THÈSE

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS
UFR des sciences fondamentales et appliquées
Pôle poitevin de recherche pour l'ingénieur en mécanique, matériaux et énergétique - PPRIMME (Poitiers)
(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

École doctorale : Mathématiques, informatique, matériaux, mécanique, énergétique (Poitiers)
Secteur de recherche : Génie électrique et mécanique des milieux fluides

Présentée par :
Gad Rincon Mozo

Mesure de la distribution de la charge sur une surface diélectrique : application sur l'électrisation par écoulement

Directeur(s) de Thèse :
Thierry Paillat , Paul Leblanc

Soutenue le 16 janvier 2023 devant le jury

Jury :

Président	**Gilbert Teyssèdre**	Directeur de recherches CNRS, LAPLACE, Université de Toulouse
Rapporteur	**Gilbert Teyssèdre**	Directeur de recherches CNRS, LAPLACE, Université de Toulouse
Rapporteur	**Serge Agnel**	Professeur, IES, Université de Montpellier
Membre	**Noureddine Zouzou**	Maître de conférences, Institut Pprime, Université de Poitiers
Membre	**Ayyoub Zouaghi**	Maître de conférences, EEA/Ampère, École centrale de Lyon

Pour citer cette thèse :
Gad Rincon Mozo. *Mesure de la distribution de la charge sur une surface diélectrique : application sur l'électrisation par écoulement* [En ligne]. Thèse Génie électrique et mécanique des milieux fluides. Poitiers : Université de Poitiers, 2023. Disponible sur Internet <http://theses.univ-poitiers.fr>

THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)

(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

École Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et Aéronautique (SIMMEA-Poitiers)

Secteur de Recherche : Génie électrique et mécanique des milieux fluides

Présentée par :

Gad Alejandro RINCON MOZO

****

Mesure de la distribution de la charge sur une surface diélectrique : application sur l'électrisation par écoulement

****

Directeur de Thèse : Thierry PAILLAT

Co-directeur de Thèse : Paul LEBLANC

JURY

Rapporteur :	M. AGNEL Serge	Pr Laboratoire IES, Montpellier
Rapporteur :	M. TEYSSÈDRE Gilbert	Dr Institut LAPLACE, Toulouse
Examinateur :	M. LEBLANC Paul	MCF Institut PPRIME, Poitiers
Examinateur :	M. PAILLAT Thierry	Pr Institut PPRIME, Poitiers
Examinateur :	M. ZOUZOU Noureddine	MCF HDR Institut PPRIME, Poitiers
Examinateur :	M. ZOUAGHI Ayyoub	MCF Laboratoire Ampère, Lyon

Remerciements

Ce manuscrit de thèse conclut mon travail de doctorat en génie électrique – électro fluidodynamique réalisé au sein de l'institut Pprime à l'Université de Poitiers. Je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers toutes les personnes qui ont contribué à l'aboutissement de ce travail en m'apportant leur précieux soutien.

Tout d'abord, j'aimerais exprimer ma profonde gratitude envers mon directeur de thèse, Thierry Paillat (Professeur), pour m'avoir permis d'approfondir ma compréhension de la physique électrique de manière significative, et pour m'avoir encouragé à explorer les phénomènes physiques en profondeur tout au long de mon travail. Je souhaiterais également exprimer ma gratitude envers mon co-directeur de thèse, Paul Leblanc (Maître de conférences), pour son encadrement attentif, sa disponibilité constante, sa grande patience et surtout sa direction éclairée, qui m'a permis d'améliorer mes compétences professionnelles et personnelles en tant qu'ingénieur et chercheur. Je ne saurais jamais exprimer suffisamment ma gratitude envers tous deux pour m'avoir transmis une part de leur savoir-faire, en particulier pour m'avoir permis de travailler à leurs côtés et pour m'avoir guidé dès les premiers pas de ma carrière de chercheur. Finalement, je remercie également le personnel de l'université de Poitiers et de l'institut Pprime pour m'avoir permis de travailler sur ce sujet de thèse.

Je remercie à M. AGNEL Serge et M. TEYSSÈDRE Gilbert d'avoir accepté de rapporter ce manuscrit et d'avoir apporté des recommandations et corrections qui m'ont permis d'améliorer la qualité de mon travail. Je remercie également à M. ZOUZOU Noureddine et M. ZOUAGHI Ayyoub d'avoir accepté de composer le jury de soutenance.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers mes vieux amis en Colombie : Alvaro Aponte, Diana Villamil, Aura Suarez, Vladimir Pineda, Cristina Cubillos, Lizeth Carolina, Alejandra Frarfan, Diana Acevedo, Maria Camila Mejia, Diego Muñoz, Cristina Galindo et Nathaly Carmona ; ainsi qu'en France : Melissa, Laura, Tom, Marcos, Regina, Fernando, Jorge, Raquel, Alice, Diego, Johan, Angelye, Juan Martin et Melanie. Mes sœurs Sandra et son mari Miguel, Johanna et Ivon et son mari Diego, ma cousine Andrea et ma tante Consuelo et son mari Fabio et ma tante Gilma méritent également des remerciements. Je suis particulièrement reconnaissant envers ma mère, Maria Ines, et mon père, Sergio Alberto, ainsi que mes grand-mères, Dioselina et Ines, et toutes les personnes qui ont été à mes côtés mais que je n'ai pas mentionnées ici. Merci infiniment d'avoir fait partie de ma vie et de m'avoir accompagné tout au long de ce voyage.

Résumé

Dès la mise en contact d'une surface solide avec un liquide des réactions physicochimiques, encore mal identifiées, sont à l'origine de la création de la double couche électrique (DCE). Quelle que soit la nature du couple solide/liquide, les charges produites dans cette réaction se répartiront en deux couches de polarité opposée : une dans le liquide et l'autre dans le solide. Une partie des charges présentes dans le liquide peuvent être facilement mises en mouvement par l'écoulement du liquide. Ce transport des charges électriques perturbe alors l'équilibre statique de la DCE et conduit vers un nouvel état, l'équilibre dynamique. Ce phénomène, appelé électrisation par écoulement, est particulièrement craint des industriels puisqu'il peut être à l'origine d'une accumulation de charge suffisante pour inciter des décharges électrostatiques. Ces décharges peuvent alors altérer durablement les propriétés des matériaux au sein des différents équipements. C'est dans ce contexte que l'Institut Pprime a développé, depuis de nombreuses années, une activité de recherche débouchant sur la mise au point de moyens de mesures originales tels que la « Petite boucle ». Cette boucle est constituée d'un circuit fermé de circulation de liquide dans laquelle est inséré un capteur parfaitement isolé électriquement. Ce capteur permet de quantifier l'ensemble des échanges électriques globaux se produisant à l'interface solide/liquide durant une mise en écoulement. Cependant, l'organisation locale des charges électriques s'accumulant au sein du solide tout le long de la canalisation n'a pas encore été quantifiée.

L'objectif de ce travail de thèse est de développer une métrologie permettant d'établir une cartographie 1D, continue dans l'espace, de la distribution des charges électriques dans la partie chargée du solide diélectrique durant un écoulement. Le travail se décompose en deux grandes phases. La première phase correspond au développement et à la calibration du capteur permettant d'effectuer la mesure. Le principe de la mesure repose sur la génération d'un courant capacitif induit par la variation du potentiel d'interface lors du déplacement d'une électrode en vis-à-vis de l'interface à mesurer. La calibration est faite en dehors du dispositif expérimental à l'aide d'une interface avec un potentiel de référence parfaitement maîtrisée permettant d'estimer la sensibilité et la résolution du dispositif. L'analyse théorique du capteur, confortée par une étude paramétrique expérimentale, a permis d'établir et d'optimiser la sensibilité et la résolution de cette technique. Durant la seconde phase, le capteur est introduit sur le dispositif expérimental en face du canal d'écoulement.

Les premières mesures prises à l'interface solide/liquide ont permis de conforter en partie les attentes théoriques. La distribution du potentiel dans le premier tiers de la canalisation est hétérogène et présente un pic maximal selon les conditions expérimentales. Ces mesures ont également montré que l'augmentation de la vitesse d'écoulement et l'isolation de la veine aggravent la montée en potentiel. Des mesures à différents instants de l'écoulement ont aussi permis de suivre temporellement le développement progressif de l'amplitude du potentiel depuis l'équilibre électrostatique initial. Toutes ces mesures ont été également validées par des mesures de potentiel discret dans l'espace selon des méthodes plus conventionnelles.

Mots-clés : Électrofluidodynamique, mesure capacitive en déplacement, interface solide/liquide, mesure non-intrusive

Abstract

As soon as a solid surface gets in contact with a liquid, some still unknown physicochemical reactions appear to create the electrical double layer (EDL). Regardless of the couple nature, the charges produced in this reaction will be redistributed in two layers of opposite polarity: one in the liquid and the other one in the solid. One part of the charges at the liquid can be easily put in motion by the flow of the liquid. This electric charge transportation disturbs the EDL static equilibrium and leads to a new state, the dynamic equilibrium. This phenomenon, known as flow electrification, is particularly feared at the industrial level considering that the associated charge accumulation can be sufficient to trigger electrostatic discharges. These discharges can permanently change the properties of the materials on a wide range of equipment. In this context, the Pprime institute has developed, for many years, a research activity leading to the creation of different original apparatuses such as the “little loop”. This device is constituted by a close-loop circuit of liquid recirculation where a perfectly isolated sensor is inserted. This sensor allows to quantify the global averaged charge distribution produced at the solid/liquid interface at the dynamic equilibrium state. However, the local distribution and accumulation of the charges on the solid part of the interface has not been yet experimentally quantified.

The main objective of this thesis work is to develop a measurement technique capable of determine a 1D cartography, continuous in space, of the electric charge distribution in the solid part of the solid/liquid interface at the dynamic equilibrium state. This work is divided into two main phases. The first phase is centered at the development and calibration of the sensor that will be used to realize the charge measurements. The measurement principle is based on the generation of a capacitive current induced by the variation of the interface potential during the movement of an electrode placed in front of the interface to be measured. The calibration of this technique is realized outside the experimental device through an interface with a perfectly controlled potential reference profile that has also been used to estimate the sensitivity and resolution of the sensor. The theoretical analysis of the sensor, supported by an experimental parametric study, allowed to establish and optimize the sensitivity and resolution of this technique. Finally, the second phase of this thesis works corresponds to the implementation of the sensor in the little loop device to measure the charge distribution at the solid part of the solid/liquid interface at the dynamic equilibrium state.

The first measurements taken at the interface allowed to partially confirm the theoretical expectations. The potential distribution at the first third of the canalization is highly heterogeneous and shows a potential maximum in relation to the experimental conditions. These measurements also showed that the increase of the flow velocity, combined with the fact that the canalization is electrically isolated, seems to increase the local charge accumulation. Different measurements taken at different times and in different positions allowed to follow the development and evolution of the potential rise at the interface from the initial electrostatic equilibrium. The different measurements taken were validated by discreet potential measurements realized by more conventional methods.

Keywords: Electrofluydodynamics, capacitive displacement measurement, solid/liquid interface, non-intrusive measurement.

Table des matières

Introduction générale 17

Chapitre 1 19

Étude bibliographique 19

1.1. Théorie générale de l'Électrostatique 19

1.1.1. Champ électrique et différence de potentiel 21

1.1.2. Chargement par induction : notion de condensateurs 23

1.2. Électrostatique aux interfaces solide/liquide : La double couche électrique 24

1.2.1. Description de la double couche électrique (DCE) 27

1.2.2. Propriétés caractéristiques de la double couche électrique dans le liquide 29

1.2.2.1. Propriété géométrique : épaisseur de la couche diffuse 29

1.2.2.2. Propriété électrique : la densité volumique de charge 30

1.2.2.3. Propriété temporelle : temps de développement de la DCE 31

1.2.3. Genèse de formation de charge électrique de la double couche électrique 32

1.2.3.1. Modèle d'adsorption/désorption 32

1.2.3.2. Modèle de corrosion 33

1.2.3.3. Modèle mixte 33

1.3. Phénomènes électrostatiques à l'interface solide/liquide : électrisation par écoulement 34

1.3.1. Modèle électrique équivalent de l'interface solide/liquide 35

1.3.2. Influence de la vitesse d'écoulement 36

1.3.3. Influence de la température 36

1.4. Techniques électrostatiques de mesure de potentiel des solides diélectriques chargés 37

1.4.1. Méthodes non résolues adaptées à la mesure de charge (de potentiel) de surface 37

1.4.1.1. Mesures capacitives 37

1.4.1.1.1. Mesure capacitive en multipoint 38

1.4.1.1.2. Kelvin Probe Force Microscope (KPFM) 40

1.4.1.1.3. Voltmètre électrostatique par capteur de potentiel surfacique 42

1.4.1.1.4. Moulin à champ électrique 43

1.4.1.2. Mesure Inductive : voltmètre électrostatique par sonde auto compensée 44

1.4.2. Méthodes résolues adaptées à la mesure de charge de volume 45

1.4.2.1. Méthodes thermiques 45

1.4.2.1.1. Méthode d'Impulsion thermique (TPM) 46

1.4.2.1.2. Méthode à impulsions thermiques modulées (LIMM) 46

1.4.2.1.3. Méthode à ondes thermiques (TSM) 47

1.4.2.2. Méthodes acoustiques 47
1.4.2.2.1. Méthode de propagation des ondes de pression induites par transducteur piézoélectrique 48
1.4.2.3. Méthodes électriques (Pulsed Electro-Acoustic Method – PEA) 49
Chapitre 2 51
Modélisation du capteur capacitif en déplacement 51
2.1. Principe de base théorique de fonctionnement du capteur capacitif idéal 51
2.1.1. Principe de la mesure capacitive idéal 52
2.1.2. Modélisation électrique de la chaine d'acquisition du capteur 54
2.1.3. Étude théorique de la fonction de transfert associée au capteur capacitif 56
2.1.4. Discrétisation des équations différentiels 56
2.2. Description du dispositif expérimental 57
2.2.1. Capteur de potentiel capacitif 57
2.2.2. Mécanisme de déplacement 58
2.2.3. Mesure des Propriétés électriques du capteur capacitif 58
2.2.4. Description des échantillons de calibration 60
2.2.5. Protocole expérimentale 61
2.3. Étude de la reconstruction expérimentale du profil de potentiel 62
2.3.1. Évolution temporelle et spatiale du courant 62
2.3.2. Reconstruction du potentiel moyen 65
2.3.3. Étude fréquentielle de la chaine d'acquisition du capteur 67
2.4. Étude paramétrique 69
2.4.1. Influence de la vitesse de déplacement sur la reconstruction du potentiel 69
2.4.1.1. Analyse du courant mesuré par l'électromètre ($\boldsymbol{im}$) dans la chaine d'acquisition du capteur 69
2.4.1.2. Analyse du courant induit dans le capteur capacitif ($\boldsymbol{is}$) en déplacement 71
2.4.1.3. Reconstruction du profil de potentiel 73
2.4.2. Influence de la largeur de l'électrode de mesure sur la reconstruction de la distribution du potentiel 74
2.4.3. Influence de l'écartement de l'électrode sur la reconstruction du potentiel 77
2.4.4. Influence de l'amplitude de la transition du potentiel sur la reconstruction du potentiel 78
Chapitre 3 81
Étude expérimentale de la répartition spatiale et temporelle de la charge électrique produite par l'écoulement de l'huile minérale dans une canalisation de carton intégrée entre deux canalisations métalliques mise à la terre 81
3.1. Principe de base théorique de l'électrisation par écoulement 81

3.1.1. Modèle électrique équivalent de la DCE 82
3.1.2. Détermination des expressions des générateurs de courant du modèle 83
3.1.3. Détermination des expressions des résistances de fuite du modèle électrique équivalent 84
3.1.4. Exemple de simulations de la distribution du potentiel le long d'une conduite en carton pour un écoulement d'huile 85
3.2. Dispositif expérimental de mesure de l'électrisation par écoulement : la petite boucle 87
3.2.1. Description de la boucle de circulation 88
3.2.2. La veine de mesure 89
3.2.3. Capteur capacitif en déplacement 89
3.2.4. Estimation et Calibration de la capacité électrique locale du capteur 91
3.2.5. Description du protocole expérimental 96
3.3. Reconstruction des profils de potentiel au sein d'une DCE 96
3.3.1. Mesure de référence : sans écoulement 96
3.3.2. Étude de l'évolution du potentiel à l'interface solide/liquide le long de la veine pendant l'écoulement du liquide par le capteur en déplacement 97
3.3.3. Comparaison de la distribution du potentiel sur la veine avec une mesure point par point 101
3.3.4. Étude de l'évolution du potentiel à l'interface solide/liquide le long de la veine après arrêt de l'écoulement du liquide par le capteur en déplacement 104
3.4. Reconstruction du profil de potentiel de la veine en fonction de la vitesse d'écoulement 108
3.4.1. Étude de l'influence de la vitesse d'écoulement sur les mesures du courant induit par le capteur capacitif en déplacement 108
3.4.2. Étude de l'influence de la vitesse d'écoulement sur la distribution de la variation du potentiel induit par le capteur capacitif en déplacement 109
Chapitre 4 113
Étude expérimentale de la distribution spatiale et temporelle de la charge électrique produite par l'écoulement de l'huile minérale sur une canalisation en carton parfaitement isolé 113
4.1. Dispositif expérimental de mesure et métrologie associée 113
4.1.1. Dispositif expérimental 113
4.1.2. Métrologie de la mesure de la distribution du potentiel 115
4.1.3. Métrologie de la mesure des courants de fuite amont et aval 116
4.2. Reconstruction de l'évolution du profil de potentiel dans la veine 117
4.2.1. Établissement de l'évolution du potentiel à l'interface solide/liquide le long de la veine pendant l'écoulement du liquide par la mesure en multipoint 117
4.2.1.1. Évolution du profil local de courant 118
4.2.1.2. Reconstruction de l'évolution du potentiel le long de la veine 118

4.2.2. Établissement de l'évolution du potentiel à l'interface solide/liquide le long de la veine pendant l'écoulement du liquide avec la mesure en déplacement 119
4.2.2.1. Profil du courant de référence sans écoulement 119
4.2.2.2. Mesure typique du courant établi par le capteur en déplacement lors de la mise écoulement du liquide 120
4.2.2.3. Reconstruction de la variation du potentiel le long de la veine 121
4.3. Analyse et discussion de la distribution du potentiel le long de la veine 121
4.4. Évolution temporelle des profils de charge et du potentiel dans la veine en fonction de la vitesse d'écoulement 124
Conclusion générale 127
Bibliographie 131
Annexe 1 137
Fonction transfert associée au capteur capacitif en déplacement 137
Annexe 2 139
Reconstruction du profil de potentiel par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 139

Liste de symboles

Symboles généraux

C	Capacité
C_a	Capacité de fuite équivalente de l'électromètre
C_c	Capacité équivalente des connectiques
C_{eq}	Capacité électrique équivalente
C_m	Capacité entre le capteur capacitif et la surface chargée à mesurer
C_{mp}	Condensateur de mesure
f	Fréquence d'un signal
f_e	Fréquence d'échantillonnage
h	Distance entre le capteur capacitif et la surface chargée à mesurer
i	Courant électrique
i'	Première dérivée du courant
i''	Deuxième dérivée du courant
i_m	Courant électrique mesuré par la chaine de mesure du capteur capacitif
i_{m_eq}	Courant équivalent de mesure
i_s	Courant électrique induit au capteur capacitif
L	Inductance
l	Largeur du capteur capacitif en déplacement
l_{eff}	Largeur efficace de mesure du capteur capacitif
L_{tf}	Largeur spatiale du transitoire du courant mesuré par le capteur capacitif
n	$n^{ième}$ valeur de courant obtenu lors d'une campagne de mesure
p_{dec}	Profil déconvolué du potentiel
$\overline{p_m}$	Profil de potentiel moyen mesuré par le capteur capacitif
p_{th}	Profil de potentiel théorique
$\overline{q_m}$	Valeur moyenne de la charge
R	Résistance
R_a	Résistance de mesure de l'électromètre
R_{el}	Sensibilité minimale de l'électromètre
R_p	Résistance de protection électrique
S	Surface du solide chargé
v	Vitesse de déplacement du capteur
V_{CPD}	Différence de potentiel entre une surface charge et le capteur utilisé dans la technique KPFM
w	Longueur du capteur capacitif en déplacement (électrode de mesure)
Zl_a	Bord d'attaque de l'électrode de mesure du capteur capacitif
Zl_s	Bord de sortie de l'électrode de mesure du capteur capacitif
ε	Permittivité absolue d'un matériau (à savoir $\varepsilon = \varepsilon_0 * \varepsilon_r$)
ε_0	Permittivité du vide
ε_r	Permittivité relative d'un matériau
λ	Longueur d'onde
τ	Temps caractéristique de mesure
Φ	Potentiel induit par une surface ou un solide chargé
φ	Potentiel électrique

Double Couche Électrique :

A_L	Espèce ionique susceptible de s'ioniser positivement
$A_L B_L$	Impureté au liquide susceptible de s'ioniser
B_L	Espèce ionique susceptible de s'ioniser négativement
C_s	Espèce ionique susceptible de s'ioniser positivement
$C_s D_s$	Atome du solide susceptible de s'ioniser
D_0	Coefficient moyen de diffusion des espèces chargés
d_0	Épaisseur de la couche compacte de la DCE
D_n	Coefficient moyen de diffusion des espèces chargées négatives
D_p	Coefficient moyen de diffusion des espèces chargées positives
D_s	Espèce ionique susceptible de s'ioniser négativement
J_w	Densité de courant à l'interface
k	Taux d'adsorption
k'	Taux de désorption
K_d^L	Constante de dissociation chimique aux liquides
k_d^s	Constante de dissociation chimique aux solides
k_r^L	Constante de recombinaison chimique aux liquides
k_r^s	Constante de recombinaison chimique aux solides
n	Concentration des ions positifs et négatifs à l'interface solide/liquide
n_i	Concentration locale de l'espèce chimique i
n_i^0	Concentration locale de l'espèce chimique i loin de l'interface solide/liquide
U	Vitesse d'écoulement
V	Volume du liquide
z_i	Valence associée à l'espèce chimique i
Γ_i	Densité de flux de l'espèce chimique i
ζ	Différence de potentiel entre le plan extérieur d'Helmholtz et un point très éloigné de l'interface solide/liquide
μ_i	Mobilité des espèces ioniques i
ρ	Densité volumique de charge
ρ_w	Densité volumique de charge à l'interface solide/liquide
ρ_{wD}	Densité volumique de charge à l'interface solide/liquide pour une DCE totalement développée
σ	Densité surfacique de charge
σ_l	Conductivité électrique du liquide
σ_{sd}	Densité surfacique de charge pour une DCE totalement développée
$\tau_{chimique}$	Temps de réaction chimique (temps de création des charges à l'interface solide/liquide)
τ_r	Temps de relaxation des espèces chimiques
τ_{ri}	Temps de relaxation des charges à l'interface solide/liquide
ψ_0	Potentiel électrique à l'interface solide/liquide
ψ_C	Potentiel électrique présent à la couche compacte de la DCE
ψ_{0H}	Potentiel électrique au plan de Helmholtz

Liste d'abréviations :

AC	Composant alternatif d'un signal
BNC	Câble coaxial du type Bayonet Neill-Concelman
DC	Composante continue d'un signal
DCE	Double Couche Électrique
KPFM	Kelvin Probe Force Microscope
LIMM	Laser Intensity Modulation Method
PEA	Pulse Electro-Acoustic method
PIPWP	Piezoelectric Induced Pressure Wave Propagation method
ppb	Parties par milliard
ppm	Parties par million
TPM	Thermal Pulse Method
TSM	Thermal Step Method

Introduction générale

L'électron et toutes les disciplines connexes électrostatique, électrocinétique, électrochimie, électromagnétisme… sont sans doute parmi les phénomènes/les sciences qui ont le plus intrigué les sociétés depuis l'antiquité, et qui ont toujours sollicité et qui sollicitent encore le monde de la recherche et de l'ingénierie. En effet, malgré plusieurs siècles de travaux, ces disciplines restent encore assez énigmatiques sur certains points/sujets : le transfert de charges électriques aux interfaces des diélectriques, la distribution des charges électriques en sont des exemples typiques.

Les enjeux sont considérables. Que ce soit pour l'étude et la prévention des risques d'origine naturelle ou induits par les activités industrielles, ou au contraire particulièrement valorisable dans l'ingénierie (l'énergie électrique par exemple), l'électron et plus généralement les charges électriques environ tout notre monde.

La problématique de la charge est complexe puisqu'elle trouve son origine dans la physique quantique pour des conséquences/des effets à l'échelle macroscopique. Les métrologies existent soit à l'échelle de l'atome avec les différents microscopes à force atomique soit à l'échelle des objets. Mesurer la quantité de charge accumulée globalement sur un diélectrique, un condensateur est une technique parfaitement maitrisée. Par contre, localiser ces charges à des échelles intermédiaires, millimétriques voire micrométriques et cartographier la distribution des charges électriques à la surface d'un diélectrique constituent encore une difficulté majeure.

L'objet de ce travail s'inscrit dans le développement d'une nouvelle métrologie de mesure de la distribution des charges et du potentiel présent à la surface d'un diélectrique. Cette méthodologie s'appuiera sur l'utilisation d'une électrode capacitive mise en déplacement face à la surface d'un diélectrique et d'un traitement mathématique associé. Elle sera appliquée notamment à l'étude de la génération et de l'accumulation de charges électriques produits lors de la circulation d'un liquide à la surface d'un diélectrique solide. Ce phénomène, connu comme électrisation par écoulement, est lié au transport des charges de la double couche électrique associée présente aux interfaces solide/liquide. Il est étudié depuis de nombreuses années au sein de l'équipe EFD de l'Institut PPRIME. L'électrisation par écoulement est une physique d'équilibre qui est parfaitement reproductible si les conditions expérimentales sont maintenues. Pour les besoins de ce travail, l'étude s'appuiera sur un couple solide/liquide constitué de carton et d'huile minérale représentatif du fonctionnement des transformateurs électriques de puissance et l'étude du risque électrostatique par électrisation par écoulement. En effet, l'accumulation locale des charges électriques et les montées en potentiel associées sont suspectées d'être à l'origine de décharges partielles, de modification locale des propriétés diélectriques des matériaux pour in fine conduire à des défauts graves de fonctionnement voire la prise feu du transformateur. Identifier, mesurer, cartographier la distribution des charges constituerait pour cette problématique, un moyen d'expertise supplémentaire afin de limiter et proposer un remède à ce type de risque.

Le manuscrit a été construit sur la base de 4 chapitres qui introduisent tout le cheminement réalisé au cours du travail et qui ont permis de poser les bases de cette métrologie.

Ainsi le premier chapitre est une revue bibliographique des éléments de compréhension nécessaires au manuscrit. Les notions de charges électriques, de champ électrique et de différence de potentiel seront rappelées en préambule. Dans un second temps, le chapitre s'attachera à présenter la double

couche électrique (DCE) et le phénomène de l'électrisation par écoulement associé, dans les approches théoriques mais aussi plus pratiques. Les paramètres influençant le phénomène ainsi que ses conséquences seront discutés. Finalement, un état des lieux des moyens de mesure de distribution des charges électriques et du potentiel associé sera recensé, leurs avantages et inconvénients discutés.

Le chapitre 2 est dédié à la présentation expérimentale du capteur capacitif en déplacement. Le dispositif et l'ensemble de la chaine d'acquisition seront présentés et modélisés. Cette métrologie est appliquée à la reconstruction d'un profil de potentiel modèle à la surface d'un solide établi à partir d'un jeu d'électrodes alimentées pour une distribution du potentiel maitrisée. Les signaux de courant mesurés feront l'objet d'une discussion et d'un traitement mathématique qui permettra de reconstruire les profils attendus de distribution des charges et du potentiel. L'influence des paramètres géométriques du capteur sera étudiée en matière de sensibilité et de résolution.

Dans les chapitres suivants, le capteur en déplacement sera utilisé pour établir les variations du potentiel régnant sur un diélectrique solide (conduite en carton) lorsqu'un liquide (huile minérale) circule à sa surface. L'outil d'expertise du phénomène d'électrisation par écoulement au sein des transformateurs, dit la petite boucle, sera équipé du capteur en déplacement. Dans une première approche (chapitre 3) et afin de simplifier l'analyse, la méthodologie sera appliquée à une veine mixte acier/carton/acier référencée à la terre à ces extrémités. Dans le chapitre 4, l'étude portera sur une conduite exclusivement en carton parfaitement isolé électriquement. La même démarche sera appliquée dans les deux chapitres avec une phase de modélisation et de calibration du capteur qui conduira à la détermination de la distribution du potentiel et de la charge. Ces mesures de potentiel continue dans l'espace seront confrontées à des mesures discrètes du potentiel établi par une mesure point par point. L'ensemble des résultats seront discutés et confrontés aux éléments de connaissance sur le phénomène de l'électrisation par écoulement.

Chapitre 1

Étude bibliographique

Introduction

L'objectif de ce chapitre est de positionner ce travail de recherche dans son contexte historique et applicatif. Dans un premier temps, un rappel de la physique de l'électrostatique sera introduit. Il s'attachera à redéfinir les notions élémentaires de charges électriques ainsi que l'ensemble des propriétés qui en découle. La deuxième partie se focalisera sur les phénomènes électrostatiques présents aux interfaces solides/liquides en lien avec la double couche électrique et le phénomène d'électrisation par écoulement associé. Ce phénomène à risque, particulièrement redouté dans le monde industriel, peut conduire à des effets d'accumulation de charges électriques et de montées en potentiel au sein de certains matériaux (ex. diélectrique solide) pouvant conduire à la rupture électrique des milieux. L'une des pistes envisagées pour se prémunir de ce risque électrostatique est de cartographier l'accumulation de charges électriques et/ou du potentiel électrique local. Les dispositifs de mesures de potentiel existant seront recensés à la fin de ce chapitre, leurs avantages et leurs inconvénients discutés.

1.1. Théorie générale de l'Électrostatique

Au cours de l'évolution de l'humanité, les phénomènes électriques ont capté l'attention et l'imagination des hommes. Suivant les civilisations, des histoires fantastiques comme le feu de Saint-Elme ou bien encore les manifestations d'humeur de différentes divinités (Thor, Zeus …) ont été utilisés pour justifier des phénomènes naturels tels que l'effet couronne ou même la foudre. Le caractère scientifique de ces phénomènes a commencé à être interprété lorsque les Grecs ont découvert que certains matériaux possédaient des propriétés, dites électriques, lorsqu'ils étaient frottés entre eux [1-5].

Le premier matériau historiquement "étudié" et sans doute l'un des plus représentatifs des phénomènes électrostatiques est l'ambre (elektron en grec). Lorsqu'il est frotté, il acquiert la capacité d'attirer différents petits objets. À l'inverse, lorsque deux pièces de verre sont frottées entre elles, une action de répulsion apparaît. Ce phénomène, étudié par Charles François de Cisternay du Fay et constaté par Benjamin Franklin, mettra en évidence deux comportements opposés liés à l'existence de deux types de charges électriques : les charges positives et les charges négatives. Lors de ses

expériences, il prouve que les propriétés macroscopiques d'un matériau chargé électriquement restent inchangées contrairement à ses propriétés microscopiques.

En effet, les atomes qui composent la matière sont formés par trois types de particules (fig. 1.1) [1]. Le noyau est composé des protons (chargés positivement) et des neutrons (neutres) qui sont liés grâce à des forces nucléaires fortes et sont très difficiles à séparer du noyau. Autour du noyau gravitent les électrons (charges négatives) qui peuvent se déplacer sous l'influence des forces extérieures. Le proton et l'électron portent une charge électrique élémentaire e_0 égale à $1.6\ 10^{-19}\ C$ [Coulombs] mais de signe opposé. À l'état d'équilibre, l'atome possède un nombre de protons et d'électrons identiques et il est donc électriquement neutre [1-4].

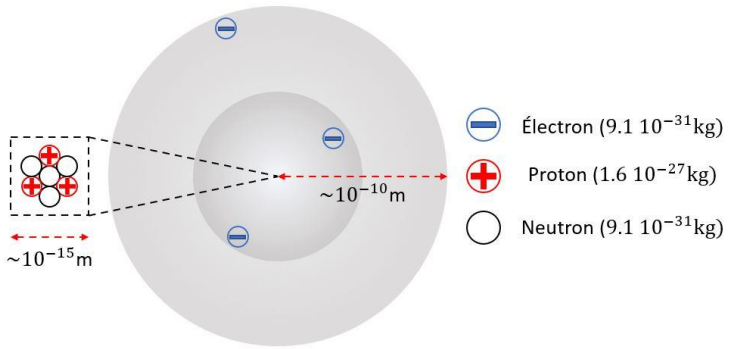


Figure 1.1. Modèle électrique simplifié de l'atome de lithium.

Au cours de l'histoire, la distribution des électrons et des protons dans l'atome a été représenté par différents modèles [1]. Thomson, par exemple, a pris comme hypothèse une répartition uniforme des particules où les protons et les électrons se trouvent sur la surface de l'atome. Pour Rutherford, les protons se concentrent dans le noyau et sont orbités par les électrons. Ce modèle orbital a été amélioré par Bohr qui intègrera le concept de la quantification de l'énergie apporté par Planck. Dans cette approche, les électrons se déplacent autour du noyau de l'atome en orbites fixes (couches) associées à des niveaux spécifiques d'énergie. Lorsqu'une quantité suffisante d'énergie est apportée à l'électron, par friction ou par induction par exemple, celui-ci peut se déplacer/sauter d'une couche électronique interne vers une couche plus externe, voire même se transférer à un autre atome (phénomène d'ionisation) et former deux ions de signe opposé. L'atome ayant cédé son électron porte une charge apparente positive (excès de protons) et devient un ion positif, alors que celui-ci ayant accueilli l'électron, porte une charge négative et devient un ion négatif (fig. 1.2).

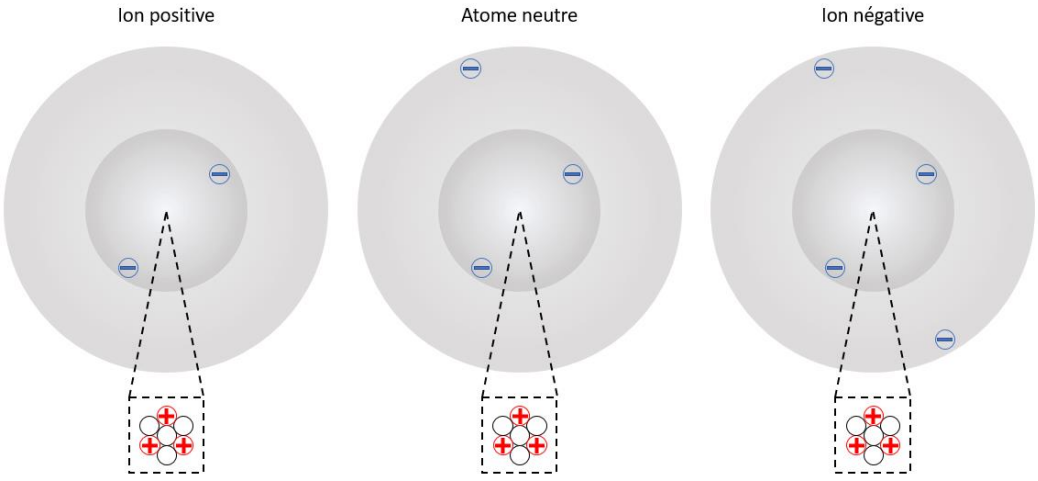


Figure 1.2. Représentation d'un atome et de ses ions positifs et négatifs associés.

Les électrons qui se trouvent dans la couche externe d'énergie de l'atome sont appelés « électrons de valence ». Ils sont les plus susceptibles de se déplacer et d'entrer dans la zone dite de conduction. Selon le niveau d'énergie requis, les matériaux sont divisés en deux catégories : isolants et conducteurs (fig. 1.3). Pour les isolants, les électrons de valence sont fortement attachés au noyau atomique. Il est nécessaire de fournir une grande quantité d'énergie minimum égale à la bande d'énergie interdite (band Gap) de l'ordre de quelques électronvolts, pour leur permettre d'accéder à la bande de conduction. Pour les électrons de valence des matériaux conducteurs, ils sont faiblement attachés au noyau atomique et peuvent atteindre la bande de conduction moyennant une très faible augmentation d'énergie.

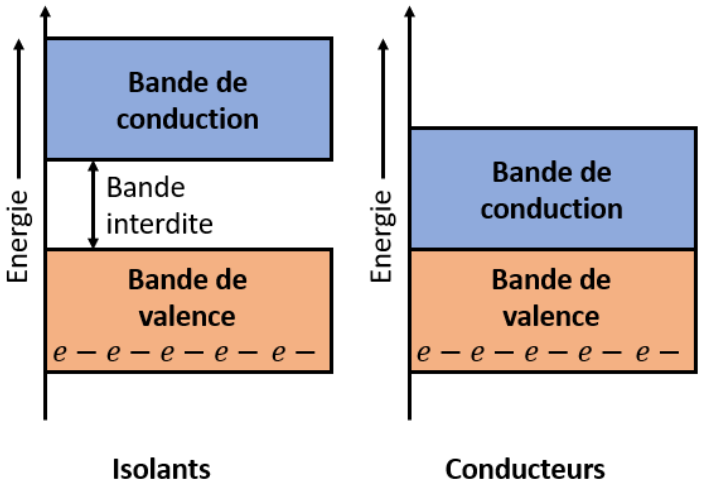


Figure 1.3. Diagramme des niveaux d'énergie d'un conducteur et d'un isolant.

1.1.1. Champ électrique et différence de potentiel

Les forces générées entre les objets chargés ont attiré l'attention de Charles Augustin Coulomb, qui en 1784 a développé la balance de torsion pour les étudier [1]. Cette machine a permis de décrire et de quantifier les forces produites entre deux corps chargés. Il constate que si les objets chargés ont la même polarité (positive ou négative), ils vont se repousser, mais qu'ils vont s'attirer s'ils ont la polarité opposée (fig. 1.4). Cette force ($\vec{F}$) est le résultat de l'influence d'une charge (q_1) sur une autre charge (q_2) séparées d'une distance (r) dans l'air caractérisé par sa permittivité diélectrique (ε_0). Cette force s'exprime selon l'éq. 1.1 connue comme la loi de Coulomb.

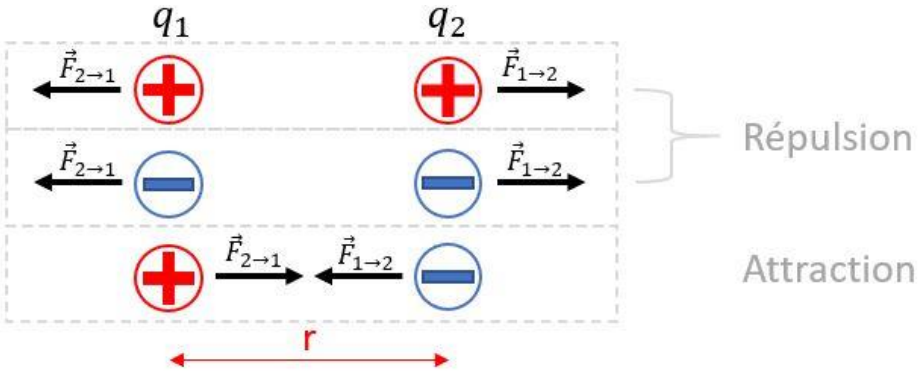


Figure 1.4. Force d'attraction et répulsion entre charges électriques.

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 * q_2}{r^2}\overrightarrow{r_u} \quad 1.1$$

où $\overrightarrow{r_u}$ est un vecteur unitaire porté par la droite passant par q_1 et q_2.

L'influence des forces d'attraction et de répulsion exercées par une charge électrique q en tout point de l'espace peut être représentée par un champ vectoriel appelé champ électrique ($\vec{E}$) (fig. 1.5). Ce champ est déterminé en considérant une charge imaginaire positive, dit charge test (q_t), en tout point de l'espace autour de la charge q étudiée.

Ainsi, en chaque point de l'espace, l'amplitude et la direction de la force électrique produite par la charge génératrice sur la charge test sont déterminées. Cette approche permet d'exprimer le champ électrique selon les éq. 1.2 et 1.3 où $\overrightarrow{r_u}$ est également un vecteur unitaire porté par la charge virtuelle q_t et la charge q étudiée. Pour les charges élémentaires, seulement deux directions de champ électrique sont possibles : vers l'extérieur pour les charges positives (sources) et vers l'intérieur pour les charges négatives (puits) (fig. 1.5).

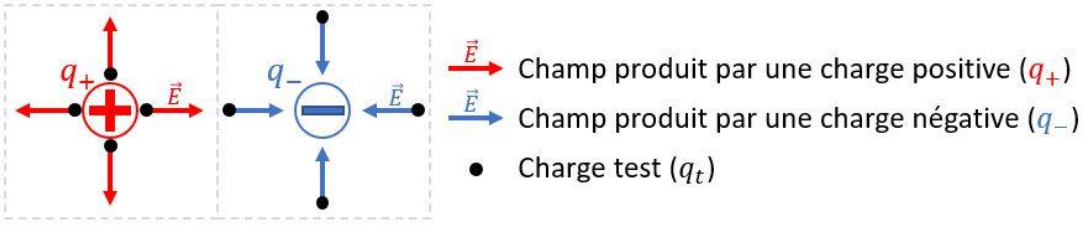


Figure 1.5. Représentation simplifiée des lignes de champ électrique générées par une charge positive et une charge négative.

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\overrightarrow{r_u} \quad 1.2$$

$$\vec{F} = \vec{E} * q_t \quad 1.3$$

Lorsqu'une charge se déplace entre deux points a et b de l'espace, soumise à un champ électrique $\vec{E}$, elle effectue un travail (W). Ce travail ne dépend pas de la trajectoire de la charge (d_l), mais de ses points de départ et d'arrivée (éq. 1.4). Ainsi, ce travail est égal à la différence de l'énergie potentielle (ΔU) entre le point a et le point b (éq. 1.5).

$$W = \int_a^b \vec{F}\cos(\theta)\,\overrightarrow{d_l} = \int_a^b \vec{F} * \overrightarrow{d_l} = \int_a^b \vec{E}\,q * \overrightarrow{d_l} \quad 1.4$$

$$W = U_a - U_b = \Delta U \quad 1.5$$

La quantité de travail nécessaire pour déplacer une charge (q) soumise à un champ électrique $\vec{E}$ entre deux points a et b de l'espace peut se représenter par un scalaire V_{ab} (éq. 1.6). Cette grandeur électrique, appelée aussi différence de potentiel, s'exprime en Volt [V]. Dès que deux points présentant une différence de potentiel sont connectés entre eux par un conducteur, un flux de charge ou courant électrique (i) dit de conduction apparaît (éq. 1.7). Dans cette configuration, les charges vont se déplacer du point avec le potentiel le plus élevé vers le point avec le potentiel le plus faible.

$$V_{ab} = \frac{\Delta U}{q} = \int_a^b \vec{E} * d_l = \vec{E} * d \quad 1.6$$

$$i = \frac{\mathrm{dq}}{dt} \quad 1.7$$

1.1.2. Chargement par induction : notion de condensateurs

Le condensateur électrique est un dispositif passif formé par deux plaques conductrices séparées par un isolant parfait. À l'état naturel, les plaques ne sont pas chargées et il n'y a pas d'interaction électrique entre elles. En revanche, lorsqu'une des plaques est chargée, par des électrons par exemple, ceux-ci vont se distribuer uniformément sur sa surface, ce qui induit une polarisation dans le diélectrique ainsi qu'une force électrique sur la seconde plaque. Si celle-ci n'est pas connectée à la terre, elle ne va pas se charger. Dans le cas contraire, la seconde plaque va se charger de la même quantité de charge, mais de signe opposé à la première. Ce processus porte le nom de chargement par induction. Un tel système, constitué par deux plaques parallèles schématisé par la fig. 1.6, porte le nom de condensateurs à plaques parallèles. Il constitue un composant de base dans tous les circuits électroniques [6-7].

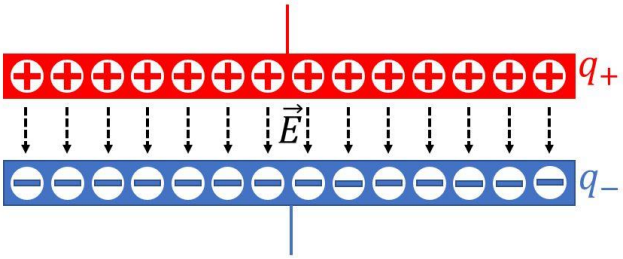


Figure 1.6. Distribution des charges électriques dans un condensateur à plaques parallèles.

Un condensateur plan est caractérisé par sa capacité C en lien avec la géométrie et la permittivité de l'isolant utilisé entre les deux plaques (ε). Elle s'exprime selon l'éq. 1.8 où S désigne la surface des plaques métalliques et d l'espace inter plaques.

$$C = \frac{\varepsilon S}{d} \quad 1.8$$

Si q désigne la charge totale portée par une électrode, la différence de potentiel V du condensateur est définie par l'éq. 1.9 :

$$V = \frac{q}{C} = \frac{qd}{\varepsilon S} \quad 1.9$$

Que ce soit dans les problématiques électrostatiques ou électroniques, les géométries des systèmes peuvent associer plusieurs capacités qui sont alors soient positionnées les unes par rapport aux autres en parallèle ou en série (fig. 1.7). En parallèle, les condensateurs ont le même potentiel alors qu'en série, ils présentent le même niveau de charge.

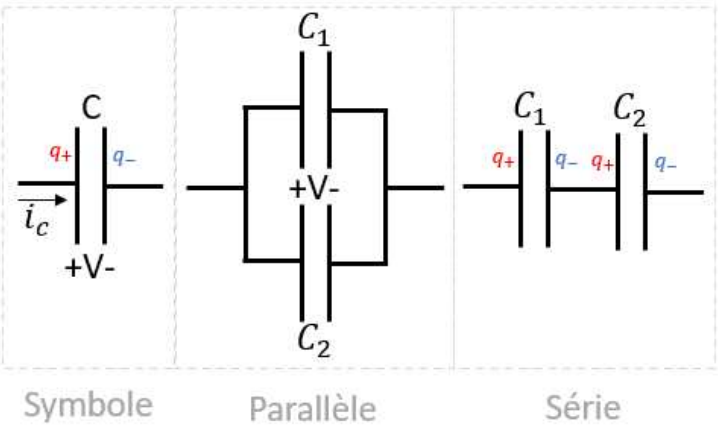


Figure 1.7. Représentation schématique d'un condensateur électrique et ses associations élémentaires.

Dans le schéma idéalisé du condensateur, l'isolant séparant les deux plaques est supposé idéal et donc sa résistivité est supposée infinie. Dans une approche plus réaliste, tout matériau aussi isolant soit-il, est susceptible de laisser passer les charges électriques et d'induire un courant. La notion de capacité idéale est donc illusoire. Au phénomène de polarisation doit être associée la conduction électrique pour un schéma électrique équivalent (fig. 1.8) constitué d'une capacité idéale associée en parallèle à une résistance (R). Le courant de condensateur (i_c) présente alors deux composantes : une composante capacitive dite de polarisation (i_p) et une composante de conduction dite courant de conduction (i_{Rn}) (éq. 1.10).

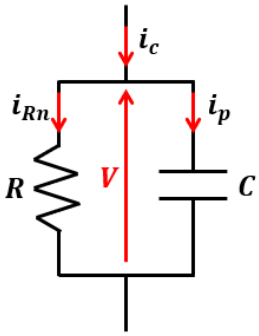


Figure 1.8. Représentation des courants de conduction et de polarisation dans un condensateur.

$$i_C = i_{Rn} + i_p = \frac{V}{R} + C\frac{dV}{dt} \qquad 1.10$$

1.2. Électrostatique aux interfaces solide/liquide : La double couche électrique

Comme pour les solides, les interfaces solides-liquides sont également le siège de phénomènes électrostatiques. En effet, dès qu'un solide et un liquide sont en contact, un transfert de charge électrique à l'interface s'instaure. Initiée par des réactions chimiques encore mal identifiées, l'interface se polarise pour former deux zones de charges électriques de signe opposé, une dans le solide et l'autre dans le liquide, appelé "Double couche électrique" (DCE). L'électroneutralité étant conservée, ces deux

zones chargées présentent la même quantité de charge. Selon la nature chimique des matériaux incriminés et leurs propriétés, un équilibre électrostatique s'établit induisant une distribution de charges électriques au sein du solide et du liquide ainsi que des potentiels locaux. Pour la plupart des interfaces, comme les couples huiles minérales-cartons utilisés dans les transformateurs électriques de puissance ou encore le couple eau-verre, le solide se charge négativement alors que le liquide est positif (fig. 1.9) [8-12]. Plus rarement, comme pour les couples huiles silicones-carton ou encore l'heptane-aluminium, une polarisation inverse est observée. La DCE est responsable des phénomènes électrocinétiques tels que l'électro-osmose ou encore le potentiel d'écoulement, aussi connu comme électrisation par écoulement.

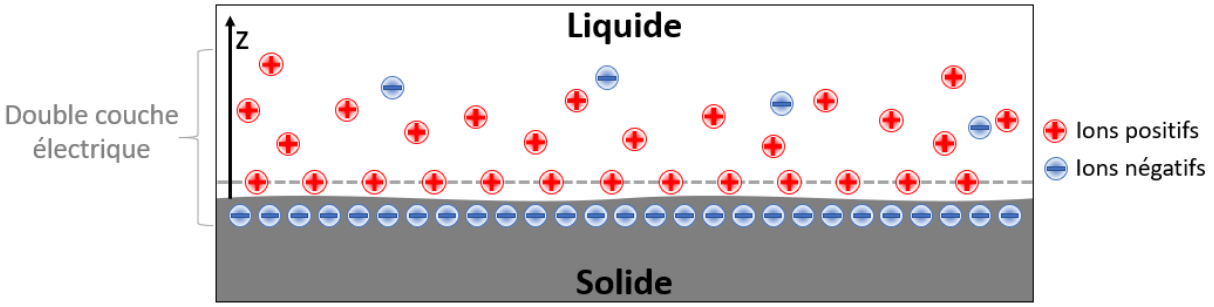


Figure 1.9. Représentation de la répartition des charges électriques dans la double couche électrique.

- **Électro-osmose :** ce phénomène est la conséquence de l'application/la présence d'un champ électrique $\vec{E}$ extérieur perpendiculairement à l'interface solide-liquide. Sa présence induit la migration des charges électriques du liquide de la DCE longitudinalement à la paroi et, par viscosité, la mise en écoulement du liquide à une vitesse $U(x)$. Le sens du déplacement du liquide dépend de la polarité des charges et de l'orientation du champ (fig. 1.10) [13-14]. L'électro-osmose constitue une forme de pompe électrostatique de liquide peu énergivore et sans aucun élément mécanique mobile. Même si les débits occasionnés restent très modestes, l'application de ces pompes est particulièrement pertinente dans le domaine de la micro fluidique et pour des applications dans les milieux poreux.

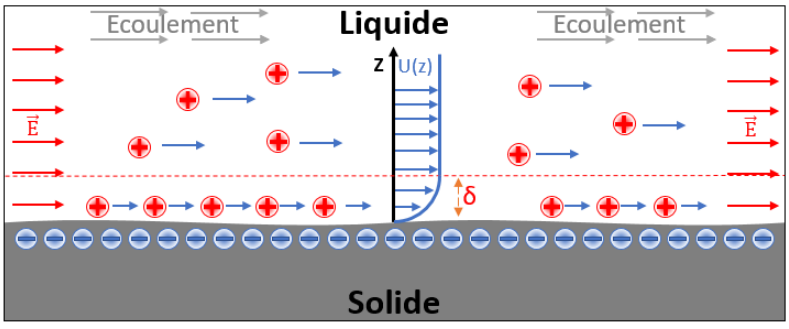


Figure 1.10. Représentation de l'électroosmose à l'interface huile minérale/carton avec la double couche électrique développée.

- **Potentiel d'écoulement (électrisation par écoulement) :** lorsqu'un écoulement du liquide est induit, par un gradient de pression par exemple (fig. 1.11), les charges de la DCE dans le liquide sont partiellement transportées par l'écoulement ce qui perturbe l'équilibre électrostatique. Pour retrouver un équilibre (état d'équilibre dynamique), de nouveaux transferts des charges à l'interface apparaissent. Alors que les charges du liquide sont évacuées au fur et à mesure du temps, si le solide incriminé est un conducteur flottant ou un diélectrique, les charges de

celui-ci vont s'accumuler. Le potentiel électrique de surface va alors augmenter, il peut atteindre la rupture diélectrique du milieu et initier des décharges électrostatiques. Le potentiel d'écoulement est ainsi un phénomène à risque qui peut générer des défauts de fiabilité, voire des accidents. Il est particulièrement craint des industriels du pétrole, des transports, de la plasturgie… [15-20].

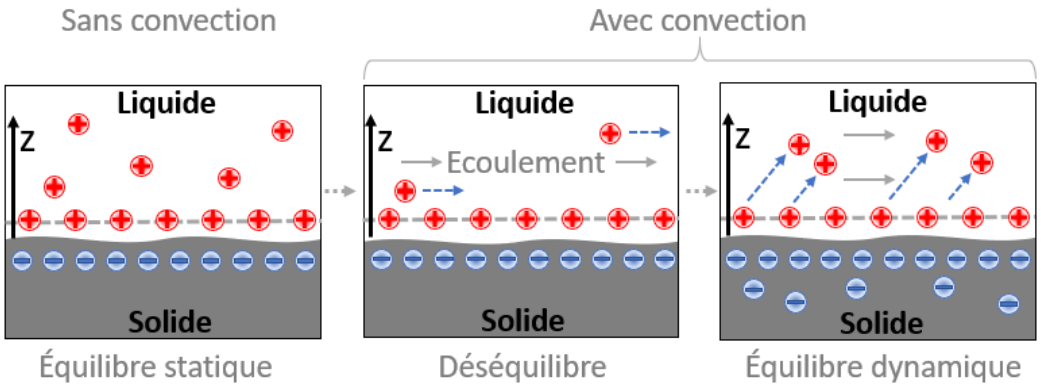


Figure 1.11. Représentation de la progression de l'équilibre statique vers l'équilibre dynamique de l'électrisation par écoulement.

Le génie électrique n'échappe pas à cette problématique, notamment pour les transformateurs de puissance. Ces appareils sont constitués de bobinages de cuivre supportés mécaniquement par des plaques de carton. Un isolant électrique liquide (de l'huile) remplit l'ensemble de l'appareil. Il permet, d'une part, d'assurer une isolation électrique entre les différents bobinages et avec la carcasse métallique du transformateur, et d'autre part d'assurer le refroidissement du transformateur par une convection naturelle ou forcée. Ainsi, la circulation de l'huile à la surface des cartons conduit aux phénomènes d'électrisation par écoulement. Dues à l'élévation des potentiels locaux des cartons, des décharges rampantes (fig. 1.12) peuvent se propager à sa surface ce qui fragilise la tenue diélectrique du transformateur. Dans la durée, ce scénario catastrophique peut conduire à un défaut d'isolation suffisant pour induire une décharge énergétique et une prise feu du transformateur. Dans les années 1980, une crise majeure mondiale a été observée avec quelques dizaines de transformateurs accidentés. Le monde industriel et académique de la recherche s'est emparé de cette problématique avec de très nombreux travaux afin de comprendre le phénomène et d'en limiter les risques au sein des transformateurs.

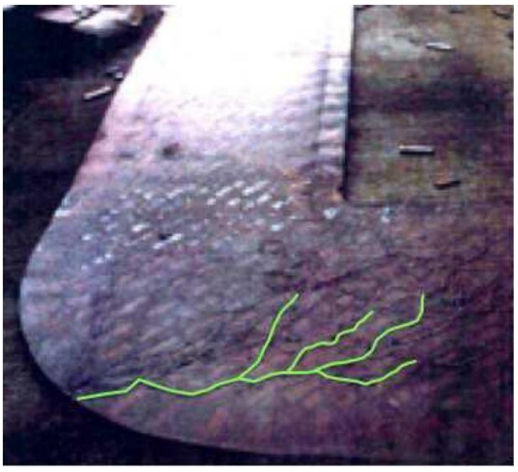


Figure 1.12. Représentation d'un défaut d'isolation dans un transformateur produit pour l'accumulation de la charge [8].

1.2.1. Description de la double couche électrique (DCE)

Historiquement, différents modèles de la double couche électrique ont été proposés. Un des premiers a été établi par Helmholtz en 1879 [21]. Dans son approche, la distribution des charges dans le liquide et le solide est supposée uniforme (fig. 1.13). Ce modèle s'apparente à un condensateur à plaques parallèles où l'une des plaques est constituée de la surface du solide et l'autre du liquide en très proches parois. Dans cette représentation, les charges sont supposées immobiles. Les phénomènes physicochimiques produits à l'interface ainsi que le transport possible des charges électriques ne sont pas pris en compte.

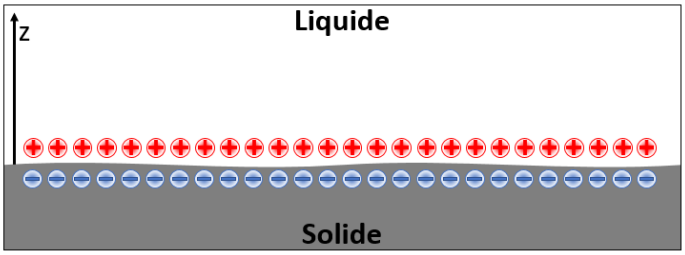


Figure 1.13. Représentation du modèle de Helmholtz de la double couche électrique.

