2.3.1}$$

$$\text{Discontinuité des composantes normales du champ : } \varepsilon_1 E_{1,n} - \varepsilon_2 E_{2,n} = \sigma_E \tag{2.3.2}$$

Où σ_E est la densité surfacique de charges. Melcher et al. [mel1969] définissent trois origines à la densité surfacique de charge :

$$\frac{\partial \sigma_E}{\partial t} = \vec{n} \cdot \vec{v} \left(\rho_{1,E} - \rho_{2,E}\right) - \vec{n} \cdot \left(\vec{J}_1 - \vec{J}_2\right) + div_\Sigma \vec{K} \tag{2.3.3}$$

Le premier terme correspond aux charges libres dans les volumes apportées à l'interface par advection. Le deuxième terme est lié à la continuité de la densité volumique de courant et le dernier à la variation de la densité surfacique de courant sur l'interface.

2.3.2 Modèle de densité surfacique de force

À partir du tenseur de Maxwell (2.2.23), il est possible de lire la force s'exerçant sur un volume infinitésimal de fluide comme la résultante des forces exercées par le fluide à l'extérieur du volume à travers la surface définissant la particule fluide. Cette force de contact à travers une surface infinitésimale dS est définie par :

$$d\vec{F}_{s,E} = \overline{\overline{T}}_E \vec{n}\, dS = \vec{f}_{s,E}\, dS \tag{2.3.4}$$

où $\vec{n}$ est la normale extérieure et où $\vec{f}_{s,E}$ définit une densité surfacique de force telle que $\vec{f}_{s,E} = \overline{\overline{T}}_E \vec{n}$. On peut montrer que cette densité surfacique de force s'écrit vectoriellement de la façon suivante :

$$\vec{f}_{s,E} = \varepsilon \left(\vec{E} \cdot \vec{n}\right) \vec{E} - \frac{1}{2} E^2 \left[\varepsilon - \rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T\right] \vec{n} \tag{2.3.5}$$

Cette densité de force a donc une composante selon le champ électrique et une composante normale à l'interface indépendante de la direction du champ.

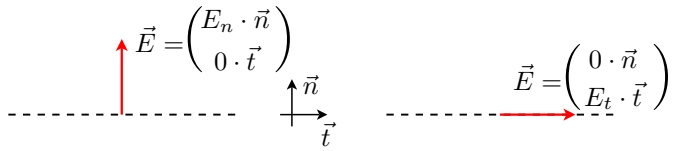


Figure 2.7 – Les deux cas limites sans force de cisaillement à l'interface décrit par Melcher et al. [mel1969] : à gauche le champ est strictement normal à l'interface ; à droite le champ est strictement tangentiel à l'interface.

On définit le milieu constitué de deux phases séparées par une interface I sans épaisseur (modèle à phases séparées, discontinu). Et on fait le bilan de force sur une portion infinitésimale dS de l'interface. Sur cette surface, le milieu 1 exerce une force $d\vec{F}_{s,E,1} = \vec{f}_{s,E,1}\, dS$. De même, le milieu 2 exerce une force $d\vec{F}_{s,E,2} = \vec{f}_{s,E,2}\, dS$. En choisissant la normale $\vec{n}_1 = \vec{n}$ comme référence, la résultante des forces électriques $d\vec{F}^{e}_{s,I}$ sur l'interface est, en appliquant le principe d'action-réaction par rapport à la relation 2.3.5 qui correspond à un effort extérieur au fluide :

$$d\vec{F}_{s,E,I} = -\left(\overline{\overline{T}}_{E,1}\vec{n} - \overline{\overline{T}}_{E,2}\vec{n}\right)\, dS \tag{2.3.6}$$

Enfin, en développant cette équation et en utilisant les relations de continuité du champ sur l'interface (2.3.2) et (2.3.2), puis on exprime la densité surfacique de force $\vec{f}_{s,I}$.

$$\begin{aligned}\vec{f}_{s,I} = -\Bigg(\varepsilon_1 E_{n,1}^2 - \varepsilon_2 E_{n,2}^2 - \frac{1}{2}E_1^2\left[\varepsilon_1 - \rho_1\left(\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial\rho_1}\right)_T\right] \\ + \frac{1}{2}E_2^2\left[\varepsilon_2 - \rho_2\left(\frac{\partial\varepsilon_2}{\partial\rho_2}\right)_T\right]\Bigg)\vec{n} - \sigma_E E_t\,\vec{t}\end{aligned} \tag{2.3.7}$$

Elle possède une composante normale et une composante tangentielle. La composante tangentielle est liée à la présence d'une densité surfacique de charges σ_E et à l'existence d'une composante tangentielle du champ. En l'absence de l'une ou l'autre il ne reste que la composante normale.

La figure 2.7 décrit deux cas limites qui ne produisent pas de composantes de force tangentielle à l'interface. Dans la première configuration, le champ est strictement normal à l'interface, la composante tangentielle du champ est nulle, donc il n'y a pas de force tangentielle. Dans le deuxième cas, le champ est strictement tangentiel à l'interface et la composante normale à l'interface est nulle dans les deux phases. La condition limite pour le champ au niveau d'une interface réelle (2.3.2) impose une densité surfacique de charges nulle et donc une force tangentielle nulle.

Application sur une interface liquide-vapeur

Prenons une interface liquide-vapeur et définissons une normale $\vec{n}$ du liquide vers la vapeur. Dans la phase vapeur, la permittivité est celle du vide ε_0 et est indépendante de la masse volumique. La phase liquide est supposée incompressible. Dans les deux cas, la force d'électrostriction est nulle. L'expression de la densité surfacique de force s'exprime à :

$$\vec{f}_{s,I} = -\left(\varepsilon_\ell E_{n,\ell}^2 - \varepsilon_0 E_{n,v}^2 - \frac{\varepsilon_\ell E_\ell^2}{2} + \frac{\varepsilon_0 E_v^2}{2}\right)\vec{n} - \sigma_E E_t\,\vec{t} \tag{2.3.8}$$

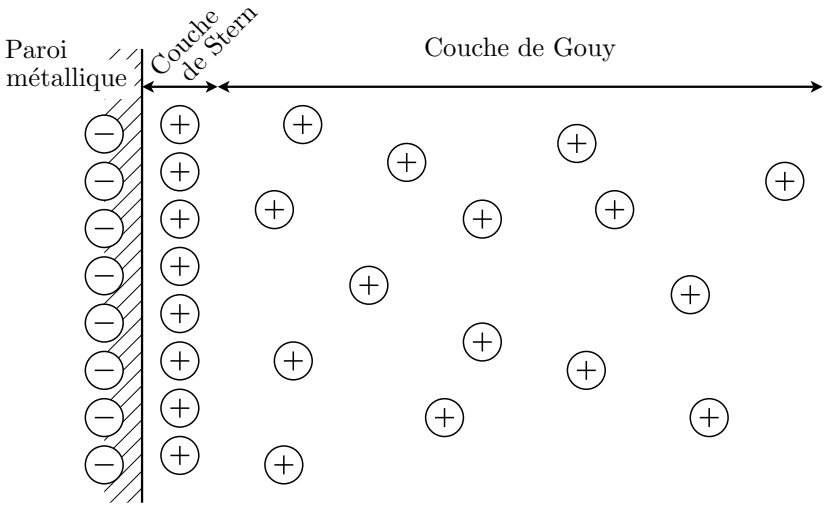


Figure 2.8 – Schéma de la double couche électrique à l'équilibre, avec la couche de Stern et la de diffusion (couche de Gouy).

Si en plus on fait l'hypothèse que la surface ne se charge pas, alors la densité surfacique de force se résume à :

$$\vec{f}_{s,I} = \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon_\ell - \varepsilon_0}{\varepsilon_\ell}\left[\varepsilon_0 E_{n,v}^2 + \varepsilon_\ell E_{t,v}^2\right]\right)\vec{n} \tag{2.3.9}$$

2.4 Génération de charges et conduction électrique dans les liquides

Dans la réalité, les liquides diélectriques ne sont pas parfaitement isolants. Leur très faible conductivité est d'origine ionique, il s'agit généralement d'impuretés électrolytiques naturellement présentes dans le liquide, mais les charges peuvent aussi être créées dans le liquide.

2.4.1 Origines des charges dans les milieux diélectriques

Au milieu des années 80, Atten [att1985] identifie deux mécanismes de création de charges associés aux champs électriques : l'injection de charges au niveau des électrodes et la dissociation des molécules neutres en ions positifs et négatifs.

Création de charges par injection

Nous nous intéressons ici aux phénomènes aux interfaces métal-liquide, présentés par Tobazéon [tob1997 ; tob2006]. Le métal est supposé inerte d'un point de vue chimique. Il peut uniquement échanger des électrons avec le liquide. Le liquide est supposé parfaitement isolant. Dans ce cas, la création de charges peut se faire par : émission de champ à la cathode [hal1969a] ; ionisation de champ à l'anode [hal1969b] ou par impact d'électron.

La figure 2.8 représente la double couche électrique qui se met en place lorsque l'interface est à l'équilibre. La paroi attire des ions du liquide qui restent à l'équilibre et forment la couche de Stern qui fait quelques dizaines d'Ångstrôm.

En l'absence de champ électrique et en s'éloignant de la paroi, la densité ionique décroit jusqu'à atteindre une valeur nulle. Cette couche de diffusion est appelée la couche de Gouy. Elle peut atteindre une dizaine de micromètre pour les liquides très résistifs (supérieur à $10^{13}\,\Omega\,\mathrm{cm}^{-1}$). Pour respecter l'électroneutralité, la surface métallique se charge de manière opposée au liquide pour compenser la charge ionique.

Si le liquide est soumis à un potentiel électrique, alors l'interface n'est plus à l'équilibre et des charges peuvent être introduites au niveau des électrodes métalliques selon différents mécanismes. Ces charges sont du même signe que l'électrode qui est appelée "électrode injectrice". Le phénomène peut être réversible, il s'agit alors d'une réaction d'oxydo-réduction. Soit un ion échange un électron avec le métal et devient neutre, on parle alors de décharge, soit une molécule neutre échange un électron avec le métal, on parle alors d'injection de charges. Si le métal transmet des électrons aux molécules de liquide, on parle d'émission de champ. Sinon, le liquide cède des électrons à l'électrode et on parle alors d'ionisation de champ. Les réactions irréversibles vont soit décomposer le liquide soit créer des espèces qui vont interagir avec les molécules neutres pour créer des nouvelles espèces ioniques.

Ces phénomènes sont observés pour des champs de l'ordre de $20\,\mathrm{MV\,m^{-1}}$ pour des rayons de courbure des électrodes inférieurs à 0,3 µm. Pour les rayons de courbure plus élevés, entre 0,5 µm et10 µm, le seuil de champ est de l'ordre de $5{\sim}7\,\mathrm{MV\,m^{-1}}$.

Création de charges par dissociation/recombinaison

Que ce soit à cause d'impuretés ou des molécules du liquide lui-même, il existe un équilibre chimique entre les molécules neutres (AB) et les ions positifs et négatifs (A^+ et B^-) [tob2006]. Cette relation d'équilibre s'exprime par :

$$\mathrm{AB} \underset{\mathrm{K_R}}{\overset{\mathrm{K_D}}{\rightleftharpoons}} \mathrm{A^+} + \mathrm{B^-} \tag{2.4.1}$$

Où K_D et K_R sont respectivement les constantes de vitesse de dissociation et de recombinaison. L'expression de la constante de recombinaison a été établie par Langevin [lan1903] pour les gaz et a également été validée pour les liquides. Elle ne dépend que de la permittivité du liquide et de la mobilité des différentes espèces ioniques :

$$K_R = \frac{e\,(b_+ + b_-)}{\varepsilon} \tag{2.4.2}$$

Où b_+ (b_-) est la mobilité de l'espèce positive (négative). La constante de dissociation (2.4.4) et la densité volumique de charges à l'équilibre n_{eq} (2.4.3) peuvent être calculées à partir de l'équilibre thermodynamique.

$$n_{eq} = \frac{\sigma_0}{e\,(b_+ + b_-)} \tag{2.4.3}$$

$$K_D = K_R \frac{n_{eq}^2}{N_0} \tag{2.4.4}$$

Où σ_0 est la conductivité à l'équilibre et N_0 est la concentration en espèce neutre. Elle est supposée constante et très grande devant la concentration des espèces ioniques.

Onsager [ons1934] explique l'augmentation du champ change l'équilibre de dissociation/-recombinaison. La dissociation est renforcée par le champ à partir d'une certaine valeur et

devient proportionnel à $|E|$ (Eq : (2.4.5)), alors que la constante de recombinaison reste inchangée.

$$K_D(E) = K_D F(b) = K_D \left(1 + b + \frac{b^2}{3} + \frac{b^3}{18} + \frac{b^4}{180} + ...\right) \tag{2.4.5}$$

Et si les mobilités positives et négatives sont identiques, alors :

$$b = \frac{e^3|E|}{8\pi\varepsilon k^2 T^2} \tag{2.4.6}$$

Il est intéressant de noter que ce phénomène est inversement proportionnel au carré de la température. Le renforcement de la dissociation par le champ sera donc favorisé à basse température.

2.4.2 Régime de conduction et couplage EHD

Modèle EHD

Sous l'effet du champ électrique, les ions produits par dissociation vont se déplacer et créer une densité de charges positives p et une densité de charges négatives n qui vont modifier le profil du champ électrique. Les équations de conservation pour les charges positives et négatives s'écrivent :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -div\left(-b_+ \, p \, \overrightarrow{grad}\, V - \mathcal{D}_+ \, \overrightarrow{grad}\, p + p\vec{v}\right) + K_D \, c - K_R \, p \, n \tag{2.4.7}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -div\left(b_- \, n \, \overrightarrow{grad}\, V - \mathcal{D}_- \, \overrightarrow{grad}\, n + n\vec{v}\right) + K_D \, c - K_R \, p \, n \tag{2.4.8}$$

Pour un liquide, la densité de neutre c est très supérieure à la densité de particules chargées et elle peut être supposée constante dans tout le milieu. Le champ de vitesse est donnée par l'équation de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \rho_f \vec{v}}{\partial t} + \rho_f \left[\vec{v} \cdot \overrightarrow{grad}\right] \vec{v} = \overrightarrow{grad}\, p_f + \eta \Delta \vec{v} + \rho_f \vec{g} + \rho_E \vec{E} \tag{2.4.9}$$

L'électrostatique et l'hydrodynamique sont couplées.

Modèle de Thomson

Dans ce modèle, la diffusion et l'advection sont négligés devant la vitesse de dérive, et donc l'électrostatique et l'hydrodynamique sont découplées. Alors en faisant l'hypothèse que la dissociation ne dépend pas du champ et que la constante de dissociation K_D est constante, la conduction entre deux plans parallèles infinis peut être décrite à l'aide du modèle de Thomson. Le modèle monodimensionnel est présenté plus en détails en annexe B et on montre que la répartition des couches d'hétérocharges est pilotée par deux nombres adimensionnels : le nombre de conduction C_O et le rapport des mobilités. Le nombre de conduction est défini par :

$$C_O = \frac{n_{eq} D}{\varepsilon E_0} = \frac{\sigma_0 D}{(b_+ + b_-)\varepsilon E_0} \tag{2.4.10}$$

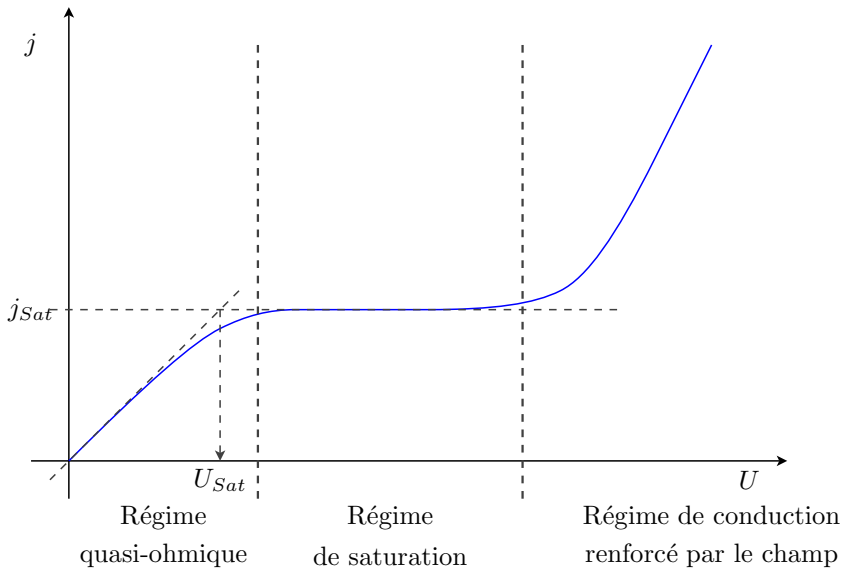


Figure 2.9 – Densité de courant en fonction du potentiel électrique pour un liquide diélectrique et détermination de la densité de courant de saturation j_{Sat} et de la tension de saturation U_{Sat}.

Un nombre de conduction inférieur à 1 est caractéristique d'un régime de saturation dans lequel le phénomène de recombinaison peut être négligé et le courant atteint une valeur de saturation.

Régime de conduction

La figure 2.9 présente les trois régimes associés à ce mécanisme de création de charges, le régime quasi-ohmique, le régime de saturation et le régime de dissociation renforcée par le champ. Ces différents régimes ont des profils de champ et de densité de charges différents représentés qualitativement à la figure 2.10. Les champs issus de la résolution du modèle de Thomson sont présentés en annexe B.

Pendant le régime quasi-ohmique, l'équilibre thermodynamique de dissociation/recombinaison n'est pas perturbé par le champ électrique et la densité de courant suit la loi d'Ohm. Le champ est uniforme dans le volume sauf près des électrodes à cause des couches d'hétérocharges (cf. figure 2.10). En effet, en présence d'un champ électrique, les charges vont se répartir le long des électrodes et créer une densité volumique de charges non nulle sur une épaisseur donnée. Pour une configuration d'électrodes parallèles planes, Antonio Ramos [ram2011] calcule l'épaisseur de ces couches. λ_+ (λ_-) est l'épaisseur de la couche d'hétérocharges près de l'électrode positive (négative) et est constituée de charges négatives (positives).

$$\lambda_\pm = \frac{b_\pm E_0}{K_R n_{eq}} = \frac{D}{C_O}\frac{b_\pm}{b_+ + b_-} \tag{2.4.11}$$

Où E_0 est le champ moyen dans le volume. L'épaisseur de la couche des charges négatives est proportionnelle à la mobilité des charges positives et inversement.

Lorsque le régime de saturation est atteint, les couches d'hétérocharges se rejoignent et occupent tout le volume (cf. figure 2.10)

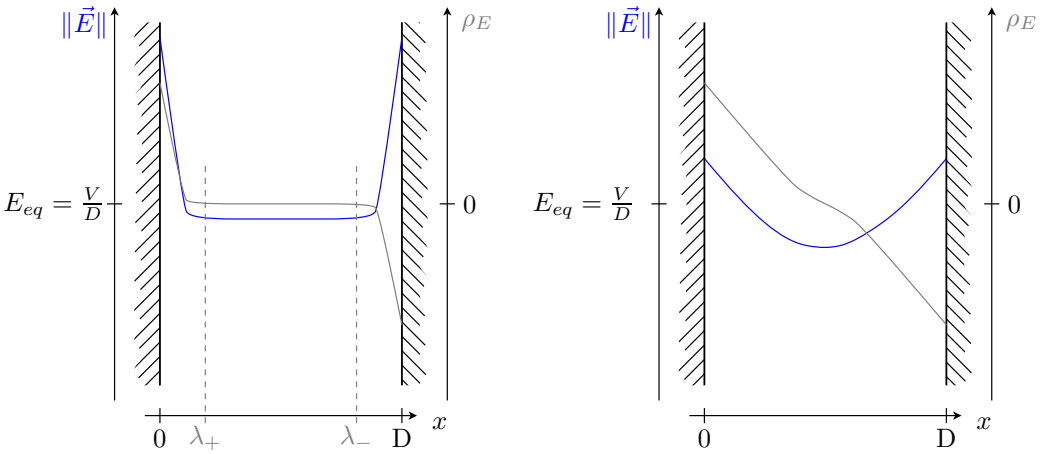


Figure 2.10 – Profil de densité des charges et allure du champ entre deux électrodes planes parallèles et infinies, à droite régime quasi-ohmique, à gauche régime de saturation.

2.5 Conclusions

Ce chapitre a permis d'éclairer le cadre théorique associé au mot EHD. On trouvera deux types de forces se développant dans un milieu diphasique liquide vapeur :

— des forces de Coulomb essentiellement localisées dans le liquide. elles sont dues à la présence de charges libres pouvant être produites par divers mécanismes en fonction du niveau du champ appliqué. L'interaction fluide électrodes semble être déterminante pour le type de régime de génération de charges ;

— des forces de polarisation principalement dominées par le terme diélectrophorétique à l'interface. La composante normale est liée au saut de permittivité entre les phases tandis que la composante tangentielle dépend de la capacité de l'interface à se charger.

Ces forces peuvent aboutir à diverses situations de couplage :

(i) entre le champ de vitesse dans le liquide et la répartition des charges. Cependant, si le terme d'advection des charges est négligeable sur la valeur du courant, il est possible de raisonner dans la situation où l'électrostatique impose au fluide un champ de forces extérieures de type électrique.

(ii) la courbure de interface, la répartition des phases joue sur le champ électrique qui influence la force s'exerçant sur l'interface. Cette situation sera très diverse en fonction de la configuration des électrodes

(iii) dans une situation de transferts thermiques, la dépendance des propriétés électriques à la température comme la permittivité du liquide et les mobilités des charges peut sensiblement modifier la configuration électrostatique et vice-versa.

L'EHD comprend donc des situations complexes dans le sens où de nombreux mécanismes et couplages entre mécanismes sont à l'oeuvre et qu'il est donc précieux de posséder des expériences de référence, où une partie de la physique est balisée, comme l'est l'expérience de Pellat pour l'EHD afin de trier les effets à l'oeuvre dans des expériences où l'on rajoute en plus le transfert thermique.

Partie II

Étude de l'effet d'un champ sur une interface liquide-vapeur

Depuis la mise en évidence des effets diélectrophorétiques par Pellat [pel1895], jusqu'à la démonstration récente du lien entre la force diélectrophorétique et les effets d'électromouillage [jon2002 ; jon2004], l'expérience de Pellat sert de référence pour l'étude des forces associées à la présence d'un champ électrique agissant sur une interface. Elle consiste en l'observation de la montée du liquide entre deux électrodes planes verticales. Dans le contexte de systèmes diphasiques à pompage capillaire, elle possède en outre l'avantage de rejoindre la configuration de l'expérience de Jurin lorsque la distance inter électrodes est réduite à une longueur inférieure à la longueur capillaire du fluide. Ainsi, en réduisant la distance inter électrodes, la configuration de Pellat permet de mettre en oeuvre des situations où les effets EHD pourront être associés aux effets liés à la courbure de l'interface. D'autre part, il est possible en chauffant intégralement ou partiellement les électrodes de se placer dans des conditions opératoires très proches de ce que l'on a dans les rainures et dans la structure poreuse d'évaporateurs capillaires. Ainsi, au-delà de l'intérêt académique des situations physiques que l'on pourra étudier, la configuration expérimentale de Pellat permettra l'étude de situations de vaporisation concrètement liées au cadre applicatif.

La figure 2.11 schématise le dispositif expérimental mis en place. Deux électrodes planes sont placées verticalement dans une enceinte régulée en température. Cette enceinte est remplie d'un fluide pur à l'état diphasique. L'extrémité inférieure des électrodes est immergée dans la phase liquide. Lorsqu'une différence de potentiel est appliquée, le liquide monte entre les électrodes sous l'effet des forces électrostatiques. La mesure de la hauteur du liquide permet de quantifier la résultante de la force EHD sur la colonne de liquide. Le haut des électrodes peut être chauffé pour appliquer un flux de chaleur dont la majeure partie atteindra la ligne triple par conduction à travers les électrodes. Sous l'effet du flux de chaleur, le liquide entre les électrodes se vaporise et la vapeur se condense principalement sur les parois de l'enceinte.

Les mesures de la hauteur de liquide entre les électrodes seront complétées par des visualisations par caméra rapide de l'interface. Ceci nous permettra d'obtenir une information détaillée sur son comportement local (dynamique, structure, forme) et d'observer les effets au niveau de la ligne triple. Dans le cas des situations de vaporisation, des mesures du rayonnement infrarouge seront réalisées afin d'obtenir une information sur le champ de température des parois et la répartition des transferts de chaleur.

Cette deuxième partie du manuscrit regroupe l'ensemble des travaux expérimentaux en lien avec un fluide sous forme diphasique. Elle est organisée en trois chapitres. Le premier étudie une interface sous champ dans des conditions quasi isothermes, c'est-à-dire que les électrodes ne sont pas chauffées. Le second présente les travaux dans les situations de vaporisation. L'analyse des résultats à partir de diverses modélisations sera réalisée dans un troisième chapitre.

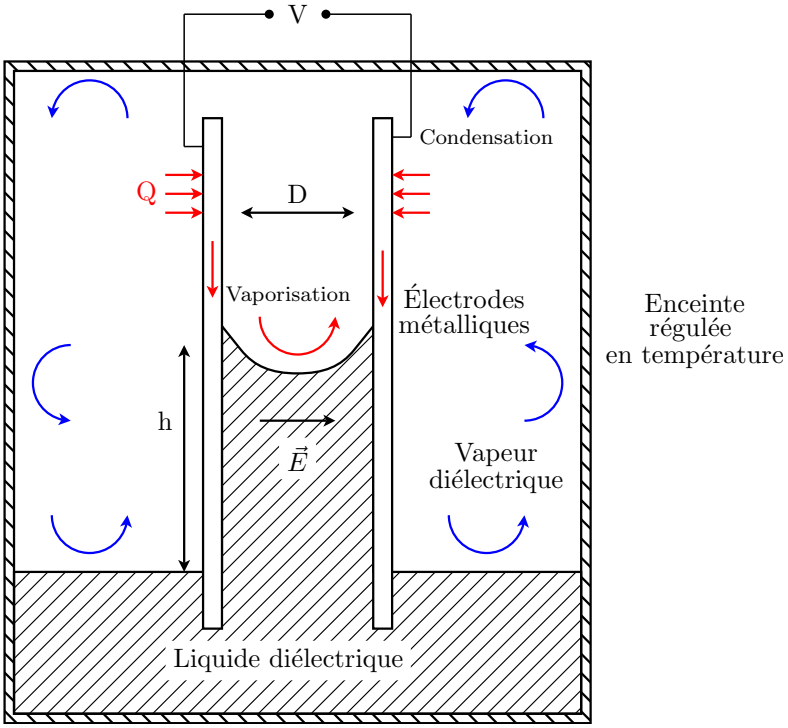


Figure 2.11 – Schéma de principe de l'expérience de Pellat en environnement liquide vapeur couplée avec vaporisation de l'interface.

Chapitre

3

Configuration quasi isotherme

3.1 Dispositif expérimental . . . 39
3.1.1 La cellule de test . . . 39
3.1.2 L'enceinte thermostatée . . . 40
3.1.3 L'instrumentation, la procédure, les incertitudes et la répétabilité . 41
3.2 Les fluides . . . 47
3.2.1 Caractérisation courant-tension . . . 47
3.2.2 Influence de la température sur les propriétés . . . 49
3.3 Résultats en tension continue . . . 51
3.3.1 Dépendance à la température . . . 54
3.3.2 Effet du confinement . . . 56
3.3.3 Étude qualitative de la forme de l'interface . . . 58
3.4 Résultats pour une tension sinusoïdale . . . 58
3.5 Conclusion . . . 65

Dans ce chapitre, nous présenterons le dispositif expérimental utilisé pour étudier l'effet du champ sur une interface liquide vapeur dans une configuration capillaire. Puis nous présenterons les résultats obtenus pour une configuration quasi isotherme, d'abord pour un champ continu puis pour un champ alternatif. Nous nous intéresserons aux effets globaux pour quantifier la force totale sur la colonne de liquide, mais aussi aux effets locaux sur l'interface. L'analyse des résultats se fera dans le chapitre 5.

3.1 Dispositif expérimental

3.1.1 La cellule de test

Les électrodes sont faites d'un dépôt d'Indium Tin Oxide (ITO) sur une lamelle en verre. Il s'agit d'un oxyde d'étain et d'indium, qui a la propriété d'être transparent dans le visible et conducteur électrique. Cela permet d'observer l'interface sous n'importe quel angle. La figure 3.1 montre une électrode sur son support isolant (POM-C).

Les lamelles de verre sont achetées avec le dépôt d'ITO auprès d'un fournisseur anglais (VisionTek Systems Ltd). Elles sont carrées de 50 mm de côté pour 1,1 mm d'épaisseur. La

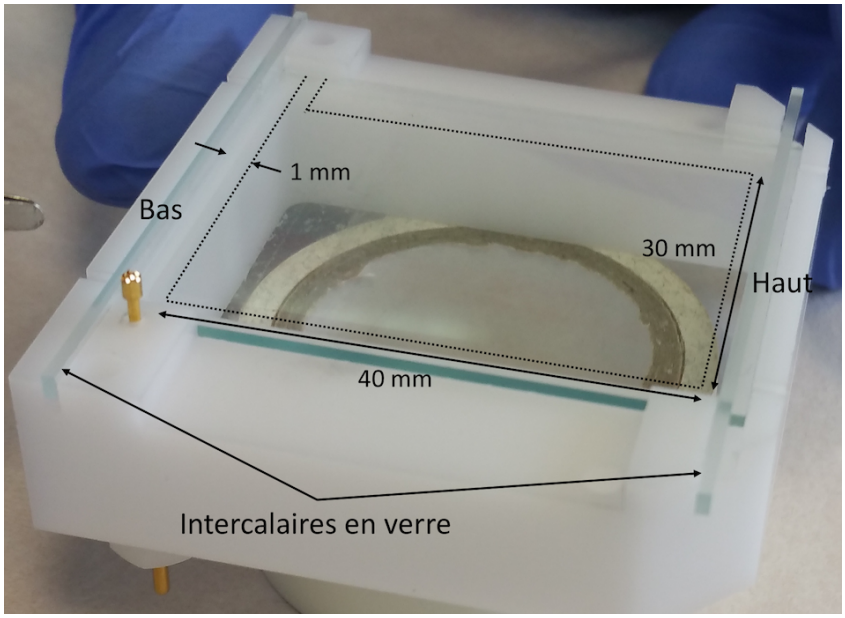


Figure 3.1 – Électrode posée sur son support isolant. La forme du dépôt d'ITO est matérialisée sur la figure à l'aide des pointillés noirs.

résistivité du dépôt d'ITO est de 12 Ω/carré. Les lamelles sont redécoupées en rectangle de 40 mm par 50 mm pour pouvoir rentrer dans l'enceinte. L'excédent d'ITO est enlevé par photolithographie pour obtenir la forme souhaitée. Au final, la surface conductrice fait 40 mm de haut pour 30 mm de large. En bas à gauche de chaque électrode, le dépôt se poursuit par une languette de 2 mm de large pour réaliser le contact électrique avec la pointe de touche qui amène la haute tension. Une goutte d'indium est déposée sur la languette pour améliorer le contact électrique entre la pointe de touche et le dépôt d'ITO. Cela permet d'éviter les micro claquages au niveau de la connexion.

La distance entre les électrodes peut être modifiée à l'aide d'intercalaires en verre de : 1 ; 2 et 3 mm qui mesurent : 1,02 mm ; 2,03 mm et 3,02 mm ± 0,01 mm. Ils sont placés en bas et en haut des électrodes à 1 mm du dépôt d'ITO. Le parallélisme est assuré à ± 0,02 mm. Il est contrôlé en vérifiant l'horizontalité de l'interface entre les électrodes lorsqu'une différence de potentiel est appliquée. Si l'interface est horizontale comme sur la photo de la figure 3.2, cela signifie que le champ est uniforme et que les électrodes sont parallèles.

Le générateur de haute tension est constitué d'un module haute tension qui peut générer au maximum une tension de 30 kV pour une intensité de 300 µA. Le boitier de contrôle possède une interface avec un ordinateur qui permet d'appliquer une tension tout en enregistrant sa valeur et celle du courant délivré. Une résistance de protection de 20 MΩ est placée entre la masse et l'électrode négative pour limiter le courant.

3.1.2 L'enceinte thermostatée

La cellule de test placée dans une enceinte étanche et régulée en température est présentée sur la figure 3.3. Celle-ci est constituée d'une double couche en verre de 200 mm de long pour un diamètre intérieur de 80 mm. Elle est fermée à chaque extrémité par une bride en acier inoxydable. Une des extrémités supporte un hublot en saphir pour observer l'interface dans le visible et dans l'infrarouge. L'autre extrémité sert de passage étanche pour les câbles haute tension et les thermocouples. Sur cette bride, sont également fixés la conduite de remplissage

Figure 3.2 – L'horizontalité de l'interface est utilisée pour contrôler le parallélisme des électrodes. La caméra est réglée pour faire la mise au point sur l'interface au niveau du réglet, à cet endroit les effets de bords sont négligeables.

et le support de la cellule de test. Pour des raisons de sécurité, la pression à l'intérieur de l'enceinte ne devra pas dépasser 2 bar.

Le bain thermostaté utilisé pour réguler la température de l'enceinte est un RE ECO SILVER 420. Il est rempli d'une huile de silicone transparente. En pratique, en prenant en compte les gammes de températures des différents éléments et les pertes thermiques, la température à l'intérieur de l'enceinte peut-être modulée entre et −5 °C et 107 °C.

Pour avoir des conditions d'observation optimales, la cellule de test est placée au plus près du hublot en saphir. Il existe deux orientations possibles pour observer l'interface, soit selon la tranche, soit à travers les électrodes.

3.1.3 L'instrumentation, la procédure, les incertitudes et la répétabilité

La mesure de la température du fluide est assurée par deux thermocouples de type K placés dans chacune des phases. Ils mesurent la température avec une incertitude de ± 0,1 °C. Un capteur de pression absolue positionné sur le tuyau de remplissage permet de mesurer la pression dans l'enceinte. Il s'agit d'un capteur de la marque Keller®, le PAA-33X. Sa plage de mesure s'étend de 0 à 10 bar. Son incertitude de mesure est de 0,05 % de la pleine échelle, soit 5 mbar.

Le potentiel est appliqué par palier de 0,25 kV toutes les 20 s pour éviter les pics de courant et les claquages. Pour les distances de 1 et 2 mm la position de l'interface est mesurée tous les 0,5 kV et tous les 1 kV pour une distance inter électrodes de 3 mm. Les mesures de la tension et du courant se font par le module haute tension. Pour la tension, l'incertitude sur la mesure est de ±0,01 kV, pour le courant elle est de ±0,01 µA.

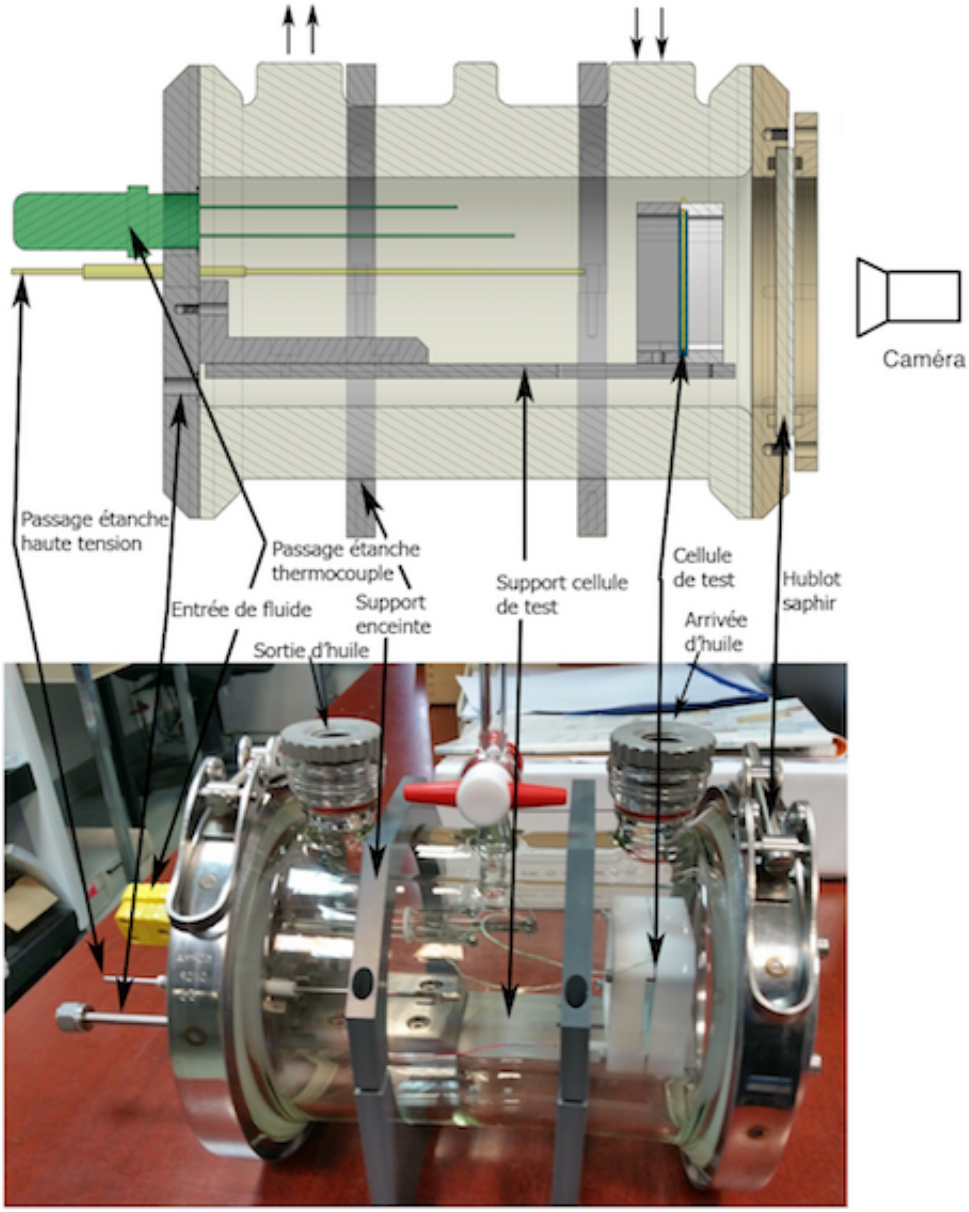


Figure 3.3 – Schéma en coupe et photo de l'enceinte en verre avec ses principaux constituants.

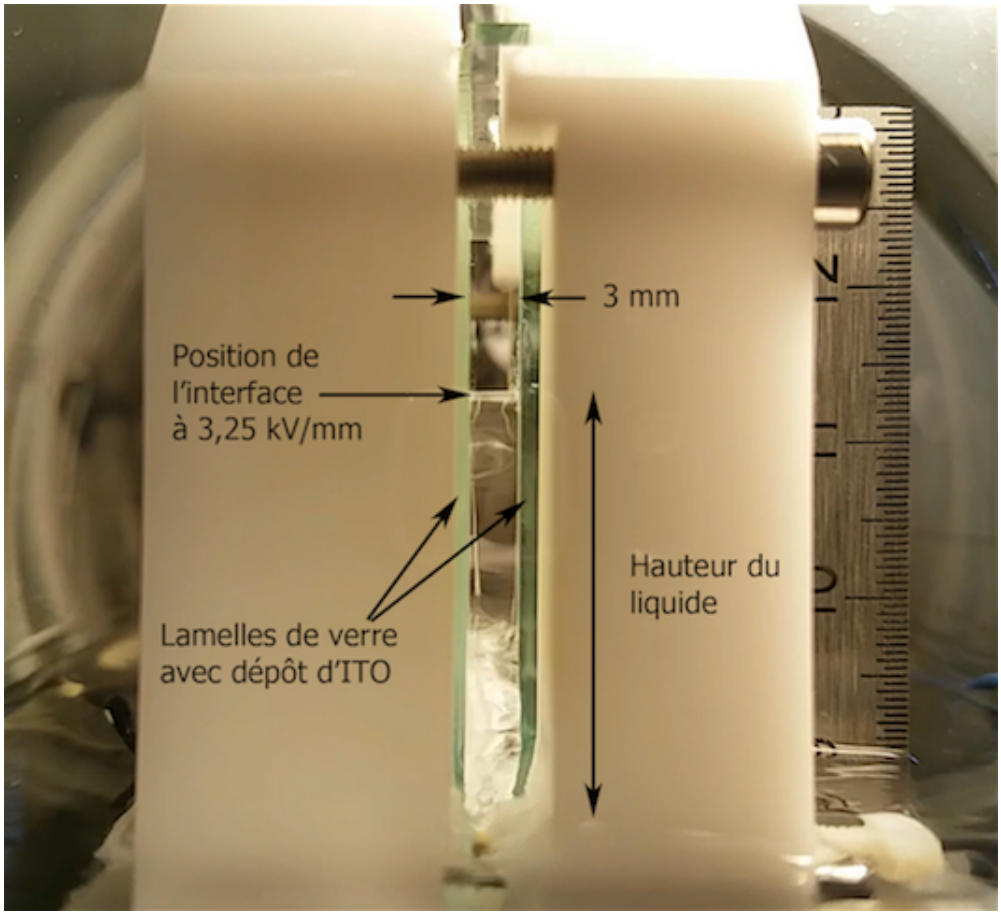


Figure 3.4 – Photographie du profil de l'interface entre les électrodes avec les principaux éléments. Le réglet à droite sert de référence pour mesurer la hauteur du liquide. Le cas présenté ici est pour du HFE-7000 à 40 °C, pour une distance inter électrodes 3 mm et un champ électrique de 3,25 kV/mm.

La position et la dynamique de l'interface sont enregistrées à l'aide d'une caméra rapide. Il s'agit du modèle FASTCAM SA3 120K de chez Photron®. Une lentille grossissante x12 est montée sur l'objectif de la caméra. La résolution ainsi obtenue est de 35 px/mm, soit 29 µm par pixel. La fréquence d'enregistrement de la caméra est de 4000 img/s. Pour avoir suffisamment de luminosité, l'interface est éclairée à l'aide d'un spot.

Pour pouvoir avoir une référence sur la hauteur, un réglet gradué tous les 0,5 mm est placé dans l'enceinte à droite de la cellule de test. À titre d'exemple, la figure 3.4 montre une photo de la hauteur du liquide entre les électrodes pour du HFE-7000, à 40 °C, pour un champ de 3,25 kV/mm et une distance inter électrodes de 3 mm. Comme la résolution et le zoom de la caméra ne permettent pas de voir la position de l'interface et le réglet en même temps, l'enceinte a été montée sur une potence qui permet de faire des déplacements horizontaux et verticaux. Dans un premier temps, la caméra est réglée pour faire la mise au point sur le réglet et l'interface entre les électrodes. Puis, la caméra est centrée sur le réglet en translatant l'enceinte horizontalement. Quelques images sont enregistrées pour servir de référence et pouvoir noter la position de l'interface. L'interface est ramenée dans le champ d'observation de la caméra, sa position est enregistrée pour chaque valeur de potentiel. Si l'interface sort du champ d'observation de la caméra, elle est repositionnée au centre en déplaçant l'enceinte

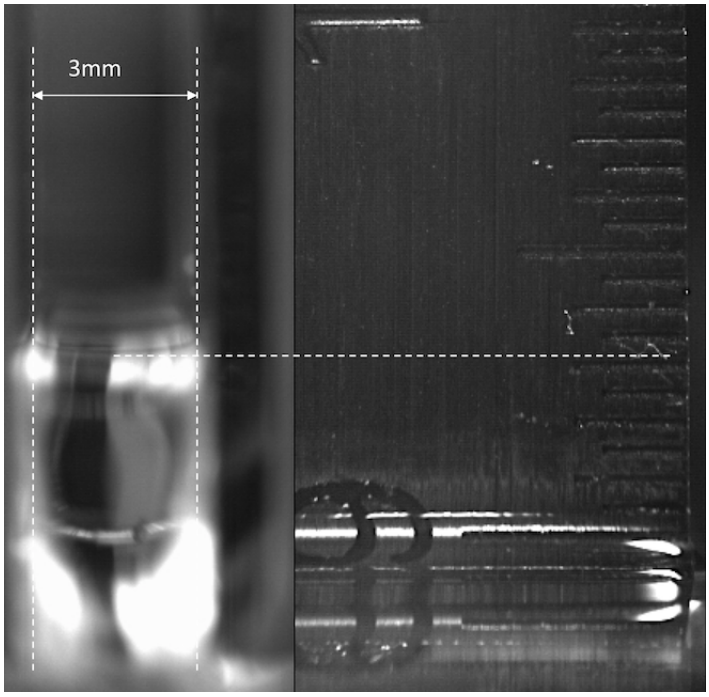


Figure 3.5 – Lecture de la position relative de l'interface, ici la position moyenne est relevée à 93 mm.

verticalement, il faut alors enregistrer une nouvelle référence sur la position du réglet. La figure 3.5 présente une photo de l'interface entre les électrodes et une photo du réglet mises côte à côte pour pouvoir relever la position de l'interface.

Il peut y avoir des départs de bulles dans l'enceinte, liés par exemple à l'effet Joule au niveau des pointes de touche ou à des réactions chimiques à cause d'impuretés résiduelles présentent dans l'enceinte. La photo de la figure 3.6 illustre à quel point les bulles peuvent perturber l'interface. Le graphique présenté sur la figure 3.7 montre la dispersion de la position de l'interface liée à la présence de bulles dans l'enceinte pour un cas représentatif. La position relative moyenne de l'interface est à 111,32 mm et l'écart type est de 0,7 mm pour 100 images. Le minimum est à 109 mm et le maximum à 113 mm. Les oscillations de l'interface liées aux bulles entraînent une incertitude de ±2 mm sur la position de l'interface.

Un test de reproductibilité a été effectué pour le HFE-7000 à 40 °C pour une distance inter électrodes de 3 mm. Pour ce test, le potentiel a été monté à 10 kV puis redescendu à 0 kV deux fois. Chaque palier (0 et 10 kV) a été maintenu pendant 10 minutes pour vérifier la stabilité du système. La figure 3.8 présente l'évolution temporelle de la hauteur du liquide et du potentiel. Lors de ce test, il n'y avait pas de bulles dans l'enceinte. Les mesures sont reproductibles sur la hauteur. Pour chaque valeur du potentiel, les quatre mesures de la hauteur se superposent à 0,5 mm près, ce qui correspond à l'incertitude de mesure. La figure 3.9 montre l'évolution du courant pour la même expérience. Au fur et à mesure que le temps avance, le courant chute et tend vers une valeur limite. Cette évolution ne semble pas corrélée avec la valeur du potentiel. Cela peut être lié aux effets de conduction électrique dans le liquide. Il faudrait attendre d'avoir atteint l'état stationnaire pour mesurer le courant et s'assurer de la reproductibilité sur les mesures du courant.

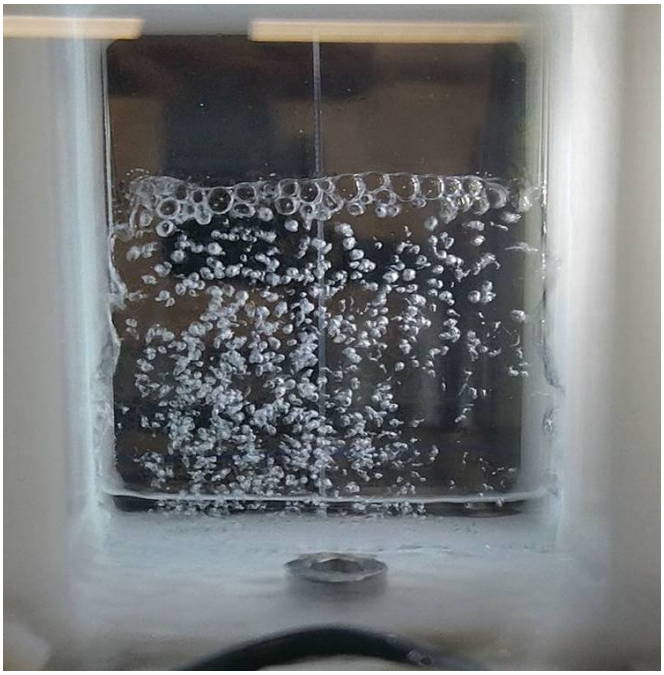


Figure 3.6 – La présence de bulles liées à l'effet Joule entre les électrodes perturbe la mesure de la position de l'interface.

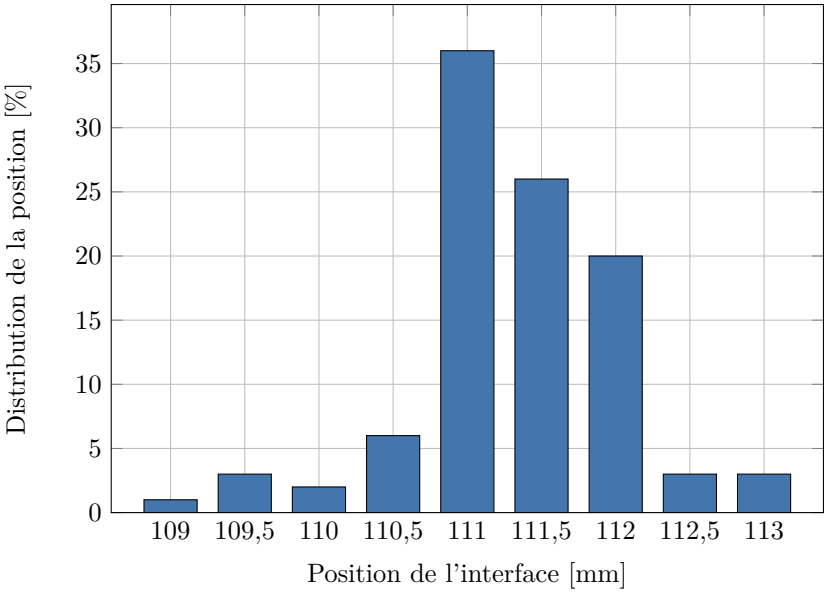


Figure 3.7 – Distribution de la position relative de l'interface pour du HFE-7000 à 50 °C, pour une différence de potentiel de 4,64 kV et une distance inter électrodes de 1 mm.

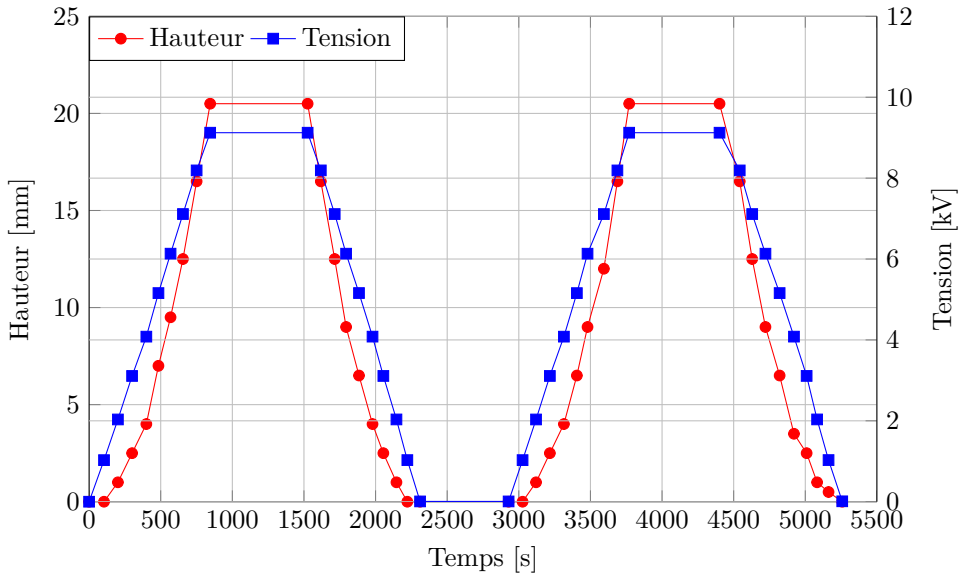


Figure 3.8 – Évolution temporelle de la hauteur et du potentiel lors du test de reproductibilité mené pour du HFE-7000 à 40 °C et une distance inter électrodes de 3 mm.

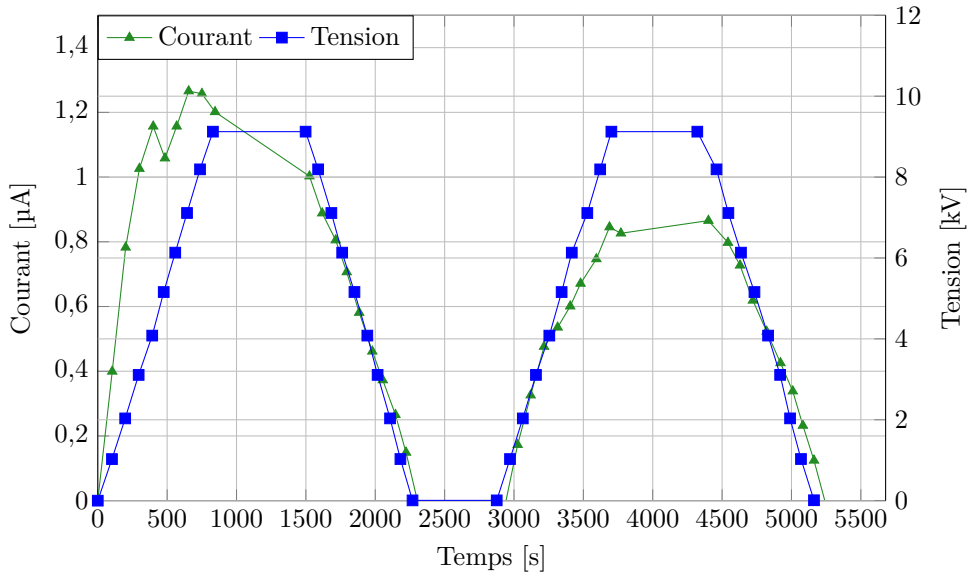


Figure 3.9 – Évolution temporelle du courant et du potentiel lors du test de reproductibilité mené pour du HFE-7000 à 40 °C et une distance inter électrodes de 3 mm.

Table 3.1 – Propriétés des HFE données par le fournisseur (3M) à 25 °C.

	HFE-7000	HFE-7100	HFE-7300
Température d'ébullition à P_{atm} [°C]	34	61	98
Température critique [°C]	165	195	243
Pression critique [MPa]	2,48	2,23	1,88
Masse molaire [g/mol]	200	250	350
Masse volumique [kg/m^3]	1400	1510	1660
Tension de surface [N/m]	$12{,}4 \times 10^{-3}$	$13{,}6 \times 10^{-3}$	15×10^{-3}
Viscosité cinématique [m^2/s]	$0{,}32 \times 10^{-6}$	$0{,}38 \times 10^{-6}$	$0{,}71 \times 10^{-6}$
Permittivité relative [] à 1 kHz	7,4	7,4	6,1
Résistivité électrique [Ω m]	1×10^6	1×10^6	1×10^9

3.2 Les fluides

Le choix des fluides de test s'est porté sur trois fluides de type HydroFluoroEther : HFE-7000 ; HFE-7100 et HFE-7300 de chez 3M Novec®. En effet, ce sont des fluides frigorigènes de dernière génération qui sont destinés à remplacer les hydrochlorofluorocarbones (HFC). D'autre part, le HFE-7100 a déjà été testé par Darabi et al. [dar2001] ; [dar2003] et [dar2005] et Kano et al. [kan2013] pour des applications de couplage de systèmes diphasiques avec de l'EHD. Leurs propriétés physiques sont présentées dans le tableau 3.1. Pour pouvoir valider l'influence des propriétés électriques, deux fluides (HFE-7000 et HFE-7100) avec les mêmes propriétés ont été choisis. Le HFE-7300 possède des propriétés différentes, il a été choisi pour quantifier l'effet des propriétés électriques sur la force EHD.

Le fluide et l'enceinte sont systématiquement dégazés avant le remplissage. Le dégazage de l'enceinte se fait en tirant au vide avec une pompe mécanique. Celui du fluide se fait par ébullition sous basse pression. Une fois ces opérations effectuées, le robinet entre la bouteille de fluide et l'enceinte est ouvert pour transférer le fluide. Si la pression dans l'enceinte se met à diverger alors que la température de régulation est constante, cela veut dire que des incondensables sont en train d'être libérés dans l'enceinte. Il faut les évacuer à l'aide du robinet situé en haut de l'enceinte. Les mesures sont réalisées lorsque la pression de saturation est atteinte.

3.2.1 Caractérisation courant-tension

Il est intéressant de tracer les caractéristiques courant/tension pour chacun des fluides pour pouvoir déterminer expérimentalement les régimes de conduction des liquides ainsi que certaines propriétés des fluides, notamment la conductivité et la mobilité moyenne des charges. Le dispositif expérimental utilisé est celui présenté précédemment, sauf que cette fois-ci les électrodes sont totalement immergées dans le liquide. De même, la procédure expérimentale pour appliquer la tension est identique.

La figure 3.10 présente les résultats obtenus pour la densité de courant en fonction de la tension pour chaque HFE et pour différentes températures. Pour chacun des trois fluides, on observe trois régimes différents. Pour les faibles tensions, la densité de courant croît linéairement, il s'agit du régime ohmique. Puis pour les isothermes les plus élevées, le régime de saturation est atteint pour les fortes valeurs de tension et la densité de courant atteint

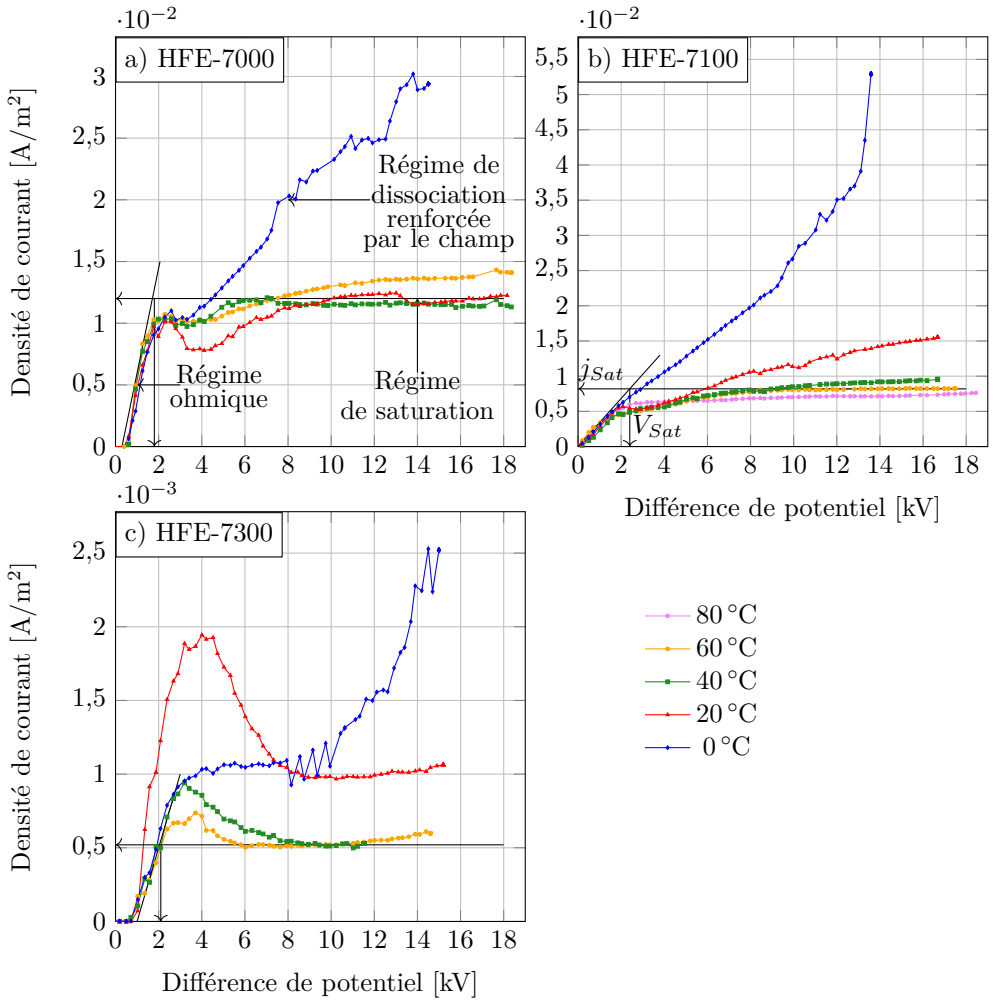


Figure 3.10 – Courbes caractéristiques courant/tension à différentes températures.

une valeur limite. Pour les très basses températures, le champ électrique vient renforcer le phénomène de dissociation-recombinaison de sorte que la densité de courant croît de nouveau linéairement pour les forts potentiels avec une pente d'autant plus importante que la température est basse.

