HAL
open science

Effets de la fréquence d'excitation sur l'uniformité du plasma dans les réacteurs capacitifs grande surface.

Amélie Hacala-Perret

To cite this version:

Amélie Hacala-Perret. Effets de la fréquence d'excitation sur l'uniformité du plasma dans les réacteurs capacitifs grande surface.. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X, 2004. Français. NNT : . pastel-00000837

HAL Id: pastel-00000837

https://pastel.hal.science/pastel-00000837v1

Submitted on 21 Jul 2010

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

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

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité :

Physique : Physique des plasmas

par

Amélie HACALA PERRET

Effets de la fréquence d'excitation sur l'uniformité du plasma dans les réacteurs capacitifs grande surface

Thèse soutenue le 15 juin 2004

Devant le jury composé de Messieurs :
Jean-Pierre BOEUF (rapporteur)
Laïfa BOUFENDI (rapporteur, président du jury)
Pascal CHABERT (co-directeur de thèse)
Mustapha ELYAAKOUBI
Jacques JOLLY (directeur de thèse)
Allan LICHTENBERG

Remerciements

Les résultats présentés dans ce manuscrit n'auraient pas été obtenus sans le concours de personnes que je tiens à remercier ici.

Pascal CHABERT, Jacques JOLLY et Jean-Paul BOOTH ont été d'excellents superviseurs, disponibles et toujours présents. Je les remercie de m'avoir souvent donné l'occasion de présenter mon travail lors de congrès nationaux et internationaux.

Je remercie tout particulièrement Jean GUILLON, ingénieur de recherches CNRS, qui a mis tout son savoir-faire au service de l'expérience, conçu un analyseur d'énergie qui a fonctionné dès le premier essai et monté un nouveau réacteur en un temps record. Mes remerciements vont également à Bruno DUFOUR et Jean-Paul STEPHAN, les mécaniciens et électroniciens du laboratoire.

Un grand merci à Jean-Marcel RAX de m'avoir accueillie au sein du laboratoire LPTP ainsi qu'à Cathy PEINTURIER, Isabelle TAQUIN, et Malika LANG. L'efficacité et la gentillesse dont elles ont fait preuve pour prendre en charge tous les aspects administratifs et informatiques inhérents à un travail de thèse, m'ont fait gagner un temps précieux.

Merci à Christophe HAUG, auteur des routines de traitement des résultats expérimentaux de mesures de flux d'ions ainsi qu'à Philippe AUVRAY, qui a réalisé le système d'acquisition relié aux 64 sondes planes.

Je remercie chaleureusement UNAXIS en les personnes de Mustapha ELYAAKOUBI et Michael IRZYK pour les nombreuses discussions que nous avons eues et qui ont permis au projet d'avancer ainsi que pour avoir en grande partie financé le projet 'VHF grande surface'.

Enfin, je tiens à remercier Allan LICHTENBERG d'avoir accepté de faire partie du jury même si la soutenance était en français. Mes remerciements vont également à Jean-Pierre BOEUF et Laïfa BOUFENDI, tous deux membres du jury et rapporteurs. Je suis très heureuse que Läifa Boufendi ait accepté, trois ans après m'avoir remis mon diplôme d'ingénieur ESPEO, de présider mon jury de thèse.

Pour finir, merci également à tous les autres membres du laboratoire (tout

spécialement les doctorants) qui ont contribué à rendre mon séjour agréable et m'ont soutenue dans les périodes de doute que traversent tous les thésards.

Table des matières

Remerciements 3
Symboles et abréviations 7

1 Introduction **9**
1.1 Les plasmas dans l'industrie 9
1.2 Les décharges capacitives 10
1.3 Structure d'une décharge capacitive : notion de gaine de charge d'espace 13
1.4 Contexte de l'étude et objectifs 14

2 Modèles électriques d'une décharge capacitive **19**
2.1 Le modèle global homogène 20
2.2 Le modèle global inhomogène 25
2.3 Les modèles de référence : les codes PIC et Fluide 28
2.3.1 Remarques préliminaires 28
2.3.2 Le code Fluide (SigloRF 1.1) 29
2.3.3 Le code PIC (M. Turner) 30
2.4 Résultats des calculs 31
2.4.1 Le modèle homogène - Ordres de grandeurs 31
2.4.2 Taille des gaines 32
2.4.3 Densité d'électrons 34
2.5 Modélisation de l'ensemble du système expérimental 35
2.5.1 Objectif du calcul 35
2.5.2 Description du système et notations 38
2.5.3 Déroulement du calcul 40
2.5.4 Résultats 41

3 Effets électromagnétiques et uniformité de la décharge **47**
3.1 Cas du condensateur haute fréquence sous vide 48
3.2 Modèle électromagnétique 53
3.3 Modèle ligne de transmission 60

4 Description de l'expérience **73**
4.1 La version industrielle du réacteur 73
4.1.1 Quelques chiffres 73
4.1.2 Des réacteurs en parallèle pour une augmentation des performances 75
4.1.3 Principe de la boîte à plasma (Plasma Box^{TM}) 75
4.2 Le réacteur d'étude 77
4.3 Modifications du réacteur d'étude 81
4.4 Le système de mesure du flux d'ions 84
4.4.1 Les sondes électrostatiques 85
4.4.2 Le système expérimental 88
4.5 Le système de mesure de l'énergie des ions 92
4.5.1 Principe de la mesure 92
4.5.2 Réalisation d'un analyseur quatre grilles 95

5 Résultats expérimentaux **99**
5.1 Expériences dans l'ancien réacteur 99
5.1.1 Mesure de l'uniformité du flux d'ions 100
5.1.2 Mesure de l'uniformité de l'énergie des ions 108
5.2 Expériences sur le nouveau réacteur 113
5.2.1 Profils radiaux du flux d'ions 115
5.2.2 Flux d'ions au centre vs. V_{rf} au centre des électrodes 117

6 Bilan et perspectives **129**
Bibliographie 133
Annexes 139

Symboles et abréviations

A	Aire (m^2), aire des électrodes
α	Degré d'ionisation
B	Susceptance (Ω^{-1}) ou champ magnétique
c	Vitesse de la lumière dans le vide (3×10^8 m.s^{-1})
C	Capacité (F)
d	Taille du plasma (bulk) (m)
e	Charge élémentaire (C)
eV	Electron-volt (1 eV $\equiv$ 11600 K)
E_{iz0}	Seuil de première ionisation (15,6 eV pour l'argon)
E_T	Energie totale perdue par paire électron-ion créée
f	Fréquence (Hz)
h_l	Rapport entre la densité au centre du plasma et la densité au niveau de l'électrode : $h_l = \frac{0.86}{\sqrt{3+\frac{l}{2\lambda_i}}}$
I	Courant (A)
J	Densité de courant (A.m^{-2})
k	Constante de Boltzmann (1,38.10^{-23} J/K) ou vecteur d'onde ($k = 2\pi/\lambda$)
K_{iz0}	'Preexponential factor for argon ionisation rate constant in the Arrhenius form' (2.10^{-14} m^3.s^{-1} pour l'argon)
l	Distance inter-électrodes (m)
L	Inductance (H)
m	Masse (kg), m_e masse de l'électron, m_i masse de l'ion
n	Densité de particules (m^{-3}), n_e densité d'électrons, n_i densité d'ions, n_g densité de neutres
p	Pression (Torr)
P	Puissance (W)
PIC	Particle In Cell
r	Distance (m), direction parallèle à l'axe des électrodes en géométrie cylindrique

R	Résistance (Ω) ou rayon (m)
s	Taille des gaines (m), s_m : taille maximale de l'expansion d'une gaine
S	Densité de puissance (W.m^{-2})
$sccm$	Standard Cubic Centimeter per Minute autrement dit, débit en centimètre cube par minute d'un gaz ramené à la pression atmosphérique
T	Température (eV), T_e température électronique
TFT	Thin Film Transistor (transistor en couches minces)
u_B	Vitesse de Bohm, $u_B = \sqrt{eT_e/m_i}$ (m.s^{-1})
v	Vitesse (m.s^{-1})
V	Potentiel (V), V_f potentiel flottant, V_p potentiel plasma, V_{rf} tension aux bornes de la décharge, V_0 tension aux bornes de la décharge au centre des électrodes
VHF	Very High Frequency (Très Haute Fréquence)
x	Direction parallèle à la surface des électrodes en géométrie plane
X	Réactance (Ω)
X'	Réactance par unité de longueur (Ω.m^{-1})
Y	Admittance (Ω^{-1})
Y'	Admittance par unité de longueur (Ω^{-1}.m^{-1})
z	Direction perpendiculaire à la surface des électrodes dans le cas d'une décharge capacitive
Z	Impédance (Ω)
Z'	Impédance par unité de longueur (Ω.m^{-1})
ε	Constante diélectrique (F.m^{-1}), ε_0 permittivité diélectrique du vide (8,854$\times$10^{-12} F.m^{-1})
Γ	Flux (m^{-2}.s^{-1})
λ	Longueur d'onde (m)
λ_i	Libre parcours moyen des ions (m)
ν	Fréquence de collision (s^{-1} ou Hz), ν_m : fréquence de collision ion-neutre
ω	Fréquence (rad.s^{-1})
ω_p	Fréquence plasma (rad.s^{-1})

Chapitre 1

Introduction

1.1 Les plasmas dans l'industrie

Le plasma, désigné en 1879 par Sir W. Crooks, physicien anglais, comme le quatrième état de la matière est, de loin, la forme de matière prépondérante dans l'univers. En effet, l'espace interstellaire est constitué à 99% de plasma [1]. Au chapitre des plasmas naturels on peut aussi citer les étoiles, les aurores boréales ou bien encore les éclairs. Le terme 'plasma' a été employé dès 1929 par Langmuir[1] pour désigner un gaz ionisé. Un plasma est constitué d'un ensemble d'électrons libres, d'ions, de radicaux, d'atomes et de molécules ; les particules chargées étant en nombre suffisant pour conférer aux plasmas des propriétés différentes de celles des gaz. Ils se distinguent des états solide, liquide et gazeux par leur température et leur densité. La température des particules chargées s'étale sur une large gamme, allant de quelques dixièmes d'électrons-volts (1 électron-volt (eV) est équivalent à 11600 degrés kelvin) à plus de 10^9 eV, pour des densités variant de quelques 10^{-3} à quelques 10^{27} particules chargées par centimètre cube. Le degré d'ionisation α, défini tel que $\alpha = \frac{n_i}{n_i+n_g}$ avec n_i la densité d'espèces chargées positivement et n_g la densité du gaz, varie de quelques 10^{-6} pour les plasmas très faiblement ionisés jusqu'à 1 pour les plasmas totalement ionisés (c'est le cas de l'ionosphère par exemple).

Pour passer à l'état plasma, il faut fournir au gaz une quantité d'énergie suffisante pour produire des réactions d'ionisation des atomes et des molécules. De plus, des molécules peuvent être dissociées par collisions électroniques, conduisant à la formation d'espèces radicalaires. L'apport d'énergie peut se faire sous forme thermique (chauffage), lumineuse (laser) ou électrique. Le retour à l'état gazeux se produit dès que l'apport d'énergie n'est plus suffisant. Les particules chargées du plasma peuvent

[1] L'attribution du terme *plasma* à un gaz ionisé par Irving Langmuir a été décrite par Harold M. Mott-Smith dans une lettre à *Nature*, volume 233, page 219, 17 septembre 1971.

être accélérées par des champs électriques ou électromagnétiques et les radicaux, bien choisis, peuvent être utilisés pour leur action chimique. Ainsi, la recherche sur les plasmas permet non seulement de mieux comprendre le fonctionnement de l'univers mais aussi d'ouvrir la voie à de nombreuses applications[2].

Dans la catégorie des plasmas industriels (par opposition aux plasmas naturels), nous pouvons distinguer :

- **Les plasmas chauds** ou plasmas de fusion, étudiés dans le cadre d'applications tournées vers la production d'énergie. Ils sont totalement ionisés et les espèces chargées sont à des températures très élevées, de l'ordre du millier d'électrons-volts.
- **Les plasmas thermiques** : ces plasmas sont à l'équilibre thermodynamique, autrement dit, les électrons, les ions et les espèces neutres sont à la même température (de l'ordre de l'électron-volt). Ils constituent un réservoir d'énergie et leurs principaux domaines d'application sont la métallurgie (soudure, découpe, projection thermique...) et l'éclairage (lampe à arc).
- **Les plasmas froids**, hors équilibre, pour lesquels la température électronique est relativement élevée (quelques eV) alors que les ions et les espèces neutres sont à une température proche de la température ambiante. Ces plasmas sont peu ionisés (de l'ordre de 1 ion pour 1 million de neutres) et ont de nombreuses applications en microélectronique (fabrication de circuits intégrés...), éclairage (tubes fluorescents), traitement de surface, etc... Ils peuvent exister à haute pression comme à basse pression.

Les plasmas basse pression étudiés dans le cadre de cette thèse font partie de cette dernière catégorie.

1.2 Les décharges capacitives

Remarque : dans tout le manuscrit, l'expression 'décharge capacitive' fera référence à une décharge radiofréquence à couplage capacitif excitée entre deux électrodes parallèles.

Une décharge basse pression hors équilibre est entretenue par une source d'énergie électrique. Il existe plusieurs modes de couplage de l'énergie au gaz (capacitif, inductif, hélicon, résonance cyclotronique électronique, magnétron, cavité résonnante...) que nous ne développerons pas ici. Notons simplement que les fréquences d'excitation vont du continu au domaine micro-onde (typiquement 2.45 GHz) en passant par

[2]On pourra consulter par exemple les sites internet www.plasmas.org ou www.plasmacoalition.org qui reprennent les principales applications des plasmas.

les radiofréquences et que, en laboratoire, il existe autant de géométries de réacteurs et de points de fonctionnement pression - puissance, que d'utilisateurs.

Pour la fabrication des microprocesseurs, l'industrie microélectronique utilise massivement les décharges inductives et capacitives double fréquence (DFC). L'industrie des écrans plats, quant à elle, utilise principalement les réacteurs capacitifs qui, bien que produisant des décharges de plus faibles densités électroniques, permettent d'obtenir des procédés uniformes sur des surfaces importantes. La figure 1.1 présente schématiquement le principe de fonctionnement d'un réacteur capacitif radiofréquence.

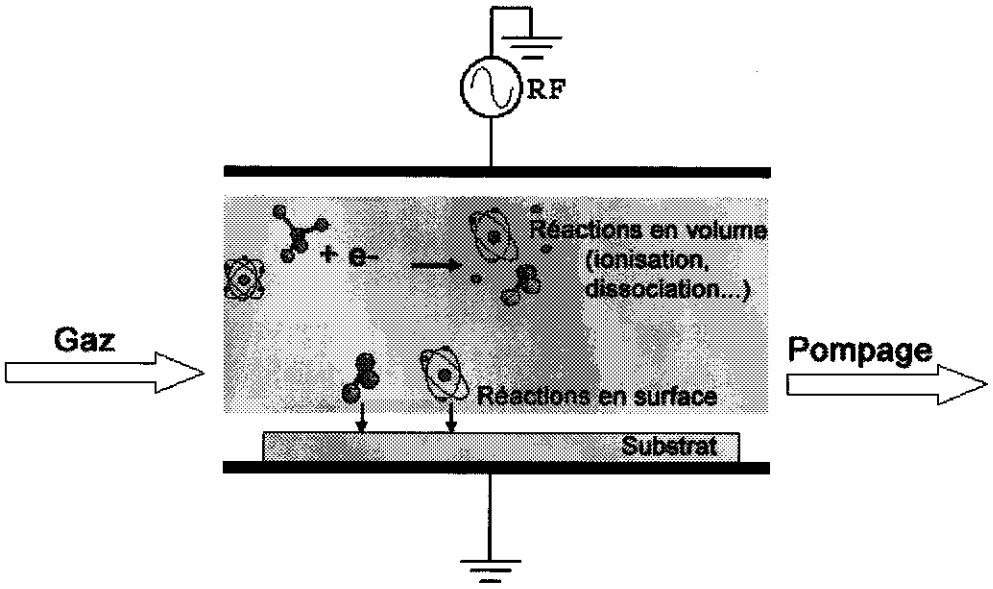

FIG. 1.1 – Principe de fonctionnement d'un réacteur capacitif radiofréquence

Une décharge capacitive se compose de deux électrodes conductrices parallèles placées dans une enceinte sous vide dans laquelle est introduit un gaz (ou un mélange de gaz) tel que par exemple l'argon, l'oxygène, l'air, l'hélium, l'hexafluorure de souffre (SF_6) ou bien encore le silane (SiH_4) (notons que ces deux derniers gaz sont massivement utilisés en microélectronique). La première électrode est alimentée par une tension radiofréquence alors que la seconde est reliée à la masse. Le champ électrique produit entre les plaques accélère les particules chargées qui ont alors suffisamment d'énergie pour effectuer les réactions d'ionisation et de dissociation du gaz, entretenir le plasma et conduire à la formation de radicaux actifs (SiH_3, F...) et d'ions (Ar^+, O^-...). Sur l'une des électrodes se trouve le substrat (plaque de verre ou galette de silicium par exemple) à traiter. Le courant est un courant de déplacement dans les gaines et de conduction dans le plasma ce qui permet d'entretenir la décharge même lorsque les substrats sont isolants [2] (ce qui n'est pas possible pour les décharges

continues, telles que les décharges luminescentes, puisque le courant de décharge est uniquement un courant de conduction). Dans le domaine radiofréquence, les autorités internationales des télécommunications autorisent l'utilisation d'une fréquence de 13.56 MHz (ainsi que de ses 2eme et 3eme harmoniques à 27.12 MHz et 40.68 MHz), aujourd'hui employée sur la grande majorité des systèmes industriels. Nous verrons par la suite l'intérêt d'augmenter la fréquence d'excitation.

Les décharges capacitives rf sont généralement utilisées dans des applications basse pression. Nous définissons ω_{pe} et ω_{pi} les fréquences plasma électronique et ionique telles que :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}} \tag{1.1}$$

et

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{e^2 n_i}{\varepsilon_0 m_i}} \tag{1.2}$$

avec n_e et n_i les densités d'électrons et d'ions et m_e et m_i les masses respectives des deux particules. Dans le cas des décharges rf basse pression, ω_{pe} est très grand devant la fréquence d'excitation ω alors que $\omega_{pi} \ll \omega$. Ainsi, les électrons, légers, suivent les variations instantanées du champ électrique alors que les ions, plus lourds, ne répondent qu'aux valeurs moyennes du champ. Les espèces neutres diffusent en direction des parois du réacteur et du substrat. Les réactions de surface qui vont alors avoir lieu peuvent conduire à la formation de produits volatils (cas de la gravure) ou à des réactions de polymérisation et de croissance de couches (cas du dépôt). Les ions bombardent les surfaces et, selon leur énergie et leur nature, participent plus ou moins au procédé en fragilisant les liaisons atomiques de surface par exemple.

Les paramètres de contrôle des décharges capacitives en gaz réactifs sont principalement :

- La puissance rf injectée : 10 W à 1 kW.
- La pression : quelques millitorrs dans le cas de la gravure jusqu'au torr pour le dépôt (760 Torr $\equiv$ 1 atm).
- La distance inter-électrodes : typiquement 3 centimètres (en règle générale, de quelques millimètres à quelques centimètres).
- Le flux de gaz : de 10 sccm à 1000 sccm.
- La température du substrat : jusqu'à 500°C environ.

La complexité à relier les paramètres de contrôle aux caractéristiques du plasma justifie la quantité importante de projets de recherche sur le sujet.

Les décharges capacitives sont étudiées depuis longtemps et l'industrie microélectronique les a peu à peu délaissées au profit des décharges inductives et, plus

récemment, au profit des décharges capacitives double fréquence (DFC). Celles-ci sont constituées de deux électrodes parallèles placées dans une enceinte sous vide et alimentées par deux générateurs à deux fréquences différentes (27.12 MHz et 2 MHz par exemple). Les deux fréquences peuvent être appliquées sur une seule électrode ou sur les deux électrodes séparément. Cette configuration permet un contrôle indépendant de la densité du plasma (27.12 MHz) et de l'énergie des ions (2 MHz). L'industrie des écrans plats, quant à elle, utilise massivement les décharges capacitives simple fréquence et double fréquence à plusieurs stades de la fabrication des écrans à cristaux liquides. En effet, celles-ci permettent d'obtenir, sur des substrats grande surface, des procédés plus uniformes que les décharges inductives. L'augmentation de la taille des réacteurs et de la fréquence d'excitation à des fins de productivité pose de nouvelles questions sur le fonctionnement de ces réacteurs.

1.3 Structure d'une décharge capacitive : notion de gaine de charge d'espace

Une décharge capacitive radiofréquence, excitée entre deux électrodes parallèles, se compose de deux régions distinctes :

- La région centrale, le plasma proprement dit, où les densités d'ions et d'électrons sont égales.
- Les gaines de charge d'espace, à l'interface plasma-électrodes, où la densité d'électrons n_e est très inférieure à la densité d'ions n_i.

Pourquoi une telle stucture ?

Dans un milieu infini, un plasma est constitué d'un ensemble de charges, ions et électrons, se déplaçant de façon aléatoire, dans toutes les directions, à une vitesse égale à leur vitesse thermique $v_{e,i} \alpha \sqrt{eT_{e,i}/m_{e,i}}$ où T_e et T_i sont les températures électronique et ionique, m_e et m_i les masses respectives des deux particules et e la charge élémentaire. En milieu limité, des charges sont perdues sur la surface des électrodes. Or, $m_e \ll m_i$ et $T_e \gg T_i$ donc $v_e \gg v_i$, ce qui signifie que les électrons, très rapides, sont rapidements perdus. Le plasma devant rester neutre, il se porte à un potentiel supérieur à celui des électrodes, afin de retenir et de confiner les électrons. Il se forme alors, à l'interface plasma-électrode, des zones appelées gaines, dans lesquelles s'établit un champ électrique, dirigé vers les électrodes, qui confine les électrons dans le plasma et accélère les ions vers les surfaces. Cette barrière de potentiel n'est franchie par les électrons que pendant de courts instants du cycle rf,

de telle façon que les flux moyens d'ions et d'électrons aux parois soient égaux. Les ions bombardent les électrodes avec une énergie dépendant directement de la valeur du champ électrique moyen qui règne dans la gaine. Dans le cas d'une décharge symétrique, autrement dit dans le cas où les surfaces à la masse et à la rf 'vues' par le plasma sont égales, les deux gaines sont parfaitement identiques et le profil de potentiel moyen entre les électrodes est celui de la figure 1.2. Nous verrons au chapitre 2 qu'il existe différentes façons de modéliser les gaines.

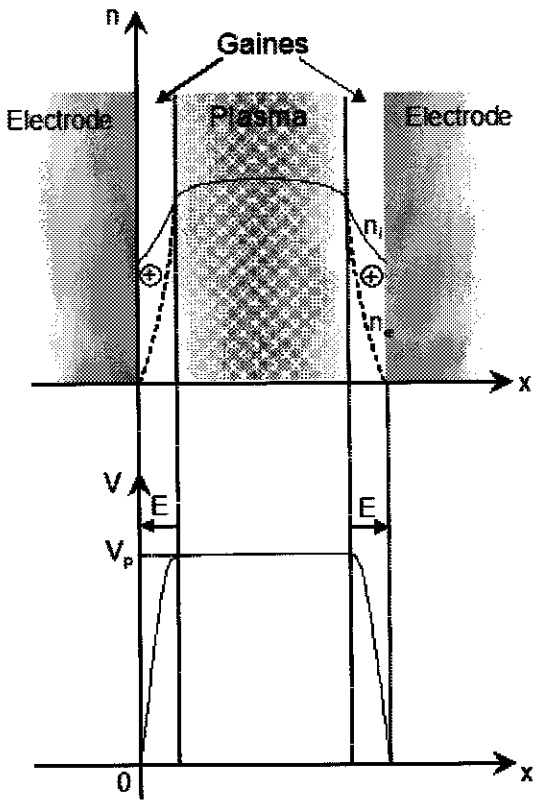

FIG. 1.2 – Décharge capacitive : profil de potentiel entre les électrodes

1.4 Contexte de l'étude et objectifs

Cette thèse a été réalisée en étroite collaboration avec la société UNAXIS *Displays*[3] dont l'unité de recherches est basée à Palaiseau. Le groupe Unaxis-Balzers est principalement un fabricant d'équipements sous vide pour le traitement de surfaces et le dépôt de couches minces. La branche *Displays* conçoit, assemble et commercialise des réacteurs capacitifs grande surface pour la fabrication des écrans à cristaux

[3]Unaxis france S.A, 5 rue Léon Blum, 91124 Palaiseau, France. Site internet : www.displays.unaxis.com

liquides.

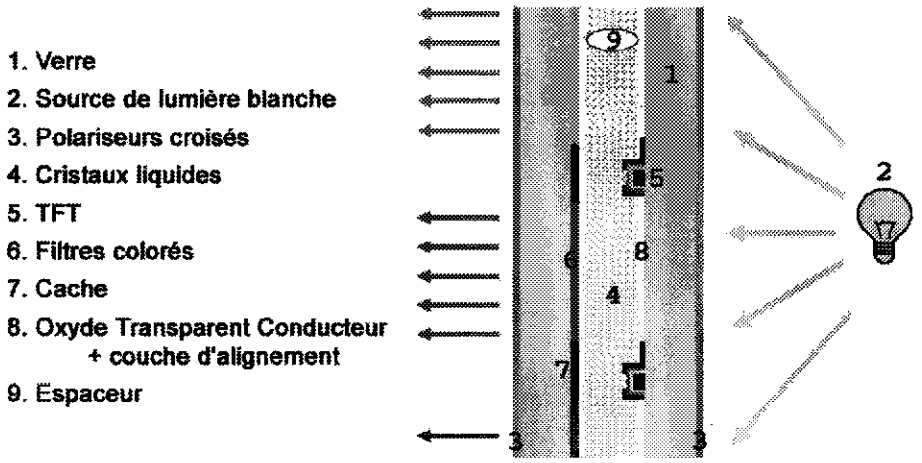

FIG. 1.3 – Principe de fonctionnement d'un écran à cristaux liquides (coupe transversale)

Le principe de fonctionnement des écrans à cristaux liquides à matrice active (AMLCD) est représenté sur la figure 1.3. Un écran est constitué de deux plaques de verre parallèles entre lesquelles est introduit le cristal liquide. Sur la première plaque, sont déposés par voie plasma autant de transistors en couches minces (TFT : Thin Film Transistors) que l'image comportera de pixels ; leur couleur étant déterminée par des filtres colorés déposés sur la plaque en regard. La lumière émise par une source lumineuse placée à l'arrière de l'écran traverse un premier polariseur puis le verre. L'application d'une tension de polarisation sur un transistor permet d'orienter correctement les cristaux liquides, ce qui fait tourner la polarisation de la lumière incidente qui peut alors traverser le polariseur croisé placé sur la deuxième plaque : le pixel est allumé. La structure d'un TFT est représentée sur la figure 1.4. Les couches de nitrure de silicium et de silicium amorphe notamment sont déposées par voie plasma.

L'industrie des écrans plats est en pleine expansion et, depuis 3 ans, les ventes dans le monde augmentent de plus de 50 % par an notamment grâce à l'ouverture du marché au grand public (écrans d'ordinateurs, télévisions, téléphones portables...). La technologie est maîtrisée et les fabricants de réacteurs misent sur les deux aspects suivants pour réduire les coûts tout en augmentant la productivité :

1. **L'augmentation de la taille des substrats de verre** : les réacteurs actuellement en production traitent des substrats de 1 à 2 m^2. Les prochaines générations de réacteurs pourront accueillir des substrats jusqu'à 4 m^2. Il est facile de comprendre que plus le nombre d'écrans par substrat est grand et plus la productivité augmente. Notons que la taille importante des substrats pose

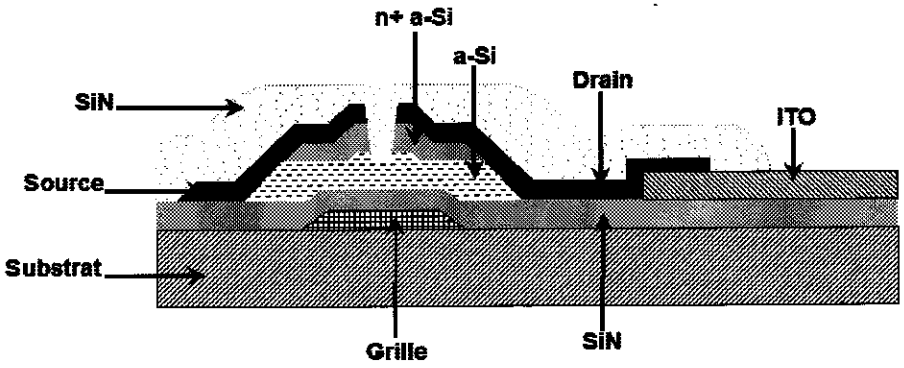

FIG. 1.4 – Structure d'un transistor en couches minces (TFT)

des problèmes de manutention et de transport.

2. **L'augmentation de la vitesse des procédés de gravure et de dépôt.** Pour augmenter la vitesse des procédés, il faut augmenter la densité du plasma. Une façon de faire est d'injecter plus de puissance rf dans la décharge. Le problème est que l'augmentation de la densité électronique n_e s'accompagne d'une augmentation de l'énergie des ions. Ceux-ci bombardent alors les substrats avec une trop grande énergie et les endommagent. Une autre solution est d'**augmenter la fréquence d'excitation**. En effet, des simulations [3] [4] [5] [6] ainsi que des expériences [6] [7] [8], ont montré que l'utilisation de fréquences supérieures à la fréquence industrielle de 13.56 MHz jusqu'à environ 120 MHz (domaine des très hautes fréquences ou Very High Frequency (VHF)) permettait d'obtenir des sources haute densité, avec des ions de faible énergie, augmentant ainsi la vitesse des procédés sans endommager les substrats par un trop fort bombardement ionique. En effet, pour une tension constante aux bornes de la décharge, nous montrerons que la densité des espèces chargées varie comme le carré de la fréquence. Pourtant, même si l'utilisation de sources à 27.12 MHz est prévue, la grande majorité des réacteurs en production fonctionne toujours à 13.56 MHz. Pourquoi ?

Augmenter la fréquence dans des réacteurs dont la taille caractéristique est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde d'excitation est loin d'être trivial. Une description électrostatique simple de la décharge ne suffit plus et l'ensemble des équations de Maxwell doit être considéré. Le calcul des champs électromagnétiques dans un réacteur à vide (sans plasma) montre que la différence de potentiel entre les plaques n'est pas uniforme à haute fréquence à cause de l'effet d'onde stationnaire [9]. D'autre part, des mesures expérimentales réalisées sur un dépôt de silicium amorphe hydrogéné de 0.25 m^2 à 70 MHz montrent clairement des variations d'épaisseur [10].

L'objectif du travail présenté dans ce mémoire est l'étude de l'influence de la fréquence d'excitation sur l'uniformité d'une décharge capacitive de moyenne taille (électrodes de 40 x 40 cm). La configuration du réacteur étudié est proche de celle des réacteurs industriels. Le mémoire s'organise en deux parties : la première concerne la modélisation et la compréhension théorique de la décharge (chapitres 2 et 3), alors que la deuxième présente des résultats expérimentaux obtenus au laboratoire (chapitres 4 et 5).