Quelques années plus tard, en 1903, Gouy et Chapman [22] s'attachent à montrer qu'une distribution des charges uniforme au sein du liquide est totalement illusoire. Sous l'effet de la diffusion, les charges du liquide vont se repartir plus profondément dans le liquide. En prenant en compte l'agitation thermique et les forces électrostatiques, un nouveau modèle a été établi. Ce modèle suppose que la charge au sein du liquide se distribue en volume. La densité de charge est maximale à l'interface pour progressivement diminuer en s'éloignant de celle-ci (fig. 1.14).

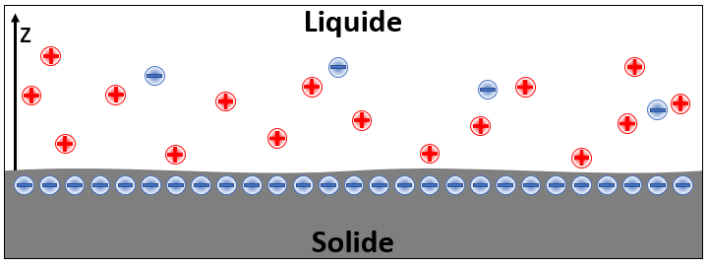


Figure 1.14. Représentation du modèle de Gouy et Chapman pour la double couche électrique.

Finalement, en s'appuyant sur le modèle de Gouy et Chapman, en 1924 Stern va proposer un modèle qui porte son nom et qui, en l'état actuel des connaissances, est celui le plus utilisé par la communauté scientifique (fig. 1.15) [23]. Stern montre que les forces électriques subies par les charges électriques du liquide sur une très courte distance (de l'ordre du rayon atomique et donc de quelques angströms (Å)) sont telles que ces ions sont solidaires de l'interface et ne peuvent se déplacer sous l'effet de forces extérieures, qu'elles soient d'origine mécanique ou électrique. Ces charges forment la couche compacte de la DCE. Au-delà, les charges sont beaucoup plus libres et peuvent se distribuer plus en profondeur sous les effets de la diffusivité en formant la couche diffuse de la DCE. L'ajout de charges électriques au sein de la couche diffuse (et de la couche compacte) modifie la conductivité intrinsèque du liquide. Elle augmente plus ou moins significativement selon la nature chimique du couple considéré. Le plan de séparation entre la couche compacte et la couche diffuse est appelé « plan d'Helmholtz » ou plan de cisaillement. Stern suppose également que le transfert des charges électriques à l'interface est lié à un phénomène d'adsorption préférentielle d'espèces chargées du liquide. Ce mécanisme sera discuté précisément dans la suite du document.

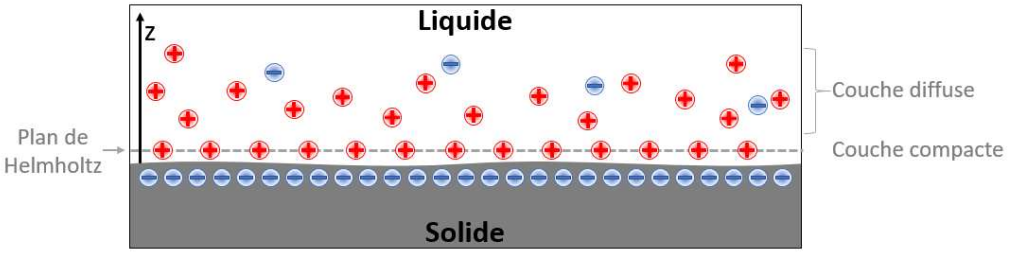


Figure 1.15. Représentation du modèle de Stern de la Double Couche Électrique.

Dans le modèle de Stern pour une DCE à l'équilibre (fig. 1.16), le potentiel électrique dans la couche compacte (ψ_C) décroît linéairement depuis l'interface (ψ_0) jusqu'au plan extérieur d'Helmholtz (ψ_{0H}). Cette variation de potentiel dépend de la charge totale du solide (q_0), de l'épaisseur de la couche compacte (d_0), la permittivité du liquide à l'interface (ε_l) (éq. 1.11). Au sein de la couche compacte, la permittivité du fluide est supposée fortement impactée par la présence des charges et présente une valeur nettement supérieure à celle du liquide. Tandis qu'au sein de la couche diffuse, depuis le potentiel extérieur d'Helmholtz, le potentiel décroît progressivement vers le centre du volume du liquide. Le potentiel zêta (ζ) est la différence de potentiel entre le plan extérieur d'Helmholtz et le centre du volume de liquide [12].

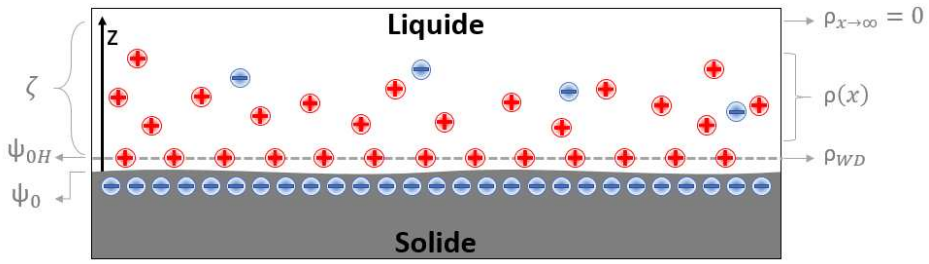


Figure 1.16. Paramètres du modèle de Stern dans la double couche électrique.

$$\psi_C = \psi_0 - \psi_{0H} = \frac{q_0 d_0}{\varepsilon_l \varepsilon_0} \qquad 1.11$$

Dans le modèle de Stern, la densité volumique de charge ($\rho(x)$) est maximale à l'interface (ρ_w). Elle diminue exponentiellement en s'écartant de la paroi vers le centre du liquide ($\rho_{x\to\infty} = 0$) suivant une loi du type Boltzmann (fig. 1.17). Dans le temps, depuis la mise en contact du liquide et du solide, la densité volumique de charge initialement nulle, croit jusqu'à un équilibre électrostatique caractérisé par la densité volumique de charge à la paroi à l'équilibre (ρ_{wD}).

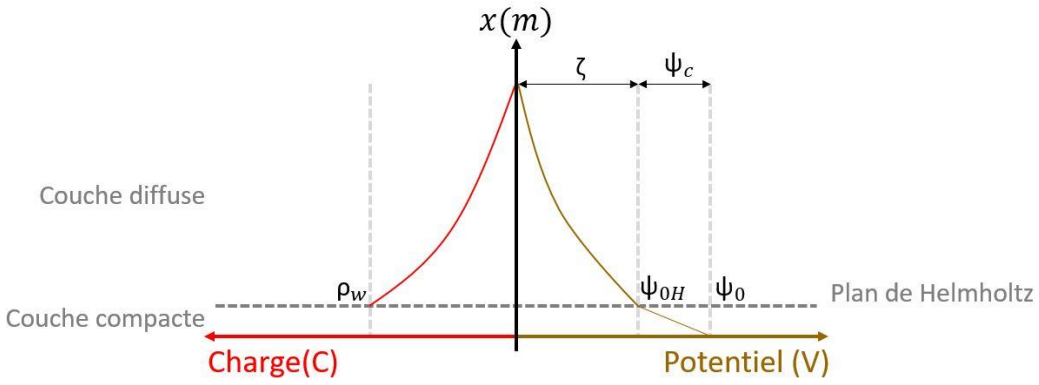


Figure 1.17. Modèle de Stern de la répartition de la charge et du potentiel produit par la DCE dans un liquide.

1.2.2. Propriétés caractéristiques de la double couche électrique dans le liquide

Lorsque les interactions physicochimiques à l'interface solide-liquide se stabilisent, un état d'équilibre (dit statique) est atteint et la double couche électrique est alors qualifiée de totalement développée. Plusieurs propriétés géométriques, électriques et temporelles décrivent la double couche électrique.

1.2.2.1. Propriété géométrique : épaisseur de la couche diffuse

L'épaisseur de la couche diffuse de la charge au sein du liquide est associée à la longueur de Debye (δ). Issue des théories des solutions électrolytiques, elle définit l'épaisseur pour laquelle les charges, présentes dans le liquide, font écran au champ électrique généré par une paroi chargée et donc l'interface. Cette distance est établie à partir de l'équation de la distribution des charges électriques de Boltzmann (éq. 1.12) où n_i est la concentration locale de l'espèce i, n_i^0 est la concentration locale de l'espèce i loin de l'interface, z_i est la valence associée à l'espèce i, *k* est la constante de Boltzmann et *T* est la température absolue.

$$n_i = n_i^0 \exp\left(-\frac{\varepsilon z_i \psi}{kT}\right) \qquad 1.12$$

L'équation 1.12 décrit le rapport de deux termes énergétiques : un terme électrique et un terme thermique. En estimant la distance pour laquelle le terme de l'énergie thermique (kT) est dominé par le terme de l'énergie électrique ($\varepsilon_0 z_i \psi$), la longueur de Debby est déterminée. Son expression est donnée par l'éq. 1.13 où ε_l est la permittivité du liquide. Selon cette expression et la relation de Boltzmann, depuis l'interface, 63% des charges de la DCE du liquide se concentreraient sur un volume du liquide épais de 1δ, 87% des charges pour 2δ et 95% des charges pour 3δ (fig. 1.18).

$$\delta = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 kT}{n_i^2 \sum n_i z_i}} \qquad 1.13$$

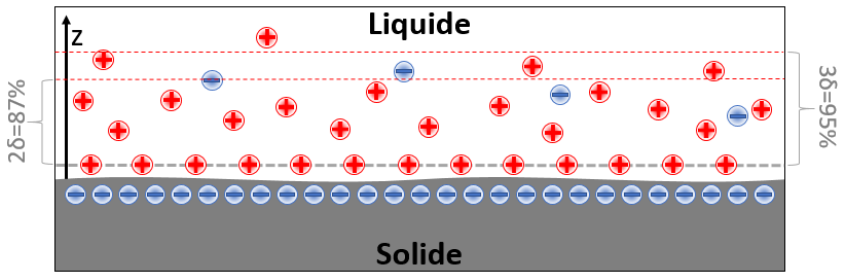


Figure 1.18. Représentation de la répartition des ions produit à l'interface solide/liquide en fonction de la longueur du Debye (δ).

Quelques années plus tard, Touchard a proposé une expression alternative de l'épaisseur de la couche diffuse qui ne fait apparaitre que les propriétés électriques du liquide (éq. 1.14) [16].

$$\delta = \sqrt{\frac{\varepsilon_l D_0}{\sigma_l}} \qquad 1.14$$

où σ_l est la conductivité électrique du liquide et D_0 un coefficient moyen de diffusion des espèces chargées définie par l'équation 1.15. D_n et D_p sont les coefficients moyens de diffusion des espèces chargées positives et négatives présentes dans le liquide.

$$D_0 = \frac{2D_nD_p}{D_n + D_p} \qquad 1.15$$

L'épaisseur de la couche diffuse est principalement dominée par la conductivité électrique du liquide. De manière générale, la permittivité relative des liquides (ε_r) peut fluctuer sur 2 décades avec une valeur typique de l'ordre de 2 pour les hydrocarbures et jusqu'à 80 pour l'eau et les solutions aqueuses. Selon Touchard, le coefficient D_0 fluctue sur trois décades entre 10^{-9} et 10^{-11} $m^2.s^{-1}$ puisqu'il est principalement lié à la mobilité ionique des espèces chargées du liquide. Quant à la conductivité, elle dépend de la concentration des espèces chargées présentes dans le liquide. Pour les hydrocarbures purifiés, ces espèces sont présentes à des concentrations inférieures au ppm (partie par million) voire ppb (partie par milliard) ce qui conduit à des conductivités de l'ordre de 10^{-15} $S.m^{-1}$ alors que pour les liquides conducteurs ces espèces peuvent atteindre des niveaux de concentration nettement supérieurs induisant des conductivités électriques supérieurs à 1 $S.m^{-1}$ (pouvant atteindre les 10^3 $S.m^{-1}$ pour des métaux liquides). Dans ces conditions, l'épaisseur de la couche diffuse pour les liquides conducteurs est de quelques Ångström (voir en deçà) alors qu'elle peut atteindre le millimètre pour des liquides diélectriques parfaitement purs.

1.2.2.2. Propriété électrique : la densité volumique de charge

Les distributions de la densité volumique de charges et du potentiel électrique au sein du liquide résultent d'un équilibre entre les forces de diffusion et de migration. Cette distribution est déterminée à partir de la densité de flux de l'espèce chimique i (Γ_i) donnée par éq. 1.16 où n_i, D_i et μ_i sont respectivement la concentration, la diffusivité et la mobilité des espèces ioniques i. Dans cette expression, le premier terme ($D_i\nabla_{n_i}$) correspond aux effets associés aux gradients de concentration des espèces chimiques (diffusion) alors que le second terme ($n_i\mu_i\nabla\psi$) traduit les effets des forces coulombiennes induites par un champ électrique (migration).

$$\Gamma_i = -D_i\nabla_{n_i} \pm n_i\mu_i\nabla\psi \qquad 1.16$$

En couplant l'éq. 1.16 à l'équation de Poisson (éq. 1.17) et en introduisant la densité volumique de charge (éq. 1.18), il est alors possible d'établir un système d'équations différentielles à deux inconnues (éq. 1.19) où ρ est la densité volumique de charge et ψ est le potentiel. En l'état actuel de nos connaissances, ce système couplé n'admet pas de solution analytique et seule une approche numérique peut être utilisée. Cependant, des simplifications associées à différentes hypothèses permettent de proposer une solution analytique. Différents modèles sont ainsi rencontrés dans la littérature. Quelle que soit leur approche, toutes les solutions proposées finissent par introduire une constante d'intégration caractéristique de l'interface, une signature de l'interface qui ne dépend donc que de la chimie du couple solide/liquide mais qui est totalement indépendante de la géométrie de l'interface, par exemple. Selon les communautés scientifiques, pour les chimistes et l'étude des colloïdes par exemple, cette propriété est assumée par le potentiel zêta (ζ), potentiel au plan de cisaillement, alors que pour les électriciens, elle est portée par la densité volumique de charges au plan de cisaillement. L'épaisseur de la couche compacte étant très fine, le potentiel zêta et le ρ_{wd} sont le plus souvent associés à l'interface même. Comme ces deux termes sont directement liés par l'équation de Poisson, ils ne peuvent assumer tous les deux ce rôle de signature de l'interface.

Du point de vue des ordres de grandeur, le potentiel zêta fluctue en valeur absolue de quelques millivolts à une 100 de millivolts, alors de ρ_{pwd}, également en valeur absolue, prend des valeurs évoluant classiquement de $10^{-4}\ C.m^{-3}$ à $10^{4}\ C.m^{-3}$. Modifier très légèrement la constitution chimique du liquide et/ou du solide, en ajoutant par exemple quelques ppm d'additif dans le liquide, peu modifier significativement la distribution des charges et ρ_{wd}, voire même inverser la polarité de la DCE. Une représentation de la variation de la charge et du potentiel électrique dans la double couche électrique est présentée dans la fig. 1.16.

$$\nabla^2\psi = -\frac{1}{\varepsilon_l\varepsilon_0}\sum n_i^0 e_0 z_i \exp\left(-\frac{e_0 z_i \psi}{kT}\right) = -\frac{\sum n_i e_0 z_i}{\varepsilon_l\varepsilon_0} \qquad 1.17$$

$$\rho = \sum n_i e_0 z_i \qquad 1.18$$

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = -\frac{1}{\varepsilon_l\varepsilon_0}\left(\rho + \frac{\sum n_i e_0^2 z_i^2 \psi}{kT}\right) \qquad 1.19$$

Pour une géométrie de canalisation rectangulaire (fig. 1.19) assimilée à deux plaques infinies séparées d'une distance d (d>> δ) et en supposant que la densité volumique de charge est nulle très loin de la paroi (à l'infini), $\rho(z)$ s'exprime selon l'équation 1.20 [7, 8].

$$\rho(z) = \rho_{wd} \exp\left(-\frac{|z| - d/2}{\delta}\right) \qquad 1.20$$

La distribution de la charge ne dépend que de la densité volumique de charge à la paroi et de la longueur de Debye.

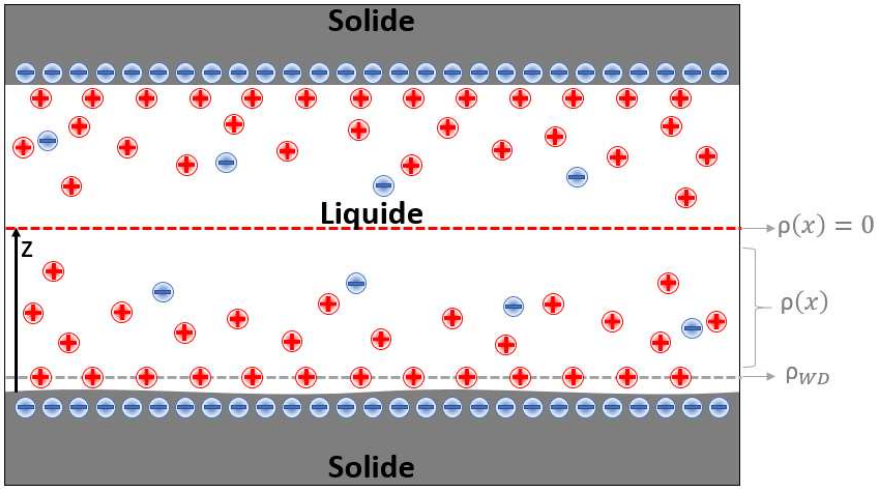


Figure 1.19. Représentation de la répartition des ions produits à l'interface solide/liquide pour une canalisation rectangulaire infinie.

1.2.2.3. Propriété temporelle : temps de développement de la DCE

L'évolution de la double couche électrique depuis la mise en contact entre le solide et le liquide jusqu'à son développement total est décrite à travers la constante de formation de la DCE. Cette propriété

traduit à la fois le temps nécessaire aux charges électriques pour se créer, mais également pour se distribuer jusqu'à leur position d'équilibre.

Selon la mobilité des espèces chimiques considérées, le temps nécessaire pour qu'une espèce chimique diffuse dans l'espace jusqu'à sa position d'équilibre est contrôlé par le temps de relaxation (τ_r). Il s'exprime à partir de la permittivité et de la conductivité du liquide (éq. 1.21). Dans la problématique de la DCE, la constante de relaxation s'interprète comme le temps de charge et décharge du condensateur de Helmholtz, mais aussi comme le temps nécessaire à la charge pour diffuser sur une distance égale à longueur de Debye. Le temps de relaxation suppose que les charges existent, il ne tient pas compte du temps nécessaire de la genèse de ces charges. Dans le contexte de la DCE, les charges sont générées par un mécanisme d'origine chimique qui reste incertain. Ce mécanisme dépend de la nature chimique des réactifs et possède sa propre constante de temps ($\tau_{chimique}$). Le temps de formation de la double couche est donc contrôlé par deux propriétés : le temps de réaction chimique ($\tau_{chimique}$) et le temps de relaxation des charges (τ_r). Le temps de réaction chimique contrôle la double couche électrique d'un point de vue quantitatif tandis que le temps de relaxation la contrôle d'un point de vue spatial [8]. Pour des interfaces hydrocarbures-métaux, les impuretés du liquide sont supposées être à l'origine de la double couche électrique. Leur très faible concentration ne favorise pas la vitesse de réaction chimique. Les travaux de Touchard [16-17] ont montré que dans le cas de solutions d'heptane dans des conduites métalliques, le temps de réaction chimique est bien plus important que le temps de relaxation. Puis généralement, le temps de formation de la DCE semble majoritairement contrôlé par le temps chimique de la réaction chimique.

$$\tau_r = \frac{\varepsilon_l}{\sigma_l} = \frac{\delta^2}{D_0} \qquad 1.21$$

1.2.3. Genèse de la double couche électrique

Depuis le modèle d'adsorption de Stern, différents scénarios ont été proposés afin d'expliquer la production de charges à l'interface solide-liquide. Ces modèles physico-chimiques sont basés sur des mécanismes d'adsorption, de corrosion ou mixtes (adsorption et corrosion) et ils considèrent que la DCE trouve son origine dans la présence d'impuretés ionisables au sein du liquide. Dans le but d'étudier la genèse des charges au sein de la DCE, la modélisation du système est simplifiée en considérant qu'une seule espèce d'impureté du type $\mathrm{A}_L\mathrm{B}_L$ présente dans le liquide. Cette espèce est susceptible de s'ioniser sous la forme A_L^+ et B_L^- selon les constantes de dissociation (K_d^L) et recombinaison (K_r^L) de la réaction chimique (éq. 1.22) [18].

$$\mathrm{A}_L\mathrm{B}_L \underset{K_r^L}{\overset{K_d^L}{\leftrightharpoons}} A_L^+ + B_L^- \qquad 1.22$$

1.2.3.1. Modèle d'adsorption/désorption

Le mécanisme d'adsorption/désorption est basé sur l'interaction préférentielle entre un atome du solide de l'interface et un ion du liquide faisant intervenir divers processus plus ou moins intenses comme les interactions de Van der Waals, les interactions dipolaires, ou les liaisons chimiques covalentes ou ioniques. Pour une DCE polarisée négativement dans le solide et positivement dans le liquide, l'espèce ionique B_L du liquide va s'adsorber à la surface du solide pour créer un excès d'ions négatifs à la surface du solide et un déficit d'ions négatifs (excès d'ions positifs) dans le liquide. Selon Walmsley et Woodford [11-14], les densités de flux ionique positif et négatif à la paroi peuvent être

établies en fonction de la concentration des ions positifs et négatifs à l'interface (n), le taux d'adsorption et les espaces non occupés (k) et le taux de désorption et la concentration surfacique des ions (k') (éq. 1.23.). Pour les parois "contaminées", le taux de désorption devient important, tandis que pour les parois faiblement "contaminées", la désorption est négligeable et la densité de flux ionique peut se simplifier selon l'éq. 1.24.

$$\Gamma_{\pm} = k_{\pm}\left(n_{\pm} - \frac{k'_{\pm}}{k_{\pm}}\right) \quad 1.23$$

$$\Gamma_{\pm} = k_{\pm}(n_{\pm}) \quad 1.24$$

1.2.3.2. Modèle de corrosion

Le modèle de corrosion, développé pour les surfaces conductrices par Touchard [16], a été généralisé pour tous les solides et notamment pour les matériaux diélectriques. Cette approche considère qu'au contact du liquide, des atomes du solide C_sD_s vont s'ioniser (se corroder) en deux espèces ioniques (éq. 1.25). L'espèce ionique positive va alors diffuser dans le liquide et réagir avec l'impureté ionique négative du liquide pour former une nouvelle espèce neutre (éq. 1.26).

$$C_sD_s \leftrightharpoons_{k_r^s}^{k_d^s} C_s^+ + D_s^- \quad 1.25$$

$$C_s^+ + B_L^- \leftrightharpoons_{k_d}^{k_r} C_sB_L \quad 1.26$$

où les constantes k_r^s , k_d^s, k_r et k_d correspondent aux constantes cinétiques de la réaction.

L'interface solide présente alors un déficit de charges positives, et devient négative, alors que le liquide présente un excès de charges positives. Dans un tel scénario, la densité de courant à l'interface solide/liquide (J_w) est directement proportionnelle à la différence entre la densité volumique de charge à la paroi pour une DCE totalement développée (ρ_{wd}) et d'une DCE partialement développée (ρ_w) (éq. 1.27). Le coefficient de proportionnalité k_f est assimilable à une constante de réaction chimique qui dépend de la surface de contact entre le liquide et le solide (A), du volume de liquide (V), de la concentration de l'espèce B_L^- présente initialement dans le liquide (n_0^-) (avant la mise en contact du solide ou du liquide ou encore loin de la paroi) et de la concentration de l'espèce B_L^- lorsque la DCE est cette fois-ci complètement développée (n_∞^-) (équation 1.28).

$$J_w = k_f(\rho_{wd} - \rho_w) \quad 1.27$$

avec

$$k_f = k_r \frac{V}{A} \frac{n_0^-}{2(n_0^- - n_\infty^-)} \quad 1.28$$

1.2.3.3. Modèle mixte

A.P. Washabaugh et M. Zahn [24] ont élaboré un modèle de genèse de production des charges à l'interface qualifié de mixte puisqu'il associe successivement les mécanismes d'adsorption et de corrosion décrits précédemment. Ainsi, dans un premier temps, des sites préférentiels du solide (S) peuvent adsorber les impuretés ioniques positives et négatives et l'espèce neutre du liquide et devenir occupés (SA_L^+, SB_L^-, SA_LB_L) selon les équations 1.29, 1.30 et 1.31. Les différents coefficients k_f^+, k_r^+,

k_f^-, k_r^-, k_f^0 et k_r^0 sont les constantes de réaction chimique associées aux trois réactions où l'indice f est associé à la réaction de globale et r à la recombinaison.

$$A_L^+ + S^+ \leftrightharpoons_{k_r^+}^{k_f^+} SA_L^+ \quad 1.29$$

$$B_L^- + S^- \leftrightharpoons_{k_r^-}^{k_f^-} SB_L^- \quad 1.30$$

$$A_L B_L + S \leftrightharpoons_{k_r^0}^{k_f^0} SA_L B_L \quad 1.31$$

Dans un second temps, les sites ioniques occupés (SA_L^+,SB_L^-) sont alors susceptibles de se réduire et de s'oxyder (éq. 1.32 et 1.33) selon les équilibres imposés par les constantes de réactions chimiques associées k_f^{SA}, k_r^{SA}, k_f^{SB} et k_r^{SB} et créer 2 nouvelles espèces neutres SA et SB qui vont alors s'ioniser et diffuser au sein du liquide selon les éq. 34 et 35.

$$SA_L^+ + e^- \leftrightharpoons_{k_r^{SA}}^{k_f^{SA}} SA \quad 1.32$$

$$SB_L^- \leftrightharpoons_{k_r^{SB}}^{k_f^{SB}} SB + e^- \quad 1.33$$

$$SA \leftrightharpoons_{k_d^s}^{k_r^s} A + S^+ \quad 1.34$$

$$SB \leftrightharpoons_{k_d^s}^{k_r^s} B + S^- \quad 1.35$$

La densité de courant de paroi (J_w) s'exprime alors en fonction des densités surfaciques et volumiques de charge (σ_s, ρ_w), du taux global d'adsorption (k_r) et de désorption (k_f) (éq. 1.36). Comme pour le modèle de corrosion pure, la densité de courant traduit du déséquilibre de la DCE entre le niveau des densités surfaciques et volumiques de charge à un l'instant considéré et lorsque la DCE est totalement développée. Sa valeur est représentée respectivement par les densités surfaciques et volumiques de charge σ_{sd} et ρ_{wd} à l'état d'équilibre de la DCE. J_w devient nulle pour une DCE totalement développée.

$$J_w = k_f(\rho_{wd} - \rho_w) - k_r(\sigma_{sd} - \sigma_s) \quad 1.36$$

Ce déséquilibre de la double couche électrique est, certes, présent à la mise en contact du solide et liquide incriminé, mais il peut être aussi induit par un évènement extérieur tel que le déplacement du liquide par convection (potentiel d'écoulement).

1.3. Phénomènes électrostatiques à l'interface solide/liquide : électrisation par écoulement

Dès que l'écoulement du liquide est induit, dans une conduite par exemple, le transport des charges électriques de la couche diffuse génère un déséquilibre de la DCE. En supposant que le liquide entrant

dans la conduite provient d'un réservoir infiniment grand, la densité volumique de charge est nulle au sein de ce liquide frais. Au contact de la conduite solide, depuis son entrée, la DCE va progressivement se reconstituer vers un état d'équilibre dynamique. Ainsi, en progressant dans la conduite au sein de la couche diffuse, dépendant du temps de contact entre le solide et le liquide, c'est un effet cumulatif qui est induit. Chacune des portions élémentaires de l'interface crée une quantité de charges en lien avec le niveau de développement de la DCE local. En progressant dans la conduite, la couche diffuse se reforme alors. Au niveau du solide, le comportement est différent. Chaque portion d'interface du solide présente toujours face à lui, le même niveau de développement partiel de la DCE au sein du liquide. La densité de courant de la paroi locale est alors une constante du temps. Deux types de distribution sont possibles : si le solide est un conducteur mis à la terre, les charges électriques supplémentaires vont s'évacuer au fur et à mesure du temps ; si le solide est un conducteur flottant ou un diélectrique, les charges vont s'accumuler jusqu'à atteindre une valeur d'équilibre dépendant de la densité locale de courant de paroi et des propriétés électriques notamment de l'impédance d'isolation électrique de la conduite. Le niveau d'accumulation des charges électriques du solide, le potentiel électrique et donc le risque électrostatique associé évoluent ainsi tout au long de la conduite. Cette dynamique peut être modélisé à partir d'un schéma électrique équivalent.

1.3.1. Modèle électrique équivalent de l'interface solide/liquide

Le circuit électrique équivalent de l'interface (fig. 1.20) [18] est constitué d'une batterie de circuits élémentaires (7 pour le schéma proposé) reliés entre eux par un montage en π. Chacun des circuits élémentaires est formé d'un montage Résistif-Capacitif (RC) parallèle alimenté par un générateur de courant. La capacité est associée au solide diélectrique supposé idéal avec une valeur constante tout au long de la veine, la résistance qualifiée de résistance de fuite représente l'interface, et le générateur de courant assure le mécanisme de transfert de charge électrique en lien à la formation de la DCE. En supposant un écoulement du liquide de la gauche vers la droite, l'amplitude des générateurs de courant ainsi que les valeurs des résistances de fuite dépendent de leur positionnement vis-à-vis de l'entrée de la conduite. Le générateur de courant est maximal à l'entrée de la conduite et diminue progressivement tout au long de celle-ci. Quant à la résistance locale de fuite, due à l'augmentation locale de la conductivité électrique du liquide au sein de la couche diffuse, elle diminue progressivement le long de la conduite. Les conditions expérimentales comme la vitesse et le régime (laminaire et turbulent) de l'écoulement du liquide, et la température vont impacter le niveau et la distribution du potentiel à l'interface. Cette modélisation sera plus longuement abordée et discutée au cours du chapitre III.

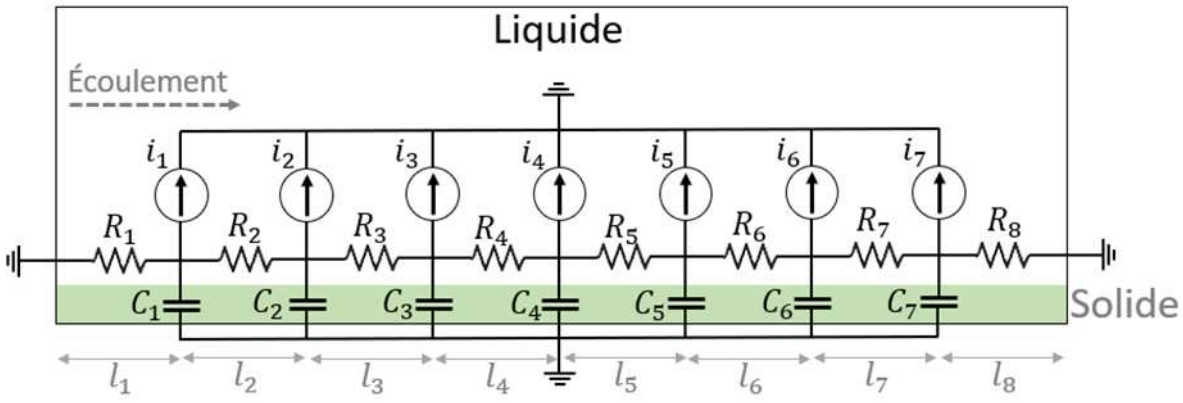


Figure 1.20. Modèle électrique équivalent de la DCE en écoulement.

1.3.2. Influence de la vitesse d'écoulement

En matière de risque électrostatique, l'augmentation de la vitesse de l'écoulement, quel que soit son régime, augmente le potentiel à l'interface et donc le risque électrostatique. L'augmentation est plus significative en régime turbulent que laminaire [84]. Le passage du régime laminaire au régime turbulent s'accompagne d'un changement du comportement et des propriétés du phénomène de l'électrisation par écoulement. En régime laminaire, le champ de vitesse de l'écoulement, exclusivement longitudinal, transporte les charges « massivement » sans aucune réorganisation de la distribution des charges au sein de la DCE. Pour une conduite suffisamment longue (infinie) pour permettre un développement total de DCE, le flux de charge transportée par l'écoulement (appelé courant d'écoulement) est directement proportionnel à la vitesse. Pour une conduite finie, l'augmentation de la vitesse limite le temps de contact entre le solide et le liquide et donc limite la formation de la DCE.

Le régime turbulent est caractérisé par la présence d'une composante radiale de la vitesse en plus de la composante longitudinale avec pour effet de créer une forme de brassage des charges électriques présentes dans le liquide. La distribution des charges au sein de la DCE s'en retrouve fortement affectée. Hors de la sous-couche laminaire de l'écoulement (en proche paroi), en direction du centre de la conduite, la densité volumique de charge est supposée homogénéisée par la turbulence de l'écoulement et donc est globalement plus importante au centre de la conduite qu'en régime laminaire [84]. La production des charges à l'interface s'en retrouve alors fortement augmentée.

Enfin, de récentes études ont montré que l'augmentation de la vitesse et du frottement pariétal associé accéléraient la dynamique de réaction chimique à l'interface. Pour le modèle de corrosion, la dynamique de réaction chimique à l'interface (k_f, éq. 1.28) évoluerait proportionnellement avec le frottement pariétal, cependant l'équilibre dynamique de la distribution des charges n'en serait pas affecté. Seule la distribution des charges le long de la conduite le serait.

1.3.3. Influence de la température

L'impact de la température sur la distribution du potentiel et sa valeur à l'interface est beaucoup plus délicat à appréhender [25]. Elle affecte quasiment tous les paramètres physiques touchant l'hydrodynamique, l'électrostatique et la chimie. Ainsi, l'augmentation de la température diminue la viscosité du liquide et donc augmente la vitesse d'écoulement pour un même gradient de pression et peut même conduire au changement de régime d'écoulement (passage du régime laminaire à turbulent). Elle favorise également la diffusivité ionique des espèces chimiques et la conductivité électrique du liquide et donc limite la résistance de fuite des charges et le potentiel de l'interface. Enfin, selon les lois d'Arrhenius, les dynamiques de réaction augmentent avec la température [12]. Ces différents effets antagonistes ne permettent pas de prévenir de l'impact de la température et c'est donc une situation au cas par cas qu'il convient d'étudier. Ainsi, pour Schriever [90] ou Somasundarum [91], le phénomène de l'électrisation par écoulement augmenterait avec la température dans un capillaire en verre et en quartz avec un écoulement d'eau distillée. Pour Buchaman [92] et Morgan [93], cela serait plutôt le contraire respectivement pour une solution de sulfate de baryum et une solution d'eau dans un milieu poreux granitique. Pour Paillat [25], dans le contexte de l'étude des risques électrostatiques au sein des transformateurs de puissance, la charge totale stockée/accumulée à la surface d'un canal de carton passerait par un minimum autour d'une température proche de 40°C.

Même si ce critère de charge accumulée est considéré comme pertinent pour l'étude des risques électrostatiques, il n'en est pas moins que cette donnée moyenne ne reflète pas les évolutions locales

du potentiel qui peuvent induire des champs électriques bien supérieurs à celui estimé par cette donnée moyenne. Déterminer, cartographier la distribution du potentiel (des charges électriques) tout au long de la conduite, est un enjeu significatif dans l'objectif de mieux comprendre le phénomène de l'électrisation par écoulement et la prévention des risques électrostatiques.

1.4. Techniques électrostatiques de mesure de potentiel des solides diélectriques chargés

La mesure de la charge accumulée ou encore du potentiel de surface représente un défi métrologique. À cause des impédances très élevées des matériaux diélectriques et de très faibles valeurs de densité de charges accumulées mises en jeu, les appareils usuels de mesure directe tels que les coulomb-mètres ou les voltmètres classiques ne sont pas efficients. Les méthodologies qui existent sont :

- Soit non résolues et permettent de mesurer des densités de charge (des potentiels de surface) discrètes, localisées sur un plan.
- Soit résolues, mais en général plus adaptées à des mesures volumiques, dans la profondeur du solide (ou du liquide).

Quelles que soient les métrologies utilisées, elles sont toutes basées sur un principe identique : induire une instabilité temporelle, soit naturelle (charge/décharge de bobine ou du condensateur), soit par une excitation extérieure qui peut être d'origine mécanique, thermique, acoustique.

1.4.1. Méthodes non résolues adaptées à la mesure de charge (de potentiel) de surface

Établir une cartographie du potentiel de surface revient à réaliser, en fait, autant de fois la mesure que le nombre d'échantillons souhaité et donc à construire une cartographie discrète. Cette répétition successive des mesures suppose également que les conditions expérimentales soient totalement maîtrisées et reproductibles sur des durées qui peuvent s'étaler sur plusieurs heures, jours voire semaines. Les différentes méthodologies opérationnelles sont présentées par la suite. Elles sont classées en fonction de leur principe physique de fonctionnement : capacitif et inductif.

1.4.1.1. Mesures capacitives

Pour les mesures capacitives, le capteur se constitue généralement d'une électrode métallique (de mesure) positionnée en vis-à-vis et parallèlement à la surface chargée. Lorsque spontanément l'électrode est reliée à la terre (par la fermeture d'un interrupteur par exemple), les charges présentes dans la surface chargée vont induire une charge miroir sur l'électrode de mesure. Cette variation de charge génère aussi une force mécanique, une différence de potentiel et un courant électrique. La mesure de ces grandeurs et leur analyse permettent alors d'estimer la densité de charge ou le potentiel local. Ce principe se décline au travers de quatre méthodes les plus répandues : la mesure capacitive en multipoint, la technique par Kelvin Probe Force Microscope (KPFM), le voltmètre électrostatique et le moulin à champ électrique.

1.4.1.1.1. Mesure capacitive en multipoint

Cette méthodologie a été développée afin de cartographier la distribution du potentiel surfacique des solides diélectriques chargés, comme dans les isolateurs électriques [26-33]. Son principe utilise une électrode de cuivre connectée à un condensateur de mesure (C_m) et une électrode de référence mise directement à la terre (fig. 1.21). Le solide diélectrique chargé à étudier est positionné dans l'espace inter-électrode à une distance h de l'électrode de cuivre et g de l'électrode de référence. Afin de protéger la mesure des influences externes telles que le bruit électromagnétique et les couplages capacitifs parasites, l'électrode de cuivre est insérée à l'intérieur d'une couverture cylindrique métallique de diamètre D faisant office de cage de faraday. Elle sert aussi d'électrode de garde qui limite la déformation des lignes de champ électrique entre l'échantillon chargé et l'électrode de mesure ainsi que les effets de bord associés. La surface effective de mesure (A) sur le solide reste toujours supérieure à la largeur de l'électrode de cuivre, étant étroitement corrélée à la distance h.

En tenant compte de la chaîne d'acquisition du capteur, avec notamment la capacité de mesure et la surface d'influence A, la mesure du potentiel électrique sur la capacité (V_m) permet d'établir la densité surfacique de charge (σ). Dans cette première approche, les charges hors de la zone d'influence de mesure sont supposées ne pas influencer la valeur de V_m.

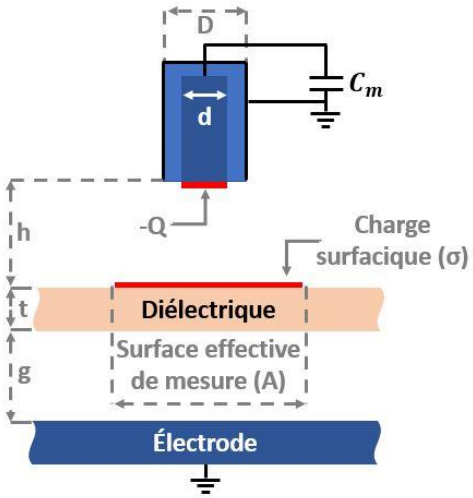


Figure 1.21. Principe de la mesure en multipoint.

Il convient alors de modéliser la chaîne d'acquisition du capteur par un circuit électrique équivalent qui s'appuie sur 4 capacités élémentaires (fig. 1.22) en lien avec :

- Le diélectrique d'épaisseur t (C_d)
- Le volume d'air entre l'électrode de mesure et l'échantillon (C_p)
- Le volume d'air entre l'électrode de référence et l'échantillon (C_g)
- Le condensateur de mesure (C_m)

La relation entre la densité de charge (σ) pour une surface A et la différence de potentiel aux bornes du condensateur de mesure (C_m) est alors décrite par l'éq. 1.37. Dans le cas particulier où l'échantillon chargé est directement placé sur le plan de référence à terre (distance g = 0), l'éq. 1.37 se simplifie selon l'éq. 1.38.

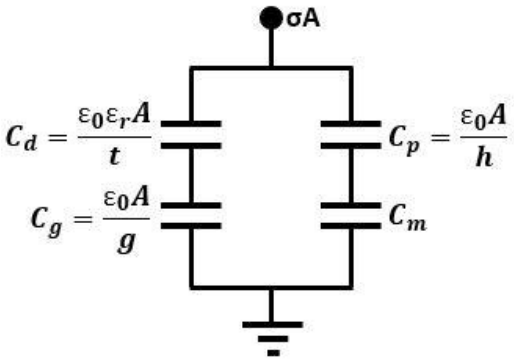


Figure 1.22. Représentation de la modélisation électrique de la chaîne d'acquisition de l'électrode métallique de mesure.

$$V_m = \frac{C_p}{C_p + C_m} \frac{\sigma A}{\frac{C_d C_g}{C_d + C_g} + \frac{C_p C_m}{C_p + C_m}} \quad 1.37$$

$$V_m = \frac{\sigma A}{C_m \left(1 + \frac{C_d}{C_p}\right) + C_d} \quad 1.38$$

Pour construire la cartographie de la densité de charge sur l'ensemble du solide chargé, le solide est discrétisé en N mailles élémentaires (fig. 1.23) correspondant à autant de positions du capteur et de mesure du potentiel (V_m). La précision da la cartographie est alors étroitement impactée par :

- **La surface effective de mesure A :** plus cette surface d'influence est importante plus la mesure de densité volumique de charge est moyennée et imprécise. Ainsi, la présence de zones de polarités différentes sur le solide peut être totalement évincée.
- **L'épaisseur du diélectrique :** même si la mesure se focalise sur les charges présentes à la surface du diélectrique, les charges piégées au cœur de la matière (charges volumiques) sont susceptibles de modifier les lignes de champ et donc d'influencer les mesures.

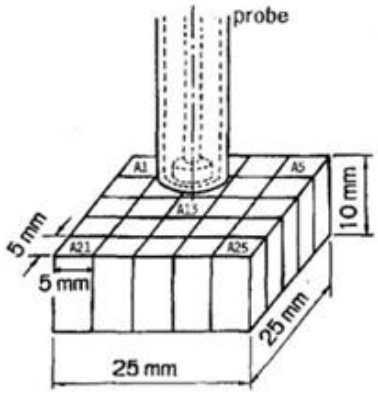


Figure 1.23. Représentation de la mesure en multipoint d'une surface chargée.

La précision de la mesure peut être améliorée par une approche numérique où cette fois-ci l'influence de toute la surface chargée du solide est prise en compte sur l'électrode de cuivre (elle ne se limite pas à la surface A). Le solide est discrétisé est N mailles triangulaires (fig. 1.24) identifiées par leur centre

de gravité distant de l'électrode de cuivre d'une valeur r_i, par sa surface élémentaire S_i et par sa densité surfacique de charge élémentaire σ_i. Le potentiel induit au capteur placé dans une position j pour chaque maille i du solide (Φ_j) est alors décrit par l'éq. 1.39 (fig. 1.24). Ainsi, le potentiel total induit pour toute la surface chargée peut s'exprimer selon l'éq. 1.40.

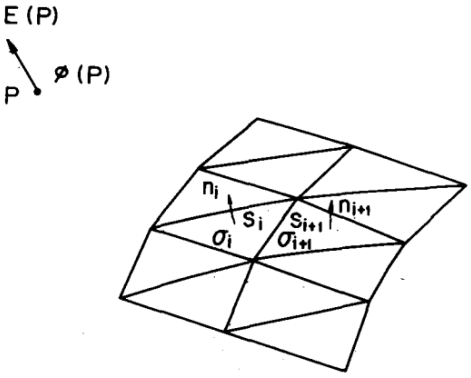


Figure 1.24. Représentation du potentiel induit sur un point p par une surface chargée.

$$\Phi_j(p) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\oint \frac{\sigma'}{r} dS \qquad 1.39$$

$$\Phi_j(p) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n} \sigma_i \oint \frac{1}{r} dS \; (i = 1{\sim}n) \qquad 1.40$$

La reconstruction du profil spatial de charge à la surface diélectrique est alors réalisée en résolvant la matrice établie à partir des différentes positions de l'électrode de mesure (éq. 1.41) et de l'équation 1.40 associée. Les différents termes P_{ij} présents sont définis selon l'équation 1.42 et s'apparentent à des termes de pondération géométrique. La résolution de cette matrice est cependant très délicate avec des problèmes de convergence assez fréquents qui limitent l'utilisation de cette méthode.

$$\begin{bmatrix} \sigma'_1 \\ \vdots \\ \sigma'_m \\ \sigma'_{m+1} \\ \vdots \\ \sigma'_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_{11} & \cdots & p_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ p_{m1} & \cdots & p_{mn} \\ p_{m+1,1} & \cdots & p_{m+1,n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ p_{n1} & \cdots & p_{nn} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \Phi'_1 \\ \vdots \\ \Phi'_m \\ \Phi'_{m+1} \\ \vdots \\ \Phi'_n \end{bmatrix} \qquad 1.41$$

$$P_{ij} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\oint \frac{1}{r_j} dS_i \qquad 1.42$$

1.4.1.1.2. Kelvin Probe Force Microscope (KPFM)

La mesure KPFM (Kelvin Probe Force Microscopy) est une technique développée afin de cartographier à l'échelle nanométrique le profil de potentiel surfacique des solides chargés [34-38]. Cette mesure s'appuie sur l'utilisation d'un cantilever à pointe conductrice positionné face à la surface chargée du solide (fig. 1.26). Sous l'effet de la présence des charges électriques, le cantilever subit une force d'attraction ou de répulsion en lien avec la signature et la quantité de charges présentes. En déplaçant le cantilever sur l'ensemble de la surface à étudier, la mesure de cette force permet alors de reconstituer la cartographie du potentiel.

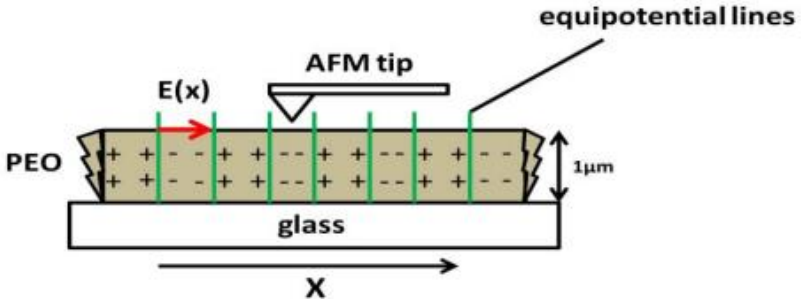


Figure 1.25. Représentation de la mesure du profil de charge électrique dans des surfaces diélectriques avec la technique KPFM.

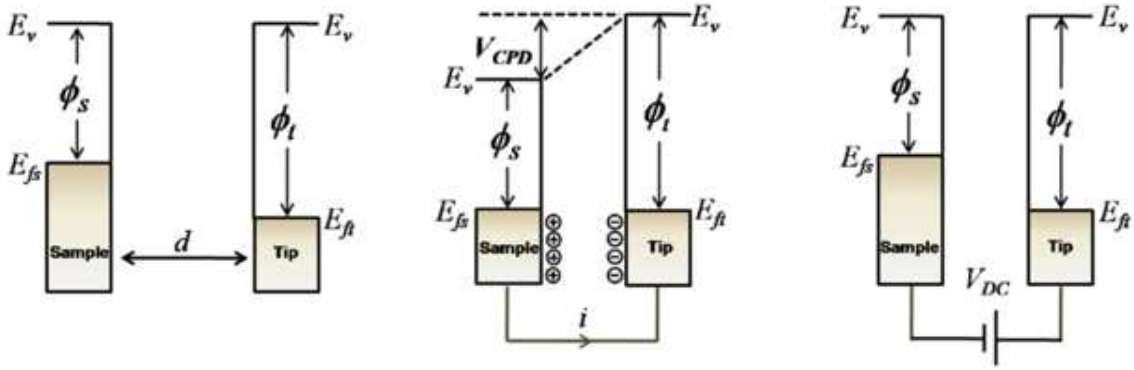
La différence de potentiel entre la pointe conductrice du cantilever et la surface chargée (V_{CPD}) est définit par l'éq. 1.43.

$$V_{CPD} = \frac{\Phi_{sample} - \Phi_{tip}}{e_0} \qquad 1.43$$

où, e_0 est la charge électronique élémentaire, Φ_{tip} et Φ_{sample} illustrent, respectivement, les niveaux d'énergie en électronvolts (eV) du cantilever et de la surface chargée.

Trois modes de fonctionnement peuvent être utilisés : sans contact électrique, avec contact électrique et avec compensation (fig. 1.26).

- **Sans contact électrique :** Dans ce mode, une distance d sépare le cantilever de la surface. La force électrostatique que subit le cantilever est en lien direct avec la différence de charge entre le cantilever et la surface chargée.
- **En contact électrique :** Dans ce mode, les deux surfaces sont suffisamment proches d'un point de vue quantique pour permettre un transfert de charge entre les deux objets et donc l'apparition d'un courant électrique.
- **Compensé :** Dans ce mode, une source de potentiel constante (DC) externe est utilisée afin d'imposer un équilibre entre les deux surfaces et annuler les forces électrostatiques générées entre les deux objets.



a. Différence d'énergie sans contact.

b. Différence d'énergie en contact.

c. Différence d'énergie sans contact avec une source de potentiel supplémentaire.

Figure 1.26. Représentation des différents modes de fonctionnement par KPFM.

Au mode compensé, un composant alternatif (AC) du potentiel peut s'ajouter à la source de potentiel continu de compensation (DC). Ce changement induit une force électrostatique alternative ($F_{es}(z)$) entre le cantilever et la surface chargée qui est décrite par l'éq. 1.44 où dC(z)/dz est la variation de la capacité induite par le changement de la distance entre le cantilever et la surface chargée.

$$F_{es}(z) = -\frac{1}{2}\frac{dC(z)}{dz}[(V_{DC} \pm V_{CPD}) + V_A \sin(\omega t)]^2 \qquad 1.44$$

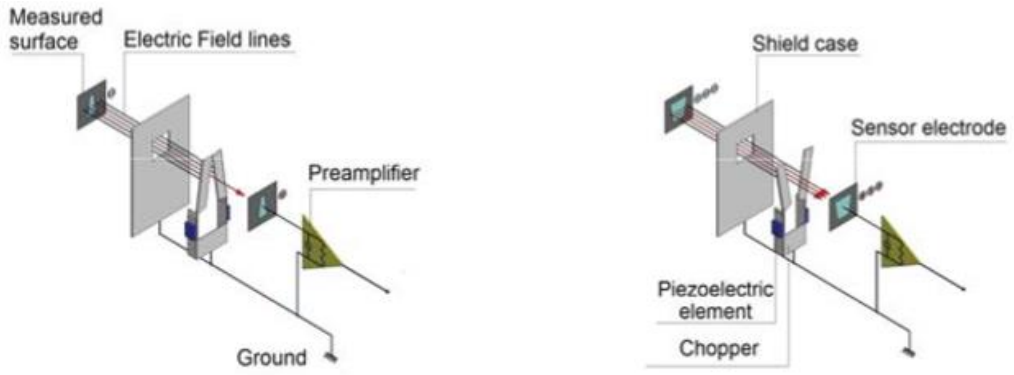
Cette force peut se décomposer en deux composantes : une composante continue et une composante alternative. La composante continue de la force (F_{DC}) induit une déflexion statique au cantilever (éq. 1.45). Tandis que la composant alternatif de la force (F_{ω}) induit une force oscillatoire (éq. 1.46) peut être mesurée et utilisée afin d'obtenir la différence de potentiel de contact (V_{CPD}) entre les deux surfaces, l'énergie et la charge de la surface.

$$F_{DC} = -\frac{1}{2}\frac{dC(z)}{dz}(V_{DC} \pm V_{CPD})^2 \qquad 1.45$$

$$F_{\omega} = -\frac{dC(z)}{dz}(V_{DC} \pm V_{CPD})V_A \sin(\omega t) \qquad 1.46$$

1.4.1.1.3. Voltmètre électrostatique par capteur de potentiel surfacique

Le voltmètre électrostatique par capteur de potentiel surfacique [39-41] s'appuie sur la mesure d'un courant capacitif induit principalement par une fluctuation contrôlée mécanique de la valeur de la capacité entre celui-ci et la surface chargée (fig. 1.27).



a. Position fermée. **a.** Position ouverte.

Figure 1.27. Représentation de la mesure du profil de charge électrique dans des surfaces diélectriques par voltmètre avec capteur de potentiel surfacique.

La mesure est réalisée grâce à un capteur de potentiel qui est positionné en face de l'échantillon chargé. Entre le capteur et la surface, un obturateur de champ électrique automatique est intercalé. Il est constitué d'une lame métallique connectée à la terre présentant une fenêtre susceptible de s'ouvrir et de se fermer à la demande. En position ouverte, la fenêtre permet aux lignes de champ électrique

d'atteindre le capteur en induisant une variation de capacité et de charge et ainsi un courant. En position fermée, les lignes de champ sont interceptées par l'obturateur. L'alternance périodique de la fermeture et d'ouverture de la fenêtre induit un courant alternatif décrit par l'éq. 1.47.

$$I(t) = U\frac{dC}{dt} = U\frac{d}{dt}(C_0 + C_\Delta \sin(2\pi f t)) = UC_\Delta cos(2\pi f t) \qquad 1.47$$

où U est le potentiel de surface du solide, f la fréquence de fermeture de l'obturateur et C_Δ la variation de la capacité en face du capteur. La mesure du courant permet alors de déterminer le potentiel U de l'échantillon chargé.

La technique d'annulation automatique des champs électriques peut être un outil pertinent pour la mesure non intrusive des objets chargés, néanmoins son utilisation peut se relever très complexe. L'obturateur ne permet que le passage des lignes de champ exclusivement en lien avec les charges présentes sur la surface d'étude de l'objet. Les éventuelles charges parasites hors de la zone de mesure n'exercent alors aucune influence donnant à la mesure une bonne robustesse. De plus, l'utilisation d'un moteur pour réguler la fermeture et l'ouverture de la fenêtre peut induire des bruits électromagnétiques significatifs qui peuvent perturber la mesure et qui nécessitent des précautions de comptabilité électromagnétiques.

1.4.1.1.4. Moulin à champ électrique

Le moulin à champ s'apparente au voltmètre électrostatique par capteur de potentiel surfacique. Son principe est d'exposer puis de protéger alternativement une électrode de mesure du champ électrique généré par la surface chargée du solide à étudier (fig. 1.28) [43-44]. Le système de blocage du champ électrique se constitue d'une électrode circulaire métallique mise à la terre positionnée entre l'échantillon chargé et l'électrode de mesure.

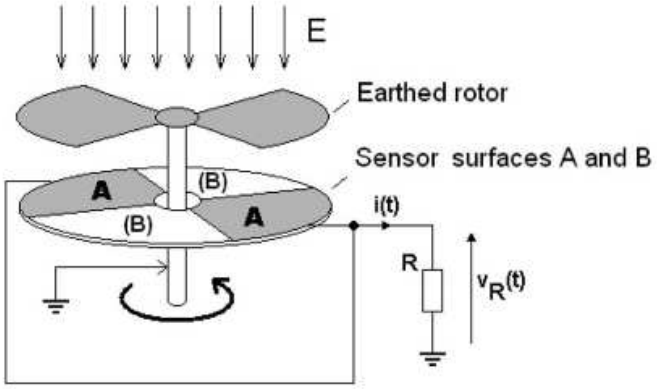


Figure 1.28. Principe de mesure du potentiel de surface par moulin à champ.