Dans le régime de saturation et pour la configuration d'électrodes de l'expérience, il est possible [TOB2006] d'exprimer la valeur limite atteinte par la densité de courant j_{sat} (3.2.1) en fonction de la conductivité du liquide σ, la permittivité du fluide ε, la mobilité moyenne des charges dans le liquide b et la distance inter électrodes D :

$$j_{Sat} = \frac{\sigma^2 D}{\varepsilon b} \tag{3.2.1}$$

On peut aussi en déduire la tension V_{sat} (3.2.2) telle que $j_{sat} = j_{ohm}$ c'est à dire la tension définie au point d'intersection entre l'asymptote de saturation et le régime ohmique :

$$V_{sat} = \frac{\sigma D^2}{2\varepsilon b} \tag{3.2.2}$$

Table 3.2 – Valeurs de saturation et propriétés électriques calculées expérimentalement.

	HFE-7000	HFE-7100	HFE-7300
Tension de saturation [kV]	1,8	2,4	2,1
Densité de courant de saturation [A/m^2]	$1{,}2 \times 10^{-2}$	$8{,}2 \times 10^{-3}$	$5{,}2 \times 10^{-4}$
Conductivité électrique (à 40 °C) [S m^{-1}]	$9{,}7 \times 10^{-9}$	$5{,}2 \times 10^{-9}$	$3{,}7 \times 10^{-10}$
Mobilité moyenne (à 40 °C) [m^2/Vs]	$3{,}8 \times 10^{-7}$	$1{,}5 \times 10^{-7}$	$1{,}5 \times 10^{-8}$
Densité de charge (à 40 °C) n_{eq} [/m^3]	$1{,}29 \times 10^{-2}$	$1{,}74 \times 10^{-2}$	$1{,}25 \times 10^{-2}$
Conductivité électrique (3M) [S m^{-1}]	1×10^{-6}	1×10^{-6}	1×10^{-9}

Ainsi, à partir des valeurs moyennes de tension et de courant de saturation relevées expérimentalement, la conductivité du liquide et la mobilité moyenne des charges peuvent être calculées pour une température donnée. Le tableau 3.2 regroupe les valeurs de saturation relevées à 40 °C. En comparant les conductivités électriques du fournisseur et celles calculées à partir des nos données, les ordres de grandeur sont les mêmes pour le HFE-7300. Par contre, pour le HFE-7000 et le HFE-7100 il y a environ deux ordres de grandeur d'écart entre la valeur de la conductivité donnée par le fournisseur et celle mesurée. Le fournisseur donne la conductivité dans le régime ohmique, ici la conductivité mesurée est celle du régime de saturation, cela peut expliquer les écarts constatés. Si ces résultats ne permettent pas de caractériser rigoureusement les propriétés électriques des fluides, ils fournissent un ordre de grandeur notamment des mobilités.

3.2.2 Influence de la température sur les propriétés

La figure 3.11 présente l'évolution de la pression de saturation à partir des corrélations fournies par 3M. La limite en pression que peut supporter mécaniquement l'enceinte fixe la température de travail maximale pour chacun des fluides : 57 °C pour le HFE-7000 ; 84 °C pour le HFE-7100 et 121 °C pour le HFE-7300.

On trouve dans la littérature des données supplémentaires pour la phase liquide, notamment Rausch et al. [rau2015] ont déterminé expérimentalement, la masse volumique, la tension superficielle et la viscosité cinématique de différents HFE en fonction de la température. Concernant la masse volumique, les deux jeux de données sont équivalents. Pour la viscosité et la tension superficielle, nous présenterons les résultats associés à Rausch et al. Les corrélations en fonction de la température sont regroupées dans le tableau 3.3.

Pour déterminer la dépendance à la température de la permittivité, nous proposons d'utiliser le modèle de Clausius-Mossotti [dur1953] (3.2.3) qui lie la permittivité relative ε_r en fonction de la masse volumique ρ, où M est la masse molaire :

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2}\frac{M}{\rho} = cste \tag{3.2.3}$$

Cette relation a été établie pour des fluides non-polaires (permittivité relative inférieure à 2). La validité de cette expression est discutable pour ces fluides, mais elle permet d'évaluer l'ordre de grandeur de variation de la permittivité relative sur le domaine de température exploré à partir de la valeur de référence donnée à 25 °C par le fournisseur. Les figures 3.12 et 3.13 présentent respectivement l'évolution de la masse volumique et de la permittivité en fonction de la température. On notera des variations de l'ordre de 15 à 20 % autour

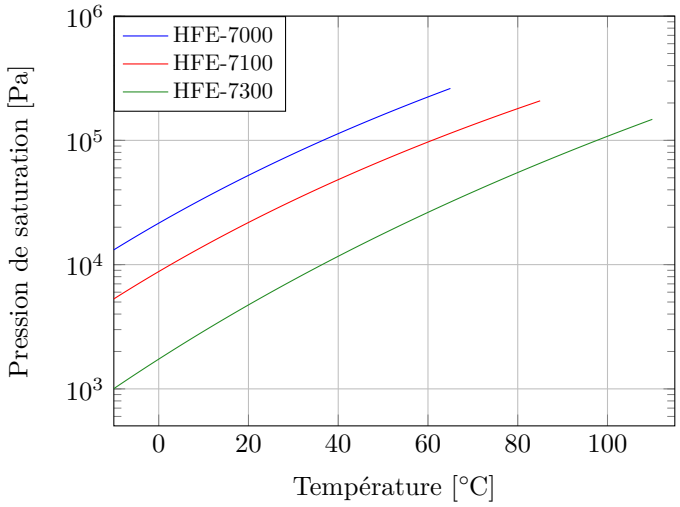


Figure 3.11 – Variation de la pression de saturation des HFE en fonction de la température, par 3M.

Table 3.3 – Propriétés des HFE données par le fournisseur (3M) et la littérature [RAU2015].

	HFE-7000
Masse volumique [kg/m^3]	$1472,6 - 2,88 \cdot T(°\mathrm{C})$
Pression de saturation [Pa]	$\exp\left[22,978 - \frac{3548,6}{T(\mathrm{K})}\right]$
Viscosité cinématique [mm^2/s]	$114,05 \cdot \exp\left[-\frac{1789,54}{T(\mathrm{K})} - 0,010228 \cdot T(\mathrm{K}) + \frac{279155}{T(\mathrm{K})^2}\right]$
	HFE-7100
Masse volumique [kg/m^3]	$1538,3 - 2,269 \cdot T(°\mathrm{C})$
Pression de saturation [Pa]	$133,322 \cdot \exp\left[22,415 - \frac{3641,9}{T(\mathrm{K})}\right]$
Viscosité cinématique [mm^2/s]	$85,44 \cdot \exp\left[-\frac{1859,59}{T(\mathrm{K})} - 0,009152 \cdot T(\mathrm{K}) + \frac{332097}{T(\mathrm{K})^2}\right]$
	HFE-7300
Masse volumique [kg/m^3]	$1716,2 - 2,4 \cdot T(°\mathrm{C})$
Pression de saturation [Pa]	$\exp\left[21,151057 - \frac{6504,623709}{T(°\mathrm{C})+350}\right]$
Viscosité cinématique [mm^2/s]	$129,19 \cdot \exp\left[-\frac{1719,29}{T(\mathrm{K})} - 0,010018 \cdot T(\mathrm{K}) + \frac{311765}{T(\mathrm{K})^2}\right]$

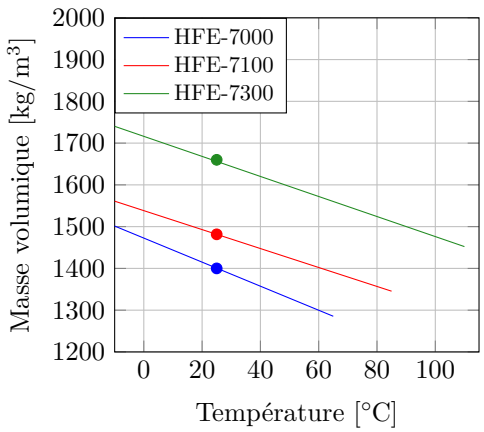


Figure 3.12 – Variation de la masse volumique en fonction de la température, par 3M.

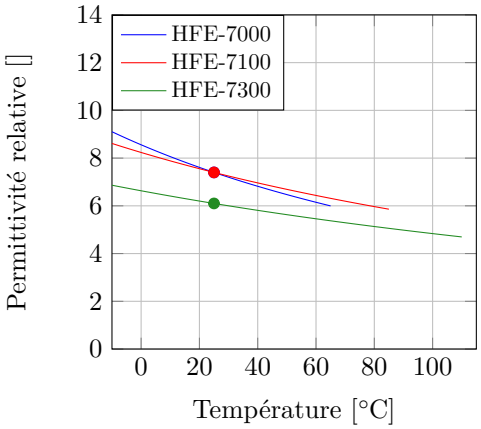


Figure 3.13 – Variation de la permittivité relative en fonction de la température. Les points sont les données de 3M à 25 °C.

de la valeur de référence pour la masse volumique et de l'ordre de 30 % à 40 % pour la permittivité.

Pour relier la mobilité à la température, nous nous baserons sur la loi de Walden (3.2.4) qui relie la mobilité à la viscosité dynamique et le point de référence issu du calcul de la mobilité moyenne à partir des caractéristiques courant/tension :

$$b = \frac{e}{6\pi\mu(T)a} = \frac{b_{ref}\mu(T_{ref})}{\mu(T)} \tag{3.2.4}$$

Les figures 3.14 et 3.15 présentent respectivement l'évolution de la viscosité cinématique et de la mobilité moyenne en fonction de la température. La viscosité varie d'un facteur compris entre 2,5 et 4 sur cette gamme de température. On retrouve les mêmes ordres de grandeur sur la mobilité pour le facteur multiplicateur. La température a donc un effet majeur sur les mobilités des charges.

3.3 Résultats en tension continue

La figure 3.16 présente l'ensemble des mesures pour les trois fluides et les trois distances inter électrodes. Sept isothermes comprises entre 0 et 100 °C ont été parcourues pour le HFE-7000, neuf pour le HFE-7100 et dix pour le HFE-7300. Cela représente environ 900 points de mesure.

Pour pouvoir quantifier la force électrique qui s'applique sur le fluide, la hauteur est transformée en une pression hydrostatique à l'aide des données fournisseurs sur la masse volumique. La figure 3.17 présente l'évolution de la pression hydrostatique en fonction du potentiel pour l'ensemble des résultats obtenus.

La figure 3.18 présente l'évolution de la pression hydrostatique du HFE-7000 en fonction du potentiel, pour les trois distances inter électrodes. La température de l'enceinte est fixée à 40 °C. Pour chaque distance, la hauteur de la colonne de liquide et la pression hydrostatique sont proportionnelles au carré du potentiel. Cela vient de l'action de la force diélectrophorétique et sera présenté plus en détail dans la section 5.2.

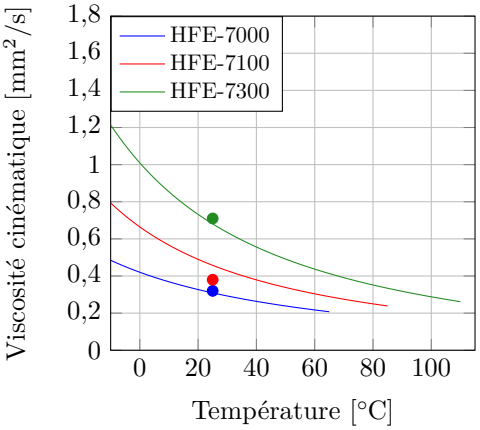


Figure 3.14 – Variation de la viscosité cinématique en fonction de la température [RAU2015]. Les points sont les données de 3M à 25 °C.

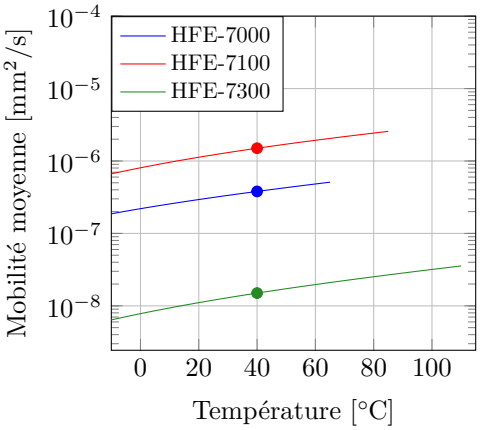


Figure 3.15 – Variation de la mobilité moyenne en fonction de la température. Les points sont les données de 3M à 25 °C.

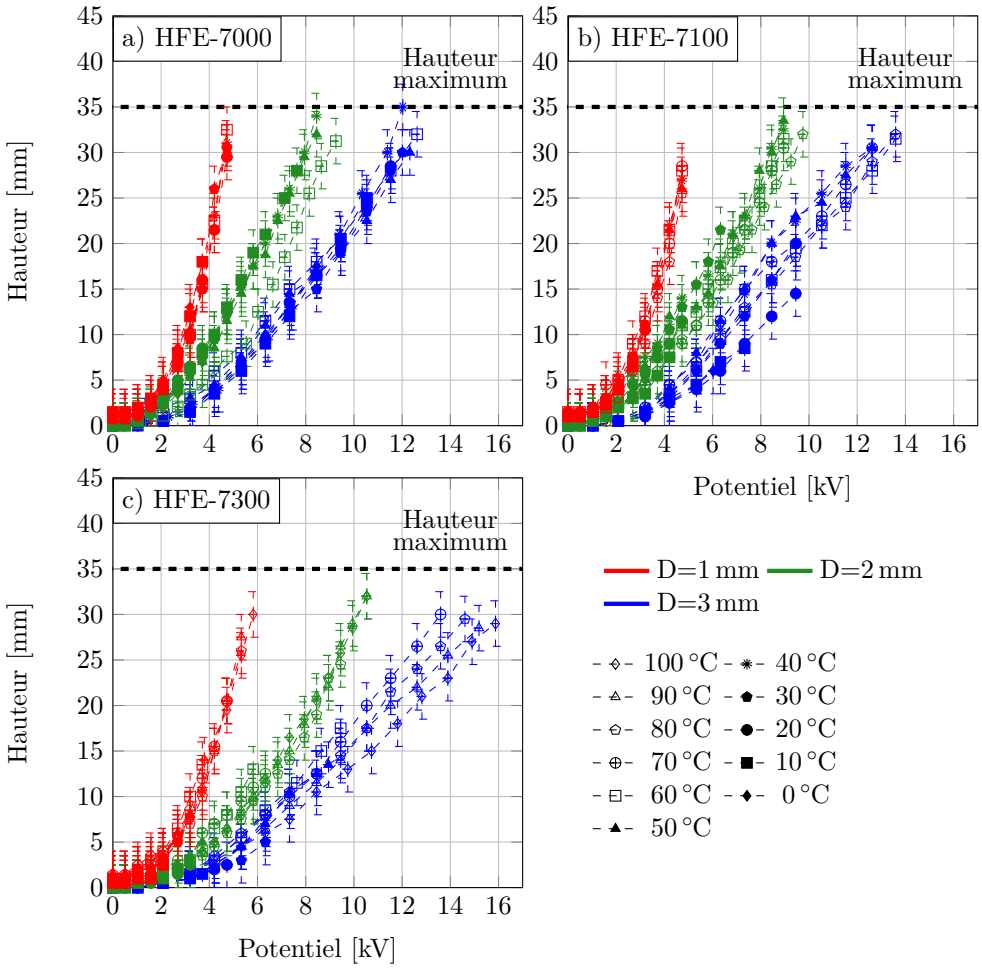


Figure 3.16 – Ensemble des hauteurs obtenues pour les trois fluides et les trois distances inter électrodes en fonction du potentiel.

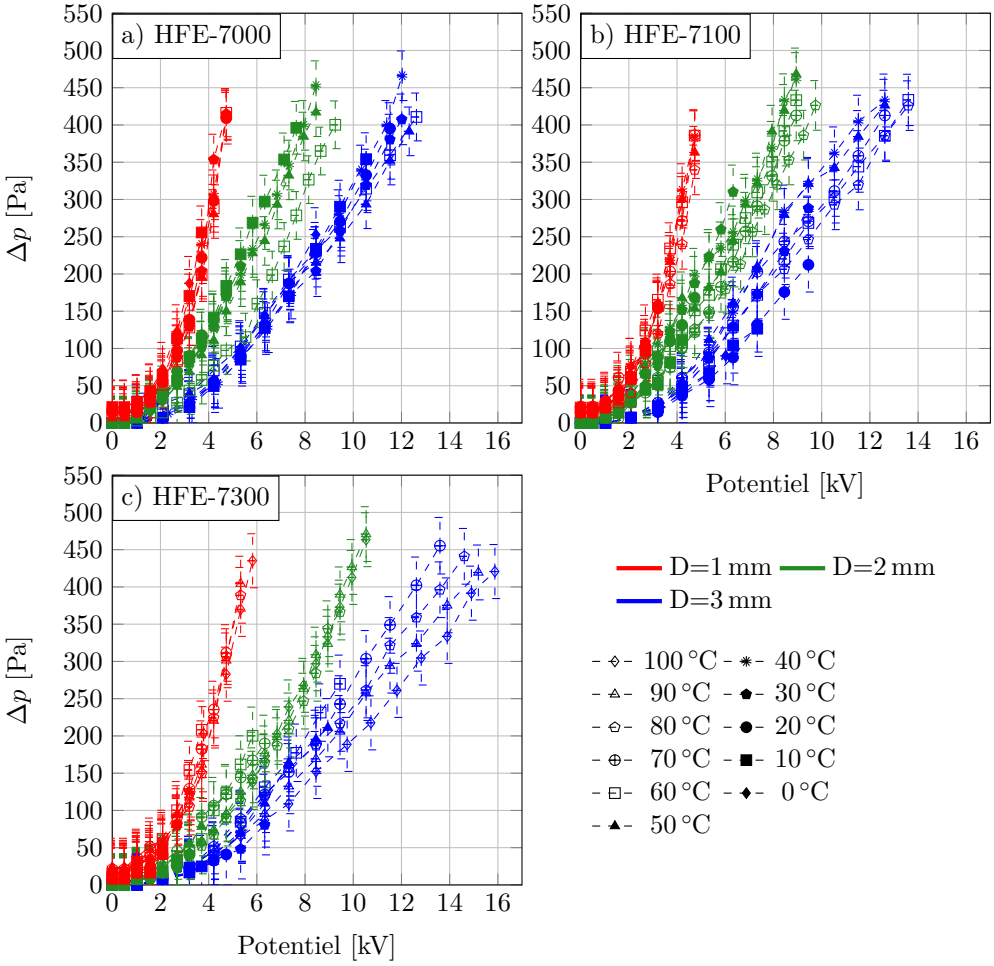


Figure 3.17 – Ensemble des résultats obtenus exprimés en pression hydrostatique pour les trois fluides et les trois distances inter électrodes en fonction du potentiel.

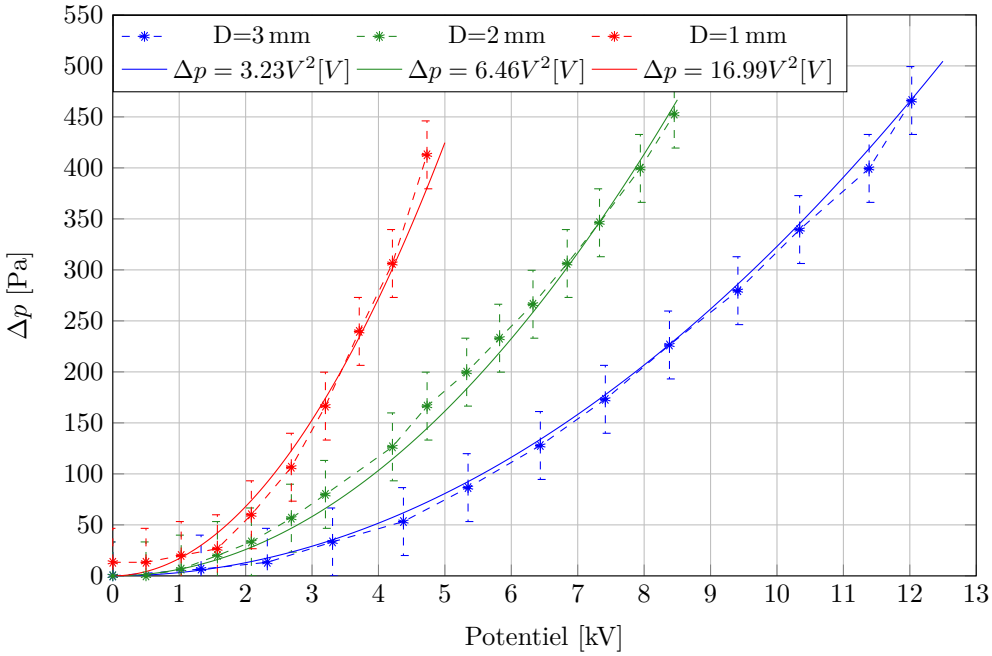


Figure 3.18 – Évolution de la pression différentielle générée à l'interface en fonction du champ pour du HFE-7000 à 40 °C et différentes distances inter électrodes.

3.3.1 Dépendance à la température

La figure 3.19 présente l'évolution de la pression générée par le champ électrique en fonction de la température pour différentes valeurs du champ électrique. La distance inter électrodes est de 3 mm. Les effets du champ ne sont significatifs que pour les champs supérieurs à 1 kV/mm. Pour le HFE-7000, à partir de 3 kV/mm, la température semble avoir une influence sur le saut de pression. Celui-ci diminue lorsque la température augmente : pour un champ de 3,49 kV/mm, il passe de 354 Pa à 10 °C à 314 Pa à 60 °C. Pour le HFE-7100, le saut de pression passe par un maximum entre 40 °C et 50 °C pour les valeurs du champ inférieures à 3 kV/mm. Au-delà, le saut de pression décroit avec la température. Pour un champ de 3,49 kV/mm, il passe de 361 Pa à 40 °C à 293 Pa à 80 °C. Pour ces deux fluides, cela représente des variations de l'ordre de 15 %. Le comportement du HFE-7300 est similaire, le maximum semble se situer autour de 60 °C. À 3,49 kV/mm, le saut de pression passe de 300 Pa à 70 °C à 200 Pa à 100 °C, soit de variations d'environ 33 %.

Au final, deux effets significatifs associés à la température sont à noter :

— lorsque la température augmente, pour une même valeur du champ, la pression diminue, cette diminution peut probablement être corrélée à la diminution de la permittivité avec l'élévation de la température,

— les résultats à basse température sont très fortement limités par le fait que l'on atteint la tension de claquage dans la vapeur à basse pression. Ici c'est donc le fluide le plus volatil des trois (HFE-7000) qui semble le plus adapté aux applications basses températures, à 20 °C la pression de saturation du HFE-7000 est de 400 Pa, alors que pour le HFE-7100 elle est de 100 Pa et qu'elle est inférieure à 50 Pa pour le HFE-7300.

Des tests de claquage ont été menés pour compléter les données. Pour éviter de détériorer les électrodes en ITO, ils ont été réalisés avec des électrodes en acier inoxydable, dont les

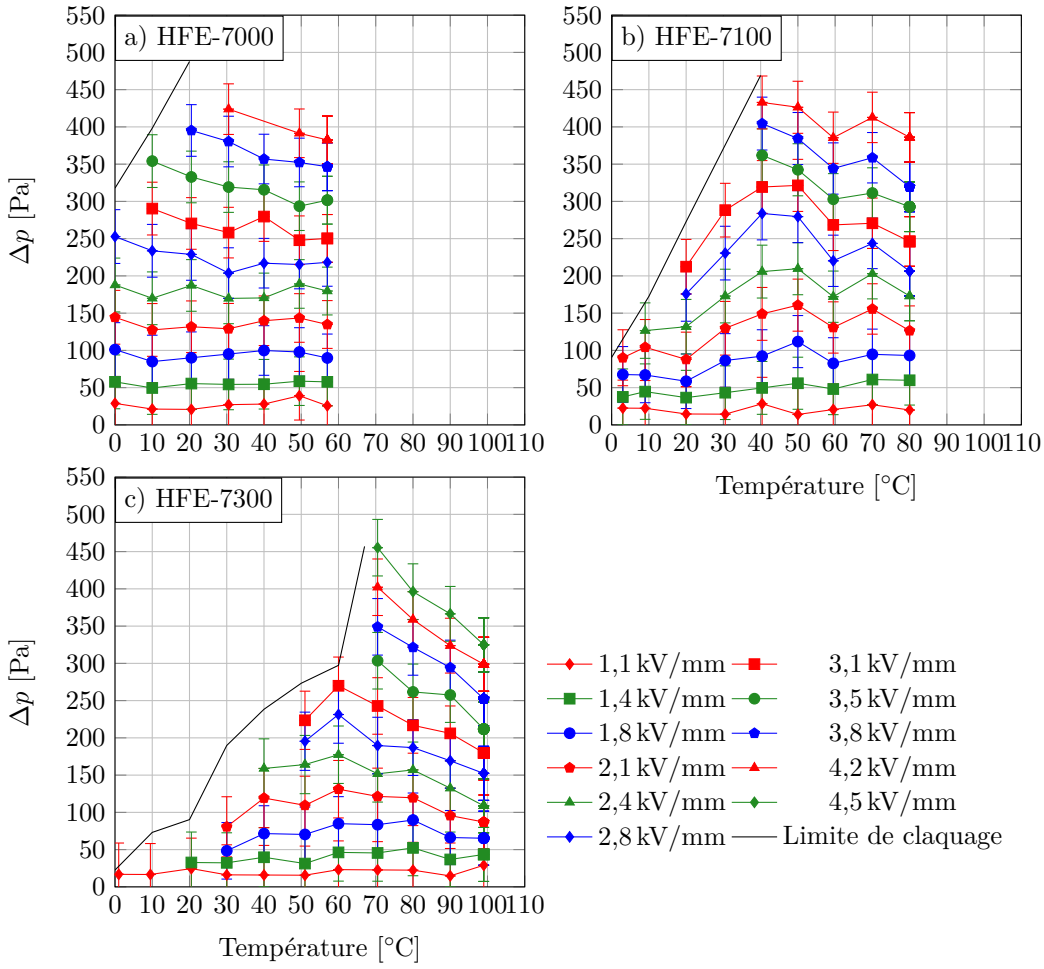


Figure 3.19 – Évolution de la pression hydrostatique pour différentes températures pour les trois HFE.

Table 3.4 – Coefficients (en Pa/kV/mm) de la loi de régression qui décrit la pression hydrostatique Δp en fonction du carré du champ $\vec{E}$ (enkV/mm).

	HFE-7000	HFE-7100	HFE-7300
D=1 mm	18,75	17,19	14
D=2 mm	25	25	17
D=3 mm	26,56	26,56	20,3

Table 3.5 – Longueur capillaire l_c pour les trois HFE, à 25 °C.

	HFE-7000	HFE-7100	HFE-7300
$L_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho_{liq} g}}$ [mm]	0,9502	0,9582	0,9598

arêtes ont été arrondies pour éviter les effets de pointes. La distance inter électrodes est fixée à 3 mm. Un fil est soudé en face arrière des électrodes pour amener la haute tension. Les tests ont été réalisés pour les différents HFE. Pour la gamme de température de travail, on se trouve dans la zone linéaire de la courbe de Paschen.

3.3.2 Effet du confinement

La figure 3.20 présente l'évolution de la pression hydrostatique en fonction du champ pour les trois HFE à différentes températures et pour différentes distances inter-électrodes (1 mm en rouge ; 2 mm en vert et 3 mm en bleu). Comme vue précédemment, la pression dépend du carré du champ électrique. Le tableau 3.4, regroupe les valeurs des coefficients pour les neuf cas possibles.

Pour le HFE-7000, pour une distance de 2 mm et 3 mm, les pressions se superposent. Pour une distance inter-électrodes de 1 mm, les effets capillaires ne sont plus négligeables (cf. le tableau 3.5) et ils génèrent un saut de pression d'environ 13 Pa, c'est pourquoi la pression générée n'est plus nulle lorsque le champ est nul. Mais cet effet est négligé dans un premier temps pour calculer la régression. Dès 2 kV/mm, le saut de pression ne suit plus la même tendance que pour les distances précédentes et croît beaucoup moins vite. La pression est plus faible pour une distance de 1 mm que pour les autres distances, quelle que soit la valeur du champ. À 4,7 kV/mm, le saut de pression relevé est de 412 Pa, cette valeur de pression est atteinte aux alentours de 4 kV/mm pour les autres distances.

Pour du HFE-7100, pour les distances de 2 et 3 mm la pression suit la même tendance et évolue en fonction du carré du champ. À 1 mm, le comportement est le même que pour le HFE-7000 et à 4,7 kV/mm, la pression est de 385 Pa.

Pour du HFE-7300 à 3 mm et 2 mm, à 5 kV/mm, la pression hydrostatique est d'environ 420 Pa. Pour 1 mm, à 4,1 kV/mm, la pression expérimentale est de 220 Pa.

Pour les trois fluides, les écarts ne sont significatifs que pour la distance de 1 mm. L'écoulement du liquide entre les électrodes crée un phénomène de pertes de charge. Elles sont plus importantes pour les faibles distances inter électrodes et pourraient expliquer l'écart à 1 mm.

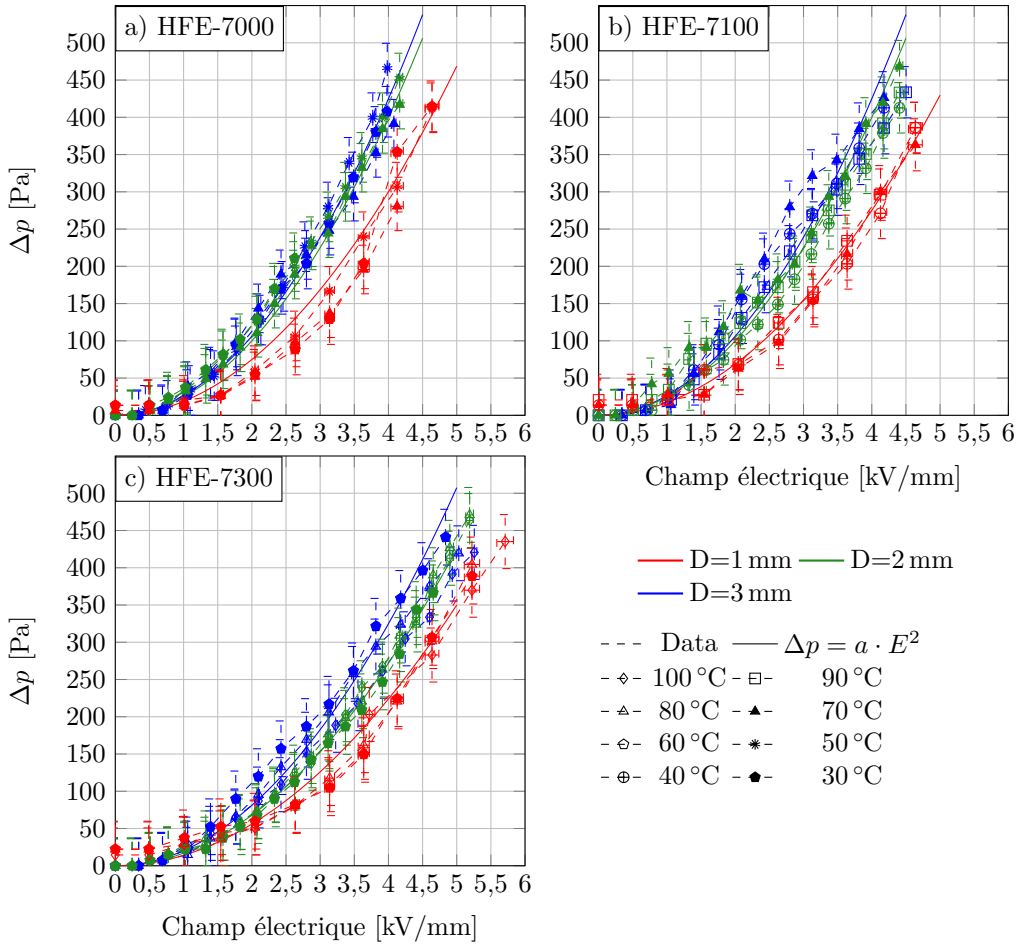


Figure 3.20 – Évolution de la pression différentielle générée à l'interface en fonction du champ à différentes températures.

3.3.3 Étude qualitative de la forme de l'interface

Influence du champ sur la forme de l'interface

La figure 3.21 présente l'évolution de la forme de l'interface pour différentes valeurs du champ électrique, pour du HFE-7000 à 40 °C et une distance inter électrodes de 3 mm. Le potentiel positif est appliqué à l'électrode de droite. Pour un champ nul, l'interface est légèrement cylindrique du fait de la mouillabilité et de la tension de surface. Pour un champ inférieur à 1,44 kV/mm, le profil reste symétrique. À partir de 1,44 kV/mm, l'interface devient dissymétrique. La position la plus basse de l'interface n'est plus centrée entre les électrodes, elle est plus près de l'électrode négative. La ligne triple est plus haute d'environ 2 mm sur l'électrode positive que sur l'électrode négative. Ceci suggère un effet associé à la présence de charge dans le liquide, la dissymétrie provenant alors d'une différence entre la mobilité des ions positifs et négatifs. Cependant, pour un champ de 2,13 kV/mm, cet effet est atténué. La position la plus haute reste sur l'électrode positive, puis l'interface atteint très vite sa position minimale jusqu'à l'électrode de masse. Et finalement, à partir de 2,77 kV/mm, l'interface semble totalement plane.

La figure 3.22 présente l'évolution de la forme de l'interface pour différentes valeurs du champ électrique, pour du HFE-7100 dans les mêmes conditions que pour le HFE-7000. Son comportement est identique à celui du HFE-7000, mais la dissymétrie commence plus tôt, dès 0,69 kV/mm et elle est plus marquée à 2,09 kV/mm. Au delà, de 2,79 kV/mm, l'interface est de nouveau totalement plane.

À 40 °C, la tension de claquage dans la vapeur du HFE-7300 est de l'ordre de 2,5 kV/mm. Pour pouvoir observer l'influence du champ sur la forme de l'interface jusqu'à 2,7 kV/mm, il faut se placer à 70 °C. La figure 3.23 présente l'influence du champ sur l'interface liquide vapeur du HFE-7300 dans ces conditions. Le comportement de l'interface est le même que pour les autres fluides au début, avec une dissymétrie qui commence dès 0,69 kV/mm. L'interface reste ensuite dissymétrique, au moins jusqu'à 3,48 kV/mm.

Influence de la température sur la forme de l'interface

La figure 3.24 présente l'évolution de la forme de l'interface pour différentes températures, pour du HFE-7000 dans un champ faible de 1,06 kV/mm et une distance inter électrodes de 3 mm. Le potentiel positif est appliqué sur l'électrode de droite. Plus la température augmente, plus la dissymétrie de l'interface est prononcée. À 0 °C, l'interface est symétrique. Plus la température augmente, plus la ligne triple monte sur l'électrode positive et plus le minimum de l'interface se rapproche de l'électrode de masse.

Les figures 3.25 et 3.26 représentent l'évolution de la forme de l'interface pour différentes températures respectivement pour le HFE-7100 et le HFE-7300 dans les mêmes conditions que le HFE-7000. Les effets observés sont identiques, l'augmentation de la température rend le phénomène dissymétrique plus marqué. Pour le HFE-7100 à 80 °C, l'asymétrie est peu marquée et l'interface semble relativement plate. Pour le HFE-7300 à 100 °C, l'interface est très instable, probablement à cause de la présence de bulles et la forme de l'interface est difficile à déterminer.

3.4 Résultats pour une tension sinusoïdale

Influence de la fréquence sur le saut de pression à l'interface

La figure 3.27 présente l'évolution de la structure de l'interface en fonction de la fréquence pour du HFE-7000. La température dans l'enceinte est fixée à 40 °C, la distance inter électrodes est de 3 mm et la valeur du champ électrique efficace est de 2,35 kV/mm. En DC, l'interface est relativement stable avec parfois quelques cônes de liquide qui partent des électrodes

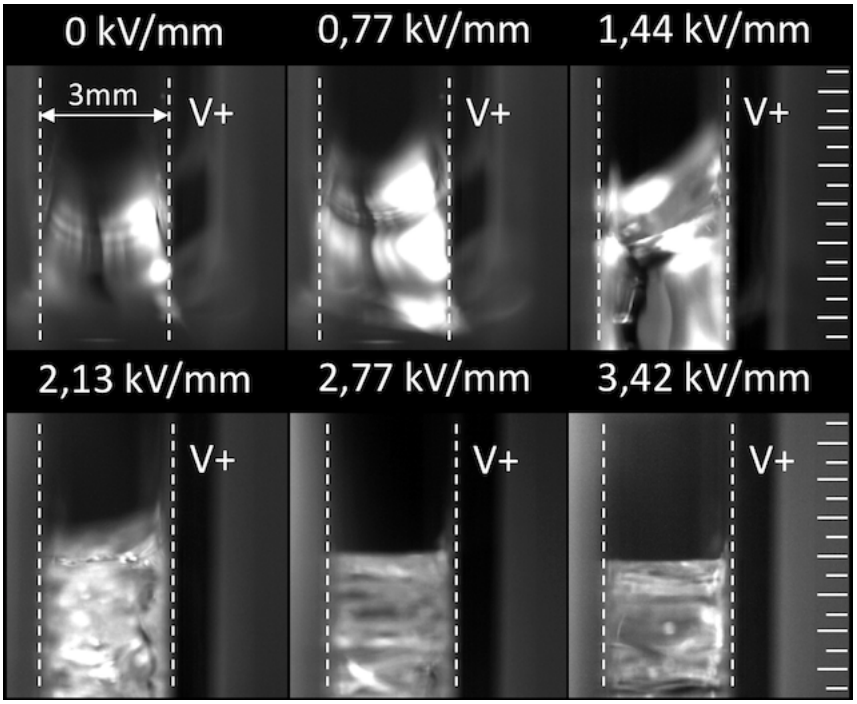


Figure 3.21 – Forme de l'interface du HFE-7000 à 40 °C pour différentes valeurs du champ électrique, la distance inter électrodes est de 3 mm. Le potentiel positif est appliqué sur l'électrode de droite. Les pointillés blancs délimitent la position des électrodes et une graduation tous les 0,5 mm a été ajoutée à droite.

au-dessus de la ligne triple. À 50 Hz, il existe une zone au-dessus de la colonne de liquide dans laquelle des gouttelettes et des filaments de liquide sont projetés en partant des électrodes. Ce phénomène existe aussi à 200 Hz mais est moins important. Au-delà, l'interface est très stable et il n'y a plus aucune perturbation. Pour le HFE-7100 et le HFE-7300, le comportement de l'interface est identique, mais la stabilisation avec la fréquence intervient dès 200 Hz.

La figure 3.28 présente l'évolution de la pression hydrostatique en fonction du champ électrique efficace pour différentes fréquences. La distance inter électrodes est fixée à 3 mm et la température de contrôle est fixée pour que la pression de saturation soit proche de la pression atmosphérique, soit : 40 °C pour le HFE-7000, 60 °C pour le HFE-7100 et 100 °C pour le HFE-7300. Pour les trois fluides, l'augmentation de la fréquence s'accompagne d'une diminution significative de la pression hydrostatique. Dans les trois cas, elle tend vers une valeur limite. Pour le HFE-7000, avec un signal continu la pression est de 173 Pa à 2,45 kV/mm. Au-delà de 200 Hz, la pression hydrostatique tend vers une valeur limite d'environ 95 Pa pour un champ de 2,57 kV/mm. Le tableau 3.6 regroupe les fréquences de relaxation $f_{relax.}$ calculées pour chaque fluide à partir du temps de Maxwell. Elle dépend de la conductivité σ et de la permittivité ε. Au-delà de cette fréquence, les charges sont immobilisées par le champ électrique. Il existe une fréquence de relaxation inférieure à 200 Hz. Au-delà de 50 Hz, le saut de pression est de 113 Pa pour un champ de 2,34 kV/mm. Le comportement du HFE-7100 est identique à celui du HFE-7000 mais l'atténuation est plus importante. Pour une tension continue, un champ électrique de 2,48 kV/mm donne un saut de pression de 172 Pa. Pour les mêmes valeurs de champ que le HFE-7000, à 50 Hz la pression à l'interface est de 82 Pa et pour les fréquences supérieures à 200 Hz, elle est de 69 Pa. Pour le HFE-7300, la fréquence de relaxation est d'environ 50 Hz. En effet, à 50 Hz et au-delà, la pression générée reste stable

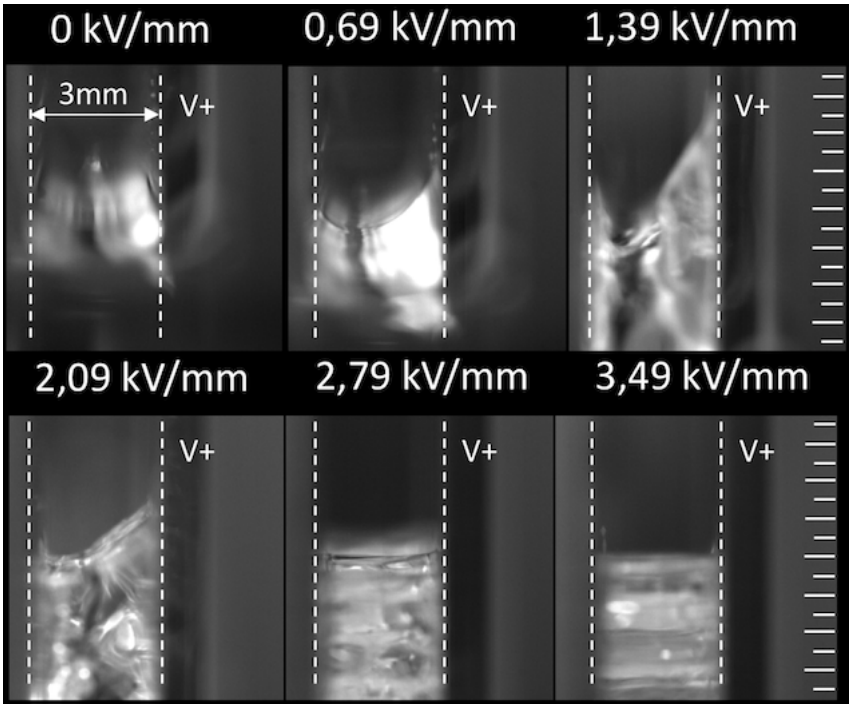


Figure 3.22 – Forme de l'interface du HFE-7100 à 40 °C pour différentes valeurs du champ électrique, la distance inter électrodes est de 3 mm. Le potentiel positif est appliqué sur l'électrode de droite. Les pointillés blancs délimitent la position des électrodes et une graduation tous les 0,5 mm a été ajoutée à droite.

Table 3.6 – Fréquence de relaxation $f_{relax.}$ pour les trois HFE.

	HFE-7000	HFE-7100	HFE-7300
$f_{relax.} = \frac{\sigma}{\varepsilon}$ [Hz]	148	79,4	68,5

autour de 73 Pa pour un champ de 2,34 kV/mm. Une des hypothèses pour expliquer la chute de hauteur lorsque la fréquence augmente est l'existence d'une double couche électronique qui agirait comme une capacité et réduirait le champ réellement appliqué aux bornes du liquide. Ce phénomène est présenté par Ramos [ram2011].

Influence de la fréquence sur la structure de l'interface

La figure 3.29 montre une photo d'un cône de Taylor [tay1964] en train de se développer. Sous l'action du champ électrique, des charges s'accumulent à l'interface liquide vapeur. La figure 3.31 présente les mécanismes de création des cônes de liquide. Sous l'effet de la répulsion électrique, ces charges vont déformer la surface de l'interface en forme de cône jusqu'à une valeur limite de densité de charge liée au champ électrique. Au-delà de cette valeur, un jet de liquide est expulsé du sommet du cône. Puis il se fractionne en gouttelettes (figure 3.30) qui vont rester en suspension dans la phase vapeur. Ces gouttelettes vont continuer à se déplacer dans le même sens que le cône de Taylor dans un premier temps. Puis, elles vont s'immobiliser et changer de direction. Si elles étaient électroneutres, elles ne subiraient pas l'effet du champ électrique sinusoïdal et ne changeraient pas de direction.

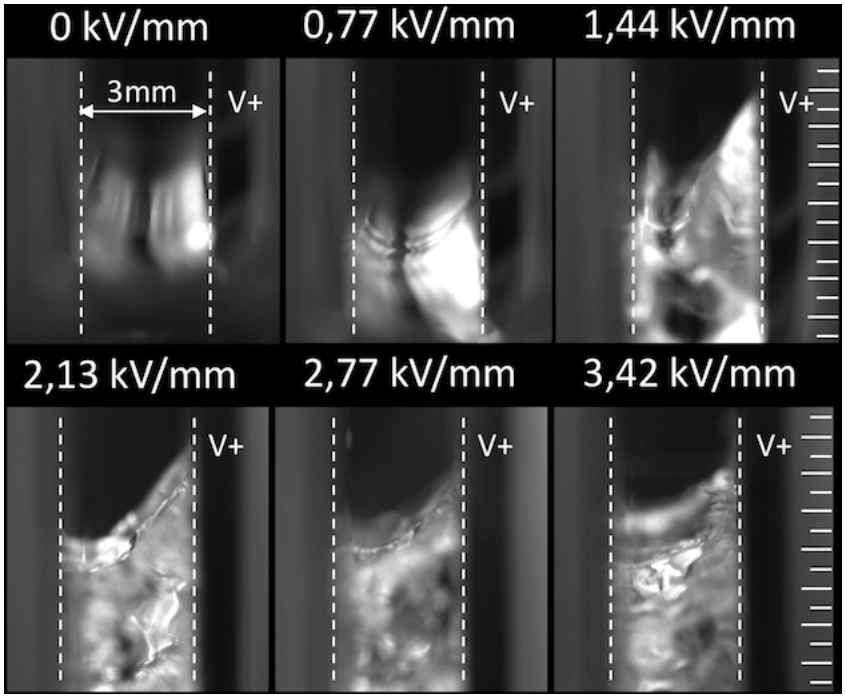


Figure 3.23 – Forme de l'interface du HFE-7300 à 70 °C pour différentes valeurs du champ électrique, la distance inter électrodes est de 3 mm. Le potentiel positif est appliqué sur l'électrode de droite. Les pointillés blancs délimitent la position des électrodes et une graduation tous les 0,5 mm a été ajoutée à droite.

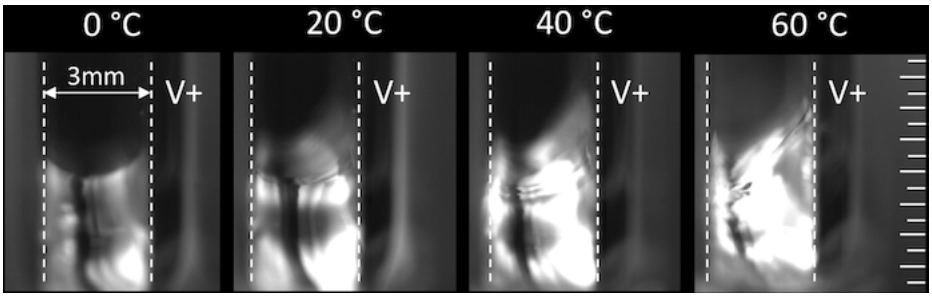


Figure 3.24 – Forme de l'interface du HFE-7000 dans un champ électrique de 1,06 kV/mm à différentes températures, la distance inter électrodes est de 3 mm. Le potentiel positif est appliqué sur l'électrode de droite. Les pointillés blancs délimitent la position des électrodes et une graduation tous les 0,5 mm a été ajoutée à droite.

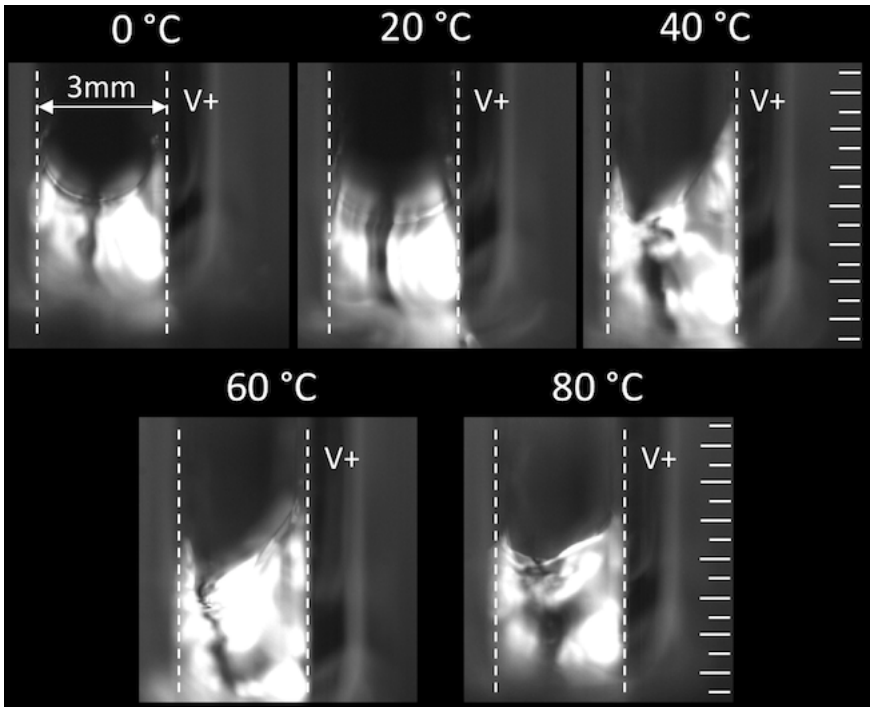


Figure 3.25 – Forme de l'interface du HFE-7100 dans un champ électrique de 1,06 kV/mm à différentes températures, la distance inter électrodes est de 3 mm. Le potentiel positif est appliqué sur l'électrode de droite.

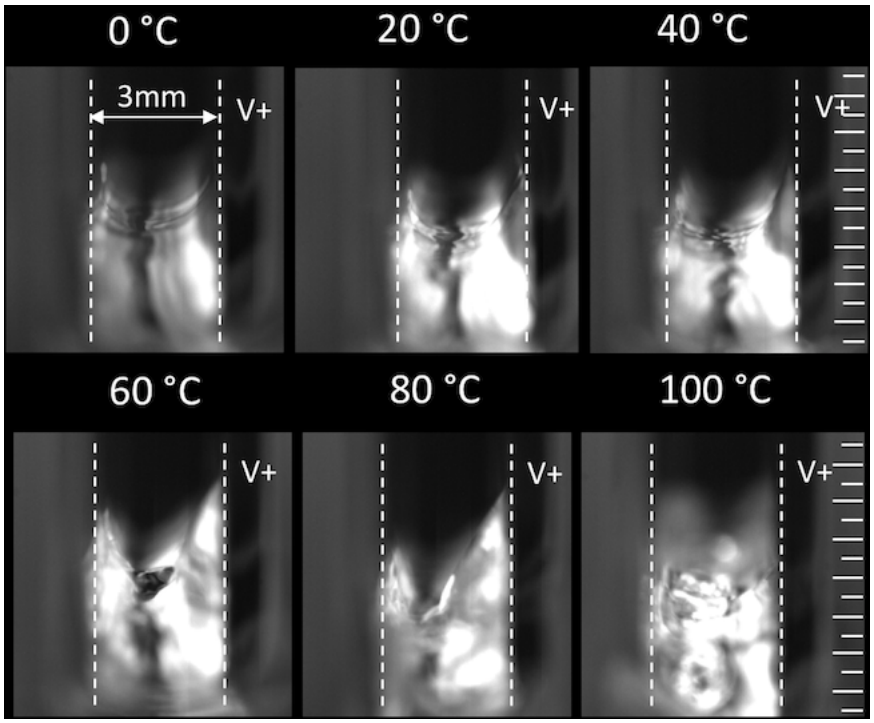


Figure 3.26 – Forme de l'interface du HFE-7300 dans un champ électrique de 1,06 kV/mm à différentes températures, la distance inter électrodes est de 3 mm. Les pointillés blancs délimitent la position des électrodes et une graduation tous les 0,5 mm a été ajoutée à droite.

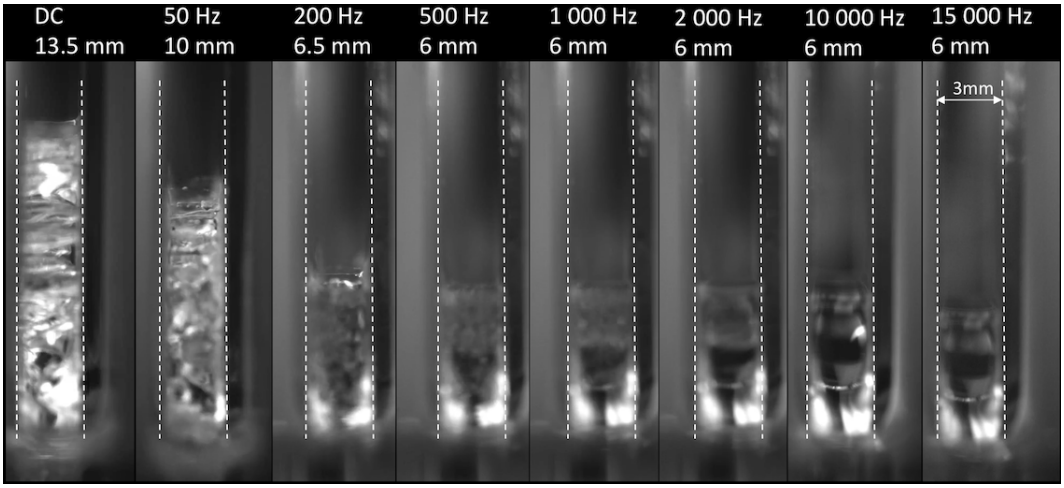


Figure 3.27 – Forme de l'interface du HFE-7000 dans un champ électrique efficace de 2,35 kV/mm à différentes fréquences. La hauteur moyenne du liquide est notée en haut. La distance inter électrodes est de 3 mm.

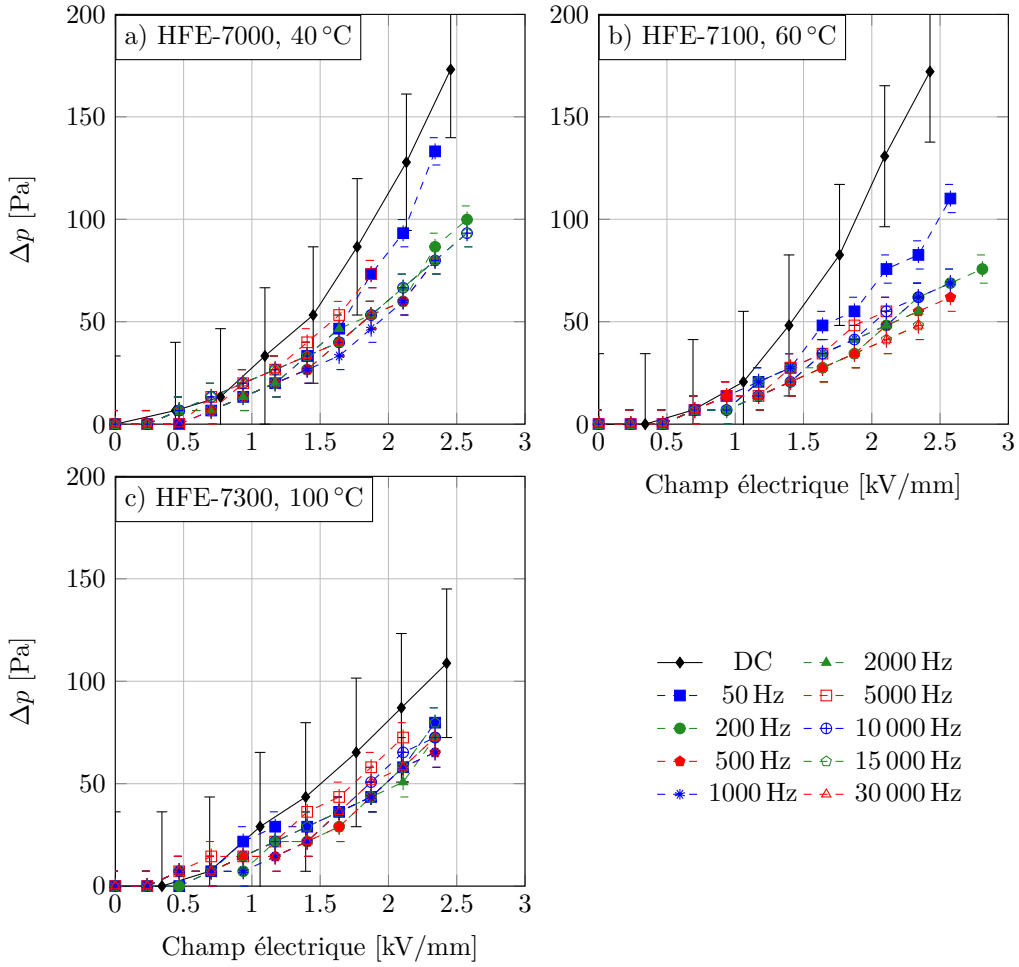


Figure 3.28 – Évolution de la hauteur du liquide en fonction du champ électrique pour différentes fréquences et une température donnée pour chaque fluide.

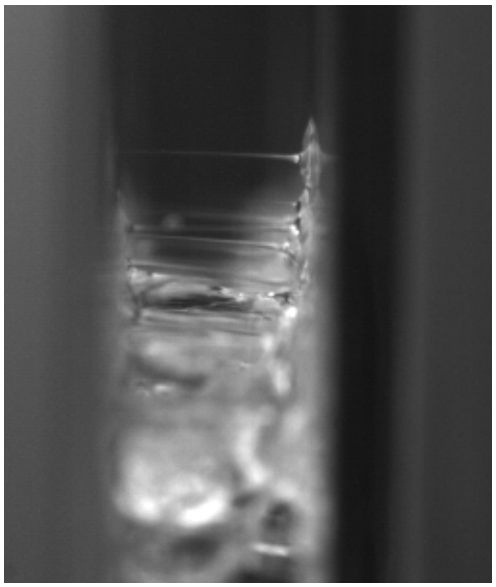


Figure 3.29 – Développement d'un cône de Taylor sur l'électrode de droite.

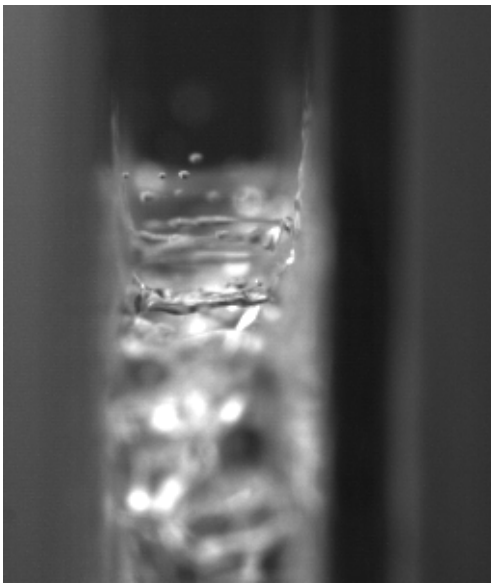


Figure 3.30 – Des gouttelettes en suspension dans la phase vapeur près de l'électrode de gauche.