Dans un premier temps, nous avons développé un modèle électrique global simple de notre système basé sur une description homogène puis inhomogène de la gaine et du plasma [11]. Ce modèle sans dimension est une bonne introduction à l'étude des décharges capacitives puisqu'il permet de calculer les relations entre tension, taille des gaines et densités dans une tranche de plasma. De plus, il permet de comprendre les lois de variation des grandeurs caractéristiques du plasma en fonction de paramètres de contrôle tels que la pression, la puissance injectée, etc... et surtout, dans le cadre de notre étude, de la fréquence d'excitation. Nous parlerons ensuite du modèle électromagnétique développé par Lieberman [12]. Ce modèle à deux dimensions considère la propagation d'ondes de surface depuis la périphérie du réacteur vers le centre et la propagation d'ondes évanescentes sur les bords. La résolution des équations de Maxwell permet de calculer les champs électromagnétiques. Nous verrons que ce modèle prédit trois causes de non-uniformité de la décharge :

- L'effet d'onde stationnaire à haute fréquence d'excitation.
- L'effet de peau à haute densité électronique.
- Les effets de bord.

Le troisième modèle présenté est basé sur un calcul de ligne de transmission couplé au modèle global appliqué à une tranche de plasma. Il calcule de façon autocohérente l'effet d'onde stationnaire mis en évidence par le modèle électromagnétique. Notons que les articles détaillant ces deux derniers modèles sont placés en annexe du rapport.

La deuxième partie du mémoire présente les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse. Nous commencerons par détailler le système expérimental en insistant sur ses spécificités puis nous discuterons l'uniformité du flux d'ions et de l'énergie des ions. Dans les deux cas, nous comparerons les résultats aux prévisions théoriques.

Remarque : notation commune à tous les chapitres

Considérons une décharge capacitive constituée de deux électrodes parallèles. Dans la suite de ce manuscrit, nous noterons toujours z la direction perpendiculaire aux électrodes. L'axe parallèle sera quant à lui noté x en coordonnées cartésiennes et r en coordonnées cylindriques.

Chapitre 2

Modèles électriques d'une décharge capacitive

Objectif : nous cherchons à comprendre l'influence de la fréquence d'excitation sur des paramètres du plasma tels que la densité électronique ou la taille des gaines dans le cas d'une décharge capacitive grande surface du type de celles utilisées dans l'industrie des écrans plats.

Le modèle 'zéro-dimension' étudié dans cette partie considère une description électrique simple de la décharge basée sur le modèle global développé par Godyak [13] et Lieberman [11]. Ce modèle est dit global puisqu'il calcule les densités au centre de la décharge et ne donne aucune information spatiale en z. Il permet de calculer les principales lois de variation des paramètres du plasma avec la fréquence. Nous nous intéresserons dans un premier temps au modèle global homogène, le plus simple, puis nous étudierons le modèle inhomogène, plus proche de la réalité physique. Le premier est homogène dans la mesure où la densité d'ions est supposée constante entre les électrodes et la densité d'électrons constante dans tout le volume du plasma et nulle dans les gaines. Le second modèle est dit inhomogène d'une part car il existe un gradient de densité d'ions entre le centre de la décharge et la lisière de gaine et d'autre part parce que la densité d'ions dans la gaine est inhomogène. La densité d'électrons est quant à elle égale à la densité d'ions dans le plasma et nulle dans les gaines.

Les résultats donnés par ces deux modèles seront étudiés puis comparés entre eux et avec des codes PIC et Fluide que nous présenterons succintement. Enfin, nous montrerons l'intérêt de modéliser l'ensemble du réacteur par un schéma électrique, afin notamment de calculer la puissance dissipée dans les différentes parties du système, et donc la fraction de puissance réellement couplée au plasma, ou l'existence de surtensions.

2.1 Le modèle global homogène

Nous considérons le modèle homogène (fig. 2.1) développé par Godyak [13] et Lieberman [11] dans le cas d'une décharge capacitive symétrique, constituée de deux plaques parallèles de surface A séparées par une distance l.

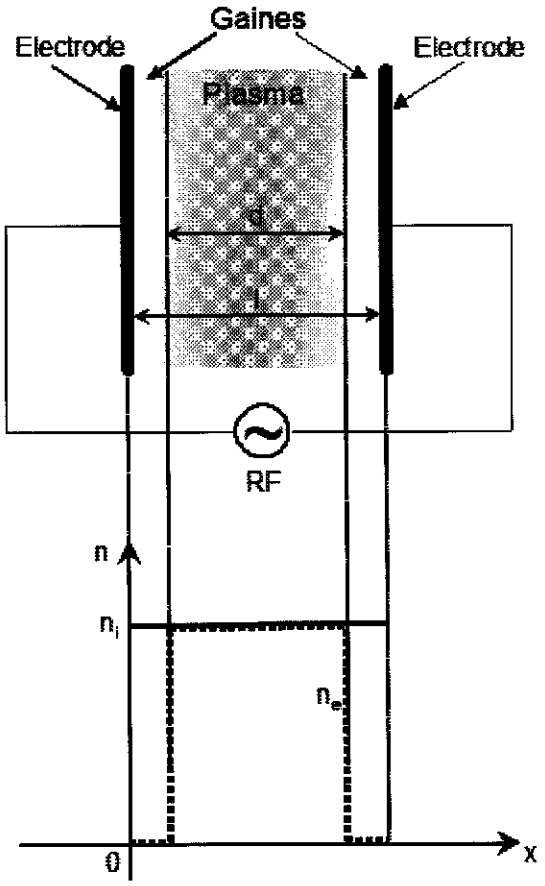

FIG. 2.1 – Modèle d'une décharge capacitive symétrique homogène [11]

Le modèle considère $n_e = n_i$ dans tout le volume du plasma et $n_e = 0$ dans les gaines. Les gaines sont dynamiques, c'est-à-dire que leur taille est fonction du temps. La densité d'ions est quant à elle constante entre les deux électrodes. Aux parois, les flux d'ions et d'électrons moyennés dans le temps sont égaux ($\bar{\Gamma}_i = \bar{\Gamma}_e$). Nous supposons qu'il n'y a pas de diffusion transverse ($l \ll \sqrt{A}$) autrement dit, nous faisons l'hypothèse que les particules sont majoritairement perdues sur les électrodes. Les ions sont sensibles aux potentiels moyens (ie. $\omega_{pi} \ll \omega$) alors que les électrons, plus légers, suivent les variations instantanées du champ électrique (ie. $\omega_{pe} \gg \omega$).

La décharge peut être modélisée par le schéma électrique représenté sur la figure 2.2.

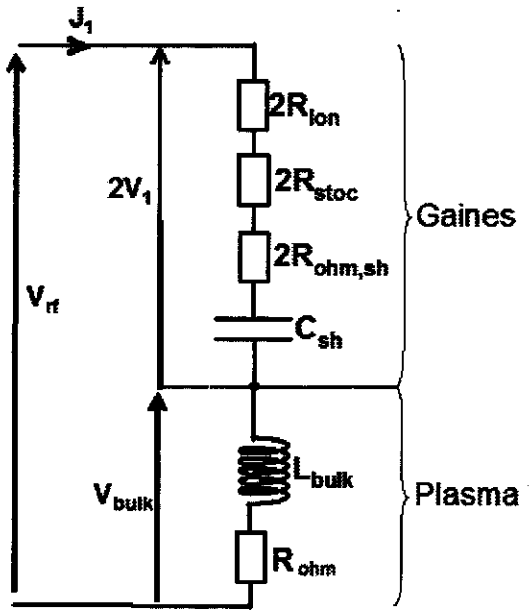

FIG. 2.2 – Circuit électrique équivalent à une décharge capacitive symétrique

Par définition, l'admittance du plasma, Y_{bulk} s'écrit :

$$Y_{bulk} = \frac{j\omega\varepsilon_{bulk}A}{d} \tag{2.1}$$

où ε_{bulk}, la constante diélectrique du plasma, est telle que :

$$\varepsilon_{bulk} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu_m)}\right) \tag{2.2}$$

avec ν_m la fréquence de collision ion-neutre.
Or $\omega_{pe} \gg \omega$ et $\omega_{pe} \gg \nu_m$ donc

$$\varepsilon_{bulk} \approx -\frac{\varepsilon_0\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu_m)} \tag{2.3}$$

d'où

$$Y_{bulk} = -j\frac{\omega A}{d}\frac{\varepsilon_0\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu_m)} = (R_{ohm} + jL_{bulk}\omega)^{-1} \tag{2.4}$$

avec

$$R_{ohm} = \frac{m_e\nu_m d}{e^2 n_e A} \tag{2.5}$$

et

$$L_{bulk} = \frac{m_e d}{e^2 n_e A} \tag{2.6}$$

La puissance dissipée dans le plasma est donc :

$$P_{ohm} = \frac{1}{2} R_{ohm} I_1^2 \tag{2.7}$$

où $I_1 = J_1 A$ est le courant qui traverse le plasma.

P_{ohm} représente le chauffage ohmique c'est-à-dire la puissance déposée dans le plasma par transfert de quantité de mouvement lors des collisions électrons-neutres. Autrement dit, ce chauffage est dû au déphasage entre le courant et le champ électrique, induit par les collisions.

L'association des deux gaines peut quant à elle être modélisée par une capacité linéaire C_{sh} telle que :

$$C_{sh} = \frac{\varepsilon_0 A}{s_m} \tag{2.8}$$

où $s_m/2$ est la taille moyenne d'une gaine. Enfin, les résistances R_{ion}, R_{stoc} et $R_{ohm,sh}$ symbolisent les éléments dissipatifs suivants :

- Les gaines étant traversées par un courant continu d'ions soumis à une chute de potentiel constante, il en résulte une dissipation de puissance, P_{ion}, telle que, pour une gaine :

$$P_{ion} = \frac{1}{2} R_{ion} I_1^2 \tag{2.9}$$

avec

$$R_{ion} = \frac{3}{2} \frac{u_B}{\varepsilon_0 \omega^2 A} \tag{2.10}$$

- P_{stoc} représente la puissance déposée dans le plasma par chauffage stochastique, c'est-à-dire la puissance déposée par les électrons lors de collisions avec la gaine, oscillant avec le champ électrique radiofréquence. Pour une gaine, nous pouvons écrire :

$$P_{stoc} = \frac{1}{2} R_{stoc} I_1^2 \tag{2.11}$$

avec

$$R_{stoc} = \frac{m_e \bar{v_e}}{e^2 n_e A} \tag{2.12}$$

- Dans le cas du modèle homogène, on a :

$$R_{ohm,sh} = 0 \tag{2.13}$$

L'impédance totale de la décharge Z_d s'écrit donc :

$$Z_d = R_{ohm} + jL_{bulk}\omega + 2R_{ion} + 2R_{stoc} + \frac{1}{jC_{sh}\omega} \tag{2.14}$$

et l'on a $V_{rf} = Z_d I_1$.

Nous verrons plus tard que, pour une tension V_{rf} constante aux bornes de la décharge, $n_e \; \alpha \; \omega^2$, donc :

$$R_{stoc} \; \alpha \; \frac{1}{\omega^2} \;\; \text{et} \;\; R_{ion} \; \alpha \; \frac{1}{\omega^2} \;\; \text{et} \;\; \frac{1}{C_{sh}\omega} \; \alpha \; \frac{1}{\omega^2} \;\; \text{d'où} \;\; Z_{gaines} \; \alpha \; \frac{1}{\omega^2} \tag{2.15}$$

et

$$L_{bulk}\omega \; \alpha \; \frac{1}{\omega} \;\; \text{et} \;\; L_{bulk}\omega \gg R_{ohm} \;\; \text{d'où} \;\; Z_{bulk} \; \alpha \; \frac{1}{\omega} \tag{2.16}$$

avec Z_{gaines} et Z_{bulk} les impédances totales équivalentes respectivement à l'association des deux gaines et au plasma.

L'impédance totale équivalente à la décharge diminue donc avec la fréquence, entraînant, à V_{rf} constant, une augmentation du courant de décharge rf et donc de la densité électronique (voir plus loin). La tension $2V_1$ aux bornes des gaines diminue plus rapidement que la tension aux bornes du plasma car $Z_{gaines} \; \alpha \; 1/\omega^2$ et $Z_{bulk} \; \alpha \; 1/\omega$. Ainsi, à haute fréquence, on couple proportionnellement plus de puissance au plasma qu'à basse fréquence ce qui permet d'obtenir des sources haute densité. D'autre part, la tension de gaine étant plus faible, les ions n'ont pas l'énergie suffisante pour endommager les substrats. Notons que même si $|V_1|$ et $|V_{bulk}|$ diminuent, le déphasage entre les deux tensions varie et la relation $V_{rf} = 2V_1 + V_{bulk}$ est toujours vérifiée.

Finalement, les constantes physiques relatives au gaz utilisé étant connues, l'impédance totale équivalente à la décharge, Z_d, ne dépend que de la densité plasma n_e, de l'expansion maximale d'une gaine, s_m, ainsi que de la température électronique T_e ; ces paramètres étant eux-mêmes fonction de la densité de courant rf J_1. Ces quatre dernières grandeurs peuvent être calculées par des relations clés obtenues à partir de l'écriture du bilan de particules, de l'équation de gaine et du bilan de puissance.

Bilan de particules $\Longrightarrow$ équation sur T_e

Le bilan de particules s'écrit :

$$\frac{dn_e}{dt} = ionisation - pertes\ aux\ parois = n_e n_g K_{iz} - 2n_e u_B \frac{1}{d} \tag{2.17}$$

où $K_{iz}(T_e) = 2.34 \times 10^{-14} T_e^{0.59} exp(-17.44/T_e)$ est le coefficient d'ionisation, n_g la densité de neutres et u_B la vitesse de Bohm. La résolution du bilan de particules à l'état stationnaire ($dn_e/dt = 0$) donne la température électronique :

$$T_e = \frac{17.44}{\ln\left(\frac{dn_g T_e^{0.09}}{2\times 6.61\times 10^{16}}\right)} \Longrightarrow T_e = f(s_m) \tag{2.18}$$

Remarquons qu'en première approximation, si $s_m \ll d$, nous pouvons remplacer d par $l = d + s_m$, la distance entre les électrodes et nous pouvons considérer que T_e est indépendant de s_m.

Equation de gaine $\Longrightarrow$ expression de s_m

De même que dans le cas des décharges DC, nous pouvons écrire une loi de type Child reliant la taille de la gaine, la tension à ses bornes (ou le courant qui la traverse) et la densité électronique. Cette équation de gaine, obtenue à partir de l'expression de l'amplitude d'oscillation de la gaine, est la suivante :

$$s_m = \frac{2\,|J_1|}{e\omega n_e} \Longrightarrow s_m = f(J_1, n_e) \tag{2.19}$$

Bilan de puissance sur les électrons $\Longrightarrow$ équation sur n_e

Nous avons vu que, dans le cas du modèle homogène, il y avait deux mécanismes d'absorption de puissance par les électrons : le chauffage ohmique et le chauffage stochastique. La puissance absorbée totale s'écrit donc :

$$P_{abs} = P_{ohm} + 2P_{stoc} = \frac{1}{2}\frac{m_e(\nu_m d + 2\bar{v}_e)}{e^2 n_e A} I_1^2 \tag{2.20}$$

Soit E_T l'énergie totale perdue par paire électron-ion créée. La puissance totale perdue s'écrit :

$$P_{loss} = 2e n_e u_B E_T \tag{2.21}$$

Le bilan de puissance, $P_{abs} = P_{loss}$ donne :

$$n_e = \frac{|J_1|}{2}\sqrt{\frac{m_e(\nu_m d + 2\overline{v_e})}{e^3 u_B E_T}} \tag{2.22}$$

Notons que d, la taille du plasma, dépend directement de s_m et que u_B, la vitesse de Bohm, est fonction de T_e d'où :

$$n_e = f(J_1, s_m, T_e) \tag{2.23}$$

Comme précédemment, nous pouvons considérer en première approximation que $d \approx l$ et $T_e \approx cste$. Dans ce cas :

$$\frac{n_e}{|J_1|} \approx cste \quad \text{et} \quad s_m \, \alpha \, \omega^{-1} \tag{2.24}$$

ce qui simplifie le système d'équations. En pratique, nous effectuons le calcul exact. L'un des paramètres est fixé et il est alors possible de déterminer toutes les autres grandeurs : tension de gaine, potentiel plasma, impédance de la décharge et tension à ses bornes, puissances dissipées...

Nous verrons dans la quatrième partie de ce chapitre des résultats obtenus avec ce modèle de base, mais tout d'abord, intéressons-nous au modèle inhomogène.

2.2 Le modèle global inhomogène

Le modèle homogène constitue une première étape dans la compréhension des décharges capacitives haute fréquence. Simple à programmer, il donne rapidement des résultats sur les profils de variation des paramètres du plasma avec la fréquence. Le modèle inhomogène, s'il est plus complexe, est quant à lui plus proche de la réalité en ce qui concerne la représentation des gaines. Une partie des hypothèses de départ reste inchangée :

- Les ions ne sont sensibles qu'à la valeur moyenne du champ électrique.
- Les électrons suivent les variations instantanées du champ électrique.
- $n_e = n_i$ dans le plasma et $n_e \neq n_i$ dans les gaines.

Le modèle est dit inhomogène puisqu'il existe un gradient de densité entre le centre du plasma, de densité n_0, et la lisière de gaine, de densité n_s, donné par le facteur h_l, tel que :

$$h_l = \frac{n_s}{n_0} = \frac{0.86}{\sqrt{3 + \frac{d}{2\lambda_i}}} \tag{2.25}$$

D'autre part, les ions ont un profil de densité dans la gaine (cf. fig. 2.3).

La représentation de la décharge sous forme de schéma électrique est inchangée. En utilisant les notations précédentes, les différentes impédances modélisant la décharge sont données par :

$$R_{ohm} = \frac{m_e \nu_m d}{e^2 n_e A} \tag{2.26}$$

$$L_{bulk} = \frac{m_e d}{e^2 n_e A} \tag{2.27}$$

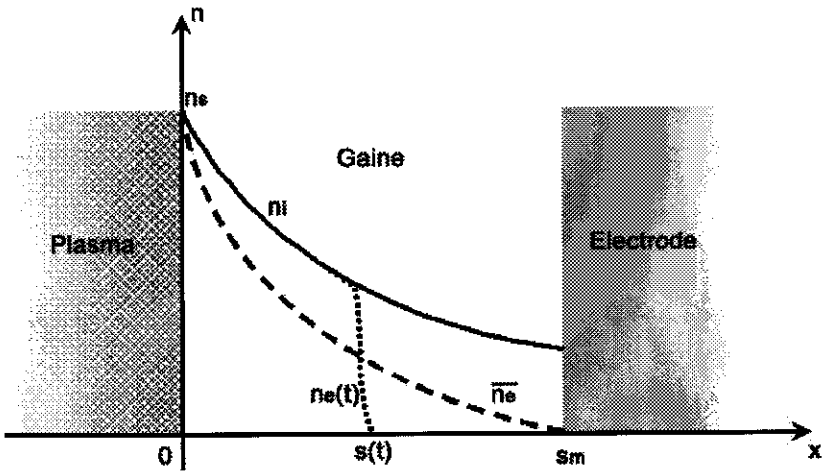

FIG. 2.3 – Répartition des densités d'espèces dans une gaine inhomogène [11]

$$C_{sh} = \frac{K_{cap}\varepsilon_0 A}{2s_m} \tag{2.28}$$

avec K_{cap} une constante telle que $K_{cap} = 1.23$ dans le cas où les gaines sont non collisionnelles et $K_{cap} = 1.52$ dans le cas collisionnel.

Les expressions pour R_{ion}, R_{stoc} et $R_{ohm,sh}$ sont calculées à partir du calcul des puissances dissipées et application de la loi d'Ohm :

$$2R_{ion} + 2R_{stoc} + 2R_{ohm,sh} = 2\frac{2S_{ion} + 2S_{stoc} + 2S_{ohm,sh}}{|J_1|^2 A} \tag{2.29}$$

avec S_{ion}, S_{stoc} et $S_{ohm,sh}$ les puissances dissipées respectivement par les ions, par chauffage stochastique et par chauffage ohmique pour une gaine en W/m^2. Nous reparlerons plus loin de ces grandeurs.

De la même façon que dans le cas du modèle homogène, la résolution du bilan de particules à l'état stationnaire donne T_e :

$$T_e = \frac{17.44}{\ln\left(\frac{dn_g T_e^{0.09}}{2h_l 6.61\times10^{16}}\right)} \Longrightarrow T_e = f(s_m) \tag{2.30}$$

D'autre part, l'expression de s_m, obtenue à partir de l'équation de continuité du courant, dans le cas d'une gaine non collisionnelle puis collisionnelle, est donnée

respectivement par [11] :

$$s_m = \frac{5}{12\varepsilon_0 T_e e^2 \omega^3 h_l^2} \frac{|J_1|^3}{n_e^2} \tag{2.31}$$

et

$$s_m = 0.88\sqrt{\frac{\lambda_i}{\varepsilon_0 T_e \omega^3 e^2 h_l^2}} \frac{|J_1|^{3/2}}{n_e} \tag{2.32}$$

Notons que, contrairement au cas homogène, l'équation $s_m = f(|J_1|, n_e)$ ne se simplifie pas (on n'a plus $s_m \ \alpha \ |J_1|/n_e$).

La résolution du bilan de puissance sur les électrons est plus délicate que dans le cas du modèle homogène. Il est plus commode de résoudre une équation sur $|J_1| = f(n_e)$, courant de décharge rf, que sur n_e. En ce qui concerne la puissance absorbée, il faut distinguer trois sources de chauffage :

- Le chauffage stochastique dans les gaines :

$$2S_{stoc} = 2f_1(s_m)\,|J_1| \tag{2.33}$$

- Le chauffage ohmique dans le plasma :

$$S_{ohm} = f_2(s_m)\,|J_1|^{1/2} \tag{2.34}$$

- Le chauffage ohmique dans les gaines :

$$2S_{ohm,sh} = 2f_3(s_m)\,|J_1| \tag{2.35}$$

Le terme de perte est quant à lui proportionnel à $|J_1|^{3/2}$. Nous obtenons donc un bilan de puissance de la forme :

$$2f_1(s_m)\,|J_1| + f_2(s_m)\,|J_1|^{1/2} + 2f_3(s_m)\,|J_1| \ \alpha \ |J_1|^{3/2} \tag{2.36}$$

Pour une valeur de s_m donnée, cette équation permet de calculer $|J_1|$. Nous en déduisons immédiatement n_e ainsi que les autres paramètres qui nous intéressent, à savoir le potentiel plasma, la chute de tension V_{rf} aux bornes de la décharge...

En pratique, s_m est une liste de valeurs pour lesquelles sont calculés les autres paramètres de la décharge de la façon suivante :

1. L'équation (2.30) permet de calculer T_e et la résolution du bilan de puissance (équation (2.36)) donne J_1.

2. La loi d'Ohm permet alors d'écrire V_1, la tension aux bornes d'une gaine, en

s_m (mm)	T_e (eV)	$\|J_1\|$ (mA.cm^{-2})	$\|V_1\|$ (V)	n_e (cm^{-3})	$\|V_p\|$ (V)	$\|V_{rf}\|$ (V)
2.260	1.877	208.5	685.3	6.81×10^{11}	1.67	1369
2.069	1.875	144.7	435.44	4.32×10^{11}	1.84	869
1.908	1.874	104.0	288.7	2.86×10^{11}	2.00	575
1.770	1.872	77.1	198.4	1.97×10^{11}	2.16	395
1.651	1.871	58.6	140.7	1.40×10^{11}	2.32	279
1.543	**1.870**	**45.1**	**101.2**	$\mathbf{1.02\times10^{11}}$	**2.47**	**200**
1.455	1.869	36.1	76.4	7.75×10^{10}	2.61	150
1.373	1.868	29.1	58.2	5.95×10^{10}	2.75	114
1.301	1.867	23.8	45.1	4.67×10^{10}	2.88	87

TAB. 2.1 – Modèle inhomogène : exemple de calcul (argon, 150 mTorr, gap 3 cm, 81.36 MHz)

fonction de J_1. On a :

$$V_1 \approx \frac{J_1 s_m}{K_{cap}\varepsilon_0\omega} \tag{2.37}$$

Nous calculons d'autre part n_e en fonction de s_m, J_1 et T_e en utilisant les équations (2.31) ou (2.32).

3. Enfin, nous calculons :

$$V_{rf} = 2V_1 + V_p \tag{2.38}$$

avec, d'après la loi d'Ohm, et en utilisant (2.26) et (2.27)

$$V_p = \frac{J_1 d}{n_e}\frac{m_e(\nu_m + j\omega)}{e^2} \tag{2.39}$$

Le tableau 2.1 donne le résultat d'un calcul et montre comment, à partir d'un vecteur s_m (en pratique, s_m est un vecteur de 2000 valeurs), on détermine un vecteur V_{rf}. Il ne reste plus qu'à extraire de ce dernier la valeur qui nous intéresse et à relire le tableau de droite à gauche pour remonter à la valeur de s_m correspondante.

Avant d'étudier les résultats donnés par les modèles homogène et inhomogène, intéressons-nous aux codes PIC et Fluide que nous comparerons par la suite avec nos modèles.

2.3 Les modèles de référence : les codes PIC et Fluide

2.3.1 Remarques préliminaires

Les deux codes qui suivent n'ont pas été développés au laboratoire et nous nous contenterons de les présenter succintement. Ils donnent à l'utilisateur patient (un calcul PIC dure typiquement quelques heures) un certain nombre d'informations,

temporelles et spatiales, sur les paramètres du plasma, auxquelles les modèles homogène et inhomogène ne donnent pas accès. En effet, par définition, ces derniers ne calculent que des valeurs globales telles que la densité d'espèces chargées au centre de la décharge par exemple. Nous nous intéresserons particulièrement aux profils spatiaux de densités électronique et ionique à partir desquels nous calculerons la taille des gaines. Notons que la limite plasma - gaine est assez arbitraire et nous considérerons que nous entrons dans la gaine dès que $n_e < 99\%\ n_i$. Les résultats donnés par les différents modèles pourront alors être comparés.

Attention ne pas confondre : les codes PIC et Fluide calculent des profils spatiaux selon l'axe du réacteur. Dans les chapitres suivants, nous nous intéresserons aux variations des paramètres du plasma selon l'axe parallèle à la surface des électrodes.

2.3.2 Le code Fluide (SigloRF 1.1)

SigloRF[1] est un modèle fluide auto-cohérent à une dimension permettant de modéliser une décharge radiofréquence à couplage capacitif basse pression excitée entre deux plaques parallèles de longueur infinie. Ce modèle permet de calculer les densités d'ions et d'électrons ainsi que l'amplitude et la phase du champ électrique en fonction du temps et selon l'axe du réacteur. En sont déduites des grandeurs caractéristiques de la décharge telles que la densité de courant rf, la puissance déposée ou le potentiel plasma. Le modèle résoud les équations suivantes :

- 3 équations pour les électrons :
  - Equation de continuité (conservation du nombre de particules).
  - Equation de conservation du moment.
  - Equation de conservation de l'énergie.
- 2 équations pour les ions :
  - Equation de continuité (conservation du nombre de particules).
  - Equation de conservation du moment.

Ces équations fluides sont couplées à l'équation de Poisson pour le potentiel électrique. On trouvera dans les références citées des détails sur l'algorithme numérique utilisé pour la résolution de cet ensemble d'équations, développé dans le cadre du transport d'électrons dans les semi-conducteurs [14] et adapté à la modélisation des décharges capacitives par Boeuf [15], Boeuf et Pitchford [16] [17] et Fiala [18].

Dans l'équation de conservation du moment, le modèle néglige l'inertie des électrons. Autrement dit, la composante inductive de l'impédance du plasma n'est pas prise en compte. Dans le modèle global, si nous négligeons l'inertie des électrons, cela revient, pour une tension donnée V_{rf} aux bornes de la décharge, à sous-évaluer le courant

[1]Copyright 1996-1998 by Kinema Software, Colorado, USA, siglo@kinema.com

et nous calculons donc une densité électronique plus faible. Cet effet est d'autant plus marqué que l'impédance $L_{bulk}\omega$ est grande c'est-à-dire à haute fréquence (en effet, à 13.56 MHz, $L_{bulk}\omega$ est négligeable devant la capacité des gaines $1/C_{sh}\omega$). Néanmoins, cela ne suffit pas à expliquer la différence importante entre les densités d'électrons calculées par le modèle global et le code fluide SigloRF.

2.3.3 Le code PIC (M. Turner)

Le code PIC que nous utilisons a été développé par M. Turner[2] [19]. Alors que les codes dits fluides sont basés sur la résolution numérique des équations de la magnétohydrodynamique (MHD), les modèles cinétiques, tels que les modèles particulaires, simulent les mouvements d'un ensemble de particules chargées intéragissant entre elles et avec le champ électromagnétique extérieur appliqué au système. Le développement rapide des codes PIC est dû à des études menées par Dawson au début des années 60, montrant que des systèmes ne contenant que quelques milliers de particules peuvent simuler de façon fiable le comportement collectif des charges d'un plasma, pourvu que les algorithmes de résolution soient bien choisis.

L'espace et le temps sont tous deux discrétisés. A chaque pas de temps, le champ électrique étant connu sur chaque point du maillage spatial, le programme calcule le mouvement des particules dans ce champ et leur attribue une nouvelle position ainsi qu'une nouvelle vitesse. Cela permet de déterminer les densités de courant et de charge sur chaque point du maillage et d'en déduire la nouvelle valeur des champs par résolution des équations de Maxwell. Les codes PIC considèrent le mouvement de macro-particules constituées d'un grand nombre de particules réelles. La densité de particules réelles en un point du maillage spatial est égale au produit du nombre de macro-particules en ce point, par le poids d'une macro-particule (c'est-à-dire le nombre de particules réelles qu'elle contient). Dans notre cas, une macro-particule correspond à 10^{14} particules réelles. Une difficulté majeure de ce type de modèle est le choix de ce nombre. En effet, plus il est faible et plus le temps de calcul est long mais plus la statistique est fiable. En particulier, un poids qui suffit à décrire le plasma peut être trop élevé pour les gaines où la densité de particules réelles est plus faible.

Nous invitons le lecteur intéressé à se reporter à l'ouvrage de C.K. Birdsall [20], très complet, pour plus d'informations.

[2]Plasma Research Laboratory, School of Physical Sciences and National Centre for Plasma Science and Technology, Dublin City University, Dublin 9, Ireland

Fréquence f	13.56 MHz	81.36 MHz
Densité d'électrons n_e	1×10^{10} cm^{-3}	1×10^{10} cm^{-3}
Température électronique T_e	4.1 eV	4.0 eV
Tension totale aux bornes de la décharge $\lvert V_{rf} \rvert$	2102 V	40 V
Tension aux bornes des deux gaines $2\lvert V_1 \rvert$	2105 V	57 V
Tension aux bornes du plasma	4 V	18 V
Puissance totale injectée	0.8 W.cm^{-2}	0.08 W.cm^{-2}
Densité de courant rf $\lvert J_1 \rvert$	32.9 mA.cm^{-2}	32.4 mA.cm^{-2}
Largeur maximale d'une gaine s_m	4.8 mm	0.8 mm

TAB. 2.2 – Modèle homogène : résultat d'un calcul (argon, 10 mTorr, gap 3 cm)

2.4 Résultats des calculs

2.4.1 Le modèle homogène - Ordres de grandeurs

Intéressons-nous pour commencer au modèle homogène. Le tableau 2.2 présente les résultats de deux calculs considérant une décharge excitée dans 10 mTorr d'argon à 13.56 MHz puis 81.36 MHz. Les électrodes, d'une surface de 0.16 m^2, sont distantes de 3 cm, conformément à notre système expérimental. Dans les deux cas, la densité électronique est fixée à 1×10^{10} cm^{-3} ce qui correspond aux valeurs typiques des densités atteintes dans ce type de décharges.

