



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse III Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Discipline ou spécialité :

Génie électrique

Présentée et soutenue par :

Mohamad Abed AL Rahman Arnaout

le : mercredi 7 décembre 2011

Titre :

Caractérisation d'une cellule de mesure Electro-Acoustique-Pulsée pour la qualification électrostatique des diélectriques spatiaux : modélisation électro-acoustique et traitement du signal

Ecole doctorale :

Génie Electrique, Electronique et Télécommunications (GEET)

Unité de recherche :

LABoratoire PLASma et Conversion d'EnErgie UMR 5213

Directeur(s) de Thèse :

Laurent Berquez et Fulbert Baudoin

Rapporteurs :

Stéphane Holé
Dominique Certon

Maître de conférences à l'université Pierre et Marie Curie - Paris.
Maître de conférences à l'université François Rabelais - Tours.

Membre(s) du jury :

Serge Agnel
Laurent Berquez
Denis Payan
Fulbert Baudoin

Professeur à l'université Montpellier II - Montpellier (Président).
Professeur à l'université Toulouse III - Toulouse.
Ingénieur au CNES - Toulouse (invité).
Maître de conférence à l'université Toulouse III - Toulouse.

A mes parents
A ma femme

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au sein de l'équipe Diélectrique Solide et Fiabilité -DSF- du Laboratoire PLAsma et Conversion d'Énergie -LAPLACE / UMR 5213- sur le site de l'Université de Toulouse III.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Christian Laurent (DR CNRS) Directeur du laboratoire LAPLACE et Monsieur Gilbert Teyssède (DR CNRS) Responsable de l'équipe DSF pour m'avoir accueilli dans leurs locaux,

Je remercie vivement Monsieur Stéphane Holé, MCF/HDR à l'Université Pierre et Marie Curie de Paris, et Monsieur Dominique Certon, MCF/HDR à l'Université François Rabelais de Tours, d'avoir accepté de rapporter mon travail. Je remercie sincèrement Monsieur Serge Agnel, PR à l'Université de Montpellier II, qui m'a fait l'honneur d'être le président de mon Jury de thèse.

Ensuite, je remercie mes Directeurs de Thèse, Monsieur Laurent Berquez et Monsieur Fulbert Baudoin, Enseignant-Chercheur à l'Université Toulouse III, pour avoir dirigé mon travail et pour m'avoir aidé à aller jusqu'au bout. Je n'oublierai jamais leurs qualités scientifiques et humaines qui ont contribué énormément à la progression de mes travaux de recherche.

Mes sincères remerciements sont également adressés à Denis Payan, ingénieur au Centre National d'Études Spatiales -CNES- pour sa confiance et ses conseils qu'il m'a accordés tout au long de ces trois années de travail.

Un merci particulier à Monsieur Alain Cazaree, PR à l'Université de Toulouse III et Président de l'École Doctorale GEET, ED à laquelle j'étais rattaché durant ma thèse, ainsi qu'à Monsieur Frédéric Morancho, PR à l'Université de Toulouse III, qui était mon responsable de stage en Master 2 Recherche. Je n'oublie pas de remercier Monsieur Bilal Beydoun, PR à l'Université Libanaise, pour ses précieux conseils.

Je n'oublie évidemment pas de remercier mes collègues : Bertrand, Xiaolin, Mandana, Tung, Duc, Sihem, Xuan, Lucie, Abed al Rahman, Nga, Cécilien ... J'adresse aussi mes respectueux remerciements à toutes les personnes avec qui j'ai passé de très bons moments durant ces trois années de thèse, et parmi ces personnes, je remercie : Rabih, Mireille, Elyse, Rachelle, Nadine, François, Aref, Joe, Tony, Hanna, Georges, Nadine, Richard ...

Enfin, un remerciement du fond de mon cœur est adressé à l'âme de mon père et j'espère profondément que j'ai été à la hauteur de ses espérances. Pour sa confiance, ses prières et pour tout ce qu'elle a supporté, j'adresse mes forts remerciements à mon ange divin, à vous, ma mère, et je prie pour que Dieu vous garde car vous méritez tout le bonheur. Je remercie mon épouse, Reem, avec qui j'ai partagé mes joies et mes soucis malgré la distance qui nous sépare et je te promets de rattraper le temps perdu "inchala".

Table des matières

INTRODUCTION.....	13
CHAPITRE 1 : INTERACTION ENTRE L'ENVIRONNEMENT SPATIAL ET LES MATERIAUX DIELECTRIQUES	17
1 L'ENVIRONNEMENT SPATIAL DU SATELLITE	19
1.1 Les différentes orbites.....	19
1.2 Morphologie de la magnétosphère.....	21
2 PHENOMENES DE CHARGE D'UN SATELLITE	24
2.1 Les facteurs de charge	25
2.1.1 Charge absolue	26
2.1.2 Charge différentielle.....	27
2.1.3 Charge externe.....	27
2.1.4 Charge interne.....	28
2.2 La charge d'espace	28
2.2.1 Définition	28
2.2.2 Le piégeage des charges.....	29
2.2.3 Influence de la charge d'espace sur le champ électrique	30
2.2.4 Mécanisme de transport	31
2.2.4.1 Dans le volume	31
Courant transitoire	31
Courant limité par la charge d'espace	32
2.2.4.2 A l'interface	34
2.2.4.3 La conduction électrique	35
2.2.4.4 La conductivité induite sous rayonnement ou RIC (Radiation Induced Conductivity)	36
2.2.4.5 Emission électronique secondaire.....	37
3 PROBLEMATIQUE DE LA DECHARGE ELECTROSTATIQUES	39
3.1.1 Le perçage diélectrique : Punch through.....	39
3.1.1.1 Claquage intrinsèque par avalanche d'électrons	39
3.1.1.2 Claquage thermique.....	39
3.1.1.3 Claquage diélectrique par déstabilisation de la charge d'espace	40
3.1.2 La décharge de surface : flash over	40
3.1.3 L'expansion de charge d'espace : blow-off	40
3.1.4 Théorie de la décharge	41
4 LES DIELECTRIQUES SPATIAUX.....	42
4.1 Le PolyTétraFluoroEthylène.....	43
4.2 Le Polyimide.....	43
CHAPITRE 2 : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX POUR LA CARACTERISATION ELECTRIQUE DES MATERIAUX SPATIAUX.....	45
1 TECHNIQUES MACROSCOPIQUES POUR LA MESURE DES EFFETS DE LA CHARGE D'ESPACE.....	47
1.1 Mesure du potentiel de surface.....	47
1.2 La méthode des courants thermostimulés.....	48

1.3	<i>La méthode miroir</i>	49
2	TECHNIQUES LOCALES POUR LA MESURE DE LA CHARGE D'ESPACE.....	51
2.1	<i>Méthodes thermiques</i>	51
2.1.1	La méthode d'impulsion thermique.....	52
2.1.2	La méthode L IMM.....	54
2.1.3	La méthode de l'échelon thermique (TSM).....	55
2.2	<i>Méthodes acoustiques</i>	55
2.2.1	La méthode PIPWP (Piezoelectrically Induced Pressure Wave Propagation) 56	
2.2.2	La méthode LIPP (Laser Induced Pressure wave Propagation).....	56
2.2.3	La méthode PEA (Pulsed Electro-Acoustic).....	57
2.2.4	PEA 3D.....	58
2.2.5	PEA sans contact.....	59
CHAPITRE 3. MODELISATION ELECTRO-ACOUSTIQUE DE LA CELLULE PEA.....		61
1	LA METHODE PEA.....	63
1.1	<i>Principe de base d'une cellule de mesure PEA</i>	63
1.2	<i>Performances du système</i>	65
1.2.1	Sensibilité.....	65
1.2.2	Résolution.....	65
1.2.3	Temps de la mesure.....	66
2	MODELISATION DE LA CELLULE PEA.....	66
2.1	<i>Géométrie du modèle</i>	66
2.2	<i>Sous-domaines associés à la géométrie</i>	67
2.3	<i>Physique associée aux sous-domaines</i>	67
2.3.1	Domaines avec source acoustique.....	69
2.3.1.1	<i>La charge électrique</i>	71
2.3.1.2	<i>Le champ électrique impulsionnel</i>	73
2.3.2	Domaine piézoélectrique.....	74
2.3.3	Domaine sans source acoustique.....	75
2.4	<i>Conditions aux limites</i>	75
2.5	<i>Techniques numériques pour la résolution des équations différentielles</i>	76
2.5.1	Choix de la technique.....	76
2.5.2	Méthode des éléments finis.....	77
2.6	<i>Résolution des équations de la propagation</i>	77
3	RESULTATS DE SIMULATION.....	78
3.1	<i>Etude de la génération de l'onde acoustique</i>	79
3.2	<i>Propagation de l'onde acoustique dans la cellule</i>	82
3.3	<i>Influence de l'épaisseur du PVDF</i>	87
3.4	<i>Influence de l'adaptation à l'interface PVDF/PMMA</i>	88
3.5	<i>Simulation d'une charge typique</i>	90
CHAPITRE 4 : ETUDE APPROFONDIE DU TRAITEMENT DE SIGNAL REALISE SUR UNE CELLULE DE MESURE PEA.....		93

1	ANALYSE DU TRAITEMENT DES DONNEES BASE SUR LES TRAVAUX DE MAENO [MAEN 88] 95	
1.1	<i>Expression analytique de la pression à l'entrée du capteur piézo-électrique</i>	95
1.2	<i>Etape de calibration ou caractérisation de la fonction de transfert du capteur piézo-électrique</i>	97
1.3	<i>Estimation de la charge interne</i>	98
1.3.1	Synoptique général.....	99
1.3.2	Filtre de Wiener.....	100
1.3.3	Filtre gaussien.....	102
1.4	<i>Conclusion</i>	103
2	UNE NOUVELLE APPROCHE POUR LE TRAITEMENT DES DONNEES D'UNE CELLULE PEA 104	
2.1	<i>Notre approche</i>	104
2.2	<i>Identification et analyse de la matrice de transfert de la cellule PEA</i>	105
2.2.1	Ecriture de la fonction de transfert d'une cellule PEA sous forme matricielle : la matrice Toeplitz.....	105
2.2.2	Le nombre de conditionnement de la matrice de transfert.....	108
2.2.3	Optimisation du nombre de conditionnement : influence des grandeurs électroacoustiques.....	109
2.2.3.1	<i>Les grandeurs électroacoustiques étudiées</i>	110
2.2.3.2	<i>Analyse du nombre de conditionnement pour différentes configurations</i>	111
2.3	<i>Estimation de la charge interne</i>	114
2.3.1	Méthode de régularisation de Tikhonov.....	114
2.3.2	Identification du paramètre λ par la méthode L-Curve.....	115
2.3.3	Analyse des résultats.....	116

CHAPITRE 5 : UNE NOUVELLE METHODE DE CALIBRATION POUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL D'UNE CELLULE PEA .. 121

1	ANALYSE DETAILLEE DE LA NOUVELLE METHODE DE CALIBRATION.....	123
1.1	<i>Les grandes étapes de la nouvelle méthode de calibration</i>	124
1.2	<i>Influence des paramètres de la gaussienne sur l'estimation des charges</i>	125
1.3	<i>Méthode d'identification des paramètres de la gaussienne</i>	128
1.3.1	Méthode directe.....	129
1.3.2	Méthode itérative.....	130
1.3.3	Optimisation de la procédure pour l'estimation de l'étalement de la Gaussienne.....	133
2	ETUDE COMPARATIVE DE DEUX METHODES POUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL D'UNE CELLULE PEA.....	136
2.1	<i>Analyse du nombre de conditionnement</i>	136
2.2	<i>Analyse de la résolution spatiale</i>	137
2.2.1	Etude n°1 : épaisseur capteur 9 μm – distance $l = 10 \mu\text{m}$	137
2.2.2	Etude n°2 : épaisseur capteur 1 μm – distance $l = 10 \mu\text{m}$	138
2.2.3	Etude n°1 : épaisseur capteur 1 μm – distance $l = 5 \mu\text{m}$	139
2.3	<i>Analyse de la sensibilité des deux méthodes aux bruits de mesure</i>	141
2.3.1	Notion de bruit et définition du rapport signal sur bruit.....	142
2.3.2	Analyse des résultats.....	143

3	APPLICATION DE LA NOUVELLE METHODE DE DECONVOLUTION SUR DES SIGNAUX EXPERIMENTAUX	147
3.1	<i>Déconvolution d'un signal de tension faiblement bruité (10000 acquisitions)</i>	147
3.1.1	Etape de calibration et estimation des charges capacitives	147
3.1.2	Estimation des charges sur un échantillon PTFE irradié	150
	CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	154
	RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	160

Introduction

Les matériaux diélectriques sont utilisés à bord des satellites en orbite, que ce soit comme isolant électrique dans l'électronique embarquée et les câblages, comme régulateur thermique ou comme composant de base au sein même des instruments (exemple du verre d'un télescope de satellite d'astronomie). Soumis à l'environnement spatial chargeant, ces matériaux accumulent des charges électriques (charges internes ou de surface) qui conduisent à des décharges électrostatiques responsables de nombreuses des pannes de satellites, pouvant aller du jusqu'à la perte totale de systèmes spatiaux. Historiquement, les études de charge de matériaux diélectriques soumis au bombardement de faisceaux d'électrons ont été initiées par la perte d'un satellite en orbite géostationnaire, l'analyse de l'événement ayant conclu à la charge d'un de ses éléments par les électrons du milieu, puis à sa décharge. Il est donc considéré comme essentiel d'éliminer tout risque de charge, et à défaut de minimiser le risque de décharge. En parallèle l'électronique du couplage est protégée par des règles de design.

Pour comprendre l'origine de ces problèmes et les résoudre, le CNES (Centre Nationale d'Études Spatiales) a développé diverses chambres d'irradiation reproduisant l'environnement spatial en laboratoire. Parallèlement, le LAPLACE (Laboratoire PLAsma et Conversion d'Énergie) s'intéresse au développement des techniques expérimentales de mesure de la charge d'espace dans les isolants. Parmi ces techniques, on trouve la méthode PEA (Pulsed Electro-Acoustic) ou méthode électroacoustique pulsée. Cette méthode consiste à exciter le matériau par des impulsions de tension de courte durée (ns) et à détecter, au moyen d'un capteur piézoélectrique, les ondes acoustiques générées par effet Coulombien du champ impulsionnel sur les charges internes. Après un traitement des signaux adéquat, la distribution de la charge d'espace en fonction de la profondeur de l'échantillon peut être estimée.

Malgré le développement de techniques expérimentales de plus en plus performantes, leur faible résolution spatiale est un frein pour l'étude du chargement des matériaux spatiaux. En effet, outre le fait que la technique PEA a une résolution spatiale de l'ordre de la dizaine de micromètre, ces matériaux étant placés dans des conditions atmosphériques particulières, leur faible épaisseur, quelques dizaines de micromètre, rend leur caractérisation complexe.

L'objectif de nos travaux de recherche est donc de caractériser, à l'aide d'outils d'aide à la simulation numérique, une cellule PEA à haute résolution spatiale, de l'ordre du micromètre. Outre l'intérêt évident d'une amélioration de la résolution spatiale, ce travail doit permettre de maîtriser l'ensemble de la chaîne d'acquisition : du générateur d'impulsion au traitement des données et par conséquent de déterminer les limites physiques de notre système PEA indispensable pour une bonne interprétation des résultats. Différents paramètres seront considérés, allant de la forme des impulsions de tension, aux propriétés acoustiques des matériaux en passant par une analyse précise du capteur piézo-électrique. Une attention particulière sera également consacrée aux techniques de déconvolution, permettant,

à partir du signal de mesure, de remonter à la distribution spatiale des charges dans le matériau.

L'ensemble de notre travail est décrit à travers de 5 chapitres. Après avoir brièvement décrit l'environnement spatial des satellites en orbite, une part importante du chapitre 1 est consacrée à la structure des matériaux diélectriques spatiaux, à leur propriété électrique et enfin, à une description des phénomènes physiques de leur charge et de leur décharge.

Le chapitre 2 est une synthèse des différentes méthodes expérimentales utilisées pour caractériser électriquement les matériaux diélectriques. Dans ce chapitre, ces techniques sont divisées en deux catégories, une catégorie réunissant l'ensemble des techniques dites 'macroscopique' ou techniques permettant de quantifier les effets de la charge d'espace et une catégorie de techniques dites 'locales' permettant d'obtenir la distribution spatiale des charges dans un matériau.

La problématique étant clairement définie dans les chapitres précédents, le chapitre 3 concerne l'étude d'une cellule de mesure PEA. Après avoir décrit son principe de fonctionnement, un modèle électro-acoustique de cette cellule est proposé avec le logiciel commercial Comsol. L'objectif de ce modèle est de définir une cellule de mesure optimisée en analysant la tension simulée en sortie de la cellule pour un profil de charge donné et pour une configuration donnée de la cellule.

Basé sur le modèle électro-acoustique du chapitre 3, les chapitres 4 et 5 concernent une étude du traitement des signaux issus de la cellule PEA. Dans le chapitre 4, une analyse approfondie est réalisée sur la méthode de traitement du signal effectuée jusqu'à présent par la communauté scientifique qui s'intéresse à la mesure de la charge dans les diélectriques. Une des conclusions les plus importantes de cette étude concerne l'étape de calibration pour l'estimation de la fonction de transfert. La conclusion montre que cette procédure d'estimation, couramment utilisée, n'est pas adaptée aux méthodes classiques de déconvolution.

Basées sur les conclusions précédentes, le chapitre 5 propose une nouvelle méthode pour caractériser la fonction de transfert d'une cellule de mesure PEA. Une partie importante de ce chapitre est consacrée à une analyse détaillée de la méthode de calibration et à l'estimation de ses paramètres. Les résultats de cette nouvelle méthode de traitement du signal obtenus à l'aide de signaux de tension simulés avec le modèle électro-acoustique sont ensuite comparés aux résultats issus du traitement actuel. Enfin la nouvelle méthode est également testée sur des signaux expérimentaux.

Chapitre 1 : Interaction entre
l'environnement spatial et les
matériaux diélectriques

1 L'environnement spatial du satellite

Les satellites spatiaux occupent, selon leurs missions, différentes orbites terrestres. Ces satellites se trouvent presque toujours dans la magnétosphère. Un satellite, pour des raisons de régulation thermique, est recouvert de matériaux possédant des caractéristiques thermo-optiques déterminées. Du fait de leur nature diélectrique, ces matériaux se chargent électrostatiquement. Le flux de particules chargées impactant le satellite a tendance à charger celui-ci en valeur absolue par rapport à son environnement et différentiellement entre les différentes parties le constituant. Lorsque la configuration du champ ou du potentiel devient critique, des décharges électrostatiques peuvent se produire à la surface du satellite soit vers l'espace par expansion de charge d'espace électronique, soit différentiellement entre plusieurs parties du satellite.

Ces décharges peuvent nuire au bon fonctionnement du satellite, par effet de couplage du rayonnement électromagnétique émis sur des parties du satellite (câble, circuits, etc.).

Il peut en résulter des changements d'état intempestifs des circuits électroniques du satellite avec parfois, pour conséquence, des pertes de disponibilité du système.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord décrire les caractéristiques de l'environnement spatial. Ensuite, les différents phénomènes de charge et les problématiques de la décharge du satellite seront abordés. Enfin, on présentera quelques diélectriques spatiaux et ses propriétés électriques.

1.1 Les différentes orbites

Les orbites terrestres peuvent avoir de nombreuses formes et orientations. Certaines sont circulaires ou en forme d'ellipse très allongée. Elles peuvent se situer à basse altitude juste au-dessus de l'atmosphère terrestre (250 km) ou dépasser 30 000 km.

- L'orbite géostationnaire (GEO) est une orbite circulaire située dans le plan de l'équateur à une altitude de 35 786 km du sol. À cette altitude, la période de révolution du satellite correspond exactement à la période de rotation de la Terre, soit 23 heures, 56 minutes et 4 secondes. Vu de la Terre, un satellite géostationnaire semble immobile dans le ciel : c'est l'orbite parfaite pour les satellites de télécommunication et pour certains satellites d'observation (météo) qui doivent couvrir une zone fixe.
- L'orbite polaire (PEO) est une orbite circulaire basse (par convention entre 300 et 1 000 km d'altitude) dont l'inclinaison, proche de 90°, la fait passer au-dessus ou près des pôles. Un satellite situé sur une orbite polaire passe régulièrement au-dessus de tous les points de la surface grâce à la rotation de

la Terre. Les orbites polaires sont généralement des orbites héliosynchrones : ce type d'orbite conserve un angle constant avec la direction Terre-Soleil c'est-à-dire que le plan d'orbite tourne de 360° par an. Les orbites héliosynchrones permettent de passer toujours à la même heure solaire locale au-dessus d'un lieu donné : l'éclairage identique des prises de photo du lieu permet de faire ressortir les changements. Cette caractéristique en fait une orbite idéale pour des satellites d'observation de la Terre.

- L'orbite basse (LEO) se situe juste au-dessus de l'atmosphère terrestre à une altitude où la traînée ne freine pas trop la vitesse du satellite (par convention l'orbite basse se situe à une altitude inférieure à 2 000 km). Elle est utilisée par les satellites scientifiques qui explorent l'espace lointain. Le télescope Hubble, par exemple se situe sur une orbite de 610 km. On trouve également sur ce type d'orbite les satellites de radioamateur et les constellations de téléphonie mobile ou de télédétection terrestre.

Dans l'espace, les satellites en orbite sont exposés à une ambiance radiative définie par les facteurs naturels (vide, radiations solaires, flux de particules chargeantes, oxygène atomique en orbite basse). Dans l'orbite géostationnaire notamment, sur laquelle gravitent les satellites de télécommunication, la gamme d'énergie des particules entraîne des perturbations sur le bon fonctionnement de l'électronique embarquée, pouvant aller jusqu'à la perte de la mission. Le soleil est la source de ces particules qui émet dans l'espace interplanétaire un plasma qui arrive à pénétrer dans la cavité magnétosphérique terrestre, Figure 1.1.

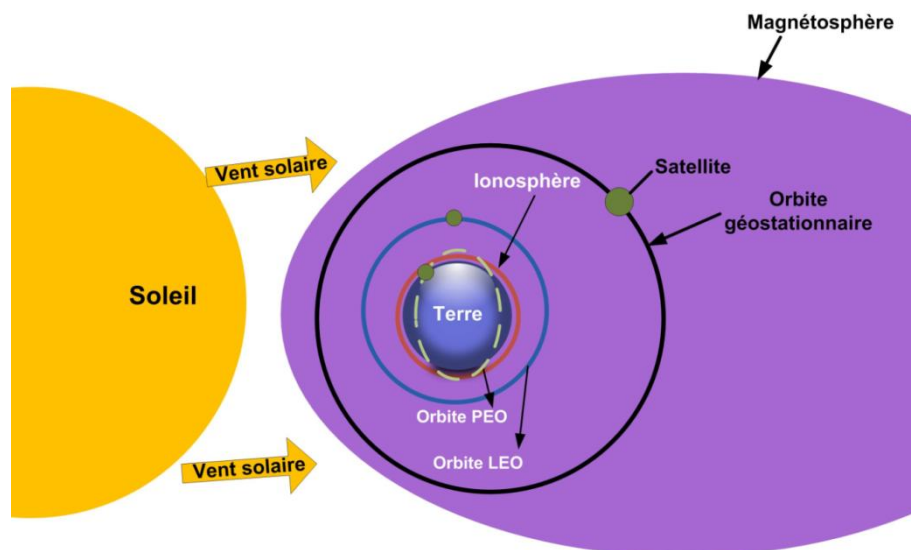


Figure 1.1 : Environnement spatial du satellite.

Il faut noter que, les satellites qui occupent les orbites basses sont exposés aux particules de l'ionosphère. Cette région est comprise entre 50 km environ, où commence à apparaître une densité significative d'électrons thermiques, et une limite à haute altitude de l'ordre de quelques milliers de km où l'influence de l'atmosphère neutre devient totalement négligeable. Elle joue un rôle important dans l'étude des

systèmes spatiaux. En effet, elle a une grande influence sur les signaux issus des satellites et spécialement ceux de positionnement (GPS). De plus, la qualité des communications radios dépend des couches conductrices formant l'ionosphère sur lesquelles se réfléchissent les ondes radios [Bert].

Les satellites géostationnaires sont, quant à eux, confrontés aux particules de la magnétosphère. La magnétosphère représente l'ensemble des lignes de champ magnétique terrestre situées au-dessus de 800 à 1000 km d'altitude. Elle est plongée dans le vent solaire et déformée par celui-ci : sa forme est très allongée, comprimée du côté du soleil (côté jour) et étirée du côté nuit, un peu comme la queue d'une comète jusqu'à plus de 3.10^5 km. Par la suite, une étude détaillée de la magnétosphère est présentée.

1.2 Morphologie de la magnétosphère

Dans la magnétosphère le plasma interagit fortement avec le champ magnétique. Elle est séparée du vent solaire par une frontière de quelques centaines de kilomètres d'épaisseur : la magnétopause se trouve à environ 6.10^4 km. En l'absence du vent solaire, le champ magnétique terrestre serait dipolaire. Du fait de la présence du vent solaire, les lignes de champ sont déformées et ont l'aspect montré sur la Figure 1.2.

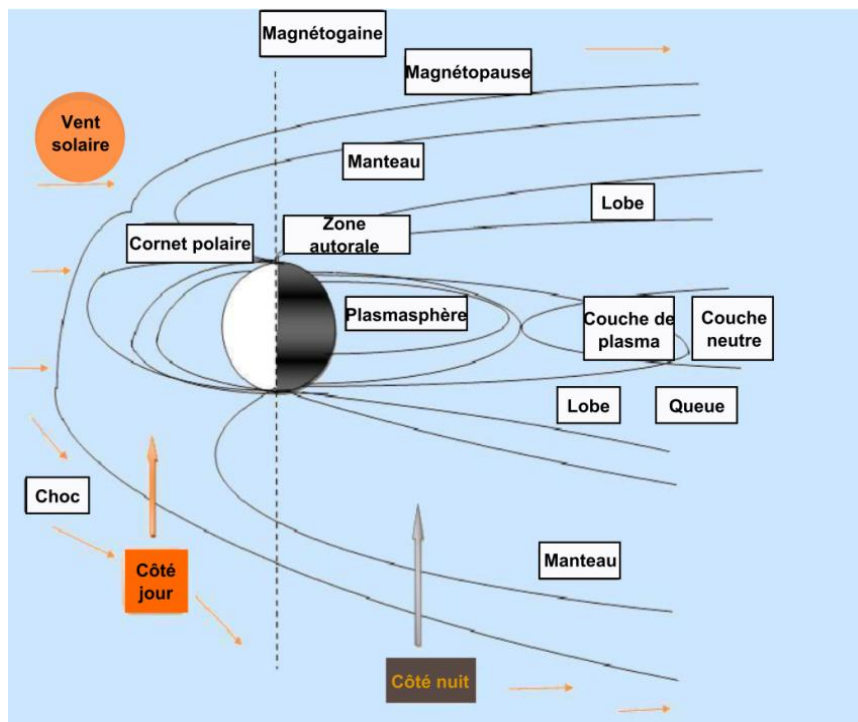


Figure 1.2 : Les différentes régions de la magnétosphère

La magnétosphère terrestre a fait l'objet de recherches intenses depuis les années 70 pour deux raisons essentielles :

- D'une part, la magnétosphère est un très riche laboratoire de physique des plasmas.
- D'autre part, les perturbations de la magnétosphère, sous-orages et orages magnétosphériques, provoquent des phénomènes électrodynamiques violents et destructeurs pour les activités humaines tant au sol (réseaux électriques,...) que dans l'espace (satellites,...). Ces objets spatiaux sont très sensibles aux ceintures de radiations, aux structures magnétiques, ainsi qu'aux écoulements rapides de particules.

Les différentes régions de la magnétosphère sont présentées ci-dessous :

Vent solaire

Le milieu interplanétaire est balayé par un vent de particules électriquement chargées provenant du Soleil. Ce vent est un plasma très peu dense composé d'électrons, de protons et de noyaux d'Hélium. De plus, il est supersonique, il va donc plus vite que la vitesse des ondes qui s'y propagent (ondes acoustiques et ondes d'Alfvén, i.e. ondes de pression et de déformation des lignes de champ magnétique). Il est également soumis à des éruptions solaires. Avant que le vent solaire ne se heurte à la magnétosphère, il est brutalement ralenti et chauffé par d'autres particules dans une région appelée choc. La structure du choc en amont de la magnétosphère est assez complexe car les processus de diffusion de l'énergie (ralentissement du plasma et chauffage) sont liés à des processus électromagnétiques assez variés.

Queue

La queue est en aval de la planète par rapport à la direction de l'écoulement du vent solaire. C'est une région très vaste, et très étirée. Pour la Terre, elle s'étend jusqu'à plusieurs centaines de rayons terrestres, largement au delà de l'orbite de la lune (60 rayons terrestres).

Magnétopause

La magnétopause est la frontière entre la magnétosphère, dominée par le champ magnétique de la planète, et le milieu interplanétaire, dominé par le vent solaire. Imperméable, elle laisse cependant pénétrer une fraction des particules du vent solaire selon les caractéristiques de ce dernier. Le champ magnétique subit une discontinuité au travers de la magnétopause qui constitue donc une source d'accélération des particules.

Magnétogaine

La magnétogaine est une région de vent solaire au voisinage de la magnétosphère, située entre le choc (en aval du choc) et la magnétopause. C'est une région où le

plasma est turbulent, on y mesure une grande agitation électromagnétique. Le plasma y est plus dense que dans le vent solaire en amont du choc. C'est là que le vent solaire s'écoule, principalement, en contournant la magnétosphère.

Couche de plasma

La couche de plasma est le principal réservoir de particules de la magnétosphère. Elle s'étend dans le plan médian de la queue. Son épaisseur est très variable selon l'activité magnétosphérique, allant de quelques centaines à une dizaine de milliers de kilomètres. La densité est de l'ordre de 0.1 à 1 par centimètre cube, la température est de l'ordre de 0.5 à 1 keV pour les électrons, de 1 à 5 keV pour les protons. Le champ magnétique y change de direction (au sud il est dirigé vers la queue, au nord, il est dirigé vers la planète).

C'est une région très importante pour comprendre la dynamique à grande échelle de la magnétosphère.

Lobes

Les lobes sont deux régions situées dans la queue de la magnétosphère où le plasma est très peu dense (le moins dense de la magnétosphère, moins de $5 \cdot 10^{-3}$ par centimètre cube) et où le champ magnétique n'est pas du tout négligeable. La température est de l'ordre de 100 eV pour les électrons et 300 eV pour les protons. Les deux lobes (un au Nord, l'autre au Sud) entourent la couche de plasma.

Zones aurorales

Les zones aurorales sont des régions où l'on observe des aurores. Les aurores résultent de la luminescence de la haute atmosphère dues à la désexcitation des molécules de l'atmosphère. Les molécules sont préalablement excitées par des électrons énergétiques provenant de la magnétosphère et "précipitées" vers l'atmosphère. Les zones aurorales constituent deux régions circulaires autour des pôles Nord et Sud.

Cornets polaires

Les cornets polaires sont deux régions de la magnétosphère dont les lignes de champ magnétiques se projettent sur la Terre très près des pôles magnétiques. A cause des déformations des lignes de champ magnétique dues à l'interaction entre le champ magnétique terrestre et le vent solaire, ils sont situés du côté jour de la magnétosphère. Il y en a un au Nord et un au Sud. La frontière de la magnétosphère, la magnétopause, n'a pas les mêmes propriétés au dessus des cornets polaires qu'ailleurs. En effet, des particules chargées issues du vent solaire peuvent entrer dans la magnétosphère en passant par les cornets polaires. Une fois entrée, cette matière n'est pas précipitée vers l'ionosphère, mais chassée vers la queue de la magnétosphère, en passant par une région appelée le manteau. C'est seulement

après des pérégrinations assez complexes qu'une partie de cette matière se trouvera précipitée vers l'ionosphère pour "allumer" des aurores polaires.

Manteau

Le manteau est une région située dans la queue de la magnétosphère, sous la magnétopause, à l'extérieur des lobes. Il est composé d'un plasma d'origine solaire et ionosphérique en écoulement antisolaire. Ces particules ont pénétré la magnétosphère au niveau des cornets polaires. La température atteint le Kev. De plus, il est plus dense que les lobes. On y mesure des importants flux de matière principalement dirigés dans la direction opposée à la planète et au Soleil ("tailward motion" en anglais).

Les ceintures de radiations, ou ceintures de Van Allen

Les ceintures de radiations se situent entre 2 et 10 rayons terrestres et sont peuplées de particules énergétiques ($E > 10$ keV) qui dérivent autour de la Terre : les électrons vers l'Est et les ions vers l'Ouest. Les ceintures ont une dynamique complexe et sont fortement perturbées lors des sous-orages et orages magnétosphériques.

La Terre possède deux régions où les particules sont piégées. La ceinture de radiation interne constituée de protons énergétiques produits par les collisions des ions du rayonnement cosmique avec l'atmosphère terrestre et plus loin, il existe une autre région nommée ceinture de radiation externe contenant les ions et les électrons de plus faible énergie.

Plasmasphère

La plasmasphère est une région de la magnétosphère qui est entraînée par la rotation de la planète sur elle-même. Elle constitue un réservoir quasi-sphérique de plasma froid (< 1 eV). Elle est composée de particules provenant de l'ionosphère de basse altitude. Dans le cas de la terre, la plasmasphère n'est pas très étendue. Dans le cas de Jupiter (champ magnétique fort et rotation rapide de la planète), la plasmasphère est une région vaste. Pour en savoir plus sur les aurores, les environnements planétaires, et la physique spatiale en général, on peut se référer à [Mott 97] et [Boud].

2 Phénomènes de charge d'un satellite

L'espace est un milieu agressif, tous les satellites subissent des perturbations de leur fonctionnement induites par l'environnement. Nous nous intéressons plus particulièrement sur les anomalies et les pannes dont l'origine est l'électrisation des satellites. On distingue usuellement trois types d'interactions avec les particules chargées : les phénomènes de charge de surface par des électrons d'énergie moyenne de la gamme 10–200 keV, la charge interne par des électrons de plusieurs

millions d'eV, les événements singuliers dus aux protons de très forte énergie ou aux ions lourds. La charge de satellite est devenue une question importante suite à des anomalies de fonctionnement des satellites au début des années 70, et surtout la perte complète du satellite DSCS 9431. Par conséquent, un grand programme a été conduit par la NASA et l'U.S. Air Force pour étudier le problème vers la fin des années 70. Citons par exemple, SCATHA qui a été lancé en janvier 1979 pour étudier la prise de charge d'un satellite en orbite géosynchrone proche, et CRRES qui a été lancé en juillet 1990 aussi dans une orbite géosynchrone.

2.1 Les facteurs de charge

La charge du satellite dépend essentiellement de l'environnement des particules chargées avec lesquelles il est mis en contact. De ce point de vue, l'environnement spatial est à la fois très structuré et soumis à des variations temporelles :

- les caractéristiques moyennes de l'environnement rencontré dépendent de la position (altitude, plan de l'orbite, position sur l'orbite).
- les caractéristiques extrêmes (des valeurs limites d'énergie et de flux rencontrés) qui induisent des niveaux de charge élevés.

La charge d'un satellite est déterminée par les courants correspondants aux particules présentes dans l'environnement : électrons, ions et photoélectrons.

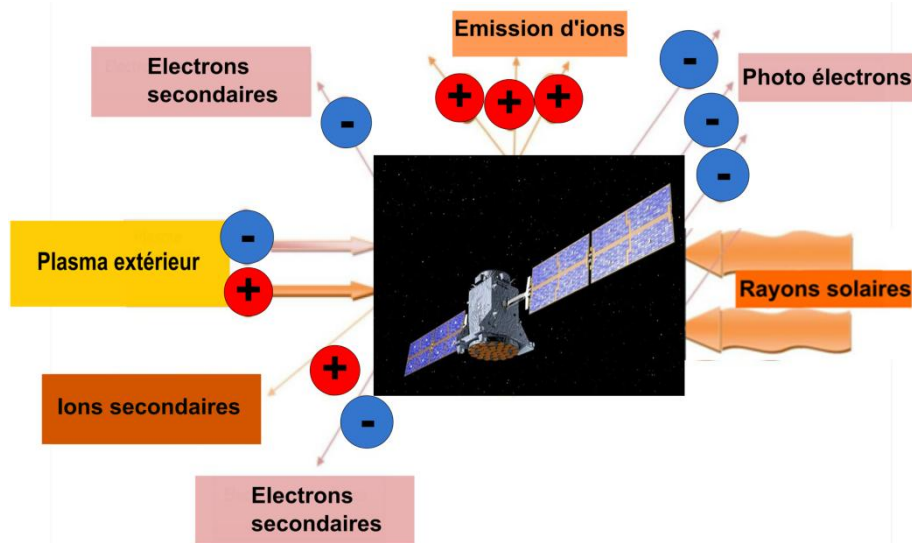


Figure 1.3 : Mécanismes de charge d'un satellite

Les principaux éléments de la charge d'un satellite sont les électrons et les photons énergétiques, Figure 1.3. Dans leur interaction avec la matière, les particules sont ralenties au point de pouvoir y être totalement arrêtées. Les potentiels induits par les charges stockées sont d'autant plus élevés que les énergies des particules rencontrées le sont également. Des électrons de 1 eV ont le pouvoir d'induire des potentiels de 1 Volts, et ainsi de suite, jusqu'à plusieurs dizaines de Kilo-Volts. Pratiquement, les particules de l'environnement spatial présentent des distributions

d'énergie, et la notion d'énergie moyenne est à considérer. L'énergie moyenne dans le plasma PEO se situe à 10 keV, à 0.1 eV dans le plasma LEO, à quelques dizaines de keV en période calme sur l'orbite géostationnaire en position jour, et à 12 keV en période d'orage en position nuit. Les potentiels induits sont également déterminés par les intensités des courants associés à ces énergies. Sur l'orbite géostationnaire, les potentiels les plus élevés ne sont pas systématiquement constatés au niveau des énergies les plus élevées (côté jour), mais plus systématiquement côté nuit, en période d'orage où les forts courants (densités) deviennent alors disponibles. Le courant total est constitué des photoélectrons émis par la surface du satellite, des électrons, des ions du plasma extérieur qui viennent heurter la surface du satellite et des particules chargées émises par le satellite. L'équation d'équilibre de la densité de courant sur la surface du satellite à potentiel constant est :

$$j_e + j_{pe} + j_{sec} + j_{back} = 0 \quad (1.1)$$

Avec

- j_e : le courant des électrons du plasma extérieur.
- j_{pe} : le courant net de photoélectrons qui sont des électrons émis sous l'effet d'un rayonnement lumineux.
- j_{sec} : le courant net dû aux électrons secondaires (i.e. les électrons arrachés à la surface du satellite), produits par des électrons et des ions primaires énergétiques sur la surface du satellite.
- j_{back} : le courant des électrons ré-émis de la surface avec une certaine perte d'énergie (électrons back-scattering en anglais).

2.1.1 Charge absolue

Dans le plasma, un objet collectera des ions, mais surtout des électrons en plus grand nombre car, à énergie égale, les courants d'électrons (plus légers que les ions) sont plus élevés. Le satellite comporte nécessairement des zones plus positives et d'autres négatives par rapport au plasma. Un objet tout positif par rapport au potentiel du plasma ne recueillerait que des électrons, et tout négatif, que des ions. A l'équilibre, on aura un courant total nul, ce qui fixera la proportion des surfaces positives et négatives. Il en découle, puisque les courants d'ions sont plus petits, que la plus grande partie de l'objet sera négative par rapport au plasma, et qu'une petite partie positive suffira à collecter la quantité d'électrons nécessaires pour assurer l'équilibre. Ainsi, le corps du satellite développera un potentiel par rapport au plasma, potentiel qu'il est convenu d'appeler absolu. Ainsi, la charge absolue sera ce potentiel développé sur la structure du satellite, référence locale de masse électrique des équipements électriques. Elle ne jouera aucun rôle dans le déclenchement de la décharge.

2.1.2 Charge différentielle

Dans LEO, le potentiel induit par cet environnement est plus élevé que l'énergie moyenne du plasma LEO qui est de l'ordre de 0.1 eV. Ce potentiel s'imposera sur toute la surface suffisamment diélectrique. Cela signifie qu'il y aura une différence de potentiel entre la structure et tout diélectrique qui lui est attaché. Ainsi, on peut définir la charge différentielle comme étant la différence de potentiel entre un diélectrique et la structure du satellite. Les effets possibles de décharge causés par la charge différentielle (Figure 1.4) peuvent perturber les opérations satellitaires.

Quand le diélectrique est placé à l'extérieur du satellite, on parlera de charge externe, et dans le cas contraire de charge interne.

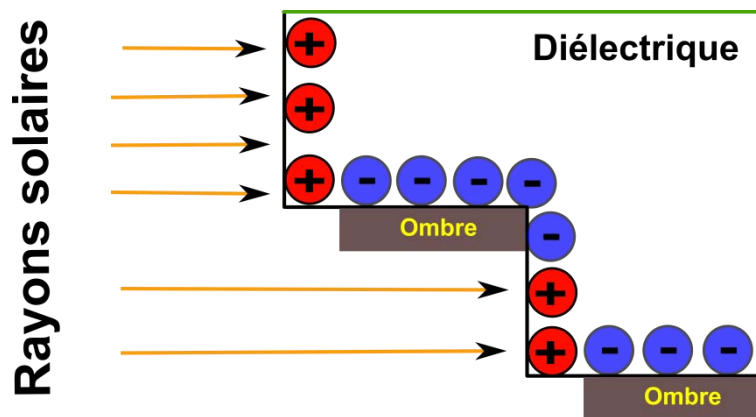


Figure 1.4 : Charge différentielle.

2.1.3 Charge externe

Un satellite baignant dans un plasma est soumis à un potentiel différent du plasma ambiant [Mart 94]. Les particules chargées ont un certain parcours dans la matière avec laquelle elles interagissent, au terme duquel elles y sont complètement arrêtées si le parcours est inférieur à l'épaisseur du matériau.

La Figure 1.5 illustre la charge externe côté jour et côté nuit. Dans l'obscurité, la surface du satellite tend à se charger négativement par les électrons du plasma ambiant car les électrons se déplacent à des vitesses plus élevées que celles des ions grâce à leur légèreté [Leac 95]. Pour la charge externe, la surface se charge typiquement à l'énergie moyenne (dans l'eV) du courant extérieur. En orbite géostationnaire (GEO), les surfaces exposées au soleil se chargent positivement (à 2 ou 3 Volts) à cause de l'émission de photoélectron par la surface du satellite. Pendant les éclipses, on observe un potentiel négatif sur les surfaces [Garr 81]. Dans les orbites basses, les courants d'électrons sont les plus grands et les satellites tendent à être légèrement négatifs [Robi 92].

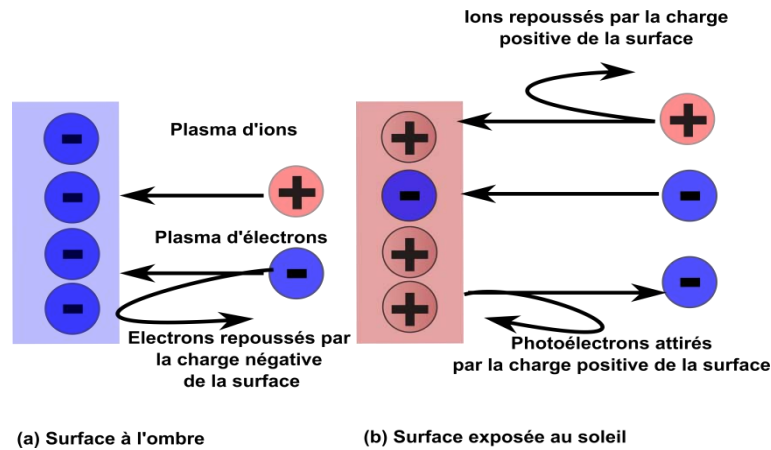


Figure 1.5 : Chargement des surfaces en cas d'obscurité et lumière.

2.1.4 Charge interne

La charge interne est produite par les particules les plus énergétiques ayant traversées les parois les plus minces du satellite sans y être absorbées. Par exemple, les électrons piégés dans les ceintures de rayonnement de Van Allen de la terre.

2.2 La charge d'espace

2.2.1 Définition

Un isolant parfait ne devrait pas contenir d'autres charges que les noyaux atomiques et les électrons des couches internes et de valence. En réalité, il n'existe pas d'isolant parfait.

Ainsi lorsqu'on applique de fortes contraintes (irradiations par faisceau d'électrons dans notre cas) sur le diélectrique spatial, ces particules possèdent une énergie suffisante pour rentrer et rester dans le revêtement ou le diélectrique spatial. Par conséquent, il apparait dans certaines régions du diélectrique un excès de charges électriques, qu'on appelle charge d'espace.

La Figure 1.6 illustre les différents mécanismes probables dans la génération des charges électriques [Laur 99].

Il semble aujourd'hui de plus en plus probable que les problèmes de baisse de performances et de claquage des isolants soient liés à la présence et à l'accumulation de la charge d'espace en volume et en surface.

En effet, le champ électrique dû à la charge d'espace (dit résiduel) peut augmenter localement la contrainte électrique. Lors d'un piégeage massif de la charge accumulée, l'énergie relaxée est considérable et peut endommager localement ou complètement le matériau.

Champ électrique appliqué

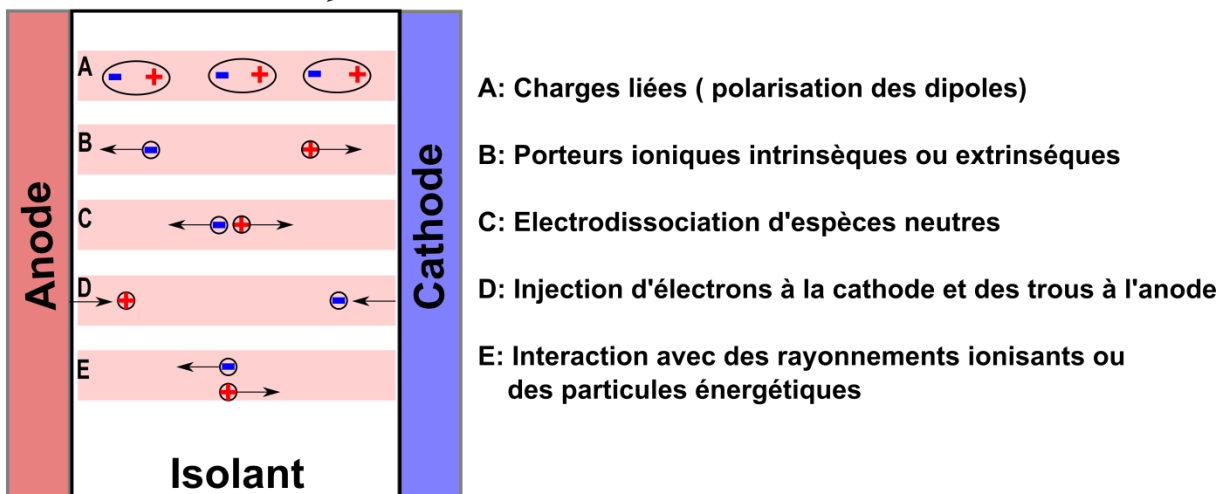


Figure 1.6 : Mécanisme de génération des charges électrique dans un isolant mis entre deux électrodes.

En l'absence de phénomènes de décharge dans l'environnement de l'isolant, la présence de charges électriques dans le volume est considérée comme un facteur initiateur prépondérant dans la dégradation du matériau, à travers des processus impliquant les charges libres ou piégées [Mazz 05] [Sanc 97]. On en vient donc ici à considérer non plus simplement la densité nette de charges dans l'isolant, mais également la nature des porteurs, leur éventuelle coexistence, leur énergie potentielle et leur environnement. Tout ceci requiert donc de mettre en place des techniques et des protocoles permettant de qualifier au mieux ces charges. Les informations apportées peuvent donc être exploitées pour identifier les mécanismes de transport et de piégeage de charges dans les matériaux, pour modéliser ces phénomènes, mais également pour étudier l'impact de la formulation des matériaux sur leurs propriétés électriques.

Si maintenant on considère les résultats obtenus depuis 20 ans, il faut noter :

- L'existence des charges d'espace dans tous les isolants même après la fabrication [Tour 98].
- L'injection et l'accumulation des charges d'espaces dans tous les isolants [Agne 00], [Noti 99].
- L'évolution des charges d'espace avec le vieillissement [Bert 99].
- La dépendance entre la charge d'espace et la durée de vie des isolants [Mazz 01].
- L'évolution de la charge d'espace avec les contraintes (radiatives, électriques, thermiques, etc.) [Malr 97]

2.2.2 Le piégeage des charges

La conductivité est essentiellement reliée à la disponibilité des charges électriques dans les matériaux, plutôt qu'à leur mobilité. Cela est possible si ces charges sont

libres de se déplacer. Le phénomène opposé au mouvement des charges c'est le piégeage. Le piégeage de charges correspond, pour les électrons, à leur mise en équilibre dans des niveaux énergétiques inférieurs à la partie inférieure de la bande de conduction, Figure 1.7. Les sites de piégeages correspondent à une variation de la permittivité diélectrique du réseau. Selon leur nature, ces pièges sont plus ou moins profonds. On peut ainsi les classer en deux catégories: les pièges peu profonds (autour de 0,1 eV) dans lesquels les électrons ne sont que momentanément localisés et les pièges profonds (> 1 eV) dans lesquels les électrons sont durablement localisés

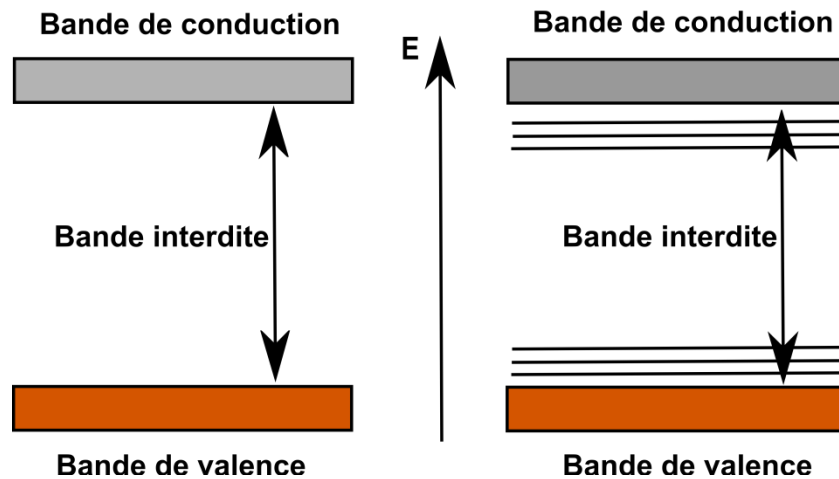


Figure 1. 7 : Diagramme de bande d'énergie pour un réseau cristallin parfait à gauche et pour un polymère à droite

Dans le cas des matériaux monocristallins, des dislocations, impuretés, lacunes peuvent être à l'origine d'une variation de permittivité et donc d'un piégeage. Dans le cas de matériaux semi-cristallins ou des cristaux, les joints de grains et les zones amorphes constituent des lieux ou interfaces propices à un piégeage des charges [Meun 01].

Un électron piégé est susceptible d'être dépiégé, notamment s'il reçoit une énergie extérieure. Ainsi on pourra considérer ce dépiégeage comme un passage de l'électron d'un niveau d'énergie bas vers un autre suffisamment élevé.

Blaise [Blai 01] explique le déplacement des charges piégées au sein du matériau par la théorie du polaron. On considère une charge qui se déplace dans une bande "polaronique" située au sein de la bande interdite. Suite à une légère variation de la permittivité diélectrique dans le milieu, la charge peut être piégée plus profondément sur un état localisé.

2.2.3 Influence de la charge d'espace sur le champ électrique

La conséquence majeure de la formation d'une charge d'espace dans le volume d'un isolant est la modification de la distribution interne du champ électrique. La Figure 1.8 décrit les modifications du profil du champ de la distribution des charges selon différentes polarisations statiques.

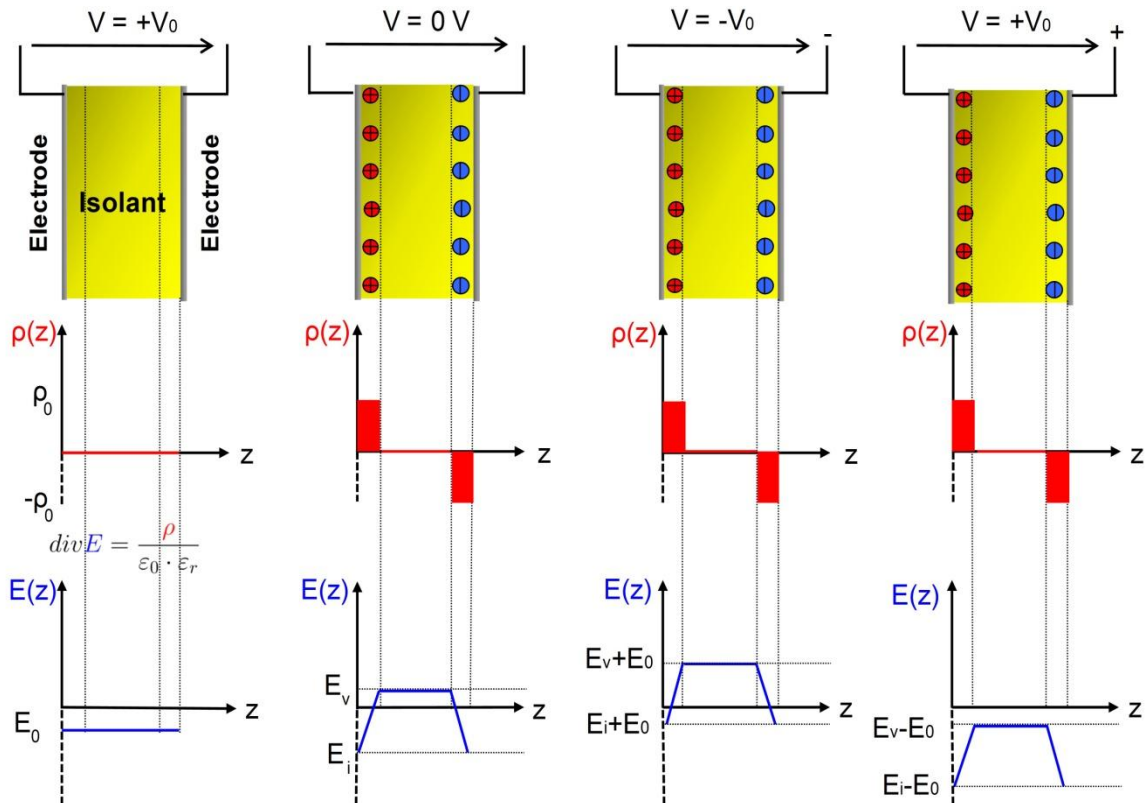


Figure 1.8 : Configuration du champ électrique et de la répartition de charge dans un isolant selon différentes polarisations.

Dans le cas du satellite, ce dernier est polarisé négativement à cause de la présence des électrons moins énergétiques à sa surface provenant de l'espace. Par contre, les électrons les plus énergétiques s'accumulent dans le volume des isolants. Par suite, ces charges internes favorisent l'accroissement du champ électrique local. Quand ce champ dépasse le champ critique, il engendre le claquage électrique de ces revêtements. Par conséquent, les éléments internes du satellite ne sont plus protégés contre les effets thermiques.

2.2.4 Mécanisme de transport

2.2.4.1 Dans le volume

Courant transitoire

La deuxième conséquence de la formation d'une charge d'espace dans un isolant peut apparaître sur les courants transitoires soit comme une anomalie dans la décroissance du courant de polarisation à travers l'apparition d'un pic de courant (Figure 1.9a), soit par une inversion de la polarité du courant de dépolarisation qui devient alors positif passant par un maximum avant de décroître de nouveau vers 0 (Figure 1.9b). Le temps t_M auquel le courant de polarisation passe par un maximum

est caractéristique du temps mis par les premiers porteurs de charge injectés pour atteindre l'électrode opposée.