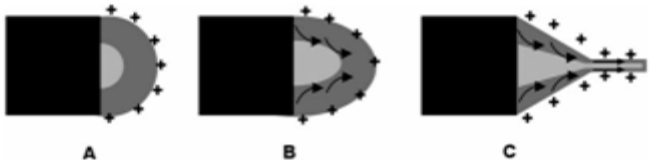


Figure 3.31 – Schéma de principe de développement des cônes de Taylor [faz2013].

La figure 3.32 présente l'évolution temporelle de la structure de l'interface du HFE-7000 à 50 Hz et pour un champ efficace de 2,35 kV/mm, la distance inter électrodes est de 3 mm. De 0,25 à 2 ms des gouttelettes sont en suspension dans la phase vapeur et se déplacent vers la gauche ou vers la droite. À 2,25 ms, des filaments de liquide partent de chacune des électrodes. Ils se développent en 1 ms et créent des ponts de liquide entre les électrodes. Au bout de 4,5 ms, les ponts de liquide se détachent de l'électrode de départ et se fractionnent en gouttelettes. À 10,25 ms, les gouttelettes changent de direction. À 12,75 ms, de nouveaux filaments de liquide partent des électrodes et se développent.

3.5 Conclusion

En appliquant un champ électrique continu sur l'interface des trois HFE nous avons observé des hauteurs de colonnes de liquide de plusieurs centimètres correspondant à des pressions hydrostatiques de 500 Pa au maximum. Cette hauteur dépend du potentiel au carré. L'effet de la température est double :

— on assiste à une limitation de la gamme de tension accessible à basse température à cause de la dépendance de la tension de claquage dans la vapeur à la pression de saturation,

— on observe une baisse sensible des hauteurs lorsque la température augmente.

En réduisant la distance inter électrodes, en ne tenant pas compte de la série à 1 mm, la hauteur est sensiblement la même pour les mêmes valeurs du champ. Ceci a un intérêt applicatif, car il est possible d'obtenir les mêmes pressions hydrostatiques pour des tensions plus faibles en réduisant la distance inter électrodes.

Pour la tension alternative, la force globale est légèrement plus faible, mais à basse fréquence (50 Hz) elle permet de fractionner l'interface ce qui peut être intéressant d'un point de vue du transfert thermique. La formation de jet est une indication du fait que la surface se charge au niveau des ménisques et des films liquides en paroi. L'observation des profils de l'interface a montré d'autre part que l'interface dissymétrique à faible champ s'aplanit avec l'augmentation du champ. Les différentes observations réalisées seront analysées dans le chapitre 5.

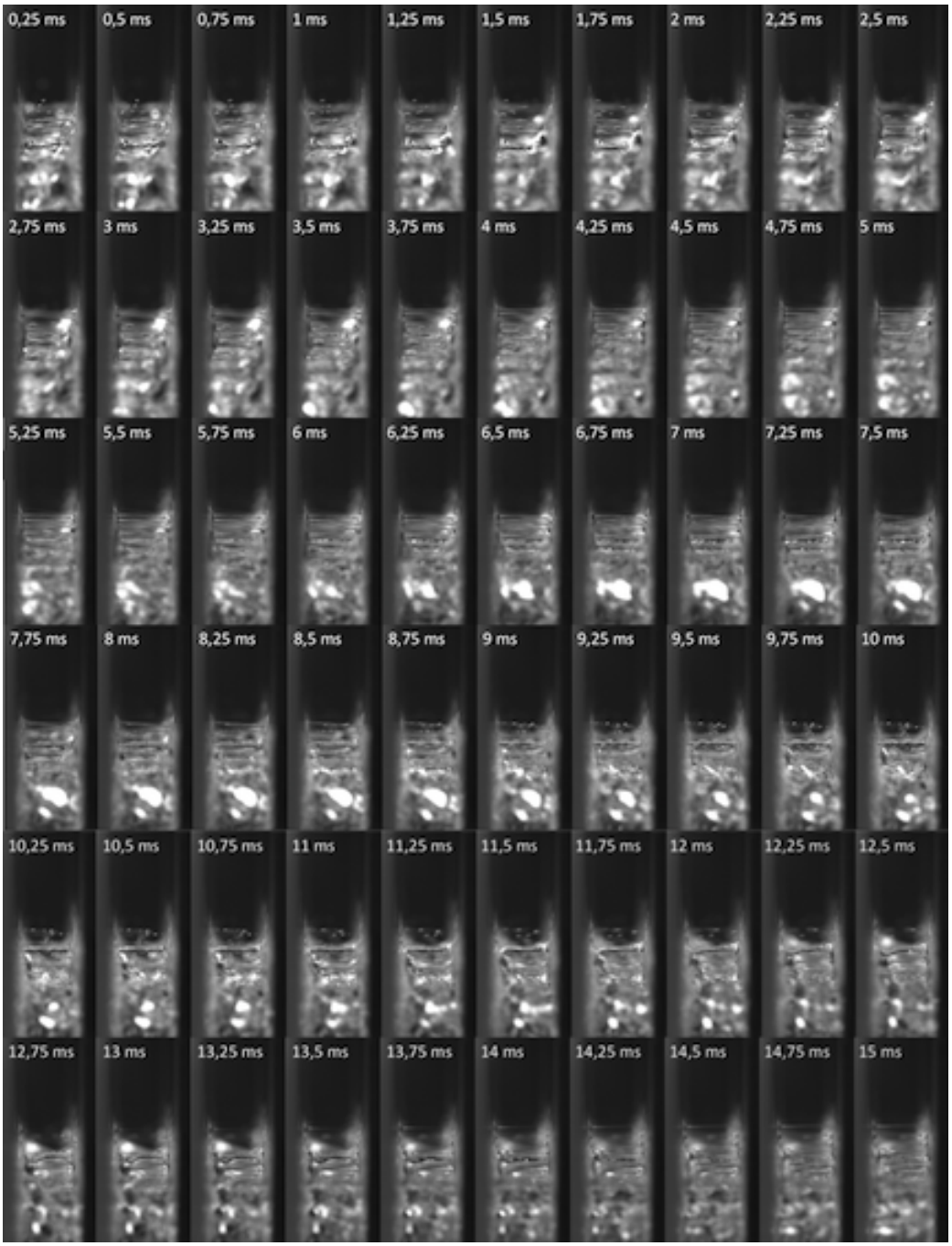


Figure 3.32 – Évolution temporelle de la structure de l'interface du HFE-7000 à 50 Hz et pour un champ efficace de 2,35 kV/mm, la distance inter électrodes est de 3 mm.

Chapitre

4

Configuration avec vaporisation

4.1 Développement de nouvelles électrodes 67
4.1.1 Instrumentation et procédure expérimentale 68
4.2 Résultats 71
4.2.1 Tension continue 72
4.2.2 Tension alternative 74
4.3 Analyse 76
4.4 Conclusion 76

La capacité à contrôler la position d'une interface à l'aide d'un champ électrique a été démontrée dans le chapitre 3. Dans une optique d'intensification des transferts de chaleur, dans ce chapitre nous nous intéresserons au contrôle d'une interface à l'aide d'un champ électrique lorsqu'elle est soumise à un flux de chaleur. De la même manière que dans le chapitre précédent, l'influence d'un champ continu et d'un champ alternatif sera étudiée lorsque l'interface est soumise à différentes valeurs de flux. L'objectif est de voir si le contrôle de l'interface apporté par le champ électrique peut être maintenu sous vaporisation.

4.1 Développement de nouvelles électrodes

De nouvelles électrodes ont été développées de façon à chauffer le fluide. Le choix du substrat s'est orienté sur une lamelle de saphir, car sa conductivité thermique est 40 fois supérieure à celle du verre ce qui permet d'éviter une surchauffe qui détériorerait la cellule de test. Les lamelles de saphir sont carrées de 50 mm de côté pour 1,1 mm d'épaisseur. Le dépôt d'ITO (Indium Tin Oxyde) est réalisé sur les deux faces afin d'assurer à la fois le champ électrique et le chauffage. Les lamelles sont découpées en rectangle de 40 mm par 50 mm. L'excédent d'ITO est enlevé sur chacune des faces par photolithographie pour obtenir la forme souhaitée de chaque côté. La figure 4.1 présente une lamelle en saphir avec le dépôt haute tension d'un côté et le dépôt chauffant de l'autre. La forme de l'électrode de haute tension est la même que pour l'expérience précédente. Afin d'améliorer le contact électrique avec la pointe de touche, un dépôt de cuivre a été réalisé sur la languette d'ITO. Pour pouvoir contrôler plus efficacement la zone chauffée, deux dépôts résistifs ont été réalisés. Le plus haut est aligné sur la position de l'électrode haute tension et le plus bas est séparé de 1,5 mm de l'autre. Pour

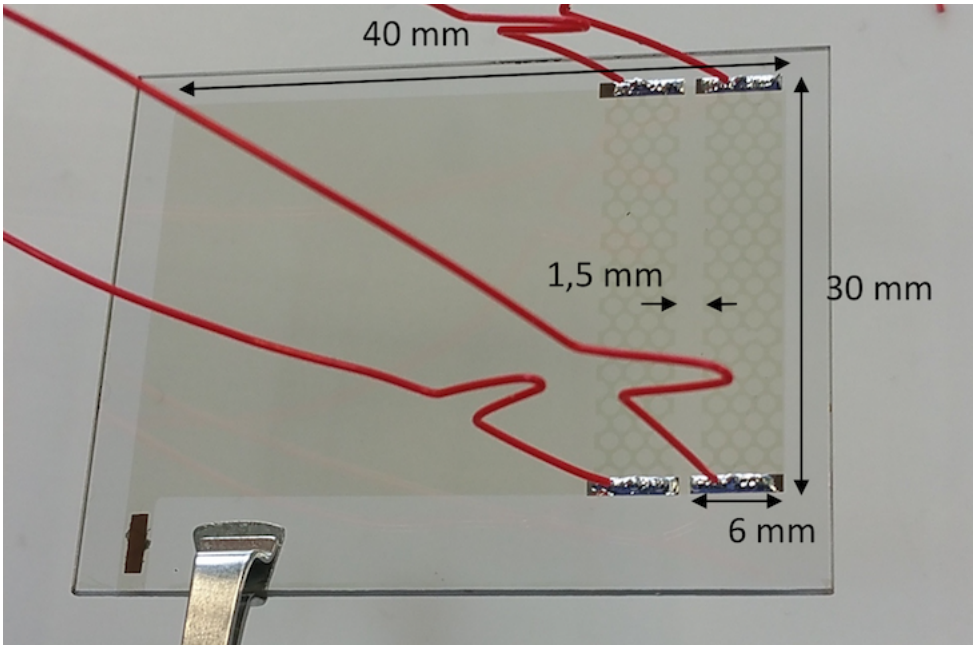


Figure 4.1 – Photographie de la lamelle en saphir avec le dépôt chauffant sur une face et le dépôt haute tension sur l'autre. La seconde lamelle est identique.

avoir une résistance électrique élevée, chaque dépôt chauffant a une forme de nid d'abeilles, ils font 30 mm de large pour 6 mm de haut. Chaque résistance fait environ 200 Ω.

4.1.1 Instrumentation et procédure expérimentale

Un nouveau thermocouple est amené par la conduite de fluide pour mesurer la température dans le liquide. Le courant d'alimentation des résistances chauffantes est mesuré à l'aide d'un ampèremètre pour pouvoir calculer la puissance de chauffe.

Pour pouvoir mesurer la température de l'élément chauffant à l'aide d'une caméra infra rouge, l'orientation de la cellule de test a été changée. Les électrodes sont parallèles au hublot. L'interface est vue de face à travers le hublot. La même méthode que pour le chapitre est utilisée pour mesurer la hauteur. La figure 4.2 présente la vue de la caméra visible utilisée pour mesurer la hauteur. Le changement d'indice de réfraction entre le liquide et la vapeur crée un léger décrochage sur le réglet utilisé pour repérer la hauteur du liquide entre les électrodes. Cette fois-ci le modèle de la caméra est le acA2440-70um de chez Basler®. Une lentille grossissante x12 est montée sur l'objectif et la résolution est de 36 px/mm. La fréquence d'acquisition est beaucoup plus faible que pour la caméra rapide et est de 33 img/s.

Pour mesurer la température des électrodes, une caméra infra rouge est utilisée. Il s'agit du modèle SC6000HS de FLIR®. Le détecteur est constitué d'une matrice photosensible de 640 par 512 px d'antimoniure d'indium. Elle a une sensibilité homogène dans la bande spectrale de 3 à 5 µm. L'erreur associée au bruit est de 0,018 °C (NET). Dans cette gamme spectrale, l'ITO ne se comporte pas comme un corps noir, son émissivité n'est pas connue, il faut donc dans un premier temps faire une calibration pour pouvoir mesurer sa température. L'ITO est très réfléchissant dans la gamme 3-5 µm. Il est nécessaire d'établir un état de référence

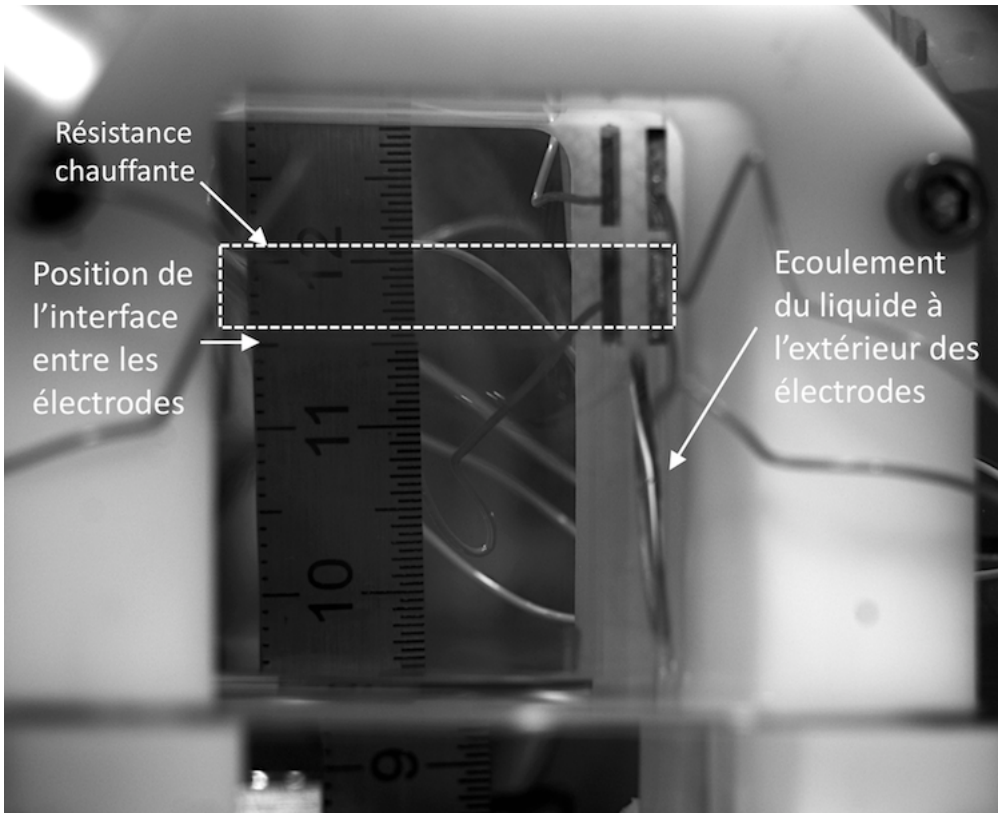


Figure 4.2 – Photographie dans le visible pour mesurer la hauteur du liquide entre les électrodes.

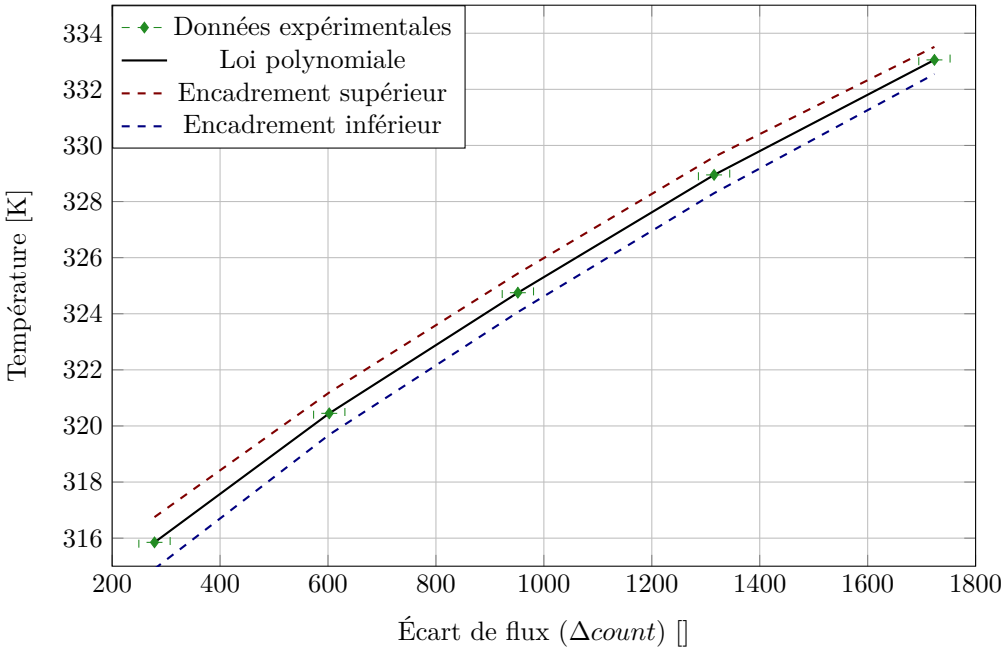


Figure 4.3 – Courbe de calibration de la température de l'ITO en fonction de l'écart de flux.

de l'ambiant pour pouvoir calculer le flux émis par l'ITO pour une température donnée $\Delta count(T)$ en soustrayant le flux mesuré à la température ambiante au flux mesuré.

$$\Delta count(T) = count(T) - count(T_{amb}) \tag{4.1.1}$$

Pour cela, l'enceinte est régulée à six températures différentes entre 40 et 60 °C. À chaque fois, une image du flux émis par l'électrode est enregistrée. L'image à 40 °C sert de référence et est soustraite aux cinq autres mesures. Puis, la température en Kelvin est tracée en fonction de l'écart de flux $\Delta count$. Une loi polynomiale (4.1.2) est ensuite établie à partir de ces données pour pouvoir remonter à une température à partir d'un écart de flux connu. La figure 4.3 présente l'évolution de la température en Kelvin en fonction de l'écart de flux pour les données expérimentales. L'écart type sur le flux est calculé pour une centaine d'images pour pouvoir déterminer l'erreur sur l'écart du flux et donc l'erreur ΔT sur la mesure de température donnée par la relation (4.1.3).

$$\begin{aligned} T = &-1,7422 \cdot 10^{-12} \Delta count^4 + 7,1957 \cdot 10^{-9} \Delta count^3 \\ &- 1,1915 \cdot 10^{-5} \Delta count^2 + 0,021 \Delta count + 310,7806 \end{aligned} \tag{4.1.2}$$

$$\Delta T(T(°\mathrm{C})) = -0,0229 T(°\mathrm{C}) + 1,878 \tag{4.1.3}$$

Table 4.1 – Puissances de chauffe et densités de flux appliquées à la paroi.

Q [W]	2	4	6	7,4
Φ [W/cm^2]	0,56	1,11	1,67	2,06

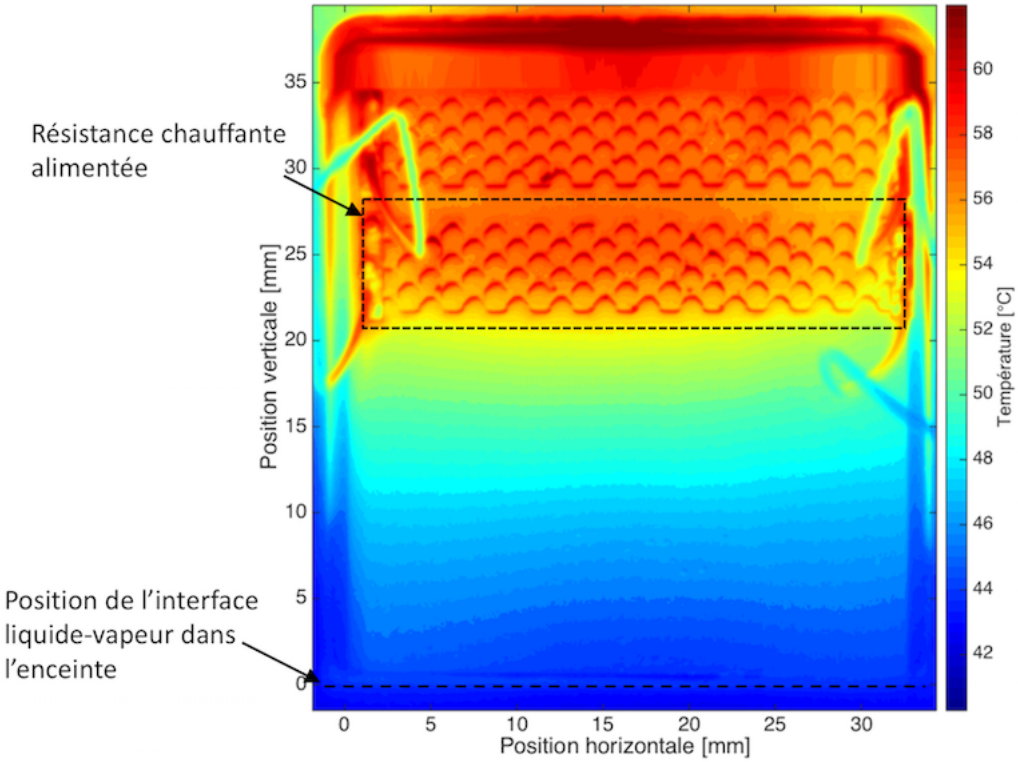


Figure 4.4 – Cartographie de température de l'électrode en face arrière, pour flux de chaleur de 7,4 W et un champ électrique nul.

4.2 Résultats

Une série de tests a été réalisée pour du HFE-7000 dans une enceinte à 40 °C et une distance inter électrodes de 3 mm. Seules les résistances du bas sont utilisées pour chauffer. La résistance équivalente est de 101,08 Ω. La première étape consiste à chauffer sans contrôler la position de l'interface à l'aide du champ électrique pour établir une référence. Quatre puissances de chauffe sont appliquées, les différentes valeurs sont regroupées dans le tableau 4.1. La puissance de 7,4 W correspond au maximum que l'alimentation peut délivrer.

Pour être sûr d'atteindre le régime stationnaire, on attend deux heures avant de réaliser les mesures. La figure 4.4 présente une cartographie de température d'une électrode chauffée en l'absence de potentiel appliqué. Le zéro de l'axe des ordonnées correspond au niveau du liquide dans l'enceinte. Le zéro de l'axe des abscisses correspond quant à lui au début du dépôt de l'électrode haute tension. La puissance de chauffe est de 7,32 W et la température maximale de l'élément chauffant est de 61,9 °C. La surface de l'interface est à 21 mm de l'élément chauffant.

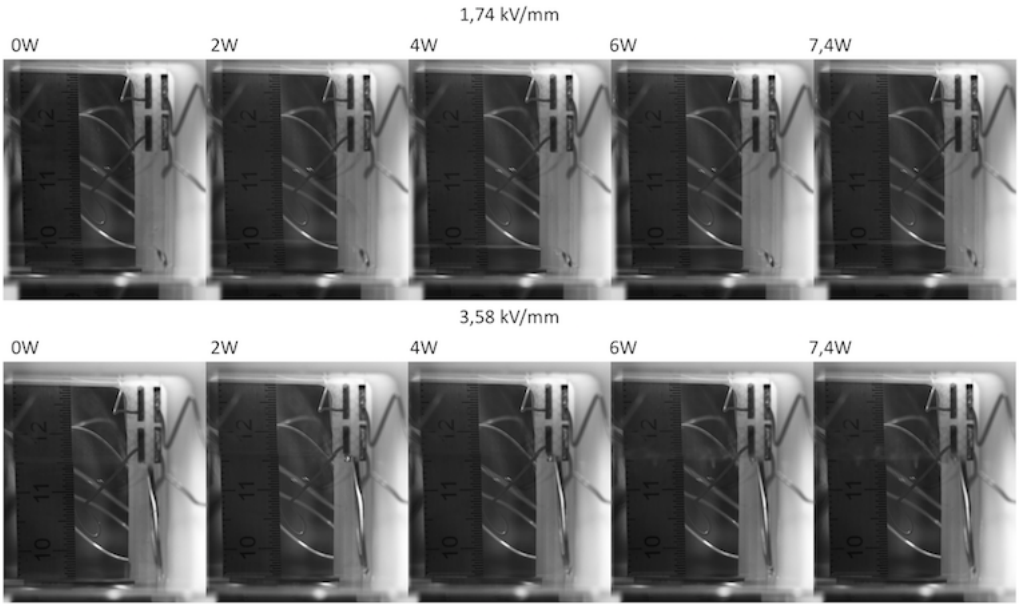


Figure 4.5 – Évolution de la structure de l'interface en fonction de la puissance de chauffe pour deux valeurs de champ continu données.

4.2.1 Tension continue

Pour tester l'influence du champ électrique sur la vaporisation, on commence par appliquer une différence de potentiel entre les électrodes, puis on applique un flux en haut des électrodes. Les tests sont menés pour deux valeurs de potentiel : 5,25 kV et 10,5 kV, soit respectivement un champ de 1,74 kV/mm et 3,58 kV/mm. La figure 4.5 présente l'évolution du comportement de l'interface en fonction de la puissance de chauffe dans les deux cas. Pour un champ de 1,74 kV/mm, l'interface se trouve à 17 mm de l'élément chauffant, peu importe la puissance de chauffe, l'interface reste stable et ne change pas de position. Pour un champ de 3,58 kV/mm, l'interface se trouve juste au bord de la résistance chauffante. À partir d'un flux de 6 W (soit 1,67 W/cm^2), un phénomène d'ébullition démarre au niveau de l'interface, mais la position de l'interface reste la même.

La figure 4.6 présente l'ensemble des cartographies de températures obtenues pour les champs continus. Plus l'interface est amenée près de la zone chauffée et plus la température maximale de l'électrode est proche de la température de saturation. À partir de là, la température maximale de l'élément chauffant peut être mesurée.

Le graphique de la figure 4.7 regroupe l'évolution de la hauteur et de la température maximale de l'élément chauffant en fonction de la puissance de chauffe. Il n'y a quasiment pas de différence de température entre un champ nul et un champ de 1,74 kV/mm. Pour les valeurs de puissance de chauffe testées, la pression hydrostatique sur la colonne de liquide reste constante. Pour un champ de 3,48 kV/mm, la température maximale atteinte est bien plus faible, 50 °C au lieu de 59 °C pour un flux de 7,4 W (soit 2,06 W/cm^2). Les variations de la hauteur d'ascension sont inférieures à l'erreur de mesure. L'effet du flux sur la force appliquée sur le liquide n'est donc pas significatif par rapport à la configuration quasi isotherme. Et le contrôle de la position de l'interface par le champ électrique permet de réduire la température de l'élément chauffant, donc d'améliorer les transferts de chaleur.

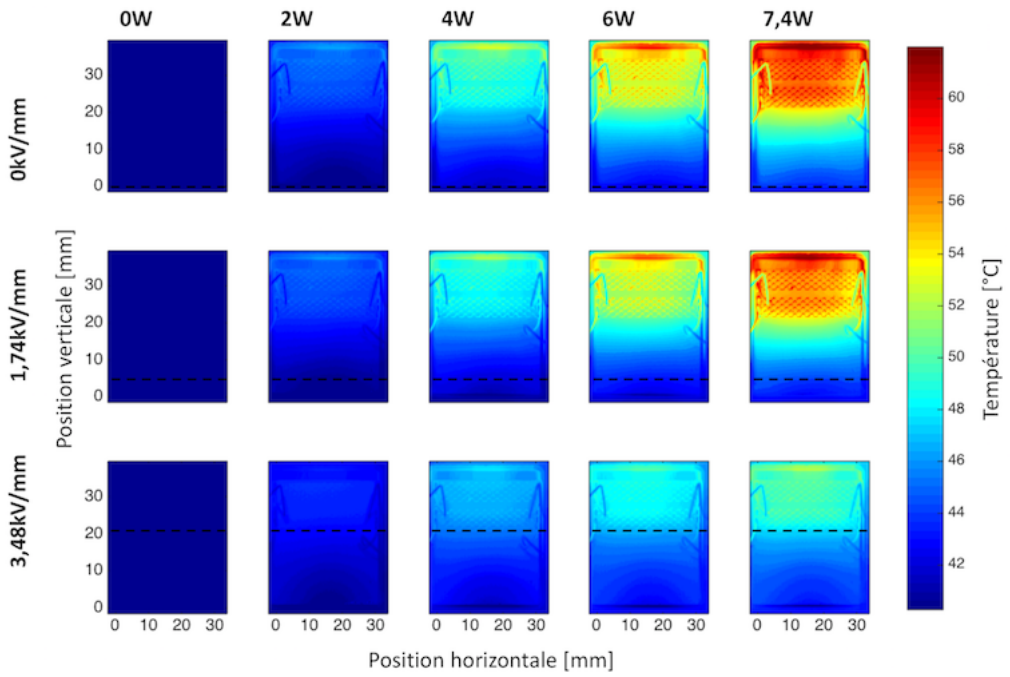


Figure 4.6 – Ensemble des cartographies de température obtenu pour les tests avec un champ continu. La position de l'interface entre les électrodes est matérialisée par les pointillés noirs. La température de saturation est de 40 °C.

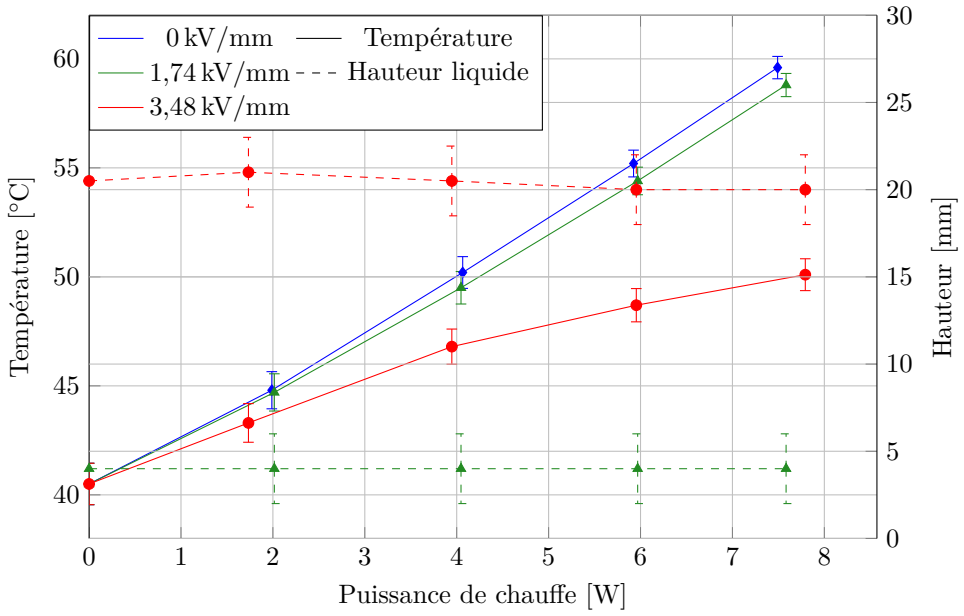


Figure 4.7 – Évolution de la température maximale de l'élément chauffant et de la hauteur d'ascension en fonction de la puissance de chauffe lorsqu'un champ continu est appliqué sur l'interface. Le fluide utilisé est du HFE-7000 à 40 °C avec une distance inter électrodes de 3 mm.

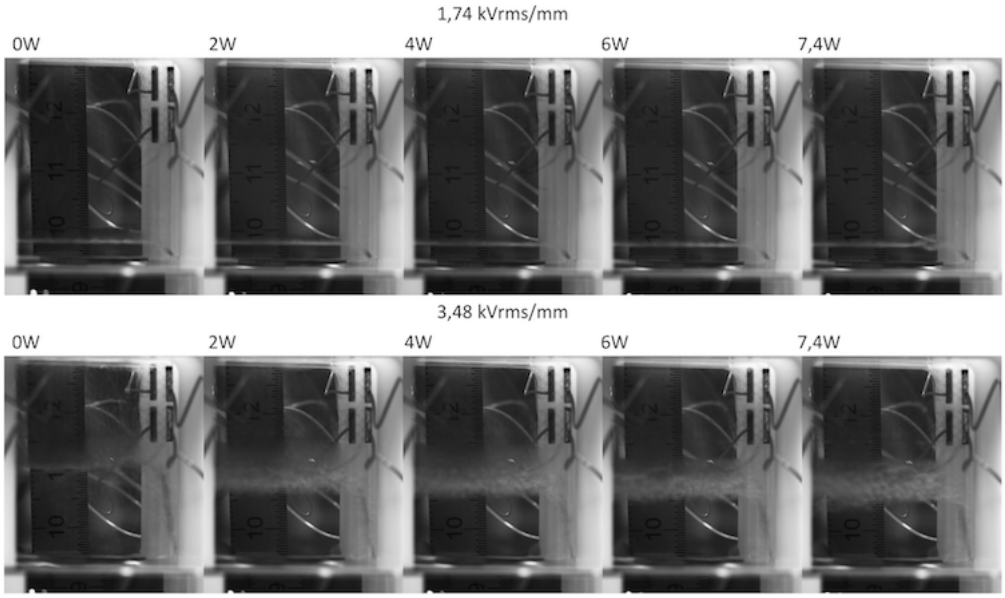


Figure 4.8 – Évolution de la structure de l'interface en fonction de la puissance de chauffe pour deux valeurs de champ alternatif données.

4.2.2 Tension alternative

De la même manière que pour les tests de vaporisation sous champ continu, le champ alternatif à 50 Hz est appliqué en premier puis le haut des électrodes est chauffé. Les tensions efficaces appliquées entre les électrodes sont les mêmes que pour le cas précédent.

La figure 4.8 présente l'évolution du comportement de l'interface en fonction de la puissance de chauffe. Comme pour les tests quasi isothermes, il existe deux zones : une zone purement liquide et une zone de développement de film liquide le long des parois. Pour un champ efficace de 1,74 kV/mm, la zone purement liquide et la zone de film font environ 2 mm. Pour un champ efficace de 3,58 kV/mm, en l'absence de chauffage, la zone purement fait 15 mm et les films se développent sur 5 mm. Puis lorsque le chauffage est allumé, la colonne de liquide chute d'environ 4 mm et les cônes de Taylor se développent sur environ 9 mm. Lorsque le flux dépasse 1,67 W/cm^2, ils ne se développent plus que sur environ 7 mm

La figure 4.9 présente l'ensemble des cartographies de températures obtenues pour les champs sinusoïdaux. Comme attendu, plus l'interface est amenée près de la zone chauffée et plus la température maximale de l'électrode est proche de la température de saturation.

Le graphique de la figure 4.10 regroupe l'évolution de la hauteur et de la température maximale de l'élément chauffant en fonction de la puissance de chauffe. Comme pour la tension continue, il n'y a quasiment pas de différence de température entre un champ nul et un champ efficace de 1,74 kV/mm. Par contre, la zone de film s'amincit lorsque la puissance de chauffe augmente, elle finit par quasiment disparaître à 7,4 W. Pour un champ efficace de 3,48 kV/mm, la température maximale atteinte est du même ordre de grandeur que pour un champ continu. La zone de film recule légèrement lorsque la puissance de chauffe augmente.

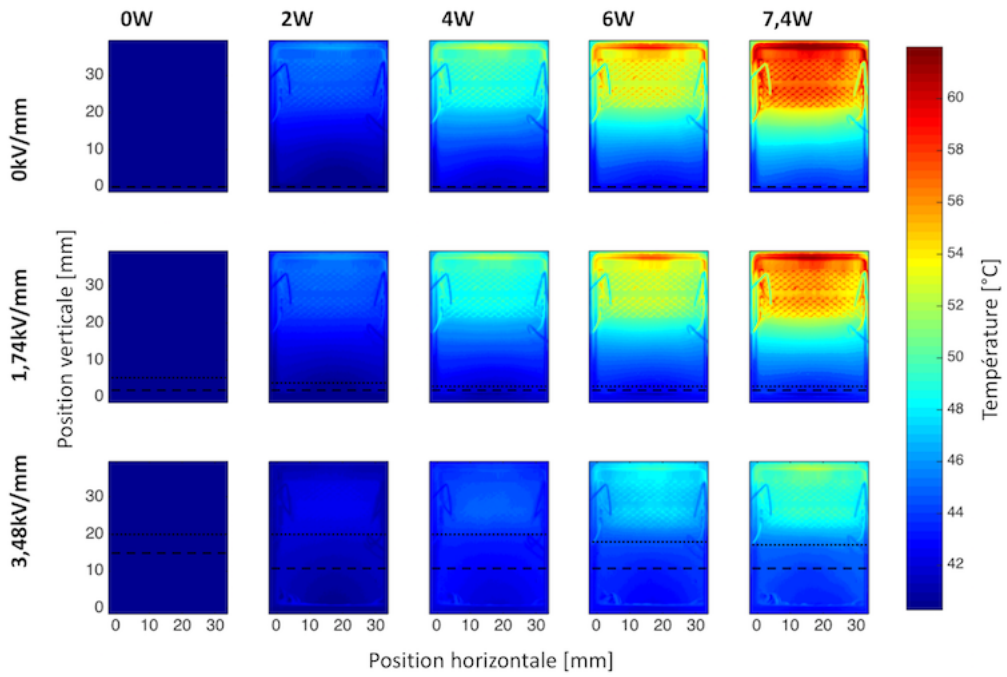


Figure 4.9 – Ensemble des cartographies de température obtenues pour les tests avec un champ sinusoïdal. La position de la zone liquide entre les électrodes est matérialisée par les pointillés larges, celle de la zone de film par des pointillés fins. La température de saturation est de 40 °C.

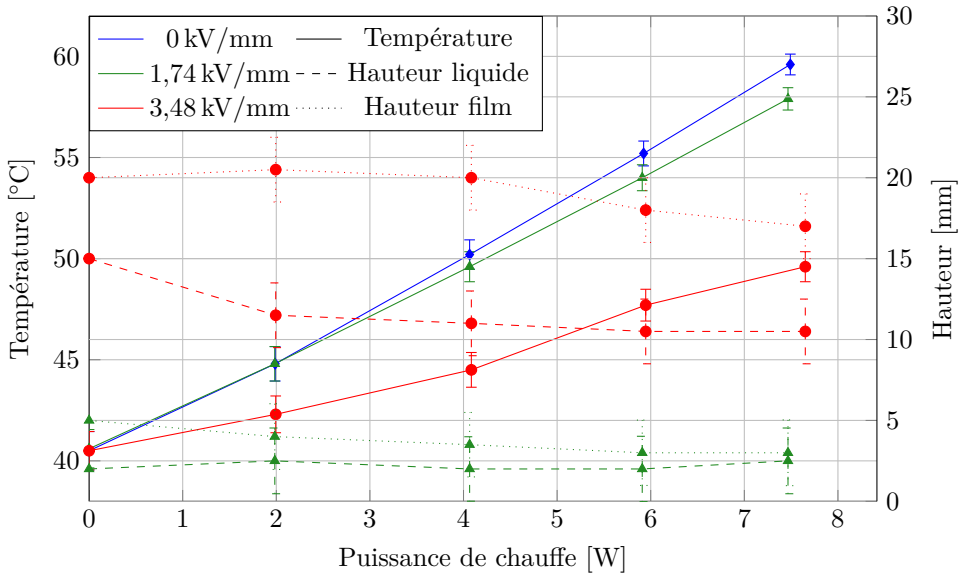


Figure 4.10 – Évolution de la température maximale de l'élément chauffant et de la pression hydrostatique en fonction de la puissance de chauffe lorsqu'un champ sinusoïdal est appliqué sur l'interface.Le fluide utilisé est du HFE-7000 à 40 °C avec une distance inter électrodes de 3 mm.

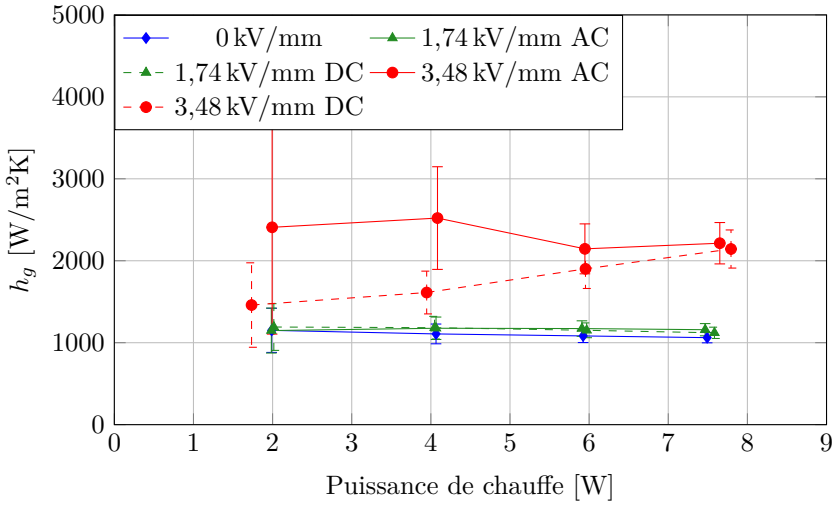


Figure 4.11 – Coefficient d'échange global pour les différents cas.

4.3 Analyse

Un coefficient d'échange global h_g (4.3.1) est défini par rapport à la température maximale de la résistance, la température de saturation T_{sat} et le flux de chaleur appliqué :

$$h_g = \frac{\varphi}{T - T_{sat}} \tag{4.3.1}$$

La figure 4.11 présente le coefficient d'échange calculé pour les différents cas en fonction de la puissance de chauffe. Pour un champ électrique de 1,74 kV/mm, le coefficient d'échange varie très peu par rapport au cas de référence sans champ et la fréquence ne semble avoir aucune influence sur l'échange thermique. Par contre à 3,48 kV/mm, lorsque l'interface est amenée au niveau de l'élément chauffant, le coefficient de transfert est amélioré de manière significative, d'un facteur 1,5 pour un champ continu et d'un facteur 2,5 pour un champ à 50 Hz. À partir d'une puissance de chauffe de 6 W, de l'ébullition démarre au niveau de l'interface et la fréquence n'a plus d'influence sur les performances du coefficient d'échange. Le meilleur transfert pour les faibles puissances en tension alternative est probablement dû à la présence de cône de Taylor et de filament liquide entre les électrodes.

4.4 Conclusion

Comme ce qui est attendu, lorsque l'interface est approchée de la source chaude à l'aide du champ électrique, le coefficient de transfert global augmente pour une puissance de chauffe donnée. Pour les flux testés, la position de l'interface est maintenue par le champ électrique et l'assèchement n'est pas atteint. Le fractionnement de l'interface créé par les champs alternatifs permet d'augmenter le coefficient de transfert de 150 %.

Chapitre

5

Modélisation et Analyse

5.1 Discussion générale sur les conditions de l'expérience 77
5.2 Fluide diphasique à l'équilibre entre deux électrodes infinies 80
5.2.1 Description du modèle 80
5.2.2 Analyse des résultats concernant la position moyenne de l'interface 84
5.2.3 Conclusions 89
5.3 Analyse du profil de l'interface et des effets locaux 89
5.3.1 Modèle 89
5.3.2 Résultats numériques 91
5.3.3 Conclusions 101
5.4 Simulation 2D 101
5.4.1 Modèle et méthode 102
5.4.2 Simulation entre deux électrodes planes parallèles infinies 103
5.4.3 Conclusions 105

Dans ce chapitre, nous discuterons des résultats obtenus dans le chapitre 3.

5.1 Discussion générale sur les conditions de l'expérience

Pour faire le lien entre les observations réalisées sur la position et les profils de l'interface et les forces de nature électrostatique que l'on cherche à quantifier, il est avant tout fondamental de clarifier les effets pouvant affecter le champ de pression dans le liquide.

Une image de l'écoulement dans le plan $(\vec{e}_y, \vec{e}_z)$ est représentée par la figure 5.1. Le liquide est aspiré dans le réservoir sous la surface libre jusqu'à la zone centrale entre les électrodes où il atteint l'interface sous l'effet du champ électrique. Il rejoint ensuite le réservoir en s'écoulant par gravité à travers les bords ouverts des électrodes. Cet écoulement est d'autant plus intense que la hauteur est importante et donc que le champ électrique est intense. Il peut donc significativement modifier le champ de pression et finalement la hauteur de l'interface.

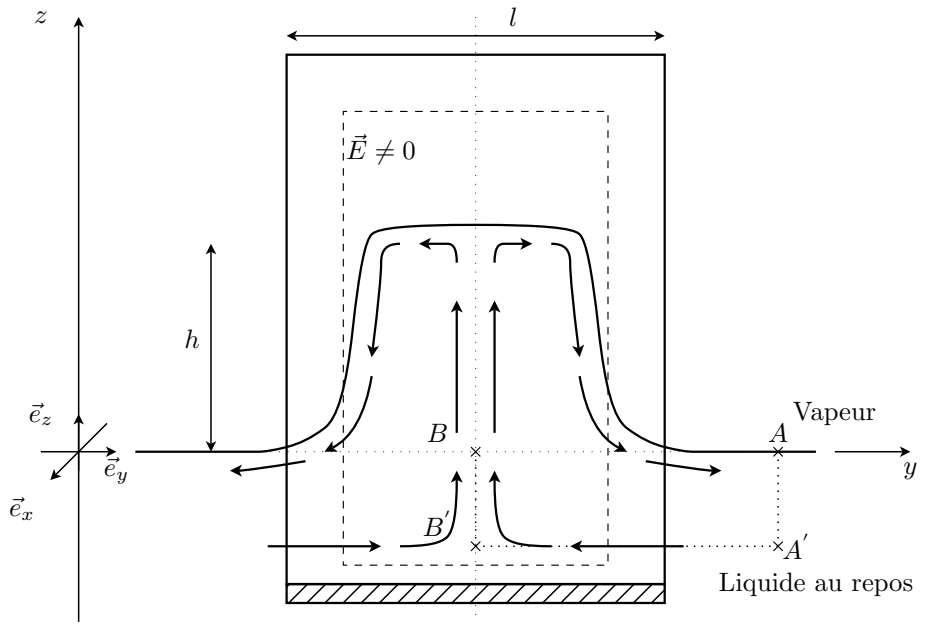


Figure 5.1 – Représentation schématique de l'écoulement entre les électrodes dans le plan ($\vec{e}_y$, $\vec{e}_z$).

En l'absence de conduction électrique, au régime stationnaire, en supposant que la composante de la vitesse selon la direction $\vec{e}_x$ peut être négligée, on a pour un liquide incompressible :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0 \tag{5.1.1}$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \mu_\ell \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right) - \rho_\ell \left(v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) \tag{5.1.2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \mu_\ell \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) - \rho_\ell \left(v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) - \rho_\ell g \tag{5.1.3}$$

En se plaçant dans le plan horizontal contenant les points A' et B' représentés sur la figure 5.1, on peut alors écrire que la pression moyenne dans une section droite perpendiculaire aux électrodes varie à cause des pertes de charge $\Delta p_{l/2}$ et des effets d'inertie :

$$p_{B'} \approx p_{A'} - \Delta p_{l/2} - \frac{1}{2} \rho_\ell \overline{v}_{B'}^2 \tag{5.1.4}$$

où $\overline{v}_{B'}$ est la vitesse moyenne dans la section droite contenant B'.

De plus selon la verticale, on a :

$$p_B \approx p_{B'} - \rho_\ell g \left(z_B - z_{B'} \right) - \Delta p_{h_0} + \frac{1}{2} \rho_\ell \left(v_{B'}^2 - v_B^2 \right) \tag{5.1.5}$$

$$p_{A'} = p_A + \rho_\ell g \left(z_A - z_{A'} \right) \tag{5.1.6}$$

où h_0 est la hauteur entre les points A et A' et avec $p_A = p_{sat}$.

Ainsi, la pression au niveau du point B situé entre les électrodes au même niveau que la surface libre du réservoir s'exprime comme étant la pression de saturation moins les pertes de charge :

$$p_B \approx p_{sat} - \Delta p_{l/2} - \Delta p_{h_0} - \frac{1}{2}\rho_\ell \overline{v}_B^2 \tag{5.1.7}$$

Et finalement, la pression sous l'interface à la verticale du point B' s'écrit :

$$p(h) \approx p_{sat} - \rho_\ell g h - \Delta p_{l/2} - \Delta p_{h_0} - \Delta p_h - \frac{1}{2}\rho_\ell \overline{v}_{B'}^2 \tag{5.1.8}$$

Le premier terme de pertes de charge $\Delta p_{l/2}$ est lié à l'écoulement selon la direction $\vec{e}_y$ de l'extérieur vers l'intérieur des électrodes. Les deuxième et troisième termes, Δp_{h_0} et Δp_h sont liés à l'écoulement vertical jusqu'à l'interface. Ces effets font chuter la pression par rapport à la condition à la limite qui est une pression fixée dans le réservoir et en conséquence ils pourront réduire sensiblement la position de l'interface.

Prise en compte des effets de la conduction dans le liquide

Les effets de conduction électrique entre les électrodes peuvent aussi modifier le champ de pression. Ainsi considérant la présence de charges au sein du liquide on a :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_E \vec{E} \cdot \vec{e}_x \tag{5.1.9}$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \rho_E \vec{E} \cdot \vec{e}_y + \mu \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right) - \rho \left(v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) \tag{5.1.10}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho_E \vec{E} \cdot \vec{e}_z + \mu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) - \rho \left(v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) - \rho g \tag{5.1.11}$$

En se plaçant dans le plan horizontal contenant les points A' et B' représentés sur la figure 5.2, la pression dans une section droite varie selon x, soit :

$$p(x, l/2) = p_{B'} + \int_{D/2}^{x} \rho_E \vec{E} \cdot \vec{e}_x \, du \tag{5.1.12}$$

La pression $\overline{p}_{B'}$ moyennée dans la section droite contenant le point B' est alors définie par :

$$\overline{p}_{B'} = \frac{1}{D} \int_0^D p(x, l/2) \, dx = p_{B'} + \frac{1}{D} \int_0^D \left(\int_{D/2}^{x} \rho_E \vec{E} \cdot \vec{e}_x \, du \right) dx \tag{5.1.13}$$

D'autre part, on tenant compte de la variation de la pression entre les sections droites contenant les points A' et B'

$$p_{B'} \approx p_{A'} - \Delta p_{l/2} - \Delta p_{h_0} - \frac{1}{2}\rho_\ell \overline{v}_{B'}^2 - \int_{y_{B'}}^{y_{A'}} \frac{1}{D} \int_0^D \rho_E \vec{E} \cdot \vec{e}_y \, dx \, dy \tag{5.1.14}$$

où le dernier terme est associé aux effets de distorsion du champ aux extrémités des électrodes. Finalement, on a en présence de conduction :

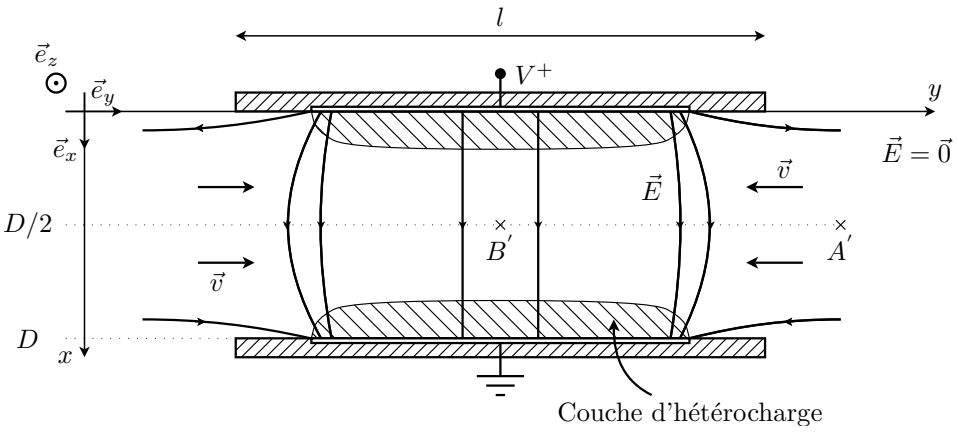


Figure 5.2 – Écoulement du fluide dans le plan horizontal en présence de conduction électrique.

$$p_B \approx p_{sat} - \Delta p_{l/2} - \Delta p_{h_0} - \frac{1}{2}\rho_\ell \overline{v}_B^2 - \int_{z_{B'}}^{z_B} \frac{1}{D}\int_0^D \rho_E \vec{E}\cdot\vec{e}_z\,dx\,dz$$
$$- \frac{1}{D}\int_0^D \left(\int_{D/2}^{x} \rho_E \vec{E}\cdot\vec{e}_x\,du\right)dx - \int_{y_{B'}}^{y_{A'}} \frac{1}{D}\int_0^D \rho_E \vec{E}\cdot\vec{e}_y\,dx\,dy \qquad (5.1.15)$$

$$p(h) \approx p_{sat} - \rho g h - \Delta p_{l/2} - \Delta p_{h_0} - \Delta p_h - \frac{1}{2}\rho_\ell \overline{v}_h^2 - \frac{1}{D}\int_0^D \left(\int_{D/2}^{x} \rho_E \vec{E}\cdot\vec{e}_x\,du\right)dx$$
$$- \int_{y_{B'}}^{y_{A'}} \frac{1}{D}\int_0^D \rho_E \vec{E}\cdot\vec{e}_y\,dx\,dy - \int_{z_h}^{z_{B'}} \frac{1}{D}\int_0^D \rho_E \vec{E}\cdot\vec{e}_z\,dx\,dz \qquad (5.1.16)$$

Les deux derniers termes sont associés aux effets de distorsion du champ aux extrémités des électrodes ainsi que dans la zone de l'interface. Ce sont des zones où, soit la densité de charge est très faible soit le champ est faiblement déformé. Il semble donc assez raisonnable de pouvoir dire qu'ils n'auront que peu d'effet sur le champ de pression. Il est plus difficile par contre d'affirmer que c'est aussi le cas du terme dû à la modification de la pression selon $\vec{e}_x$. Les expériences de pompage par conduction ont montré que l'on pouvait avoir des variations de pression de plusieurs centaines de Pascal.

5.2 Fluide diphasique à l'équilibre entre deux électrodes infinies

On se place dans une configuration représentative de l'expérience, mais tel que le fluide n'est pas affecté par les effets de bords et l'écoulement décrit précédemment et nous cherchons à faire le lien entre la hauteur mesurée et les forces d'origine électrostatique.

5.2.1 Description du modèle

On considère un fluide constitué de deux phases homogènes séparées par une interface sans épaisseur (modèle à phases séparées) l'ensemble étant à l'équilibre entre deux électrodes

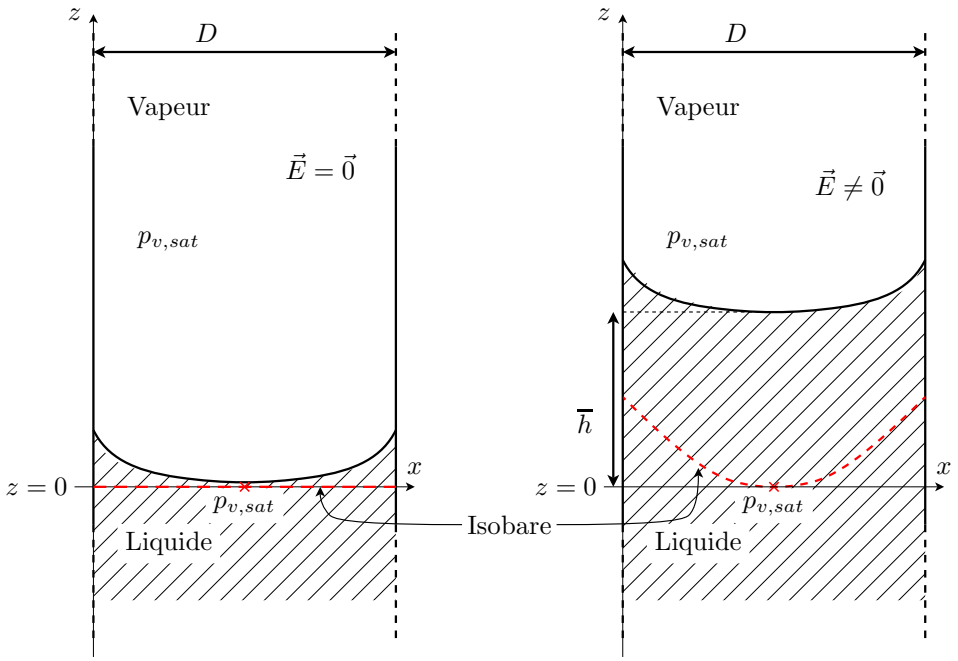


Figure 5.3 – Représentation des lignes d'isobare dans le liquide en l'absence de champ (à gauche) et sous champ (à droite).

parallèles, planes, infinies selon la hauteur (direction $\vec{e}_z$) et la profondeur (direction $\vec{e}_y$) comme présentée sur la figure 5.3. Le liquide est considéré comme faiblement conducteur tandis que la vapeur est assimilée à un diélectrique parfait. L'ensemble du fluide est à température uniforme T_0.

Dans cette configuration, le problème est bidimensionnel par deux aspects lorsqu'il y a un champ électrique entre les électrodes :

— la courbure de l'interface déforme le champ selon les deux directions dans une zone proche des électrodes. En dehors de cette zone, le champ n'est orienté que selon la direction $\vec{e}_x$. Il est uniforme et égal au champ moyen $\vec{E}_0 = V/D\vec{e}_x$ dans la vapeur tandis que dans le liquide, sa composante varie avec x en fonction de la distribution des charges. Il sera noté $\vec{E}_\ell = E_\ell(x)\vec{e}_x$.

— la conduction électrique dans le liquide crée un gradient de pression horizontal, la pression varie donc selon $\vec{e}_z$ à cause de la gravité et selon $\vec{e}_x$ à cause de la force de Coulomb :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_E \vec{E}_\ell \cdot \vec{e}_x \tag{5.2.1}$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \tag{5.2.2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} \approx -\rho_\ell g \tag{5.2.3}$$

En se donnant une pression de référence en un point, le champ de pression dans le liquide loin de l'interface pourra être calculé à partir du modèle de Thomson [tho1928] qui permet de calculer la distribution de la densité de charge et le profil du champ. Il s'agit d'un modèle mono-dimensionnel de conduction dans un liquide diélectrique entre deux électrodes planes, il est présenté plus en détail en annexe B.

Parfaitement horizontales en l'absence de conduction, les surfaces isobares sont ainsi modifiées par la présence d'une densité de charge entre les électrodes. Si les propriétés physiques des charges électriques positives et négatives sont identiques alors la position minimum x_{min} de chaque isobare, définie telle que la densité nette de charge $\rho_E = 0$, se trouve en $x_{min} = D/2$ par raison de symétrie. Lorsque les mobilités sont différentes, le minimum de l'isobare se déplace vers une des deux électrodes et la configuration n'est plus symétrique. C'est ce point que l'on va utiliser comme point de référence pour calculer le champ de pression dans le liquide. Ainsi en posant d'abord $p_l(x_{min}, z) = p_{ref}(z)$, la pression dans le liquide sera donnée par :

$$p_\ell(x, z) = p_{ref}(z) + \int_{x_{min}}^{x} \rho_E \vec{E}_\ell \cdot \vec{e}_x \, du \tag{5.2.4}$$

On définit alors la hauteur moyenne $\overline{h}$ de la colonne de liquide en choisissant de positionner le minimum de l'isobare p_{sat} en $z = 0$. Autrement dit, on impose la pression de référence dans le liquide comme étant $p_{ref}(0) = p_{sat}$. Ce choix est guidé par le fait qu'en l'absence de champ électrique, cette isobare sera une surface horizontale localisée en $z = 0$. Ainsi dans ce cas, l'origine de l'axe vertical correspondra à la position d'une interface plane. La hauteur moyenne $\overline{h}$ peut alors s'interpréter comme la différence de hauteur entre une colonne de liquide soumise ou non à un champ électrique.