Présentant une ou plusieurs fentes, lors de sa mise en rotation, elle permet alternativement de laisser passer ou non les lignes de champ sur l'électrode de mesure. La variation artificielle temporelle du champ électrique, créée par le système de blocage, induit un courant alternatif décrit par l'éq. 1.48. Ce courant dépend de la vitesse de rotation de l'électrode de blocage (ω), de l'air de la fente (A_0), du nombre de fentes (n), d'un coefficient géométrique (α) et du champ électrique régnant (E). Cette technique est utilisée pour la mesure des surfaces uniformément chargées à l'équilibre. Son utilisation est complexe, car une calibration spécifique doit se réaliser pour chaque application. Elle est utilisée dans le domaine de la météorologie pour prévenir notamment l'arrivée de nuage d'orage, nuage

présentant des niveaux de charges électrostatiques très importantes mais également pour la caractérisation des systèmes HVDC.

$$I(t) = \frac{1}{2}\alpha E n^2 A_0 \omega \sin(n\omega t) \qquad 1.48$$

1.4.1.2. Mesure Inductive : voltmètre électrostatique par sonde auto compensée

Ce dispositif non intrusif de mesure de potentiel de surface s'appuie sur une sonde inductive (fig. 1.29) [45-47]. Positionnée face à la surface de mesure, elle est connectée à un circuit électronique autorégulé qui ajuste le potentiel de la bobine afin d'annuler le champ électrique régnant entre la sonde et la surface à étudier. Dans cet état, dit d'équilibre, le potentiel de surface est égal au potentiel de la bobine. Cette méthode est particulièrement efficace pour des surfaces uniformément chargées et donc largement utilisée pour la mesure de la charge surfacique de différents matériaux tels que les fibres textiles diélectriques utilisés pour les filtres d'air. Par contre, elle présente des problèmes de précision spatiale pour les surfaces non uniformément chargées. Cet effet est montré dans la fig. 1.30 où une même distribution de charge est mesurée par une sonde placée à deux distances différentes (d) et par deux sondes de différents diamètres (Φ). Lorsque la taille du capteur augmente, la zone effective de mesure augmente. Ceci implique une zone plus large d'intégration du potentiel et, en conséquence, une reconstruction plus moyennée du profil de distribution spatial du potentiel. De la même manière, une augmentation de la distance à la surface conduit à une déformation du champ électrique et donc, un élargissement de la surface effective de mesure.

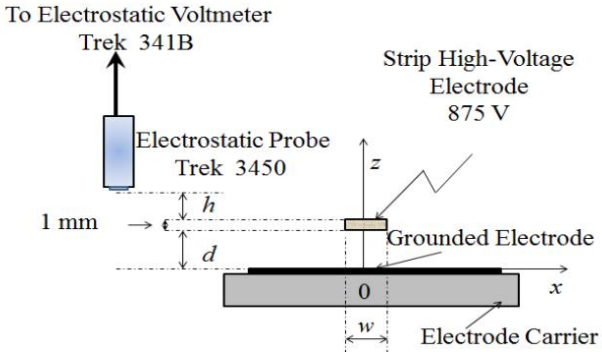


Figure 1.29. Schéma de principe de la mesure du profil de charge électrique dans des surfaces diélectriques par voltmètre avec sonde auto compensée.

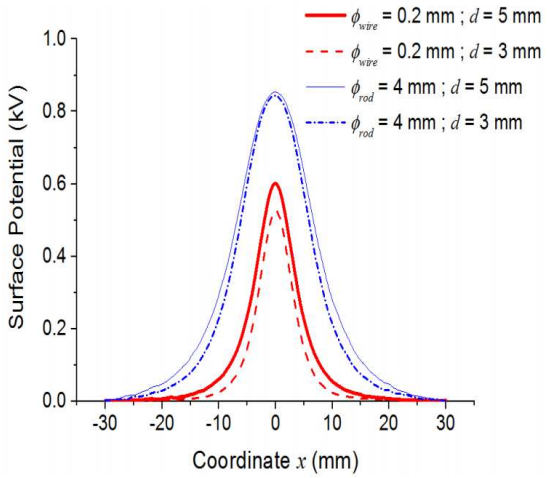


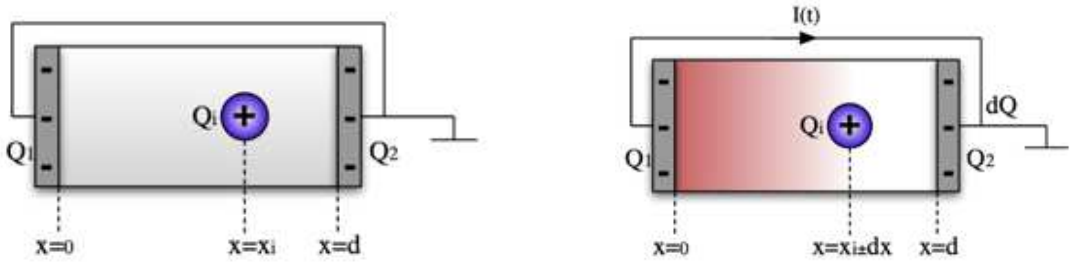
Figure 1.30. Reconstruction de la distribution du potentiel électrique sur une surface non-uniformément chargée mesurée pour différentes conditions de mesure [45].

1.4.2. Méthodes résolues adaptées à la mesure de charge de volume

Ces métrologies sont issues de la mesure de la charge d'espace au sein des solides diélectriques. Elles s'appliquent en général sur des films minces de solide d'épaisseur inférieure au millimètre selon un principe identique. L'échantillon du solide à tester est placé entre deux électrodes mises, en certains cas, en court-circuit. Selon les principes de base de l'électrostatique, les charges présentes dans le solide vont induire une charge image sur les deux électrodes de mesure en lien avec leur signe, leur concentration et l'éloignement avec les électrodes. Cet état d'équilibre est alors perturbé par un stimulus extérieur non homogène qui peut être d'origine thermique, acoustique ou encore électrique. En progressant depuis l'une des faces de l'échantillon vers l'autre face, le stimulus va légèrement modifier l'organisation de la distribution des charges et va conduire à une réponse électrique sous forme de tension ou de courant sur l'électrode opposée à l'excitation, en lien avec la distribution des charges. Par déconvolution mathématique du signal mesuré, la distribution des charges électriques peut alors être déterminée.

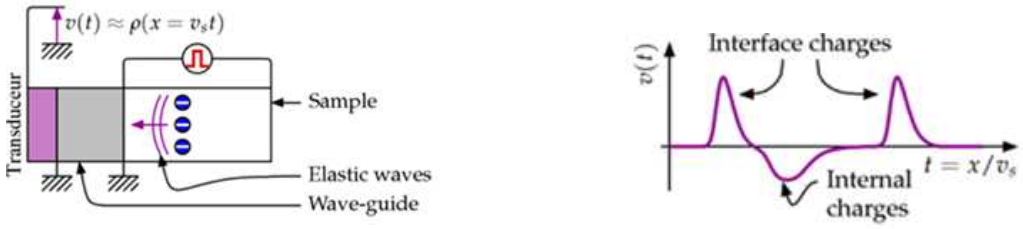
1.4.2.1. Méthodes thermiques

Les méthodes thermiques utilisent la diffusion thermique comme stimuli [48-50]. En l'absence de perturbation (fig. 1.31-a), la charge d'espace contenue à l'intérieur de l'échantillon (Q_i) induit une charge de polarité opposée sur les électrodes de mesure (Q_1 et Q_2). Pendant l'application du stimulus (fig. 1.31.b), les charges induites Q_1 et Q_2 sont modifiées par dQ, ce qui entraîne un courant transitoire (i(t)) dans le circuit externe si l'échantillon est en court-circuit, comme sur la fig. 1.32. Le champ électrique E(x) dans l'échantillon solide est alors déterminé en déconvoluant le signal de courant i(t) dont l'expression est donnée par l'équation 1.49. La distribution des charges électriques ρ(x) dans le solide est alors calculée en résolvant l'équation de Poisson (éq. 1.50).



a. État initial. **b.** État final.

Figure 1.31. Principe des méthodes de stimulation thermique [85].



a. Stimuli. **b.** Signal mesuré.

Figure 1.32. Principe des méthodes de stimulation thermique [85].

$$\mathrm{I(t)} = -\alpha C \int_0^L E(x) \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} dx \qquad 1.49$$

ou $\partial \Delta T(x,t)/\partial t$ désigne la variation temporelle et spatiale de la température (T), C est la capacité de l'échantillon avant excitation thermique et α est le coefficient de variation de la capacité avec la température.

$$\frac{\partial E(x)}{x} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} \qquad 1.50$$

Selon la nature des stimuli thermiques, différentes méthodes sont présentes dans la littérature, la sensibilité et la résolution étant propres à chacune de ces techniques. Parmi ces méthodes se trouvent la méthode de l'impulsion thermique, les méthodes des ondes thermiques modulées et la méthode de l'échelon thermique dit de l'onde thermique.

1.4.2.1.1. Méthode d'Impulsion thermique (TPM)

Cette technique a été développée afin de cartographier la distribution volumétrique de la charge à l'intérieur des solides diélectriques chargés, aussi appelés électrets [48, 49, 51-54]. La méthode s'appuie sur l'utilisation d'un pulse de laser énergétique qui va induire une impulsion de chaleur sur une face métallisée de l'échantillon solide (figure 1.33). La réponse de courant ou de tension, généralement amplifiée, est mesurée sur une électrode placée sur l'autre face de l'échantillon. Comme l'excitation est très rapide, la réponse électrique l'est tout aussi (de quelques µs à 1 s). La méthode est donc particulièrement résolue (de l'ordre de 1 µm) et est bien adaptée pour étudier des phénomènes présentant des dynamiques rapides. Par contre, du fait de l'atténuation rapide du front thermique lors de sa progression dans le solide, cette méthode ne peut s'appliquer qu'aux échantillons solides de très faible épaisseur (de 10 à 150 µm).

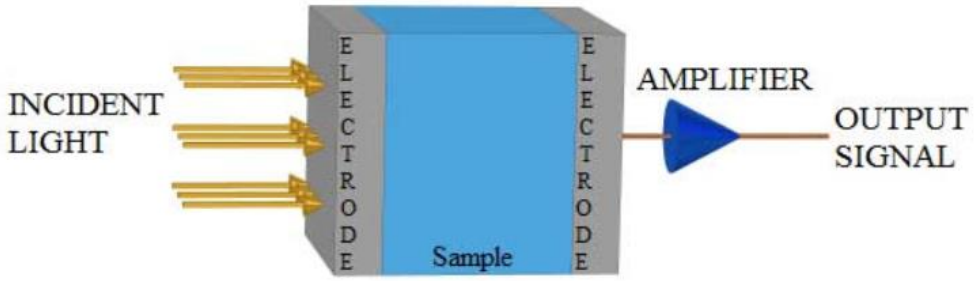


Figure 1.33. Principe de fonctionnement de la mesure de la distribution des charges électriques dans les solides par la méthode de l'impulsion thermique.

1.4.2.1.2. Méthode à impulsions thermiques modulées (LIMM)

Les méthodes à impulsion thermique modulée telle que la « Laser Intensity Modulation Method » (LIMM) sont très proches de la méthode à impulsion thermique. Elles se différencient par l'utilisation d'une source laser modulée sinusoïdalement en amplitude pour différentes fréquences (fig. 1.234) [55-58]. Pour ces techniques, l'échantillon est soumis à une température non uniforme qui se propage à travers le matériau, ce qui induit une réponse électrique périodique et déphasée. Comme

pour la méthode de l'impulsion thermique, la méthode LIMM est plutôt utilisée pour des épaisseurs d'échantillon assez fines jusqu'à 100 µm avec une résolution de 1-2 µm [86].

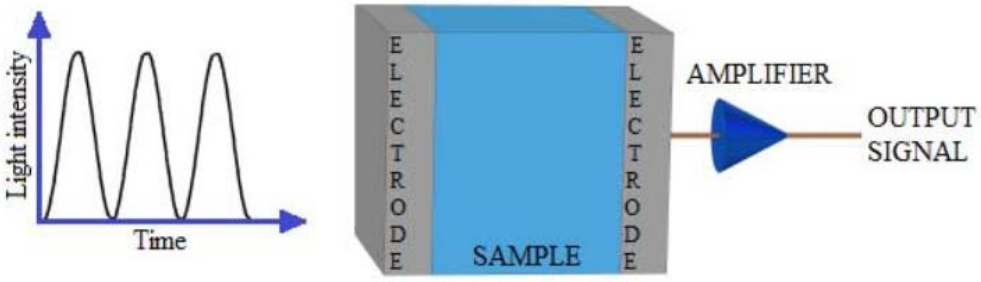


Figure 1.34. Principe de fonctionnement de la mesure de la distribution des charges électriques dans les solides par la méthode de l'impulsion thermique modulée.

1.4.2.1.3. Méthode à ondes thermiques (TSM)

Contrairement aux autres méthodes thermiques, le stimulus cette fois-ci est produit par un échelon brutal de température continu qui va se propager depuis l'une des faces de l'échantillon vers l'autre face (fig. 1.35) [59-61]. Le courant mesuré est induit par la dilatation du solide et les modifications locales de la permittivité électrique du milieu. Les niveaux d'énergie mis en jeu étant supérieurs aux autres méthodes, la TSM permet d'étudier des échantillons présentant des épaisseurs plus importantes, allant jusqu' à 30 mm.

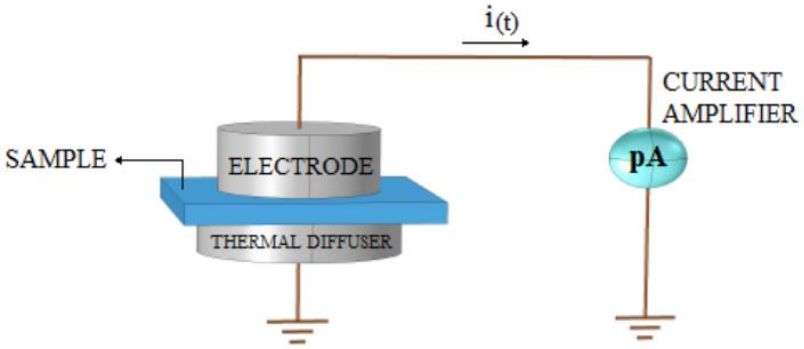
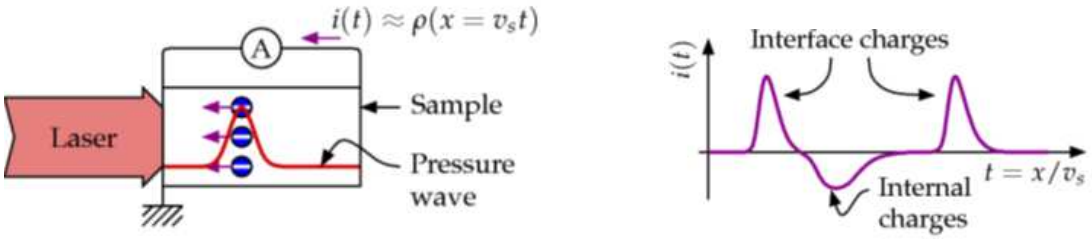


Figure 1.35. Principe de fonctionnement de la mesure de la distribution des charges électriques dans les solides par la méthode de l'onde thermique.

1.4.2.2. Méthodes acoustiques

Les méthodes acoustiques reposent sur l'utilisation de la propagation d'ondes élastiques de pression dans l'échantillon solide. En progressant dans le solide à la vitesse du son, l'onde de pression provoque un léger déplacement des charges d'espace et induit une redistribution des charges sur les deux électrodes (fig. 1.36). Le courant mesuré décrit par l'éq. 1.51 est assez similaire à l'équation 1.52 établie pour les stimuli thermiques.



a. Stimuli. **b.** Signal mesuré.

Figure 1.36. Principe des méthodes de stimulation acoustique [85].

$$\mathrm{I(t)} = -\beta C G(\varepsilon) \int_0^L E(x) \frac{\partial \Delta P(x,t)}{\partial t} dx \qquad 1.51$$

ou $\partial \Delta P(x,t)/\partial t$ désigne la variation temporelle et spatiale de la pression P, β est le coefficient de compression du matériau et $G(\varepsilon)$ coefficient lié à la variation de la permittivité du matériau avec la pression. Pour générer l'onde de pression, plusieurs procédés peuvent être mis en œuvre : onde de choc, impulsion laser ou encore par transducteur piézoélectrique.

1.4.2.2.1. Méthode de propagation des ondes de pression induites par transducteur piézoélectrique

La méthode Piezoelectrically Induced Pressure Wave Propagation (PIPWP) s'inscrit dans les méthodes à excitation par transducteur piézoélectrique [62-64]. L'onde de pression est induite par un générateur de tension carrée passant d'une valeur maximale positive à zéro (chute de tension) pour une fréquence déterminée (fig. 1.37).

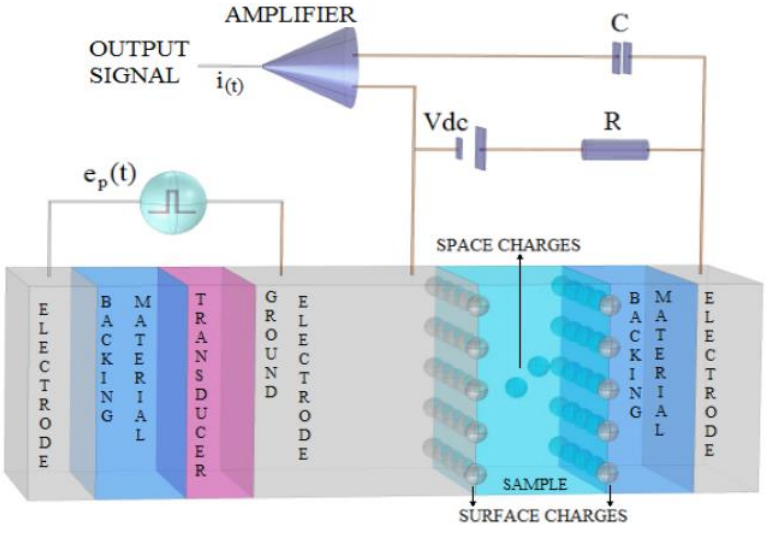


Figure 1.37. Principe de fonctionnement de la mesure de la distribution des charges électriques dans les solides par la méthode PIPWP.

L'onde de pression générée par le piézoélectrique est directement corrélée à la vitesse de la variation de tension (slow rate) imposée par le générateur. Elle se propage alors dans un premier temps dans un guide d'onde (faisant aussi office de première électrode) d'une dimension totalement maîtrisée,

puis dans le milieu solide d'analyse. Le délai temporel induit par le guide permet matériellement de séparer l'excitation électrique de la réponse en courant générée par le déplacement de charge du solide. La méthode de l'onde de pression est bien adaptée aux milieux sans discontinuité. En effet, l'onde de pression en se réfléchissant sur les différentes interfaces, notamment sur l'électrode de mesure par exemple, peut générer des signaux parasites qui peuvent complexifier l'analyse et l'interprétation de celui-ci. La résolution spatiale de ces techniques peut atteindre les 2-5 µm [87] avec une sensibilité de l'ordre de 10 mC/m^3. Elle s'applique sur des matériaux allant de 100 à 1000 µm d'épaisseur.

1.4.2.3. Méthodes électriques (Pulsed Electro-Acoustic Method – PEA)

Les méthodes électriques utilisent une contrainte électrique à variation rapide comme stimulus. Le solide d'analyse est soumis à une impulsion de tension appliquée sur l'une de ses faces [65-66]. Cela induit une variation de la force de Coulomb agissant sur chaque charge électrique présente dans le solide et crée ainsi une onde élastique de pression qui se propage à travers l'isolant à la vitesse du son. Ces fluctuations de pression sont alors détectées sur la face opposée de l'échantillon par un transducteur piézoélectrique (Fig. 1.38) et reconverties en signal de tension. Le signal mesuré est l'image de la distribution des charges, puisque les ondes élastiques arrivent à des intervalles de temps différents selon la distance entre la charge et le transducteur. Cette technique a été utilisée avec succès pour des échantillons de 100 µm d'épaisseur avec une résolution de 1.6 à 3 µm [87].

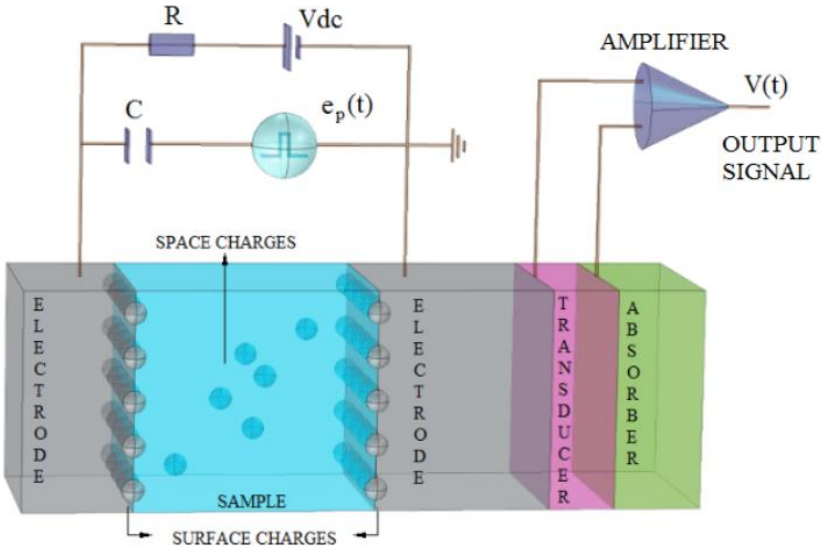


Figure 1.38. Principe de fonctionnement de la mesure de la distribution des charges électriques dans les solides par la méthode PEA.

Conclusion

Cartographier l'accumulation des charges électriques dans les matériaux diélectriques, notamment pour prévenir des risques électrostatiques, reste un défi dans le champ de la métrologie. Due aux caractéristiques électriques des matériaux, une mesure directe de la distribution de la charge est difficile. Les techniques existantes sont soit spatialement résolues, mais plus adaptées à des mesures dans la profondeur des matériaux, soit ponctuelles, et permettent d'établir une densité surfacique de charge localisée. Cartographier la distribution des charges électriques à la surface d'un diélectrique

revient à réaliser la même mesure autant de fois que le nombre d'échantillonnages à réaliser. L'objet de ce travail est donc de développer une métrologie utilisable pour cartographier la distribution des charges électriques à la surface d'un matériau diélectrique. L'étude et la mise au point de cette métrologie seront appliquées à la double couche électrique et à la distribution des charges électriques induites par le phénomène de l'électrisation par écoulement.

Chapitre 2

Modélisation du capteur capacitif en déplacement

Introduction

La nouvelle métrologie, basée sur l'effet capacitif, repose sur le principe du déplacement longitudinal d'une électrode en vis-à-vis d'une surface diélectrique chargée. Dès la mise en mouvement de celle-ci, un courant électrique sera généré en fonction de la variation du potentiel de surface et /ou de la variation de la capacitance formée entre l'électrode et la surface. La mesure de ce courant, associée à un traitement mathématique, permettra de reconstruire la distribution du potentiel et de la charge à la surface du solide selon l'axe de déplacement du capteur. Cette méthodologie sera présentée, étudiée et appliquée à la reconstruction d'un profil de potentiel à la surface d'un solide construit à partir d'un jeu d'électrodes sous tension. Pour cette distribution du potentiel parfaitement maitrisée, l'influence des différents paramètres agissant sur la mesure seront étudiés et discutés notamment en termes de sensibilité et de résolution.

2.1. Principe de base théorique de fonctionnement du capteur capacitif idéal

Le capteur capacitif en déplacement a été développé pour mesurer la distribution de la charge électrique (q) et du potentiel associé (φ) aux surfaces diélectriques chargées (fig. 2.1). Il est constitué d'une électrode rectangulaire métallique (e.g. en cuivre) qui fait face à la surface du diélectrique chargé. Une mise en mouvement unidirectionnel (axe des x), le long de la surface, est imposée à vitesse constante et permet de cartographier la distribution des charges et du potentiel. Dans cette approche, dite unidimensionnelle, la charge et le potentiel sont supposés évoluer exclusivement selon la direction portée par l'axe x (indépendant de l'axe y). La distribution volumique des charges dans l'épaisseur du diélectrique est intégrée par le capteur (axe z). Réalisée à différents instants (t), sous certaines conditions (discutées par la suite), cette cartographie permet de suivre l'évolution de la charge et du potentiel dans l'espace et dans le temps $q(x,t)\ et\ \varphi(x,t)$.

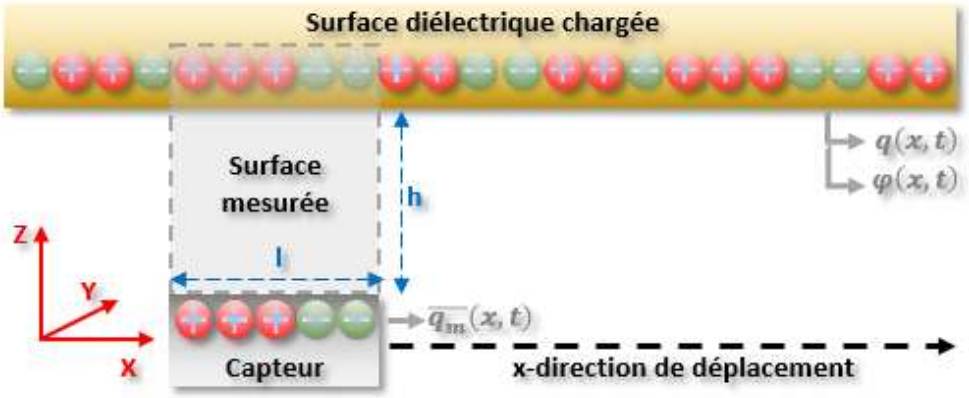


Figure 2.1. Représentation du capteur capacitive en déplacement pour la mesure du profil de charge (q) et du potentiel (φ) à la surface diélectrique chargée : $q(x,t)\ et\ \varphi(x,t)$.

2.1.1. Principe de la mesure capacitive idéale

Dans un cas idéal, un couplage capacitif parfait apparaît dès que la surface métallique (en cuivre par exemple) mise à la terre du capteur fait face à la surface chargée du diélectrique (fig. 2.1) [67, 68]. Cette géométrie est similaire à un condensateur plan séparé par une couche d'air d'épaisseur h. La charge globale (q) présente sur la surface du diélectrique faisant face au capteur induit une charge miroir sur le capteur $(\overline{q_m})$. Cette charge est décrite par l'éq. 2.1.

$$\overline{q_m}(x,t) = \frac{1}{wl}\int_{y=0}^{y=w}\int_{x(t)-l/2}^{x(t)+l/2} \mathrm{q(x,t)dxdy} \qquad (2.1)$$

où l est la largeur du capteur capacitif, w sa longueur, x la distance parcourue et t le temps.

Dans cette approche, la charge induite représente la valeur moyennée de la charge du diélectrique faisant face à l'électrode capacitive à chaque instant. Cette situation idéalisée ne prend évidemment pas en compte les déformations des lignes de champ et les conditions de bord associées. La surface réelle mesurée par le capteur est alors supérieure à la surface de l'électrode de cuivre et dépend notamment de la distance h imposée entre l'électrode et la surface du diélectrique (fig. 2.2). Ce point particulier sera discuté dans les paragraphes suivants de ce même chapitre.

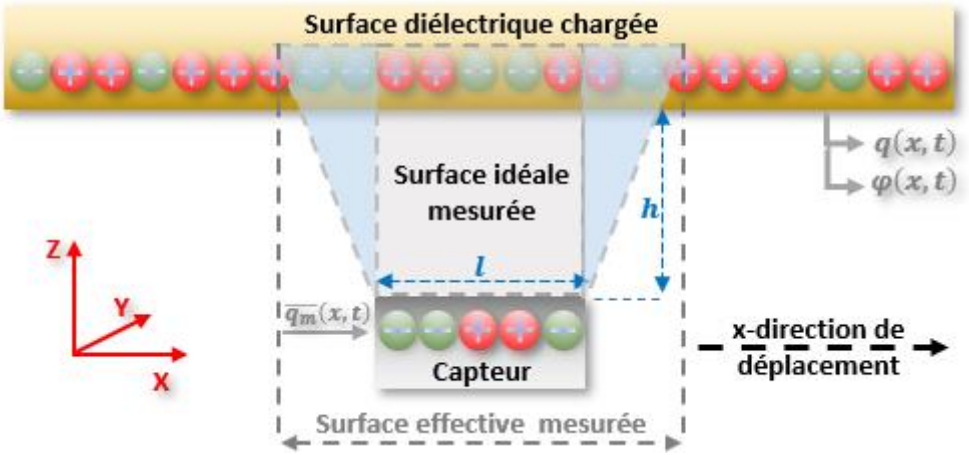


Figure 2.2. Représentation de la surface effective de mesure du capteur capacitif.

La valeur moyenne de la distribution dynamique de la charge à la surface diélectrique $\left(\overline{q}(x,t)\right)$ est alors déterminée à partir de la mesure du courant électrique induit au capteur $\left(i_s(t)\right)$ lié à la variation de la charge $\left(d\overline{q_m}(t)/dt\right)$. Cette variation peut s'obtenir expérimentalement selon deux approches complémentaires : la mesure en multipoint et la mesure en déplacement.

- **La mesure en multipoint :** son principe est de fixer la position du capteur et de mesurer la variation de la charge induite dans le temps $\left(q(t)\right)$ en lien avec la physique étudiée (éq. 2.2). Cette mesure finalisée, le capteur est alors déplacé en différentes positions jusqu'à l'obtention d'une cartographie complète. Cette approche nécessite de reproduire l'expérience dans les mêmes conditions et notamment de maintenir le niveau initial de charge électrique identique dans le diélectrique en chaque point de la surface. Cette approche reste plus appropriée pour réaliser un suivi temporel de la charge à la surface du diélectrique.
- **La mesure en déplacement :** son principe est d'induire un déplacement à vitesse (v) constante du capteur le long du diélectrique. Ainsi, la variation spatiale de charge du diélectrique $(dq(x)/dx)$ induit une variation temporelle de charge du capteur ($d\overline{q_m}(t)/dt$) et génère un courant électrique (éq. 2.3). Si une seule expérience est suffisante pour cartographier la charge, la distribution des charges ainsi mesurée n'est pas représentative d'une distribution des charges instantanée à un instant t. En effet, entre le premier et le dernier point mesuré un temps un Δt s'est écoulé en lien avec la durée de la mesure. Dans un régime d'équilibre temporel, cette difficulté est totalement levée.

$$i_s(t,x) = \frac{d\overline{q_m}(t,x)}{dt} \tag{2.2}$$

$$i_s(t,x) = v\frac{d\overline{q_m}(t,x)}{dx} \tag{2.3}$$

Si C_m, la capacité équivalente du capteur capacitif, est supposée constante quelle que soit la position de l'électrode de cuivre, le courant $\left(i_s(t)\right)$ peut s'exprimer en fonction de la différence du potentiel $(\overline{p_m})$ entre le capteur et la surface du diélectrique (éq. 2.4). À l'image de la charge mesurée par l'électrode, $\overline{p_m}$ désigne le potentiel moyen de la surface chargée étudiée.

$$i_s(t) = C_m\frac{d\overline{p_m}(x,t)}{dt} \tag{2.4}$$

Dans le cadre d'une disposition plan/plan, la capacité théorique entre le capteur et la surface chargée dépend notamment de la géométrie du système (fig. 2.3) [67]. La valeur de la capacité est donnée par la surface du capteur $(S = w * l)$, la permittivité du milieu entre les deux surfaces (ε_r), la permittivité du vide (ε_0) et la distance entre les deux surfaces (h) (éq. 1.9). Dans le cas où les surfaces sont séparées par plusieurs couches de diélectrique de permittivité relative ε_n et d'épaisseur h_n, ainsi que d'une couche d'air d'épaisseur h_{air} et de permittivité ε_{air} ($\varepsilon_{air} = 1$) (fig. 2.3), la capacité théorique totale $\left(\mathrm{C}_{eq}\right)$ est donnée par l'éq. 2.5. Dans cette expression, la valeur de la capacité totale équivalente est définie comme la somme en parallèle de la capacité de chaque couche du diélectrique.

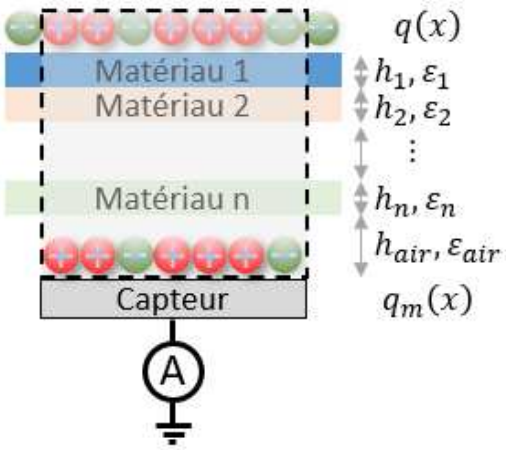


Figure 2.3. Représentation de la capacité équivalente du capteur capacitif
(h_i - épaisseur de la i[ème] couche de diélectrique, ε_i - permittivité de la i[ème] couche de diélectrique).

$$C_{eq} = \frac{\varepsilon_0 * S}{\frac{h_1}{\varepsilon_1} + \frac{h_2}{\varepsilon_2} + \cdots + \frac{h_n}{\varepsilon_n} + \frac{h_{air}}{\varepsilon_{air}}} \tag{2.5}$$

2.1.2. Modélisation électrique de la chaine d'acquisition du capteur

Le courant électrique $i_s(t)$, issu du capteur, est mesuré à l'aide d'un pico ampèremètre connecté au capteur via un câble BNC. Une résistance de protection (R_p) facultative, qui permet de limiter le courant induit dans le circuit sans affecter sa bande passante, est insérée entre le pico-ampèremètre et le capteur. Le pico-ampèremètre transforme alors le courant mesuré dans un signal analogique en tension qui est enregistré à la fréquence d'échantillonnage f_e via une carte d'acquisition. La chaîne de mesure du capteur ici décrite a été modélisée électriquement selon la fig. 2.4. Ce circuit est divisé en 4 sections.

- La section du capteur capacitif correspond à la modélisation de l'interaction électrique entre le capteur et la surface chargée comme un condensateur équivalent (C_m).
- La section de la connectique BNC introduit une capacité parasite (C_c) entre le capteur et la terre.
- La section de protection est représentée pour la résistance de protection optionnelle (R_p).
- La section liée au pico-ampèremètre peut être associée à un montage $R_a C_a$ parallèle où R_a est la résistance d'entrée de l'appareil (shunt de mesure) et C_a la capacité de l'étage d'entrée. Dans ce schéma, on désignera par i_m le courant mesuré réellement par le pico-ampèremètre.

Le circuit électrique équivalent obtenu à partir de cette modélisation de la chaîne d'acquisition du capteur permet de définir la relation entre la variation du potentiel mesuré à la surface $(d\overline{p_m}(x)/dx)$ et le courant électrique mesuré par l'électromètre (i_m) (éq. 2.6) [6].

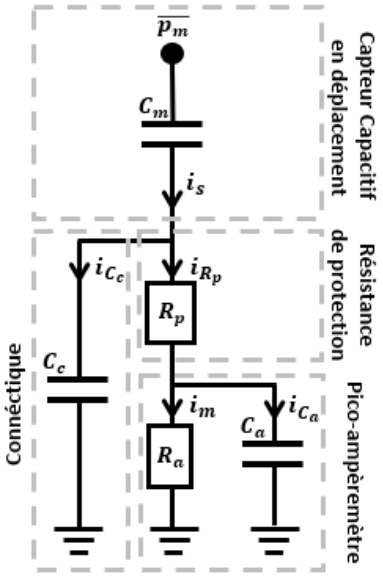


Figure 2.4. Modélisation électrique de la chaine de mesure du capteur capacitif. (C_m – couplage capacitif entre le capteur et la surface, C_c - capacité équivalente de la connectique, R_p - résistance facultative de protection, R_a - résistance de mesure de l'électromètre, C_a – capacité d'entrée de l'électromètre).

$$C_m v \frac{d\overline{p_m}(x)}{dx} = \mathrm{i}_m(x) + A\frac{d\mathrm{i}_m(x)}{dx} + B\frac{d^2\mathrm{i}_m(x)}{dx^2} \tag{2.6}$$

Cette équation différentielle est définie en fonction des constantes A et B décrites par les éq. 2.7 et 2.8 :

$$A = v\left[\mathrm{R}_a(\mathrm{C}_c + \mathrm{C}_a + \mathrm{C}_m) + \mathrm{R}_p(\mathrm{C}_c + \mathrm{C}_m)\right] \tag{2.7}$$

$$B = v^2\left[\mathrm{R}_a\mathrm{C}_a\mathrm{R}_p(\mathrm{C}_c + \mathrm{C}_m)\right] \tag{2.8}$$

Dans le cas où la résistance de protection R_p est choisie très inférieure au shunt de mesure ($\mathrm{R}_a \gg \mathrm{R}_p$), il est alors possible de simplifier l'éq. différentielle 2.6 (éq. 2.9) :

$$C_m v \frac{d\overline{p_m}(x)}{dx} = \mathrm{i}_m(x) + \tau v\frac{d\mathrm{i}_m(x)}{dx} \tag{2.9}$$

avec :

$$\tau = \mathrm{R}_a(\mathrm{C}_c + \mathrm{C}_a + \mathrm{C}_m) \tag{2.10}$$

Cette hypothèse sera pleinement satisfaite dans le cadre du banc expérimental. Le chaîne de mesure décrite se comporte alors comme un système du 1er ordre possédant une constante de temps τ. Finalement, le profil du potentiel moyen peut être calculé en intégrant l'équation 2.9 (éq. 2.11). Cette

expression dépend du courant mesuré par l'électromètre (i_m), de la capacité du capteur (C_m), de la vitesse de déplacement (v) et du temps caractéristique du système (τ).

$$\overline{p_m}(x) = \int \left(\frac{1}{C_m v} \left[\mathrm{i}_m(x) + \tau v \frac{d\mathrm{i}_m(x)}{dx} \right] \right) dx \tag{2.11}$$

2.1.3. Étude théorique de la fonction de transfert associée au capteur capacitif

Afin d'analyser l'influence de la chaîne d'acquisition du capteur capacitif sur la mesure du profil de potentiel de la surface diélectrique, la fonction de transfert du système a été établie dans le domaine fréquentiel (f) (éq. 2.12) [69-71]. Dans cette approche purement théorique, une analyse harmonique est réalisée sur la réponse temporelle en courant induit dans l'électromètre (i_m) par une distribution de potentiel (p_m) imposée à la surface du diélectrique.

$$H(f) = \frac{i_m(f)}{p_m(f)} = \frac{2\pi j f C_m}{1 + 2\pi j f \tau} \tag{2.12}$$

Selon l'équation 2.12 (cf. démonstration annexe 1), la fonction de transfert s'apparente à un filtre passe haut du premier ordre. La sensibilité statique du capteur capacitif est définie par le rapport C_m/τ d'un ordre de grandeur de $10^{-13}\ A/V$. La fréquence de coupure (f_c) est définie par le rapport $1/2\pi\tau$ pour une valeur typique de l'ordre de 0.1 Hz. La sensibilité de la mesure sera d'autant meilleure que la vitesse de déplacement est élevée (dans la limite de mesure de la bande passante du système). En transposant l'éq. 2.12 dans l'espace géométrique, l'équation de transfert devient alors :

$$H(\lambda) = \frac{i_m(\lambda)}{p_m(\lambda)} = \frac{2\pi j \frac{v}{\lambda} C_m}{1 + 2\pi j \frac{v}{\lambda} \tau} \tag{2.13}$$

où $\lambda = (v/f)$ est équivalent à une longueur d'onde.

2.1.4. Discrétisation des équations différentielles

Par définition, toutes les mesures physiques avec enregistrement des données sont réalisées de façon discrète selon une fréquence d'échantillonnage f_e. En ce qui concerne le capteur capacitif, lors de son déplacement, le courant électrique induit par la charge présente à la surface du diélectrique (effet miroir) n'est mesuré que pour certains points de son trajet. La distance entre ces points, notée Δx, est alors déterminée par deux facteurs : la vitesse de déplacement du capteur (v) et la fréquence d'échantillonnage de la carte d'acquisition de la chaîne de mesure (f_e) (éq. 2.14). À fréquence d'échantillonnage constant, l'augmentation de la vitesse du capteur entraîne une augmentation de la distance entre les points mesurés. En conséquence, la résolution spatiale de la méthode ainsi que sa précision diminuent. Afin de respecter le critère de Nyquist [72] et des phénomènes de repliement de spectre, la fréquence d'échantillonnage sera adaptée à la plus grande vitesse expérimentale.

$$\Delta x = \frac{v}{\mathrm{f}_e} \tag{2.14}$$

L'approche discrète, imposée par le système de mesure, conduit à réécrire l'équation caractéristique de la chaine d'acquisition du capteur (éq. 2.9). En utilisant la méthode mathématique des différences finies [73, 74], la première dérivée du courant mesuré par le pico-ampèremètre est définie selon l'éq. 2.15 :

$$\mathrm{i'}_m[n] = \frac{d\mathrm{i}_m[n]}{dx} = \frac{-\mathrm{i}_m[n+2] + 8 * \mathrm{i}_m[n+1] - 8 * \mathrm{i}_m[n-1] + \mathrm{i}_m[n-2]}{12 * \Delta x} \quad (2.15)$$

où $\mathrm{i}_m[n]$ est le n^{éme} échantillon d'une série de mesures en courant. Cette dérivée a été obtenue à partir d'un schéma discret centré de quatrième ordre où la dérivée du courant autour d'un point [n] est déterminée à partir de ses deux points voisins amonts $(\mathrm{i}_m[n-1], \mathrm{i}_m[n-2])$ et avals $(\mathrm{i}_m[n+1], \mathrm{i}_m[n+2])$ [74]. Pour simplifier l'écriture, on posera par la suite :

$$\mathrm{i}_{m_{eq}}[n] = \mathrm{i}_m[n] + \tau v \mathrm{i'}_m[n] \quad (2.16)$$

L'équation caractéristique de la chaine de mesure du capteur permet alors de calculer le potentiel moyen local par intégration selon la méthode Runge-Kutta au quatrième ordre (éq. 2.17) (le détail du calcul est présenté dans l'annexe 2).

$$\mathrm{p}_m[n+1] = \mathrm{p}_m[n] + \frac{1}{6}\frac{\Delta x}{C_m v}\left(\mathrm{i}_{m_{eq}}[n] + 4 * \mathrm{i}_{m_{eq}}\left[n + \frac{\Delta x}{2}\right] + \mathrm{i}_{m_{eq}}[n + \Delta x]\right) \quad (2.17)$$

où $(\mathrm{p}_m[n+1])$ désigne le potentiel calculé pour le i^{n+1} échantillon de mesure. Il s'exprime en fonction de la valeur du potentiel de l'échantillon précédent $(\mathrm{p}_m[n])$ et de la variation estimée du potentiel sur l'intervalle de mesure (Δx).

2.2. Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental du capteur capacitif en déplacement a été conçu au sein du laboratoire Pprime (fig. 2.5). Ce dispositif est constitué d'un capteur capacitif assurant la mesure et d'un mécanisme de déplacement linéaire. L'ensemble du système est inséré dans une cage de Faraday. Concernant la phase de calibration du dispositif, des échantillons tests de surface chargée ont été utilisés.

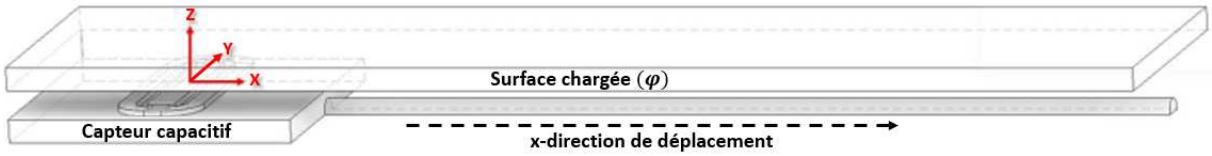


Figure 2.5. Représentation du montage utilisé pour la calibration du capteur capacitif en déplacement.

2.2.1. Capteur de potentiel capacitif

Le capteur a été réalisé à partir d'une plaque de résine époxy (FR4) de 1.5 mm d'épaisseur métallisée sur sa surface par un dépôt de cuivre de 35 µm d'épaisseur. Par usinage, le dépôt de cuivre a été

éliminé pour constituer deux zones conductrices formant l'électrode de garde et l'électrode de mesure (fig. 2.6). L'électrode de garde annulaire entoure totalement l'électrode de mesure. Elle est séparée de celle-ci par 2 mm d'époxy et est connectée à la terre. L'électrode de garde a pour objectif de limiter la déformation du champ électrique en face du capteur en maintenant les lignes de champ parfaitement parallèles. L'électrode de mesure a une forme rectangulaire avec ses angles arrondis pour limiter les effets de pointe et le renforcement des lignes de champ [75-80]. Elle est connectée à un pico-ampèremètre « Keithley 610 C » qui permet de mesurer le courant (i_m) via un câble BNC de faible bruit. Une attention particulière sur le câble et plus précisément sur son maintien mécanique a été apportée afin de limiter les bruits électriques induits par la vibration de celui-ci. Différentes tailles d'électrodes de mesure ont été testées avec toutes une longueur commune de 35 mm et une largeur (l) de 5, 10 et 20 mm. L'ensemble des données est enregistré sur un ordinateur à la fréquence de 20 Hz (valeur limite de la carte d'acquisitions Keithley). Le capteur de mesure dans son ensemble est monté sur un sabot en POM (PolyOxMéthylène) afin d'assurer une rigidité mécanique du montage et son couplage au système de déplacement.

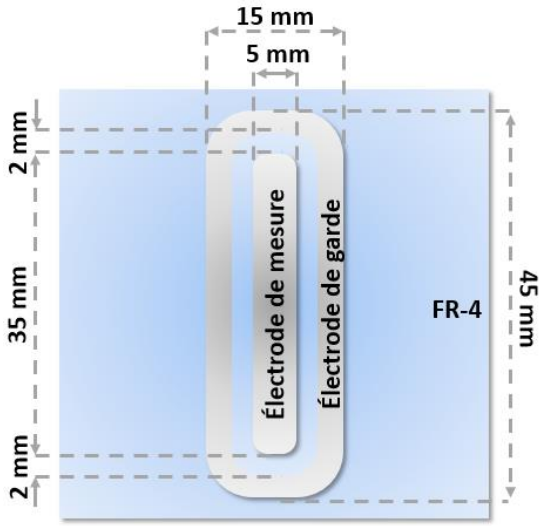


Figure 2.6. Schéma de principe du capteur capacitif.

2.2.2. Mécanisme de déplacement

Le mécanisme de déplacement est assuré principalement d'une vis sans fin micrométrique reliée à un moteur pas à pas alimenté sous une tension redressée DC de 12 V (ZABER T-LSR300A). Il permet un déplacement du capteur jusqu'à 300 mm de course avec une précision de 1µm et une vitesse maximale de déplacement de 4 $mm.s^{-1}$. Pour les essais, des vitesses de déplacement de 0.3, 0.5, 0.7 et 1 $mm.s^{-1}$ seront utilisés. L'ensemble des paramètres ainsi que le fonctionnement du système est piloté par un ordinateur et un logiciel propre au système via une connectique USB. Afin de limiter tout bruit électromagnétique généré par le moteur, la carcasse métallique de celui-ci a été systématiquement mise à la terre.

2.2.3. Mesure des propriétés électriques du capteur capacitif

Les propriétés électriques du câble BNC (C_c) et de la résistance de protection (R_p) utilisée dans la chaîne d'acquisition du capteur capacitif ont été mesurées à l'aide d'un pont LRC « METRIX 13133 ». Celles d'entrée du pico-ampèremètre (R_a et C_a) sont extraites des données techniques [88]. Elles sont recensées dans le tableau I.

Tableau I. Valeurs des composants de la chaine d'acquisition du capteur capacitif.

$C_c\ [10^{-10}F]$	$C_a\ [10^{-11}F]$	$R_p\ [10^6\Omega]$	$R_a\ [10^{10}\Omega]$
$1.16 \pm 0.6\%$	$1.00 \pm 1\%$	$5.40 \pm 0.6\%$	$1.00 \pm 1\%$

Concernant la capacité du capteur (C_m), elle a fait l'objet de mesures systématiques de calibration selon la configuration géométrique utilisée. Le principe général de la mesure est d'imposer un profil de potentiel uniforme le long de la surface diélectrique, puis d'induire un déplacement du capteur le long de cette surface à vitesse constante. La réponse en courant induit dans le capteur est alors mesurée grâce au pico-ampèremètre. Un exemple de cette procédure est montré dans la fig. 2.7 pour une tension périodique triangulaire de période $T = 50$ s et d'amplitude crête $V_{crête}$ = 10 V. Quelles que soient les conditions expérimentales imposées (vitesse de déplacement, fréquence du signal d'excitation), pendant les phases linéaires de croissance et décroissance de la tension imposée, le courant mesuré est constant. Il est donc indépendant de la position du capteur face au solide test ce qui permet d'affirmer que la capacité C_m du capteur est constante tout au long du déplacement. Pour une période de 50 s du signal bien supérieure à l'établissement total du courant mesuré (T >> τ), la capacité C_m peut être établie à l'aide de l'équation 2.18 où $i_{AC_{max}}$ désigne la valeur maximale du courant stabilisé

$$C_m = \frac{i_{AC_{max}} * T}{4V_{crête}} \tag{2.18}$$

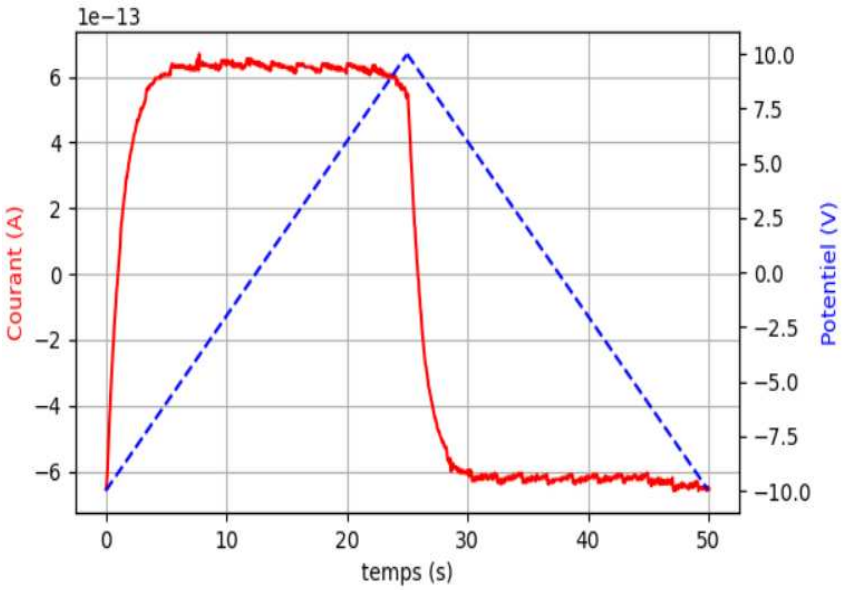


Figure 2.7. Réponse en courant mesurée par le capteur capacitif pour un signal triangulaire imposé sur l'échantillon test (ligne continue – profil du courant mesuré, ligne pointillée – profil de potentiel imposé).

La valeur de la capacité C_m a été mesurée et calculée pour les différentes largeurs de l'électrode de mesure (l) et pour chaque espace inter-électrode (h). Les données sont présentées dans le tableau II. Comme attendu, selon l'éq. 1.8, la valeur de la capacité du capteur augmente lorsque la surface de l'électrode augmente et lorsque la distance à la surface mesurée se réduit. Par rapport aux valeurs théoriques attendues, la capacité théorique sous-estime les valeurs expérimentales plus particulièrement pour les largeurs de 5 et 10 mm. Cette sous-estimation est sans doute à imputer à la surface de la capacité prise égale à la surface de l'électrode utilisée. L'utilisation de l'électrode de garde

ne permet pas de garder les lignes de champ strictement parallèles dû aux effets de bord, elles se déforment, ce qui a pour effet d'augmenter artificiellement la surface réelle de l'électrode. Pour un même écartement d'électrode, en augmentant la largeur de l'électrode les effets de bord sont alors relativement moins impactant. Par contre, en éloignant l'électrode, les lignes de champ subissent encore plus de déformations et augmentent d'autant plus l'erreur. Les mesures réalisées avec l'électrode de 20 mm de large semblent quelque peu contradictoires avec ces différentes remarques. Mais dans cette configuration, il est difficile d'assumer l'hypothèse d'une géométrie 1D du capteur. La largeur de l'électrode devenant sensiblement identique à sa longueur, tous les effets selon la seconde direction (axis-y) ne sont probablement plus négligeables. Cette discussion sera plus abordée dans la section suivante du document.

Tableau II. Valeurs de la capacité C_m pour les différentes configurations géométriques du capteur.

Capacité expérimentale (10^{-13} F)		Largeur de l'électrode de mesure l (mm)		
Capacité théorique (10^{-13} F)		5	10	20
Différence entre capacité théorique et expérimentale (%)				
Distance électrode de mesure-échantillon h (mm)	2,5	$7,9 \pm 3\%$	$14,0 \pm 3\%$	$18,0 \pm 3\%$
		6,2	12,4	24,8
		27,5	12,3	27.4
	5,75	$4,2 \pm 3\%$	$8,2 \pm 3\%$	$9,7 \pm 3\%$
		2,7	5,4	10,8
		55,5	51,2	10,0
	8,7	$2,7 \pm 3\%$	$5,0 \pm 3\%$	$5,7 \pm 3\%$
		1,8	3,6	7,1
		50,0	38,9	20,0

2.2.4. Description des échantillons de calibration

Afin de calibrer le capteur capacitif, un échantillon test dit de référence a été utilisé (fig. 2.8). Il est constitué d'un support en Téflon de $142 * 50 * 2$ mm avec deux plaques en cuivre de $50 * 70$ mm collés sur sa surface. Les deux électrodes en cuivre, dit électrodes de référence, ont été isolées électriquement l'une de l'autre par un espace inter-électrode « e » de 2 mm de Téflon.

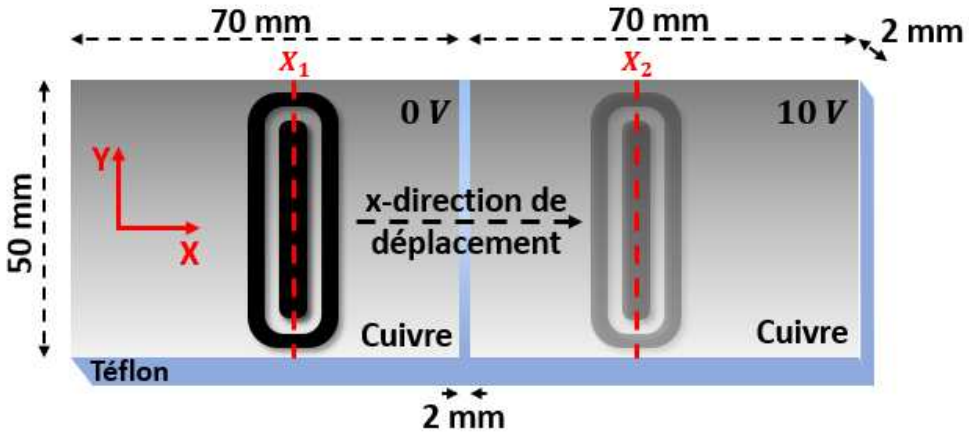


Figure 2.8. Représentation de l'échantillon test utilisé pour la calibration du capteur (x_1 - départ du déplacement, x_2 – fin du déplacement).

Pour la calibration, un potentiel électrique de 0 et 10 V_{DC} est imposé sur chacune des plaques en créant le profil de potentiel de référence (φ) utilisé pour la calibration du capteur. La largeur de l'échantillon de 50 mm a été choisie pour couvrir totalement la largeur de l'électrode de mesure dans sa version la plus large (35 mm) et ainsi de limiter les effets de bord en respectant les conditions de type underlapping-underlapping [21-25]. Le déplacement du capteur est imposé depuis le "centre de la première électrode de référence" (référence $x_1 = 0$ mm) jusqu'au "centre de la seconde électrode de référence " ($x_2 = 60$ mm).

En supposant que les arêtes des électrodes ne renforcent pas le champ électrique, le profil de potentiel de référence (φ) théorique prend une évolution linéaire dans l'espace inter électrode (fig. 2.9). Cette distribution du potentiel à l'avantage d'être relativement facile à élaborer et à réguler, mais elle a l'inconvénient d'induire des ruptures assez brutales du comportement du potentiel qui ne se retrouveraient pas sur un diélectrique chargé naturellement. Le profil de potentiel mesuré théoriquement par le capteur capacitif (p_{th}) correspond alors à la valeur moyenne du profil de potentiel de référence ($p_{th} = \overline{\varphi}$). En suivant l'éq. 2.1 et la relation $p_{th} = \overline{q_m}.C_m^{-1}$ [1-7], le profil de potentiel mesuré peut s'élargir ou se resserrer spatialement en fonction de la surface effective de mesure du capteur. Cette propriété sera montrée dans la section suivante du document.

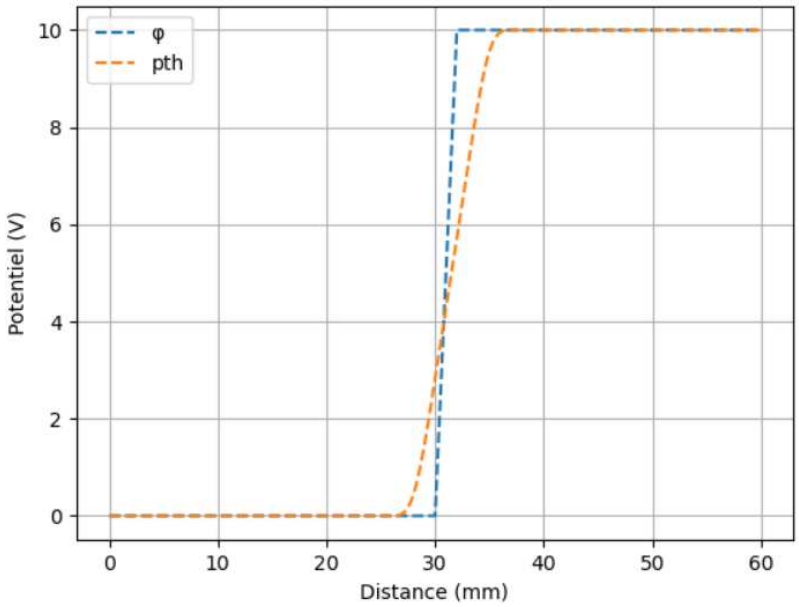


Figure 2.9. Comparaison entre le profil de potentiel de référence imposé sur la surface du diélectrique (φ) et le profil théorique reconstruit avec le capteur capacitif (p_{th}) ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$, $v = 1\ mm.s^{-1}$).