Considérons dans un premier temps les résultats obtenus à la fréquence industrielle habituelle de 13.56 MHz. Les caractéristiques typiques de fonctionnement des décharges rf capacitives à cette fréquence sont les suivantes [11] :

- 1 mTorr $\leq p \leq$ 150 mTorr
- 0.1 W.cm^{-2} $\leq P_{rf} \leq$ 1 W.cm^{-2}
- 10^9 cm^{-3} $\leq n_e \leq 10^{11}$ cm^{-3}
- $T_e \approx$ 3 eV (notons que le modèle calcule des températures électroniques proches de cette valeur).

A 13.56 MHz, la chute de tension se fait principalement dans les gaines. La chute de tension dans le plasma est négligeable et l'on a la relation suivante : $|V_{gaine1}|+|V_{gaine2}| = |V_{rf}|$. Notre décharge étant quasi symétrique (le plasma 'voit' des surfaces identiques à la masse et à la rf), la chute de potentiel se répartit également entre les deux gaines. La gaine étant principalement une capacité et la décharge une inductance, les tensions aux bornes de la gaine et de la décharge sont en opposition de phase.

La taille des gaines est quant à elle relativement petite par rapport aux valeurs typiques (de l'ordre du centimètre dans l'argon à 13.56 MHz [11]). Nous comparerons par la suite cette valeur à celle calculée par le modèle inhomogène pour lequel la

représentation des gaines est plus proche de la réalité.

Augmentons à présent la fréquence d'excitation. Comme nous l'avons vu précédemment le rapport $n_e/|J_1|$ est quasi-constant et la taille des gaines diminue lorsque la fréquence augmente. A plus haute fréquence d'excitation, nous remarquons que la tension aux bornes de la décharge nécessaire pour maintenir la densité d'électrons à 1×10^{10} cm^{-3} est fortement diminuée par rapport au cas basse fréquence. La chute de potentiel aux bornes du plasma croît et la relation $|V_{gaine}| = |V_{rf}|/2$ n'est plus valable. Autrement dit, la chute de potentiel dans le plasma n'est plus négligeable devant la chute de potentiel dans les gaines.

Certains procédés industriels sont limités par les ions qui, trop fortement accélérés dans les gaines, viennent impacter les substrats avec une trop grande énergie et les endommagent. Nous remarquons que, pour une même densité d'électrons, la tension de gaine, et donc l'énergie d'impact des ions, est plus faible à haute fréquence. C'est l'une des raisons ayant poussé les industriels à s'intéresser à la VHF. D'ailleurs, des réacteurs grande surface fonctionnant à 27.12 MHz sont d'ores et déjà sur le marché.

2.4.2 Taille des gaines

La principale différence entre les modèles homogène et inhomogène porte sur la représentation des gaines de charge d'espace. Les figures 2.4 et 2.5 comparent les dimensions des gaines calculées par les deux modèles pour une décharge symétrique dans l'argon (espace inter-électrodes : 3 cm) dans les cas suivants :

- La tension aux bornes de la décharge, V_{rf}, est constante et la fréquence d'excitation varie (fig. 2.4). Le calcul est effectué pour trois pressions différentes.
- s_m est calculé en fonction de V_{rf} à 150 mTorr pour deux fréquences d'excitation (13.56 MHz et 81.36 MHz) (fig. 2.5).

Intéressons-nous tout d'abord au calcul de s_m en fonction de la fréquence. A 150 mTorr, le libre parcours moyen de collision ion-neutre est de 0.2 mm et les gaines sont très collisionnelles. A l'inverse, le libre parcours moyen est très grand à 1 mTorr ($\lambda_i = 3$ cm) et le modèle de gaines non collisionnelles est justifié. Pour la pression intermédiaire de 10 mTorr, la taille des gaines est comparable au libre parcours moyen et il est difficile de savoir quel modèle s'applique.

Nous remarquons que la taille des gaines diminue avec la fréquence. Notons que V_{rf} est constant ce qui n'implique pas n_e constant. Un graphe à n_e constant montrerait que la taille des gaines diminue avec la pression. Sur le graphe à 150 mTorr, les tailles de gaines calculées par les modèles homogène et inhomogène sont comparées aux résultats des simulations PIC et Fluide. Dans tous les cas, le modèle homogène calcule des gaines trop petites car s_m n'est pas proportionnel à $|J_1|/n_e$

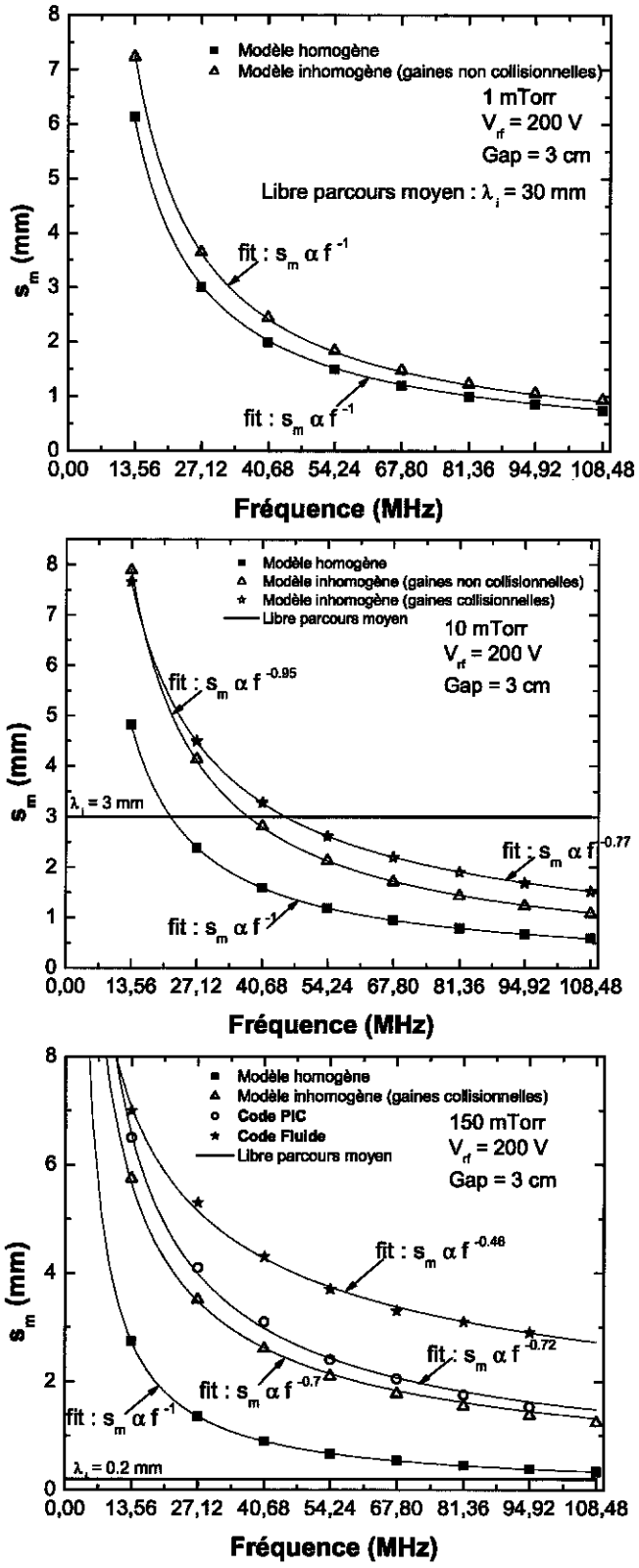

FIG. 2.4 – Taille des gaines calculée par les modèles homogène et inhomogène en fonction de la fréquence d'excitation pour 1 mTorr, 10 mTorr et 150 mTorr avec V_{rf} = 200 V et 3 cm d'espace inter-électrodes.

mais à $|J_1|^3/n_e^2$ (équation (2.31)) ou à $|J_1|^{3/2}/n_e$ (équation 2.32)

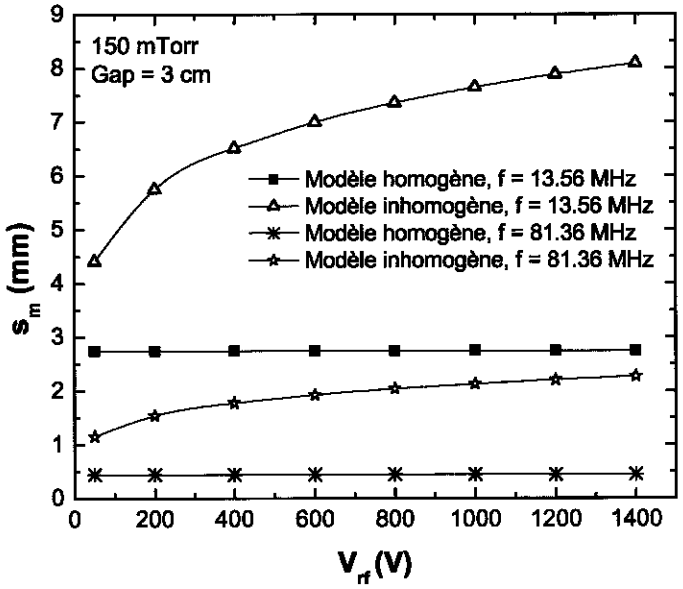

FIG. 2.5 – Taille des gaines calculée par les modèles homogène et inhomogène en fonction de la tension V_{rf} aux bornes de la décharge

Pour V_{rf} constant, $|J_1|/n_e$ est constant et nous retrouvons que, quelle que soit la pression, $s_m \ \alpha \ \omega^{-1}$ (cf. équation (2.19)). De plus, $|J_1|$ et n_e étant directement proportionnels à V_{rf}, pour une fréquence d'excitation fixée, s_m ne varie pas lorsque V_{rf} augmente. Les gaines calculées par le modèle inhomogène, plus réaliste, sont deux à quatre fois plus larges, la différence s'accentuant quand V_{rf} augmente. Les tailles des gaines calculées par le code PIC sont proches de celles données par le modèle inhomogène et la variation en fréquence est identique. Enfin, comme nous l'attendions, le code Fluide est celui qui donne les plus grandes gaines.

2.4.3 Densité d'électrons

Pour une tension aux bornes de la décharge V_{rf} constante, la densité d'électrons augmente avec le carré de la fréquence (cf. fig 2.6), ce qui permet d'avoir des sources haute densité. Ce résultat connu [6] [5] [3] [4], nous le retrouvons avec nos modèles. Les simulations PIC que nous avons réalisées avec le code de M. Turner [21] donnent la même loi d'échelle et, comme pour le calcul de la taille des gaines, des valeurs de densités très proches de celles calculées par le modèle inhomogène. En ce qui concerne le code fluide SigloRF, on trouve $n_e \ \alpha \ f^{1.6}$. Il sera intéressant de comparer les mesures expérimentales de densités avec les valeurs calculées afin de déterminer la validité de nos modèles (cf. chapitre 5). Remarquons dès à présent que les modèles

homogène et inhomogène calculent des densités électroniques étonnamment proches (cf. fig 2.6 et fig 2.7) dans la mesure où le modèle homogène est très naïf en ce qui concerne la modélisation des gaines.

Intéressons-nous enfin au calcul de n_e en fonction de V_{rf}, représenté sur la figure 2.7 à 150 mTorr, pour 13.56 MHz et 81.36 MHz. Dans tous les cas, la densité d'électrons n_e est proportionnelle à la tension V_{rf} aux bornes de la décharge. Dans le cas du modèle homogène, ce résultat est immédiat puisque l'écriture du bilan de puissance donne $n_e\alpha\,|J_1|$ (équation (2.22)) avec $|J_1|\alpha|V_1|$ (équation (2.37)) et $|V_1| \approx |V_{rf}|/2$.

Dans le cas du modèle inhomogène, le raisonnement est plus complexe. Le bilan de puissance sur les électrons en fonction de $|J_1|$ (équation (2.36)) peut s'exprimer en fonction de $|V_1|$. On a :

$$S_{ohm} = K_{ohm}\frac{m_e}{2e}h_l\varepsilon_0\omega^2\nu_m dT_e^{1/2}\,|V_1|^{1/2} \tag{2.40}$$

$$S_{stoc} = K_{stoc}\left(\frac{m_e}{e}\right)^{1/2}\varepsilon_0\omega^2 T_e^{1/2}\,|V_1| \tag{2.41}$$

$$S_{ohm,sh} = K_{ohm,sh}\frac{m_e}{2e}\varepsilon_0\omega^2\nu_m s_m|V_1| \tag{2.42}$$

avec K_{ohm}, K_{stoc} et $K_{ohm,sh}$ des constantes dont les valeurs sont respectivement 1.73, 0.45 et 0.407 dans le cas de gaines non collisionnelles et 1.73, 0.61 et 0.236 dans le cas de gaines collisionnelles. Finalement, le bilan de puissance sur les électrons s'écrit :

$$S_{ohm} + 2S_{stoc} + 2S_{ohm,sh} = 2eh_l n_e u_B E_T \tag{2.43}$$

avec E_T l'énergie totale perdue par paire électron-ion créée. Nous avons toujours $|V_1| \approx |V_{rf}|/2$. Nous pouvons en déduire que, à 150 mTorr, le chauffage ohmique est négligeable, à 13.56 MHz comme à 81.36 MHz, et que le chauffage stochastique domine. Il en est de même à plus basse pression puisque le chauffage ohmique diminue avec la fréquence de collision.

2.5 Modélisation de l'ensemble du système expérimental

2.5.1 Objectif du calcul

Nous nous sommes jusqu'à présent contentés de modéliser la décharge afin d'étudier l'influence de l'augmentation de la fréquence sur ses paramètres caractéristiques.

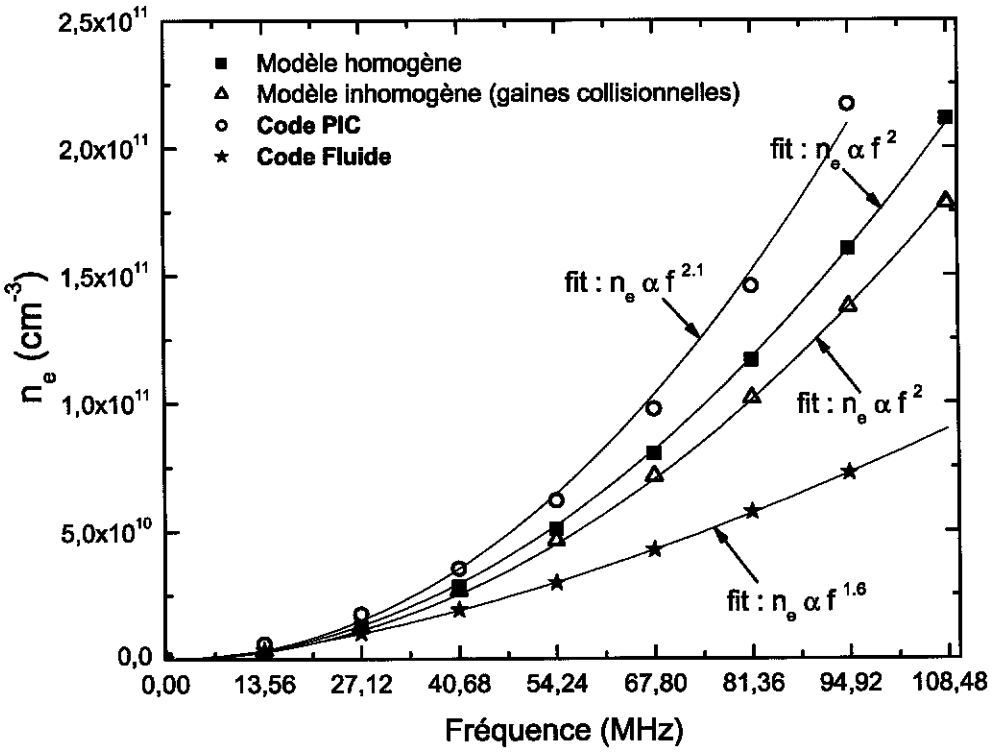

FIG. 2.6 – Calcul de la densité d'électrons : comparaison des codes PIC, fluide et du modèle global pour 150 mTorr, $V_{rf} = 200$ V, gap 3 cm.

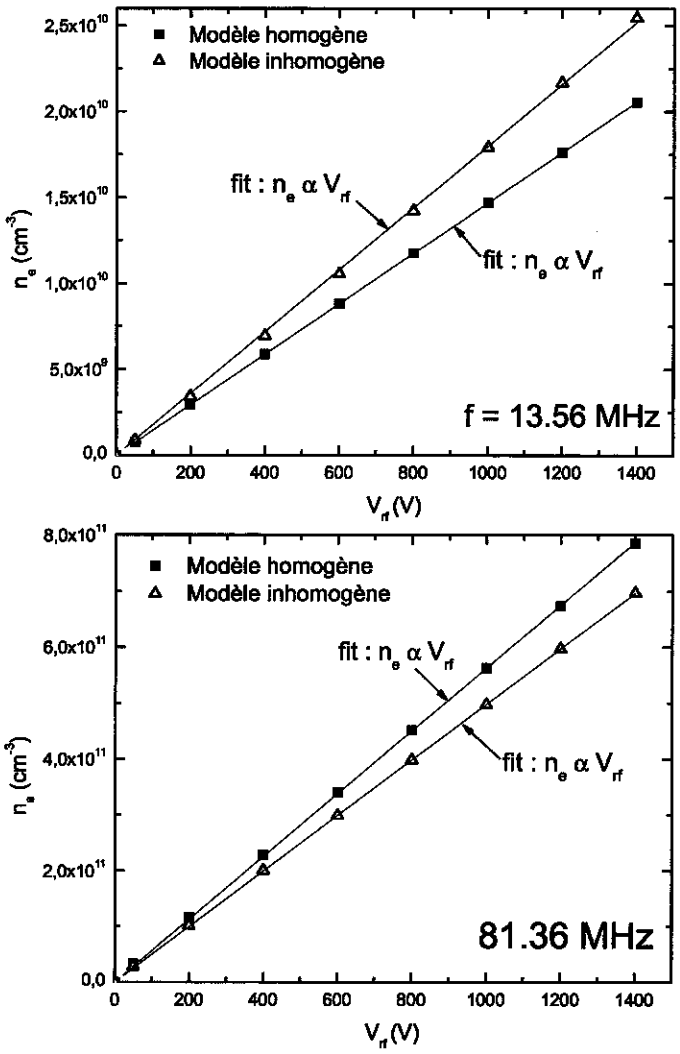

FIG. 2.7 – Densités d'électrons calculées par les modèles homogène et inhomogène en fonction de V_{rf} pour 13.56 MHz et 81.36 MHz à 150 mTorr et 3 cm d'espace inter-électrodes.

Nous cherchons maintenant à comprendre le fonctionnement de l'ensemble de notre système expérimental composé d'un générateur, d'une boîte d'accord, du réacteur et de la décharge. Nous nous intéressons particulièrement aux effets de l'augmentation de la fréquence d'excitation. Nous cherchons à répondre aux questions suivantes :

- Quelles sont les valeurs de la boîte d'accord permettant d'accorder le système ?
- Y-a-t-il une amplification de tension après la boîte d'accord ?
- Quelle puissance faut-il fournir au système pour maintenir une tension fixe aux bornes de la décharge ? Dans quelle partie du circuit la puissance est-elle dissipée ? Cela dépend-il de la fréquence ?
- Etc...

2.5.2 Description du système et notations

Notre système expérimental se compose :

- D'une source radiofréquence, de puissance et de fréquence ajustables. Nous nous intéressons aux puissances inférieures à 1 kilowatt et aux fréquences d'excitation comprises entre 13.56 MHz et 100 MHz.
- D'une boîte d'accord, c'est-à-dire d'un ensemble d'inductances et de condensateurs, placée entre le générateur et le réacteur, dont les valeurs sont calculées de façon à ce que l'impédance totale vue depuis le générateur soit réelle et égale à 50 ohm. L'accord est nécessaire pour coupler le maximum de puissance au plasma [11].
- D'un réacteur sous vide ayant une impédance propre. Il s'agit principalement de la capacitance formée par l'électrode rf et la contre-électrode à la masse et de l'inductance des connecteurs.
- D'une décharge d'impédance totale Z_d. Nous avons vu que la valeur de Z_d était fonction des paramètres du plasma et pouvait être calculée à partir des équations des modèles homogène ou inhomogène.

Ces différents éléments peuvent être représentés par le schéma électrique équivalent de la figure 2.8. Dans la suite de ce chapitre, nous employerons les notations figurant sur ce schéma pour désigner les différents courants, tensions et impédances.

Le générateur

Il est représenté par son générateur de thévenin équivalent. Nous notons P_{in} la puissance délivrée par le générateur au reste du système. Dans la pratique, cette puissance sera mesurée par un wattmètre directionnel qui mesure à la fois la puissance délivrée par le générateur au système et la puissance réfléchie dans le cas où

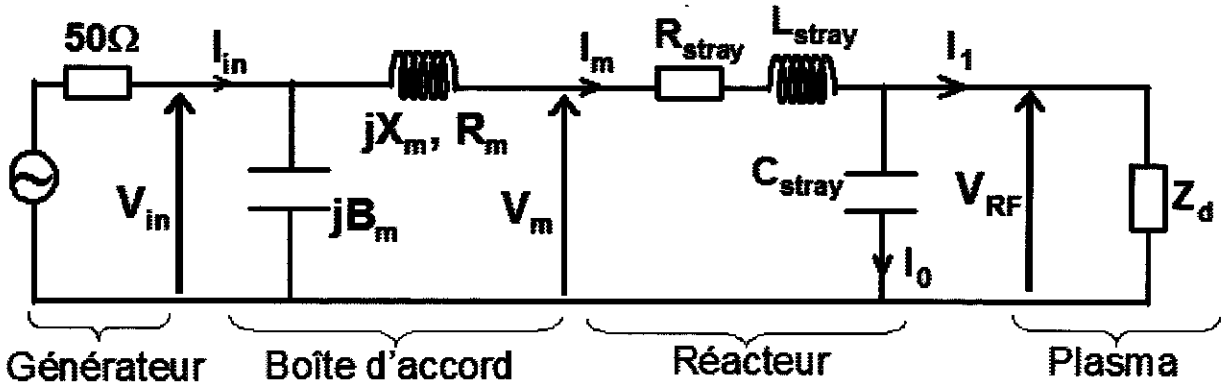

FIG. 2.8 – Schéma électrique équivalent au système expérimental

le système n'est pas parfaitement accordé.

La boîte d'accord

Les paramètres de la boîte d'accord sont calculés de façon à ce que l'impédance totale (boîte d'accord + réacteur + décharge) vue par le générateur soit réelle et égale à 50 ohm. Ils dépendent donc de l'impédance de la décharge c'est-à-dire des paramètres du plasma. Soit $Z_{eq} = R_{eq} + jX_{eq}$ l'impédance équivalente à l'association du réacteur et de la décharge, on a :

$$X_m = \sqrt{50R_{eq} - R_{eq}^2} - X_{eq} \tag{2.44}$$

$$B_m = \sqrt{\frac{1}{50R_{eq}} - \frac{1}{50^2}} \tag{2.45}$$

$X_m = L_m\omega$ est la réactance et $B_m = C_m\omega$ la susceptance de la boîte d'accord. Enfin, R_m symbolise la résistance des différents éléments de la boîte d'accord et permet de déterminer les pertes par chauffage lorsque le courant circule.

Le réacteur

L'impédance parasite du réacteur est mesurée à vide à l'aide d'un analyseur de réseau. Le condensateur C_{stray} représente principalement la capacité formée par l'électrode rf et la contre-électrode à la masse. Sa valeur est proportionnelle à la surface des plaques (très grande donc dans le cas des réacteurs grande surface utilisés dans l'industrie des écrans plats). Il n'est pas possible de s'affranchir de cette caractéristique physique du système. L'inductance L_{stray} modélise les inductances

parasites dues aux connecteurs. Enfin, R_{stray} est la résistance des électrodes, des connecteurs, de la tige d'arrivée du signal rf... $0.5R_{stray}I_m^2$ représente donc le chauffage de ces éléments lorsqu'un courant circule.

La décharge

Nous avons vu dans les premiers paragraphes de ce chapitre que la décharge a une impédance complexe dont l'expression dépend du modèle utilisé. En utilisant les notations des parties précédentes, nous pouvons écrire :

$$Z_d = jL_{bulk}\omega + R_{ohm} + \frac{1}{jC_{sh}\omega} + 2R_{ion} + 2R_{stoc} + 2R_{ohm,sh} \tag{2.46}$$

Dans tous les cas, Z_d dépend de la densité du plasma n_e et du courant rf I_1 qui traverse la décharge. Or, pour calculer I_1 (par application de la loi d'Ohm $V_{rf} = Z_d I_1$ par exemple), il faut que Z_d soit connu, et donc I_1 déterminé... d'où la nécessité de faire un calcul itératif pour obtenir un résultat auto-cohérent.

2.5.3 Déroulement du calcul

Les paramètres d'entrée du calcul sont les suivants :

- Les constantes physiques relatives au gaz utilisé (dans notre cas de l'argon).
- La géométrie du réacteur (surface des plaques et distance inter-électrodes).
- L'impédance parasite (C_{stray} et L_{stray}).
- Les résistances parasites (fonctions de la fréquence) qui représentent le chauffage du système lorsqu'un courant circule (effet de peau dans les conducteurs).
- La pression et la fréquence de travail.
- Dans le cas du modèle homogène, le paramètre d'entrée, c'est-à dire le paramètre fixé par l'utilisateur, est, au choix, l'une des quatre grandeurs suivantes :
  - La puissance totale injectée dans le système (P_{in}).
  - La tension aux bornes de la décharge (V_{rf}).
  - La densité d'électrons (n_e).
  - L'amplitude du courant rf (I_1).

Considérons le cas où la puissance totale P_{in} injectée dans le système est fixée. Autrement dit, considérons le cas où la tension V_{in} à l'entrée du système est fixée (le calcul est similaire pour V_{rf}, n_e ou I_1 fixé). Pour une densité d'électrons $n_e = n_{e0}$ et une largeur de gaine $s_m = s_{m0}$ choisies, l'écriture du bilan de particules permet de calculer T_e. Nous pouvons alors déterminer l'impédance Z_d de la décharge (équation

(2.46)) et en déduire les paramètres de la boîte d'accord tels que l'impédance totale équivalente à l'association de la décharge, du réacteur et de la boîte d'accord soit réelle et égale à 50 ohm. A ce stade du calcul, nous connaissons toutes les impédances du système ainsi que V_{in}, notre paramètre d'entrée et nous sommes en mesure de calculer I_1 et V_{rf} par simple application de la loi d'Ohm. Fin du calcul ? Non puisque l'écriture du bilan de puissance sur les électrons, nous donne une nouvelle valeur de n_e et donc de s_m. Il ne reste plus qu'à recommencer le calcul avec ces nouveaux paramètres jusqu'à ce que le calcul converge. La figure 2.9 représente graphiquement cette boucle de calcul.

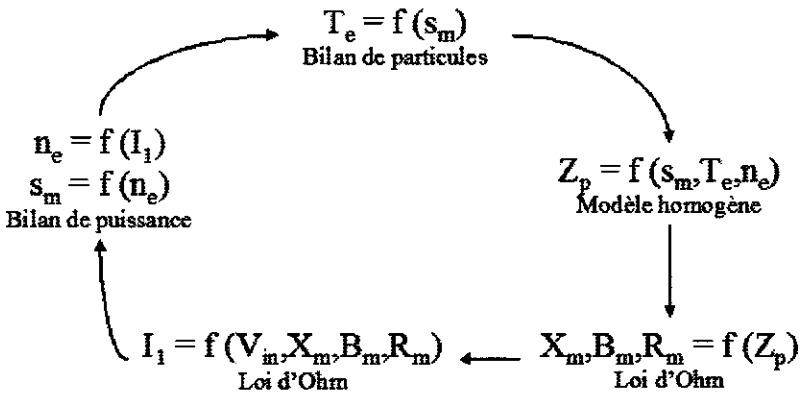

FIG. 2.9 – Principe du calcul itératif

2.5.4 Résultats

Cas d'un système idéal sans pertes résistives (R_m=0)

Considérons le cas où la puissance électrique totale fournie au système est constante et faisons varier la fréquence d'excitation. La figure 2.10 représente les grandeurs suivantes en fonction de la fréquence (les paramètres du plasma sont calculés par le modèle inhomogène) :

- La puissance couplée aux électrons et la puissance dissipée par les ions traversant les gaines.
- La densité électronique.
- Les courants dans les différentes parties du système (cf. notations figure 2.8).

Comme nous l'avons déjà vu, lorsque la fréquence augmente, de plus en plus de puissance est couplée aux électrons alors que la puissance dissipée dans les ions diminue. Autrement dit, la densité plasma augmente de même que le courant I_1 qui traverse la décharge. D'autre part, la tension V_{rf} aux bornes de la décharge diminue considérablement et peut même être inférieure à la tension d'entrée.

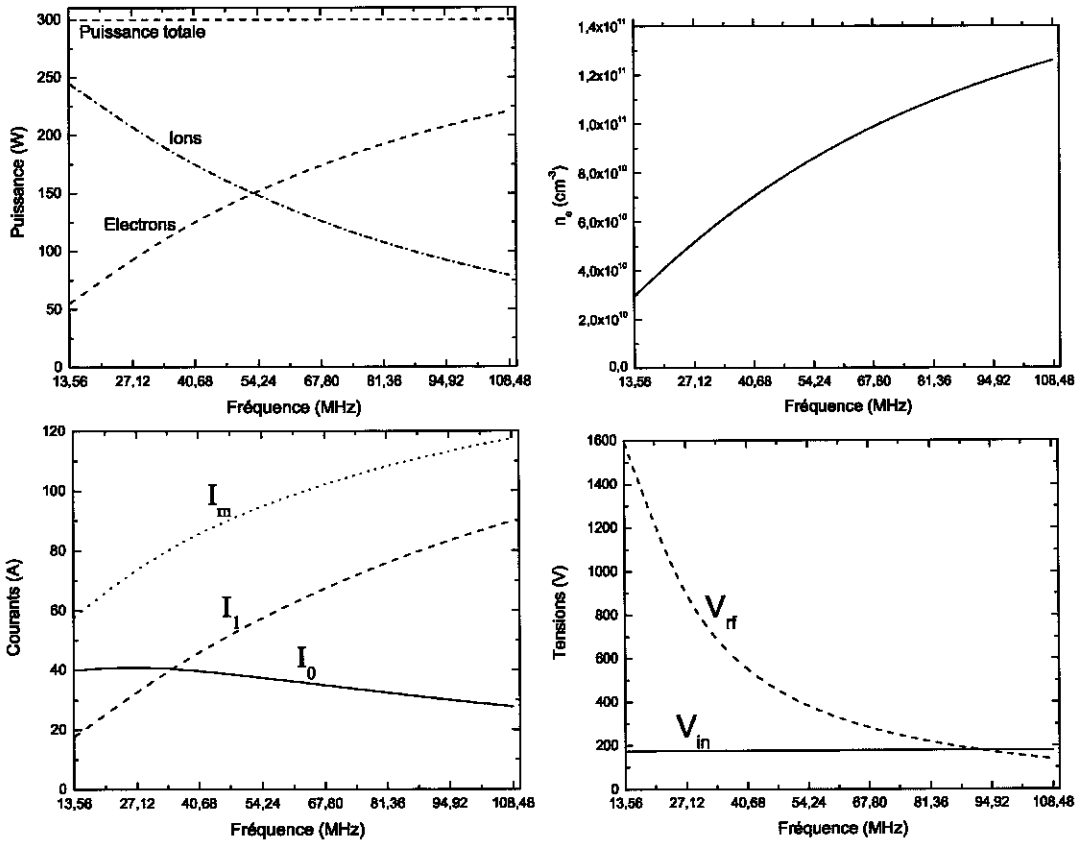

FIG. 2.10 – Puissances dissipées, densité d'électrons, courants et tensions en fonction de la fréquence pour $P_{in} = 300$ W, $R_m = 0$, 150 mTorr, gap 3 cm

Que se passe-t-il dans le cas d'un système réel ?