Bilan des forces sur la colonne de liquide

On considère le bilan des forces selon la direction $\vec{e}_z$ agissant sur le domaine Ω représenté sur la figure 5.4 et qui comprend la colonne de liquide et l'interface.

La surface contour Σ de ce domaine est définie par un découpage en 4 surfaces : (i) la surface ① qui suit le contour de l'interface côté vapeur et sur laquelle la pression est uniforme et égale à p_{sat}, (ii) la surface horizontale ② positionnée en $z = 0$ et pour laquelle la pression varie selon x selon la relation (5.2.4) et enfin (iii) les surfaces verticales ③ et ④ adossées aux électrodes. Sur ces deux dernières surfaces, la composante verticale E_z du champ est nulle. Ainsi, dans le cas où l'on peut négliger les effets de capillarité ($D > L_c$), l'équilibre mécanique selon $\vec{e}_z$ entraine :

$$-\rho_\ell g \Omega + \int_{①} -p_{sat} \, \vec{n}_\ell \cdot \vec{e}_z dS + \int_{②} -p_\ell \left(-\vec{e}_z\right) \cdot \vec{e}_z \, dS + \oint_\Sigma \left(\overline{\overline{T}} \cdot \vec{n}_{ext}\right) \cdot \vec{e}_z \, dS = 0 \tag{5.2.5}$$

où $\vec{n}_\ell$ est la normale à l'interface allant du liquide vers la vapeur et où le dernier terme contient l'ensemble des forces de nature électrostatique.

La première intégrale peut être transformée en une intégrale sur la surface projetée de l'interface selon la direction $\vec{e}_z$. On peut ainsi écrire que :

$$\int_{①} -p_{sat} \, \vec{n}_I \cdot \vec{e}_z dS = \int_{②} -p_{sat} \, dS \tag{5.2.6}$$

Concernant le terme de Maxwell, on a $\left[\overline{\overline{T}}(\pm\vec{e}_x)\right] \cdot \vec{e}_z = \pm\varepsilon_\ell E_x \, E_z$ ce qui implique que l'intégrale du tenseur de Maxwell sur toutes surfaces verticales adossées aux électrodes est

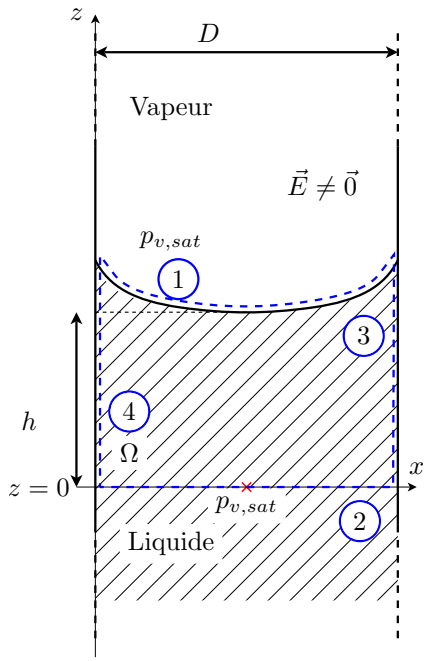


Figure 5.4 – Volume de contrôle Ω sur le liquide et l'interface.

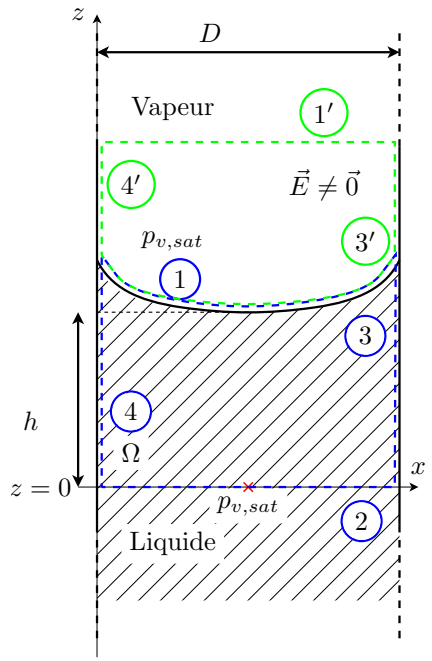


Figure 5.5 – Extension du volume de contrôle dans la phase vapeur.

nulle soit encore que :

$$\oint_{\Sigma} \left(\overline{\overline{T}} \cdot \vec{n}_{ext}\right) \cdot \vec{e}_z \, dS = \int_{1} \left(\overline{\overline{T}} \cdot \vec{n}_{\ell}\right) \cdot \vec{e}_z \, dS - \int_{2} \left(\overline{\overline{T}} \cdot \vec{e}_z\right) \cdot \vec{e}_z \, dS \tag{5.2.7}$$

D'autre part, la vapeur étant un diélectrique parfait, on montre que l'intégrale du tenseur de Maxwell sur le contour pris dans la vapeur $\Sigma_v = 1' \cup 3' \cup 1 \cup 4'$ (cf. figure 5.5) est nulle en négligeant le terme d'électrostriction. On en déduit que :

$$-\int_{1} \left(\overline{\overline{T}} \cdot \vec{n}_{\ell}\right) \cdot \vec{e}_z \, dS + \int_{1'} \left(\overline{\overline{T}} \cdot \vec{e}_z\right) \cdot \vec{e}_z \, dS = 0 \tag{5.2.8}$$

Le terme des forces électrostatiques appliquées à la colonne de liquide se réduit alors au calcul de deux intégrales sur des surfaces horizontales situées dans chacune des phases et assez *loin* de l'interface pour que le champ électrique soit mono-dimensionnel. On trouve donc que :

$$\begin{aligned} \oint_{\Sigma} \left(\overline{\overline{T}} \cdot \vec{n}_{ext}\right) \cdot \vec{e}_z \, dS &= \int_{1'} \left(\overline{\overline{T_v}} \cdot \vec{e}_z\right) \cdot \vec{e}_z \, dS - \int_{2} \left(\overline{\overline{T_\ell}} \cdot \vec{e}_z\right) \cdot \vec{e}_z \, dS \\ &= \int_{1'} -\frac{1}{2}\varepsilon_v \, E_0^2 \, dS - \int_{2} -\frac{1}{2}\varepsilon_\ell \, E_\ell(x)^2 \, dS \end{aligned} \tag{5.2.9}$$

En remplaçant les relations (5.2.4), (5.2.6) et (5.2.9) dans le bilan (5.2.5), on obtient une expression de la hauteur moyenne $\overline{h}$ en fonction de termes de forces associés à la présence d'un champ électrique :

$$\overline{h} = \frac{1}{\rho_\ell g D} \int_0^D \left(\int_{x_{min}}^{x} \rho_E E_\ell(u) \, du \right) dx + \frac{1}{2\rho_\ell g D} \int_0^D \left(\varepsilon_\ell \, E_\ell^2(x) - \varepsilon_v \, E_0^2\right) \, dx \tag{5.2.10}$$

où le premier terme est lié à l'influence de la force de COULOMB selon la direction $\vec{e}_x$ s'exprimant à travers l'intégrale de pression dans le liquide et où le deuxième quantifie les effets électrostatiques (polarisation et charge) à l'interface ainsi que le terme de conduction selon la direction $\vec{e}_z$ qui apparaît dans l'intégrale du tenseur de MAXWELL sur la colonne de liquide.

Expression faisant intervenir la hauteur de Pellat

Pour rappel, lorsque la vapeur et le liquide sont parfaitement diélectriques, la hauteur de la colonne de liquide est pilotée par les forces de polarisation à l'interface (forces diélectrophorétique). Cette hauteur, appelée la hauteur de PELLAT s'exprime en fonction du champ moyen selon la relation :

$$h_{pellat} = \frac{1}{2}\frac{(\varepsilon_\ell - \varepsilon_v)}{\rho_\ell g} E_0^2 \tag{5.2.11}$$

Il nous parut alors intéressant d'introduire cette hauteur caractéristique du comportement diélectrique dans la relation (5.2.10) :

$$\overline{h} = h_{pellat} + \underbrace{\frac{1}{\rho_\ell g D}\int_0^D \left(\int_{x_{min}}^x \rho_E E_\ell(u)\, du\right) dx}_{\text{terme } I} + \underbrace{\frac{\epsilon_\ell}{2\rho_\ell g D}\int_0^D \left(E_\ell^2(x) - E_0^2\right) dx}_{\text{terme } II} \tag{5.2.12}$$

De cette façon, la hauteur moyenne s'exprime donc comme la hauteur de PELLAT à laquelle s'ajoutent les deux termes I et II liés aux effets de conduction électrique dans le liquide.

Effet de la conduction sur la position moyenne de l'interface

Pour déterminer si ces effets affectent significativement la hauteur moyenne de l'interface, nous avons utilisé le modèle de conduction dans le liquide proposé par THOMSON [THO1928] pour calculer les rapports suivants :

$$\eta_I = \frac{\text{terme } I}{h_{pellat}} = 4\,Co\,\frac{\varepsilon_{r,liq}}{\varepsilon_{r,liq}-1}\int_{\frac{1}{2}}^1 \left(\int_{\frac{1}{2}}^{\overline{x}} \overline{\rho}_E \overline{E}_\ell\, d\overline{u}\right) d\overline{x} \tag{5.2.13}$$

$$\eta_{II} = \frac{\text{terme } II}{h_{pellat}} = \frac{\varepsilon_{r,liq}}{\varepsilon_{r,liq}-1}\int_0^1 \left(\overline{E}_\ell^2 - 1\right) d\overline{x} \tag{5.2.14}$$

où $\overline{x} = x/D$, $\overline{E} = E/E_0$, $\overline{\rho}_E = \rho_E/\rho_{E,eq}$ sont les variables adimensionnalisées, Co est le nombre de conduction et $\varepsilon_{r,liq}$ est la permittivité relative du liquide.

La figure 5.6 présente l'évolution de la contribution relative à la pression moyenne de l'effet de conduction sur la force à l'interface en fonction du C_O. La contribution est maximale pour C_O compris entre 1 et 10 (lorsque la répartition des charges déforme le champ au maximum), mais reste négligeable et est de l'ordre de 2,5 % au maximum.

5.2.2 Analyse des résultats concernant la position moyenne de l'interface

Les figures 5.7 et 5.8 confrontent les valeurs de la pression hydrostatique mesurée pour une distance inter électrodes de 3 mm avec celles issues de la relation de PELLAT (5.2.11). Pour tenir compte de la variation de la permittivité du liquide avec la température, la relation de Clausius-Mossotti a été utilisée (cf figure partie 2).

On constate pour les trois fluides que les écarts entre les données et les valeurs théoriques restent très limités et en grande partie inférieurs à l'incertitude expérimentale. Le modèle

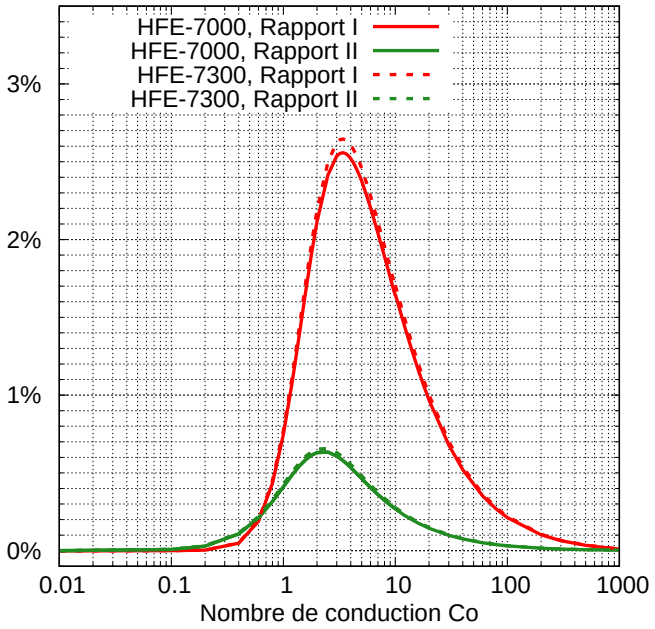


Figure 5.6 – Effet de la conduction sur la hauteur moyenne sur l'interface.

capte parfaitement la dépendance linéaire des isothermes à E^2 jusqu'à une valeur de 350 Pa. Au-delà, on notera une légère inflexion des mesures. Ces écarts de l'ordre de 50 Pa à 100 Pa correspondent aux valeurs les plus élevées du champ électrique et donc aussi aux conditions opératoires où l'écoulement entre les électrodes est le plus important. On peut donc probablement associer cette inflexion des isothermes à un effet sensible des pertes de charge dans la cellule de test. Concernant les isopotentielles (cf. figure 5.8), on voit que la décroissance avec la température est significativement reproduite et on peut penser qu'une détermination plus fine des variations de la permittivité avec la température permettrait d'améliorer encore les prédictions. Le modèle souligne par contre la limitation de la pression à basse température lorsque l'on se rapproche de la zone de claquage et suggère qu'il se passe des effets probablement dans la vapeur affectant sensiblement les hauteurs.

Effet du confinement

La figure 5.9 compare l'évolution du saut de pression théorique à celui déterminé expérimentalement pour les trois fluides et les trois différentes distances inter-électrodes (1 mm en rouge ; 2 mm en vert et 3 mm en bleu).

Nous avons montré que dans le modèle d'un fluide entre deux électrodes infinies, la dépendance à la distance inter électrodes de la hauteur moyenne peut uniquement être introduite par les termes associés à la conduction puisque le terme de Pellat ne dépend que du champ au carré. Or nous avons aussi démontré en les quantifiant que ces deux termes étaient finalement négligeables dans le cas des fluides étudiés. Le modèle d'un fluide entre deux électrodes infinies ne peut décrire les observations pour la distance inter électrodes la plus petite. Et en effet, pour une distance inter électrodes de 1 mm et pour le HFE-7000, le modèle surestime la pression générée à partir de 2,5 kV/mm (soit 6,25 kV^2/mm^2) : à 4,7 kV/mm (soit 22,09 kV^2/mm^2), la pression mesurée est de 412 Pa et le modèle la surestime de 200 Pa.

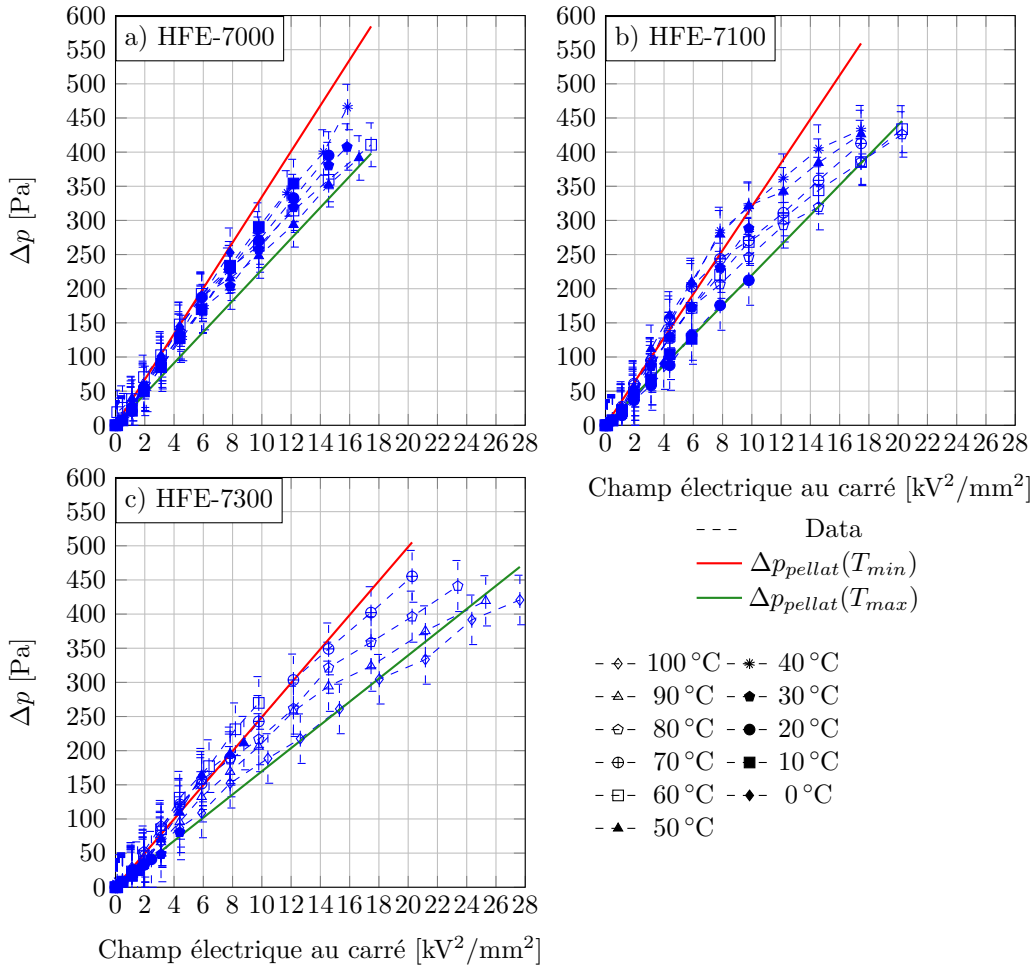


Figure 5.7 – Évolution de la pression hydrostatique en fonction du carré du champ pour les trois fluides et différentes températures. La distance inter électrodes est de 3 mm. Les valeurs issues du modèle de Pellat sont données pour la température minimale et maximale de chaque fluide.

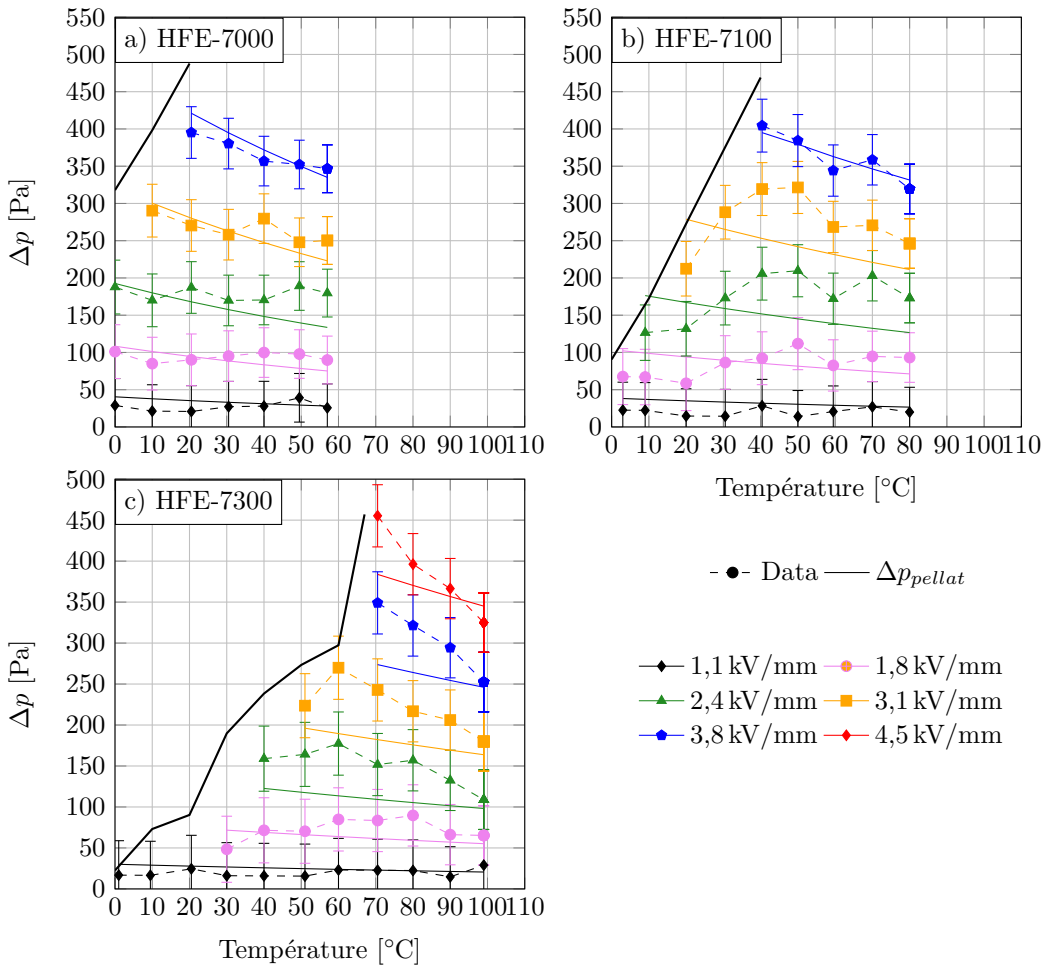


Figure 5.8 – Évolution de la pression hydrostatique en fonction de la température pour les trois fluides à différentes valeurs du champ. La distances inter électrodes est de 3 mm.

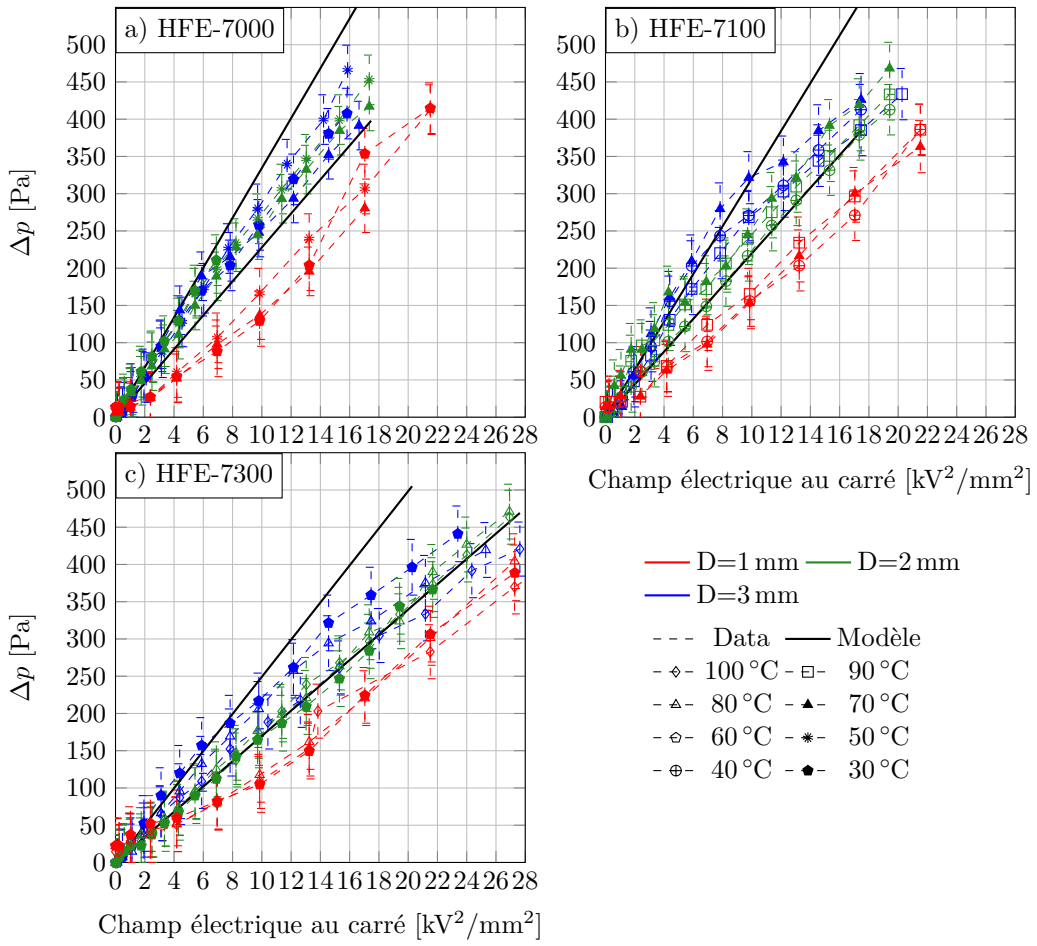


Figure 5.9 – Évolution de la pression hydrostatique en fonction du carré du champ pour les trois fluides et les trois distance inter-électrodes.

Les causes de ces écarts sont donc à aller chercher dans les effets de bord et les pertes de charge. Il est clair que les termes de pertes de charge dépendent fortement de la valeur de la distance inter électrodes et qu'en cohérence avec l'inflexion déjà observable à fort champ pour les distances de 2 mm et 3 mm, on peut penser que ces pertes de charge atteignent des valeurs de 200 Pa pour la plus petite distance inter electrodes. Cependant, on notera que les écarts commencent pour des champs faibles où l'écoulement et donc les pertes de charge sont faibles. On peut donc légitimement se demander s'il n'existe pas un effet physique supplémentaire dû aux effets de bords ou en interne qui ferait que les valeurs de champ mono-dimensionnel pris en compte dans le calcul ne seraient pas les champs effectifs.

5.2.3 Conclusions

La confrontation des données de hauteur moyenne de la colonne de liquide avec celles prédites par un modèle de fluide diphasique à l'équilibre entre deux électrodes infinies nous a permis de montrer que ce sont les effets de polarisation à l'interface qui pilote la différence de pression mesurée dans les fluides étudiés. Les termes associés à la conduction que nous avons évalués à partir d'un modèle mono-dimensionnel de conduction dans les liquides n'ont alors en moyenne qu'une contribution d'ordre inférieur. Le modèle de Pellat caractéristique du comportement du fluide parfaitement diélectrique peut ainsi être utilisé pour prédire la différence de pression de part et d'autre d'une interface liquide vapeur. La relation de Clausius-Mossotti donne une première approche correcte pour quantifier l'influence de la température sur la permittivité.

Les mesures pour les plus hautes valeurs de champ ainsi qu'en dessous d'une distance de 2 mm semblent être significativement affectées par les pertes de charge. Il semble donc nécessaire d'être capable de les évaluer précisément pour exploiter le dispositif à des distances inter électrodes plus petites où les effets capillaires seraient plus forts.

5.3 Analyse du profil de l'interface et des effets locaux

Suite à la discussion de la résultante de force sur toute la colonne, nous souhaitons dans cette partie discuter des effets plus locaux qui font la forme et la courbure de l'interface observée expérimentalement. On tiendra donc cette fois compte des effets de tension superficielle (supposée constante et uniforme) et les forces de nature électrostatique qui seront exprimées à partir d'une densité surfacique de force à l'interface et des valeurs du champ électrique à l'interface. Outre l'identification des forces en présence, l'analyse aura pour objectif de comprendre le couplage entre forces capillaires et forces EHD.

5.3.1 Modèle

L'objectif est de déterminer la fonction $h(x)$ donnant le profil de l'interface dans un plan vertical perpendiculaire aux électrodes. On se place exactement dans la même configuration que la partie précédente c'est-à-dire pour un fluide diphasique constitué de deux milieux homogènes séparés par une interface entre deux électrodes distantes de D, infinies selon la hauteur et la largeur (cf. figure 5.3). En considérant alors une tranche de l'interface d'épaisseur infinitésimale dx, la relation entre les composantes normales des forces agissant sur l'interface donne :

$$-p_{v,I} + p_{\ell,I} + f_{S,I} + \frac{\gamma}{R(x)} = 0 \tag{5.3.1}$$

où $p_{v,I}$ et $p_{\ell,I}$ sont respectivement la pression dans la vapeur et dans le liquide au niveau de l'interface, $f_{s,I}$ est la composante normale de la densité surfacique de force diélectrophorétique. Le dernier terme est la densité surfacique de force associée à la tension superficielle γ et au

rayon de courbure $R(x)$ de l'interface dans le plan d'observation (le rayon de courbure dans le plan parallèle aux électrodes étant infini dans notre problème). Ce rayon peut être exprimé en fonction de $h(x)$ et de ses dérivées :

$$\frac{1}{R(x)} = \frac{h^{''}}{(1+h^{'\,2})^{\frac{3}{2}}} \tag{5.3.2}$$

Nous avons montré précédemment que la pression dans le liquide peut s'écrire selon la relation (5.3.3). La pression sous l'interface s'exprime ainsi en fonction de notre point de référence selon l'expression :

$$p_{\ell,I} = p_{sat} - \rho_\ell g h(x) + \int_{x_{min}}^{x} \rho_E E_\ell(u)\, du \tag{5.3.3}$$

où E_ℓ est le champ dans le liquide loin de l'interface et où le point de référence pour la pression est défini comme précédemment à la position minimum x_{min} de l'isobare $p_\ell = p_{sat}$ où l'on a $\rho_E E_\ell = 0$.

Modèle de la force diélectrophorétique

En considérant que la densité surfacique de charge à l'interface n'a pas d'effet significatif sur le saut de la composante normale du champ c'est qu'à l'interface on a $\epsilon_\ell E_{\ell,n} = \epsilon_v E_{v,n}$, l'expression de la densité de force $f_{S,I}$ dans le repère du problème et en fonction du champ côté vapeur est alors :

$$f_{S,I} = \frac{\varepsilon_\ell \left(-E_{v,x}h^{'} + E_{v,z}\right)^2 \left(1 - \frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_\ell}\right) + \left(E_{v,x} + E_{v,z}h^{'}\right)^2 (\varepsilon_\ell - \varepsilon_v)}{2\,(1+h^{'\,2})} \tag{5.3.4}$$

Se pose alors la question de la valeur du champ à l'interface E_v. A priori, la courbure de l'interface déforme le champ et introduit une composante suivant $\vec{e}_z$. Nous allons cependant considérer en première approximation que cette modification est supposée négligeable c'est-à-dire que $E_{v,z} \simeq 0$. Ainsi, dans cette approche, le champ est supposé uniforme dans la vapeur selon $\vec{e}_x$ et fixé à $E_{v,x} = E_0$ et l'expression de la densité surfacique de force devient :

$$f_{S,I} = \frac{1}{2}\,(\varepsilon_\ell - \varepsilon_v)\, E_0^2 \frac{1 + \frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_\ell} h^{'\,2}}{1 + h^{'\,2}} \tag{5.3.5}$$

On notera donc que bien que nous avons supposé le champ uniforme à l'interface, le module de la force diélectrophorétique dépend de la forme de l'interface. Pour une interface parfaitement plane, on retrouve l'expression de la densité de force issue de Pellat.

Finalement en remplaçant les relations (5.3.2), (5.3.3) et (5.3.5) dans la relation (5.3.1), on obtient une équation permettant de déterminer numériquement la fonction $h(x)$:

$$-\rho_\ell g h(x) + \int_{x_{min}}^{x} \rho_E E_\ell(u)\, du + \frac{1}{2}\,(\varepsilon_\ell - \varepsilon_v)\, E_0^2 \frac{1 + \frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_\ell} h^{'\,2}}{1 + h^{'\,2}} + \gamma \frac{h^{''}}{(1+h^{'\,2})^{\frac{3}{2}}} = 0 \tag{5.3.6}$$

Conditions limites

Le potentiel V_0 est imposé sur l'électrode en $x = 0$ et celle en $x = D$ est mise à la masse. La mouillabilité du fluide avec la paroi, impose un angle de contact θ sur les électrodes. Il est supposé indépendant du champ électrique et fixe la valeur de la dérivée première de h en

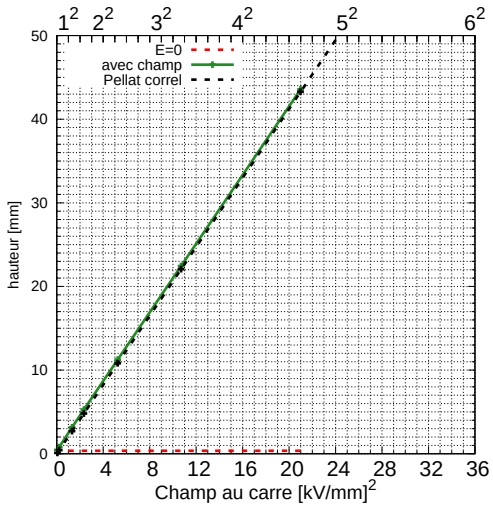


Figure 5.10 – Évolution de la hauteur moyenne avec le champ au carré.

$x = 0$ et $x = D$:

$$h^{'}(x = 0) = -\frac{1}{\tan\theta} \qquad h^{'}(x = D) = \frac{1}{\tan\theta} \tag{5.3.7}$$

5.3.2 Résultats numériques

Les propriétés du fluide utilisées dans les calculs sont celles du HFE-7000, elles ont été présentées dans le chapitre 4.1.1. En pratique, les résultats varient très peu pour les 3 fluides. En effet, les paramètres qui pilotent les effets sont la permittivité du liquide, le nombre de conduction et la longueur capillaire. Or ceux-ci sont extrêmement proches pour les trois fluides. La démarche a été avant tout de reproduire les conditions expérimentales en matière de champ électrique, de température et de distance inter électrodes que nous avons complétées parfois par d'autres jeux de paramètres pour souligner ou vérifier un effet.

Les fluides sont très mouillants, un angle de contact de $\theta = 5\ ^{\circ}$ a été choisi pour les calculs. Le champ ainsi que la répartition des porteurs de charge dans le liquide ont été calculés comme précédemment à partir du modèle de Thomson.

Effet du champ sur la forme de l'interface

La figure 5.10 présente la hauteur de l'interface prise au centre des électrodes en fonction du champ au carré. Elle permet de vérifier que pour une distance de 3 mm, les effets capillaires sont négligeables sur la hauteur et dès qu'un champ est appliqué, c'est la force diélectrophorétique à l'interface qui pilote la position.

La figure 5.11 présente le profil de l'interface relatif à la hauteur de Pellat soit $h(x) - h_{Pellat}$ pour les différentes valeurs du champ. Ces résultats sont à rapprocher des observations présentées sur la figure 3.21 du chapitre 4.1.1.

On voit clairement que les résultats numériques captent bien la tendance correspondant à un nivellement de l'interface avec le champ électrique : l'écart entre la ligne triple et le bas du ménisque passe de 1,1 mm à 1,1 kV/mm à 0,4 mm à 4,6 kV/mm. En effet, l'intensité de la

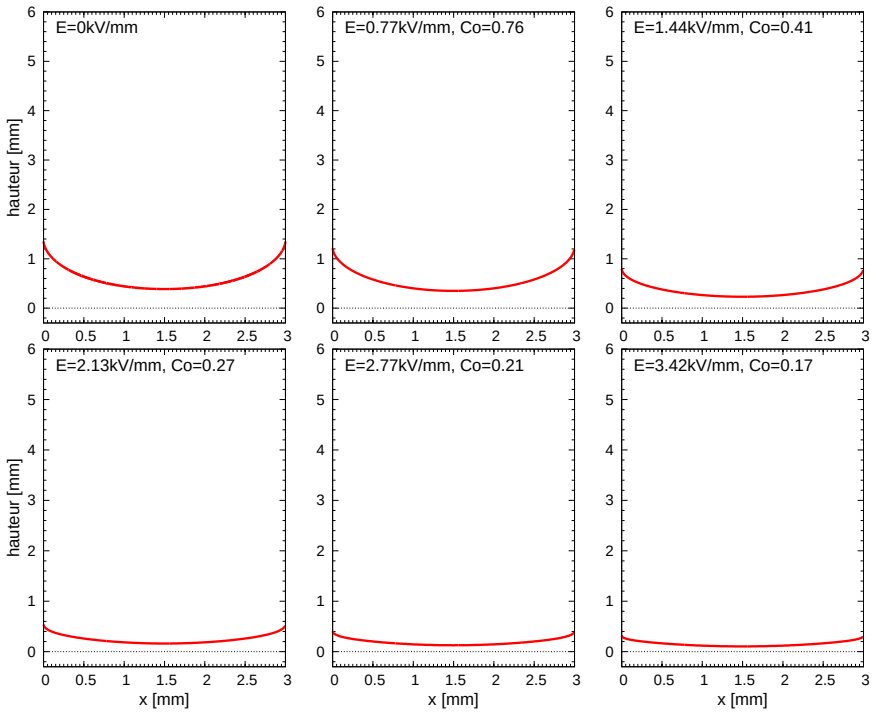


Figure 5.11 – Profil $h(x) - h_{Pellat}$ pour différentes valeurs du champ électrique.

force diélectrophorétique est gouvernée spatialement par le facteur suivant :

$$\frac{1 + \frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_\ell} h'^{\,2}}{1 + h'^{\,2}} \tag{5.3.8}$$

Ce facteur est ainsi maximum et égal à 1 lorsque la courbure de l'interface est nulle tandis qu'il vaut $\frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_\ell}$ quand la pente de l'interface tend vers $+\infty$. À cause de la mouillabilité du fluide à la paroi, le terme de force diélectrophorétique est donc $7,4$ fois plus importante au centre que près des électrodes pour du HFE-7000 et la force diélectrophorétique tend ainsi à aplanir l'interface lorsque le champ augmente.

La figure 5.12 où les mêmes simulations mais sans conduction ont été superposées semble indiquer que la contribution de la conduction est négligeable avec des variations inférieures à $100\mu m$. Cependant en regardant sur la figure 5.13 chacun des termes de forces qui agissent sur la position de l'interface pour chaque valeur du champ, on voit que le rôle de la conduction va dans le sens de creuser l'interface et de maintenir une courbure plus importante en paroi. On peut imaginer des fluides pour lesquels les densités des couches d'hétérocharges seraient plus élevées et avec donc ces effets seraient plus significatifs et se traduiraient par une augmentation de l'angle de mouillabilité apparant avant que le terme diélectrophorétique n'écrase les autres termes sauf proche des parois où les effets de tension de surface dominent.

Influence des propriétés électriques sur le profil de l'interface

Nous avons observé expérimentalement que le profil de l'interface n'est pas symétrique avec une montée du liquide plus importante de quelques mm du côté de l'électrode positive. Ceci suggérait que les mobilités des charges positives et négatives sont différentes. La figure 5.14

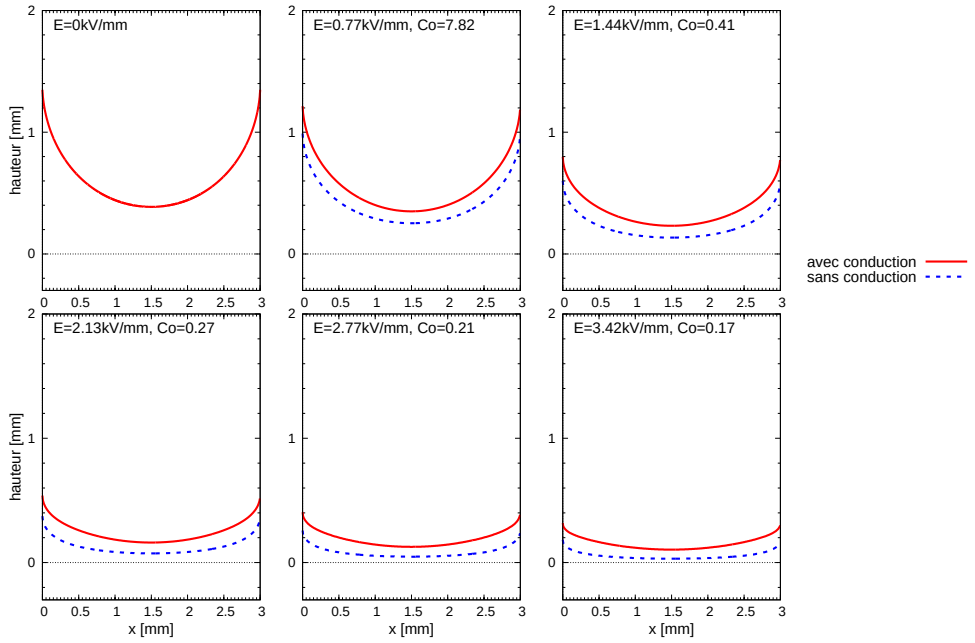


Figure 5.12 – Profils $h(x) - h_{Pellat}$ pour différentes valeurs du champ électrique avec et sans le terme de conduction.

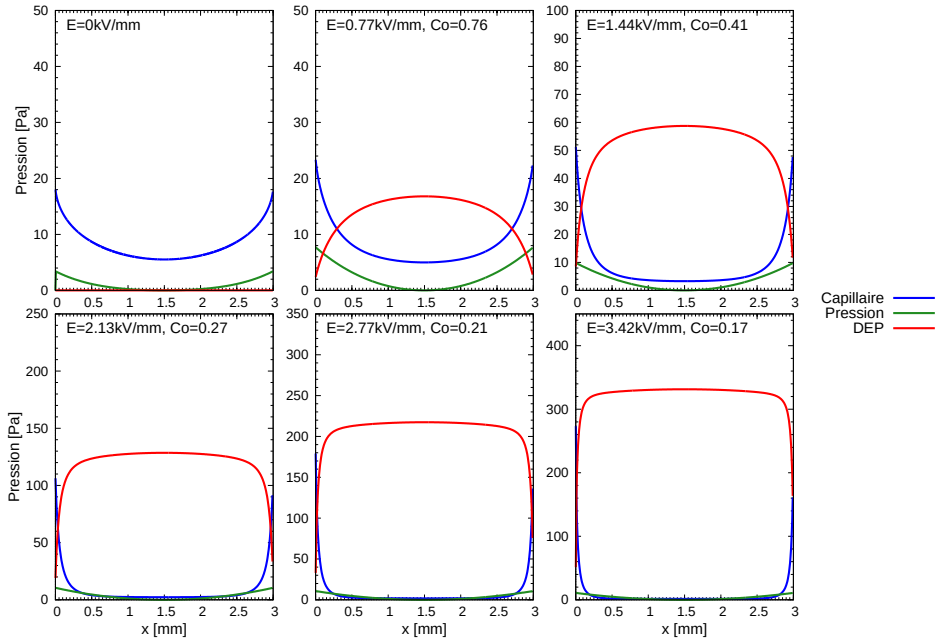


Figure 5.13 – Contribution des différents termes de densité surfacique de force agissant sur l'interface.

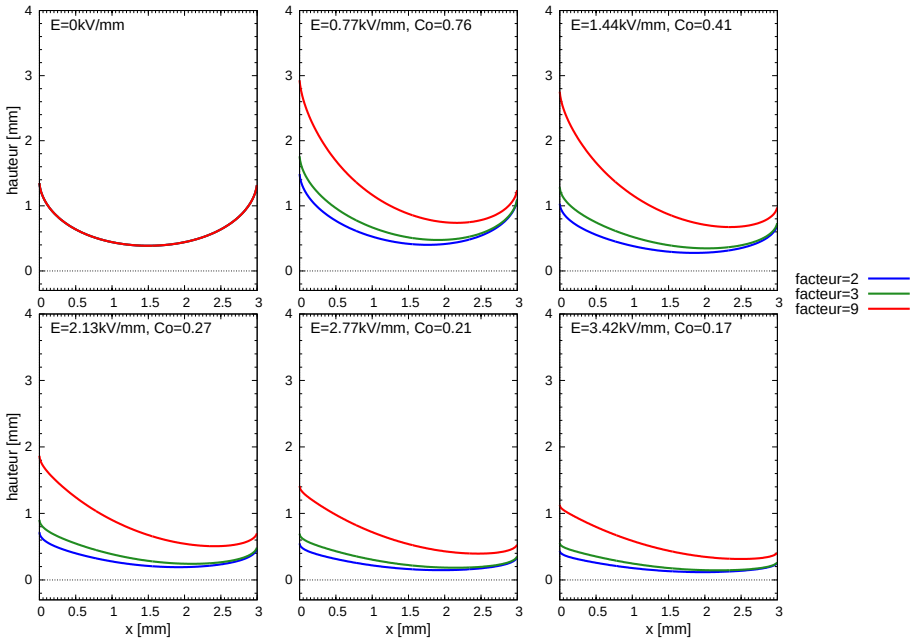


Figure 5.14 – Profils $h(x) - h_{Pellat}$ pour $b_- < b_+$ différents facteurs sont tracés (inférieur d'un facteur 2 en bleu, d'un facteur 3 en vert et d'un facteur 9 en rouge).

présente le profil de l'interface pour du HFE-7000 pour différents champs et pour différents écarts entre les mobilités. La mobilité des charges négatives b_- est inférieure d'un facteur 2 (courbe bleue), 3 (courbe verte) ou 9 (courbe rouge) à la mobilité des charges positives b_+, la mobilité moyenne reste constante. Dans le chapitre 2.4.1 on a vu que la saut de pression créé par une couche d'hétérocharges était proportionnel à la mobilité des charges du signe opposé. La pression est plus importante sur l'électrode positive (en $x = 0$) cela explique que la ligne triple soit plus élevée sur cette électrode. À 1,44 kV/mm l'écart expérimental mesuré entre la position des deux lignes triples est d'environ 2 mm pour le HFE-7000 ce qui correspond dans le modèle à une mobilité des charges positives environ 9 fois supérieure à celle des charges négatives.

La figure 5.15 présente la contribution de chacune des forces lorsque la mobilité est différente. Comme la mobilité des charges négatives est plus faible, sa couche d'hétérocharge est plus épaisse que celle des charges positives. La résultante de pression liée à la force de Coulomb sur l'interface n'est plus symétrique et elle est plus importante près de l'électrode positive. En modifiant le profil de l'interface, cette force modifie aussi le profil des valeurs de la force diélectrophorétique et capillaire. La figure 5.16 présente les profils des densités de charges pour différentes valeurs de rapport de mobilité. Plus la mobilité est faible, plus la couche d'hétérocharges est grande et plus la pression est importante.

La différence de mobilité perturbe la répartition des forces, la figure 5.17 présente la variation de hauteur moyenne de la colonne de liquide induite par la conduction dans le cas où $3b_- = b_+$. L'écart est plus important que pour une mobilité symétrique (cf. figure 5.6) mais reste négligeable dans les cas étudiés où le nombre de conduction C_O est très rapidement inférieur à 1.

La figure 5.18 présente le profil de l'interface pour un fluide similaire au HFE-7000 mais avec une conductivité de 1×10^{-7} S/m. Tandis que la figure 5.19 présente les profils de densité

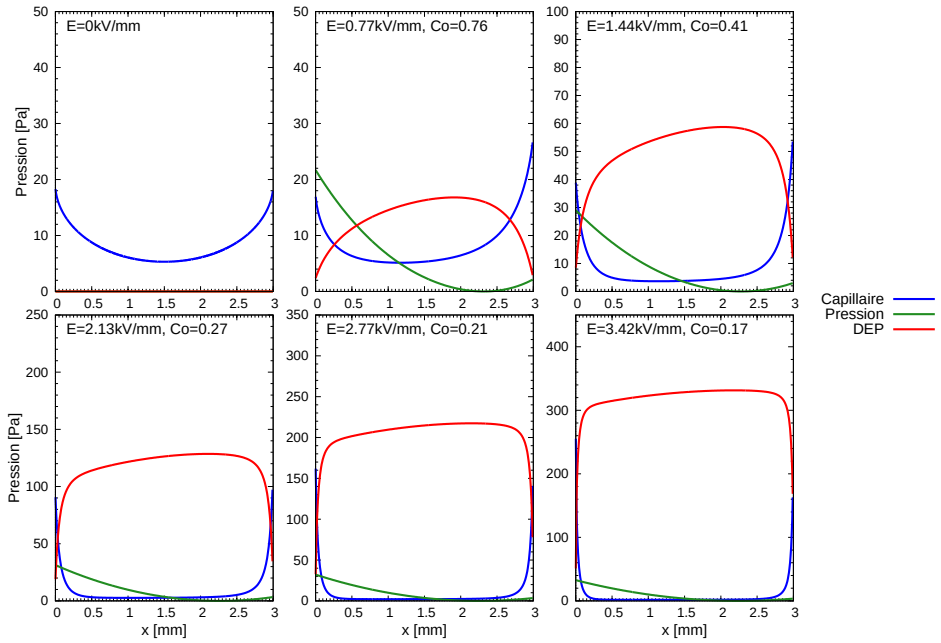


Figure 5.15 – Contribution des différentes densités de force surfaciques sur l'interface lorsque $3 \cdot b_- = b_+$.

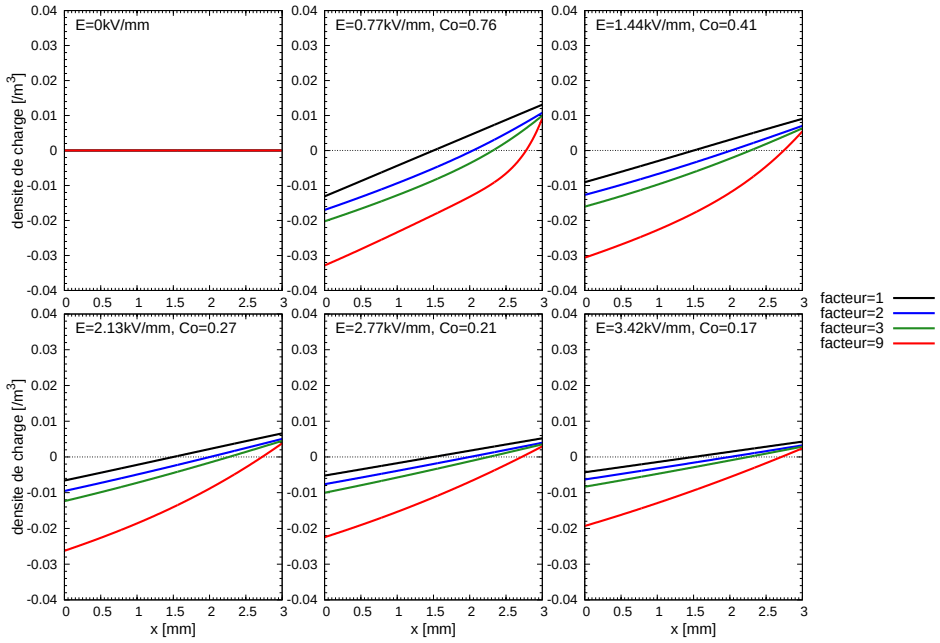


Figure 5.16 – Influence de la mobilité sur la répartition des charges dans le liquide pour du HFE-7000, la mobilité des charges négatives est inférieure à celle des charges positives.

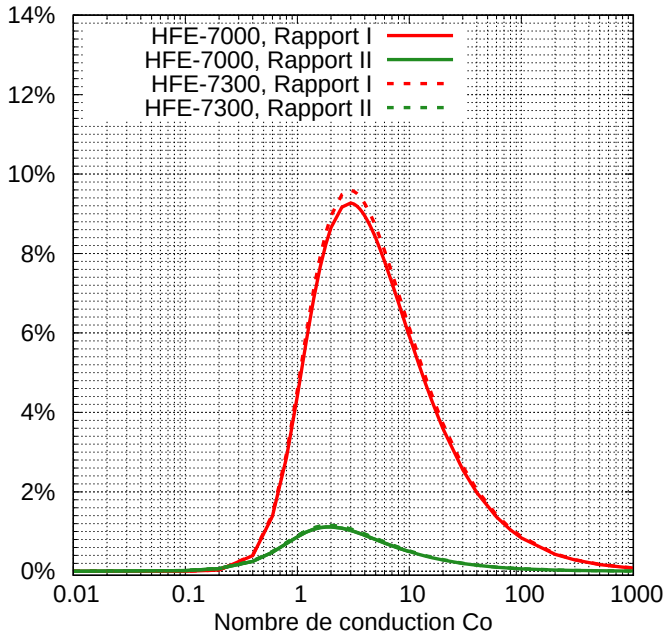


Figure 5.17 – Effet de la conduction sur la hauteur moyenne sur l'interface.

de charges dans le liquide. Pour les valeurs de champ étudié, le C_O est plus grand et la contribution de la force de Coulomb est maximale pour ces valeurs là et permet d'étirer des films le long des électrodes. La longueur des films passe par un maximum pour un $C_0 = 2$ comme ce qui a été observé pour la contribution de la force de Coulomb sur la hauteur moyenne (cf. figure 5.6).

La figure 5.20 présente l'évolution du profil pour une conductivité élevée avec un angle de contact de 90 °. La force de Coulomb va d'abord creuser l'interface. Les forces diélectrophorétiques étant plus fortes à la paroi à cause de l'angle de contact de 90 ° amplifient alors le phénomène, l'angle de contact apparent diminue. Avec l'augmentation du champ, l'effet de la conduction s'estompe et la forme de l'interface s'aplatit et diminue l'angle de contact apparent.

Influence de la température sur le profil de l'interface

Le champ est fixé à 1,1 kV/mm et l'on s'intéresse à l'influence de la température sur le profil. Les corrélations établies sur la masse volumique ρ_ℓ, la permittivité relative ε_ℓ et la mobilité ionique b_i dans la section 3.2 sont utilisées pour estimer la dépendance à la température. Pour la tension de surface γ, la corrélation établie par Rausch et al. [rau2015] est utilisée. La figure 5.21 présente les profils de l'interface pour quatre températures différentes. Plus la température augmente, plus le profil semble s'aplatir et moins les effets capillaires sont importants.

Effet du confinement

Le figure 5.22 présente les profils de l'interface pour différentes distances inter électrodes et différentes valeurs du champ. Lorsque la distance inter électrodes diminue, les effets capillaires sont plus importants. Mais lorsque le champ augmente, on observe de nouveau que la force diélectrophorétique aplanit le centre de l'interface et compense les effets de tension de surface jusqu'à complètement les gommer.

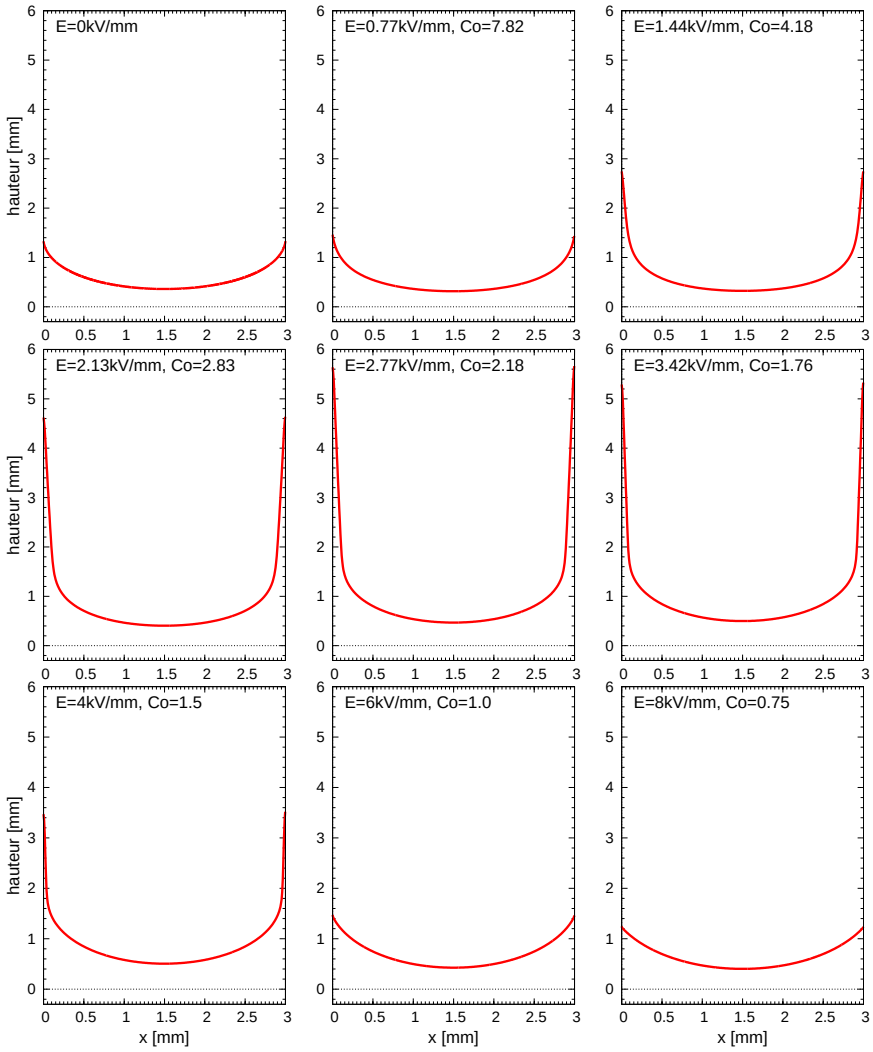


Figure 5.18 – Profils $h(x) - h_{Pellat}$ pour un fluide similaire au HFE-7000 mais avec une conductivité de 1×10^{-7} S/m, l'angle de contact est de 5 $^{\circ}$.

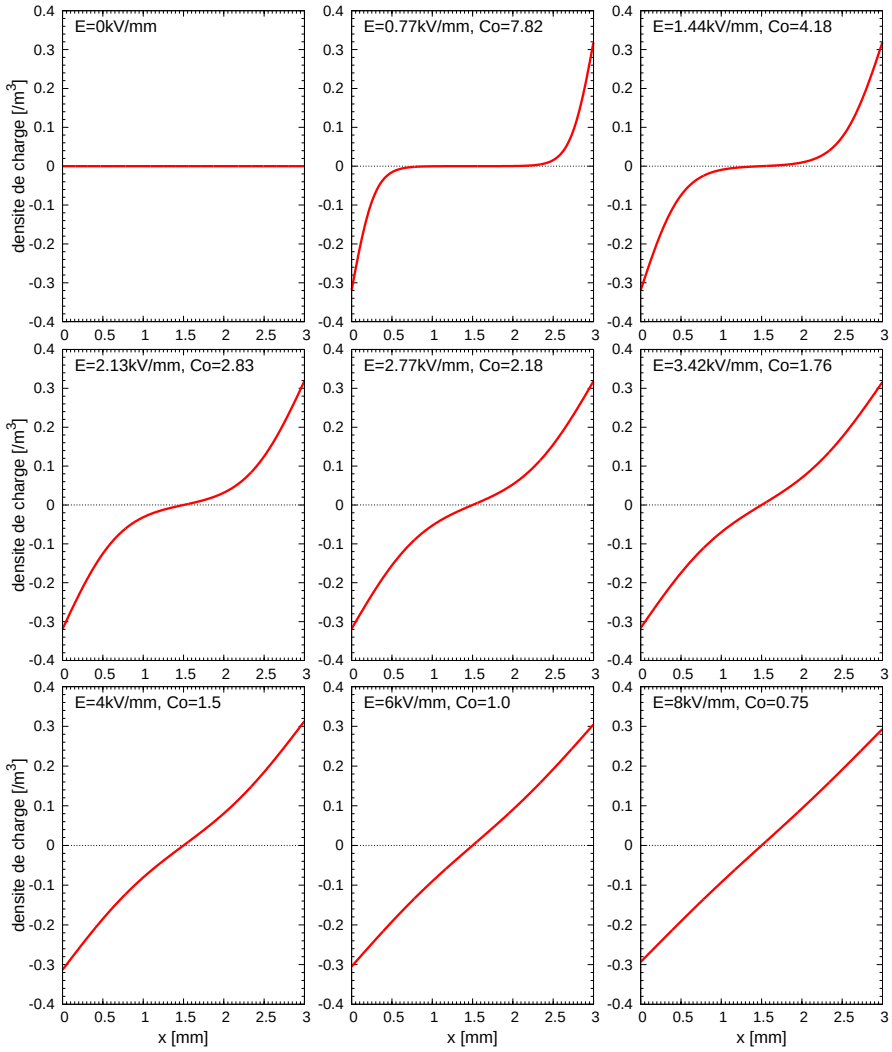


Figure 5.19 – Profils de densité de charge pour un fluide similaire au HFE-7000 mais avec une conductivité de 1×10^{-7} S/m.