2.2.5. Protocole expérimental

Afin d'assurer des conditions expérimentales strictement identiques et maîtrisées pour les différentes mesures réalisées dans la campagne de calibration, un protocole expérimental systématique en 5 étapes a été établi :

1. **Réglage géométrique :** Un des points essentiels du succès de la mesure est de maintenir la hauteur h entre l'électrode de mesure et l'échantillon test constant tout au long du déplacement. En prenant comme référence l'axe de la vis sans fin, l'échantillon test est maintenu mécaniquement face au capteur par quatre supports. L'utilisation d'un jeu de piges

calibrées et de vis de réglages permet de régler le parallélisme des deux éléments et la hauteur h. Le centre de l'électrode de mesure est alors positionné à x_1 (position d'origine $x_1 = 0$ mm à l'aide du dispositif « Zaber T-LSR -300A ».

2. **Mesure de référence :** Une mesure en déplacement avec l'échantillon test hors tension (électrodes de cuivre mises à la terre) est réalisée afin de s'assurer que l'espace inter-électrode est totalement déchargée et afin d'établir l'état initial du niveau charge.
3. **Charge de l'échantillon test :** une différence de potentiel sur l'échantillon test de 0.0 et 10.0 V est imposée par une source de tension « Keitlhey 6517B » avec une précision de 0.15 %.
4. **Mesure en déplacement :** le capteur capacitif est mis en déplacement, à vitesse constante, le long de l'échantillon chargé depuis sa position initiale x_1 jusqu'à sa position finale x_2.
5. **Post-traitement des résultats :** pour une fréquence d'échantillonnage $f_e = 20\ Hz$, le courant mesuré par l'électromètre est enregistré et traité à l'aide d'outil numérique interne développé sous Python.

2.3. Étude de la reconstruction expérimentale du profil de potentiel

2.3.1. Évolution temporelle et spatiale du courant

La figure 2.10 donne un exemple de relevé typique du courant $i_m(t)$ en fonction du temps lors d'une phase complète de déplacement depuis la position x_1 à x_2.

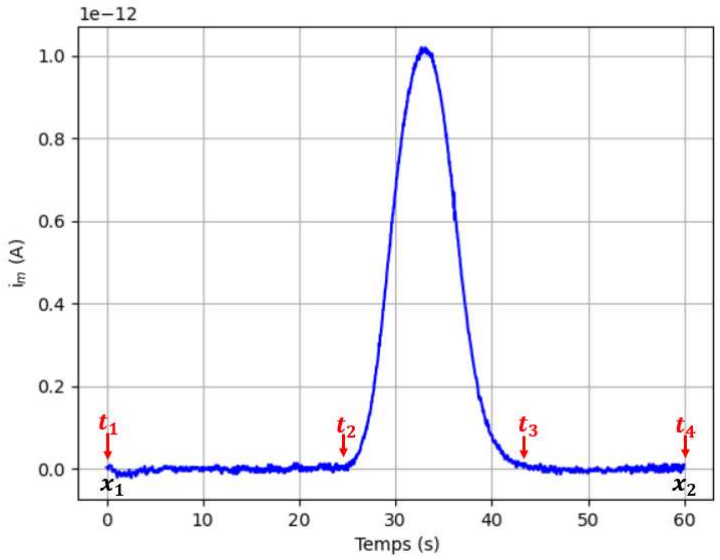


Figure 2.10. Évolution temporelle du courant mesure (i_m) pour un déplacement face à l'échantillon test de calibration ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$, $v = 1\ mm.s^{-1}$).

Ce relevé de courant fait apparaître deux comportements distincts :

- **Zone de courant nul :** pour un temps expérimental compris entre t_1 et t_2 et, entre t_3 et t_4, le courant est sensiblement nul. Ces deux intervalles de temps correspondent au positionnement de l'électrode en face d'une zone de potentiel constant (soit à 0V ou 10V). En l'absence de variation de potentiel, la dérivée du potentiel est nulle et par conséquent le courant mesuré également.

- **Zone de variation du courant :** l'intervalle entre t_2 et t_3, présente un transitoire de courant dont l'amplitude, la durée et la forme dépendent des conditions expérimentales imposées. Le courant est de l'ordre du pico-ampère et atteint une valeur maximale avant de décroître. Lorsque la largeur de l'électrode capacitive est supérieure à 10 mm, un plateau de saturation devient visible. Cette évolution du courant est induite par le passage de l'électrode de mesure face à la transition du potentiel dans l'espace inter-électrode.

En transposant ce relevé de courant dans l'espace géométrique (x=vt), une analyse plus fine peut être réalisée. Les fig. 2.11 et 2.12 en sont un exemple :

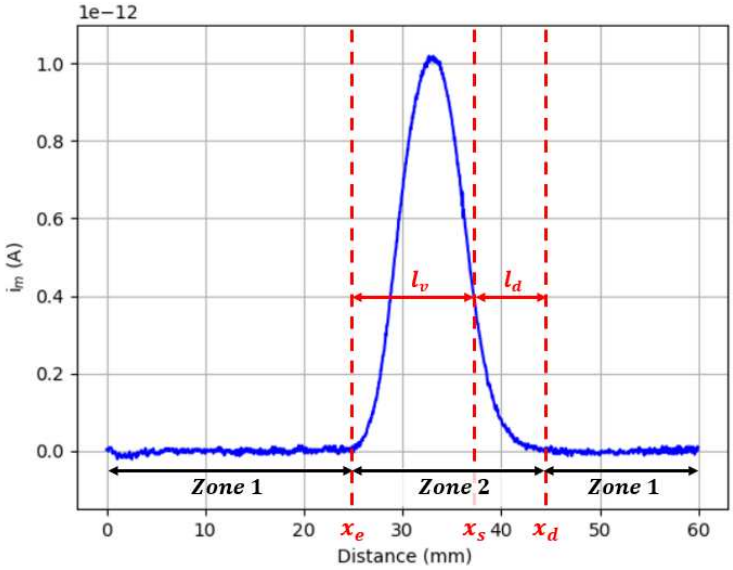


Figure 2.11. Évolution spatiale du courant mesuré face à l'échantillon de calibration en fonction de la position de l'électrode de mesure ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$, $v = 1\ mm.s^{-1}$).

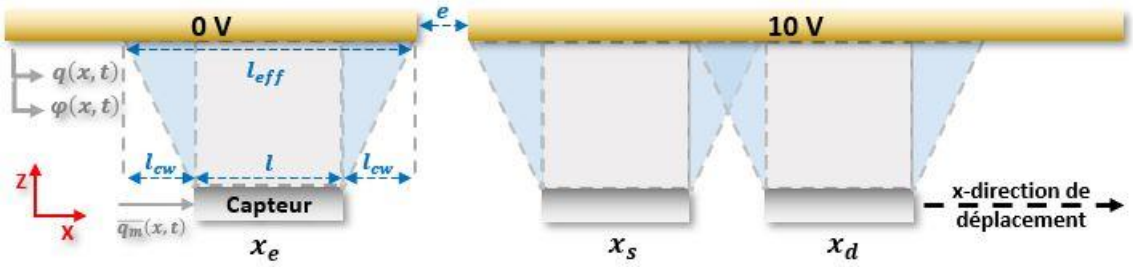


Figure 2.12. Représentation de la position de l'électrode de mesure face à l'échantillon de calibration.

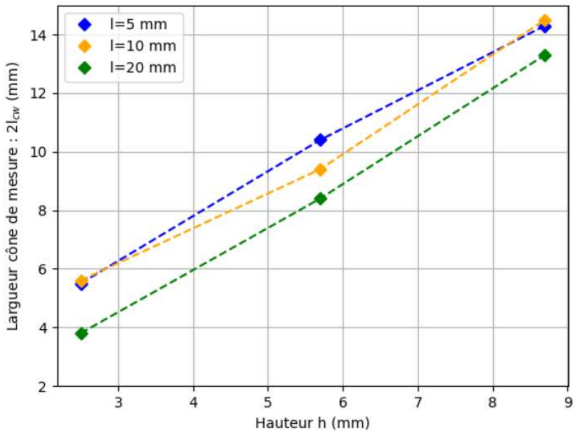
Les électrodes de référence et la position du capteur (de l'électrode de mesure) sont présentées pour 3 positions distinctes afin de faire apparaître 3 zones (fig. 2.12).

- **Zone 1 et 3 :** Elles se localisent respectivement environ entre $0\ et\ 25\ mm$ et entre $45\ et\ 65\ mm$. Dans ces zones, en l'absence de variation du potentiel, le courant de mesure i_m est nul.
- **Zone 2 :** Cette zone intermédiaire estimée entre $25\ et\ 45\ mm$, est centrée autour de la transition du potentiel. Sa largeur est la conséquence, certes des propriétés géométriques (entre les positions x_e et x_s de la fig. 2.12) avec l'espace inter-électrode de l'échantillon de calibration et la largeur du capteur, mais aussi des propriétés capacitives du capteur avec son temps caractéristique de décharge (entre les positions x_s et x_d).

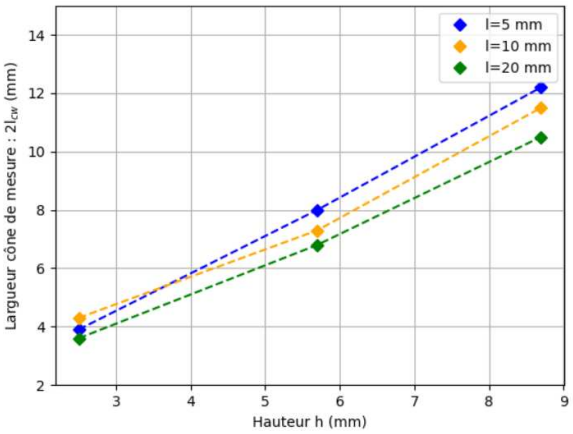
La zone 2, de courant non nul, est systématiquement observée avant même que le bord amont de l'électrode de mesure s'aligne avec l'entrée de l'espace inter-électrode de l'échantillon de calibration (fig. 2.12). Même si l'ajout d'une électrode de garde devait permettre de limiter la déformation du champ électrique, un cône de mesure existe malgré tout en aval (en amont) du capteur, induisant alors une zone d'influence de l'électrode de mesure (l_{eff}) plus importante que sa largeur réelle (l). Si l_{cw} désigne la largeur du cône de mesure et en supposant qu'elle soit égale de chaque côté du capteur, la largeur efficace de l'électrode est décrite par :

$$l_{eff} = l + 2l_{cw} \tag{2.19}$$

La largeur efficace de l'électrode a pu être déterminée expérimentalement pour l'ensemble des configurations géométriques. En considérant qu'une variation du courant i_m supérieur à un certain seuil de son amplitude maximum indique l'entrée du capteur dans la zone d'influence de l'espace inter électrode de l'échantillon de calibration, les positions x_e pour un déplacement du capteur de x_1 à x_2 et, x_s pour un déplacement inverse (de x_2 à x_1) sont alors déterminées. La figure 2.13 et le tableau III synthétisent la largeur efficace de l'électrode estimée pour l'ensemble des considérations géométriques pour un critère de seuil établi à 5% et à 10%.



a. Seuil à 5% de la valeur maximale.



b. Seuil à 10% de la valeur maximale.

Figure 2.13. Représentation de la variation de la zone d'influence de l'électrode de mesure du capteur en fonction de la distance (h) à la surface mesurée.

Tableau III-A. Largeur efficace de l'électrode de mesure à 5% ($v = 1\ mm.s^{-1}$)

Largeur efficace de l'électrode de mesure : l_{eff} (mm)		Hauteur : h (mm)		
Extension cône de mesure : $2l_{cw}$ (mm)		2.5 $\pm$ 1%	5.7 $\pm$ 1%	8.7 $\pm$ 1%
Largeur électrode de mesure : l (mm)	5	10,5 $\pm$ 5%	15,4 $\pm$ 5%	19,3 $\pm$ 5%
		5,5 $\pm$ 5%	***10,4 $\pm$ 5%***	***14,3 $\pm$ 5%***
	10	15,6 $\pm$ 5%	19,4 $\pm$ 5%	24,2 $\pm$ 5%
		5,6 $\pm$ 5%	***9,4 $\pm$ 5%***	***14,5 $\pm$ 5%***
	20	23,8 $\pm$ 5%	28,4 $\pm$ 5%	33,3 $\pm$ 5%
		3,8 $\pm$ 5%	***8,4 $\pm$ 5%***	***13,3 $\pm$ 5%***

Tableau III-B. Largeur efficace de l'électrode de mesure à 10% ($v = 1\ mm.s^{-1}$)

Largeur efficace de l'électrode de mesure : l_{eff} (mm)		Hauteur : h (mm)		
Extension cône de mesure : $2l_{cw}$ (mm)		2.5	5.7	8.7
Largeur électrode de mesure : l (mm)	5	8.9 ± 5%	13.0 ± 5%	17.2± 5%
		3,9 ± 5%	***8,0 ± 5%***	***12,2 ± 5%***
	10	14.3± 5%	17.3± 5%	21.5± 5%
		4,3 ± 5%	***7,3 ± 5%***	***11,5 ± 2%***
	20	23.6± 5%	26.8± 5%	30.5± 5%
		3,6 ± 5%	***6,8 ± 5%***	***10,5 ± 5%***

Au-delà de la positon x_s, bien que le capteur soit hors de la zone d'influence du champ, le courant i_m subsiste. Par couplage capacitif, la décharge du capteur suivra une loi classique d'exponentielle décroissante. En supposant que la décharge du condensateur est totale à 3τ (95% de la décharge), la largeur spatiale du transitoire (L) est :

$$L = l + e + 2l_{cw} + 3\tau v \tag{2.20}$$

2.3.2. Reconstruction du potentiel moyen

À partir du relevé de courant spatial (i_m) et de l'équation 2.17, le profil de distribution du potentiel (p_m) est reconstruit et comparé au profil de potentiel de référence (φ) (fig. 2.14). La principale différence entre les profils de référence théorique et reconstruit est liée au moyennage apporté par la largeur du capteur lors de la mesure. Ainsi, la variation du potentiel théorique sur les 2 mm de l'espace inter électrode de l'échantillon de calibration s'étale sur près de 10 mm pour le potentiel reconstruit (p_m) avec une électrode de mesure de 5 mm de largeur. Pour la suite du document, l'ensemble des analyses seront conduites exclusivement entre le profil de potentiel moyen reconstruit et le profil de potentiel moyen théorique attendu.

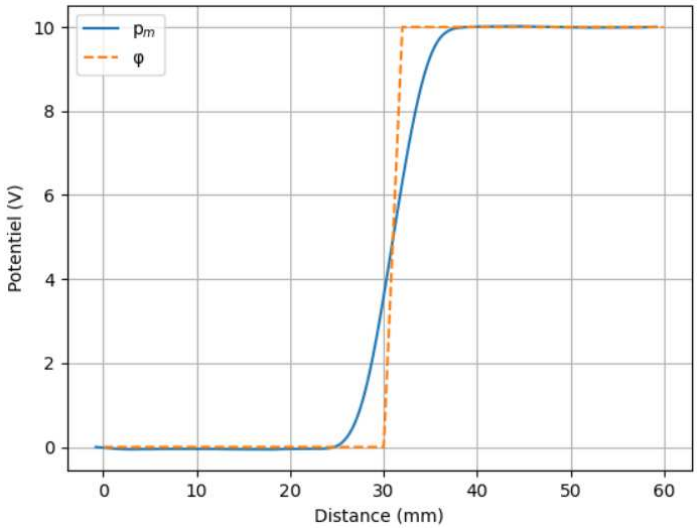
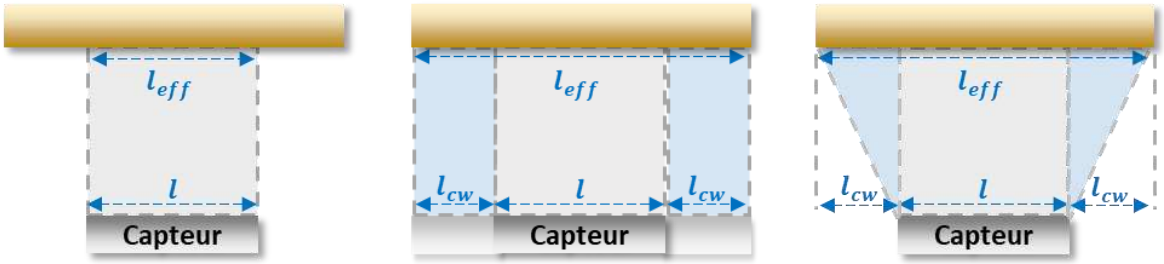


Figure 2.14. Comparaison entre le profil de potentiel reconstruit avec le capteur capacitif (p_m – ligne continue) et le profil de potentiel de référence de la surface diélectrique chargée mesurée (φ -ligne pointillée) ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$, $v = 1\ mm.s^{-1}$).

Ainsi, trois géométries ont été utilisées pour déterminer la distribution du potentiel moyen théorique (p_{th}), (fig. 2.15). Ces géométries s'intéressent en particulier aux effets du cône de mesure sur la reconstruction du potentiel :

- **Géométrie « sans cône de mesure » (fig. 2.15-a) :** la largeur de l'électrode de mesure est considérée égale à sa valeur réelle.
- **Géométrie « avec cône de mesure rectangulaire » (fig. 2.15-b) :** la largeur de l'électrode de mesure est considérée égale à sa zone d'influence l_{eff} (cône rectangulaire)
- **Géométrie « avec cône de mesure trapézoïdal » (fig. 2.15-c) :** la largeur de l'électrode de mesure est considérée égale à sa zone d'influence l_{eff} mais elle pondérée par son éloignement à la surface de mesure (cône trapézoïdal). Cela revient à considérer effectivement une géométrie de cône où la charge et le potentiel seront d'autant mieux détectés que le capteur est proche de l'échantillon. Une loi linéaire est imposée pour représenter cette décroissance de la détection.



a. Sans cône de mesure.

b. Avec cône de mesure rectangulaire.

c. Avec cône de mesure trapézoïdal.

Figure 2.15. Surface théorique effective de mesure du capteur capacitif en déplacement.

Les différentes distributions du potentiel théorique moyen ont ainsi été calculées en intégrant la longueur l_{cw} déterminée expérimentalement à 5%. Elles sont présentées sur la fig. 2.16 et comparées avec les données expérimentales.

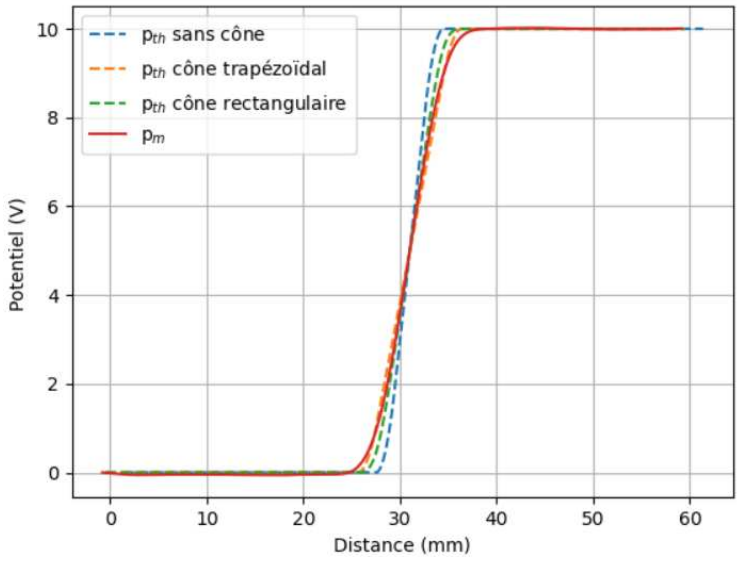


Figure 2.16. Comparaison de la distribution du potentiel théorique reconstruit par les différentes géométries de mesure du capteur capacitif ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$, $v = 1\ mm.s^{-1}$).

Les deux géométries incluant la largeur effective de l'électrode de mesure conduisent à une distribution du potentiel plus cohérente avec la distribution du potentiel expérimental moyen reconstruit. Par la suite du manuscrit, une correction trapézoïdale sera utilisée sauf si cela est précisé. Même si cette correction semble apporter des résultats légèrement moins satisfaisants qu'une correction rectangulaire, elle apparaît plus cohérente avec la physique attendue. Ce choix sera conforté par la suite avec l'analyse du courant de capteur i_s.

Finalement, l'impact du critère du seuil sur l'estimation de la largeur efficace de l'électrode et une correction trapézoïdale sont illustrés sur la fig. 2.17. Il apparait que le seuil à 5 % semble le plus satisfaisant. L'erreur relative entre les distributions théorique et expérimentale du potentiel moyen est toujours inférieure à 10 %. Elle est plus marquée dans les zones de transition brutale du potentiel. Ce seuil sera systématiquement utilisé pour l'analyse des résultats.

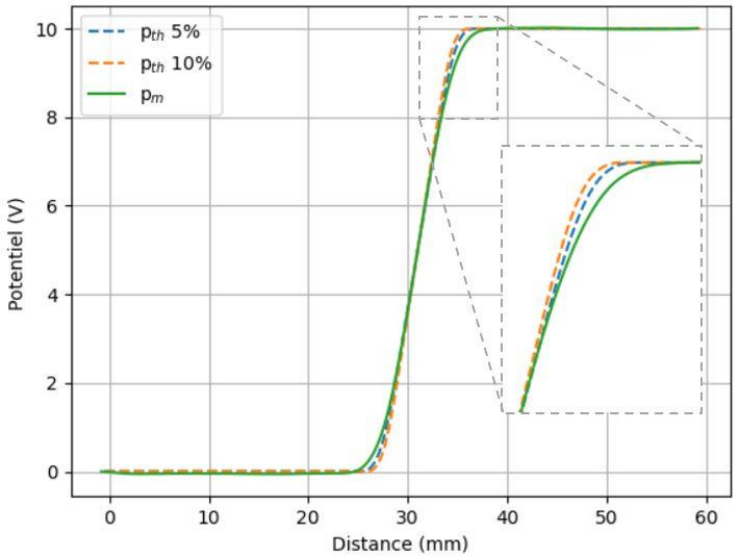


Figure 2.17. Comparaison de la distribution du potentiel moyen établi avec une correction trapézoïdale et différents niveaux de seuils de détection de la largeur efficace de mesure du capteur ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$, $v = 1\ mm.s^{-1}$).

2.3.3. Étude fréquentielle de la chaine d'acquisition du capteur

La relation entre le profil moyen du potentiel (p_m) et le courant électrique mesuré par l'électromètre (i_m), défini par l'éq. 2.12 peut être décomposée en deux fonctions de transferts faisant apparaître : (1) la génération du courant dans le capteur en déplacement et (2) la mesure de courant par la chaine d'acquisition (fig. 2.18).

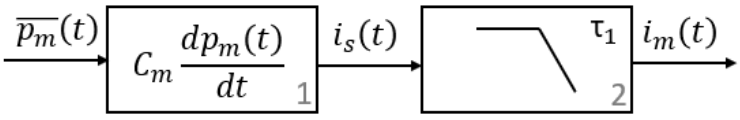


Figure 2.18. Représentation en blocs fonctionnels du processus de mesure de potentiel avec le capteur capacitif en déplacement.

- L'étape 1 de la chaîne d'acquisition correspond proprement dit au couplage capacitif induit entre le capteur et la surface à mesurer. Si la capacité du capteur (C_m) est supposée constante

tout au long du déplacement de celui-ci, la relation entre le courant induit (i_s) et le potentiel moyen mesuré (p_m) est décrite par l'éq. 2.21. La représentation de cette fonction de transfert dans le domaine logarithmique des fréquences est illustrée la fig. 2.19. L'amplitude de la fonction de transfert est alors linéaire et croissante dont la pente est directement corrélée à C_m. L'amplitude du courant mesuré par le capteur est d'autant plus importante que la capacité du capteur est élevée. Elle peut être donc augmentée soit en augmentant la largeur de l'électrode (l) ou bien en réduisant l'espace inter-électrode (h).

$$H_{i_s-p_m} = \frac{i_s(f)}{p_m(f)} = 2\pi f j C_m \tag{2.21}$$

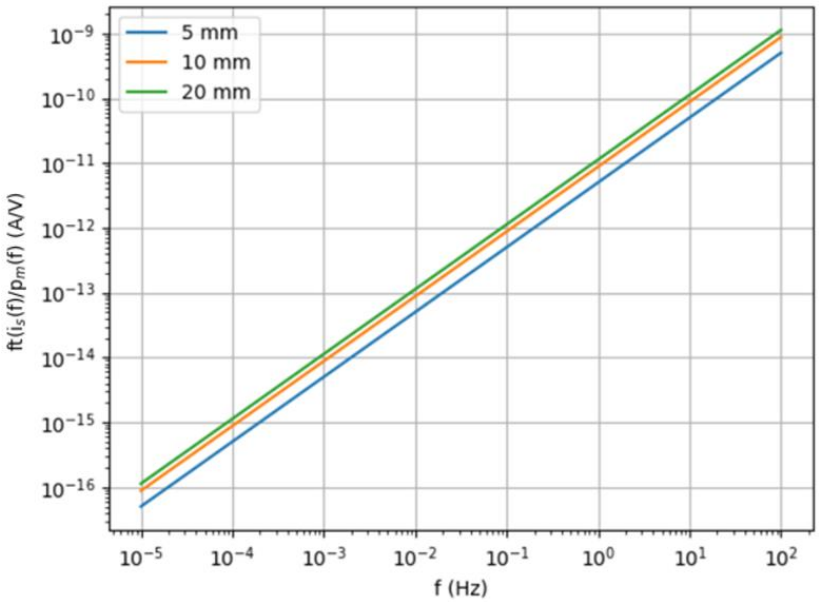
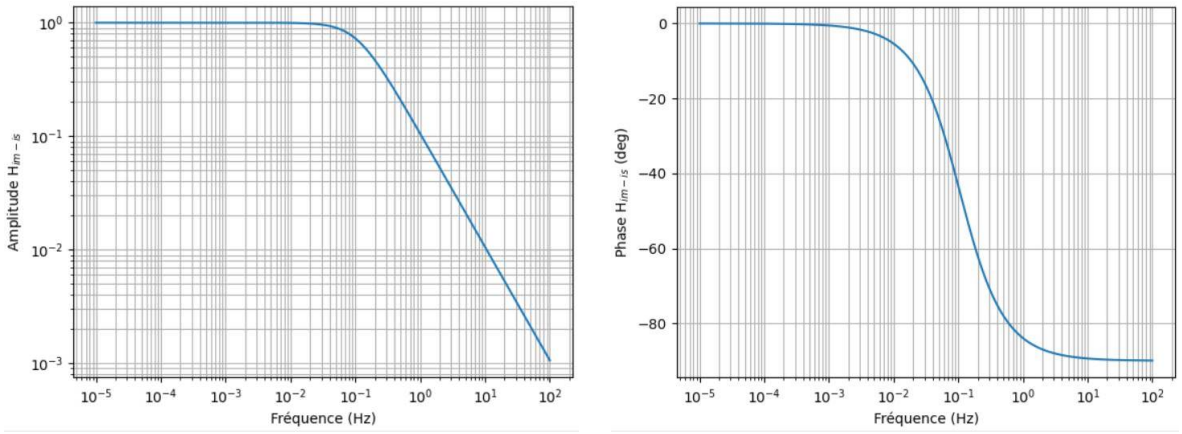


Figure 2.19. Représentation de la fonction de transfert entre p_m et i_s pour différentes largeurs d'électrode de mesure (l).

- L'étape 2 correspond aux effets de filtrage induits par toute la chaîne d'acquisitions (pico-ampèremètre, câble BNC et résistance de shunt). La fonction de transfert associée (éq. 2.22) est représentative d'un filtre passe bas du premier ordre (fig. 2.20) représenté par son diagramme de Bode. La fréquence de coupure (f_c) de ce filtre est à environ 0.1 Hz et son déphasage de -90° dans la bande atténuée. En première approche, compte tenu des valeurs des capacités mesurées pour l'ensemble des géométries du capteur, C_m peut être négligé par rapport notamment à la capacité du câble BNC (pour une erreur relative sur τ inférieure à 1 %) dans la fonction de transfert (éq. 2.23). La fréquence de coupure apparait alors totalement indépendante de la géométrie du capteur.

$$H_{i_m-i_s} = \frac{i_m(f)}{i_s(f)} = \frac{1}{1+\tau 2\pi j f} \tag{2.22}$$

$$\tau \approx \mathrm{R}_a(\mathrm{C}_c + \mathrm{C}_a + \mathrm{C}_m) \approx \mathrm{R}_a\,(\mathrm{C}_c + \mathrm{C}_a) \tag{2.23}$$



a. Amplitude. **b.** Phase.

Figure 2.20. Représentation de la fonction de transfert $H_{i_m - i_s}$.

2.4. Étude paramétrique

2.4.1. Influence de la vitesse de déplacement sur la reconstruction du potentiel

2.4.1.1. Analyse du courant mesuré par l'électromètre (i_m) dans la chaine d'acquisition du capteur

Pour les mêmes conditions de largeur d'électrode de mesure ($l = 5\ mm$) et de hauteur ($h = 2.5\ mm$) entre l'électrode de mesure et l'échantillon de calibration, différentes vitesses de déplacement comprises entre 0,3 $mm.s^{-1}$ et 1 $mm.s^{-1}$ ont été étudiées. Quelle que soit la vitesse (fig. 2.21), le profil de courant en fonction du temps reste inchangé avec l'apparition d'un transitoire de courant.

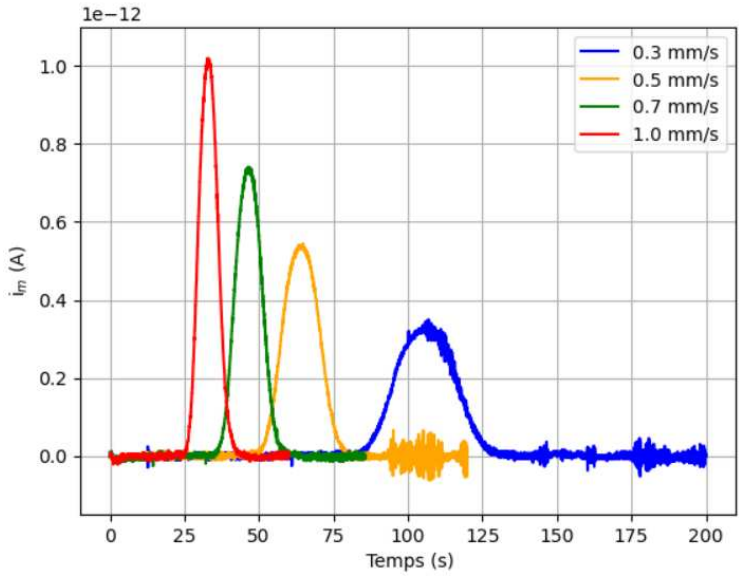
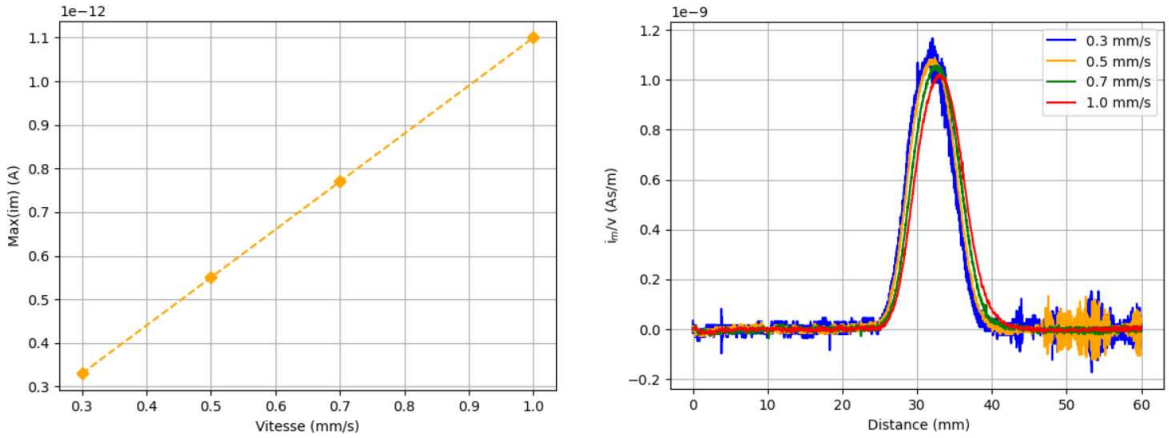


Figure 2.21. Évolution temporelle du courant i_m pour un déplacement face à l'échantillon de calibration pour différentes vitesses de déplacement (h =2.5mm, l =5mm).

En première approche, la fig. 2.22-a semble montrer également une progression linéaire de l'amplitude maximale de ce courant. Or en reportant l'évolution temporelle des courants ($i_m(t)$) dans l'espace ($x = vt$) et en divisant chaque profil par la vitesse de déplacement du capteur, ce profil normalisé permet de mettre en évidence plus précisément l'effet du filtrage induit par la chaîne d'acquisition ($H_{i_m - i_s}$), (fig. 2.22-b).



a. Amplitude maximale du courant.

b. Courant expérimental normalisé par la vitesse de déplacement (i_m/v).

Figure 2.22. Évolution du courant expérimental mesuré par la chaine de mesure du capteur capacitif (i_m) en fonction de la vitesse de déplacement ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$).

Ainsi, il ressort que l'augmentation de la vitesse de déplacement induit un déphasage spatial du courant et une légère atténuation de l'amplitude. L'analyse spectrale par FFT des signaux de courant montre que l'augmentation de la vitesse augmente l'amplitude et élargit l'encombrement spectral vers des fréquences plus élevées (fig. 2.23).

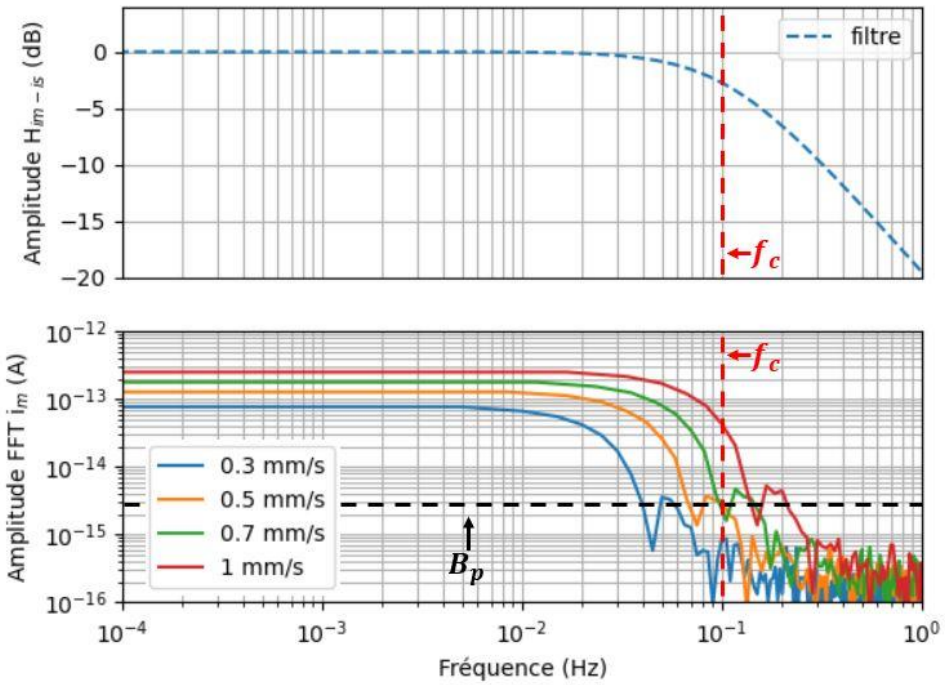


Figure 2.23. Courbes théoriques de gain en dB de la fonction transfert et de la réponse fréquentielle du courant mesuré par l'électromètre (i_m) dans la chaine d'acquisition du capteur capacitif en déplacement ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$, $B_p = 3\ 10^{-15}\ A$ et $f_c = 0.1\ Hz$).

Compte tenu de la valeur de la fréquence de coupure de la chaîne d'acquisition (f_c = 0.1 Hz) et du bruit planché de l'électromètre Keithley 610C $\left(B_p = 3 \cdot 10^{-15} A\right)$, indiquée sur la FFT, tous les harmoniques supérieurs à 0.1 Hz sont totalement filtrés par la chaîne d'acquisition. Ainsi, pour les trois vitesses les plus faibles, le spectre en fréquence semble se situer dans la bande passante de la chaîne d'acquisition. Pour la vitesse la plus élevée de $1\ mm.s^{-1}$, une légère partie du spectre semble empiéter sur la bande atténuée.

Quelles que soient les conditions expérimentales, le courant mesuré induit une perte d'information plus ou moins importante (même dans la bande passante – filtre réel) qui inexorablement a des conséquences dans la reconstruction de la distribution du potentiel expérimentale. De plus, à fréquence d'échantillonnage constante, l'augmentation de la vitesse du capteur conduit également à limiter la résolution spatiale (Δx) (éq. 2.14, Tableau IV) avec donc potentiellement une perte d'information.

Tableau IV. Résolution spatiale du capteur capacitif en fonction de sa vitesse de déplacement pour une fréquence d'échantillonnage de 20 Hz.

Vitesse de déplacement du capteur $(mm.s^{-1})$	1	0,7	0,5	0,3
$\Delta x\ (\mu m)$	50	35	25	15
Durée du transitoire (s)	12	18	25	41

2.4.1.2. Analyse du courant induit dans le capteur capacitif (i_s) en déplacement

L'analyse de l'impact de la vitesse de déplacement du capteur peut être conduite également à partir de l'analyse du courant de capture i_s. Celui-ci peut être reconstruit/calculé soit :

- À partir des données expérimentales de la mesure du courant i_m : i_{s-i_m} (éq. 2.24).
- À partir du profil théorique de potentiel moyen p_{th} : $i_{s-p_{th}}$ (éq. 2.25).

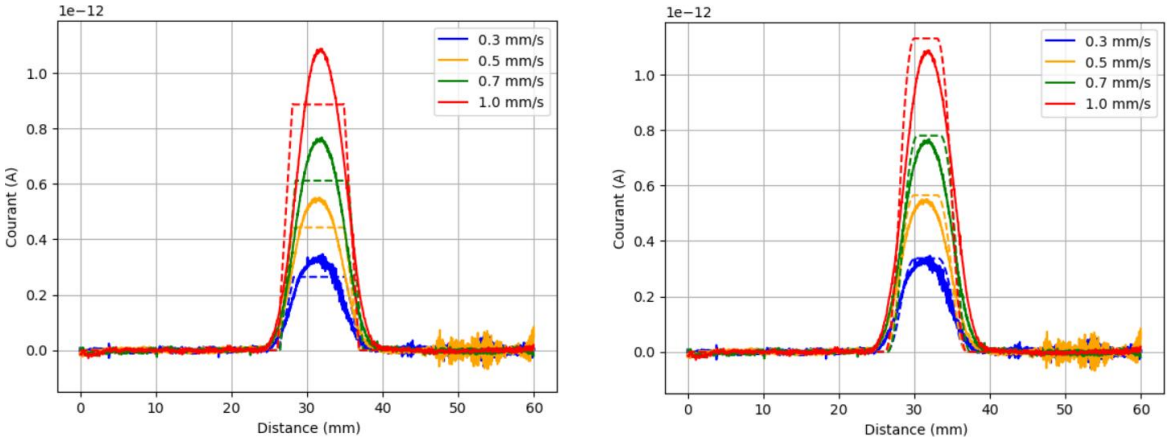
Les calculs théoriques de $i_{s-p_{th}}$ ont été réalisés en imposant un cône de mesure rectangulaire et trapézoïdal.

$$i_{s-i_m}(x) = i_m(x) + \tau v \frac{di_m(x)}{dx} \tag{2.24}$$

$$i_{s-p_{th}}(x) = C_m v \frac{dp_{th}(x)}{dx} \tag{2.25}$$

La figure 2.24 montre clairement que la modélisation du cône de mesure par une fonction trapézoïdale du courant $i_{s-p_{th}}$ permet d'obtenir un comportement plus proche de $i_{s-i_m}(x)$. L'amplitude des courants augmente proportionnellement avec la vitesse de déplacement du capteur. Indépendamment du modèle choisi, le courant théorique présente systématiquement un plateau de saturation qui n'existe pas sur les relevés expérimentaux. Cette différence de comportement est quelque peu surprenante puisqu'il apparaît dans la zone d'évolution linéaire du potentiel de l'échantillon de calibration (au milieu de l'espace inter électrode), dans une zone ou les fréquences

propres du signal sont limitées et plutôt « basses ». Autre point d'interrogation, la présence d'une discontinuité de la dérivée de ce courant juste avant et juste après le plateau. Le filtre passe-bas associé à la chaîne d'acquisition n'a peu, voire pas d'effet d'atténuation dans cette zone. Le calcul du potentiel de la section suivante confirmera ce propos.



a. Surface rectangulaire **b.** Surface trapézoïde

Figure 2.24. Évolution spatiale du courant i_s pour les différentes vitesses de déplacement du capteur (h=2.5mm, l=5mm) (Ligne continue – profil de courant induit dans le capteur capacitif obtenu expérimentalement (i_{s-i_m}), ligne pointillée - profil de courant théorique induit dans le capteur capacitif pour une largeur effective de l'électrode de mesure calculée à 5% (i_{s-p_m})).

L'explication de ce comportement se trouve probablement dans l'approche théorique du calcul du courant et en particulier à l'éq. 2.25 où la capacité est supposée constante. Cette première approche peut paraitre vraie à l'échelle globale, mais elle est erronée à l'échelle locale. En effet, étant donnée la conicité de la géométrie de l'électrode, l'espace capteur-échantillon évolue dans l'espace suivant le déplacement du capteur et modifie en conséquence la capacité locale du capteur. Pour une électrode de 5 mm de largeur (largeur réelle), la conicité conduit à considérer une surface efficace de l'électrode de 10.5 mm. Le calcul est alors tronqué sur plus de 50 % du domaine de l'électrode efficace avec donc une largeur du plateau qui est augmentée d'autant. En normalisant les différents profils de courant en fonction de la vitesse ($i_{s-im}(x)/v$), les courbes se superposent comme le montre la fig. 2.25.

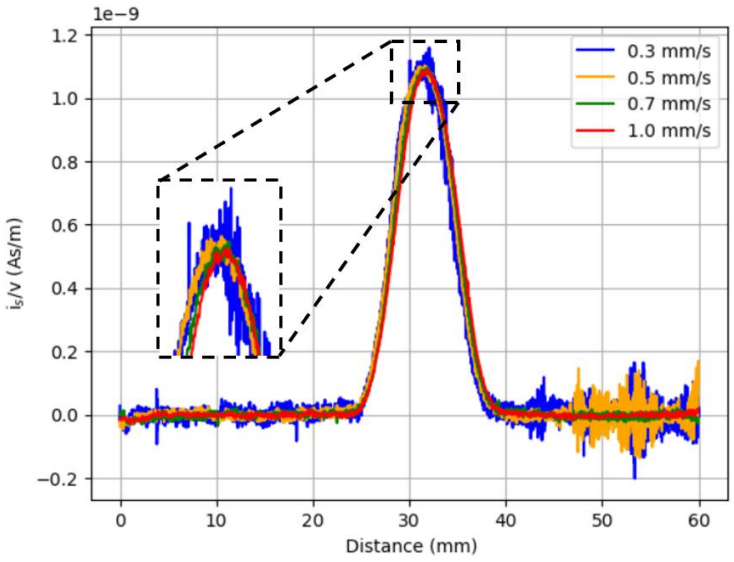


Figure 2.25. Évolution spatiale de courant calculé i_{s-i_m} normalisée pour différentes vitesses de déplacement (i_{s-i_m}/v) ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$).

Cette représentation normalisée montre que, d'une part, il n'y a plus de retard ni d'avance spatial généré par le filtre. D'autre part, comme la capacité globale C_m est indépendante de la vitesse, ce rapport ne dépend que de la variation spatiale du potentiel moyen de l'échantillon de calibration.

L'analyse spectrale des courants induits expérimentaux i_{s-i_m} et théorique $i_{s-p_{th}}$ permet de comprendre les différences de comportements observés sur la fig. 2.26. Il apparaît clairement pour $i_{s-p_{th}}$ des lobes dans la bande atténuée de la métrologie pour les vitesses allant de 0.5 à 1 $mm.s^{-1}$. Ces lobes à de relatives hautes fréquences sont exclusivement liés aux transitions du courant encadrant le plateau. Dans le cas d'une vitesse à 0.3 $mm.s^{-1}$, les lobes du courant théorique sont très faibles. Le comportement théorique et expérimental sont alors très proches.

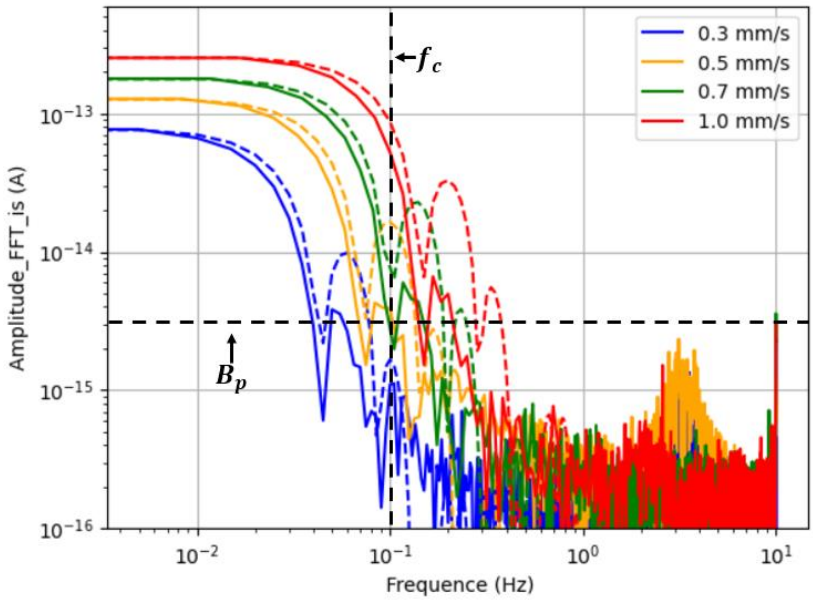


Figure 2.26. Comparaison de la réponse fréquentielle du courant induit dans l'électrode de mesure du capteur ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$, $B_p = 3\ 10^{-15}\ A$ et $f_c = 0.1\ Hz$) (Ligne pointillée – réponse fréquentiel du courant théorique, ligne continue – réponse fréquentielle du courant calculé).

2.4.1.3. Reconstruction du profil de potentiel

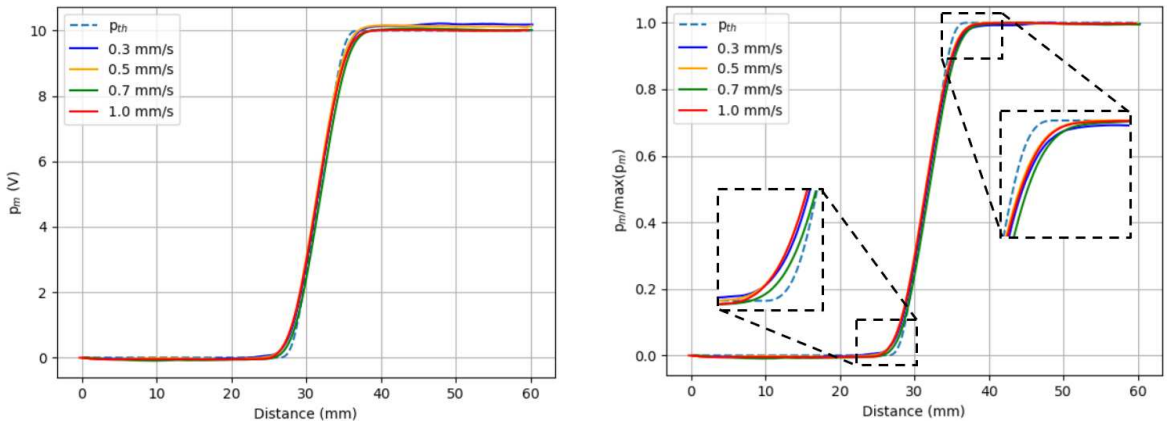
La distribution du potentiel moyen issu des mesures de courant pour les différentes vitesses de déplacement du capteur, ainsi que le profil moyen du potentiel théorique sont présentés sur la fig. 2.27. Quelle que soit la vitesse de déplacement, la reconstruction du potentiel moyen expérimental est très proche du potentiel moyen théorique avec :

- Un potentiel nul en face de l'électrode de référence à zéro volt.
- Une variation linaire et continue dans l'espace inter-électrode.
- Un potentiel sensiblement constant de 10 V en face de la seconde électrode de référence.
- La présence de deux transitions de la tension aux passages des zones à potentiel constante à la zone à l'évolution linéaire.

Les principales différences se localisent au niveau des transitions où le potentiel reconstruit adopte une dynamique plus lente que le modèle théorique. Ce comportement peut trouver différentes explications :

- Une conséquence directe de la chaine d'acquisition et du filtrage de celle-ci, où une partie de l'information à haute fréquence est perdue. Même si l'augmentation de la vitesse de déplacement aggrave l'effet de filtrage, la reconstruction de la distribution de potentiel à 1 $mm.s^{-1}$ ne conduit pas pour autant à un résultat insatisfaisant.
- Une modélisation insuffisante de la déformation des lignes de champ sur les arrêtes des électrodes de référence et la distribution de potentiel associée dans la zone de transition.
- Une correction insuffisante de la géométrie associée au cône de mesure. Cette hypothèse a relativement peu d'impact sur les zones présentant une évolution régulière du potentiel. Par contre, pour les transitions rapides, l'impact est significatif. Cet effet pourra se modéliser en faisant varier la capacité locale du capteur :

$$i_{s-p_{th}}(x) = v\left(p_{th}(x)\frac{dC_m(x)}{dx} + C_m(x)\frac{dp_{th}(x)}{dx}\right) \tag{2.26}$$



a. Profil absolu. **b.** Profil normalisé.

Figure 2.27. Profils de potentiel moyen reconstruits à partir du courant mesuré par le capteur capacitif en déplacement ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$) (Ligne pointillée – profil de potentiel théorique, ligne continue – profil de potentiel reconstruit).

2.4.2. Influence de la largeur de l'électrode de mesure sur la reconstruction de la distribution du potentiel

Le comportement spatial du courant induit dans le capteur capacitif en fonction de la largeur de l'électrode de mesure pour une vitesse de déplacement de 1 $mm.s^{-1}$ est représenté par la fig. 2.28. Ainsi, expérimentalement, plus l'électrode de mesure est large, plus la zone de transition s'élargit. Au-delà de 10 mm, un plateau stationnaire de courant devient visible conformément au modèle théorique établi avec la méthode trapézoïdale. L'impact sur l'amplitude est plus difficile à appréhender. Alors que pour les électrodes de 5 et 10 mm de large, l'amplitude du courant est sensiblement égale, elle diminue significativement avec l'électrode de 20 mm.

En augmentant la largeur de l'électrode, les effets de conicité du capteur sont relativement plus faibles (la surface effective ne représentant plus que 19 % de la surface réelle pour une électrode de 20 mm de largeur (tableau III)) et le modèle trapézoïdal est sans doute plus satisfaisant.

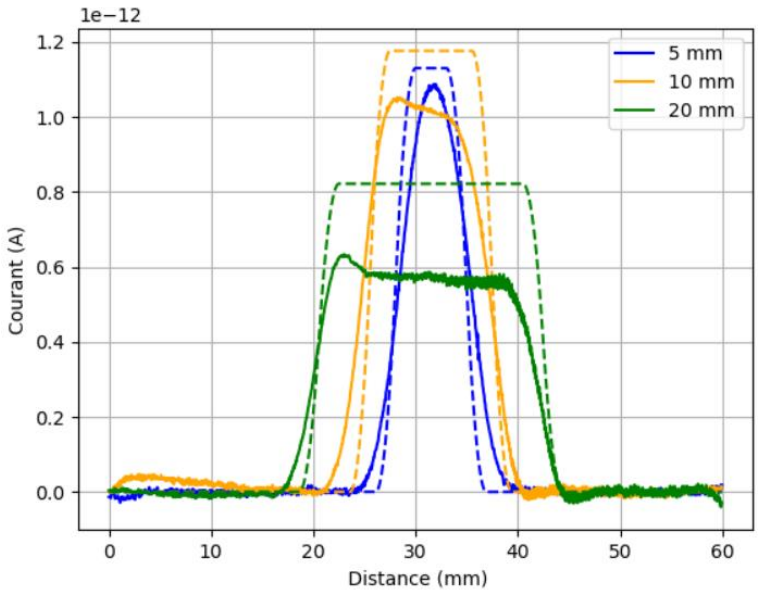


Figure 2.28. Profils de courant mesurés par le capteur capacitif pour différentes largeurs d'électrodes ($h = 2.5\ mm, v = 1\ mm.s^{-1}$) (Ligne continue - courant mesuré par l'électromètre, ligne pointillée - profil de courant théorique induit dans le capteur capacitif).

Concernant la chaîne d'acquisition, l'augmentation de la largeur du capteur et donc de la capacité de celui-ci, n'a que très peu d'effet sur la fonction de filtrage (eq.2.21) et amplifie la sensibilité (eq. 2.25) (fig. 2.29). Cependant, en élargissant l'électrode, le potentiel théorique moyen devient de moins au moins sensible aux fluctuations de celui-ci, la dérivée du potentiel local est alors fortement atténuée. Sur l'analyse spectrale des signaux, cela se traduit notamment par de plus en plus de fréquences pour lesquelles l'amplitude atteint des valeurs inférieures à la sensibilité de l'appareil de mesure. Ces deux effets contradictoires conduisent alors aux résultats observés sur l'amplitude du courant.

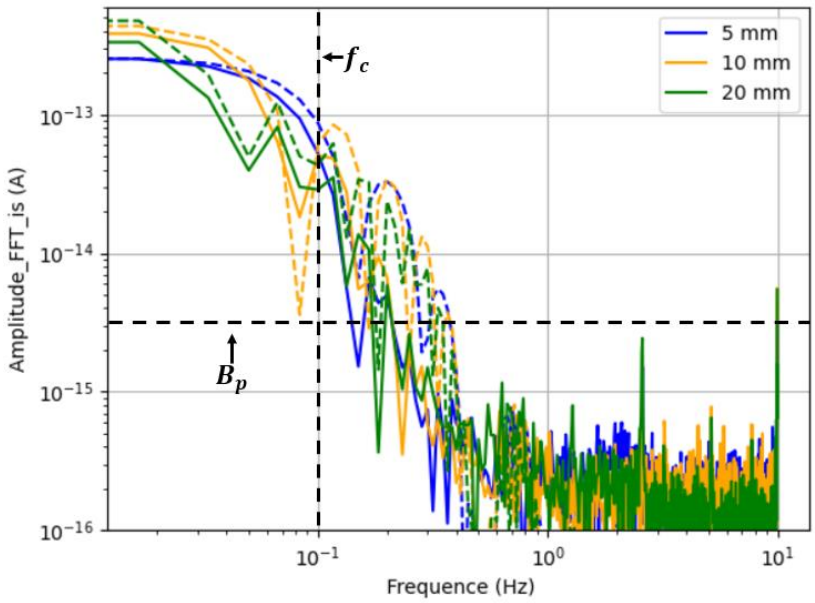
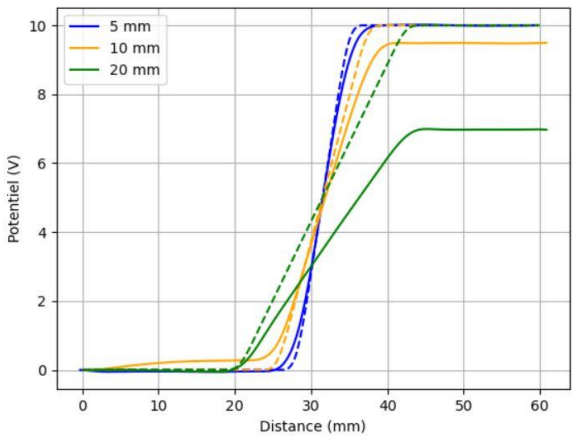
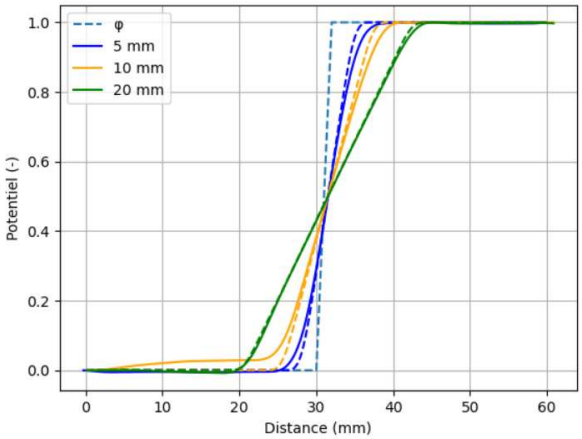


Figure 2.29. Comparaison de la réponse fréquentielle du courant induit dans l'électrode de mesure du capteur ($h = 2.5\ mm, v = 1\ mm.s^{-1}$, $B_p = 3\ 10^{-15}\ A$ et $f_c = 0.1\ Hz$) (Ligne pointillée – réponse fréquentielle du courant théorique, ligne continue – réponse fréquentielle du courant calculé).