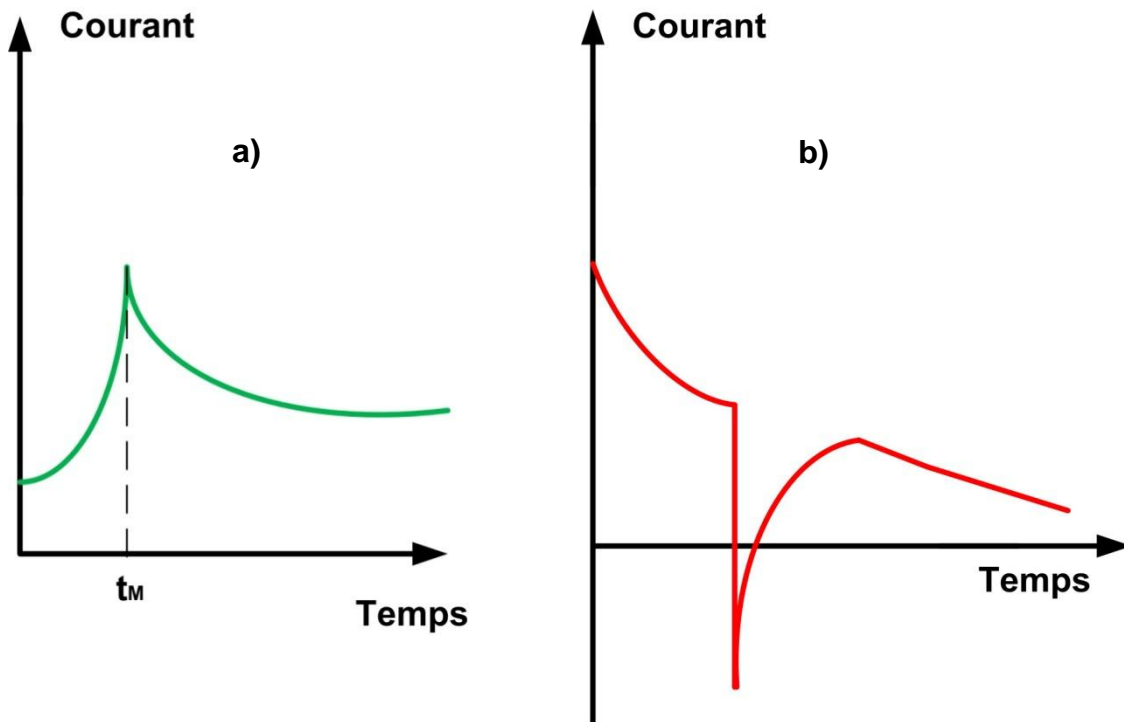


Figure 1.9 : Effet de la charge d'espace sur le courant de polarisation (a) et de dépolarisation (b).

Courant limité par la charge d'espace

Le régime de conduction SCLC (Space Charge Limited Current) décrit l'évolution de la densité de courant lorsque les charges injectées sont plus importantes que les charges intrinsèques. La Figure 1.10 représente la caractéristique typique courant-tension avec les différents régimes associés. On notera globalement deux régimes distincts sur cette caractéristique. La région A correspond au régime ohmique et suit la relation (1.3). Les régions (B, C, D) correspondent au régime d'injection de charges en absence et en présence des pièges dans le matériau.

Les mécanismes limités par charge d'espace considèrent qu'un porteur se déplace sous l'effet du champ électrique à une vitesse proportionnelle à ce champ.

$$v = \mu \cdot E \quad (1.2)$$

Avec ;

v : la vitesse du porteur

μ : la mobilité du porteur

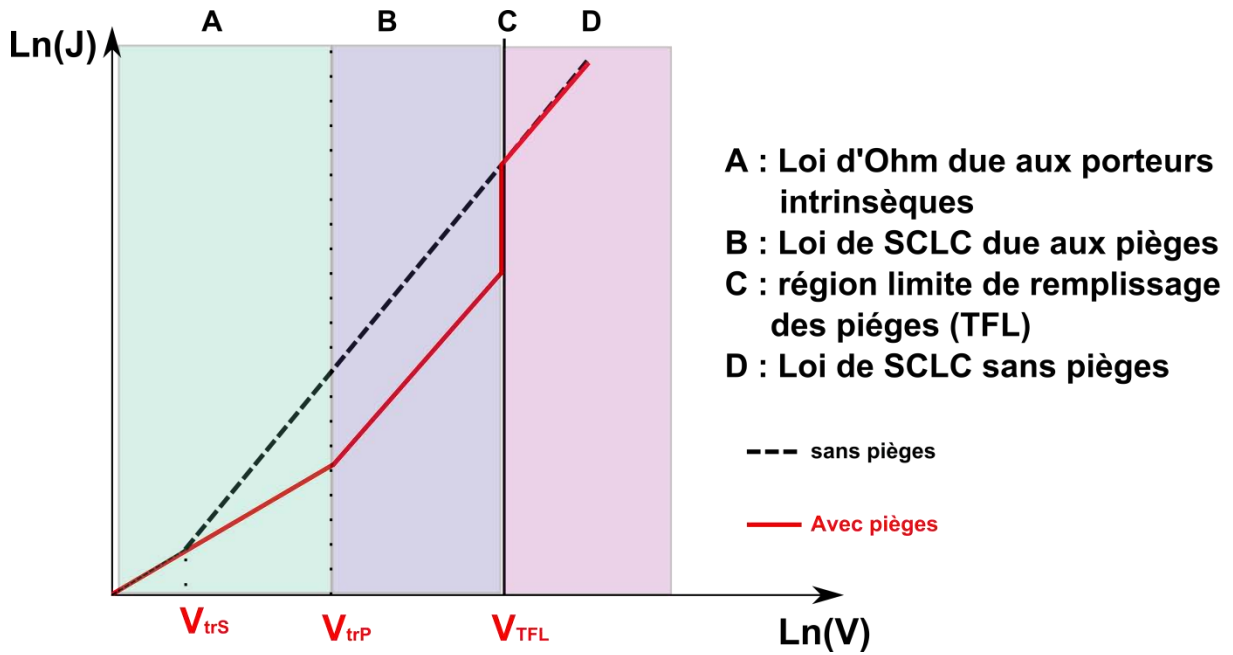


Figure 1.10 : Caractéristique de la densité de courant limité par la charge d'espace en fonction de la tension.

La présence des charges d'espace va induire un champ électrique. Par conséquent, ce champ induit va modifier le comportement électrique du matériau. En résolvant le système d'équation composé de l'équation de Poisson, l'équation de continuité et la relation liant le champ à la tension, en négligeant le courant de diffusion et en supposant $\mu = cte$ et qu'il n'existe ni porteurs intrinsèques, ni pièges dans le diélectrique, on arrive à la relation :

$$J_{SCL} = \frac{9 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \mu \cdot V^2}{8 \cdot L^3} \quad (1.3)$$

Avec ;

L : épaisseur du diélectrique

V : la tension appliquée.

Par conséquent, dans le cas d'un diélectrique idéal (sans pièges), la densité de courant J_{cond} est :

$$J_{cond} = J_{Ohm} + J_{SCL} = e \cdot n_0 \cdot \mu \cdot \frac{V}{L} + \frac{9 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \mu \cdot V^2}{8 \cdot L^3} \quad (1.4)$$

Si la densité de charge injectée est plus grande que la densité intrinsèque (n_0), et si on considère qu'on n'a pas des pièges, on dit que le courant est exclusivement limité par la charge d'espace. La tension qui correspond à ce cas est dite tension de transition V_{trS} dont son expression est :

$$V_{trS} = \frac{8 \cdot n_0 \cdot e \cdot L^2}{9 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \quad (1.5)$$

Si on considère la présence de sites de piégeages, la densité du courant de conduction J_{cond} et la tension de transition avec piège V_{trP} s'écrivent :

$$J_{cond} = J_{ohm} + J_{SCL} = e \cdot n_0 \cdot \mu \cdot \frac{V}{L} + \frac{9 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \mu \cdot \theta \cdot V^2}{8 \cdot L^3} \quad (1.6)$$

$$V_{trP} = \frac{8 \cdot n_0 \cdot e \cdot L^2}{9 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \theta} \quad (1.7)$$

avec n_c le taux des charges libres, n_t celle des charges piégées et θ leur rapport ($\theta = n_c/n_t$).

Si le nombre de pièges est grand par rapport au nombre de charge libre, le transport de charge est faible et le paramètre θ est infime. Alors la tension V_{tr} aura une valeur importante.

Lorsque la tension V_{TFL} , tension correspondant à la tension nécessaire pour le remplissage de pièges (Trap Filled Limit), est atteinte alors les charges libres peuvent se déplacer comme dans le cas d'un diélectrique sans pièges.

$$V_{TFL} = e \cdot n_t \cdot \frac{L^2}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \quad (1.8)$$

2.2.4.2 A l'interface

Comme la configuration métal/diélectrique existe à la surface du satellite, on va étudier dans cette partie le comportement électrique probable à cette interface. A fort champ électrique, on a une probabilité d'avoir une injection de charges électriques du métal vers l'isolant. Cette probabilité dépend aussi de la température, de la nature du diélectrique et du métal. Par conséquent, cette interface influe sur la conduction électrique et elle conduit à plusieurs phénomènes tels que : l'injection des porteurs, les courants ohmiques et la limitation des charges d'espaces, etc... [Fowl 28] [O'dw 73] [Lamp 70] [Ieda 84].

La hauteur de barrière ϕ séparant le niveau de Fermi du métal et le niveau supérieur de la bande de conduction du diélectrique varie suivant les conditions locales prises en compte à l'interface (métal-diélectrique). La valeur de cette barrière est calculée en retranchant la fonction de travail de sortie du métal par l'affinité électronique du diélectrique. Par conséquent, cette énergie correspond à l'énergie minimale pour qu'une charge sorte du métal vers le diélectrique, Figure 1.11.

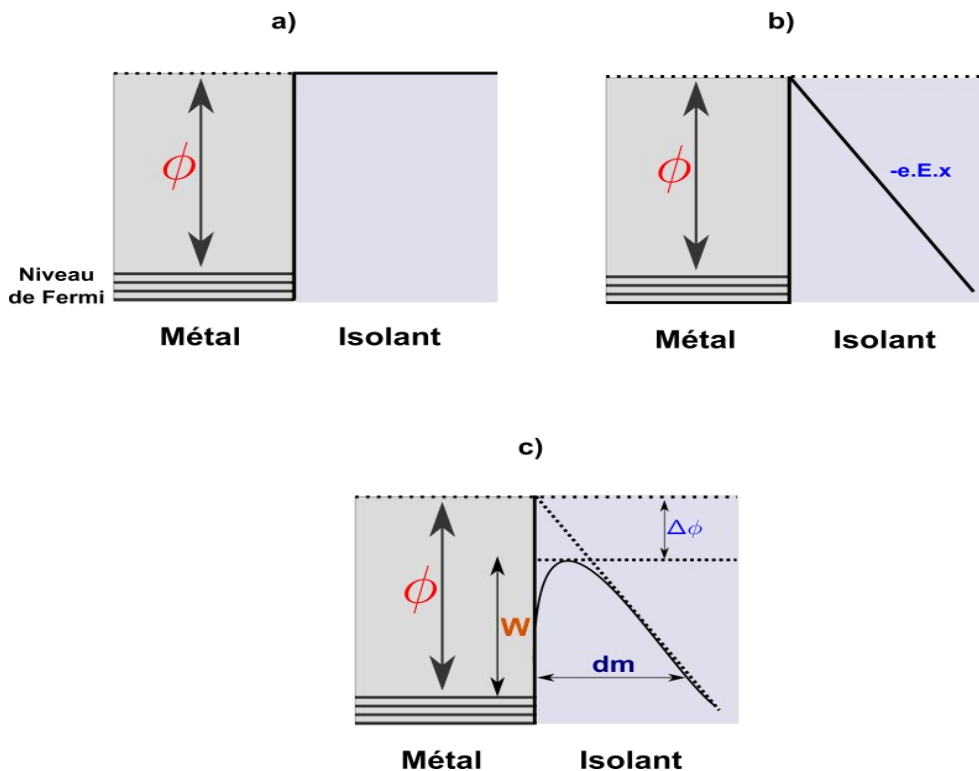


Figure 1.11 : Représentation de la barrière de potentielle à l'interface métal/isolant, (a) en absence du champ électrique, (b) en présence du champ électrique et (c) en tenant compte de la charge d'influence.

On note deux mécanismes d'injection de charges du métal vers le diélectrique :

- L'effet Schottky ou encore l'effet thermoélectrique [Diss 92] [O'dw 73], étudie le comportement électrostatique de l'électron avec le métal. En effet, quand un électron e est émis par un matériau, il est soumis à une force de rétention (répulsion des électrons). La situation est équivalente à l'apparition d'une charge positive (charge image placée à une distance $2x$ de la charge initiale) dès sa sortie l'électron subit une force électrostatique $F(x)$ (comme le cas de deux charges opposées) [Purc 98].
- L'effet Fowler-Nordheim qui se traduit par l'inclinaison des bandes de conduction et de valence de l'isolant par l'effet d'un fort champ électrique appliqué. La largeur de la barrière dm devient très mince et une émission tunnel peut avoir lieu, Figure 1.11c.

2.2.4.3 La conduction électrique

L'étude de la conduction électrique d'un matériau est corrélée à la mobilité des électrons de ce même matériau. De nombreuses études ont été menées afin de déterminer la mobilité des porteurs de charges dans les isolants, et en particulier les polymères [Mart 72] [Wint 72].

Pour qu'un courant se forme dans un solide sous l'effet d'un champ électrique (conduction), il faut qu'il y ait des porteurs de charges électriques et qu'ils puissent se déplacer vers des positions disponibles et des niveaux énergétiques proches de leurs positions de départ [Wats 95] [Blai 01].

Les isolants, tels les polymères, ne conduisent pas d'électricité. D'une part, leur bande de valence est pleine, on n'a pas de positions disponibles. D'autre part, leur bande de conduction est vide, et elle ne possède pas ou très peu de porteurs électriques.

2.2.4.4 La conductivité induite sous rayonnement ou RIC (Radiation Induced Conductivity)

Sous l'effet de radiations de forte énergie (particules ou ondes électromagnétiques), un matériau isolant est ionisé et sa conductivité électrique augmente [Sess 99] [Ark 93]. La radiation excite des électrons vers la bande de conduction, générant des porteurs de charge, en proportion directe au taux d'énergie absorbée (ou dose) par le polymère. La conductivité σ est liée à la densité de porteurs par :

$$\sigma = \sum \mu \cdot n \cdot e \quad (1.9)$$

Où :

n : nombre d'électrons libres par cm^3 ,

e : charge de l'électron.

μ : mobilité.

La conductivité pour un matériau donné, est donc fonction de la dose de radiation absorbée et de la température. Le processus de conduction induite est schématisé à la Figure 1.12.

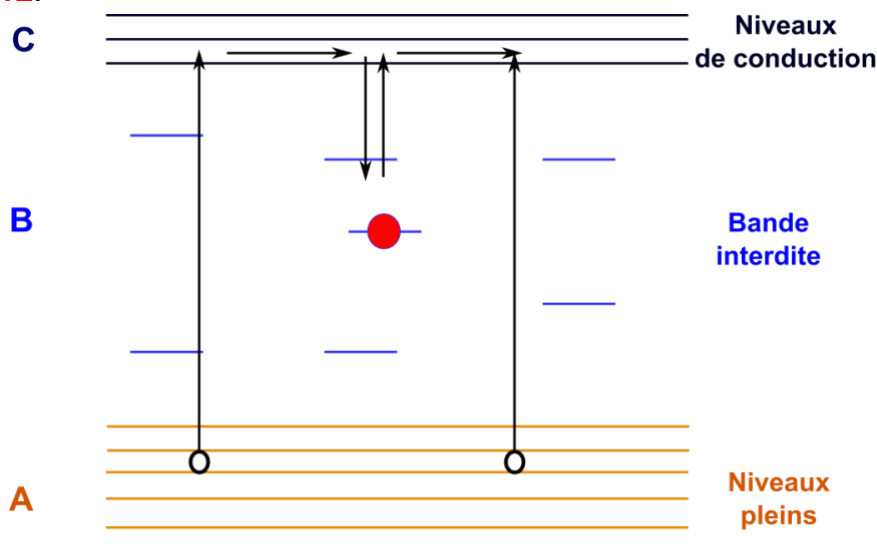


Figure 1.12 : Diagramme des bandes d'énergie d'un matériau isolant. Cinétique de piégeage/dépiégeage de porteurs suite à une radiation ionisante. A représente les énergies de la bande de valence, B les niveaux théoriquement interdits, et C les niveaux d'énergie de la bande de conduction normalement vides.

Lorsqu'un électron de la bande A est excité par une radiation suffisamment énergétique il passe dans les niveaux de conduction. Au bout d'un certain temps, il peut soit se recombiner directement avec un trou, soit être piégé temporairement avant d'être thermiquement dépiégé vers la bande de conduction. Le processus de piégeage/dépiégeage peut se répéter plusieurs fois avant que l'électron ne tombe dans un niveau d'énergie suffisamment bas pour que sa recombinaison avec un trou libre soit plus probable qu'une excitation thermique. L'équation qui décrit la conductivité σ d'un matériau diélectrique irradié, a été développée par Fowler en 1956 [Fowl 56] :

$$\sigma = \sigma(E) + K \cdot D^{\Delta} \quad (1.10)$$

$\sigma(E)$ [$\Omega^{-1}.m^{-1}$] représente la conductivité intrinsèque du matériau en fonction du champ électrique E [V/m]. Le terme $K.D$ représente la conduction induite sous rayonnement. K [$\Omega^{-1}.m^{-1}.rad. s$] est le coefficient de conductivité induite sous rayonnement qui est fonction de la nature du matériau irradié. D [$rad.s^{-1}$] est le débit de dose absorbé par le matériau, c'est à-dire la quantité moyenne d'énergie transmise par les radiations ionisantes à un élément de volume divisée par la masse de ce volume et par unité de temps. L'exposant Δ est un coefficient sans unité, compris entre 0,5 et 1, dépendant du matériau irradié. Il prend des valeurs plutôt proches de 1 pour les matériaux de structure amorphe et de 0,5 pour les matériaux cristallins. Il est associé à la température ambiante et à un coefficient T_I homogène à une température. Ce coefficient est une caractéristique du matériau, il est représentatif du taux d'augmentation de la densité de pièges. Il peut être décrit par l'équation suivante :

$$\Delta = \frac{T_I}{T + T_I} \quad (1.11)$$

Pour un diélectrique de surface $S[cm^2]$, de densité $d[g.cm^3]$, irradié normalement à sa surface par des électrons dont la pénétration moyenne est $r[cm]$, de tension d'accélération $V[V]$ et de courant absorbé $I[A]$ dans la zone irradiée $S.r$, le débit de dose D_0 est donné approximativement par la formule [Sigu 89] :

$$D_0 = 10^3 \times \frac{V \cdot I}{S \cdot r \cdot d} \quad (1.12)$$

2.2.4.5 Emission électronique secondaire

Lorsqu'une surface est irradiée par des électrons d'une énergie E donnée, on observe l'émission d'électrons dits secondaires. Le rapport entre les courants d'électrons incidents (ou primaires) et d'électrons secondaires est fonction de l'énergie E des électrons incidents. Ce rapport est appelé rendement d'émission secondaire noté $\delta(E)$ (Figure 1.13a).

Lorsque les électrons primaires ont une énergie E supérieure à E_2 , énergie du second point de cross-over (caractéristique du matériau), le rendement d'émission secondaire étant inférieur à 1, le matériau se charge. Le potentiel de surface augmentant, les électrons incidents suivants doivent vaincre cette barrière créée par les électrons primaires, dans ce cas le potentiel de surface du matériau n'évolue plus. Si un seul électron arrive à la surface avec une énergie au-dessous du second point de cross-over E_2 alors le rendement d'émission secondaire devient supérieur à 1. La quantité d'électrons émise par la surface devient donc supérieure à la quantité d'électrons implantée. Le potentiel décroît. La barrière opposée aux électrons primaires est moins importante, l'énergie des électrons incidents augmente. De cette manière un équilibre s'établit autour du second point de cross-over E_2 . L'expression de $\delta(E)$ en fonction de l'énergie du maximum du rendement d'émission secondaire E_{max} et du second point de cross-over (E_2) est :

$$\delta(E) = \frac{E}{E_2} \cdot \exp\left(\frac{-2(\sqrt{E} - \sqrt{E_2})}{\sqrt{E_{max}}}\right) \quad (1.13)$$

Ce phénomène d'émission secondaire a pour effet d'induire un retard sur le potentiel de surface du diélectrique en fonction de l'énergie (Figure 1.13b). Le Téflon par exemple est un très bon isolant, sa conductivité étant très faible, sa charge de surface est gouvernée par l'émission secondaire. Pour le Kapton en couche mince par exemple, qui a une conductivité plus élevée, la charge de surface est contrôlée par l'émission secondaire et la conductivité intrinsèque. Ceci se traduit naturellement par une cinétique d'accumulation de charges plus lente. Lorsqu'on augmente l'énergie jusqu'à dépasser l'énergie pour laquelle le parcours des électrons devient équivalent à l'épaisseur du matériau, cette charge diminue. Les électrons sont alors transmis plutôt que stockés sous forme capacitive. Ceci a pour effet de modifier la conductivité du matériau irradié sur toute son épaisseur.

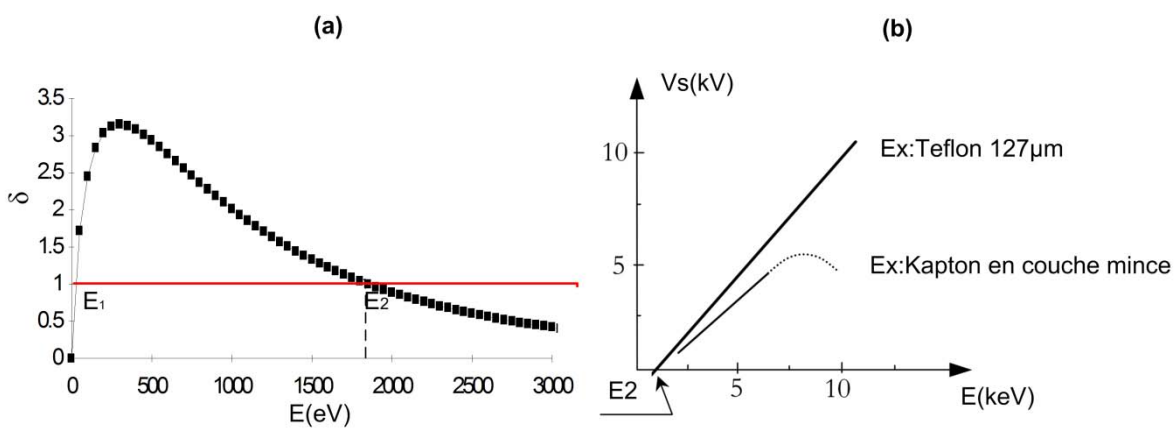


Figure 1.13 : (a) Rendement d'émission secondaire du Téflon [Paya 96], (b) différents cas de charge de matériaux diélectriques [Levy 96].

3 Problématique de la décharge électrostatiques

La complexité à prévenir le risque électrostatique sur les satellites vient de la multitude de configurations où l'on retrouve à proximité un diélectrique et un métal susceptibles de se charger différentiellement sous irradiation électronique. Ceci est d'autant plus vrai que les décharges en gradient de potentiel inversé ne nécessitent pas de forts différentiels pour démarrer (environ 500V). Même dans le cas où les surfaces métalliques sont toutes à un potentiel de référence, on peut quand-même avoir des décharges électrostatiques (décharges dans le quadrant minuit-six heures).

Si malgré toutes les précautions prises avant lancement, il existe encore des décharges électrostatiques en orbite, certaines ne sont pas nuisibles à la mission du satellite et ne sont d'ailleurs jamais détectées. Ces décharges peuvent être décrites par trois mécanismes distincts [Paya 96].

3.1.1 Le perçage diélectrique : Punch through

Le perçage diélectrique est le phénomène classique du claquage des diélectriques. On distingue 3 types.

3.1.1.1 Claquage intrinsèque par avalanche d'électrons

Moulson [Moul 83] attribue l'augmentation soudaine du courant de fuite au comportement des électrons de la bande de conduction. Dès que le champ appliqué devient suffisamment intense, ces électrons ont assez d'énergie pour exciter les électrons de la bande de valence (saut depuis la bande de valence vers la bande de conduction) et provoquer l'ionisation des ions du réseau. On parle dans ce cas de claquage intrinsèque par avalanche d'électrons [O'dw 73], caractérisé par une cascade de collisions ionisantes sous champ électrique.

Les travaux de Cartier et al. [Cart 88] ont montré que l'excitation des électrons ne peut excéder 3 eV et paraît alors insuffisante pour créer une avalanche électronique dans des isolants à large bande interdite, cas de l'alumine dont l'énergie de gap est égale à 9 eV.

3.1.1.2 Claquage thermique

L'application d'un champ électrique aux bornes d'un isolant peut induire localement une augmentation de la température par effet Joule [Moul 83], [Kuff 84] qui conduit à une augmentation locale de la conductivité électrique. Celle-ci peut alors expliquer l'accroissement soudain de l'intensité du courant de fuite dès lors que le champ électrique appliqué devient supérieur à la valeur seuil. Par contre, la théorie du claquage thermique ne considère pas les phénomènes électroniques qui participent au processus du claquage diélectrique [Wats 73] et semble de ce fait limitée à l'étude de la rigidité diélectrique d'isolants à des températures élevées.

3.1.1.3 Claquage diélectrique par déstabilisation de la charge d'espace

Blaise et de Le Gressus [Blai 92] [Gres 90] ont travaillé au développement de la physique des isolants chargés qui tente d'unifier les différentes théories relatives aux propriétés des isolants et qui peut être appliquée à l'étude de la tribologie, de la mécanique de la rupture et de la résistance au claquage diélectrique. Ces auteurs associent l'origine du claquage diélectrique à la déstabilisation de la charge d'espace par la relaxation brutale de l'énergie de polarisation [Blai 92]. Des charges injectées par un moyen quelconque dans un matériau isolant forment une charge d'espace en se piégeant sur des sites. La stabilité de cette charge exige que le champ électrique interne reste partout inférieur à un champ critique de dépiégeage dont la valeur dépend de la profondeur des pièges. Cette condition impose une variation lente de la densité des charges au cœur de la distribution et un étalement très progressif de celle-ci sur les bords. La polarisation induite par les charges piégées correspond à une situation d'équilibre qui se maintient aussi longtemps que les charges restent en place. Si une perturbation extérieure produite par une impulsion de champ électrique, par une variation locale de potentiel, par un choc mécanique ou un choc thermique, vient dépiéger une portion de la distribution de charges, aussitôt, le champ électrique qui apparaît autour de la zone dépeuplée entre en action pour propager le dépiégeage à l'ensemble de la distribution. Le dépiégeage rapide des charges laisse sur place un réseau localement hors équilibre dont la relaxation sous forme d'onde de chocs produit les effets de claquage observés, à savoir l'expulsion de particules et une élévation de la température du réseau pouvant aller jusqu'à la fusion locale. Il ressort ainsi de calculs préliminaires qu'on disposerait ainsi d'une énergie d'environ 10 eV par charge dépiégée pour produire le claquage dans les matériaux étudiés. De récents calculs ont montré que l'énergie de polarisation accumulée par une charge piégée est comprise entre 5 et 10 eV [Blai 91] [Blai 95a] [Blai 95b] [Blai 98].

3.1.2 La décharge de surface : flash over

C'est une décharge de surface se propageant à partir du point d'amorçage. La surface du diélectrique devient conductrice (création d'un plasma), et le courant de décharge se referme sur la masse électrique la plus proche. C'est en général la métallisation du diélectrique, le courant de décharge de surface rejoignant la masse par le bord du matériau.

3.1.3 L'expansion de charge d'espace : blow-off

C'est le phénomène d'émission de charges négatives (électrons) vers l'espace. Ces électrons émis peuvent atteindre une masse électrique du satellite, éloignée de l'émission de l'expansion de charge d'espace. Le phénomène intervient simultanément avec la décharge de surface et lui est lié d'une manière proportionnelle.

3.1.4 Théorie de la décharge.

Dans un premier temps, le diélectrique soumis au bombardement des électrons en provenance du plasma en "piège" un certain nombre à l'intérieur du matériau très près de la surface. Ces électrons s'accumulent dans des sites de piégeage, formant une couche négative dans le matériau. L'accumulation de ces électrons au cours du temps provoque des champs électriques intenses à l'intérieur du diélectrique pouvant conduire à l'apparition du phénomène de perçage diélectrique. On assiste alors au début des phénomènes de décharge de surface (ESD) et d'expansion de charge d'espace.

La propagation de la décharge nécessite un champ transversal (parallèle à la surface du matériau) et un gaz désorbé.

Ce gaz peut être fourni lors du perçage diélectrique. En effet, au moment du perçage diélectrique, l'énergie dégagée à l'intérieur du matériau élève la température de celui-ci, provoquant l'apparition d'un plasma conducteur.

Sous l'effet du champ transversal, un neutre est séparé en un ion et un électron. L'électron rejoint la masse environnante et l'ion vient compenser la charge électronique en se déposant à la surface du diélectrique désorbant alors un atome. Cet atome sera ionisé à son tour et le processus peut recommencer jusqu'à compensation totale des charges.

La décharge se propage ainsi sur toute la surface du diélectrique à la manière d'un feu de brousse.

Après la décharge il reste donc une double couche qui mettra plusieurs dizaines de minutes à se neutraliser.

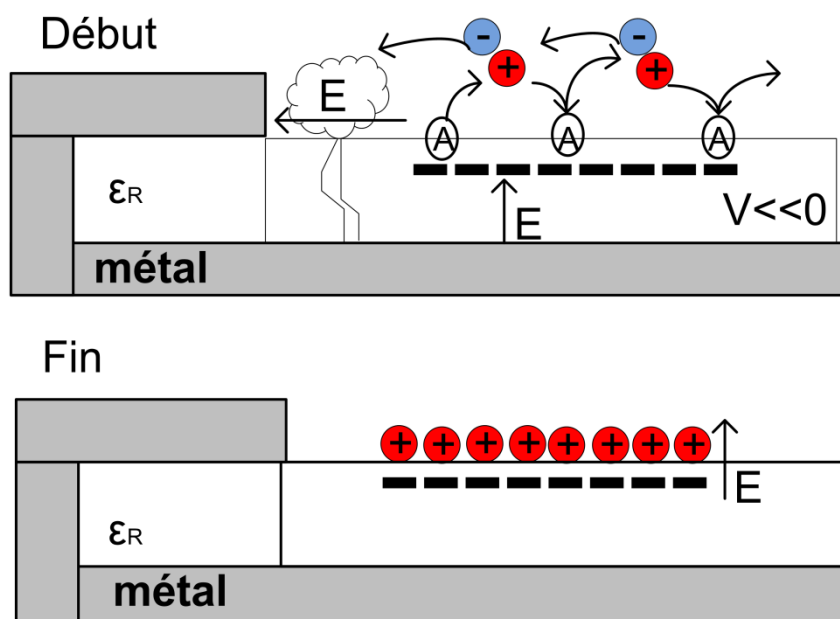


Figure 1.14 : Mécanisme de la décharge diélectrique.

En même temps que s'établit la décharge de surface, le phénomène d'expansion de charge d'espace apparaît. A l'encontre de la décharge de surface, qui est un phénomène purement local, et qui par conséquent ne peut pas créer de courant à l'extérieur du diélectrique, les électrons issus de l'expansion de charge d'espace en suivant les lignes de champ se déposent sur les structures environnantes et y circulent. Les électrons de la charge d'espace génèrent des courants discernables et mesurables. Ils sont attirés par les charges images positives se trouvant dans la métallisation ou le support du diélectrique, créant un courant d'électrons se dirigeant des parties métalliques du satellite vers la métallisation du diélectrique. C'est en fait un courant de rééquilibrage électrostatique qui se dirige de la métallisation vers la structure.

4 Les diélectriques spatiaux

Les matériaux diélectriques sont largement utilisés en tant qu'isolants électriques dans différents domaines notamment celui du spatial. Afin de pouvoir garantir la fiabilité des satellites, il est nécessaire de connaître les limites d'utilisation des isolants employés et leur évolution à long terme notamment lorsqu'ils doivent résister à de forts gradients de tension de l'ordre de quelques kV/mm.

Les polymères sont des matériaux à molécules géantes résultant de l'assemblage de molécules élémentaires appelées monomères. Les chaînes obtenues par la répétition de ces monomères vont avoir des tailles et des masses molaires très importantes, typiquement supérieures à 10000 g.mol^{-1} , masse à partir de laquelle les polymères vont donner un matériau au sens mécanique du terme. Les polymères sont dans l'ensemble peu denses, compte tenu de leur origine organique et par suite de la présence d'éléments constitutifs légers (Carbone, Oxygène, Hydrogène, Azote). La liaison covalente des carbones est à la base de la notion de polymère. Il s'agit d'une liaison forte d'environ 100 à 450 kJ/mol (438 kJ/mol pour la liaison carbone-carbone). Par conséquent, les polymères possèdent une élasticité élevée dans le sens de la chaîne macromoléculaire. Les polymères diffèrent des simples macromolécules parce qu'ils résultent de l'enchaînement aléatoire de monomères alors que les macromolécules (ADN, protéines) sont issues d'une succession codifiée d'éléments précis.

L'étude de l'irradiation électronique des matériaux diélectriques est d'un intérêt considérable tant d'un point de vue fondamental que du point de vue des applications. Cette étude couvre un large domaine de la physique appliquée, surtout dans le domaine spatial en étudiant le comportement physique des isolants utilisés dans les satellites qui sont soumis au rayonnement cosmique. Le PolyTétraFluoroÉthylène (PTFE) et le Polyimide sont parmi les principaux diélectriques spatiaux.

4.1 Le PolyTétraFluoroEthylène

Le PTFE ou le Téflon® est un polymère fluorcarboné, Figure 1.15. Il est insoluble, sa densité est de 2200 kg/m³ et sa température de fusion est située entre 260 et 280°C. Ce matériau présente une totale résistance aux produits chimiques et une bonne tolérance aux basses et hautes températures.

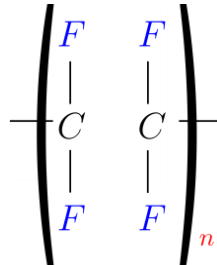


Figure 1.15 : Structure chimique du PolyTétraFluoroEthylène.

Concernant ses propriétés électriques, il présente une rigidité électrique de l'ordre de 160 kV/mm et sa constante diélectrique est de 2.2 à 1 kHz.

Le PTFE est employé dans divers domaines (l'aérospatial, l'alimentaire, l'industrie pharmaceutique). Il est notamment utilisé comme isolant dans les câbles électriques des satellites.

4.2 Le Polyimide

Les Polyimides tels que le Kapton® HN (Figure 1.16) et l'Upilex® (Figure 1.17) sont couramment utilisés en tant que revêtement thermique des satellites.

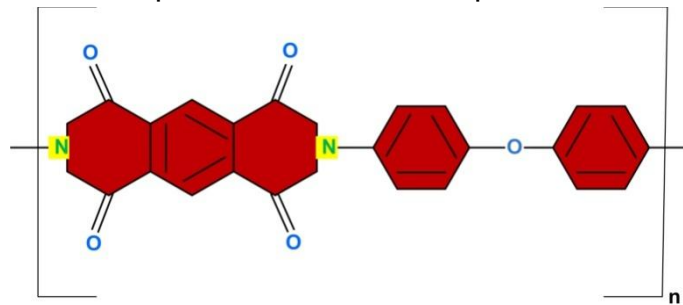


Figure 1.16: Structure chimique du Kapton®.

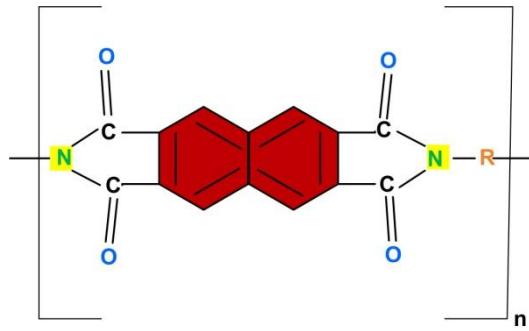


Figure 1.17: Structure chimique de l'Upilex®

Ses propriétés électriques et chimiques permettent de l'utiliser dans le domaine spatial. A titre d'exemple, l'Upilex présente une densité de 1470 kg/m^3 . Sa température de transition vitreuse est située entre 350 et 450°C .

Chapitre 2 : Dispositifs expérimentaux pour la caractérisation électrique des matériaux spatiaux

1 Techniques macroscopiques pour la mesure des effets de la charge d'espace

Comme décrit dans le chapitre 1, le phénomène de la charge du satellite peut entraîner, dans certaines conditions, la perte de la mission. C'est pourquoi, le CNES s'intéresse, depuis plusieurs années, aux phénomènes du chargement des matériaux spatiaux. Leur analyse est couramment basée sur différentes mesures réalisées au sol, dans le but de comprendre les défauts et ainsi de trouver des solutions possibles pour y remédier. L'état d'équilibre du satellite est défini essentiellement par la valeur du potentiel de surface, c'est un paramètre global intégrant la distribution de la charge en fonction de l'épaisseur du diélectrique. Ce potentiel de surface est régi par différents processus [Robi 92] :

- La conduction à laquelle sont soumis les électrons piégés dans le diélectrique.
- La photoémission sous l'effet du rayonnement solaire UV.
- Le flux d'électrons incidents qui est supérieur d'un ou deux ordres de grandeur aux flux de protons et d'ions lourds.
- La rétrodiffusion d'électrons dont l'énergie est identique à celle du flux incident.
- L'émission secondaire se traduisant par un flux d'électrons réémis dans une gamme d'énergie inférieure à 50 eV.

L'évolution du potentiel de surface est déterminée par le bilan du courant induit par ces différents flux.

1.1 Mesure du potentiel de surface

La technique de mesure de potentiel de surface, très utilisée lors de l'apparition des sondes électrostatiques dans les années 1970, conserve tout son intérêt dans l'analyse des isolants [Moli 00] [Paya 05]. Le potentiel de surface de l'échantillon est mesuré grâce à une sonde électrostatique qui balaye à quelques millimètres l'échantillon métallisé sur sa face arrière (Figure 2.1). Cette mesure peut être réalisée sous vide, entre deux périodes d'irradiation, ou pendant la relaxation des charges.

Bien que cela ne soit pas direct, la mesure de potentiel de surface permet de déterminer la quantité de charge dans l'échantillon en l'associant à la mesure du courant face arrière.

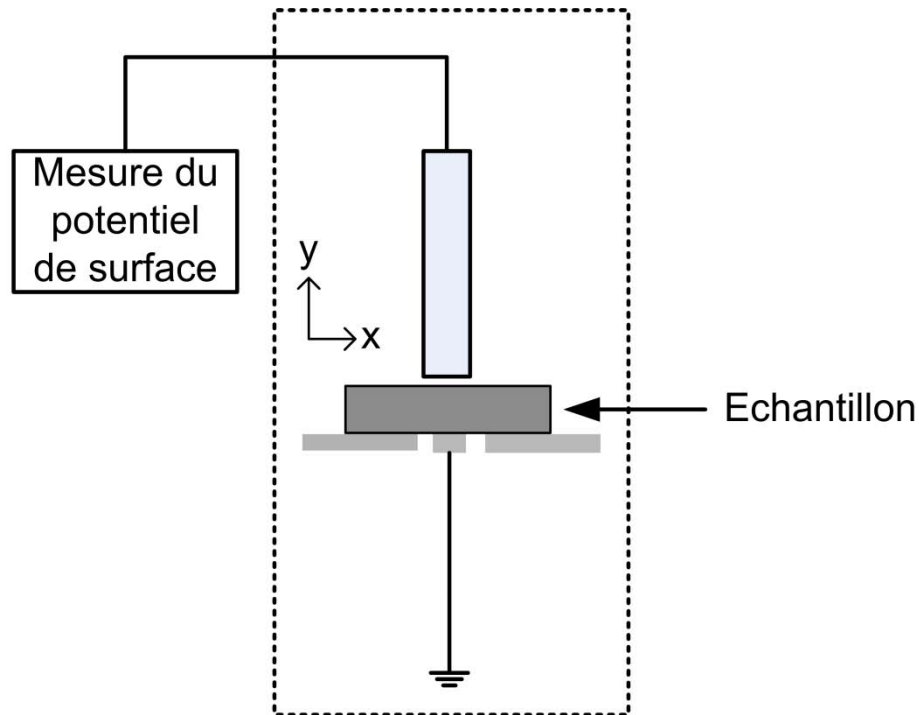


Figure 2.1: Schéma de principe de la mesure du potentiel de surface.

1.2 La méthode des courants thermostimulés

La méthode des courants de dépolarisation stimulés thermiquement, ou des courants thermostimulés (CTS) a été mise au point dans les années 1970 [Bucc 64] [Cres 70] [Van 75] [Vand 79]. Son principe consiste à appliquer à l'isolant un champ électrique continu E à une température T_a , dans le but d'orienter les dipôles dans le matériau. Afin de garder ou de figer l'état de charge dans l'isolant, on abaisse la température vers une valeur $T_b \ll T_a$ tout en supprimant la contrainte électrique.

Ensuite, en appliquant une rampe de température, on mesure le courant de dépolarisation à l'aide d'un électromètre (avec une sensibilité de 1 fA Figure 2.2). A la fin de la mesure, le spectre de courant montre la présence de pics à des températures déterminées. Ces pics de courant apparaissent du fait du dépiégeage des charges et/ou du réarrangement des dipôles. Il est également possible d'effectuer des mesures sous champ électrique, le spectre en courant est alors défini par la superposition d'une composante de conduction et d'une de dépolarisation. Cette méthode présente le désavantage d'être destructive de l'état de charge du matériau et ne permet pas de définir, spatialement, la position des charges dans l'échantillon [Bucci 64][Teys 96].

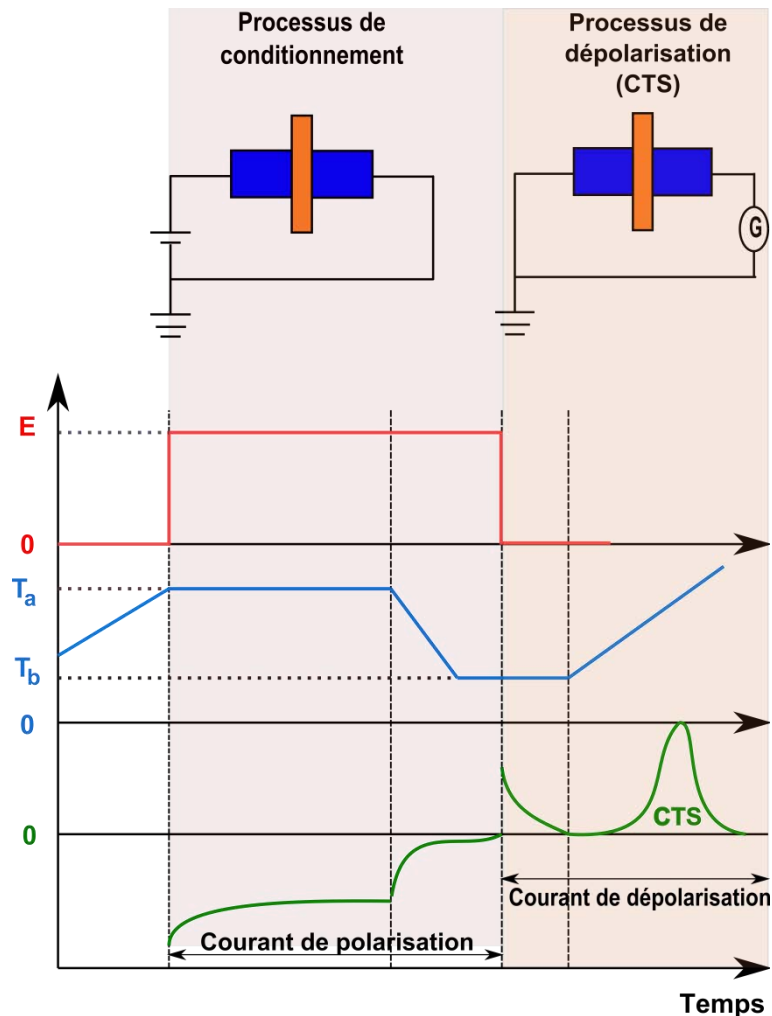


Figure 2.2 : Principe de la méthode de courant thermo stimulé.

1.3 La méthode miroir

La méthode miroir consiste, dans une première étape, à injecter une quantité de charge connue sur un échantillon isolant, à forte énergie (supérieure à 5keV en général) et à vérifier leur évolution après l'injection. Pour ce faire, dans une seconde étape, on utilise le système de balayage du microscope électronique afin d'imager le point d'injection. L'observation post-injection de la surface de l'isolant à faible tension d'accélération (de 100 eV à quelques keV) conduit à l'observation de l'effet miroir. Celui-ci résulte de la déflexion des électrons incidents par le champ de potentiel régnant au voisinage de la surface de l'isolant, Figure 2.3.

Pour des trajectoires s'écartant de la normale (trajectoire de type 3), les électrons vont être faiblement déviés et vont atteindre la surface de l'échantillon. Pour des trajectoires de type 2, les électrons sont fortement déviés et vont frapper la paroi de la chambre du microscope. Pour un angle d'incidence α très faible, les électrons sont directement réfléchis vers la colonne (trajectoire de type 1) et ne peuvent participer à la formation de l'image. Les charges de faible énergie vont donc donner une image plus ou moins déformée de la partie supérieure de la chambre du microscope

électronique. Les travaux de Vallayer [Vall 99] ont permis de déterminer en fonction du diamètre d_e observé par le dernier diaphragme du canon à électrons, la quantité de charges électroniques piégées localement Q_p au point d'injection. Le « miroir » étant observé pour diverses tensions assez faibles (à partir de 100V), on peut tracer la courbe correspondant à l'inverse du diamètre d_e en fonction de la tension d'observation V . Dans le cas d'une charge piégée ponctuelle et d'un matériau de permittivité isotrope, cette courbe est une droite d'équation :

$$\frac{1}{d_e} = \frac{4L_e}{d'_e} \cdot \frac{2\pi\epsilon_0(\epsilon_r + 1)}{k(h_e) \cdot Q_p} \cdot V \quad (2.1)$$

Avec ;

- L_e : Distance entre le dernier diaphragme et la surface de l'échantillon.
- d_e : Diamètre observé du dernier diaphragme du canon à électrons.
- d'_e : Diamètre réel du dernier diaphragme du canon à électrons.
- Q_p : Quantité de charges piégées localement sur l'échantillon.
- $k(h)$: Facteur de correction lié à l'épaisseur h_e de l'échantillon.

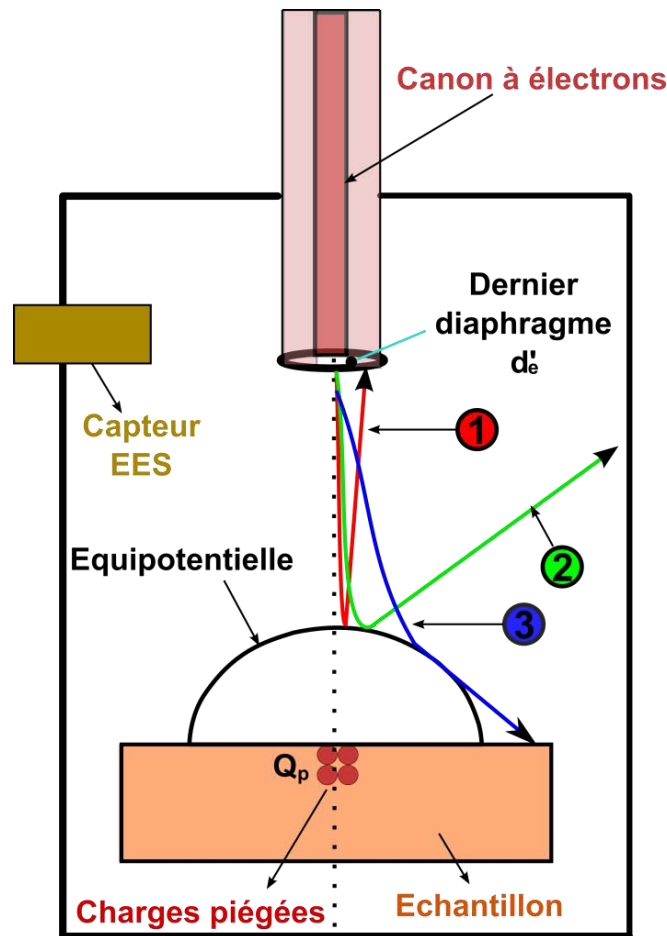


Figure 2.3 : Principe de la méthode miroir.

Cette méthode ne fournit pas une résolution spatiale de la charge d'espace en profondeur mais permet de remonter jusqu'à la densité de charge et notamment de définir la quantité de charge maximale susceptible d'être stockée dans un matériau. Elle permet également d'étudier la dynamique de dépiégeage des charges sous sollicitation thermique, mécanique, électrostatique, etc... Enfin, la méthode miroir n'est pas destructrice de l'état de charge des échantillons [Laur 99] [Temg 03] [Dama 97] [Biga 01].

2 Techniques locales pour la mesure de la charge d'espace

Des nombreuses techniques de mesure de charges d'espace et de polarisation ont été développées. Ces techniques peuvent être divisées en deux catégories : les méthodes dites « destructives » et les méthodes dites « non destructives ». Les techniques dites « destructives » sont appelées ainsi puisqu'elles « détruisent » soit l'échantillon, soit l'état de charges de l'échantillon ou modifie la dynamique des charges. Ces méthodes ne donnent pas de renseignement sur la localisation des porteurs, mais peuvent permettre d'estimer la quantité totale de charge et les énergies nécessaires pour évacuer les différents types de porteurs. Comme à la fin de la mesure l'échantillon est déchargé, les techniques destructives ne permettent pas d'étudier l'évolution de charges.

Les méthodes dites « non destructives » n'évacuent pas les charges accumulées et permettent de déterminer leur distribution spatiale. Ces techniques ont l'avantage de permettre un suivi de l'évolution de la charge dans le temps. Dans les paragraphes suivants, nous allons détailler les techniques non destructives.

Dans la plupart des méthodes non destructives, on provoque généralement un déplacement relatif des charges par rapport aux électrodes de mesure ou une variation locale de la permittivité par une variation locale de la température. La charge d'influence est ainsi modifiée et un signal proportionnel à la charge interne apparaît sur les électrodes. Ce signal se traduit par l'apparition d'une variation de tension aux bornes de l'échantillon si la mesure est effectuée en circuit ouvert, ou d'une variation de courant si la mesure est effectuée en circuit fermé. Connaissant la forme et l'évolution temporelle de la perturbation pendant la mesure, on peut remonter à la distribution de charge. Nous distinguerons les méthodes thermiques et les méthodes acoustiques en fonction de la nature de la perturbation utilisée (thermique, acoustique ou électrique) ou du signal détecté (électrique ou acoustique).

2.1 Méthodes thermiques

L'échantillon est soumis à une élévation brusque de température sur l'une de ses faces, qui entraîne une dilatation non uniforme du matériau, ainsi qu'une variation locale de sa permittivité. Il est à noter que les facteurs de variation sont très faibles

(de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-6}), ce qui n'empêche pas ces techniques d'afficher les meilleures sensibilités (0.1 mC/m^3) et résolution ($1 \mu\text{m}$), la raison étant un rendement du transfert thermique bien meilleur que celui du transfert d'énergie d'origine mécanique [Tour 07].

Plusieurs méthodes thermiques ont été développées dans les années 1970, afin d'analyser de façon non destructive les distributions des charges et de la polarisation dans les polymères isolants. Le principe commun de ces méthodes consiste dans l'analyse du courant ou de la tension générés par le matériau diélectrique après une excitation thermique.

Les premiers résultats ont été obtenus par Phelan et Peterson dans leur recherche sur la réponse en fréquence des détecteurs pyroélectriques [Phel 74], mais la première étude sur des profils de charge d'espace par la méthode TPM (Thermal Pulse Method) a été rapportée en 1975 par Collins [Coll 75]. La méthode LIMM (Laser Impulse Modulation Method) a été présentée par Lang et Das-Gupta en 1981 [Lang 81] et la méthode MOT (Méthode de l'Onde Thermique) ou TSM (Thermal Step Method) a été mise au point à Montpellier par Toureille et son équipe en 1987 [Tour 87].

2.1.1 La méthode d'impulsion thermique

La méthode d'impulsion thermique ou TPM (Thermal Pulse Method) a été adoptée en 1975 [Coll 75]. Elle consiste à appliquer une impulsion de chaleur (réalisée par un faisceau pulsé de laser) sur une face métallisée de l'échantillon dont les électrodes sont en circuit ouvert (Figure 2.4). Le signal $i(t)$ mesuré porte alors des informations sur la distribution de charge dans l'échantillon, information obtenue après un traitement numérique comme la déconvolution du signal mesuré.

$$i(t) = \frac{S}{d_e} \int_0^{d_e} \left\{ \alpha_p \cdot p_l(x) - (\alpha_x - \alpha_\varepsilon) \cdot \varepsilon \cdot E(x) \right\} \frac{\partial}{\partial t} T(x, t) \cdot dx \quad (2.2)$$

Avec,

S : surface de l'électrode

d_e : épaisseur de l'échantillon

ε : permittivité de l'échantillon.

p_l : distribution de la polarisation dans l'échantillon.

E : distribution du champ électrique interne dans l'échantillon.

T : distribution de la température dans l'échantillon.

α_p : coefficient de variation de la polarisation avec la température $\left(\frac{1}{p_l} \right) \left(\frac{dp_l}{dT} \right)$.

α_x : coefficient de variation de la dilatation thermique avec la température $\left(\frac{1}{L} \right) \left(\frac{dx}{dT} \right)$.

α_ε : coefficient de variation de la permittivité avec la température $\left(\frac{1}{\varepsilon} \right) \left(\frac{d\varepsilon}{dT} \right)$.

La TPM permet de faire des mesures avec une contrainte électrique appliquée à l'échantillon [Holé 06] [Plos 06] [Coll 76] [Mell 05] [Lind 99].

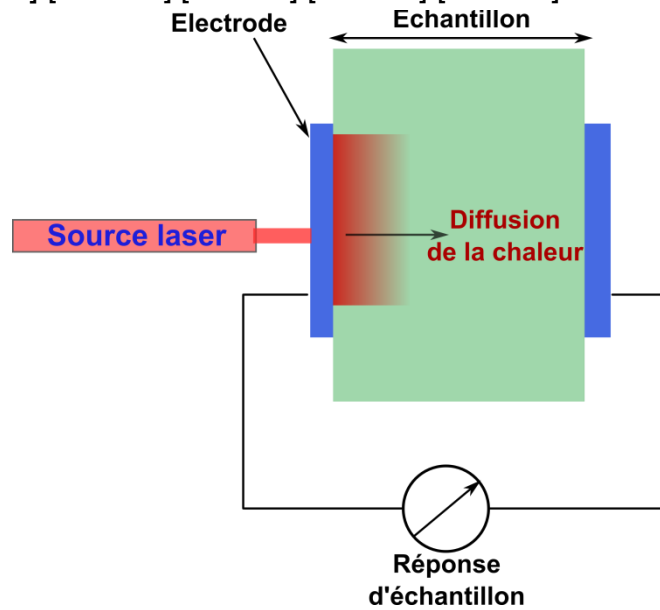


Figure 2.4 : Schéma de principe de la méthode d'impulsion thermique.

Diverses améliorations ont été apportées à la méthode TPM, notamment avec la méthode TPT (Thermal-Pulse Tomography) [Mell 05] (Figure 2.5). Cette méthode consiste à utiliser un système optique permettant de focaliser le faisceau laser (taille du spot de 30 au 400 μm) à la surface de l'échantillon. Ce qui permet d'avoir des résolutions de l'ordre du micromètre en profondeur [Coll 76]. Afin d'éviter les résonances thermoélastiques, les échantillons (généralement des films de polymère de 10 à 250 μm) sont métallisés sur les deux côtés avec une couche de 50 nm d'aluminium ou de cuivre et collés à un substrat d'acier inoxydable. Pour améliorer le rapport signal/bruit, le signal est obtenu à partir d'un moyennage de 30 à 50 impulsions pour chaque point de mesure.

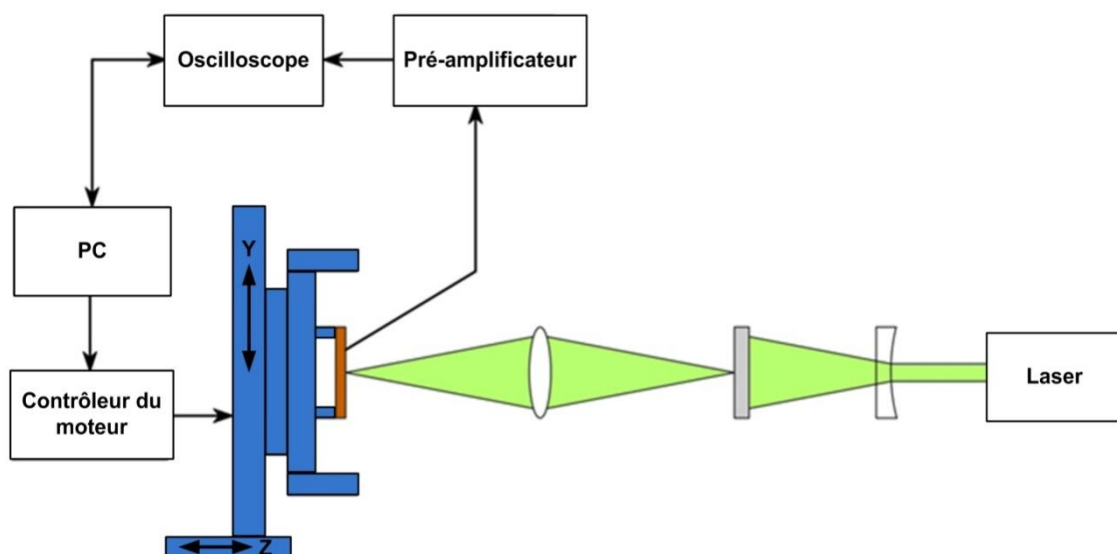


Figure 2.5 : Schéma de principe de la méthode TPT.