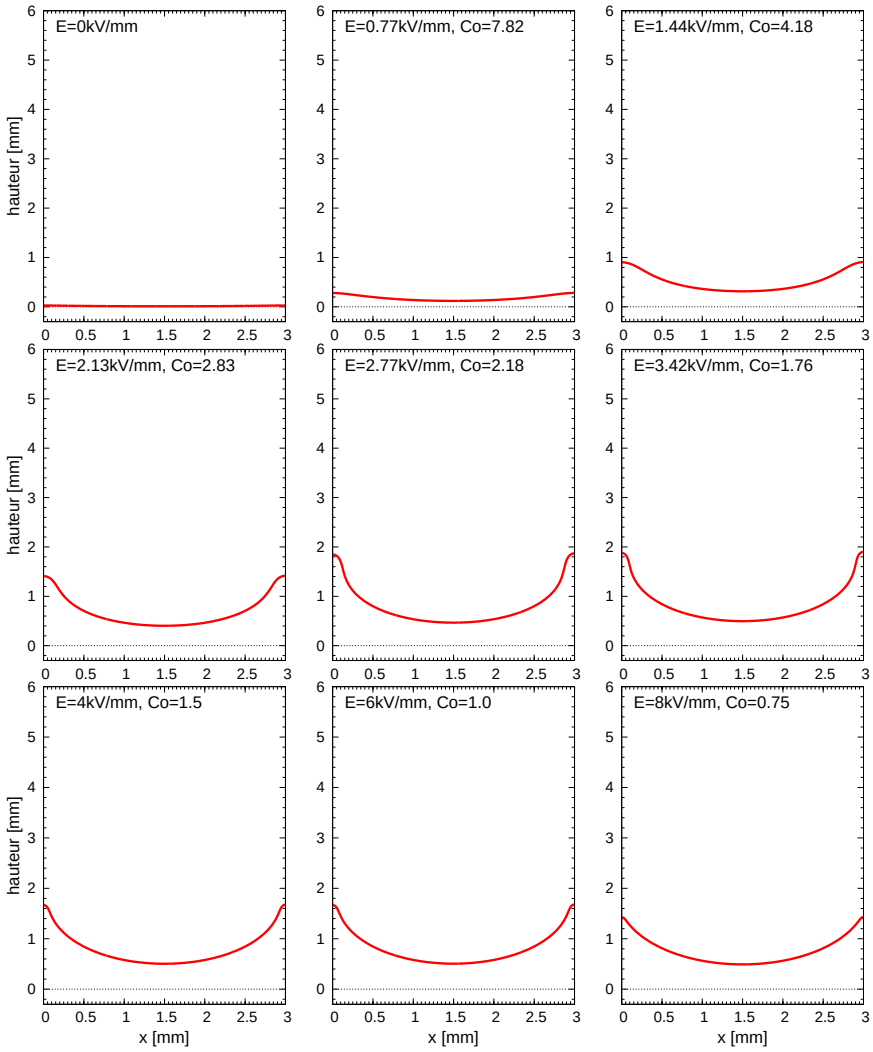


Figure 5.20 – Profils $h(x) - h_{Pellat}$ pour un fluide similaire au HFE-7000 mais avec une conductivité de 1×10^{-7} S/m, l'angle de contact est de 90 ° .

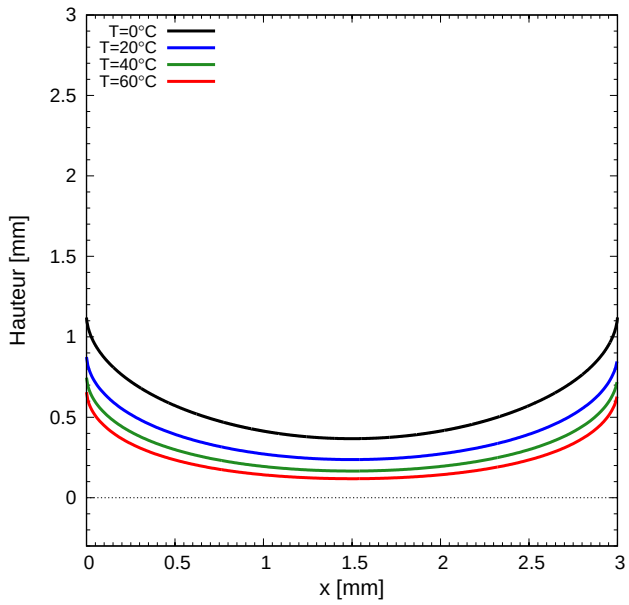


Figure 5.21 – Profils $h(x) - h_{Pellat}$ pour différentes valeurs de la température et pour un champ de 1,1 kV/mm.

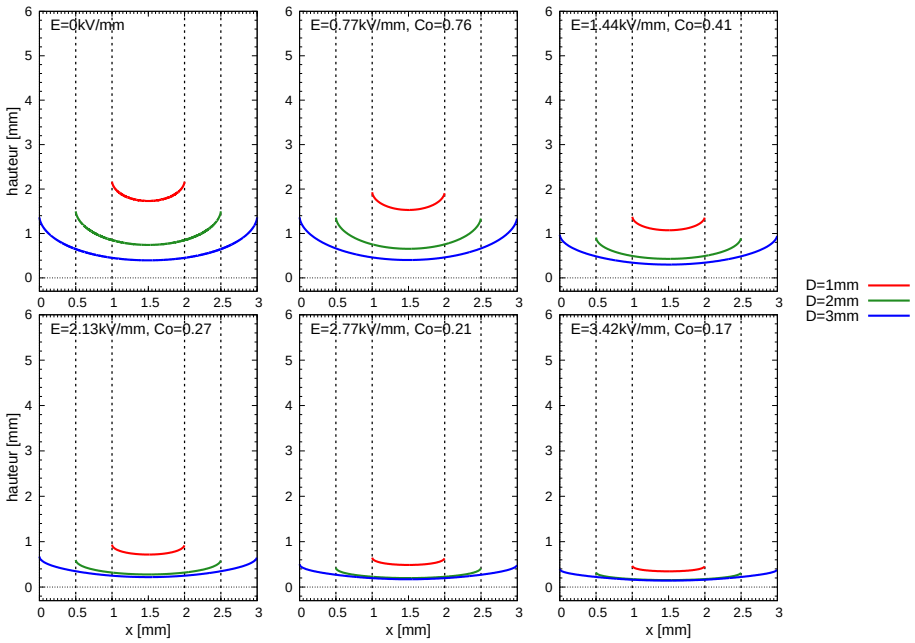


Figure 5.22 – Profils $h(x) - h_{Pellat}$ pour différents confinements.

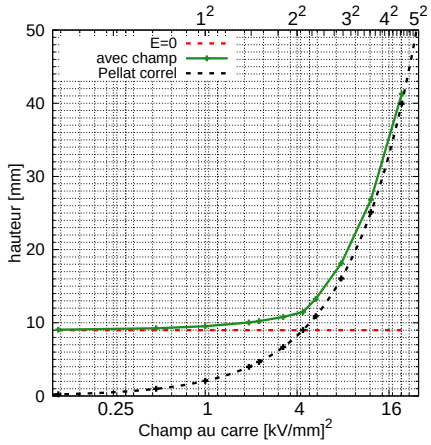


Figure 5.23 – Évolution de la hauteur moyenne du profil de $h(x)$ par rapport au modèle de Pellat et la hauteur de Jurin pour une distance inter électrodes de 200 µm.

Nous avons voulu voir ce que cela donne lorsque les effets capillaires sont plus importants. La figure 5.23 présente l'évolution de la hauteur moyenne de l'interface en fonction du champ pour une distance inter électrodes de 200 μm. En l'absence de champ, la hauteur de Jurin est de 10 mm. Trois zones sont à distinguer en fonction de la valeur du champ électrique imposé. De 0 à 1 kV/mm la hauteur est régie par les effets capillaires et la force diélectrophorétique ne rentre pas en compte. De 1 à 3 kV/mm les deux forces jouent. Il existe un point d'inflexion à 2 kV/mm, valeur du champ pour laquelle la hauteur de Pellat est égale à la hauteur de Jurin. Au-delà de 3 kV/mm, la hauteur est totalement pilotée par les effets EHD.

5.3.3 Conclusions

Le modèle monodimensionnel développé permet de quantifier la contribution locale des différents effets EHD. Nous avons pu notamment montré que les effets de capillarité sur le profil s'estompent avec la valeur du champ, car la force dielectrophorétique plus intense, où la courbure est faible, tend à aplanir l'interface. Lorsque la distance inter électrodes est inférieure à la longueur capillaire, la force diélectrophorétique et les forces capillaires ne se cumulent pas. La hauteur est pilotée par la capillarité jusqu'à une certaine valeur du champ, puis au-delà la position de l'interface est pilotée par la force diélectrophorétique comme s'il n'y avait pas de capillarité.

Nous avions montré dans la section précédente qu'en moyenne les effets de conduction sur la force diélectrophorétique à l'interface sont négligeables et dans le meilleur des cas ne contribuent pas à plus de 3 % de la force. Cette partie nous permet d'affiner notre compréhension du rôle de la conduction en montrant que la modification du champ de pression dans le liquide distribue de façon plus importante le liquide proche des électrodes modifiant la courbure et l'angle de contact apparent. Le domaine d'influence reste celui des nombres de conduction compris entre $0,1$ et 10 avec un maximum autour de 2 et 3.

5.4 Simulation 2D

Cette partie de modélisation doit permettre d'affiner l'analyse en prenant en compte les effets bidimensionnels. Elle permettra aussi de compléter l'étude par un examen de simulations en

courant alternatif. Les développements des outils de simulations ont été réalisés dans l'équipe COST du laboratoire Pprime de Poitiers.

5.4.1 Modèle et méthode

Les équations

Dans un premier temps, les équations sont écrites pour un modèle à phases séparées en faisant l'hypothèse qu'il n'y a pas de changement de phase. Pour chaque phase k, la conservation de la masse (5.4.1) et la conservation de la quantité de mouvement (5.4.2) donnent :

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + div\left(\rho_k \vec{v}_k\right) = 0 \tag{5.4.1}$$

$$\frac{\partial \rho_k \vec{v}_k}{\partial t} + \left[\vec{v}_k \cdot \overrightarrow{grad}\right]\left(\rho_k \vec{v}_k\right) = -\overrightarrow{grad}\, p_k + \nu_k \Delta \vec{v}_k + \rho_k \vec{g} + \rho_E \vec{E} - \frac{E^2}{2}\overrightarrow{grad}\, \varepsilon_k \tag{5.4.2}$$

De la même manière, en réalisant un bilan sur l'interface supposée d'épaisseur nulle :

$$\rho_\ell\left(\vec{v}_\ell - \vec{v}_i\right)\cdot \vec{n} - \rho_v\left(\vec{v}_v - \vec{v}_i\right)\cdot \vec{n} = 0 \tag{5.4.3}$$

$$\rho_\ell \vec{v}_\ell\left(\vec{v}_\ell - \vec{v}_i\right)\cdot \vec{n} - \rho_v \vec{v}_v\left(\vec{v}_v - \vec{v}_i\right)\cdot \vec{n} + \left(\overline{\overline{\Sigma}}_\ell - \overline{\overline{\Sigma}}_v\right)\vec{n} = \gamma \kappa \vec{n} \tag{5.4.4}$$

Puis en utilisant la méthode VOF (Volume-of-Fluid-like) et en posant α la fonction indicateur de phase, qui vaut 1 dans le liquide et 0 dans la vapeur. Les grandeurs physiques globales peuvent ainsi être définies par :

$$\varphi^g = \alpha \varphi_\ell + (1-\alpha)\varphi_v \tag{5.4.5}$$

Ou :

$$\frac{1}{\Phi^g} = \frac{\alpha}{\Phi_\ell} + \frac{1-\alpha}{\Phi_v} \tag{5.4.6}$$

Enfin en sommant les bilans sur les différentes phases de la même manière que Wikström et al. [wik2005] et en faisant l'hypothèse que le fluide est incompressible, des équations globales peuvent être établies pour l'ensemble du système :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + div\left(\alpha \vec{v}^g\right) = 0 \tag{5.4.7}$$

$$\frac{\partial \vec{v}^g}{\partial t} + \vec{v}^g \cdot \left(\overrightarrow{grad}\, \vec{v}^g\right) = -\overrightarrow{grad}\, p^g + \nu^g \Delta \vec{v}^g + \rho^g \vec{g} + \rho_E^g \vec{E}^g - \frac{E^{g\,2}}{2}\overrightarrow{grad}\, \varepsilon_k^g \tag{5.4.8}$$

De la même manière pour l'électrostatique en s'appuyant sur les travaux de Tomar et al. [tom2007] en faisant un bilan de conservation des espèces positive et négative et à l'aide de l'équation de Maxwell-Gauss, il vient :

$$\frac{\partial p^g}{\partial t} + div\left[p^g\left(\vec{v}^g + b_+^g \vec{E}^g\right)\right] = div\left(\mathcal{D}_+^g \overrightarrow{grad}\, p^g\right) + K_r^g\left(n_{eq}^{g\,2} - p^g n^g\right) \tag{5.4.9}$$

$$\frac{\partial n^g}{\partial t} + div\left[n^g\left(\vec{v}^g - b_-^g\vec{E}^g\right)\right] = div\left(\mathcal{D}_-^g\overrightarrow{grad}\,n^g\right) + K_r^g\left(n_{eq}^{g\,2} - p^g n^g\right) \tag{5.4.10}$$

$$div\left(\varepsilon^g\vec{E}^g\right) = p^g - n^g \tag{5.4.11}$$

Les variables définies par la moyenne pondérée (5.4.5) sont : p^g, n^g, $\vec{E}^g$, $\mathcal{D}_+^g$, $\mathcal{D}_-^g$, n_{eq}^g, ρ^g, p^g, ν^g et ρ_E^g. La moyenne harmonique (5.4.6) est utilisée pour définir les variables : ε^g, b_+^g, b_-^g, $\vec{v}^g$.

Les conditions limites

Pour l'hydrodynamique, la vitesse est nulle au niveau des électrodes, sauf au niveau de la ligne triple où une condition de glissement partiel est appliquée et le gradient de pression normal aux parois est nul. Au niveau de la ligne triple, l'angle de contact est imposé en fixant la valeur du gradient normal à la paroi de la fonction indicateur de phase.

Pour l'électrostatique, le potentiel est imposé sur chaque électrode. Pour les densités de charge, sur l'électrode positive (négative) la densité de charge positive (négative) est nulle et le flux de charge négative (positive) est fixé à zéro.

Méthode de résolution numérique

Le solver OpenFoam est utilisé pour résoudre le modèle. Le cas d'école de la montée d'une colonne de liquide sert de base pour l'écriture numérique du modèle. Pour la résolution numérique, le caractère temporel est traité à l'aide de la méthode d'Euler. Pour la résolution spatiale, les termes linéaires sont implicités. Le couplage entre la vitesse et la pression est réalisé à l'aide de la méthode PIMPLE

5.4.2 Simulation entre deux électrodes planes parallèles infinies

Le système modélisé est le même que celui étudié précédemment. Il s'agit d'une colonne de liquide à l'équilibre entre deux électrodes parallèles planes infinies. Le fluide (HFE-7000) est présent sous deux phases (liquide et vapeur) stratifiées par la gravité.

Distorsion du champ autour de l'interface

La figure 5.24 présente les lignes d'isopotentiel au niveau de l'interface, pour du HFE-7000, avec une distance inter électrodes de 3 mm et une différence de potentiel de 9 kV. La zone en rouge représente le liquide et celle en bleu la vapeur. La courbure de l'interface dévie très peu les isopentiels donc déforme très peu le champ. L'hypothèse d'un champ uniforme selon la direction $\vec{e}_x$ faite dans la section précédente semble valide.

Écoulement du liquide entre les électrodes

La figure 5.25 présente l'écoulement de liquide entre les électrodes au régime stationnaire, pour du HFE-7000, avec une distance inter électrodes de 3 mm et une différence de potentiel de 9 kV. Il est difficile de définir une tendance particulière au niveau du champ de vitesse. Il semble y avoir quelques tourbillons, mais de manière générale, l'écoulement semble pouvoir être négligé à l'état stationnaire pour une configuration 2D entre deux électrodes infinies.

Effet de la fréquence sur la structure de l'interface

Expérimentalement, il a été observé qu'un champ alternatif permettait de développer des cônes de Taylor autour de l'interface (cf. section 3.4) pour les basses fréquences et qu'au fur et à mesure que la fréquence augmentait, l'interface se stabilisait et la force qui agissait sur l'interface diminuait.

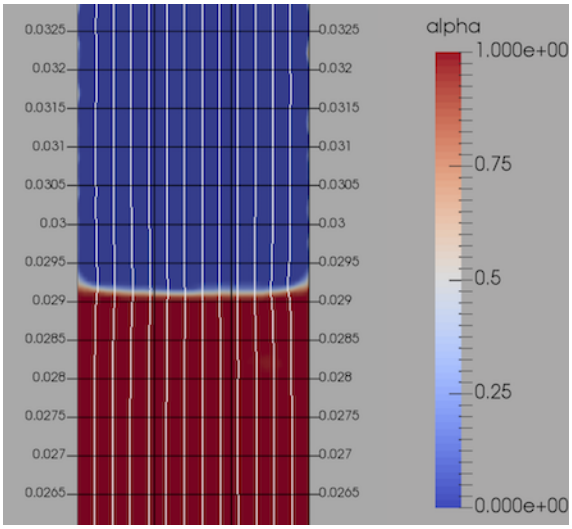


Figure 5.24 – Ligne d'isopotentiel au niveau de l'interface, pour du HFE-7000, avec une distance inter électrode de 3 mm et une différence de potentiel de 9 kV.

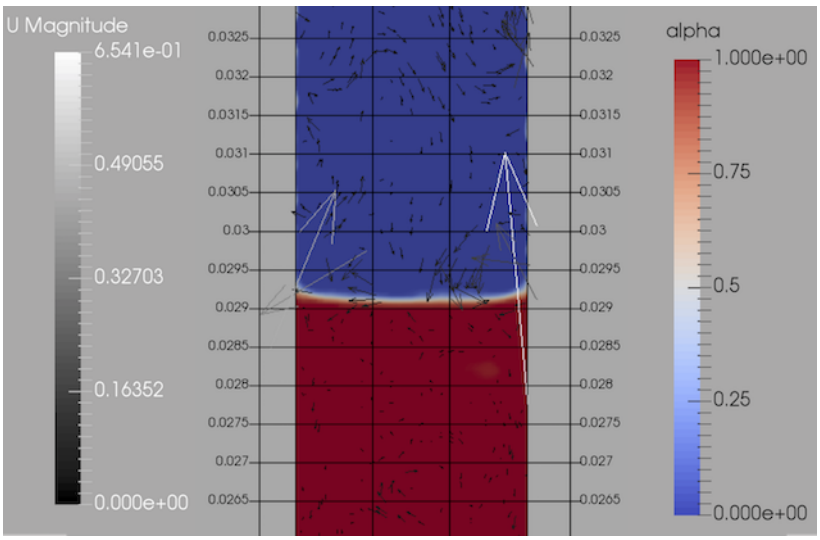


Figure 5.25 – Champ de vitesse dans le liquide autour de l'interface, pour du HFE-7000, avec une distance inter électrode de 3 mm et une différence de potentiel de 9 kV.

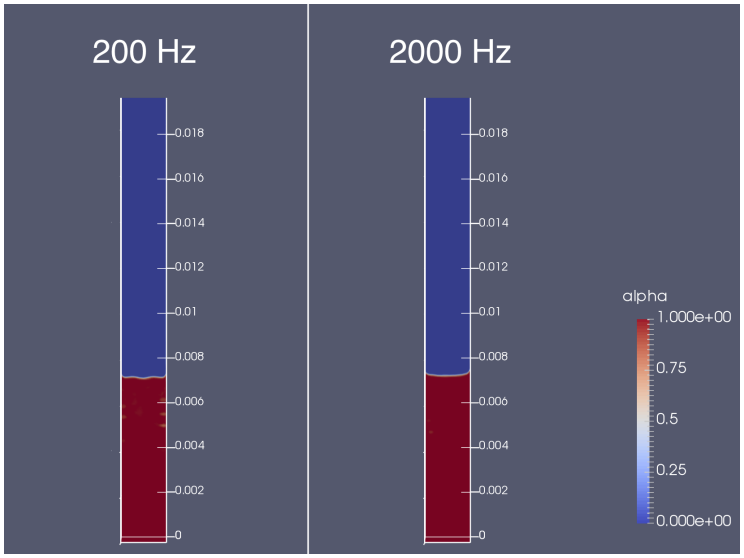


Figure 5.26 – Évolution de la structure de l'interface pour différentes fréquences et un champ efficace de 1,77 kV/mm, pour du HFE-7000 et une distance inter électrodes de 2 mm.

La figure 5.26 présente deux simulations pour des fréquences différentes (200 et 2000 Hz), supérieures à la fréquence de relaxation de façon à vérifier si la hauteur du régime permanent est différente de celle obtenue pour un champ continu. Le fluide utilisé est le HFE-7000, la distance inter électrodes est de 2 mm et le champ efficace est de 1,77 kV/mm.

À 200 et 2000 Hz, l'interface se stabilise et il n'y a ni film ni cônes qui se développent. Les simulations 2D permettent bien de retrouver le comportement dynamique de l'interface sous champ alternatif. Mais pour cette valeur de champ efficace, la hauteur correspond de nouveau à la hauteur prédite par le modèle de Pellat (7 mm) et donc les résultats numériques 2D ne permettent pas d'expliquer ce qui est observé expérimentalement. À 50 Hz, on observe des films liquides se développent les longs des parois et des cônes commencent à se former comme dans l'expérience. Mais la hauteur de l'interface est supérieure à la hauteur expérimentale et donc les simulations à basse fréquence restent à valider.

5.4.3 Conclusions

Les simulations 2D ont permis de confirmer qu'il y a peu d'effets 2D sur la forme et la position de l'interface. Elles ont permis d'étendre l'analyse du comportement de l'interface lorsqu'elle est soumise à un champ alternatif. Même si les effets sont moindres, on retrouve le même comportement de l'interface en fonction de la fréquence, notamment la présence d'oscillations. Les temps longs nécessaires aux simulations n'ont pas permis d'exploiter plus longtemps ce modèle à ce jour. Mais face aux résultats qualitatifs et quantitatifs, on démontre que l'approche peut être très profitable pour des configurations où les effets 3D sont déterminants.

D'autre part contrairement au modèle monodimensionnel présenté dans la section précédente, ce modèle permettrait de capter la comportement du fluide en l'absence du terme gravitaire. Par exemple, on pourrait simuler que dans la configuration de Pellat, en l'absence de gravité, la colonne de liquide devrait accélérer verticalement sous l'action de la capillarité et de la force diélectrophorétique jusqu'à éventuellement atteindre une vitesse limite lorsque les pertes de charge dans le liquide et les frottements au niveau de la ligne triple compenseront

les forces à l'interface. Le liquide se répartirait le long des parois de l'enceinte et le long des électrodes. Le champ électrique amplifierait alors les instabilités des films liquides le long des électrodes et créerait des cônes de Taylor. Au final, quelque soit la valeur du champ électrique, le liquide finirait par envahir totalement l'espace inter électrodes.

Partie III

Le pompage EHD

Chapitre

6

Le pompage EHD

6.1 Mise en mouvement d'un fluide diélectrique par des champs électriques . . 110
6.1.1 Régime ohmique . . . 110
6.1.2 Régime de conduction . . . 111
6.1.3 Régime d'injection . . . 111
6.2 Banc de caractérisation . . . 112
6.2.1 Le banc . . . 112
6.2.2 Instrumentation et procédure . . . 112
6.3 Caractérisation des performances d'un module de pompe EHD . . . 113
6.4 Prototype modulaire grille-anneau . . . 115
6.4.1 La pompe . . . 115
6.4.2 Résultats . . . 115
6.5 Prototype modulaire Laplace3 . . . 118
6.5.1 La pompe . . . 118
6.5.2 Résultats . . . 119
6.6 Conclusion . . . 124

Cette partie dernière partie regroupe les travaux concernant spécifiquement le pompage par conduction. Plusieurs objectifs ont été assignés à ceux-ci :

— valider la mise en oeuvre du pompage par conduction dans les HFE à partir des configuration d'électrodes issues des travaux de Seyed-Yagoobi,

— concevoir des prototypes académiques facilement modulables permettant d'étudier l'influence de divers paramètres comme les paramètres géométriques, divers types d'électrodes, les effets de couplage entre modules élémentaires,

— tester un module de pompe dans des conditions opératoires correspondant à un couplage avec une boucle à pompage capillaire.

Dans cette partie, nous présenterons trois prototypes de pompes qui ont été développés. Le premier appelé Laplace1 nous a permis de nous familiariser avec l'EHD, de démontrer la faisabilité pour les fluides de types HFE et finalement de lancer le projet EDYPHICE. Le deuxième nommé Laplace2 devait servir à tester différentes géométries d'électrodes et à évaluer l'influence de la distance inter modules sur les performances de la pompe. Suite à différents problèmes techniques, un troisième prototype (Laplacae3) a été développé, il

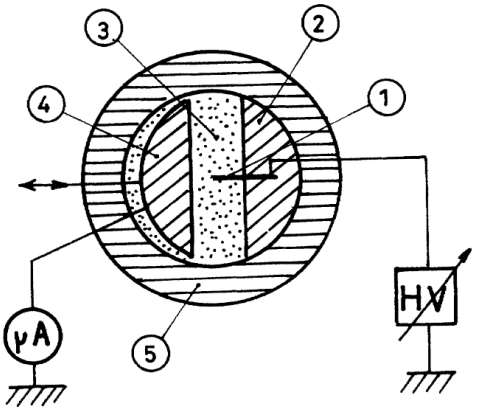


Figure 6.1 – Schéma des électrodes utilisées pour le pompage EHD par ATTEN [ATT1985] (1-électrode "couteau", 2-support électrode, 3-fluide, 4-électrode masse, 5-cylindre en téflon).

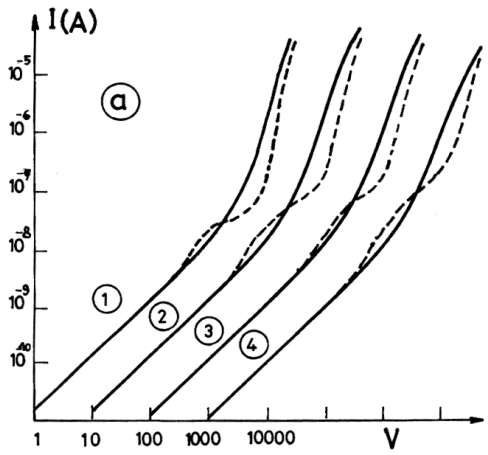


Figure 6.2 – Régime de fonctionnement de la pompe pour différent écartement des électrodes [ATT1985] (① : 2 mm ; ② : 4 mm ; ③ : 6 mm ; ④ : 8 mm), avec du Pyralène.

offre plus de modularité que le précédent et doit permettre de tester des géométries simples dans une configuration bi-dimensionnelle pour aider au développement d'un modèle 2D.

6.1 Mise en mouvement d'un fluide diélectrique par des champs électriques

Des travaux de Pierre ATTEN [ATT1969 ; ATT1985 ; ATT1999] ont explicité les mécanismes de mise en mouvement des liquides. Les charges se déplacent sous l'effet du champ électrique en entrainant le fluide.

Au milieu des années 80, il éclaircit les phénomènes de mise en mouvement du liquide diélectrique à l'aide de champs électriques. La figure 6.1 présente le dispositif qu'il utilise. Le couple d'électrodes est constitué d'un "couteau" (électrode plane) porté à une haute tension, et d'une électrode semi-cylindrique maintenue à la masse.

Il observe trois régimes de mis en mouvement du liquide. À chaque régime correspond un comportement courant-tension différent. La figure 6.2 présente l'évolution de la caractéristique courant-tension pour du pyralène (huile de transformateur). Le premier régime est appelé "régime ohmique", le deuxième est appelé "régime quasi-ohmique" et enfin le dernier est appelé "régime d'augmentation de courant".

6.1.1 Régime ohmique

Le régime ohmique est observé pour les faibles tensions et est causé par le déplacement des charges créées par les impuretés présentes dans le liquide. Il ne dépend pas de la polarité de l'électrode de haut potentiel.

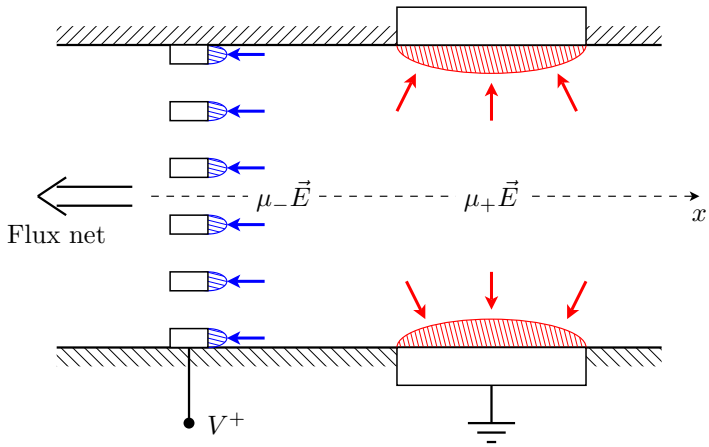


Figure 6.3 – Mise en mouvement du fluide par champ dissymétrique.

6.1.2 Régime de conduction

Le deuxième régime apparaît lorsque le potentiel augmente et dépend de la polarité de l'électrode. L'augmentation du courant est causée par un renforcement de la dissociation par le champ.

Les charges positives et négatives coexistent en nombre équivalent, et si elles ont les mêmes propriétés la résultante de la force de Coulomb est nulle. Dans ce cas, la mise en mouvement se fait en créant une dissymétrie dans le champ électrique. Avec par exemple la géométrie présentée à la figure 6.3, la force de Coulomb au niveau de l'anneau va créer une composante de force radiale et celle au niveau de la grille une composante axiale. La résultante totale des forces va être orientée de l'anneau vers la grille et donc le liquide va s'écouler vers l'électrode de haut potentiel.

Si les mobilités électroniques des charges sont différentes alors le pompage peut aussi s'effectuer à l'aide d'une géométrie dissymétrique comme précédemment, mais aussi à l'aide d'une géométrie symétrique. La figure 6.4 présente un cas de pompage réalisé avec des électrodes symétriques lorsque les mobilités des charges sont différentes. Dans le cas présenté ici, la mobilité des charges négatives est inférieure à celle des charges positives, donc d'après l'équation (2.4.11) la couche d'hétérocharges est plus épaisse près de l'électrode de haute tension que près de celle de masse. Pour une configuration plan-plan, Antonio Ramos calcule la différence de pression sur une couche d'hétérocharge. Δp_+ est la différence de pression générée sur la couche d'hétérocharges près de l'électrode positive, il s'agit donc de la différence de pression générée par les charges négatives.

$$\Delta p_+ = -\frac{\varepsilon}{2} E_0^2 \frac{\mu_+}{\mu_-} \tag{6.1.1}$$

Dans le cas présenté $\mu_+ > \mu_-$, donc $\Delta p_+ > \Delta p_-$ et l'écoulement va se faire vers l'électrode positive.

6.1.3 Régime d'injection

Le dernier régime est caractérisé par l'augmentation exponentielle du courant, causée par l'injection de charges dans le liquide au niveau de l'électrode de haut potentiel. Dans ce cas, seules les charges créées par injection sont considérées. Les charges sont repoussées

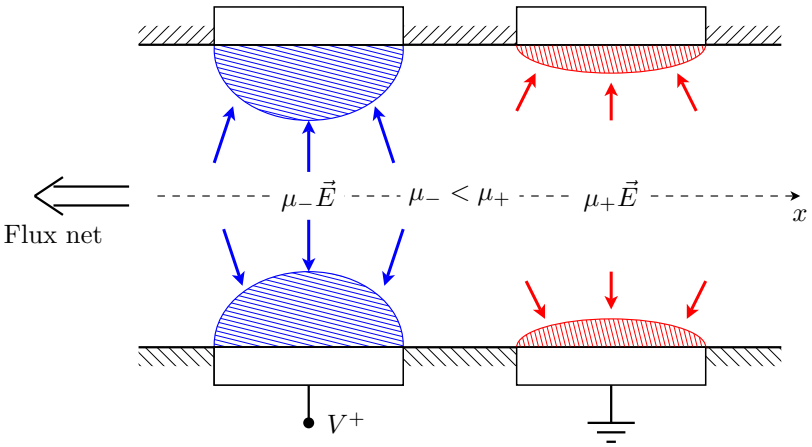


Figure 6.4 – Mise en mouvement du fluide par différence de mobilité.

par l'électrode injectrice et l'écoulement se fait de l'électrode injectrice vers le collecteur de charge.

6.2 Banc de caractérisation

6.2.1 Le banc

Pour pouvoir caractériser les performances de la pompe EHD, un banc de test a été mis en place. Il est représenté sur la figure 6.5 avec les différents éléments qui le constituent. Le boitier de haute tension permet d'alimenter la pompe. Le courant et la tension appliqués sur chaque module sont mesurés par le boitier d'acquisition. Le ballon régulateur sert à imposer une pression de travail dans la boucle en régulant la température d'un réservoir diphasique. En imposant une pression de travail supérieure à la pression atmosphérique dans la boucle, on s'assure de ne pas faire rentrer d'air dans le circuit en cas de micro-fuite au niveau de la pompe. Cela permet de travailler en fluide pur et d'avoir des propriétés contrôlées pour le fluide. L'autre avantage est que le liquide sera toujours sous-refroidi dans la pompe. Ainsi il n'y aura pas de bulles de vapeur ce qui permet de limiter les claquages dans la pompe. La pression absolue dans la boucle est mesurée à l'aide du capteur de pression absolu. Le réfrigérant est utilisé pour modifier la température de travail du fluide. Les différentes vannes sont utilisées pour isoler des parties du circuit et travailler en dynamique (le fluide circule) ou en statique (le fluide est à l'arrêt).

Les courants d'alimentation des modules de pompe sont très faibles, pour éviter d'être parasités par le réseau électrique, le prototype est placé dans une cage de Faraday. Trois relais sont utilisés comme interrupteurs pour gérer l'alimentation des différents modules. Des résistances de protections de 20 MΩ sont placées entre les électrodes de bas potentiel et la masse.

6.2.2 Instrumentation et procédure

L'alimentation haute tension est exactement la même que celle décrite dans la section 3.1. Le capteur de pression différentiel (PD-33X) est de la marque Keller®, sa gamme de mesure est de 0 à 1 bar et son erreur de mesure de 50 Pa. Le débitmètre massique à effet Coriolis (M158-AAD-22-0S) est de Bronkhorst®, sa gamme de mesure va de 0,2 à 300 kg/h.

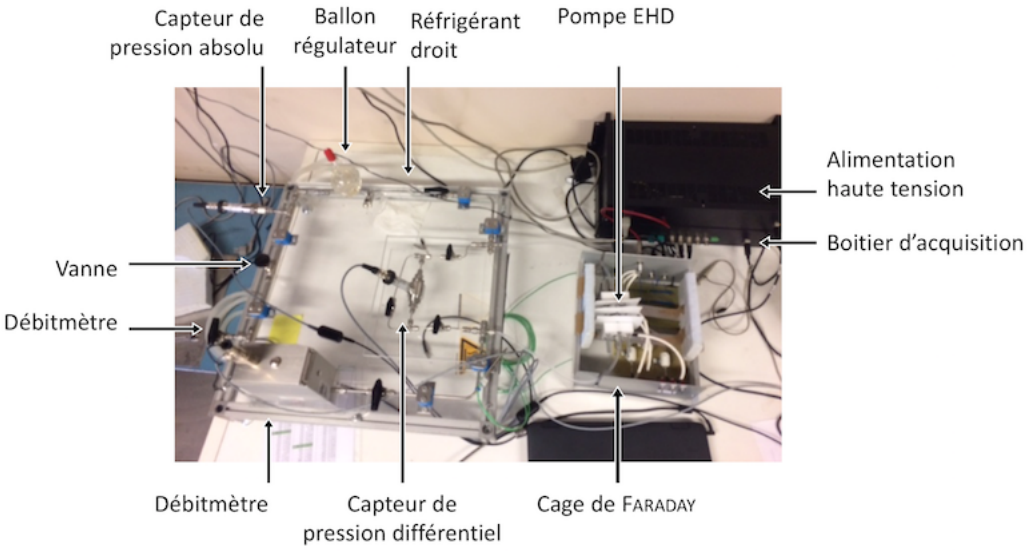


Figure 6.5 – Banc de caractérisation de la pompe EHD avec les différents éléments le constituant.

Le protocole de remplissage de la boucle est le même que celui présenté dans la section 3.2. Il permet de travailler en fluide pur et d'avoir des propriétés de fluide identiques entre deux tests.

Pour une première approche, les performances de la pompe seront testées en statique. La tension est appliquée par palier de 0,5 ; 1 ou 2 kV selon les cas, chaque palier dure entre 20 et 30 min. Il s'agit du temps nécessaire pour atteindre le régime stationnaire (cf. figure 6.11).

6.3 Caractérisation des performances d'un module de pompe EHD

Cette première étape a pour objectif d'acquérir les compétences fondamentales nécessaires à la maitrise du pompage EHD au sein du laboratoire. Cette première étape a été réalisée en 2013 par David DUFRAISSE [DUF2013] durant son stage de master. L'objectif n'était pas de réaliser une étude de sensibilité des paramètres ou de proposer un modèle de pompage ou de dimensionner une géométrie optimisée d'électrodes, mais de voir si on pouvait reproduire les performances de pompage rapportées dans la littérature.

JEONG et al. [JEO2002] ont étudié différentes géométries d'électrodes et ont montré que les meilleures performances étaient obtenues pour une grille perforée et pour un multi-tube. Puis en 2004 FENG et al. proposent un prototype optimisé à partir d'une géométrie grille-anneau sur laquelle nous avons choisi de nous orienter. concernant le choix du fluide, des essais prometteurs ont été réalisés par HANAOKA et al. [HAN2011] sur du HFE-7600. Ce fluide étant interdit à la vente en Union Européenne, le choix du fluide de travail s'est orienté vers un fluide de la même gamme testé par DARABI et al. [DAR2001 ; DAR2003 ; DAR2005], le HFE-7100.

Le module de pompe LAPLACE1 est développé et testé pour voir si des performances similaires à celle de la littérature peuvent être obtenues. La figure 6.6 présente le couple d'électrodes utilisé. La distance inter électrodes est fixée à 3 mm. L'électrode de haut potentiel est une grille de 300 µm d'épaisseur, elle est perforée de 13 trous de 1,5 mm de diamètre. Le diamètre

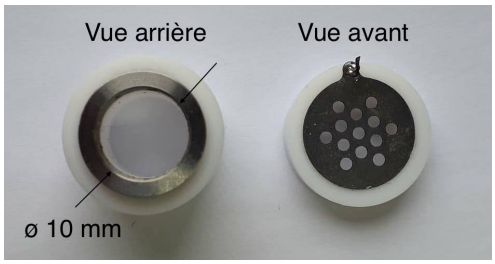


Figure 6.6 – Prototype LAPLACE1 : Couple d'électrodes partiellement monté sur son support en téflon.

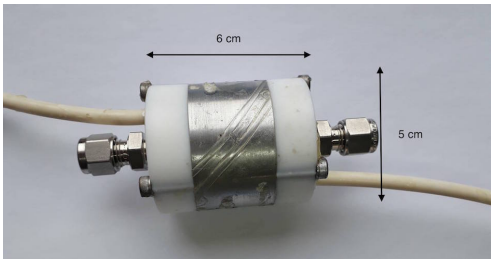


Figure 6.7 – Prototype LAPLACE1 : Module de pompe assemblé, les fils et les raccords fluidiques sortent de part et d'autre du cylindre.

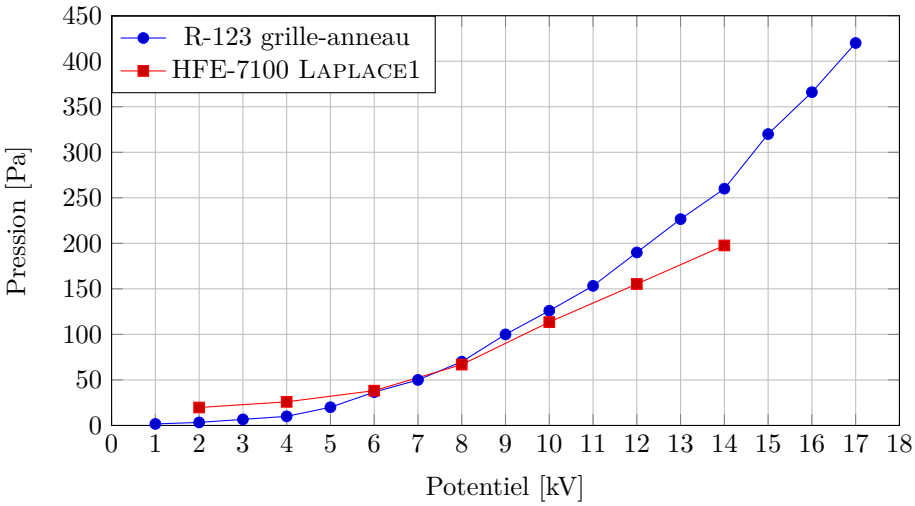


Figure 6.8 – Comparaison entre la pression générée par le module LAPLACE1 en fonction de la tension d'alimentation avec les résultats de la littérature pour une géométrie similaire [FEN2004].

intérieur de l'anneau est de 10 mm pour une épaisseur de 3,6 mm. Des fils sont soudés directement sur les électrodes pour amener la tension. Elles sont maintenues ensemble à l'aide d'un support en téflon. L'ensemble est placé au milieu d'un cylindre métallique et de la résine est coulée entre les deux pour réaliser l'isolation électrique et l'étanchéité. Au final le module présenté à la figure 6.7 fait environ 6 cm de long pour 5 cm de diamètre.

La figure 6.8 compare les performances de la pompe LAPLACE1 avec les résultats obtenus par FENG et al. [FEN2004]. À 14 kV, le prototype génère une pression de 200 Pa contre 250 Pa pour la littérature avec un fluide différent, l'ordre de grandeur étant identique.

Ces premiers résultats positifs ont permis de démarrer un projet plus large sur l'étude du potentiel de l'EHD pour améliorer les performances des systèmes diphasiques. Dans ce projet deux études ont été menées en parallèle. La première consistait à étudier l'influence d'un champ électrique sur une interface liquide vapeur et a été présentée dans la partie II. La deuxième présentée ici, consistait au développement et à la caractérisation d'un prototype modulaire de pompe EHD pour étudier l'influence des paramètres géométriques.

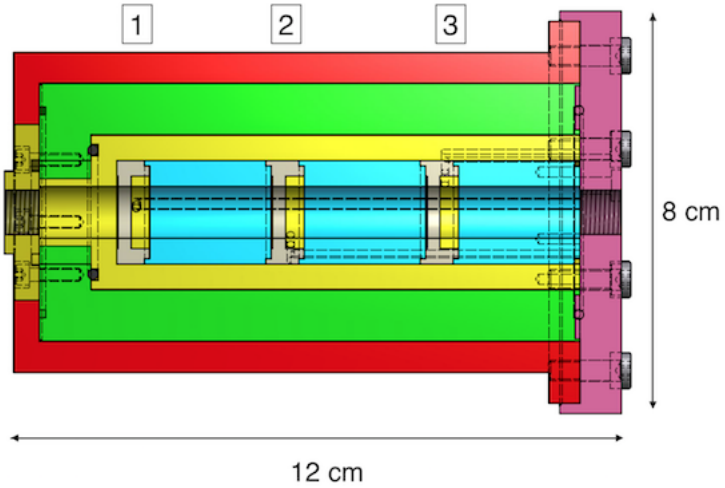


Figure 6.9 – Vue en coupe du prototype LAPLACE2 constitué de trois couples d'électrodes grille-anneau.

6.4 Prototype modulaire grille-anneau

Suite aux résultats encourageants obtenus par David DUFRAISSE, un prototype modulaire de pompe EHD, appelé LAPLACE2, a été développé pour pouvoir étudier l'influence de la géométrie de l'électrode et le couplage entre les modules de pompe. Différentes contraintes entrent en jeu ; il faut que la pompe soit montable et démontable facilement, étanche et que les électrodes soient facilement alimentées en haute tension tout en évitant les problèmes de claquage.

6.4.1 La pompe

La figure 6.9 présente une vue en coupe du prototype de pompe, le diamètre de la conduite est de 10 mm. Trois modules de pompage sont insérés dans un corps en téflon (pièces vertes et jaunes), lui-même placé dans un cylindre en laiton (en rouge) utilisé pour fixer le potentiel à la masse. La distance inter modules est fixée à 24,6 mm à l'aide des séparateurs de modules (en bleu). La distance inter électrodes est fixée à 1,5 mm. L'électrode de haut potentiel présentée à la figure 6.10 avec celle de masse, est une grille de 300 µm d'épaisseur, elle est perforée de 19 trous de 1,5 mm de diamètre. L'électrode de masse est un anneau de diamètre intérieur de 10 mm pour une épaisseur de 3,6 mm. Au total, le prototype fait environ 12 cm de long pour 8 cm de diamètre. Les connexions électriques sur les électrodes sont faites à l'aide de ressorts et de pointes de touche. L'étanchéité est principalement réalisée par pression des pièces en téflon entre elles.

6.4.2 Résultats

Parmi les trois fluides présentés à la section 3.2, le HFE-7000 a la température d'ébullition la plus basse à pression atmosphérique, il est donc plus facile de le manipuler. Les résultats présentés ici sont obtenus avec du HFE-7000.

Dynamique de la pompe face à un échelon de tension

La figure 6.11 présente l'évolution temporelle de la pression et du courant lorsque les trois modules sont soumis à un échelon de tension de 5 kV. Le courant et la pression présentent tous deux un pic important lorsque le potentiel est appliqué puis ils diminuent rapidement

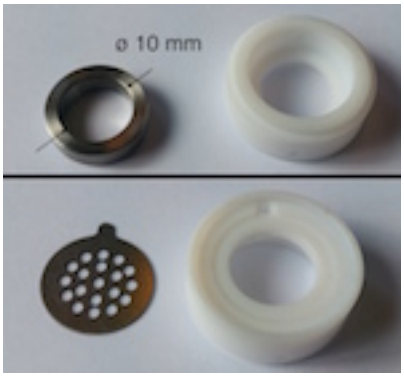


Figure 6.10 – Photo des électrodes du prototype LAPLACE2 à côté du support, en haut électrode de masse, en bas électrode de haut potentiel.

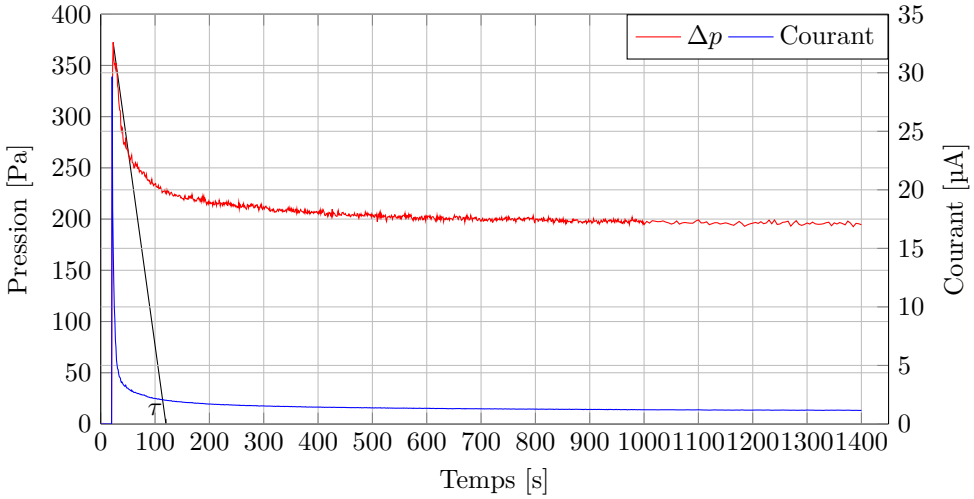


Figure 6.11 – Évolution temporelle de la pression et du courant pour le prototype LAPLACE2 soumis à un échelon de tension de 5 kV appliqué à partir de 20 s.

pour tendre asymptotiquement vers le régime stationnaire. Une constante de temps τ de 120 s est relevée à l'intersection entre l'axe des abscisses et la pente au début du pic de pression. Au bout de 600 s le système est supposé être à l'état stationnaire. Pour être sûr de la stabilité du système, les mesures seront faites au bout de 20 min. Comme vu à la section 5.3, pour le HFE-7000 la mobilité des ions positifs est plus grande que celle des ions négatifs. Ils seraient plus facilement entraînés vers l'électrode de masse où ils disparaîtraient. La couche d'hétérocharges positive se développerait donc moins rapidement que la négative, ce qui expliquerait le pic de pression au début de l'échelon de tension.

Performances obtenues à l'état stationnaire

Les premiers tests sont réalisés avec du HFE-7000. Sur la figure 6.12 sont tracées les évolutions de la pression différentielle aux bornes de la pompe. Le premier et troisième tests donnent des résultats similaires, bien que des claquages empêchent de monter trop haut en tension pour le troisième. La pression générée atteint 1200 Pa à 22 kV pour le premier test. Les résultats du deuxième test présentent une inflexion entre 7 et 9 kV qui pourrait s'expliquer

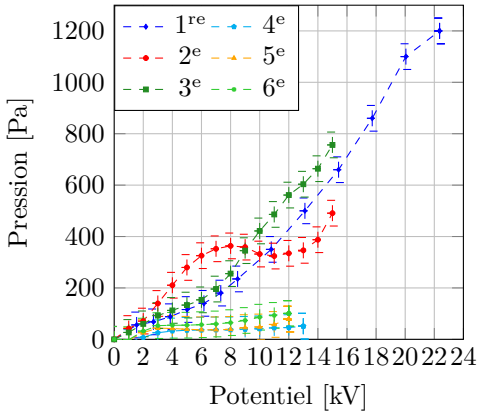


Figure 6.12 – Différence de pression aux bornes de la pompe Laplace2 en fonction du potentiel lorsque les trois modules sont alimentés pour six séries de test.

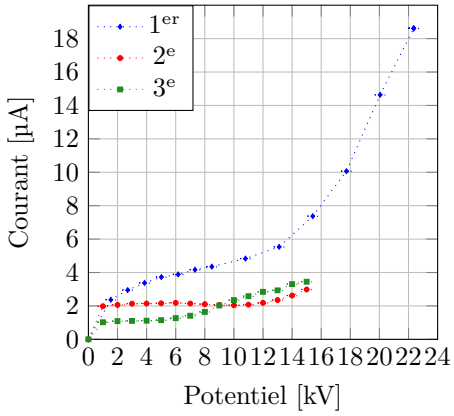


Figure 6.13 – Courant d'alimentation de la pompe Laplace2 en fonction du potentiel lorsque les trois modules sont alimentés pour les trois premières séries de tests.

par un passage du régime de conduction au régime d'injection. Sauf que le tracé du courant sur la figure 6.13 reste stable et ne présente pas d'augmentation brutale. Les performances chutent brutalement pour les trois derniers tests probablement à cause d'une dégradation des connexions électriques. Les performances n'étant pas significatives pour ces trois tests, le courant n'a pas été relevé.

La pompe est démontée et les connexions électriques sont changées. À cause d'une erreur lors du montage, le module en position 1 (cf. figure 6.9) est court-circuité et inutilisable. Des tests sont quand même réalisés avec les deux modules restants. La pression générée aux bornes de la pompe Laplace2 avec deux modules est tracée sur la figure 6.14 en fonction du potentiel. Deux tests ont été réalisés pour les deux modules alimentés en même temps et un test a été fait pour chaque module alimenté individuellement. La figure 6.15 trace le courant en fonction du potentiel pour ces cas-là. En prenant en compte le fait qu'il y ait seulement deux modules au lieu de trois, les résultats obtenus sont du même ordre de grandeur que pour le premier et troisième test de la première série. En tenant compte des incertitudes, les performances des modules 2 et 3 sont équivalentes. En sommant les performances de chaque module, on retrouve approximativement les mêmes performances que lorsque les deux sont alimentés en même temps.

Pour la pompe Laplace1 (cf. figure 6.8) pour un champ moyen de 10,5 kV/mm (soit un potentiel de 14 kV) la pression générée avec du HFE-7100 est de 200 Pa par module. Pour la pompe Laplace2 pour une même valeur de champ moyen (soit un potentiel de 7 kV) la pression générée avec du HFE-7000 est de 100 Pa par module (cf. figure 6.14). La différence est liée soit à la distance inter électrodes, soit au choix du fluide.

La modularité est trop faible et ne permet pas de faire suffisamment de tests pour pouvoir conclure sur l'influence de la géométrie des électrodes ou de la distance inter modules. En effet, seul le nombre de trous peut être changé sur la grille (électrode de haut potentiel), la distance inter électrodes peut être réduite à 1 mm au lieu de 1,5 et la distance inter modules est fixe.

De plus, des problèmes de dilatation thermique compliquent l'assemblage du prototype et créent des problèmes d'étanchéité qui rendent le remplissage de la boucle délicat et provoquent des fuites lors du fonctionnement. Les connexions électriques à l'aide de ressort et de pointes

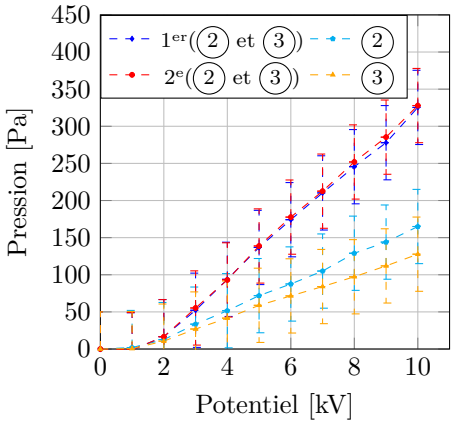


Figure 6.14 – Différence de pression aux bornes de la pompe Laplace2 en fonction du potentiel pour deux modules, deux tests pour les modules 2 et 3 alimentés en même temps et un test pour chaque module alimenté individuellement.

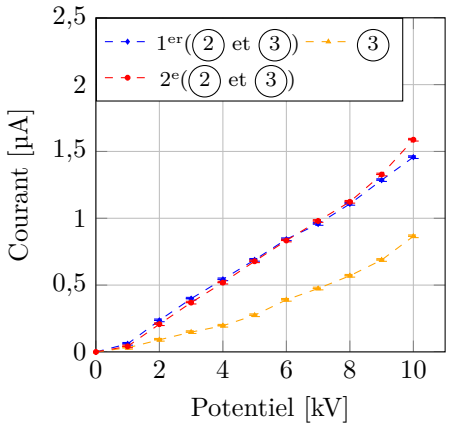


Figure 6.15 – Courant d'alimentation de la pompe Laplace2 en fonction du potentiel pour deux modules, deux tests pour les modules 2 et 3 alimentés en même temps et un test pour chaque module alimenté individuellement.

de touche posent des problèmes de reproductibilité des performances entre les modules à cause d'une résistance de contact variable entre la pointe et l'électrode. De plus elles doivent être changées régulièrement à cause de micro-claquages qui détériorent complètement le contact électrique.

Les différents problèmes techniques et l'absence de réelle modularité du prototype Laplace2 nous ont finalement conduits à développer un troisième prototype.

6.5 Prototype modulaire Laplace3

Dans ce nouveau prototype Laplace3, la géométrie des électrodes est basée sur celle étudiée par nos partenaires de l'institut Pprime de Poitiers. Cela nous permettra de comparer nos résultats expérimentaux aux leurs, de leur fournir davantage de données expérimentales dans une configuration bi-dimensionnelle de type anneau-anneau dont les résultats peuvent être comparés à des modèles 2D en développement à Poitiers.

6.5.1 La pompe

La figure 6.16 présente une vue en coupe du prototype de pompe Laplace3. Les électrodes en rouge et jaune sont en acier inoxydable 316L et usinées par électroérosion. Les différentes géométries et épaisseurs sont présentées aux figures 6.17 et 6.18. Le diamètre intérieur des anneaux est de 0,5 ou 2 mm et elles existent pour trois épaisseurs différentes : 0,5 ; 1,16 et 3 mm. Le couple grille-anneau sera utilisé dans le cas où les modules avec les anneaux ne donneraient aucune performance à cause de la symétrie comme expliqué à la section 2.4. Une languette métallique est utilisée pour faire la connexion électrique à l'extérieur du corps de la pompe. Un joint torique est placé entre chaque pièce pour réaliser l'étanchéité. Les électrodes sont assemblées par paires sur un séparateur d'électrodes en vert. La distance inter électrodes est de 1, 2 ou 3 mm. Le séparateur englobe les électrodes et les languettes de connexion sont placées de part et d'autre du module pour réduire au maximum le risque de

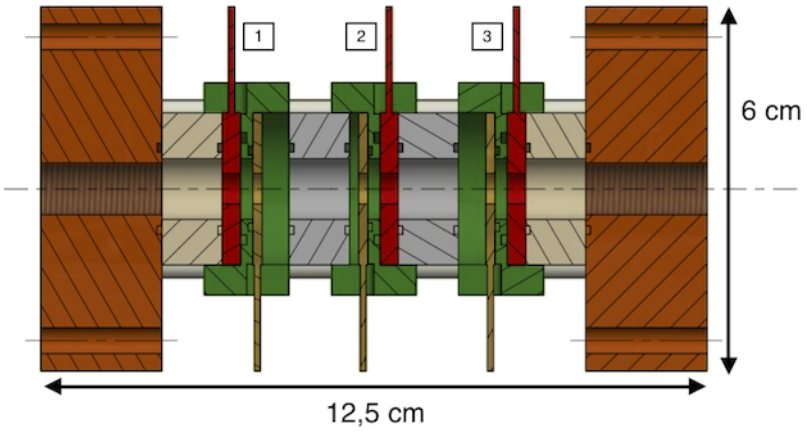


Figure 6.16 – Vue en coupe du prototype de pompe LAPLACE3.

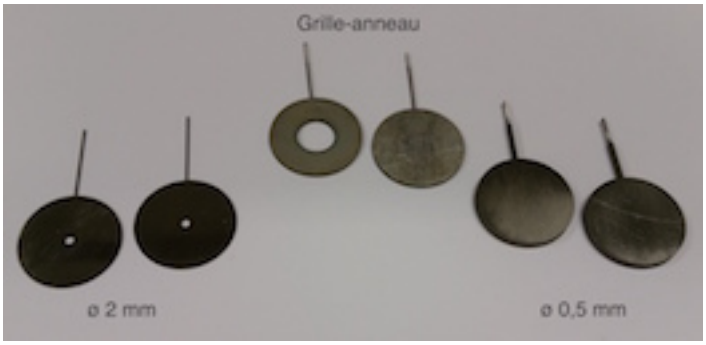


Figure 6.17 – Les différentes géométries d'électrodes réalisées pour le prototype modulaire de pompe : à gauche, deux anneaux avec un diamètre intérieur de 2 mm, au milieu un couple grille-anneau, à droite, deux anneaux avec un diamètre intérieur de 0,5 mm. Le diamètre extérieur des électrodes est de 25 mm.

claquage. La distance entre les modules de pompe est fixée par des séparateurs de module en gris. Tous les éléments de la pompe sont réalisés en POM-C.

Les paramètres géométriques vont varier substantiellement dans cette section, les notations suivantes sont utilisées

— épaisseur de l'électrode de haut potentiel : Ep_{HP},
— épaisseur de l'électrode de masse : Ep_M
— diamètre intérieur : $\varnothing_{int}$,
— distance inter électrodes : L_{int},
— distance inter modules : L_{mod}.

6.5.2 Résultats

Les tests ont d'abord été réalisés avec du HFE-7000, mais la pression générée était négligeable. À 6 kV, elle était inférieure à 50 Pa pour chaque module testé individuellement. Ils ont donc

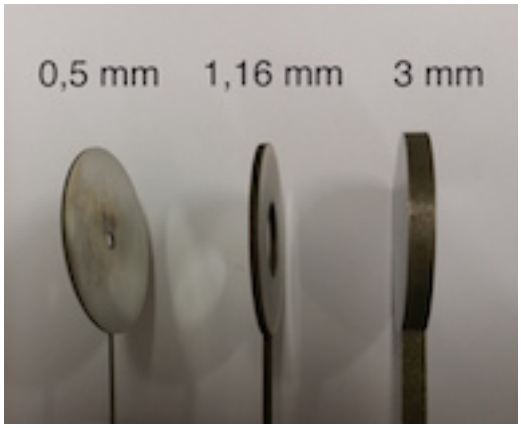


Figure 6.18 – Les différentes épaisseurs possibles des électrodes, de gauche à droite : 0,5 ; 1,16 et 3 mm.