La reconstruction du profil de potentiel expérimental moyen (fig. 2.30), vis-à-vis du potentiel moyen théorique associé, montre une très nette dégradation de celui-ci avec l'augmentation de la largeur de l'électrode. La normalisation du potentiel reconstruit par rapport à sa valeur maximale (fig. 2.31), précise que la dégradation du potentiel n'est pas dans la forme mais plus dans l'amplitude de la tension. La limite de sensibilité du pico-ampèremètre peut apporter une interprétation à ces résultats. Il convient aussi de remarquer qu'en élargissant l'électrode capacitive tout en maintenant constante sa longueur (fixée à 35 mm pour rappel), l'hypothèse de géométrie 1D du capteur n'est plus acceptable. Les effets latéraux du champ sur l'électrode ne peuvent plus être négligés.



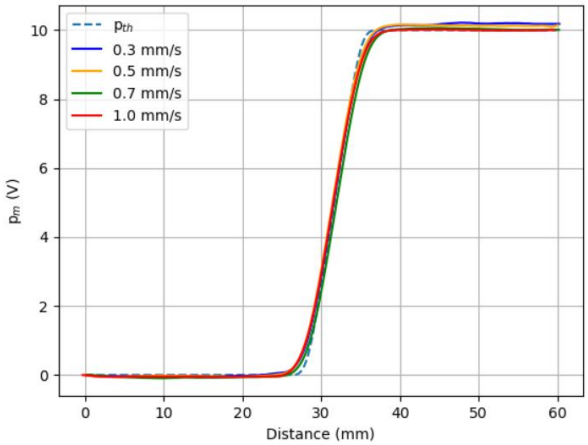
a. Profils de potentiel reconstruits.



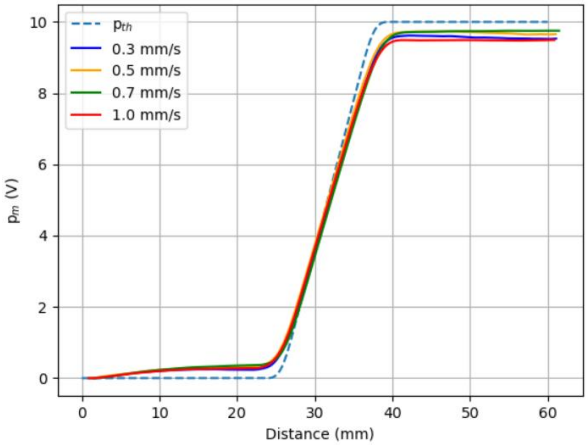
a. Profils de potentiel reconstruits normalisé.

Figure 2.30. Profils de potentiel reconstruits à partir du courant mesuré par le capteur capacitif en déplacement ($h = 2.5\ mm, v = 1\ mm.s^{-1}$).

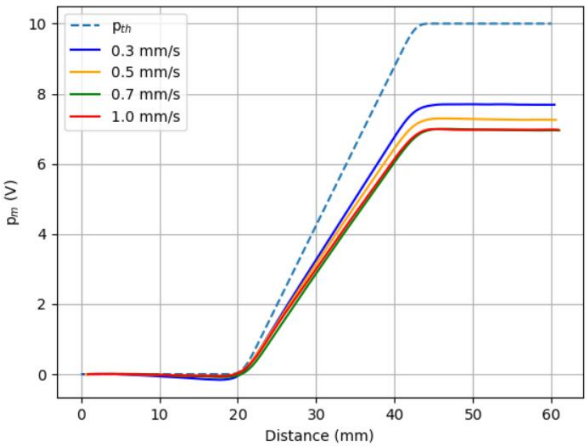
Quelle que soit la vitesse de déplacement du capteur étudiée (fig. 2.33.), la reconstruction du potentiel est toujours plus satisfaisante lorsque l'électrode capacitive fait 5 mm de large.



a. l = 5 mm.



b. l = 10 mm.



c. l = 20 mm.

Figure 2.31. Profils de potentiel moyen reconstruits à partir du courant mesuré par le capteur capacitif en déplacement ($h = 2.5\ mm$, $v = 1\ mm.s^{-1}$).

2.4.3. Influence de l'écartement de l'électrode sur la reconstruction du potentiel

L'écartement (h) de l'électrode de l'échantillon de calibration impacte la capacité du capteur (Tableau II) et la surface effective de mesure (Tableau III). Une augmentation de l'écartement diminue la capacité et donc l'affaiblissement du filtre ; elle augmente la surface effective de mesure avec les effets comparables à une augmentation de la largeur de l'électrode. Au niveau expérimental, cela se traduit donc au niveau du courant i_{s-i_m} (fig. 2.32) par un élargissement du transitoire, une diminution de l'amplitude du courant et concernant la reconstruction du potentiel (fig. 2.33), une dégradation dans la reconstruction de la distribution du potentiel.

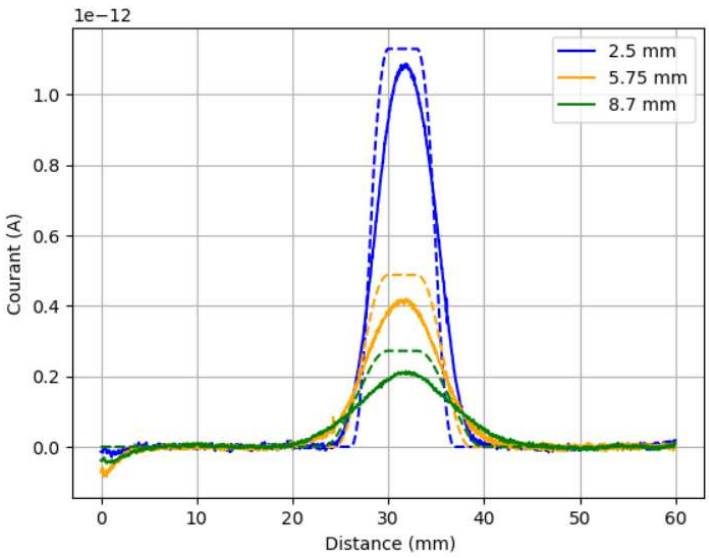


Figure 2.32. Profils de courant mesuré par le capteur capacitif en déplacement pour différents écartements de l'électrode ($l = 5\ mm$, $v = 1\ mm.s^{-1}$) (Ligne continue – courant mesuré par l'électromètre, ligne pointillée – profil de courant théorique induit dans le capteur capacitif).

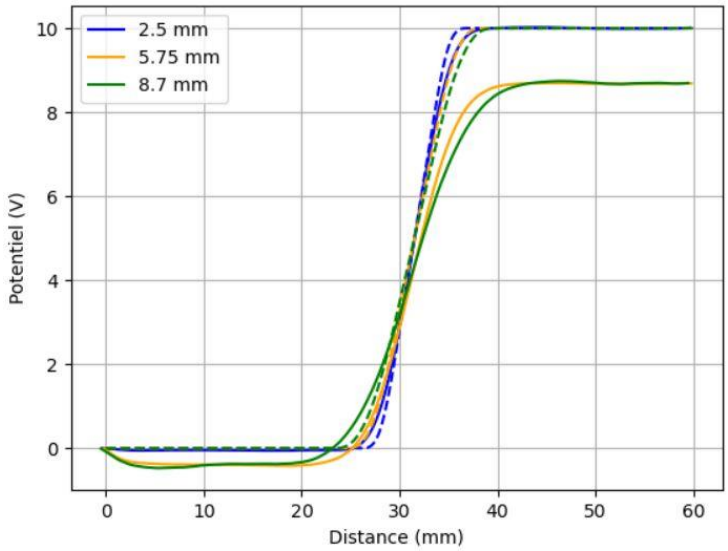
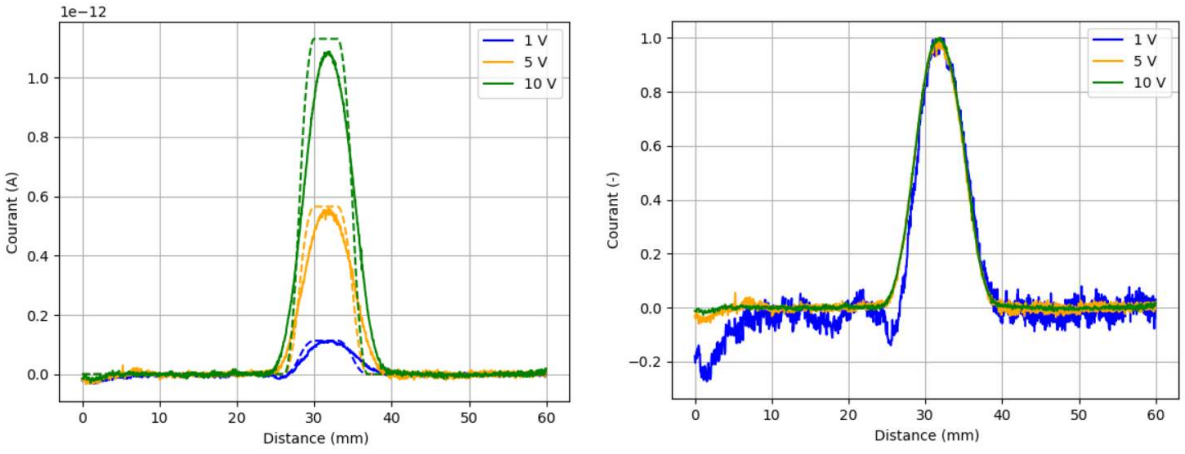


Figure 2.33. Profils de potentiel reconstruits à partir du courant mesuré par le capteur capacitif en déplacement pour différents écartements de l'électrode (l=5 mm, v=1 mm.s^{-1}) (Ligne continue – courant mesuré par l'électromètre, ligne pointillée – profil de courant théorique induit dans le capteur capacitif).

2.4.4. Influence de l'amplitude de la transition de potentiel sur la reconstruction du potentiel

Le niveau du potentiel imposé sur l'échantillon de calibration n'a évidemment aucun impact sur la chaîne d'acquisitions. C'est la limite de sensibilité du pico-ampèremètre qui conduit à perdre de l'information même pour des fréquences dans la bande passante du filtre. Ainsi effectivement, en diminuant la tension de référence (fig. 2.34-a), le courant i_{s-i_m} diminue en amplitude pour une largeur du transitoire qui reste inchangée (fig. 2.34-b).



a. Comparaison des profils théorique et calculé.

b. Profils de courant calculé normalisés.

Figure 2.34. Profils de courant induits dans le capteur capacitif en fonction de l'amplitude de la transition du potentiel de référence ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$, $v = 1\ mm.s^{-1}$) (Ligne continue – courant mesuré par l'électromètre, ligne pointillée – profil de courant théorique induit dans le capteur capacitif).

Le spectre fréquentiel associé (fig 2.35) à trois niveaux de tension différents, confirme l'élargissement de la bande de fréquences pour lesquelles l'amplitude devient inférieure au bruit planché du pico-ampèremètre. La reconstruction du potentiel (fig 2.36) confirme ces pertes d'informations lorsque les niveaux de tension diminuent. Pour les profils de potentiel mesurés à 5 et 10 V, l'erreur entre le profil théorique du potentiel et le profil reconstruit est inférieur à 5 % dans la zone de transition. Elle dépasse les 20 % pour le potentiel de 1 V.

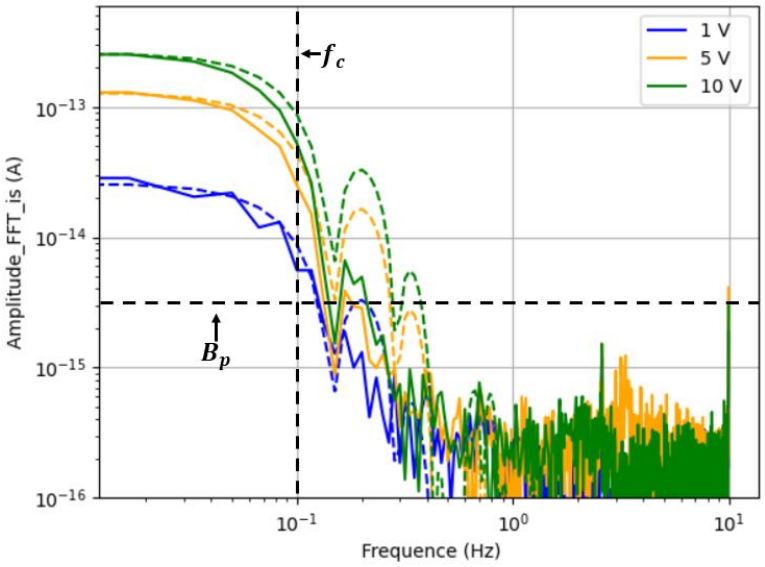
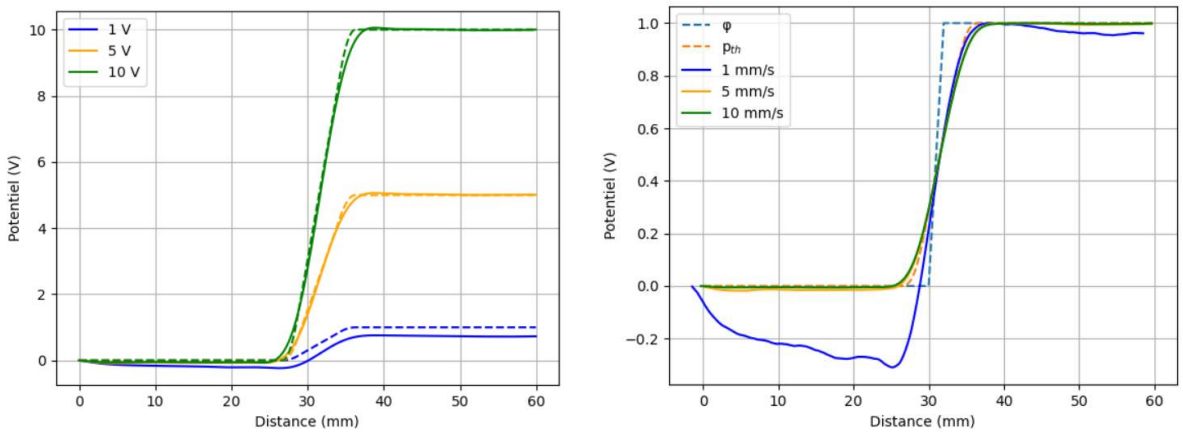


Figure 2.35. Comparaison de la réponse fréquentielle du courant induit dans l'électrode de mesure du capteur ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$, $v = 1\ mm.s^{-1}$, $B_p = 3\ 10^{-15}\ A$ et $f_c = 0.1\ Hz$) (Ligne pointillée – réponse fréquentielle du courant théorique, ligne continue – réponse fréquentielle du courant calculé).



a. Profils de potentiel reconstruits.

b. Profils de potentiel normalisé.

Figure 2.36. Profils de potentiel reconstruits à partir du courant mesuré par le capteur capacitif en déplacement en fonction de l'amplitude de la transition du potentiel de référence ($h = 2.5\ mm$, $l = 5\ mm$, $v = 1\ mm.s^{-1}$) (Ligne pointillée – Profil théorique du potentiel, ligne continue – profil reconstruit de potentiel).

Conclusion

La mesure de la distribution du potentiel à la surface d'un solide par le capteur capacitif en déplacement semble être globalement satisfaisante pour des évolutions régulières du potentiel. En s'appuyant sur une distribution du potentiel idéalisée, maitrisée obtenue à partir d'un jeu d'électrodes au potentiel imposé, l'étude des différents paramètres a permis de valider le principe de la mesure et d'identifier les paramètres optimaux afin de favoriser la sensibilité et la résolution. Ainsi, les deux paramètres intrinsèques au capteur qui ressortent sont la vitesse de déplacement du capteur et la surface efficace de mesure (liée à la largeur de l'électrode et l'espacement capteur-surface). Une augmentation de la vitesse de déplacement favorise la sensibilité, quant à la surface efficace, plus elle est importante plus elle moyenne la distribution du potentiel et limite la sensibilité de la mesure et sa résolution. À ces remarques, il convient aussi alors de considérer les propriétés des appareils de mesure notamment en termes de limite de sensibilité afin de définir les paramètres optimaux.

Pour des variations plus brutales du potentiel, notamment telles qu'elles existent au niveau de l'arrête des électrodes constituant la géométrie d'étude, la reconstruction du potentiel est plus délicate et plus incertaine. Cette situation est la conséquence du choix de la géométrie d'étude. Elle est assez peu représentative de situations industrielles en lien, par exemple, avec l'accumulation de charge électrique à la surface du diélectrique où la distribution des charges et du potentiel subit des évolutions plus régulières, plus continues. Le chapitre suivant s'inscrit dans cette géométrie.

Chapitre 3

Étude expérimentale de la répartition spatiale et temporelle de la charge électrique produite par l'écoulement de l'huile minérale dans une canalisation de carton intégrée entre deux canalisations métalliques mise à la terre

Introduction

L'écoulement d'un liquide dans une conduite est à l'origine du phénomène de l'électrisation par écoulement qui est susceptible de conduire à des accumulations de charges électriques et des montées en potentiel localement importantes si le solide est un diélectrique par exemple. Cartographier cette distribution des charges et/ou du potentiel est essentiel dans la prévention des risques électrostatiques associés. Le capteur capacitif en déplacement décrit dans le chapitre précédent est utilisé dans cet objectif. Il est appliqué afin d'étudier la distribution du potentiel pour l'écoulement d'une huile minérale (Shell Diala S) de transformateur électrique de puissance à la surface de carton (Weidmann TIV). Le capteur capacitif est ainsi monté sur un banc d'expertise des risques électrostatiques (appelé "la petite boucle") dans les transformateurs électriques de puissance développés au sein de l'institut PPRIME. Les mesures de distributions des potentiels seront confrontées aux connaissances actuelles de la double couche électrique et du phénomène de l'électrisation par écoulement ainsi qu'à des mesures capacitives ponctuelles (mesure en multipoints). Cette première série de mesure est réalisée sur une veine de carton intégrée entre deux canalisations métalliques (amont et aval) connectées à la terre. La mesure de la distribution du potentiel sera établie depuis la canalisation métallique amont, jusqu'à la canalisation métallique aval et ce pendant la circulation de l'huile.

3.1. Principe de base théorique de l'électrisation par écoulement

Dès qu'un liquide est mis en contact avec une surface solide, des réactions physico-chimiques apparaissent à l'interface et produisent un transfert de charge électrique entre les deux matériaux.

Deux zones de charge de signes opposés sont ainsi créées, une dans le solide et l'autre dans le liquide. Elles forment alors la double couche électrique (DCE), fig. 3.1. Lorsque le liquide est mis en écoulement, l'état d'équilibre électrique atteint par la DCE est perturbé par la mise en mouvement d'une partie des charges électriques. Les charges de la couche diffuse sont balayées, transportées par le liquide tandis que les charges de la couche compacte liées au solide restent solidaires de celui-ci. L'équilibre électrostatique ainsi rompu conduit à générer des nouvelles réactions à l'interface afin de retrouver un état d'équilibre dit « dynamique ». Ce phénomène de l'électrocinétique est connu sous le nom de potentiel d'écoulement ou d'électrisation par écoulement. Si le solide est un diélectrique, il va accumuler des charges électriques et son potentiel électrique va augmenter localement. Dans certains cas extrêmes, ce potentiel local peut être suffisant pour amorcer des décharges partielles voire des décharges énergétiques, fragilisant la fiabilité du solide et conduisant à terme à des incidents voire des accidents. Cette physique particulière peut être modélisée par une approche électrique équivalente.

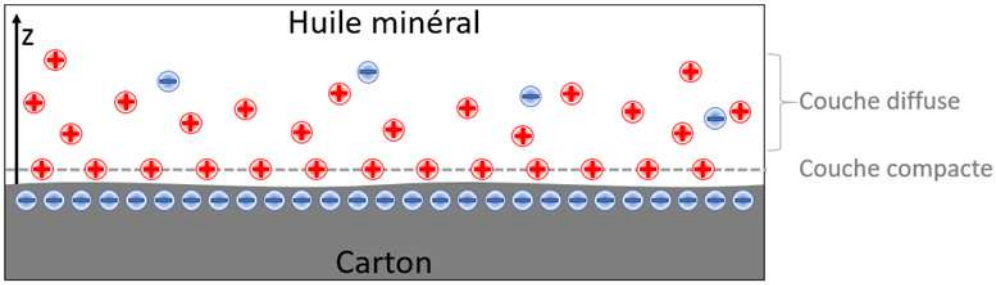


Figure 3.1. Représentation de la répartition des ions produits à l'interface solide/liquide.

3.1.1. Modèle électrique équivalent de la DCE

Le mécanisme de génération des charges à l'interface solide/liquide peut être associé à des générateurs de courant (i) distribués tout au long de celle-ci [18, 81]. Les charges de la couche diffuse balayées par l'écoulement laissent à la surface du solide diélectrique (ou du conducteur isolé) des charges de signes opposés et induisent une montée en potentiel de celui-ci à l'image d'un condensateur électrique. Dans un tel scénario, les potentiels atteints conduiraient systématiquement à des décharges électriques ce qui n'est pas le cas (les incidents et accidents par électrisation par écoulement sont très exceptionnels). L'accumulation des charges à la surface du solide est donc limitée soit par l'arrêt de la production des charges électriques à l'interface, soit par une fuite électrique de celles-ci. Des expériences d'électrisation par écoulement de longue durée [18] ont montré que le mécanisme de production de charges à l'interface persévérait dans le temps bien au-delà de l'équilibre dynamique. La limitation du potentiel est donc le fruit d'un équilibre accumulation/fuite équivalent à un montage électrique résistif (R) et capacitif (C) alimenté par des générateurs de courant (fig. 3.2).

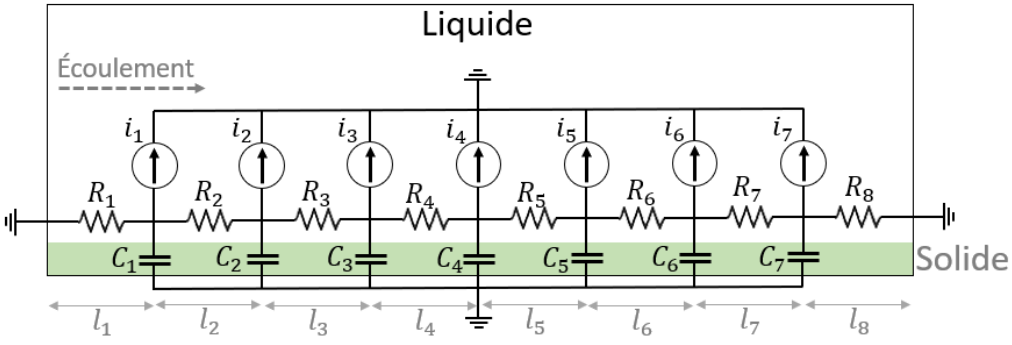


Figure 3.2. Représentation du modèle électrique équivalent à l'interface solide/liquide.

Le générateur de courant agit pour reconstruire la double couche électrique déstabilisée par l'écoulement. Selon le temps de contact entre le solide et le liquide, et donc le positionnement dans une conduite (depuis l'amont, par exemple), la double couche électrique sera plus ou moins redéveloppée et, en conséquence, le générateur de courant imposera un courant plus ou moins important. Afin de considérer l'impact du temps (ou le positionnement de liquide depuis le début de la conduite), le modèle électrique de l'interface solide/liquide est discrétisé en "cellules élémentaires" (7 cellules sur la fig. 3.2) où l'amplitude du générateur de courant élémentaire et la valeur des résistances élémentaires de fuite dépendent du temps de contact entre le solide et le liquide.

Supposons une conduite rectangulaire (fig. 3.3) de longueur L, largeur D et épaisseur $2h_e$. La demi-épaisseur h_e de la conduite est supposée négligeable devant la largeur D pour simplifier la résolution du problème. Un écoulement laminaire est imposé dans la conduite (éq. 3.1) pour une vitesse moyenne d'écoulement U_m. La conduite diélectrique est connectée à la terre à ses deux extrémités (amont et aval) et le liquide est considéré électriquement neutre en entrant dans la conduite.

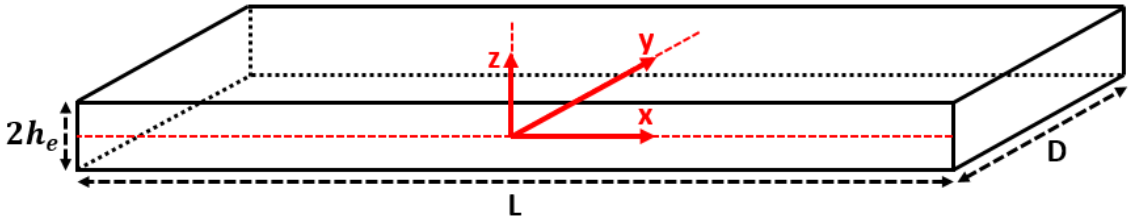


Figure 3.3. Représentation de la géométrie de la canalisation test pour l'étude de la DCE à l'interface solide/liquide.

$$\mathrm{U(z)} = \frac{3}{2} U_m \left(1 - \frac{z^2}{{h_e}^2}\right) \tag{3.1}$$

3.1.2. Détermination des expressions des générateurs de courant du modèle

Dans l'hypothèse où le mécanisme de formation de la double couche électrique est associé à des réactions d'oxydoréduction, la densité de courant à la paroi $\left(\mathrm{i}_p(x)\right)$ est définie par l'équation 3.2 où x désigne la distance depuis l'entrée de la conduite. Dans cette expression, la constante k_{ox} représente la cinétique chimie de la réaction d'oxydoréduction et $\rho_p(x)$ la densité volumique de charge à la paroi à la distance x depuis l'entrée de la conduite. Ainsi, plus la double couche est développée, plus la différence $\left(\rho_{p\infty} - \rho_p(x)\right)$ et la densité de courant à la paroi sont faibles, alors qu'au contraire, la densité de courant est alors maximale à l'entrée de la conduite ($x = 0$).

$$\mathrm{i}_p(x) = k_{ox}\left[\rho_{p\infty} - \rho_p(x)\right] \tag{3.2}$$

Pour la modélisation de l'électrisation par écoulement, l'hypothèse dite des « faibles densités volumiques de charge » est prise en compte [84]. Selon cette approche, les charges ajoutées par le développement de la DCE ne sont pas suffisantes pour changer significativement la conductivité locale du liquide. Cette hypothèse, qui ne se vérifie pas pour des liquides diélectriques [16] permet cependant d'établir une expression analytique de la densité volumique de charge $\left(\rho(z,x)\right)$ pour une canalisation

rectangulaire dans un espace compris entre 0 et h_e $(0 < z < h_e)$ (éq. 3.3). L'erreur induite par cette hypothèse est considérée comme négligeable [8].

$$\rho(z,x) = \rho_p(x)\frac{\exp\left(\frac{z}{\delta_0}\right)}{\exp\left(\frac{h_e}{\delta_0}\right)} \tag{3.3}$$

L'électroneutralité étant conservée, la charge du liquide transportée par l'écoulement (ou courant d'écoulement) défini selon l'éq. 3.4 est strictement égale à la charge produite par la réaction d'oxydoréduction. Si P désigne le périmètre de la conduite, la densité de courant et le courant d'écoulement sont alors reliés par l'équation 3.5.

$$\mathrm{I}(x) = \oiint \rho(z,x)U(z)dzdx \tag{3.4}$$

$$\frac{d\mathrm{I}(x)}{dx} = P\mathrm{i}_p(x) \tag{3.5}$$

En résolvant l'équation différentielle établie à partir des éq. 3.3 à 3.5, le courant d'écoulement ($I(x)$) et la densité volumique de charge à la paroi ($\rho_\mathrm{p}(x)$) sont calculés (éq. 3.6 et 3.7). Si x_e et x_f désignent la distance d'entrée et de sortie de la cellule élémentaire n de la conduite par rapport à l'entrée du modèle électrique équivalent, le courant de génération associé au segment n (i_{gn}) s'établit selon l'équation 3.10.

$$\mathrm{I}(x) = \mathrm{B}\frac{\rho_{p\infty}}{\exp\left(\frac{h_e}{\delta_0}\right)}(1 - \exp(-\alpha\mathrm{x})) \tag{3.6}$$

$$\rho_p(x) = \rho_{p\infty}(1 - \exp(-\alpha\mathrm{x})) \tag{3.7}$$

avec

$$\mathrm{B} = 3U_m\mathrm{D}\left[\left(2\frac{\delta_0^2}{h_e} - 2\frac{\delta_0^3}{{h_e}^2}\right)\exp\left(\frac{h_e}{\delta_0}\right) - \left(\delta_0 - 2\frac{\delta_0^3}{{h_e}^2}\right)\right] \tag{3.8}$$

et

$$\alpha = \frac{PKexp\left(\frac{h_e}{\delta_0}\right)}{B} \tag{3.9}$$

$$\mathrm{I}_{gn} = \mathrm{I}(x_e) - \mathrm{I}(x_f) \tag{3.10}$$

3.1.3. Détermination des expressions des résistances de fuite du modèle électrique équivalent

Dans l'hypothèse où le potentiel induit à l'interface par l'accumulation des charges ne change pas le comportement ohmique du liquide et du solide, la résistance électrique de fuite est déterminée à partir de la conductivité locale. Comme la conductivité électrique des huiles minérales (0.5 $10^{-12}\ S.m^{-1}$),

est plus importante que celle des cartons imprégnés (0.5 $10^{-13}\ S.m^{-1}$), la fuite électrique des charges sera supposée induite exclusivement dans le liquide, au sein de la DCE sur une épaisseur égale à δ_0 et donc sur une surface $S_f \approx 2\mathrm{D}\delta_0$. La conductivité de l'huile dépend localement de sa valeur intrinsèque ainsi que du niveau de développement de la DCE. En supposant qu'une seule espèce chargée de valence égale à 1 et de coefficient D_0 contribue à la DCE, la conductivité électrique locale du liquide s'exprime selon l'équation 3.11:

$$\sigma(z,x) = \sigma + \frac{e_0}{kT}\, D_0\, \rho(z,x) \tag{3.11}$$

où e_0 est la charge élémentaire, k la constante de Boltzmann, T la température absolue.

La résistance de fuite ($R(x)$) devient alors :

$$\mathrm{R}(x) = \frac{1}{S_f}\int \frac{1}{\sigma + \frac{e_0}{kT}\, D_0\, \rho(z,x)}\, dx \tag{3.12}$$

Afin de rapporter la problématique à une dimension selon la direction x, la distribution de la densité volumique de charge est moyennée selon z ($\rho_m(z)$) :

$$\rho_m(x) = \frac{1}{\delta_0}\int \rho(z,x)\, dz = \rho_{m\infty}(1 - \exp(-\alpha x)) \tag{3.13}$$

ou $\rho_{m\infty}$ est la densité volumique de charge moyenne pour un tube de longueur infinie donnée par :

$$\rho_{m\infty} = \frac{\rho_{p\infty}}{\exp\left(\frac{h_e}{\delta_0}\right)}\left(\exp\left(\frac{h_e}{\delta_0}\right) - \exp\left(\frac{h_e - \delta_0}{\delta_0}\right)\right) \tag{3.14}$$

Après intégration, la résistance de fuite pour une conduite rectangulaire de longueur L s'exprime alors par :

$$\mathrm{R}(x) = \frac{1}{S_f\left(\frac{e_0}{kT}\, D_0\, \rho_{m\infty} + \sigma\right)}\left[x + \frac{1}{\alpha}\ln\left(\frac{\frac{e_0}{kT}\, D_0\, \rho_{m\infty}(1 - \exp(-\alpha x)) + \sigma}{\sigma}\right)\right] \tag{3.15}$$

À l'image du générateur de courant associé à une cellule élémentaire du modèle, la résistance de fuite élémentaire s'exprime alors par :

$$\mathrm{Rn} = \mathrm{R}(x_e) - \mathrm{R}(x_f) \tag{3.16}$$

3.1.4. Exemple de simulations de la distribution du potentiel le long d'une conduite en carton pour un écoulement d'huile

La figure 3.4 est un exemple de la distribution du potentiel normalisé simulé à l'interface (φ) le long d'une conduite de 300 mm de long pour différents temps d'écoulement (écoulement laminaire). À tout instant, la distribution du potentiel de surface est maximale vers le premier tiers de la conduite en carton et tombe à zéro aux deux extrémités de la conduite. Au cours du temps, le potentiel moyen augmente sur toute la conduite et le maximum du potentiel se déplace très légèrement vers l'amont de celle-ci.

Cabaleiro a conforté ses résultats par approche continue dans l'espace et dans le temps en résolvant numériquement les équations établies par Paillat. Le code en différences finies développé sous Scilab permet entre autres d'établir la distribution du potentiel à l'interface du solide toujours en écoulement dans une conduite rectangulaire pour différents paramètres, notamment incluant la dynamique de réaction des charges à l'interface. Quelques soient les paramètres choisis, illustré par la fig. 3.5, l'évolution de la distribution du potentiel dans le solide sur les 15 premières secondes de l'écoulement présente toujours le même comportement. La montée en potentiel du solide dans le temps est initiée par l'amont de la conduite. Progressivement, dans le temps, le potentiel croit et le maximum du potentiel se déplace vers le centre de la conduite. À l'équilibre dynamique de la DCE, atteint pour les conditions numériques imposées pour cette simulation après 15 secondes d'écoulement, la distribution du potentiel s'apparente aux résultats présentés par Paillat [18].

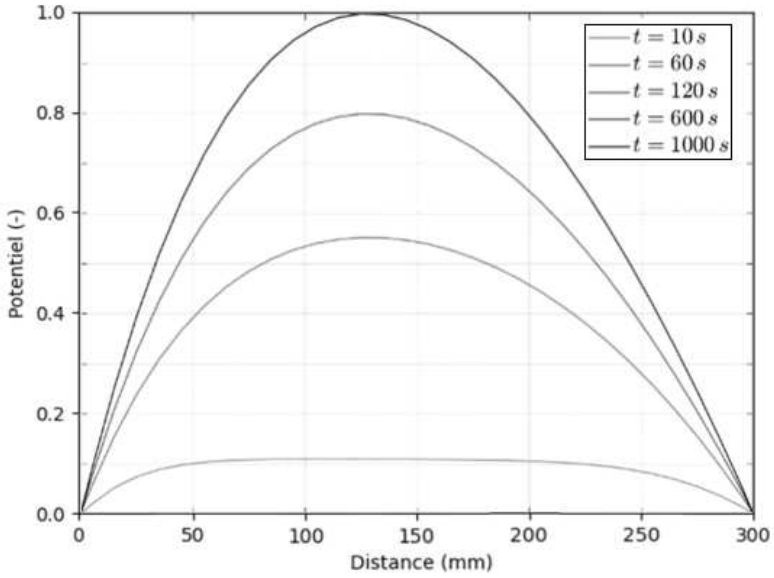


Figure 3.4 Représentation de l'évolution du potentiel d'interface adimensionné le long d'une conduite pour différents temps d'écoulement – Modèle de Paillat [18].

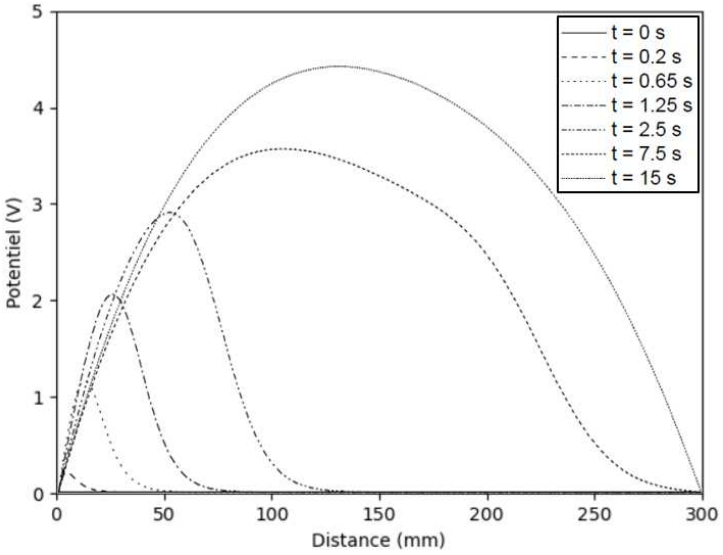


Figure 3.5 Représentation de l'évolution du potentiel d'interface le long d'une conduite pour différents temps d'écoulement – Modèle de Cabaleiro [9].

Ces deux séries de simulations ont été réalisées en supposant que la distribution initiale des charges à l'interface est nulle illustrant un premier écoulement de liquide dans la conduite, sans contact au préalable du liquide et du solide. La crédibilité de l'évolution du potentiel dans les premiers instants de l'écoulement parait ainsi peu fiable ou tout du moins pas vraiment représentative d'un écoulement dans une conduite pleine de liquide. Cabaleiro [9] s'est ainsi attaché à simuler en volume fini, sous Saturne (code développé par EDF) un scenario plus réaliste. Les équations de la mécanique des fluides, du génie électrique et de la chimie ont été couplées, pour décrire l'évolution dans un premier temps de la distribution des charges électriques et du potentiel de la DCE à l'équilibre, sans écoulement, puis dans un second temps, ces mêmes distributions perturbées par un écoulement laminaire. Les simulations de la distribution du potentiel à l'interface solide (fig. 3.6) n'apportent pas d'élément contradictoire avec les travaux précédents sur les premiers instants de l'écoulement avec une montée du potentiel qui se propage depuis l'entrée de la conduite. Malheureusement, ces simulations n'ont pas été conduites jusqu'à l'équilibre du potentiel. Enfin, les simulations montrent également que l'augmentation de la vitesse de l'écoulement ne modifie pas la distribution du potentiel. Elle conduit à augmenter globalement celui-ci.

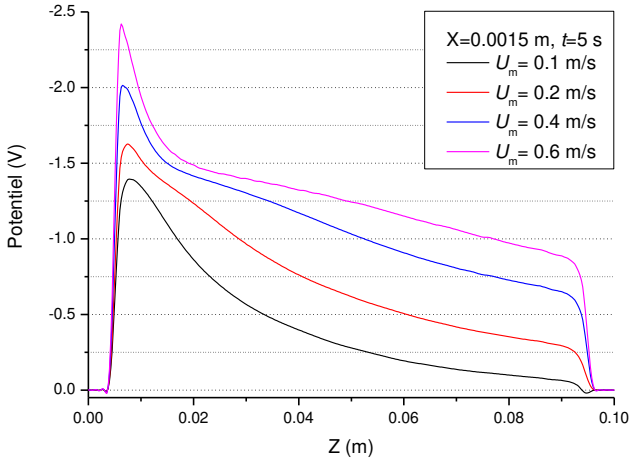


Figure 3.6 Représentation de l'évolution du potentiel d'interface en absolu le long d'une conduite après 5 s d'écoulement – Simulation modèle microscopique de Cabaleiro [9].

3.2. Dispositif expérimental de mesure de l'électrisation par écoulement : la petite boucle

Le dispositif expérimental de mesure, appelé « petite boucle » (fig. 3.7), est né de la collaboration entre l'Institut PPRIME et EDF. Il a pour but d'étudier le phénomène de l'électrisation par écoulement à l'interface huile/carton dans le contexte industriel des risques électrostatiques au sein des transformateurs électriques de puissance. Il est constitué d'une boucle de circulation d'huile fermée et d'une veine de mesure équipée de différentes mesures de courants :

- **Le courant capacitif ou courant d'accumulation** (fig. 3.2) : image temporelle de la charge stockée dans le diélectrique solide (carton) lors de la circulation de l'huile.
- **Le courant d'écoulement** : courant lié au transport des charges électriques du liquide (l'huile) par l'écoulement.

- **Les courants de fuite amont et aval** (fig. 3.2) : courants liés à la fuite des charges électriques de la surface du solide en direction de la terre (étant donnée la géométrie de la veine décrite par la suite en amont et aval de celle-ci).

Pour compléter ces mesures et afin de déterminer la distribution du potentiel et de la charge accumulée le long de la surface du solide, à l'interface solide/liquide, le capteur capacitif en déplacement a été disposé en vis-à-vis de la veine.

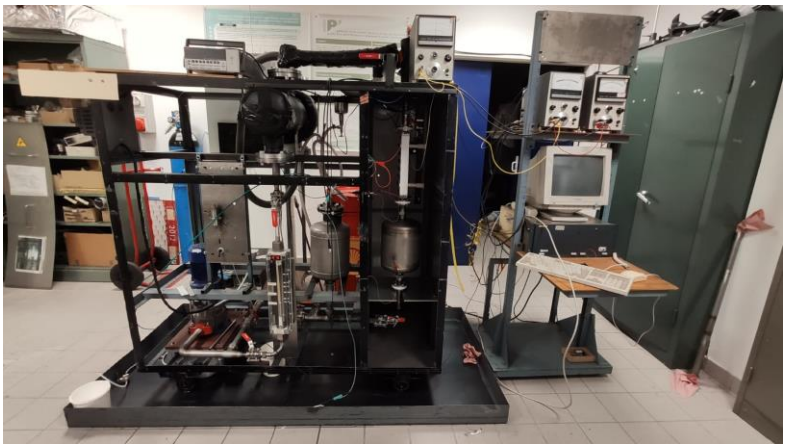


Figure 3.7. Dispositif expérimental de mesure de l'électrisation par écoulement : la petite boucle.

3.2.1. Description de la boucle de circulation

La boucle de circulation (fig. 3.8) est constituée majoritairement d'une tuyauterie en acier inoxydable. Une pompe hydraulique (4) assure la circulation de l'huile dont le débit de liquide est régulé par une vanne (3) et mesuré à l'aide d'un débitmètre à flotteur (2). Une légère surpression statique est imposée (de l'ordre de 0.1 bar) sur le circuit à l'aide d'un ballon de pression (6) équipé d'un manomètre (5) afin d'éviter tout problème de cavitation.

Le liquide caloporteur utilisé est de l'huile minérale Diala S fournit par la société Shell de conductivité électrique $\sigma = 5\ 10^{-13}\ S.m^{-1}$ et de permittivité $\varepsilon = 2.2$. Elle circule dans un échangeur thermique (1) à eau connecté à un bain thermostaté pour une régulation de la température comprise entre 10 et 80 °C. D'un grand volume et connecté électriquement à la terre. L'échangeur joue également le rôle de vase de relaxation. Positionné juste avant la veine de mesure (9), il évite ainsi que l'huile ne rentre chargée dans la veine de mesure.

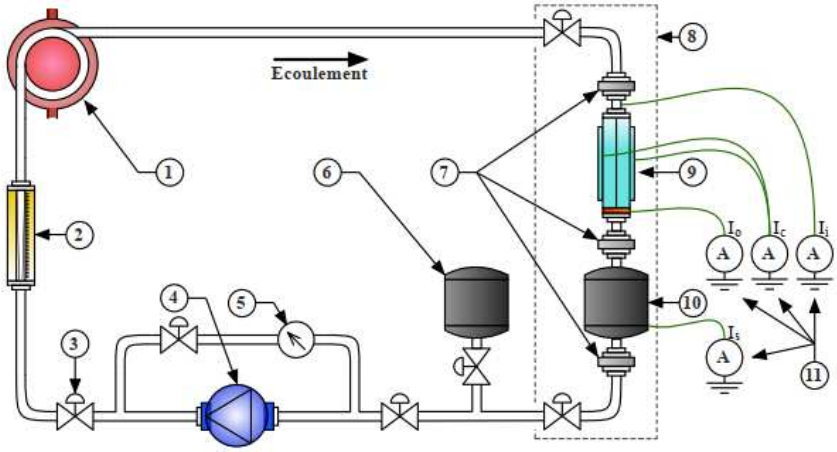


Figure 3.8. Représentation du circuit hydraulique fermé de recirculation d'huile « petite boucle ». [8].

3.2.2. La veine de mesure

La veine de mesure est constituée d'une conduite de géométrie rectangulaire réalisée à partir d'un assemblage de trois tronçons successifs (fig. 3.9-a et 3.9-b). La section efficace de circulation de l'huile est de 30 mm de large et 3 mm d'épaisseur pour une longueur totale de la conduite de 300 mm.

Dans le sens de l'écoulement de l'huile :

- **Le premier tronçon** est en acier inoxydable réalisé à partir de tôles de 3 mm d'épaisseur, il fait 80 mm de long et il est connecté électriquement à la terre.
- **Le second tronçon** est constitué d'une plaque de carton (WTIV pâte Kraft de la Société Weidmann) de 3 mm d'épaisseur et de 80 mm de long.
- **Le troisième tronçon** est identique au premier, mais avec une longueur de 140 mm. Il est également connecté électriquement à la terre.

L'ensemble de la conduite est noyé dans une jaquette en téflon (PTFE) de 2 mm d'épaisseur et connecté à la boucle de circulation par un jeu de brides métalliques amont et aval isolé électriquement du reste de la boucle. La veine de mesure ainsi que l'instrumentation qui sera décrite par la suite, sont intégrées dans une cage de Faraday.

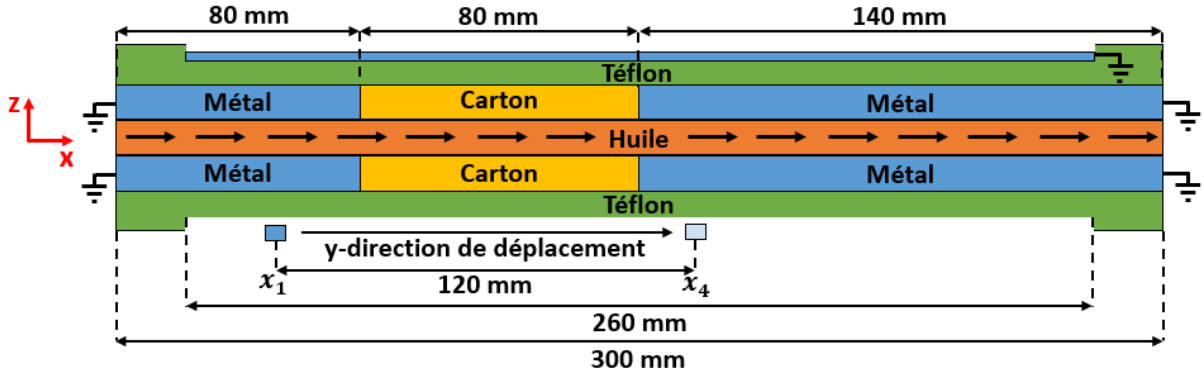


Figure 3.9-a. Représentation de la canalisation isolée – coupe longitudinale.

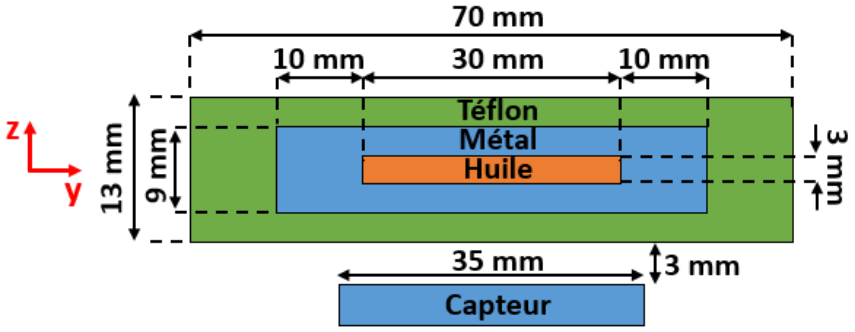


Figure 3.9-b. Représentation de la canalisation isolée – coupe transversale.

3.2.3. Capteur capacitif en déplacement

Afin d'établir la distribution du potentiel à l'interface dans la longueur de la conduite, le capteur capacitif en déplacement a été positionné dans l'air face à la veine de mesure, à 3 mm de la surface extérieure du PTFE. Pour ces essais, le capteur capacitif (fig. 3.10) est constitué d'une électrode de

mesure métallique de 5 mm de large pour une longueur de 35 mm. La vitesse imposée au capteur est de 4 $mm.s^{-1}$ afin de favoriser la sensibilité de la réponse en courant et de réduire considérablement le temps nécessaire pour le déplacement entre sa position initiale (x_1) et finale (x_4). Un temps de déplacement plus court a comme conséquence une influence réduite des charges générées le long de l'interface solide/liquide dès le début de la mesure sur la reconstruction de la distribution du profil de potentiel. Cette vitesse de déplacement permettra de balayer les 120 mm du déplacement imposé au capteur en 30 s.

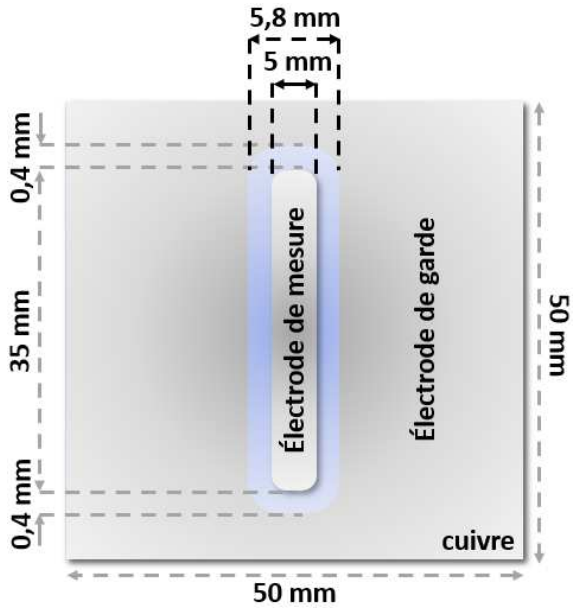


Figure 3.10. Représentation de la géométrique du capteur capacitif.

La trajectoire systématique du capteur capacitif est détaillée dans la fig. 3.11. En positon initiale (x_1), le capteur est centré à 25 mm en amont de la veine de carton. Il fait face à la veine métallique amont mise à la terre. En positon finale (x_4), le capteur est centré à 15 mm en aval de la veine de carton. Il fait face à la veine métallique aval mise à la terre. Ce déplacement est constitué alors de trois zones, deux zones de référence de 25 et 15 mm et une zone de mesure de 80 mm où l'accumulation des charges générées par l'électrisation par écoulement est étudiée. Le capteur capacitif et la veine de mesure sont solidarisés par un jeu de pièces mécaniques qui permet via des vis de réglage d'assurer une trajectoire du capteur parfaitement parallèle à la veine.

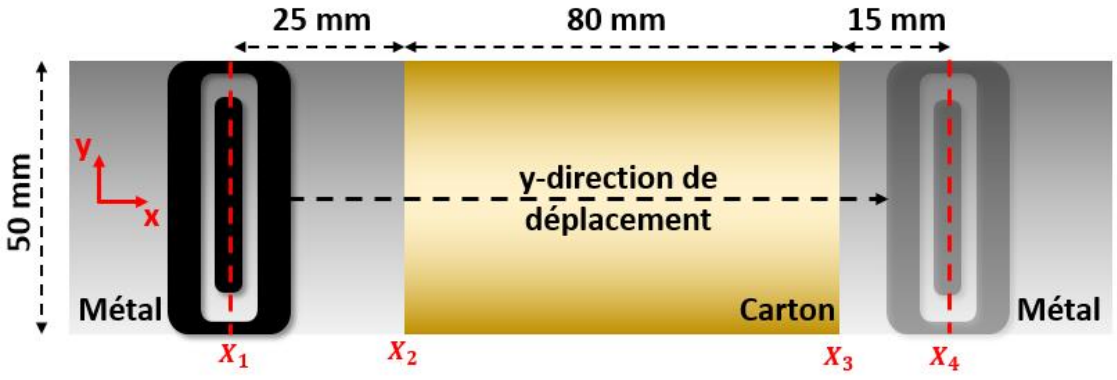


Figure 3.11. Représentation de la trajectoire du capteur capacitif en déplacement face à la veine de mesure de la petite boucle.

Comme pour le chapitre précédent, le capteur capacitif et sa chaîne de mesure associée incluant notamment le pico-ampèremètre ont été modélisés électriquement (fig. 3.12). Dans ce modèle, p_m désigne le potentiel électrique régnant à l'interface solide/liquide et C_m la capacité équivalente du système qui tient compte du capteur et de l'empilement de matériaux constituant la veine. Étant donné la conception de la veine (isolée électriquement par du PTFE), la résistance de protection R_p (du chapitre précédent) a été supprimée.

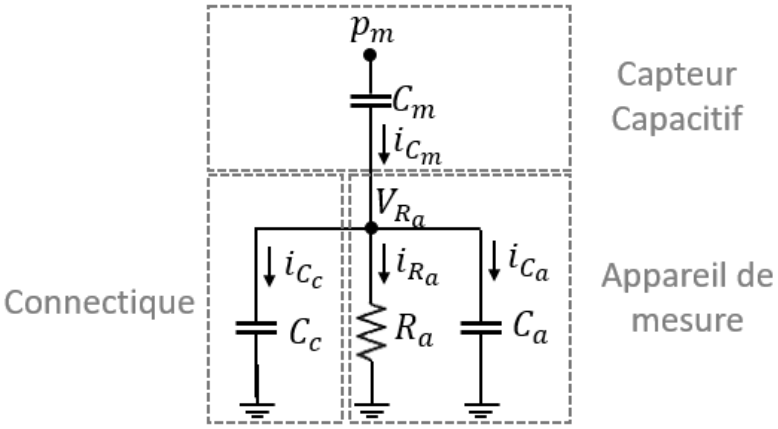


Figure 3.12. Modélisation électrique de la chaîne de mesure du capteur capacitif. C_m - capacité entre le capteur et la surface, C_c - capacité équivalente de la connectique, R_a - résistance de mesure de l'électromètre, C_a –la capacité de l'étage d'entrée de l'électromètre.

Comme il n'est pas possible de certifier que l'épaisseur des différents matériaux constituant la veine sur toute sa longueur soit strictement identique et que l'écartement entre le capteur capacitif et la veine soit rigoureusement maintenu à 3 mm au cours de son déplacement, la capacité locale C_m du capteur sur tout son trajet a été mesurée dans une phase de calibration. Ainsi, en considérant que la capacité est variable sur le déplacement du capteur est à l'image de l'équation 2.5, la relation entre le courant mesuré par l'électromètre (i_m) le potentiel d'interface (p_m) (annexe 2) [9-15] est établie (équation 3.17). La distribution du potentiel p_m peut alors être calculée en résolvant numériquement l'équation différentielle par la méthode Runge-Kutta au quatrième ordre [16-18].

$$\frac{dp_m}{dx} = \frac{i_m}{c_m v}\left(1 + r_a v \frac{dc_m}{dx}\right) + \frac{r_a}{c_m}\frac{di_m}{dx}\,(c_m + c_a + c_c) - \frac{p_m}{c_m}\frac{dc_m}{dx} \qquad (3.17)$$

3.2.4. Estimation et Calibration de la capacité électrique locale du capteur

En considérant la géométrie de la veine de mesure pour les différentes positions du capteur (fig. 3.9-a), la valeur de la capacité locale (C_m) peut être estimée théoriquement à partir de l'éq. 2.5. Pour cette approche, la surface du condensateur (S) est prise égale à la surface de l'électrode de mesure du capteur et les effets de bord sont négligés. Comme le potentiel d'interface solide/liquide est dominant, il écrase tous les autres potentiels électriques, les matériaux à considérer pour le calcul de la capacité se limitent aux matériaux situés entre le capteur capacitif et l'interface solide/liquide.

- **Électrode de mesure en vis-à-vis des tronçons métalliques :** la capacité théorique attendue ($C_{eq_t h_{z1}}$) pour cette section est de 3,92 pF calculée par l'éq. 3.18 à partir de l'empilement des matériaux suivant :
  - Une couche de 3 mm d'air ($\varepsilon_{\text{air}} = 1$)
  - Une couche de 2 mm de PTFE (téflon) ($\varepsilon_{\text{téflon}} = 2.1$)

$$C_{eq_t h_{z1}} = \frac{\varepsilon_0 * S}{\frac{h_{téflon}}{\varepsilon_{téflon}} + \frac{h_{air}}{\varepsilon_{air}}} \quad (3.18)$$

- **Électrode de mesure en vis-à-vis du tronçon en carton :** la capacité théorique attendue ($C_{eq_t h_{z2}}$) pour cette section est de 3,34 pF calculée par l'éq. 3.19 à partir de l'empilement des matériaux suivant :
  - Une couche de 3 mm d'air ($\varepsilon_{\text{air}} = 1$)
  - Une couche de 2 mm de PTFE (téflon) ($\varepsilon_{\text{téflon}} = 2.1$)
  - Une couche de 3 mm carton ($\varepsilon_{\text{carton}} = 4.4$)

$$C_{eq_t h_{z2}} = \frac{\varepsilon_0 * S}{\frac{h_{téflon}}{\varepsilon_{téflon}} + \frac{h_{carton}}{\varepsilon_{carton}} + \frac{h_{air}}{\varepsilon_{air}}} \quad (3.19)$$

- **Électrode de mesure à cheval sur la « zone de transition » entre la veine en acier inoxydable et la veine en carton :** La capacité pour cette zone peut être modélisée en la supposant égale à deux capacités en parallèle : la première faisant face à la veine en acier inoxydable (éq. 3.20) de surface S_1, la seconde faisant face à la veine en carton de surface $S - S_1$ (éq. 3.21). Pour cette hypothèse, la surface S_1 évolue linéairement avant la zone de transition. Le même raisonnement peut être établi pour la seconde zone de transition.

$$C_{eq_t h_{z3}} = \frac{1}{S}\left(S_1\, C_{eq_t h_{z1}} + (S - S_1)\, C_{eq_t h_{z2}}\right) \quad (3.20)$$

$$C_{eq_t h_{z4}} = \frac{1}{S}\left(S_1\, C_{eq_t h_{z2}} + (S - S_1)\, C_{eq_t h_{z1}}\right) \quad (3.21)$$

La distribution de la capacité théorique attendue est alors présentée sur la figure. 3.13.