2.1.2 La méthode LIMM

La méthode LIMM (Laser Intensity Modulation Method) a été proposée par Lang et Das-Gupta en 1981 [Lang 81]. Elle consiste à chauffer une face de l'échantillon qui est placé entre deux électrodes, à l'aide d'un faisceau laser modulé en intensité à une fréquence variable, et à mesurer le courant pyroélectrique résultant de l'échauffement de l'échantillon. L'énergie du faisceau laser est absorbée par l'électrode exposée et la chaleur diffuse dans l'échantillon. Cela produit ainsi une distribution en température non uniforme qui interagit avec la distribution de charge ou la polarisation, que l'on veut déterminer, en produisant un courant pyroélectrique $I(f)$ (2.3). A partir du courant mesuré, il est possible de remonter jusqu'à la distribution de charges [Alqu 92].

$$I(f) = j \cdot 2\pi \cdot f \cdot \frac{S}{d_e} \int_0^{d_e} r(x) \cdot T(x, f) \cdot dx \quad (2.3)$$

Avec $r(x) = p_r - (\alpha_x - \alpha_\varepsilon) \cdot \varepsilon \cdot E(x)$

Où,

$r(x)$: Charge d'espace.

$p_r(x)$: Coefficient pyroélectrique.

Le problème principal de la méthode LIMM, et des méthodes thermiques en général, est le traitement de (2.3) pour lequel il existe de multiples solutions : séries de Fourier, méthode de régularisation, fitting, interpolation et méthode analytique, réseau de neurone, régularisation polynomiale... [Lang 04].

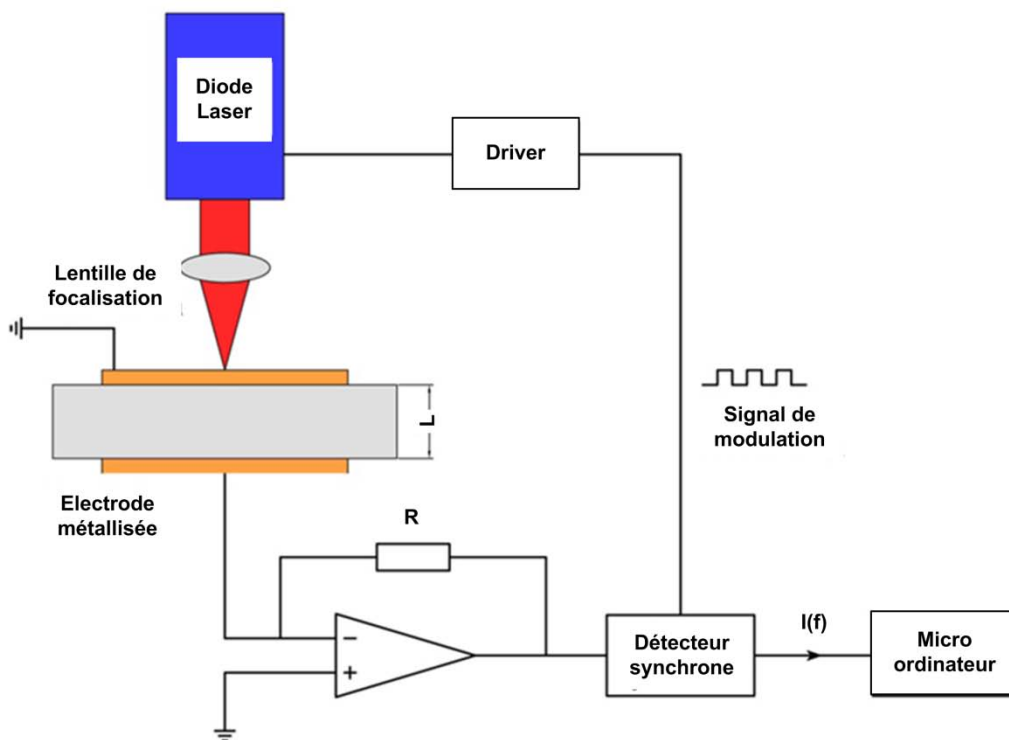


Figure 2.6 : Schéma de principe de la méthode FLIMM.

Diverses améliorations ont été apportées à la méthode LIMM, notamment avec la méthode FLIMM (« Focused Laser Intensity Modulation Method »), Figure 2.6. Cette méthode consiste à focaliser le faisceau laser sur l'échantillon de manière très précise (5 μm de diamètre environ). Il est alors possible d'attendre une résolution de l'ordre du micromètre en profondeur et d'environ 5 μm en latéral. En associant à chaque point de mesure le profil de charge d'espace, il est possible de réaliser des cartographies en 3D de la charge d'espace. [Mary 06] [Mart 00] [Petr 04] [Mart 02] [Pham 09] [Petr 09].

2.1.3 La méthode de l'échelon thermique (TSM)

La méthode TSM ou MOT a été publiée dès 1987 [Tour 87], [Tour 91] (Figure 2.7). Elle consiste en la mesure du courant capacitif $i(t)$ (2.2) qui apparaît dans le circuit externe après application d'un échelon de température positif ou négatif à proximité d'une des faces de l'échantillon. L'échelon thermique est créé par une circulation brutale d'un liquide froid (ou chaud) dans un radiateur en contact avec l'échantillon. Si l'on connaît à tout instant la répartition de la température $T(x,t)$ dans l'échantillon, il est possible de remonter aux distributions du champ électrique et de la charge d'espace. Cette méthode présente l'avantage de s'appliquer aux échantillons minces ou épais [Tou 91] [Not 01].

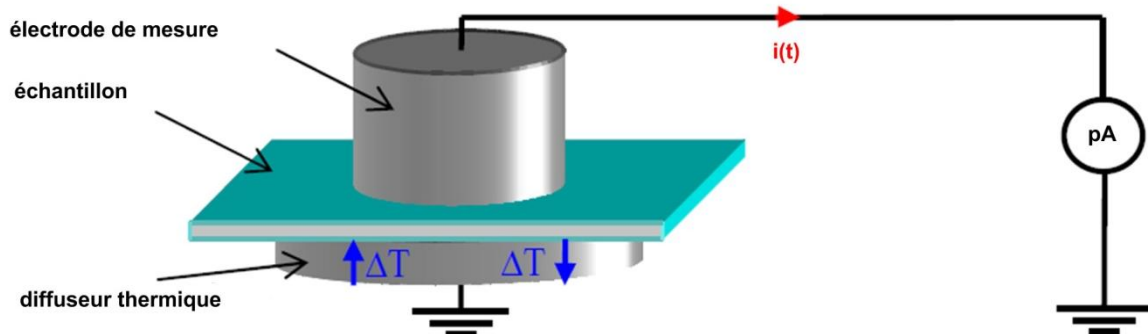


Figure 2.7 : Schéma de principe de la TSM.

En pratique, cette mesure se fait en court-circuit (en absence de la contrainte électrique). Pour réaliser des mesures avec un potentiel appliqué sur l'échantillon, la méthode a été modifiée, elle utilise le principe du double condensateur [Noti 01].

2.2 Méthodes acoustiques

Ces techniques utilisent une onde élastique pour quantifier la charge dans le matériau isolant. L'avantage principal de ces méthodes se manifeste par leur rapidité de mesure (la durée des signaux ne dépassent pas quelques microsecondes), car la vitesse du son dans les matériaux diélectriques est importante. Ceci permet d'utiliser ce type de méthode pour détecter la dynamique de la charge sous la contrainte électrique et thermique. Il faut noter que le rapport signal sur bruit (SNR) de certaines techniques de mesures est généralement faible. Par conséquent, l'obtention de

résultats reproductibles nécessite assez souvent d'effectuer une moyenne sur plusieurs centaines de mesures successives.

Il existe actuellement trois techniques de détermination de charges d'espace dans un isolant solide utilisant la propagation ou la production d'une onde de pression. Il s'agit de la méthode PIWP (Piezoelectrically Induced Pressure Wave Propagation), la méthode LIPP (Laser Induced Pressure Propagation) et la méthode PEA (Pulsed Electro Acoustic). [Aïno 99] [Aïno 04] [Laur 77] [Lewi 89] [Quin 99] [Taka 96] [Alqu 92].

2.2.1 La méthode LIPP (Laser Induced Pressure wave Propagation)

La méthode LIPP consiste à générer une onde acoustique à l'aide d'un pulse Laser sur une cible. Cette onde acoustique se propage à travers l'isolant, modifiant à son passage la position relative des charges qu'elle rencontre. Il apparait alors une variation des charges induites aux électrodes, ce qui se traduit par l'apparition d'une différence de potentiel ou d'un courant dans le circuit de mesure (Figure 2.8) [Male 00] [Alqu 92] [Flem 95] [Cart 95] [Holé 06].

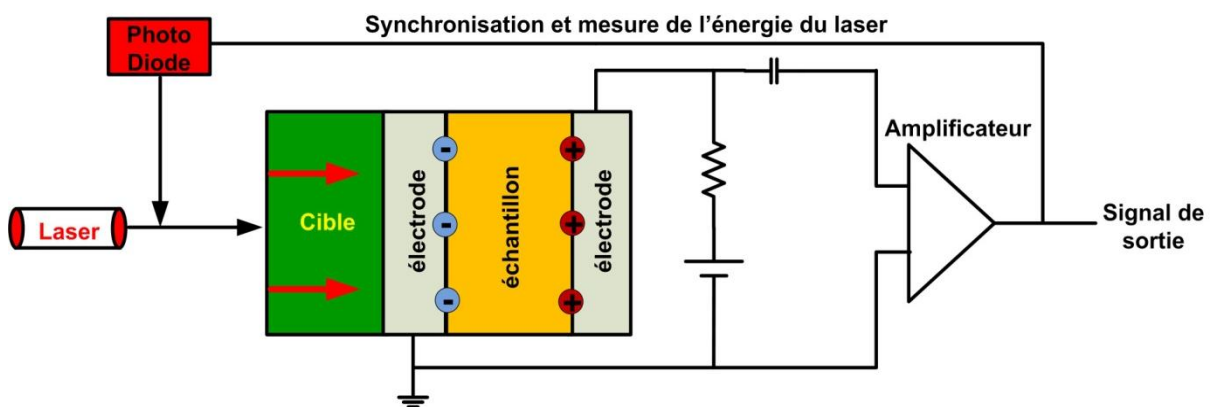


Figure 2.8 : Schéma de principe de la méthode LIPP.

La rapidité de mesure ainsi que son bon rapport signal sur bruit permet d'effectuer des mesures sous 50Hz avec une très faible erreur en tension et en temps. La résolution spatiale de cette méthode après le traitement de signal est de l'ordre quelques μm .

2.2.2 La méthode PIPWP (Piezoelectrically Induced Pressure Wave Propagation)

La méthode PIPWP est quasi-identique à la LIPP mais dans cette méthode l'onde acoustique est générée à l'aide d'un transducteur piézoélectrique vers l'échantillon. (Figure 2.9). La résolution spatiale de cette mesure est proche du micromètre.

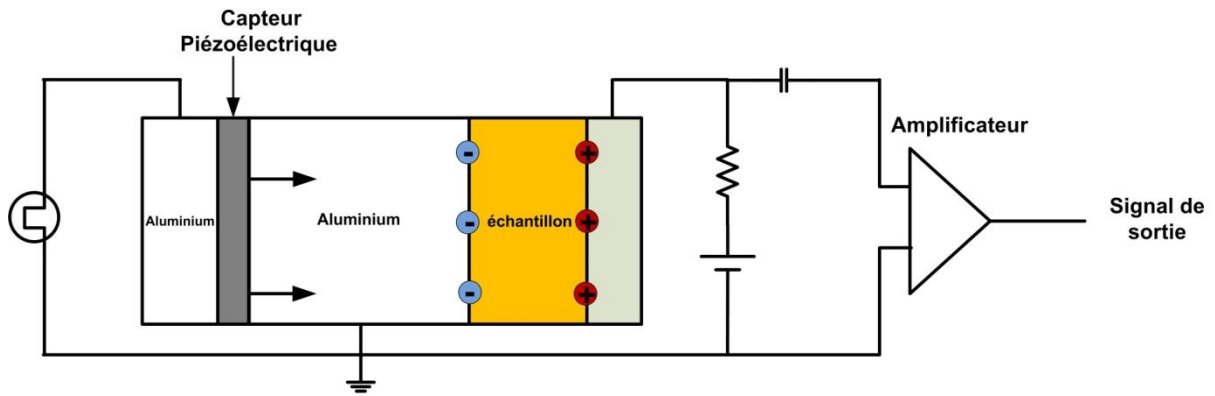


Figure 2.9 : Schéma de principe de la méthode PIPWP.

La méthode PIPWP est en particulier adaptée pour des mesures directes sur câble depuis que les transducteurs piézoélectriques peuvent générer des ondes acoustiques cylindriques [Sumi 98].

Elle est également intéressante pour des mesures sous contrainte dynamique [Holé 97].

2.2.3 La méthode PEA (Pulsed Electro-Acoustic)

La méthode PEA (Pulsed Electro-Acoustic, PEA) [Taka 87], [Maeo 88] utilise une impulsion de tension appliquée à l'échantillon pour générer des ondes acoustiques qui sont converties par un capteur piézoélectrique en un signal de tension électrique représentatif de la densité de charges, Figure 2.10. Le signal électrique ainsi mesuré est traité numériquement pour extraire la répartition de la charge dans le matériau étudié. L'avantage de cette méthode est que les électrodes et le circuit de détection sont électriquement séparés, de sorte que des investigations sous des champs électriques élevés peuvent être effectuées sans risque d'endommager l'amplificateur et les composants associés [Taka 99]. La résolution spatiale de cette méthode est de l'ordre de l'épaisseur du capteur piézoélectrique. Cette méthode fera l'objet de notre étude pour cela une description détaillée dans le chapitre suivant.

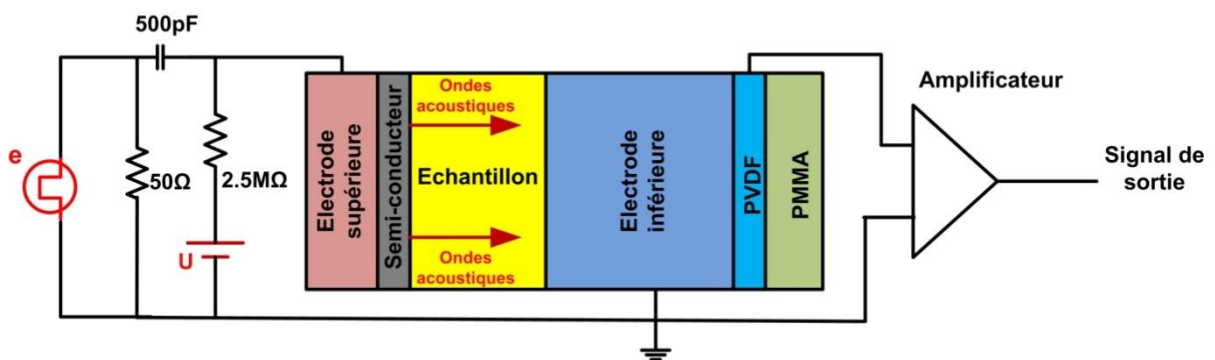


Figure 2.10 : Schéma de principe de la méthode PEA.

2.2.4 PEA 3D

Dans le but de pouvoir étudier des matériaux de géométrie plus complexe, des systèmes PEA 2D et 3D ont été développés par Maeno et Fukuma [Maen 01] [Fuku 05] [Fuku 10]. Un premier système élaboré s'est inspiré de la méthode PIPWP 3D (Figure 2.11) [Tana 06] [Fuku 03]. Ce système consiste à utiliser une lentille acoustique et un capteur piézoélectrique enfermés dans une boîte blindée contenant du mercure [Maen 01]. Ce système permet de détecter uniquement les ondes acoustiques provenant du point focal en assurant leur bonne propagation et en évitant au maximum les réflexions. Ensuite, une table XY permet de contrôler la position du détecteur et de balayer l'échantillon pour la mesure 3D. La résolution latérale est inférieure à 0,5 mm, l'inconvénient de cette méthode est le temps nécessaire pour scanner toute la surface : il faut environ 200 s pour mesurer les profils sur une surface de 5 mm² avec un pas de 0,5 mm et un générateur d'impulsion à 50 kHz.

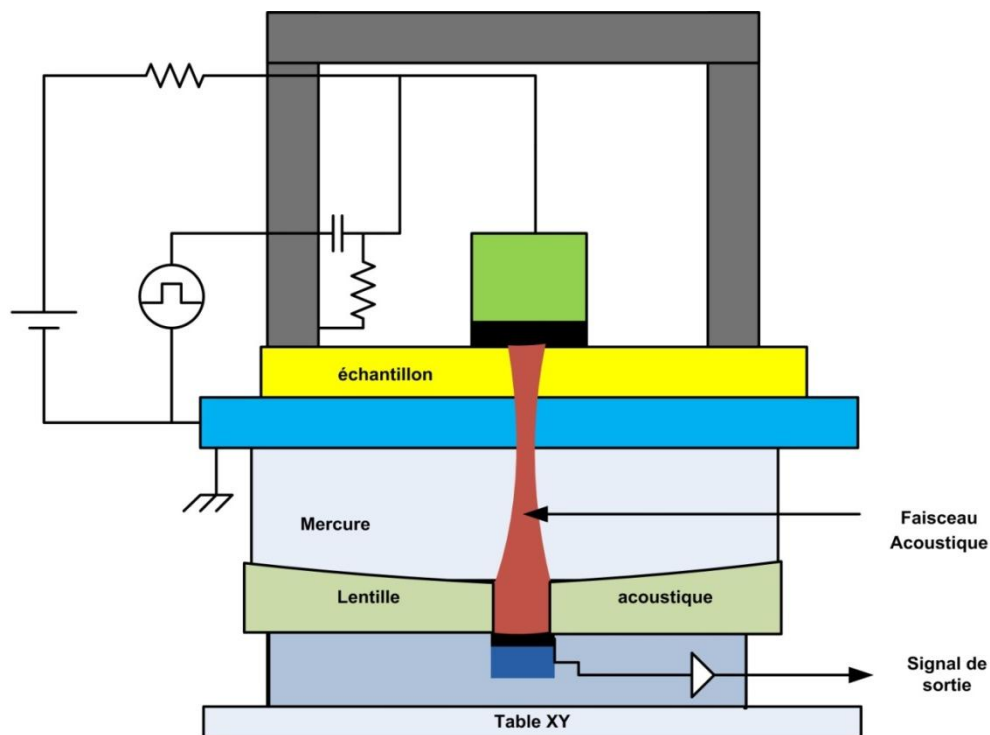


Figure 2.11 : Schéma de principe de la méthode PEA 3D

Dans le but de réduire le temps de mesure et d'observer des phénomènes transitoires, comme par exemple, les paquets de charges, des nouveaux systèmes PEA ont été mis en place [Holé 01] [Fuku 06]. Ils consistent à utiliser une cellule PEA classique mais munie d'une matrice de détecteurs piézoélectriques, chacun ayant son propre amplificateur. Les détecteurs sont connectés sur un relais (commutateur coaxial) piloté par ordinateur, ce qui permet d'enregistrer chaque signal séparément. Cette méthode permet de mesurer dans un même temps (~1s) la distribution de charges d'un échantillon en différents points de sa surface.

2.2.5 PEA sans contact

L'étude de la distribution des charges dans le diélectrique soumis à des irradiations est nécessaire dans le domaine spatial, pour bien comprendre l'effet de la décharge électrostatique de surface. Il est indispensable de suivre l'évolution temporelle de la densité de charge dans les isolants pendant et après l'irradiation. Pour répondre à ce besoin, une cellule PEA sans contact a été développée basée sur le principe de la "strip-line" [Perr 07] [Perr 08] [Gris 04] (Figure 2.12).

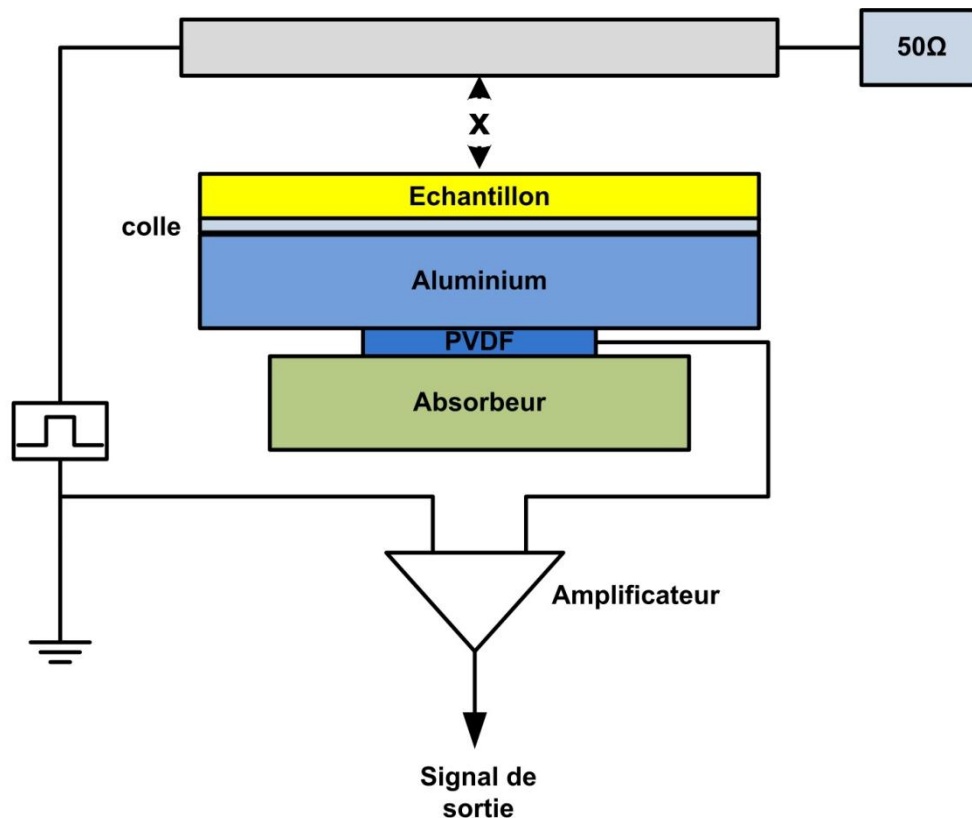


Figure 2.12: Schéma de principe de la méthode PEA sans contact.

Dans le système PEA sans contact, l'électrode supérieure est placée à une distance de l'ordre du mm, au dessus de la surface de l'échantillon à étudier. Cette surface est laissée à potentiel flottant pendant l'irradiation. Il permet donc d'effectuer des mesures de profil de charge entre deux périodes d'irradiation et de suivre la relaxation des charges sous vide. La résolution spatiale de cette méthode est de même ordre de grandeur que la cellule PEA classique.

Chapitre 3. Modélisation électro-acoustique de la cellule PEA

La méthode PEA est une des techniques les plus utilisées de mesure de charge d'espace dans les matériaux diélectriques. Notre objectif principal est d'améliorer sa résolution spatiale. Pour atteindre cet objectif, une première étude est réalisée sur les matériaux constituant la cellule de mesure. C'est l'objet de ce chapitre. La deuxième étude concerne l'amélioration du traitement de signal en sortie de la cellule.

Afin de modéliser le comportement acoustique des différents constituants de la cellule, une modélisation électroacoustique de la cellule PEA est réalisée et permet d'identifier l'influence de chaque élément de la cellule sur la résolution spatiale.

1 La Méthode PEA

La méthode PEA ou Pulse Electro-Acoustic Method permet la détection spatio-temporelle de la charge d'espace à l'intérieur d'un matériau diélectrique. Elle a initialement été développée au Japon dans les années 1980 [Maen 88]. Cette méthode a connu depuis de nombreuses modifications pour s'adapter à de nouvelles configurations: mesure 2D et 3D [Maen 01] [Fuku 05], mesure avec tête d'excitation déportée [Gris 04] [Perr 07], mesure sur câble [Bode 07] [Muro 96], mesure avec contraintes alternatives [Alis 04] [Thom 96] et mesure sans contact [Perr 07].

1.1 Principe de base d'une cellule de mesure PEA

La Figure 3.1 montre un schéma simplifié de la cellule PEA [Maen 95]. L'échantillon est placé entre deux électrodes. L'électrode supérieure, également appelée électrode d'excitation, est reliée à un générateur d'impulsion qui possède les caractéristiques suivantes :

- une impulsion de courte durée, environ 5 ns. La largeur de l'impulsion doit être inférieure au temps de transmission de l'onde acoustique à travers l'échantillon.
- une amplitude adaptée à l'épaisseur de l'échantillon. Un champ électrique maximum de 1 kV/mm permet de ne pas modifier l'état de charge du matériau.
- l'impulsion est appliquée de manière répétitive avec une fréquence d'environ 1 kHz de manière à augmenter le rapport signal sur bruit en moyennant plusieurs signaux.

Ce générateur d'impulsion est relié à l'oscilloscope pour synchroniser le déclenchement de l'acquisition sur l'impulsion de tension.

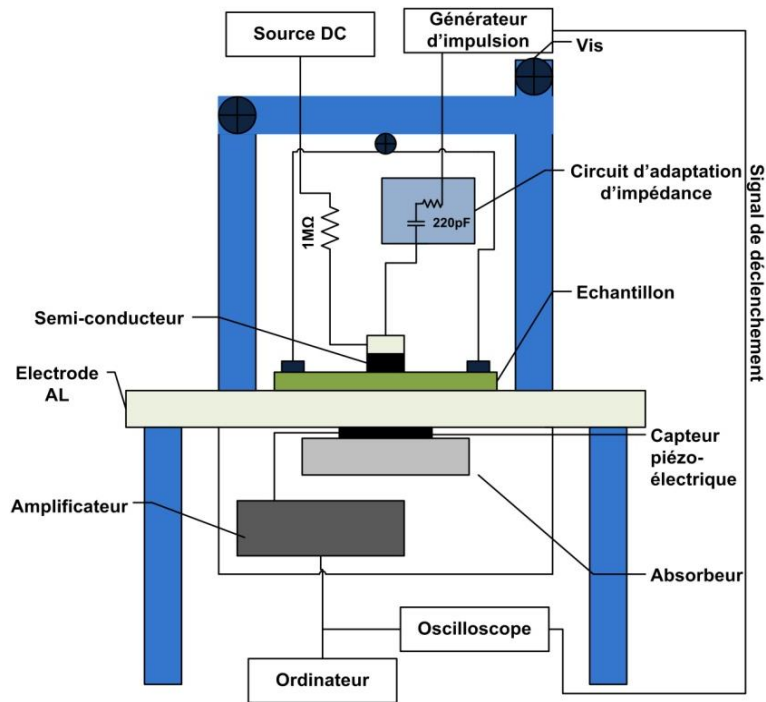


Figure 3.1 : Schéma simplifié d'une cellule de mesure PEA.

La force coulombienne créée par l'impulsion électrique appliquée sur une charge, induit un déplacement élémentaire transitoire de cette charge autour de sa position d'équilibre. Une onde de pression $p(t)$ est alors générée, Figure 3.2.

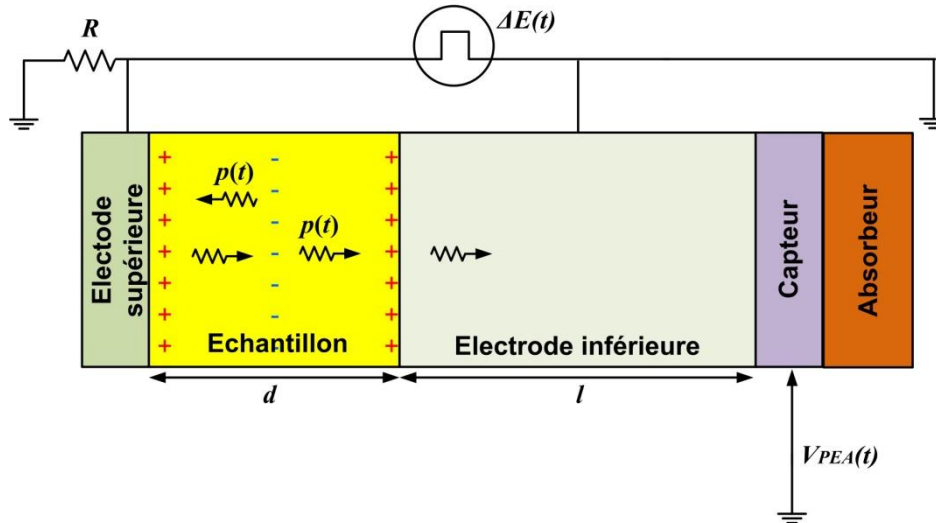


Figure 3.2 : Principe de la génération d'ondes acoustiques.

Cette onde se propage au travers de la cellule et notamment dans l'électrode inférieure, dite 'électrode de détection'. Cette électrode est utilisée comme récepteur et est composée d'une plaque en aluminium d'épaisseur $l = 1$ cm. L'utilisation d'une épaisseur aussi grande est surtout pour le découplage temporel du bruit produit par l'impulsion électrique et il permet aussi de retarder le signal acoustique réfléchi et donc atténue le phénomène de superposition des ondes incidentes et réfléchies. Un capteur piézo-électrique permet de convertir l'onde issue de l'électrode de détection

en tension électrique. Dans le système utilisé, le transducteur piézo-électrique est un film de PVDF fortement polaire de 9 μm d'épaisseur. Il est couplé à un matériau absorbant (PMMA) permettant d'éviter, le plus possible, les réflexions d'onde acoustique. Ces mesures doivent être répétées avec une vitesse de répétition élevée pour pouvoir moyenner le signal.

Après amplification du signal électrique en sortie du capteur piézo-électrique, les données sont visualisées et enregistrées par un oscilloscope. Une déconvolution numérique de ces données est nécessaire pour établir la distribution de la charge d'espace en fonction de la profondeur de l'échantillon. Cette déconvolution est réalisée en déterminant la fonction de transfert du système. Cette fonction est calculée en utilisant le principe de la calibration. Il consiste à effectuer une mesure sur un échantillon dépourvu de charges internes en lui appliquant une contrainte électrique continue de faible amplitude, généralement inférieure à 10 kV/mm. Cette contrainte continue permet l'apparition de charges capacitives aux extrémités de l'échantillon.

1.2 Performances du système

Les critères de performance sont basés sur la sensibilité, la résolution spatiale. Comme la résolution est déterminée par le rapport signal sur bruit de l'ensemble du système de mesure, il est essentiel de réduire le bruit provenant de l'équipement extérieur (générateur d'impulsion) ou bien de la cellule même (comme le bruit thermique provenant des amplificateurs).

1.2.1 Sensibilité

La quantité de charge minimale qui peut être détectée par cette méthode est d'environ 0.1 C/m^3 [Lava 05]. Cette valeur est extrêmement faible puisqu'elle correspond à une charge élémentaire pour 10^{11} atomes. Cette charge peut créer une variation de 5 kV/mm de la valeur du champ électrique si cette charge de 0.1 C/m^3 est présente sur une épaisseur de 1 mm.

1.2.2 Résolution

La résolution spatiale dans le volume des échantillons repose en premier lieu sur la manière dont se propage l'onde acoustique. Elle peut être améliorée en réduisant la largeur du signal acoustique. L'onde acoustique étant générée par l'application d'un champ électrique, la durée pendant laquelle le champ électrique est appliqué doit être inférieure à quelques ns pour générer une onde acoustique aussi étroite que possible. Cependant d'autres facteurs doivent être pris en compte comme par exemple la bande passante de l'oscilloscope, la géométrie du capteur, l'épaisseur des échantillons, car l'onde acoustique est détectée par un capteur piézoélectrique et son épaisseur détermine la résolution en volume du signal. Les systèmes classiques offrent généralement une résolution de l'ordre de 10 μm .

1.2.3 Temps de la mesure

Dans le but, d'améliorer le rapport signal/bruit, les mesures PEA doivent être répétées pour pouvoir moyenner le signal de sortie. Cette méthode est capable d'observer des phénomènes transitoires en utilisant une vitesse de répétition importante. L'intervalle entre deux signaux est de 20 μ s, pour cela il faut utiliser un générateur d'impulsion assez rapide pour qu'on puisse étudier l'évolution des profils de charges dont la durée est du même ordre de grandeur.

2 Modélisation de la cellule PEA

Divers paramètres pertinents par rapport à la résolution spatiale de la méthode PEA sont clairement identifiés tels que l'épaisseur du capteur piézoélectrique, la bande passante de la chaîne d'acquisition ou la forme du pulse appliquée à l'échantillon. Afin de quantifier l'influence de chaque paramètre, une modélisation électroacoustique de la cellule PEA est proposée.

2.1 Géométrie du modèle

Le but étant de modéliser la cellule PEA, il faut, dans un premier temps, définir la géométrie du modèle basée sur les principaux constituants de la cellule, Figure 3.3 [Bern 91] :

- L'électrode supérieure
- L'échantillon
- L'électrode inférieure
- Le capteur piézoélectrique
- L'absorbeur

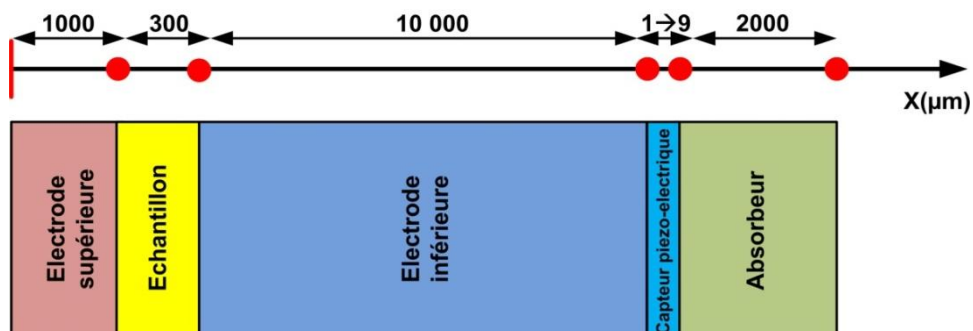


Figure 3.3 : Décomposition de la cellule PEA.

Comme les échantillons sont très minces par rapport aux dimensions latérales, nous allons considérer une modélisation unidimensionnelle. Chaque élément est défini par un segment de longueur égale à l'épaisseur actuelle utilisée dans la cellule PEA (Figure 3.3).

2.2 Sous-domaines associés à la géométrie

Notre modèle numérique de la cellule PEA est donc basé sur cinq sous domaines. Chaque sous domaine représente une partie de la cellule. Chaque sous domaine est défini par le matériau le constituant et son épaisseur. Le tableau suivant présente les différents sous-domaines.

Sous domaine	Matériau	Epaisseur (µm)
Electrode supérieure	Linear Low Density Poly Ethylene (LLDPE)	1000
Echantillon	Poly Tetra Fluoro Ethylene(PTFE)	300
Electrode inférieure	Aluminium	10 000
Capteur piézoélectrique	PolyVinyliDene Fluoride(PVDF)	1→9
Absorbeur	Poly Methyl Meth Acrylate (PMMA)	2000

Tableau 3.1 : Caractéristiques des sous-domaines du modèle PEA.

2.3 Physique associée aux sous-domaines

Théoriquement, la propagation de l'onde acoustique est entièrement décrite par une équation aux dérivées partielles (3.1), en fonction de l'espace et du temps.

$$\frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial x} - q \right) \right) = Q_{int} \quad (3.1)$$

Avec,

- p : Pression acoustique (N.m⁻²).
- c : Célérité du son (m/s).
- q : Terme traduisant l'action des forces extérieures (N.m⁻³).
- Q_{int} : Terme traduisant la présence de sources à l'intérieur du domaine (N.kg⁻¹.m⁻¹).
- ρ_0 : Masse volumique du matériau (kg.m⁻³).

La pression acoustique au sein de la cellule en fonction du temps est obtenue en résolvant l'équation de propagation (3.1). Afin de simplifier le modèle, quelques hypothèses ont été formulées :

- La propagation se fait en une seule dimension : les épaisseurs des différents milieux de propagation sont petites par rapport aux dimensions latérales.
- l'atténuation n'est pas prise en compte dans un premier temps. Il sera possible de l'introduire dans les paramètres matériaux de chaque milieu de propagation.
- L'onde acoustique est générée par les forces coulombiennes créées par l'application d'une impulsion de tension sur les charges d'espace présentes dans l'échantillon.

- Il n'y a pas de source acoustique (source de débit) au sein du modèle :
 $Q_{int} = 0$.

L'équation de propagation devient alors :

$$\frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial x} - q \right) \right) = 0 \quad (3.2)$$

Cette équation peut être résolue dans chaque sous-domaine. Compte tenu des différentes hypothèses adoptées, on a regroupé ces cinq sous-domaines en trois catégories.

- Domaines avec source acoustique : l'électrode supérieure, l'électrode inférieure et l'échantillon.
- Domaine sans source acoustique : Absorbeur (PMMA).
- Domaine piézoélectrique : Capteur (PVDF).

Chaque milieu de propagation est caractérisé par son impédance acoustique Z_i qui est le produit de la masse volumique ρ_i et de la célérité c_i et qui s'exprime :

$$Z_i = \rho_i c_i \quad (3.3)$$

Avec i l'indice du milieu de propagation

Au niveau de l'interface entre deux milieux, une partie de l'onde progressive venant du milieu 1 est transmise dans le milieu 2 et une partie de cette onde progressive est réfléchiée pour donner l'onde régressive.

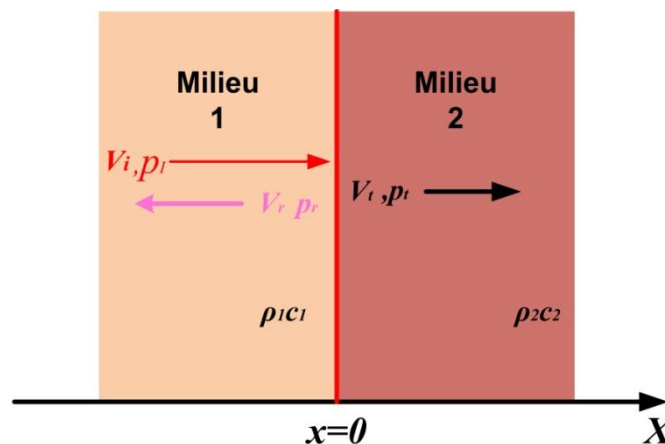


Figure 3.4 : Réflexion d'une onde au niveau d'une interface.

Les vitesses vibratoires de l'onde incidente, de l'onde réfléchiée et de l'onde transmise sont respectivement V_i , V_r et V_t . Les pressions de l'onde incidente, de l'onde réfléchiée et de l'onde transmise sont respectivement p_i , p_r et p_t . La continuité des vitesses et des pressions au niveau de l'interface permet de définir les coefficients de

réflexion en amplitude à l'interface du milieu 1 au milieu 2 R_{12} , R_{21} celui du milieu 2 au milieu 1, et les coefficients de transmission du milieu 1 au milieu 2 T_{12} , T_{21} celui du milieu 2 au milieu 1 dont les expressions sont données par les formules suivantes :

$$\begin{cases} R_{12} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \\ T_{12} = 1 + R_{12} = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \\ R_{21} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \\ T_{21} = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \end{cases} \quad (3.4)$$

Si les impédances acoustiques des deux milieux sont égales ($Z_1 = Z_2$) on parle d'adaptation d'impédance qui se traduit par l'absence de réflexion à l'interface. Par conséquent, les deux coefficients de transmission T_{12} et T_{21} sont égaux à 1 et la pression transmise est égale à la pression incidente ($p_i = p_t$). Le tableau suivant montre les caractéristiques acoustiques (la masse volumique et de la célérité du son) pour chaque sous-domaine.

Sous-domaines	Electrode supérieure (Semi-conducteur)	Electrode inférieure (Aluminium)	Echantillon (Téflon)	PolyVinylidene Fluoride (PVDF)	Poly Methyl Meth Acrylate (PMMA)
ρ_0 (kg/m ³)	940	2700	2200	1780	1190
c (m/s)	2200	6400	1300	1270	2750
Z (kg/m ² .s)	2068 x10 ³	17280 x10 ³	286 x10 ³	2260.6 x10 ³	3272.5 x10 ³

Tableau 3.2 : Caractéristiques acoustiques des matériaux constituant la cellule PEA.

2.3.1 Domaines avec source acoustique

L'application d'un champ électrique sur une charge électrique induit une force mécanique. Cette force est constituée de 4 termes [Holé 00] :

$$q_k = -\frac{1}{2} E_i \cdot E_j \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial x_k} - \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial (\alpha_{ijkl} \cdot E_i \cdot E_j)}{\partial x_l} + \rho \cdot E_k + k p_i \cdot \frac{\partial E_k}{\partial x_i} \quad (3.5)$$

- $\frac{1}{2} E_i \cdot E_j \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial x_k}$: représente la force produite par la variation de la constante diélectrique.
- $\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial (\alpha_{ijkl} \cdot E_i \cdot E_j)}{\partial x_l}$: traduit la force fournie par l'effet d'électrostriction.

- $\rho \cdot E_k$: décrit la force créée par la présence des charges.
- $kp_i \cdot \frac{\partial E_k}{\partial x_i}$: est la force produite par la présence des dipôles dans le diélectrique.

Avec ,

- E_i, E_j, E_k : composantes du champ électrique.
- ε_{ij} : permittivité électrique.
- α_{ijkl} : tenseur d'électrostriction.
- ρ : la charge présente dans le matériau.
- kp_i : la densité des dipôles.

En 1D et en absence de dipôle l'équation (3.5) sera:

$$q = -\frac{1}{2} E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial(\alpha E^2)}{\partial x} + \rho E, \quad (3.6)$$

Tenant compte que $\text{div}(E) = \frac{\rho}{\varepsilon}$

$$q = -\frac{1}{2} E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial(\alpha E^2)}{\partial x} + E \frac{\partial \varepsilon E}{\partial x} \quad (3.7)$$

Notant que : $\frac{\partial \varepsilon E^2}{\partial x} = \varepsilon E \frac{\partial E}{\partial x} + E \frac{\partial \varepsilon E}{\partial x}$ alors

$$q = -\frac{1}{2} E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial(\alpha E^2)}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon E^2}{\partial x} - \varepsilon E \frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{1}{2} E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial(\alpha E^2)}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon E^2}{\partial x} - \frac{1}{2} \varepsilon \frac{\partial E^2}{\partial x} \quad (3.8)$$

Connaissant que $-\frac{1}{2} E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \frac{1}{2} \varepsilon \frac{\partial E^2}{\partial x} = -\frac{1}{2} \frac{\partial \varepsilon E^2}{\partial x}$ par suite,

$$q = -\frac{1}{2} \frac{\partial \varepsilon E^2}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial(\alpha E^2)}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{\partial((\varepsilon - \alpha) E^2)}{\partial x} \quad (3.9)$$

Suite à l'application de l'impulsion électrique, le champ varie de E à $E + \Delta E(t)$ et par suite on peut dire que les charges ne bougent pas et donc $\frac{\partial(\varepsilon \Delta E)}{\partial x} = 0$. L'équation (3.9) sera:

$$q = \frac{1}{2} \frac{\partial((\varepsilon - \alpha)(E + \Delta E(t))^2)}{\partial x} \quad (3.10)$$

$$q = \frac{1}{2} \frac{\partial((\varepsilon - \alpha) E^2)}{\partial x} + \frac{\partial((\varepsilon - \alpha)(E \Delta E(t)))}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial((\varepsilon - \alpha)(\Delta E(t))^2)}{\partial x} \quad (3.11)$$

En négligeant le terme constant qui ne produit pas d'ondes et le terme du second ordre et en prenant un échantillon isotrope (donc ΔE , ε et α sont uniformes), on peut dire que dans l'échantillon on a :

$$q = \left(1 - \frac{\alpha}{\varepsilon}\right) \frac{\partial(\varepsilon E)}{\partial x} \Delta E(t) = \left(1 - \frac{\alpha}{\varepsilon}\right) \rho \Delta E(t) \quad (3.12)$$

Dans notre cas, et pour simplifier le modèle on a considéré que le terme d'électrostriction est nul ($\alpha=0$), par suite :

$$q = \rho \Delta E(t) \quad (3.13)$$

2.3.1.1 La charge électrique

A partir des courbes expérimentales de la Figure 3.5, on peut assimiler un plan de charges à une gaussienne (charges capacitives aux électrodes). En effet, cette figure montre que la forme des charges capacitives obtenue expérimentalement est étalée.

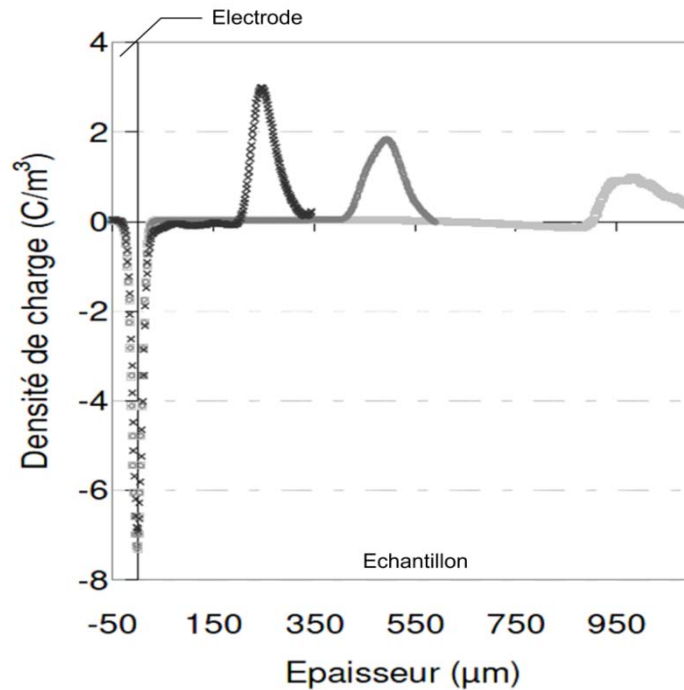


Figure 3.5 : Profils de densité de charges mesurés avec la PEA pour des échantillons de PTFE non chargés d'épaisseur 250 µm, 500 µm et 1 mm [Perr 07].

Par conséquent, cette forme gaussienne sera adoptée pour modéliser un plan de charges électriques. Ainsi deux configurations de charges ont été modélisées :

- Une charge capacitive.
- Une charge interne.

La charge capacitive est représentée par deux plans de charges à l'interface électrode / échantillon. Elle est modélisée par la somme de deux gaussiennes normalisées qui représente la charge capacitive dans l'échantillon (3.14).

$$\rho(x) = \rho_{max} \left(e^{-\frac{2(x-x_1)^2}{\Delta x^2}} - e^{-\frac{2(x-x_2)^2}{\Delta x^2}} \right) \quad (3.14)$$

Avec,

- ρ_{max} : amplitude maximale de la charge (dans notre cas elle est égale à 1).
- x_1, x_2 : sont respectivement l'abscisse de l'interface de l'électrode supérieure et inférieure avec l'échantillon (dans notre cas $x_1=1000 \mu\text{m}$ et $x_2=1300 \mu\text{m}$).
- Δx : largeur de la gaussienne qui correspond à une amplitude de $\left(\frac{\rho_{max}}{\sqrt{e}}\right)$ (dans notre cas elle est de $3 \mu\text{m}$).

Cette gaussienne a une configuration symétrique à l'interface entre l'échantillon et l'électrode Figure 3.6.

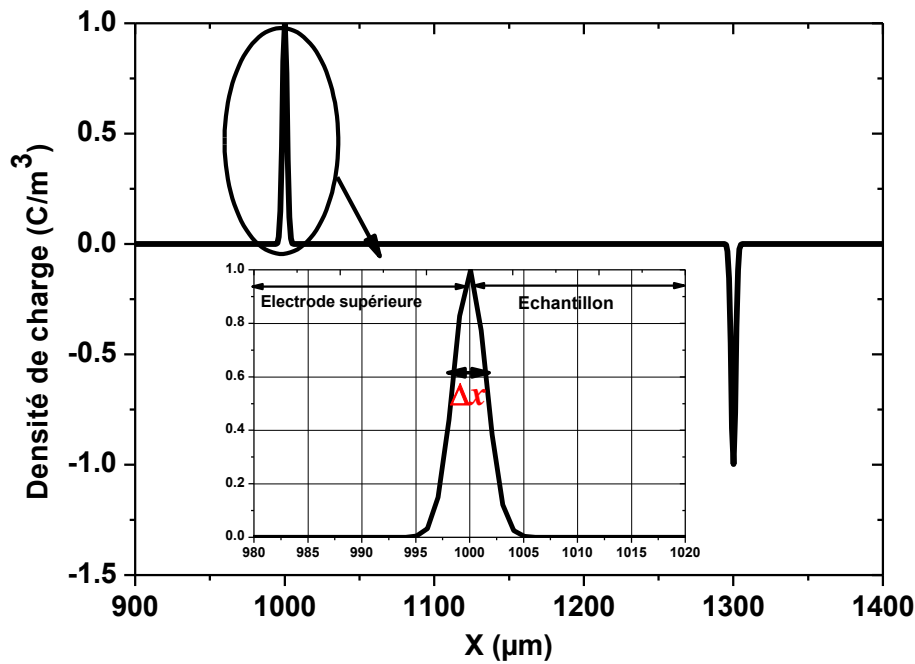


Figure 3.6 : La distribution de la charge de calibration dans l'échantillon.

Le second profil est pour une charge interne, Figure 3.7. Cette configuration concerne un matériau chargé en son centre. Sur les électrodes, seules les charges images sont présentes.

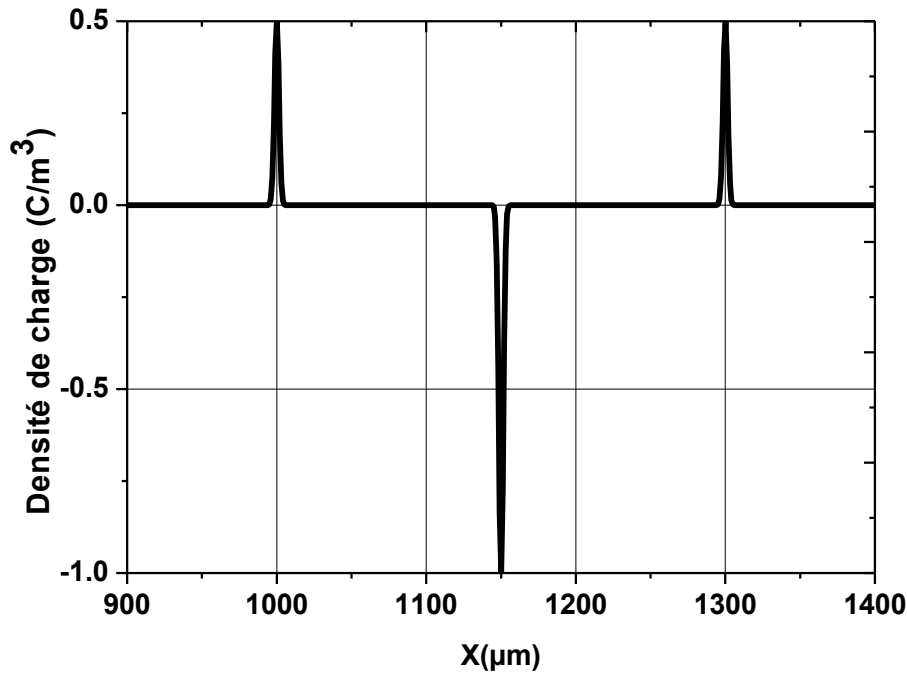


Figure 3.7 : La distribution de la charge dans l'échantillon

Pour simplifier, notre approche consiste à représenter cette configuration par 3 plans de charge modélisés par trois gaussiennes. Deux gaussiennes positives aux extrémités de l'échantillon et une négative au centre. Les amplitudes des 3 gaussiennes sont définies afin d'assurer la neutralité électrique de l'échantillon. On suppose que les charges images n'apparaissent que dans l'échantillon.

2.3.1.2 Le champ électrique impulsionnel

L'application du champ électrique impulsionnel vise à générer les ondes acoustiques créée par la charge électrique présente dans le matériau. Dans notre étude, on a considéré deux formes normalisées du champ électrique $\Delta E(t)$ pulsé appliqué à l'échantillon, Figure 3.8 :

- Un pulse gaussien dont sa représentation est établie suivant l'équation :

$$\Delta E(t) = E_{max} \cdot e^{(-2 \cdot \frac{(t-t_M)^2}{\Delta t^2})} \quad (3.15)$$

Avec,

E_{max} : l'amplitude maximal du pulse (dans notre cas $E_{max}=1$).

t_M : le temps corresponds à E_{max} .

Δt : la largeur qui correspond à $\frac{E_{max}}{\sqrt{e}}$, dans notre cas $2 \cdot \Delta t = 5$ ns.

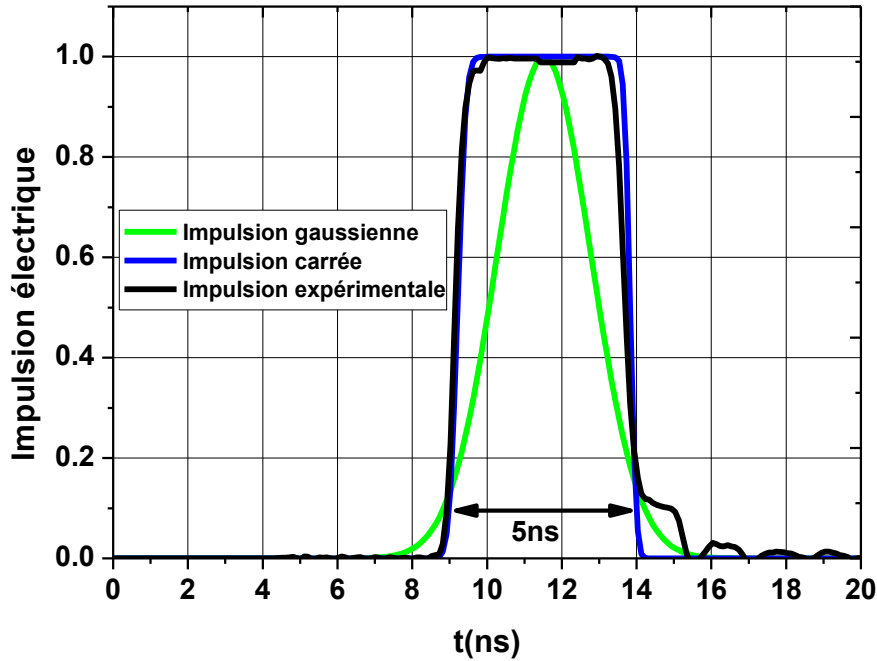


Figure 3.8 : Formes du pulse électrique appliqué.

- Un pulse carré qui présente presque la même forme que le pulse expérimental. Il est modélisé suivant l'équation (3.16). Ce pulse de forme carré nous permettra de maîtriser et de quantifier l'influence du temps de montée t_m et de descente t_d , et à terme de définir les caractéristiques d'un générateur d'impulsion.

$$\Delta E(t) = E_{max} \cdot \text{erf}\left(\frac{(t-t_0) \cdot \sqrt{2}}{t_m}\right) - \text{erf}\left(\frac{(t-t_1) \cdot \sqrt{2}}{t_d}\right) \quad (3.16)$$

Avec, t_1-t_0 la largeur d'impulsion qui est égale à 5 ns.

2.3.2 Domaine piézoélectrique

L'évaluation de la pression acoustique dans ce domaine est calculée en utilisant (3.2). Cette équation est résolue dans ce domaine en considérant le terme q nul.

Après l'établissement de la pression acoustique au niveau du PVDF, La tension électrique est calculée à partir de l'onde de pression.

Les équations de la piézoélectricité [Ansi 93] permettent de relier les trois composantes du déplacement électrique D et du champ électrique E aux six composantes des tenseurs de déformations S et de la contrainte mécanique σ :

$$\begin{cases} D_i = d_{ikl} \sigma_{kl} + \varepsilon_{ij} E_j \\ S_{ij} = s_{ijkl} \sigma_{kl} + d_{ijk} E_k \end{cases} \quad (3.17)$$

Avec,

- d_{ikl} , d_{ijk} : est la matrice établie consécutivement, par l'effet piézoélectrique directe et indirecte,
- s_{ijkl} : est la susceptibilité élastique.