été réalisés avec du HFE-7100 qui semble plus adapté, probablement en raison d'une différence plus importante entre les mobilités des charges.

Cas d'une paire d'électrodes symétriques

Trois modules symétriques différents ont été montés sur le prototype. L'objectif était de tester l'influence de l'épaisseur de l'électrode sur les performances de la pompe. Le diamètre intérieur est de 2 mm, la distance inter électrodes est fixée à 1 mm et la distance inter modules à 20 mm. En se servant de la figure 6.16 comme référence, les électrodes de 0,5 mm sont placées en position 1, celles de 3 mm d'épaisseur en position 2 et celles de 1,16 mm en positon 3. Toutes les pièces n'ayant pas été livrées, les modules 1 et 3 ne sont pas parfaitement symétriques. Le diamètre de la conduite à l'extérieur de la pompe est de 10 mm alors qu'il est de 2 mm à l'intérieur. Les électrodes aux extrémités ont donc une plus grande surface exposée au liquide que celle à l'intérieur.

La pression est tracée sur la figure 6.19 et le courant sur la la figure 6.20 pour chaque module en fonction du potentiel appliqué. Pour le module 1 ($Ep = 0{,}5$ mm) à partir de 10 kV l'augmentation du courant laisse supposer qu'à partir de cette tension la pompe travaille en injection. Pour les autres modules, la tension ne dépassera pas 8 kV. Dans le régime de conduction, le courant ne semble pas dépendre de l'épaisseur de l'électrode et a une valeur comprise entre 0,5 et 1 µA. À 8 kV, la pression passe de 100 Pa pour une épaisseur de 3 mm à environ 250-300 Pa pour les deux autres épaisseurs. Il est difficile de conclure avec certitude sur l'influence de l'épaisseur.

Cas d'une paire d'électrodes d'épaisseurs différentes

Les claquages lors des tests précédents ont sérieusement endommagé les séparateurs d'électrodes de 1 mm. En l'absence de pièce de rechange, les séparateurs de 2 mm sont utilisés pour tester les électrodes avec un diamètre intérieur de 0,5 mm. Pour tenter d'améliorer les performances des modules de pompes, deux électrodes d'épaisseurs différentes (0,5 mm et 1,16 mm) sont assemblées pour créer une dissymétrie. Lorsque le potentiel est appliqué sur l'électrode la plus fine, la pression est d'environ 45 Pa à 6 kV puis chute à environ 20 Pa lorsque le potentiel monte à 8 kV. Le potentiel est donc appliqué sur l'électrode la plus épaisse (1,16 mm). Cinq séries de mesures sont réalisées avec les trois modules alimentés en même temps. Les résultats sont regroupés dans les figures 6.21 et 6.22. À partir de la deuxième mesure, la tension est limitée à 8 kV à cause des claquages. Les quatre dernières mesures sont reproductibles avec une pression d'environ 550 Pa à 8 kV. À partir de 7 kV le courant

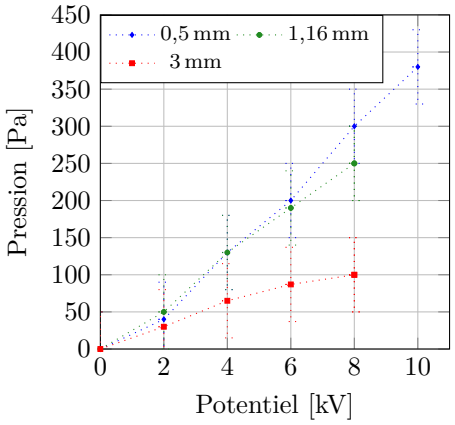


Figure 6.19 – Influence de l'épaisseur des électrodes sur la pression générée pour le prototype LAPLACE3, $\varnothing_{int}$ = 2 mm, L_{int} = 1 mm.

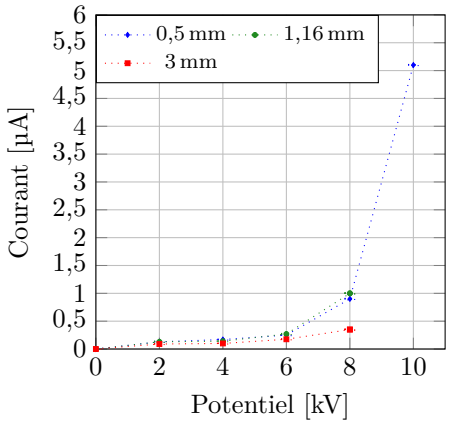


Figure 6.20 – Influence de l'épaisseur des électrodes sur le courant pour le prototype LAPLACE3, $\varnothing_{int}$ = 2 mm, L_{int} = 1 mm.

augmente plus rapidement sans que cela ait une influence sur le comportement de la pression. Une augmentation brutale du courant est caractéristique d'un passage en régime d'injection, mais cela devrait aussi affecter la pression générée or ce n'est pas le cas ici.

Suite à un claquage lors du dernier test, la pompe est démontée pour vérifier l'intégrité des électrodes puis remontée à l'identique. Chaque module est testé individuellement. Le haut potentiel est de nouveau appliqué sur l'électrode la plus fine (0,5 mm) pour vérifier l'absence de performances constatée précédemment. Les tests sur le module (2) donnent des résultats positifs, regroupés dans les figures 6.23 et 6.24 avec une pression générée de 300 Pa à 6 kV. Donc a priori la dissymétrie permet d'améliorer les performances. Par contre pour le module (1) et (3), il n'y a toujours pas de résultats significatifs.

Les performances entre deux modules identiques ne sont pas reproductibles notamment pour les modules dissymétriques avec des électrodes de 0,5 et 1,16 mm d'épaisseur. Cela peut venir du fait que la surface de l'électrode en contact avec le liquide n'est pas la même en fonction de la position du module sur la pompe ce qui créer un renforcement du champ, ou de l'état de surface des électrodes, ou du rayon de courbure de l'électrode au niveau de la circonférence du trou.

Influence de l'historique du fonctionnement

En gardant la même configuration que le module (2), le protocole d'alimentation de la pompe est modifié pour tester l'influence de l'historique du fonctionnement. Dans un premier temps, une tension de pré-chauffage est appliquée aux bornes du module pendant 20 min, puis la tension passe à 0 pendant 10 s et enfin à 6 kV pendant 30 min.

La figure 6.25 présente la pression mesurée au bout des 30 min à 6 kV en fonction de la tension de pré-chauffage. À partir d'une tension de préchauffage de 5 kV, les performances se stabilisent. L'amélioration et la stabilisation des performances peuvent être dues à la génération de charges par dissociation pendant le pré-chauffage.

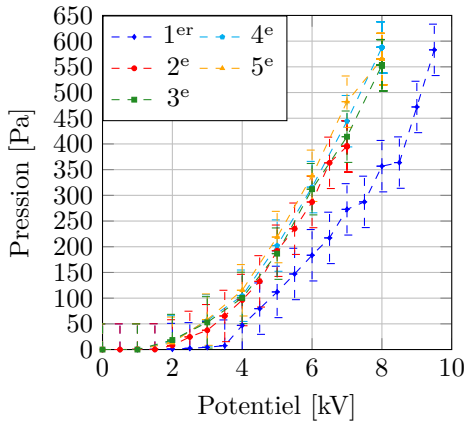


Figure 6.21 – Pression générée pour le prototype LAPLACE3 en fonction du potentiel avec les trois modules pour cinq séries de test, $Ep_{HP} = 1{,}16\,\text{mm}$, $Ep_M = 0{,}5\,\text{mm}$, $\varnothing_{int} = 0{,}5\,\text{mm}$, $L_{int} = 2\,\text{mm}$.

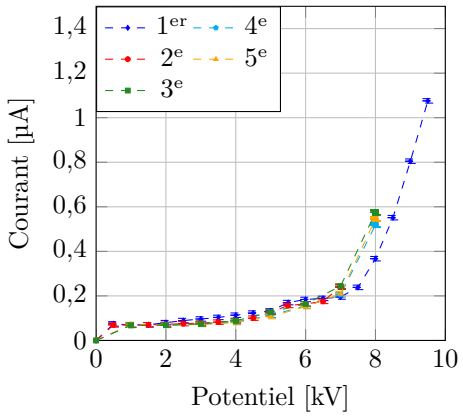


Figure 6.22 – Courant pour le prototype LAPLACE3 en fonction du potentiel avec les trois modules pour cinq séries de test, $Ep_{HP} = 1{,}16\,\text{mm}$, $Ep_M = 0{,}5\,\text{mm}$, $\varnothing_{int} = 0{,}5\,\text{mm}$, $L_{int} = 2\,\text{mm}$.

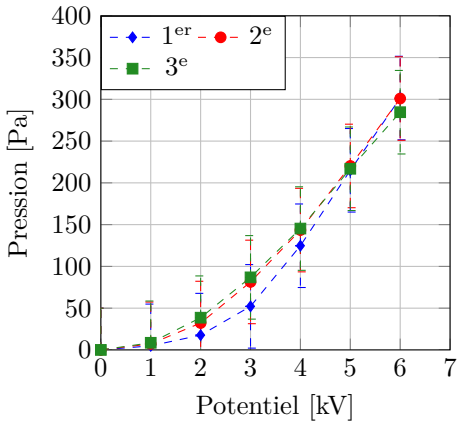


Figure 6.23 – Pression générée pour le prototype LAPLACE3 en fonction du potentiel pour le module 2 avec trois séries de test, $Ep_{HP} = 0{,}5\,\text{mm}$, $Ep_M = 1{,}16\,\text{mm}$, $\varnothing_{int} = 0{,}5\,\text{mm}$, $L_{int} = 2\,\text{mm}$.

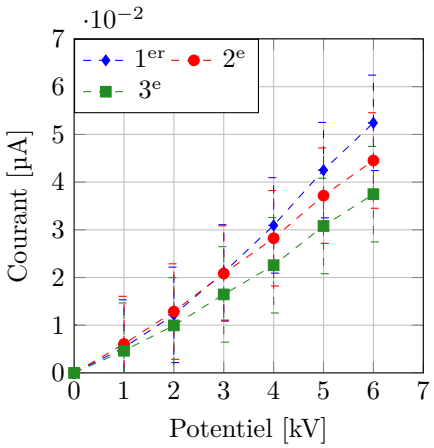


Figure 6.24 – Courant pour le prototype LAPLACE3 en fonction du potentiel pour le module 2 avec trois séries de test, $Ep_{HP} = 0{,}5\,\text{mm}$, $Ep_M = 1{,}16\,\text{mm}$, $\varnothing_{int} = 0{,}5\,\text{mm}$, $L_{int} = 2\,\text{mm}$.

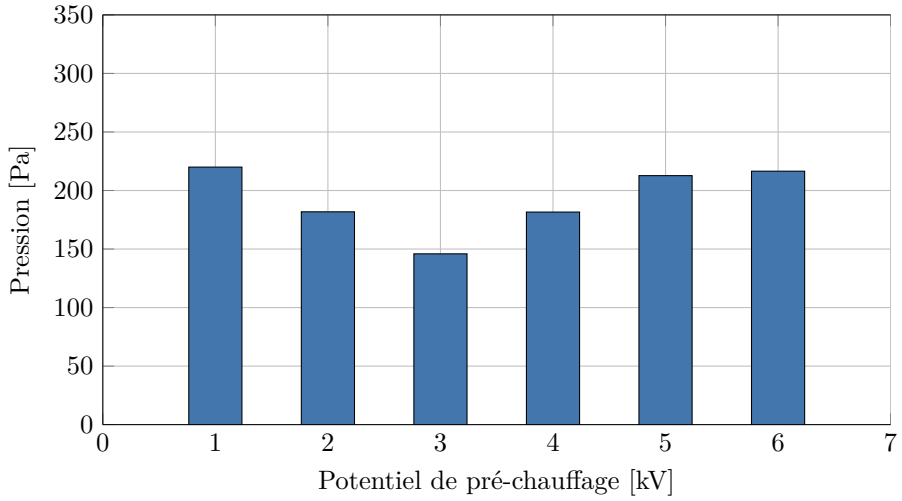


Figure 6.25 – Influence de la tension de pré-chauffage sur la pression générée pour le prototype LAPLACE3 pour le module 2, $Ep_{HP} = 0{,}5\,\text{mm}$, $Ep_M = 1{,}16\,\text{mm}$, $\varnothing_{int} = 0{,}5\,\text{mm}$, $L_{int} = 2\,\text{mm}$.

Table 6.1 – Performances pour les trois modules de la pompe LAPLACE3 à 8 kV à l'état stationnaire, diamètre intérieur : 2 mm, distance inter électrodes :2 mm épaisseur :0,5 mm.

	$\varnothing_{int}$	Ep_{HP}	L_{int}	Ep_M	Δp [Pa]	Courant [nA]
1	0,5 mm	0,5 mm	2 mm	0,5 mm	45	42,81
2	0,5 mm	0,5 mm	2 mm	0,5 mm	30	58,18
3	0,5 mm	0,5 mm	2 mm	0,5 mm	90	65,86

Étude de reproductibilité des performances pour des modules avec une géométrie rigoureusement identique

La pompe est de nouveau démontée et remontée. Les trois modules sont symétriques et identiques. Les électrodes font 0,5 mm d'épaisseur et ont un diamètre intérieur de 2 mm, la distance inter électrodes est de 2 mm. Cette fois-ci toutes les pièces ont été livrées et les modules 1 et 3 sont parfaitement symétriques comme le module 2.

Le tableau 6.1 regroupe les résultats des trois modules alimentés avec une tension de 8 kV. Les trois modules sont rigoureusement identiques, mais leurs performances vont du simple au triple, de plus la pression ne semble pas être proportionnelle au courant contrairement à ce qui est attendu.

La géométrie est de nouveau modifiée pour tester la dissymétrie. Une des électrodes des modules 1 et 2 est remplacée par une électrode de même diamètre, mais d'épaisseur 3 mm. Le tableau 6.2 regroupe les résultats de pression et de courant lorsqu'un potentiel de 8 kV est appliqué pour deux séries de tests. Il n'y a ni reproductibilité des performances entre les modules ni répétabilité des résultats pour chaque module. Le tableau 6.3 regroupe les résultats de pression et de courant lorsqu'un potentiel de −8 kV est appliqué. Les résultats sont ici plus répétables entre les modules. Mais en les croisant avec les résultats du tableau

Table 6.2 – Performances pour les trois modules lorsqu'un potentiel de 8 kV est appliqué.

	$\varnothing_{int}$	Ep_{HP}	L_{int}	Ep_M	Δp [Pa]	Courant [nA]	Δp [Pa]	I [nA]
1	0,5 mm	0,5 mm	2 mm	3 mm	105	54,88	75	16,47
2	0,5 mm	0,5 mm	2 mm	3 mm	120	58,18	75	40,61
3	0,5 mm	0,5 mm	2 mm	0,5 mm	105	54,88	105	51,59
1	0,5 mm	3 mm	2 mm	0,5 mm	210	230,52	120	38,42
2	0,5 mm	3 mm	2 mm	0,5 mm	45	35,13	90	41,71
3	0,5 mm	0,5 mm	2 mm	0,5 mm	90	65,86	75	43,91

Table 6.3 – Performances pour les trois modules lorsqu'un potentiel de −8 kV est appliqué.

	$\varnothing_{int}$	Ep_{HP}	L_{int}	Ep_M	Δp [Pa]	Courant [nA]
1	0,5 mm	0,5 mm	2 mm	3 mm	75	31,83
2	0,5 mm	0,5 mm	2 mm	3 mm	60	36,22
3	0,5 mm	0,5 mm	2 mm	0,5 mm	60	35,13
1	0,5 mm	3 mm	2 mm	0,5 mm	60	12,07
2	0,5 mm	3 mm	2 mm	0,5 mm	60	38,42
3	0,5 mm	0,5 mm	2 mm	0,5 mm	75	48,3

6.2, les différents résultats pour les modules sont difficilement explicables. On notera le passage en régime d'injection pour le premier test sur le module 1 lorsque le potentiel est appliqué sur l'électrode de 3 mm.

Lorsqu'un potentiel négatif est appliqué la poussée se fait vers l'électrode de masse, inversement lorsqu'il est positif, la poussée se fait vers l'électrode au potentiel. La poussée se fait systématiquement vers l'électrode qui a le potentiel le plus élevé. Cela permet de confirmer la différence de mobilité constatée dans la section 3.3 et étudiée dans la section 5.3.

6.6 Conclusion

Si le principe physique d'une pompe EHD semble très simple à première vue, la réalisation pratique d'un prototype modulable et démontable s'est avérée beaucoup plus complexe.

Quoi qu'il en soit, le fonctionnement d'une pompe EHD nécessite de maitriser les conditions opératoires, à savoir :

— travailler avec un fluide pur,
— être étanche pour ne pas faire rentrer d'incondensables dans la pompe,
— maîtriser la pression de travail pour ne pas faire apparaître de bulles de vapeur,
— éviter les claquages.

Ces quatre paramètres jouent sur la reproductibilité des résultats, ils sont parfaitement maitrisés à l'aide des conditions opératoires décrites dans la section 6.2.

Lors des derniers tests, les différents modules étaient rigoureusement identiques d'un point de vue géométrique et pourtant leurs performances étaient très variables. Le seul paramètre qui n'a pas été contrôlé est l'état de surface des électrodes. Une étude de Abe et al. [abe2015] sur l'influence de l'état de surface sur le pompage semble indiquer qu'il faut avoir les surfaces les plus lisses possible pour avoir les meilleures performances.

Le régime de fonctionnement n'est jamais clairement identifié à partir d'une certaine tension. Les caractéristiques courant-tension tracées à la section 3.2 pour chacun des fluides ont montré que l'on pouvait monter très haut en champ (jusqu'à 6 kV/mm) sans faire d'injection et sans claquer. Or très rapidement (pour un champ moyen de 3,5 kV/mm pour les tests présentés à la figure 6.22) le courant change de comportement ce qui laisse supposer que l'on passe en régime d'injection, bien que cela n'ait pas d'effet notable sur la pression.

Dans un premier temps, un lavage aux ultra-sons doit être réalisé sur les électrodes pour améliorer leur état de surface et éliminer leurs aspérités. Si cela n'est pas suffisant pour stabiliser les performances et le régime de travail, un contrôle de l'état de surface des électrodes sera réalisé au microscope à balayage électronique. Il sera ensuite envisagé de faire un dépôt de diélectrique sur les électrodes pour homogénéiser la surface et isoler le liquide et l'électrode pour s'affranchir du phénomène d'injection.

Enfin il est aussi envisagé d'installer un appareil de diagnostic in-situ pour mesurer la variation de la conductivité du liquide pendant le pompage.

Conclusion générale

Les travaux présentés dans ce mémoire ont consisté à explorer le potentiel d'une utilisation des effets EHD pour manipuler un liquide et/ou contrôler une interface liquide-vapeur pour améliorer la capacité de pompage et/ou intensifier les transferts de chaleur dans le contexte des systèmes diphasiques à pompage capillaire.

Un examen de la littérature montre un nombre important d'études où un champ électrique est mis à profit pour intensifier les transferts dans des situations de condensation ou d'ébullition en vase. Cette situation contraste avec le fait qu'une mise en oeuvre effective dans les systèmes diphasiques reste limitée depuis les premiers travaux initiés pour les caloducs dans les années 70 à la NASA. La clarification du *régime de conduction* dans les liquides diélectriques au début des années 2000, a relancé les développements sur le pompage des liquides essentiellement portés par le groupe de J. Seyed-Yagoobi. On retrouve alors quelques exemples probants de mise en oeuvre de l'EHD aux systèmes diphasiques comme par exemple à la NASA en 2008. Ces travaux centrés sur l'étude des phénomènes électriques se produisant en volume dans le liquide ne doivent pas faire oublier l'ensemble des études réalisées par ailleurs pour le contrôle de gouttes dans le cadre de l'électromouillage malgré peu de tentatives de mise en oeuvre dans les systèmes diphasiques. En effet, les forces de polarisation se développant à l'interface liquide-vapeur offrent de réelles capacités de contrôle pour de large gamme de fluide comme l'a montré Jones en 2004 et les nombreuses applications dédiés aux micro-systèmes fluidiques. On peut déjà imaginer comme l'a fait Patel et al. en 2017 que les perspectives les plus fructueuses pour les systèmes diphasiques relèveront d'une mise en oeuvre simultanée des effets volumiques et surfaciques.

En s'inscrivant dans ce cadre applicatif et théorique, la deuxième partie du mémoire présente les travaux expérimentaux sur l'effet d'un champ électrique sur une interface liquide-vapeur entre deux électrodes planes et verticales (i) dans des conditions isothermes et (ii) lorsque les électrodes sont chauffées. Les observations faites pour 3 fluides de type HFE ont consisté à relever à la fois la hauteur moyenne du liquide, le profil de l'interface dans le plan perpendiculaire aux électrodes puis les champs de température de paroi en fonction du potentiel et de la température du fluide. L'analyse des résultats à partir d'un ensemble de modèles allant jusqu'à une description bidimensionnelle ont montré pour un courant continu et pour une température de saturation fixée que :

— la position de l'interface dans les fluides testés est majoritairement pilotée par la force diélectrophorétique qui a de plus tendance à aplanir le profil à fort champs. Les effets

de la conduction modifiant le champ électrique et la pression dans le liquide, ont été observés sur les profils car ils introduisent notamment une dissymétrie du profil révélateur d'une différence entre les mobilités des charges positives et négatives que nous avons estimée à l'aide des simulations de profils. En moyenne cependant l'effet de la conduction sur la hauteur est négligeable.

— pour un fluide plus conducteur ou pour des distances inter-électrodes plus petites que la longueur capillaire, il est possible d'observer plusieurs régimes expliquant la forme et la position de l'interface : un premier régime capillaire/conduction à faibles champs où les effets dominants sont les forces de tension superficielle couplé aux effets de conduction dans le liquide qui peuvent significativement moduler la pression proche paroi pour des C_O compris entre 0,1 et 10. On retrouve alors deux types d'effets : (i) la formation d'un film liquide en paroi pour les fluides mouillants ; (ii) la modification de l'angle de contact apparent pour les autres fluides liés la structure du champ et de densité de charges dans le liquide et à la dépendance à la courbure de la force diélectrophorétique. Avec l'augmentation du champ, ces régimes disparaissent : la force diélectrophorétique surpassant les autres effets, elle aplanit l'interface et finit par contrôler totalement la position de l'interface.

— en situation de vaporisation et pour des densités de flux allant jusqu'à $2\,\mathrm{W/cm^2}$, l'application d'un flux de chaleur sur l'interface n'a pas significativement modifiée la position et la forme de l'interface. La capacité de contrôle à l'aide d'un champ électrique n'a pas été affectée.

Concernant les observations en courant alternatif, l'effet de la fréquence se traduit d'abord par l'apparition d'une zone diphasique où l'interface est fortement agité avec des départs de filaments de liquide perpendiculaires aux électrodes caractéristiques de l'instabilité des cônes de Taylor. Ce processus révélateur de la présence d'une densité surfacique de charge à l'interface s'éteint progressivement lorsqu'on l'on augmente la fréquence. Au delà de 200 Hz, l'interface devient alors parfaitement stable et très plane ce qui correspondrait à un régime purement diélectrophorétique. Cependant, la position moyenne de l'interface est significativement inférieure à celle attendue par la relation de Pellat, observation que nous supposons liée à l'existence d'un effet capacitif au niveau des électrodes limitant le champ dans le fluide. Nous avons montré enfin que l'existence à basse fréquence du régime de « spray » était favorable à une intensification des transferts en paroi dans la situation où les électrodes sont chauffées.

Dans des conditions isothermes, l'effet de la température se manifeste sur la position moyenne de l'interface principalement à travers (i) la diminution sensible de la permittivité lorsque la température augmente (ii) la forte diminution de la tension de claquage dans la vapeur pour les faibles pressions de saturation. C'est ce dernier effet qui pourrait se révéler problématique pour les applications diphasiques en limitant la gamme de température pour laquelle la mise en oeuvre d'un contrôle basé sur les forces diélectrophorétiques pourrait être envisagées. Ainsi, pour ce qui est des 3 fluides testés, on a pu constaté par exemple que l'utilisation du HFE-7100 et HFE-7300 n'est pas adaptée à des applications fonctionnant à la température ambiante. Au final, la connaissance de ces tensions de claquage sera donc un critère déterminant pour le choix du fluide et au delà, une caractérisation approfondie des propriétés électriques de ces fluides serait précieuse pour affiner les résultats en fonction de la température et de la tension.

Les efforts de modélisation d'un système diphasique sous champ rassemblés dans le chapitre 5 ont été entrepris dans l'objectif premier d'analyse des résultats expérimentaux. Au final, en renversant la perspective, ce travail a permis de construire et de valider partiellement des outils de modélisation permettant d'être directement utilisé pour le dimensionnement de systèmes diphasiques sous champ. De ce point de vue, l'outil de simulation le plus complet en situation adiabatique a été développé dans l'équipe COST du laboratoire Pprimes. La confrontation avec les données de hauteur ont permis de valider quantitativement les résultats

du modèle tandis que le travail d'observation de la dynamique et de la structure de l'interface notamment en courant alternatif ont permis de montrer les bonnes qualités descriptives de cet outil pour un système diphasique sous champ. En cela, le travail expérimental et les observations présentées dans ce mémoire sont précieux pour le développement de modèles diphasiques.

Nous avons enfin souhaité dans la dernière partie partie présenter les travaux sur le pompage EHD et plus précisément le pompage par conduction vu le potentiel important qu'il présente pour les systèmes diphasiques. Notre objectif premier a été de déterminer quelle différence de pression pouvait être générée dans les fluides du type HFE. En reprenant les géométries d'électrodes identifiées comme les plus performantes dans la littérature, plusieurs prototypes ont été réalisés et testés. Si le principe physique d'une pompe EHD semble très simple à première vue, la réalisation pratique s'est avérée beaucoup plus complexe dès que des prototypes démontables et modules ont été envisagés. Il fallut en particulier en maîtriser l'étanchéité tout en amenant le courant, le positionnement rigoureux des électrodes, des conditions aux limites parfaitement identiques entre plusieurs modules. Il reste cependant que nous avons observé des différences de pressions et des courants très variables pour des modules rigoureusement identiques d'un point de vue géométrique. D'autre part, le régime de fonctionnement n'a jamais clairement été identifié. Les caractéristiques courant-tension tracées entre les électrodes planes utilisées dans la deuxième partie ont montré que l'on pouvait monter très haut en champ (jusqu'à 6 kV/mm) sans faire d'injection et sans claquer. Or très rapidement (pour un champ moyen de 3,5 kV/mm) lors des tests sur les modules de pompe, le courant change de comportement ce qui laisse supposer que l'on passe en régime d'injection, bien que cela n'ait pas d'effet notable sur la pression. L'ensemble de ces résultats suggèrent qu'il est fondamental de contrôler l'état de surface des électrodes. Les perspectives sont alors de réaliser de nouvelles expériences en utilisant des dépôts de diélectrique sur les électrodes pour tenter de s'affranchir du phénomène d'injection. Enfin il est aussi envisagé d'installer un appareil de diagnostic in-situ pour suivre l'état électrique du fluide en cours de test.

Au final, malgré les problèmes de mise en oeuvre rencontrés pour le pompage, les travaux réalisés et les résultats obtenus sur les HFE nous ont conforté de l'étendue des perspectives en termes de performances et de design que peut amener l'utilisation d'un champ électrique dans les systèmes diphasiques. Face à la complexité des phénomènes, la nécessité de produire de connaissances reste indispensable et les études a envisagé sont nombreuses. Concernant l'intensification des transferts de chaleur, si un premier contour a été réalisé, il faudrait pouvoir compléter l'observation pour une gamme élargie de hauteur relative dans la zone chauffée et pour des flux forts. Nous avons cependant perçu tout l'intérêt en termes d'intensification des transferts qu'il y aurait à contrôler la position de l'interface ou la structure en jet de la zone diphasique. Ensuite, notre démarche restera de produire d'autres expériences démontrant les capacités de contrôle d'une interface. Dans la continuité de l'expérience de Pellat, on peut envisager deux voies (i) vérifier que l'on peut mettre en oeuvre ces forces dans des fluides plus conformes aux applications diphasiques aujourd'hui comme le méthanol, l'ammoniac et l'eau (ii) montrer que l'on peut contrôler la pression de part et d'autre d'une interface piégée (position fixée) par une structure capillaire. Enfin, il est prévu à court terme dans le cadre du projet de s'intéresser au contrôle de film liquide chauffé à partir d'électrodes déposées sur la paroi et mettant à profit à la fois les forces volumiques et celles se développant à l'interface.

Annexes

Annexe

A

Les forces électrostatiques dans les diélectriques

A.1 Force électromécanique dans les diélectrique 133
A.1.1 Approche thermodynamique, la formule de Korteweg-Helmholtz 133
A.1.2 Approche physique, la formule de Kelvin 148
A.1.3 Lien entre deux formules différentes qui expriment la même force . 152

Pour comprendre l'origine des forces électrostatiques, il faut différencier les charges libres de charges liées. Les charges libres peuvent se déplacer dans la totalité du milieu, il s'agit par exemple des électrons dans un métal ou des ions dans une solution. Les charges liées elles se déplacent autour d'une position fixe liée au milieu matériel. Le déplacement de ces charges est lié au déplacement du milieu matériel. Ces charges sont liées à la polarisation du matériau.

Pour la suite, la densités de charges libres sera notée ρ_E et celle des charges liées $\rho_{E,p}$. La densité de charges totale sera noté $\rho_{E,tt} = \rho_E + \rho_{E,p}$.

A.1 Force électromécanique dans les diélectrique

A.1.1 Approche thermodynamique, la formule de Korteweg-Helmholtz

L'approche thermodynamique de la force électrique est démontré dans "Électrostatique et Magnétostatique" de E. Durand [dur1953].

Les systèmes de charge simples

Les charges sont libres, supposées ponctuelles et à l'équilibre.

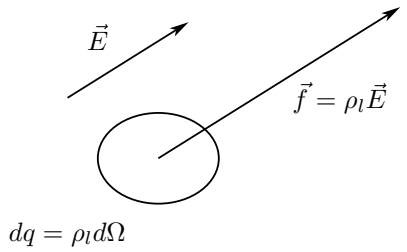


Figure A.1 – Force électrique sur un élément de volume.

La force de Coulomb D'après la loi de Coulomb (A.1.1), la force $\vec{F}$ qui agit sur une charge ponctuelle q placée dans un champ électrique $\vec{E}$ est :

$$\vec{F} = q\vec{E} \tag{A.1.1}$$

Supposons qu'il y ait une multitude de charges ponctuelles dans un élément de volume $d\Omega$. La distribution peut être considérée comme une répartition continue et l'on peut définir une densité volumique de charges électriques libres ρ_E telle que la charge électrique élémentaire dq contenue dans l'élément de volume $d\Omega$ soit égale à : $dq = \rho_E d\Omega$ (fig. : A.1). Donc la force exercée par le champ $\vec{E}$ sur la charge dq contenue dans l'élément de volume $d\Omega$ est, d'après (fig. : A.1) :

$$d\vec{F} = dq\vec{E} = \rho_E \vec{E}.d\Omega \tag{A.1.2}$$

On peut donc définir une densité volumique de force $\vec{f}$ telle que :

$$\vec{f} = \rho_E \vec{E} \tag{A.1.3}$$

Et donc la force $\vec{F}$ qui s'exerce sur un volume Ω à pour expression :

$$\vec{F} = \int_\Omega \vec{f}\, d\Omega = \int_\Omega \rho_E \vec{E}\, d\Omega \tag{A.1.4}$$

Remarque : La formulation précédente (Eq : (A.1.4)) n'a de signification physique que si les charges sont liées de manière fixe à un système rigide de tel sorte que la force de chaque charges soit transmise au système.

Equation de Maxwell En électrostatique, les équations de Maxwell donnent :

[Maxwell-Gauss]

$$div(\varepsilon_0 \vec{E}) = div(\vec{D}) = \rho_E \tag{A.1.5}$$

[Maxwell-Faraday]

$$\vec{rot}\vec{E} = \vec{0} \tag{A.1.6}$$

Calcul de l'énergie potentielle électrostatique On ramène les charges de l'infini dans le domaine Ω. Ce domaine est construit couche par couche, de sorte que le domaine Ω' qui

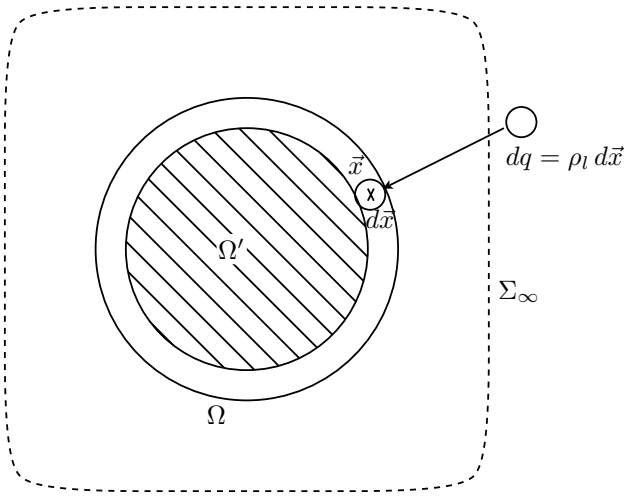


Figure A.2 – Construction du domaine Ω en apportant les charges de l'infini.

est contenu dans le domaine Ω s'agrandisse au fur et à mesure (fig. : A.2). L'énergie à fournir pour ramener chaque élément de charge $dq = \rho_E d\vec{x}$ de l'infini vaut :

$$\delta W = -\int_{\infty}^{r} \rho_E \, d\vec{x} \, \vec{E} \cdot \vec{dl} \tag{A.1.7}$$

Avec l'équation de Maxwell-Faraday (A.1.6), il vient : $\vec{E} = \vec{grad} V$ et :

$$\delta W = \rho_E(\vec{x}) \, d\vec{x} \, V(\vec{x} \,|\, \Omega') \tag{A.1.8}$$

Où $\rho_E(\vec{x})$ est la densité volumique de charge au point $\vec{x}$, $d\vec{x}$ l'élément de volume en $\vec{x}$ et $V(\vec{x} \,|\, \Omega')$ le potentiel en $\vec{x}$ en connaissant le domaine Ω'. Où le potentiel s'exprime :

$$V(\vec{x} \,|\, \Omega') = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_{\Omega'} \frac{\rho_E(\vec{y})}{\|\vec{x} - \vec{y}\|} \, d\vec{y} \tag{A.1.9}$$

Sauf que l'on ne connait pas Ω' qui est le volume de la distribution en train de se construire. Il faut donc utiliser une autre approche.

Prenons le volume Ω de l'état final et $\rho_{E,f}$ la distribution volumique de charge à l'état final. On pose $\tilde{\rho_E}(\vec{x}) = \alpha\rho(\vec{x})$ la distribution de charge en cours de construction sur tout l'espace Ω, avec $\alpha \in [0; 1]$. La charge d'un élément de volume devient donc un infiniment petit d'ordre deux :

$$\delta^2 q(\vec{x}) = \delta\tilde{\rho_E}(\vec{x}) d\vec{x} = \rho_E(\vec{x}) \, d\alpha \, d\vec{x} \tag{A.1.10}$$

L'énergie a fournir pour pour déplacer cette charge élémentaire est donc aussi un infiniment petit d'ordre deux et :

$$\delta^2 W = \delta^2 q(\vec{x}) \, V_\Omega(\vec{x} \,|\, \alpha) = \rho_E(\vec{x}) \, d\alpha \, d\vec{x} \, V_\Omega(\vec{x} \,|\, \alpha) \tag{A.1.11}$$

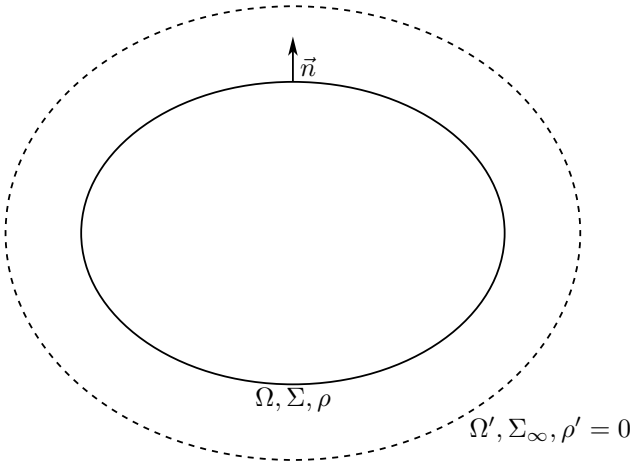


Figure A.3 – Domaine isolé Ω dans l'Univers.

On a :

$$V_\Omega(\vec{x}\,|\,\alpha) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_{\Omega'} \frac{\alpha\rho_E(\vec{y})}{\|\vec{x}-\vec{y}\|}\,d\vec{y} = \alpha V_\Omega(\vec{x}) \tag{A.1.12}$$

Donc :

$$W = \int_\Omega \int_0^1 \alpha\rho_E(\vec{x})V_\Omega(\vec{x})\,d\alpha d\vec{x} \tag{A.1.13}$$

$$\boxed{W = \frac{1}{2}\int_\Omega \rho_E(\vec{x})V_\Omega(\vec{x})\,d\vec{x}} \tag{A.1.14}$$

Expression de l'énergie à l'aide des champs Soit un domaine Ω délimité par une surface Σ, le milieu possède une distribution de charges ρ_E. Définissons un système Ω' qui englobe le domaine Ω, sa frontière Σ_∞ de se domaine se trouve à l'infini et sa densité volumique de charge ρ_E est nulle (fig. : A.3). On vient de démontrer que pour le domaine Ω, l'énergie vaut :

$$W_\Omega = \frac{1}{2}\int_\Omega \rho_E V\,d\Omega \tag{A.1.15}$$

L'équation de Maxwell-Gauss nous donne : $div(\vec{D}) = \rho_E$. Donc l'expression de l'énergie nous donne en remplaçant ρ_E :

$$W_\Omega = \frac{1}{2}\int_\Omega div(\vec{D})V\,d\Omega \tag{A.1.16}$$

Puis en utilisant la relation sur l'opérateur divergent C.1 et le théorème de Green-Ostrogradski C.2, et en posant $\vec{n}$ la normal sortante et avec $\vec{E} = -\vec{grad}V$, il vient :

$$W_\Omega = \frac{1}{2}\int_\Sigma V\vec{D}\cdot\vec{n}\,dS + \frac{1}{2}\int_\Omega \vec{D}\cdot\vec{E}\,d\Omega \tag{A.1.17}$$

La densité de charges est nulle sur le domaine Ω' donc le travail est nul sur le domaine, mais en effectuant la même démarche, il vient :

$$0 = -\frac{1}{2}\int_\Sigma V\vec{D}\cdot\vec{n}\,dS + \frac{1}{2}\int_{\Sigma_\infty} V\vec{D}\cdot\vec{n}\,dS + \frac{1}{2}\int_{\Omega'} \vec{D}\cdot\vec{E}\,d\Omega \tag{A.1.18}$$

Comme le potentiel s'annule à l'infini, il reste :

$$\frac{1}{2}\int_\Sigma V\vec{D}\cdot\vec{n}\,dS = \frac{1}{2}\int_{\Omega'} \vec{D}\cdot\vec{E}\,d\Omega \tag{A.1.19}$$

Et en remplaçant dans l'équation (Eq : (A.1.17)), il vient :

$$W_\Omega = \frac{1}{2}\int_\Omega \vec{D}\cdot\vec{E}\,d\Omega + \frac{1}{2}\int_{\Omega'} \vec{D}\cdot\vec{E}\,d\Omega = \frac{1}{2}\int_{Univers} \vec{D}\cdot\vec{E}\,d\Omega \tag{A.1.20}$$

Avec la relation $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E}$, on a :

$$\boxed{W_\Omega = \frac{1}{2}\int_{Univers} \varepsilon_0 E^2\,d\Omega} \tag{A.1.21}$$

Diélectrique

Lorsque l'on place un milieu matériel dans un champ électrique, les charges positives des atomes ou des molécules, sont déplacées dans le sens du champ et les négatives en sens inverse. Donc sous l'effet du champ électrique, les barycentres des charges positives et négatives ne coïncident plus et les atomes / molécules se comportent comme des petits dipôles. Pour les milieux continus, on peut définir un moment dipolaire $\vec{P}$ par unité de volume.

Certaines molécules possèdent un moment dipolaires (H_2O, ClH, SO_2...) mais le moment dipolaire globale d'un volume $d\Omega$ est nul car chaque moment dipolaire des molécules est orienté dans une direction différente en l'absence de champ.

Diélectrique parfait

Définition Un milieu diélectrique parfait est isotrope, linéaire (ses propriétés électriques ne dépendent pas du champ $\vec{E}$) et il ne possède pas de charge libre, toutes les charges sont liées. On peut définir un vecteur polarisation $\vec{P}$ tel que :

$$\rho_{E,p} = -div\left(\vec{P}\right) \quad \text{et} \quad \vec{P} = \varepsilon_0\chi\vec{E} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\,\vec{E} \tag{A.1.22}$$

Les équations de Maxwell Dans un diélectrique parfait les équations de Maxwell donnent :

[Maxwell-Gauss]

$$div(\varepsilon_0\vec{E}) = \rho_E + \rho_{E,p} \quad \text{ou} \quad div(\vec{D}) = \rho_E \tag{A.1.23}$$

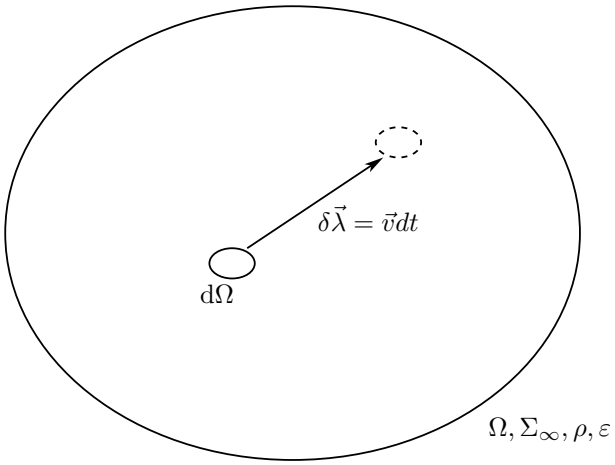


Figure A.4 – Système Ω de permittivité ε et de densité de charge $\rho_{E,p}$ subissant un déplacement élémentaire.

Avec :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon \vec{E} \tag{A.1.24}$$

[Maxwell-Faraday]

$$\vec{rot}\vec{E} = \vec{0} \tag{A.1.25}$$

Les conditions aux limites entre deux diélectriques Entre deux milieux diélectriques notés respectivement 1 et 2, les conditions aux limites donnent :

Continuité des composantes tangentielles de $\vec{E}$:

$$\vec{n} \wedge (\vec{E_1} - \vec{E_2}) = \vec{0} \quad ou \quad \vec{n} \wedge \left(\frac{\vec{E_1}}{\varepsilon_1} - \frac{\vec{E_2}}{\varepsilon_2} \right) = \vec{0} \tag{A.1.26}$$

Continuité des composantes normales de $\vec{D}$:

$$\vec{n} \cdot (\vec{D_1} - \vec{D_2}) = \vec{0} \quad ou \quad \vec{n} \cdot \left(\varepsilon_1 \vec{E_1} - \varepsilon_2 \vec{E_2} \right) = \vec{0} \tag{A.1.27}$$

Energie On fait l'hypothèse que la formule du calcul de l'énergie déterminé précédement pour un système de charge simple est encore valable pour un diélectrique parfait. Pour un diélectrique parfait, $\varepsilon_0 = \varepsilon$ la permittivité peut être fonction de l'espace. On a donc :

$$W_\Omega = \frac{1}{2} \int_{Univers} \varepsilon E^2 \, d\Omega \tag{A.1.28}$$

Approche milieu continu On se place dans le cas d'une approche en milieu continu. On suppose que $\rho_{E,p}$ et ε varient de manière continue.

Densité volumique de force Considérons un milieu diélectrique parfait Ω de permittivité ε et possédant une densité volumique de charge ρ_E s'étendant à l'infini. Le milieu subit un déplacement élémentaire $\delta\vec{\lambda} = \vec{v} \cdot dt$

Pour calculer la densité volumique de force, on cherche à exprimer la variation d'énergie sous la forme :

$$\delta w = -\int \vec{f} \cdot \delta\vec{\lambda}\, d\Omega \tag{A.1.29}$$

$$\frac{dW}{dt} = -\int \vec{f} \cdot \vec{v}\, d\Omega \tag{A.1.30}$$

En partant de l'expression de l'énergie pour un diélectrique parfait (A.1.28), il vient :

$$\frac{dW}{dt} = \frac{1}{2}\int E^2 \cdot \frac{\partial\varepsilon}{\partial t}\, d\Omega + \int \varepsilon\vec{E} \cdot \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\, d\Omega \tag{A.1.31}$$

En remarquant que $1/2 = -1/2 + 1$, $f.g' + g.f' = (f.g)'$ et $\varepsilon\vec{E} = \vec{D}$, il vient :

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{1}{2}\int E^2 \cdot \frac{\partial\varepsilon}{\partial t}\, d\Omega + \int \vec{E} \cdot \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\, d\Omega \tag{A.1.32}$$

Travaillons sur la deuxième intégrale, avec la relation $\vec{E} = -\vec{grad}V$, il vient :

$$\int \vec{E} \cdot \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\, d\Omega = \int -\vec{grad}V \cdot \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\, d\Omega \tag{A.1.33}$$

En utilisant la relation sur l'opérateur divergent C.1, il vient :

$$\int \vec{E} \cdot \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\, d\Omega = \int -div\left(V\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\right) + V div\left(\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\right)\, d\Omega \tag{A.1.34}$$

Le potentiel et le vecteur déplacement sont nuls à l'infini donc à l'aide du théorème de Green-Ostrogradski C.2, le premier terme dans l'intégrale s'annule. Le temps et l'espace ne sont pas couplés. La relation de Maxwell-Gauss donne $div\vec{D} = \rho_E$, il vient donc :

$$\int \vec{E} \cdot \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\, d\Omega = \int V\frac{\partial}{\partial t} div\vec{D}\, d\Omega = \int V\frac{\partial\rho_E}{\partial t}\, d\Omega \tag{A.1.35}$$

L'équation de conservation de la charge $\frac{\partial\rho_E}{\partial t} = -div(\rho_E\vec{v})$ et la relation sur l'opérateur divergent C.1 permettent d'écrire :

$$\int \vec{E} \cdot \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\, d\Omega = \int -V div\left(\rho_E\vec{v}\right)\, d\Omega = \int -div\left(V\rho_E\vec{v}\right) + \rho_E\vec{v} \cdot \vec{grad}V\, d\Omega \tag{A.1.36}$$

Le potentiel et la densité de charge sont nuls à l'infini, donc de la même manière que précédement, le premier terme de l'intégrale s'annule. Et en remplaçant le gradient du potentiel par le champ électrique, il vient :

$$\int \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \, d\Omega = \int \rho_E \vec{v} \cdot \vec{grad} V \, d\Omega = \int -\rho_E \vec{E} \cdot \vec{v} \, d\Omega \tag{A.1.37}$$

Faisons l'hypothèse que la permittivité ne dépend que de la masse volumique, $\varepsilon = f(\rho)$, on a donc :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \tag{A.1.38}$$

L'équation de conservation de la masse nous donne :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \vec{v}) = 0 \tag{A.1.39}$$

Nous avons donc :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \cdot div(\rho \vec{v}) \tag{A.1.40}$$

Avec la relation sur l'opérateur divergent C.1, il vient :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \vec{v} \cdot \vec{grad} \rho - \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \cdot \rho div(\vec{v}) \tag{A.1.41}$$

Nous avons aussi :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \vec{grad} \rho = \vec{grad} \varepsilon \tag{A.1.42}$$

Partons de l'équation (A.1.30) de variation d'énergie, en remplaçant la variation de la permittivité dans la première intégrale, on a :

$$-\frac{1}{2} \int E^2 \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \, d\Omega = \frac{1}{2} \int \left(E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \vec{v} \cdot \vec{grad} \rho + E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \cdot \rho div(\vec{v}) \right) d\Omega \tag{A.1.43}$$

$$-\frac{1}{2} \int E^2 \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \, d\Omega = \frac{1}{2} \int \left(E^2 \vec{v} \cdot \vec{grad} \varepsilon + E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \cdot \rho div(\vec{v}) \right) d\Omega \tag{A.1.44}$$

Et en utilisant la relation sur l'opérateur divergent C.1, puis en appliquant le théorème de Green-Ostrogradski C.2 il vient :

$$-\frac{1}{2} \int E^2 \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \, d\Omega = \frac{1}{2} \int \left(E^2 \vec{v} \cdot \vec{grad} \varepsilon - \vec{grad} \left(E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \rho \right) \cdot \vec{v} \right) d\Omega + \int_{\Sigma_\infty} E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \rho \vec{v} \cdot \vec{n} dS \tag{A.1.45}$$

Comme le milieu considéré est l'univers, la dernière intégrale s'annule et il reste :

$$-\frac{1}{2}\int E^2 \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}\, d\Omega = \frac{1}{2}\int \left(E^2 \vec{grad}\varepsilon - \vec{grad}\left(E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\rho\right)\right) \cdot \vec{v}\, d\Omega \tag{A.1.46}$$

Nous avons donc :

$$\frac{dW}{dt} = -\int \left(\rho_E.\vec{E} - \frac{1}{2}E^2.\vec{grad}\varepsilon + \frac{1}{2}\vec{grad}\left(\omega \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega}E^2\right)\right) \cdot \vec{v}\, d\Omega = -\int \vec{f} \cdot \vec{v}\, d\Omega \tag{A.1.47}$$

Avec :

$$\vec{f} = \rho_E.\vec{E} - \frac{1}{2}E^2.\vec{grad}\varepsilon + \frac{1}{2}\vec{grad}\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}E^2\right) \tag{A.1.48}$$

Tenseur des contraintes de Maxwell Soit un milieu diélectrique isotrope sur un volume Ω avec une permittivité ε et une densité volumique de charge ρ_E. On suppose que ε et ρ_E varient de manière continue. En utilisant les sommations d'Einstein et avec la notation $\partial_u = \frac{\partial}{\partial u}$, l'équation de Maxwell-Gauss nous donne :

$$div(\vec{D}) = \rho_E \quad \Leftrightarrow \quad \partial_u D_u = \rho_E \tag{A.1.49}$$

L'équation de Maxwell-Faraday en électrostatique donne :

$$\vec{rot}(\vec{E}) = \vec{0} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\partial E_u}{\partial k} = \frac{\partial E_k}{\partial u} \tag{A.1.50}$$

La densité volumique de force est donnée par (Eq : (A.1.48)), et donc la composante selon la direction u est :

$$f_u = \rho_E E_u - \frac{1}{2}E^2 \partial_u \varepsilon + \frac{1}{2}\partial_u\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}E^2\right) \tag{A.1.51}$$

On cherche à mettre la composante de f selon la divergente d'un tenseur. Commençons avec le terme de la force de Coulomb. Avec $\rho_E = div\vec{D}$, il vient :

$$\rho_E E_u = E_u \cdot \partial_k D_k \tag{A.1.52}$$

On a $(f \cdot g)' = g \cdot f' + f \cdot g'$ et donc :

$$\rho_E E_u = \partial_k(E_u \cdot D_k) - D_k \cdot \partial_k E_u \tag{A.1.53}$$

On sépare le dernier terme en deux ($-D_k \cdot \partial_k E_u = -(1/2)D_k \cdot \partial_k E_u - (1/2)D_k \cdot \partial_k E_u$) et en appliquant le même principe sur un des deux termes, il vient :

$$\rho_E E_u = \left[\partial_k(E_u \cdot D_k) - \frac{1}{2}\partial_u(E_k \cdot D_k)\right] + \frac{1}{2}\left[E_k \cdot \partial_u D_k - D_k \cdot \partial_k E_u\right] \tag{A.1.54}$$

On veut sortir les opérateur dérivation du premier terme entre crochet. Mais si l'on fait ça, on ajoute de dérivé selon les deux autres directions sur le terme $\frac{1}{2}\partial_u(E_k \cdot D_k)$. Pour supprimer ces dérivés non voulu, on multiplie ce terme par le symbole de Kronecker δ_{ij} et l'on a donc :

$$\rho_E E_u = \partial_k \left[E_u \cdot D_k - \frac{1}{2}\delta_{ku}(E_n \cdot D_n) \right] + \frac{1}{2}\left[E_k \cdot \partial_u D_k - D_k \cdot \partial_k E_u \right] \tag{A.1.55}$$

On a $D_u = \varepsilon E_u$ donc $\partial_u D_k = E_k \partial_u \varepsilon + \varepsilon \partial_u E_k$. Avec la relation donnée par l'équation de Maxwell-Faraday et en remplaçant dans l'équation, il vient :

$$\begin{aligned}
\rho_E E_u &= \partial_k \left[\varepsilon E_u \cdot E_k - \frac{\varepsilon}{2}\delta_{ku}(E_n \cdot E_n) \right] + \frac{1}{2}\left[E_k \cdot E_k \cdot \partial_u \varepsilon + \varepsilon E_k \cdot \partial_u E_k - \varepsilon E_k \cdot \partial_k E_u \right] \\
&= \partial_k \left[\varepsilon E_u \cdot E_k - \frac{\varepsilon}{2}\delta_{ku}(E_n \cdot E_n) \right] + \frac{1}{2}\left[E_k \cdot E_k \cdot \partial_u \varepsilon + \varepsilon E_k \cdot \partial_u E_k - \varepsilon E_k \cdot \partial_u E_k \right] \\
&= \partial_k \left[\varepsilon E_u \cdot E_k - \frac{\varepsilon}{2}\delta_{ku}(E_n \cdot E_n) \right] + \frac{1}{2} E_k \cdot E_k \cdot \partial_u \varepsilon
\end{aligned} \tag{A.1.56}$$

Et donc en ajoutant $-\frac{1}{2}E^2\partial_u\varepsilon + \frac{1}{2}\partial_u(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}E^2)$ à l'équation pour avoir l'expression complète de la densité volumique de force :

$$f_u = \partial_k \left[\varepsilon E_u \cdot E_k - \frac{\varepsilon}{2}\delta_{ku}(E_n \cdot E_n) \right] + \frac{1}{2} E_k \cdot E_k \partial_u \varepsilon - \frac{1}{2}E^2 \partial_u \varepsilon + \frac{1}{2}\partial_u \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} E^2 \right) \tag{A.1.57}$$

$$f_u = \partial_k \left[\varepsilon E_u \cdot E_k - \frac{\varepsilon}{2} E^2 \delta_{ku} \right] + \frac{1}{2}\partial_u \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} E^2 \right) \tag{A.1.58}$$

De la même manière, on met l'opŕateur dérivé en facteur pour le dernier terme et on fait apparaitre le symbole de Kronecker :

$$f_u = \partial_k \left[\varepsilon E_u \cdot E_k - \frac{\varepsilon E^2}{2}\delta_{ku} \left(1 - \frac{\rho}{\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) \right] \tag{A.1.59}$$

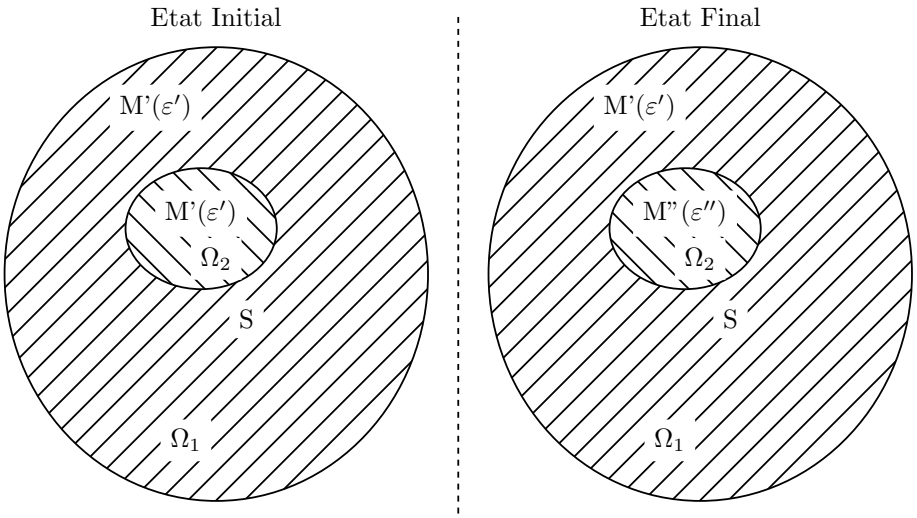
On a bien : $f_u = \partial_k \overline{\overline{T_{uk}}}$, avec :

$$\boxed{\overline{\overline{T_{uk}}} = \varepsilon E_u E_k - \frac{\varepsilon E^2}{2}\delta_{ku} \left(1 - \frac{\rho}{\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)} \tag{A.1.60}$$

Bien que la densité volumique de charges libres ρ_E n'apparaisse pas dans l'expression du tenseur, elle est bien prise en compte.

Cas d'une interface entre deux diélectriques fluides

Energie d'une portion de diélectrique fluide Considérons notre système qui est l'univers (fig. : A.5), cet univers est divisé en deux volumes, le volume Ω_1 et le volume Ω_2. A l'état initial, les deux volumes sont occupés pas le même matériau M' de permittivité ε' et l'on peut calculer l'énergie du système à l'état initial W_i et définir les vecteurs inductions et champ électrique pour chaque domaine.



$$\vec{D_{i1}} = \varepsilon' \vec{E_{i1}}$$
$$\vec{D_{i2}} = \varepsilon' \vec{E_{i2}}$$
$$W_i = \frac{1}{2}\int_{Univers} \vec{E}_i \cdot \vec{D}_i \, dv$$
$$\vec{n} \cdot (\vec{D}_{i1} - \vec{D}_{i2}) = 0$$
$$\vec{n} \wedge (\vec{E}_{i1} - \vec{E}_{i2}) = \vec{0}$$

$$\vec{D_{f1}} = \varepsilon' \vec{E_{f1}}$$
$$\vec{D_{f2}} = \varepsilon'' \vec{E_{f2}}$$
$$W_f = \frac{1}{2}\int_{Univers} \vec{E}_f \cdot \vec{D}_f \, dv$$
$$\vec{n} \cdot (\vec{D}_{f1} - \vec{D}_{f2}) = 0$$
$$\vec{n} \wedge (\vec{E}_{f1} - \vec{E}_{f2}) = \vec{0}$$

Figure A.5 – Portion d'un milieu diélectrique M'' dans un milieu M'.