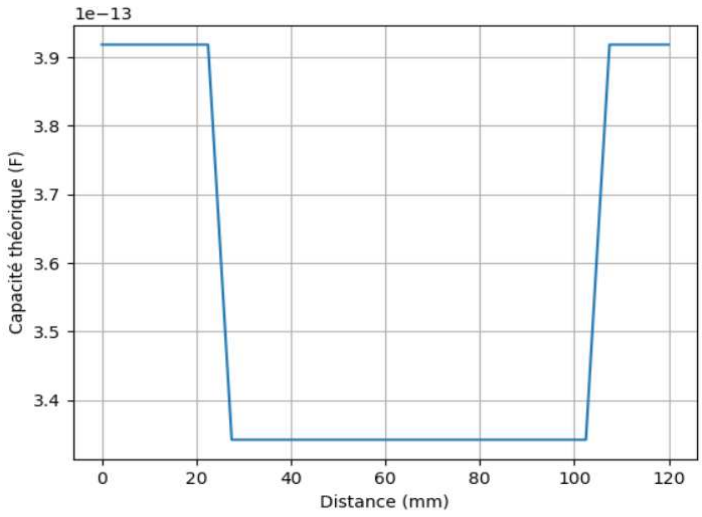


Figure 3.13. Profil de la capacité théorique entre le capteur capacitif et l'interface solide/liquide ($h = 2.5\ mm, l = 5\ mm$).

À l'image du chapitre 2, les capacités locales entre le capteur et la veine de mesure ont été déterminées expérimentalement en imposant un potentiel extérieur sur des électrodes métalliques. Sur la partie amont et aval de la veine, les deux tronçons métalliques ont été connectés à une alimentation de

tension (Keithley 6517B) fournissant un signal carré de 50 V et de 750 V d'amplitude pour une période de 60 s (fig. 3.14). Sur la partie centrale, en vis-à-vis de la veine en carton, une plaque métallique est positionnée à l'extérieur de la veine en opposition au capteur capacitif. Cette électrode est aussi reliée à l'alimentation de tension. Dans ces conditions, les capacités qui sont mesurées en vis-à-vis de la veine en carton ne sont pas représentatives de la capacité établie par l'éq. 3.18, mais en lien avec un empilement de matériaux plus complexe constitué de :

- Une couche de 3 mm d'air ($\varepsilon_{\text{air}} = 1$)
- Deux couches de 2 mm de PTFE ($\varepsilon_{\text{téflon}} = 2.1$)
- Deux couches de 3 mm de carton ($\varepsilon_{\text{carton}} = 4.4$)
- Une couche de 3 mm huile ($\varepsilon_{\text{huile}} = 2.2$)

pour donc une capacité attendue théorique ($C_{eq_t h_{z2cor}}$) donnée par l'éq 3.22 :

$$C_{eq_t h_{z3cor}} = \frac{\varepsilon_0 * S}{2 * \frac{h_{téflon}}{\varepsilon_{téflon}} + 2 * \frac{h_{carton}}{\varepsilon_{carton}} + \frac{h_{huile}}{\varepsilon_{huile}} + \frac{h_{air}}{\varepsilon_{air}}} \tag{3.22}$$

et une valeur théorique estimée à 2,10 pF. Le profil de capacité théorique établi précédemment doit être modifié alors en remplaçant $C_{eq_t h_{z3}}$ par $C_{eq_t h_{z3cor}}$.

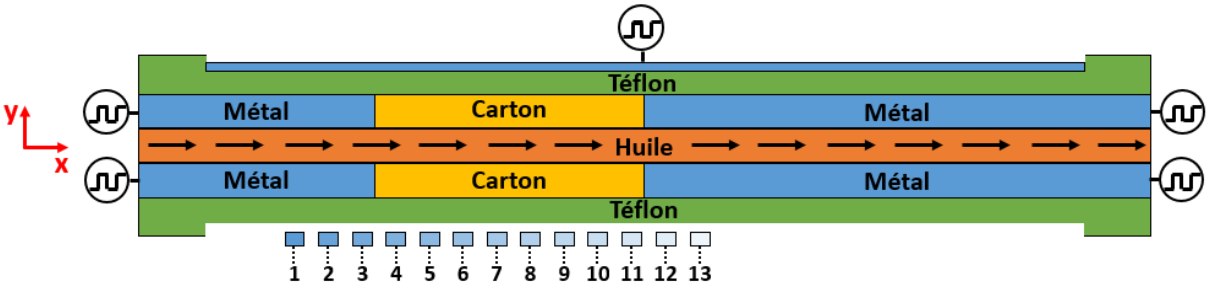


Figure 3.14. Représentation d'une coupe transversale de la configuration utilisée dans la veine de mesure pour la mesure du profil local de capacité.

La mesure de la capacité locale a été réalisée sur 13 positions différentes du capteur capacitif séparées de 10 mm chacune (fig. 3.14). Les positions 1, 2 et 3, ainsi que les positions de 12 et 13, font face respectivement aux veines métalliques amont et aval. Les autres positions font face à la partie à la veine en carton. La réponse en courant, mesurée par le pico-ampèremètre Keithley 610C, induite pour chacune des positions du capteur est enregistrée (fig. 3.15) et analysée. Elle se constitue d'un courant transitoire classique de type exponentiel dont sa polarité, positive ou négative, dépend du signe de la transition de tension. En imposant une tension carrée dans l'éq. différentielle 3.17, l'expression du courant ($i_m(t)$) peut être déterminée (éq. 3.23). L'amplitude maximale $i_m(t)$ dépend de l'amplitude de la tension imposée (V_{DC}), des propriétés électriques d'entrée du Keithley 610C (R_a et C_a), de la capacité du câble (C_c) et de la capacité locale du capteur ($C_{eq_{mes}}$). Cette dernière donnée, étant la seule inconnue, elle peut être alors déterminée grâce à l'équation 3.24. Les valeurs des pics de courants moyens (avec un écart type inférieur à 10 %) sont présentées dans la fig. 3.16.

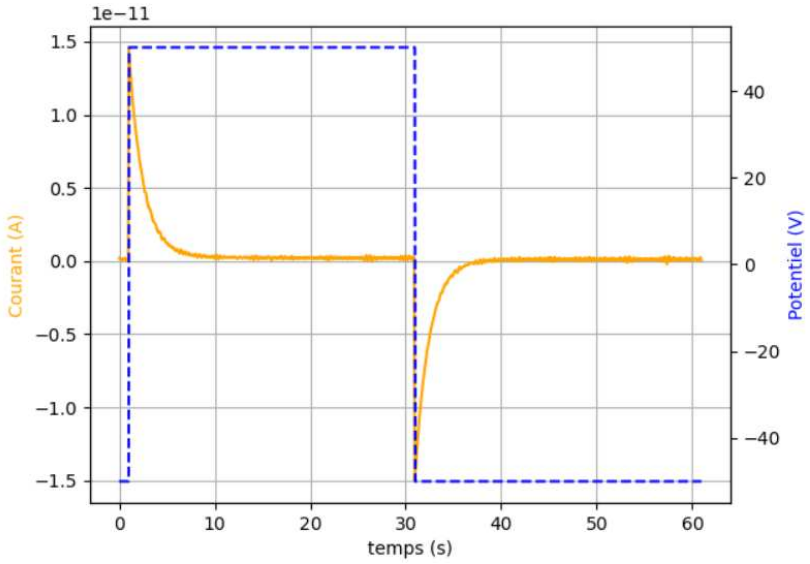


Figure 3.15. Réponse en courant mesurée par le capteur capacitif pour un signal de tension rectangulaire de 50 V imposés aux électrodes métalliques de la canalisation isolée.

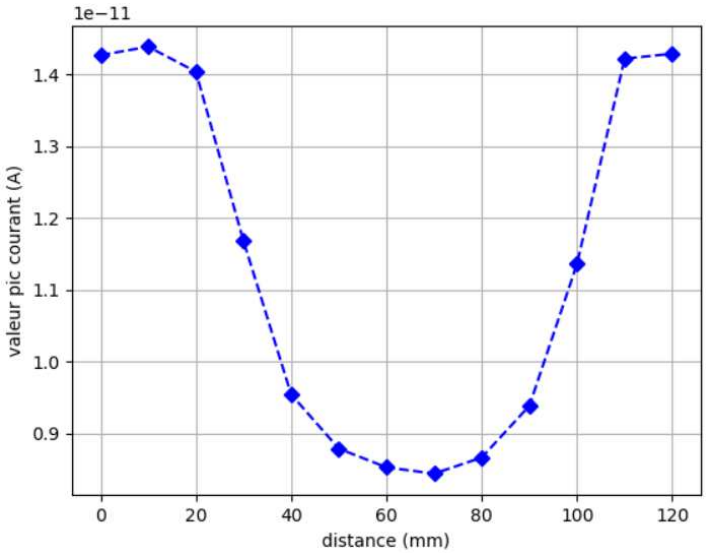


Figure 3.16. Évolution spatiale de la valeur maximale des pics de courant induit dans le capteur capacitif (V_{DC} = 50V).

$$i_m(t) = \frac{V_{DC} C_{eq_{mes}}}{R_a\left(C_c + C_a + C_{eq_{mes}}\right)} e^{-\frac{t}{R_a\left(C_c + C_a + C_{eq_{mes}}\right)}} \tag{3.23}$$

$$C_{eq_{mes}} = \frac{i_{max} R_a (C_c + C_a)}{v_p - i_{max} R_a} \tag{3.24}$$

Ainsi, les valeurs des capacités locales calculées à partir de l'éq. 3.24 pour 5 périodes consécutives de signal carré et pour les 13 positions du capteur avec un écart type inférieur à 10% sont montrées dans la fig. 3.17.

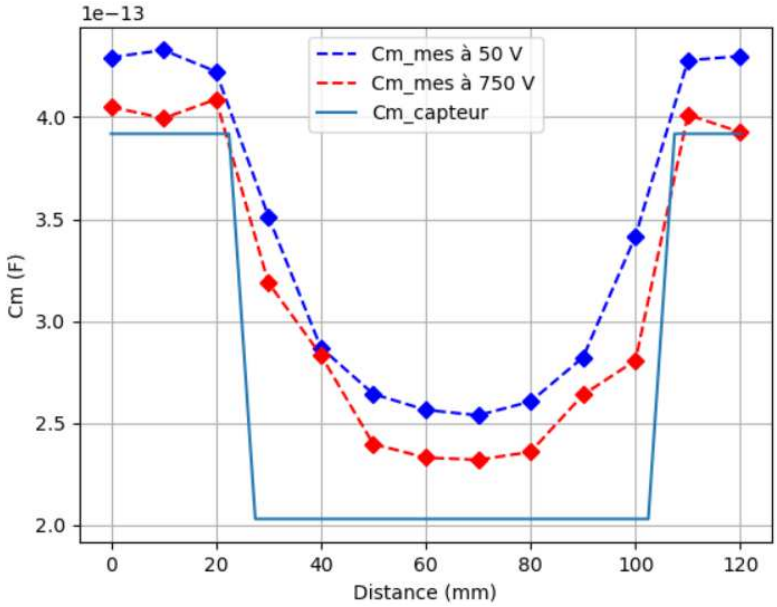


Figure 3.17. Comparaison des profils de capacité théorique et mesurée de la canalisation test pour des potentiels de 50 V et 750 V.

Pour les positions 1, 2, 3, 12 et 13, les capacités locales sont de l'ordre de 4,2 pF, alors que pour les positions 7, 8, 9 et 10, elles sont autour 2.5 pF. Pour les autres positions, la capacité prend une valeur intermédiaire entre les deux valeurs précédentes comme attendu théoriquement. La comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux semble plus probante avec les mesures réalisées à 750 V. Le potentiel de 50 V imposé sur l'électrode de référence n'est peut-être pas suffisant pour dominer les potentiels de la DCE aux interfaces solides/liquides générant ainsi des modifications dans l'organisation des lignes de champ dans l'espace inter électrode et donc des défauts dans la mesure [8].

En comparaison avec les valeurs théoriques attendues, les capacités électriques locales mesurées à 750 V sont plus importantes d'environ 1.8 % pour les capacités mesurées positionnées face aux parties métalliques de la veine et 13.1 % pour les capacités faisant face à la veine en carton (fig. 3.14). Cette sous-estimation du modèle théorique est probablement due :

- Aux effets de bord qui n'ont pas été pris en compte (surface effective plus large de la mesure).
- À la fluctuation de l'épaisseur des différents milieux (carton, huile, PTFE) et de leurs propriétés intrinsèques (valeur des permittivités théoriques prises en compte et non expérimentales).
- À la possible présence de charge d'espace entre le carton et le PTFE ainsi que les densités surfaciques de charge qui n'ont pas été considérées.

Néanmoins, le modèle théorique de la distribution de la capacité semble assez satisfaisant, malgré cette légère sous-estimation. Ce modèle sera utilisé, dans une première approche, pour le calcul de distributions du potentiel. Cependant, au regard de la chaîne de mesure dans sa totalité, comme les capacités locales associées au capteur sont très faibles par rapport à la capacité du câble (C_c), dans une deuxième approche, le calcul du potentiel sera réalisé en supposant la capacité du capteur constante tout au long de son déplacement.

3.2.5. Description du protocole expérimental

Un protocole systématique et rigoureux a été imposé afin d'assurer une mesure reproductible de distribution du potentiel à l'interface solide/liquide lorsque le liquide s'écoule. Le protocole s'articule autour de 7 étapes :

1. **Réglage géométrique :** un des points essentiels dans le succès de la mesure est de maintenir la hauteur h constante entre l'électrode de mesure et la veine tout au long du déplacement. En prenant comme référence l'axe de la vis sans fin, la distance entre la canalisation isolée et le capteur capacitif est maintenue mécaniquement par quatre supports. L'utilisation d'un jeu de piges calibrées et de vis de réglages permet de fixer la distance entre ces deux éléments à 3 mm. Le centre de l'électrode de mesure est alors positionné à x_1 (position d'origine $x_1 = 0$ mm à l'aide du dispositif « Zaber T-LSR -300A »). Cette position de référence fait face à la veine métallique amont à 25 cm de l'entrée de la veine en carton.
2. **Mesure de référence :** sans écoulement du liquide, une première mesure de potentiel est réalisée. Cette mesure qualifiée de référence est réalisée à trois reprises. Elle permet d'établir la référence du potentiel et de s'assurer que la distribution du potentiel initiale est strictement identique pour l'ensemble des expériences. Après chaque expérience, une phase de relaxation des charges sera réalisée afin de retrouver cette distribution du potentiel initiale.
3. **Mise en écoulement** : à $t = 0$ s, la circulation de l'huile est imposée. Selon les conditions expérimentales, le débit fluctuera entre 110 $l.h^{-1}$ et 215 $l.h^{-1}$ (soit une vitesse moyenne dans la veine comprise entre 3.2 $m.s^{-1}$ et 6.6 $m.s^{-1}$) pour un nombre de Reynolds maximal inférieur à 2000 afin de maintenir les propriétés laminaires de l'écoulement.
4. **Mesure du courant avec le capteur capacitif :** à partir de la mise en écoulement du liquide à différents instants (5, 15, 30, 60, 90 et 120 minutes par exemple), sans interruption de l'écoulement, la mesure du courant associé au capteur est réalisée à l'aide du pico-ampèremètre à la fréquence d'échantillonnage de 20 Hz.
6. **Arrêt de la pompe et mesure de la décharge (relaxation) des matériaux.** La pompe est arrêtée. Comme pour la phase précédente le courant de relaxation est mesuré à différents instants (5, 120, 180 et 240 minutes).
7. **Post-traitements des résultats :** à partir des mesures du courant et de la théorie associée au capteur capacitif, la distribution du potentiel à l'interface solide/liquide est calculée numériquement à travers un code de calcul développé sous Python par une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

3.3. Reconstruction des profils de potentiel au sein d'une DCE

Le phénomène d'électrisation par écoulement via l'évolution du potentiel est étudié à travers une campagne de mesure. Cette mesure du potentiel en translation est réalisée depuis la position x_1 ($x_1 = 0$ mm) de la veine jusqu'à sa position finale x_4 ($x_4 = 120$ mm) pour une vitesse de déplacement de 4 $mm.s^{-1}$ (fig. 3.8). Chaque mesure est réalisée à 4 reprises pour un écart type moyen inférieur à 10 %.

3.3.1. Mesure de référence : sans écoulement

La figure 3.18 est un exemple de relevé typique du courant (i_m) rapporté dans l'espace géométrique associé à la veine, d'une double couche électrique totalement développée statiquement (sans écoulement) et donc supposée homogène tout au long de la conduite. La base de temps associée à la mesure a été suppléée par la distance parcourue par le capteur en considérant la vitesse de

déplacement de celui-ci, à savoir $x = vt$. Les repères x_1, x_2, x_3 et x_4 font référence à la fig. 3.11 et au positionnement du capteur vis-à-vis de la veine de mesure (x_1 position initiale face à la veine métallique amont connectée à la terre, x_2 raccord veine métallique amont veine en carton, x_3 raccord veine en carton veine métallique aval, x_4 position finale face à la veine métallique aval connectée à la terre).

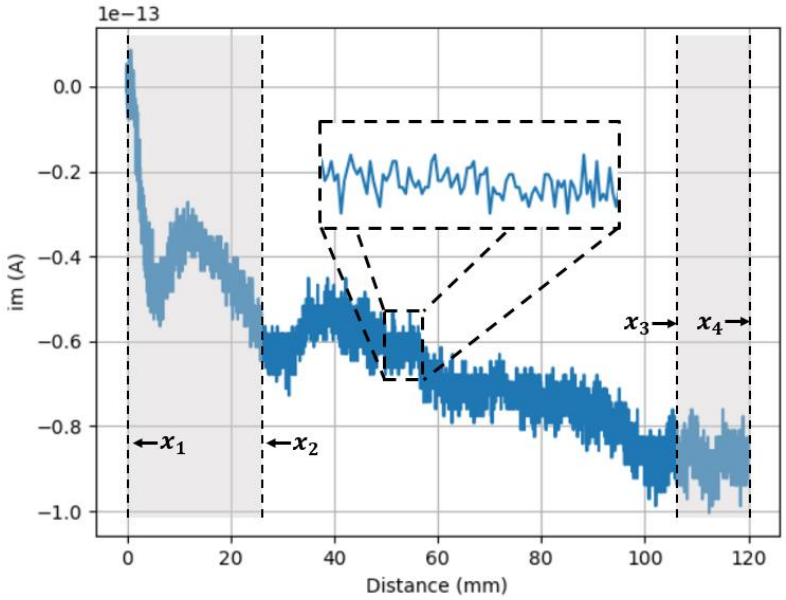


Figure 3.18. Relevé de courant de référence d'une DCE développée statiquement (sans écoulement) obtenue par le capteur capacitif lors d'une campagne de mesure en déplacement des conditions initiales de la veine de mesure ($h = 3\ mm$, $l = 5\ mm$, $v = 4\ mm.s^{-1}$).

Le courant est d'une amplitude de l'ordre du centième de pico ampère avec un rapport signal sur bruit inférieur à 1600 tout à fait acceptable étant donné l'amplitude de celui-ci. Il présente deux comportements distincts. Dès la mise en déplacement du capteur, une variation brutale négative du courant est observée puis dans un second temps, il décroît toujours négativement de -0.04 à -0.085 pA. Le passage du capteur à proximité des changements de tronçons de la veine métallique et carton (i.e. à x_2 et x_3) s'accompagne d'une modification légère de la variation du courant.

Le transitoire observé dans les premiers millimètres de déplacement est probablement dû à la phase d'accélération du capteur qui s'accompagne malheureusement de différentes vibrations mécaniques dans le cordon BNC de mesure. Au-delà, la présence d'un courant traduit la présence de la charge électrique au sein des solides et d'un champ électrique à l'interface solide/liquide au sein de la DCE (acier inoxydable/huile en début et fin de déplacement et carton/huile). Ce courant peut aussi s'induire par les variations de la capacité électrique locale en particulier au passage du capteur à proximité du changement de tronçons de la veine, et aussi probablement, par la présence de charge d'espace au sein du PTFE [8-10].

3.3.2. Étude de l'évolution du potentiel à l'interface solide/liquide le long de la veine pendant l'écoulement du liquide par le capteur en déplacement

La figure 3.19 présente l'évolution du courant mesuré (i_m) dans l'espace géométrique de la veine lors de l'écoulement du liquide. Ce courant est présenté pour trois instants différents, après 5, 60 et 120 minutes d'écoulement. Ils sont comparés à la mesure de référence établie sans écoulement.

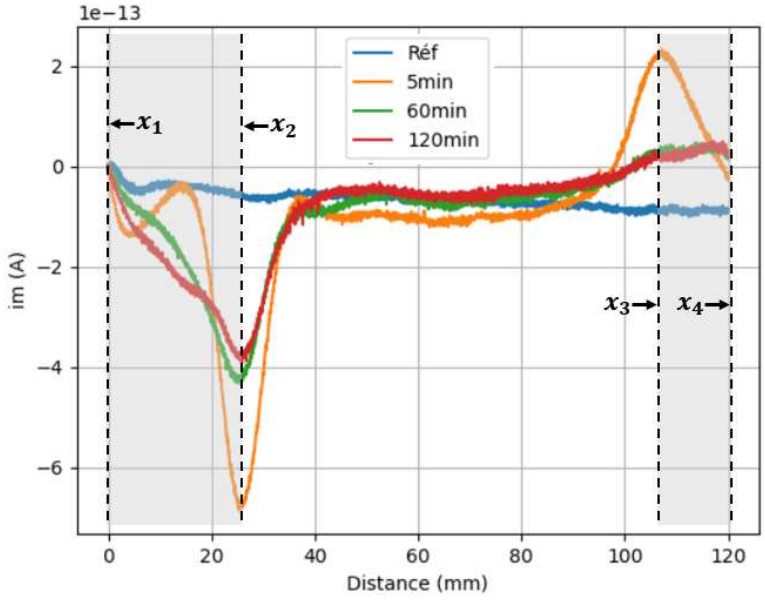


Figure 3.19. Évolution spatiale du courant mesuré (i_m) le long de la veine de mesure pour un écoulement d'huile ($h = 3\ mm$, $l = 5\ mm$, $v = 4\ mm.s^{-1}$, débit = $110\ l.h^{-1}$).

Quelles que soient les mesures réalisées au cours du temps, elles présentent des évolutions spatiales identiques, mais d'amplitudes différentes, avec notamment, la présence de deux pics transitoires très marqués autour des positons x_2 et x_3 (correspondant au changement de matériaux de la veine) et un courant constant entre x_2 et x_3 (face à la veine en carton). Au regard du courant de référence, le premier pic est négatif, quant au second, il s'avère de signe opposé. La mesure réalisée après 5 minutes d'écoulement présente une singularité avec la présence d'un troisième pic de courant négatif entre x_1 et x_2. Maintenant, il peut paraître discutable de réaliser une mesure qui dure 30 s au bout de 300 s d'expériences. La dynamique du phénomène est-elle suffisamment lente pour que la mesure réalisée puisse être jugée comme instantanée ?

La distribution de la charge supplémentaire accumulée induite par l'écoulement peut être établie grâce à l'éq. 3.25. La charge initiale est supposée nulle en x_1 face à la partie conductrice amont de la veine mise à la terre. Cette hypothèse est probablement satisfaisante après une longue période de relaxation des charges et sans écoulement du liquide. Mais, dès la mise en écoulement de celui-ci, la quantité de charges présente en x_1 devrait évoluer pour prendre une valeur dépendante du temps qui en l'état actuel est inconnue. Quelques éléments de discussion seront apportés dans la suite du document. En conséquence, il est difficile de porter une analyse comparative à différents instants de l'écoulement sur l'amplitude de la charge (de même pour le potentiel). L'analyse se contentera d'apporter une discussion sur la variation de la charge (ΔQ) (il en sera de même pour le potentiel avec la variation de potentiel $\Delta \mathrm{p_m}$) par rapport à sa valeur choisie arbitrairement et supposée nulle en x_1.

$$\mathrm{Q}(x) = \frac{1}{v}\int (I_m(x) - I_{ref}(x)\, dx \qquad (3.25)$$

Partant d'une quantité de charges relative initiale nulle en x_1, face à la veine amont en acier inoxydable, la variation de charge augmente progressivement en valeur absolue pour atteindre des valeurs évoluant de 6 à 8 10^{-12} C en vis-à-vis de la veine en carton. Elle diminue par la suite (en valeur absolue) face ou à proximité de la veine en acier inoxydable aval. En fonction du temps, l'organisation de la distribution des charges en vis-à-vis de la veine en carton semble évoluer. Alors que pour les premiers instants de l'écoulement (t= 5 min), la variation de charge augmente le long de la veine en

carton en progressant dans le sens de l'écoulement, elle semble au contraire s'homogénéiser à une valeur plus ou moins stable et inférieure par la suite (t= 60 et 120 minutes), voire même légèrement augmenter en se rapprochant de la position x_1 (fig. 3.20). Afin de visualiser ce comportement, l'évolution temporelle de la variation de charge au centre de la veine en carton (à 65 mm de l'origine) est présentée sur la fig. 3.21. Dès les premières minutes d'écoulement, la charge accumulée semble maximale et diminue en valeur absolue jusqu'à une valeur plateau.

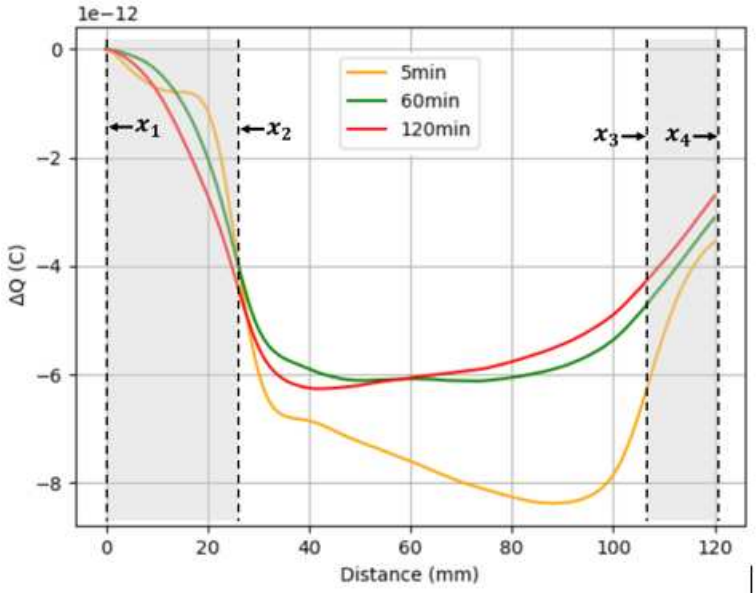


Figure 3.20. Profils de la variation de charge établie à partir du capteur capacitif en translation pour un débit de 110 $l.h^{-1}$.

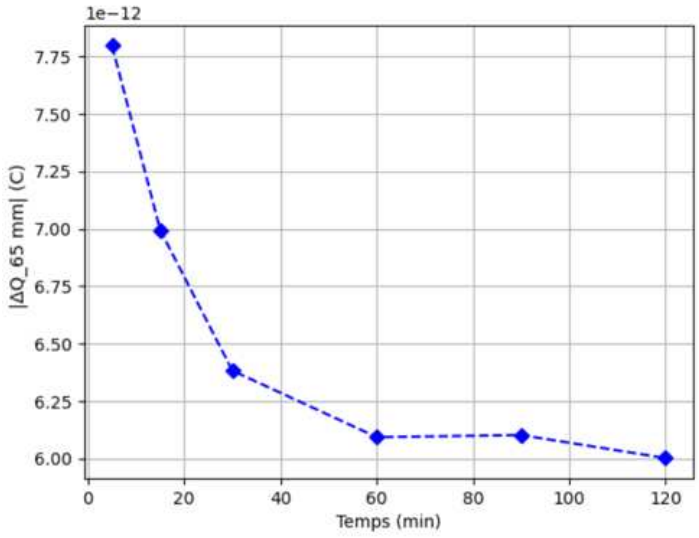


Figure 3.21. Évolution en fonction du temps d'écoulement du liquide de la variation de charge accumulée au centre de la veine en carton (x à 65 mm).

En résolvant numériquement l'éq. différentielle 3.17 par la méthode de Runge-Kutta, la distribution du potentiel à la surface de la veine peut être calculée. La capacité locale C_m du capteur a été prise égale dans une première approche à la capacité théorique analysée pendant les paragraphes précédents (fig. 3.13). La variation du potentiel Δp_m est présentée pour deux séries de mesures réalisées avec la même interface solide/liquide à l'état neuf (fig. 3.22) puis dans un état vieilli (après plusieurs mois d'essais (fig. 3.23). Face au diélectrique, l'augmentation du potentiel, en valeur absolue,

traduit l'accumulation de charge au sein du carton liée au transport des charges dans le liquide de la DCE. Ce transport induit des nouvelles réactions chimiques afin de rééquilibrer la DCE. En vis-à-vis des veines métalliques connectées à la terre, le potentiel est plus faible. Les charges produisent à l'interface et en particulier dans le solide sont évacuées au fur et à mesure vers la terre. Cette observation est plus remarquable sur la veine amont que sur la veine avale. Cela pourrait être lié à la longueur de balayage du capteur face à la veine aval plus courte que sur la veine amont ou même au temps de décharge total du capteur capacitif.

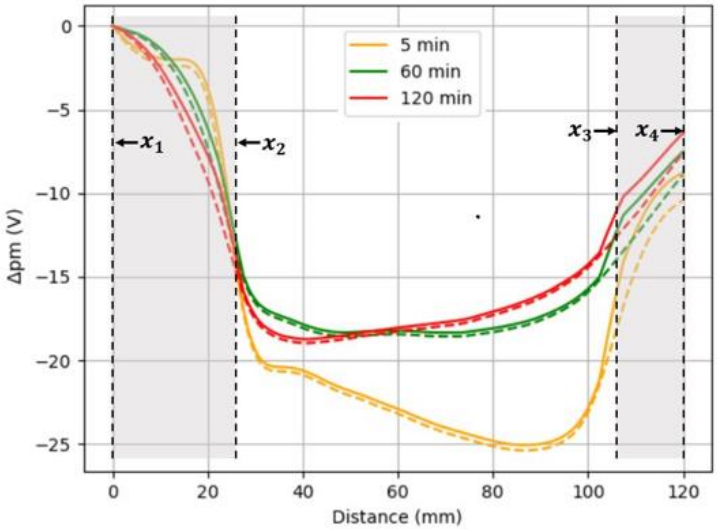


Figure 3.22. Évolution spatiale et temporelle du profil de potentiel de la veine neuve (Courbe en pointillé - calcul réalisé avec Cm constant, courbe en continu - calcul réalisé avec C_m variable) (débit 110 $l.h^{-1}$).

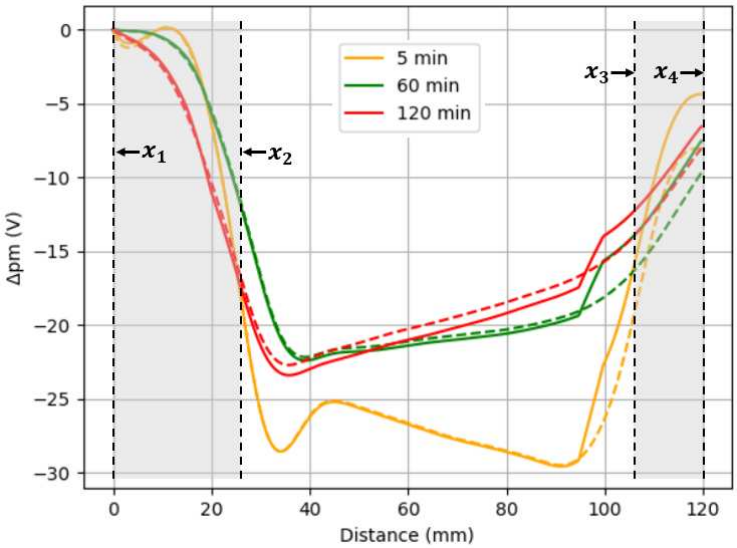


Figure 3.23. Évolution spatiale et temporelle du profil de potentiel de la veine vieillie (courbe en pointillé - calcul réalisé avec Cm constant, courbe en continu calcul réalisé avec C_m variable) (débit 125 $l.h^{-1}$).

Les zones de transition entre les veines métalliques et la veine en carton sont moins brutales qu'attendu du fait du caractère moyennant de la mesure discutée au cours du chapitre 2. Étant donnés la largeur de l'électrode de 5 mm et la distance entre le capteur et l'interface mesurée soit un total de

8 mm (3 mm air + 2 mm PTFE + 3 mm de veine de carton), la zone d'influence de mesure du capteur est plus importante que dans les tests du chapitre 2. Selon une estimation, cette zone d'influence pourrait donc atteindre les 6-7 mm en cohérence avec les mesures réalisées.

Concernant Δp_m face au diélectrique, dans les premiers instants de l'écoulement, la variation du potentiel négatif en valeur absolue semble croître dans la longueur de la veine pour présenter un maximum de 25 V à 30 V selon les mesures. Dans les 5 premières minutes de l'écoulement, les relevés présentent deux extremis en x_2 et x_3 (correspondant au changement de matériaux de la veine). Pour le couple neuf, la variation du potentiel est maximale en x_3 alors que pour le couple vieilli, les deux extremums sont sensiblement égaux. Progressivement dans le temps, Δp_m semble globalement diminuer et s'homogénéiser le long de la veine de carton pour finalement présenter un maximum plus ou moins marqué en amont de la veine à 15 mm de son extrémité. Cette évolution dans la distribution du potentiel semble bien traduire la géométrie et les effets du phénomène de l'électrisation par écoulement. La présence aux extrémités de la veine en carton de la veine métallique mise à la terre limite la montée en potentiel de celui-ci en favorisant la fuite des charges. Plus au centre de la veine en carton, la montée en potentiel est la conséquence d'un équilibre entre la production des charges à l'interface liée au déséquilibre de la DCE et l'augmentation de la conductivité locale liée à l'accumulation des charges. Pour rappel, la production des charges est d'autant plus forte que le déséquilibre de la DCE est important, c'est-à-dire en entrée de la veine en carton et au début de l'écoulement et que la conductivité locale de l'interface est d'autant plus importante que la DCE est développée. Elle est donc maximale en fin de conduite après un écoulement infini (durable).

Les travaux de simulation de Cabaleiro [9], associés à une étude paramétrique du modèle électrique équivalent présentée au début de ce chapitre, montrent qu'une distribution du potentiel homogène à la surface du solide est pertinente à l'équilibre du phénomène (t=infini). Elle correspondrait d'une part à une situation de capacité électrique et une isolation électrique importante de la veine, et d'autre part à un fort coefficient de désorption de la réaction chimique. La présence d'un maximum de potentiel serait, en effet, observée en début de la veine et en début d'écoulement mais par contre, aucun scénario paramétrique ne suggère la présence d'un maximum de potentiel dans les premiers instants de l'écoulement en sortie de la veine. Ce résultat surprenant est malgré tout à pondérer compte tenu des conditions expérimentales. Ces modèles s'appuient sur une condition où la DCE en entrant dans la conduite est nulle ce qui n'est pas le cas pour ces expériences puisque la présence en amont de la veine en carton d'une veine métallique conduit à créer une DCE plus ou moins développée. Selon les travaux de Clermont [89] la présence d'une DCE en amont de la veine modifierait le comportement du phénomène dans les premiers instants de l'écoulement mais pas son équilibre.

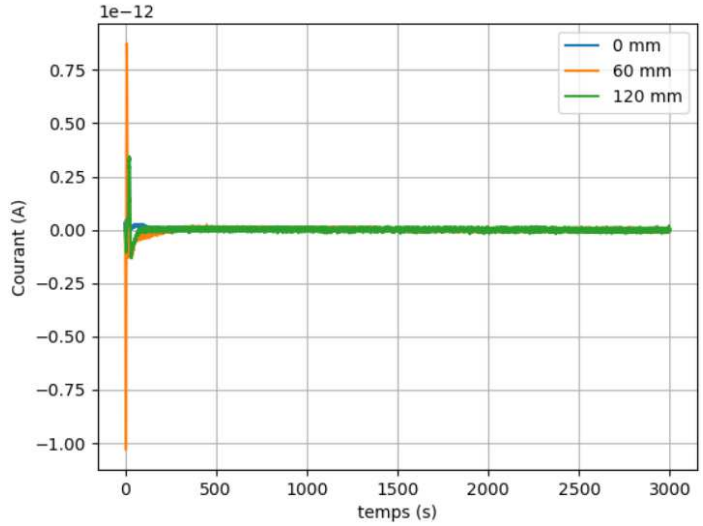
Enfin concernant les calculs de la distribution du potentiel avec les valeurs C_m variables ou supposées constantes, peu de différences sont constatées du fait de la faible évolution de la valeur de C_m à la vue de l'impédance globale du capteur. L'effet le plus notable est introduit dans les zones de transition de la veine où apparaît une « rupture de pente » en lien au changement de matériau. Dans la suite du document, les calculs de potentiel seront réalisés en supposant C_m constant.

3.3.3. Comparaison de la distribution du potentiel sur la veine avec une mesure point par point

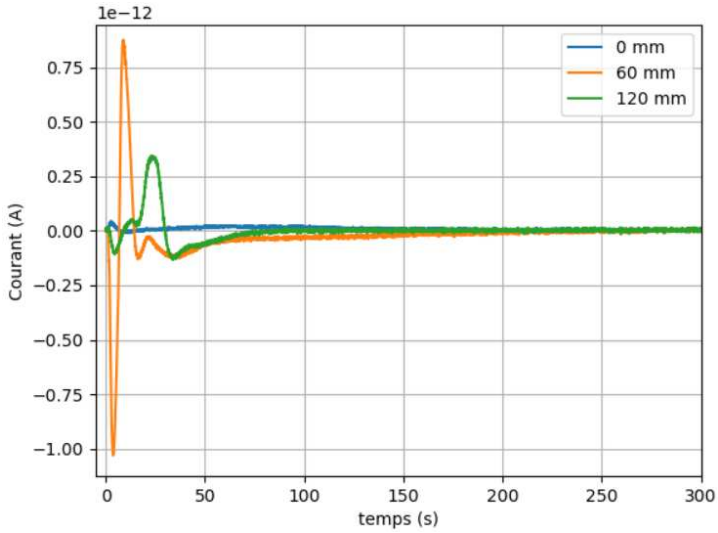
Pour les mêmes conditions expérimentales que précédemment, la distribution du potentiel à la surface a été déterminée par une mesure en multipoint. Pour cette approche, le capteur a été placé à 3 mm de la veine pour les 13 emplacements différents séparés d'une distance de 10 mm entre eux, la première position correspondant à la position initiale du capteur pour la mesure en translation. Entre

chaque mesure, une période de relaxation de 12 h a été systématiquement appliquée afin de relaxer la totalité des charges générées lors de la mesure précédente et ainsi retrouver un état initial de la veine identique pour toutes les expériences.

La figure 3.24 est un exemple de relevé du courant pour 3000 s d'écoulement pour 3 positions différentes de la mesure point par point. Le courant initial pour chaque expérience, mesuré avant la mise en écoulement de l'huile (inférieur à 0.1 pA), a été systématiquement corrigé et ramené à zéro.



a. Courant mesuré (3000 s).



b. Courant mesuré (300 s).

Figure 3.24. Évolution temporelle du courant à l'interface solide/liquide avec la méthode en multipoint en trois emplacements différents.

Dès que l'écoulement est induit, le signal apparaît. Il est propre à chaque position, mais s'atténue progressivement pour atteindre des valeurs très faibles après 300 secondes d'écoulement. L'intégration numérique de l'éq. 3.17 à partir de ces mesures de courant permet alors de reconstruire une représentation discrète du potentiel (sur les 13 points de mesure) pour différents temps d'écoulement. Cette représentation ainsi établie est comparée aux mesures du capteur en déplacement réalisées lors de la même campagne expérimentale (fig. 3.25 à 3.28).

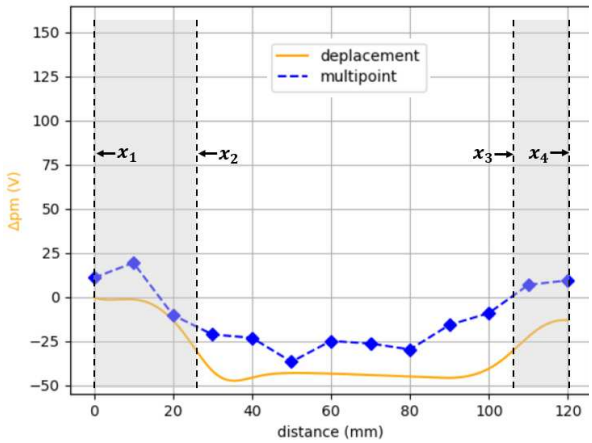


Figure 3.25. Comparaison de la distribution du potentiel après 5 minutes d'écoulement le long de la veine pour une mesure multipoint et en déplacement, débit 110 $l.h^{-1}$.

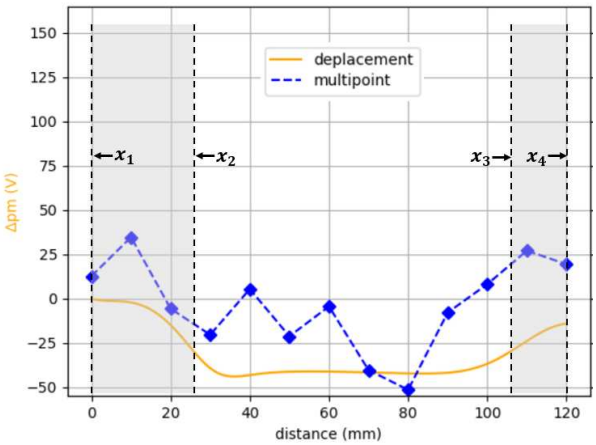


Figure 3.26. Comparaison de la distribution du potentiel après 10 minutes d'écoulement le long de la veine pour une mesure multipoint et en déplacement, débit 110 $l.h^{-1}$.

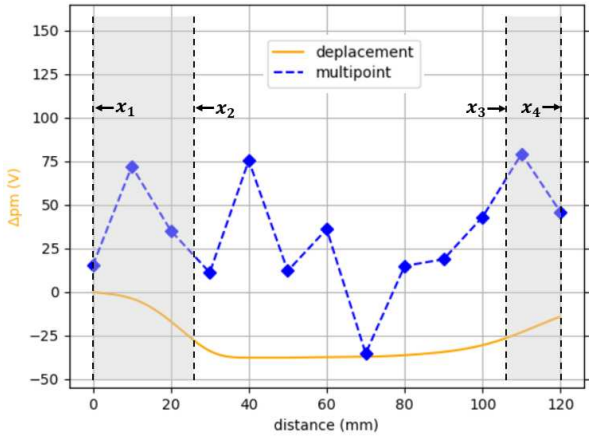


Figure 3.27. Comparaison de la distribution du potentiel après 30 minutes d'écoulement le long de la veine pour une mesure multipoint et en déplacement, débit 110 $l.h^{-1}$.

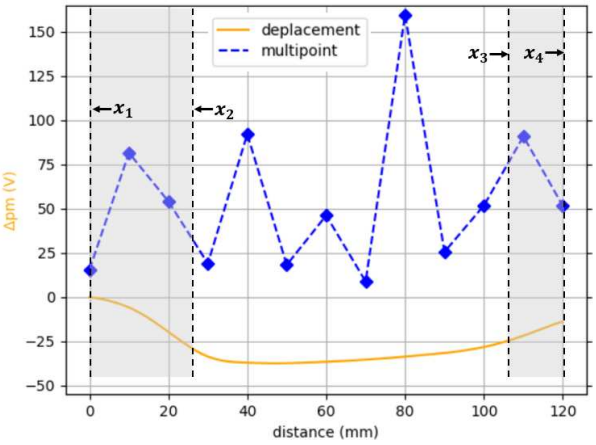


Figure 3.28. Comparaison de la distribution du potentiel après 60 minutes d'écoulement le long de la veine pour une mesure multipoint et en déplacement, débit 110 $l.h^{-1}$.

Dans les premières minutes de l'écoulement, la distribution du potentiel ainsi reconstruite présente deux valeurs plateaux correspondant aux deux matériaux constituant la veine de mesure (la partie amont et aval en acier inoxydable, puis la partie centrale en carton) avec une évolution régulière quasi continue du potentiel. Au fur et à mesure du temps, ces plateaux disparaissent avec une évolution du potentiel assez aléatoire, discontinue, probablement très éloignées d'une réalité physique. Ceci est probablement lié à un problème expérimental, au-delà de 300 s d'écoulement le courant mesuré est très faible. L'intégration de ce courant depuis sa valeur initiale avant l'écoulement conduit alors à un cumul de l'erreur important. Il s'avère qu'au fur et à mesure de l'écoulement, la circulation de l'huile engendre une très légère augmentation de la température de l'huile et donc du zéro relatif de courant. Une évolution de celui-ci de quelques 0.1 pA est suffisante pour totalement perturber la mesure. Dans ces conditions, l'analyse des résultats sera portée exclusivement sur les distributions du potentiel établies pendant les premières mesures de l'écoulement.

En cohérence avec les travaux de Cabaleiro [8, 81, 82], les charges liées à la double couche électrique et le potentiel associé en mesure statique semblent positives face aux parties métalliques de la veine et négatives face au carton. Les distributions du potentiel reconstruites en mesure statique et

dynamique présentent des similitudes en amplitude et en forme avec toutefois une différence notable en lien avec la présence d'un offset. La résolution de l'éq. 3.17 lors de mesures en déplacement du capteur impose l'utilisation d'une condition initiale où le potentiel est supposé nul à la position initiale du capteur, en face de l'électrode veine métallique amont. Ce choix était motivé par le fait que ce tronçon de veine était mis à la terre électrique, mais sans pour autant avoir de réalité. En supposant que la valeur initiale de la reconstruction du potentiel pour la mesure en translation est égale à la première valeur mesurée par la mesure en multipoint, la distribution du potentiel établi en translation se superpose relativement bien à la mesure statique du potentiel (fig. 3.29).

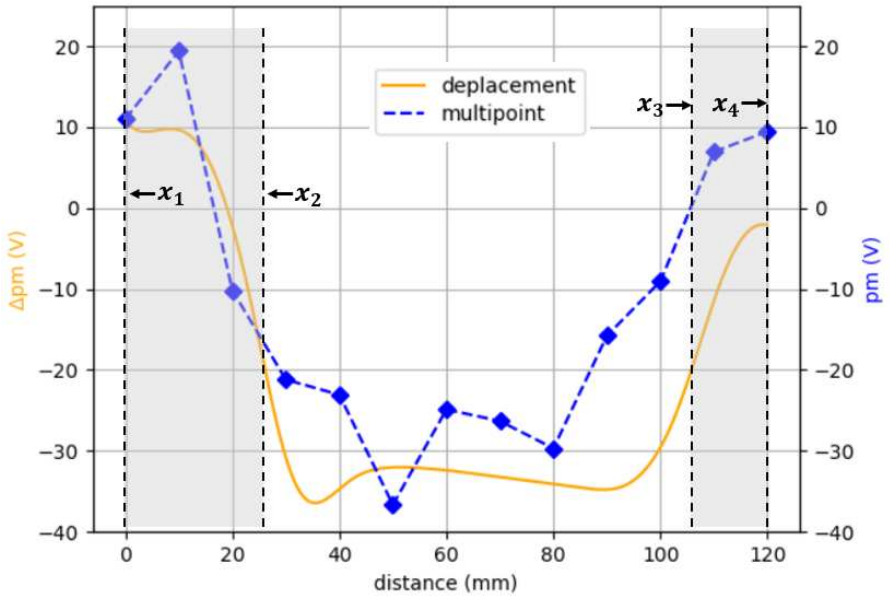


Figure 3.29. Comparaison de la distribution du potentiel après 5 minutes d'écoulement le long de la veine pour une mesure multipoint et en déplacement (la valeur initiale du potentiel choisie par la mesure en déplacement est supposée égale à la mesure multipoint, débit 110 $l.h^{-1}$).

3.3.4. Étude de l'évolution du potentiel à l'interface solide/liquide le long de la veine après arrêt de l'écoulement du liquide par le capteur en déplacement

Avec l'arrêt de l'écoulement et donc des générateurs de courant dans le modèle électrique équivalent (fig. 3.2), les charges accumulées à la surface de la veine vont alors se relaxer, fuir à la terre pour diminuer le potentiel et revenir dans une situation d'équilibre plus ou moins proche de la situation de référence. Comme dans les paragraphes précédents, le suivi du potentiel à la surface de la veine est réalisé par le capteur en translation au cours de la phase de relaxation à différents instants et comparé à la mesure initiale de référence. La figure 3.30 présente l'évolution du courant mesuré i_m pour 5, 120 et 240 minutes après l'arrêt de l'écoulement.

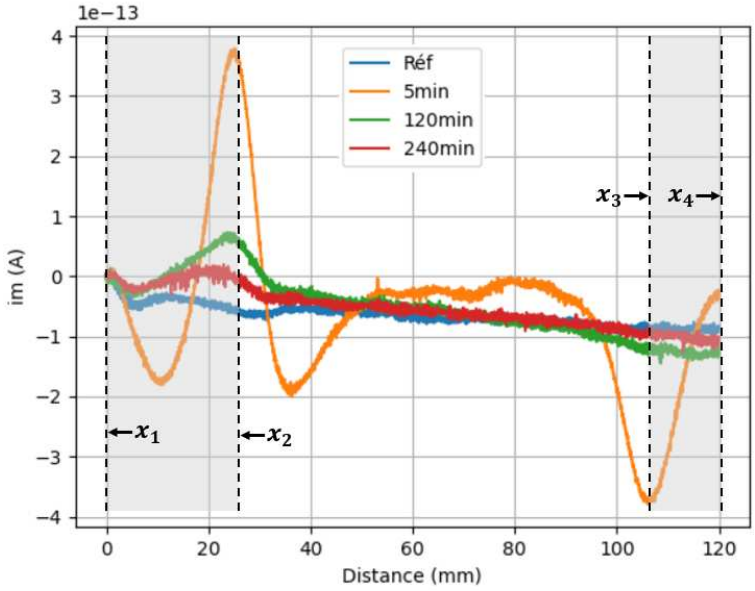


Figure 3.30. Évolution spatiale et temporelle du profil de courant de la veine établi pendant la phase de relaxation (débit initial imposé 215 l/h).

Le profil de courant lors de la phase de relaxation présente globalement un comportement identique au courant mesuré pendant l'écoulement du liquide (fig. 3.19), mais de signe opposé. Avec donc deux pics de courant au passage du capteur à proximité du changement de matériau (acier inoxydable-carton, position x_2 et x_3) dont l'amplitude est d'autant plus importante que l'arrêt de l'écoulement est récent. Ces deux pics subsistent durablement (même après 2 heures d'arrêt de l'écoulement) et leur amplitude restent supérieures aux mesures de courant de référence établies (fig. 3.18). Dans un premier temps, face à la veine en carton, le courant est positif puis il vient se confondre avec le courant de référence. Enfin, après 5 minutes d'écoulement, le premier transitoire positionné en x_2 est encadré par deux autres transitoires négatifs qui semblent disparaître au cours du temps.

Comme dans le paragraphe précédent, les profils de charge et du potentiel peuvent être déterminés par l'intégration de l'éq. différentielle 3.17. Mais, contrairement aux mesures réalisées après une longue période de relaxation (de repos), les mesures en phase de relaxation présentent une distribution des charges initiales non nulle qu'il convient de considérer. L'analyse de l'évolution du courant établi par une mesure en translation du capteur capacitif n'est pas unique. Une diminution du courant, par exemple (ou réciproquement une augmentation de celui-ci) peut être interprétée soit comme une augmentation de l'accumulation des charges négatives à la surface de la veine ou au contraire comme une diminution de l'accumulation des charges positives (ou réciproquement par soit une diminution de l'accumulation des charges négatives à la surface de la veine ou au contraire à une augmentation de l'accumulation des charges positives). Ainsi, pendant l'écoulement, l'accumulation de charges et la distribution du potentiel sur la veine de carton étant négative, les éq. 3.19 et 3.27 sont intégrées en considérant que le courant mesuré en phase de relaxation est induit par la présence de charges initiales négatives. Comme précédemment, le courant a été corrigé au préalablement en le soustrayant de sa valeur de référence et la charge accumulée en x_1 a été supposée nulle (hypothèse erronée qui sera discutée et corrigée par la suite).

La figure 3.31 présente le résultat de l'intégration du courant mesuré, respectivement, à 5, 120, 180 et 240 minutes après l'arrêt de l'écoulement où deux comportements très différents ressortent. Après une durée significative de l'arrêt de l'écoulement, la variation de la charge le long de la veine présente une évolution régulière, continue alors que pour les premiers instants (5 min) l'évolution et l'organisation des charges sont beaucoup plus complexes. En considérant que la capacité de la veine

est sensiblement constante tout au long du déplacement du capteur, la distribution du potentiel (fig. 3.32) est tout à fait à l'image de la distribution de la charge électrique.

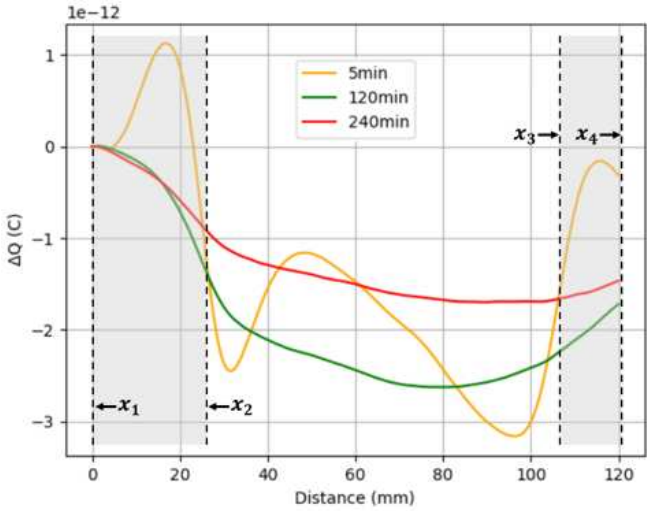


Figure 3.31. Évolution spatiale et temporelle du profil de la distribution de la variation de la charge le long de la veine pendant la phase de relaxation (débit initial imposé 215 $l.h^{-1}$).

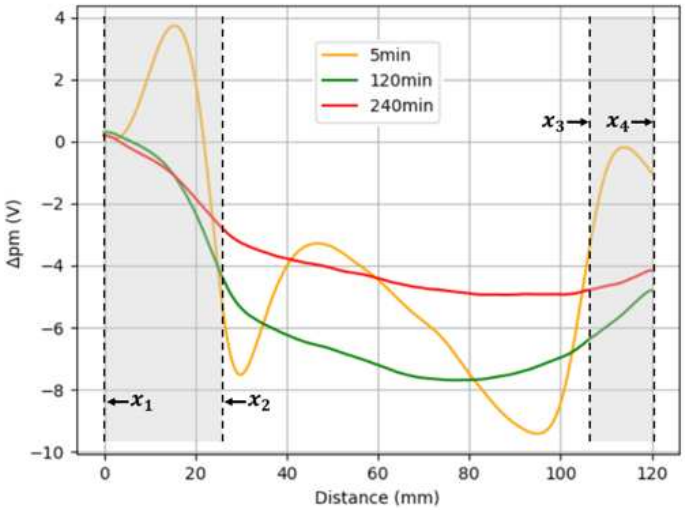


Figure 3.32. Évolution spatiale et temporelle du profil de la distribution de variation du potentiel le long de la veine établie pendant la phase de relaxation (débit initial imposé 215 $l.h^{-1}$).

Ces résultats traduisent probablement à la fois les propriétés diélectriques et conductrices des différentes parties de la conduite. Avec l'arrêt de l'écoulement et donc de la génération des charges, la physique attendue devrait conduire à la relaxation de celles-ci à la terre suivant des constantes de temps propres à chaque matériau : « instantanément » pour les charges présentes sur les parties conductrices de la conduite mise à la terre (bien avant la première mesure réalisée au bout de 5 minutes), plus longuement ($\varepsilon/\sigma = 2.2/5\ 10^{-13} = 4.4\ 10^{12}$s) pour la partie en carton de la conduite. Cette configuration, illustrée par la fig. 3.34, est à l'image d'un condensateur avec des éléments conducteurs mis à la terre encadrant un diélectrique chargé négativement. Les fondements de l'électrostatique vont instantanément conduire à équilibrer ce système en maintenant les charges positives à la surface des parties métalliques, voire à l'augmenter via des remontées de charges positives de la terre afin d'équilibrer le système. Au fur à mesure du temps, la relaxation s'établit et conduit à faire diminuer progressivement les charges piégées au sein de la conduite de carton.