En une dimension et en l'absence de déplacement électrique, revient à supposer qu'on est en condition de circuit-ouvert puisque cela indique que le courant est nul, la contrainte mécanique est représentée par la pression ($p = -\sigma_{33}$). Par conséquent, la relation entre le champ électrique dans le PVDF et la pression acoustique devient :

$$E_{PVDF} = -\frac{d_{33}}{\epsilon_{33}} \sigma_{33} = g_{33} p \quad (3.18)$$

On obtient alors la tension aux bornes du capteur PVDF en intégrant le champ électrique et donc la pression sur l'épaisseur du PVDF.

$$V_{PVDF} = - \int_0^{d_{PVDF}} E_{PVDF}(x) dx = - \int_0^{d_{PVDF}} g_{33} p(x) dx \quad (3.19)$$

D'après (3.19) l'intégration de la pression dans ce sous-domaine permet d'établir la tension en sortie. Cette dernière représente la réponse électrique de la charge imposée dans l'échantillon.

2.3.3 Domaine sans source acoustique

Ce domaine représente l'absorbeur PMMA. En principe, ce matériau est utilisé pour éviter les réflexions d'ondes à son interface avec le capteur piézoélectrique. Même si ses caractéristiques acoustiques (Tableau 3.2) sont proches de celles du PVDF, on a toujours des réflexions à son interface.

L'estimation de la pression acoustique dans ce domaine est établie en considérant aucune source acoustique, $q=0$ dans l'équation (3.2).

2.4 Conditions aux limites

Un des points importants dans une modélisation par éléments finis d'un phénomène physique concerne la définition des conditions aux limites.

Dans notre modèle, on considère deux types de conditions aux limites :

- **Limites soft** : Sachant que, la propagation de l'onde acoustique dans la cellule PEA est limitée entre l'électrode supérieure et l'absorbeur, on considère une pression nulle aux extrémités du modèle en contact avec l'air.

$$p = 0 \quad (3.20)$$

- **Condition de continuité** : Au niveau des frontières internes, on a une continuité de la vitesse vibratoire et de la pression acoustique à l'interface de chaque milieu. Cette condition est obtenue par l'égalité suivante :

$$\frac{1}{\rho_{0i}}(\nabla p_i - q_i) = \frac{1}{\rho_{0(i+1)}}(\nabla p_{i+1} - q_{i+1}) \quad (3.21)$$

Avec,

- p_i : Pression acoustique dans le milieu i .
- q_i : Terme source dans le milieu i .

2.5 Techniques numériques pour la résolution des équations différentielles

Avec l'évolution rapide des moyens informatiques et des logiciels de calcul scientifique, les méthodes numériques ont pris une part prédominante dans la résolution des problèmes physiques. Dans ce domaine nous pouvons classer les méthodes en deux groupes : d'une part, celles qui, comme la méthode des moments (MM), ne nécessitent pas le maillage de l'espace entourant l'objet et, d'autre part, celles qui, comme la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD : Finite Difference Time Domain), et la méthode des éléments finis (FE : Finite Element), qui nécessitent un maillage de l'espace.

Dans le cas de la méthode des moments, la prise en compte de l'espace libre entourant l'objet analysé est en principe parfaite. Ce type de méthode pose néanmoins des problèmes difficiles à résoudre dans le cas d'un milieu fortement hétérogène. Les méthodes FDTD ou FE utilisent les équations différentielles dans l'espace entièrement discrétisé. Un avantage notable de ces méthodes réside dans le fait qu'elles sont à même de prendre en compte des structures fortement hétérogènes. Cependant leur problème principal est lié à la taille du maillage de l'espace.

2.5.1 Choix de la technique

Afin de simuler le modèle numérique, on a choisi le logiciel COMSOL[®] qui est un logiciel de modélisation multi physique basé sur les éléments finis. Ce logiciel présente un certains nombres d'avantages :

- Il permet de définir un terme de source acoustique sous forme d'une équation qui dépend du temps et de la variable d'espace.
- Il est parfaitement interfacé avec Matlab[®], ce qui sera un avantage quand l'étude passera au test des algorithmes du traitement de signal afin de remonter à la charge d'espace à partir du signal acoustique.
- Il est possible d'interfacer COMSOL[®] avec PSpice[®] afin de coupler la modélisation de la propagation acoustique avec la réponse théorique de l'amplificateur connecté au capteur piézoélectrique.

2.5.2 Méthode des éléments finis

La méthode FE permet de transformer une relation fonctionnelle en un système d'équations linéaires. La FE a connu un grand développement depuis les années 1970 et est devenue une méthode très populaire dans de nombreux domaines de la physique. Cette popularité est probablement due à sa capacité de pouvoir s'appliquer à des structures complexes.

Pour résoudre un problème par la méthode des éléments finis, on procède donc par étapes successives :

- On se pose un problème physique sous la forme d'une équation différentielle ou aux dérivés partielles à satisfaire en tout point du sous-domaine, avec des conditions aux limites sur le bord nécessaires et suffisantes pour que la solution soit unique.
- On construit une formulation intégrale du système différentiel à résoudre et de ses conditions aux limites : c'est la formulation variationnelle du problème.
- On divise le sous-domaine en éléments finis dont les nœuds sont les points de raccord entre ces éléments : c'est le maillage (paragraphe 2.6).
- On ramène le problème dans notre cas à un problème discret : c'est la discrétisation. En effet, toute solution approchée est complètement déterminée par les valeurs de la pression acoustique aux nœuds des sous-domaines.
- On résout le problème discret : c'est la résolution
- On peut alors construire la solution approchée à partir des valeurs de la pression acoustique trouvées aux nœuds et en déduire d'autres grandeurs : c'est le post-traitement.
- On visualise et on exploite la solution pour juger de sa qualité numérique et juger si elle satisfait les critères du cahier des charges : c'est l'exploitation des résultats.

2.6 Résolution des équations de la propagation

Afin d'étudier la propagation de l'onde acoustique par la méthode des éléments finis, chaque sous domaine est découpé en nœuds selon le principe du maillage.

Un maillage est la discrétisation spatiale d'un milieu continu. La finesse du maillage est un élément primordial pour notre modèle, car il influe sur le temps de calcul, la diffusion numérique [Kess 07] et donc sur l'analyse de la propagation de l'onde acoustique. La résolution du modèle multiphysique par éléments finis permet d'obtenir l'évolution temporelle de la pression acoustique $p(x,t)$ en tout point de la cellule PEA.

Pour cela, il faut choisir une finesse de maillage (Tableau 3.3) permettant d'obtenir une bonne discrétisation de la charge $\rho(x)$, de l'échantillon et de la pression $p(x,t)$ sur chaque domaine, tout en gardant un temps de calcul raisonnable.

Afin d'éviter la diffusion numérique, le pas de temps Δt_s doit satisfaire le critère de stabilité de Courant-Friedrich-Levy [Cour 28] qui s'écrit de manière générale :

$$\Delta t_s < \frac{\Delta x_s}{c} \tag{3.22}$$

Avec,

- Δx_s : le pas du maillage dans chaque sous-domaine.

Sous-domaines	Δx_s
Electrode supérieure	10^{-6}
Echantillon	0.3×10^{-6}
Electrode inférieure	10^{-6}
Capteur piézoélectrique	$10^{-7} \rightarrow 10^{-8}$
Absorbeur	10^{-6}

Tableau 3.3 : Pas de maillage pour chaque sous-domaine du modèle PEA.

Il faut noter que le temps de calcul sur une machine de type bureautique nécessite environ 2 heures de calcul pour simuler 2 μ s de signal (temps nécessaire pour étudier la génération et la propagation du signal PEA entre l'échantillon et l'absorbeur) avec une période d'échantillonnage de 0.1 ns.

3 Résultats de simulation

Les résultats de simulation sont récupérés dans Matlab afin de réaliser le post traitement de la matrice de pression qui fait 20000 lignes (discrétisation en temps) et 13000 colonnes (discrétisation en espace)

Ce post traitement permet :

- d'observer la génération de l'onde acoustique dans l'échantillon,
- d'étudier la propagation de cette onde dans tout l'échantillon
- d'intégrer la pression sur l'épaisseur du PVDF en fonction du temps pour obtenir le signal PEA équivalent au signal visualisé sur l'oscilloscope du dispositif expérimental.

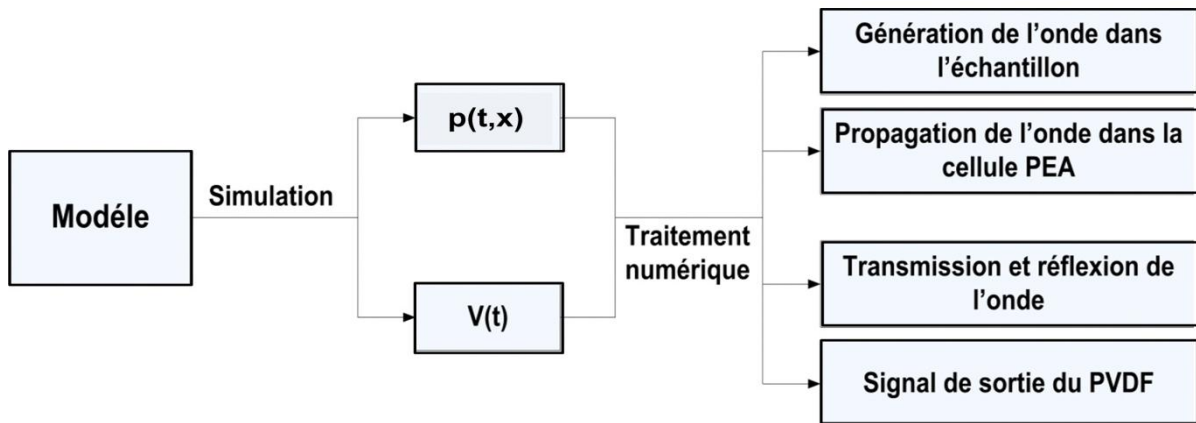


Figure 3.9 : Traitement des données après la simulation.

Nous présentons ici les résultats de simulation issus du modèle éléments finis de la cellule PEA. On s'intéressera dans un premier temps à la génération de l'onde acoustique dans l'échantillon puis à sa propagation au sein de la cellule PEA. On terminera par une étude de l'influence de l'épaisseur du capteur PVDF (1 μm , 3 μm , 5 μm , 7 μm , et 9 μm) sur le signal de sortie.

3.1 Etude de la génération de l'onde acoustique

La génération de l'onde acoustique dans l'échantillon produite par l'effet des forces coulombiennes est créée par l'application d'un pulse électrique sur les charges d'espace. Les données d'entrée : la forme du pulse et la répartition de la charge, Figure 3.8 et Figure 3.7.

On montre ci-dessous l'évolution temporelle de la pression dans l'échantillon (domaine 2) et de part et d'autre de ce domaine, une partie de l'électrode (domaine 1) et une partie de l'électrode inférieure (domaine 3).

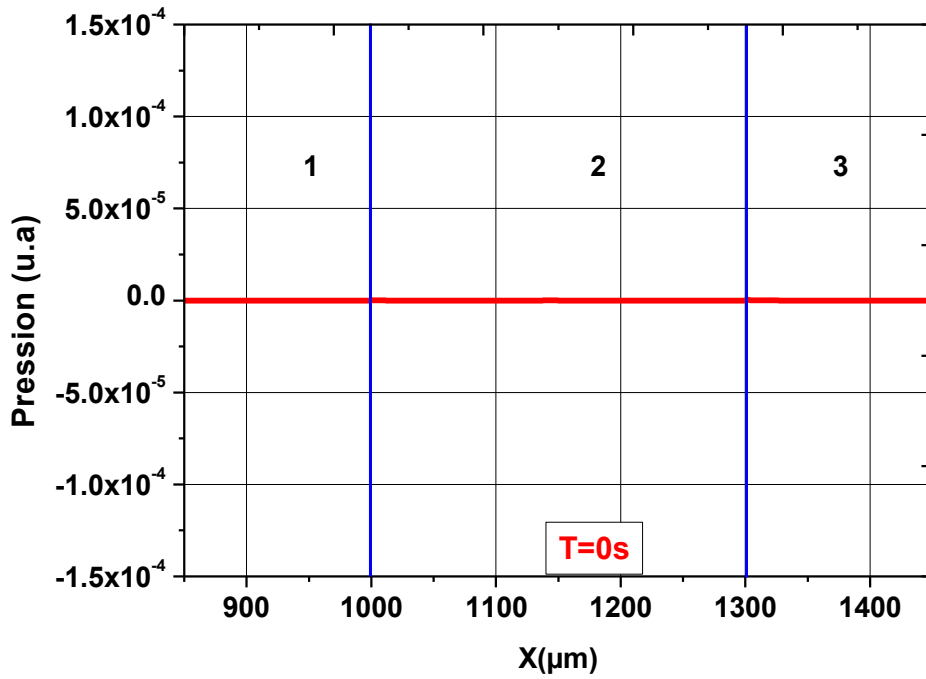


Figure 3.10 : Pression dans l'échantillon et son entourage pour $T=0$ s.

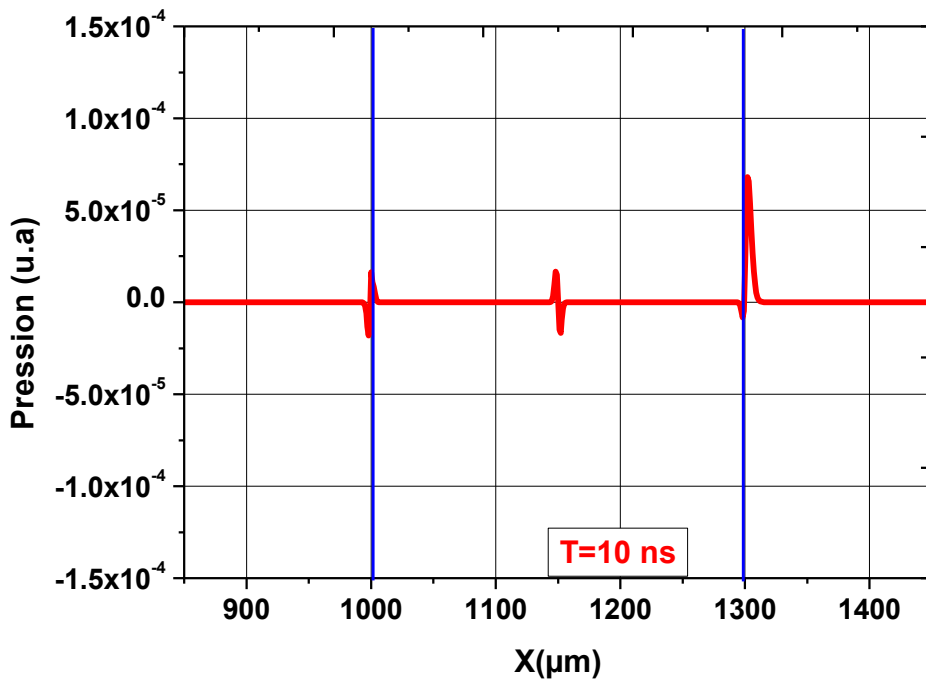


Figure 3.11 : Pression dans l'échantillon et son entourage pour $T=10$ ns.

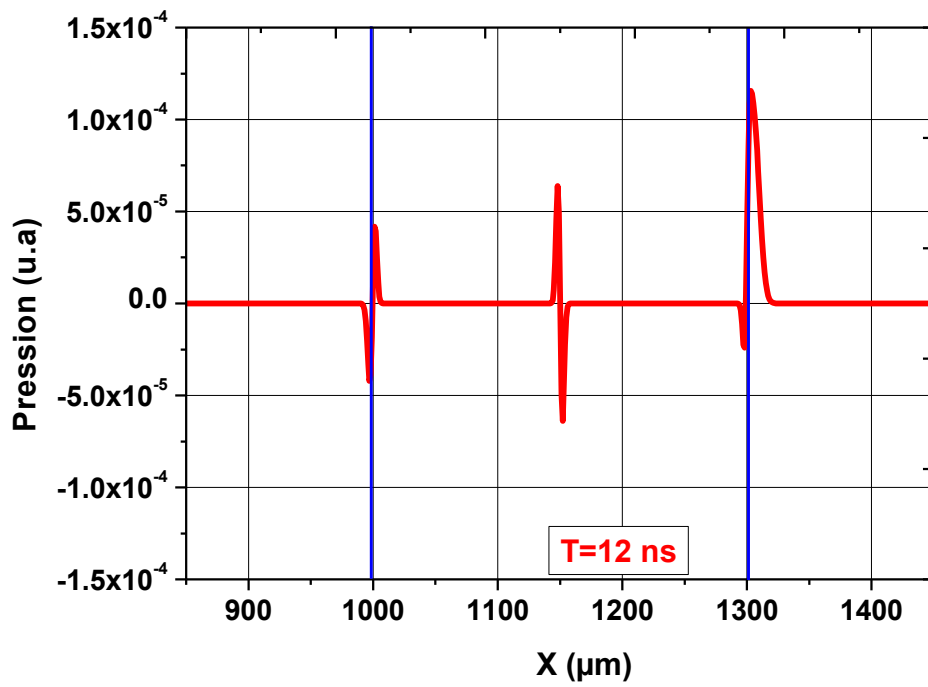


Figure 3.12 : Pression dans l'échantillon et son entourage pour T=12ns.

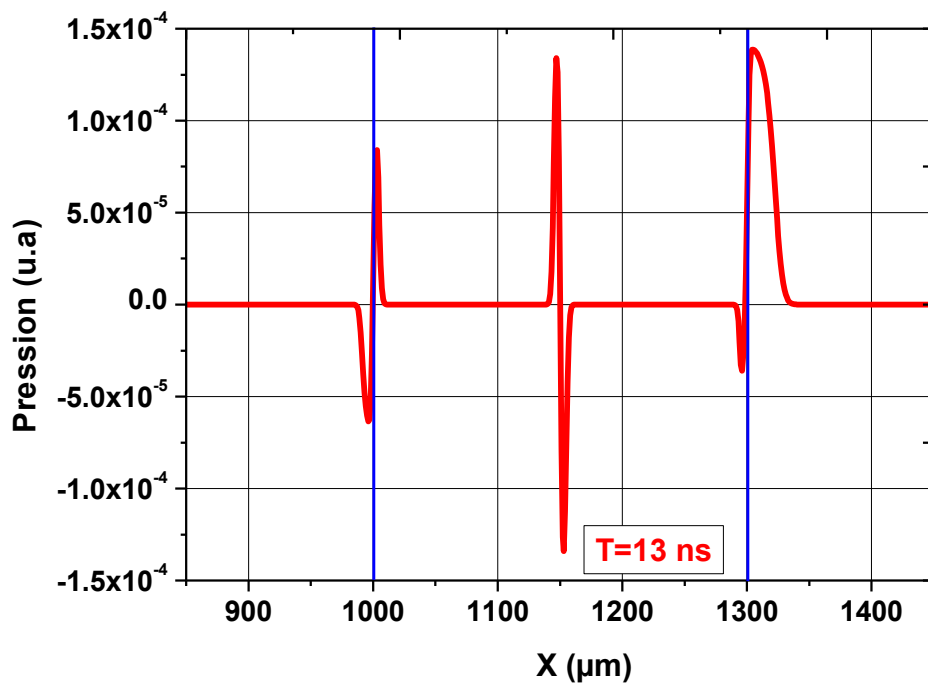


Figure 3.13 : Pression dans l'échantillon et son entourage pour T=13 ns.

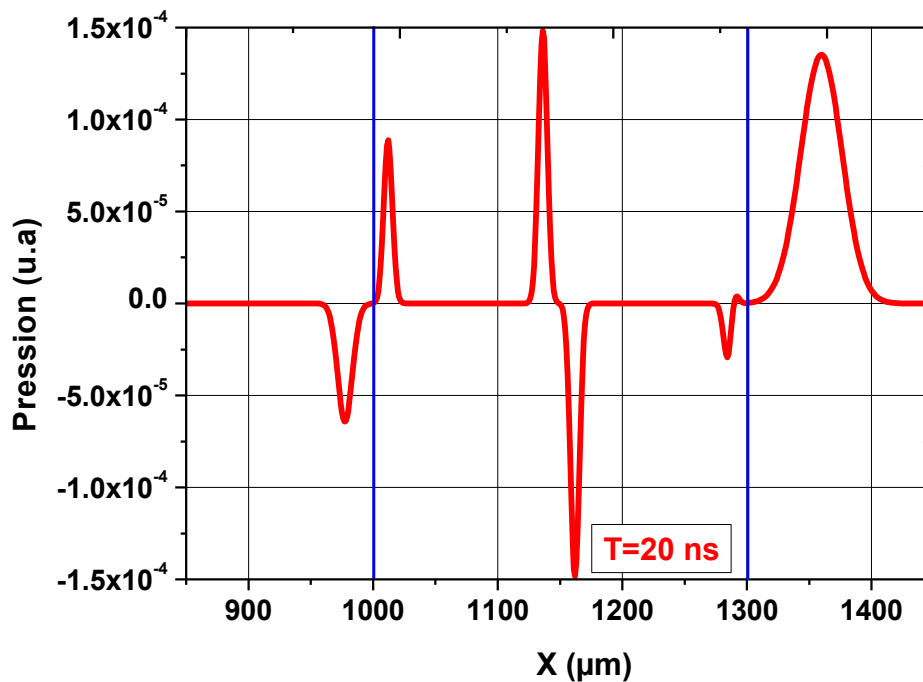


Figure 3.14 : Pression dans l'échantillon et son entourage pour $T=13$ ns.

Jusqu'à $t=20$ ns, la pression évolue en fonction du temps au niveau des interfaces électrodes/échantillon, et au centre de l'échantillon. Au niveau des 3 plans de charge, il apparaît 2 pics qui se propagent dans deux directions opposées : à gauche, en direction de l'électrode supérieure et à droite, en direction de l'électrode inférieure.

On remarque également une différence sur 'l'étalement' des pics dans l'électrode supérieure, l'échantillon et l'électrode inférieure. Cette particularité est due aux vitesses de propagation de l'onde acoustique qui sont différentes selon le domaine considéré. Dans l'aluminium, le pic est plus 'étalé' que dans l'électrode supérieure ou dans l'échantillon car la vitesse de propagation dans l'aluminium est cinq fois supérieure à celle dans le PTFE et trois fois supérieure à celle dans le LLDPE (Figure 3.14).

3.2 Propagation de l'onde acoustique dans la cellule

Nous nous intéressons maintenant à la propagation de l'onde acoustique sur l'ensemble des domaines qui constitue notre cellule de mesure. La Figure 3.15 à 3.22 montrent l'évolution de la pression dans : l'électrode supérieure, l'échantillon, l'électrode inférieure, le capteur PVDF et l'absorbeur PMMA pour des différents instants.

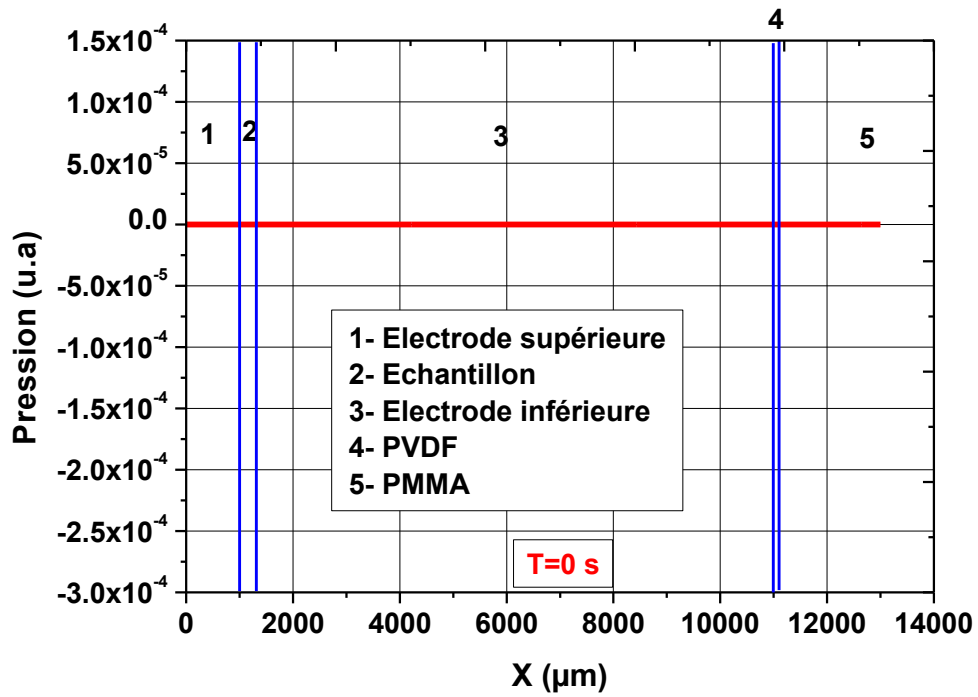


Figure 3.15 : Pression dans l'épaisseur de la cellule pour $T=0$ s.

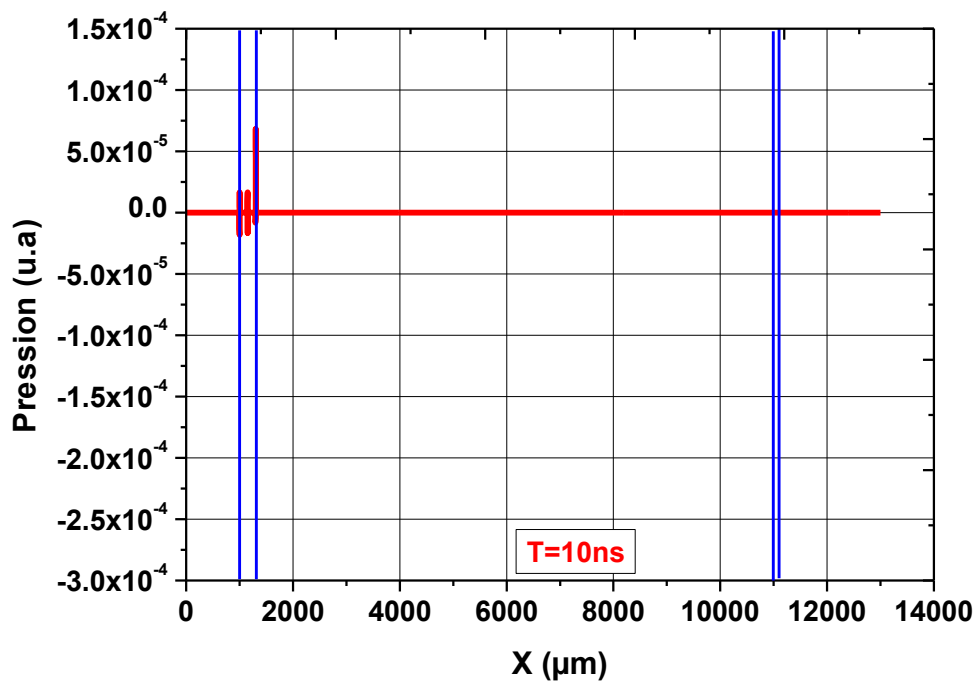


Figure 3.16 : Pression dans l'épaisseur de la cellule pour $T=10$ ns.

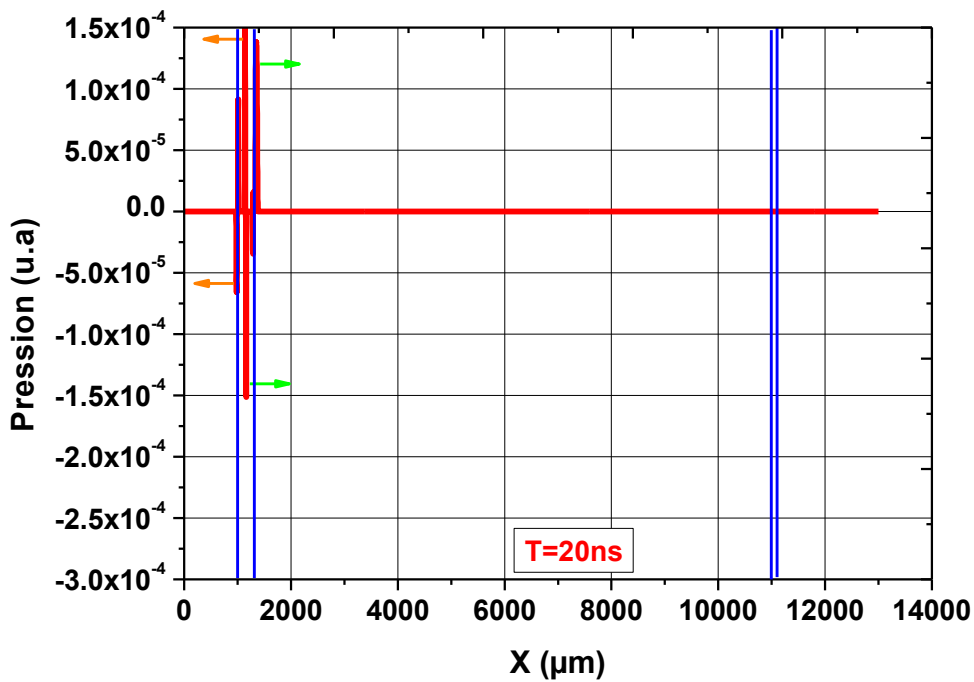


Figure 3.17 : Pression dans l'épaisseur de la cellule pour T=20 ns.

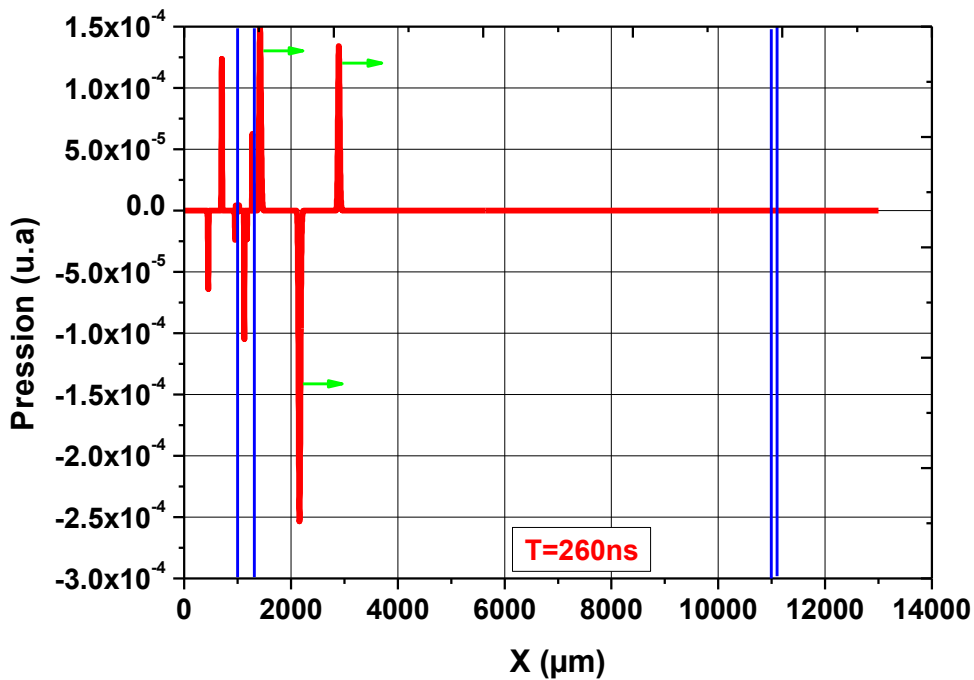


Figure 3.18 : Pression dans l'épaisseur de la cellule pour T=260 ns.

La pression apparaît progressivement dans l'échantillon comme nous l'avons mis en évidence au paragraphe précédent.

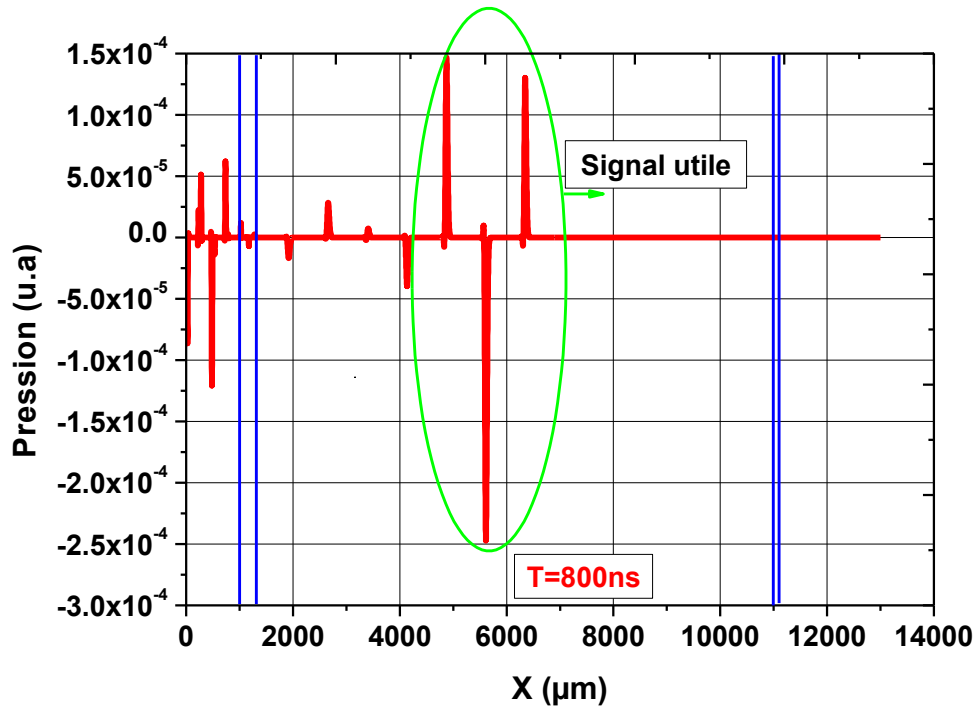


Figure 3.19 : Pression dans l'épaisseur de la cellule pour T=800 ns.

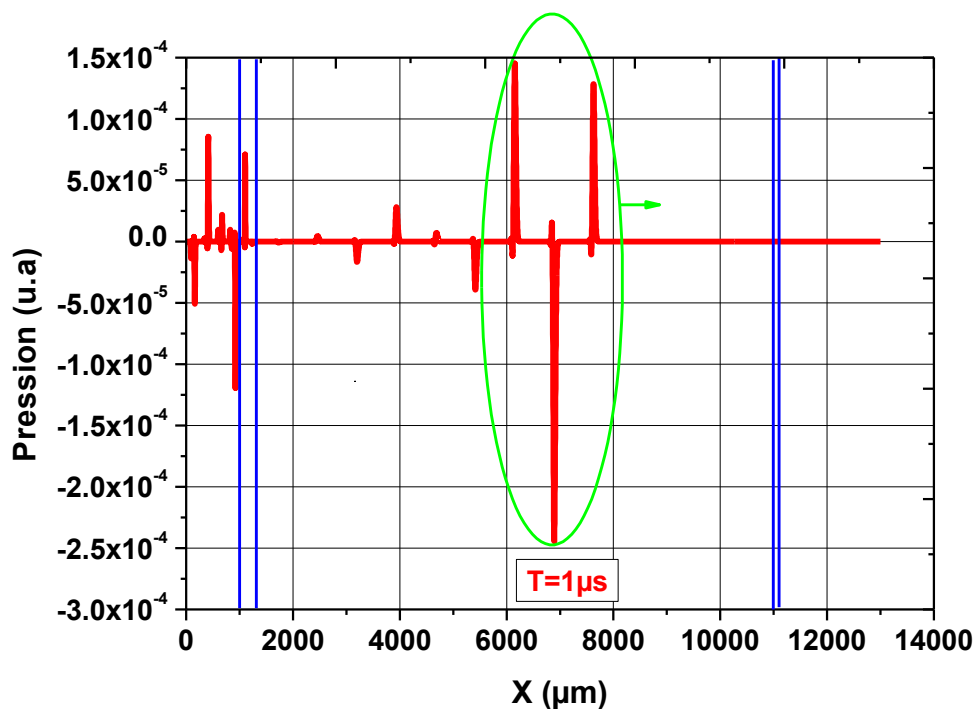


Figure 3.20 : Pression dans l'épaisseur de la cellule pour T=1 µs.

Les trois pics de pression (signal utile) apparaissent et se propagent dans l'électrode inférieure vers le capteur. Ce signal utile intégré par le capteur PVDF, fournira un

signal de tension image de la charge dans le matériau étudié. On remarque également le même phénomène dans l'électrode supérieure.

Ces trois pics se propageant dans l'électrode supérieure sont réfléchis à l'extrémité supérieure de l'électrode semi-conductrice. Le signal utile continue à se propager vers le capteur PVDF.

En arrivant à l'interface entre l'électrode inférieure et le PVDF, seule une petite partie du signal utile traverse le capteur piézoélectrique (PVDF). L'amplitude de ce signal est liée à l'impédance acoustique des deux milieux (3.4).

Une optimisation du coefficient de transmission entre l'électrode inférieure et le capteur PVDF (adaptation d'impédance) permettrait d'améliorer le rapport signal sur bruit du signal de tension. Cette simulation a été réalisée pour un capteur piézoélectrique de 1 μm d'épaisseur. Différentes simulations ont montré que quelque soit l'épaisseur du capteur, l'évolution temporelle de la pression entre le matériau et le capteur (non compris) ne change pas.

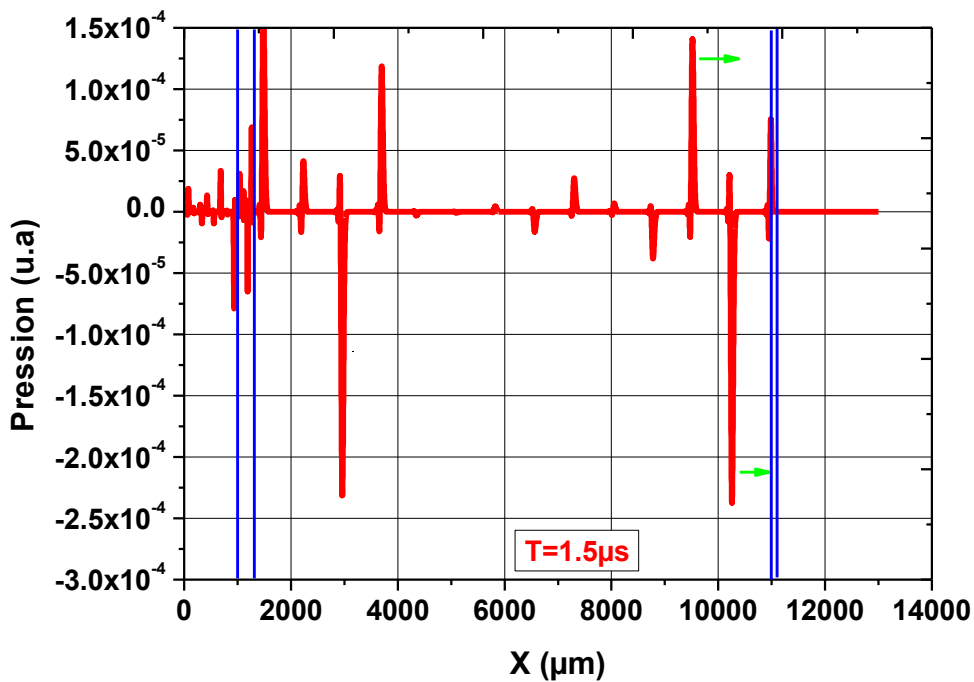


Figure 3.21 : Pression dans l'épaisseur de la cellule pour T=1.5 μs .

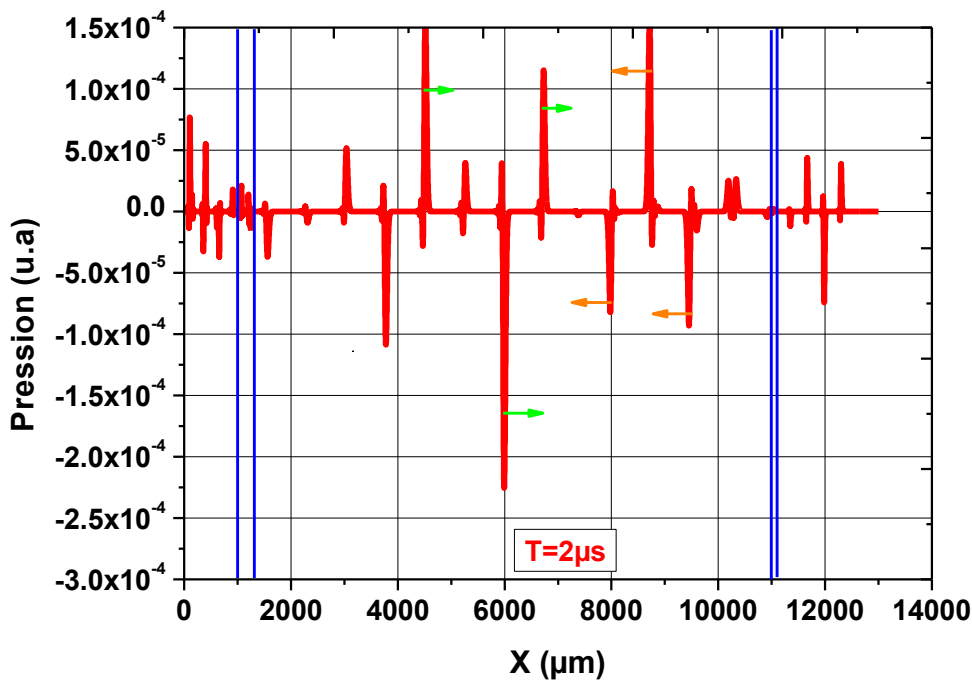


Figure 3.22 : Pression dans l'épaisseur de la cellule pour $T=2 \mu\text{s}$.

3.3 Influence de l'épaisseur du PVDF

Dans le but de voir l'influence de l'épaisseur du capteur PVDF sur la forme du signal, des simulations ont été effectuées pour différentes épaisseurs de capteur (1 μm , 3 μm , 5 μm , 7 μm , et 9 μm). Le matériau considéré est chargé en son centre avec, sur chaque électrode, ses charges images.

La Figure 3.23 montre le signal utile en sortie du PVDF pour différentes épaisseurs du capteur piézoélectrique, signal obtenu à l'aide de l'équation (3.19). En s'intéressant uniquement à la partie utile du signal, cette figure compare les signaux de tension en sortie du capteur pour ces cinq épaisseurs.

A la vue de toutes ces courbes, on peut en conclure que le capteur de 1 μm d'épaisseur reproduit un signal proche de la charge introduite numériquement dans l'échantillon. Pour des épaisseurs de capteurs supérieures à 1 μm , la réflexion de l'onde acoustique sur l'interface entre le PVDF et le PMMA entraîne une interférence entre l'onde incidente et l'onde réfléchi au sein du PVDF. Cette interférence entraîne une dégradation du signal. Une adaptation d'impédance entre ces deux milieux permettrait, pour des épaisseurs supérieures à 1 μm , de minimiser cette réflexion et donc d'améliorer la qualité du signal utile.

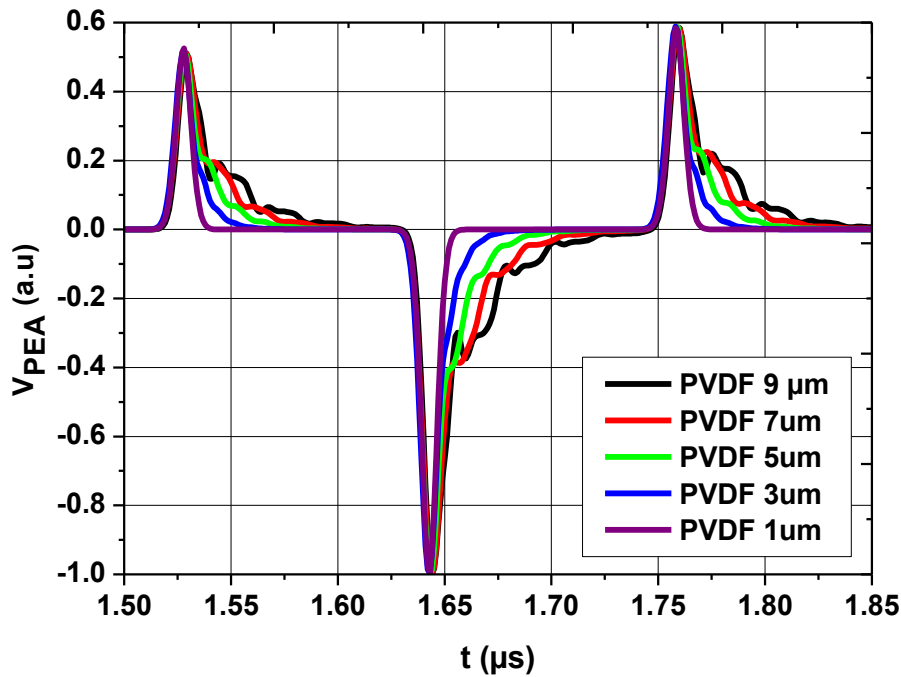


Figure 3.23 : Signaux en sortie du modèle pour différents épaisseurs du capteur piézoélectrique.

3.4 Influence de l'adaptation à l'interface PVDF/PMMA

L'absorbeur est un élément connexe au capteur piézo-électrique. Ces deux matériaux étant de nature différente, la transmission des ondes acoustiques entre ces deux milieux n'est pas réalisée de manière optimale. Seule une partie des ondes est transmise à l'absorbeur, l'autre partie réfléchi sur l'interface interfère avec l'onde incidente. Pour parfaire la transmission de l'onde, une adaptation des impédances acoustiques doit être réalisée. Les matériaux connexes doivent posséder une impédance acoustique similaire. C'est pourquoi, dans notre étude, l'absorbeur en PMMA est remplacé par un matériau PVDF. L'adaptation avec le PVDF ne marche que si on est dans les mêmes conditions électriques. En occurrence comme la mesure se fait en conditions de court-circuit, l'ajout du PVDF doit fonctionner.

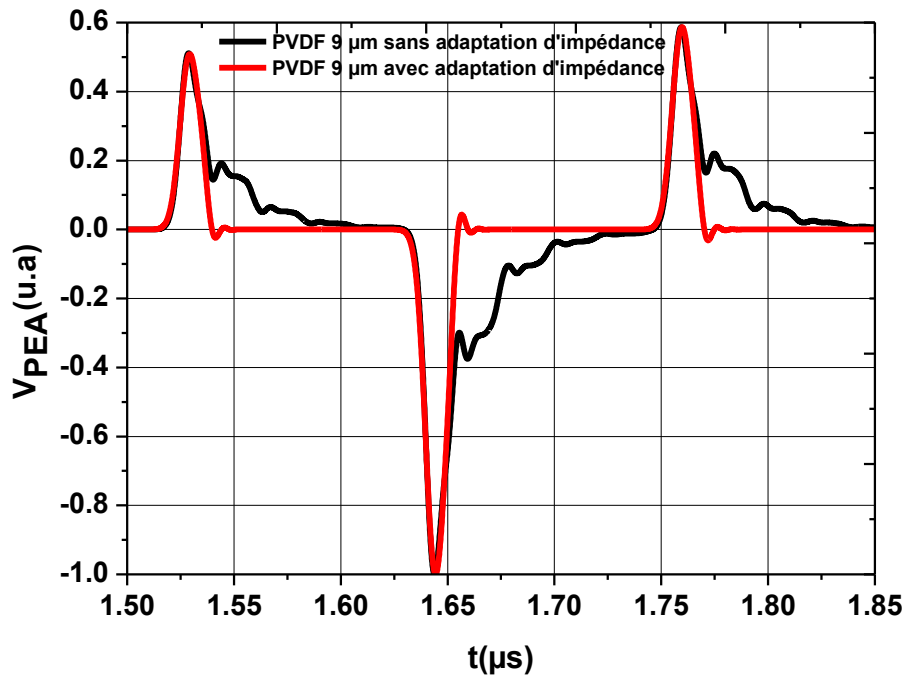


Figure 3.24 : Signal de tension en sortie du capteur de 9 μm avec et sans adaptation d'impédance à l'interface PVDF/PMMA.

La Figure 3.24 montre le signal de tension en sortie du capteur piézo-électrique avec et sans adaptation d'impédance. L'épaisseur du capteur est fixée à 9 μm .

Cette figure montre clairement l'influence de la nature des matériaux sur la qualité du signal en sortie du capteur piézoélectrique. Une comparaison entre le signal en sortie d'un PVDF de 9 μm avec une adaptation d'impédance et un signal en sortie d'un PVDF de 1 μm , montre une ressemblance de la forme du signal établi et la forme de la charge imposée pour les deux cas Figure 3.25.

Pour conclure, ces deux études montrent l'avantage de l'adaptation d'impédance acoustique à l'interface PVDF/PMMA. En effet, les ondes réfléchies à l'interface PVDF/PMMA induisent une forte déformation du signal de tension.

Une « traînée » apparaît à la suite de chaque partie du signal utile. Cette déformation pouvant altérer le traitement des données.

Une adaptation des impédances acoustiques devra être réalisée lors de la conception de la nouvelle cellule de mesure optimisée.

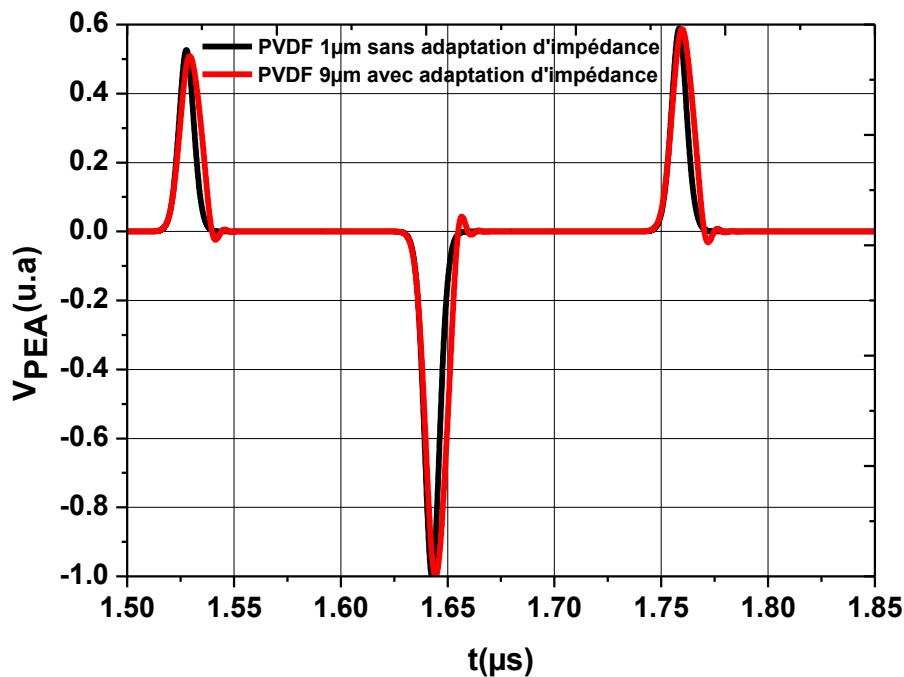


Figure 3.25 : Signal de tension en sortie du capteur de 1 μm et de 9 μm respectivement sans et avec adaptation d'impédance à l'interface PVDF/PMMA.

3.5 Simulation d'une charge typique

Jusqu'à présent, les différentes simulations ont été réalisées avec des matériaux chargés en leur centre présentant une forme identique aux charges capacitives. Dans cette partie, la charge en volume (ou charge interne) est basée sur des résultats expérimentaux, Figure 3.26. Ces résultats ont été obtenus après une irradiation par un faisceau d'électrons d'énergie 250 Kev avec un flux de particules de 50 pA/cm^2 d'un échantillon de PTFE de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur pendant une durée de 16 mn.

Il faut noter que les résultats expérimentaux présentés à la Figure 3.26 sont réalisés avec la PEA sans contact (PVDF 9 μm et sans adaptation d'impédance). On a deux pics de charge au lieu de trois, lié à l'absence de l'électrode supérieure. Le premier (à gauche) correspond au pic des charges images (positives) à l'interface échantillon/électrode inférieur. Tandis que le second (négatif) correspond aux électrons implantés dans l'échantillon après irradiation.

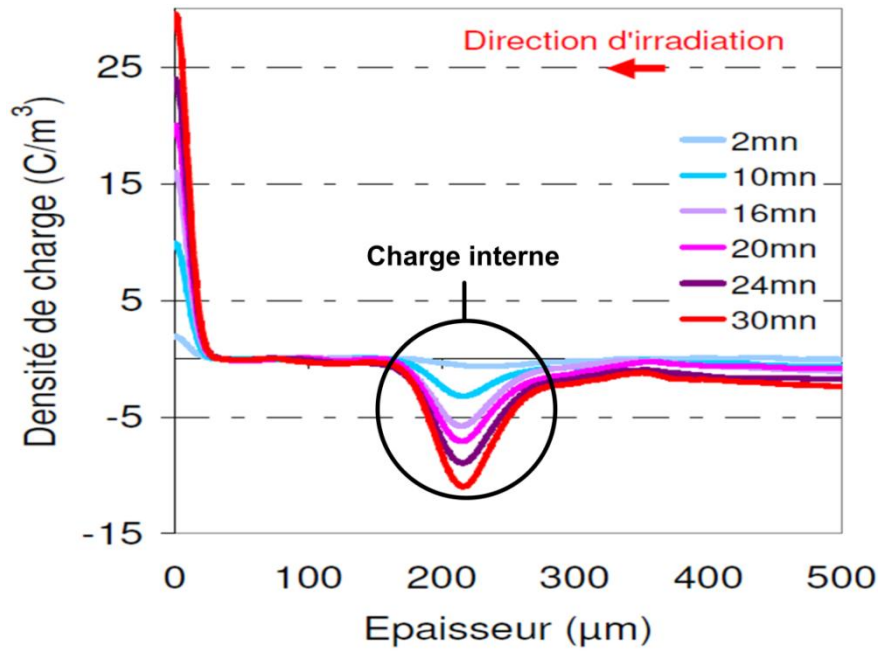


Figure 3.26 : Profil de la charge expérimental mesuré après irradiation d'un échantillon du Téflon de 500 µm pendant 30mn [Perr 07].

Afin de simuler la réponse de la cellule PEA classique à une charge typique, nous modélisons la charge interne issue de l'expérimentation associée aux 2 pics de charge images suivant le principe de la neutralité électrique, Figure 3.27.

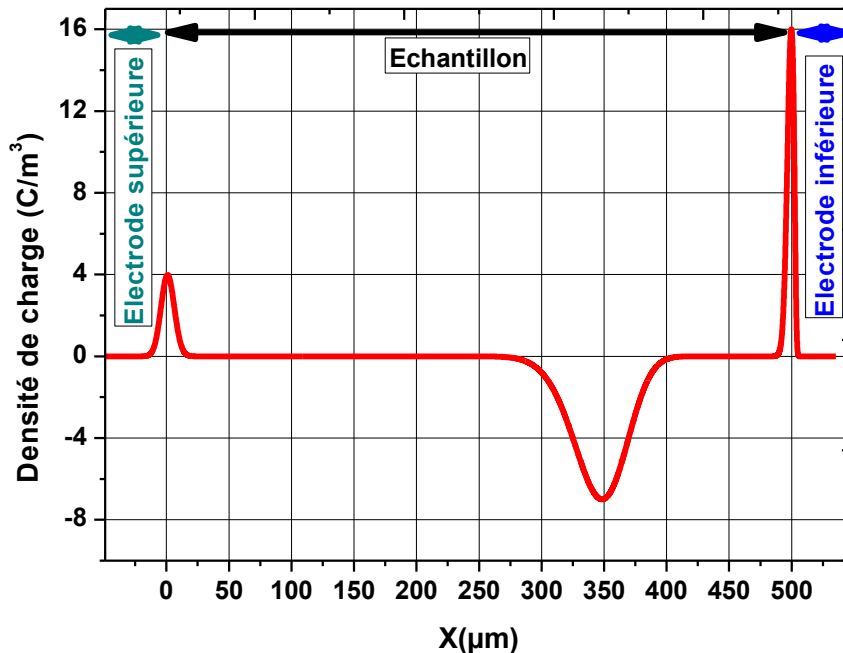


Figure 3.27 : Profil modélisé de la charge électrique pour un temps d'irradiation de 16 mn en configuration PEA classique.

Ce profil de charge est imposé dans le modèle numérique de la cellule PEA classique (PVDF 9 μm et sans adaptation d'impédance). La simulation numérique de ce modèle sous COMSOL permet d'établir la réponse électrique de cette charge imposée Figure 3.28.