A l'état final, le milieu M' est remplacé par le milieu M'' de permittivité ε'' dans le domaine Ω_2. On définit l'énergie de l'univers à l'état final par W_f, le vecteur induction électrique et le champ électrique. On pose ΔW la variation d'énergie entre l'état final et initial : $\Delta W = W_f - W_i$, soit :

$$\Delta W = \frac{1}{2}\int_{Univers} \left(\vec{E}_f \cdot \vec{D}_f - \vec{E}_i \cdot \vec{D}_i\right) d\Omega \tag{A.1.61}$$

Séparons l'intégrale sur l'univers en une intgrale sur Ω_1 et une sur Ω_2 :

$$\Delta W = \frac{1}{2}\int_{\Omega_1} \left(\vec{E}_{f1} \cdot \vec{D}_{f1} - \vec{E}_{i1} \cdot \vec{D}_{i1}\right) d\Omega + \frac{1}{2}\int_{\Omega_2} \left(\vec{E}_{f2} \cdot \vec{D}_{f2} - \vec{E}_{i2} \cdot \vec{D}_{i2}\right) d\Omega \tag{A.1.62}$$

Sur le domaine Ω_1, on a :

$$(\vec{E}_{f1} + \vec{E}_{i1})(\vec{D}_{f1} - \vec{D}_{i1}) = \vec{E}_{f1} \cdot \vec{D}_{f1} - \vec{E}_{f1} \cdot \vec{D}_{i1} + \vec{E}_{i1} \cdot \vec{D}_{f1} - \vec{E}_{i1} \cdot \vec{D}_{i1} \tag{A.1.63}$$

Et l'on a : $\vec{D_{i1}} = \varepsilon' \vec{E_{i1}}$ et $\vec{D_{f1}} = \varepsilon' \vec{E_{f1}}$, d'où :

$$(\vec{E}_{f1} + \vec{E}_{i1})(\vec{D}_{f1} - \vec{D}_{i1}) = \vec{E}_{f1} \cdot \vec{D}_{f1} - \vec{E}_{i1} \cdot \vec{D}_{i1} \tag{A.1.64}$$

Et donc pour la première intégrale de W_{f2}, nous avons :

$$\frac{1}{2}\int_{\Omega_1}\left(\vec{E}_{f1}\cdot\vec{D}_{f1}-\vec{E}_{i1}\cdot\vec{D}_{i1}\right)d\Omega=\frac{1}{2}\int_{\Omega_1}\left(\vec{E}_{f1}+\vec{E}_{i1}\right)\left(\vec{D}_{f1}-\vec{D}_{i1}\right)d\Omega \tag{A.1.65}$$

Sur l'ensemble de l'univers, comme les charges sont fixes, nous avons les équations de Maxwell-Gauss $div(\vec{D}_i)=\rho_E$ et $div(\vec{D}_f)=\rho_E$, avec la linéarité de l'opérateur divergent et de l'opérateur rotationnel, il vient pour les équations de Maxwell-Gauss et de Maxwell-Faraday :

$$div(\vec{D}_f-\vec{D}_i)=0 \qquad \text{et} \qquad \vec{rot}(\vec{E}_f+\vec{E}_i)=\vec{0} \tag{A.1.66}$$

Les relations de continuités nous donnent :

$$\vec{n}\cdot\left[(\vec{D}_{f2}-\vec{D}_{i2})-(\vec{D}_{f1}-\vec{D}_{i1})\right]=0 \quad \text{et} \quad \vec{n}\wedge\left[(\vec{E}_{f2}+\vec{E}_{i2})-(\vec{E}_{f1}+\vec{E}_{i1})\right]=\vec{0} \tag{A.1.67}$$

Et avec le théorème sur les champs de vecteurs démontré en annexe C.3 nous avons :

$$\int_{Univers}\left(\vec{E}_f+\vec{E}_i\right)\left(\vec{D}_f-\vec{D}_i\right)d\Omega=0 \tag{A.1.68}$$

Soit :

$$\int_{\Omega_1}\left(\vec{E}_{f1}+\vec{E}_{i1}\right)\left(\vec{D}_{f1}-\vec{D}_{i1}\right)d\Omega=-\int_{\Omega_2}\left(\vec{E}_{f2}+\vec{E}_{i2}\right)\left(\vec{D}_{f2}-\vec{D}_{i2}\right)d\Omega \tag{A.1.69}$$

Nous avons donc l'énergie du domaine Ω_2 à l'état final :

$$\Delta W=\frac{1}{2}\int_{\Omega_2}\left[-\left(\vec{E}_{f2}+\vec{E}_{i2}\right)\left(\vec{D}_{f2}-\vec{D}_{i2}\right)+\vec{E}_{f2}\cdot\vec{D}_{f2}-\vec{E}_{i2}\cdot\vec{D}_{i2}\right]d\Omega \tag{A.1.70}$$

En développant, il reste :

$$\Delta W=\frac{1}{2}\int_{\Omega_2}\left(\vec{E}_{f2}\cdot\vec{D}_{i2}-\vec{E}_{i2}\cdot\vec{D}_{f2}\right)d\Omega \tag{A.1.71}$$

Et en remplaçant le vecteur induction, on a :

$$\Delta W=\frac{1}{2}\int_{\Omega_2}(\varepsilon''-\varepsilon')\cdot\vec{E}_{f2}\vec{E}_{i2}\,d\Omega \tag{A.1.72}$$

Densité surfacique de force Soit une volume Ω_2 délimité par une surface S de permittivité ε_2. A l'extérieur de la surface, la permittivité du volume Ω_1 s'étendant à l'infini vaut ε_1. Le champ est produit en dehors de Ω_2, et les permittivités peuvent être fonction de l'espace. Donnons un déplacement élémentaire $\delta\vec{\lambda}$ à tout l'espace. Ce déplacement laisse les charges qui créent le champ immobiles. Ce déplacement va faire que la surface S va balayer un volume élémentaire $\delta\Omega$ [Figure A.6]. Donc la variation d'énergie du système peut être considérée comme :

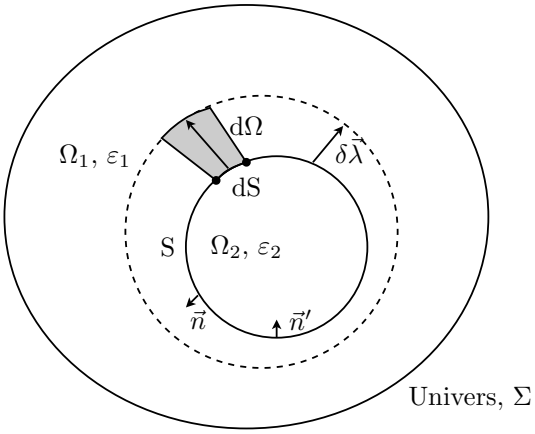


Figure A.6 – Interface entre deux diélectriques subissant un déplacement élémentaire.

$$\frac{dW}{dt} = \frac{dW'}{dt} + \frac{dW''}{dt} \tag{A.1.73}$$

Avec $\frac{\partial W'}{\partial t}$ la variation d'énergie sur les volumes Ω_1 et Ω_2 et $\frac{dW''}{dt}$ la variation d'énergie sur le volume élémentaire $\delta\Omega$.

La variation d'énergie sur le volume élémentaire δv peut être exprimé à l'aide de la formule (Eq : (A.1.72)), et on a :

$$\delta W'' = -\frac{1}{2}\int_{\delta v} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2)\, d\Omega \tag{A.1.74}$$

<u>Remarque</u> : on a $\delta v = \int_S \vec{n} \cdot \vec{v} dt\, dS = \int_{\delta v} d\Omega$, donc $d\Omega = \vec{n} \cdot \vec{v} dt$. On a donc :

$$\delta W'' = -\frac{1}{2}\int_S (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2)(\vec{n} \cdot \vec{v} dt)\, dS \tag{A.1.75}$$

En posant les notations indicielles n et t, respectivement pour les composantes normale et tangentielle, il vient :

$$\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = (\vec{n} \cdot E_{n1} + \vec{t} \cdot E_{t1}) \cdot (\vec{n} \cdot E_{n2} + \vec{t} \cdot E_{t2}) = E_{n1}E_{n2} + E_{t1}E_{t2} \tag{A.1.76}$$

Et avec les conditions limites $\varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2}$ et $E_{t1} = E_{t2}$, il vient :

$$\delta W'' = -\frac{1}{2}\int_S \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1}(\varepsilon_2 E_{n2}^2 + \varepsilon_1 E_{t2}^2)(\vec{n} \cdot \vec{v} dt)\, dS \tag{A.1.77}$$

Et en sortant la variation temporelle de l'équation, on a :

$$\frac{dW''}{dt} = -\frac{1}{2}\int_S \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1}(\varepsilon_2 E_{n2}^2 + \varepsilon_1 E_{t2}^2)(\vec{n} \cdot \vec{v})\, dS \tag{A.1.78}$$

Reprenons $\frac{\partial W'}{\partial t}$, de la même manière que pour le calcul de la densité volumique de force, nous allons avoir :

$$\frac{dW'}{dt} = \frac{1}{2}\int_{\Omega_1+\Omega_2} \left(E^2 \cdot \vec{grad}\varepsilon - \vec{grad}\left(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}E^2\right)\right)\cdot\vec{v}\,d\Omega - \frac{1}{2}\int_{\Omega_1+\Omega_2} div\left(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}E^2\vec{v}\right)d\Omega \tag{A.1.79}$$

Laissons de côté la première intégrale qui va nous redonner la densité volumique de force. En appliquant le théorème de Green-Ostrogradski C.2 sur la deuxième intégrale, nous avons sur Ω_2 :

$$-\frac{1}{2}\int_{\Omega_2} div\left(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}E^2\vec{v}\right)d\Omega = -\frac{1}{2}\int_S \left(\rho_2\frac{\partial\varepsilon_2}{\partial\rho_2}E_2^2\right)(\vec{n}\cdot\vec{v})\,dS \tag{A.1.80}$$

Et sur Ω_1 :

$$-\frac{1}{2}\int_{\Omega_1} div\left(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}E^2\vec{v}\right)d\Omega = -\frac{1}{2}\int_S \left(\rho_1\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial\rho_1}E_1^2\right)(\vec{n'}\cdot\vec{v})\,dS - \frac{1}{2}\int_\Sigma \left(\rho_1\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial\rho_1}E_1^2\right)(\vec{n}\cdot\vec{v})\,dS \tag{A.1.81}$$

L'intégrale sur Σ est à l'infini donc elle s'annule. Sur le surface S, on a $\vec{n} = -\vec{n'}$, il reste donc :

$$-\frac{1}{2}\int_{\Omega_1+\Omega_2} div\left(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}E^2\vec{v}\right)d\Omega = -\frac{1}{2}\int_S \left(\rho_2\frac{\partial\varepsilon_2}{\partial\rho_2}E_2^2 - \rho_1\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial\rho_1}E_1^2\right)(\vec{n}\cdot\vec{v})\,dS \tag{A.1.82}$$

Nous avons donc :

$$\frac{dW}{dt} = \frac{dW'}{dt} + \frac{dW''}{dt} = -\int \vec{f}\cdot\vec{v}\,d\Omega - \int_S \vec{f_S}\cdot\vec{v}\,dS \tag{A.1.83}$$

Avec $\vec{f}$ exprimé en (Eq : (A.1.48)) et pour $\vec{f_S}$:

$$d\vec{f_S} = \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_1}\left(\varepsilon_2 E_{n2}^2 + \varepsilon_1 E_{t2}^2\right) - \left(\rho_2\frac{\partial\varepsilon_2}{\partial\rho_2}E_2^2 - \rho_1\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial\rho_1}E_1^2\right)\right).\vec{n}.dS \tag{A.1.84}$$

La direction de la densité de force surfacique dépend de l'orientation de la surface, on ne peut donc pas définir une densité de force surfacique globale. Il faut donc définir une densité surfacique de force élémentaire $d\vec{f_S}$.

Approche avec le tenseur des contraintes de Maxwell À partir du tenseur de Maxwell (A.1.60), il est possible de lire la force s'exerçant sur un volume infinitésimal de fluide comme la résultante des forces exercées par le fluide à l'extérieur du volume à travers la surface définissant la particule fluide. Cette force de contact à travers une surface infinitésimale dS est définie par :

$$d\vec{F}_{s,E} = \overline{\overline{T}}_E\vec{n}\,dS = \vec{f}_{s,E}\,dS \tag{A.1.85}$$

où $\vec{n}$ est la normale extérieure et où $\vec{f}_{s,E}$ définit une densité surfacique de force telle que $\vec{f}_{s,E} = \overline{\overline{T}}_E \vec{n}$. On peut montrer que cette densité surfacique de force s'écrit vectoriellement de la façon suivante :

$$\vec{f}_{s,E} = \varepsilon \left(\vec{E} \cdot \vec{n}\right) \vec{E} - \frac{1}{2} E^2 \left[\varepsilon - \rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_T\right] \vec{n} \tag{A.1.86}$$

Cette densité de force a donc une composante selon le champ électrique et une composante normale à l'interface indépendante de la direction du champ.

On définit le milieu constitué de deux phases séparées par une interface I sans épaisseur (modèle à phases séparées, discontinu). Et on fait le bilan de force sur une portion infinitésimale dS de l'interface. Sur cette surface, le milieu 1 exerce une force $d\vec{F}_{s,E,1} = \vec{f}_{s,E,1}\, dS$. De même, le milieu 2 exerce une force $d\vec{F}_{s,E,2} = \vec{f}_{s,E,2}\, dS$. En choisissant la normale $\vec{n}_1 = \vec{n}$ comme référence, la résultante des forces électriques $d\vec{F}^e_{s,I}$ sur l'interface est, en appliquant le principe d'action-réaction par rapport à la relation A.1.86 qui correspond à un effort extérieur au fluide :

$$d\vec{F}_{s,E,I} = -\left(\overline{\overline{T}}_{E,1}\vec{n} - \overline{\overline{T}}_{E,2}\vec{n}\right) dS \tag{A.1.87}$$

$$\begin{aligned} d\vec{F}_{s,E,I} = &-\left\{\varepsilon_1\, E_{n,1}\vec{E}_1 - \varepsilon_2 E_{n,2}\, \vec{E}_2 - \frac{1}{2}E_1^2 \left[\varepsilon_1 - \rho_1 \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \rho_1}\right)_T\right] \vec{n} \right. \\ &\left. + \frac{1}{2}E_2^2 \left[\varepsilon_2 - \rho_2 \left(\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \rho_2}\right)_T\right] \vec{n}\right\} dS \\ = &-\left\{\left(\varepsilon_1\, E_{n,1}^2 - \varepsilon_2\, E_{n,2}^2\right) \vec{n} - \frac{1}{2}\, E_1^2 \left[\varepsilon_1 - \rho_1 \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \rho_1}\right)_T\right] \vec{n} \right. \\ &\left. + \frac{1}{2}\, E_2^2 \left[\varepsilon_2 - \rho_2 \left(\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \rho_2}\right)_T\right] \vec{n}\right\} dS - \left(\varepsilon_1\, E_{n,1}E_{t,1} - \varepsilon_2\, E_{n,2}E_{t,2}\right) \vec{t}\, dS \end{aligned} \tag{A.1.88}$$

où $\vec{E}_1$ et $\vec{E}_2$ sont les valeurs du champ à l'interface dans chacun des milieux.

Les relations de raccordement à l'interface pour le champ électrique donne alors :

$$\varepsilon_1\, E_{n,1} - \varepsilon_2\, E_{n,2} = \sigma_E \tag{A.1.89}$$

$$E_{t,1} = E_{t,2} = E_t \tag{A.1.90}$$

où σ_E est une densité surfacique de charges libres. On voit alors en multipliant ces deux relations que la composante tangentielle de la force électrique à l'interface dépend de la composante tangentielle du champ et de la densité surfacique de charge à l'interface soit :

$$\begin{aligned} d\vec{F}_{s,E,I} = -\Bigg\{&\left(\varepsilon_1 E_{n,1}^2 - \varepsilon_2 E_{n,2}^2\right) \vec{n} - \frac{1}{2}E_1^2 \left[\varepsilon_1 - \rho_1 \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \rho_1}\right)_T\right] \vec{n} \\ &+ \frac{1}{2}E_2^2 \left[\varepsilon_2 - \rho_2 \left(\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \rho_2}\right)_T\right] \vec{n}\Bigg\} dS - \sigma_E E_t\, \vec{t}\, dS \end{aligned} \tag{A.1.91}$$

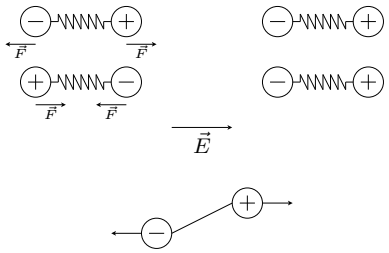


Figure A.7 – Un dipôle permanent s'oriente sur les lignes de champs lorsqu'il est soumis à une différence de potentiel.

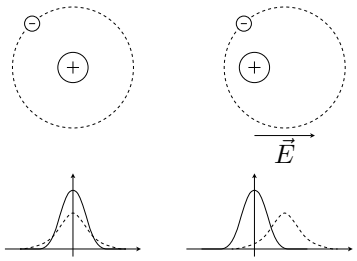


Figure A.8 – En se déplaçant sous l'effet d'un champ électrique, les barycentres des charges positives et négatives vont créer un moment dipolaire dans la particule.

$$\vec{f}_{s,I} = -\left(\varepsilon_1 E_{n,1}^2 - \varepsilon_2 E_{n,2}^2 - \frac{1}{2}E_1^2\left[\varepsilon_1 - \rho_1\left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \rho_1}\right)_T\right] + \frac{1}{2}E_2^2\left[\varepsilon_2 - \rho_2\left(\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \rho_2}\right)_T\right]\right)\vec{n} - \sigma_E E_t\,\vec{t} \tag{A.1.92}$$

Mais l'inconvénient de cette approche c'est qu'elle ne permet pas d'avoir une intuition physique de ce qui se passe dans le diélectrique lorsqu'il est dans un champ électrique. Il existe une autre approche pour exprimer la force dans les diélectriques fluides et qui permet d'avoir une intuition physique de la force.

A.1.2 Approche physique, la formule de Kelvin

La matière vu comme un dipôle

La matière peut être considéré au niveau microscopique comme un ensemble de dipôles. Ces dipôles peuvent être soit permanent comme pour les molécules possédant un moment dipolaire (fig. : A.7) (l'eau par exemple) soit induit sous l'effet d'un champ électrique (fig. : A.8).

En l'absence de champ électrique, le moment dipolaire moyen de chaque élément de volume est nul. Soit parce que le barycentre des charges positives et négatives coïncident, soit parce chaque moment dipolaire est orienté dans une direction différente et que la moyenne donne zéro.

Sous l'effet d'un champ les positions moyennes des barycentres des charges ne vont plus se superposer et vont créer un moment dipolaire. Ou s'il s'agit de molécules avec un moment permanent, tous les dipôles vont s'aligner dans le même sens et le moment moyen ne sera plus nul.

Champ créé par un dipôle

On cherche à calculer en un point $M(\vec{x_M})$ le potentiel créé par le dipôle A.9. Par superposition, il s'agit du champ créé par la charge positive et du champ créé par la charge négative.

$$V(\vec{x_M}) = V(\vec{x_M}|p^+) + V(\vec{x_M}|p^-) \tag{A.1.93}$$

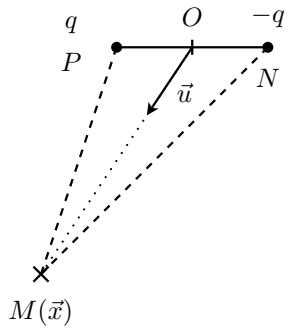


Figure A.9 – Champ électrique créé par un dipôle au point M.

$$V(\vec{x_M}) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{\|P^+M\|} - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{\|P^-M\|} \tag{A.1.94}$$

On pose $r = \|\vec{OM}\|$ et $\vec{u} = \frac{\vec{OM}}{r}$ où O est le barycentre du dipôle. Si l'on est assez loin, on peut écrire :

$$V(\vec{x_M}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{p}\cdot\vec{u}}{r^2} \tag{A.1.95}$$

On définit $f(\vec{x},\vec{p})d\vec{x}d\vec{p}$ comme étant le nombre de dipôle dans l'élément de volume $d\vec{x}$ autour de $M(\vec{x_M})$ avec un moment dipolaire appartenant à $[\vec{p};\vec{p}+d\vec{p}]$. On définit $\Omega_{\vec{x}}$ comme étant l'espace des $\vec{x}$ et $\Omega_{\vec{p}}$ comme étant l'espace des $\vec{p}$. On a donc :

$$V(\vec{x_M}) = \int_{\Omega_{\vec{x}}}\int_{\Omega_{\vec{p}}} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} f(\vec{x},\vec{p})\frac{\vec{p}\cdot\vec{u}}{r^2}\, d\vec{p}d\vec{x} \tag{A.1.96}$$

Les espaces $\Omega_{\vec{x}}$ et $\Omega_{\vec{p}}$ sont indépendants donc :

$$V(\vec{x_M}) = \int_{\Omega_{\vec{x}}} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\left(\int_{\Omega_{\vec{p}}} f(\vec{x},\vec{p})\vec{p}\, d\vec{p}\right)\cdot\vec{u}\, d\vec{x} \tag{A.1.97}$$

En posant $\vec{P}(\vec{x}) = \int_{\Omega_{\vec{p}}} f(\vec{x},\vec{p})\vec{p}\, d\vec{p}$ le vecteur polarisation par unité de volume, il vient :

$$V(\vec{x_M}) = \int_{\Omega_{\vec{x}}} \frac{\vec{P}(\vec{x})\cdot\vec{u}}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\, d\vec{x} \tag{A.1.98}$$

<u>Remarque</u> : $\frac{\vec{P}(\vec{x})\cdot\vec{u}}{r^2} = -\vec{P}\cdot\vec{grad}\left(\frac{1}{r}\right) = -div\left(\frac{\vec{P}}{r}\right) + \frac{1}{r}div(\vec{P})$

Attention, ici le gradient est selon $\vec{x}$, seul r dépend de $\vec{x_M}$.

$$V(\vec{x_M}) = \int_{\Omega_{\vec{x}}} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(-div\left(\frac{\vec{P}}{r}\right) + \frac{1}{r}div(\vec{P}\right)\, d\vec{x} \tag{A.1.99}$$

$$V(\vec{x_M}) = -\int_{\Sigma} \frac{\vec{P}\cdot\vec{n}}{4\pi\varepsilon_0 r}\, dS + \int_{\Omega_{\vec{x}}} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r}div(\vec{P})\, d\vec{x} \tag{A.1.100}$$

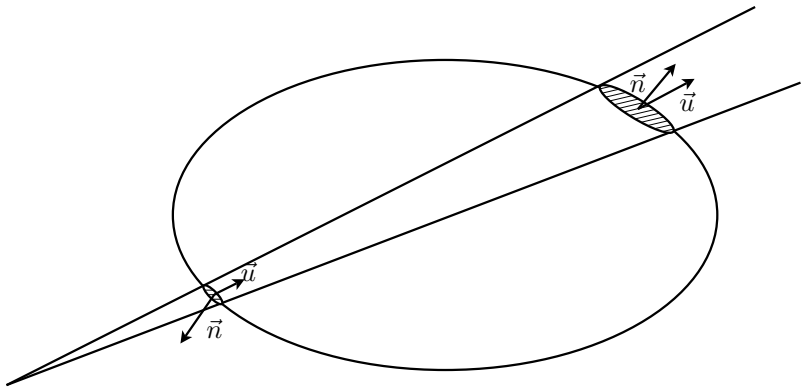


Figure A.10 – Calcul du flux du champ électrique $\vec{E}$ à travers une surface à l'aide de l'angle solide.

Comme $\vec{E} = -\vec{grad}V$:

$$\vec{E}(\vec{x_M}) = \int_{\Sigma} \frac{\vec{P}\cdot\vec{n}}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\cdot\vec{u}\,dS - \int_{\Omega_{\vec{x}}} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r^2} div(\vec{P})\cdot\vec{u}\,d\vec{x} \tag{A.1.101}$$

Il s'agit du champ au point $M(\vec{x_M})$ créé par une distribution de dipôles.

Relation entre le champ électrique et le vecteur polarisation

On cherche à calculer le flux du champ $\vec{E}$ qui traverse la surface $\tilde{\Sigma}$, avec l'équation de Maxwell-Gauss (A.1.5) et le théorème de Green-Ostrogradsky C.2 :

$$\Phi_{\vec{E}/\tilde{\Sigma}} = \int_{\tilde{\Sigma}} \vec{E}\cdot\vec{n}\,d\tilde{S} = \int_{\tilde{\Omega}} \frac{\rho_{E,p}}{\varepsilon_0}\,d\Omega \tag{A.1.102}$$

$$\Phi_{\vec{E}/\tilde{\Sigma}} = \int_{\tilde{\Sigma}} \left[\int_{\Sigma} \frac{\vec{P}\cdot\vec{n}}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\cdot\vec{u}\,dS - \int_{\Omega_{\vec{x}}} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r^2} div(\vec{P})\cdot\vec{u}\,d\vec{x}\right]\cdot\vec{n}\,d\tilde{S} \tag{A.1.103}$$

On commence par regarder la contribution du champ créé par les dipôles sur la surface Σ.

$$\int_{\tilde{\Sigma}} \left[\int_{\Sigma} \frac{\vec{P}\cdot\vec{n}}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\cdot\vec{u}\,dS\right]\cdot\vec{n}\,d\tilde{S} \tag{A.1.104}$$

Comme les surfaces Σ et $\tilde{\Sigma}$ sont indépendantes, on peut inverser les intégrales et :

$$\int_{\tilde{\Sigma}} \left[\int_{\Sigma} \frac{\vec{P}\cdot\vec{n}}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\cdot\vec{u}\,dS\right]\cdot\vec{n}\,d\tilde{S} = \int_{\Sigma} \left[\int_{\tilde{\Sigma}} \frac{\vec{P}\cdot\vec{n}}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\cdot\vec{u}\cdot\vec{n}\,d\tilde{S}\right] dS \tag{A.1.105}$$

Or d'après la définition de l'angle solide :

$$d\vec{\omega} = \frac{\vec{u}\cdot\vec{n}}{r^2} dS \tag{A.1.106}$$

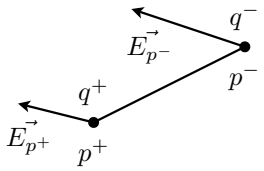


Figure A.11 – Dipôle dans un champ électrique non uniforme.

D'un point de vue physique, on voit bien que la contribution de la surface Σ va être nulle pour le calcul du flux. Ce qui rentre d'un côté avec un anlge solide donné est compensé de l'autre côté car il ressort avec le même angle solide A.10.

Il ne reste donc que la contribution des volumes Ω et $\tilde{\Omega}$.

$$\Phi_{\vec{E}/\tilde{\Sigma}} = \int_{\tilde{\Sigma}} \left[-\int_{\Omega} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r^2} div(\vec{P}) \cdot \vec{u}\, d\vec{x} - \int_{\tilde{\Omega}} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r^2} div(\vec{P}) \cdot \vec{u}\, d\vec{x} \right] \cdot \vec{n}\, d\tilde{S} \tag{A.1.107}$$

De la même manière que pour l'intégrale sur Σ, l'intégrale sur le volume Ω est nulle, il reste :

$$\Phi_{\vec{E}/\tilde{\Sigma}} = -\int_{\tilde{\Sigma}} \int_{\tilde{\Omega}} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r^2} div(\vec{P}) \cdot \vec{u}\, d\vec{x} \cdot \vec{n}\, d\tilde{S} \tag{A.1.108}$$

Et en faisant apparaître l'angle solide dans l'intégrale, il reste :

$$\begin{aligned} \Phi_{\vec{E}/\tilde{\Sigma}} &= -\int_{\tilde{\Sigma}} \int_{\tilde{\Omega}} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} div(\vec{P})\, d\vec{x} \cdot d\vec{\omega} \\ &= \int_{\tilde{\Omega}} -\frac{div(\vec{P})}{\varepsilon_0}\, d\vec{x} = \int_{\tilde{\Omega}} \frac{\rho_{E,p}}{\varepsilon_0}\, d\vec{x} \end{aligned} \tag{A.1.109}$$

Donc :

$$div(\vec{P}) = -\rho_{E,p} \tag{A.1.110}$$

Force sur dipôle dans un champ électrique quelconque

Considérons un dipôle dans un champ électrique non-uniforme. Les charges sont séparées par une distance d et on note p^+ la position la charge positive du dipôle et p^- celle de la charge négative.

La force qui s'exerce sur un dipôle dans un champ non uniforme vaut :

$$\vec{F} = q(\vec{E_{p^+}} - \vec{E_{p^-}}) \tag{A.1.111}$$

Comme la distance d est très petite, on peut faire un développement de Taylor et pour la composante i de la force :

$$F_i = p_1 \frac{\partial E_i}{\partial x_1} + p_2 \frac{\partial E_i}{\partial x_2} + p_3 \frac{\partial E_i}{\partial x_3} \tag{A.1.112}$$

Donc :

$$\vec{F} = (\vec{p} \cdot \vec{grad})\vec{E} \tag{A.1.113}$$

Soit en formulation locale avec $\vec{P}$ le vecteur polarisation par unité de volume :

$$\vec{F}(\vec{x}) = (\vec{P} \cdot \vec{grad})\vec{E} \tag{A.1.114}$$

Conclusion

à l'aide d'un approche physique, nous venons d'exprimer la densité volumique de force de polarisation sous une expression différente de celle de Helmoltz. Si l'on tient compte de la force de Coulomb en plus, on trouve la formule de Kelvin :

$$\vec{f} = \rho_E \vec{E} + (\vec{p} \cdot \vec{grad})\vec{E} = \rho_E \vec{E} - \frac{1}{2}E^2 \vec{grad}\varepsilon + \frac{1}{2}\vec{grad}\left[(\varepsilon - \varepsilon_0)E^2\right] \tag{A.1.115}$$

A.1.3 Lien entre deux formules différentes qui expriment la même force

Expression des forces

Comme nous venons de le voir, il existe deux formules pour exprimer la force dans les liquides diélectriques polarisés. Plusieurs études ont été réalisées par Melcher [hau2015] et Zahn [zah2006] qui semblent indiquer que pour un milieu diélectrique linéaire et un volume de contrôle englobant la totalité du milieu polarisé, ces formules sont équivalentes.

La formule de Kelvin :

$$\vec{f_K} = \rho_E \vec{E} + (\vec{p} \cdot \vec{grad})\vec{E} = \rho_E \vec{E} - \frac{1}{2}E^2 \vec{grad}\varepsilon + \frac{1}{2}\vec{grad}\left[(\varepsilon - \varepsilon_0)E^2\right] \tag{A.1.116}$$

La formule de Korteweg-Helmholtz :

$$\vec{f_H} = \rho_E \vec{E} - \frac{1}{2}E^2 \vec{grad}\varepsilon + \frac{1}{2}\vec{grad}\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} E^2\right) \tag{A.1.117}$$

Avec :

- ρ_E : la densité volumique de charges libres
- $\vec{E}$: le champ électrique
- $\vec{p}$: le vecteur polarisation par unité de volume
- ε : la permittivité diélectrique du matériau
- ε_0 : la permittivité diélectrique du vide
- ρ : la masse volumique du matériau

La formulation de Kelvin provient de l'extension en milieu continu de la force électrique qui agit sur un dipôle seul. Elle a l'avantage de proposer une interprétation physique de la force. Mais elle ne tient pas compte de l'interaction des dipôles entre eux. La formule de Korteweg-Helmholtz provient d'une approche thermodynamique :

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\int \vec{f} \cdot \vec{v}\, d\Omega \tag{A.1.118}$$

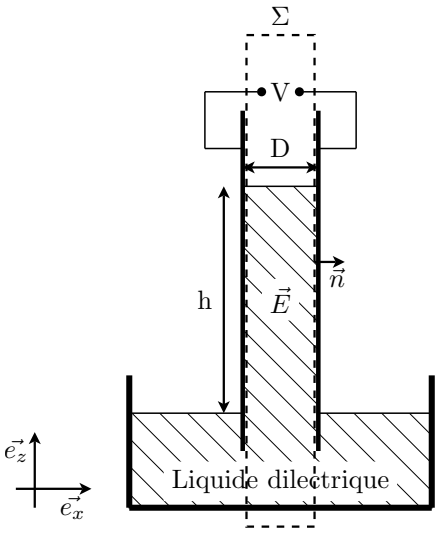


Figure A.12 – à gauche l'expérience de Pellat et à droite l'éxpérience de Pellat modifiée avec les électrodes recouvertes d'un diélectrique.

On cherche à démontrer que ces deux formules sont équivalentes pour une fluide incompressible. Pour cela, on se place dans le cadre de l'expérience de Pellat [Fig. A.12] et l'on intègre les deux formules sur le volume Ω délimité par la surface Σ.

On fait les hypothèses suivantes :

- Pas de charges libres
- Les fluides sont incompressibles et homogènes (la densité volumique de charges liées est nulles)
- Le champ est homogène entre les électrodes
- Sur les surfaces de Σ normales à $\vec{e_z}$, on est suffisamment loin des électrodes pour considérer que $E^2 = 0$.

On rappelle le Théorèmme du Gradient, pour un scalaire b :

$$\int_\Omega \vec{grad}(b)\, d\Omega = \oint_\Sigma b \cdot \vec{n} dS \tag{A.1.119}$$

Les calculs de la force électrique qui s'exerce sur le volume de la colonne en équilibre seront menés en parallèle.

Kelvin

$$\vec{f_K} = \rho_E \vec{E} - \frac{1}{2} E^2 \vec{grad}\varepsilon + \frac{1}{2} \vec{grad}\left[(\varepsilon - \varepsilon_0)E^2\right] \tag{A.1.120}$$

Korteweg-Helmholtz

$$\vec{f_H} = \rho_E \vec{E} - \frac{1}{2} E^2 \vec{grad}\varepsilon + \frac{1}{2} \vec{grad}\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} E^2\right) \tag{A.1.121}$$

Avec l'hypothèse d'absence de charges libres et d'homogénéité, il vient :

$$\vec{f_K} = \frac{-E^2}{2}\vec{grad}\varepsilon + \frac{1}{2}\vec{grad}\left[(\varepsilon-\varepsilon_0)E^2\right] \tag{A.1.122}$$

$$\vec{f_H} = \frac{-E^2}{2}\vec{grad}\varepsilon + \frac{1}{2}\vec{grad}\left(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}E^2\right) \tag{A.1.123}$$

On cherche à calculer la force qui agit sur tout le domaine Ω, pour cela, on intègre la densité volumique de force sur le volume.

$$\vec{F_K} = \iiint_\Omega \frac{-E^2}{2}\vec{grad}\varepsilon + \frac{1}{2}\vec{grad}\left[(\varepsilon-\varepsilon_0)E^2\right]\,d\Omega \tag{A.1.124}$$

$$\vec{F_H} = \iiint_\Omega \frac{-E^2}{2}\vec{grad}\varepsilon + \frac{1}{2}\vec{grad}\left(\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}E^2\right)\,d\Omega \tag{A.1.125}$$

On sépare l'inégrale en deux et avec le théorème du gradient, on transforme le deuxième membre en une intégrale de surface.

$$\vec{F_K} = \int_\Omega \frac{-E^2}{2}\vec{grad}\varepsilon\,d\Omega + \oint_\Sigma \frac{1}{2}(\varepsilon-\varepsilon_0)E^2\cdot\vec{n}\,dS \tag{A.1.126}$$

$$\vec{F_H} = \int_\Omega \frac{-E^2}{2}\vec{grad}\varepsilon\,d\Omega + \oint_\Sigma \frac{1}{2}\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}E^2\cdot\vec{n}\,dS \tag{A.1.127}$$

Comme on a fait l'hypothèse que les fluides sont homogènes, la permittivité ε est constantes sur chaque phase et donc :

Comme on a fait l'hypothèse d'incompressibilité, la masse volumique est constante et avec l'hypothèse d'homogénéité, la permittivité est constante et du coup le produit $\rho(\partial\varepsilon)/(\partial\rho)$ est constant et :

$$\vec{F_K} = \int_\Omega \frac{-E^2}{2}\vec{grad}\varepsilon\,d\Omega + \frac{1}{2}(\varepsilon-\varepsilon_0)\oint_\Sigma E^2\cdot\vec{n}\,dS \tag{A.1.128}$$

$$\vec{F_H} = \int_\Omega \frac{-E^2}{2}\vec{grad}\varepsilon\,d\Omega + \frac{1}{2}\rho\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\oint_\Sigma E^2\cdot\vec{n}\,dS \tag{A.1.129}$$

Dans les deux cas, pour l'intégrale surfacique, on se retrouve avec une constante que multiplie $\int E^2\vec{n}\,dS$. En posant H la hauteur de la colonne, D son épaisseur et w sa largeur, il vient :

$$\oint E^2\vec{n}\,dS = \int_w\int_D E^2_{H+}\vec{e_z}\,dS - \int_w\int_D E^2_{H-}\vec{e_z}\,dS + \int_H\int_D E^2_{w+}\vec{e_y}\,dS - \int_H\int_D E^2_{w-}\vec{e_y}\,dS + \int_w\int_H E^2_{D+}\vec{e_x}\,dS - \int_w\int_H E^2_{D-}\vec{e_x}\,dS \tag{A.1.130}$$

On a fait l'hypothèse qu'en $H+$ et en $H-$, on était suffisement éloigné des électrodes pour considérer que le champ était nul. Il reste donc :

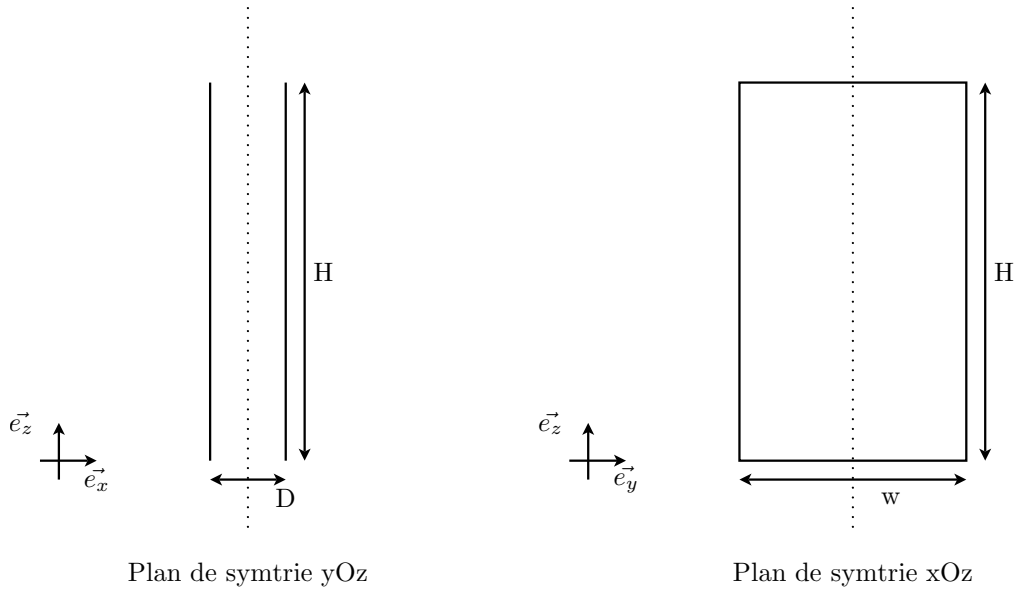


Figure A.13 – Les deux plans de symétries associés à la géométrie des électrodes.

$$\oint E^2 \vec{n}\, dS = \int_H \int_D E_{w+}^2 \vec{e_y}\, dS - \int_H \int_D E_{w-}^2 \vec{e_y}\, dS + \int_w \int_H E_{D+}^2 \vec{e_x}\, dS - \int_w \int_H E_{D-}^2 \vec{e_x}\, dS \quad \text{(A.1.131)}$$

Il existe deux plans de symétrie sur les électrodes, et :

$$\forall z\, E_{D+}(z) = E_{D-}(z) \qquad \text{et} \qquad E_{w+}(z) = E_{w-}(z) \quad \text{(A.1.132)}$$

On a donc :

$$\vec{F_K} = \int_\Omega \frac{-E^2}{2} \vec{grad}\varepsilon\, d\Omega \quad \text{(A.1.133)} \qquad \vec{F_H} = \int_\Omega \frac{-E^2}{2} \vec{grad}\varepsilon\, d\Omega \quad \text{(A.1.134)}$$

Donc pour un fluide incompressible, si l'on choisi bien notre système, les deux formules sont équivalentes. Mais elles localisent les efforts à des endroits différents.

La formule de Kelvin peut aussi s'écrire sous la forme :

$$\vec{f_K} = \frac{1}{2}(\varepsilon - \varepsilon_0)\vec{grad}E^2 \quad \text{(A.1.135)}$$

Et donc la force est localisée au niveau des gradients de champ électrique. Dans notre exemple, le liquide est poussé par le bas.

La formule de Korteweg-Helmholtz, se résume donc à :

$$\vec{f_H} = -\frac{1}{2}E^2 \vec{grad}\varepsilon \quad \text{(A.1.136)}$$

Et donc la force est localisée au niveau des gradients de permittivité. Dans notre exemple, le liquides est tiré vers le haut au niveau de l'interface.

Bien que les deux formules donnent la même force, elles vont donner des champ de pression différent.

Pression thermodynamique, pression de polarisation

BOBBIO c'est intéressé aux différentes expression de la pression pour les fluides polarisés ou non [BOB2000]. On définit la pression de polarisation comme étant la pression dans un fluide polarisé sous l'effet d'un champ pour une température donnée et pour une masse volumique donnée. La pression thermodynamique est la pression qui régnerait dans ce fluide en l'absence de polarisation pour la même température et la même masse volumique.

On cherche à calculer la pression de polarisation. On définit les varialbes d'état du système comme étant :

- $\vec{P}$: La polarisation
- T : La température
- ρ : La masse volumique

Considérons un volume Ω et exprimons son énergie interne :

$$d(u\Omega) = Td(s\Omega) - pd\Omega + \vec{E} \cdot d(\vec{P}\Omega) \tag{A.1.137}$$

Avec $\vec{E} \cdot \vec{P}d\Omega$ l'énergie de polarisation du milieu. En développant chaque différentielles, nous obtenons :

$$du = Tds - u\frac{d\Omega}{\Omega} + Ts\frac{d\Omega}{\Omega} - p\frac{d\Omega}{\Omega} + \vec{E} \cdot d\vec{P} + \vec{E} \cdot \vec{P}\frac{d\Omega}{\Omega} \tag{A.1.138}$$

L'équation de conservation de la masse nous donnes :

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = -\frac{d\rho}{\rho} \tag{A.1.139}$$

Et donc la variation de la densité volumique d'énergie interne se résume à :

$$du = Tds - \frac{1}{\rho}\left(p + u - Ts - \vec{E} \cdot \vec{P}\right) d\rho + \vec{E} \cdot d\vec{P} \tag{A.1.140}$$

La densité volumique d'énergie libre de Korteweg-Helmholtz s'exprime :

$$f = u - Ts \tag{A.1.141}$$

Et donc en remplaçant l'expression de la variation d'énergie interne, il vient :

$$df = -sdT + \frac{1}{\rho}\left(p + u - Ts - \vec{E} \cdot \vec{P}\right) d\rho + \vec{E} \cdot d\vec{P} \tag{A.1.142}$$

Posons :

$$\mu = \frac{1}{\rho}\left(p + u - Ts - \vec{E} \cdot \vec{P}\right) \tag{A.1.143}$$

Si l'on fait l'hypothèse que le milieu diélectrique est linéaire :

$$\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0 \chi} \vec{P} \tag{A.1.144}$$

En remplaç dans l'équation de variation de l'énergie libre, il vient :

$$df = -sdT + \mu d\rho + \frac{1}{\varepsilon_0 \chi} \vec{P} \cdot d\vec{P} \tag{A.1.145}$$

Cette équation est valable pour n'importe quelle valeur des variables d'états. Elle peut donc être intégrée entre deux états particuliers, un état de référence sans polarisation ($\vec{P} = \vec{0}$) avec une température et une masse volumique données soit $(\rho, T, \vec{0})$ et un état polarisé ($\vec{P} \neq \vec{0}$) avec la même température et masse volumique soit $(\rho, T, \vec{P})$. Les grandeurs de l'état de références seront indicé par 0.

$$\int_{\rho,T,\vec{0}}^{\rho,T,\vec{P}} df = -\int_{\rho,T,\vec{0}}^{\rho,T,\vec{P}} sdT + \int_{\rho,T,\vec{0}}^{\rho,T,\vec{P}} \mu d\rho + \int_{\rho,T,\vec{0}}^{\rho,T,\vec{P}} \frac{1}{\varepsilon_0 \chi} \vec{P} \cdot d\vec{P} \tag{A.1.146}$$

Comme T et ρ sont des constantes, les intégrales sur ces deux variables sont nulles et il reste :

$$\int_{\rho,T,\vec{0}}^{\rho,T,\vec{P}} df = \int_{\rho,T,\vec{0}}^{\rho,T,\vec{P}} \frac{1}{\varepsilon_0 \chi} \vec{P} \cdot d\vec{P} \tag{A.1.147}$$

Soit :

$$f - f_0 = \int_{\vec{0}}^{\vec{P}} \frac{1}{\varepsilon_0 \chi} \vec{P} \cdot d\vec{P} \tag{A.1.148}$$

$$f = f_0 + \frac{1}{2\varepsilon_0 \chi} \vec{P} \cdot \vec{P} = f_0 + \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{P} \tag{A.1.149}$$

Les variables d'états sont indépendantes entre elles et $\frac{\partial T}{\partial \rho} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial \rho} = 0$, donc en divisant l'équation (Eq : (A.1.142)) par $d\rho$, il vient :

$$\frac{\partial f}{\partial \rho} = \mu \tag{A.1.150}$$

Soit :

$$\mu = \frac{\partial f_0}{\partial \rho} + \frac{1}{2} \vec{P} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial \rho} \tag{A.1.151}$$

Et pour l'état de référence ($\vec{P} = \vec{0}$) :

$$\mu_0 = \frac{\partial f_0}{\partial \rho} \tag{A.1.152}$$

En utilisant les expressions de μ à partir de l'énergie interne :

$$\mu = \frac{1}{\rho}\left(p + u - Ts - \vec{E}\cdot\vec{P}\right) \tag{A.1.153}$$

$$\mu_0 = \frac{1}{\rho}\left(p_0 + u_0 - Ts_0\right) \tag{A.1.154}$$

Il vient :

$$\mu = \frac{\partial f_0}{\partial \rho} + \frac{1}{2}\vec{P}\cdot\frac{\partial \vec{E}}{\partial \rho} \tag{A.1.155}$$

$$\mu = \mu_0 + \frac{1}{2}\vec{P}\cdot\frac{\partial \vec{E}}{\partial \rho} \tag{A.1.156}$$

$$\frac{1}{\rho}\left(p + u - Ts - \vec{E}\cdot\vec{P}\right) = \frac{1}{\rho}\left(p_0 + u_0 - Ts_0\right) + \frac{1}{2}\vec{P}\cdot\frac{\partial \vec{E}}{\partial \rho} \tag{A.1.157}$$

Avec :

$$u - Ts = u_0 - Ts_0 + \frac{1}{2}\vec{E}\cdot\vec{P} \tag{A.1.158}$$

La pression de polarisation s'écrit, :

$$p = p_0 + \frac{1}{2}\vec{E}\cdot\vec{P} - \frac{1}{2}E^2\rho\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \tag{A.1.159}$$

Pour déterminer quel champ de pression correspond à quelle formule, un bilan des forces est effectué à l'aide de l'équation de Navier Stokes. Les hypothèses suivantes sont prises en comptes :

— Les contraintes visqueuses sont négligeables
— La seule force volumiques est la force électrique
— Il n'y a pas de charges libres

$$\frac{\partial \rho\vec{v}}{\partial t} + \left(\rho\vec{v}\cdot\vec{grad}\right)\vec{v} = -\vec{grad}p_K + \vec{f}_K \tag{A.1.160}$$

$$\frac{\partial \rho\vec{v}}{\partial t} + \left(\rho\vec{v}\cdot\vec{grad}\right)\vec{v} = -\vec{grad}p_H + \vec{f}_H \tag{A.1.161}$$

Par identité du membre de gauche pour chacune des équations, il vient :

$$\vec{grad}p_K = \vec{grad}p_H - \vec{f}_H + \vec{f}_K \tag{A.1.162}$$

$$p_K = p_H + \frac{1}{2}\left(\varepsilon - \varepsilon_0\right)E^2 - \frac{1}{2}E^2\rho\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \tag{A.1.163}$$

Par identification avec l'équation (Eq : (A.1.159)) :

$$p = p_K \qquad p_0 = p_H \tag{A.1.164}$$

Plusieurs travaux regroupés dans un article de BREVIK [BRE1978], semble indiqué que la pression mesuré est la pression thermodynamique. Dans ce cas, il sera plus intéressant de travailler avec la formule de KORTEWEG-HELMHOLTZ.

Annexe

B

Modèle de J.J. Thomson [tho1928]

B.1 Modèle 161
B.2 Modèle adimensionné 162
B.3 Résultats numériques 164

B.1 Modèle

Les électrodes sont deux plans infinis perpendiculaires à l'axe horizontal Ox. Le haut potentiel V_0 est imposé sur celle en $x = 0$ tandis que l'électrode en $x = D$ est à la masse. Le problème étant monodimensionnel selon l'axe horizontal, le champ est porté uniquement par la direction $\vec{e}_x$:

$$\vec{E} = -\frac{\partial V}{\partial x}\,\vec{e}_x = E(x)\,\vec{e}_x$$

La dissociation produit deux espèces d'ions de charge opposée à partir d'une densité volumique de neutres c. On note p la densité volumique de charge des ions positifs et n la densité de charge associée aux ions négatifs. De part la configuration des électrodes, on a : $p(x = 0) = 0$ et $n(x = D) = 0$.

En l'absence de champ électrique (*à l'équilibre*), il y a autant de dissociation que de recombinaison dans le volume soit :

$$K_D\,c_{eq} - K_R\,n_{eq}^2 = 0$$

Lorsqu'on applique un champ $\vec{E}$, les charges sont déplacés. En supposant que les ions ont la même mobilité b, on a alors :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(b_+\,p\,\frac{\partial V}{\partial x}\right) + K_D\,c - K_R\,p\,n \tag{B.1.1}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}\left(b_- \, n \, \frac{\partial V}{\partial x}\right) + K_D \, c - K_R \, p \, n \tag{B.1.2}$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\mathcal{D}\frac{\partial^2 \overline{c}}{\partial \overline{x}^2} - K_D \, c + K_R \, p \, n \tag{B.1.3}$$

La charge d'espace influence à son tour le potentiel selon l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{p-n}{\epsilon} \tag{B.1.4}$$

B.2 Modèle adimensionné

On choisit les échelles suivantes :

D	longueur, m
V_0	potentiel, V
n_{eq}	densité de charges négatives à l'équilibre, C/m^3

et on définit alors les variables adimensionnelles suivantes :

$\overline{x}$	longueur comprise entre 0 et 1
$\overline{V}$	potentiel compris entre 0 et 1
$\overline{E}$	champ égal à 1 (valeur moyenne) si pas d'effet de charge d'espace
$\overline{p}$	densité d'ions positif (adimensionné par rapport à n_{eq}) égale à 1 *à l'équilibre*
$\overline{n}$	densité d'ions négatifs (adimensionné par rapport à n_{eq}) égale à 1 *à l'équilibre*
$\overline{c}$	densité de neutre

En l'absence de champ électrique (*à l'équilibre*), on a $K_D \, \overline{c}_{eq} - K_R \, n_{eq} = 0$ et lorsqu'on applique un champ d'intensité $\overline{E}$, on a alors (en supposant négligeable la diffusion des charges) :

$$\frac{\partial \overline{p}}{\partial t} = \frac{b_+ \, V_0}{D^2}\frac{\partial}{\partial \overline{x}}\left(\overline{p}\,\frac{\partial \overline{V}}{\partial \overline{x}}\right) + K_D \, \overline{c} - n_{eq} \, K_R \, \overline{p} \, \overline{n} \tag{B.2.1}$$

$$\frac{\partial \overline{n}}{\partial t} = -\frac{b_- \, V_0}{D^2}\frac{\partial}{\partial \overline{x}}\left(\overline{n}\,\frac{\partial \overline{V}}{\partial \overline{x}}\right) + K_D \, \overline{c} - n_{eq} \, K_R \, \overline{p} \, \overline{n} \tag{B.2.2}$$

$$\frac{\partial \overline{c}}{\partial t} = -\mathcal{D}\frac{\partial^2 \overline{c}}{\partial \overline{x}^2} - K_D \, \overline{c} + n_{eq} \, K_R \, \overline{p} \, \overline{n} \tag{B.2.3}$$

$$\frac{\partial^2 \overline{V}}{\partial \overline{x}^2} = -\frac{n_{eq} \, D^2}{\epsilon \, V_0}\left(\overline{p} - \overline{n}\right) \tag{B.2.4}$$

On définit alors le temps $\overline{t} = t/t_0$ en choisissant comme échelle de temps $t_0 = D^2/(< b > \, V_0)$, on a alors en éliminant le coefficient de dissociation par la relation d'équilibre :

$$\frac{\partial \overline{p}}{\partial \overline{t}} = \frac{b_+}{< b >}\frac{\partial}{\partial \overline{x}}\left(\overline{p}\,\frac{\partial \overline{V}}{\partial \overline{x}}\right) + \frac{n_{eq} \, D^2 \, K_R}{< b > \, V_0}\left(\frac{\overline{c}}{\overline{c}_{eq}} - \overline{p} \, \overline{n}\right) \tag{B.2.5}$$

$$\frac{\partial \overline{n}}{\partial \overline{t}} = -\frac{b_-}{< b >}\frac{\partial}{\partial \overline{x}}\left(\overline{n}\,\frac{\partial \overline{V}}{\partial \overline{x}}\right) + \frac{n_{eq} \, D^2 \, K_R}{< b > \, V_0}\left(\frac{\overline{c}}{\overline{c}_{eq}} - \overline{p} \, \overline{n}\right) \tag{B.2.6}$$

$$\frac{\partial \overline{c}}{\partial \overline{t}} = -\mathcal{D}\frac{\partial^2 \overline{c}}{\partial \overline{x}^2} + \frac{n_{eq}\, D^2\, K_R}{<b>\, V_0}\left(\overline{p}\,\overline{n} - \frac{\overline{c}}{\overline{c}_{eq}}\right) \tag{B.2.7}$$

En utilisant alors *la relation de Langevin* pour le coefficient de recombinaison soit $K_R = 2 < b > /\epsilon$ et définissant le nombre de conduction $C_O = (n_{eq}\, D^2)/(\epsilon V_0)$ on a :

$$\frac{\partial \overline{p}}{\partial \overline{t}} = \frac{b_+}{<b>}\frac{\partial}{\partial \overline{x}}\left(\overline{p}\,\frac{\partial \overline{V}}{\partial \overline{x}}\right) + 2\,C_O\,\left(\frac{\overline{c}}{\overline{c}_{eq}} - \overline{p}\,\overline{n}\right) \tag{B.2.8}$$

$$\frac{\partial \overline{n}}{\partial \overline{t}} = -\frac{b_-}{<b>}\frac{\partial}{\partial \overline{x}}\left(\overline{n}\,\frac{\partial \overline{V}}{\partial \overline{x}}\right) + 2\,C_O\,\left(\frac{\overline{c}}{\overline{c}_{eq}} - \overline{p}\,\overline{n}\right) \tag{B.2.9}$$

$$\frac{\partial \overline{c}}{\partial \overline{t}} = -\overline{c}_{eq}\,\mathcal{D}\frac{\partial^2 \overline{\delta}}{\partial \overline{x}^2} + 2\,C_O\,\left(\overline{p}\,\overline{n} - \frac{\overline{c}}{\overline{c}_{eq}}\right) \tag{B.2.10}$$

On définit les rapports des mobilités :

$$\overline{b_+} = \frac{2b_+}{b_+ + b_-}\text{et}\overline{b_-} = \frac{2b_-}{b_+ + b_-} \tag{B.2.11}$$

On suppose alors que la variation de la concentration en neutre s'écarte très faiblement de celle de l'équilibre soit $\frac{\overline{c}}{\overline{c}_{eq}} \simeq 1 + \overline{\delta}$ avec $\overline{\delta} << 1$. On obtient alors en négligeant $\overline{\delta}$ devant 1 :

$$\frac{\partial \overline{p}}{\partial \overline{t}} \simeq \overline{b_+}\frac{\partial}{\partial \overline{x}}\left(\overline{p}\,\frac{\partial \overline{V}}{\partial \overline{x}}\right) + 2\,C_O\,(1 - \overline{p}\,\overline{n}) \tag{B.2.12}$$

$$\frac{\partial \overline{n}}{\partial \overline{t}} \simeq -\overline{b_-}\frac{\partial}{\partial \overline{x}}\left(\overline{n}\,\frac{\partial \overline{V}}{\partial \overline{x}}\right) + 2\,C_O\,(1 - \overline{p}\,\overline{n}) \tag{B.2.13}$$

$$\overline{c}_{eq}\frac{\partial \overline{\delta}}{\partial \overline{t}} \simeq -\overline{c}_{eq}\,\mathcal{D}\frac{\partial^2 \overline{\delta}}{\partial \overline{x}^2} + 2\,C_O\,(\overline{p}\,\overline{n} - 1) \tag{B.2.14}$$

$$\frac{\partial^2 \overline{V}}{\partial \overline{x}^2} = -C_O\,(\overline{p} - \overline{n}) \tag{B.2.15}$$

Dans cette dernière forme des équations, on voit que la solution ne dépend que du rapport des mobilités et du nombre de conduction C_O dont on rappelle l'expression :

$$C_O = \frac{n_{eq}\, D^2}{\epsilon V_0} = \frac{n_{eq}\, D}{\epsilon E_0} = e\frac{n^\star_{eq}\, D}{\epsilon E_0}$$

où $n^\star_{eq}$ est la densité en nombre de particules par volume $(1/m^3)$. Sachant que dans le régime ohmique, nous pouvons écrire que la conductivité du milieu $\sigma_{eq} = 2 < b > n_{eq} = 2 < b > n^\star_{eq}\, e$, on a alors $n_{eq} = \sigma_{eq}/2 < b >$ et :

$$C_O = \frac{\sigma_{eq}\, D}{2 < b > \epsilon\, E_0}$$

Le régime de conduction avec les couches d'hétérocharges est établi lorsque $C_O >> 1$ tandis que le régime de saturation avec la charge d'espace limité par le champ est obtenu pour $C_O << 1$. Dans ce dernier régime, on montre que la recombinaison peut être négligée. On obtient que le courant atteint une valeur constante $j_s \simeq K_D\, \overline{c}_{eq}\, D = b_+\, n(x = 0)\, E(x = 0)$. C'est donc un régime tel que la densité de charges à proximité des électrodes est inversement proportionnelle au champ.

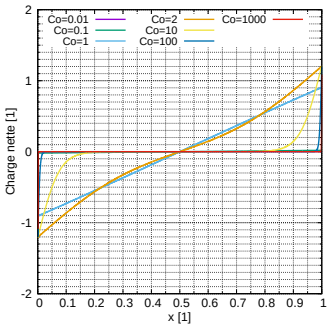


Figure B.1 – Profil de la densité de charge adimensionné pour différent C_O et des mobilités identiques.

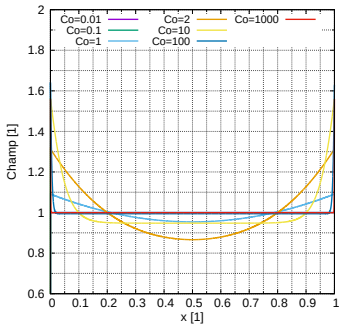


Figure B.2 – Profil du champ adimensionné pour différent C_O et des mobilités identiques.

On notera que l'augmentation du potentiel correspondra à une diminution du C_O (à D fixé). De même pour une valeur de champ fixée, on trouve que le nombre de conduction dépend linéairement de la distance inter-électrode. Une diminution de cette distance aura donc pour effet de diminuer C_O et donc de rapprocher le système de l'état de saturation.

B.3 Résultats numériques

Les figures B.1 à B.8 présentent le profil du champ, le profil de densité de charge et l'évolution du courant en fonction du C_O adimensionné lorsque la mobilité est identique pour les deux charges. Dans ce cas, les profils de champ et de densité de charges sont symétriques. Il n'y a pas d'accumulation de charges entre les électrodes

Les figures B.9 à B.15 présentent le profil du champ, le profil de densité de charge et l'évolution du courant en fonction du C_O adimensionné lorsque la mobilité est différente et que le rapport de mobilité vaut : $3b_- = b_+$. La dissymétrie sur la mobilité entraine une dissymétrie sur la répartition des couches d'hétérocharge (cf. figure B.9) ce qui provoque deux choses :

— Une dissymétrie du champ (cf. figure B.10),

— La création d'une charge nette entre les électrodes (cf. figure B.14).