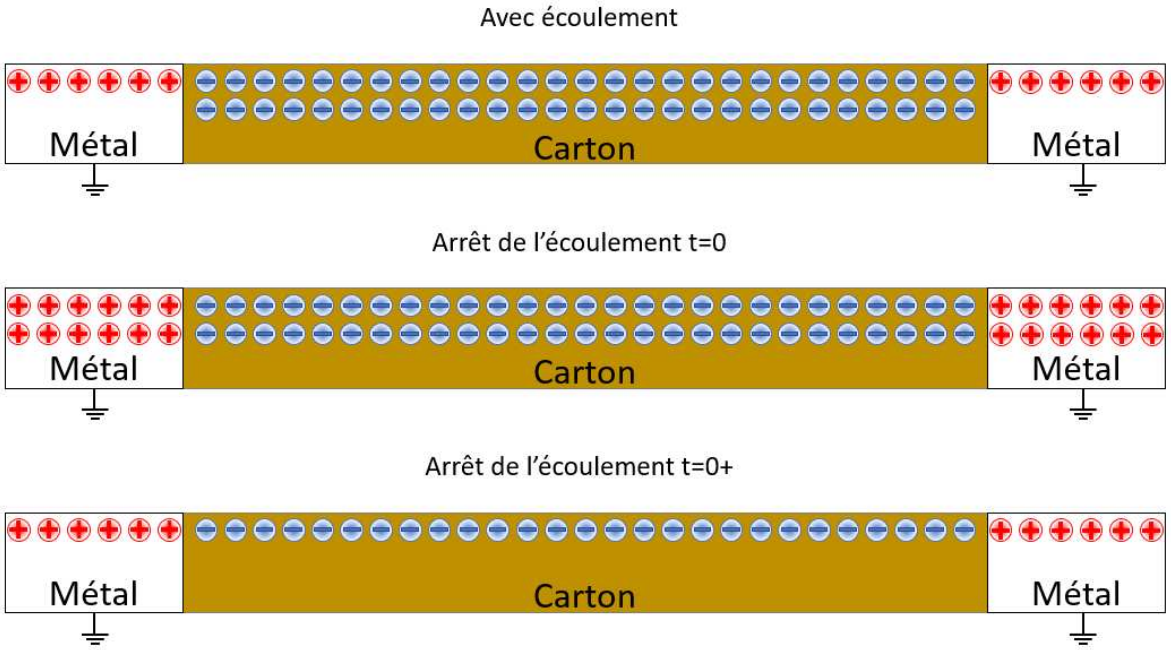


Figure 3.34. Schéma de principe de l'organisation des charges électriques au sein de la conduite

Dans une configuration géométrique idéalisée, où les surfaces métalliques mises à la terre enfermeraient totalement la veine de carton chargée, une charge égale et de signe opposé serait présente sur les deux matériaux et induirait l'électroneutralité. Cette hypothèse reviendrait à corriger les relevés de potentiel par l'ajout d'un offset (positif pour ces mesures et égale à la valeur moyenne du potentiel mesuré) et donc à imposer un potentiel en x_1 non nul (fig. 3.35). Dans la situation expérimentale réelle, le niveau de charge totale atteint par les électrodes métalliques restera inférieur et l'offset de correction inférieur au cas idéalisé. À l'image du calcul précédant, cet offset aurait pu être déterminé pas une mesure point par point en x_1 lors de la phase de relaxation, mais cette mesure nécessitait de connaître le niveau de potentiel (de charge) en x_1 initial, c'est-à-dire à la fin de l'écoulement de liquide.

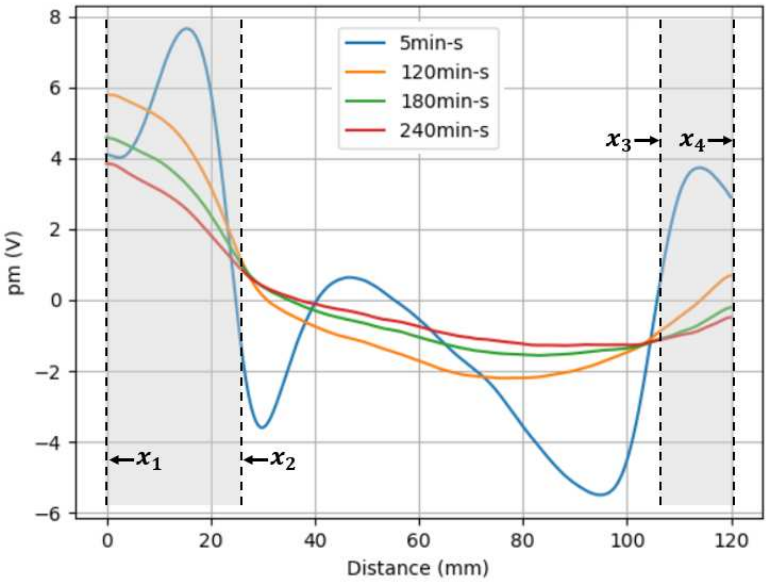


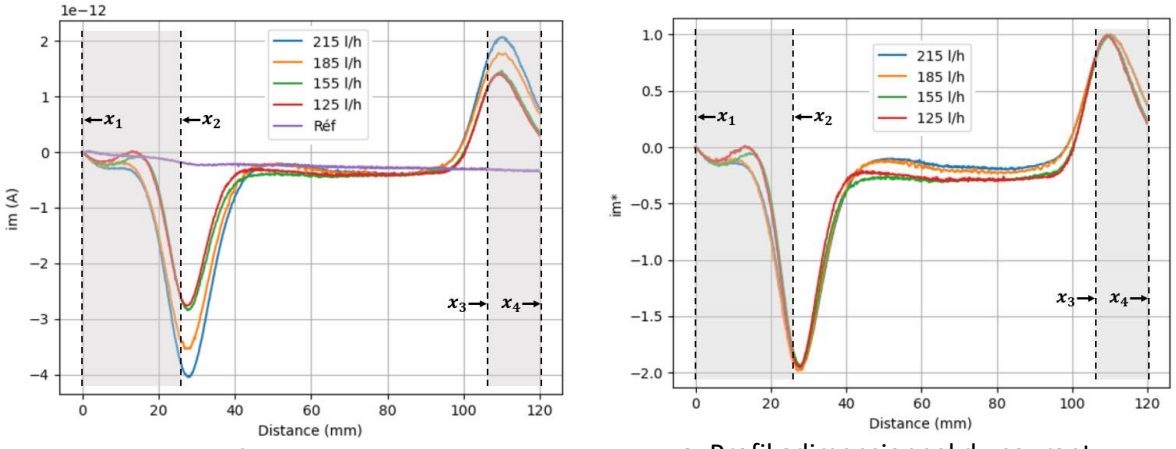
Figure 3.35. Évolution spatiale et temporelle de la distribution du potentiel corrigée pour respecter l'électroneutralité.

3.4. Reconstruction du profil de potentiel de la veine en fonction de la vitesse d'écoulement

Les distributions de la charge et du potentiel ont été déterminées pour quatre débits du liquide 125, 155, 185 et 215 $l.h^{-1}$ (correspondant respectivement à une vitesse moyenne laminaire de 0.38, 0.48, 0.57 et 0.66 m s^{-1}) après 5, 10, 20, 30, 60, 90, 120, 240, 360, 480 minutes d'écoulement. Une vitesse de déplacement de 4 $\mathrm{mm.s^{-1}}$ a été imposée au capteur positionné à 3 mm de la veine préalablement. Une mesure de référence sans écoulement a été réalisée pour chacune des mesures.

3.4.1. Étude de l'influence de la vitesse d'écoulement sur les mesures du courant induit par le capteur capacitif en déplacement

La figure. 3.36-a présente le profil de courant induit dans le capteur capacitif après 5 min d'écoulement pour les 4 débits étudiés. Quelle que soit la vitesse d'écoulement, le courant varie selon la même évolution spatiale avec une amplitude qui augmente en valeur absolue en fonction du débit. La normalisation des mesures de courant calculé à partir des valeurs maximales positives relevées sur le premier transitoire à la position x_2 (fig. 3.36-B), montre très peu de différence. Toutes les mesures présentent les deux principaux transitoires à la positon x_2 et x_3 avec une forme qui semble identique. Une légère différence existe entre les positions x_1 et x_2, où un comportement plus régulier est observé lorsque la vitesse augmente.

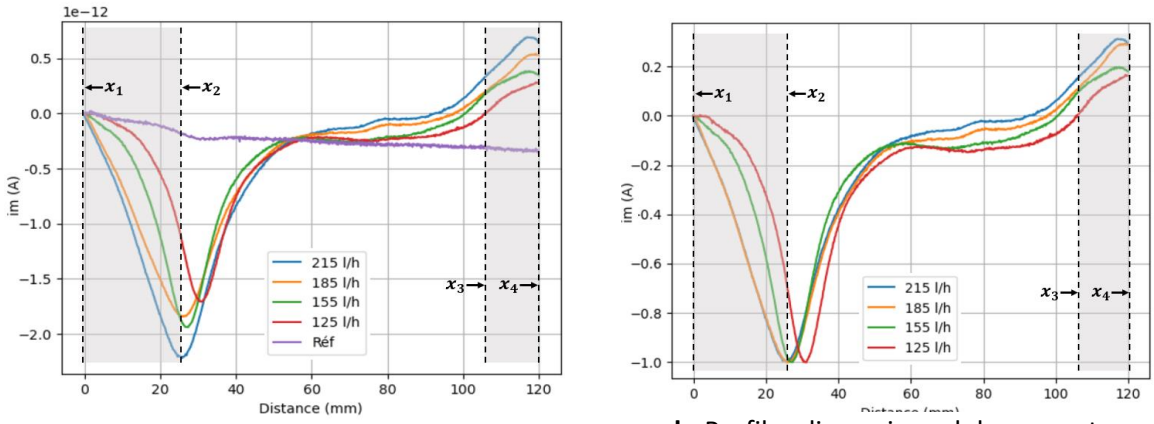


a. Profil du courant.

a. Profil adimensionnel du courant.

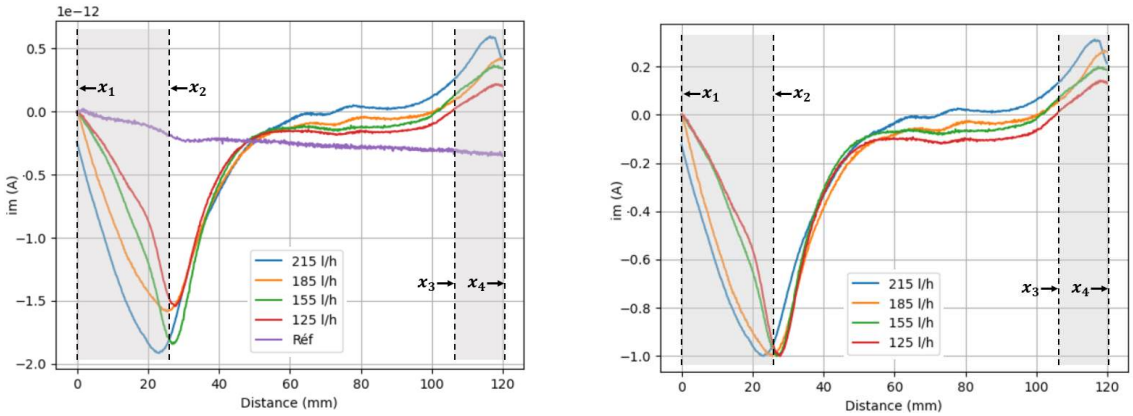
Figure 3.36. Profils de courant induits dans le capteur capacitif après 5 minutes d'écoulement.

Au fur et à mesure de l'écoulement (fig. 3.37 et 3.38), le profil du courant évolue globalement selon la discussion réalisée dans les paragraphes précédents. L'augmentation de la vitesse se traduit toujours globalement par une augmentation en valeur absolue de l'amplitude et le profil du courant est sensiblement identique quel que soit le débit imposé. Toutefois, l'augmentation du courant ne suit pas une loi monotone. L'analyse adimensionnelle montre des évolutions dans le profil des pics de courant aussi bien dans leur durée que dans leur positionnement sur la veine.



a. Profils du courant. **b.** Profils adimensionnel du courant.

Figure 3.37. Profils de courant induits dans le capteur capacitif après 60 minutes d'écoulement.



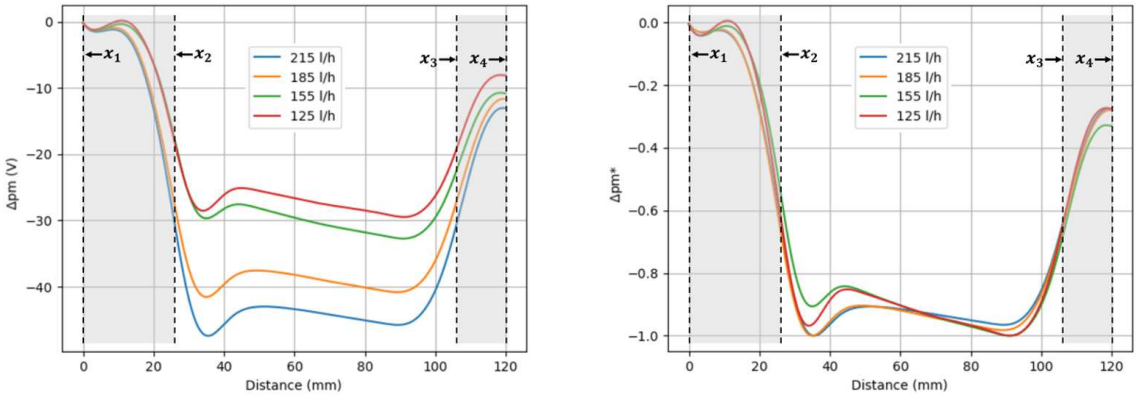
a. Profils du courant. **b.** Profils normalisés du courant.

Figure 3.38. Profils de courant induits dans le capteur capacitif après 120 minutes d'écoulement.

3.4.2. Étude de l'influence de la vitesse d'écoulement sur la distribution de la variation du potentiel induit

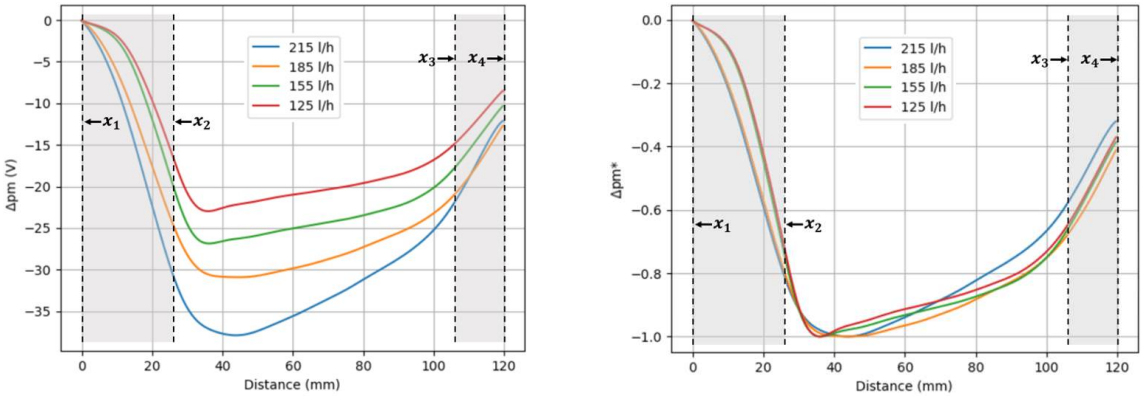
La variation du potentiel reconstruit après 5 min d'écoulement (fig. 3.39-a et 3.39-b) présente le même profil attendu de la variation du potentiel le long de la veine avec une augmentation du potentiel en valeur absolue lorsque l'électrode de mesure est positionnée face à la veine en carton. Plus le temps d'écoulement avance (fig. 3.40 et 3.41), plus la variation du potentiel diminue globalement pour une même vitesse tout en présentant un maximum de plus en plus marqué en x_2. L'effet de la vitesse est de moins en moins marqué dans le temps, sauf pour le débit de 155 $l.h^{-1}$. Le suivi temporel de la variation du potentiel au centre de la veine au carton (fig. 3.42), le confirme et semble également montrer une convergence de la variation du potentiel au centre de la veine et plus globalement sur toute la veine en carton.

Ces résultats sont plutôt cohérents avec la littérature puisque l'augmentation de la vitesse de circulation du liquide accroît le phénomène d'électrisation par écoulement. Cette augmentation n'est pas forcément linéaire puisqu'elle résulte de deux effets antagonistes : la réduction du temps de contact entre le solide et le liquide qui limite le développement de la DCE, et l'accélération du transport des charges de la DCE par la convection du liquide [8-10]. Dans le cas particulier de solides poreux, comme le carton, l'augmentation de la vitesse et du gradient de pression associé a pour également effet d'induire un écoulement du liquide au sein du solide poreux plus en profondeur de celui-ci et ainsi d'augmenter l'interface « active » solide/liquide contribuant à l'augmentation du potentiel.



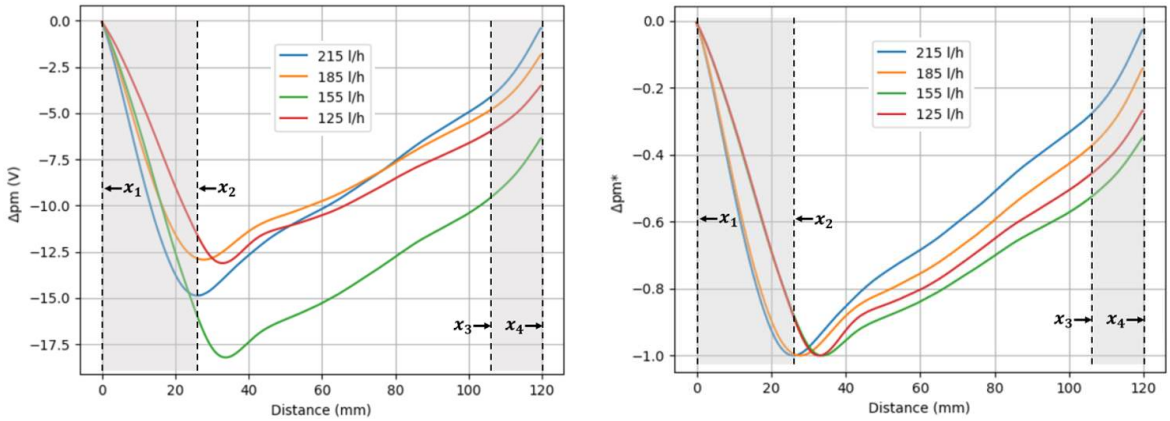
a. Profil du potentiel. **b.** Profil adimensionnel du potentiel.

Figure 3.39. Évolution spatiale de la distribution de la variation du potentiel le long de la veine établie après 5 minutes d'écoulement pour différents débits.



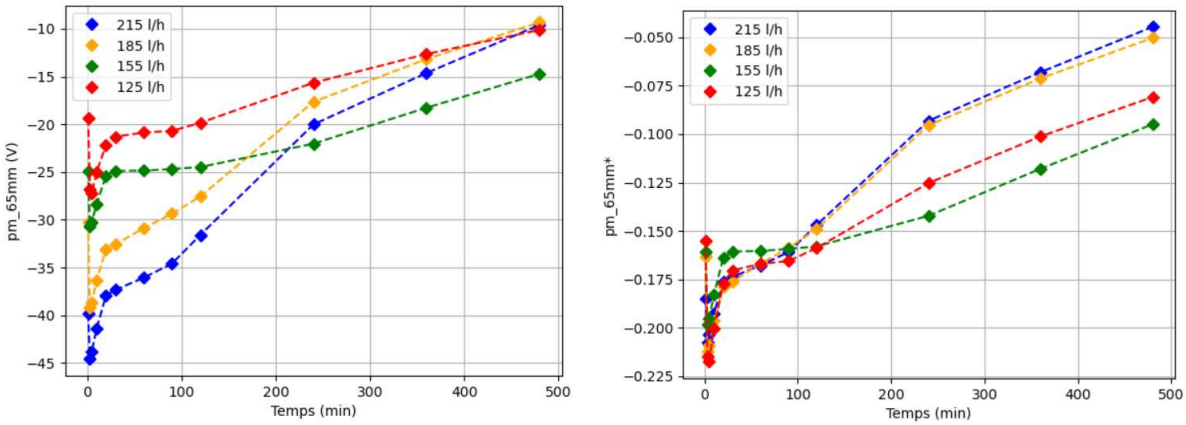
a. Profil du potentiel. **b.** Profil adimensionnel du potentiel.

Figure 3.40. Évolution spatiale du profil de la distribution de la variation du potentiel le long de la veine établie relaxation après 90 minutes d'écoulement pour différents débits.



a. Profil du potentiel. **b.** Profil adimensionnel du potentiel.

Figure 3.41. Évolution spatiale du profil de la distribution de la variation du potentiel le long de la veine établie relaxation après 480 minutes d'écoulement pour différents débits.



a. Évolution du potentiel. **b.** Évolution normalisée du potentiel.

Figure 3.42. Évolution de la valeur du potentiel reconstruit au centre de la veine en carton à 65 mm de l'origine du déplacement.

Conclusion

La distribution du potentiel et de la charge le long de la veine d'étude a été mesurée avec succès en utilisant le capteur capacitif en déplacement. Les mesures réalisées ont été confrontées aux données de la littérature et à des mesures de potentiel point par point avec une bonne cohérence. Ainsi, dans les premiers instants de l'écoulement, la mesure en déplacement a montré une augmentation de la charge/du potentiel vers le centre de la canalisation en carton et une diminution sur les parties métalliques de la canalisation mise à la terre. Progressivement dans le temps, la distribution du potentiel est sensiblement homogénéisée tout au long de la conduite et a globalement diminuée en amplitude. Enfin le potentiel moyen sur la conduite augmente avec la vitesse d'écoulement.

Contrairement à une cartographie point par point du potentiel qui est une mesure fastidieuse, longue et qui nécessite une parfaite reproductibilité de la mesure de l'état initial, la mesure capacitive en déplacement est beaucoup plus rapide. Cependant, elle nécessite des phases préliminaires importantes et délicates. La mesure doit s'associer à une description exacte de la distribution de la capacité entre le capteur et la surface de mesure sur tout le trajet du déplacement du capteur, et requiert de connaître le potentiel local à la position initiale du capteur, mesure qui peut être réalisée par une mesure point par point. Pour le cas particulier de l'électrisation par écoulement, à ces mesures préliminaires, une mesure de la distribution du potentiel le long de la veine sans écoulement a dû être réalisée afin d'analyser la montée en potentiel du solide diélectrique liée à l'écoulement de l'huile. Enfin selon la situation expérimentale, par exemple durant la phase de relaxation de la conduite suite à l'arrêt de l'écoulement, des considérations sur la physique du phénomène notamment sur le signe de la charge incriminée sont nécessaires à la reconstruction du potentiel.

Cette première série de travaux a été réalisée sur une veine de mesure mixte constituée d'une partie diélectrique encadrée par deux parties métalliques avec pour but de faciliter le travail d'analyse et de reconstruction de la distribution du potentiel. Pour autant, d'une part, cette géométrie ne reflète pas la géométrie normale du fonctionnement de la petite boucle, outil utilisé pour l'expertise des risques électrostatiques au sein des transformateurs de puissance et d'autre part, elle conduit à porter une analyse sur l'électrisation par écoulement sur la partie diélectrique de la veine avec une huile préalablement chargée. Afin d'utiliser toute l'expertise historique associée à ce capteur, des mesures de distribution du potentiel ont été réalisées pour une conduite réalisée exclusivement en matériaux

diélectriques, en carton (sans changement de nature du solide) et en considérant que la charge initiale du liquide entrant dans la conduite en carton est parfaitement nulle.

Chapitre 4

Étude expérimentale de la distribution spatiale et temporelle de la charge électrique produite par l'écoulement de l'huile minérale sur une canalisation en carton parfaitement isolé

Introduction

Avec plus de 20 années de travaux et d'expertise au sein de l'institut Pprime, l'outil de la petite boucle permet de totalement décrire les transferts de charges et les équilibres électriques régnant au sein d'une interface huile/carton. Dans cette configuration plus classique de l'utilisation de la petite boucle, la conduite est constituée d'un carton diélectrique parfaitement isolé de la terre, traversée par une huile minérale diélectrique électriquement neutre à l'entrée de la conduite. La distribution du potentiel sur le solide est mesurée à l'aide du capteur capacitif en déplacement. Les résultats obtenus seront également confrontés aux autres mesures historiques, notamment les mesures de courant de fuite, réalisées sur la petite boucle. La méthode utilisée s'appuie sur la même approche que celle établie dans le chapitre précédent avec notamment les phases préliminaires.

4.1. Dispositif expérimental de mesure et métrologie associée

4.1.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour la mesure des profils de charge et du potentiel dans la canalisation carton/huile minérale sans électrodes de référence est le même que celui décrit dans le chapitre 3. La seule différence est relative à la veine d'étude qui est remplacée par un canal avec les mêmes propriétés géométriques (fig. 4.1 et 4.2) mais réalisée exclusivement en carton. Les deux extrémités de la veine de mesure sont reliées par deux brides métalliques (brides amont et aval) isolées du reste de la boucle via des éléments isolants en PTFE. La surface d'écoulement de ces deux brides est 14 fois plus grande, ce qui permet de considérer que la vitesse de déplacement du liquide dans la bride amont est faible (nulle) et que l'huile entrant dans la veine en carton est totalement déchargée. Les deux brides métalliques sont connectées électriquement à la terre par deux pico-ampèremètres

en aval (i_{aval}) et en amont (i_{amont}) (fig. 4.3). Ainsi, en plus de la mesure de la distribution du potentiel obtenue soit par une mesure point par point ou en translation du capteur, ces deux pico-ampèremètres permettent de mesurer simultanément la fuite des charges électriques accumulées dans le solide (carton) vers l'amont et l'aval lors de la circulation de l'huile [8-10].

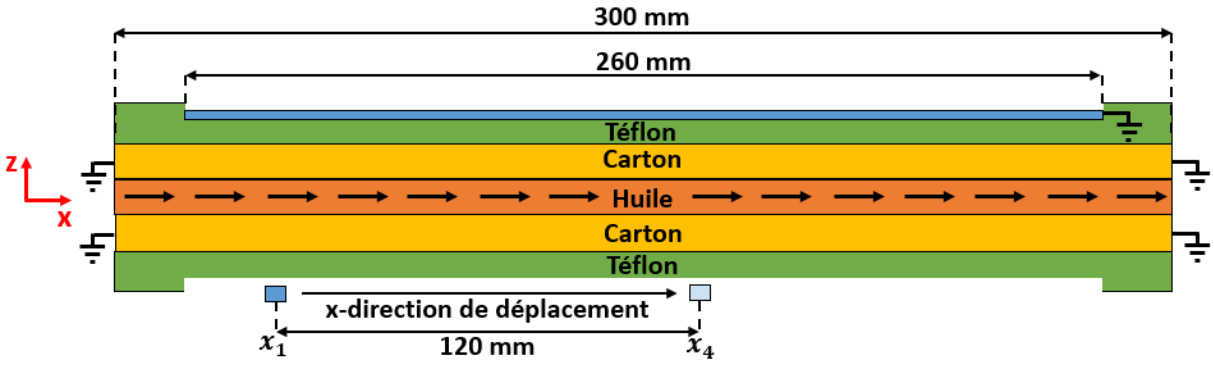


Figure 4.1. Représentation de la canalisation isolée – coupe longitudinale.

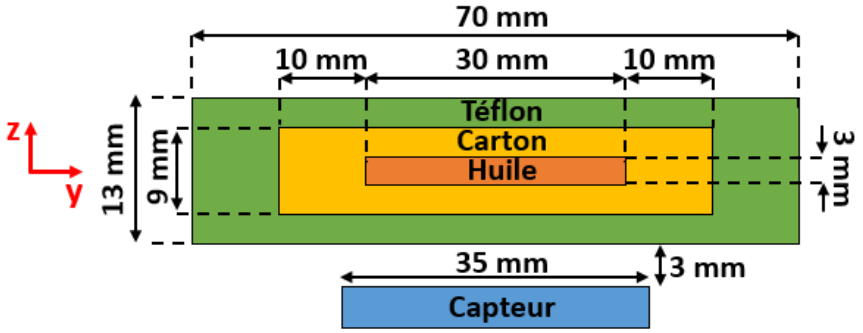


Figure 4.2. Représentation de la canalisation isolée – coupe transversale.

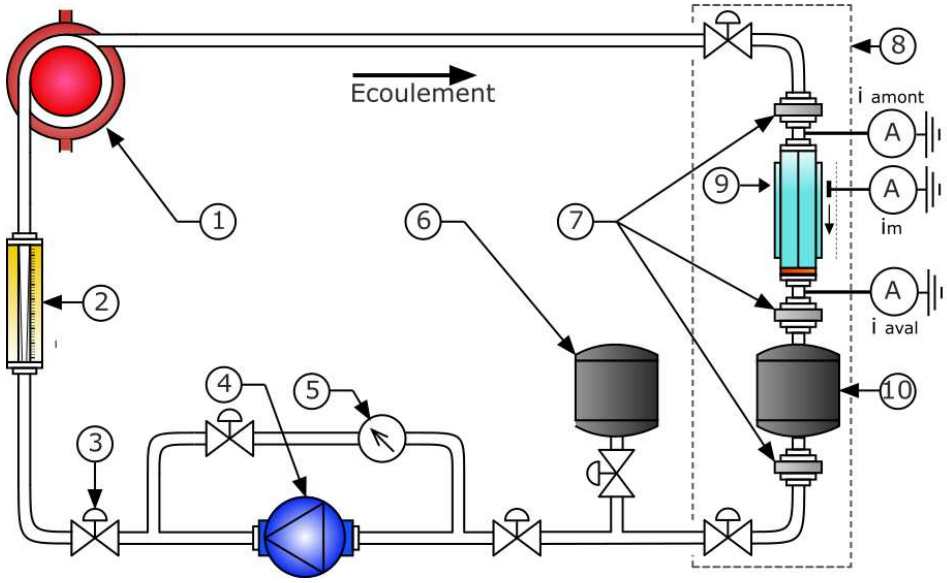


Figure 4.3. Représentation du circuit hydraulique fermé de circulation d'huile « petite boucle » [8].

4.1.2. Métrologie de la mesure de la distribution du potentiel

La distribution du potentiel (de la variation du potentiel) dans la veine est établie à partir de la mesure en point par point et de la mesure en déplacement. Pour chaque mesure, le capteur capacitif a été positionné à 3 mm de la veine, sa disposition géométrique est la même que celle décrite dans le chapitre 3 du document. Pour les mesures en déplacement, la vitesse du capteur a été fixée à 0.3 $mm.s^{-1}$ et son trajet est représenté sur la fig. 4.4. La trajectoire est initiée depuis le repère x_1 positionné à 52.9 mm de l'entrée de la veine en carton et se termine au repère x_2 après 120 mm de déplacement (soit à 130 mm de l'extrémité de sortie de la veine). Pour les mesures en multipoint, le capteur a été placé à 13 positions différentes représentées sur la figure. 4.5. La première position correspond au capteur centré sur le repère x_1, la dernière correspond au capteur centré sur x_2, les autres positions sont espacées régulièrement de 10 mm entre x_1 et x_2. Le protocole expérimental décrit au chapitre 3 est également utilisé.

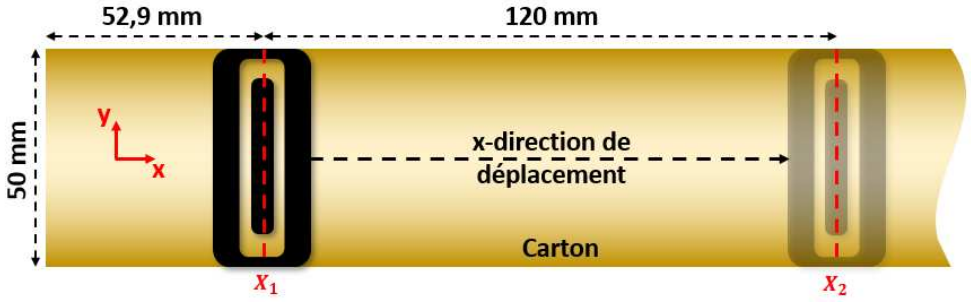


Figure 4.4. Représentation de la trajectoire du capteur capacitif en déplacement face à la veine de mesure de la petite boucle.

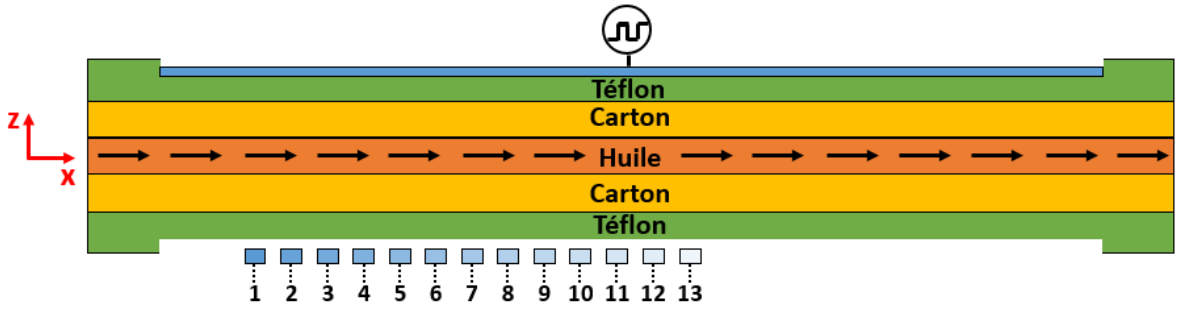


Figure 4.5. Représentation de l'emplacement du capteur capacitif pour la mesure du profil de capacité de la veine.

Pour ces 13 positions du capteur, la capacité électrique locale entre la surface de la veine et le capteur a été déterminée expérimentalement à l'image du chapitre 3. Une plaque métallique a été positionnée à l'extérieur de la veine en opposition au capteur capacitif (fig. 4.5). Cette plaque est alors connectée à une alimentation de tension (Keithley 6517B) fournissant un signal de tension carré positif (V_{DC}) de 400 V d'amplitude et 40 s de période. La réponse en courant (fig. 4.6) mesurée sur l'électrode de mesure du capteur permet alors de calculer la valeur de la capacité locale (fig. 4.7).

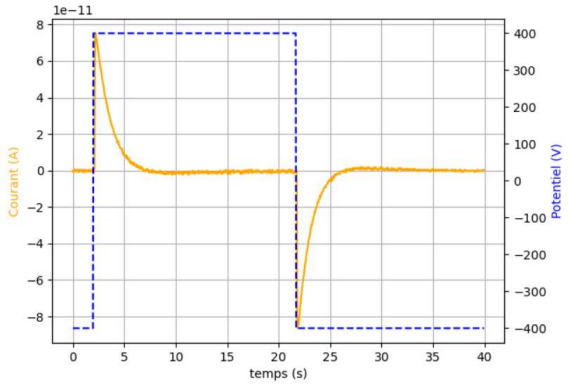


Figure 4.6. Réponse en courant mesurée sur le capteur capacitif pour un excitation électrique de tension carrée.

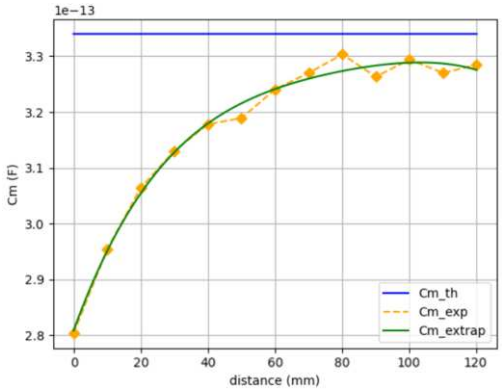


Figure 4.7. Valeurs expérimentales et théoriques des capacités locales établies entre le capteur et la veine de mesure

D'un point de vue théorique et idéalisé, les capacités locales entre la veine et le capteur sont égales. Sa valeur correspond à l'empilement des matériaux suivant :

- Une couche de 3 mm d'air (ε_{air}=1)
- Deux couches de téflon de 2 mm d'épaisseur chaque une ($\varepsilon_{téflon}$=2.1)
- Deux couches de carton de 3 mm d'épaisseur chaque une (ε_{carton}=4.4)
- Une couche de 3 mm d'huile minérale (ε_{huile}=2.2)

pour une capacité théorique de 3.25 10^{-13} F calculée à partir de l'équation 4.1.

$$C_{m_{th}} = \frac{\varepsilon_0 * S}{\frac{2 * h_{téflon}}{\varepsilon_{téflon}} + \frac{2 * h_{carton}}{\varepsilon_{carton}} + \frac{h_{huile}}{\varepsilon_{huile}} + \frac{h_{air}}{\varepsilon_{air}}} \quad (4.1)$$

La valeur théorique de la capacité locale entre le capteur et la veine, de 3.25 10^{-13} F, correspond bien aux valeurs expérimentales évaluées par les mesures réalisées au milieu de la veine, d'environ 3.27 10^{-13} F. Cependant, une différence de plus en plus marquée entre ces valeurs apparaît des lors que le capteur se rapproche de la position initiale en x_1. Pour cette position, la valeur expérimentale de la capacité calculée chute à 2.80 10^{-13} F. Cette différence est probablement liée à la géométrie même de la veine et les effets de bord associés. L'entrée de la veine par exemple (comme à la sortie mais qui n'intervient pas dans ces mesures) présente une sur épaisseur de téflon de 2 cm sur les 2 premiers centimètres de la veine qui vient probablement influencer la mesure. Cette distribution discrète de la capacité peut être interpolée par un polynôme de quatrième degré (éq. 4.2) avec un écart type inférieur à 10 % tout à fait satisfaisant. Cette approche polynomiale a été prise en compte afin de reconstruire complètement la dynamique de la variation spatiale de la capacité (fig. 4.7). Les futurs calculs de la distribution de la variation du potentiel s'appuieront sur cette interpolation.

$$C_{m_{extrap}} = -5.8 * 10^{-10}x^4 + 1.8 * 10^{-10}x^3 - 2.5 * 10^{-11}x^2 + 1.6 * 10^{-12}x + 2.8 * 10^{-13} \quad (4.2)$$

4.1.3. Métrologie de la mesure des courants de fuite amont et aval

Historiquement présent dans le montage « la petite boucle », les deux mesures de courant de fuite permettent de suivre la fuite des charges électriques du solide à la terre en direction de l'amont et de l'aval de la veine. Dans le schéma électrique équivalent décrit dans le chapitre 3, cela revient à lui

inclure deux pico-ampèremètres en série des résistances de fuite amont et aval (fig. 4.8). Liés à la montée en potentiel du solide, ces courants de fuite présentent des amplitudes différentes. Depuis une valeur nulle, ils augmentent temporellement de façon exponentielle pour atteindre un seuil. Ce seuil traduit l'équilibre électrostatique du système (fig. 4.9). Pour l'étude, l'état d'équilibre est considéré comme atteint après 300 s d'écoulement.

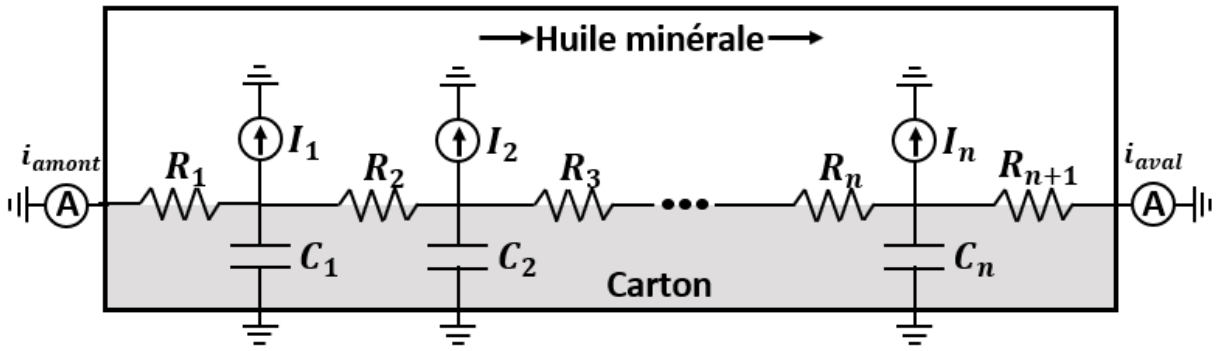


Figure 4.8. Schéma électrique équivalent de l'électrisation par écoulement avec les mesures associées.

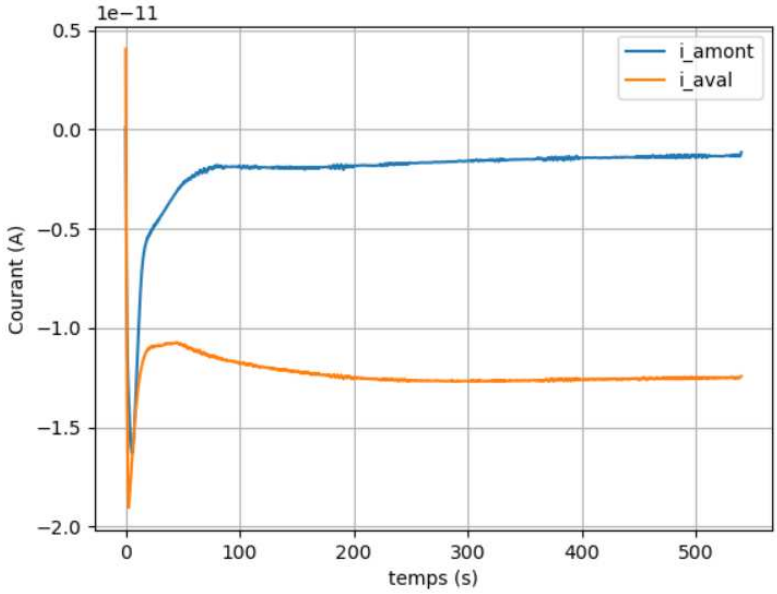


Figure 4.9. Relevés typiques des courants de fuite amont et aval.

4.2. Reconstruction de l'évolution du profil de potentiel dans la veine

4.2.1. Établissement de l'évolution du potentiel à l'interface solide/liquide le long de la veine pendant l'écoulement du liquide par la mesure en multipoint

4.2.1.1. Évolution du profil local de courant

Pour les 13 positons du capteur, présentées sur la figure 4.5, l'évolution du profil local de courant de la veine pendant son étape de charge est mesurée en fonction du temps d'écoulement (fig. 4.10). Les 13 mesures ont été réalisées systématiquement après une période d'arrêt de l'écoulement de 24 h. Cette période a été choisie afin de permettre aux charges de la veine de totalement se relaxer et de supposer que, du point de vue électrostatique, la veine soit dans un état de charge initial identique. Dès que la circulation de l'huile est imposée, à t=0 s, les courants mesurés sont typiques d'un courant capacitif associé à une accumulation de charge négative. Ce courant passe par un maximum en valeur absolue avant de revenir à zéro après 300 s d'écoulement, signe que l'équilibre dynamique des charges électriques au sein de la veine est atteint, conformément à la mesure de courant de fuite amont et aval (fig. 4.5). Au-delà de ces 300 s, le rapport signal sur bruit devient trop important et le courant est à limite de la sensibilité de mesure de l'électromètre ($5\ 10^{-15}\ A$). Les valeurs de courant sont alors inexploitables. La dynamique de ce transitoire est sensiblement égale pour les 13 positions du capteur, seule son amplitude évolue. Même si ces résultats s'apparentent à la charge d'un circuit RC, la forme du transitoire présente un comportement légèrement différent d'une fonction exponentielle classique où une légère rupture du comportement est observée vers 30 s d'écoulement, quelle que soit la position du capteur. Ce comportement est conforme à l'ensemble des travaux historiques menés sur la petite boucle [8-10, 15-20].

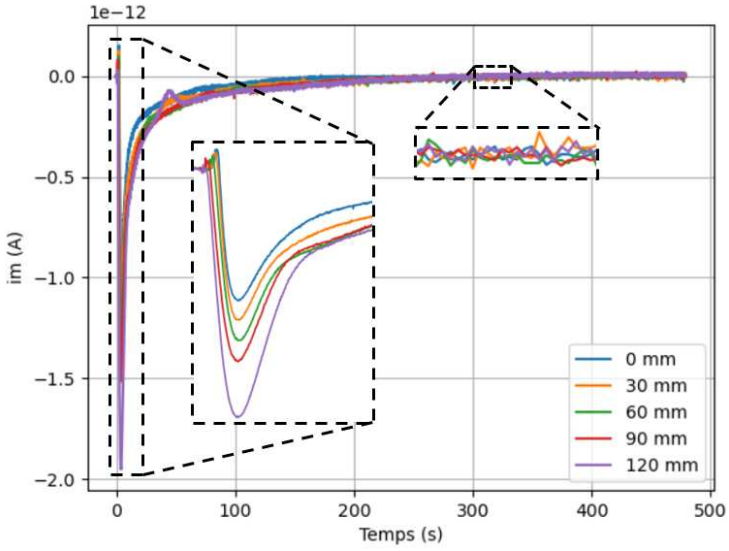


Figure 4.10. Évolution du courant capacitif pour différentes positions de l'électrode de mesure pour un écoulement de liquide de 110 $l.h^{-1}$.

4.2.1.2. Reconstruction de l'évolution du potentiel le long de la veine

Pour chaque position du capteur, le potentiel calculé augmente exponentiellement jusqu'à atteindre une valeur asymptotique (fig. 4.11). La reconstruction discrète du potentiel le long de la veine (fig. 4.12) présente alors une évolution identique à chaque instant avec un potentiel négatif, plus faible en amont de la veine et qui augmente progressivement en s'éloignant de l'entrée de celle-ci. Sur la durée de l'écoulement, le potentiel négatif moyen augmente pour converger vers une distribution du potentiel fluctuant entre -50V en x_1 et -100V en x_2. Pour un couple huile minérale/carton différent (huile Diala S/carton Weidman TIV) dans des conditions expérimentales très proches, P. Leblanc [8] avait mesuré des ordres de grandeur de potentiel moyen tout à fait équivalents.

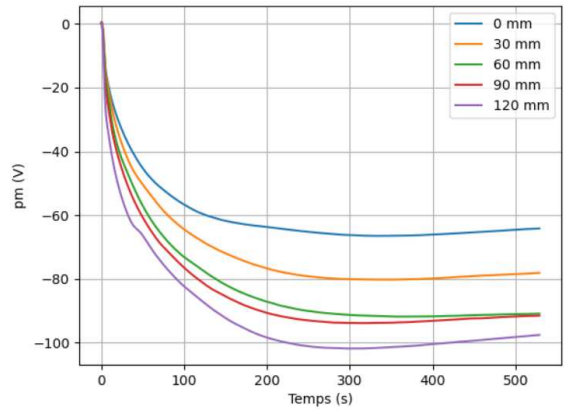


Figure 4.11. Évolution du potentiel en fonction du temps pour différentes positions du capteur.

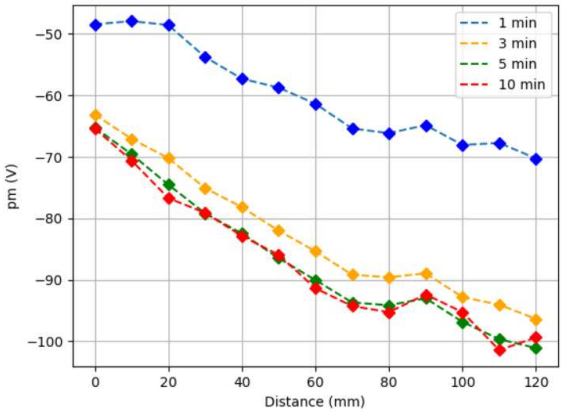


Figure 4.12. Évolution du potentiel le long de veine pour différents temps d'écoulement.

4.2.2. Établissement de l'évolution du potentiel à l'interface solide/liquide le long de la veine pendant l'écoulement du liquide avec la mesure en déplacement

4.2.2.1. Profil du courant de référence sans écoulement

À l'image du chapitre 3, pour la première étape de la mesure des profils de charge et du potentiel à l'interface huile minérale/carton, une mesure de référence est réalisée (fig. 4.13) après une période minimum de 24 h de relaxation de la veine. Le profil de courant est globalement négatif avec une amplitude très faible, de quelque 10^{-14} A, à la limite de résolution de l'appareil de mesure et avec un rapport signal sur bruit de 1700, tout à fait acceptable compte tenu de l'amplitude du courant. Ce profil présente un pic de courant en début de déplacement du capteur, probablement lié à la phase d'accélération de la connectique (câble BNC) puis croit en valeur absolue assez régulièrement à raison de 2.5 10^{-13} A m^{-1} sur la portion étudiée de la veine. Une irrégularité très localisée de ce courant est cependant observable à 20 mm traduisant probablement soit un défaut dans le matériau qui ne conduit pas pour autant à une modification de capacité locale (fig. 4.7), soit la présence de charge d'espace [8, 9, 15-20] dans la veine (carton ou PTFE). Ce courant de référence sera systématiquement soustrait aux mesures réalisées pendant la phase d'écoulement de la veine.

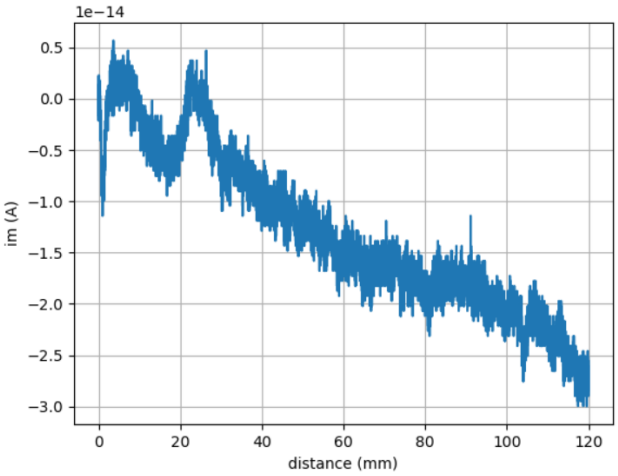


Figure 4.13. Relevé de courant obtenu par le capteur capacitif en déplacement sans écoulement.

4.2.2.2. Mesure typique du courant établi par le capteur en déplacement lors de la mise écoulement du liquide

Le courant induit par le capteur en translation est présenté sur la fig. 4.14 pour différents instants d'écoulement. Il est comparé au courant de référence. La distribution du courant le long de la veine présente toujours la même évolution. Dès le début du déplacement du capteur, le courant est négatif et présente en valeur absolue, une augmentation brutale. Cette augmentation trouve son origine probablement dans l'accélération du capteur et des vibrations induites dans la connectique. Sur les 20 premiers millimètres du déplacement, le courant négatif atteint une forme de seuil autour de 0.1 pA légèrement croissant sur les premiers instants de l'écoulement. Au-delà de 150 minutes d'écoulement, ce seuil devient légèrement décroisant. Entre 20 et 40 mm, le courant présente un pic de courant positif très marqué, centré autour de 27 mm, avant de diminuer pour atteindre sensiblement la valeur du courant de référence. L'amplitude du pic semble augmenter avec le temps d'écoulement. Un second pic de courant, négatif, moins marqué que le premier, est présent à 95 mm. Contrairement au premier pic, il semble diminuer dans le temps.

Ces mêmes mesures ont été réalisées lors de chaque rapatriement du capteur à sa position initiale (déplacement depuis la position x_2 à x_1) (fig. 4.15). Les profils obtenus sont référencés temporellement aux mêmes instants que les mesures présentées sur la fig. 4.14 mais effectivement retardées de 5 minutes (équivalent au temps de déplacement du capteur). D'un point de vue théorique, un tel changement du sens du déplacement conduit seulement à inverser la dérivée de la variation du potentiel et donc inverser le signe du courant i_m. Les mesures de la fig. 4.15 sont en ce sens tout à fait cohérentes. Elles présentent toutefois des différences sur l'amplitude des pics de courant à 95 mm et 27 mm. Il est plus important à 95 mm et moins important à 27 mm que lors du déplacement initial de x_1 vers x_2. Même si ces deux mesures sont décalées temporairement de 5 minutes, ces différences dans le courant ne peuvent pas être attribuées à ce décalage, puisque selon les mesures point par point, l'état d'équilibre est atteint au bout de 300 s d'écoulement.

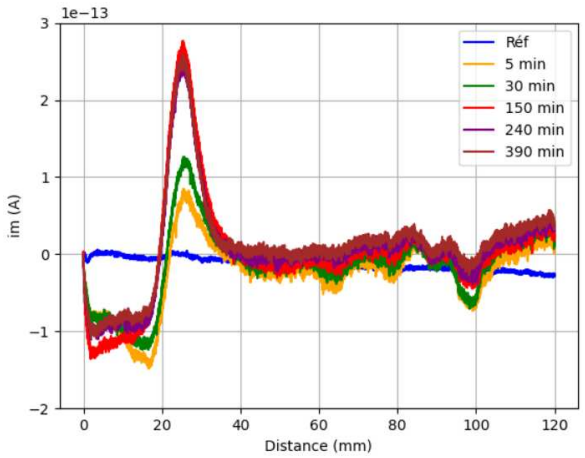


Figure 4.14. Profil de courant mesuré par le capteur capacitif en déplacement dans la veine pour différents temps d'écoulement (débit 230 $l.h^{-1}$) (sens de déplacement de x_1 vers x_2).

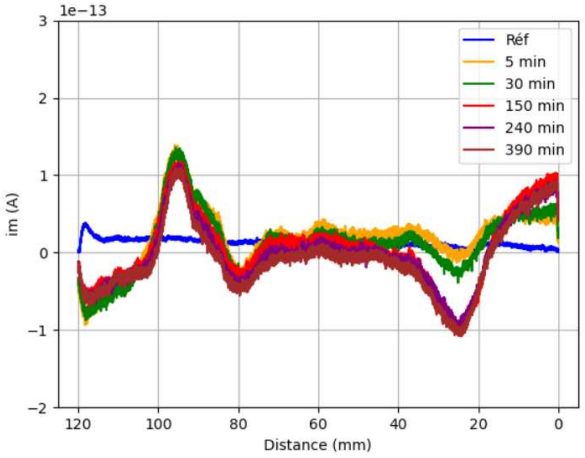


Figure 4.15. Profil de courant mesuré par le capteur capacitif en déplacement dans la veine pour différents temps d'écoulement (débit 230 $l.h^{-1}$) (sens de déplacement de x_2 vers x_1).

4.2.2.3. Reconstruction de la variation du potentiel le long de la veine

Selon la méthode décrite au chapitre 3 et en s'appuyant sur les résultats des fig. 4.14 et 4.15, la variation du potentiel le long de la veine est établie (fig. 4.16 et 4.17). Elle est calculée en utilisant les valeurs expérimentales interpolées de la capacité de la veine, en corrigeant le courant i_m par le courant de référence. Ainsi, la variation du potentiel calculée pour les deux déplacements du capteur croit négativement sur les 20 premiers millimètres de la veine assez similairement à chaque instant, puis au-delà elle évolue en fonction du temps. Pour les 30 premières minutes d'écoulement, la variation du potentiel (négative) continue à augmenter en valeur absolue. Cette augmentation s'atténue progressivement et se transforme en une diminution conduisant à une variation de charge de polarité opposée, positive, après 30 minutes d'écoulement. Les distributions du potentiel présentent deux zones singulières à proximité des positions 20 et 100 mm marquées par des ruptures du comportement. Cette rupture du comportement est plus marquée à la distance de 20 mm pour le déplacement allé, et au contraire, plus marquée à la distance de 100 mm pour le déplacement retour du capteur.

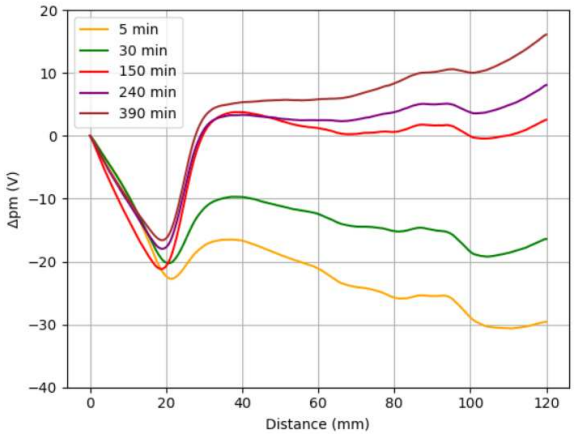


Figure 4.16. Distribution de la variation du potentiel le long de la veine pour différents instants de l'écoulement (débit 230 $l.h^{-1}$) (déplacement de la position x_1 à x_2).

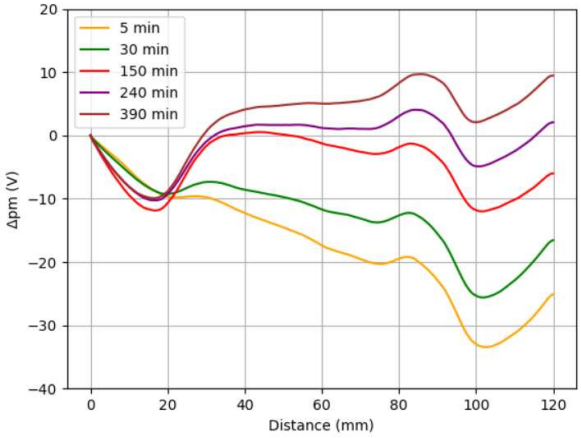


Figure 4.17. Distribution de la variation du potentiel le long de la veine pour différents instants de l'écoulement (débit 230 $l.h^{-1}$). (déplacement de la position x_2 à x_1).