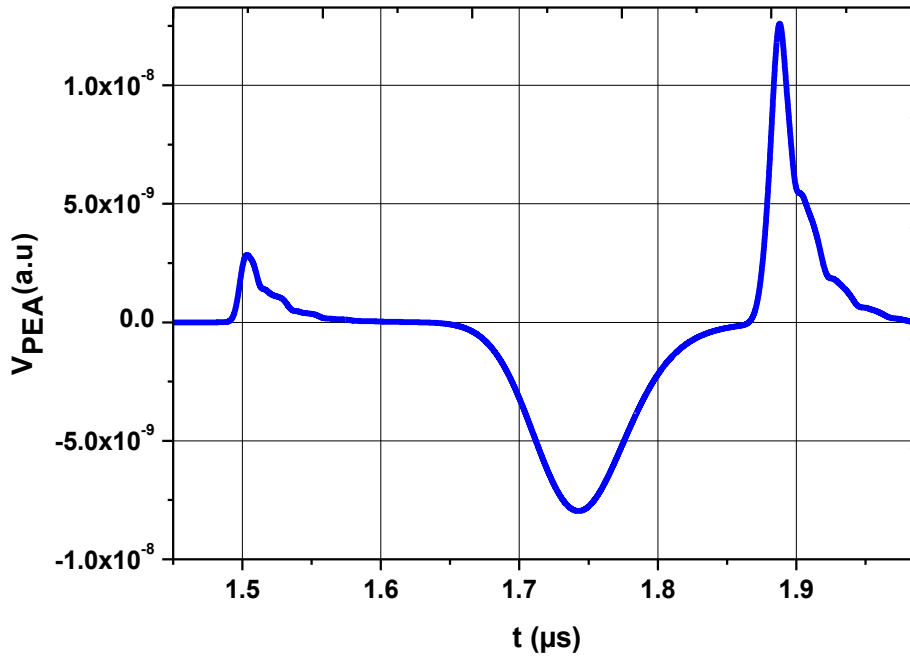


Figure 3.28 : Signal de tension simulé en sortie du capteur de 9 μm pour le profil de la charge typique modélisé.

Cette figure montre le signal utile de tension en sortie du PVDF de 9 μm d'épaisseur. On voit la présence des trois pics qui correspondent aux pics de la charge imposée. On s'aperçoit que les pics des charges images présentent une traînée. Cette traînée est liée à l'étalement des pics de charge image inférieure à l'épaisseur du PVDF. Ce qui n'est pas le cas pour le pic de la charge interne.

Chapitre 4 : Etude approfondie du traitement de signal réalisé sur une cellule de mesure PEA

L'objectif de ce chapitre est double. Dans un premier temps, une analyse approfondie de la méthode utilisée pour le traitement des données des signaux issus d'une cellule PEA est établie. Cette méthode, largement décrite par Maeno et al [Maen 88] est la base de la plupart des logiciels développés par la communauté scientifique qui s'intéresse à la caractérisation expérimentale de la charge d'espace dans les matériaux diélectriques. Dans notre cas, les résultats présentés dans ce chapitre seront établis à l'aide d'un modèle numérique développé avec le logiciel commercial Matlab® [Thom 08]. Le script est basé sur les équations de Maeno et al [Maen 88]. Dans un deuxième temps, nous proposons une autre approche pour déconvoluer les signaux issus de la cellule PEA. Sur la base des hypothèses fondamentales de Maeno et al [Maen 88], le principal changement concerne la mise en équation de la fonction de transfert du système, une approche matricielle sera utilisée et les résultats de déconvolution obtenus par cette technique seront comparés aux résultats issus des travaux de Maeno et al [Maen 88].

1 Analyse du traitement des données basé sur les travaux de Maeno [Maen 88]

Le principe de cette méthode est basé sur la caractérisation de la fonction de transfert du capteur piézo-électrique H_{piezo} , cette étape est couramment appelée étape de calibration. La donnée d'entrée est la pression induite par l'excitation des charges dans le matériau et la donnée de sortie est la valeur de la tension électrique générée par le capteur. Dans le domaine fréquentiel, nous avons :

$$V_{PEA} = H_{piezo} \cdot P \quad (4.1)$$

Avec, H la fonction de transfert caractéristique du capteur piézo-électrique, V_{PEA} la tension en sortie de ce capteur et P la pression. La tension étant directement mesurée à l'aide de l'oscilloscope numérique, la difficulté principale de cette méthode est l'établissement d'une expression analytique de la pression à l'entrée du capteur en fonction de la densité nette des charges.

1.1 Expression analytique de la pression à l'entrée du capteur piézo-électrique

Pour établir cette expression, Maeno et al [Maen 88] considèrent un échantillon chargé d'épaisseur d avec un plan de charges négatif à la profondeur x du matériau, Figure 4.1. Comme le montre cette figure, ce plan de charge induit au niveau des électrodes des charges images notées ρ_d et ρ_0 , telles que :

$$\begin{aligned} \rho_d &= \left(-\frac{x}{d}\right)\rho \\ \rho_0 &= \left(-\frac{x-d}{d}\right)\rho \end{aligned} \quad (4.2)$$

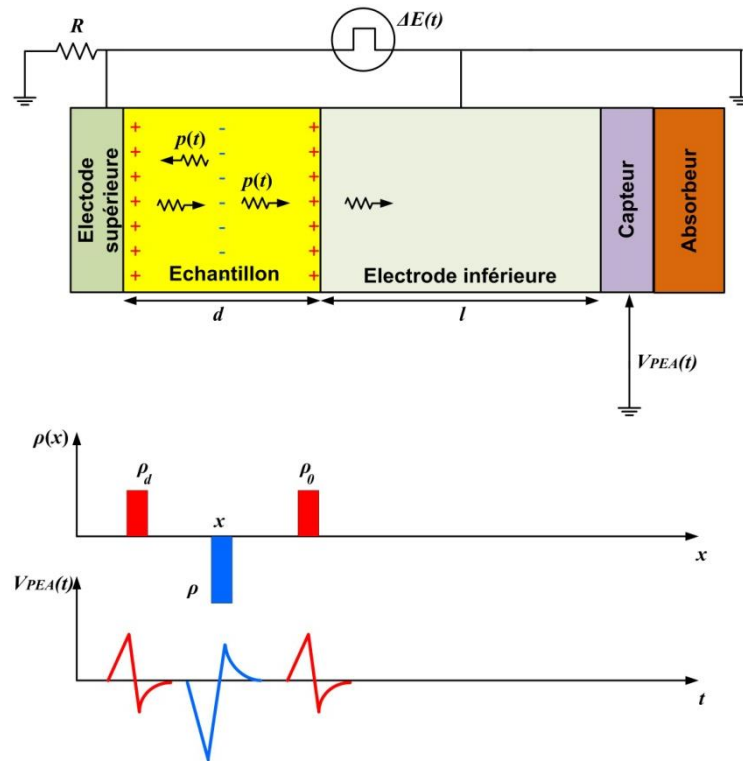


Figure 4.1 : Schéma simplifié d'une cellule PEA pour l'obtention de l'expression analytique de la pression

L'application d'un potentiel pulsé $\Delta E(t)$ sur le matériau considéré, induit, par effet coulombien, une force transitoire sur les charges d'espace. Les charges oscillent autour de leur position d'abscisse x créant ainsi des ondes de pression. Dans ce modèle, [Maen 88] considère que chaque couche élémentaire Δx de l'échantillon correspond à un système indéformable et homogène de charge qui, animé d'une force transitoire, retrouve par élasticité sa position d'origine.

Les ondes de pression élémentaires $p_{\Delta}(t)$ générées par chaque zone chargée (les deux électrodes et le plan de charge interne), se propagent à la vitesse du son dans le matériau. Ces vitesses seront notées v_p pour l'échantillon (matériau diélectrique) et v_e pour l'électrode inférieure d'épaisseur l . Maeno et al [Maen 88] considèrent une propagation de l'onde de pression sans dispersion et sans dissipation et une influence nulle du champ électrique impulsionnel sur l'état de charge du matériau. L'amplitude de l'onde de pression élémentaire $p_{\Delta}(t)$ issue de la zone chargée du matériau et créée par le champ transitoire appliqué $\Delta E(t)$ est donnée par :

$$p_{\Delta}(x,t) = \Delta E \left(t - \frac{l}{v_e} - \frac{x}{v_p} \right) \cdot \rho(x) \cdot \Delta(x) \quad (4.3)$$

L'établissement de cette équation est basé sur les hypothèses suivantes :

- la distribution de charge d'espace est unidimensionnelle et ne varie que dans la direction de l'épaisseur de l'échantillon ;
- la forme de l'onde acoustique générée est identique à celle de l'impulsion du champ électrique ;

- le principe de superposition linéaire des ondes acoustiques est applicable quand deux ondes ou plus interagissent ;
- la sortie du transducteur piézo-électrique dépend de l'amplitude de l'onde acoustique. L'impédance d'entrée de l'amplificateur connecté au transducteur peut être considérée comme infinie (environ 1MΩ)
- l'amplitude de l'onde acoustique générée est proportionnelle à la densité de charges présente dans le matériau et à l'amplitude de leur oscillation sous l'action du champ induit par l'impulsion de tension.

La pression incidente, notée $p(t)$, générée par l'ensemble des couches élémentaires est donnée par intégration de la pression élémentaire, $p_{\Delta}(t)$:

$$p(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_{\Delta}(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta E \left(t - \frac{I}{v_e} - \frac{x}{v_p} \right) \cdot \rho(x) \cdot \Delta(x) \quad (4.4)$$

Posons : $\tau = \frac{x}{v_p}$ et $\rho(x) = \rho(\tau \cdot v_p) = r(\tau) \Rightarrow \Delta x = \Delta \tau \cdot v_p$

Il vient alors :

$$p(t) = v_p \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta E \left(t - \frac{I}{v_e} - \tau \right) \cdot r(\tau) \cdot \Delta(\tau) \quad (4.5)$$

L'équation 4.5 représente la pression acoustique incidente générée par les charges dans l'échantillon sous l'effet de la force électrostatique. Cette expression comporte l'information sur la nature et le profil de ces charges. Cette pression incidente, notée $p(t)$, est un produit de convolution entre la tension appliquée $\Delta E(t)$ et la densité de charge $\rho(x)$.

L'écriture de cette convolution peut être simplifiée en appliquant la transformée de Fourier :

$$P = v_p \cdot \Gamma \cdot \Delta E \cdot e^{-\frac{2i\pi f I}{v_e}} \quad (4.6)$$

Γ étant la transformée de Fourier de $\rho(x)$. Comme précisé précédemment, cette équation de la pression est bien fonction de la charge présente dans le matériau. L'étape suivante est appelée 'étape de calibration' qui consiste à déterminer des conditions expérimentales particulières permettant d'estimer de manière simple la fonction de transfert du système (le système est ici réduit au capteur piézo-électrique).

1.2 Etape de calibration ou caractérisation de la fonction de transfert du capteur piézo-électrique

La calibration du système a pour objectif d'estimer la fonction de transfert du capteur piézoélectrique H_{piezo} de l'équation 4.1 par un signal de référence obtenu sur un

échantillon non chargé. Pour ce faire, les charges sont assimilées à un plan de charge capacitif, σ_{cal} , aux extrémités de l'échantillon dont l'expression analytique est donnée par les équations classiques d'un condensateur plan :

$$\begin{cases} \sigma_{cal} = C_s \cdot U_{dc} \\ C_s = \frac{\epsilon}{d} \end{cases} \quad (4.7)$$

Avec U_{dc} la tension de calibration appliquée à l'échantillon, C_s la capacité surfacique du matériau, ϵ sa permittivité relative et d son épaisseur. La pression de calibration, notée $p_{cal}(t)$, engendrée par cette charge capacitive au niveau du capteur s'exprime par simplification de l'équation 4.5:

$$p_{cal}(t) = \sigma_{cal} \cdot \Delta E \left(t - \frac{l}{v_e} \right) \quad (4.8)$$

Soit, dans l'espace des fréquences :

$$P_{cal} = \sigma_{cal} \cdot \Delta E \cdot e^{-\frac{2i\pi f l}{v_e}} \quad (4.9)$$

Contrairement à l'expression (4.5), l'équation de la pression à l'entrée du capteur peut être facilement résolue, tous les termes sont maintenant clairement définis. A l'aide de l'équation (4.1), nous obtenons :

$$H_{piezo} = \frac{V_{ref}}{P_{cal}} = \frac{V_{ref}}{\sigma_{cal} \Delta E e^{-\frac{2i\pi f l}{v_e}}} \quad (4.10)$$

V_{ref} : étant la tension de référence en sortie du capteur lors de l'étape de calibration, matériau non chargé.

Il est important de préciser que la calibration fait partie intégrante de la méthode, puisqu'elle apporte une information qualitative et quantitative du profil de charges à recouvrer. De la qualité de ce signal dépendra la précision des mesures de profils de charges obtenues sur un échantillon chargé. Notons que la fonction de transfert du capteur piézo-électrique ainsi obtenu est un vecteur de dimension égale à la dimension du vecteur de tension de calibration.

1.3 Estimation de la charge interne

En remplaçant dans 4.1 H_{piezo} et P par leur expression respective 4.5 et 4.10 nous obtenons :

$$V_{PEA} = H_{piezo} \cdot P = \frac{V_{ref}}{\sigma_{cal} \Delta E e^{-\frac{2i\pi f l}{v_e}}} \cdot v_p \cdot \Gamma \cdot \Delta E \cdot e^{-\frac{2i\pi f l}{v_e}} = \frac{V_{ref}}{\sigma_{cal}} \cdot v_p \cdot \Gamma \quad (4.11)$$

$$\text{Soit, } \Gamma = \frac{\sigma_{cal} V_{PEA}}{v_p \cdot V_{ref}} \quad (4.12)$$

$$\text{Avec, } \sigma_{cal} = \frac{\varepsilon U_{dc}}{d}$$

Comme le montre l'équation 4.12, établie dans le domaine fréquentiel, une division spectrale doit être réalisée sur le signal de calibration, V_{ref} , au dénominateur dans l'équation. Afin d'éviter une division par une valeur nulle, Maeno et al [Maen 88] préconisent d'utiliser un filtre de Wiener. Après division spectrale, un filtre Gaussien est également appliqué pour éliminer le bruit induit par cette division. En effet, les signaux expérimentaux sont dans la plupart du temps équivalents à des filtres passe-bas, leur inversion conduit donc à générer des filtres passe-haut amplifiant par conséquent tous les parasites présents dans le signal à déconvoluer.

Après l'obtention de la charge dans l'espace des fréquences, la répartition spatiale de la charge, $\rho(x)$, s'obtient par la transformée inverse de Fourier :

$$\rho(x) = FFT^{-1}[\Gamma] = FFT^{-1}\left[\frac{\sigma_{cal}}{v_p} \cdot \frac{V_{PEA}}{V_{ref}}\right] = FFT^{-1}\left[\frac{\varepsilon \cdot U_{dc}}{v_p \cdot d} \cdot \frac{V_{PEA}}{V_{ref}}\right] \quad (4.13)$$

A partir de cette distribution de charge électrique estimée $\rho(x)$, il est alors possible de retrouver le profil du champ électrique $E_s(x)$ et la distribution du potentiel électrique $V_s(x)$ en fonction de l'épaisseur de l'échantillon :

$$E_s(x) = \int_0^x \frac{\rho(u)}{\varepsilon} du \quad (4.14)$$

$$V_s(x) = -\int_0^x E_s(u) du \quad (4.15)$$

1.3.1 Synoptique général

La Figure 4.2 schématise l'ensemble de la procédure. Dans un premier temps, le signal de référence $V_{ref}(t)$ (en rouge sur la figure), signal obtenu pour un échantillon non chargé ou seules les charges capacitatives sont considérées, et le signal de tension issu d'un échantillon chargé $V_{PEA}(t)$ (en bleu sur la figure) sont convertis dans l'espace des fréquences par une transformation de Fourier. La division spectrale entre ses deux signaux est réalisée en appliquant sur le signal de référence (au dénominateur dans l'équation 4.12) un filtre de Wiener. Le signal obtenu par division spectrale est ensuite multiplié par une constante et un filtre passe-bas de type Gaussien, éliminant l'ensemble des fréquences supérieures à la fréquence de coupure de ce filtre [Jero 97].

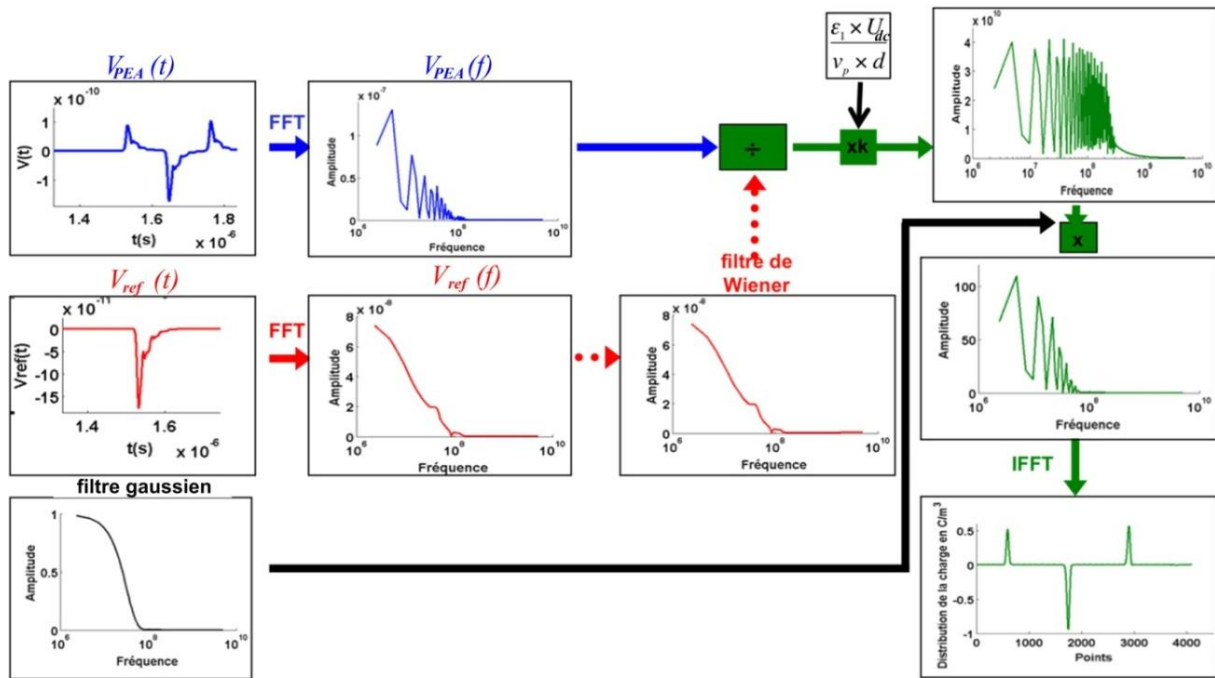


Figure 4.2 : Synoptique du traitement du signal pour une cellule de mesure PEA

Dans les sections suivantes, une étude de l'influence des deux principaux filtres utilisés dans cette méthode est réalisée, il s'agit du filtre de Wiener et du filtre Gaussien. Pour ce faire, le signal de tension en sortie du capteur piézo-électrique, que ce soit lors de l'étape de calibration ou non, sera issu du modèle électro-acoustique développé sous COMSOL® (cf. chapitre 3). L'avantage de cette approche est d'avoir une parfaite connaissance du profil de charge à retrouver. Ce signal de tension sera ensuite déconvolué à l'aide du script développé sous Matlab et basé sur les travaux de Maeno et al [Maen 88]. La prise en compte ou non de ces filtres permettra de mieux comprendre leur rôle et leur fonction dans le traitement des données.

1.3.2 Filtre de Wiener

Le filtrage de Wiener est un problème d'estimation où l'on dispose d'une connaissance à priori sur le paramètre à estimer. Cette connaissance se présente généralement sous la forme de données probabilistes. Typiquement, on veut estimer un signal « noyé » dans un bruit et on sait que le bruit est a priori centré, blanc, etc. En statistique, lorsque l'on prend en compte une connaissance probabiliste sur le paramètre à estimer, on parle d'estimation Bayésienne.

Soit le système suivant :

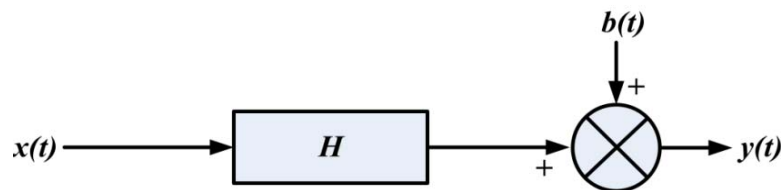


Figure 4.3 : Représentation d'un système linéaire

Où $x(t)$ représente le signal d'entrée à recouvrer, H la matrice de transfert du système, $b(t)$ le bruit et $y(t)$ le signal de sortie bruité.

Dans l'espace des fréquences, le signal de sortie Y s'écrit :

$$Y = H.X + B \quad (4. 16)$$

Le rôle du filtre de Wiener est d'estimer le signal d'entrée x lorsqu'on dispose juste de connaissances probabilistes sur le signal à retrouver et le bruit. Comme le montre la Figure 4.4, cette estimation est établie de manière à minimiser l'énergie de l'erreur, erreur ζ entre le signal original $x(t)$ et son estimé $\tilde{x}(t)$ à partir du signal filtré par Wiener [Jero 97] [Hayk 86].

$$\text{Avec : } H_{wiener} = \frac{|H|^2 + a}{H^*} \quad (4. 17)$$

Avec H^* le conjugué de H , et a la densité spectrale du bruit.

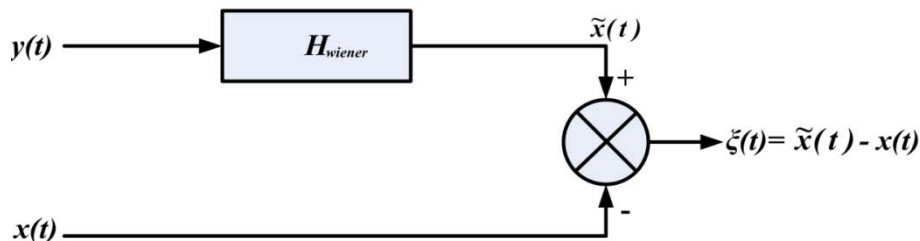


Figure 4.4 : Le filtre de Wiener

Afin d'analyser le rôle du filtre de Wiener dans le traitement du signal d'une cellule PEA, une étude de l'influence de ce filtre sur le profil de la charge à estimer est réalisée. Dans un premier temps, le filtre de Wiener est utilisé comme préconisé par Jeroense [Jero 97], il est donc appliqué dans l'espace des fréquences sur le signal de référence présenté à la Figure 4.5b (juste avant la division spectrale). Le profil de charge obtenu est présenté sur la Figure 4.5c avec un coefficient $a = 10^{-22}$.

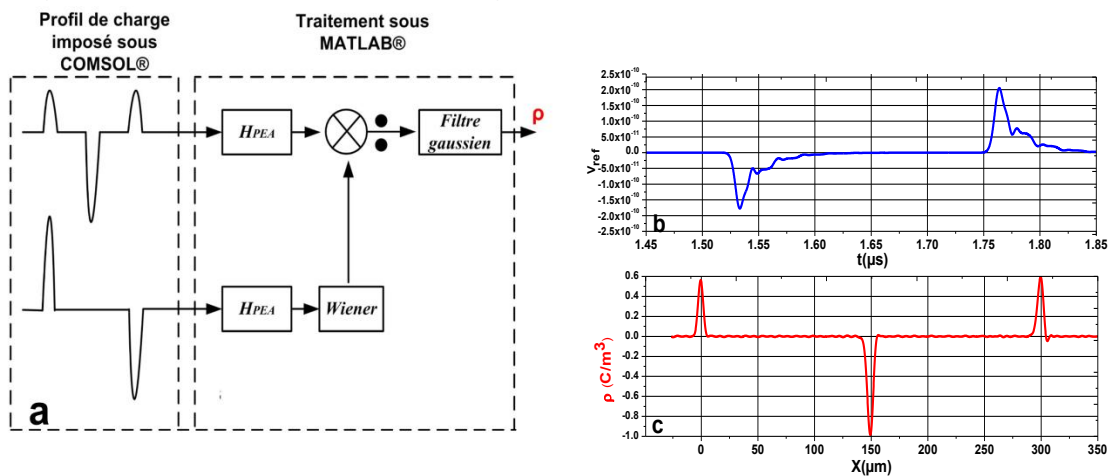


Figure 4.5 : Déconvolution avec filtre de Wiener : 4.5a méthode adoptée, 4.5b signal de référence, 4.5c charges estimées

Dans un second temps, la déconvolution est réalisée sans le filtrage de Wiener, Figure 4.6. Le profil de charges obtenu à la Figure 4.6c montre que ce filtre n'a aucune influence sur la répartition de la densité nette de charge retrouvée après division spectrale. Ceci est sûrement dû à une mauvaise estimation du paramètre a .

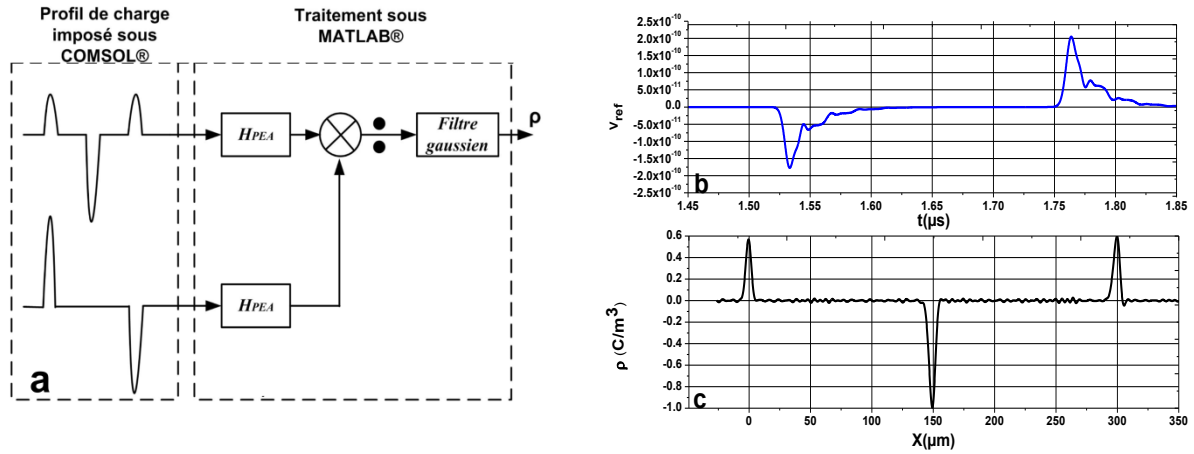


Figure 4.6 : Déconvolution sans filtre de Wiener : 4.6a méthode adoptée, 4.6b signal de référence, 4.6c charges estimées

1.3.3 Filtre gaussien

Le filtre Gaussien est un filtre passe-bas spécial avec des propriétés mathématiques bien précises. Le filtre gaussien est très en télécom, photographies numériques, astronomie.... La fonction Gaussienne est aussi souvent utilisée dans les distributions statistiques, elle est définie par la fonction $G(x)$:

$$G(x) = G_0 \cdot e^{\left(\frac{-2x^2}{\sigma^2}\right)} \quad (4.18)$$

Avec,

σ : paramètre qui détermine la largeur du signal à G_0 / \sqrt{e} .

G_0 : amplitude maximale du signal.

Comme le montre la Figure 4.2, ce filtre est inséré juste après la division spectrale. Il a pour objectif d'éliminer les hautes fréquences tout en conservant le maximum de signal utile. Comme aucune méthode n'est préconisée pour le choix de la fréquence de coupure, c'est à l'expérimentateur de définir une largeur de bande passante suffisante pour retrouver les charges effectivement présentes dans le matériau. Choix important car directement lié à la résolution finale de la mesure. C'est le point délicat et critiquable de cette méthode. En effet, ce choix est propre à chaque utilisateur (choix généralement basé sur un critère visuel, le choix s'arrête lorsque le signal est 'propre' et 'lisse') et induit donc un résultat complètement dépendant de l'utilisateur.

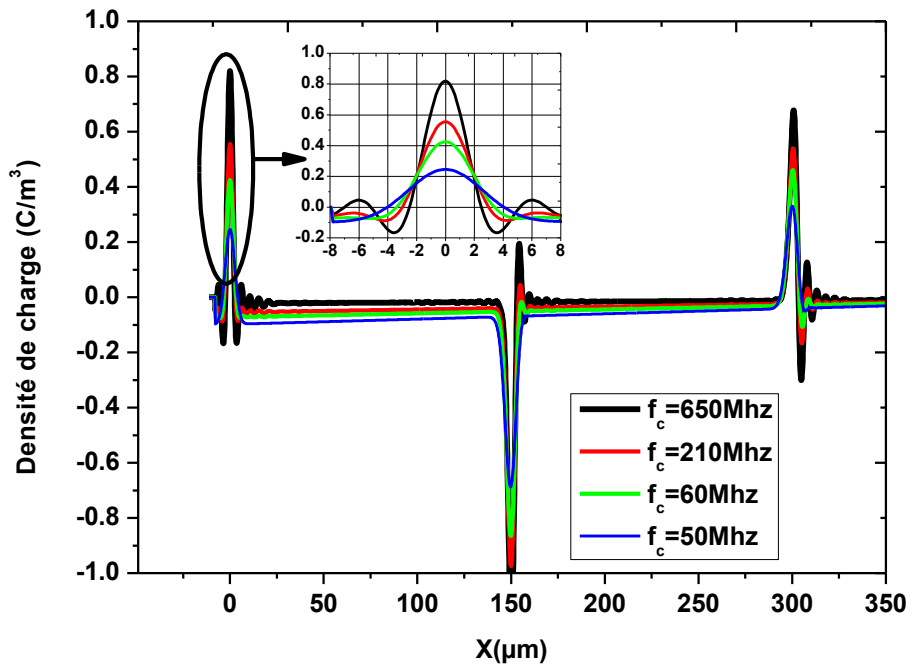


Figure 4.7 : Répartition de la charge estimée pour différentes valeurs de la fréquence de coupure f_c du filtre Gaussien

Comme pour le filtre de Wiener, une étude du filtre Gaussien a été réalisée sur un signal de référence simulé. Les charges issues de la déconvolution pour différentes valeurs de f_c (fréquence de coupure du filtre) sont présentées sur la Figure 4.7. Il est évident qu'une bande passante élevée ($f_c = 650$ MHz, signal en noir) permet d'améliorer la résolution du système mais induit une augmentation du bruit. A l'inverse, lorsque ce coefficient augmente, le filtre élimine l'ensemble des parasites mais élimine également une partie du signal utile ($f_c = 50$ MHz, signal en bleu). Un compromis entre précision et qualité de la mesure devra être effectué. Comme explicité précédemment, le choix de ce coefficient est complètement arbitraire puisque nous n'avons aucune connaissance de la forme, de l'amplitude des charges implémentées dans le matériau.

1.4 Conclusion

Jusqu'à présent, notre analyse du traitement du signal pour des signaux issus de la cellule PEA s'est basé sur les travaux de Maeno et al [Maen 88]. Cette analyse est primordiale pour la suite de nos recherches car la plupart des expérimentateurs du domaine des diélectriques utilise cette méthode de déconvolution. Il est important de noter que, dans cette méthode, seul le capteur piézo-électrique est identifié par l'étape de calibration. Plusieurs hypothèses ont donc dû être effectuées notamment pour la mise en équation de l'onde de pression générée par les charges d'espace, comme la non prise en considération de la nature des matériaux (impédance acoustique), des réflexions, des transmissions, de l'atténuation et de la dispersion

des ondes dans le matériau. L'étude montre également la présence de deux filtres pour la déconvolution des signaux : le filtre de Wiener et le filtre Gaussien dont aucune méthode n'est recommandée pour l'estimation de leur paramètre.

Dans la section suivante, une autre approche est proposée pour déconvoluer les signaux de mesure. La fonction de transfert sera écrite sous une forme matricielle (et non vectorielle comme précédemment) et prendra en considération l'ensemble des éléments de la cellule PEA. Après avoir défini cette matrice de transfert, son nombre de conditionnement sera optimisé en analysant l'impact de chaque élément de la cellule sur celui-ci.

2 Une nouvelle approche pour le traitement des données d'une cellule PEA

2.1 Notre approche

Comme indiqué dans le chapitre précédent, une cellule de mesure PEA peut-être divisée en plusieurs sous domaines. La Figure 4.8 propose un schéma « bloc » simplifié d'une cellule PEA divisée en cinq sous domaines : l'électrode supérieure, l'échantillon, l'électrode inférieure, le capteur piézo-électrique et l'amplificateur de tension. Dans notre cas, l'amplificateur de tension sera considéré comme parfait (bande passante infinie) avec un gain égal à 1. Contrairement aux travaux de Maeno et al [Maen 88] où seul la fonction de transfert du capteur H_{piezo} est identifiée, dans ce qui suit nous proposons d'identifier l'ensemble de la chaîne de mesure.

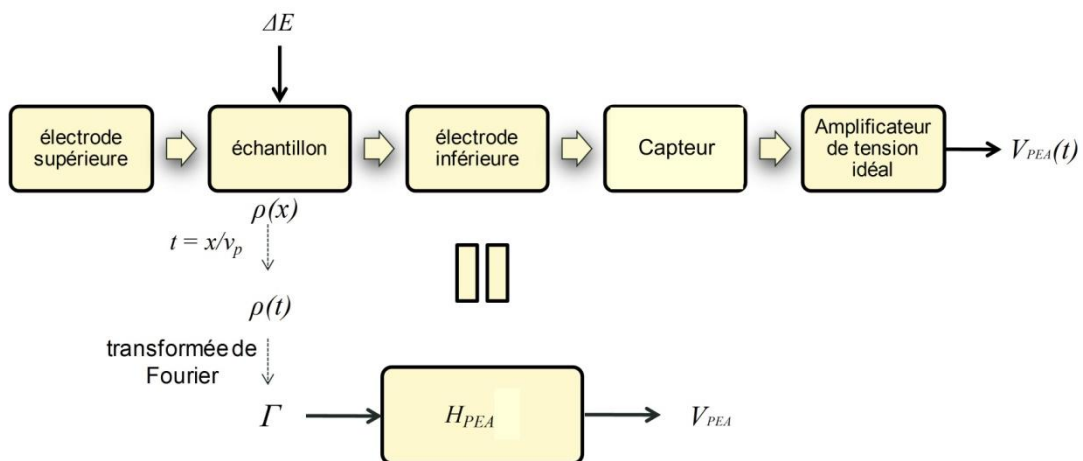


Figure 4.8 : Schéma bloc simplifié d'une cellule PEA.

Pour ce faire, nous définissons une matrice de transfert H_{PEA} , qui a pour données d'entrée la répartition des charges dans l'échantillon (inconnue à estimer) et pour sortie, la tension issue du capteur piézo-électrique, seul :

$$V_{PEA} = \Gamma \cdot H_{PEA} \quad (4.19)$$

Dans notre cas, aucune hypothèse n'est formulée pour la mise en équation de l'onde de pression générée par les charges (la génération de l'onde et sa propagation font partie intégrante de la fonction de transfert). L'identification de la fonction de transfert sera réalisée à l'aide d'une étape de calibration en assimilant les charges capacitives à une fonction Dirac, la tension de calibration obtenue lors de cette étape sera donc directement la fonction de transfert de notre système. Cette fonction sera écrite sous forme matricielle.

2.2 Identification et analyse de la matrice de transfert de la cellule PEA

2.2.1 Ecriture de la fonction de transfert d'une cellule PEA sous forme matricielle : la matrice Toeplitz

On considère x , H et y comme étant respectivement l'entrée, la matrice de transfert et la sortie. Ce système linéaire et invariant est présenté sur la Figure 4.9.

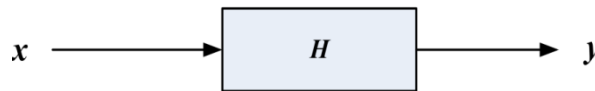


Figure 4.9 : Système linéaire et invariant.

Pour un système scalaire, linéaire et invariant, initialement au repos, la réponse $y(t)$ à un signal d'entrée quelconque $x(t)$ est donnée par le produit de convolution entre $x(t)$ et $h(t)$ la réponse impulsionnelle du système (4.20).

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau) \times h(t - \tau) \times d\tau = x(t) * h(t) \quad (4.20)$$

Comme nous travaillons avec des signaux discrets, l'équation (4.20) s'écrit donc de la façon suivante :

$$y(i) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x(n) \cdot h(i-n) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x(i-n) \cdot h(n) \quad (4.21)$$

L'entrée et le système étant causaux et la dimension des signaux étant finie la convolution numérique (4.21) se réduit à :

$$y(i) = \sum_{n=0}^{n_h} h(n) \cdot x(i-n) \quad \text{pour } i \leq n_h + n_x - 1 \quad (4.22)$$

Avec h la réponse impulsionnelle de dimension n_h , x le signal d'entrée de dimension n_x et $n_h + n_x - 1$ la dimension du signal de sortie y .

Si on ajoute au signal d'entrée x et à la réponse impulsionnelle h autant de zéro que

nécessaire pour que la taille de ces deux vecteurs soit égale à la taille de y , alors la convolution discrète est le produit d'une matrice de transfert H par le vecteur d'entrée x . Cette matrice de convolution est particulière, c'est une matrice Toeplitz [Gray 06].

$$y = \begin{bmatrix} y_0 \\ y_1 \\ \dots \\ y_{nk} \\ \dots \\ y_{n_h+n_x-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_0 & 0 & 0 & \dots & 0 & h_{n_h} & \dots & h_1 \\ h_1 & h_0 & 0 & 0 & \dots & 0 & h_{n_h} & \dots \\ \dots & \dots & h_1 & h_0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ h_{n_h} & \dots & h_1 & h_0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & h_{n_h} & \dots & h_1 & h_0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & h_{n_h} & \dots & h_1 & h_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & h_{n_h} & \dots & h_1 & h_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & h_{n_h} & \dots & h_1 & h_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0 \\ x_1 \\ \dots \\ x_{n_x} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.23)$$

D'un point de vue expérimental :

Il s'agit de polariser un échantillon non chargé pendant un temps relativement court pour éviter la pénétration des charges dans le volume : seules des charges capacitives seront alors considérées et assimilées à une fonction Dirac. Une mesure de la tension en sortie du capteur piézo-électrique permettra de construire directement la matrice Toeplitz à l'aide de l'équation 4.23.

D'un point de vue numérique :

Dans le but de tester les algorithmes de traitement du signal, le modèle électro-acoustique développé sous Comsol est utilisé pour identifier la fonction de transfert sous forme matricielle caractérisant la cellule de mesure PEA. La Figure 4.10 montre la répartition des charges aux électrodes, d'amplitude normalisée.

Ces charges sont des charges capacitives (matériau non chargé) qui sont assimilées à une fonction Dirac. Après simulation numérique le signal de tension est obtenu, Figure 4.11. L'équation 4.23 permet à partir de ce vecteur de construire directement la matrice Toeplitz.

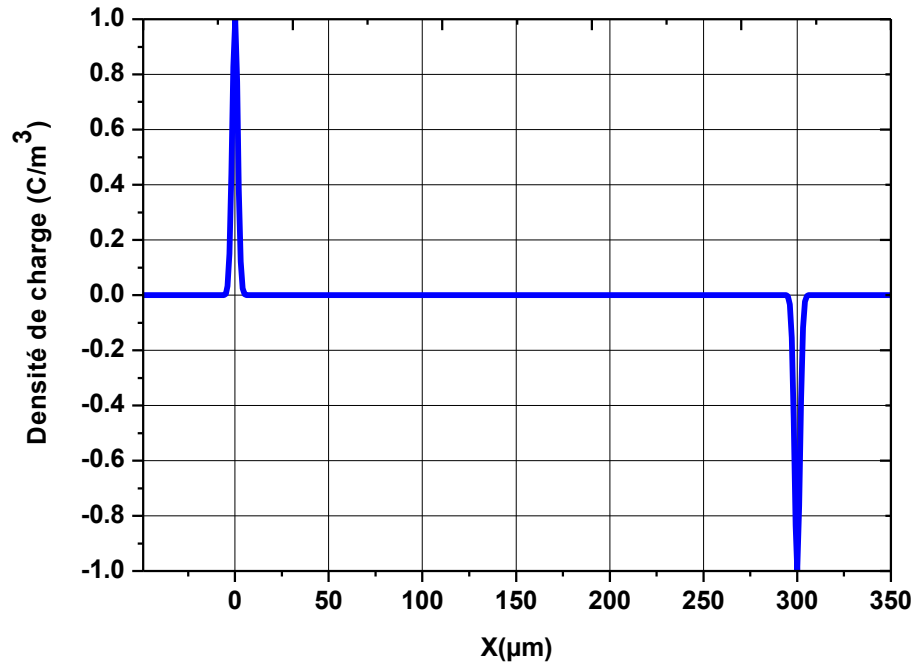


Figure 4.10 : Profil de la de charge capacitive modélisée sous COMSOL.

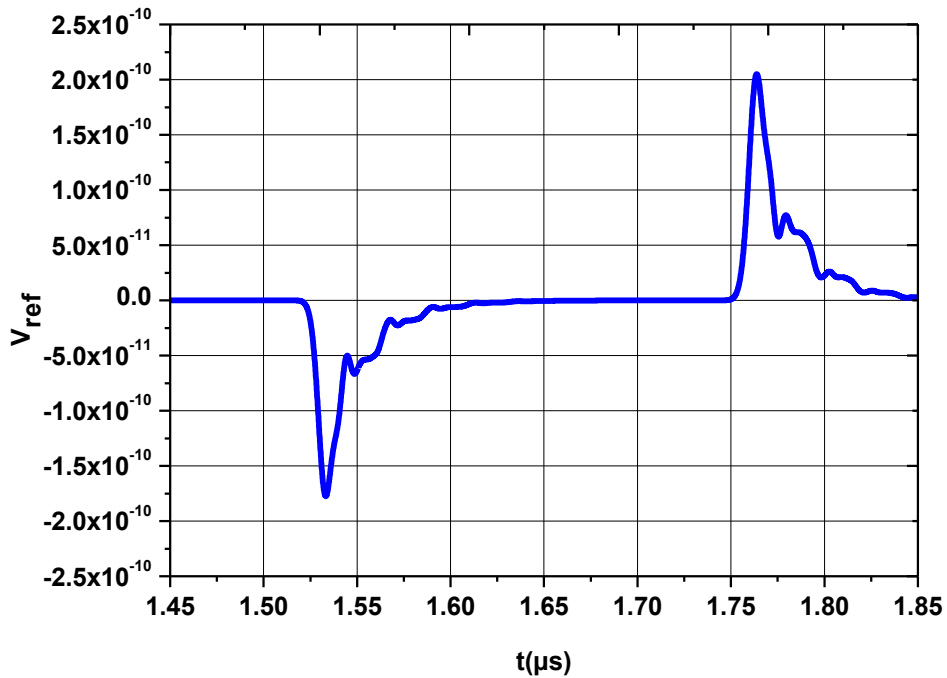


Figure 4.11 : Tension de référence pour la construction de la matrice Toeplitz.

2.2.2 Le nombre de conditionnement de la matrice de transfert

En analyse numérique, le conditionnement mesure la dépendance de la solution par rapport aux données du problème, ceci afin de contrôler la validité d'une solution calculée par rapport à ses données. En effet, les données d'un problème numérique dépendent en général de mesures expérimentales et sont donc entachées d'erreur. De façon plus générale, on peut dire le nombre de conditionnement associé à un problème est une mesure de la difficulté de calcul numérique du problème. Le conditionnement est donné suivant la formule suivante :

$$c(H) = \| H \| \| H^{-1} \| \quad (4.24)$$

Avec H : La matrice de transfert

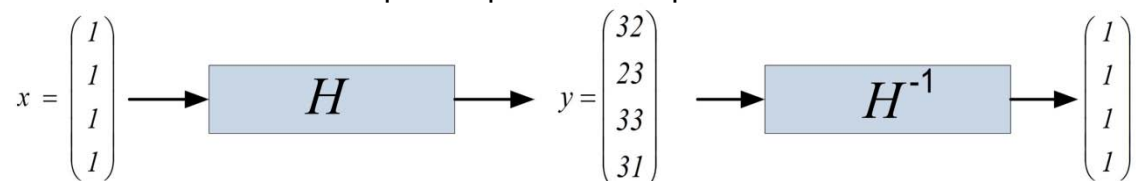
H^{-1} : La matrice inverse de H

Un problème possédant un nombre de conditionnement proche de 1 est dit bien conditionné alors qu'un problème possédant un nombre de conditionnement élevé est dit mal conditionné.

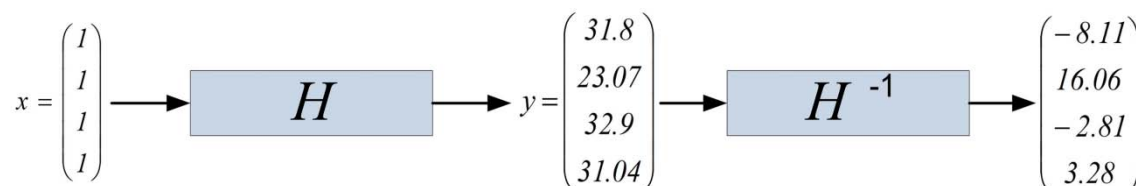
L'exemple suivant montre l'effet du conditionnement sur un système linéaire. Soit le système $y = Hx$, dont H représente une matrice de transfert dont le nombre de conditionnement est égal à 3000, x le vecteur d'entrée, et y le vecteur de sortie.

$$H = \begin{pmatrix} 10 & 7 & 8 & 7 \\ 7 & 5 & 6 & 5 \\ 8 & 6 & 10 & 9 \\ 7 & 5 & 9 & 10 \end{pmatrix}$$

Dans le cas d'un signal non bruité, le calcul du vecteur de sortie y en fonction de celui de l'entrée x est obtenu par simple division spectrale.



Dans le cas d'un signal bruité, même faiblement bruité, nous obtenons, par inversion, un vecteur x très différent du vecteur trouvé lorsque notre système n'est pas bruité.



Cet exemple met en évidence le problème lié à la matrice de transfert mal conditionnée lorsque le signal de sortie est bruité, cas des signaux réels. L'inversion d'une matrice est donc très sensible au bruit : une très petite variation sur le signal de

sortie entraîne une grande variation sur le signal d'entrée.

Le nombre de conditionnement obtenu par la matrice de transfert de la cellule PEA avec des données simulées est de 400000 ! Par conséquent notre système est très mal conditionné. La Figure 4.12 met en exergue le problème lié au mauvais conditionnement. Cette figure représente le profil de charge obtenu par simple inversion matricielle de la matrice de transfert H_{PEA} .

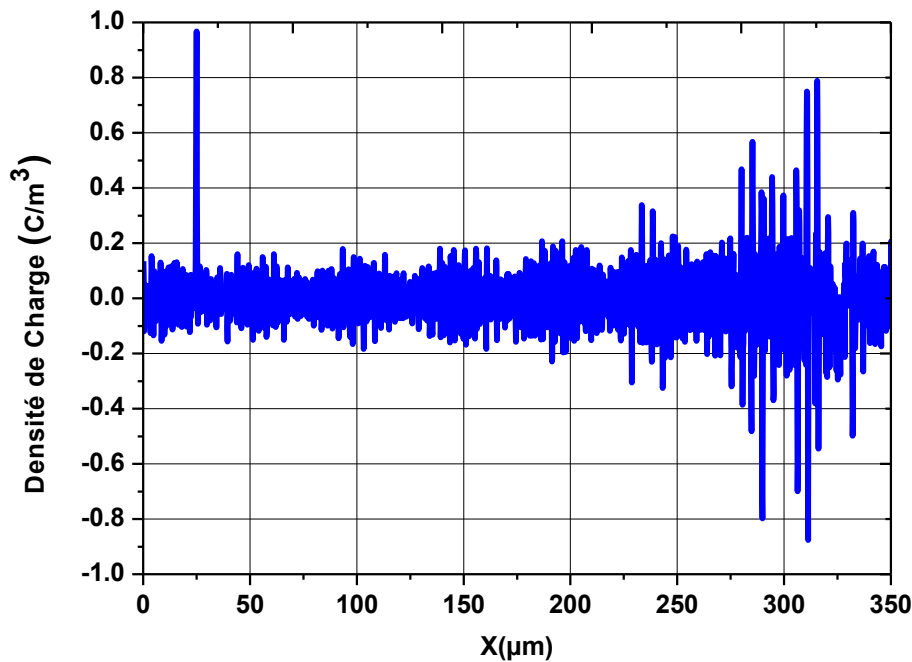


Figure 4.12 : Profil de charge estimé.

La matrice Toeplitz de la cellule PEA étant mal conditionnée, les charges recouvrées par simple inversion matricielle sont complètement erronées : seul du bruit est récupéré. L'inversion de la matrice est équivalent à l'application d'un filtre passe haut, amplifiant par conséquent tous les parasites hautes fréquences. Une amélioration de ce nombre de conditionnement doit être réalisée, c'est l'objet de la section suivante.

2.2.3 Optimisation du nombre de conditionnement : influence des grandeurs électroacoustiques

Le traitement des données de la cellule PEA consiste, dans la plupart du temps, à la résolution inverse d'un système linéaire du type $V_{PEA} = H_{PEA} \cdot \rho + b$, où la sortie du système V_{PEA} est un produit linéaire entre la matrice de transfert du système H_{PEA} , et l'inconnue (entrée du système) ρ . Un bruit b est généralement ajouté dans le modèle pour rendre compte des perturbations induites dans les conditions réelles. La résolution de ce système consiste donc à retrouver le vecteur ρ par des méthodes de

déconvolution. Comme montré précédemment, la matrice de transfert H_{PEA} est mal conditionnée. Dans cette partie on s'intéresse à l'amélioration de ce conditionnement. Cette amélioration est réalisée en analysant l'influence des différentes grandeurs électroacoustiques présentes dans la cellule. Dans ce qui suit, la matrice H_{PEA} sera calculée à l'aide du signal de tension issu de la simulation numérique (modèle électro-acoustique sous Comsol) pour différentes configurations détaillées ci-dessous.

2.2.3.1 Les grandeurs électroacoustiques étudiées

L'épaisseur du capteur piézo-électrique. Les capteurs piézoélectriques sont utilisés pour convertir l'énergie électrique en énergie mécanique et vice-versa. La tension de sortie peut être obtenue en intégrant une onde de pression le long de l'épaisseur du capteur. L'étude présentée au chapitre 3 montre l'influence de l'épaisseur du capteur sur la résolution spatiale. Pour parfaire cette étude, la matrice H_{PEA} sera estimée pour deux épaisseurs de capteur différentes, 9 μm et 1 μm . Le nombre de conditionnement de la matrice sera analysé pour chacun des cas.

La forme du pulse. La forme du pulse est un élément important pour la résolution du signal de sortie.

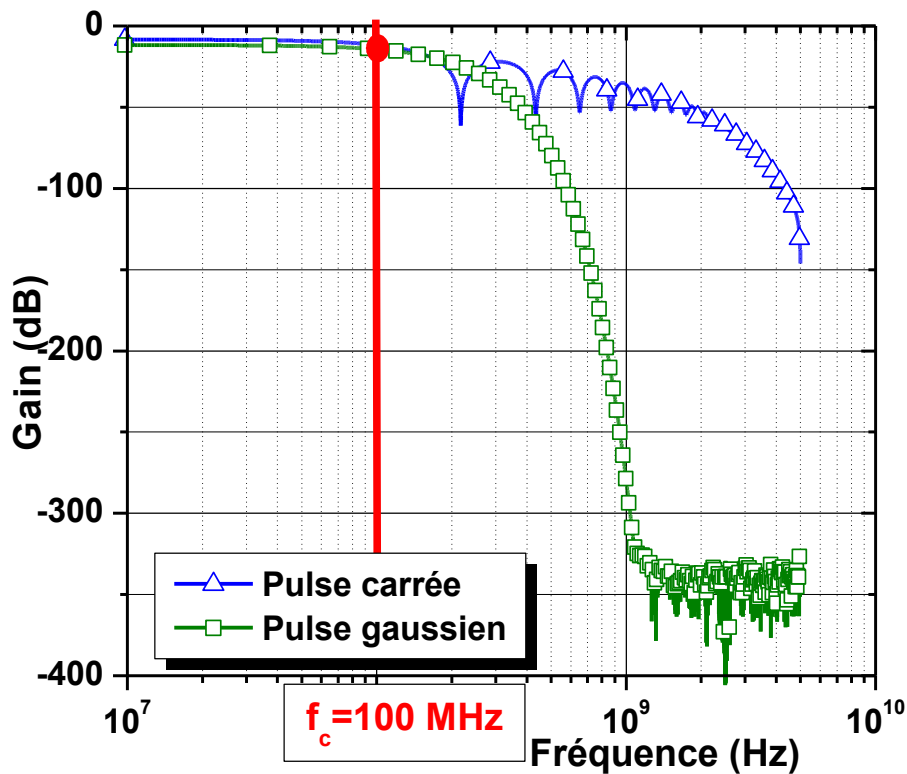


Figure 4.13 : Représentation fréquentielle du champ impulsionnel : forme gaussienne et forme carrée avec $\text{Gain (dB)} = 20\log_{10}(E/E_{max})$.

C'est pourquoi il semble primordial d'étudier l'impact de l'étalement du spectre fréquentiel de cette tension sur le nombre de conditionnement de la matrice de transfert. Deux formes ont été choisies : une forme Gaussienne et une forme carrée. Comme le montre la Figure 4.13, dans les deux cas nous avons pris soin de prendre une fréquence de coupure f_c à -3dB équivalente, environ 100Mhz.

L'adaptation d'impédance. L'objectif principal de l'adaptation d'impédance est d'éviter la réflexion de l'onde acoustique à une interface entre deux milieux différents. Dans notre modèle on a étudié l'influence de ce phénomène sur le conditionnement de la matrice de transfert, en considérant deux types d'adaptation :

- adaptation de l'impédance acoustique à l'interface du capteur et de l'absorbeur
- adaptation de l'impédance acoustique aux interfaces des deux électrodes et de l'échantillon. Dans ce cas, l'électrode est substituée par le même matériau que l'échantillon, soit du Téflon, mais cette substitution se fait juste à l'interface de l'échantillon, voir Figure 4.14.

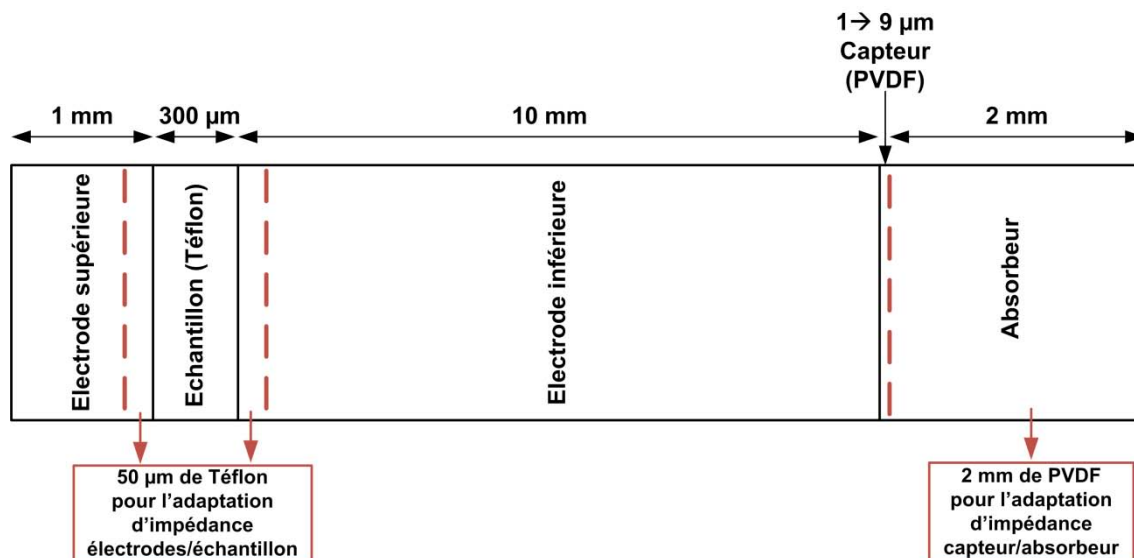


Figure 4.14 : Adaptation d'impédance aux interfaces électrodes / échantillon et capteur / absorbeur pour une cellule PEA

2.2.3.2 Analyse du nombre de conditionnement pour différentes configurations

Comme précisé précédemment, les différentes configurations étudiées sur la cellule PEA pour analyser le nombre de conditionnement de la matrice de transfert sont implémentées dans notre modèle électro-acoustique. Après avoir imposé des charges capacitives normalisées aux électrodes, le signal de tension simulé est récupéré pour construire la matrice Toeplitz. Les résultats sont présentés dans le Tableau 4.1.

	épaisseur du capteur piézoélectrique (PVDF)	forme du pulse	adaptation des impédances acoustiques	conditionnement de la matrice de transfert
Cas 1	9 μm	carrée	Aucune adaptation	4.13×10^5
Cas 2	1 μm	carrée	Aucune adaptation	4.2×10^4
Cas 3	9 μm	gaussien	Aucune adaptation	9.2×10^4
Cas 4	9 μm	carrée	Capteur/Absorbeur	5.4×10^4
Cas 5	9 μm	carrée	Electrode/échantillon	1.3×10^5
Cas 6	1 μm	gaussien	Capteur/Absorbeur et Electrode/échantillon	2×10^3

Tableau 4.1 : Influence des paramètres intrinsèques d'une cellule PEA sur le conditionnement de la matrice de transfert.