Cas d'un système avec pertes résistives (R_m=f($\sqrt{\omega}$))

La puissance électrique que nous fournissons au système est dissipée pour créer et entretenir le plasma (absorption de puissance par les électrons) mais est aussi dissipée par les éléments résistifs (pertes résistives dans la boîte d'accord, le réacteur, les câbles, les connecteurs...). La résistance R_m symbolise ces pertes résistives. A cause de l'effet de peau dans les conducteurs, R_m varie comme $\sqrt{\omega}$. La figure 2.11 montre les mêmes grandeurs que précédemment, calculées dans le cas où la puissance totale est constante et où l'on tient compte des pertes résistives.

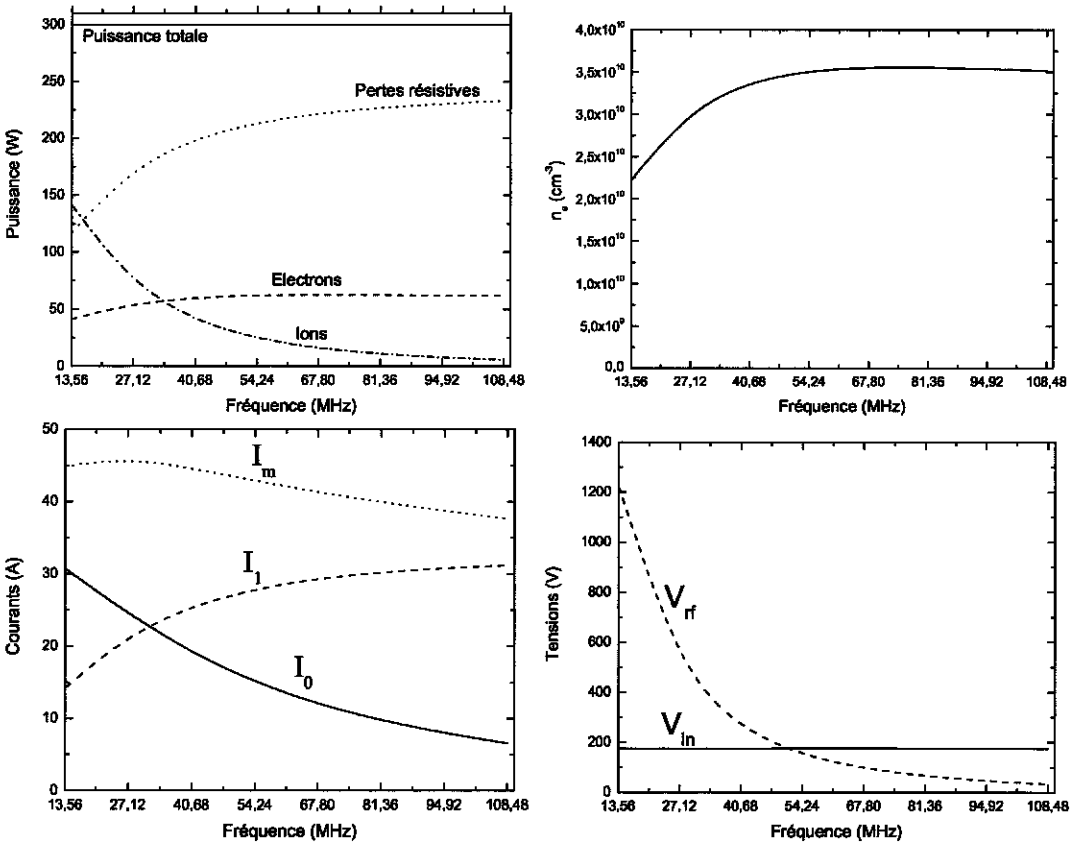

FIG. 2.11 – Puissances dissipées, densité d'électrons, courants et tensions en fonction de la fréquence pour P_{in} = 300 W, R_m = f($\sqrt{\omega}$), 150 mTorr, gap 3 cm

Là encore, la puissance dissipée dans les ions diminue. Par contre, la puissance dissipée dans les électrons sature rapidement au profit des pertes résistives. Il en est de même de la densité électronique et du courant de décharge. Cette puissance perdue dans le chauffage du système doit donc être minimisée si l'on veut atteindre

de hautes densités électroniques. Cela signifie aussi qu'il faut prévoir un système de refroidissement efficace de la boîte d'accord.

Cas d'un système à V_{rf} constant

Fixons à 200 volts la tension aux bornes de la décharge et faisons varier la fréquence d'excitation. La figure 2.12 représente les puissances (totale, couplée au plasma et perdue par chauffage ohmique) dans le cas idéal où les pertes résistives sont nulles ($R_m = 0$) et dans le cas où l'on tient compte des pertes résistives ($R_m = f(\sqrt{\omega})$). Dans le premier cas, toute la puissance est couplée à la décharge. La puissance dissipée dans les ions est :

$$S_i = 2eh_l n_e u_B E_i \tag{2.47}$$

avec $E_i \approx K_v|V_1|$ la tension continue moyenne aux bornes d'une gaine et K_v une constante ($K_v = 0.83$ dans le cas de gaines non collisionnelles et $K_v = 0.78$ dans le cas de gaines collisionnelles).

Pour V_{rf} constant, $E_i \approx K_v|V_1| \approx K_v|V_{rf}|/2$ est constant. La densité d'électrons quant à elle augmente avec le carré de la fréquence et donc plus la fréquence augmente et plus la puissance dissipée dans les ions et les électrons augmente.

Dans le cas $R_m = f(\sqrt{\omega})$, nous observons de la même façon une augmentation de la puissance couplée aux ions et aux électrons, par contre, la majeure partie de la puissance est dissipée dans les éléments résistifs. Cela signifie qu'à haute fréquence, il faut fournir plusieurs kilowatts au système pour maintenir 200 volts aux bornes de la décharge ; d'où l'importance de concevoir un système qui minimise les pertes résistives.

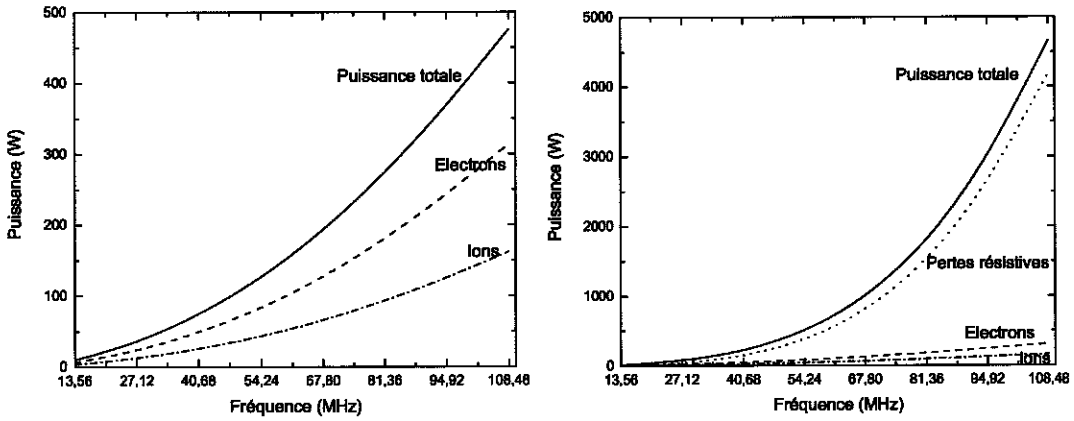

FIG. 2.12 – Puissances dissipées en fonction de la fréquence pour $V_{rf} = 200$ V, $R_m = 0$ et $R_m = f(\sqrt{\omega})$, 150 mTorr, gap 3 cm

Remarque

La résistance R_m est très difficile à évaluer. Pour faire les calculs, nous avons pris R_m=f($\sqrt{\omega}$) avec R_m=0.2 Ω à 40,68 MHz (valeur donnée par le constructeur de la boîte d'accord). Dans la pratique, nous n'utilisons pas la même boîte d'accord à toutes les fréquences. A haute fréquence en particulier nous avons supprimé toutes les inductances et donc minimisé la résistance. Ainsi, même si les pertes résistives sont importantes dans la réalité, celles que nous calculons ici sont sans doute surestimées. Nous verrons précisément ce qu'il en est lors des expériences.

Remarque : Allumage / extinction du plasma

Expérimentalement, nous avons fait le constat suivant : considérons que le plasma est allumé et que nous avons réglé les paramètres de la boîte d'accord tel que le système est accordé. Notons P_{in} la puissance totale fournie au système. On éteint la décharge en coupant l'alimentation en puissance. Le circuit électrique équivalent à un système plasma éteint est celui de la figure 2.8 dans lequel l'impédance Z_d est remplacée par un circuit ouvert. On conserve les paramètres de la boîte d'accord et on alimente de nouveau le système en puissance. La décharge ne se réallume pas. Il faut modifier l'accord. Le modèle peut-il nous aider à comprendre ce qui se passe ?

La puissance P_{in} délivrée est inchangée, par contre, le système n'est plus accordé donc une partie de la puissance est réfléchie. Notons Γ le coefficient de réflexion. Γ est tel que :

$$\Gamma = \frac{Z_{eq} - 50}{Z_{eq} + 50} \tag{2.48}$$

avec Z_{eq} l'impédance équivalente à l'association de la boîte d'accord et du réacteur sous vide. Le rapport puissance réfléchie sur puissance incidente est donné par :

$$\frac{P_{ref}}{P_{in}} = |\Gamma|^2 \tag{2.49}$$

Ainsi, la puissance réellement dissipée dans le circuit est :

$$P_{diss} = P_{in} - P_{ref} \tag{2.50}$$

Connaissant la puissance incidente ainsi que toutes les impédances du système, nous pouvons calculer la puissance réellement dissipée dans le circuit et en déduire la différence de potentiel V_{rf} entre les électrodes. Le tableau 2.3 donne les valeurs de V_{rf} calculées plasma allumé (circuit accordé) puis plasma éteint (sans modification de la boîte d'accord) pour une puissance totale constante.

Fréquence (MHz)	V_{rf} (V) Plasma ON	V_{rf} (V) Plasma OFF
13.56 MHz	669	39.1
40.68 MHz	126	27.7
81.36 MHz	29	9.6

TAB. 2.3 – Différence de potentiel entre les électrodes, plasma allumé puis éteint, pour la même configuration de boîte d'accord, pour une puissance incidente de 100 W (150 mTorr, gap 3 cm, électrodes 40×40 cm, $R_m = f(\sqrt{(\omega)})$)

Ces trois exemples montrent que, dans la majorité des cas, la valeur de V_{rf} lorsque le plasma est éteint n'est pas suffisante pour réallumer la décharge. Le système étant désaccordé, la puissance est en très grande partie réfléchie. Il faut modifier les paramètres de la boîte d'accord jusqu'à ce que la tension V_{rf} soit supérieure à la tension de claquage pour initier la décharge, puis refaire l'accord.

Chapitre 3

Effets électromagnétiques et uniformité de la décharge

Nous allons montrer dans ce chapitre que lorsque la fréquence d'excitation et la taille du réacteur augmentent, le champ électrique et donc le dépôt de puissance dans la décharge ne sont plus uniformes (en x ou en r). En effet, lorsque la longueur d'onde d'excitation devient comparable à la taille du réacteur et/ou la profondeur de peau dans le plasma petite devant la distance inter-électrodes, une description électrostatique de la décharge n'est plus suffisante et des effets électromagnétiques, induisant des non-uniformités, doivent être pris en compte.

Nous allons dans un premier temps nous intéresser au calcul du champ électrique entre les deux électrodes d'un condensateur sous vide reliées aux deux bornes d'un générateur haute fréquence. Ce calcul nous permettra de mettre en évidence l'existence d'une non-uniformité appelée effet d'onde stationnaire. Nous décrirons ensuite le modèle électromagnétique développé par Lieberman *et al.* [12] qui résoud l'ensemble des équations de Maxwell dans le cas d'une décharge capacitive dont la densité électronique est uniforme. Ce modèle prédit trois causes de non-uniformité :

- L'effet d'onde stationnaire
- L'effet de peau
- Les effets de bord

La description électromagnétique n'est pas auto-cohérente dans la mesure où le champ électrique est calculé indépendamment de la densité électronique. Nous verrons que, dans le cas où l'effet de peau est négligeable (à faible densité électronique), il est plus pertinent de décrire la décharge par une ligne de transmission couplée au modèle global pour une tranche de plasma (le modèle global est décrit en détails dans le chapitre précédent). Cela nous permettra de calculer de manière auto-cohérente l'effet d'onde stationnaire non linéaire.

3.1 Cas du condensateur haute fréquence sous vide

Le calcul présenté ici provient intégralement de Feynman [22]. Nous le reproduisons ici car il constitue une base indispensable à la compréhension de cette thèse.

Considérons un condensateur sous vide constitué de deux électrodes circulaires parallèles, de rayon R, distantes de l (cf. fig. 3.1). Les armatures du condensateur sont reliées en leur centre aux deux bornes d'un générateur. Dans le cas où celui-ci délivre une tension continue, l'une des électrodes se charge positivement tandis que l'autre se charge négativement et il en résulte l'apparition d'un champ électrique statique $\vec{E}$ entre les électrodes.

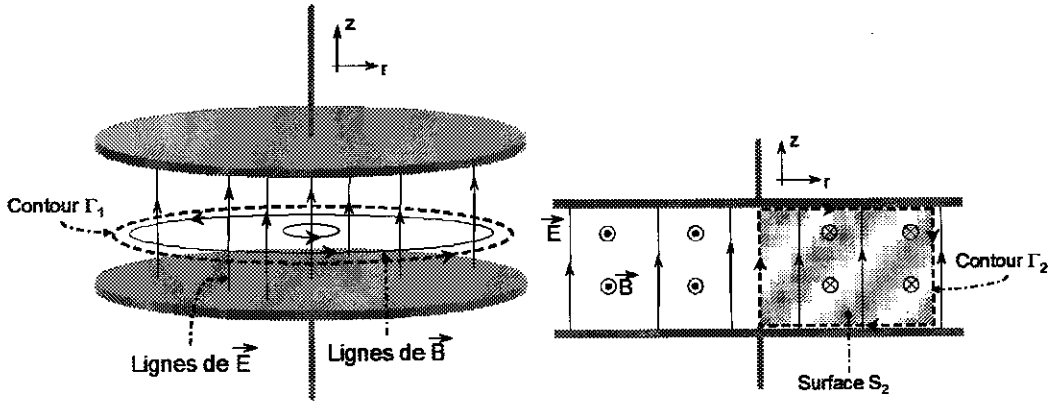

FIG. 3.1 – Champs électrique et magnétique entre les électrodes d'un condensateur

Supposons que le générateur de tension continue soit remplacé par un générateur très basse fréquence. Le champ électrique entre les électrodes oscille alors avec la tension appliquée, sa direction s'inversant à chaque alternance. Si l'on néglige les effets de bord, le champ électrique entre les électrodes est uniforme à chaque instant. L'amplitude du champ $\vec{E}$ peut s'exprimer comme suit :

$$E = E_0 e^{i\omega t} \tag{3.1}$$

avec E_0 une constante et ω la fréquence d'excitation.

Que se passe-t-il lorsque nous augmentons la fréquence d'excitation ? Le champ électrique entre les électrodes ne peut plus être uniforme comme nous l'avons supposé au départ. En effet, le courant de conduction circulant entre les deux plaques étant nul, nous pouvons écrire l'équation de Maxwell suivante :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{3.2}$$

Cette équation montre que le champ électrique oscillant entre les deux électrodes

provoque l'apparition d'un champ magnétique $\vec{B}$ azimutal non nul. Afin de déterminer l'amplitude de $\vec{B}$ considérons le contour Γ_1 représenté sur la figure 3.1. Γ_1 enserre la surface S_1 telle que $S_1 = \pi r^2$. dS étant un petit élément de surface et dl un petit élément de longueur, le théorème de Stokes permet d'écrire :

$$\int\int_{S_1} \vec{\nabla} \times \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_{\Gamma_1} \vec{B} \cdot d\vec{l} \tag{3.3}$$

En remplaçant dans cette équation $\vec{\nabla} \times \vec{B}$ par son expression donnée par l'équation (3.2) et en écrivant $\mu_0 \varepsilon_0 = c^{-2}$, nous obtenons :

$$c^2 \int_{\Gamma_1} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \frac{\partial}{\partial t} \int\int_{S_1} \vec{E} \cdot d\vec{S} \tag{3.4}$$

Sachant que Γ_1 est un cercle de rayon r, que $\vec{B}$ est tangent à Γ_1 en tout point et que $\vec{E}$ est perpendiculaire en tout point à la surface S_1, nous en déduisons l'amplitude de $\vec{B}$:

$$c^2 B 2\pi r = \frac{\partial}{\partial t} E \pi r^2 \tag{3.5}$$

En remplaçant E par son expression donnée par 3.1, nous obtenons :

$$B(r) = \frac{i\omega r}{2c^2} E_0 e^{i\omega t} \tag{3.6}$$

Autrement dit, le champ $\vec{B}$ oscille à la fréquence ω et son amplitude est proportionnelle à r.

Lorsque la fréquence d'excitation augmente, le champ $\vec{B}$ s'intensifie (B est proportionnel à ω) et induit à son tour un champ $\vec{E}$ qui ne peut plus être constant à toute distance r de l'axe du réacteur. Afin de déterminer l'amplitude du champ électrique total, procédons par corrections successives du champ électrique de départ.

Notons $E_1 = E_0 e^{i\omega t}$ l'amplitude du champ électrique initial basse fréquence et augmentons la fréquence d'excitation. Le champ électrique total s'écrit alors :

$$\vec{E} = \vec{E_1} + \vec{E_2} \tag{3.7}$$

avec $\vec{E_2}$ la correction induite par le champ $\vec{B}$ oscillant. Quelle que soit la fréquence, $E_2 = 0$ à $r = 0$ c'est-à-dire sur l'axe du condensateur. Nous pouvons écrire, sur le contour Γ_2, tel que Γ_2 est dans un plan perpendiculaire à la surface des électrodes, (c.f. fig 3.1) :

$$\int_{\Gamma_2} \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int\int_{S_2} \vec{B} \cdot d\vec{S} \tag{3.8}$$

L'intégrale de $\vec{E_1}$ sur le contour Γ_2 est nulle donc :

$$\int_{\Gamma_2} \vec{E} \cdot \vec{dl} = \int_{\Gamma_2} \vec{E_2} \cdot \vec{dl} = -E_2(r)l \tag{3.9}$$

avec l la distance entre les électrodes et $\vec{E}$ compté positivement lorsqu'il est dirigé vers le haut. D'autre part,

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int \int_{S_2} \vec{B} \cdot \vec{dS} = -\frac{\partial}{\partial t} \int B(r) l dr \tag{3.10}$$

d'où

$$E_2(r) = \frac{\partial}{\partial t} \int B(r) dr \tag{3.11}$$

Notons que l'amplitude du champ $\vec{E_2}$ ne dépend pas de la distance entre les électrodes. D'après l'équation (3.6), nous avons :

$$E_2(r) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{i\omega r^2}{4c^2} E_0 i\omega e^{i\omega t} \right) \tag{3.12}$$

c'est-à-dire,

$$E_2(r) = -\frac{\omega^2 r^2}{4c^2} E_0 e^{i\omega t} \tag{3.13}$$

Ainsi, le champ induit s'oppose au champ électrique initial et le champ total s'écrit :

$$E(r) = E_1(r) + E_2(r) = \left(1 - \frac{1}{4} \frac{\omega^2 r^2}{c^2} \right) E_0 e^{i\omega t} \tag{3.14}$$

L'amplitude du champ électrique entre les électrodes n'est donc pas uniforme mais présente une courbure parabolique comme représenté sur la figure 3.2. Celle-ci est d'autant plus marquée que la fréquence est grande.

Le champ $\vec{B}$ que nous avons calculé n'est donc plus correct puisqu'il n'est pas induit par $\vec{E_1}$ comme nous l'avions supposé au départ mais par le champ total $\vec{E} = \vec{E_1} + \vec{E_2}$.

Notons $\vec{B_1}$ le champ induit par $\vec{E_1}$. $\vec{B_1}$ est tel que :

$$B_1 = \frac{i\omega r}{2c^2} E_0 e^{i\omega t} \tag{3.15}$$

En reprenant les démonstrations précédentes et en notant $\vec{B_2}$ le champ induit par $\vec{E_2}$, nous avons, sur le contour Γ_1 :

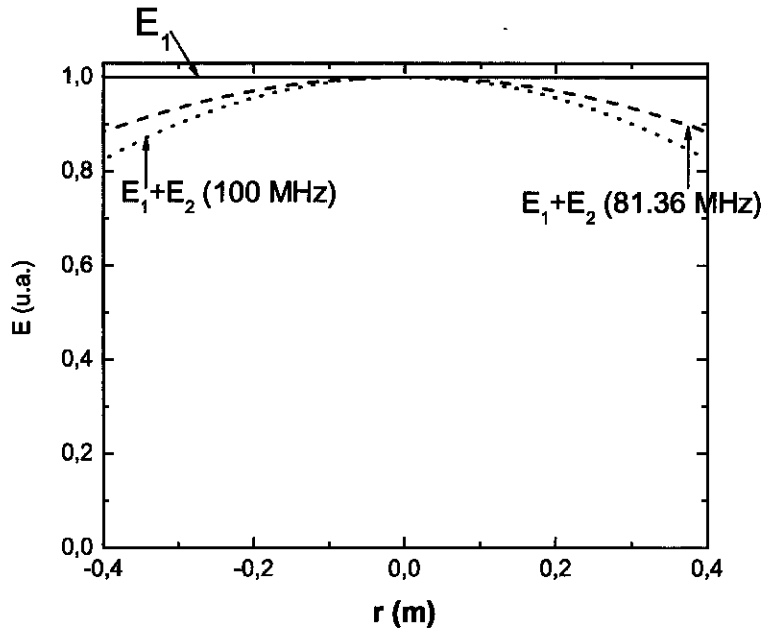

FIG. 3.2 – Amplitude du champ électrique entre les électrodes d'un condensateur à haute fréquence

$$c^2 B_2(r) 2\pi r = \frac{\partial}{\partial t} \int \int_{S_1} \vec{E_2} \cdot \vec{dS} = \frac{\partial}{\partial t} \int E_2(r) 2\pi r dr \tag{3.16}$$

En remplaçant E_2 par son expression donnée par (3.13), nous obtenons :

$$B_2(r) = -\frac{i\omega^3 r^3}{16c^4} E_0 e^{i\omega t} \tag{3.17}$$

Nous avons maintenant une nouvelle expression pour le champ magnétique et donc un nouveau champ électrique induit qu'il nous faut recalculer.

Notons $\vec{E_3}$ le champ électrique induit par $\vec{B_2}$. Comme précédemment, nous avons :

$$E_3(r) = \frac{\partial}{\partial t} \int B_2(r) dr \tag{3.18}$$

Nous en déduisons :

$$E_3(r) = \frac{\omega^4 r^4}{64c^4} E_0 e^{i\omega t} \tag{3.19}$$

Le champ électrique deux fois corrigé $\vec{E} = \vec{E_1} + \vec{E_2} + \vec{E_3}$ s'écrit alors :

$$E(r) = E_0 e^{i\omega t} \left(1 - \frac{1}{2^2} \left(\frac{\omega r}{c} \right)^2 + \frac{1}{2^2 4^2} \left(\frac{\omega r}{c} \right)^4 \right) \tag{3.20}$$

Le champ $\vec{E_3}$ va alors induire un champ $\vec{B_3}$ qui va lui-même entraîner la création d'un champ $\vec{E_4}$.... D'après (3.16), l'amplitude de $\vec{E_4}$ est donnée par :

$$E_4(r) = -\frac{1}{2^2 4^2 6^2}\left(\frac{\omega r}{c}\right)^6 E_0 e^{i\omega t} \tag{3.21}$$

Le champ électrique total est donc de la forme :

$$E(r) = E_0 e^{i\omega t}\left(1 - \frac{1}{(1!)^2}\left(\frac{\omega r}{2c}\right)^2 + \frac{1}{(2!)^2}\left(\frac{\omega r}{2c}\right)^4 - \frac{1}{(3!)^2}\left(\frac{\omega r}{2c}\right)^6\right) \tag{3.22}$$

ce qui est le développement de Taylor de la première fonction de Bessel J_0, telle que :

$$J_0(x) = 1 - \frac{1}{(1!)^2}\left(\frac{x}{2}\right)^2 + \frac{1}{(2!)^2}\left(\frac{x}{2}\right)^4 - \frac{1}{(3!)^2}\left(\frac{x}{2}\right)^6 + ... \tag{3.23}$$

L'amplitude du champ $\vec{E}$ s'exprime alors :

$$E(r) = E_0 e^{i\omega t} J_0\left(\frac{wr}{c}\right) \tag{3.24}$$

Notons que le champ électrique s'annule au premier zéro de la fonction de Bessel, lorsque $\omega r/c = 2.405$, c'est-à-dire à $r = 2.405c/\omega$ ou bien $r = \frac{2.405}{2\pi}\lambda_0$ avec $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$ la longueur d'onde d'excitation dans le vide.

Dans le cas de plaques parallèles infinies, l'expression de $\vec{E}$ est légèrement différente et nous avons :

$$E(x) = E_0 e^{i\omega t}\cos(k_0 x) \tag{3.25}$$

avec $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ le vecteur d'onde dans le vide.

Si les électrodes sont très longues et/ou la fréquence d'excitation très élevée, le champ électrique peut passer par plusieurs zéros et sa phase peut s'inverser entre le centre et le bord du réacteur. Cette non-uniformité du champ $\vec{E}$, appelée effet d'onde stationnaire ('standing wave effect') n'est pas gênante dans le cas des réacteurs de petite taille utilisés en microélectronique. Par contre, l'industrie des écrans plats tend à utiliser des substrats de plus en plus grand (jusqu'à 4 m^2) et cherche dans le même temps à augmenter la fréquence d'excitation afin d'obtenir des procédés plus rapides et mieux contrôlés. Dans quelle mesure l'effet d'onde stationnaire a-t-il une influence sur l'uniformité des procédés ?

Nous avons ici traité le cas d'un condensateur sous vide assimilable à un réacteur capacitif sous vide. Lorsque l'on excite une décharge entre les électrodes, la longueur

d'onde d'excitation est modifiée et, si la constante diélectrique reste celle du vide pour les gaines, il n'en est pas de même pour le plasma dont la constante diélectrique est différente de ε_0. Dans quelle mesure le champ électrique est-il modifié ? Peut-on, de la même façon que nous venons de le faire, calculer les non-uniformités du champ électrique dues à l'effet d'onde stationnaire ? Y-a-t-il d'autres sources de non-uniformités ? Le modèle électromagnétique développé dans la partie suivante apporte des réponses à ces questions.

3.2 Modèle électromagnétique

Remarque préliminaire

La publication détaillant le modèle électromagnétique est placée en annexe de ce manuscrit [12]. Nous ne reprendrons pas tous les calculs mais nous chercherons à comprendre la démarche globale du modèle et nous étudierons les informations qu'il fournit.

Principe du calcul

On considère une décharge capacitive excitée entre deux électrodes parallèles de rayon R et distantes de l. Les deux bornes d'un générateur radiofréquence sont reliées aux électrodes et on note V_{rf} la chute de potentiel appliquée au centre des plaques (cf. fig. 3.3). Le modèle considère la propagation d'ondes de surface depuis la périphérie du réacteur vers le centre ainsi que la propagation d'ondes évanescentes sur les bords. Le plasma, de permittivité complexe ε_{bulk}, est supposé uniforme et séparé des électrodes par deux gaines de charge d'espace de permittivité ε_0. L'ensemble des équations de Maxwell est résolu afin de calculer les composantes capacitive (E_z, perpendiculaire aux électrodes) et inductive (E_r, parallèle aux électrodes) du champ électrique régissant le dépôt de puissance dans le plasma. Le modèle prédit trois causes de non-uniformité :

- L'effet d'onde stationnaire (standing wave effet)
- L'effet de peau (skin effect)
- Les effets de bord (edge effects)

Ce modèle n'est pas auto-cohérent dans la mesure où il considère une densité électronique de départ n_{e_0} permettant de calculer les champs. En est déduite la nouvelle valeur de la densité. Le champ électrique n'est pas recalculé à partir de cette dernière valeur et le calcul s'arrête ici. D'autre part, la taille des gaines est elle aussi fixée de manière ad-hoc par l'utilisateur.

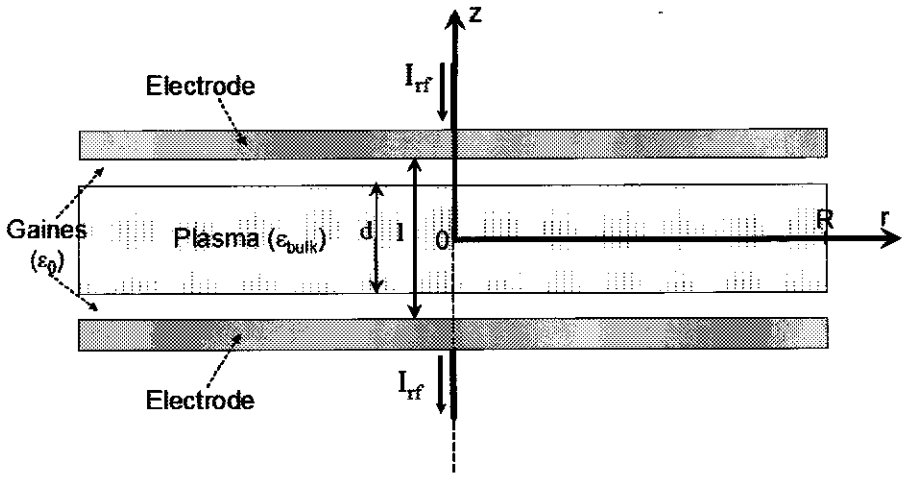

FIG. 3.3 – Schéma de la décharge - notations

Effet d'onde stationnaire

Considérons le champ E_z, dit capacitif, composante du champ électrique perpendiculaire aux électrodes, généré par la différence de potentiel appliquée entre les plaques. Nous avons vu au paragraphe précédent que, lorsque la fréquence d'excitation augmente, dans le cas d'un condensateur sous vide, autrement dit lorsque le plasma est éteint, l'amplitude du champ E_z n'est pas uniforme mais varie selon la distance à l'axe du réacteur selon la loi :

$$E_z(r) = E_0 e^{i\omega t} J_0\left(\frac{2\pi r}{\lambda_0}\right) \tag{3.26}$$

dans le cas d'électrodes circulaires, avec λ_0 la longueur d'onde dans le vide et J_0 la première fonction de Bessel. Dans le cas d'électrodes rectangulaires, nous avons :

$$E_z(x) = E_0 e^{i\omega t} \cos(k_0 x) \tag{3.27}$$

Notons que E_z ne dépend pas de la distance inter-électrodes. Ainsi, l'effet d'onde stationnaire conduit à un maximum de dépôt de puissance au centre de la décharge (là où E_z est maximum). Cet effet est d'autant plus prononcé que la fréquence d'excitation et la taille du réacteur augmentent.