4.3. Analyse et discussion de la distribution du potentiel le long de la veine

En imposant le potentiel en x_1 établi par la mesure point par point comme référence de potentiel pour les deux autres mesures, la distribution du potentiel le long de la veine mesurée par les méthodes point par point et en translation (aller et retour) peut être comparée. Les résultats sont présentés (fig. 4.18) après 5 minutes d'écoulement. Les trois distributions du potentiel présentent des comportements très proches, avec un potentiel négatif, qui augmente plus ou moins régulièrement en valeur absolue de 65 V en x_1 à 120 V en x_2. Les principales différences observées sont liées aux deux irrégularités présentes sur les mesures en translation aux positions 20 et 100 mm. Même si effectivement ces deux méthodes ont pour objectif d'établir la distribution du potentiel, elles ne présentent pas les mêmes avantages et inconvénients qui pourraient expliquer ces différences.

- La translation du capteur, qu'impose la méthode en déplacement, nécessite une vitesse de déplacement constante, sans accélération ni ralentissement du capteur qui induirait dans les mesures des changements de pente dans le courant et qui conduirait ainsi à des irrégularités dans le calcul du potentiel. Les mesures de qualification du chapitre 2 et 3 ne semblent pas faire apparaître ce type de défaut.
- La méthode en déplacement est particulièrement sensible aux variations de la capacité. Elle a été déterminée de façon discrète pour les 13 positions du capteur défini pour la mesure point par point. Des variations très localisées de la capacité pourraient induire ces variations du potentiel mais elles conduiraient à une réaction du courant analogue pour le déplacement du capteur dans les deux sens.
- La mesure point par point qui met en avant la variation de l'accumulation de charge et donc du potentiel dans le temps est par exemple totalement insensible à la présence des charges d'espace, des charges piégées dans les isolants tels que les éléments en PTFE de la veine. Contrairement à la mesure en translation dont le principe s'appuie sur ces variations locales de la distribution des charges. Dans cette hypothèse, les mesures de courant de référence (courant mesuré en translation sans écoulement du liquide fig. 4.13) devraient détecter ces charges. Cela semble être le cas à la position 20 mm mais beaucoup moins évident pour la position 100 mm. Rappelons également que la méthode de calcul de la distribution du potentiel proposée dans ce chapitre soustrait ce courant de référence au courant mesuré lors de l'écoulement pour limiter justement ces effets de charge d'espace.

En l'état actuel, aucune hypothèse ne semble satisfaisante afin d'expliquer la présence de ces différences.

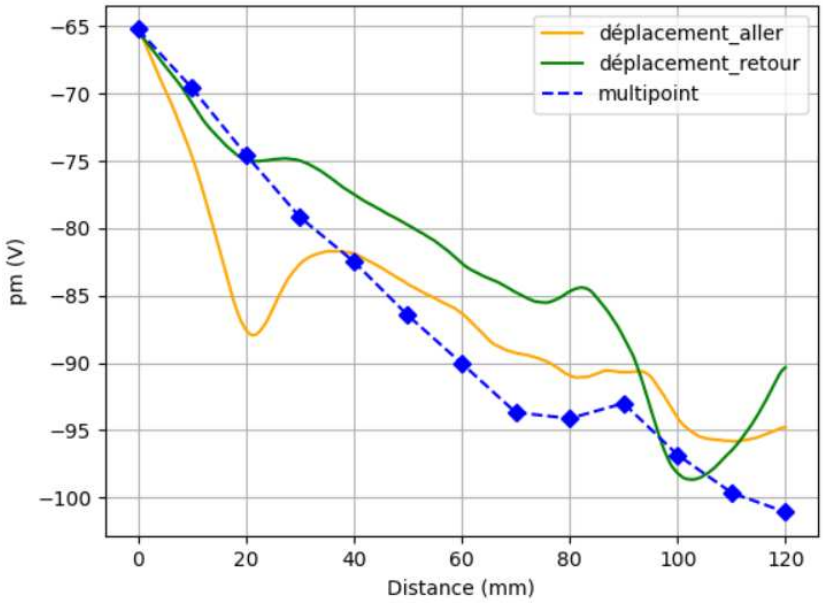


Figure 4.18. Comparaison de la distribution du potentiel après 5 minutes d'écoulement le long de la veine pour une mesure multipoint et en déplacement (veine carton, débit 230 $l.h^{-1}$).

Concernant la physique de la double couche électrique, même si les configurations expérimentales étudiées dans ce chapitre ne sont pas exactement les mêmes que celles du chapitre précédent, les conditions sont assez proches. L'huile circule dans une veine en carton de 80 cm de long pour le chapitre 3 et 300 cm pour ce chapitre. Les deux extrémités des veines sont connectées à des éléments métalliques mis électriquement à la terre. Dans le chapitre 3, c'est un liquide chargé avec une double couche électrique partiellement développée dans la veine métallique amont qui fait contact avec la

veine en carton, alors que dans ce dernier chapitre le liquide est totalement déchargé. La double couche entrante peut être supposée nulle. Les résultats présentent de très bonnes cohérences (fig. 4.19 et 4.20) :

- Le potentiel négatif est lié à une accumulation de charges négatives qui représente la très grande majorité des doubles couches électriques liées à des interfaces huiles minérales/cartons.
- Dans la veine de carton, le potentiel croit en valeur absolue depuis l'entrée de la veine. Pour la veine longue comme la distribution du potentiel a été établie seulement sur la première moitié de la veine, il n'a pas été possible de vérifier si le potentiel se stabilisait au centre de la veine comme cela est observé sur la veine courte. L'augmentation marquée du potentiel sur les premiers centimètres de la veine courte n'a également pu être détectée sur la veine longue, la distribution étant réalisée seulement à partir de positon x_1 à 5 cm de l'entrée de la veine.
- L'accumulation de la charge et du potentiel associé sont également plus élevés sur la veine longue. Trois facteurs justifient cette observation : un débit de liquide plus élevé [8], une veine de carton plus longue qui favorisent le développement de la double couche électrique mais aussi qui augmente l'impédance d'isolation de la veine au centre de la conduite.

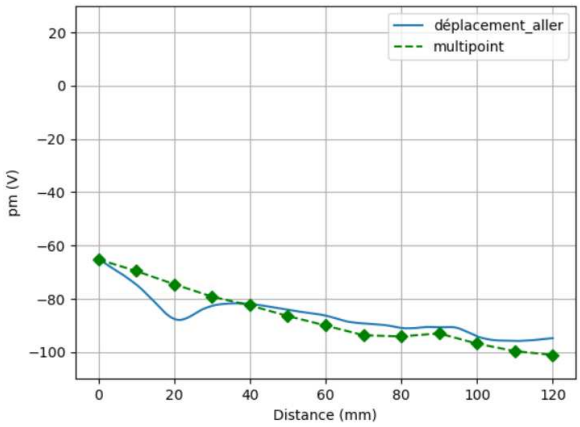


Figure 4.19. Comparaison de la distribution du potentiel après 5 minutes d'écoulement le long de la veine pour une mesure multipoint et en déplacement (veine carton 300 mm de long, débit 230 $l.h^{-1}$).

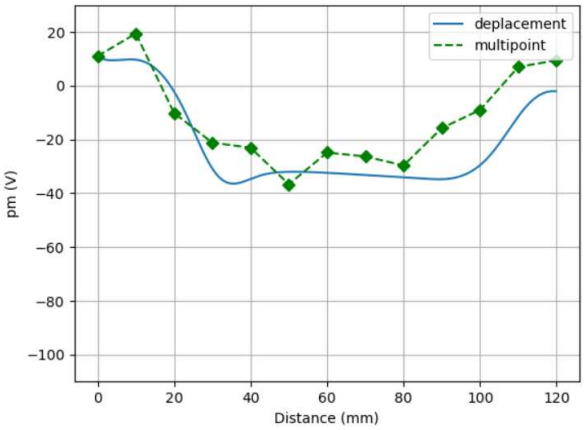


Figure 4.20. Comparaison de la distribution du potentiel après 5 minutes d'écoulement le long de la veine pour une mesure multipoint et en déplacement (veine mixte métallique + carton débit 110 $l.h^{-1}$).

Alors que les mesures de la distribution de potentiel établie par la méthode point par point, confirmées par la mesure du courant de fuite, semblent montrer que l'état d'équilibre de la DCE serait atteint après 300 s vois 350 s d'écoulement, les mesures en déplacement montrent au contraire une évolution de la distribution de potentiel au-delà de 6 h d'écoulement. Le manque de sensibilité dans les mesures du courant pourrait en être la cause, mais il paraît peu probable de pouvoir, dans de telles considérations expérimentales (notamment en terme bruit électromagnétique ou de vibration mécanique), encore gagner une décade de sensibilité pour atteindre les 10^{-15} A. Si cette évolution temporelle de la distribution du potentiel s'avérait effective, cela constituerait un avantage dans la mesure en déplacement en permettant d'avoir une meilleure sensibilité dans le temps de la mesure. Cependant, l'ensemble des expériences ont été réalisées à température ambiante sans l'utilisation de la régulation thermique. Des mesures de température de l'huile en circulation ont montré que celle-ci

s'échauffait d'environ de 0.5°C par heure d'écoulement (effet de la viscosité de l'huile, de la chaleur produite pas l'ensemble des appareils électriques utilisées tel que la pompe de circulation). L'augmentation de la température sur la plage de 20°C à 40°C a toujours conduit à une diminution de la charge accumulée piégée globalement au sein du carton [25] et donc à diminuer le potentiel de celui-ci.

4.4. Évolution temporelle des profils de charge et du potentiel dans la veine en fonction de la vitesse d'écoulement

L'influence de la vitesse de circulation (du débit) de l'huile à la surface du carton est bien établie sur le phénomène de l'électrisation par écoulement. La charge accumulée totale et donc le potentiel à la surface du diélectrique augmentent avec la vitesse [25]. La reconstruction de la variation du potentiel le long de la veine en utilisant le capteur en translation a donc été réalisée pour 4 débits d'huile 90, 125, 155 et 180 $l.h^{-1}$. Elles sont comparées aux mesures réalisées avec un débit à 230 $l.h^{-1}$ qui a fait l'objet de l'analyse conduite dans les paragraphes précédents. Les figures 4.21, 4.22, 4.23 et 4.24 illustrent de l'évolution du courant le long de la veine de carton respectivement à 5, 30, 150 et 390 minutes après le début de l'écoulement pour les différents débits de liquide. Pour une même durée de l'écoulement, les évolutions du courant établi le long de la veine sont globalement assez similaires, quel que soit le débit. L'amplitude du signal globalement augmente très légèrement avec la vitesse en particulier lors de la présence des pics de courant. Au débit le plus faible (90 $l.h^{-1}$), le courant relevé après 5 et 30 minutes d'écoulement présente entre les repères 40 et 60 mm une valeur positive légèrement supérieure aux autres mesures établies aux vitesses supérieures.

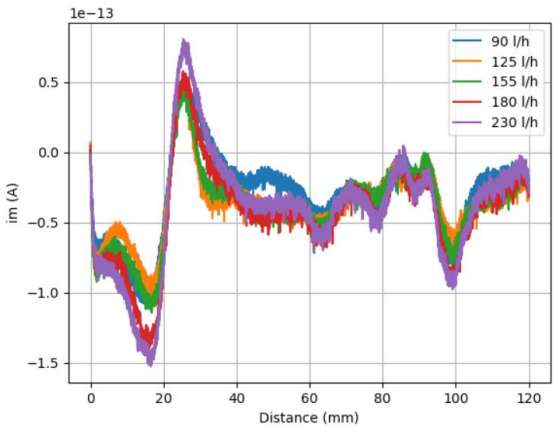


Figure 4.21. Profil de courant induit dans le capteur capacitif après 5 minutes d'écoulement dans la veine.

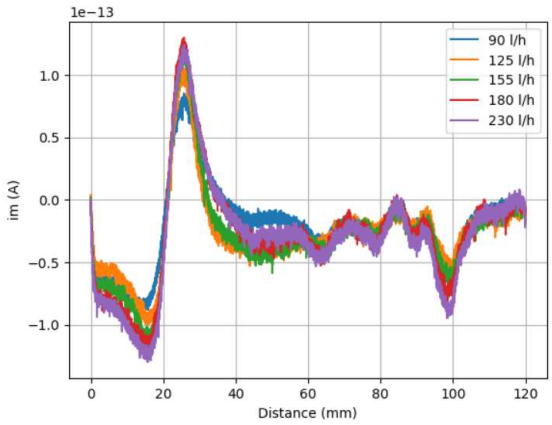


Figure 4.22. Profil de courant induit dans le capteur capacitif après 30 minutes d'écoulement dans la veine.

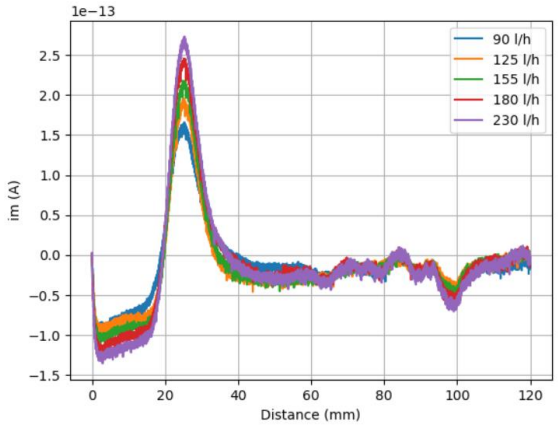


Figure 4.23. Profil de courant induit dans le capteur capacitif après 150 minutes d'écoulement dans la veine.

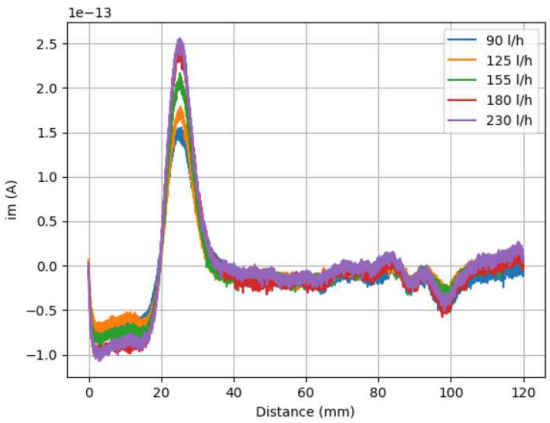


Figure 4.24. Profil de courant induit dans le capteur capacitif après 390 minutes d'écoulement dans la veine.

Les résultats de la reconstruction des variations du potentiel, associées à ces différentes mesures de courant, sont présentés respectivement sur les figures 4.25, 4.26, 4.27 et 4.28. Ces variations du potentiel à l'image des variations du courant pour chaque instant présentent toujours la même évolution qui a été décrite dans les paragraphes précédents, avec une variation brutale de la distribution du potentiel jusqu'à la position 20 mm puis au-delà, l'organisation de la distribution des charges se différencient en fonction du temps d'écoulement.

Après 300 secondes d'écoulement et donc après avoir atteint l'équilibre électrostatique, l'augmentation de la vitesse contribue clairement à augmenter les variations du potentiel. Pour un écoulement plus durable, l'influence de la vitesse semble plus complexe. Ces comportements pourraient de nouveau être corrélé à l'augmentation de la température de l'huile suite à cette circulation durable. D'autant plus que l'augmentation de température s'accélère avec la vitesse d'écoulement et s'accroît. L'évolution de la variation du potentiel mesurée induite pas la vitesse est alors la conséquence de deux effets opposés :

- L'augmentation de la génération des charges à l'interface solide/liquide et de leur accumulation sur la surface de carton est augmentée par la vitesse de l'écoulement
- L'augmentation de la température qui réduit l'accumulation des charges.

Malheureusement comme les mesures de potentiel point par point n'ont pas été réalisées (en particulier à la position de référence x_1), il n'a pas été possible d'établir la distribution du potentiel le long de la veine et d'apporter une analyse complémentaire.

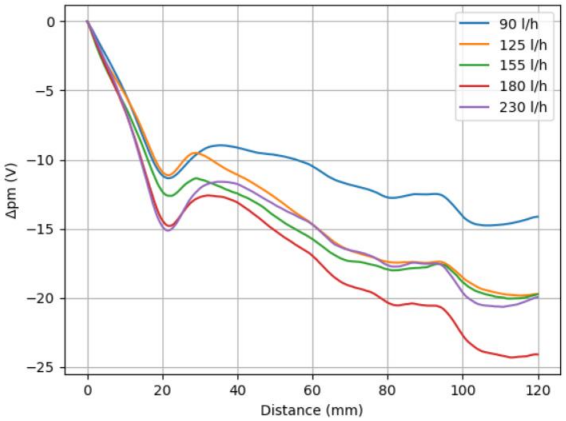


Figure 4.25. Profil de potentiel reconstruit dans la veine après 5 minutes d'écoulement.

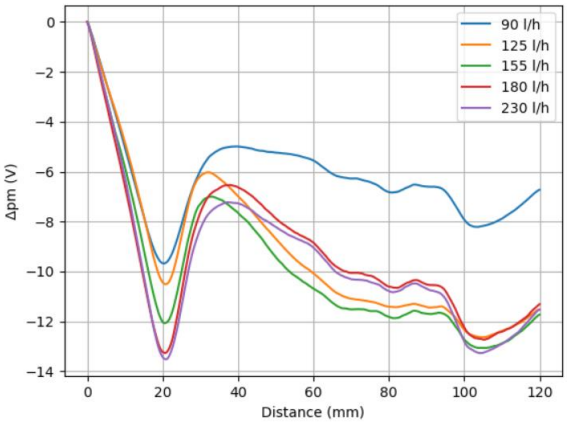


Figure 4.26. Profil de potentiel reconstruit dans la veine après 30 minutes d'écoulement.

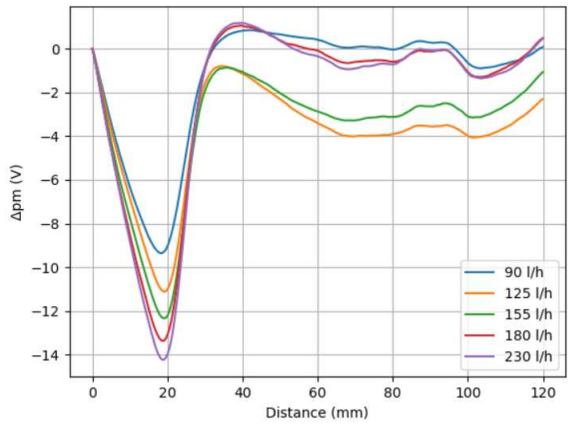


Figure 4.27. Profil de potentiel reconstruit dans la veine après 150 minutes d'écoulement.

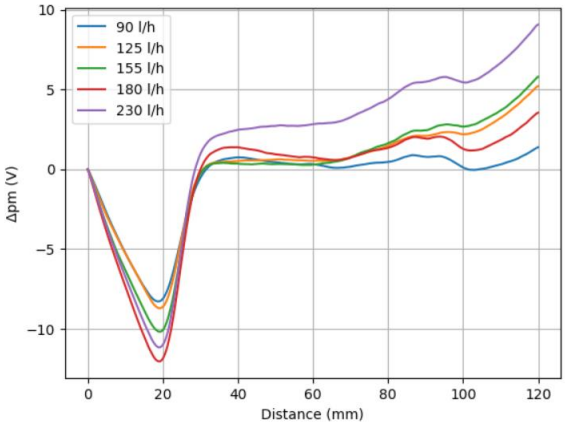


Figure 4.28. Profil de potentiel reconstruit dans la veine après 390 minutes d'écoulement.

Conclusion

Dans les conditions traditionnelles de fonctionnement de la petite boucle, la distribution du potentiel sur la veine de carton a été établie par la mesure du capteur capacitif en translation. Ainsi, à l'équilibre électrostatique (après 300 s d'écoulement), le potentiel, en valeur absolue, croit depuis l'entrée de la conduite vers le centre de la canalisation en carton. Il atteint des valeurs supérieures en valeur absolue à celui mesuré au cours du chapitre 3 avec une veine en carton plus courte « moins isolée » et une augmentation de la vitesse conduit à l'augmenter toujours en valeur absolue. Au cours du temps, il semble que le potentiel se réorganise en s'équilibrant sur la veine (tout du moins dans la zone de mesure) mais que ce comportement soit plus lié à une évolution de la température de la veine liée aux conditions expérimentales qu'au comportement réel du phénomène de l'électrisation. Il est regrettable que pour ces expériences, que la régulation de la température de la boucle n'ait pas été utilisée. Tous ces résultats sont cohérents avec la connaissance du phénomène et semblent ainsi prouver de l'efficacité de la mesure de la « cartographie » du potentiel de surface par le capteur capacitif en translation.

Conclusion générale

Que ce soit dans le domaine du génie électrique, de la pétrochimie et dans bien d'autres secteurs industriels, le renforcement local des champs électriques et des potentiels associés est particulièrement surveillé. Il contraint la fiabilité des matériels et fragilise la sécurité des installations industrielles. Pour autant, peu de moyens expérimentaux permettent de cartographier la distribution des charges et du potentiel à la surface d'un diélectrique solide. Cela constitue encore un défi technologique majeur. Les métrologies actuelles sont soit adaptées à des échelles atomiques, soit discrètes ou manquent de résolution.

L'objectif de ce travail est double. Il a pour but d'établir les bases d'une nouvelle métrologie de cartographie de la charge et du potentiel pour l'appliquer à l'étude d'un phénomène particulièrement craint des industriels : l'électrisation par écoulement.

La métrologie proposée s'appuie sur une électrode capacitive protégée par une électrode de garde qui est mis en translation par un moteur pas à pas selon un axe de déplacement face à la surface à étudier. La mesure du courant capacitif associée à un traitement numérique basé sur une méthode de Runge-Kutta et une modélisation de la chaîne d'acquisition du capteur permettent alors de remonter à la distribution des charges et du potentiel présent à la surface.

Dans une approche préliminaire, le capteur a été étudié pour cartographier la distribution d'un échantillon test, dont le potentiel de surface et parfaitement connu. Il est constitué par un jeu d'électrodes séparées une barrière diélectrique et alimentées par un échelon tension. L'étude théorique de la chaîne d'acquisition a démontré deux propriétés du capteur :

- Une fonction de moyennage du potentiel en lien avec la surface de mesure induite par l'électrode capacitive.
- Une fonction de filtrage passe bas dont la fréquence de coupure est principalement liée à la capacité du câble de connexion entre le capteur capacitif et le pico-ampèremètre associée à la résistance de shunt de ce dernier.

Malgré la présence de l'électrode de garde autour de l'électrode capacitive, l'analyse des courants expérimentaux bruts montre que la largeur effective de mesure de l'électrode capacitive s'avère supérieure à sa propre largeur. Elle est augmentée par un effet de conicité dû à l'espace imposé entre le capteur et l'objet d'étude. Son impact relatif est d'autant plus important que la largeur de l'électrode capacitive est étroite. Un protocole expérimental pour déterminer cette largeur effective a d'ailleurs été proposé.

La reconstruction du potentiel moyen a été réalisée et conduit à une étude paramétrique. Elle est comparée au potentiel moyen théorique calculé en modélisant le capteur capacitif dans une approche trapézoïdale afin de considérer le cône de mesure. Cette approche théorique mériterait d'être améliorée en considérant les variations locales de la capacité locale du capteur (en considérant l'évolution de l'écartement entre électrode capacitive et l'objet d'étude dans l'espace et le temps).

Quelles que soient les conditions expérimentales utilisées, les potentiels moyens théorique et expérimental se superposent dans les zones géométriques d'évolution du potentiel régulière, par contre dans les zones à forte variation, la reconstruction du potentiel est moins satisfaisante. Ces résultats sont directement corrélés à la fonction de filtrage de capteur qui conduit à une perte

d'information dans les hautes fréquences du signal et à la sensibilité (au bruit plancher) du pico-ampèremètre.

De l'étude paramétrique, il ressort que :

- L'augmentation de la vitesse de déplacement conduit à favoriser la sensibilité du capteur, mais diminue la résolution spatiale pour une fréquence d'échantillonnage constante. C'est donc un compromis qu'il convient de choisir tout en respectant également les limites de sensibilité de l'appareil de mesure.
- L'augmentation de la largeur de l'électrode de mesure conduit à une augmentation de la sensibilité du capteur. Néanmoins, le profil de potentiel reconstruit devient plus moyenné et ainsi plus éloigné du profil de potentiel réel de la surface chargée.
- L'augmentation de la distance à la surface conduit à une augmentation de la surface effective de mesure du capteur. Le profil de potentiel reconstruit est donc aussi plus moyenné. Un éloignement plus important peut aussi amplifier/favoriser les perturbations « extérieur « sur la mesure.

Un choix optimum serait donc une vitesse élevée pour gagner en sensibilité avec une électrode très fine et très proche pour gagner en résolution spatiale dans la limite du bruit plancher de l'appareil de mesure.

Plusieurs pistes d'amélioration du capteur seraient possibles.

- L'augmentation de la fréquence de coupure du filtre permettrait d'améliorer la reconstruction du potentiel dans les zones à forte évolution. Ainsi, il conviendrait par exemple d'abaisser la capacité du câble de connexion entre le capteur et pico-ampèremètre sans pour autant perdre sur ses propriétés mécaniques qui pourraient induire des vibrations et limitation dans le déplacement.
- L'augmentation de la fréquence d'échantillonnage au-delà de 20 Hz associé à l'utilisation de moteur pas à pas adapté permettrait également d'imposer une vitesse de déplacement du capteur plus importante pour gagner en sensibilité sans perdre pour autant en résolution.

D'autres géométries d'échantillon test aurait également pu être utilisées pour cette étude préliminaire. La géométrie imposée par deux électrodes chargées permet de parfaitement contrôler la distribution du potentiel dans l'espace et le temps, mais elle induit dans la zone inter électrode une fluctuation brutale du potentiel. Même si cette situation est tout à fait représentative de situation industrielle, elle n'en est pas moins délicate pour effectuer la calibration du capteur. Une géométrie test alternative aurait pu également être envisagée en chargeant un diélectrique solide par un trièdre d'électrodes pour définir « un motif de potentiel » beaucoup plus continu. Cette géométrie permettrait également de conserver la capacité du système électrode – échantillon constant sur tout le déplacement du capteur, par contre la stabilité du motif de potentiel dans le temps nécessiterait des adaptions du protocole expérimental.

Avec pour objectif d'étudier la double couche électrique et le phénomène d'électrisation par écoulement associé, le capteur capacitif a été utilisé au sein de la « petite boucle ». Ce dispositif expérimental permet d'étudier la montée en potentiel d'un canal de carton isolé lorsque de l'huile diélectrique circule à sa surface. Ce montage a été développé pour l'étude du risque électrostatique au sein des transformateurs électriques de puissance.

Les mesures et la reconstruction de la distribution du potentiel le long du canal de carton induit par le phénomène d'électrisation par écoulement ont été confrontées à des modélisations électriques du

phénomène proposées dans la littérature, ainsi qu'à des mesures ponctuelles du potentiel de surface (mesure qualifiée de mesure multipoint selon une méthodologie classique de charge et la décharge du capteur capacitif dans le temps sans déplacement de celui-ci). Deux configurations géométriques ont été étudiées :

- Une configuration de veine de carton courte encadrée de part et d'autre par deux veines métalliques référencées électriquement à la terre
- Une configuration de veine de carton longue

La reconstruction du potentiel pour ces deux séries d'étude nécessite à chaque fois des phases de calibration, d'identification de la distribution de charge initiale et/ou du potentiel et des considérations scientifiques.

- Les changements de matériaux et/ou de géométrie des veines couplées à d'éventuelles imprécisions du réglage de déplacement du capteur nécessitent une calibration de la capacité locale entre le capteur et l'objet. Les mesures ainsi réalisées ont été confrontées aux prédictions théoriques.
- De mesurer la valeur du potentiel à la position initiale du capteur par une mesure alternative afin d'initier le calcul récursif nécessaire
- De déterminer la nature des charges incriminées par une analyse physique (positive et négative) pour appliquer le traitement mathématique adéquat.
- D'établir le niveau de variation de la distribution de la charge/du potentiel sans mise en écoulement de l'huile, après une « longue période » de relaxation afin d'établir, d'identifier la présence d'éventuelle charges d'espace par exemple qui viendrait perturber l'analyse du phénomène d'électrisation.

La reconstruction de la distribution du potentiel moyen au cours de l'écoulement a été réalisée à différents instants de l'écoulement. Conformément au modèle théorique, la distribution du potentiel croit depuis l'amont de la conduite. Progressivement, dans le temps, le maximum du potentiel se déplace vers la fin du premier tiers de la conduite tandis que dans le milieu de la conduite, le potentiel s'homogénéise, et son amplitude en moyenne diminue. Ce comportement est particulièrement observable sur la veine courte de carton, un peu moins évident sur la veine longue puisque la distribution du potentiel est reconstruite seulement sur le premier tiers de celle-ci. La diminution du potentiel dans le temps constitue une surprise. Elle pourrait trouver son origine dans l'augmentation de la température de l'huile induite par la circulation durable de celle-ci. Des mesures à température régulée pourraient infirmer ou affirmer cette hypothèse. Enfin et conformément à toutes les observations expérimentales et à la connaissance sur les risques électrostatiques associés aux phénomènes d'électrisation par écoulement, l'augmentation de la vitesse de circulation de l'huile augmente le potentiel sur toute la conduite.

Il est regrettable que le capteur n'ait pas pu cartographier la distribution du potentiel sur toute la veine de carton dans sa configuration longue afin de confirmer la totalité des résultats de la veine courte. Le développement de l'instrumentation vers plus de longueur de course et une vitesse de déplacement accélérée permettrait de renforcer cette étude et de l'élargir à d'autres couples de matériaux. L'augmentation de vitesse permettrait également d'avoir une image de la distribution du potentiel plus instantanée. En régime variable, l'utilisation du capteur est assez questionnable. Par contre, en régime permanent, ou pseudo établi du phénomène, cela ne constitue pas un défaut particulier de la métrologie. Elle semble peut-être même plus efficace que des méthodes à variation temporelle, comme la mesure en multipoint utilisée. Sur des dynamiques très lentes, les courants capacitifs

temporels associés aux fluctuations du potentiel sont alors trop faibles et se confondent dans le bruit expérimental.

Enfin, l'utilisation de cette métrologie pourrait être envisagée pour étudier d'autres applications, problématiques et phénomènes présentant des évolutions de potentiel sur des surfaces planes. Comme par exemple l'étude du chargement triboélectrique lors de la manutention (convoyage, enroulement.) de film de matériaux diélectriques, ou encore pour étudier les variations de potentiel, d'accumulation de charges résiduelles suite à différentes opérations mécaniques sur des chaînes de productions.

Bibliographie

[1] Francis W Sears and Mark W Zemansky. University physics. 1973.

[2] Carl Theodore Adolf Johnk. Engineering electromagnetic fields and waves. *New York*, 1975.

[3] Andrea Macchi, Giovanni Moruzzi, and Francesco Pegoraro. *Problems in Classical Electromagnetism*. Springer, 2017.

[4] Alessandro Bettini. *A Course in Classical Physics 3–Electromagnetism*. Springer, 2016.

[5] Richard P Feynman, Robert B Leighton, and Matthew Sands. The feynman lectures on physics; vol. i. *American Journal of Physics*, 33(9) :750–752, 1965.

[6] William H Hayt Jr, Jack E Kemmerly, and Steven M Durbin. *Engineering Circuit Analysis (Eigth Edition)*. New York : McGraw-Hill Higher Education, 2006.

[7] LK Baxler. Capacitive sensors design and application, 1997.

[8] Paul Leblanc. *Study of the flow electrification phenomenom : Impact of an external electric filed on the Electrical Double Layer Etude du phénomne d'électrisatin par écoulement : Impact d'un champ électrique externe sur la double couche électrique*. PhD thesis, Poitiers, 2015.

[9] Juan Martín Cabaleiro. *Etude du développement de la double couche électrique lors de la mise en écoulement d'un liquide diélectrique dans une conduite isolante*. PhD thesis, Poitiers, 2007.

[10] Juan M Cabaleiro, Thierry Paillat, Olivier Moreau, and Gerard Touchard. Flow electrification of dielectric liquids in insulating channels : Limits to the application of the classical wall current expression. *Journal of Electrostatics*, 66(1-2) :79–83, 2008.

[11] Rudolf Holze. *Surface and interface analysis : an electrochemists toolbox*, volume 74. Springer Science & Business Media, 2008.

[12] Christine Lefrou, Pierre Fabry, and Jean-Claude Poignet. *Electrochemistry : the basics, with examples*. Springer Science & Business Media, 2012.

[13] Victor Pretorius, B J_ Hopkins, and JD Schieke. Electro-osmosis : A new concept for high-speed liquid chromatography. *Journal of Chromatography A*, 99 :23–30, 1974.

[14] Todd M Squires and Martin Z Bazant. Induced-charge electro-osmosis. *Journal of Fluid Mechanics*, 509 :217–252, 2004.

[15] Juan-Martin Cabaleiro, Thierry Paillat, Guillermo Artana, and Gerard Touchard. Flow electrification in rectangular channels.

[16] Gerard G Touchard, Tadeusz W Patzek, and Clayton J Radke. A physicochemical explanation for flow electrification in low-conductivity liquids in contact with a corroding wall. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 32(5) :1051–1057, 1996.

[17] T Paillat, JM Cabaleiro, H Romat, and G Touchard. Flow electrification process : the physicochemical corroding model revisited. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 16(2) :359–363, 2009.

[18] T Paillat, O Moreau, JM Cabaleiro, F Perisse, and G Touchard. Electrisation par écoulement : Modélisation electrique. *Journal of electrostatics*, 64(7-9) :485–491, 2006.

[19] EL-Adawy Mohamed, Thierry Paillat, Yves Bertrand, Olivier Moreau, and Gérard Touchard. Physicochemical analysis at the interface between conductive solid and dielectric liquid for flow electrification phenomenon. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 46(4) :1593–1600, 2010.

[20] Juan M Cabaleiro, Thierry Paillat, Olivier Moreau, and Gérard Touchard. Modeling of static development and dynamic behavior of the electrical double layer at oil-pressboard interface. In e*lectrostatics Joint Conference, USA*. Citeseer, 2009.

[21] H von Helmholtz. Studien über electrische grenzschichten. *Annalen der Physik*, 243(7) :337–382, 1879.

[22] David Leonard Chapman. Li. a contribution to the theory of electrocapillarity. *The London, Edinburgh, and Dublin philosophical magazine and journal of science*, 25(148) :475–481, 1913.
[23] Otto Stern. Zur theorie der elektrolytischen doppelschicht. *Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie*, 30(21-22) :508–516, 1924.
[24] AP Washabaugh and M Zahn. A chemical reaction-based boundary condition for flow electrification. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 4(6) :688–709, 1997.
[25] O Moreau, T Paillat, and G Touchard. Flow electrification in transformers : Sensor propotype for electrostatic hazard. In *Inst. Phys. Conf. Ser., n° 178*, 2003.
[26] H Ootera and K Nakanishi. Analytical method for evaluating surface charge distribution on a dielectric from capacitive probe measurement-application to a cone-type spacer in+ or-500 kv dc-gis. *IEEE Transactions on power delivery*, 3(1) :165–172, 1988.
[27] Ryszard Kacprzyk. Measurements of electrical potential of constant charge objects. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 19(1) :134–139, 2012.
[28] Akiyoshi Tatematsu, Shoji Hamada, Tadasu Takuma, and Hiroshi Morii. A study on the accuracy of surface charge measurement. *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, 9(3) :406–415, 2002.
[29] T Takuma, M Yashima, and T Kawamoto. Principle of surface charge measurement for thick insulating specimens. *IEEE Transactions on dielectrics and electrical insulation*, 5(4) :497–504, 1998.
[30] J Daffe and RG Olsen. An integral equation technique for solving rotationally symmetric electrostatic problems in conducting and dielectric material. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems,* (5) :1609–1616, 1979.
[31] M Yashima, H Fujinami, and T Takuma. Measurement of accumulated charge on dielectric surfaces with an electrostatic probe. In *Gaseous Dielectrics V*, pages 242–248. Elsevier, 1987.
[32] A Pedersen. On the electrostatics of probe measurements of surface charge densities. In *Gaseous Dielectrics V*, pages 235–241. Elsevier, 1987.
[33] T Rerup, GC Crichton, and IW MCallister. Using the λ function to evaluate probe measurements of charged dielectric surfaces. *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, 4(4) :470–473, 1997.
[34] Wilhelm Melitz, Jian Shen, Andrew C Kummel, and Sangyeob Lee. Kelvin probe force microscopy and its application. Surface science reports, 66 (1): 1-27, 2011.
[35] Kapil Faliya, Herbert Kliem, and Carlos J Dias. Space charge measurements with kelvin probe force microscopy. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 24(3) :1913–1922, 2017.
[36] Ulrich Zerweck, Christian Loppacher, Tobias Otto, Stefan Grafström, and Lukas M. Accuracy and resolution limits of kelvin probe force microscopy. *Physical Review B*, 71(12) :125424, 2005.
[37] Franz J Giessibl. Advances in atomic force microscopy. *Reviews of modern physics*, 75(3) :949, 2003.
[38] Ryszard Kacprzyk. Measurements of electrical potential of constant charge objects. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 19(1) :134–139, 2012.
[39] Sotir S Sotirov, Dimitar M Tokmakov, Nevena S Mileva, Silviya V Stoyanova-Petrova, and Nadezhda M Kafadarova. Design and development of an electrostatic voltmeter based on surface potential sensor. In *2018 IEEE XXVII International Scientific Conference Electronics-ET*, pages 1–4. IEEE, 2018.
[40] Pedro Llovera, Philippe Molinié, Anabel Soria, and Alfredo Quijano. Measurements of electrostatic potentials and electric fields in some industrial applications : Basic principles. *Journal of Electrostatics*, 67(2-3) :457–461, 2009.
[41] V Pouillès, T Lebey, and P Castelan. Determination of the very low-frequency characteristics of dielectric materials : A surface potential approach. *Journal of applied physics*, 79(11) :8620–8628, 1996.

[42] Bo Zhang, Wenzhuo Wang, Jinliang He, Rong Zeng, and Han Yin. Calibration of field-mill instrument for measuring dc electric field. In *2012 International Conference on High Voltage Engineering and Application*, pages 455–458. IEEE, 2012.

[43] P Sarma Maruvada, RD Dallaire, and R Pedneault. Development of field-mill instruments for groundlevel and above-ground electric field measurement under hvdc transmission lines. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, (3) :738–744, 1983.

[44] Peter Tant, Bruno Bolsens, Tom Sels, Daniel Van Dommelen, Johan Driesen, and Ronnie Belmans. Design and application of a field mill as a high-voltage dc meter. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 56(4) :1459–1464, 2007.

[45] Ali Fatihou, Lucian Dascalescu, Noureddine Zouzou, Marius-Bogdan Neagoe, Abdeljalil Reguig, and Laurentiu Marius Dumitran. Measurement of surface potential of non-uniformly charged insulating materials using a non-contact electrostatic voltmeter. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 23(4) :2377–2384, 2016.

[46] Angela Antoniu, Lucian Dascalescu, Ionut-Vasile Vacar, Marius-Cristian Plopeanu, Belaid Tabti, and Horia-Nicolai L Teodorescu. Surface potential versus electric field measurements used to characterize the charging state of nonwoven fabrics. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 47(3) :1118–1125, 2011.

[47] M D¸ebska. Surface potential decay on triglycine sulfate crystal. *Journal of electrostatics*, 63(11) :1017–1023, 2005.

[48] RE Collins. Distribution of charge in electrets. *Applied Physics Letters*, 26(12) :675–677, 1975.

[49] RE Collins. Analysis of spatial distribution of charges and dipoles in electrets by a transient heating technique. *Journal of Applied Physics*, 47(11) :4804–4808, 1976.

[50] C Filloy-Corbrion, C Boue, E Géron, T Ditchi, J Lucas, S Hole, Petru Notingher, S Agnel, Didier MartyDessus, Laurent Berquez, et al. Surface temperature measurement for space charge distribution measurements with thermal methods. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 22(3) :1506–1511, 2015.

[51] RE Collins. Analysis of spatial distribution of charges and dipoles in electrets by a transient heating technique. *Journal of Applied Physics*, 47(11) :4804–4808, 1976.

[52] RE Collins. Practical application of the thermal pulsing technique to the study of electrets. *journal of Applied Physics*, 51(6) :2973–2986, 1980.

[53] FI Mopsik and AS DeReggi. Numerical evaluation of the dielectric polarization distribution from thermalpulse data. *journal of Applied Physics*, 53(6) :4333–4339, 1982.

[54] Axel Mellinger, Rajeev Singh, Michael Wegener, Werner Wirges, R Flores Suárez, Sidney B Lang, Lucas F Santos, and Reimund Gerhard-Multhaupt. High-resolution three-dimensional space-charge and polarization mapping with thermal pulses. In *2005 12th International Symposium on Electrets*, pages 212–215. IEEE, 2005.

[55] C Alquie, C Laburthe Tolra, J Lewiner, and Sidney B Lang. Comparison of polarization distribution measurement by the limm and pwp methods. *IEEE transactions on electrical insulation*, 27(4) :751–757,1992.

[56] BS Lang. Laser intensity modulation method (limm) : review of the fundamentals and a new method for data analysis. *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, 11(1) :3–12, 2004.

[57] Tadeusz Pawlowski, RJ Fleming, and SB Lang. Limm study of space charge in crosslinked polyethylene. *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, 13(5) :1023–1029, 2006.

[58] Sidney B Lang and Robert Fleming. A comparison of three techniques for solving the fredholm integral equation of the laser intensity modulation method (limm). *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 16(3) :809–814, 2009.

[59] P Notingher, S Agnel, and A Toureille. Thermal step method for space charge measurements under applied dc field. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 8(6) :985–994, 2001.

[60] A Cherifi, M Abbou Dakka, and A Toureille. The validation of the thermal step method. *IEEE transactions on electrical insulation*, 27(6) :1152–1158, 1992.

[61] A Toureille and JP Reboul. The thermal-step-technique applied to the study of charge decay in polyethylene thermoelectrets. In *6th International Symposium on Electrets,(ISE 6) Proceedings.*, pages 23–27. IEEE, 1988.

[62] S HoIe. Recent developments in the pressure wave propagation method. *IEEE Electrical Insulation Magazine*, 25(3) :7–20, 2009.

[63] Lin Cheng, Lisheng Zhong, Yue Zhang, Shitian Tan, and Jingliang Chen. A piezo-pwp method for charge measurement of the cell suspension. In *2009 IEEE 9th International Conference on the Properties and Applications of Dielectric Materials*, pages 907–910. IEEE, 2009.

[64] H Tran Van, JL Auge, and P Rain. Study of the generation of the pressure pulse in the laser induced pressure pulse method : Optimization of the process. In *2010 10th IEEE International Conference on Solid Dielectrics*, pages 1–4. IEEE, 2010.

[65] Kaori Fukunaga. Innovative pea space charge measurement systems for industrial applications. *IEEE Electrical Insulation Magazine*, 20(2) :18–26, 2004.

[66] Habibu Hussaini, Ashraf Ahmad Adam, and Abimbola Susan Ajagun. Review of space-charge measurement using pulsed electro-acoustic method : Advantages and limitations. 2015.

[67] Francis W Sears and Mark W Zemansky. University physics. 1973.

[68] GA RINCON, P LEBLANC, and T PAILLAT. Measure of a flow electrification potential profile with the capacitive traveling method. In *2020 IEEE 3rd International Conference on Dielectrics (ICD)*, pages 744–747. IEEE, 2020.

[69] Alan V Oppenheim, John R Buck, and Ronald W Schafer. *Discrete-time signal processing. Vol. 2*. Upper Saddle River, NJ :Prentice Hall, 2001.

[70] AV Oppenheim, AS Willsky, and IT Young. Signals and systems prentice-hall international. *Inc., London*, 1983.

[71] Alan V Oppenheim, Alan S Willsky, Syed Hamid Nawab, Gloria Mata Hernández, et al. *Signals & systems*. Pearson Educación, 1997.

[72] HJ Landau. Sampling, data transmission, and the nyquist rate. *Proceedings of the IEEE*, 55(10) :1701–1706, 1967.

[73] Steven C Chapra, Raymond P Canale, et al. *Numerical methods for engineers*, volume 1221. Mcgraw-hill New York, 2011.

[74] E Goncalves da Silva. Méthodes et analyse numériques, engineering school. *Institut Polytechnique de Grenoble*, 2007.

[75] W-C Heerens. Application of capacitance techniques in sensor design. *Journal of physics E : Scientific instruments*, 19(11) :897, 1986.

[76] W Chr Heerens. Multi-terminal capacitor sensors. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 15(1) :137, 1982.

[77] Harlan B Palmer. The capacitance of a parallel-plate capacitor by the schwartz-christoffel transformation. *Electrical Engineering*, 56(3) :363–368, 1937.

[78] MHW Bonse, F Zhu, and JW Spronck. A new two-dimensional capacitive position transducer. *Sensors and Actuators A : Physical*, 41(1-3) :29–32, 1994.

[79] F Zhu, JW Spronck, and W Chr Heerens. A simple capacitive displacement sensor. *Sensors and Actuators A : Physical*, 26(1-3) :265–269, 1991.

[80] Abraham Savitzky and Marcel JE Golay. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures. *Analytical chemistry*, 36(8) :1627–1639, 1964.

[81] Juan Martin Cabaleiro, Thierry Paillat, Olivier Moreau, and Gérard Touchard. Electrical double layer's development analysis: application to flow electrification in power transformers. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 45(2) :597–605, 2009.

[82] Juan M Cabaleiro, Thierry Paillat, Olivier Moreau, and Gerard Touchard. Flow electrification of dielectric liquids in insulating channels: Limits to the application of the classical wall current expression. *Journal of Electrostatics*, 66(1-2) :79–83, 2008.

[83] John O'M Bockris, Brian E Conway, and Ralph E White. *Modern aspects of electrochemistry*, volume 22. Springer Science & Business Media, 1992.

[84] G Touchard. Streaming currents developed in laminar and turbulent flows through a pipe. *Journal of Electrostatics*, 5 :463–476, 1978.

[85] S HoIe. Recent developments in the pressure wave propagation method. *IEEE Electrical Insulation Magazine*, 25(3) :7–20, 2009.

[86] BS Lang. Laser intensity modulation method (limm) : review of the fundamentals and a new method for data analysis. *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, 11(1) :3–12, 2004.

[87] Antonino Imburgia, Rosario Miceli, Eleonora Riva Sanseverino, Pietro Romano, and Fabio Viola. Review of space charge measurement systems : Acoustic, thermal and optical methods. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 23(5) :3126–3142, 2016.

[88] KEITHLEY. *Model 610C, 610CR Solid-State Electrometers instruction manual*. 2001.

[89] Paul Daniel Stanley Clermont, Thierry Paillat, Gilles Peres, Yohann Duval, Gérard Touchard, and Jean Rivenc. Quantification of flow electrification in the context of a tank being filled with a dielectric liquid. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 53(5) :4944–4949, 2017.

[90] William Schriever and Carl E Bleil. Streaming potential in spherical-grain sands. *Journal of the Electrochemical Society*, 104(3) :170, 1957.

[91] P Somasundaran and RD Kulkarni. A new streaming potential apparatus and study of temperature effects using it. *Journal of Colloid and Interface Science*, 45(3) :591–600, 1973.

[92] AS Buchanan and E Heymann. The electrokinetic potential of barium sulphate. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 195(1041) :150–162, 1948.

[93] FD Morgan, ER Williams, and TR Madden. Streaming potential properties of westerly granite with applications. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 94(B9) :12449–12461, 1989.

Annexe 1

Fonction de transfert associée au capteur capacitif en déplacement

La modélisation mathématique de la chaine d'acquisition du capteur capacitif en déplacement est décrite par l'éq. A1.1. Cette expression est définie en fonction de deux constantes de temps caractéristiques τ_1 et τ_2 décrites, respectivement, par les équations A1.2 et A1.3.

$$C_m \frac{d\overline{p_m}(t)}{dt} = \mathrm{i}_m(t) + \tau_1 \frac{d\mathrm{i}_m(t)}{dt} + \tau_2^2 \frac{d^2\mathrm{i}_m(t)}{dt^2} \tag{A1.1}$$

$$\tau_1 = \mathrm{R}_a(\mathrm{C}_c + \mathrm{C}_a + \mathrm{C}_m) + \mathrm{R}_p(\mathrm{C}_c + \mathrm{C}_m) \tag{A1.2}$$

$$\tau_2 = \sqrt{\mathrm{R}_a \mathrm{C}_a \mathrm{R}_p(\mathrm{C}_c + \mathrm{C}_m)} \tag{A1.3}$$

Pour le cas particulier où $\tau_2 \ll \tau_1$ et $\mathrm{R}_a(\mathrm{C}_c + \mathrm{C}_a + \mathrm{C}_m) \gg \mathrm{R}_p(\mathrm{C}_c + \mathrm{C}_m)$, les équations A1.1 et a1.2 peuvent se simplifier selon les éq. A1.4 et A1.5 :

$$C_m \frac{d\overline{p_m}(t)}{dt} = \mathrm{i}_m(t) + \tau_1 \frac{d\mathrm{i}_m(t)}{dt} \tag{A1.4}$$

$$\tau_1 = R_a(C_c + C_a + C_m) \tag{A1.5}$$

L'équation différentielle de la chaine de mesure (éq. A1.4) est alors convertie en équation algébrique à travers la transformée de Laplace (éq. A1.6). Dans cette expression, le terme S représente une variable complexe dont la valeur est déterminée par la fréquence du système ($S = j2\pi\mathrm{f}$). Le potentiel et le courant initiaux sont supposés nuls ($\overline{p_m}_{t=0}$, $i_{m_{t=0}}$).

$$sC_m\overline{p_m}(s) = \mathrm{i}_m(s) + s\tau_1\mathrm{i}_m(s) \tag{A1.6}$$

La fonction du transfert de la chaine d'acquisition dans le domaine de la fréquence complexe (S) est alors décrite par l'éq. A1.7.

$$\frac{\mathrm{i}_m(S)}{\mathrm{p}_m(S)} = \frac{C_m S}{1 + \tau_1 S} \tag{A1.7}$$

Dans le domaine temporel, la fonction de transfert (éq. A1.7) peut se décrire en fonction de la fréquence associée (f) (éq. A1.8). Cette fonction transfert, présente un comportement typique du filtre passe-bas.

$$\frac{\mathrm{i}_m(f)}{\mathrm{p}_m(f)} = \frac{j2\pi f C_m}{1 + j2\pi f \tau_1} \tag{A1.8}$$

Dans le domaine spatial, la fonction transfert décrit en fonction de la fréquence (éq. A1.8) a été transposé dans l'espace géométrique (éq. A1.9). Cette relation a été obtenu en utilisant la substitution $f = v/\lambda_c$ où v représente la vitesse de déplacement du capteur et λ_c une longueur d'onde associée.

$$\frac{i_m(\lambda_c)}{p_m(\lambda_c)} = \frac{2\pi j \frac{v}{\lambda_c} C_m}{1 + 2\pi j \frac{v}{\lambda_c} \tau_1} \tag{A1.9}$$

Annexe 2

Reconstruction du profil de potentiel par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4

La modélisation mathématique de la chaine de mesure du capteur capacitif en déplacement, décrite dans l'annexe 1 (éq. A1.1), a été simplifié selon les éq. A2.1 et A2.2. Cette expression a été séparée en deux termes pour simplifier son analyse : $d\overline{p_m}(x)/dx$ qui représente la variation du potentiel moyen mesurée et $\mathrm{i}_{m_{eq}}(x)$ qui représente le courant total à intégrer où le terme $\mathrm{i}_m(x)$ correspond au courant mesuré par le capteur.

$$C_m \frac{d\overline{p_m}(x)}{dx} = \mathrm{i}_{m_{eq}}(x) \tag{A2.1}$$

$$\mathrm{i}_{m_{eq}}(x) = \mathrm{i}_m(x) + \tau_1 v \frac{d\mathrm{i}_m(x)}{dx} + \tau_2^2 v^2 \frac{d^2\mathrm{i}_m(x)}{dx^2} \tag{A2.2}$$

Comme le courant mesuré par le capteur capacitif est enregistré de façon discrète par le système d'acquisition, les éq. A2.1 et A2.2 seront réécrites de façon discrète. Pour parvenir à ce résultat, la première et le deuxième dérivé du courant ont été définies en utilisant un schéma discret centré de quatrième ordre (éq. A2.3 et A2.4). Dans ces expressions, le terme $\mathrm{i}_m[n]$ représente le n^{éme} échantillon d'une série de mesures en courant et Δx la distance entre deux points mesurés.

$$\mathrm{i'}_m[n] = \frac{d\mathrm{i}_m[n]}{dx} = \frac{-\mathrm{i}_m[n+2] + 8 * \mathrm{i}_m[n+1] - 8 * \mathrm{i}_m[n-1] + \mathrm{i}_m[n-2]}{12 * \Delta x} \tag{A2.3}$$

$$\mathrm{i''}_m[n] = \frac{d^2\mathrm{i}_m[n]}{dx^2} = \frac{-\mathrm{i}_m[n+2] + 16 * \mathrm{i}_m[n+1] - 30 * \mathrm{i}_m[n] + 16 * \mathrm{i}_m[n-1] + \mathrm{i}_m[n-2]}{12 * \Delta x^2} \tag{A2.4}$$

L'équation caractéristique simplifié de la chaine d'acquisition du capteur capacitif est décrite dans le domaine discret par l'éq. A2.5. Cette expression a été résolue numériquement par la méthode itérative de Runge-Kutta d'ordre 4 (éq. A2.6). Le potentiel moyen sur la surface ($\overline{p_m}$) pour un point donné, ($[n+1]$), est alors calculer récursivement a partir de la donnée précédente et des coefficients k1, k2 k3 et k4 (éq. A2.7 à A2.9). Ces différents coefficients décrive la variation du potentiel dans l'espace Δx.

$$\overline{p_m}'[n] = \frac{1}{C_m}\, \mathrm{i}_{m_{eq}}[n] \tag{A2.5}$$

$$\overline{p_m}[n+1] = \overline{p_m}[n] + \frac{\Delta x}{6}(k1 + 2k2 + 2k3 + k4) \quad \text{(A2.6)}$$

$$\mathrm{k}_1 = \frac{1}{C_m}\mathrm{i}_{m_{eq}}[n] \quad \text{(A2.7)}$$

$$\mathrm{k}_2 = \mathrm{k}_3 = \frac{1}{C_m}\,\mathrm{i}_m\left[n + \frac{\Delta x}{2}\right] \quad \text{(A2.8)}$$

$$\mathrm{k}_4 = \frac{1}{C_m}\mathrm{i}_m[n + \Delta x] \quad \text{(A2.9)}$$

La substitution des éq. A2.7 à A2.9 dans l'éq. A2.6 permet d'obtenir l'éq. 5.10. Cette expression a été utilisé pour la reconstruction du profil de potentiel de la surface chargé à partir du courant mesuré par le capteur de façon discrète.

$$\overline{p_m}[n+1] = \overline{p_m}[n] + \frac{1}{6}\frac{\Delta x}{C_m}\left(\mathrm{i}_{m_{eq}}[n] + 4\mathrm{i}_{m_{eq}}\left[n + \frac{\Delta x}{2}\right] + \mathrm{i}_{m_{eq}}[n + \Delta x]\right) \quad \text{(A2.10)}$$

Pour un système à capacité variable, l'équation caractéristique de la chaine d'acquisition du capteur se réécrit selon l'éq. A2.11 :

$$\overline{p_m}'[n] = \frac{1}{C_m}\,\mathrm{i}_{m_{eq}}[n] - \frac{C_m{}'[n]}{C_m[n]}\overline{p_m}[n] \quad \text{(A2.11)}$$

Où les coefficients d'intégration $\mathrm{k'}_1$ à $\mathrm{k'}_4$ sont données par les éq. A2.12 à A2.15 :

$$\mathrm{k'}_1 = \frac{1}{C_m}\mathrm{i}_{m_{eq}}[n] - \frac{C_m{}'[n]}{C_m[n]}(\overline{p_m}[n]) \quad \text{(A2.12)}$$

$$\mathrm{k'}_2 = \frac{1}{C_m}\,\mathrm{i}_m\left[n + \frac{\Delta x}{2}\right] - \frac{C_m{}'[n]}{C_m[n]}\left(\overline{p_m}[n] + \frac{1}{2}k_1\Delta x\right) \quad \text{(A2.13)}$$

$$\mathrm{k'}_3 = \frac{1}{C_m}\,\mathrm{i}_m\left[n + \frac{\Delta x}{2}\right] - \frac{C_m{}'[n]}{C_m[n]}\left(\overline{p_m}[n] + \frac{1}{2}k_2\Delta x\right) \quad \text{(A2.14)}$$

$$\mathrm{k'}_4 = \frac{1}{C_m}\mathrm{i}_m[n + \Delta x] - \frac{C_m{}'[n]}{C_m[n]}(\overline{p_m}[n] + k_3\Delta x) \quad \text{(A2.15)}$$