Comme le montre ce tableau, une cellule 'idéale' optimisée peut être définie. Il s'agit du cas n°6, où le conditionnement de la matrice est pratiquement 200 fois plus petit que la cellule actuelle, cas n°1. Cette cellule optimisée doit comporter un capteur ultrafin, une adaptation d'impédance entre les différentes interfaces de la cellule et une impulsion de forme Gaussienne doit être appliquée. Pour parfaire cette étude, les Figures 4.15 et 4.16 montrent pour chacune des configurations explicitées ci-dessus (cas 1 à 6), le signal de référence respectivement dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel.

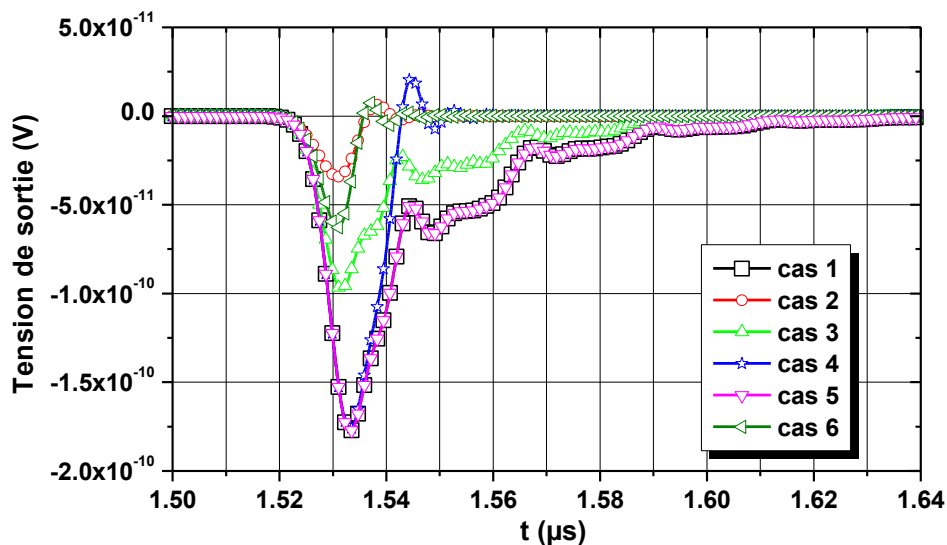


Figure 4.15 : Signal de référence pour les différentes configurations : cas de 1 à 6.

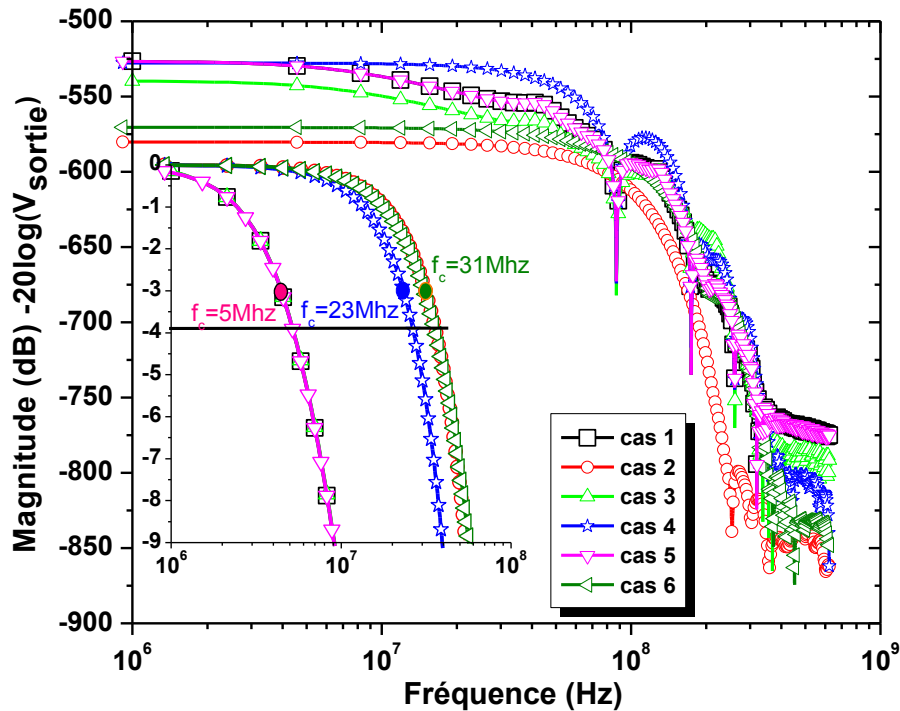


Figure 4.16 : Représentation fréquentielle de la tension de référence pour les différentes configurations : cas de 1 à 6

Tout d'abord, l'adaptation d'impédance entre l'électrode inférieure et l'échantillon (comparaison entre les cas 1 et 5) n'a pratiquement aucune incidence sur le signal de sortie : la fréquence de coupure est pratiquement la même, environ 5 MHz, et la bande passante présente dans les deux cas des singularités dans les basses fréquences. Nous pouvons également observer à la Figure 4.15 une dégradation du signal de sortie due à la réflexion des ondes acoustiques à l'interface du capteur et de l'absorbeur. Après adaptation de cette impédance acoustique, cette réflexion est totalement éliminée, cas n°4. Dans cette configuration, la valeur du conditionnement est pratiquement 8 fois plus faible que le cas n°1. De plus, la bande passante à -3dB est relativement plate pour les fréquences inférieures à f_c . Enfin, grâce à cette adaptation d'impédance, la bande passante du signal passe de 5 MHz à 23 MHz améliorant ainsi la résolution spatiale de notre système.

L'influence des formes de l'impulsion électrique sur la qualité du signal de sortie est relativement faible (comparaison entre les cas 1 et 3). Dans les deux cas la bande passante n'est pas très plate. Comme nous l'avons déjà montré, cette particularité est surtout due à la mauvaise transmission de l'onde acoustique à l'intérieur de la cellule de mesure. Avec une impulsion gaussienne, l'amplitude du signal de sortie est plus petite que celle obtenue avec une forme d'onde carrée. De plus, la déformation du signal temporel est toujours observée. Il faut quand même noter qu'en utilisant la

forme gaussienne pour l'impulsion électrique le conditionnement est divisé par 4 par rapport au signal de sortie établi avec un signal carré.

Enfin, l'analyse des Figures 4.15 et 4.16 montrent un lien fort entre la valeur de l'épaisseur du capteur piézo-électrique et le nombre de conditionnement ou la qualité du signal en sortie de la cellule. En effet, la bande passante du système obtenue avec un capteur de 1 μm est 6 fois plus importante que celle obtenue avec un capteur de 9 μm : environ 31 MHz pour 1 μm d'épaisseur contre 5 MHz avec 9 μm . Même si le gain a fortement diminué avec l'utilisation d'un capteur ultrafin, le signal obtenu à la Figure 4.15 ne présente aucune déformation et est relativement proche, en forme, de la densité nette de charge à retrouver.

2.3 Estimation de la charge interne

Malheureusement, la diminution du nombre de conditionnement de 400000 à 2000 n'est pas suffisante. L'inversion matricielle donne des résultats aberrants, c'est pourquoi, dans cette section, nous proposons une technique de régularisation qui ajoute au système linéaire des contraintes, des connaissances « à priori » sur le signal à recouvrer permettant d'obtenir un problème bien posé, un problème dont la solution reste unique. Cette étude est réalisée sur des signaux simulés (modèle électro-acoustique présenté au chapitre 3), permettant ainsi de connaître la forme de la charge à retrouver.

2.3.1 Méthode de régularisation de Tikhonov

La méthode de régularisation développée par le Russe Andreï Nikolaïevitch Tikhonov [Tikh 97] fait partie des méthodes les plus utilisées pour déconvoluer des systèmes mal conditionnés. Elle est appliquée dans des domaines très variés, comme par exemple le traitement des images [Hans 94] [Hans 96] ou pour des signaux issus de la technologie biomédicale [Skip 02].

L'approche classique pour résoudre un système d'équations linéaire exprimé par $y = Hx$ est la méthode des moindres carrés, qui consiste à minimiser J , le résidu de la norme euclidienne :

$$J = \|Hx - y\|^2 \quad (4.25)$$

Dans le but de privilégier une solution particulière *i.e.* dotée de propriétés qui semblent pertinentes, un terme de régularisation est introduit dans la minimisation :

$$J = \|Hx - y\|^2 + \lambda \|Mx\| \quad (4.26)$$

La matrice de Tikhonov M doit être judicieusement choisie pour le problème considéré. Elle peut être la matrice d'identité, un opérateur de différence ou un opérateur de Fourier pondéré. Dans notre cas, on a considéré une régularisation standard qui consiste à attribuer à M la matrice identité, matrice qui minimise

l'énergie du signal à retrouver.

Dans notre cas, l'équation 4.26 peut s'écrire de la manière suivante :

$$J = \underbrace{\|H_{PEA} \tilde{\rho} - V_{PEA}\|_2^2}_{\text{norme résiduelle}} + \underbrace{\lambda \|\tilde{\rho}\|_2^2}_{\text{norme régularisée}} \quad (4.27)$$

En remplaçant A , x , et M par respectivement H_{PEA} la matrice de transfert de la cellule PEA, ρ la densité nette de charge estimée et I la matrice d'identité

La minimisation du critère J de l'équation 4.27 donne la solution explicite de la densité nette de charge estimée :

$$\rho_{opt} = \frac{H_{PEA}^t V_{PEA}}{H_{PEA}^t H_{PEA} + \lambda I} \quad (4.28)$$

Une autre façon d'écrire cette équation donne le filtre de Wiener avec comme constante a le paramètre λ :

$$\frac{\rho_{opt}}{V_{PEA}} = \frac{H_{PEA}^t}{H_{PEA}^t H_{PEA} + \lambda I} = \frac{1}{H_{PEA} H_{PEA}^t H_{PEA} + \lambda I} H_{PEA}^t H_{PEA} = H_{Wiener} \quad (4.29)$$

Soit,

$$\rho_{opt} = K \cdot H_{Wiener} \cdot V_{PEA} \quad (4.30)$$

Avec K le paramètre de calibration [Chen 06]. Il reste maintenant à estimer le paramètre de régularisation λ : si celui-ci est trop élevé, la solution est excessivement lissée et par conséquent une partie du signal utile est tronquée, si ce paramètre est trop faible, l'augmentation de la bande passante permet de récupérer la totalité du signal mais une partie du bruit de mesure risque d'être amplifiée conduisant à l'apparition d'oscillation dans le signal de sortie, la solution devient donc sensible aux imperfections de la mesure. Il faut donc faire un compromis entre la norme résiduelle et la norme régularisée de l'équation 4.27 : La méthode L-Curve permet de trouver ce bon compromis.

2.3.2 Identification du paramètre λ par la méthode L-Curve

Comme expliqué précédemment, nous appliquons la méthode L-curve qui permet de déterminer le paramètre de régularisation λ de manière graphique. Développé par Hansen [Hans 93] pour la régularisation au sens de Tikhonov, elle est basée sur le principe de recherche de l'optimum d'une fonctionnelle composée de deux termes, une norme résiduelle et la norme de la solution, équation 4.27. La méthode consiste à représenter graphiquement l'évolution de la norme de la solution en fonction de la

norme résiduelle, équation 4.31.

$$(x_a, y_a) = \left(\underbrace{\log_{10} \|Ax - y\|_2}_{\text{norme résiduelle}}, \underbrace{\log_{10} \|Mx\|_2}_{\text{norme régularisée}} \right) \quad (4.31)$$

Comme son nom l'indique, le graphique a toujours une allure en « L » avec un point remarquable séparant les parties verticales et horizontales de la courbe Figure 4.17.

Le paramètre de régularisation optimal λ correspond alors au point de courbure maximale.

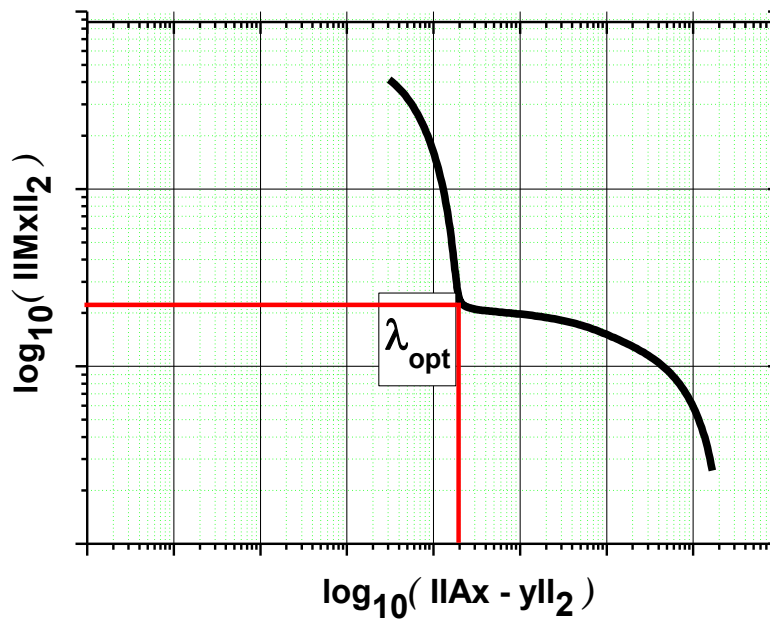


Figure 4.17 : La méthode L-curve.

La partie verticale de la Figure 4.17 correspond à des valeurs faibles de λ ce qui signifie que la solution est dominée par les erreurs expérimentales (norme résiduelle). Les valeurs importantes de λ sont situées dans la partie horizontale indiquant que la solution est dominée par les erreurs mathématiques (norme régularisée). Par conséquent, le paramètre de régularisation optimal est indiqué sur le point de courbure de la courbe.

2.3.3 Analyse des résultats

La méthode de régularisation de Wiener décrite précédemment est utilisée avec un signal de référence établie avec le modèle électro-acoustique développé sous Comsol et deux types de configuration pour la cellule PEA : le cas 1 et le cas 6 du Tableau 4.1.

La Figure 4.18 montre la courbe L-curve pour les deux cas étudiés suivant l'équation suivante :

$$(x_a, y_a) = \left(\log_{10} \underbrace{\|H_{PEA}\rho - V_{PEA}\|_2}_{\text{norme résiduelle}}, \log_{10} \underbrace{\|\rho\|_2}_{\text{norme régularisé}} \right) \quad (4.32)$$

Afin de mieux comprendre la méthode d'estimation, la Figure 4.19 montre la densité nette de charge calculée pour différentes valeurs du paramètre λ . Comme indiqué précédemment, lorsque la norme régularisée est trop importante ($\lambda > \lambda_{opt}$, à la droite de la courbe L-Curve), il y a un lissage des données et l'erreur sur la norme résiduelle commencent à être non négligeable (λ_3 et λ_4 sur la Figure 4.19). D'autre part, si la régularisation est trop petite ($\lambda < \lambda_{opt}$, à la gauche de la courbe L-Curve), la norme résiduelle est respectée mais des oscillations commencent à apparaître jusqu'à 'noyer' le signal utile (λ_1 et λ_2 sur la Figure 4.19).

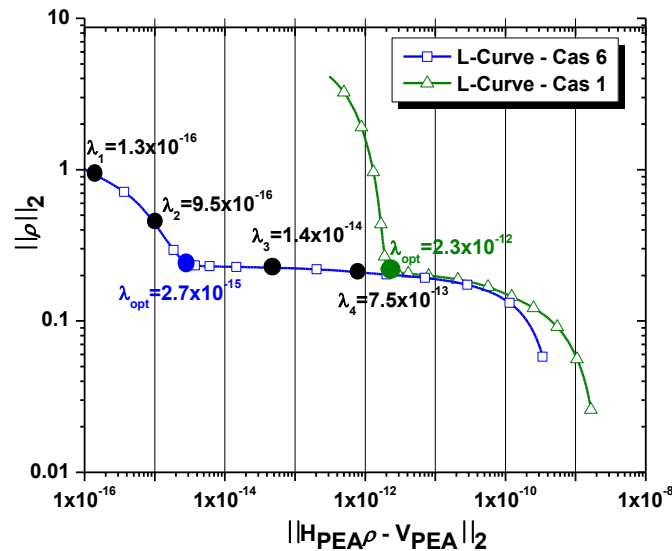


Figure 4.18 : La méthode L-curve pour le cas 1 et le cas 2.

Nous pouvons également noter que pour un conditionnement élevé, cas 1, le paramètre λ doit être largement plus élevé que le cas 6 où le conditionnement est 200 fois plus faible : 2.3×10^{-12} pour le cas 6 contre 2.7×10^{-15} pour le cas 1. Un mauvais conditionnement implique donc une diminution de la bande passante du système et par conséquent une diminution de la résolution spatiale du système.

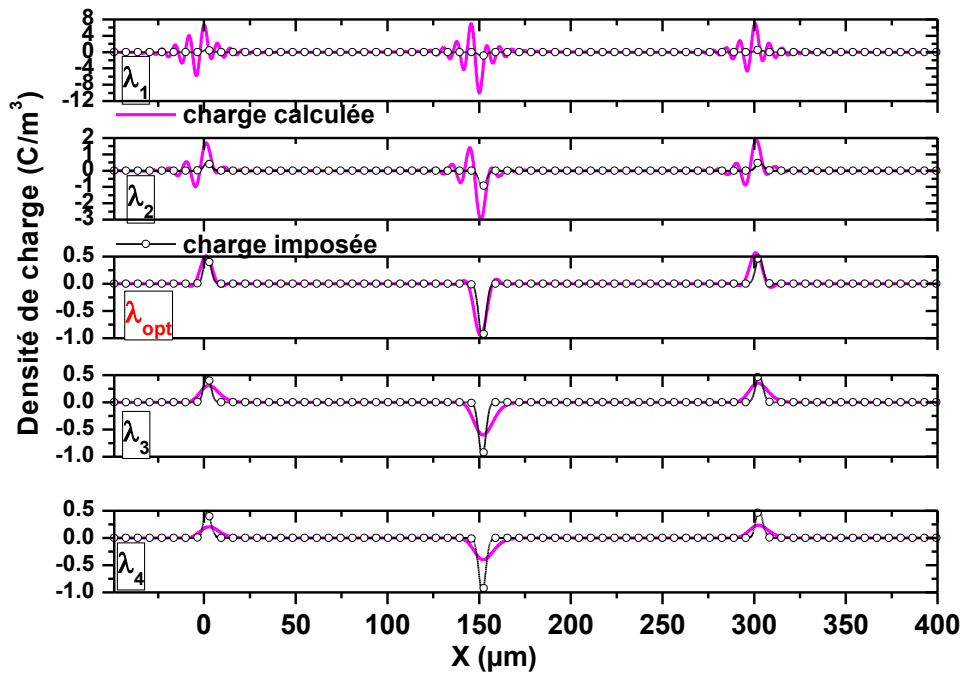


Figure 4.19: Effet du paramètre λ sur la qualité du profil de charges estimé, cas n°6.

Les Figures 4.20 et 4.21 montrent la densité nette de charges estimée par la méthode de Wiener pour le cas 1 et le cas 6 (cellule optimisée). Le paramètre de régularisation λ est celui obtenu à l'aide de L-Curve.

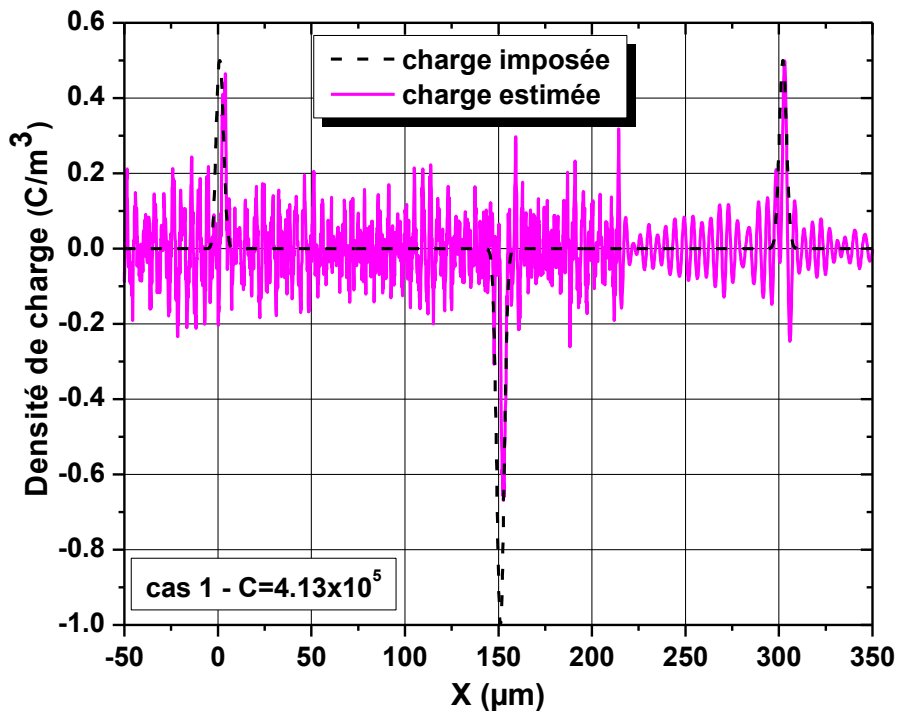


Figure 4.20 : charges estimées pour le cas 1, $\lambda = 2.3 \times 10^{-12}$.

L'effet du mauvais conditionnement de la matrice de transfert est clairement observé sur le résultat de la déconvolution présenté à la Figure 4.20. Avec un nombre de conditionnement de 4.13×10^5 , la méthode de déconvolution adoptée ne permet pas de retrouver la densité imposée dans l'échantillon. Le signal est 'noyé' dans le bruit, seule solution : augmenter la valeur de λ et ainsi restreindre la largeur de la bande passante du système. Le bruit disparaîtra mais une grande partie du signal utile sera alors très largement atténuée.

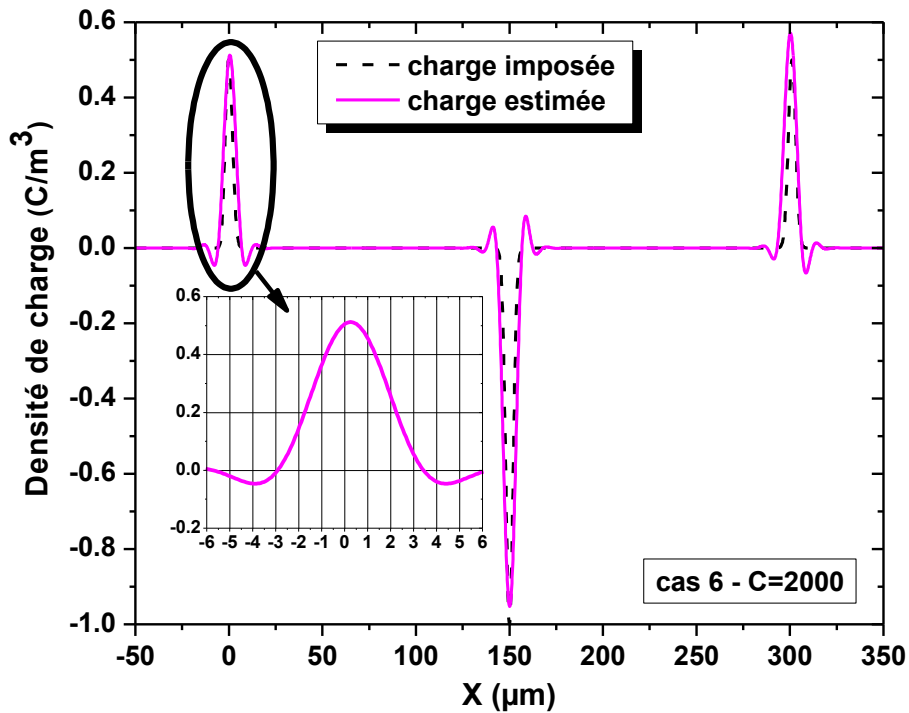


Figure 4.21 : charges estimées pour le cas 1, $\lambda = 2.7 \times 10^{-15}$.

Avec un nombre de conditionnement de 2000, 200 fois plus faible que le cas 1, la Figure 4.21 montre une bonne corrélation entre la forme de la densité de charge estimée et celle effectivement imposée dans l'échantillon à l'aide du logiciel Comsol. Certaines oscillations sont présentes sur les deux côtés du pic de charges, oscillations peut-être dues au nombre de conditionnement qui reste encore largement supérieur à 1.

Un zoom de la charge à l'électrode supérieure, Figure 4.21, montre une amélioration de la résolution spatiale, pour le cas n°1, la largeur à mi-hauteur est de $3.5 \mu\text{m}$.

Chapitre 5 : Une nouvelle méthode de calibration pour le traitement du signal d'une cellule PEA

Dans ce chapitre, une nouvelle méthode de calibration ou d'identification de la fonction de transfert d'une cellule PEA est proposée. Jusqu'à présent, que la méthode de calibration soit basée sur les travaux de Maeno et al [Maen 88] où seul le capteur piézo-électrique était identifié ou sur notre approche où l'identification concernait l'ensemble de la cellule, l'hypothèse fondamentale de ces deux démarches d'assimiler les charges capacitatives à une fonction Dirac induisait une fonction de transfert mal conditionné (conditionnement largement supérieur à 1), rendant difficile l'estimation des charges dans le matériau. Dans ce chapitre, une forme Gaussienne des charges capacitatives est privilégiée lors de l'étape de calibration. Dans un premier temps, une analyse détaillée de la méthode de calibration est proposée. Nous consacrerons une part importante à la détermination des paramètres de la gaussienne : hauteur et largeur à mi-hauteur. L'objectif étant de disposer d'un algorithme permettant d'obtenir un jeu de paramètres unique indépendant du choix de l'expérimentateur. Les résultats issus de cette nouvelle méthode de calibration seront ensuite comparés aux résultats issus des travaux de Maeno et al [Maen 88]. Enfin, la nouvelle méthode sera testée sur des résultats expérimentaux.

1 Analyse détaillée de la nouvelle méthode de calibration

Il est important de rappeler que l'étape de calibration est essentielle pour effectuer des mesures précises de la charge d'espace. En effet, elle permet d'identifier la fonction de transfert de la cellule, notée H_{PEA} , à partir du signal dit de référence, noté V_{ref} , signal issu de la cellule PEA pour un matériau non chargé (seules les charges capacitatives sont présentes).



Figure 5.1 : Méthode de calibration de la cellule PEA.

Comme le montre la Figure 5.1, le signal de référence V_{ref} est lié à la charge capacitive $\rho_{calibration}$ par la matrice de transfert H_{PEA} qui est une matrice Toeplitz (voir chapitre 4) créée à partir de la réponse impulsionnelle h_{PEA} de la cellule.

$$V_{ref} = H_{PEA} \rho_{calibration} \quad (5.1)$$

Le produit de convolution étant commutatif, le système d'équations précédent s'écrit également :

$$V_{ref} = H_{\rho} h_{PEA} \quad (5.2)$$

Où H_{ρ} est une matrice Toeplitz formée à l'aide du vecteur 'densité nette de charges' et h_{PEA} un vecteur. Cette forme nous sera très utile par la suite pour identifier la réponse impulsionnelle du système.

1.1 Les grandes étapes de la nouvelle méthode de calibration

Etape 1 : Calcul de la charge hypothèse

La charge hypothèse est de forme Gaussienne. L'expression du vecteur $\rho_{calibration}$ représentant la charge capacitive au niveau des électrodes lors de la phase de calibration est donnée par :

$$\rho_{calibration} = A_{cal} \cdot \exp\left(-\frac{2(x-x_0)^2}{\Delta x^2}\right) \quad (5.3)$$

Avec x_0 la position de l'amplitude maximale de la charge, dans notre cas x_0 correspond à l'interface entre l'électrode et l'échantillon, A_{cal} l'amplitude maximale de la charge et Δx l'étalement de la charge à A_{cal}/\sqrt{e} .

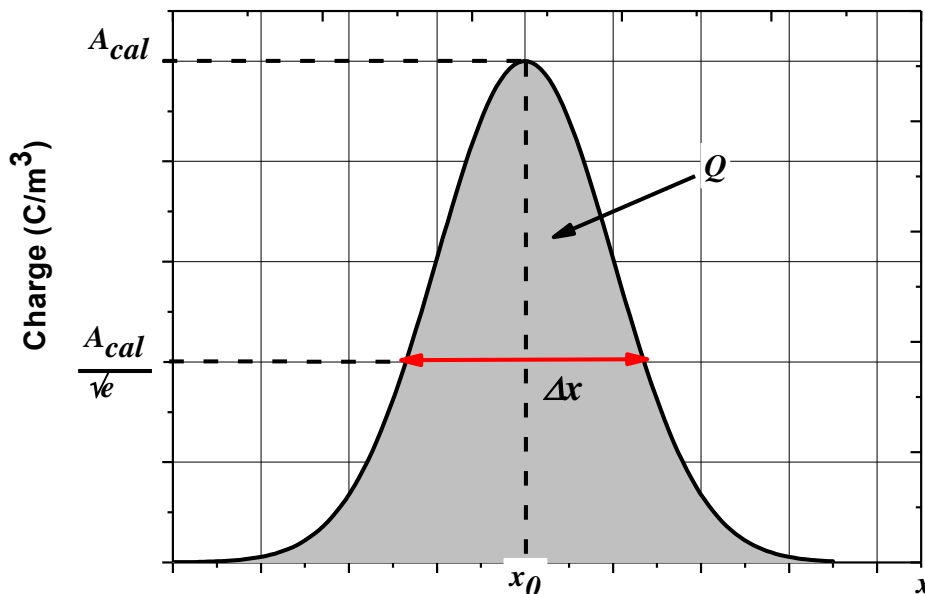


Figure 5.2 : Répartition de la charge capacitive aux interfaces.

Comme le montre la Figure 5.2, la charge est centrée sur l'électrode. Deux paramètres sont à identifier : la hauteur de la Gaussienne, notée A_{cal} , et l'étalement Δx .

Malheureusement nous ne disposons que d'une seule équation pour ce jeu de paramètres. Il s'agit de la quantité de charge Q aux électrodes égale à la charge capacitive :

$$Q = CU = \int_{-\infty}^{+\infty} A_{cal} \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot (x - x_0)^2}{\Delta x}\right) dx = \frac{A_{cal} \cdot \Delta x}{\sqrt{\frac{\pi}{2}}} \quad (5.4)$$

C'est pourquoi, dans un premier temps, la valeur de Δx sera fixée et la hauteur maximale de la gaussienne sera déduite de l'équation 5.4. L'influence de cet étalement de la gaussienne sur le profil de la charge déconvoluée sera par la suite étudiée.

Etape 2 : Construction de la matrice Toeplitz à partir de la charge capacitive

La seconde étape consiste à construire une matrice Toeplitz H_ρ à partir de la charge hypothèse de l'étape 1, $\rho_{calibration}$.

Etape 3 : Détermination de la réponse impulsionnelle de la cellule

Une fois la matrice H_ρ établie, cette dernière est utilisée pour calculer la réponse impulsionnelle de la cellule à partir du signal de référence V_{ref} et de l'équation (5.2) :

$$h_{PEA} = H_\rho^{-1} V_{ref} \quad (5.5)$$

Avec h_{PEA} un vecteur, fonction de transfert du système.

Etape 4 : Construction de la matrice de transfert de la cellule PEA

La dernière étape consiste à établir la matrice de transfert de la cellule H_{PEA} qui est une matrice Toeplitz à partir de la réponse impulsionnelle de la cellule h_{PEA} .

A ce stade, la matrice de transfert est parfaitement définie, seule l'hypothèse sur l'étalement de la charge de l'étape 1 doit être discutée. La charge d'espace sera ensuite estimée par simple inversion matricielle :

$$\rho = H_{PEA}^{-1} V_{PEA} \quad (5.6)$$

1.2 Influence des paramètres de la gaussienne sur l'estimation des charges

L'objectif de cette partie est de quantifier l'erreur faite sur la charge estimée lorsque l'on commet une erreur sur l'étalement de la charge à l'étape 1 de calibration. Pour

réaliser cette étude, une répartition des charges gaussienne a été implémentée sous le logiciel Comsol avec une hauteur normalisée égale à 1 et un étalement de $3\ \mu\text{m}$. A l'aide du modèle électro-acoustique, la tension de calibration V_{ref} issue du capteur PVDF d'épaisseur $1\ \mu\text{m}$ est obtenue, Figure 5.3. A partir de cette tension de référence, nous allons appliquer les 4 étapes définies précédemment pour la construction de la matrice de transfert. Trois matrices de transfert ont été calculées pour trois hypothèses d'étalement de charges différentes.

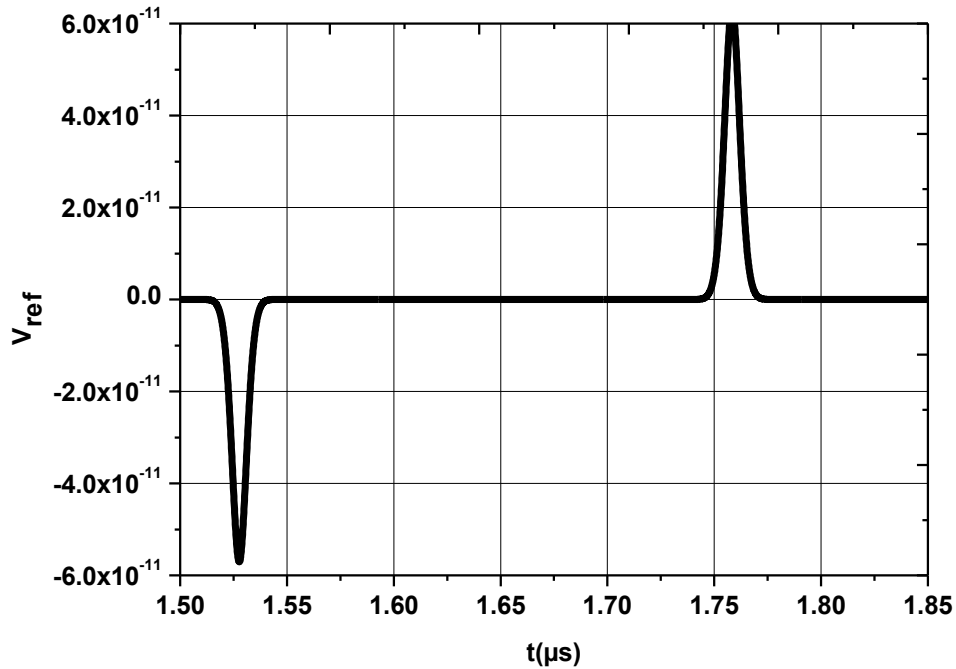


Figure 5.3 : Tension de calibration issue du capteur d'épaisseur $1\ \mu\text{m}$.

Ces matrices sont notées $H_{1,5\mu\text{m}}$, $H_{3\mu\text{m}}$, $H_{10\mu\text{m}}$ représentant respectivement un étalement de la charge de $\Delta x = 1,5\ \mu\text{m}$, $\Delta x = 3\ \mu\text{m}$, et $\Delta x = 10\ \mu\text{m}$. Pour chaque étalement Δx de la charge le paramètre A_{cal} de la Gaussienne a été calculée à l'aide de l'équation 5.4. Ensuite, les trois matrices de transfert $H_{1,5\mu\text{m}}$, $H_{3\mu\text{m}}$, $H_{10\mu\text{m}}$, ont été utilisées afin de remonter à la charge contenue dans V_{ref} par simple inversion matricielle, (5.6). Nous obtenons alors les résultats des Figures 5.4 à 5.6.

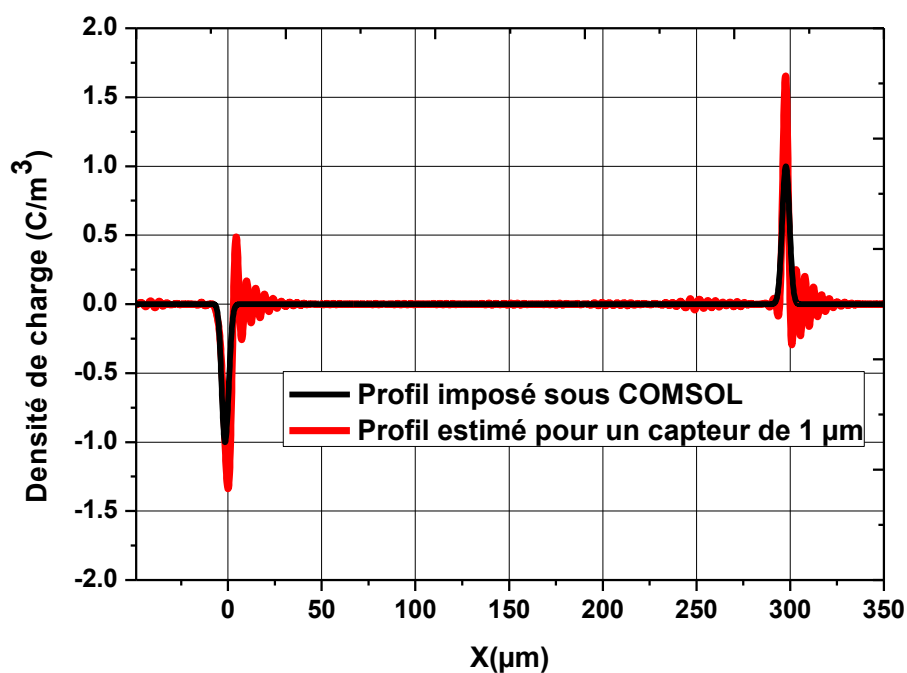


Figure 5.4 : Charge estimée pour un étalement $\Delta x = 1.5 \mu\text{m}$.

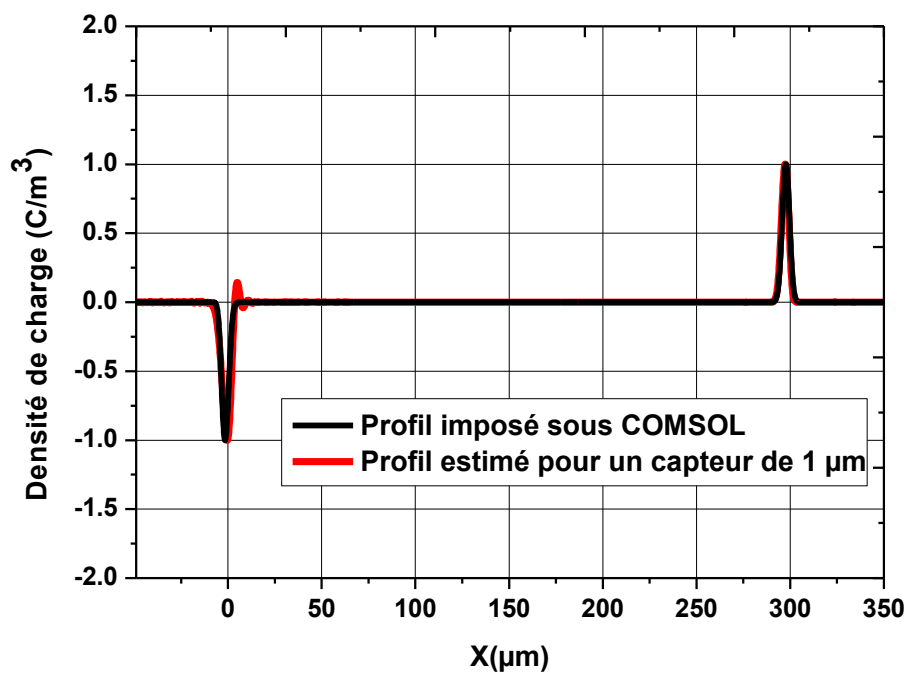


Figure 5.5 : Charge estimée pour un étalement $\Delta x = 3 \mu\text{m}$.

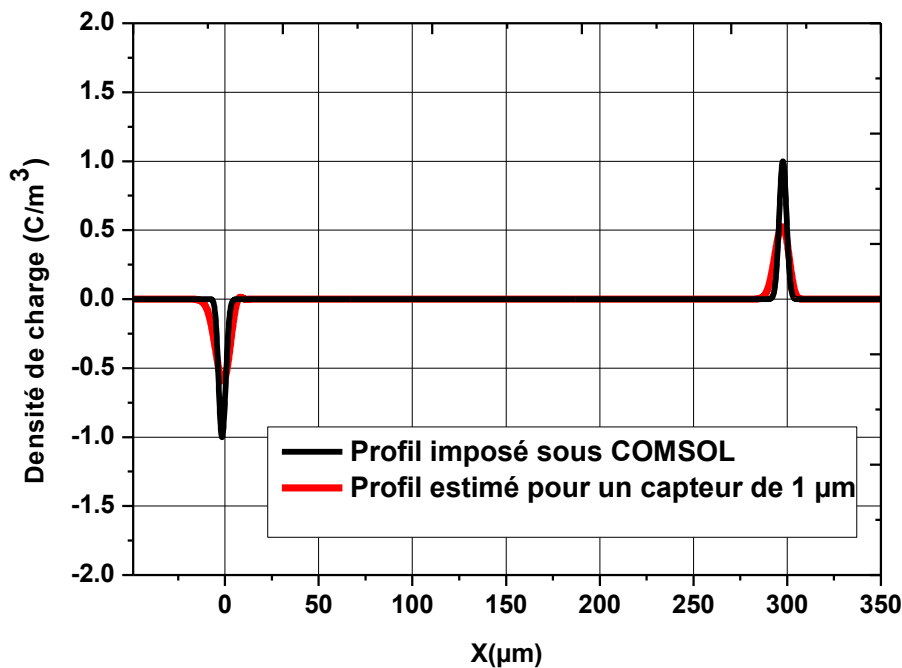


Figure 5.6 : Charge estimée pour un étalement $\Delta x = 10 \mu\text{m}$.

La Figure 5.5 montre la validité de cette méthode de traitement. Si on fait la bonne hypothèse de répartition de charge au niveau des électrodes, on retrouve la distribution de charge imposée dans le modèle COMSOL par une simple inversion de la matrice de transfert H_{PEA} et ceci, sans utiliser les méthodes de régularisation. La présence d'une petite oscillation dans la charge déconvoluée sera discutée ultérieurement. Si on construit la matrice de transfert à partir d'une hypothèse de répartition de la charge sur les électrodes erronée, on ne retrouve pas, par déconvolution, la charge imposée dans le modèle COMSOL. Nous obtenons cependant une information sur la localisation des plans de charges, mais les résultats présentent des oscillations autour des deux pics de charge.

Une question se pose donc maintenant : quelle est la bonne répartition de la charge au niveau des électrodes ?

1.3 Méthode d'identification des paramètres de la gaussienne

Dans cette partie, la méthode de recherche de la bonne hypothèse sur l'étalement de la charge est abordée.

A partir des Figures 5.4 à 5.6, on a pu constater que :

- dans le cas d'une hypothèse d'étalement de $10 \mu\text{m}$ on a obtenu, après déconvolution, un étalement inférieur à $10 \mu\text{m}$.

- dans le cas d'une hypothèse d'étalement de $1,5 \mu\text{m}$ on a obtenu, après déconvolution, un étalement supérieur à $1,5 \mu\text{m}$.
- dans le cas d'une hypothèse d'étalement de $3 \mu\text{m}$, valeur recherchée, on a obtenu, après déconvolution, un étalement de l'ordre de $3 \mu\text{m}$.

A partir de ces constatations, 2 remarques importantes peuvent être effectuées :

- Lorsque la bonne hypothèse d'étalement est faite, la 'bonne' matrice de transfert de la cellule PEA est obtenue et la déconvolution du signal dit de référence donne la même charge que celle injectée dans le modèle.
- Lorsque nous commettons une erreur sur l'étalement de la charge, l'étalement de la charge obtenu après déconvolution tend vers la valeur d'étalement effectivement imposée dans le matériau.

1.3.1 Méthode directe

En s'appuyant sur les remarques précédentes, nous proposons la stratégie suivante pour récupérer la valeur de l'étalement des charges dans le matériau, Figure 5.7 :

- faire une hypothèse sur la valeur de l'étalement Δx_h ;
- Calculer la matrice de transfert H_{PEA} correspondante ;
- Déconvoluer le signal de référence pour obtenir la charge estimée de calibration $\rho_{calibration}$;
- Déterminer l'étalement de la charge de calibration estimée, notée Δx_c , au niveau des électrodes ;
- Comparer l'étalement récupéré Δx_c à l'étalement hypothèse Δx_h .

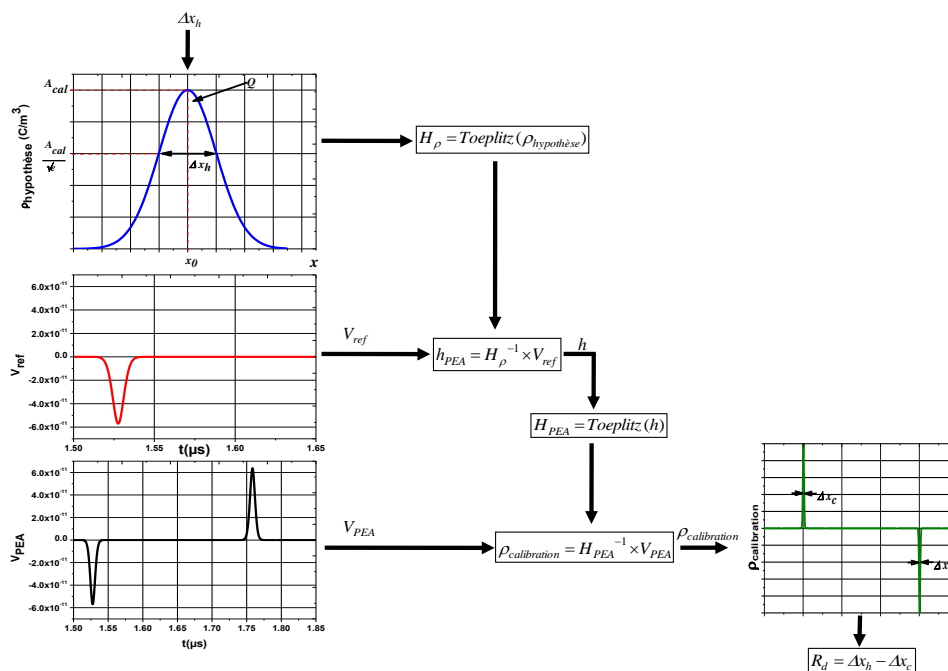


Figure 5.7 : Synoptique de la méthode direct pour l'estimation des paramètres de la gaussienne.

Cette méthode a été testée sur un signal de tension V_{ref} simulée en considérant une répartition des charges gaussienne avec une hauteur normalisée égale à 1 et un étalement de 3 μm . Cette simulation a été réalisée en considérant pour le capteur piézo-électrique deux épaisseurs : 1 μm et 9 μm .

La recherche de la bonne valeur d'étalement est faite en variant Δx_h de 1 μm jusqu'à 10 μm avec un pas de 1 μm . Pour chaque valeur de Δx_h , une matrice de transfert de la cellule est calculée et le signal de référence V_{ref} est déconvolué. Après chaque déconvolution, on calcule la différence R_d entre l'étalement de la charge déconvoluée Δx_c et l'étalement hypothèse Δx_h . La Figure 5.8 donne cette différence R_d en fonction de l'étalement hypothèse.

La bonne valeur de l'étalement est donnée lorsque R_d tend vers 0, ce qui donne un étalement de 2 μm lorsque le capteur utilisé dans le modèle électro-acoustique a une épaisseur de 1 μm et 4.1 μm pour un capteur d'épaisseur 9 μm . Ces valeurs sont proches des 3 μm attendues, une étude approfondie a été réalisée pour compenser cette écart, elle est détaillée dans le paragraphe 1.3.3.

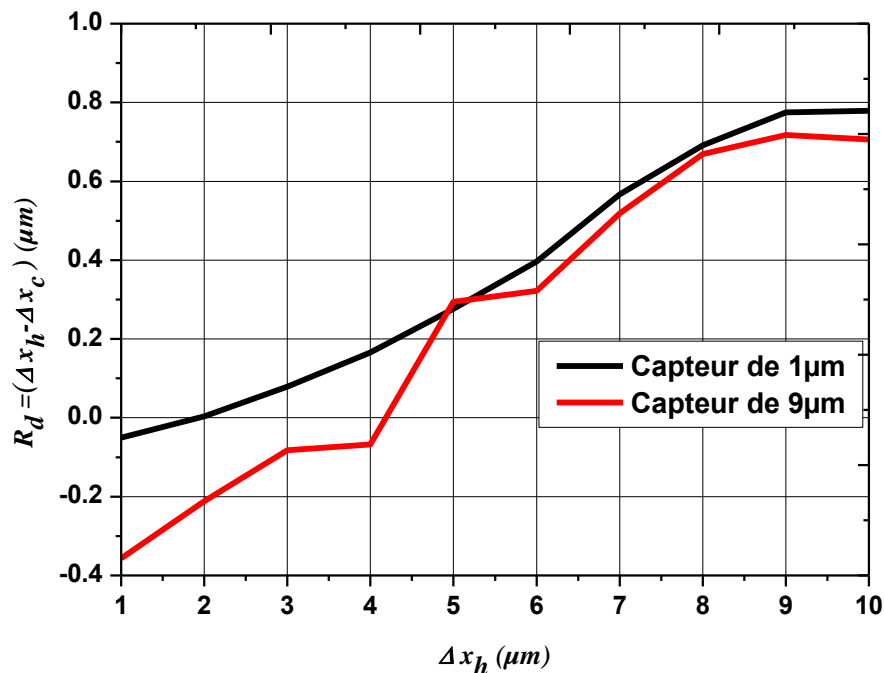


Figure 5.8 : Variation de l'écart de l'étalement en fonction de l'hypothèse imposée pour deux épaisseurs de capteur différentes : 1 μm et 9 μm . Méthode directe.

1.3.2 Méthode itérative

Nous proposons également une méthode itérative. Elle consiste à :

- Initialiser l'étalement de la charge Δx_h par une valeur quelconque
- Calculer la matrice de transfert H_{PEA} correspondante

- Déconvoluer le signal de référence pour obtenir la charge de calibration $\rho_{calibration}$
- Déterminer l'étalement de la charge de calibration Δx_c au niveau des électrodes
- Recommencer l'étape 1 avec $\Delta x_h = \Delta x_c$ jusqu'à ce que $\Delta x_h - \Delta x_c = 0$.

Cette démarche est représentée dans le synoptique suivant :

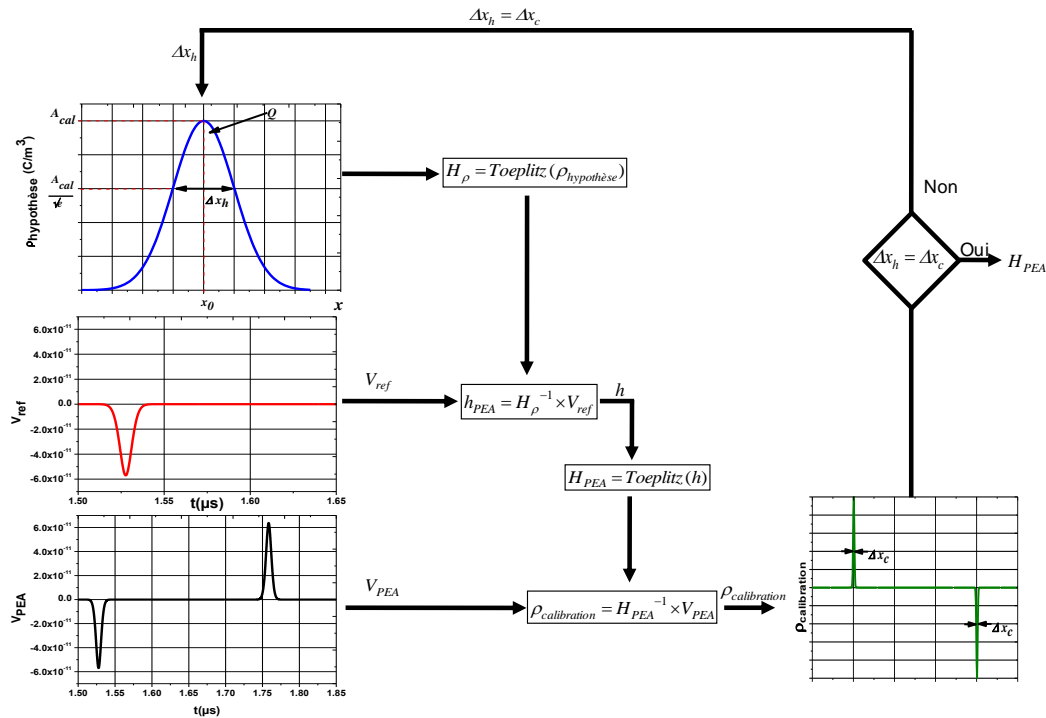


Figure 5.9 : Synoptique de la méthode itérative pour l'estimation des paramètres de la gaussienne.

Cette méthode itérative a été testée sur des tensions de référence obtenues dans les mêmes conditions que précédemment. La Figure 5.10 donne la valeur de l'étalement Δx_c pour 200 itérations et deux valeurs différentes pour l'initialisation de la procédure : 10 μm et 1.5 μm . Nous remarquons une convergence de Δx_c atteint après 20 itérations dans le cas d'un capteur d'épaisseur 9 μm et environ 80 itérations pour un capteur de 1 μm et ce quelle que soit la valeur d'initialisation. Les valeurs obtenues sont identiques à celles trouvées précédemment : 2 μm pour un capteur de 1 μm et de 4.1 μm pour un capteur d'épaisseur 9 μm .

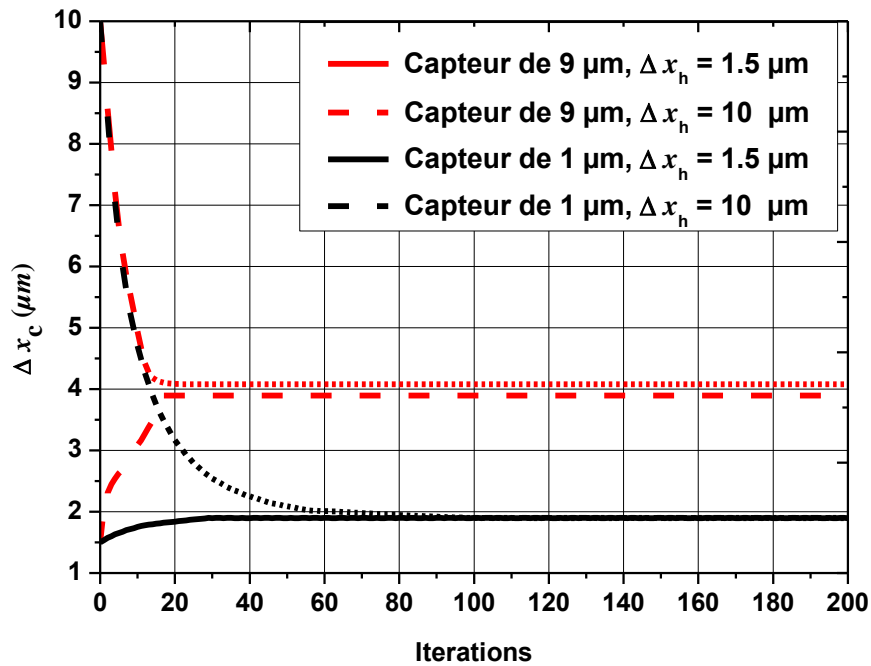
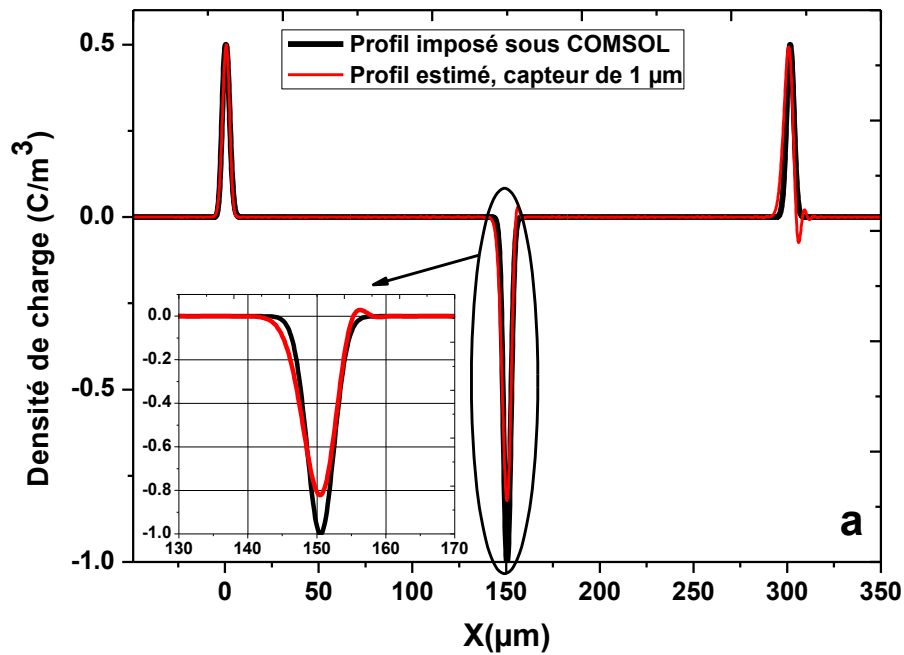


Figure 5.10 : Convergence de l'étalement Δx_c pour deux épaisseurs de capteur différentes : 1 μm et 9 μm . Méthode itérative.