En général, la longueur d'onde dans le vide, λ_0, est très grande devant la taille du réacteur et l'effet d'onde stationnaire est négligeable. En effet, rappelons que λ_0 est d'environ 22 mètres à 13.56 MHz et de 5 mètres à 60 MHz. Cependant, en présence d'un plasma, la longueur d'onde est plus courte et vaut :

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{\Delta}{s_m/2}\right)^{-1/2} \leq \lambda_0 \tag{3.28}$$

avec $\Delta = \min(d/2, \delta)$, d la taille du plasma, δ la profondeur de peau (c'est-à-dire la profondeur de pénétration de E_r dans le plasma) et s_m la taille maximale de l'expansion d'une gaine. Cette relation a été établie par Lieberman *et al* [12] dans le cas d'une décharge capacitive symétrique. Stevens *et al* [23] trouvent la même relation entre la longueur d'onde dans le vide et la longueur d'onde à l'interface plasma-surface dans le cas d'une décharge inductive ($n_e \approx 10^{11}$ à 10^{12} cm^{-3}).

En géométrie cylindrique, si R est le rayon des électrodes, le champ $\vec{E_z}$ s'annule à $r = R$ quand $J_0(2\pi R/\lambda) = 0$ c'est-à-dire $2\pi R/\lambda = 2.405$. Ainsi, un effet d'onde stationnaire significatif est attendu pour $\lambda \leq 2.6R$ ($\lambda \leq 4R$ en géométrie plane).

Fixons la fréquence d'excitation et augmentons la densité électronique.

A basse densité électronique, la profondeur de peau étant grande devant la taille du plasma, on a :

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{d}{s_m}\right)^{-1/2} \tag{3.29}$$

Lorsque la densité augmente, d/s_m diminue (cf. chapitre 2) et la longueur d'onde dans le plasma devient de plus en plus grande : l'effet d'onde stationnaire diminue.

Remarque

Si la densité augmente encore, il arrive un moment (typiquement pour $n_e > 10^{11}$ cm^{-3}) où la profondeur de peau devient petite devant la taille du plasma et alors :

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{\delta}{s_m/2}\right)^{-1/2} \tag{3.30}$$

La profondeur de peau diminuant de plus en plus à haute densité, $\delta/(s_m/2)$ tend vers zéro et λ tend alors de nouveau vers λ_0. Tout ce passe comme si le plasma était un conducteur parfait et le système est équivalent à l'association en série de deux condensateurs sous vide, le premier étant constitué de la première électrode et du plasma, le second du plasma et de la deuxième électrode.

L'effet de peau

Cet effet est significatif lorsque la profondeur de peau (i.e. la profondeur de pénétration de E_r dans le plasma), devient égale ou inférieure à l'épaisseur du plasma, c'est-à-dire à haute densité électronique. Pour comprendre cet effet, suivont le trajet du courant dans notre système, représenté sur la figure 3.4

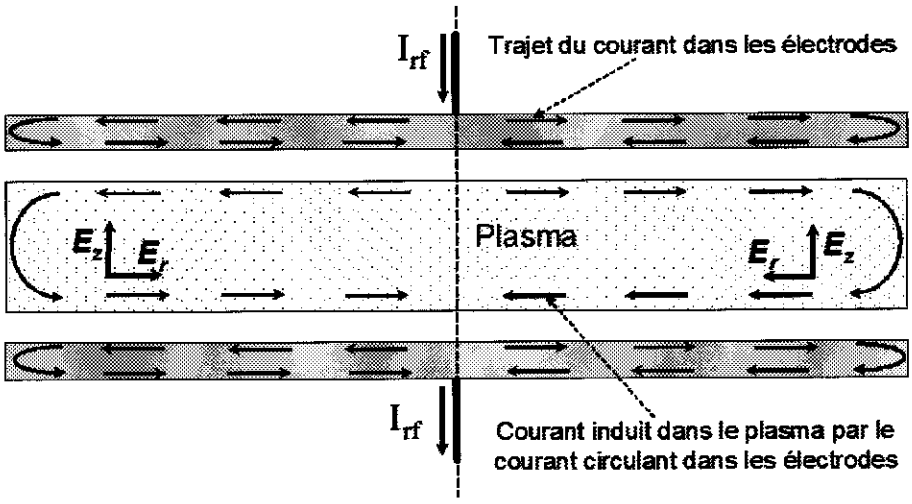

FIG. 3.4 – Trajet du courant dans les électrodes et représentation du courant induit dans le plasma à densité électronique élevée

A cause de l'effet de peau dans les conducteurs, plus la fréquence est élevée et plus les courants circulent sur l'extrême surface des électrodes. Les courants surfaciques sur la face des électrodes en regard avec le plasma vont induire dans celui-ci un courant de charges dirigé selon la direction radiale, et donc un champ électrique E_r dans cette même direction. Pour des raisons de symétrie, E_r est nécessairement nul sur l'axe du réacteur. Il est maximal sur les bords, de même que le dépôt de puissance qui en résulte.

Les effets de bord

Nous distinguons deux types d'effets de bord :

- Les effets électrostatiques
- Les effets électromagnétiques

Les effets électrostatiques existent dans toutes les décharges radiofréquence capacitives. Ils sont dus à la proximité de l'extrémité de l'électrode rf avec les surfaces à la masse (parois du réacteur ou contre-électrode par exemple). A cet endroit, le champ électrique est maximum. Il en est donc de même du dépôt de puissance.

Afin de comprendre l'effet de bord électromagnétique, intéressons-nous à ce qui se passe à la périphérie du réacteur. Le changement brutal de permittivité à $r = R$ donne naissance à un champ évanescent produisant un chauffage maximal sur le bord. La forme de ce champ dépend des conditions aux limites imposées au système. Dans notre cas, nous supposons que tout le courant passe par le plasma ce qui impose $E_r(r = R) = 0$ et $E_z(r = R) \neq 0$. Le champ E_z pénètre dans le plasma sur une profondeur d'évanescence dépendant de la longueur d'onde d'excitation et de la densité du plasma.

La figure 3.5 récapitule schématiquement les différentes causes de non-uniformité du champ électrique et leur évolution en fonction de la fréquence d'excitation.

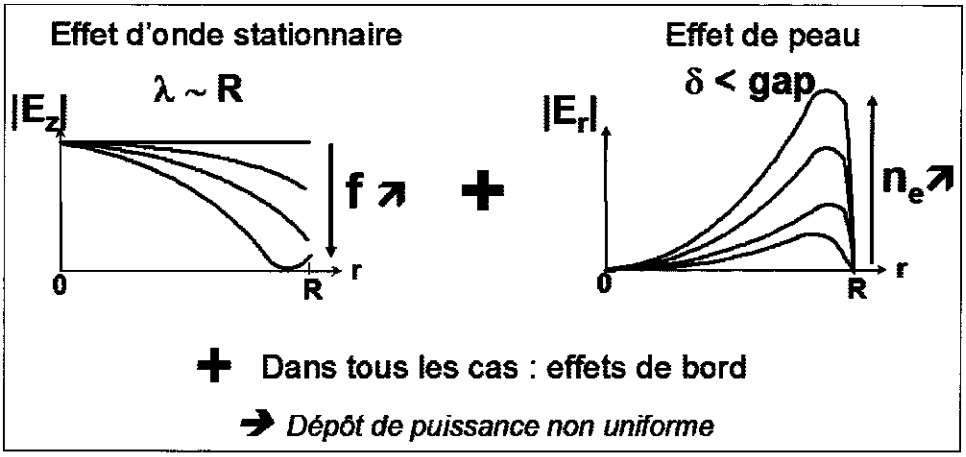

FIG. 3.5 – Les différentes causes de non-uniformité du dépôt de puissance radial

Effet d'onde stationnaire et effet de peau : quel est l'effet dominant ?

Nous définissons P_{cap}, P_{ind} et P_{tot} les puissances capacitive, inductive et totale telles que :

$$P_{cap}(r) = \int_0^{d/2} E_z^2(r,z)dz \tag{3.31}$$

$$P_{ind}(r) = \int_0^{d/2} E_r^2(r,z)dz \tag{3.32}$$

$$P_{tot} = P_{cap} + P_{ind} \tag{3.33}$$

La figure 3.6 représente ces grandeurs, calculées pour différentes conditions de décharges, la distance inter-électrodes étant dans tous les cas égale à 3 centimètres. Les calculs considèrent une décharge cylindrique de 50 centimètres de rayon. Prenons

des valeurs typiques pour d et s_m ($d = 2.2$ cm et $s_m = 0.8$ cm) et faisons varier n_e. Rappelons que ce modèle n'est pas auto-cohérent et que n_e est fixé indépendamment de d et s_m. Nous verrons dans le paragraphe suivant un modèle auto-cohérent basé sur un calcul de ligne de transmission. Cela nous permettra de discuter l'importance de calculer la 'vraie' densité correspondant à une taille de gaine donnée.

- Cas 1 : on considère une décharge basse densité ($n_e = 1 \times 10^9$ cm^{-3}) à la fréquence industrielle habituelle de 13.56 MHz.
- Cas 2 : densité intermédiaire ($n_e = 1 \times 10^{10}$ cm^{-3}) à 13.56 MHz.
- Cas 3 : 13.56 MHz, haute densité ($n_e = 1 \times 10^{11}$ cm^{-3}).
- Cas 4 : cas haute fréquence (81.36 MHz), basse densité ($n_e = 1 \times 10^9$ cm^{-3}).
- Cas 5 : cas haute fréquence (81.36 MHz), densité intermédiaire ($n_e = 2.3\times 10^{10}$ cm^{-3}).
- Cas 6 : 81.36 MHz, haute densité ($n_e = 1 \times 10^{11}$ cm^{-3}).

Nous tirons de ces courbes les conclusions suivantes :

- A basse densité électronique, le chauffage inductif est nul et toute la puissance est déposée dans le plasma par chauffage capacitif. A la fréquence industrielle de 13.56 MHz, l'effet d'onde stationnaire est négligeable, même dans le cas d'un réacteur grande surface. A 81.36 MHz par contre, il est très marqué. Remarquons que les réacteurs utilisés en micro-électronique ont pour le moment une surface trop petite pour que l'effet d'onde stationnaire soit un problème.
- A haute densité électronique ($n_e \geq 10^{10}$ cm^{-3}), le chauffage inductif prend le dessus sur le chauffage capacitif.
- Le chauffage inductif est maximum près du bord de la décharge, contrairement au chauffage capacitif, maximum au centre. Il existe une densité plasma intermédiaire telle que, pour une fréquence donnée, les deux effets se compensent donnant lieu à un chauffage total uniforme sur tout le volume du réacteur.
- Dans tous les cas, les effets de bord sont importants et produisent un chauffage maximal sur le bord de la décharge.

Le rapport dépôt de puissance inductive / dépôt de puissance capacitive est donné par :

$$\frac{P_{ind}}{P_{cap}} = \frac{d^2R^2}{24\delta^4} = \frac{1}{24}\left(\frac{dRe^2}{m_e\varepsilon_0c^2}\right)^2 n_e^2 \tag{3.34}$$

Conclusion

Ce modèle montre que l'utilisation de très hautes fréquences d'excitation dans des réacteurs grande surface conduit à des non-uniformités du champ électrique, et donc du dépôt de puissance, dans la décharge. C'est un modèle qui n'est pas auto-

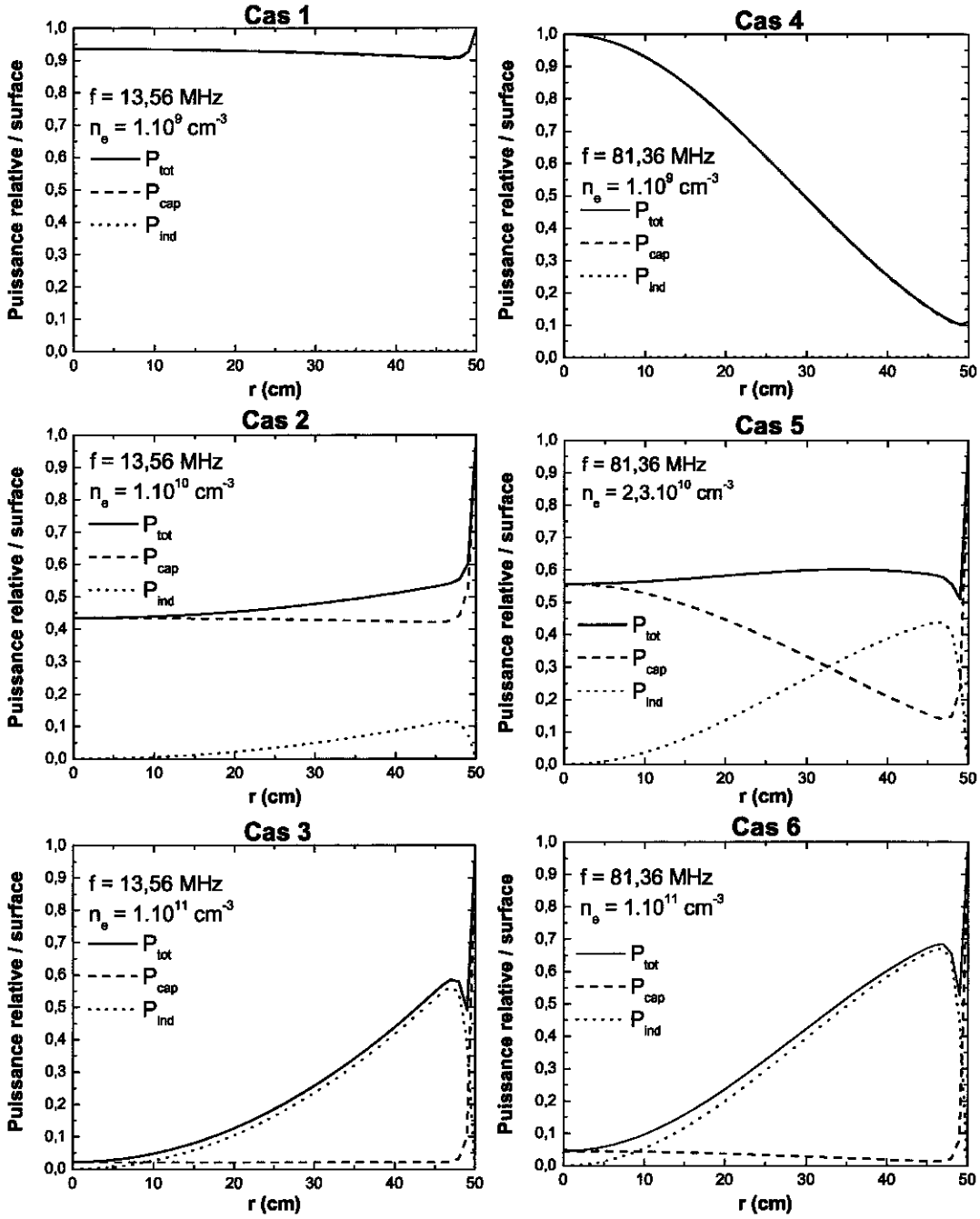

FIG. 3.6 – Profil du dépôt de puissance radial pour différentes conditions de décharge (décharge cylindrique, rayon 50 cm, gap 3 cm, 150 mTorr) $s_m = 8$ mm. $r = 0$ correspond au centre des électrodes.

cohérent, contrairement au modèle que nous allons étudier maintenant, basé sur un calcul de ligne de transmission non linéaire.

3.3 Modèle ligne de transmission

Pourquoi développer un autre modèle ?

Modèle électromagnétique et modèle ligne de transmission : quels points communs, quelles différences ?

Modèle électromagnétique	—	**Modèle ligne de transmission**
Non auto-cohérent	—	**Auto-cohérent**
Calcul basé sur la résolution des équations de Maxwell pour une densité plasma uniforme donnée et une taille de gaine donnée.	—	Le modèle global homogène ou le modèle global inhomogène sont appliqués à une tranche de plasma et couplés à un calcul de ligne de transmission.
Prédit trois causes de non-uniformité du dépôt de puissance : - L'effet d'onde stationnaire à haute fréquence. - L'effet de peau à haute densité électronique. - Les effets de bord.	—	Ne considère que l'aspect onde stationnaire, autrement dit, il n'y a pas de courant radial et donc pas d'effet de peau. Le modèle n'est donc pas valable à haute densité.
Pas de diffusion radiale des particules	—	Pas de diffusion radiale des particules
Relation entre λ et λ_0	—	Relation entre λ et λ_0 (calcul approché)
$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{d}{s_m}\right)^{-1/2} = \lambda_0 s_m^{1/2} l^{-1/2}$		$\lambda = \lambda_0 40 V_0^{1/10} l^{-1/2} f^{-2/5}$

A première vue, les relations entre λ et λ_0 données par les deux modèles semblent très différentes. Si l'on y regarde de plus près, nous voyons que nous avons la même dépendance en l. On passe d'une relation à l'autre en explicitant s_m en fonction de V_0, tension imposée au centre des électrodes (en $r = 0$), et de la fréquence d'excitation. Le modèle ligne de transmission fait apparaître la non linéarité de l'effet d'onde

stationnaire dans la mesure où λ dépend de la tension d'entrée V_0. Néanmoins, cette non linéarité est faible. Le modèle ligne de transmission présente l'avantage par rapport au modèle électromagnétique d'être auto-cohérent. L'inconvénient est qu'il ne prend pas en compte l'effet de peau ni les effets de bord. Avant de comparer les résultats donnés par ces deux modèles, voyons plus en détails le modèle ligne de transmission (cf. publication correspondante en annexe de ce rapport).

Cas du condensateur sous vide

Commençons, comme dans le cas du modèle électromagnétique, par un cas simple ; celui du condensateur sous vide. Considérons deux plaques rectangulaires parallèles de longueur $2x_0$, de largeur b, séparées par une distance l (le calcul est similaire dans le cas d'électrodes circulaires). Le plan vertical central (à $x = 0$) est un plan de symétrie et le calcul n'est donc fait que sur la moitié des électrodes. Toute tranche verticale de largeur dx de ce sytème est équivalente à la ligne de transmission représentée sur la figure 3.7.

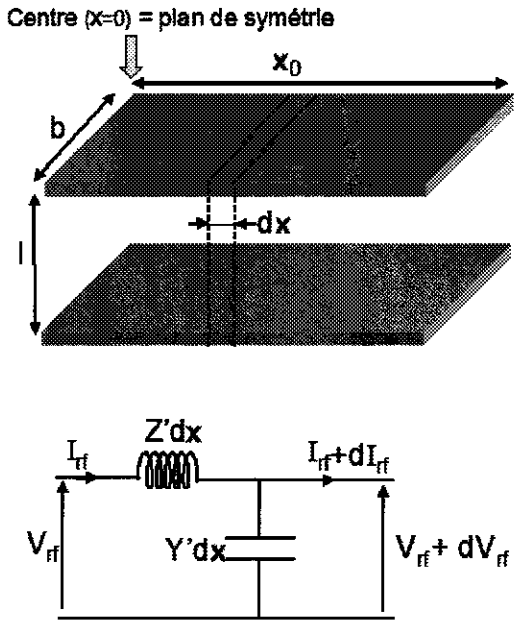

FIG. 3.7 – Schéma du condensateur sous vide et modèle ligne de transmission équivalent

I_{rf} est le courant qui circule dans les plaques. Pour des raisons de symétrie, il est nul à $x = 0$. Z' et Y' représentent respectivement l'inductance des plaques par unité de longueur et la capacité par unité de longueur équivalente aux deux électrodes en

regard. Ces deux grandeurs et leur produit s'expriment comme suit :

$$Z' = j\mu_0\omega\frac{l}{b} \tag{3.35}$$

$$Y' = j\varepsilon_0\omega\frac{b}{l} \tag{3.36}$$

et

$$Z'Y' = -\frac{\omega^2}{c^2} = -k_0^2 \tag{3.37}$$

avec $\varepsilon_0\mu_0 = c^{-2}$ et $k_0 = \omega/c$ le vecteur d'onde dans le vide.

V_{rf} est la tension entre les deux électrodes. On pose $V_{rf}(x = 0) = V_0$ et on cherche à calculer $V_{rf}(x)$. L'application de la loi d'Ohm aux éléments de la ligne de transmission permet d'écrire les deux équations reliant V_{rf} et I_{rf} :

$$\frac{dV_{rf}}{dx} = -Z'I_{rf} \tag{3.38}$$

$$\frac{dI_{rf}}{dx} = -Y'V_{rf} \tag{3.39}$$

Dans le cas d'une décharge excitée entre deux électrodes rectangulaires, b est une constante. Des équations (3.38) et (3.39) nous tirons la relation :

$$\frac{d^2V_{rf}}{dx^2} = -Z'\frac{dI_{rf}}{dx} = Z'Y'V_{rf} \tag{3.40}$$

d'où :

$$\frac{d^2V_{rf}}{dx^2} + k_0^2V_{rf} = 0 \tag{3.41}$$

En appliquant les conditions aux limites $V_{rf}(x = 0) = V_0$ et $I_{rf}(x = 0) = 0$, on trouve finalement :

$$V_{rf}(x) = V_0cos(k_0x) \tag{3.42}$$

Dans le cas d'une décharge excitée entre deux électrodes circulaires, $b = 2\pi r$. De la même façon que précédemment, nous tirons des équations (3.38) et (3.39) l'équation de Bessel suivante :

$$\frac{\partial^2V_{rf}}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial V_{rf}}{\partial r} + k_0^2V_{rf} = 0 \tag{3.43}$$

dont la solution est :

$$V_{rf}(r) = V_0 J_0(k_0 r) \tag{3.44}$$

avec J_0 la première fonction de Bessel.

La tension entre les électrodes n'est donc pas uniforme : c'est l'effet d'onde stationnaire, d'autant plus marqué que la fréquence d'excitation est élevée. L'approche ligne de transmission est tout à fait justifiée et nous retrouvons la relation calculée par le modèle électromagnétique dans le cas d'un condensateur sous vide (cf. paragraphe 1 de ce chapitre).

Que se passe-t-il lorsque l'on ajoute le plasma ?

Le principe du calcul reste le même mais devient beaucoup plus compliqué puisque Y' dépend maintenant des paramètres de la décharge. En effet, Y' est modélisée par l'association en série de capacités représentant les gaines et d'une inductance et d'une résistance modélisant le plasma (cf. figure 3.8). Ces différents éléments dépendent du courant rf qui traverse la décharge, de la densité plasma n_e et de la taille des gaines s_m.

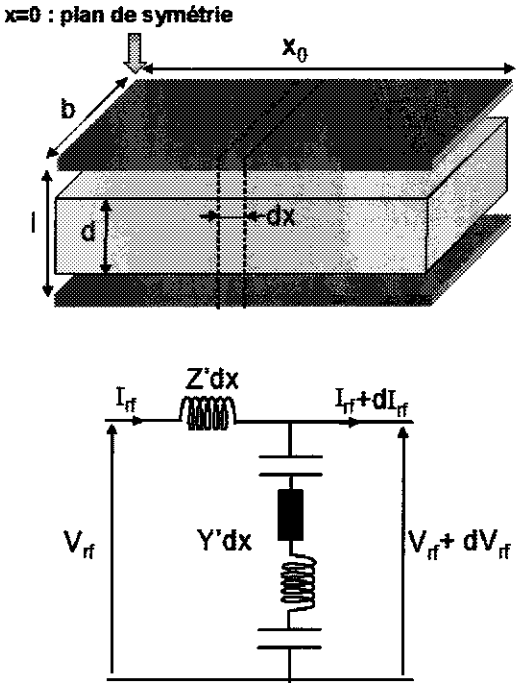

FIG. 3.8 – Schéma de la décharge capacitive et modèle ligne de transmission équivalent

Montrons qu'il est possible d'écrire Y' en fonction de V_{rf} uniquement. Les équations de la ligne de transmission à résoudre seront alors :

$$\frac{dV_{rf}}{dx} = -Z' I_{rf} \tag{3.45}$$

$$\frac{dI_{rf}}{dx} = -Y'(|V_{rf}|)V_{rf} \tag{3.46}$$

Nous avons vu au chapitre 1 deux modèles, homogène et inhomogène, permettant de décrire une décharge par son schéma électrique équivalent et nous avons détaillé les relations reliant entre eux les différents paramètres du plasma.

Quel que soit le modèle utilisé, notons $Z'_{bulk} = R'_{bulk} + jX'_{bulk}$ l'impédance par unité de longueur du plasma, X'_{sh} la réactance par unité de longueur d'une gaine et $R'_{stoc} + R'_{ohm,sh} + R'_{ion}$ sa résistance par unité de longueur (en général, cette dernière est négligeable par rapport à la réactance de la gaine), nous avons, par définition :

$$Z'_{bulk} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0}\frac{d}{b}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu_m)}\right)^{-1} \approx \frac{m_e}{e^2 n_e}\frac{d}{b}(\nu_m + j\omega) \tag{3.47}$$

et, pour une gaine :

$$X'_{sh} = -\frac{1}{\omega\varepsilon_0}\frac{s_m}{K_{cap}b} \tag{3.48}$$

avec K_{cap} une constante qui dépend du modèle utilisé. K_{cap} est égale à 1.23 dans le cas de gaines non collisionnelles et à 1.52 dans le cas de gaines collisionnelles pour le modèle inhomogène et $K_{cap} = 2$ pour le modèle homogène. Y' est tel que :

$$\frac{1}{Y'} = Z'_{bulk} + j2X'_{sh} + 2(R'_{stoc} + R'_{ohm,sh} + R'_{ion}) \tag{3.49}$$

Il nous faut maintenant exprimer n_e et s_m en fonction de V_{rf}. Continuons dans un premier temps ce calcul dans le cas du modèle homogène.

Expression de $Y'(|V_{rf}|)$ dans le cas du modèle homogène

Dans le cas du modèle homogène, ν_{iz} étant la fréquence d'ionisation, le bilan de particules s'écrit :

$$\nu_{iz} n_e (l - s_m) = 2 n_e u_B \tag{3.50}$$

d'où

$$s_m = l\left(1 - \frac{2u_B}{l\nu_{iz}}\right) \tag{3.51}$$

Notons que la taille de la gaine ne dépend pas de z.

L'expression de n_e est moins immédiate. L'équation de continuité du courant donne pour J_1, densité de courant rf qui traverse la décharge :

$$|J_1| = \frac{s_m e \omega n_e}{2} \tag{3.52}$$

D'autre part, V_1 étant la tension aux bornes d'une gaine, nous avons :

$$J_1 = \frac{V_1}{Z'_{sh} b} \approx K_{cap} j\omega\varepsilon_0 \frac{V_1}{s_m} \tag{3.53}$$

En éliminant J_1 dans ces deux dernières équations et en prenant $K_{cap} = 2$, nous obtenons :

$$n_e = \frac{4\varepsilon_0}{e s_m^2} |V_1| \tag{3.54}$$

D'autre part, V_{bulk} étant la tension aux bornes du plasma, nous avons :

$$J_1 = \frac{V_{bulk}}{Z'_{bulk} b} = \frac{e^2}{m_e(\nu_m + j\omega)} \frac{n_e V_{bulk}}{d} \tag{3.55}$$

En remplaçant dans cette équation n_e par son expression donnée par (3.54) et en égalisant (3.53) et (3.55), nous obtenons l'expression de V_p en fonction de V_1. Sachant que $V_{rf} = 2V_1 + V_p$, nous arrivons finalement à l'expression de V_1 en fonction de V_{rf} :

$$|V_{rf}|^2 = (2|V_1| - V_L)^2 + \frac{V_L^2 \nu_{eff}^2}{\omega^2} \tag{3.56}$$

avec

$$V_L = \frac{m_e \omega^2 d s_m}{2e} \tag{3.57}$$

et

$$\nu_{eff} = \nu_m + \frac{2\bar{v}_e}{d} \tag{3.58}$$

Notons que V_L est la tension aux bornes du plasma (bulk) dans le cas où $\nu_{eff} \ll \omega$.

La résolution de l'équation (3.56) pour $|V_1|$ et l'insertion de la solution dans l'équation (3.54) donne l'expression de n_e en fonction de $|V_{rf}|$:

$$n_e = \frac{2\varepsilon_0}{e s_m^2} \left[V_L + \left(|V_{rf}|^2 - \frac{\nu_{eff}}{\omega}^2 V_L^2 \right)^{1/2} \right] \tag{3.59}$$

Par substitution de (3.59) dans (3.47) et de (3.51) dans (3.48), nous obtenons de

façon explicite l'expression de Y' en fonction de V_{rf}. Nous pouvons alors résoudre numériquement les équations de la ligne de transmission et en déduire les expressions de $V_{rf}(x)$, $n_e(x)$ et $s_m(x)$. La figure 3.9 récapitule les différentes étapes du calcul.

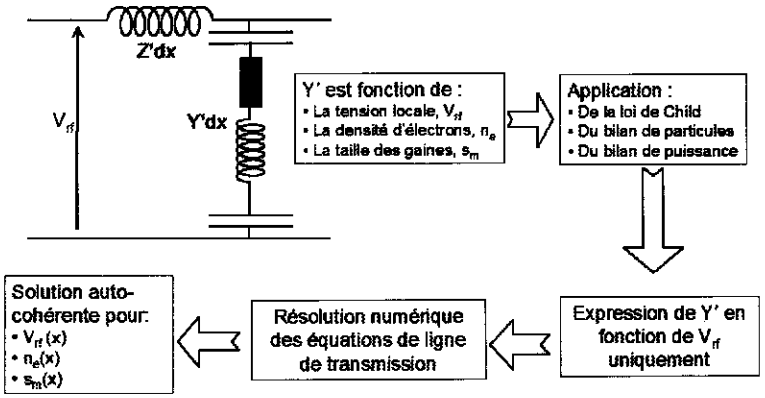

FIG. 3.9 – Modèle ligne de transmission : principe du calcul

L'expression de Y' est plutôt compliquée et nous pouvons examiner le cas limite où l'on suppose que la partie résistive est négligeable. Cela revient à considérer une ligne de transmission sans dissipation, c'est-à-dire $\nu_{eff} = 0$ et $R_{ion} = 0$ (cas basse pression). L'équation (3.59) devient simplement :

$$n_e = \frac{2\varepsilon_0}{es_m^2}\left(V_L + |V_{rf}|\right) \tag{3.60}$$

En substituant n_e par son expression donnée par (3.60) dans l'expression de Z'_{bulk} donnée par (3.47) et en utilisant (3.48) et (3.57), nous avons :

$$X'_{bulk} = -2X'_{sh}\left(1 + \frac{|V_{rf}|}{V_L}\right)^{-1} \tag{3.61}$$

D'où la nouvelle expression de Y' :

$$Y' = \frac{1}{j(2X'_{sh} + X'_{bulk})} = \frac{1}{2jX'_{sh}}\left(1 + \frac{V_L}{|V_{rf}|}\right) \tag{3.62}$$

En combinant cette équation avec les équations de ligne de transmission (3.38), (3.39) et (3.41), nous obtenons une équation différentielle du second ordre pour $|V_{rf}|$:

$$\frac{\partial^2 V_{rf}}{\partial x^2} + k^2 V_{rf} = -k^2 V_L \frac{V_{rf}}{|V_{rf}|} \tag{3.63}$$

k est le vecteur d'onde que l'on trouve lorsque la tension aux bornes du plasma

est négligeable devant la tension aux bornes des gaines ; autrement dit lorsque le membre de droite de l'équation (3.63) est pris égal à zéro.