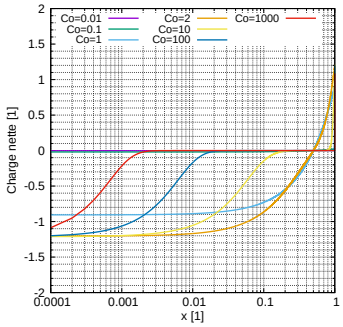


Figure B.3 – Profil de la densité de charge adimensionné, selon une échelle logarithmique pour différent C_O et des mobilités identiques.

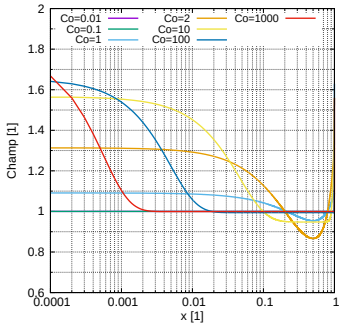


Figure B.4 – Profil du champ adimensionné, selon une échelle logarithmique pour différent C_O et des mobilités identiques.

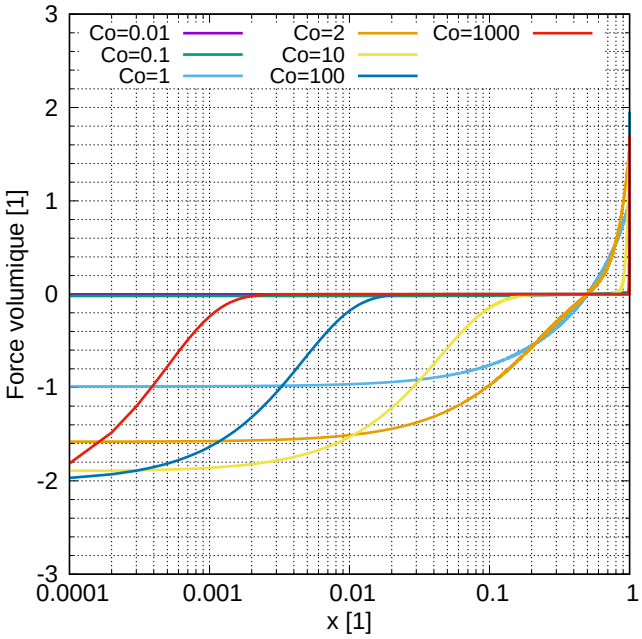


Figure B.5 – Évolution de la force Coulomb entre les électrodes pour des mobilités identiques.

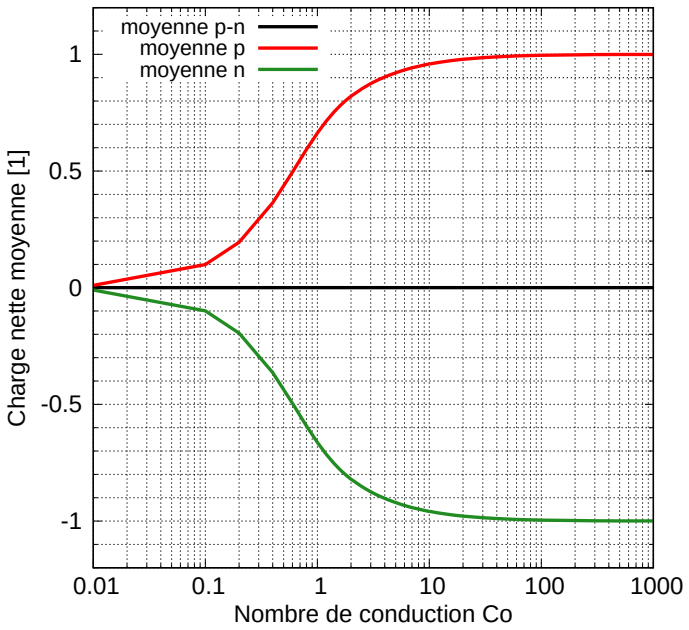


Figure B.6 – Contribution du C_O sur la densité totale de charges entre les électrodes pour des mobilités identiques.

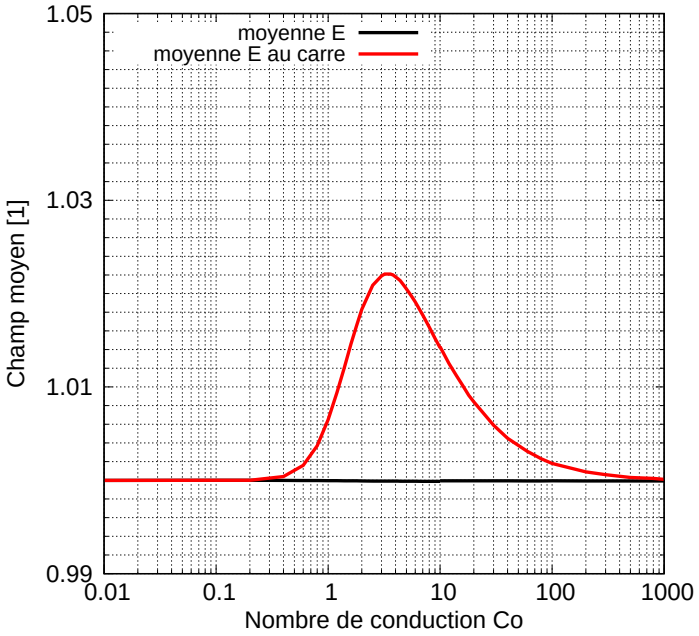


Figure B.7 – Contribution du C_O le carré du champ pour des mobilités identiques.

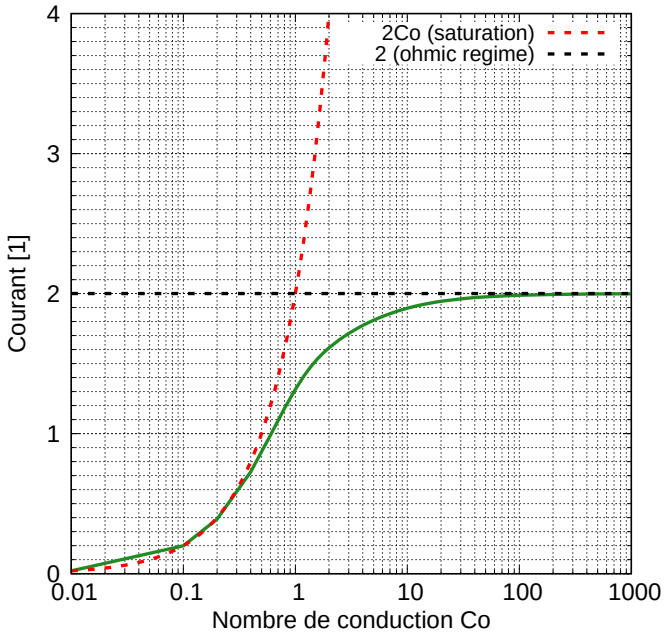


Figure B.8 – Influence du C_O sur la densité de courant pour des mobilités identiques.

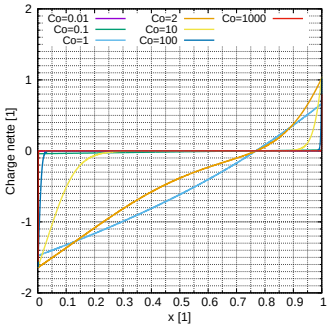


Figure B.9 – Profil de la densité de charge adimensionné pour différent C_O pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$.

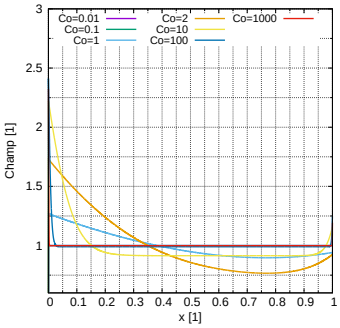


Figure B.10 – Profil du champ adimensionné pour différent C_O pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$.

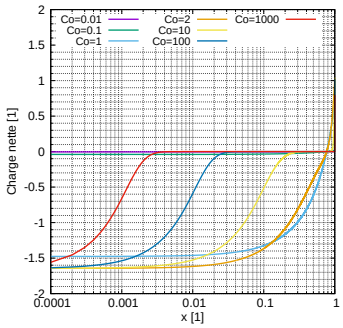


Figure B.11 – Profil de la densité de charge adimensionné, selon une échelle logarithmique pour différent C_O et pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$.

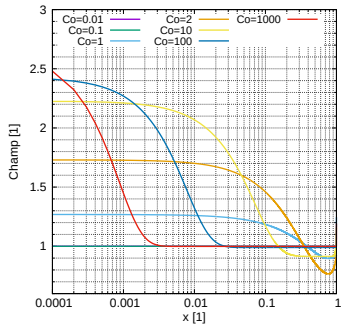


Figure B.12 – Profil du champ adimensionné, selon une échelle logarithmique pour différent C_O et pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$.

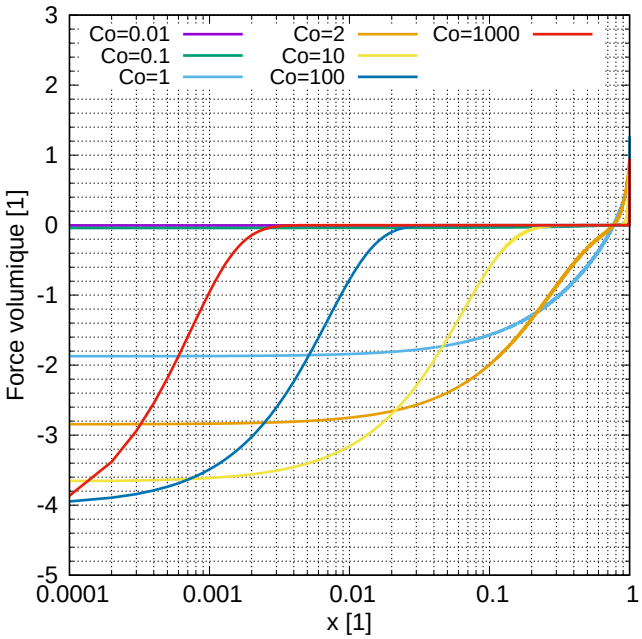


Figure B.13 – Évolution de la force COULOMB entre les électrodes pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$.

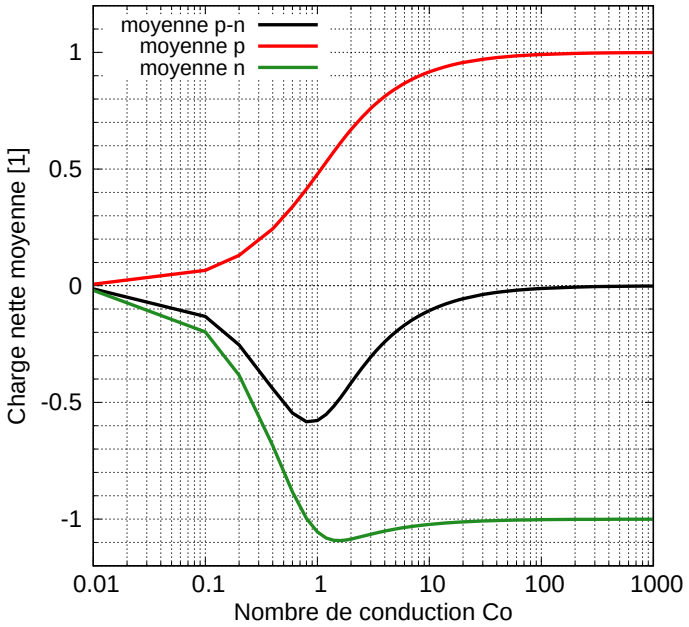


Figure B.14 – Contribution du C_O sur la densité totale de charges entre les électrodes pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$.

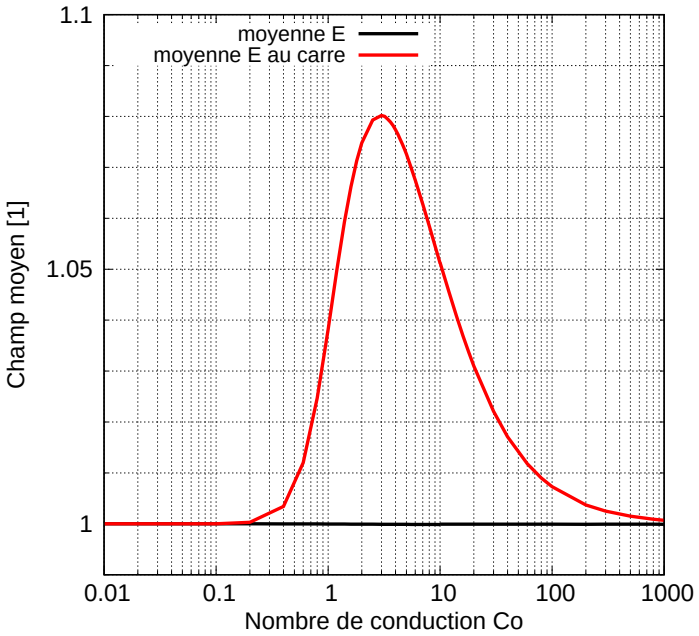


Figure B.15 – Contribution du C_O le carré du champ pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$.

Annexe

C

Formule et théorème utilisés

C.1 Relation sur l'opérateur divergent 171
C.2 Théorème de Green-Ostrogradski 171
C.3 Théorème sur les champs de vecteurs 171

C.1 Relation sur l'opérateur divergent

$$\boxed{div(A \cdot \vec{B}) = \vec{B} \cdot \vec{grad}(A) + A \cdot div(\vec{B})} \tag{C.1.1}$$

C.2 Théorème de Green-Ostrogradski

Soit un volume Ω délimité par une surface fermée Σ, avec $\vec{n}$ le vecteur normal sortant sur la surface :

$$\int_{\Sigma} \vec{A} \cdot \vec{n}\, dS = \int_{\Omega} div(\vec{A})\, d\Omega \tag{C.2.1}$$

C.3 Théorème sur les champs de vecteurs

Soient $\vec{A}$ et $\vec{B}$ deux vecteurs définis sur tout l'Univers qui vérifient :

$$div\vec{A} = 0 \tag{C.3.1}$$

$$\vec{rot}(\vec{B}) = \vec{0} \tag{C.3.2}$$

Ces vecteurs sont supposés continus dans tout l'espace sauf sur certaine surfaces fermées. Sur ces surfaces, nous admettons que les composantes normales de $\vec{A}$ sont continues et que les composantes tangentielles de $\vec{B}$ sont continues, soit :

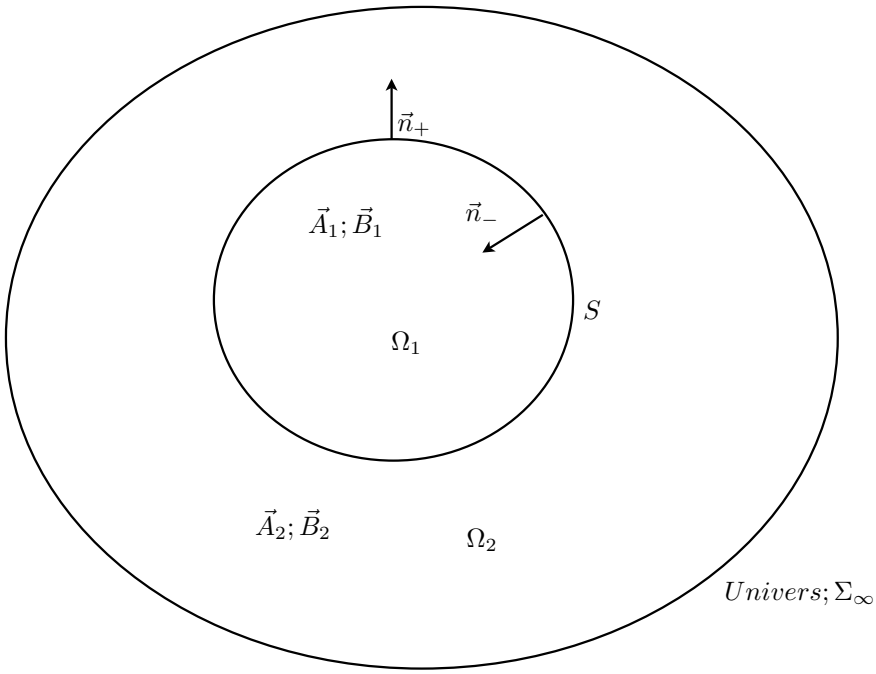


Figure C.1 – Interface entre deux diélectriques subissant un déplacement élémentaire.

$$\vec{n} \cdot (\vec{A}_+ - \vec{A}_-) = 0 \tag{C.3.3}$$
$$\vec{n} \wedge (\vec{B}_+ - \vec{B}_-) = \vec{0} \tag{C.3.4}$$

Où $\vec{n}$ est le vecteur normal à la surface et les indices + et - désignent les vecteurs de chaque côté de la surface et dans son voisinage immédiat. Imaginons une sphère de rayon r englobant les surfaces fermées. Nous admettrons que $\vec{A}$ et $\vec{B}$ s'annulent à l'infini de telle sorte que :

$$\lim_{r \to \infty} r\vec{A} = \vec{0} \tag{C.3.5}$$
$$\lim_{r \to \infty} r\vec{B} = \vec{0} \tag{C.3.6}$$

Nous allons montrer que :

$$\int \vec{A} \cdot \vec{B} \, d\Omega = 0 \tag{C.3.7}$$

Comme $\vec{rot}(\vec{B}) = \vec{0}$, il existe une fonction scalaire b tel que $\vec{B} = \vec{grad}(b)$, on a donc :

$$\vec{A} \cdot \vec{B} = \vec{A} \cdot \vec{grad}(b) = div(b \cdot \vec{A}) - b \cdot div(\vec{A}) = div(b \cdot \vec{A}) \tag{C.3.8}$$

Donc en désignant les volumes fermés par Ω_1 et leur surface par S et le reste de l'espace par Ω_2, on a :

$$\int \vec{A} \cdot \vec{B}\, d\Omega = \int_{\Omega_1} div(b \cdot \vec{A})\, d\Omega + \int_{\Omega_2} div(b \cdot \vec{A})\, d\Omega \tag{C.3.9}$$

A l'aide du théorème de Green-Ostrogradsky C.2 et en posant Σ la frontière à l'infini, on a :

$$\int \vec{A} \cdot \vec{B}\, d\Omega = \int_S b\vec{A} \cdot \vec{n}\, ds + \int_S b.\vec{A} \cdot (-\vec{n})\, ds + \int_\Sigma b\vec{A} \cdot \vec{n}\, ds \tag{C.3.10}$$

Comme le vecteur $\vec{A}$ s'annule à l'infini, on a :

$$\int \vec{A} \cdot \vec{B}\, d\Omega = \int_S b \cdot (\vec{A}_+ - \vec{A}_-).\vec{n}\, ds \tag{C.3.11}$$

Et comme $\vec{n}.(\vec{A}_+ - \vec{A}_-) = 0$, on a bien :

$$\int \vec{A} \cdot \vec{B}\, d\Omega = 0 \tag{C.3.12}$$

Nomenclature

Symboles Grec

α	Fonction de phase	-
χ	Susceptibilité électrique	-
γ	Tension de surface	N/m
κ	Rayon de courbure	/m
$\lambda_\pm$	Épaisseur des couches d'hétérocharge positives ou négatives	m
μ	Viscosité dynamique	Pa s
Φ	Densité de flux de puissance	W/m^2
ρ	Masse volumique	kg/m^3
$\rho_{E,p}$	Densité volumique de charge liées	C/m^3
$\rho_{E,t}$	Densité volumique de charge totales	C/m^3
ρ_E	Densité volumique de charge libres	C/m^3
σ	Conductivité du liquide	S/m
σ_E	Densité surfacique de charge	C/m^2
ε	Permittivité absolu	F/m
ε_0	Permittivité du vide	F/m
ε_r	Permittivité relative	-
$\overline{\overline{T}}_E$	Tenseur de Maxwell	N/m^2

Symboles Romain

$b_\pm$	Mobilité des charges positives ou négatives	m^2/Vs
c	Densité volumique d'espèce neutre	$/m^3$
C_o	Nombre de conduction	-
D	Distance inter-électrodes	m
$\mathcal{D}_\pm$	Coefficient de diffusion des espèces positives ou négatives	m^2/s
e	Charge élémentaire	C
h	Hauteur	m
K_D	Constante de dissociation	m^3/s
K_R	Constante de recombinaison	m^3/s
n	Densité volumique de charge négatives	C/m^3
p	Densité volumique de charge positives	C/m^3
p	Pression	Pa
p_{sat}	Pression de saturation	Pa
Q	Puissance de chauffe	W
q	Charge d'une particule	C

V	Potentiel	V
W	Énergie	J

Indices

ℓ	Liquide	-
eq	État d'équilibre	-
n	Composante normale	-
sat	Saturation	-
t	Composante tangentielle	-
tt	Total	-
v	Vapeur	-

Grandeurs Vectorielles

$\vec{D}$	Vecteur déplacement électrique	C/m^2
$\vec{E}$	Champ électrique	V/m
$\vec{P}$	Vecteur polarisation	C/m^2
$\vec{v}$	Champ de vitesse	m/s

Table des figures

1.1 Design d'un caloduc EHD développé par Jones et al. [jon1974], une structure capillaire tapisse l'intérieur du tube et une électrode permet de créer un flux de liquide. 8
1.2 Design de caloduc EHD développé par Loehrke [loe1978], le corps est constitué d'un tube capillaire mis à la masse, trois électrodes cylindriques sont placées à l'intérieur pour appliquer le potentiel. 8
1.3 Électrodes utilisées par Jeong et al. [bab1993]. 9
1.4 Couple d'électrodes tube-anneau utilisé par Atten et al. [att2003]. 10
1.5 Couple d'électrodes pointes-anneau utilisé par Atten et al. [att2003]. . . . 10
1.6 Performance du module tube-anneau d'Atten et al. [att2003]. 11
1.7 Performance du module pointes-anneau d'Atten et al. [att2003]. 11
1.8 Électrodes utilisées par Jeong et al. [jeo2007]. 12
1.9 Configuration d'électrodes utilisée pour le pompage de film liquide [sid2009]. 12
1.10 Schéma de principe du dispositif linéaire développé par Pearson et al. [pea2015]. 13
1.11 Dispositif utilisé par Patel et al. [pat2017], au centre, au niveau de l'évaporateur, les électrodes grilles favorisent l'ébullition à l'aide de la force diélectrophorétique et autour, les électrodes circulaires concentriques pour pomper le film liquide. 14
1.12 Schéma de l'évaporateur utilisé par Mo et al. [mo1999]. 15
1.13 Schéma de l'évaporateur utilisé par Harvel et al. [har2009]. 15

2.1 Schéma du dispositif expérimental utilisé par Pellat [pel1895], les électrodes métalliques sont directement en contact avec le liquide diélectrique. 20
2.2 Expérience de Pellat modifiée par Jones [jon2004], les électrodes sont recouvertes d'un diélectrique avant d'être plongées dans un liquide conducteur. 20
2.3 Expérience de Melcher et al. [mel1969] pour mettre en évidence les effets électrostatiques à l'interface. 21
2.4 En se déplaçant sous l'effet d'un champ électrique, les barycentres des charges positives et négatives vont créer un moment dipolaire dans la particule. . . . 21
2.5 Un dipôle permanent s'oriente sur les lignes de champs lorsqu'il est soumis à une différence de potentiel. 21

2.6 Définition du volume de contrôle Ω délimité par la surface Σ utilisé pour calculer l'intégrale des forces de Kelvin et de Korteweg-Helmholtz. . . . 26
2.7 Les deux cas limites sans force de cisaillement à l'interface décrit par Melcher et al. [mel1969] : à gauche le champ est strictement normal à l'interface ; à droite le champ est strictement tangentiel à l'interface. 28
2.8 Schéma de la double couche électrique à l'équilibre, avec la couche de Stern et la de diffusion (couche de Gouy). 29
2.9 Densité de courant en fonction du potentiel électrique pour un liquide diélectrique et détermination de la densité de courant de saturation j_{Sat} et de la tension de saturation U_{Sat}. 32
2.10 Profil de densité des charges et allure du champ entre deux électrodes planes parallèles et infinies, à droite régime quasi-ohmique, à gauche régime de saturation. 33

2.11 Schéma de principe de l'expérience de Pellat en environnement liquide vapeur couplée avec vaporisation de l'interface. 37

3.1 Électrode posée sur son support isolant. La forme du dépôt d'ITO est matérialisée sur la figure à l'aide des pointillés noirs. 40
3.2 L'horizontalité de l'interface est utilisée pour contrôler le parallélisme des électrodes. La caméra est réglée pour faire la mise au point sur l'interface au niveau du réglet, à cet endroit les effets de bords sont négligeables. 41
3.3 Schéma en coupe et photo de l'enceinte en verre avec ses principaux constituants. 42
3.4 Photographie du profil de l'interface entre les électrodes avec les principaux éléments. Le réglet à droite sert de référence pour mesurer la hauteur du liquide. Le cas présenté ici est pour du HFE-7000 à 40 °C, pour une distance inter électrodes 3 mm et un champ électrique de 3,25 kV/mm. 43
3.5 Lecture de la position relative de l'interface, ici la position moyenne est relevée à 93 mm. 44
3.6 La présence de bulles liées à l'effet Joule entre les électrodes perturbe la mesure de la position de l'interface. 45
3.7 Distribution de la position relative de l'interface pour du HFE-7000 à 50 °C, pour une différence de potentiel de 4,64 kV et une distance inter électrodes de 1 mm. 45
3.8 Évolution temporelle de la hauteur et du potentiel lors du test de reproductibilité mené pour du HFE-7000 à 40 °C et une distance inter électrodes de 3 mm. 46
3.9 Évolution temporelle du courant et du potentiel lors du test de reproductibilité mené pour du HFE-7000 à 40 °C et une distance inter électrodes de 3 mm. . 46
3.10 Courbes caractéristiques courant/tension à différentes températures. 48
3.11 Variation de la pression de saturation des HFE en fonction de la température, par 3M. 50
3.12 Variation de la masse volumique en fonction de la température, par 3M. . . . 51
3.13 Variation de la permittivité relative en fonction de la température. Les points sont les données de 3M à 25 °C. 51
3.14 Variation de la viscosité cinématique en fonction de la température [rau2015]. Les points sont les données de 3M à 25 °C. 52
3.15 Variation de la mobilité moyenne en fonction de la température. Les points sont les données de 3M à 25 °C. 52
3.16 Ensemble des hauteurs obtenues pour les trois fluides et les trois distances inter électrodes en fonction du potentiel. 52
3.17 Ensemble des résultats obtenus exprimés en pression hydrostatique pour les trois fluides et les trois distances inter électrodes en fonction du potentiel. . . 53

3.18 Évolution de la pression différentielle générée à l'interface en fonction du champ pour du HFE-7000 à 40 °C et différentes distances inter électrodes. . . 54
3.19 Évolution de la pression hydrostatique pour différentes températures pour les trois HFE. 55
3.20 Évolution de la pression différentielle générée à l'interface en fonction du champ à différentes températures. 57
3.21 Forme de l'interface du HFE-7000 à 40 °C pour différentes valeurs du champ électrique, la distance inter électrodes est de 3 mm. Le potentiel positif est appliqué sur l'électrode de droite. Les pointillés blancs délimitent la position des électrodes et une graduation tous les 0,5 mm a été ajoutée à droite. 59
3.22 Forme de l'interface du HFE-7100 à 40 °C pour différentes valeurs du champ électrique, la distance inter électrodes est de 3 mm. Le potentiel positif est appliqué sur l'électrode de droite. Les pointillés blancs délimitent la position des électrodes et une graduation tous les 0,5 mm a été ajoutée à droite. . . . 60
3.23 Forme de l'interface du HFE-7300 à 70 °C pour différentes valeurs du champ électrique, la distance inter électrodes est de 3 mm. Le potentiel positif est appliqué sur l'électrode de droite. Les pointillés blancs délimitent la position des électrodes et une graduation tous les 0,5 mm a été ajoutée à droite. . . . 61
3.24 Forme de l'interface du HFE-7000 dans un champ électrique de 1,06 kV/mm à différentes températures, la distance inter électrodes est de 3 mm. Le potentiel positif est appliqué sur l'électrode de droite. Les pointillés blancs délimitent la position des électrodes et une graduation tous les 0,5 mm a été ajoutée à droite. 61
3.25 Forme de l'interface du HFE-7100 dans un champ électrique de 1,06 kV/mm à différentes températures, la distance inter électrodes est de 3 mm. Le potentiel positif est appliqué sur l'électrode de droite. 62
3.26 Forme de l'interface du HFE-7300 dans un champ électrique de 1,06 kV/mm à différentes températures, la distance inter électrodes est de 3 mm. Les pointillés blancs délimitent la position des électrodes et une graduation tous les 0,5 mm a été ajoutée à droite. 62
3.27 Forme de l'interface du HFE-7000 dans un champ électrique efficace de 2,35 kV/mm à différentes fréquences. La hauteur moyenne du liquide est notée en haut. La distance inter électrodes est de 3 mm. 63
3.28 Évolution de la hauteur du liquide en fonction du champ électrique pour différentes fréquences et une température donnée pour chaque fluide. 63
3.29 Développement d'un cône de Taylor sur l'électrode de droite. 64
3.30 Des gouttelettes en suspension dans la phase vapeur près de l'électrode de gauche. 64
3.31 Schéma de principe de développement des cônes de Taylor [faz2013]. . . . 64
3.32 Évolution temporelle de la structure de l'interface du HFE-7000 à 50 Hz et pour un champ efficace de 2,35 kV/mm, la distance inter électrodes est de 3 mm. 66

4.1 Photographie de la lamelle en saphir avec le dépôt chauffant sur une face et le dépôt haute tension sur l'autre. La seconde lamelle est identique. 68
4.2 Photographie dans le visible pour mesurer la hauteur du liquide entre les électrodes. 69
4.3 Courbe de calibration de la température de l'ITO en fonction de l'écart de flux. 70
4.4 Cartographie de température de l'électrode en face arrière, pour flux de chaleur de 7,4 W et un champ électrique nul. 71
4.5 Évolution de la structure de l'interface en fonction de la puissance de chauffe pour deux valeurs de champ continu données. 72
4.6 Ensemble des cartographies de température obtenu pour les tests avec un champ continu. La position de l'interface entre les électrodes est matérialisée par les pointillés noirs. La température de saturation est de 40 °C. 73

4.7 Évolution de la température maximale de l'élément chauffant et de la hauteur d'ascension en fonction de la puissance de chauffe lorsqu'un champ continu est appliqué sur l'interface. Le fluide utilisé est du HFE-7000 à 40 °C avec une distance inter électrodes de 3 mm. 73
4.8 Évolution de la structure de l'interface en fonction de la puissance de chauffe pour deux valeurs de champ alternatif données. 74
4.9 Ensemble des cartographies de température obtenues pour les tests avec un champ sinusoïdal. La position de la zone liquide entre les électrodes est matérialisée par les pointillés larges, celle de la zone de film par des pointillés fins. La température de saturation est de 40 °C. 75
4.10 Évolution de la température maximale de l'élément chauffant et de la pression hydrostatique en fonction de la puissance de chauffe lorsqu'un champ sinusoïdal est appliqué sur l'interface.Le fluide utilisé est du HFE-7000 à 40 °C avec une distance inter électrodes de 3 mm. 75
4.11 Coefficient d'échange global pour les différents cas. 76

5.1 Représentation schématique de l'écoulement entre les électrodes dans le plan $(\vec{e}_y, \vec{e}_z)$. 78
5.2 Écoulement du fluide dans le plan horizontal en présence de conduction électrique. 80
5.3 Représentation des lignes d'isobare dans le liquide en l'absence de champ (à gauche) et sous champ (à droite). 81
5.4 Volume de contrôle Ω sur le liquide et l'interface. 83
5.5 Extension du volume de contrôle dans la phase vapeur. 83
5.6 Effet de la conduction sur la hauteur moyenne sur l'interface. 85
5.7 Évolution de la pression hydrostatique en fonction du carré du champ pour les trois fluides et différentes températures. La distance inter électrodes est de 3 mm. Les valeurs issues du modèle de Pellat sont données pour la température minimale et maximale de chaque fluide. 86
5.8 Évolution de la pression hydrostatique en fonction de la température pour les trois fluides à différentes valeurs du champ. La distances inter électrodes est de 3 mm. 87
5.9 Évolution de la pression hydrostatique en fonction du carré du champ pour les trois fluides et les trois distance inter-électrodes. 88
5.10 Évolution de la hauteur moyenne avec le champ au carré. 91
5.11 Profil $h(x) - h_{Pellat}$ pour différentes valeurs du champ électrique. 92
5.12 Profils $h(x) - h_{Pellat}$ pour différentes valeurs du champ électrique avec et sans le terme de conduction. 93
5.13 Contribution des différents termes de densité surfacique de force agissant sur l'interface. 93
5.14 Profils $h(x) - h_{Pellat}$ pour $b_- < b_+$ différents facteurs sont tracés (inférieur d'un facteur 2 en bleu, d'un facteur 3 en vert et d'un facteur 9 en rouge). . . 94
5.15 Contribution des différentes densités de force surfaciques sur l'interface lorsque $3 \cdot b_- = b_+$. 95
5.16 Influence de la mobilité sur la répartition des charges dans le liquide pour du HFE-7000, la mobilité des charges négatives est inférieure à celle des charges positives. 95
5.17 Effet de la conduction sur la hauteur moyenne sur l'interface. 96
5.18 Profils $h(x) - h_{Pellat}$ pour un fluide similaire au HFE-7000 mais avec une conductivité de 1×10^{-7} S/m, l'angle de contact est de 5 °. 97
5.19 Profils de densité de charge pour un fluide similaire au HFE-7000 mais avec une conductivité de 1×10^{-7} S/m. 98
5.20 Profils $h(x) - h_{Pellat}$ pour un fluide similaire au HFE-7000 mais avec une conductivité de 1×10^{-7} S/m, l'angle de contact est de 90 °. 99

5.21 Profils $h(x) - h_{Pellat}$ pour différentes valeurs de la température et pour un champ de 1,1 kV/mm. 100
5.22 Profils $h(x) - h_{Pellat}$ pour différents confinements. 100
5.23 Évolution de la hauteur moyenne du profil de $h(x)$ par rapport au modèle de Pellat et la hauteur de Jurin pour une distance inter électrodes de 200 µm. 101
5.24 Ligne d'isopotentiel au niveau de l'interface, pour du HFE-7000, avec une distance inter électrode de 3 mm et une différence de potentiel de 9 kV. . . . 104
5.25 Champ de vitesse dans le liquide autour de l'interface, pour du HFE-7000, avec une distance inter électrode de 3 mm et une différence de potentiel de 9 kV. 104
5.26 Évolution de la structure de l'interface pour différentes fréquences et un champ efficace de 1,77 kV/mm, pour du HFE-7000 et une distance inter électrodes de 2 mm. 105

6.1 Schéma des électrodes utilisées pour le pompage EHD par ATTEN [att1985] (1-électrode "couteau", 2-support électrode, 3-fluide, 4-électrode masse, 5-cylindre en téflon). 110
6.2 Régime de fonctionnement de la pompe pour différent écartement des électrodes [att1985] (① : 2 mm ; ② : 4 mm ; ③ : 6 mm ; ④ : 8 mm), avec du Pyralène. . 110
6.3 Mise en mouvement du fluide par champ dissymétrique. 111
6.4 Mise en mouvement du fluide par différence de mobilité. 112
6.5 Banc de caractérisation de la pompe EHD avec les différents éléments le constituant. 113
6.6 Prototype Laplace1 : Couple d'électrodes partiellement monté sur son support en téflon. 114
6.7 Prototype Laplace1 : Module de pompe assemblé, les fils et les raccords fluidiques sortent de part et d'autre du cylindre. 114
6.8 Comparaison entre la pression générée par le module Laplace1 en fonction de la tension d'alimentation avec les résultats de la littérature pour une géométrie similaire [fen2004]. 114
6.9 Vue en coupe du prototype Laplace2 constitué de trois couples d'électrodes grille-anneau. 115
6.10 Photo des électrodes du prototype Laplace2 à côté du support, en haut électrode de masse, en bas électrode de haut potentiel. 116
6.11 Évolution temporelle de la pression et du courant pour le prototype Laplace2 soumis à un échelon de tension de 5 kV appliqué à partir de 20 s. 116
6.12 Différence de pression aux bornes de la pompe Laplace2 en fonction du potentiel lorsque les trois modules sont alimentés pour six séries de test. . . . 117
6.13 Courant d'alimentation de la pompe Laplace2 en fonction du potentiel lorsque les trois modules sont alimentés pour les trois premières séries de tests. 117
6.14 Différence de pression aux bornes de la pompe Laplace2 en fonction du potentiel pour deux modules, deux tests pour les modules 2 et 3 alimentés en même temps et un test pour chaque module alimenté individuellement. . . . 118
6.15 Courant d'alimentation de la pompe Laplace2 en fonction du potentiel pour deux modules, deux tests pour les modules 2 et 3 alimentés en même temps et un test pour chaque module alimenté individuellement. 118
6.16 Vue en coupe du prototype de pompe Laplace3. 119
6.17 Les différentes géométries d'électrodes réalisées pour le prototype modulaire de pompe : à gauche, deux anneaux avec un diamètre intérieur de 2 mm, au milieu un couple grille-anneau, à droite, deux anneaux avec un diamètre intérieur de 0,5 mm. Le diamètre extérieur des électrodes est de 25 mm. 119
6.18 Les différentes épaisseurs possibles des électrodes, de gauche à droite : 0,5 ; 1,16 et 3 mm. 120
6.19 Influence de l'épaisseur des électrodes sur la pression générée pour le prototype Laplace3, $\varnothing_{int} = 2$ mm, $L_{int} = 1$ mm. 121

6.20 Influence de l'épaisseur des électrodes sur le courant pour le prototype LAPLACE3, $\varnothing_{int} = 2\,\text{mm}$, $L_{int} = 1\,\text{mm}$. 121
6.21 Pression générée pour le prototype LAPLACE3 en fonction du potentiel avec les trois modules pour cinq séries de test, $Ep_{HP} = 1{,}16\,\text{mm}$, $Ep_M = 0{,}5\,\text{mm}$, $\varnothing_{int} = 0{,}5\,\text{mm}$, $L_{int} = 2\,\text{mm}$. 122
6.22 Courant pour le prototype LAPLACE3 en fonction du potentiel avec les trois modules pour cinq séries de test, $Ep_{HP} = 1{,}16\,\text{mm}$, $Ep_M = 0{,}5\,\text{mm}$, $\varnothing_{int} = 0{,}5\,\text{mm}$, $L_{int} = 2\,\text{mm}$. 122
6.23 Pression générée pour le prototype LAPLACE3 en fonction du potentiel pour le module 2 avec trois séries de test, $Ep_{HP} = 0{,}5\,\text{mm}$, $Ep_M = 1{,}16\,\text{mm}$, $\varnothing_{int} = 0{,}5\,\text{mm}$, $L_{int} = 2\,\text{mm}$. 122
6.24 Courant pour le prototype LAPLACE3 en fonction du potentiel pour le module 2 avec trois séries de test, $Ep_{HP} = 0{,}5\,\text{mm}$, $Ep_M = 1{,}16\,\text{mm}$, $\varnothing_{int} = 0{,}5\,\text{mm}$, $L_{int} = 2\,\text{mm}$. 122
6.25 Influence de la tension de pré-chauffage sur la pression générée pour le prototype LAPLACE3 pour le module 2, $Ep_{HP} = 0{,}5\,\text{mm}$, $Ep_M = 1{,}16\,\text{mm}$, $\varnothing_{int} = 0{,}5\,\text{mm}$, $L_{int} = 2\,\text{mm}$. 123

A.1 Force électrique sur un élément de volume. 134
A.2 Construction du domaine Ω en apportant les charges de l'infini. 135
A.3 Domaine isolé Ω dans l'Univers. 136
A.4 Système Ω de permittivité ε et de densité de charge $\rho_{E,p}$ subissant un déplacement élémentaire. 138
A.5 Portion d'un milieu diélectrique M'' dans un milieu M'. 143
A.6 Interface entre deux diélectriques subissant un déplacement élémentaire. . . . 145
A.7 Un dipôle permanent s'oriente sur les lignes de champs lorsqu'il est soumis à une différence de potentiel. 148
A.8 En se déplaçant sous l'effet d'un champ électrique, les barycentres des charges positives et négatives vont créer un moment dipolaire dans la particule. . . . 148
A.9 Champ électrique créé par un dipôle au point M. 149
A.10 Calcul du flux du champ électrique $\vec{E}$ à travers une surface à l'aide de l'angle solide. 150
A.11 Dipôle dans un champ électrique non uniforme. 151
A.12 à gauche l'expérience de Pellat et à droite l'éxpérience de Pellat modifiée avec les électrodes recouvertes d'un diélectrique. 153
A.13 Les deux plans de symétries associés à la géométrie des électrodes. 155

B.1 Profil de la densité de charge adimensionné pour différent C_O et des mobilités identiques. 164
B.2 Profil du champ adimensionné pour différent C_O et des mobilités identiques. 164
B.3 Profil de la densité de charge adimensionné, selon une échelle logarithmique pour différent C_O et des mobilités identiques. 165
B.4 Profil du champ adimensionné, selon une échelle logarithmique pour différent C_O et des mobilités identiques. 165
B.5 Évolution de la force COULOMB entre les électrodes pour des mobilités identiques. 165
B.6 Contribution du C_O sur la densité totale de charges entre les électrodes pour des mobilités identiques. 166
B.7 Contribution du C_O le carré du champ pour des mobilités identiques. 166
B.8 Influence du C_O sur la densité de courant pour des mobilités identiques. . . . 167
B.9 Profil de la densité de charge adimensionné pour différent C_O pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$. 167
B.10 Profil du champ adimensionné pour différent C_O pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$. 167

B.11 Profil de la densité de charge adimensionné, selon une échelle logarithmique pour différent C_O et pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$. 168
B.12 Profil du champ adimensionné, selon une échelle logarithmique pour différent C_O et pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$. 168
B.13 Évolution de la force Coulomb entre les électrodes pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$. 168
B.14 Contribution du C_O sur la densité totale de charges entre les électrodes pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$. 169
B.15 Contribution du C_O le carré du champ pour un rapport des mobilités tel que $3b_- = b_+$. 169

C.1 Interface entre deux diélectriques subissant un déplacement élémentaire. . . . 172

Liste des tableaux

3.1 Propriétés des HFE données par le fournisseur (3M) à 25 °C. 47
3.2 Valeurs de saturation et propriétés électriques calculées expérimentalement. . 49
3.3 Propriétés des HFE données par le fournisseur (3M) et la littérature [RAU2015]. 50
3.4 Coefficients (en Pa/kV/mm) de la loi de régression qui décrit la pression hydrostatique Δp en fonction du carré du champ $\vec{E}$ (enkV/mm). 56
3.5 Longueur capillaire l_c pour les trois HFE, à 25 °C. 56
3.6 Fréquence de relaxation $f_{relax.}$ pour les trois HFE. 60

4.1 Puissances de chauffe et densités de flux appliquées à la paroi. 71

6.1 Performances pour les trois modules de la pompe LAPLACE3 à 8 kV à l'état stationnaire, diamètre intérieur : 2 mm, distance inter électrodes :2 mm épaisseur :0,5 mm. 123
6.2 Performances pour les trois modules lorsqu'un potentiel de 8 kV est appliqué. 124
6.3 Performances pour les trois modules lorsqu'un potentiel de −8 kV est appliqué. 124

Bibliographie

[ABE2015] Hiroshi. ABE et al. « Highly Efficient Electrohydrodynamic Pumpin: Molecular Isomer Effect of Dielectric Liquids, and Surface States of Electrodes ». In : *Applied materials and interface* (2015) (cf. p. 125).

[ATT1969] P. ATTEN et J. P. GOSSE. « Transient of One-Carrier Injections in Polar Liquids ». In : *The Journal of Chemical Physics* (1969). Volume 51, Number 7, p. 2804–2811 (cf. p. 110).

[ATT1985] Pierre ATTEN et M. HEIDARA. « Electrical Conduction and EHD Motion of Dielectric Liquids in a Knife-Plane Electrode Assembly ». In : *IEEE Transactions on Electrical Insulation* (avr. 1985), p. 187–198 (cf. p. 9, 29, 110).

[ATT1999] P. ATTEN. « Mouvement d'un fluide en présence d'un champ électrique ». In : *Technique de l'ingénieur* (1999). Réf : D2850 V1 (cf. p. 110).

[ATT2003] P. ATTEN et J. SEYED-YAGOOBI. « Electrohydrodynamically Induced Dielectric Liquid Flow Through Pure Conduction in Point / Plane Geometry ». In : *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* 10 (2003). No 1, p. 27–36 (cf. p. 10, 11).

[BAB1993] B. R. BABIN, G. P. PETERSON et J. SEYED-YAGOOBI. « Experimental Investigation of an Ion-Drag Pump-Assisted Capillary Loop ». In : *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 7 (avr. 1993). No 2, p. 340–345 (cf. p. 9).

[BOB2000] Scipione BOBBIO. *Electrodynamics of Materials, Forces, Stresses, and Energy in Solids and Fluids*. 364p. ACADEMIC PRESS, 2000 (cf. p. 156).

[BRE1978] I. BREVIK. « Experiments in phenomenological electrodynamics and the electromagnetic energy-momentum tensor ». In : *PHYSICS REPORTS* (nov. 1978), p. 133–201 (cf. p. 27, 159).

[BRY1991] J. E. BRYAN et J. SEYED-YAGOOBI. « Experimental Study of Ion-drag Pumping Using Various Working Fluids ». In : *IEEE Transactions on Electrical Insulation* 26 (août 1991). No 4, p. 647–655 (cf. p. 9).

[BRY1992] James E. BRYAN et Jamal SEYED-YAGOOBI. « An Experimental Investigation of Ion-Drag Pump in a Vertical and Axisymetric Configuration ». In : *IEEE Transactions on Industry Application* 28 (mar. 1992). No 2, p. 310–316 (cf. p. 9).

[BRY1997] J. E. BRYAN et J. SEYED-YAGOOBI. « Heat Transport Enhancement of Monogroove Heat Pipe with Electrohydrodynamic Pumping ». In : *Journal of thermophysics an heat transfer* 11.3 (1997), p. 454–460 (cf. p. 9).

[CAS1998] Antonio CASTELANNOS. *Electrohydrodynamic*. Springer-Verlag, 1998 (cf. p. 10).

[CRO1990] Joseph M. Crowley, Graham S. Wright et John C. Chato. « Selecting a Working Fluid to Increase the Efficiency and Flow Rate of an EHD Pump ». In : *IEEE TRANSACTIONS ON INDUSTRY APPLICATIONS* 26 (jan. 1990). No 1, p. 42–49 (cf. p. 16).

[DAR2001] J. Darabi, M. M. Ohadi et D. DeVoe. « An Electrohydrodynamic Polarization Micropump for Electronic Cooling ». In : *Journal of Microelectromechanical Systems* 10 (mar. 2001). No 1, p. 98–106 (cf. p. 14, 47, 113).

[DAR2003] J. Darabi et K. Ekula. « Development of a chip-integrated micro cooling device ». In : *Microelectronics Journal* 34 (2003), p. 1067–1074 (cf. p. 14, 47, 113).

[DAR2005] Jeff Darabi et Haixia Wang. « Development of an Electrohydrodynamic Injection Micropump and Its Potential Application in Pumping Fluids in Cryogenic Cooling Systems ». In : *Journal of Microelectromechanical Systems* 14 (août 2005). No 4, p. 747–755 (cf. p. 47, 113).

[DIA2014] Y. H. Diao et al. « Electric field effect on the bubble behavior and enhanced heat-transfer characteristic of a surface with rectangular microgrooves ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2014), p. 371–379 (cf. p. 16).

[DIA2015] Y. H. Diao et al. « Effect of electric field on the enhanced heat transfert characteristic of an evaporator with multilayered sintered copper mesh ». In : *Journal of Electrostatics* 72 (2015), p. 26–32 (cf. p. 16).

[DUF2013] David Dufraisse. *Conception d'un dispositif de pompage EHD pour caractérisation*. Rapp. tech. École des Mines d'Albi, 2013 (cf. p. 113).

[DUR1953] Émile Durand. *Électrostatique et Magnétostatique*. 774p. MASSON & Cie, 1953 (cf. p. 21, 49, 133).

[FAR1838] M. Faraday. *Experimental Researches*. Volume 1, pages 507-510. Dover publication, 1838 (cf. p. 7).

[FAZ2013] Md. Fazley Elahi et al. « Core-shell Fibers for Biomedical Applications-A Review ». In : *Journal of Bioengineering and Biomedical Science* 3 (2013), p. 1–14 (cf. p. 64).

[FEL1982] N. J. Felici. « A tentative explanation of the voltage-current characteristic of dielectric liquids ». In : *Journal of Electrostatics* 12 (1982), p. 165–172 (cf. p. 9).

[FEN2004] Yinshan Feng et Jamal Seyed-Yagoobi. « Understanding of electrohydrodynamic conduction pumping phenomenon ». In : *Physics of Fluids* (juil. 2004), p. 2432–2441 (cf. p. 11, 114).

[HAL1969a] Bret Halpern et Robert Gomer. « Field Emission in Liquids ». In : *Journal of Chemical Physics* 51 (août 1969). No 3, p. 1031–1047 (cf. p. 29).

[HAL1969b] Bret Halpern et Robert Gomer. « Field Ionization in Liquids ». In : *Journal of Chemical Physics* 51 (août 1969). No 3, p. 1048–1056 (cf. p. 29).

[HAN2011] R. Hanaoka et al. « Properties of Pressure Reinforced Compact EHD Pump ». In : *14th International Symposium on Electrets*. 2011 (cf. p. 113).

[HAR2009] G. D. Harvel et al. « Electrohydrodynamic Enhanced Capillary Evaporator ». In : *IEEE* (2009), p. 456–462 (cf. p. 14, 15).

[HAU2015] Hermann A. Haus et James R. Melcher. *Electromagnetic Fields and Energy*. http://ocw.mit.edu. 2015 (cf. p. 21, 25, 152).

[HER2011] Cila Herman et Estelle Iacona. « Selection of working fluids for electrohydrodynamic experiments in terrestrial conditions and microgravity ». In : *Heat and Mass Transfer* 47 (juil. 2011), p. 973–979 (cf. p. 16).

[JEO2002] Seong-Il Jeong et Jamal Seyed-Yagoobi. « Experimental study of electrohydrodynamis pumping through conduction phenomenon ». In : *Journal of Electrostatics* (mar. 2002), p. 123–133 (cf. p. 113).

[JEO2003] Seong-Il Jeong, Jamal Seyed-Yagoobi et Pierre Atten. « Theoretical/Numerical Study of Electrohydrodynamic Pumping Through Conduction Phenomenon ». In : *IEEE Transactions on Industry Applications* 39 (mar. 2003). No 2, p. 355–361 (cf. p. 10).

[JEO2007] Seong-Il JEONG et Jeffrey DIDION. « Thermal Control Utilizing an Electrohydrodynamic Conduction Pump in a Two-Phase Loop With High Heat Flux Source ». In : *Journal of Heat Transfer* 129 (nov. 2007), p. 1576–1583 (cf. p. 11, 12).

[JEO2008] Seong-Il JEONG et Jeffrey DIDION. « Performance Characteristics of Electrohydrodynamic Conduction Pump in Two-Phase Loops ». In : *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 22 (jan. 2008). No 1, p. 90–97 (cf. p. 11).

[JON1972] T. B. JONES. « Electrohydrodynamic heat pipes ». In : *Int. J. Heat Mass Transfer* (1972). Volume 16, p. 1045–1048 (cf. p. 8).

[JON1974] Thomas B. JONES et Micheal P. PERRY. « Electrohydrodynamic heat pipe experiments ». In : *Journal of applied physics* 45.5 (mai 1974), p. 2129–2131 (cf. p. 8).

[JON1978] T. B. JONES. « Electrohydrodynamically enhanced heat transfer in liquids - A review ». In : *Advances in Heat Transfer* (1978). Volume 14, p. 107–147 (cf. p. 9).

[JON2002] Thomas B. JONES. « On the Relationship of Dielectrophoresis and Electrowetting ». In : *Langmuir* (mar. 2002), p. 4437–4443 (cf. p. 20, 36).

[JON2004] T. B. JONES, K.-L. WANG et D.-J. YAO. « Frequency-Dependent Electromechanics of Aqueous Liquids : Electrowettting and Dielectrophoresis ». In : *Langmuir* (fév. 2004), p. 2813–2818 (cf. p. 20, 36).

[KAN2013] Ichiro KANO, Yuta HIGUCHI et Tadashi CHIKA. « Development of Boiling Type Cooling System using Electrohydrodynamics Effect ». In : *Journal of Heat Transfer* 135 (sept. 2013) (cf. p. 47).

[LAN1903] P. LANGEVIN. « L'ionisation des gaz ». In : *Annales de chimie et physique* 7 (1903), p. 289–384 (cf. p. 30).

[LAO2011] Suriyan LAOHALERTDECHA, Jatuporn KAEW-ON et Somchai WONGWISES. « The Effects of the Electrohydrodynamic on the Two-Phase Flow Pressure Drop of R-134a during Evaporation inside Horizontal Smooth and Micro-Fin Tubes ». In : *Heat Transfer Engineering* (oct. 2011), p. 108–118 (cf. p. 8).

[LIP1875] Gabriel LIPPMANN. « Relations entre les phénomènes électriques et capillaires ». Thèse de doct. Faculté des sciences de Paris, Juillet 1875 (cf. p. 7).

[LOE1977] R. I. LOEHRKE. *An investigation of electrohydrodynamic Heat Pipe*. NASA. 1977 (cf. p. 8).

[LOE1978] R. I. LOEHRKE et W. J. DAY. « Performance characteristics of several EHD heat pipe designs ». In : *Journal of Electrostatics* (1978). Volume 5, p. 285–296 (cf. p. 8).

[MEL1969] J. R. MELCHER et G. I. TAYLOR. « Electrohydrodynamics - A review of role of interfacial shear stresses ». In : *Annual review of Fluid Mechanics* (1969). Volume A (cf. p. 20, 21, 27, 28).

[MO1999] B. MO et al. « Startup Time Reduction in an Electrohydrodynamically Enhanced Capillary Pumped Loop ». In : *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 13 (jan. 1999). No 1, p. 134–139 (cf. p. 13, 15).

[MO2000] B. MO et al. « Capillary Pumped-Loop Thermal Performance Improvement with Electrohydrodynamic Technique ». In : *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 14 (jan. 2000). No 1, p. 103–108 (cf. p. 13).

[ONS1934] Lars ONSAGER. « Deviation from Ohm's law in weak electrolytes ». In : *Journal of Chemical Physics* 2 (1934), p. 599–615 (cf. p. 30).

[PAT2013] Viral K. PATEL et al. « Terrestrial and Microgravity Experimental Study of Microscale Heat-Transport Device Driven by Electrohydrodynamic Conduction Pumping ». In : *IEEE Transactions on Industry Applications* 49 (nov. 2013). No 6, p. 2397–2401 (cf. p. 11).

[PAT2014] Viral K. PATEL et Jamal SEYED-YAGOOBI. « Long-Term Performance Evaluation of Microscale Two-Phase Heat Transport Device Driven by EHD Conduction ». In : *IEEE Transactions on Industry Applications* 50 (sept. 2014). No 5, p. 3011–3016 (cf. p. 11).

[PAT2017] Viral K. PATEL et Jamal SEYED-YAGOOBI. « Combined Dielectrophoretic and Electrohydrodynamic Conduction Pumping for Enhancement of Liquid Film Flow Boiling ». In : *Journal of Heat Transfer* 139 (juin 2017) (cf. p. 13, 14, 17).

[PEA2009] Matthew R. PEARSON et Jamal SEYED-YAGOOBI. « Advances in Electrohydrodynamic Conduction Pumping ». In : *IEEE* (2009) (cf. p. 8).

[PEA2015] Matthew R. PEARSON et Jamal SEYED-YAGOOBI. « Experimental Study of Linear and Radial Two-Phase Heat Transport Devices Driven by Electrohydrodynamic Conduction Pumping ». In : *Journal of Heat Transfer* 137 (fév. 2015) (cf. p. 12, 13).

[PEL1895] Henri PELLAT. « Mesure de la force agissant sur les diélectriques liquides non électrisés placés dans un champ électrique ». In : *C. R. de l'Académie des Sciences de Paris* (1895), p. 691–694 (cf. p. 7, 19, 20, 36).

[RAM2011] Antonio RAMOS. *Electrokinetic and Electrohydrodynamic in Microsystems*. Springer Science et Business Media, 2011 (cf. p. 7, 16, 32, 60).

[RAU2015] Michael H. RAUSCH et al. « Density, Surface Tension, and Kinematic Viscosity of Hydrofluoroethers HFE-7000, HFE-7100, HFE-7200, HFE-7300 and HFE-7500 ». In : *Journal of chemical & engineering data* (nov. 2015) (cf. p. 49, 50, 52, 96).

[SEK2000] Akira. SEKIYA et Susumu MISAKI. « The potential of hydrofluoroethers to replace CFCs, HCFCs ans PFCs ». In : *Journal of Fluorine Chermistry* 101 (2000), p. 215–221 (cf. p. 17).

[SID2009] Muhammad A. W. SIDDIQUI et Jamal SEYED-YAGOOBI. « Experimental Study of Pumping of Liquid Film With Electric Conduction Phenomenon ». In : *IEEE Transations on Industry Applications* 45 (jan. 2009). No 1, p. 3–9 (cf. p. 12).

[SMI2016] K. SMITH et al. « Electrohydrodynamic augmentation of a reflux thermosiphon ». In : *Experimental Thermal and Fluid Science* 79 (2016), p. 175–186 (cf. p. 16).

[TAY1964] Geoffrey TAYLOR. « Disintegration of Water Drops in an Electric Field ». In : *Proceeding of the Royal Socity* 280 (1964), p. 383–397 (cf. p. 60).

[THO1928] J. J. THOMSON. *Conduction of electricity through gases*. University Press, 1928 (cf. p. 82, 84, 161, 163, 165, 167, 169).

[TOB1997] Robert TOBAZÉON. « Préclaquage et claquage des liquides diélectriques ». In : *Technique de l'ingénieur* (nov. 1997). Réf. D2450 V2 (cf. p. 29).

[TOB2006] Robert TOBAZÉON et André DENAT. « Conduction électrique dans les liquides ». In : *Technique de l'ingénieur* (Mai 2006). Réf. D2430 V2 (cf. p. 29, 30, 48).

[TOM2007] G. TOMAR et al. « Two-phase electrohydrodynamic simulation using a volume-of-fluid approach ». In : *Journal of computational physics* 227 (2007), p. 1267–1285 (cf. p. 102).

[WIK2005] N. WIKSTRÖM. « Modeling of cavitating flow around a Stationary/moving wing profile ». In : *American Institute of Aeronautics and Astronautics* (2005). 1287 (cf. p. 102).

[YU2002] Zhiquan YU et al. « Electrohydrodynamic Augmented Micro Heat Pipes ». In : *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 16 (avr. 2002). No 2, p. 180–186 (cf. p. 14).

[YU2003] Zhiquan YU, Kevin P. HALLINAN et Reza A. KASHANI. « Temperature control of electrohydrodynamic micro heat pipes ». In : *Experimental Thermal and Fluid Science* 27 (fév. 2003), p. 867–875 (cf. p. 14).

[ZAH2006] Markus ZAHN. « Derivation of the Korteweg-Helmholtz Electric and Magnetic Force Densities Including Electrostriction and Magnetostriction from the Quasistatic Poynting's Theorems ». In : *Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena* (2006), p. 186–189 (cf. p. 25, 152).

[ZHA1998] A. I. ZHAKIN. « Electrohydrodynamic ». In : sous la dir. d'A. CASTELLANOS. Springer-Verlag, 1998. Chap. Conduction phenomena in dielectric liquids (cf. p. 10).