Les Figures 5.11a et 5.11b montrent respectivement les profils de charge estimés à dans la configuration précédente : un capteur d'épaisseur 1 μm et 9 μm et pour une cellule PEA sans adaptation d'impédance.



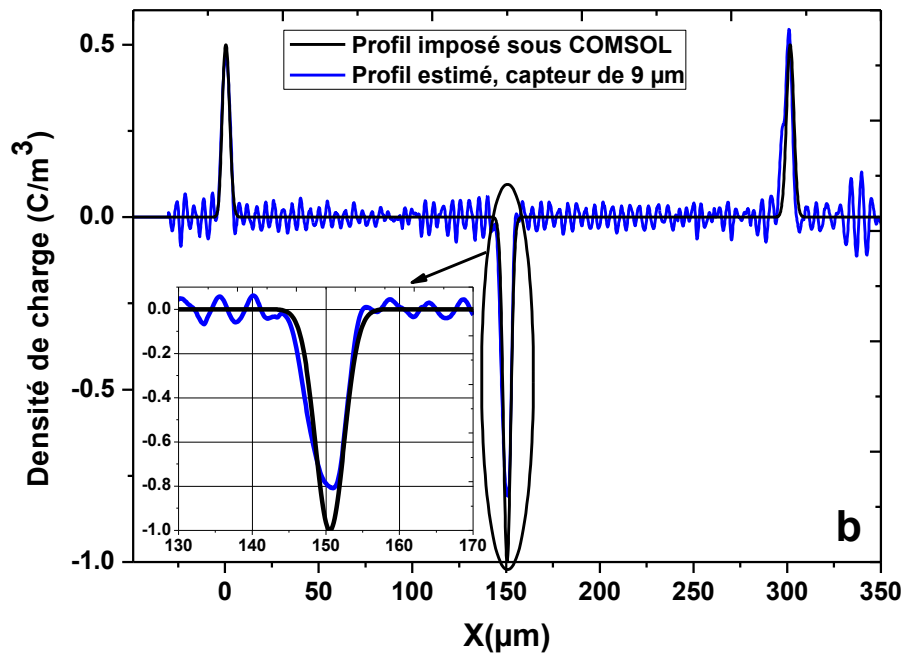


Figure 5.11 : Estimation de la charge en utilisant un modèle sans adaptation d'impédance. a) avec un capteur piézo-électrique de 1 µm, b) avec un capteur piézo-électrique de 9 µm.

Ces figures montrent clairement l'avantage d'utiliser des capteurs ultrafins. Pour un capteur d'épaisseur 9 µm des oscillations apparaissent sur tout le signal estimé. Il est à noter que même en présence de ce bruit, les différents pics sont retrouvés. Avec un capteur d'épaisseur 1 µm les oscillations disparaissent en quasi totalité (sauf proche des plans de charge), les charges aux électrodes sont parfaitement estimées, seul les charges au milieu du matériau présente une amplitude plus faible : -0.8 C.m^{-3} au lieu de -1 C.m^{-3} . Pour conclure, on peut dire qu'un capteur de 9 µm donne une résolution typique supérieure à 3 µm, alors qu'un capteur de 1 µm donne une résolution typique inférieure à 3 µm. Les oscillations proviennent de l'amplification du bruit au-delà de la bande passante du capteur de 9 µm.

1.3.3 Optimisation de la procédure pour l'estimation de l'étalement de la Gaussienne

Jusqu'à présent, la procédure d'estimation de l'étalement de la Gaussienne ne permet pas d'obtenir la bonne valeur imposée sous le logiciel Comsol : 4.1 µm ou 2 µm suivant le capteur utilisé au lieu de 3 µm.

Cela peut être dû :

- A des impédances acoustiques différentes pour chaque élément de la cellule PEA ;

- A des réflexions d'ondes acoustiques multiples au niveau du capteur piézoélectrique.

Une solution pour résoudre le premier point consiste à faire une adaptation d'impédance aux interfaces : électrodes / échantillon et capteur / absorbeur. Pour résoudre le second point, une solution consiste peut être à utiliser si possible des capteurs ultraminces $\leq 1 \mu\text{m}$, ou, cas extrême, de s'affranchir de la présence d'un capteur piézo-électrique (dans ce cas, seul le signal de pression est utile).

Pour mettre en évidence la pertinence de ces deux solutions, la même étude itérative que précédemment a été effectuée sur des signaux de références obtenus à l'aide du logiciel électro-acoustique et pour 2 types de configuration de la cellule PEA :

- une adaptation d'impédance de part et d'autre de l'échantillon et un capteur piézo-électrique d'épaisseur $1 \mu\text{m}$;
- un signal de pression issu de l'électrode inférieure (le capteur n'est pas considéré).

La Figure **5.12** montre la valeur de l'étalement Δx_c pour 200 itérations et les deux configurations énoncées précédemment. L'adaptation d'impédance de part et d'autre de l'échantillon permet de récupérer dans tous les cas (avec ou sans capteur) l'étalement de la charge imposée dans COMSOL avec une erreur légèrement inférieure 7%, $2.8 \mu\text{m}$ au lieu de $3 \mu\text{m}$. On obtient alors une superposition quasi parfaite entre la charge déconvoluée et la charge imposée sous Comsol, Figure **5.13**. De plus, les oscillations présentes au niveau de la charge et visible sur la Figure **5.5** ont disparu. En conclusion, la nouvelle méthode de calibration développée et présentée dans ce chapitre couplée à une cellule optimisée (adaptation d'impédance acoustique et capteur ultrafin) permet de retrouver la répartition des charges par simple inversion matricielle, aucune technique de déconvolution n'est utilisée.

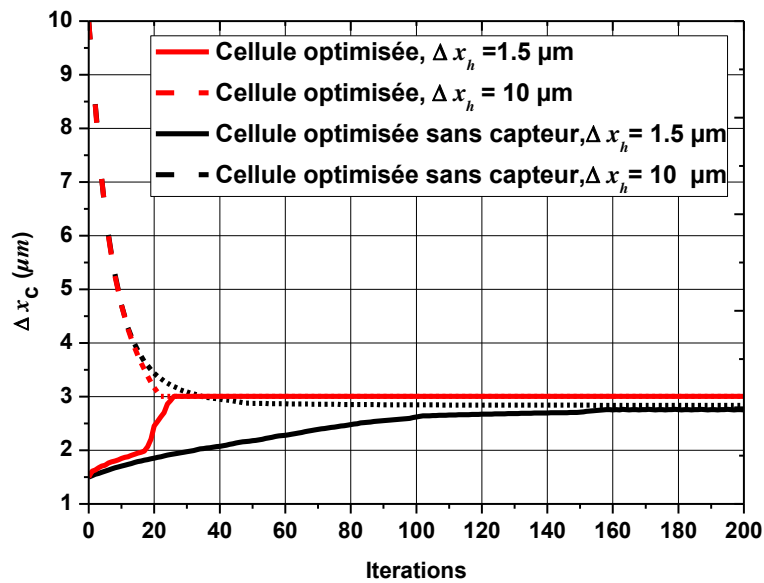


Figure 5.12 : Convergence de l'étalement Δx avec une cellule PEA optimisée avec et sans capteur de $1 \mu\text{m}$. Méthode itérative.

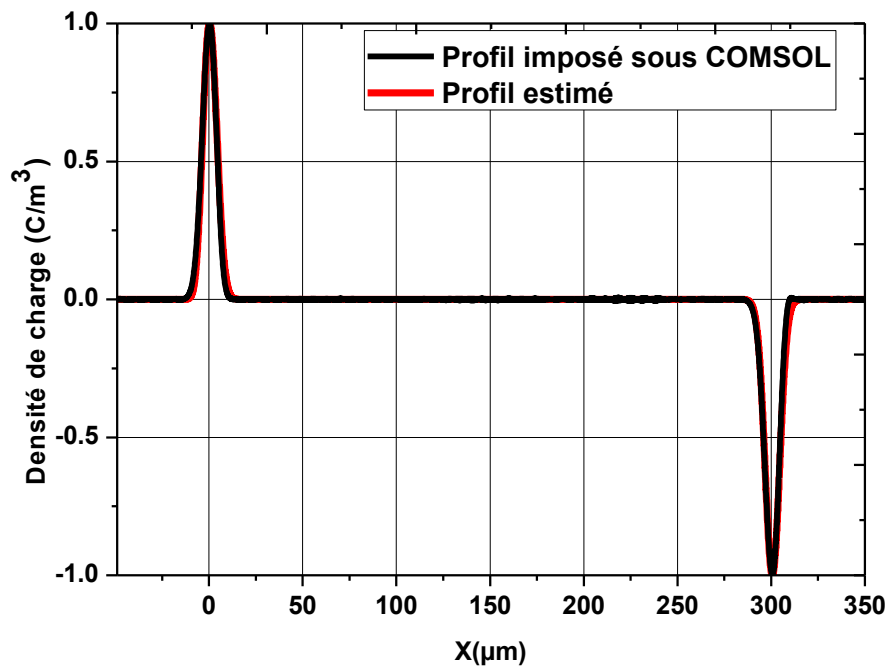


Figure 5.13 : Charge estimée en utilisant ou non le capteur piézo-électrique d'épaisseur $1 \mu\text{m}$.

2 Etude comparative de deux méthodes pour le traitement du signal d'une cellule PEA

Après avoir présenté précisément la nouvelle méthode de traitement des signaux d'une cellule PEA, une analyse approfondie de cette méthode, comparaison des résultats obtenus avec les méthodes décrites au chapitre IV, est l'objet de cette section. Dans un premier temps, nous focaliserons notre étude comparative sur le nombre de conditionnement des matrices de transfert obtenu d'une part en considérant une répartition 'Dirac' de la charge (Chapitre IV, paragraphe 2 : Une nouvelle approche pour le traitement des données d'une cellule PEA) et d'autre part en considérant une répartition Gaussienne de la charge (méthode décrite au paragraphe 1 de ce chapitre). Puis, une partie importante sera consacrée à l'analyse de la résolution spatiale de la répartition des charges estimées dans les matériaux diélectriques à l'aide de la nouvelle méthode. Enfin, nous analyserons également la sensibilité de ces deux méthodes au bruit de mesure.

2.1 Analyse du nombre de conditionnement

L'analyse du nombre de conditionnement de la matrice de transfert du système PEA permet d'estimer la qualité de la méthode de calibration. Comme le montre le Tableau 5.1, cette analyse est réalisée pour plusieurs types de configuration de la cellule PEA (pour plus de détails voir chapitre IV, section 2 : Optimisation du nombre de conditionnement : influence des grandeurs électroacoustiques). La comparaison est réalisée avec deux hypothèses différentes pour la répartition des charges lors de la méthode de calibration : répartition 'Dirac' et répartition gaussienne.

Hypothèse	Conditionnement [Maen 88]	Conditionnement nouvelle méthode
PEA actuelle (capteur de 9 μ m)	400 000	10 490
PEA avec un capteur de 1 μ m	41 300	9177
Modèle avec adaptation d'impédance et un capteur de 1 μ m	2 000	1200

Tableau 5.1 : Comparaison du conditionnement de la matrice de transfert pour les deux méthodes de calibration.

Quel que soit la configuration adoptée, ce tableau montre une nette amélioration du nombre de conditionnement lorsque qu'une répartition gaussienne est choisie. Pour une cellule optimisée, le conditionnement est pratiquement divisé par 2. Pour une configuration 'classique' de la cellule PEA, le nombre de conditionnement est divisé par 40 ! Il serait intéressant maintenant d'analyser l'influence de ce gain sur les profils de charge estimés. C'est l'objet du paragraphe suivant.

2.2 Analyse de la résolution spatiale

L'objectif de cette partie est de comparer la résolution spatiale de la charge obtenue après déconvolution par les deux méthodes de déconvolution : la nouvelle méthode et celle décrite par [Maen 88]. Pour parfaire cette étude, une forme particulière de la répartition des charges dans le matériau a été adoptée. Deux plans de charge négatifs sont imposés au milieu de l'échantillon et séparés d'une distance l , voir Figures 5.14, 5.15 et 5.16. Deux valeurs de l ont été imposées dans modèle électroacoustique : $l = 10 \mu\text{m}$ et $l = 5 \mu\text{m}$. Le signal de tension V_{PEA} est issu du modèle électroacoustique. Comme précédemment, ce signal de tension est obtenu avec deux épaisseurs de capteur différentes : $9 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$ et sans adaptation des impédances acoustiques.

2.2.1 Etude n°1 : épaisseur capteur $9 \mu\text{m}$ – distance $l = 10 \mu\text{m}$

La Figure 5.14 montre les charges estimées par les deux méthodes de traitement et la tension en sortie du capteur piézo-électrique. Concernant la méthode développée par Maeno et al [Maen 88] et comme aucune technique n'est préconisée pour le choix du paramètre du filtre Gaussien, trois fréquences de coupure ont été choisies pour la déconvolution. Pour une fréquence de coupure de 25 Mhz, la fenêtre spectrale de la déconvolution est trop étroite pour retrouver les deux plans de charge, une partie du signal utile a disparu. Pour une fréquence de 48 MHz, les deux plans de charge apparaissent, nous pouvons cependant remarquer un non retour à zéro entre ces deux plans de charge du milieu. Enfin pour une fréquence de 60 MHz, l'amplitude des pics de charge est supérieure aux amplitudes imposées sous Comsol. Il est donc très difficile de paramétrer ce genre de méthode lorsqu'on ne connaît pas le signal à retrouver, ce qui est le cas pour des signaux expérimentaux. Concernant la nouvelle méthode, par simple inversion matricielle (aucun filtre n'est utilisé), la position et la hauteur des pics de charge sont retrouvées de façon quasi parfaite. Des petites oscillations apparaissent sur tout le signal, ces oscillations sont uniquement dues au mauvais nombre de conditionnement de la matrice de transfert obtenue avec un capteur de $9 \mu\text{m}$.

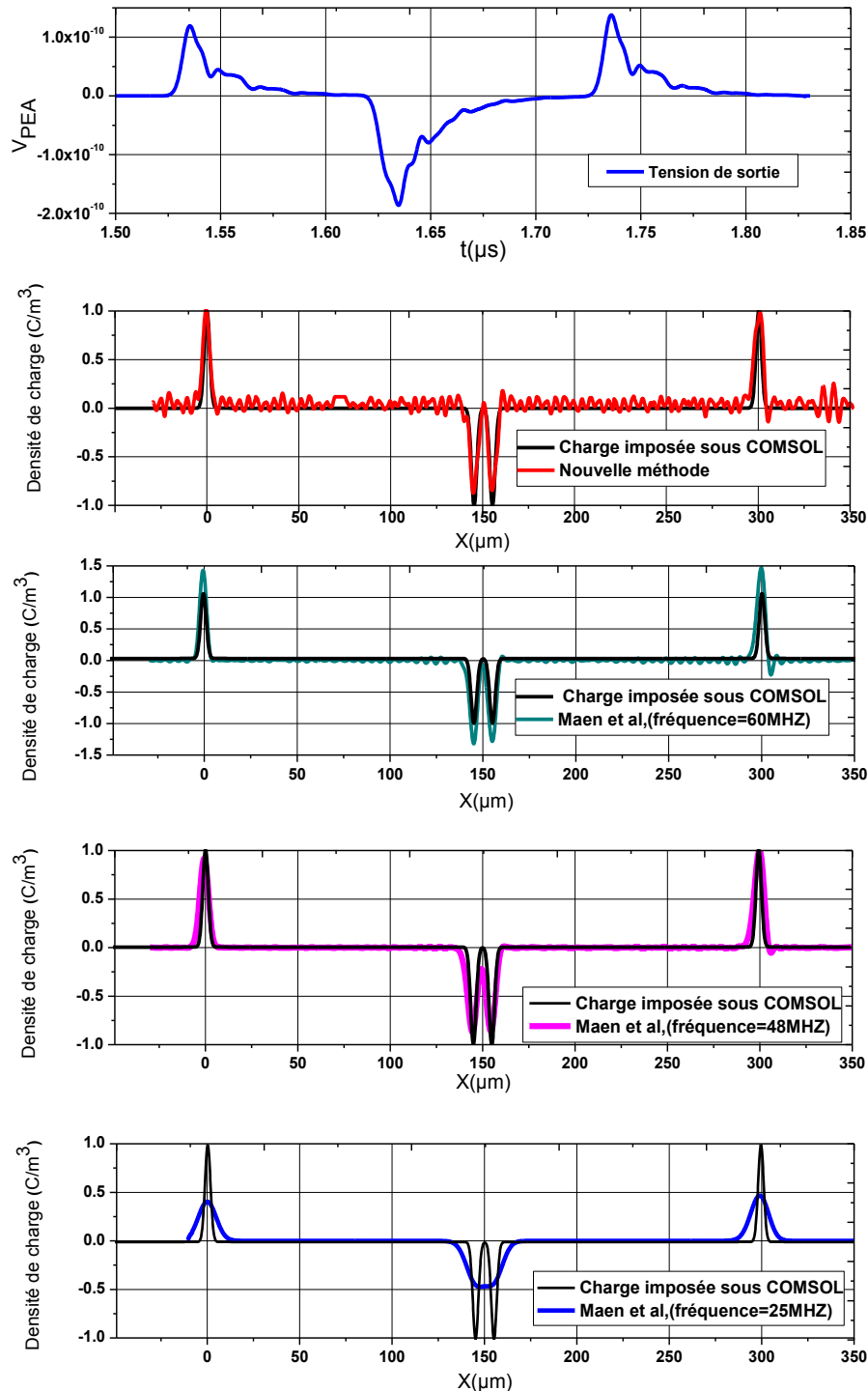


Figure 5.14 : Répartition de la charge estimée avec un capteur de $9 \mu m$ et une distance $l = 10 \mu m$.

2.2.2 Etude n°2 : épaisseur capteur $1 \mu m$ – distance $l = 10 \mu m$

En utilisant un capteur d'épaisseur $1 \mu m$ d'épaisseur, une nette amélioration de la tension en sortie du capteur est observée sur la Figure 5.15. Concernant le profil de charge obtenu avec la nouvelle méthode, nous constatons que le bruit a complètement disparu, seul reste des petites oscillations de chaque côté des pics de

charge. Concernant les résultats issus de la méthode de [Maen 88], aucune modification est à noter par rapport à un capteur d'épaisseur 9 μm . C'est avec une fréquence de coupure de 54 MHz que le signal estimé est le plus proche des charges imposées sous Comsol. La problématique du choix de la fréquence de coupure du filtre Gaussien reste entière.

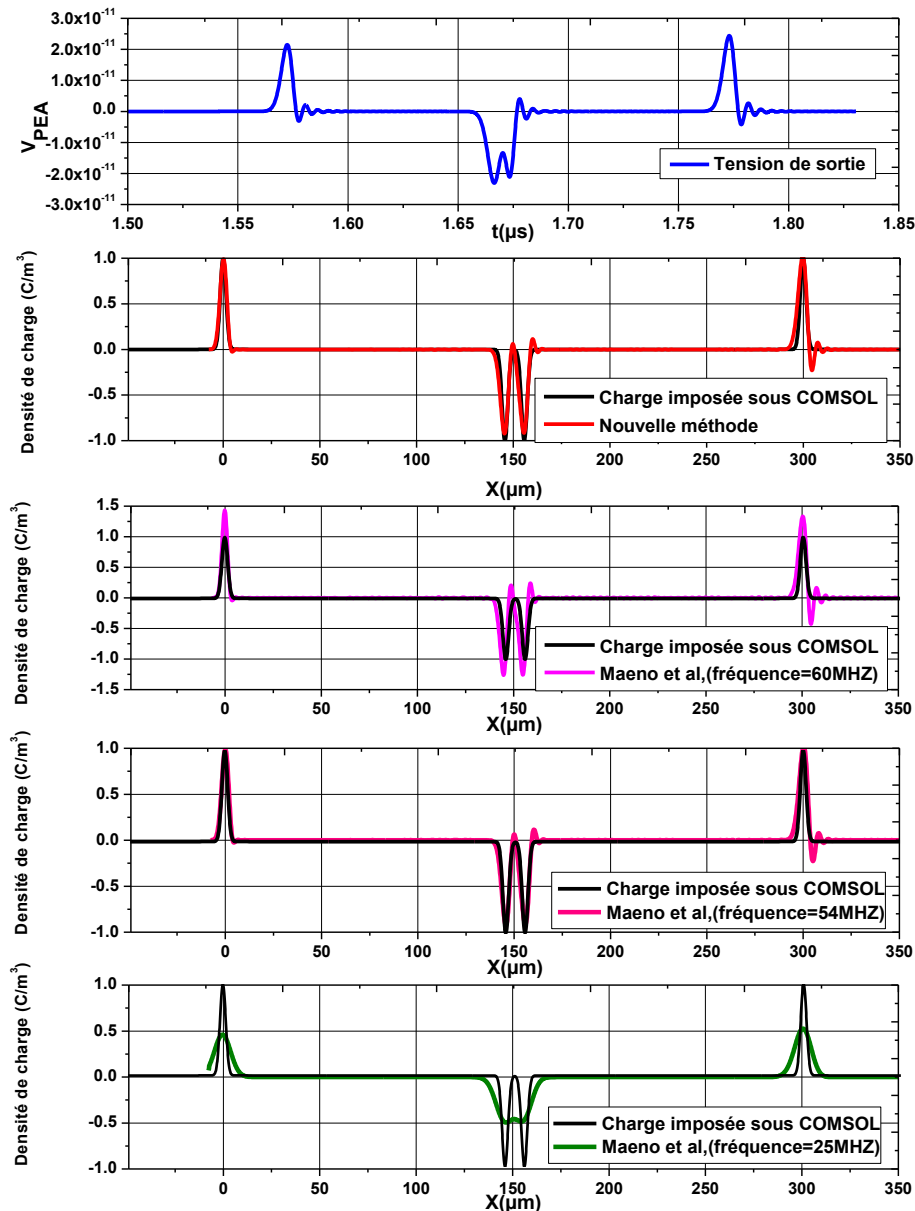


Figure 5.15 : Répartition de la charge estimée avec un capteur de 1 μm et une distance $l = 10 \mu\text{m}$.

2.2.3 Etude n°1 : épaisseur capteur 1 μm – distance $l = 5 \mu\text{m}$

Cet exemple met encore en exergue la principale difficulté de la méthode présentée par Maeno et al [Maen 88]. En effet, il est difficile, lorsque l'on n'a aucune idée de la charge à retrouver, de définir de manière optimale la fréquence de coupure du filtre

gaussien. Les résultats obtenus par cette méthode et pour trois fréquences de coupure différentes sont présentés sur la Figure 5.16.

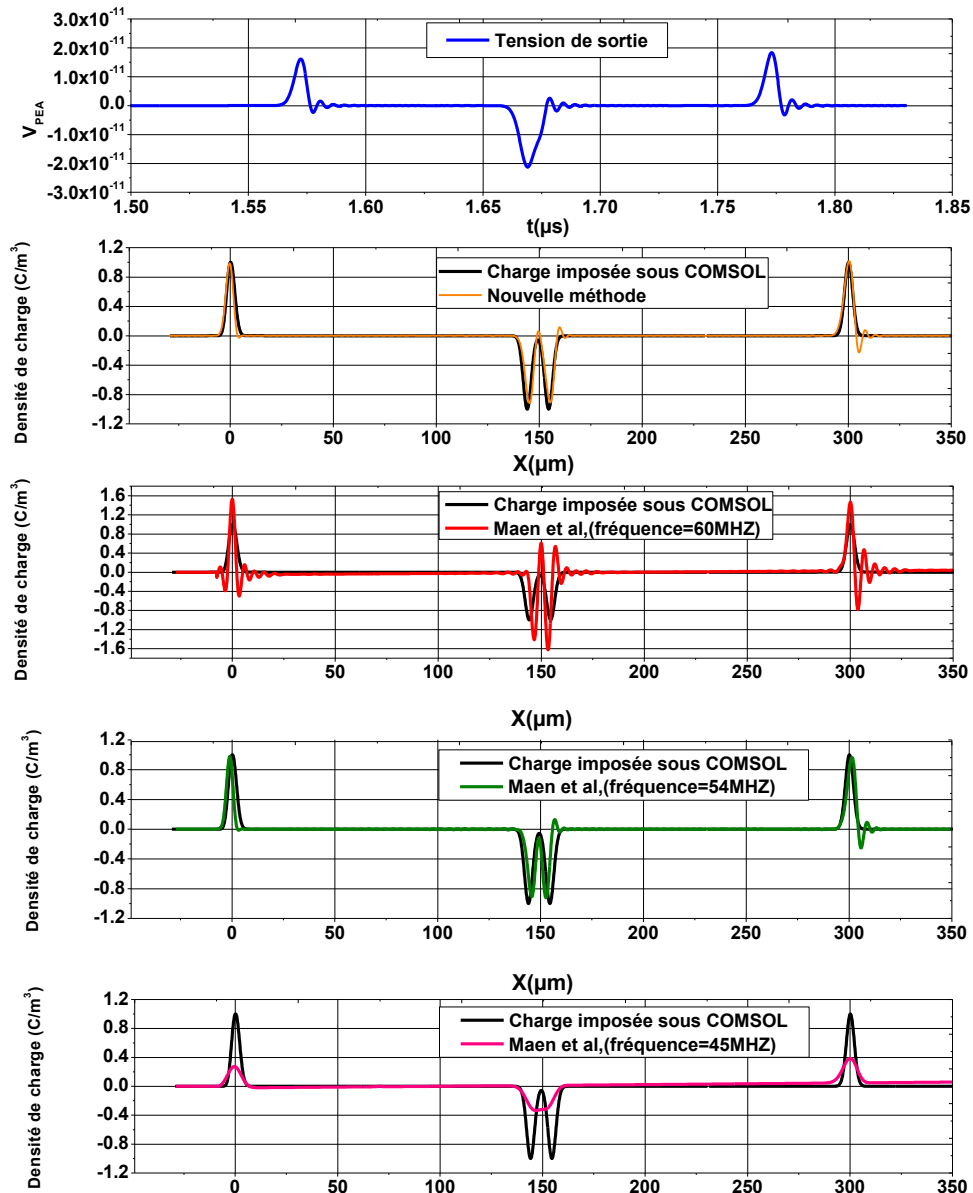


Figure 5.16 : Répartition de la charge estimée avec un capteur de 1 µm et une distance $l = 5 \mu\text{m}$.

Quelle fréquence choisir ? Préfère-t-on un signal 'propre', 'lisse' mais une perte d'information pour $f = 45 \text{ MHz}$ (les deux plans de charge n'apparaissent plus) ou un signal bruité avec conservation du signal utile, $f = 60 \text{ MHz}$. Nous pouvons également noter un léger décalage des plans de charge au milieu du matériau par rapport à la charge imposée. Avec la nouvelle méthode de traitement, la question ne se pose plus. Le résultat est donné sans faire aucun choix arbitraire sur un des paramètres de la méthode. Le signal ainsi obtenu présente les deux plans de charge et les hauteurs des pics correspondent aux charges effectivement présentes dans le matériau.

Conclusion, avec la nouvelle méthode de traitement du signal, les charges sont estimées de façon automatique : quel que soit l'utilisateur de cette nouvelle technique les résultats sont identiques et optimaux. En revanche, avec la méthode de [Maen 88], le choix des différents paramètres (fréquence de coupure du filtre Gaussien, paramètre du filtre de Wiener, le paramètre à estimer pour éliminer le phénomène d'offset créé par la calibration) est propre à chaque utilisateur et induit donc un résultat différent de la répartition des charges dans le matériau.

2.3 Analyse de la sensibilité des deux méthodes aux bruits de mesure

L'objectif de cette partie est de comparer la sensibilité aux bruits de mesure des deux méthodes de déconvolution : la méthode développée par Maeno et al [Maen 88] et la nouvelle méthode. Deux cas vont être traités :

- l'influence d'une fonction de transfert bruitée sur l'estimation des charges dans le matériau, du bruit est ajouté uniquement sur le signal de calibration Figure 5.17a ;
- l'influence d'un signal de tension bruité en sortie d'une cellule de mesure sur l'estimation des charges dans le matériau en considérant comme non bruitée la fonction de transfert Figure 5.17b.

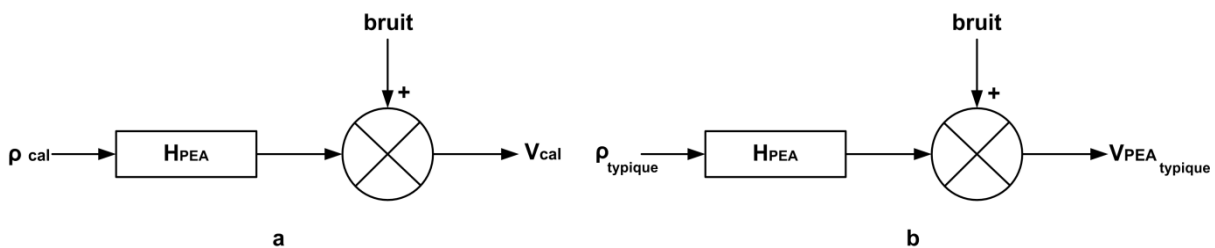


Figure 5.17 : Sensibilité des deux méthodes aux bruits. a) fonction de transfert bruitée, b) signal de tension bruité en sortie du capteur.

Dans cette étude, l'estimation des charges est réalisée sur un signal de tension 'typique' (voir Chapitre 3, partie 3). Une distribution de charge estimée expérimentalement a été implémentée dans le modèle électro-acoustique (épaisseur du matériau égale 500 μm). Après simulation numérique, le signal de tension en sortie du modèle, appelé signal de tension 'typique', est utilisé pour la déconvolution, Figure 5.18.

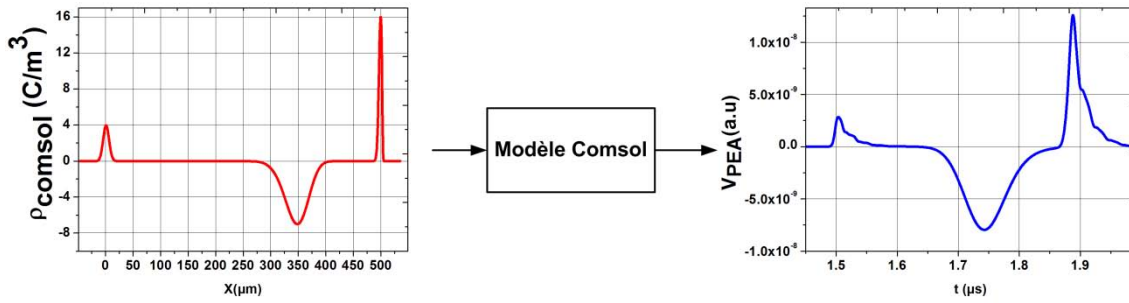


Figure 5.18 : Charge typique.

2.3.1 Notion de bruit et définition du rapport signal sur bruit

Le bruit est défini comme étant un signal indésirable se mêlant additivement au signal utile, porteur d'information. Il existe plusieurs types de bruit, dans notre étude nous considérons une distribution normale du bruit avec une valeur moyenne nulle. Pour ce faire, nous utilisons la fonction 'randn' sous le logiciel commercial Matlab. Le bruit, b , s'écrit sous la forme :

$$b = \sqrt{\sigma_b} \cdot \text{randn}(1, N) \quad (5.7)$$

avec σ_b la variance du bruit, N le nombre de points et on note $P_b = \sigma_b$ la puissance du bruit.

Le rapport signal sur bruit, noté SNR , est généralement exprimé en dB :

$$SNR(dB) = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N s^2(i)}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N b^2(i)} \right) \quad (5.8)$$

avec s le signal bruité. Ce rapport désigne le rapport entre la grandeur d'un signal, portant l'information utile, et celle du bruit, les parasites à éliminer.

Ce rapport signal sur bruit est calculé à la fois sur le signal d'entrée, noté SNR_{entree} (soit le signal de calibration, soit le signal de tension 'typique', suivant le cas traité) et sur le signal en sortie, noté SNR_{sortie} (les charges estimées).

Pour le calcul du SNR_{sortie} sur les charges estimées, nous avons considéré le bruit comme étant la différence entre les charges estimées par déconvolution et les charges imposées dans le modèle électro-acoustique.

Pour l'analyse des résultats, un facteur de bruit NF est défini :

$$NF = \frac{SNR_{entree}}{SNR_{sortie}} \quad (5.9)$$

Si le facteur NF est inférieur à 1, la déconvolution permet une meilleure qualité du signal estimé par rapport au signal d'entrée, moins de bruit dans le signal déconvolué. Si le facteur NF est supérieur à 1, la déconvolution n'est pas appropriée, il y a amplification du bruit.

2.3.2 Analyse des résultats

Cas d'étude n°1

La Figure 5.19 illustre le cas d'étude n°1.

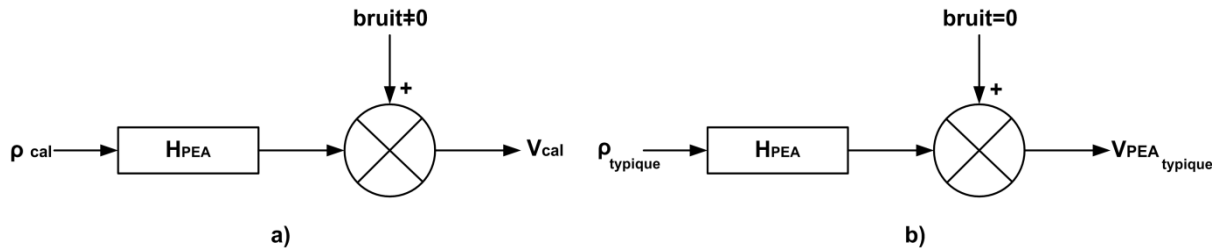


Figure 5.19 : Cas d'étude 1

Nous considérons pour cette étude 3 niveaux de bruit : $SNR \Rightarrow \infty$ (aucun bruit), $SNR = 22.6$ dB et $SNR = 10.8$ dB. Ce bruit ainsi calculé est ajouté à un signal de référence issu du modèle électro-acoustique, Figure 5.20.

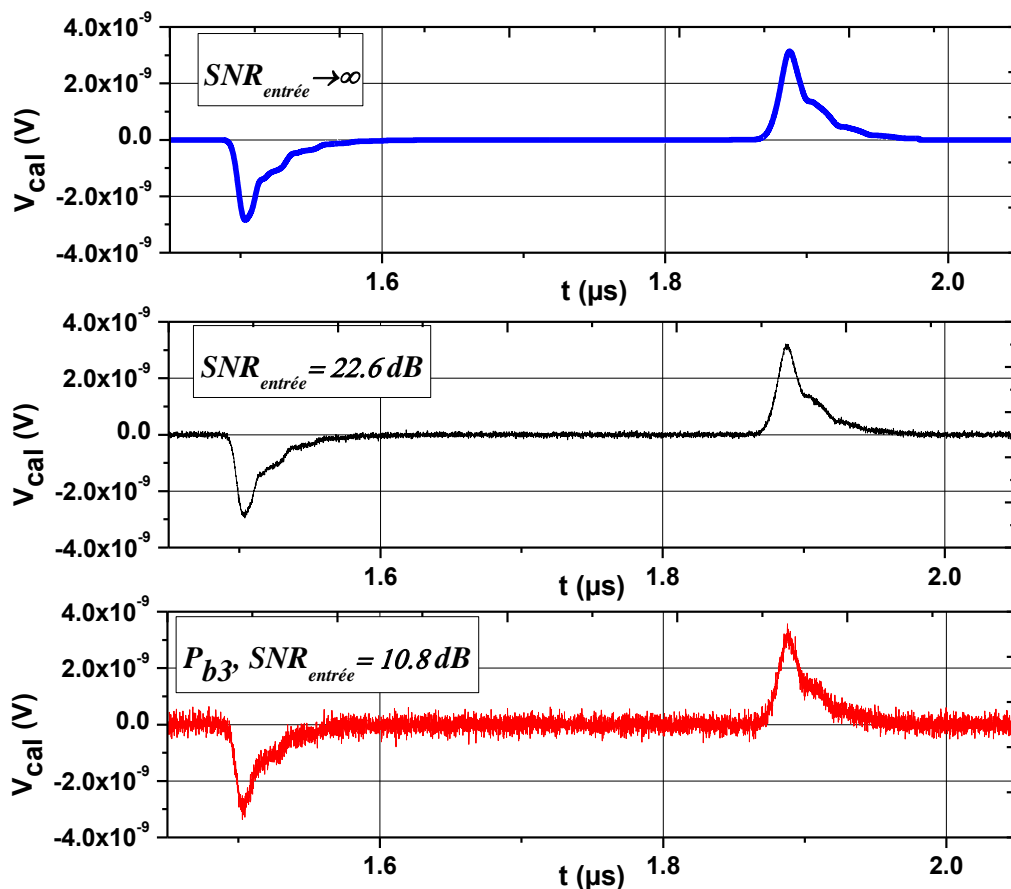


Figure 5.20 : Tension de référence pour différent niveau de bruit.

A partir de ces différents signaux de référence, l'étape de calibration (ou caractérisation de la fonction de transfert) est établie avec la méthode développée par [Maen 88] et la nouvelle méthode. Pour chacune des deux méthodes, trois fonctions de transfert correspondant aux trois niveaux de bruit sont ainsi définies. Une fois cette étape réalisée et à partir du signal de tension 'typique' décrit précédemment, les charges sont estimées par les deux méthodes, les résultats sont présentés Figure 5.21.

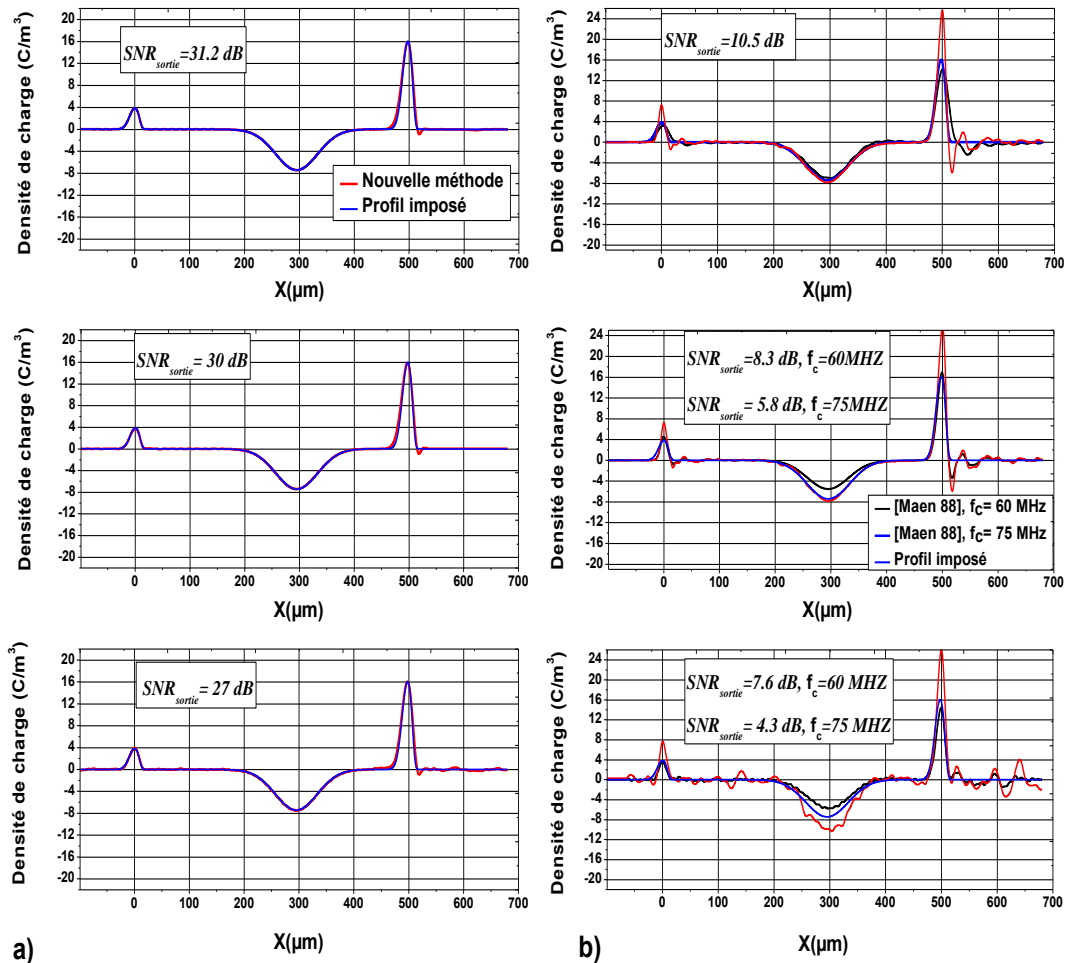


Figure 5.21 : Densité de charge estimée après déconvolution par la fonction de transfert bruitée.

Comme le montre la Figure 5.21a, avec la nouvelle méthode et quelque soit la puissance du bruit imposée à la matrice de transfert, la distribution des charges est parfaitement retrouvée : pour $SNR = 22.6$ dB et $SNR = 10.8$ dB le facteur de bruit est inférieur 1, respectivement $NF = 0.75$ et $NF = 0.4$. Concernant la méthode de [Maen 88], Figure 5.21b, on note la présence d'oscillations, présence d'autant plus importante que la puissance du bruit sur le signal d'entrée est élevée. Deux fréquences de coupures pour le filtre Gaussien ont été choisies pour déconvoluer le signal. Dans les deux cas, nous observons une dégradation du signal estimé. Dans ce cas là, le facteur de forme est supérieur à 1, pour une puissance $SNR = 22.6$ dB,

$NF = 2.72$ et pour $SNR = 10.8$ dB, $NF = 1.42$ (pour calculer le facteur de forme nous avons pris la fréquence de coupure qui donne le meilleur SNR , soit 60 MHz).

Cas d'étude n°2

La Figure 5.22 illustre le cas d'étude n°1.

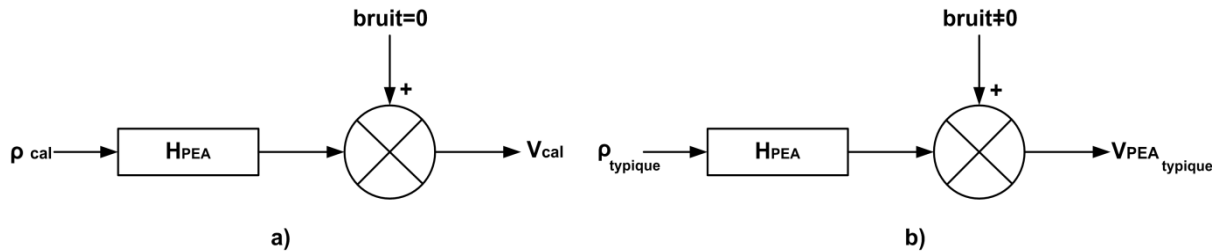


Figure 5.22 : Cas d'étude 2

Dans cette étude, l'étape de calibration pour les deux méthodes est réalisée sur un signal de référence non bruité ($SNR \Rightarrow \infty$). Contrairement au cas d'étude n°1, les fonctions de transfert sont dans ce cas non bruitées. Les trois niveaux de bruit définis précédemment sont appliqués cette fois ci sur le signal de tension 'typique', Figure 5.23.

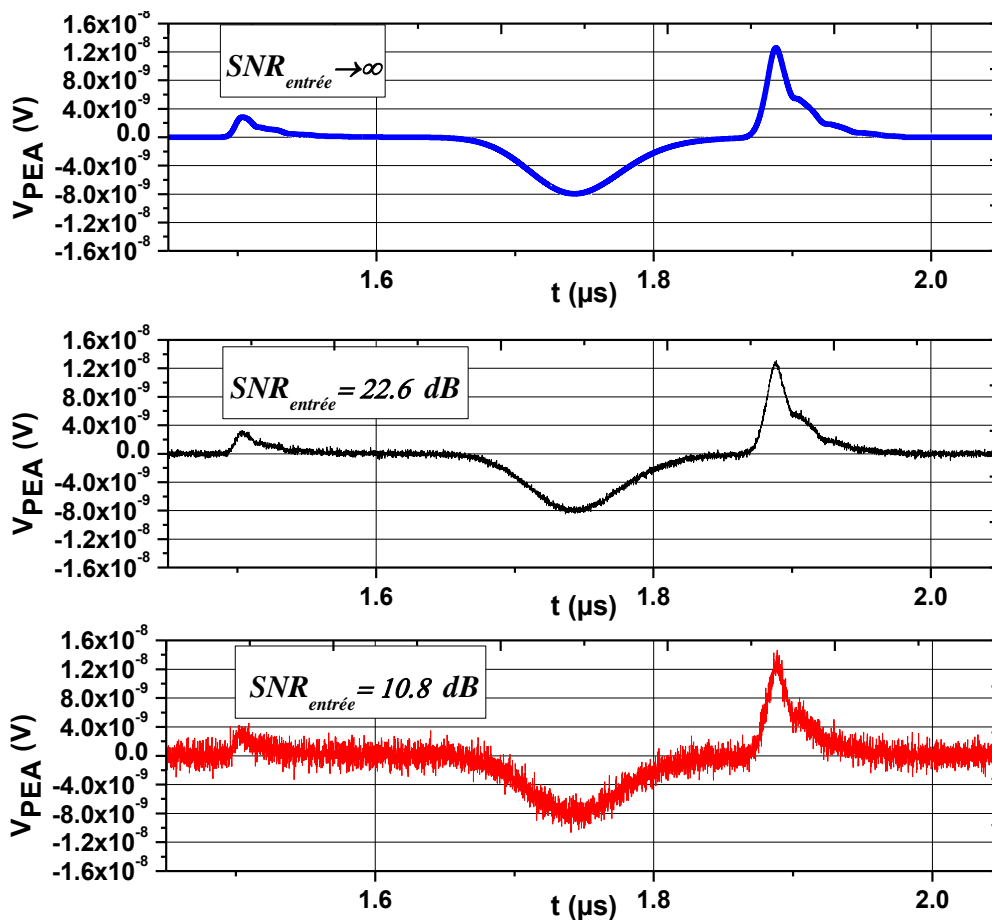


Figure 5.23 : Tension de sortie avec différent niveau de bruit simulée sous COMSOL.

A l'aide des deux méthodes de déconvolution les charges sont estimées et présentées sur la Figure 5.24.

Lorsque le signal de tension est bruité, les résultats diffèrent un peu par rapport au cas d'étude n°1. Pour un $SNR = 10.8$ dB sur le signal de tension, les charges estimées par les deux méthodes présentes un nombre important d'oscillations. Nous notons tout de même une différence importante suivant la méthode utilisée. Avec la nouvelle méthode et malgré la présence du bruit sur le signal estimé, les plans de charge sont parfaitement retrouvés, amplitude et étalement, alors qu'avec la méthode de [Maen 88] l'amplitude et l'étalement présentes des écarts par rapport au charge imposée sous Comsol ($NF = 0.9$ avec la nouvelle méthode tandis que $NF = 1.38$ avec la méthode développée par [Maen 88] et une fréquence de coupure égale à 60 MHz). Pour un SNR de 22.6 dB les mêmes conclusions que précédemment peuvent être faites : avec la nouvelle méthode, le signal estimé est en parfaite adéquation avec le signal imposé dans le modèle électro-acoustique, tandis qu'avec la méthode de [Maen 88] on note la présence d'oscillations et une différence sur l'étalement et l'amplitude des charges.

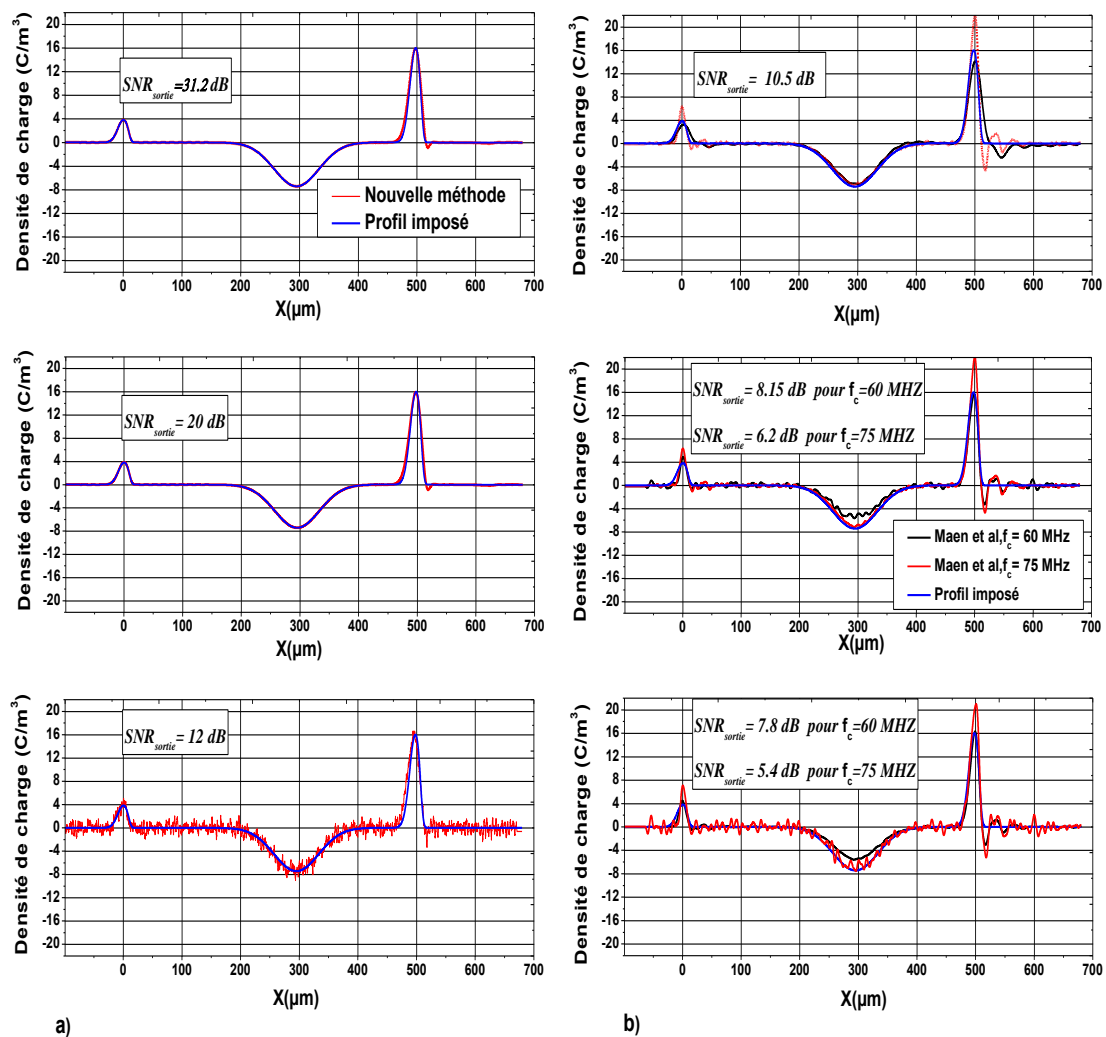


Figure 5.24 : Densité de charge estimée après déconvolution de la tension de sortie bruitée.

3 Application de la nouvelle méthode de déconvolution sur des signaux expérimentaux

Jusqu'à présent, les différents résultats ont été obtenus sur des signaux simulés à l'aide du modèle électro-acoustique développé sous Comsol. Dans cette partie, la nouvelle méthode de traitement des données est testée sur des signaux expérimentaux. Une comparaison de ces résultats avec ceux obtenus avec la méthode de [Maen 88] est également réalisée.

3.1 Déconvolution d'un signal de tension faiblement bruité (10000 acquisitions)

3.1.1 Etape de calibration et estimation des charges capacitives

Le procédé de calibration est réalisé sur le signal de tension de référence présenté à la Figure 5.25.

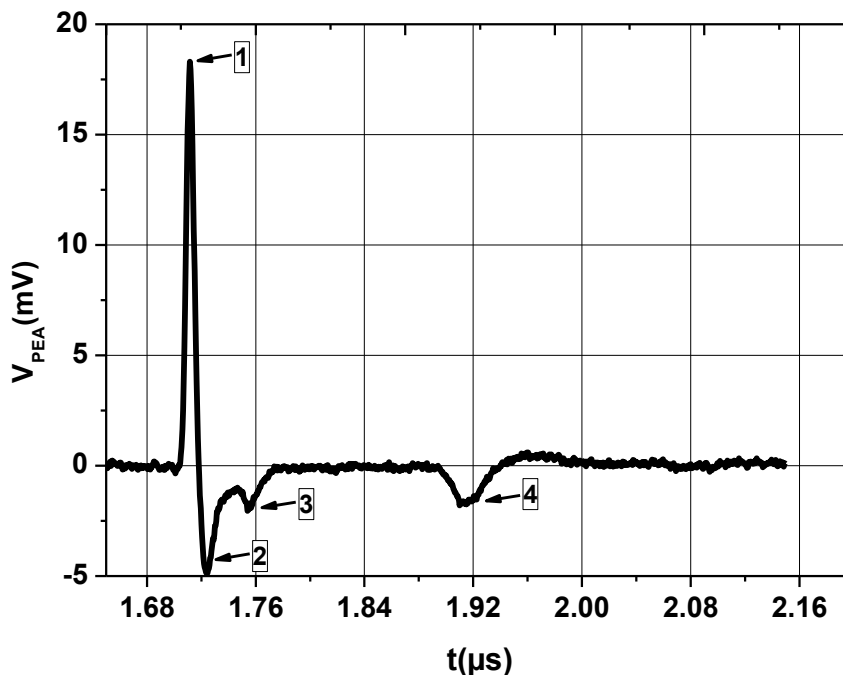


Figure 5.25: Tension de référence pour un échantillon de Téflon de 300 μm d'épaisseur mesurée par la cellule PEA classique.

Ce signal a été obtenu en polarisant un échantillon vierge de PTFE de 300 μm d'épaisseur sous 3 kV pendant 10 s (10000 moyenne, fréquence du pulse de 1 kHz, amplitude du pulse de 400 V et une largeur de pulse de 5 ns). Nous considérons comme négligeable le transport de charge dans le matériau, seul les charges capacitives sont considérées. Le premier et le quatrième pic correspondent à la

tension mesurée au niveau de l'électrode inférieure et supérieure respectivement, tandis que le second pic correspond à l'impact de la capacité du matériau et le troisième pic représente une réflexion venant du câble de connexion. La Figure 5.26 montre une cellule de mesure et le système d'acquisition. La cellule PEA se trouve à l'intérieur de l'enceinte thermique, simplement pour éliminer le maximum de parasites qui pourrait perturber la mesure. Avec les deux méthodes de calibration, [Maen 88] et la nouvelle méthode, la fonction de transfert pour chacune des deux techniques est estimée. A l'aide de ces fonctions de transfert, les charges capacitatives sont estimées, Figure 5.27.