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\frac{l}{s_m} = k_0^2\frac{l}{s_m} \tag{3.64}$$

Nous remarquons que nous trouvons le même vecteur d'onde qu'avec le modèle électromagnétique. Cela n'est guère surprenant dans la mesure où, comme dans le cas du modèle électromagnétique, le modèle homogène donne une taille de gaine constante, indépendante de V_{rf}.

Il est possible de trouver la solution analytique générale de l'équation (3.63) (sans annuler le membre de droite). La tension V_{rf} peut en particulier être choisie réelle et la solution pour $V_{rf} > 0$ est :

$$V_{rf} = (V_0 + V_L)\cos(kx) - V_L \tag{3.65}$$

La longueur d'onde λ est alors déterminée à partir des conditions aux limites $V_{rf}(0) = V_0$ et $V_{rf}(\lambda/4) = 0$. On trouve :

$$q(V_0) = \frac{2\pi}{\lambda}(V_0) \approx k\left(1 + \frac{2}{\pi}\frac{V_L}{V_0}\right) \tag{3.66}$$

De même que dans le cas d'un oscillateur non linéaire, la longueur d'onde dépend de l'amplitude initiale. Autrement dit, l'effet d'onde stationnaire n'est pas linéaire. Néanmoins, cet effet est assez petit.

Pour finir, notons que la solution générale de (3.63) ($V_{rf} \geq 0$ et $V_{rf} \leq 0$) s'exprime sous la forme d'une série de Fourier :

$$V_{rf}(x) = \frac{4V_L}{\pi}\sum_{n=1}^{+\infty}\frac{\sin\frac{n\pi}{2}}{n\left((nq/k)^2 - 1\right)}\cos(nqx) \tag{3.67}$$

Cette équation montre que la non linéarité génère des harmoniques de l'effet d'onde stationnaire.

Calcul de $Y'(|V_{rf}|)$ dans le cas du modèle inhomogène

Le modèle inhomogène a été décrit en détails dans le chapitre 2. Rappelons les deux améliorations majeures par rapport au modèle homogène :

- Il existe un gradient de densité entre le centre du plasma et la lisière de gaine.
- La densité d'ions dans la gaine est inhomogène.

Ce modèle, plus compliqué que le modèle homogène, ne permet pas de donner une forme explicite de $Y'(|V_{rf}|)$. En pratique, le calcul est effectué en plusieurs étapes

à partir d'un vecteur de valeurs de s_m pour lequel sont calculés tous les autres paramètres de la décharge (cf. chapitre 2).

La figure 3.10 représente les profils radiaux de tension et de densité calculés par ce modèle à 150 mTorr, 81.36 MHz, pour une tension appliquée au centre V_0 de 200 volts et un espace inter-électrodes de 3 cm. Ces courbes montrent clairement une non-uniformité de la tension rf à haute fréquence. C'est l'effet d'onde stationnaire. Nous voyons d'autre part que, contrairement au modèle électromagnétique, la taille des gaine varie de façon significative le long du rayon du réacteur. En effet, s_m est, dans ce modèle, fonction de V_{rf} et la non-linéarité de l'effet d'onde stationnaire est prise en compte.

Malheureusement, ce modèle ne permet pas de donner l'expression analytique explicite de la longueur d'onde λ. Mentionnons cependant que, dans le cas d'une ligne de transmission non dissipative, il est possible de calculer une expression analytique approchée de λ en fonction des paramètres de contrôle, en exprimant les équations de ligne de transmission sous forme Hamiltonienne. On obtient (voir détails en annexe) :

$$\lambda = \lambda_0 40 V_0^{0.1} l^{-1/2} f^{-2.5} \tag{3.68}$$

Les figures 3.11 et 3.12 représentent la valeur de la longueur d'onde dans le plasma, λ, divisée par la longueur d'onde dans le vide, λ_0, en fonction de V_0 puis de la fréquence d'excitation. La longueur d'onde λ est calculée par les modèles homogène, inhomogène sans pertes dissipatives et inhomogène. L'effet d'onde stationnaire est d'autant plus marqué que λ est petit devant λ_0. Les trois modèles prédisent les mêmes variations de λ/λ_0 mais les valeurs absolues données par le modèle homogène sont plus petites, à cause sans doute de la représentation très simplifiée des gaines. Notons que la ligne non dissipative est une bonne approximation du modèle inhomogène dans cette gamme de pressions et de tensions. Il est important de remarquer que la non linérarité en V_0 est très faible alors que les variations de λ avec la fréquence sont fortes (forte diminution de la taille des gaines). Ainsi, même si expérimentalement nous n'avons pas accès à la mesure de V_0, nous pouvons comparer, pour une fréquence et une pression données, les mesures expérimentales de l'effet d'onde stationnaire avec les courbes calculées par le modèle ligne de transmission.

Comparaison des modèles électromagnétique et ligne de transmission

Pour conclure ce chapitre, il nous reste à comparer les résultats donnés par les modèles électromagnétique et ligne de transmission. Le lecteur attentif s'étonnera sans doute de l'apparent désaccord entre les figures 3.6 (modèle électromagnétique

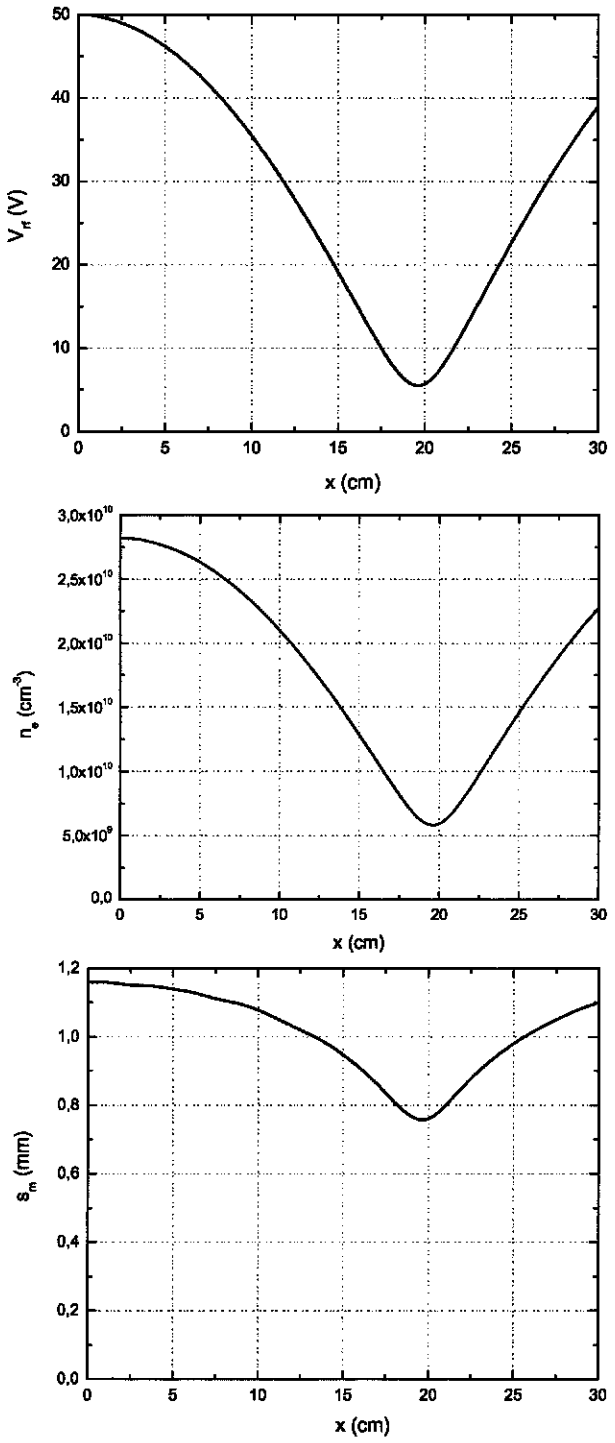

FIG. 3.10 – Profils radiaux de potentiel, de densité et de taille de gaine calculés par le modèle ligne de transmission (150 mTorr, V_0 = 200V, gap 3 cm, 81.36 MHz)

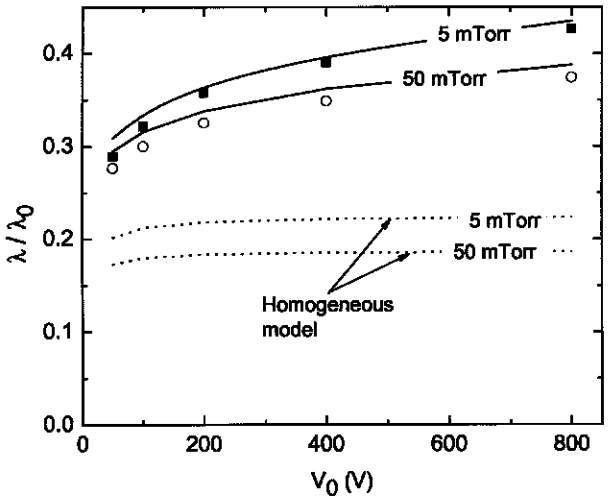

FIG. 3.11 – Représentation de λ/λ_0 en fonction de V_0 dans le cas d'une décharge capacitive symétrique excitée dans l'argon à 27.12 MHz. Gap = 5 cm, p = 5 mTorr et 50 mTorr. Les lignes pointillées correspondent au modèle homogène, les lignes pleines au cas sans dissipation (équation (3.68)) et les symboles à la résolution numérique du modèle inhomogène

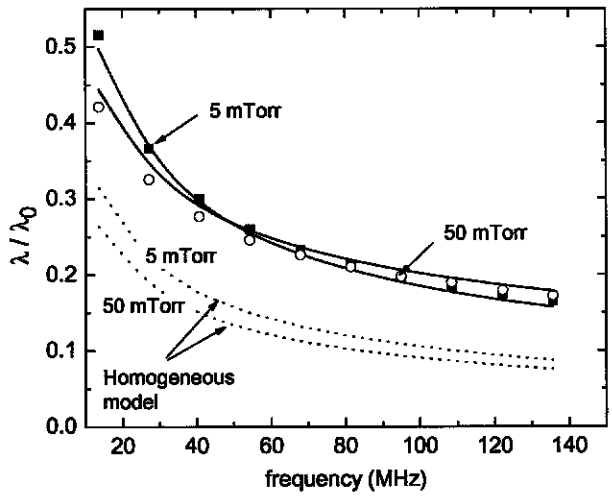

FIG. 3.12 – Représentation de λ/λ_0 en fonction de la fréquence d'excitation dans le cas d'une décharge capacitive symétrique excitée dans l'argon avec V_0 = 200 V. Gap = 5 cm, p = 5 mTorr et 50 mTorr. Les lignes pointillées correspondent au modèle homogène, les lignes pleines au cas sans dissipation (équation (3.68)) et les symboles à la résolution numérique du modèle inhomogène

dans une décharge cylindrique) et 3.10 (modèle ligne de transmission, plaques parallèles infinies). Y-a-t-il un réel désaccord ?

- Le modèle électromagnétique prédit 3 causes de non uniformité :
  - L'effet d'onde stationnaire donnant des profils de tension et de densité présentant un maximum au centre à haute fréquence (figure 3.6, cas 4).
  - L'effet de peau donnant des profils maximums sur les bords à haute densité électronique (figure 3.6, cas 3 et 6).
  - Dans tous les cas, des profils maximums sur les côtés à cause des effets de bord.
  - Les effets peuvent se compenser et il en résulte des profils uniformes (figure 3.6, cas 2 et 5).
- Le modèle ligne de transmission quant à lui ne s'intéresse qu'au calcul de l'effet d'onde stationnaire et ne tient compte ni de l'effet de peau ni des effets de bord. Ainsi, il ne sera valable qu'à basse densité ($n_e \leq 1 \times 10^{11}$ cm^{-3}) et donnera toujours des profils maximums au centre. Autrement dit, en aucun cas le modèle ligne de transmission ne calculera des profils comme ceux représentés sur la figure 3.6, cas 2 à 6.
- Pour une même fréquence d'excitation, les deux modèles ne calculent pas le même effet d'onde stationnaire. Comme nous l'avons déjà vu, le modèle électromagnétique n'est pas auto-cohérent et n_e et s_m sont fixés de manière indépendante. Or l'importance de l'effet d'onde stationnaire (ie. le facteur λ/λ_0) dépend fortement de la taille des gaines. L'intérêt du modèle électromagnétique est qu'il permet de mettre en évidence de façon qualitative toutes les causes de non-uniformité du dépôt de puissance dans une décharge capacitive grande surface. Par contre, il n'est pas quantitativement fiable car il n'est pas auto-cohérent. En particulier, l'importance de l'effet d'onde stationnaire dépend fortement de la taille de gaine choisie et les expériences montrent (cf. chapitre 5) que l'effet de peau est surestimé dans le modèle.
- Fixons à 200 volts la tension inter-électrodes au centre du réacteur. la tableau 3.2 donne les valeurs de la densité électronique et de la taille des gaines calculées par le modèle ligne de transmission pour différentes fréquences d'excitation, ainsi que la distance x par rapport au centre de la décharge à laquelle V_{rf} s'annule à cause de l'effet d'onde stationnaire. x diminue avec la fréquence d'excitation, autrement dit, comme nous l'avons déjà vu, l'effet d'onde stationnaire est plus marqué à haute fréquence. Les valeurs de n_{e0} et de s_m calculées de façon auto-cohérente par le modèle ligne de transmission sont utilisées comme paramètres d'entrée du modèle électromagnétique. Dans ce cas, l'effet d'onde

Fréquence	n_{e0} (cm^{-3})	s_m (mm)	Modèle ligne de transmission	Modèle électromagnétique
13.56 MHz	3.43×10^{9}	5.7	x = 2.74 m	x = 2.6 m
40.68 MHz	2.67×10^{10}	2.6	x = 0.61 m	x = 0.60 m
81.36 MHz	1.02×10^{11}	1.5	x = 0.23 m	x = 0.24 m

TAB. 3.2 – Position de la première annulation de V_{rf}. Comparaison des modèles électromagnétique et ligne de transmission (150 mTorr, gap 3 cm, V_0 = 200 V)

stationnaire calculé par les deux modèles est identique. Ce bon accord entre les deux modèles montre d'une part l'intérêt d'avoir un modèle auto-cohérent et d'autre part que la non linéarité de l'effet d'onde stationnaire, calculée par le modèle ligne de transmission, est très faible.

Il nous reste maintenant à mettre en évidence expérimentalement les non-uniformités prédites par ces modèles.

Chapitre 4

Description de l'expérience

Cette thèse a été réalisée en collaboration avec Unaxis *Displays*, fabricant de réacteurs capacitifs grande surface pour l'industrie des écrans plats et pour des applications photovoltaïques. Dans les chapitres précédents, nous avons détaillé des modèles permettant de comprendre le comportement à haute fréquence des décharges excitées dans ce type de réacteurs. Nous nous intéressons maintenant à la mise en évidence expérimentale des phénomènes de non-uniformité prédits par la théorie. Après une brève présentation de la version industrielle du réacteur, ce chapitre détaille le système expérimental mis en place au laboratoire, en insistant sur les deux diagnostics électriques permettant de mesurer l'uniformité du flux d'ions et de l'énergie des ions dans la décharge.

4.1 La version industrielle du réacteur

4.1.1 Quelques chiffres

Les réacteurs développés par Unaxis sont en évolution constante. La figure 4.1 présente les différentes générations de réacteurs (une génération $\equiv$ une taille de substrat) et donne leur date prévue de mise en production.

La durée de vie d'une génération est courte et le développement de la génération suivante commence plusieurs années avant sa mise sur le marché. Pour la première fois en 2003, Unaxis a présenté un substrat de génération 7 (1850 mm $\times$ 2100 mm) recouvert d'un dépôt de silicium amorphe de 2000 Å d'épaisseur (cf. photo 4.2). L'augmentation de la taille des substrats permet de diminuer les coûts de production mais nous avons vu que cela posait des problèmes d'uniformité de la décharge. Un autre problème est l'installation et la maintenance de ces réacteurs, de plus en plus encombrants (cf. photo 4.3).

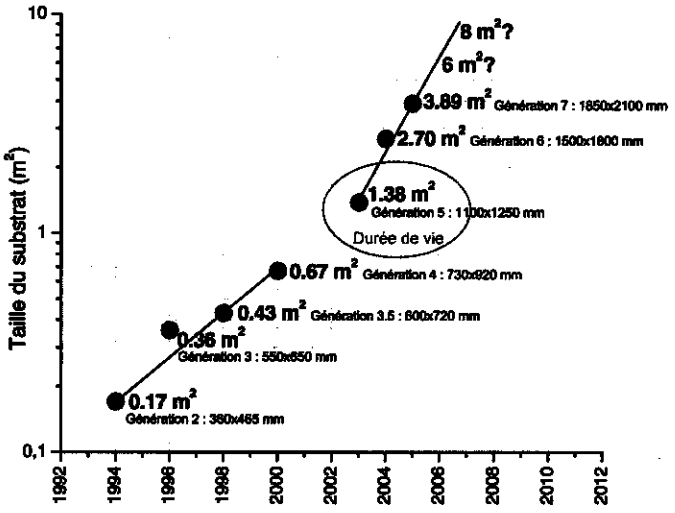

FIG. 4.1 – Evolution de la taille des substrats utilisés dans l'industrie des écrans plats (source : Unaxis). Date de mise en production

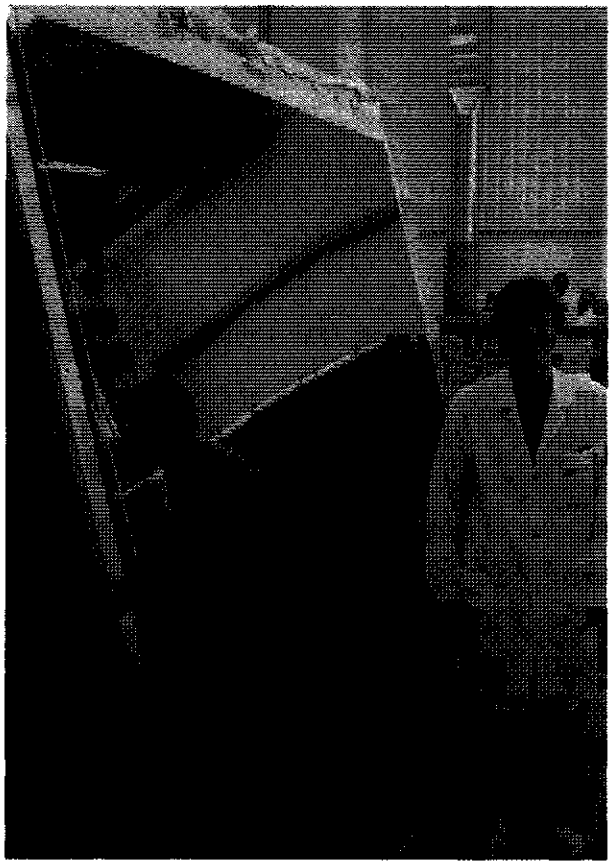

FIG. 4.2 – Dépôt de silicium amorphe sur un substrat de génération 7 (source : Unaxis)

FIG. 4.3 – Réacteur génération 7 (substrats 1850×2100 mm), chambre de procédé et sas de chargement (source : Unaxis)

Ces réacteurs sont principalement utilisés pour le dépôt de films de silicium amorphe ou microcristallin, dopé ou intrinsèque, de nitrure et d'oxyde de silicium. Les couches sont déposées à quelques Å par seconde avec des variations d'épaisseur typiquement inférieures à 8%.

4.1.2 Des réacteurs en parallèle pour une augmentation des performances

La figure 4.4 représente schématiquement un système industriel. Chaque chambre de procédé contient 10 réacteurs identiques fonctionnant en parallèle, les substrats étant automatiquement mis en place à partir d'un sas de chargement via une chambre de transfert. Cette configuration permet un gain notable de productivité.

4.1.3 Principe de la boîte à plasma (Plasma Box^{TM})

Un réacteur capacitif est généralement constitué de deux électrodes parallèles métalliques placées dans une enceinte sous vide. Dans cette configuration, le gaz occupe tout le volume du réacteur et peut donc être contaminé par des impuretés provenant des parois. La boîte à plasma s'affranchit de ce problème puisque le réacteur est constitué d'une boîte étanche insérée dans une enceinte sous vide (cf. fig 4.5). L'enceinte possède son propre groupe de pompage afin de maintenir un vide poussé et d'éviter toute contamination du réacteur. D'autre part, les parois du réacteur peuvent être chauffées uniformément jusqu'à 280°C. Cela permet d'accélérer le dégazage des parois et donc d'enchainer des procédés utilisant des gaz différents en evitant les problèmes de contamination.

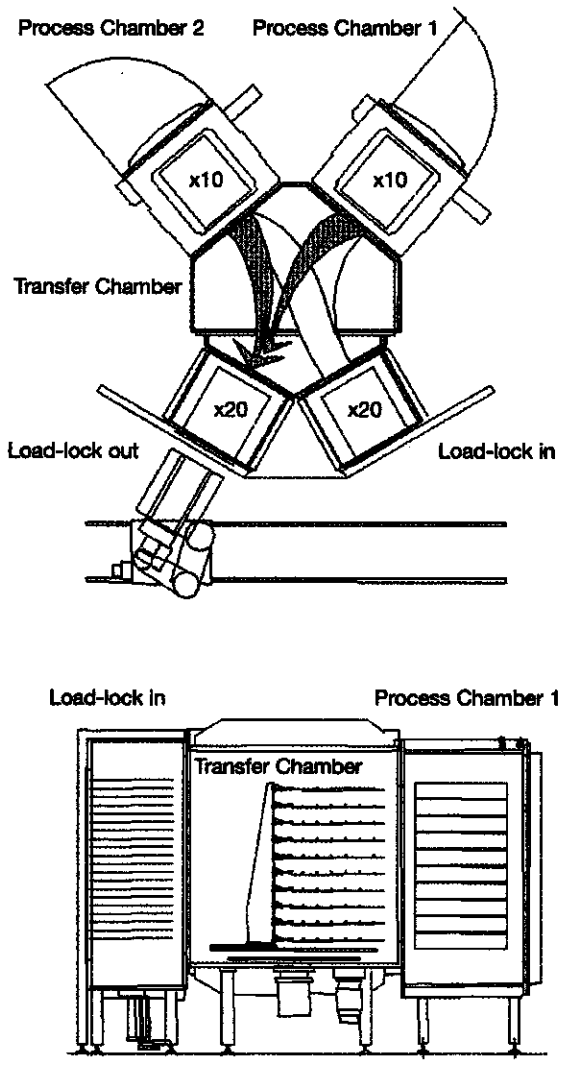

FIG. 4.4 – Vue de dessus et vue de côté d'un système industriel avec réacteurs en parallèle (source : Unaxis)

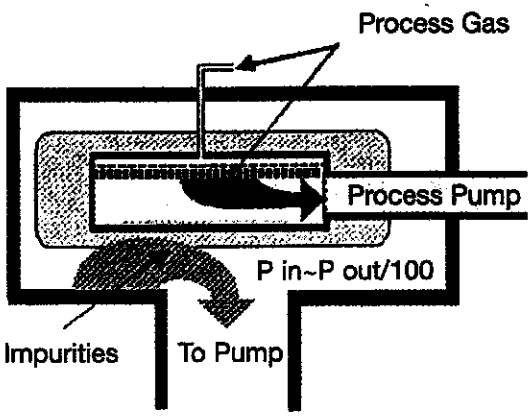

FIG. 4.5 – Principe de la boîte à plasma (Plasma Box^{TM}) (source : Unaxis)

4.2 Le réacteur d'étude

Nous sommes partis d'une enceinte sous vide, fournie par Unaxis, que nous avons modifiée et équipée de divers diagnostics. Le réacteur est représenté schématiquement sur la figure 4.6.

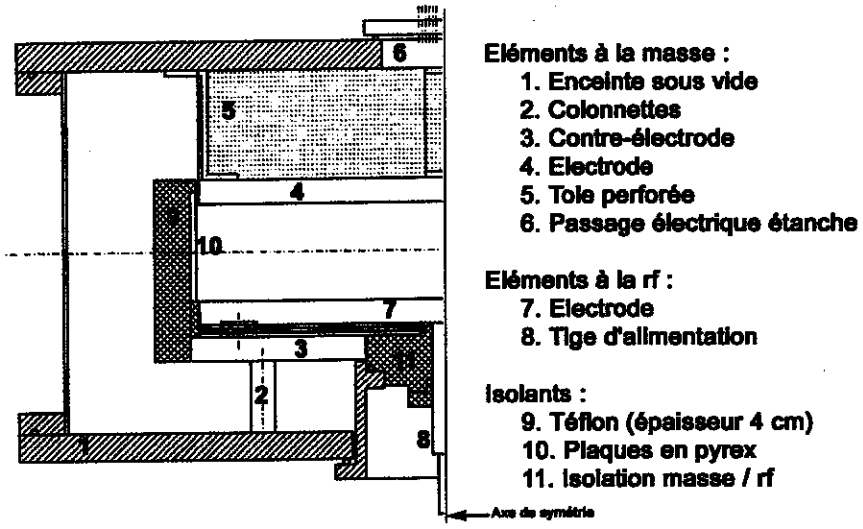

FIG. 4.6 – Schéma du réacteur expérimental

La décharge est excitée entre deux électrodes carrées parallèles de 40 centimètres de côté (taille comparable à la génération 2) et distantes de 4.5 centimètres, l'électrode supérieure étant reliée à la masse. L'électrode inférieure est alimentée par une source électrique radiofréquence. L'arrivée de rf se fait en un seul point, au centre de l'électrode, par l'intermédiaire d'une tige métallique dont la première extrémité est

vissée dans l'électrode et la seconde branchée sur la sortie de la boîte d'accord, elle-même reliée au générateur rf. Une contre-électrode à la masse et des diviseurs capacitifs permettent d'éviter l'allumage de décharges sous l'électrode rf. La contre-électrode repose sur quatre colonnettes métalliques vissées dans le fond de l'enceinte et se trouve ainsi reliée à la masse.

L'électrode supérieure est quant à elle équipée d'un certain nombre de diagnostics électriques que nous détaillerons par la suite. De la face supérieure de cette électrode partent donc de nombreux fils électriques, reliés aux instruments de mesure extérieurs (voltmètre, ordinateur...) par l'intermédiaire d'un passage électrique étanche placé sur le couvercle de l'enceinte. Des tôles perforées, vissées à la fois dans l'électrode et l'enceinte permettent de protéger les fils électriques de tout contact avec le plasma et assurent une bonne mise à la masse de l'électrode.

Enfin, quatre pavés de Téflon ($\varepsilon_r \approx 2.2$) de 4 centimètres d'épaisseur permettent de confiner le plasma dans l'espace inter-électrodes et de symétriser la décharge (le plasma 'voit' des surfaces égales à la rf et à la masse). Dans ces conditions, il sera plus facile de comparer les mesures expérimentales avec les modèles qui ne considèrent que des décharges symétriques de volume connu. De plus, la décharge étant symétrique, les deux électrodes sont parfaitement équivalentes (pas de développement d'un potentiel continu sur l'électrode rf). Le téflon étant gravé par les plasmas fluorés ou d'oxygène, on place à l'interface plasma/téflon une fine plaque de Pyrex ($\varepsilon_r \approx 5.6$). Remarquons que nous n'avons pas usiné les blocs de diélectrique directement dans le pyrex à cause de sa trop forte constante diélectrique impliquant des forts courants de fuite entre l'électrode rf et les parois du réacteur. De même, l'épaisseur du téflon doit être assez grande pour qu'il n'y ait pas d'allumage entre l'électrode rf et les parois du réacteur. Pour des raisons de montage du système, nous ne pouvons pas dépasser 4 centimètres d'épaisseur. Les photographies 4.7 et 4.8 montrent des vues extérieure et intérieure du réacteur.

Le pompage

La ligne de pompage comprend une pompe primaire à palettes Balzers de débit 30 m^3heure que nous utilisons depuis la pression atmosphérique jusqu'à 10^{-3} mbar environ. Au-dessous de 10^{-3} mbar une pompe turbomoléculaire (Alcatel ATP 900 HPC, débit 900 $l.s^{-1}$) prend le relais. Nous atteignons un vide limite dans le réacteur de 10^{-7} mbar environ. Une vanne tiroir permet d'isoler la ligne de pompage du réacteur lors de sa mise à l'air, ce qui évite d'arrêter les pompes. La pompe turbomoléculaire en particulier supporte mal les arrêts et remises en fonctionnement répétés. La procédure de mise à l'air est donc la suivante :

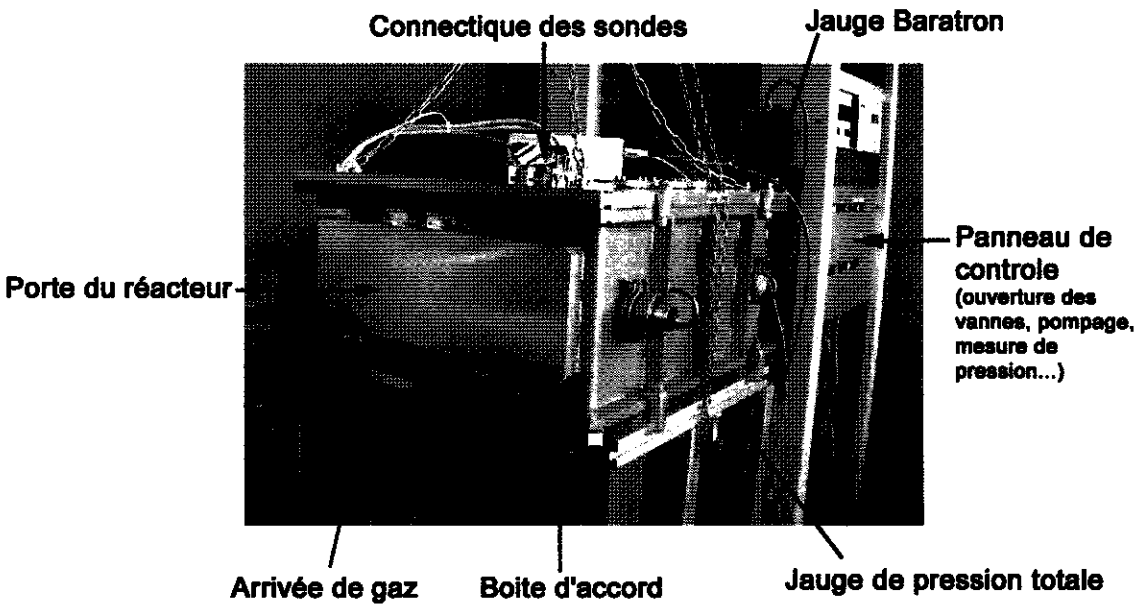

FIG. 4.7 – Vue extérieure du réacteur

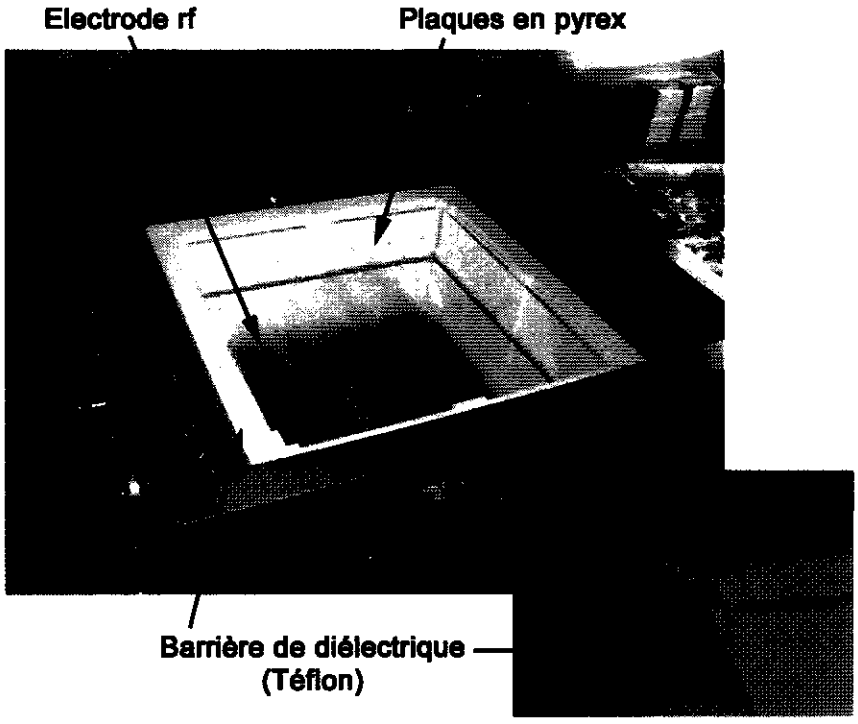

FIG. 4.8 – Vue de l'intérieur du réacteur

1. Fermeture de la vanne tiroir : isolation de la ligne de pompage.
2. Ouverture de l'arrivée d'azote et remplissage du réacteur jusqu'à la pression atmosphérique.

Pour la remise en pompage, on procède de la façon suivante :

1. Fermeture de toutes les arrivées de gaz et de la porte du réacteur.
2. Ouverture de la vanne sur laquelle est branchée une petite pompe primaire à membrane et prévidage du réacteur jusqu'à 10 mbar environ.
3. Isolation et arrêt de la pompe à membrane. Ouverture de la vanne tiroir isolant la ligne de pompage principale.

Un prévidage du réacteur est nécessaire dans le cas où la pompe turbo tourne en continu. En effet, ouvrir la vanne tiroir alors que le réacteur est à la pression atmosphérique endommagerait la pompe turbomoléculaire.

La distribution des gaz

Nous travaillons principalement avec de l'argon. D'autres gaz tels que SF_6 ou N_2 peuvent être utilisés. La pression dans l'enceinte est fixée d'une part par le débit de gaz, régulé à l'aide d'un débimètre 100 sccm étalonné pour l'argon, et d'autre part par le débit de pompage, régulé à l'aide d'une vanne papillon. Le gaz est injecté directement dans l'espace inter-électrodes à travers un petit trou usiné dans l'électrode supérieure. Le débit de gaz est assez faible et la pression est uniforme à l'intérieur de l'enceinte en téflon.

La mesure de pression

Plusieurs jauges permettent une mesure précise de la pression, depuis la pression atmosphérique jusqu'à 10^{-7} mbar.

- Une jauge de pression totale (Pfeiffer), utilisable de la pression atmosphérique à 1 mbar environ.
- Une jauge Pirani (Alcatel), utilisable de la pression atmosphérique à 10^{-4} mbar.
- Une jauge Penning (Alcatel), utilisable de 10^{-2} mbar à 10^{-7} mbar.

La pression de travail, de 0,1 à 100 mTorr, est mesurée par une jauge Baratron (MKS Instruments, lecture de la pression sur un cadran digital). La pression est mesurée dans l'espace inter-électrodes à travers un petit trou usiné dans l'électrode à la masse. Au-dessus de 100 mTorr, on utilise la jauge Pirani (la lecture de la pression, sur un cadran à aiguilles, est moins précise). Rappelons que 150 mTorr $\equiv$ 0,2 mbar $\equiv$ 20 Pa.

L'alimentation électrique radiofréquence

Nous avons à notre disposition les quatre générateurs radiofréquence suivants (lorsque l'un des générateur est utilisé, les autres sont totalement déconnectés du réacteur) :

- Générateur 13.56 MHz, RFPP, modèle RF20S (2 kW), refroidi par une circulation d'eau.
- Générateur 40.68 MHz, Dressler, modèle DTG4010 (2 kW), refroidi à l'air.
- Générateur 60 MHz, Dressler, modèle DTG6010 (2 kW), refroidi à l'air.
- Générateur 81.36 MHz, Comdel, modèle CX1000 (1 kW), refroidi par une circulation d'eau.

Le générateur choisi est relié à la boîte d'accord par des câbles coaxiaux adaptés sur 50 Ω. Quel que soit le générateur, nous utilisons la même boîte d'accord (Hüttinger PFM 3000A) pilotée par un contrôleur de boîte d'accord Hüttinger PFC 600A. L'accord n'est pas automatisé.

La boîte d'accord est représentée sur la figure 4.9. Pour faire l'accord, nous faisons varier C_{Load} et C_{Tune}. L'ajout ou non de composantes inductives permet l'utilisation de la boîte d'accord de 13.56 MHz à 81.36 MHz. A 81.36 MHz, il faut enlever toutes les inductances. A 13.56 MHz au contraire, il faut rajouter de l'inductance. Cela ne peut se faire que plasma éteint.

Les diagnostics

La mise en évidence des phénomènes de non-uniformité de la décharge est réalisée par deux systèmes, le premier mesurant l'uniformité du flux d'ions sur l'électrode à la masse, le second mesurant l'uniformité de l'énergie des ions entre le centre, le bord et le coin de l'électrode. Le principe de ces mesures et les montages expérimentaux sont détaillés dans la suite de ce chapitre.

4.3 Modifications du réacteur d'étude

A force d'utilisation, nous avons mis en évidence un certain nombre de défauts de conception du réacteur limitant les mesures. Nous avons donc apporté des modifications au système.

Remarque n°1

Afin que les modifications soient réalisées dans les plus brefs délais pour un coût raisonnable, nous avons limité au maximum les changements. L'électrode à la masse

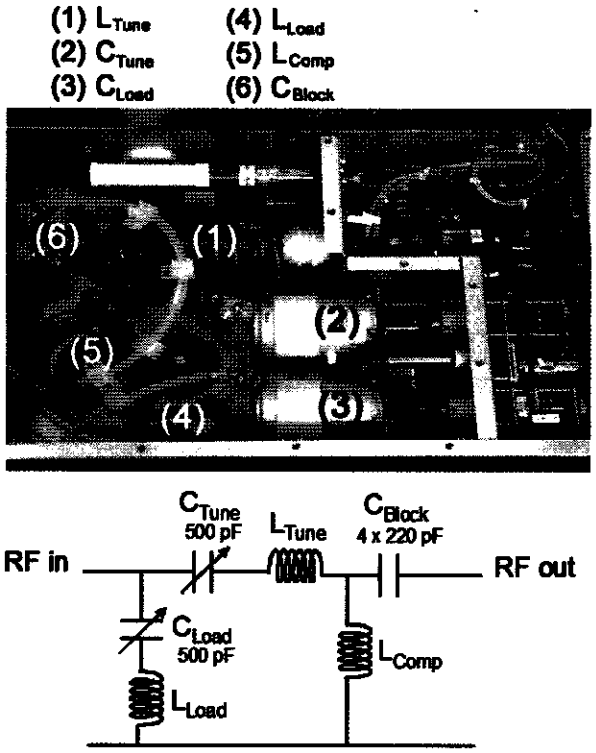

FIG. 4.9 – Boîte d'accord Hüttinger

sur laquelle sont implantés les diagnostics est conservée, de même que l'électrode rf. Les pavés de téflon sont quant à eux réusinés pour pouvoir être utilisés sur le nouveau système.

Remarque n°2

La connexion de la contre-électrode à la masse par l'intermédiaire des colonnettes est mauvaise, les surfaces en contact sont trop petites, et des décharges s'allument entre la contre-électrode et le fond de l'enceinte. Nous avons provisoirement résolu ce problème en remplaçant les colonnettes par quatre nappes de cuivre d'environ trente centimètres de longueur. Le nouveau réacteur s'affranchit totalement de ce problème puisque la contre-électrode a totalement disparu. La face arrière de l'électrode rf est à la pression atmosphérique et est suffisamment éloignée de toute surface à la masse pour qu'il n'y ait pas de claquage. L'électrode est fixée et centrée sur des anneaux en diélectrique qui reposent eux-même sur une base métallique vissée au fond de l'enceinte et donc parfaitement connectée à la masse. Cette configuration a aussi pour effet de réduire la capacitié parasite de la contre-électrode.

Remarque n°3

Selon la fréquence d'excitation, à partir de 100 à 200 W environ, des décharges parasites s'allument sur les côtés, entre le diélectrique et les parois du réacteur. Ce problème a été en partie résolu en ajoutant des pavés de diélectrique (Cégidur) pour combler l'espace entre le téflon et les parois du réacteur. La solution finalement retenue a été d'entourer le téflon d'une tôle perforée métallique fine vissée dans la base à la masse dans sa partie inférieure et dont la partie supérieure est en contact étroit avec les grilles vissées dans l'électrode supérieure à la masse. Dans cette configuration, nous avons une bonne continuité de masse et la décharge reste confinée dans l'espace inter-électrodes. D'autre part, nous avons modifié le système de façon à faciliter son montage.

Remarque n°4

L'espace inter-électrodes est réduit à 3 centimètres, conformément aux systèmes industriels de dépôt de couches minces.

Remarque n°5

Le réacteur dans sa configuration initiale ne donne pas accès à la mesure de la chute de potentiel V_{rf} aux bornes des électrodes ; il est donc difficile de comparer résultats expérimentaux et théorie. L'arrivée de la rf est donc modifiée de façon à insérer une sonde de tension et une sonde de courant au plus près de l'électrode.

Pour la mesure de V_{rf} nous utilisons un diviseur capacitif (Coaxial Dynamics, Variable Signal Sampler, modèle 7998) [24]. Le principe de fonctionnement d'un tel système est représenté schématiquement sur la figure 4.10. Pour chaque fréquence, le coupleur doit être calibré avant la mesure afin de déterminer le facteur d'atténuation. Le coupleur que nous utilisons a une bande passante de 2 MHz à 1000 MHz pour une atténuation réglable de 35 dB à 80 dB selon la fréquence.

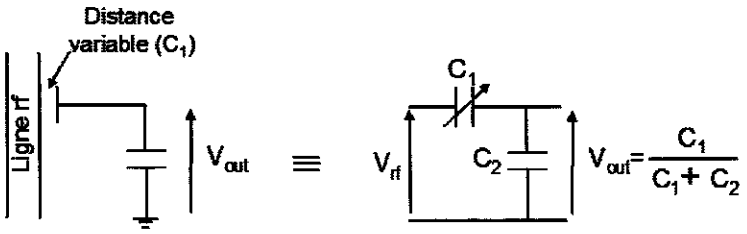

FIG. 4.10 – Principe de fonctionnement d'un diviseur capacitif

En ce qui concerne la mesure du courant I_{rf}, nous employons une sonde Fischer

Custom Communications (modèle F-51, bande passante 10 kHz à 500 MHz). Cette sonde se comporte comme le secondaire d'un transformateur, la ligne rf étant assimilable à la bobine primaire. Soit I_p le courant à mesurer et V_{out} la tension en sortie de la sonde, l'impédance de transfert Z_t est telle que $I_p = V_{out}/Z_t$. Le constructeur ayant donné une courbe de calibration pour Z_t, nous pouvons calculer I_p.

Finalement, la figure 4.11 représente schématiquement le nouveau réacteur. L'électrode supérieure à la masse, inchangée par rapport à l'ancien système, n'est pas représentée. Cette figure montre le principe de montage de l'électrode rf dont la face inférieure est directement à la pression atmosphérique. Sont aussi représentés les pavés de téflon entourés d'une fine plaque métallique à la masse.

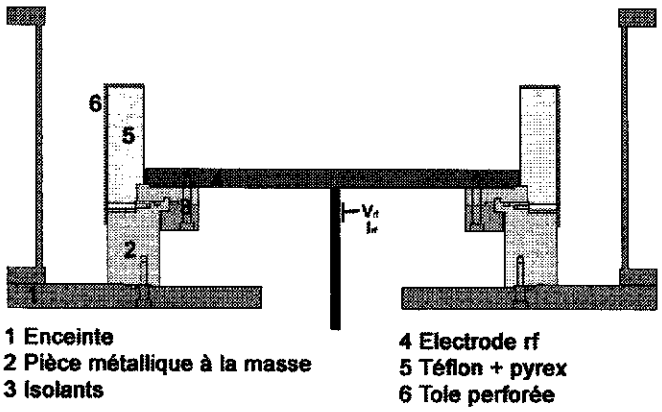

FIG. 4.11 – Représentation schématique du nouveau réacteur (l'électrode supérieure n'est pas représentée)

Le système expérimental ayant été présenté en détails, intéressons-nous maintenant aux dispositifs de mesure du flux d'ions et de l'énergie des ions.

4.4 Le système de mesure du flux d'ions

Les mesures d'uniformité du flux d'ions présentées dans le chapitre suivant ont été réalisées à l'aide d'un système composé de 64 sondes électrostatiques planes insérées dans l'électrode à la masse. Après avoir vu le principe de fonctionnement de ce type de diagnostic, nous étudierons en détails le montage expérimental.

4.4.1 Les sondes électrostatiques

Principe

Il s'agit de placer, au sein d'un plasma, un conducteur, généralement de petite taille, et de mesurer le courant qui le traverse en fonction de la tension de polarisation qui lui est appliquée. La caractéristique courant-tension ainsi obtenue permet de déterminer des paramètres du plasma tels que la densité d'espèces chargées, la température électronique ou le potentiel plasma. Ce type de diagnostic est très largement utilisé du fait de sa simplicité de mise en oeuvre. La principale difficulté réside dans l'interprétation des résultats et de nombreux ouvrages consacrent des chapitres entiers à l'étude théorique des sondes électrostatiques dans des conditions de décharges très variées [24] [25] [26] .

Les premières études ont été réalisées par Langmuir et Mott-Smith [27] dans une décharge basse pression dans le mercure, dans le cas d'une sonde cylindrique de petite taille. Les sondes cylindriques, ou 'sondes de Langmuir', sont sans doute les plus utilisées. La théorie dévéloppée - théorie OML : Orbital Motion Limited - considère l'orbite de particules dans la gaine de charge d'espace, supposée d'épaisseur infinie, située autour de la sonde. L'expression des courants électronique et ionique permet de déduire des paramètres du plasma, tels que le potentiel plasma, le potentiel flottant, la température électronique et la densité d'espèces chargées, de la caractéristique courant-tension de la sonde . Cette théorie à été reprise plusieurs fois, d'abord par Bohm, Burhop et Massey [28], puis par Bernstein et Rabinowitz [29] et enfin par Laframboise [30] qui a ajouté au calcul la prise en compte d'une distribution maxwellienne des particules attirées par la sonde. La théorie des sondes est compliquée et, souvent, il faut se contenter d'une résolution numérique du problème[31]. Enfin, pour ce qui est des plasmas haute pression, c'est-à-dire lorsque le libre parcours moyen des particules chargées λ_i est inférieur à quelques longueurs de Debye électroniques, définissant la taille des gaines de charge d'espace, il faut considérer des théories collisionnelles. Les valeurs typiques de densité et de température électronique dans notre décharge sont respectivement $T_e = 3$ eV et $n_e = 10^{10}$ cm^{-3} ce qui donne une longueur de Debye $\lambda_{Debye} = 130$ μm très inférieure au libre parcours moyen des ions dans l'argon ($\lambda_i = 3$ cm à 1 mTorr et 300 μm à 100 mTorr). Dans le cadre de notre étude, il est donc justifié de se restreindre aux théories non collisionnelles.

Cas d'une sonde plane idéale

La figure 4.12 représente la caractéristique courant-tension d'une sonde plane idéale dans le cas où les électrons ont une distribution Maxwellienne [27]. Etudions

cette courbe plus en détails.

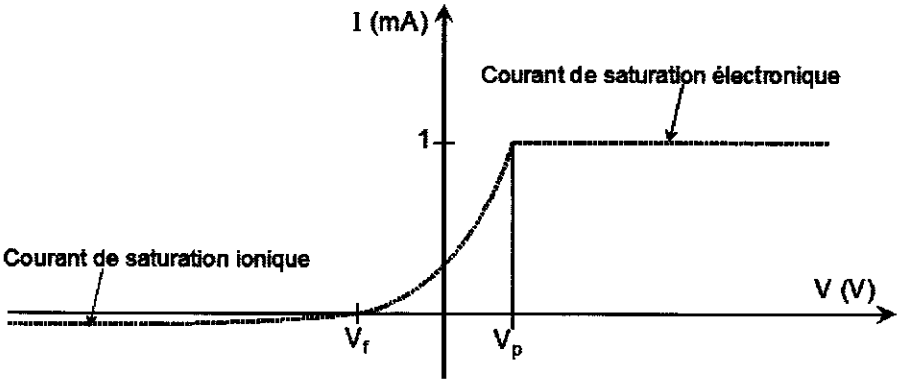

FIG. 4.12 – Caractéristique courant-tension d'une sonde plane idéale

Le potentiel flottant est défini comme le potentiel auquel se porte tout corps isolé plongé dans un plasma. Il est facile à déterminer sur la courbe puisqu'il correspond au potentiel pour lequel le courant total collecté par la sonde est nul. Pour des tensions très inférieures au potentiel flottant, seuls les ions sont collectés. Ce courant, dit courant de saturation ionique, est très faible étant donné la faible mobilité des ions.

Entre V_f et V_p, le courant augmente fortement. La sonde collecte un courant d'électrons et d'ions. Cette partie de la courbe décrit la fonction de distribution en énergie des électrons. Au-delà de V_p, les ions n'ont plus suffisamment d'énergie pour atteindre la sonde et l'on mesure un courant d'électrons uniquement. Le potentiel plasma correspond au point d'inflexion de la courbe. Si, sur une caractéristique idéale, il est très clairement marqué, il n'en est pas de même dans la pratique.

Qu'il soit électronique ou ionique, le courant collecté par une sonde est toujours de la forme :

$$I = eAnu \tag{4.1}$$

avec e la charge élémentaire, A la surface de collection, n la densité de particules chargées et u leur vitesse. Il est important de noter que A n'est pas la surface de la sonde mais plutôt la surface de la gaine de charge d'espace située autour de la sonde. La taille de la gaine augmente avec la tension de polarisation. Lorsque celle-ci est très grande, la gaine est déformée sur les bords de la sonde et le courant collecté n'atteint plus la saturation. Un moyen de s'affranchir de ce problème, illustré par la figure 4.13, est d'utiliser des sondes planes de grande dimension munies d'un anneau de garde polarisé au même potentiel que la sonde. La surface de collection est alors constante et le courant mesuré est effectivement saturé.

Les sondes planes sont bien adaptées à la mesure du courant de saturation io-

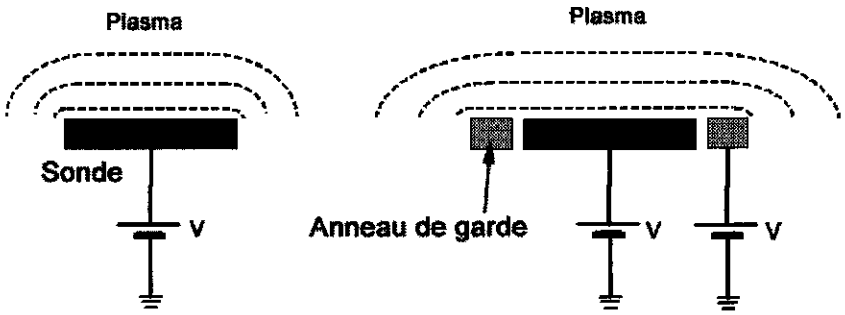

FIG. 4.13 – Déformations de la gaine au niveau d'une sonde plane

nique. Par contre elles sont peu utilisées dans la branche électronique. En effet, les courants électroniques étant en général importants et les sondes planes de grande dimension, la sonde perturbe le plasma et fausse la mesure. Pour les mesures dans la branche électronique, on préfèrera les sondes cylindriques, plus petites, en tenant compte, bien sûr, des effets de gaine et de l'augmentation de la surface de collection dans l'expression du courant.

Détermination de la densité d'ions au centre de la décharge

La densité d'ions n_{i0} au centre du plasma est déterminée à partir de la valeur du courant de saturation ionique, I_i, mesuré par une sonde plane.

Bohm a montré que la gaine de charge d'espace positive ne peut exister que si les ions positifs, en entrant dans la gaine, ont atteint une vitesse très supérieure à leur vitesse thermique. Il existe donc une zone, appelée prégaine, qui permet d'accélerer les ions jusqu'à la vitesse requise, dite vitesse de Bohm, u_B, définie par :

$$u_B = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \tag{4.2}$$

Puisque le courant se conserve dans la gaine, le courant collecté par la sonde est égal au courant en lisière de gaine. Nous avons donc :

$$I_i = eAn_{is}u_B \tag{4.3}$$

avec n_{is} la densité d'ions en lisière de gaine.

D'autre part, le calcul du profil de diffusion des particules permet de donner une estimation du rapport entre n_{is} et n_{i0} [11]. Dans le domaine de pression qui nous intéresse ($\leq$ 150 mTorr), ce rapport s'écrit :

$$h_l = \frac{n_{is}}{n_{i0}} = 0,86\left(3 + \frac{l}{2\lambda_i}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{4.4}$$

l étant la distance entre les électrodes et λ_i le libre parcours moyen des ions.

Finalement, nous obtenons l'expression de la densité d'ions aux centre du plasma en fonction du courant de saturation ionique mesuré par la sonde :

$$n_{i0} = \frac{I_i}{eAh_l u_B} \tag{4.5}$$

C'est principalement cette expression que nous utiliserons par la suite.

Limitations de la mesure

Quelle que soit la forme de la sonde utilisée, un certain nombre de phénomènes peuvent compliquer et perturber les mesures :

- Pollution des sondes par des dépôts isolants ou métalliques modifiant la caractéristique courant-tension.
- Au contraire, diminution de la surface des sondes dans les plasmas de gravure (rappelons que pour déterminer les paramètres du plasma il faut connaître précisément la surface de collection). D'autre part, les produits de gravure provenant de la sonde polluent le plasma. Plus généralement, la présence de la sonde perturbe le plasma en modifiant la densité d'espèces chargées dans son voisinage. La surface de la sonde doit donc être petite pour ne pas perturber le plasma mais suffisamment grande pour mesurer des courants significatifs.
- Dans les plasmas électronégatifs, la branche ionique est modifiée [32]. La théorie de Bohm doit être revue.
- Lorsque la sonde est polarisée négativement, les ions collectés peuvent conduire à l'émission d'électrons secondaires, faussant la mesure du courant. Il est difficile de quantifier ce problème et de s'en affranchir. En pratique, il faut utiliser des matériaux à faible coefficient d'émission secondaire et des faibles tensions de polarisation.

4.4.2 Le système expérimental

Afin de mesurer l'uniformité du flux d'ions dans tout le volume du plasma, nous avons conçu un système multisondes piloté par ordinateur. Lors d'une acquisition, les sondes sont successivement polarisées à une tension négative choisie par l'utilisateur et le courant de sonde est déduit de la mesure de la tension aux bornes d'une résistance unique de valeur connue traversée par ce courant. De cette mesure du

courant d'ions nous déduisons la valeur de la densité d'ions au centre du plasma (équation (4.5)). L'uniformité de la densité d'ions (ou du flux d'ions) dans le plasma est étudiée pour différentes conditions de pression, de puissance, de fréquence... Voyons maintenant en détails les différents éléments de la chaine d'acquisition.

Les sondes

Nous disposons de 64 sondes planes, d'un centimètre de diamètre, insérées dans l'électrode à la masse, visibles sur les photographies de la figure 4.14.

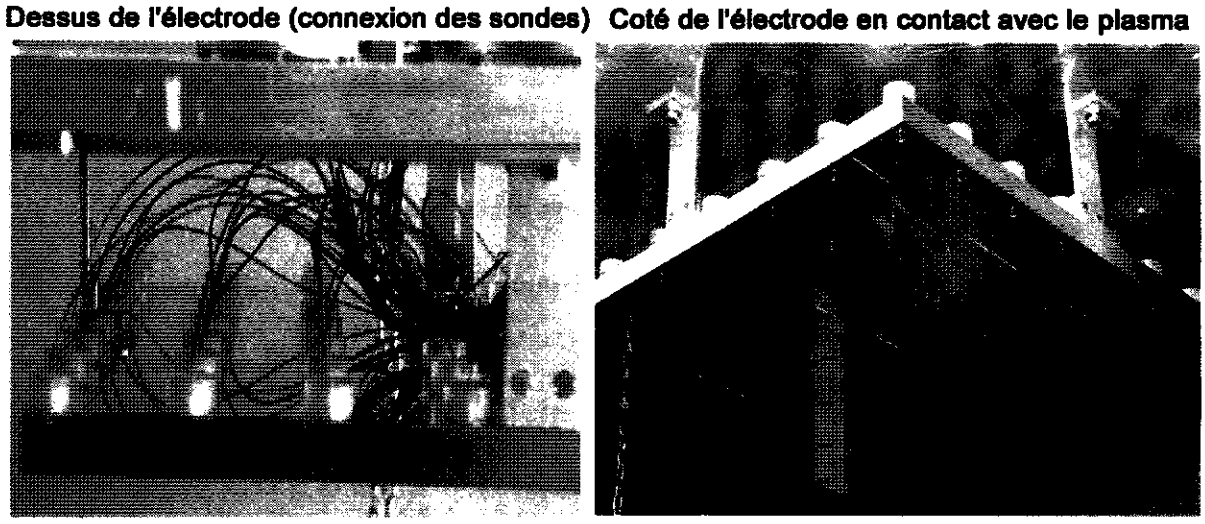

FIG. 4.14 – Matrice 8x8 sondes insérée dans l'électrode à la masse

Le nombre de sondes choisi est un bon compromis entre le nombre de points de mesure sur la surface de l'électrode et la complexité du cablage. L'ajout d'un anneau de garde n'est pas nécessaire car la surface des sondes est suffisamment grande et nous observons une saturation raisonnable de la partie ionique de la caractéritique (cf. figure 4.15). A 13.56 MHz, 150 mTorr et 150 W, le potentiel flottant se situe entre -5 volts et +5 volts (nous voyons dès à présent qu'il n'est pas uniforme sur toute la surface de l'électrode) et nous estimons que pour une polarisation de -30 volts la saturation est atteinte. Il faudra veiller lors des mesures à différentes fréquences et puissances, à toujours se placer quelques trente volts en-dessous du potentiel flottant.

Les sondes sont polarisées l'une après l'autre (notons que lorsqu'une sonde est polarisée toutes les autres sont à la masse) à l'aide d'une unique alimentation continue (Hewlett Packard E3612A, 0-60V / 0-0.5A, 0-120V / 0-0.025A). Les courants mesurés sont de l'ordre du milliampère par centimètre carré.

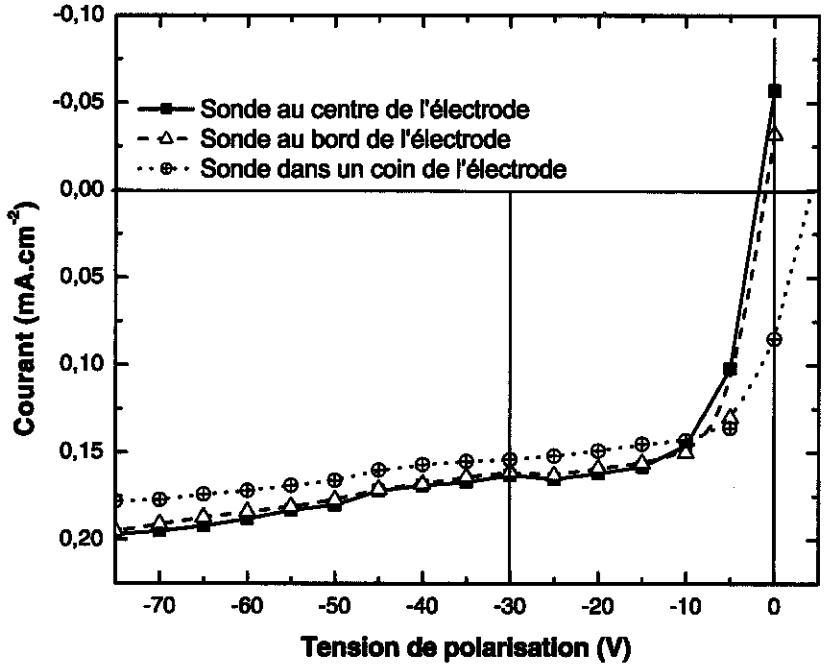

FIG. 4.15 – Branche ionique d'une caractéristique I(V), f = 13.56 MHz, p = 150 mTorr, P_{rf} = 150 W, gap = 4.5 cm.

Le boîtier de commande externe et l'interface utilisateur

Le boîtier de commande, représenté sur les figures 4.16 et 4.17, a été entièrement conçu et réalisé au laboratoire par Philippe Auvray. Les premiers essais de mesures ont été réalisés avec un boîtier de commande prêté par le Laboratoire de Recherche sur les Plasmas de l'Université Nationale d'Australie à Camberra. L'utilisation de ce système et la mise en évidence de ses avantages et de ses points faibles nous ont permis de concevoir un appareil mieux adapté à notre mesure.

Le boîtier est constitué d'un certain nombre de cartes électroniques permettant la sélection et la polarisation d'une sonde à une tension choisie par l'utilisateur et la mesure du courant collecté par la sonde. Il est relié à une carte d'acquisition National Instruments PCI 6023E située à l'intérieur d'un ordinateur et piloté à partir d'un programme Labview. Notons que, pour le moment, seules 64 sondes sont pilotées mais que le système peut facilement être étendu à 256 sondes.

Les caractéristiques essentielles de la ligne d'acquisition

- Sur l'ancien boîtier, on notait une dispersion des résultats, due notamment à l'utilisation de plusieurs résistances de mesure. Sur le système conçu au laboratoire, le circuit de mesure est unique pour toutes les sondes. De plus, les

sondes sont polarisées l'une après l'autre afin de minimiser les perturbations de la décharge. Lorsqu'une sonde est polarisée, toutes les autres sont à la masse.