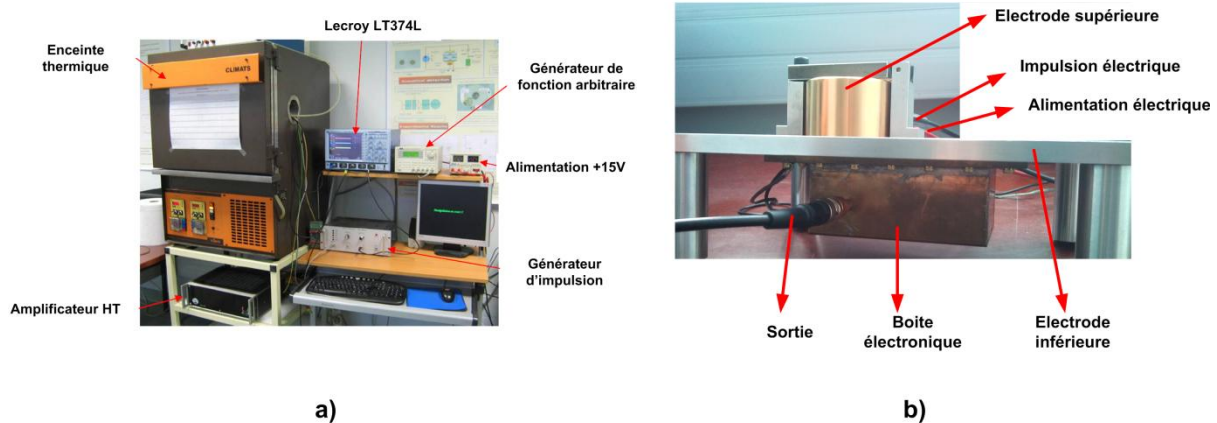
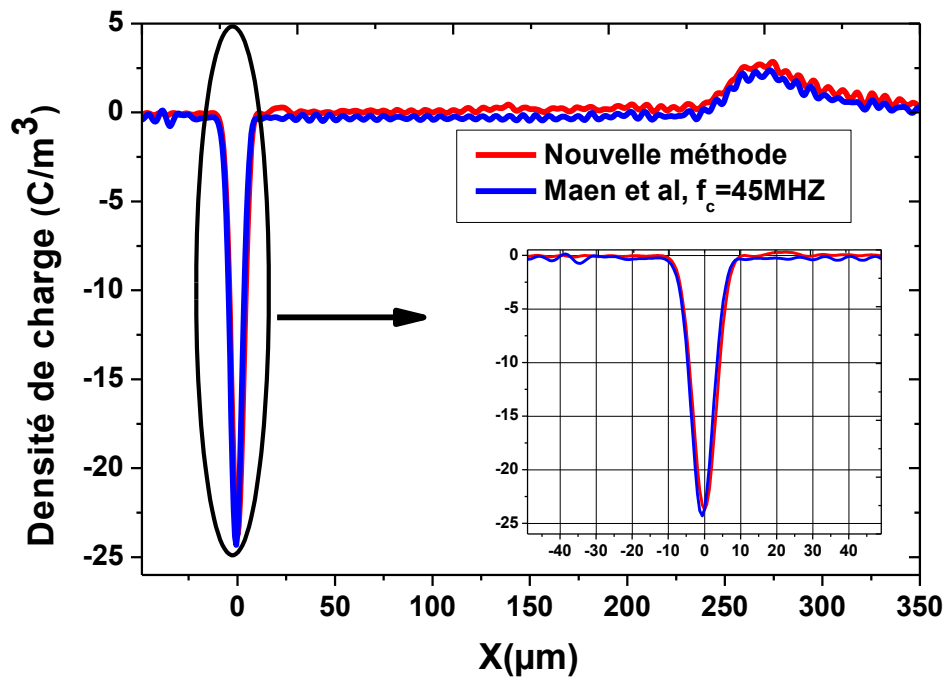
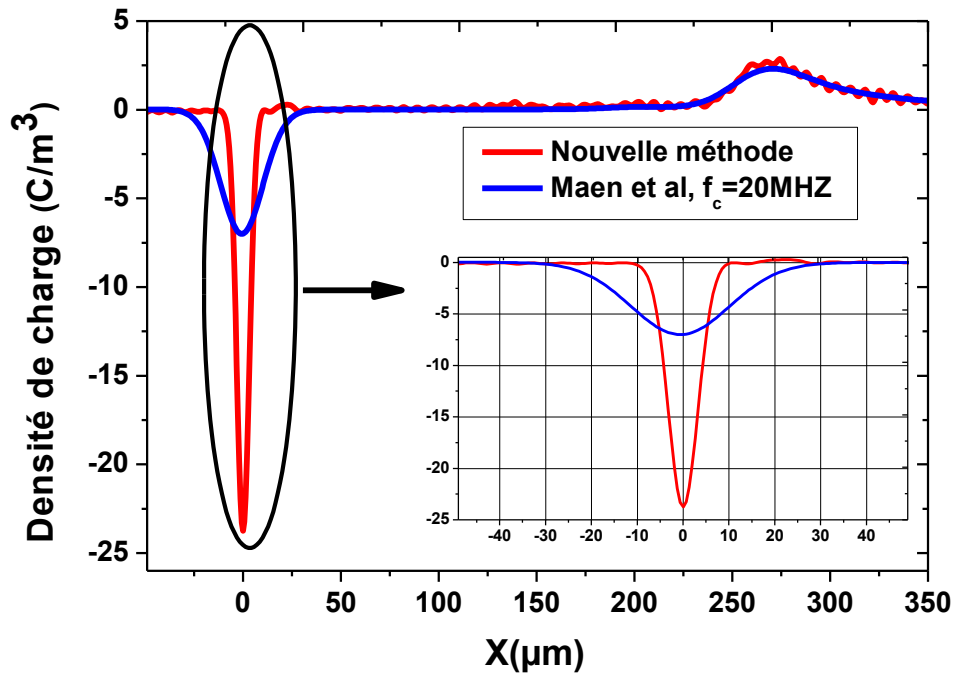


Figure 5.26 : Système de mesure de la charge d'espace.

a) banc à essai, b) cellule de mesure PEA

Comme nous pouvons le constater, la nouvelle méthode permet de retrouver les charges par simple inversion matricielle, sans faire aucun choix sur l'estimation d'un paramètre comme la fréquence de coupure d'un filtre. Avec cette méthode, la largeur du premier plan de charges Δx est de $6 \mu\text{m}$ et son amplitude est de -23.6 C/m^3 . Le deuxième plan de charges est plus étalé, cette particularité est essentiellement due à la non prise en considération de l'atténuation et de la dispersion des ondes acoustiques au sein de la cellule. Comme nous avons pu le constater précédemment, avec la méthode de [Maen 88] il est plus difficile de trouver la bonne répartition des plans de charges aux électrodes. Pour réaliser l'analyse des résultats, nous avons donc choisi trois fréquences de coupure pour le filtre Gaussien : 20 MHz, 45 MHz et 60 MHz. Avec une fréquence de 20 MHz, le signal est fortement lissé et par conséquent une partie importante du signal utile est supprimée. A l'inverse, avec une fréquence de coupure de 60 MHz, du bruit apparaît sur le signal estimé. Même si nous constatons une valeur plus importante du pic à 60 Mhz par rapport à la nouvelle méthode, la largeur du pic reste inchangée. Pour une fréquence de 45 MHz, les signaux obtenus avec les deux méthodes de déconvolution sont pratiquement confondus, confirmant ainsi la validité de la méthode de [Maen 88] lorsque l'ensemble des paramètres est estimé de manière optimale.



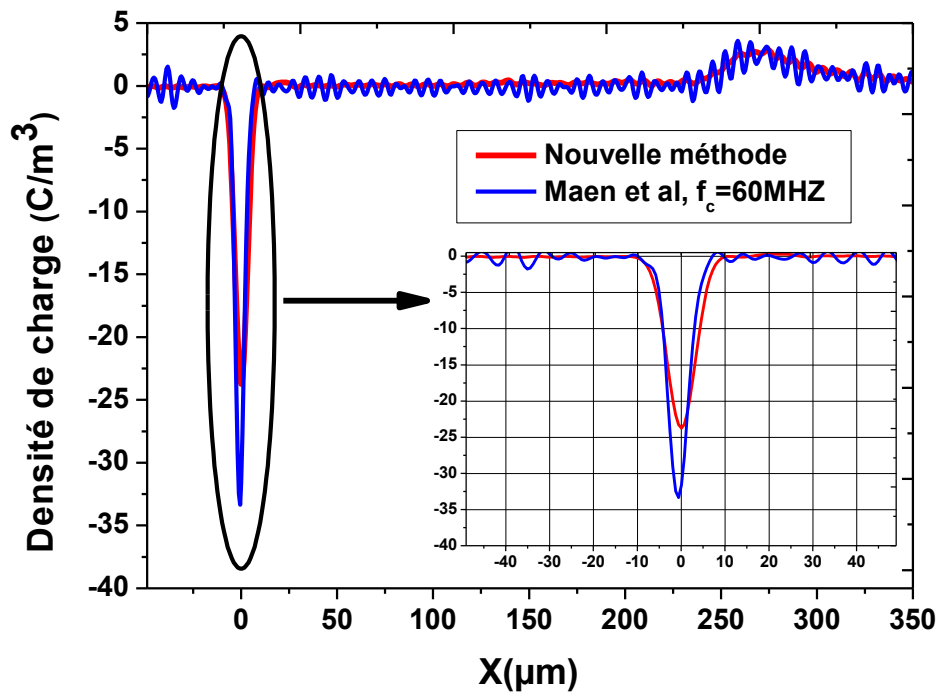


Figure 5.27: Charge estimée par les deux méthodes avec un signal de référence expérimental

3.1.2 Estimation des charges sur un échantillon PTFE irradié

Un échantillon de PTFE de 300 μm d'épaisseur a été irradié avec le MEB (Microscope Electronique à Balayage) pendant 20 minutes sous une tension de 30 keV, Figure 5.28. L'échantillon est placé dans le porte-échantillon et est positionné de façon à focaliser le faisceau au milieu du diélectrique. Une pression de 10^{-5} Pa est imposée dans l'enceinte.

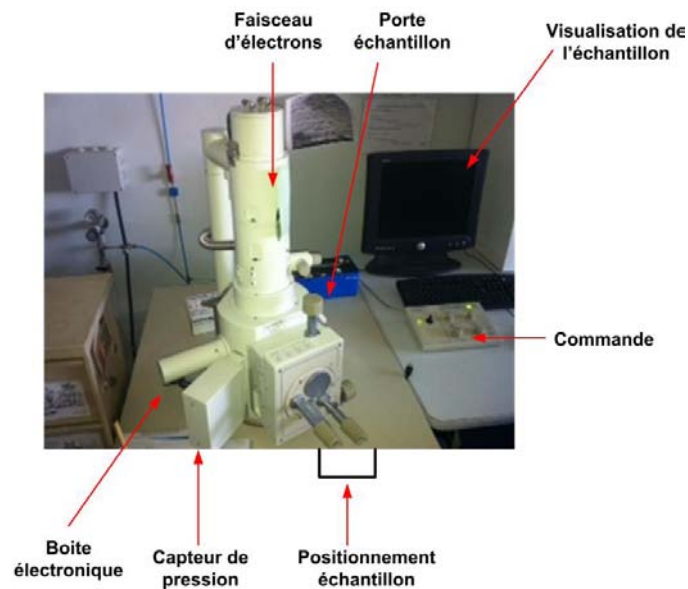


Figure 5.28 : Microscope Electronique à Balayage

L'échantillon est ensuite placé dans la cellule de mesure PEA, Figure 5.26. Ce signal est moyenné sur 10000 acquisitions avec une fréquence de 1 kHz et un pulse d'amplitude de 400 V et de durée 5 ns. Le signal obtenu est présenté sur la Figure 5.29.

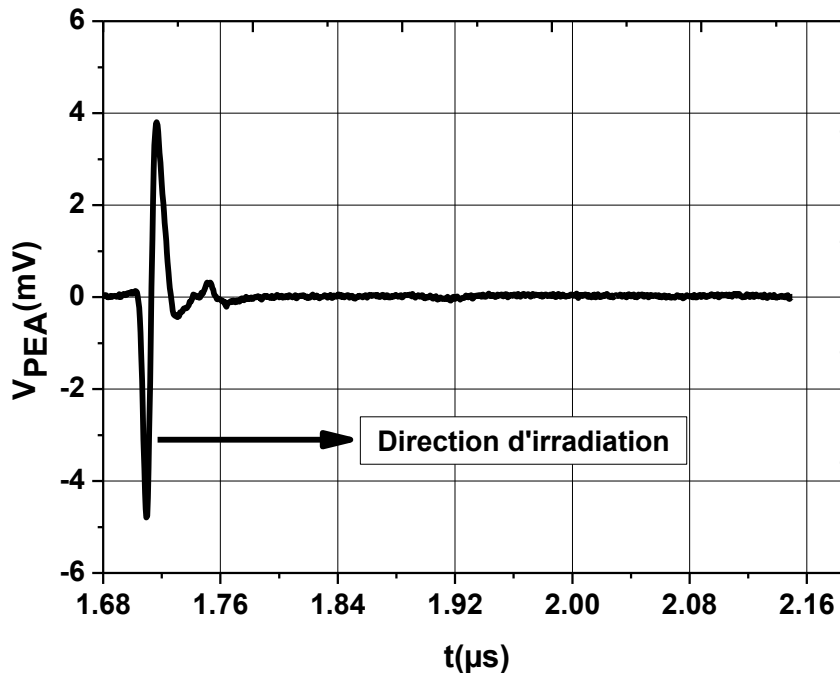
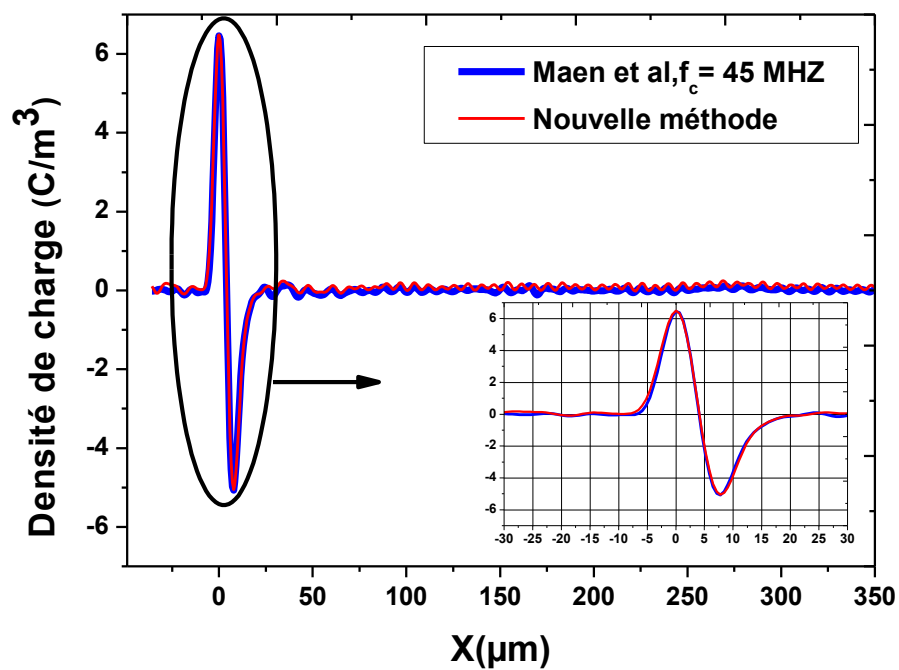
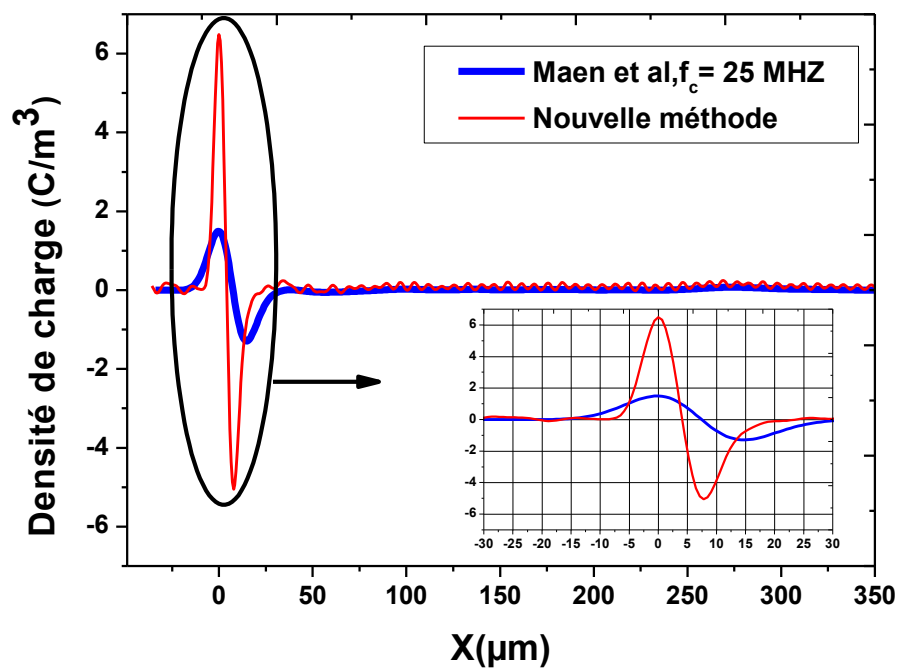


Figure 5.29 : Signal de tension en sortie de la cellule PEA classique pour la mesure de la charge du PTFE de 300 μm d'épaisseur irradié sous le MEB.

La Figure 5.30 montre les charges estimées par les deux méthodes de déconvolution en prenant comme fonction transfert pour chaque méthode celle calculée précédemment (paragraphe 3.1.1). Concernant la méthode de [Maen 88], nous avons choisi trois fréquences de coupure : 25 MHz, 45 MHz et 60 MHz. Les mêmes conclusions que précédemment peuvent être faites : avec la nouvelle méthode, les charges sont estimées en un seul 'clic', indépendamment de la sensibilité de l'expérimentateur. En revanche, avec la méthode de [Maen 88] le problème de l'estimation des différents paramètres reste entier. C'est toujours avec une fréquence de coupure de 45 MHz, que les deux signaux sont confondus, pour cette fréquence, la pénétration des charges dans le matériau après 20 minutes d'irradiation sous 30 keV est d'environ 17 μm avec un maximum de charge à 6.2 C/m³.



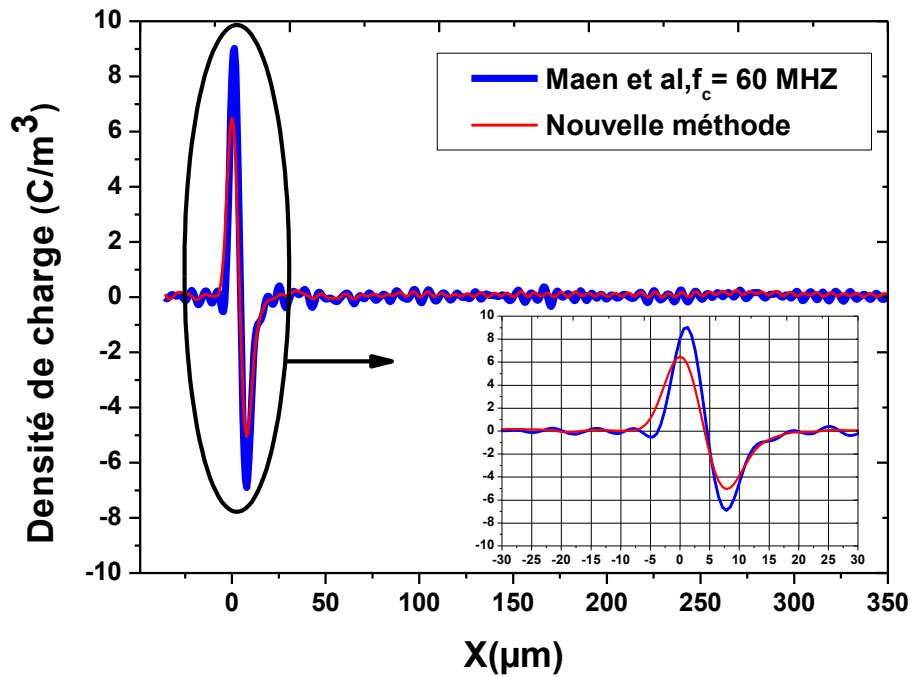


Figure 5.30 : Charge estimée par les deux méthodes avec un signal expérimental issu d'un échantillon de PTFE de $300 \mu m$ d'épaisseur irradié sous le MEB.

Les résultats obtenus sur des signaux expérimentaux ont permis de mettre en exergue les deux principaux avantages de la nouvelle méthode par rapport à la méthode développée par Maeno et al [Maen 88] :

- la solution est indépendante du choix des paramètres par l'expérimentateur ;
- la solution fournie par cette nouvelle méthode est directement la solution optimale.

Conclusion et Perspectives

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une collaboration entre le CNES et le laboratoire LAPLACE dont la thématique principale est l'étude de la charge des matériaux diélectriques à usage spatial. Même si depuis quelques années plusieurs techniques de mesure de charge d'espace ont été développées, leur résolution spatiale reste insuffisante pour caractériser des matériaux de faible épaisseur, quelques dizaines de μm seulement, utilisés comme revêtement thermique des satellites sous l'effet d'un bombardement électronique. Depuis de nombreuses années, le CNES en collaboration avec l'ONERA, a développé diverses chambres d'irradiation reproduisant l'environnement spatial en laboratoire. La technique de mesure PEA – Pulsed-Electro-Acoustic – est une des techniques les plus utilisées dans ces enceintes pour l'étude de la charge des matériaux. C'est pourquoi, notre étude s'est focalisée sur cette technique de mesure, technique dont la résolution spatiale est actuellement de l'ordre de la dizaine de micromètre. L'objectif principal de cette thèse est d'optimiser l'ensemble de la chaîne d'acquisition qui constitue une cellule de mesure PEA afin d'améliorer la résolution spatiale de la distribution de charge dans les diélectriques. Il s'agit d'un premier travail dans ce domaine, notre étude ne concerne donc pas la conception d'un prototype pour la caractérisation des matériaux mais d'une étude théorique précise dont l'aboutissement a permis la définition d'une cellule de mesure optimisée couplée à un algorithme de traitement des signaux parfaitement adapté.

Dans un premier temps, un modèle électro-acoustique de la cellule de mesure PEA a été développé à l'aide du logiciel commercial Comsol. L'objectif est d'avoir à disposition un outil capable, quel que soit le type de configuration choisie pour la cellule de mesure, la tension de sortie pour une distribution de charge donnée dans le matériau diélectrique. A l'aide de ce modèle, plusieurs configurations ont été testées et une analyse approfondie de leur influence sur la qualité du signal de tension en sortie du capteur a permis de définir une cellule de mesure optimisée. Ce modèle a également permis de mettre en exergue les grandeurs intrinsèques à une cellule de mesure influant directement sur la valeur de la résolution spatiale de la distribution de charge, à savoir : l'adaptation d'impédance entre les différents matériaux constitutifs de la cellule, et l'utilisation de capteur piézo-électrique de faible épaisseur, de l'ordre du μm .

A l'aide de ce modèle, une analyse approfondie de la méthode utilisée pour le traitement des signaux d'une cellule de mesure PEA, méthode basée sur les travaux de Maeno et al [Maen 88], a été réalisée. Cette étude était primordiale pour la suite de nos travaux car cette technique de traitement est utilisée par la plupart de la communauté scientifique qui s'intéresse au comportement des charges dans les matériaux diélectriques. Plusieurs incohérences sont apparues à la suite de notre analyse, les plus remarquables étant le choix des filtres, filtre de Wiener et filtre Gaussien, et de leur paramétrage pour la division spectrale des signaux. Pour ces deux filtres, aucune technique n'est préconisée pour les paramétrer. D'après le peu d'informations mis à notre disposition, il semblerait que le filtre de Wiener soit utilisé

uniquement pour éliminer les zéros dans la division spectrale. De plus, la fréquence de coupure du filtre gaussien semble être choisie uniquement sur un critère visuel, la bonne fréquence de coupure étant la fréquence qui donne un signal 'propre' et 'lisse' même si une partie du signal utile a disparu.

C'est pourquoi, dans un premier temps nous avons décidé d'analyser l'impact des différents types de configuration d'une cellule PEA, configuration établie à l'aide du modèle électro-acoustique, sur le nombre de conditionnement de la matrice de transfert. Pour ce faire, le principe général de la méthode développée par [Maen 88] a été conservé, mais une forme matricielle de la fonction de transfert a été préférée. Cette étude préliminaire a confirmée nos précédentes conclusions à savoir que l'adaptation des impédances acoustiques et l'utilisation de capteurs ultrafins ont un impact important sur le nombre de conditionnement de la matrice de transfert et donc sur la qualité du signal déconvolué. Malgré ces importants changements le nombre de conditionnement reste relativement élevé et conduit à la présence d'oscillations proche des plans de charge.

C'est pourquoi, dans un deuxième temps, notre étude s'est focalisée sur la méthode de calibration. Cette méthode a pour but de caractériser la fonction de transfert du dispositif. Jusqu'à présent Maeno et al [Maen 88] préconisaient uniquement la caractérisation du capteur piézo-électrique, une expression analytique de l'onde incidente devait donc être établie avec, bien évidemment, plusieurs hypothèses simplificatrices comme la non prise en considération des phénomènes de réflexion, transmission et atténuation des ondes acoustiques à certaines interfaces. Après analyse, ces hypothèses se sont avérées préjudiciables pour la qualité du traitement des signaux. C'est pourquoi, une autre technique de calibration a été proposée et détaillée dans le chapitre V. Cette nouvelle méthode de calibration est basée sur la caractérisation de la cellule PEA prise, cette fois ci, dans sa globalité : de l'échantillon à l'amplificateur de tension. Pour ce faire, nous avons considéré non plus une répartition de forme 'Dirac' comme indiquée par [Maen 88] mais une répartition gaussienne de la charge capacitive. Une part importante du travail a été consacrée à l'établissement d'un algorithme d'estimation de paramètres pour la gaussienne : son étalement et son amplitude.

Cette nouvelle méthode a été testée sur des signaux issus de la simulation et des signaux expérimentaux. Dans les deux cas, l'analyse des résultats indique une nette amélioration de la qualité des charges estimées et surtout une nette amélioration de la résolution spatiale. De plus, contrairement aux algorithmes développés par la plupart de la communauté scientifique, cette nouvelle approche pour l'estimation des charges dans les diélectriques est complètement autonome, aucun choix de paramètre ne doit être réalisé par la personne qui manipule.

Même si les résultats sont très encourageants puisqu'un brevet a été déposé avec le CNES sur la nouvelle méthode de calibration, cette étude reste une première étape de la collaboration entre le CNES et le LAPLACE. Basées sur les conclusions de nos

travaux de recherche, l'objectif de cette collaboration est de poursuivre cette étude par la conception d'un dispositif de mesure à haute résolution spatiale pour la qualification des matériaux spatiaux. Ce projet finalisé permettra de disposer d'un outil de mesure parfaitement maîtrisé en terme de limite en résolution et de comprendre ainsi l'origine des artefacts présents généralement dans la mesure et ainsi éviter toute interprétation de phénomènes considérés comme physique mais qui ne sont, en réalité, que la manifestation d'un défaut de la chaîne de mesure.

Références bibliographiques

- [Agne 00] S.Agnel, A.Tourelle ,G.Platbrood, G.Geerts, "*Study of AC Charging Ability of XLPE Insulating for Power Cables*", Proceedings of JICABLE 99,Versailles,France,p.656-661,1999.
- [Aïno 99] L. Aïnouche et C. Alquié, "*Application of the pressure wave propagation method for adhesion defects detection and quantification in bilayer structures*", J. Appl. Phys., vol.**86**, pp. 1156-1166, 1999.
- [Aïno 04] L. Aïnouche et C. Alquié, "*Application of the pressure wave propagation method for adhesion defects detection in very thin multilayer structures*", J. Appl. Phys., vol. **96**, pp.1475-1490, 2004.
- [Alis 04] J M.Alison, " The pulsed-electro-acoustic method for the measurement of the dynamic space charge profile within insulators" presented at 8th international conference on solid Dielectric.pp.268-271, 2004.
- [Alqu 92] C. Alquié, C. Laburthe Tolra, J. Lewiner et S. B. Lang, "*Comparison of Polarization Distribution Measurement by the LIMM and PWP Methods*", IEEE Trans. Electr. Insul.,vol. **27**, pp. 751-757, 1992.
- [Andr 77] H.C.Andrews and B.R.Hunt, "Digital Image Restoration", Prentice-Hall, Englewood cliffs, NJ, 1977.
- [Ansi 93] ANSI/IEEE Standard on Piezoelectricity, 1996.
- [Arkh 93] V.I. Arkhipov, A.I. Rudenko, G.M. Sessler, J. Phys. D: Appl. Phys., **26** (1993)1298.
- [Arna 10] M.Arnaout, L.Berquez, F.Baudoin,and D.Payan, "Contribution to Improving the Spatial Resolution of a Pulsed Electro Acoustic Cell Measurement An Analysis of Acoustics Waves Propagation", presented at 10th international conference on solid Dielectric, 2010.
- [Bern 91] Joseph B.Bernstein, "*Analysis of the electrical stimulated acoustic-wave method for observing space charge in semi-insulating films*", physical review B, Vol.**44** N 19, pp .804-814, 1991.
- [Bert] J.J. Berthelier, *L'ionosphère*, Tech. report, Centre d'études des Environnements terrestre et Planétaires, SAINT-MAUR, France.
- [Bert 99] C.Bertin, J.Gustavino, C.Mayoux ,J.J.Martinez-Vega, "*Low Density Polyethylene Microstructure Observation under AC or DC High Stress*", Proceedings of JICABLE 99,Versailles,p.785-790,1999.

- [Biga 01] J. Bigarré, C. Attard, P. Hourquebie and J. Matallana, "*SEM-mirror Methods and Application to Insulator Characterization*", IEEE Dielectr. Electr. Insul., vol. **8**, pp. 942-952, 2001.
- [Blai 91] G. BLAISE and C. LE_GRESSUS, "*Charging and flashover induced by surface polarization relaxation process*", J. Appl . Phys., vol. **69**, pp. 6334 - 6339, 1991.
- [Blai 92] G. BLAISE and C. LE GRESSUS, "*Mise en évidence d'un claquage des isolants associé à la déstabilisation d'une charge d'espace localisée*", C.R. Acad. Sci. Paris, vol. t.**314**, pp. 1017-1024,1992.
- [Blai 95a] G. BLAISE, "*Charge trapping / detrapping induced lattice polarization / relaxation processes*",CEIDP 95, pp. 37 - 39, 1995.
- [Blai 95b] G. BLAISE, "*Charge detrapping induced dielectric relaxation. Application to breakdown in insulating films*", Microelectronic Engineering, vol. **28**, pp. 55-62, 1995.
- [Blai 98] G. BLAISE and W. J. SARJEANT, "*Space charge in dielectrics : energy storage and transfer dynamics from atomistic to macroscopic scale*", IEEE trans. Elect. Insu., vol. **5**, pp. 779 - 808, 1998.
- [Blos 96]: P. Bloss, M. Steffen, H. Schafer, Y. Guo-Mao, and G. M. Sessler, "*Determination of the polarization distribution in electron-beam-poled PVDF using heat wave and pressure pulse techniques*," Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on, vol. **3**, pp. 182-190, 1996.
- [Bode 06]: R. Bodega, "*Space Charge Accumulation in Polymeric High Voltage DC Cable Systems*", Thèse, Université de Delft (PB), 2006.
- [Blos 00]: P. Bloss and et al., "*Thermal and acoustic pulse studies of space-charge profiles in electron-irradiated fluoroethylene propylene*," Journal of Physics D: Applied Physics, vol. **33**, pp. 430, 2000.
- [Boud] J.C. Boudenot, L'environnement spatial, Presses Universitaires de France,no. 3032.
- [Boué 97]: C. Boué, C. Alquié, and D. Fournier, "*High spatial resolution of permanent polarization distributions in ferroelectric samples using a combination of PWP and LIMM measurements*," Ferroelectrics, vol. **193**, pp. 175 - 188, 1997.
- [Bucc 64] C.Bucci,R.Fieschi,"*Ionic Thermoconductivity Method for the Investigation of Polarization un Insulators*",Physical Review Letters,vol.**12**,N1,p.16-19,1964.

- [Cart 88] E. CARTIER and P. PFLUGER, *Physica Scripta*, vol. **23**, pp. 235-241, 1988.
- [Cart 95] G. A. Cartwright, R. N. Hampton, A. E. Davies, S. G. Swingler, D. Patel et S.M. Moody, "The laser induced pressure pulse technique for space charge measurements – A user's perspective", Proc. International Conference on Solid Dielectrics, pp. 595-599, 1995.
- [Coll 75] R. E. Collins, "Distribution of charge in electrets," *Applied Physics Letters*, vol.26, pp. 675-677, 1975.
- [Coll 76] R. E. Collins, "Analyse of spatial distribution of charges and dipoles in electrets by a transient heating technique", *J. Appl. Phys.*, vol. **47**, pp. 4804-4808, 1976.
- [Coll 80] R.E.Collins,"Practical Application of the Thermal Pulsing Technique to the study of Electrets", *Journal of Applied Physics*,vol.**51**,p.2973-2986,1980.
- [Cour 28]: Courant, K. Friedrichs and H. Lewy, Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik, *Mathematische Annalen*, vol. **100**, no. 1, pages 32–74, 1928.
- [Cres 70] R.A Creswell, M.M Perlmann, "Thermal Currents from Corona Charged Mylar", *Journal of Applied Physics*,vol.**46**,N6,p.2365-2375,1970.
- [Dama 97] G. Damamme, C. Le Gressus et A. S. De Reggi, "Space Charge Characterization for the 21th Century", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. **4**, pp. 558-584, 1997.
- [Das 96]: D. K. Das-Gupta, J. S. Hornsby, G. M. Yang, and G. M. Sessler, "Comparison of charge distributions in FEP measured with thermal wave and pressure pulse techniques," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. **29**, pp. 3113, 1996.
- [Dere 82] A.Dereggi, F.I Mopsik, "Numerical Evaluation of the Dielectric Polarisation Distribution for Thermal Pulse Data", *Journal of Applied Physics*, vol.**53**,p.4333-4339,1982.
- [Dere 92] A. S. Dereggi, B. Dickens, T. Ditchi, C. Alquie, J. Lewiner, and I. K. Lloyd, "Determination of the polarization-depth distribution in poled ferroelectric ceramics using thermal and pressure pulse techniques," *Journal of Applied Physics*, vol. **71**, pp. 854-863, 1992.
- [Diss 92] L.A Dissado, J.C Fothergill, *Electrical Degradation and Breakdown in Polymers*, Peter Peregrinus, Londre, 1992.

- [Dubo 01] Dubois, J.-C., *Propriétés diélectriques des polymères*. Techniques de l'Ingénieur, 2001.
- [Flem 95] R. J. Fleming, M. Molby Henriksen, M. Henriksen et J. T. Holball, "*LIPP and space charge measurements on LDPE*", Proc. International Conference on Solid Dielectrics, pp. 234-238, 1995.
- [Fowl 28] R. H. Fowler, and L. Nordheim, "*Electron Emission in Intense Electrical Field*", Proceedings of the Royal Society, vol. **119**, pp. 173, 1928.
- [Fowl 56] J.F. Fowler, Proc. Royal Soc., London., A236 (1956) 464.
- [Fuku 03]: K. Fukunaga, T. Maeno and K. Okamoto, "*Three-Dimensional Space Charge Observation of Ion Migration in a Metal-Base Printed Circuit Board*", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol. **10**, pp. 458-462, 2003.
- [Fuku 05] M. Fukuma, T. Maeno et K. Fukunaga, "High Repetition Rate Two-dimensional Space Charge Measurement System", Proc. International Symposium on Electrical Insulating Materials, pp. 584-587, 2005.
- [Fuku 06]: M. Fukuma, K. Fukunaga, C. Laurent, "*Two-dimensional structure of charge packets in polyethylene under high DC fields*", Appl. Phys. Lett., vol. **88**, n°25, juin 2006.
- [Fuku 10]: M. Fukuma, N. Masuda and K. Fukunaga, "*Development of Sensor Scanning Type Space Charge Measurement System*", Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena. vol. **1**, p. 278-281, 2010.
- [Garr 81] H.B. Garrett, *The charging of spacecraft surfaces*, Reviews of Geophysics and Space Physics **19** (1981), no. 4, 577-616.
- [Good 56] R. H. Good, and E. W. Müller, "*Handbuch der Physik*", vol. **21**. Berlin: S. Flügge (Springer-Verlag), 1956.
- [Gray 06] R.M. Gray, Toeplitz and circulant Matrices : A Review "Foundations and Trends® in communications and Information theory", Vol. 2, pp. 155-239, 2006.
- [Gres 90] C. LE GRESSUS, M. GAUTIER, and J. P. DURAUD, "*Propriétés de surface et propriétés thermiques des céramiques. Fracture mécanique et claquage diélectrique*", Revue Scientifique et Technique de la Défense - 2^{ème} trimestre, pp. 67-82, 1990.

- [Gris 04] V. Griseri, K. Fukunaga, T. Maeno, C. Laurent, L. Levy et D. Payan "Pulsed Electro-acoustic Technique Applied to In-situ Measurement of Charge Distribution in Electronirradiated Polymers", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol. 11, pp. 891-898, 2004.
- [Hans 93] P.C.Hansen, D.P.O'Leary, "the use of the L-Curve in the regularization of discrete ill-posed problems", SIAMJ.Comput. Vol.14, N.6, pp.1487-1503, 1993.
- [Hans 94] P.C.Hansen, " Regularization Tools: A MATLAB package for analysis and solution of discrete ill-posed problems", Num. Algoritms, Vol.6, pp.1-35, 1994.
- [Hans 96] P.C.Hansen, K.Mosegaard, 'Piecewise polynomial solutions without a priori break points', Num. Lin. Algebra with Appl., Vol.3 (6), pp.513-524, 1996.
- [Hayk 86] Haykin S 1986, " Adaptive filter theory", New Jersey. Prentice Hall, Englewood cliffs, 590p. 1986.
- [Holé 97] S. Holé, C. Alquié et J. Lewiner, "*Measurement of Space-charge Distributions in Insulators under Very Rapidly Varying Voltage*", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol. 4, pp.719-724, 1997.
- [Holé 00]: S. Holé et T.Ditchi, "*Influence of divergent electric fields on space-charge distribution measurements by elastic methods*", Phys. Rev. B, vol. 61, N°20, 2000.
- [Holé 01] : S. Holé et J. Lewiner, "*High-resolution multidimensional space charge measurement using elastic wave methods*", Phys. Rev. B, vol. 64, 104106, 2001.
- [Holé 06] S. Holé, A. Sylvestre, O. Gallot-Lavallée, C. Guillermin, P. Rain et S. Rowe, "*Space charge distribution measurement methods and particle loaded insulating materials*", J. Phys.D: Appl. Phys., vol. 39, pp. 950-956, 2006.
- [Lang 81] S. B. Lang and D. K. Das-Gupta, "A technique for determining the polarization distribution in thin polymer electrets using periodic heating," *Ferroelectrics*, vol. 39, pp. 1249 - 1252, 1981.

- [Ieda 84] M. Ieda, "*Electrical Conduction and Carrier Traps in Polymeric Materials*," *Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. EI-19, pp. 162-178, 1984.
- [Imai 95]: Y.Imaisumi, K.suzuki, Y.Tanaka, T.Takada, "*Three-dimensional space charge distribution measurement in solid dielectrics using pulsed electroacoustic method*",*Proceedings IEEE ISEIM'95*,p.315-318,1995.
- [Jero 97] M.Jeroense, "charges and discharges in HVDC cables". Delft: Delft university press, 1997.
- [Kess 07] G. Kesserwani, R. Ghostine, J. Vazquez, R. Mosé, A. Ghenaim "Simulation unidimensionnelle de l'écoulement à surface libre avec un schéma numérique TVD en discrétisation implicite et explicite, *La Houille Blanche*, N°5 (Octobre 2007), pp. 101-106
- [Koon 98] H.C.Koons J.E.Mazur, R.S.Selesnick, J.B.Blake, J.F.Fennell, J.L.Roeder, and P.C.Anderson, "The impact of the space environment on space systems", in *Proc.6th Spacecr.Charg.Technol.Conf.*, WPAFB, OH: Air Force Res.Lab., 1998, pp.7-11.
- [Kuff 84] E. KUFFEL and W. S. ZAENGL, "*High voltage engineering fundamentals*", Pergamon Press.Oxford, 1984.
- [Lamp 70] M. A. Lampert, and P. Mark, "*Current Injection in Solids*". New York and London: Academic Press, 1970.
- [Lang 81] S. B. Lang et D. K. Das-Gupta, "A technique for determining the polarization distribution in thin polymer electrets using periodic heating", *Ferroelectrics*, vol. **39**, pp. 1249-1252.1981.
- [Lang 04] S. B. Lang, "Laser Intensity Modulation Method LIMM : *Review of the Fundamentals and a New Method for Data Analysis*", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. **11**, pp.558-584, 2004.
- [Laur 77] P. Laurenceau, G. Dreyfus et J. Lewiner, "New Principle for the Determination of Potential Distributions in Dielectrics", *Phys. Rev. Lett.*, vol. **38**, pp. 46-49, 1977.
- [Laur 99] C. Laurent, "*Diélectriques Solides et Charge d'Espace*", *Techniques de l'Ingénieur*, vol. D 2 305.1999.

- [Lava 04] O.Gallot-Lavallee and G.Teyssède, "Space charge measurement in solid dielectrics by the pulsed-electro-acoustic theory" presented at 8th international conference on solid Dielectric.pp.268-271, 2004.
- [Lava 05] O.Gallot-Lavallee, V.Griserie, G.Teyssède et C.Laurent "The pulsed electro-acoustic technique in research on dielectrics for electrical engineering" RS - RIGE. Volume 8 – n° 5-6/2005, p.p.749 to 772.
- [Leac 95] R.D. Leach and M.B. Alexander, *Failures and anomalies attributed to spacecraft charging*, NASA RP-1375, Marshall Space Flight Center, AL (Aug. 1995).
- [Levy 96] : L. Levy, *Environnement spatial préventions des risques liés aux phénomènes de décharge*, Cépaduès Edition, France, 1996, p. 169
- [Lewi 89] J. Lewiner, "*Direct determination of space charge distributions in dielectrics : the pressure wave propagation method*", Proc. International Conference on Solid Dielectrics, pp. 548554,1989.
- [Li 92] Y.Li, T.Takada, N.Takasu, "*Experimental observation of charge transport and injection in XLPE at polarity reversal*", J.Phys: D: Appl.Phys, vol.**25**, p.704-716, 1992.
- [Lind 99] M. Lindner, K. Schratlbauer, R. Schwodiauer, G. Neugschwandtner, S. BauerGogonea and S. Bauer, "*New Developments of Electro-Thermal Techniques for Material Characterization*", Proc. 10th International Symposium on Electrets, pp. 461-464, 1999.
- [Liu 93]: R.Liu,T. Takada,N. Takasu, "*Pulsed electroacoustic method for measurement of charge distribution in power cables under both DC and AC electric fields*",J.Phys:D:Appl.Phys.,vol.**26**,p.986-993,1993.
- [Maen 88] T. Maeno, T. Futami, H. Kushibe, T. Takada, and C. M. Cooke, "*Measurement of spatial charge distribution in thick dielectrics using the pulsed electroacoustic method*," Electrical Insulation, IEEE Transactions on, vol. **23**, pp. 433-439.1988.
- [Maen 95]: T. Maeno, K. Fukunaga et T. Takada, "*High Resolution PEA Charge Distribution Measurement System*", Proc. International Conference on Solid Dielectrics, pp. 200-205, 1995.
- [Maen 99]: T.Maeno, "*Calibration of pulsed electro acoustic method for measuring space charge density*,".T.IEEE Japan, Vol.**119-A**, pp.1114-9, 1999.

- [Maen 01]: T. Maeno, "Three-dimensional PEA Charge Measurement System", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol. **8**, pp. 845-848, 2001.
- [Male 00] D. Malec, "Technical problems encountered with the laser induced pressure pulse method in studies of high voltage cable insulators", Meas. Sci. Technol., vol. **11**, pp. N76-N80, 2000.
- [Malr 97] S. Malrieu, J. Castellon, "Space Charge Measurements by the thermal Step Method: Results in Some Polymers", journal of Electrostatics, vol. **40-41**, p. 283-288, 1997.
- [Mart 94] A.R. Martin, A review of spacecraft/plasma interactions and effects on space systems, Journal of The British Interplanetary Society **47**(April 1994), no.4, 134-142.
- [Mart 00] D. Marty-Dessus, L. Berquez, M. Mousseigne, C. Biellmann et J. L. Franceschi, "Space Charge and Polarization Profiles Determination in Thin Polymer Insulators by FLIMM", Proc. Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp. 121-124, 2000.
- [Mart 02a] D. Marty-Dessus, L. Berquez, A. Petre et J. L. Franceschi, "Space charge cartography by FLIMM: a three-dimensional approach", J. Phys. D: Appl Phys., vol. **35**, pp. 32493256, 2002.
- [Mart 02b] D. Marty-Dessus, L. Berquez, A. Petre, M. Mousseigne et J. L. Franceschi, "Three-dimensional cartography of space charge by FLIMM", Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp. 602-605, 2002.
- [Mazz 01] G. Mazzanati, G.C. Montanari, F. Palmieri, "Mobility Estimation from Space Charge Measurements as an Indicator for insulating Ageing", Proceeding of CSC'4, Tours, p. 388-391, 2001.
- [Mazz 05] G. Mazzanti, G. C. Montanari et L. A. Dissado, "Electrical aging and life models: the role of space charge", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol. **12**, pp. 876-890, 2005.
- [Mell 05] A. Mellinger, R. Singh and R. Gerhard-Multhaupt, "Fast thermal-pulse measurements of space-charge distributions in electret polymers", Review of Scientific Instruments, **76**, 013903, 2005.

- [Moli 00]: P.Molinié, P.Llovera,"c", Dielectric Materials, Measurements and applications conference, pp.253 - 258, 2000.
- [Mott 97] F.Mottez, *L'environnement spatial de la Terre : La magnétosphère*, La Revue du Palais de la Découverte25 (1997), no. 248, 21.
- [Moul 83] A. MOULSON, "*Electroceramics*", Dielectrics and insulators, pp. 183-188, 1983.
- [Muro 96] : T. Muronaka, Y. Tanaka, T. Takada, S. Maruyama et H. Mutou, "*Measurement of Space Charge Distribution in XLPE Cable using PEA system with Flat Electrode*", Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp. 266-269, 1996
- [Noti 99] P.Notingher, A.Tourelle, J.Santana ,M.Albertini, "*Space Charge in AC Poled XLPE for HV Cables*", Proceedings of JICABLE 99,Versailles,p.701-706,1999.
- [Noti 01] P.Notingher, S.Agnel,A.Tourelle, "*The Thermal Step Method for Space Charge Measurement under Applied Field*", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation,vol.8,n6,p.985-994,2001.
- [O'Dw 73] J. J. O'Dwyer, "*The Theory of Electrical Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics*".Oxford: Clarendon, 1973.
- [Paya] D.Payan, Les décharges électrostatiques interaction des matériaux avec l'environnement. Toulouse - France
- [Paya 96] D.Payan, "*les décharges électrostatiques induites par l'environnement géostationnaire*", cours de technologie spatial CNES, Toulouse, 1996, "Environnement spatial : prévention des risques lies aux phénomènes de charge", ed. CNES-CEPADUES,1996,pp.289-329.
- [Paya 05] D.Payan, R. Reulet, B. Dirassen,"*Negative charging and secondary for Electron-irradiated Polymer-foil-Electrects*" , 9th Spacecraft Charging Technology Conference,4-8 April 2005,Tsukuba(Japan).
- [Perr] C.Perrin, Mémoire de Thèse de l'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace,"Apport de la technique électro-acoustique pulsée à la mesure et à l'analyse du transport de charge dans les diélectriques sous faisceau d'électrons". Toulouse, France, 2007.
- [Perr 08]: C. Perrin, V. Griseri, and C. Laurent, "*Measurement of Internal Charge Distribution in Dielectrics using the Pulsed Electro-acoustic Method in*

non Contact Mode," Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on, vol. **15**, pp. 958-964, 2008.

- [Petr 04] A. Petre, D. Marty-Dessus, L. Berquez, J. L. Franceschi, S. Agnel, P. Notingerjr., J. Castellon, N. Didon et A. Toureille, "*FLIMM and TSM: Two Thermal Methods for SpaceCharges Investigation*", Proc. International Conference on Solid Dielectrics, pp. 213-216, 2004.
- [Petr 09] A. Petre, C. D. Pham, D. Marty-Dessus, and L. Berquez, "*Three-dimensional space charge cartographies by FLIMM in electron irradiated polymers*," Journal of Electrostatics, vol. **67**, pp. 430-434, 2009.
- [Pham 09] C.-D. Pham, A. Petre, L. Berquez, R. Flores-Suarez, A. Mellinger, W. Wirges, and R. Gerhard, "*3D High-resolution Mapping of Polarization Profiles in Thin Poly(vinylidene fluoride-trifluoroethylene) (PVDF-TrFE) Films Using Two Thermal Techniques*," Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on, vol. **16**, pp. 676-681, 2009.
- [Phel 74] *R. J. Phelan, R. L. Peterson, C. A. Hamilton, and G. W. Day, "The polarization of PVF and PVF₂ pyroelectrics," Ferroelectrics, vol. 7, pp. 375 - 377, 1974.*
- [Plos 02] B. Ploss, "*The resolution of thermal profiling techniques*", Proc. 11th International Symposium on Electrets, pp. 177-180, 2002.
- [Purc 98] E. M. Purcell, C. Guthmann, and P. Lallemand, Cours de physique de berkeley, vol. 2: Dunod, 1998.
- [Qin 99] X. Qin, K. Suzuki, Y. Tanaka et T. Takada, "*Three-dimensional space charge measurement in a dielectric using the acoustic lens and PWP method*", J. Phys. D: Appl. Phys., vol.**32**, pp. 157-160, 1999.
- [Rebo 00] J.M Reboul,A.Cherifi,R.Carin,"*Mesure de charges d'espace dans les films diélectriques par les methods thermiques.Etude des performances de nouveaux dispositifs expérimentaux*", Proceedings of SFE 200, Montpellier, France, p.51-60,2000.
- [Robi 92] P.A. Robinson and P. Coakley, *Spacecraft charging : Progress in the study of dielectrics and plasmas*, IEEE Trans. on Electrical Insulation **27** (Oct. 1992),no. 5, 944–960.
- [Sanc 97] L. Sanche, "*Nanoscopic aspects of electronic aging in dielectrics*", IEEE

- Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol. **4**, pp. 507-543, 1997.
- [Sess 99] G.M. Sessler, G.M. Yang, Brazilian J. Phys., 29(2) (1999) 233.
- [Sigu 89] J.M. Siguier, Mémoire Ingénieur CNAM, Toulouse, France, 1989.
- [Skip 02] O.Skipa, M.Nalbach, F.B.Sachse, O.Dossel, "comparison of regularization techniques for the reconstruction of transmembrane potentials in the heart", Biomedizinische technik, Vol.47, pp.246-248, 2002.
- [Sumi 98] T. Sumimoto, Y. Li, J. Shinagawa et T. Nakagawa, "Study of space charge behavior in XLPE cable by pressure wave propagation method", Proc. International Symposium on Electrical Insulating Materials, pp. 541-544, 1998.
- [Suri 95] Isabelle Surin, Luc Fety, "Filtrage de Wiener adaptatif appliqué à la restauration d'images". Quinzième colloque GRETSI Juan-Les-pins p .509 -5112. September 1995.
- [Taka 87] T. Takada, T. Maeno, and H. Kushibe, "An Electric Stress-Pulse Technique for The Measurement of Charges in A Plastic Plate Irradiated by an Electron Beam," Electrical Insulation, IEEE Transactions on, vol. EI-**22**, pp. 497-501-1987.
- [Taka 96] T. Takada, Y. Satoh et Y. Tanaka, "Comparison between PWP Method using Piezo-electric Transducer and PEA Method", Proc. 9th International Symposium on Electrets, pp. 355360,1996.
- [Taka 99] T. Takada, "Acoustic and optical methods for measuring electric charge distributions in dielectrics," Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on, vol. **6**, pp. 519-547, 1999.
- [Tana 06] H. Tanaka, K. Fukunaga, T. Maeno et Y. Ohki, "Three-dimensional Space Charge Distribution in Glass Fiber/Epoxy Composites", Proc. Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials, pp. 69-72, 2006.
- [Temg 03] T. Temgal, C. Guerret-Piécourt, D. Juvé, D. Tréheux et C. Jardin, "Displacement current and trapping mechanisms of electric charges in TiO₂-rutile", Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp. 221-224, 2003.

- [Teys 96] G. Teyssède et C. Lacabanne, "*Caractérisation des polymères par analyse thermique*", Technique de l'ingénieur, Traité Analyse et Caractérisation, vol. 5, P3770, 1996.
- [Thom 08]: C.Thomas, G.Teyssedre and C.Laurent "*A New Method for Space Charge Measurements under Periodic Stress of Arbitrary Waveform by the Pulsed Electro-acoustic Method*".IEEE Trans. Dielectr Electr Insul. vol.15, pp.554-559,2008.
- [Tikh 97] A.N.Tikhonov, V.Y.Arsenin. "Solution of ill-posed problems", wiley, New York, 1997.
- [Tour 87] A.Tourelle, "Sur une méthode de détermination de densité spatiale de charge d'espace dans le polyéthylène," presented at Jicable 87, 2nd Intern. Conf. Polymer Insulating Cables, Paris, 1987.
- [Tour 91] A.Tourelle,N.Vella,"*Détermination des densités de charges d'espace dans les isolants solides par la méthode de l'onde thermique*",journal de Physique III,p.111-123,1991.
- [Tour 98] A.Tourelle, N.Vella,"On the Origin of Space Charge in Polyethylene: a Study by the Thermal Step Method», in Space Charge in Solid Dielectrics, Dielectrics Society, Editors: J.CFothergill, L.A.Dissado, 1998.
- [Tour 07] A. Tourelle, P. Nothinger, J. Castellon, and S. Agnel, "Les charges d'espace : définition, historique, mesure," in *Matériaux diélectriques pour le génie électrique 1*, vol. 1. Paris: Hermès-Lavoisier, 2007, pp. 151-164.
- [Vall 99] B.Vallayer,G. Blaise, and D. Treheux, "*Space charge measurement in a dielectric material after irradiation with a 30 kV electron beam: Application to single-crystals oxide trapping properties*". Review of Scientific Instruments, **70**(7): p. 3102-3112,1999.
- [Van 75] J.Van Turnhout,"*Thermally Stimulated Discharge in Polymer Electrets*",Elsevier,Amsterdam,1975.
- [Vand 79] J.Vanderschueren,J.Gasiot,"*Field Induced Thermally Stimulated Currents*",Topics in Applied Physics vol.37,Springer Verlag,Berlin,1979.
- [Wats 73] D. B. WATSON, "*Dielectric breakdown in perspex*", IEEE trans. Elect. Insu., vol. EI-8, pp. 73-75,1973.

- [Wats 95] Watson, P.K., *The Transport and Trapping of Electrons in Polymers*.
IEEE transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 1995. 2(5): p.
915-92.

AUTEUR : ARNAOUT MOHAMAD ABED AL RAHMAN

TITRE : Caractérisation d'une cellule de mesure Electro-Acoustique-Pulsée pour la qualification électrostatique des diélectriques spatiaux : modélisation électro-acoustique et traitement du signal

DIRECTEURS DE THESE : LAURENT BERQUEZ et FULBERT BAUDOIN

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : TOULOUSE LE 07 /12/2011

La structure externe des satellites en orbite, composée de matériaux polymères, est exposée continuellement à des particules chargées induisant des potentiels à l'origine des Décharges Electrostatiques - ESD.

Plusieurs techniques sont actuellement utilisées pour sonder la charge d'espace dans les matériaux diélectriques, une de ces techniques est la méthode électro-acoustique pulsée - PEA (Pulsed Electro-Acoustic). Cette méthode consiste en la détection des ondes acoustiques générées par la charge d'espace sous l'effet coulombien d'une impulsion de champ électrique appliqué. Après un traitement numérique adéquat, la distribution de la charge d'espace en fonction de la profondeur de l'échantillon est établie. L'un des inconvénients de cette technique pour la caractérisation des matériaux spatiaux est sa résolution spatiale, environ 10 μm . En effet, les matériaux diélectriques utilisés dans les structures satellites ont une épaisseur comprise entre 50 et 75 μm .

L'objectif de cette thèse consiste donc à concevoir une cellule de mesure de la charge d'espace avec une résolution spatiale suffisante pour analyser le comportement des charges dans des matériaux spatiaux, environ 1 μm . Ce projet finalisé permettra de disposer d'un outil de mesure parfaitement maîtrisé en terme de limite en résolution et comprendre ainsi l'origine des artefacts présents généralement dans la mesure et ainsi éviter toute interprétation de phénomènes considérés comme physique mais qui sont, en réalité, uniquement la manifestation d'un défaut de la chaîne de mesure.

MOTS-CLES : Charge d'espace, matériaux diélectrique, ESD, déconvolution, matrice Toeplitz, méthode électro-acoustique pulsée.

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE : GENIE ELECTRIQUE.

ADRESSE : LABORATOIRE PLASMA ET CONVERSION D'ENERGIE-118 ROUTE DE NARBONNE - 31062- TOULOUSE-FRANCE.

TITLE: **Characterization of a Pulsed-Electro-Acoustic cell in order to qualify the electrostatic phenomenon of dielectric used in space environment: electro-acoustic modeling and signal processing**

Dielectric materials are frequently used in satellite structures as a thermal blanket. Subjected to an electron irradiation - space environment - they can cause in-orbit satellite anomalies. One of these aspects is the charge accumulation due to the flux of space charged particles, and particularly to electrons. This accumulation increases the local electric field in the material bulk and can lead to an Electrostatic Surface Discharge - ESD. This phenomenon could cause serious damage to the satellite structure or performance. In order to have a better control on the discharge it is necessary to clarify; the nature, position and quantity of stored charges with time and to understand the dynamics of the charge transport in solid dielectrics. The Pulsed-Electro Acoustic - PEA method allows us to obtain these features, like the spatial distribution of space charges. One of the weaknesses of this current technique is spatial resolution, about 10 μm . Dielectric materials used in satellite structures have a thickness of 50 and 75 μm .

This work aims at improving the spatial resolution for the PEA method. Whatever measurement principle considered, the best spatial resolution achievable is 10 μm . This is a drawback when considering rather thin insulating layers (order of tens of microns), as the case in some capacitors or films-on outer parts of satellites. Also, a better resolution (1 μm) is expected to provide a better description of charge generation in insulation at metal dielectric interfaces or under low energy electron beams.

Keywords: Space charge, dielectric materials, ESD, deconvolution, Toeplitz matrix, Pulsed electro-acoustic method.