- La mesure du courant collecté par une sonde se fait de la façon suivante :
  1. Sélection de la sonde.
  2. Polarisation de la sonde (temps de montée du signal de tension $< 100\ \mu s$).
  3. Mesure (temps d'acquisition typique $\approx 10\ \mu s$).
  4. Désélection de la sonde.

  Afin de s'assurer qu'au moment de la mesure la sonde est polarisée à une tension continue bien établie, l'utilisateur fixe le temps minimum (typiquement 20 ms) qui s'écoule entre le moment où l'on envoie la commande de sélection de la sonde et le moment où l'on réalise la mesure.
- L'utilisateur peut enregistrer une acquisition moyennée sur N mesures consécutives (N mesures sur la sonde 1 puis N mesures sur la sonde 2...).

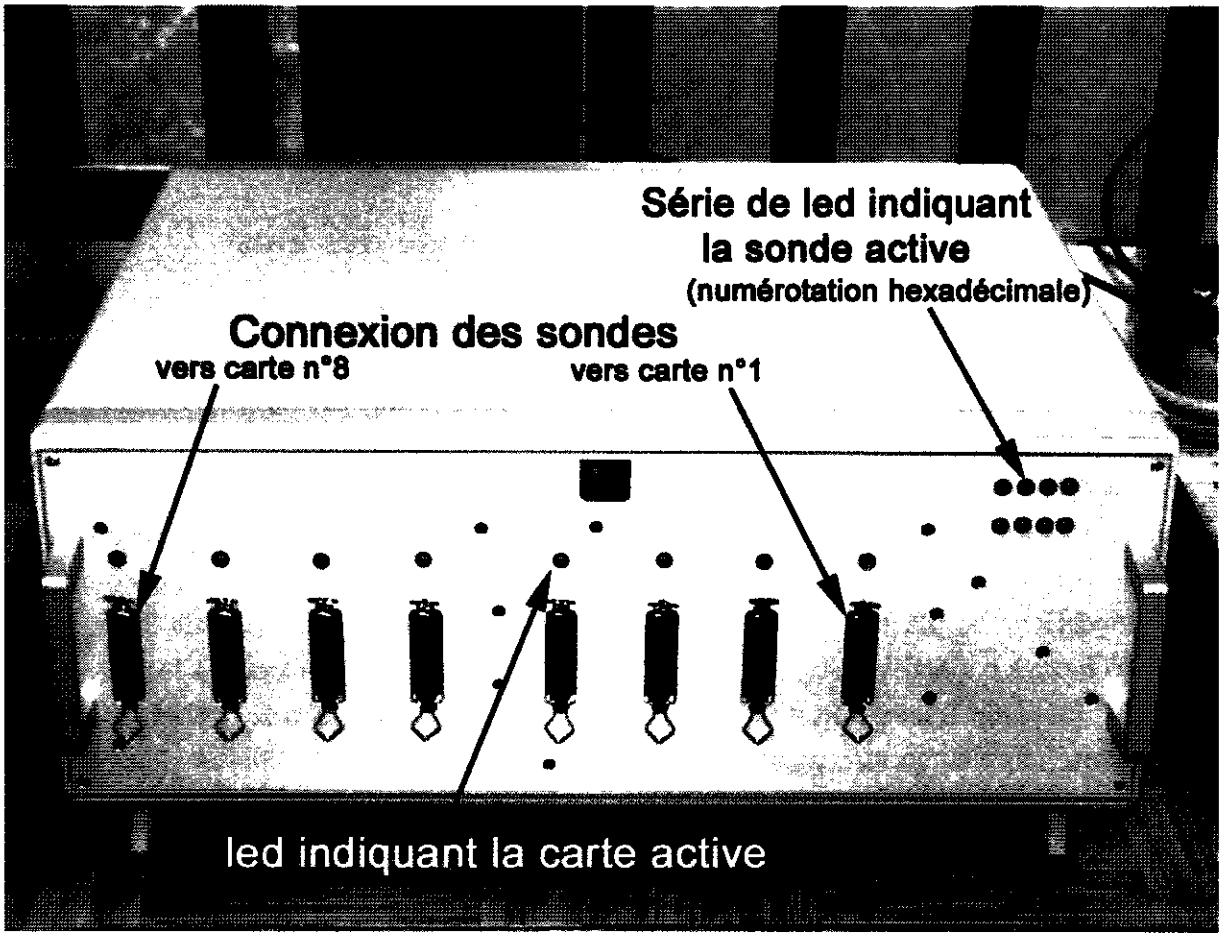

FIG. 4.16 – Boîtier d'acquisition - vue externe - face avant

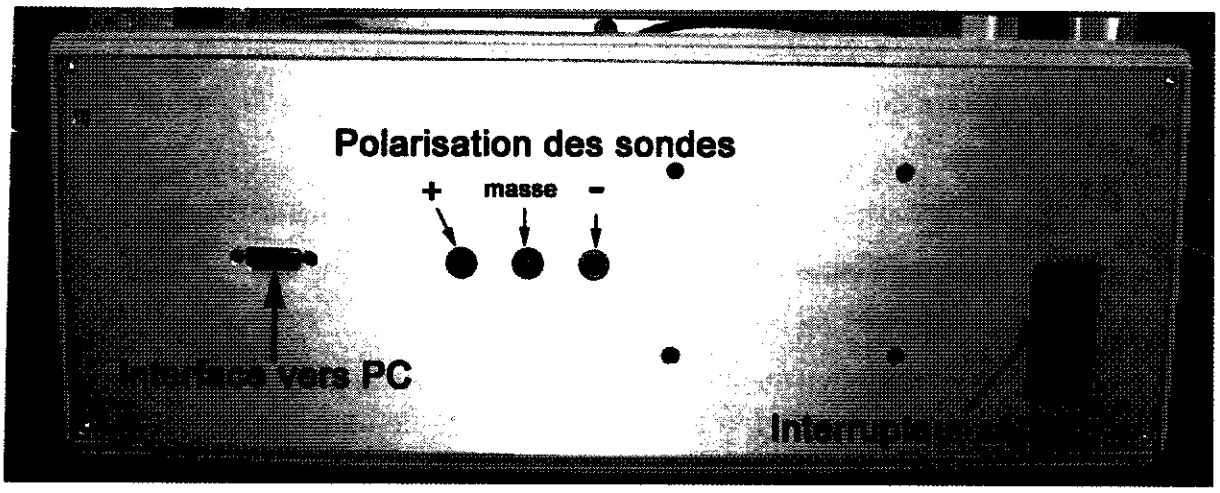

FIG. 4.17 – Boîtier d'acquisition - vue externe - face arrière

Les résultats de mesure d'uniformité du flux d'ions sur l'électrode à la masse sont présentés au chapitre suivant. Les fichiers de données enregistrés à l'aide du système que nous venons de détailler sont traités par une application Gnuplot pour une meilleure représentation des résultats.

4.5 Le système de mesure de l'énergie des ions

4.5.1 Principe de la mesure

Notre objectif est de concevoir un système simple, que nous puissions réaliser au laboratoire, qui s'insère en plusieurs endroits de l'électrode rf et nous permette de mesurer l'uniformité de l'énergie des ions.

Une étude bibliographique approfondie montre que, depuis une trentaine d'années, de nombreuses équipes se sont intéressées à la mesure de l'énergie des ions dans des conditions de plasma très variées. La majorité des mesures a été réalisée dans des décharges capacitives, la plupart du temps au niveau de l'électrode à la masse [33] [34] [35] [36]. L'insertion d'un système dans l'électrode de puissance présente une difficulté supplémentaire puisqu'il faut que l'électronique de contrôle et d'acquisition soient flottantes, sans compter que les petites tensions à mesurer sont superposées à des tensions de polarisation de plusieurs centaines de volts [37] [38].

Coburn et Kay, en 1973, furent parmi les premiers à utiliser un analyseur d'énergie placé dans une chambre sous pompage différentiel, située immédiatement derrière l'électrode à la masse d'une décharge capacitive [33]. Associé à un quadrupôle, le système permet la sélection en masse d'ions triés en energie. Une chambre d'io-

nisation est ajoutée au système pour l'étude des espèces neutres qui arrivent sur l'électrode. De nombreux auteurs ont présenté des mesures réalisées avec des systèmes associant un analyseur d'énergie et un quadrupôle sous pompage différentiel. Ces systèmes sont la plupart du temps encombrants et lourds. De plus, le quadrupôle n'est pas nécessaire dans notre cas puisque nous étudions un plasma d'argon dans lequel nous supposons qu'il n'y a qu'un seul type d'ions. Dans un premier temps, nous ne réaliserons pas un pompage différentiel à l'intérieur de l'analyseur afin de simplifier le système au maximum. Nous verrons par la suite que cela limitera son utilisation à un domaine de pression restreint.

En 1988, Ingram et Braithwaite ont mis au point un analyseur d'énergie compact, ne nécessitant pas de pompage différentiel, permettant de mesurer l'énergie des ions dans une décharge capacitive [34] [39]. Il s'agissait d'un analyseur deux grilles, d'une longueur totale de 0.75 mm, inférieure au libre parcours moyen des ions dans le domaine de pression étudié. L'analyse des mesures faites par un système deux grilles est délicate à cause de l'émission d'électrons secondaires. Böhm et Perrin ont mesuré les coefficients d'emission d'électrons secondaires et montré l'intérêt d'utiliser un système quatre grilles [35]. C'est principalement sur leurs travaux que nous nous sommes appuyés pour concevoir un analyseur d'énergie adapté à notre réacteur.

Des systèmes quatre grilles ont été utilisés pour mesurer la fonction de distribution en energie des ions dans des plasmas d'oxygène, d'argon, de chlore ou d'hélium ; dans des décharges capacitives [35] [40] mais aussi inductives [41] ou hélicon [42]. Les quatre grilles planes parallèles peuvent être remplacées par des grilles hémisphériques. Dans ce cas, le courant d'ions est mesuré sur un collecteur hémisphérique composé d'anneaux métalliques isolés les uns des autres. Ce type de système permet non seulement de tracer la fonction de distribution en énergie des ions mais aussi de déterminer sa distribution angulaire [43] [41] [38]. Le principe de fonctionnement d'un analyseur 4 grilles plan est représenté sur la figure 4.18.

Les ions et les électrons du plasma entrent dans l'analyseur par la grille d'entrée, souvent constituée d'un trou de quelques dizaines de microns usiné dans l'électrode à la masse. La grille répulsive, polarisée à une tension très négative, repousse les électrons et attire les ions qui continuent leur chemin en direction de la grille discriminatrice dont la tension de polarisation varie entre 0 et 100 à 150 volts environ. Seuls les ions dont l'énergie est suffisante pour vaincre la barrière de potentiel atteignent le collecteur. Leur impact sur le collecteur peut conduire à l'émission d'électrons secondaires ce qui augmente artificiellement le courant d'ions mesuré. Pour éviter cela, la grille secondaire repousse les électrons secondaires vers le collecteur où ils ont été émis. La dérivée du courant de collecteur I_C en fonction du potentiel discri-

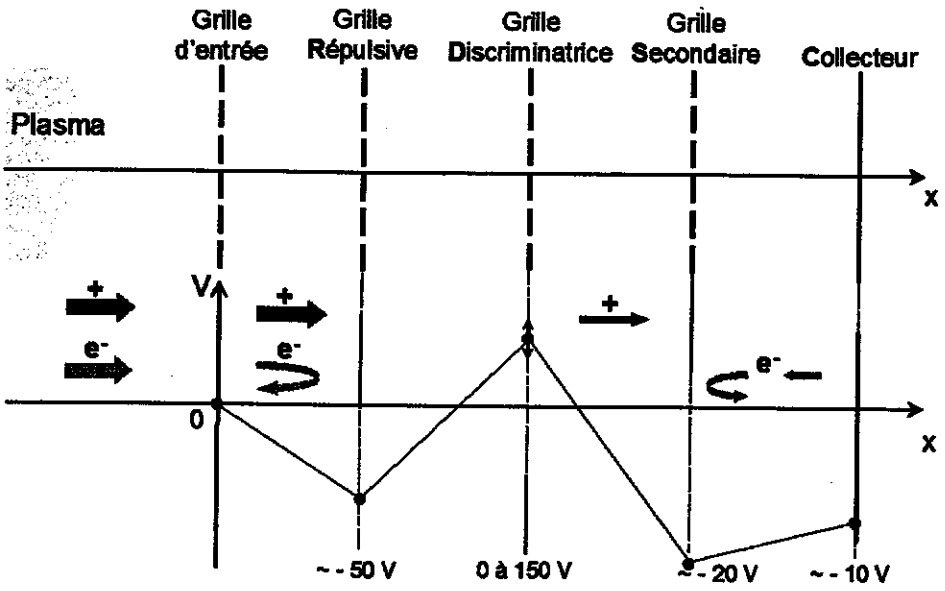

FIG. 4.18 – Principe de fonctionnement d'un analyseur d'énergie quatre grilles

minateur V_D, donne la fonction de distribution en énergie des ions. En effet, seuls les ions dont l'énergie est supérieure à eV_D sont collectés. Le courant d'ions mesuré sur le collecteur de surface A est donc égal à :

$$I_i = eA \int_{v_{min}}^{v_{max}} v f(v) dv \tag{4.6}$$

avec $v_{min} = \sqrt{\frac{2eV_D}{m}}$ et v_{max} indépendant de V_D.

D'où

$$\frac{dI_i}{dV_D} = -eAv_{min} f(v_{min}) \frac{dv_{min}}{dV_D} \tag{4.7}$$

Finalement on trouve :

$$\frac{dI_i}{dV_D} = -\frac{e^2 A}{m} f(v) \tag{4.8}$$

Notons qu'en général, il est plus aisé et plus parlant de prendre V_D plutôt que v comme axe des abscisses.

Si le principe de fonctionnement d'un analyseur quatre grilles semble plutôt simple, nous allons voir que son dimensionnement et sa réalisation sont si délicats et propres à chaque réacteur d'étude, qu'il n'exite pas de système standard commercialisé.

4.5.2 Réalisation d'un analyseur quatre grilles

Dimensions du système

Un des paramètres critiques est la distance entre la grille d'entrée et le collecteur. Il faut qu'elle soit la plus petite possible pour qu'il n'y ait pas de collisions d'échange de charge ou d'ionisation à l'intérieur du système, afin que la mesure reflète fidèlement la distribution en énergie des ions dans le plasma. Idéalement, cette distance doit être inférieure au libre parcours moyen des ions qui est, dans l'argon, de 3 centimètres à 1 millitorr et 0,6 millimètre à 50 millitorrs. D'un autre côté, la résolution en énergie du système augmente avec la distance entre les grilles. Il est rapidement apparu qu'il était mécaniquement difficile de réaliser un empilement de quatre grilles isolées d'une épaisseur inférieure au millimètre et que notre analyseur ne serait donc probablement pas utilisable au-delà de 10 à 20 millitorrs. Notons qu'un pompage différentiel peut permettre d'augmenter la taille du système mais complique considérablement sa réalisation.

Pour faciliter le montage et diminuer le risque de court-circuit, nous avons choisi de réaliser un système de quatre centimètres de diamètre qui peut s'insérer dans l'électrode à la masse, entre quatre sondes planes. Il faut que les grilles soient parfaitement tendues et parallèles entre elles, ce qui est d'autant plus difficile à obtenir que les grilles ont une grande surface (n'oublions pas que les grilles ne sont distantes que de quelques 250 microns). Elles sont vissées sur des supports de tailles différentes avant d'être empilées. Le trou d'entrée a deux millimètres de diamètre et est recouvert d'une grille. Les ouvertures pratiquées dans les feuilles de kapton, isolant les grilles les unes des autres, sont plus larges, afin d'éviter les effets de charge. Les figures 4.19 et 4.20 montrent des photos du système lorsqu'il est monté.

Choix des grilles

Le choix des grilles est essentiel mais limité par les grilles disponibles dans le commerce. Les grilles de microscopes électroniques à balayage ont l'avantage de présenter un large choix de matériaux (or, cuivre...) et de dimensions de maillages. Malheureusement, elles ont un diamètre standard de 4 millimètres ce qui rend leur manipulation difficile. Nous nous sommes orientés vers des grilles en nikel commercialisées par Goodfellow.

Il faut trouver un compromis entre la transparence des grilles (plus elle est faible et plus les courants mesurés seront petits), la distance entre les grilles et la finesse du maillage. Une grille idéale est composée de fils infiniment fins et infiniment proches et a une transparence maximale. Si le maillage est trop large, les grilles voisines peuvent

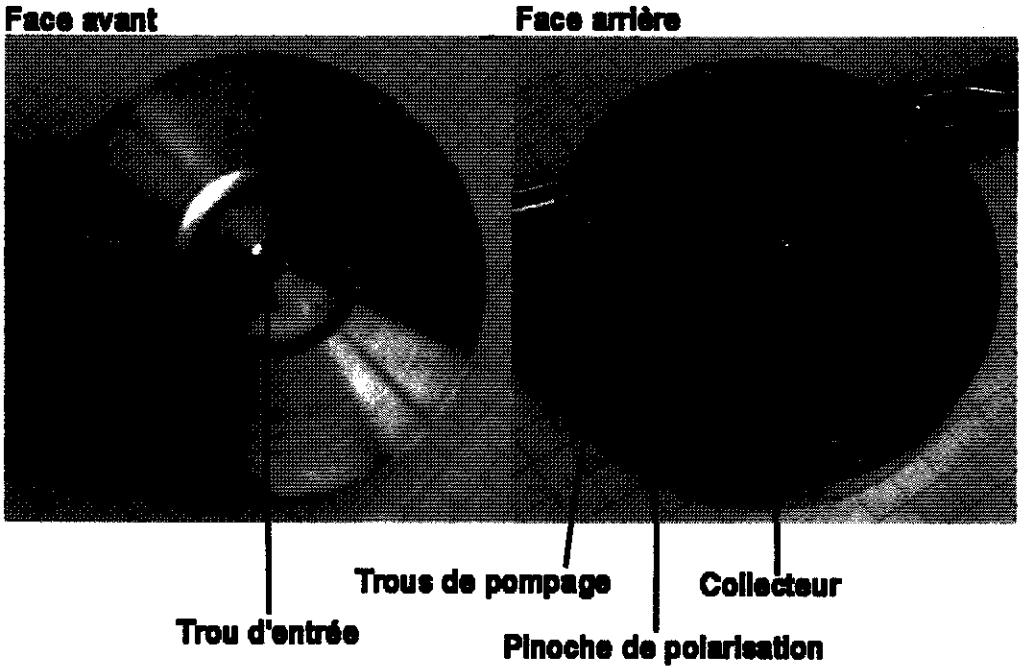

FIG. 4.19 – Photos de l'analyseur d'énergie

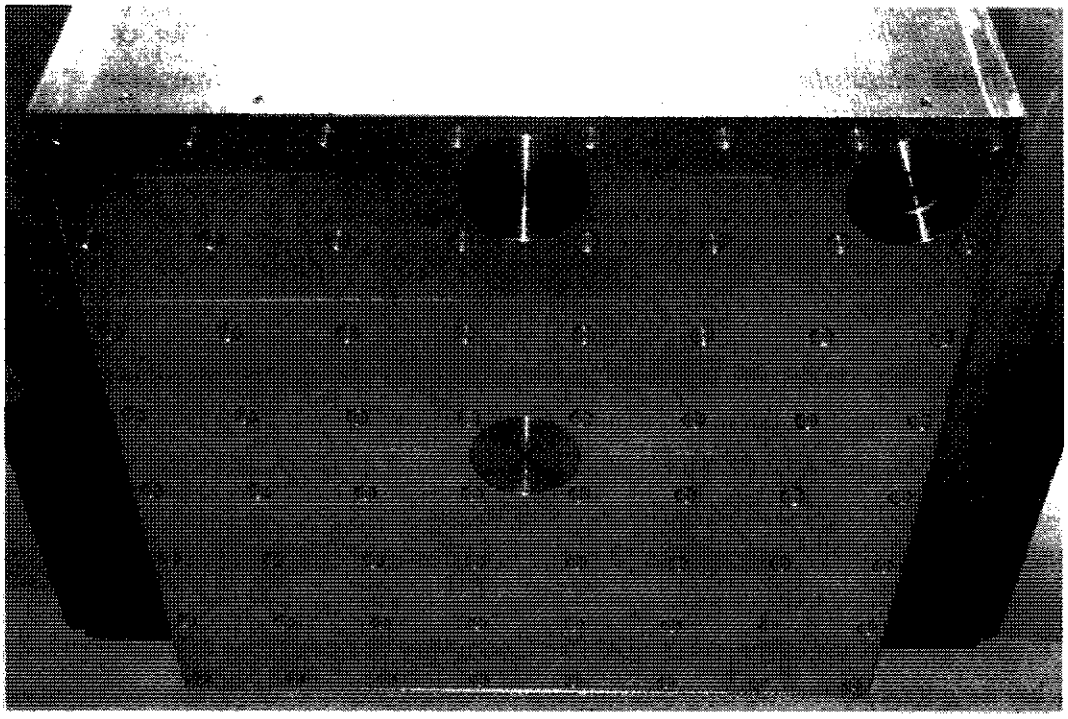

FIG. 4.20 – Insertion de trois analyseurs d'énergie dans l'électrode à la masse

induire des perturbations de potentiel entre deux fils, diminuant la résolution de l'analyseur. La figure 4.21 présente la répartition du potentiel entre deux fils d'une grille G_1, distants de a et de diamètre r, polarisés à 200 volts, encadrés par deux grilles G_0 et G_2 polarisées respectivement à 0 et -30 volts. Les profils sont calculés pour des grilles disponibles chez Goodfellow. Dans le premier cas, le maillage est à l'évidence trop large puisqu'entre les deux fils polarisés à 200 volts, le potentiel n'est plus que de 100 volts. Nous avons utilisé la seconde grille, dont le maillage est plus serré, afin de limiter les perturbations de potentiel. Sa transparence étant de 60%, nous pouvons estimer les courants de collecteur de quelques centaines de nanoampères à quelques microampères.

Nous utilisons donc des grilles électroformées en nickel, toutes identiques, ayant une épaisseur de 5 microns, une surface ouverte de 60 % et un maillage de 500 fils par pouce (espace nominal : 40 μm, diamètre des fils : 11 μm). Elles sont isolées les unes des autres par des feuilles de kapton de 250 μm d'épaisseur. Ainsi, la distance théorique entre le trou d'entrée et le collecteur est de 1.02 mm.

Pour finir, donnons quelques précisions sur le trou d'entrée. Il doit être suffisamment petit pour que l'analyseur ne perturbe pas le plasma. Afin de récolter plus de signal, nous avons choisi d'utiliser un trou plus grand de diamètre deux millimètres, recouvert d'une grille. En pratique, le plasma tend à entrer dans l'analyseur lorsque le pas du maillage est de l'ordre du double de la longueur de Debye [35]. Dans les conditions typiques de fonctionnement de notre décharge ($T_e = 3$ eV, $n_e = 10^{10}$ à 10^{11} cm^{-3}), nous avons $\lambda_{Debye} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}}$ compris entre 40 et 130 microns. Nous avons vu que la grille avait un pas de 40 microns, ce qui est acceptable.

Nous en avons terminé avec la description du système expérimental, passons maintenant aux résultats des mesures.

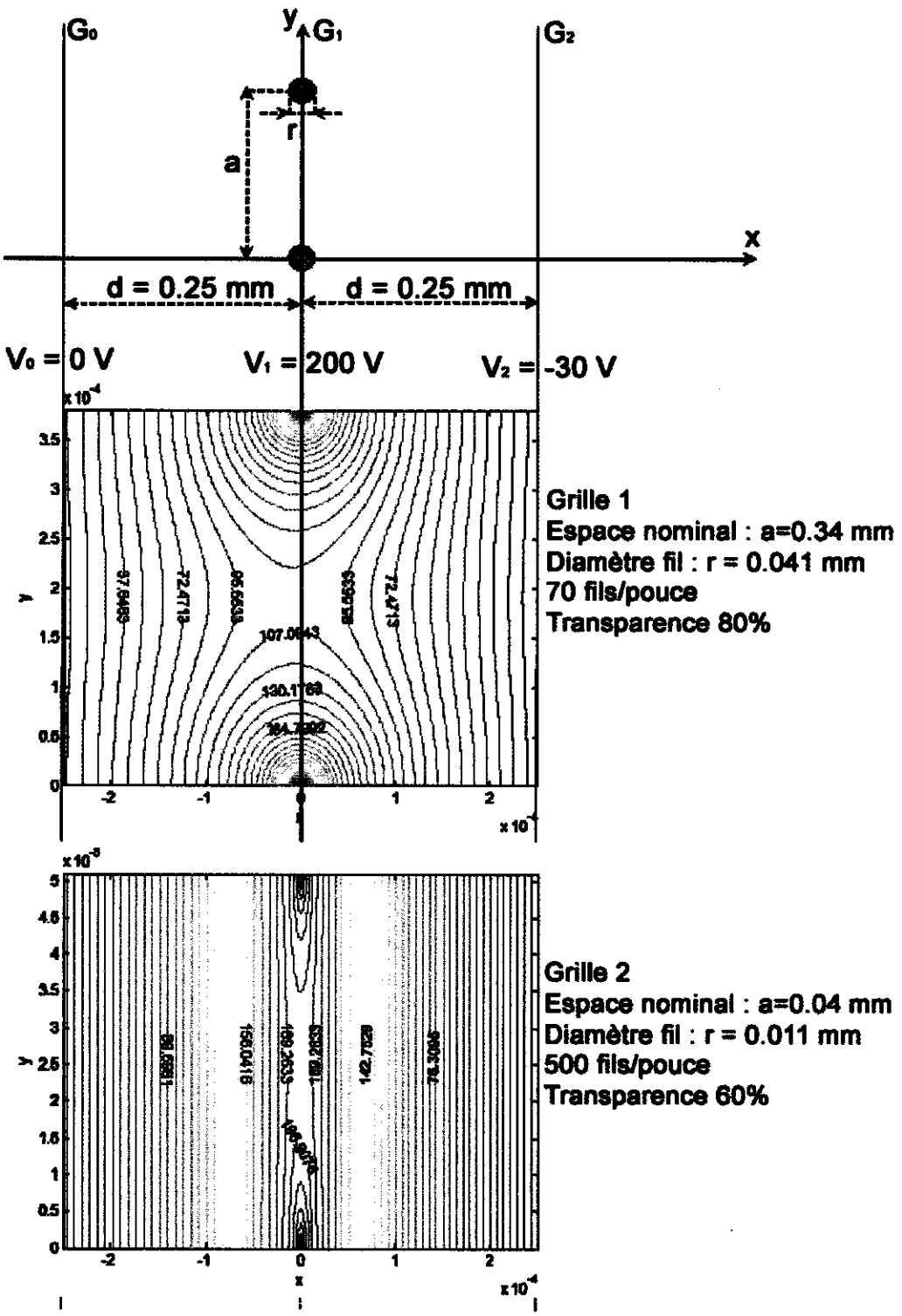

FIG. 4.21 – Potentiel entre deux fils d'une grille G_1 polarisés à 200 V et distants de a. A la distance d de G_1 se trouvent deux grilles, G_0 et G_2, polarisées respectivement à 0 V et -30 V.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux

Nous présentons dans cette partie les résultats des mesures de l'uniformité du flux d'ions et de l'énergie des ions dans la décharge ainsi que des valeurs absolues du flux d'ions au centre en fonction de V_{rf} et de ω. Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux résultats des expériences réalisées dans le réacteur dans sa configuration initiale (gap 4.5 cm, cf. chapitre 4, paragraphe 2). Nous verrons que ces expériences mettent en évidence les phénomènes de non-uniformité de la décharge prédits par la théorie. Néanmoins, les résultats quantitatifs sont limités en particulier parce que nous n'avons pas accès à la mesure de la tension $V_{rf}(r = 0)$ aux bornes de la décharge (rappelons que la position $r = 0$ correspond au centre des électrodes).

Dans les dernières semaines de la thèse, le réacteur a été modifié (ajout d'une sonde de tension, gap 3 cm, cf. chapitre 4, paragraphe 3) et les premiers résultats obtenus sont présentés à la fin de ce chapitre.

Remarque : sauf précision complémentaire, toutes les mesures sont réalisées dans des plasmas d'argon.

5.1 Expériences dans l'ancien réacteur

Le modèle électromagnétique que nous avons étudié en détails dans le chapitre 3 prédit trois causes de non-uniformité du dépôt de puissance dans la décharge qui sont :

- L'effet d'onde stationnaire à haute fréquence d'excitation. Cet effet conduit à un maximum de puissance déposée au centre de la décharge.
- L'effet de peau à haute densité électronique (dépôt de puissance maximum près des bords).
- Les effets de bord (dépôt de puissance maximum sur les bords).

Que peut-on dire alors de l'uniformité d'un dépôt réalisé sur grande surface par voie plasma à très haute fréquence ? Des variations d'épaisseur importantes ont été observées sur une couche de silicium amorphe hydrogéné de 0.25 m^2 déposée à 70 MHz [10]. Néanmoins, il est difficile d'identifier sur un tel échantillon les causes de non-uniformité puisque le dépôt est sensible :

- à l'uniformité du flux d'ions sur le substrat (proportionnel à la densité d'ions dans la décharge).
- à l'uniformité de l'énergie des ions, accélérés à travers les gaines.
- à l'uniformité du flux de neutres et de radicaux sur la surface.

Les expériences, dont les résultats sont présentés dans ce chapitre, ont été réalisées dans un réacteur conçu spécialement pour répondre à la question suivante : quelle est l'influence de la fréquence d'excitation sur l'uniformité du flux d'ions et de l'énergie des ions dans une décharge capacitive grande surface ? Nous ne nous intéresserons pas ici à l'influence de la fréquence d'excitation sur la physico-chimie du plasma.

5.1.1 Mesure de l'uniformité du flux d'ions

Afin que le profil de flux d'ions reflète au mieux le profil de dépôt de puissance dans la décharge, nous travaillons avec de l'argon, gaz pour lequel l'ionisation est le processus majoritaire (pas de dissociation possible et pas de réactions chimiques entre espèces par exemple). Considérons dans un premier temps le cas basse puissance (faible n_e), pour lequel l'effet de peau est négligeable, et intéressons-nous à la mesure de l'effet d'onde stationnaire. Nous étudierons ensuite le cas haute puissance.

Mesure de l'effet d'onde stationnaire

Nous nous plaçons à relativement haute pression (210 mTorr) afin de minimiser le transport radial des particules. Ainsi, le flux d'ions mesuré à une position donnée reflète au mieux la puissance déposée à cette même position. Fixons la puissance totale délivrée par le générateur à 50 W et augmentons la fréquence d'excitation. La figure 5.1 représente trois profils de flux d'ions, mesurés par les sondes planes insérées dans l'électrode à la masse (cf. chapitre 4, paragraphe 4) pour des fréquences d'excitation de 13.56 MHz, 60 MHz et 81.36 MHz.

A 13.56 MHz, le flux est uniforme malgré un léger maximum sur les bords. A 60 MHz et 81.36 MHz par contre, il est maximum au centre et minimum sur les bords : c'est l'effet d'onde stationnaire, d'autant plus marqué que la fréquence augmente. A 81.36 MHz, nous remarquons une légère augmentation du flux d'ions dans les coins. Il est en général assez difficile de comprendre et de prévoir le comporte-

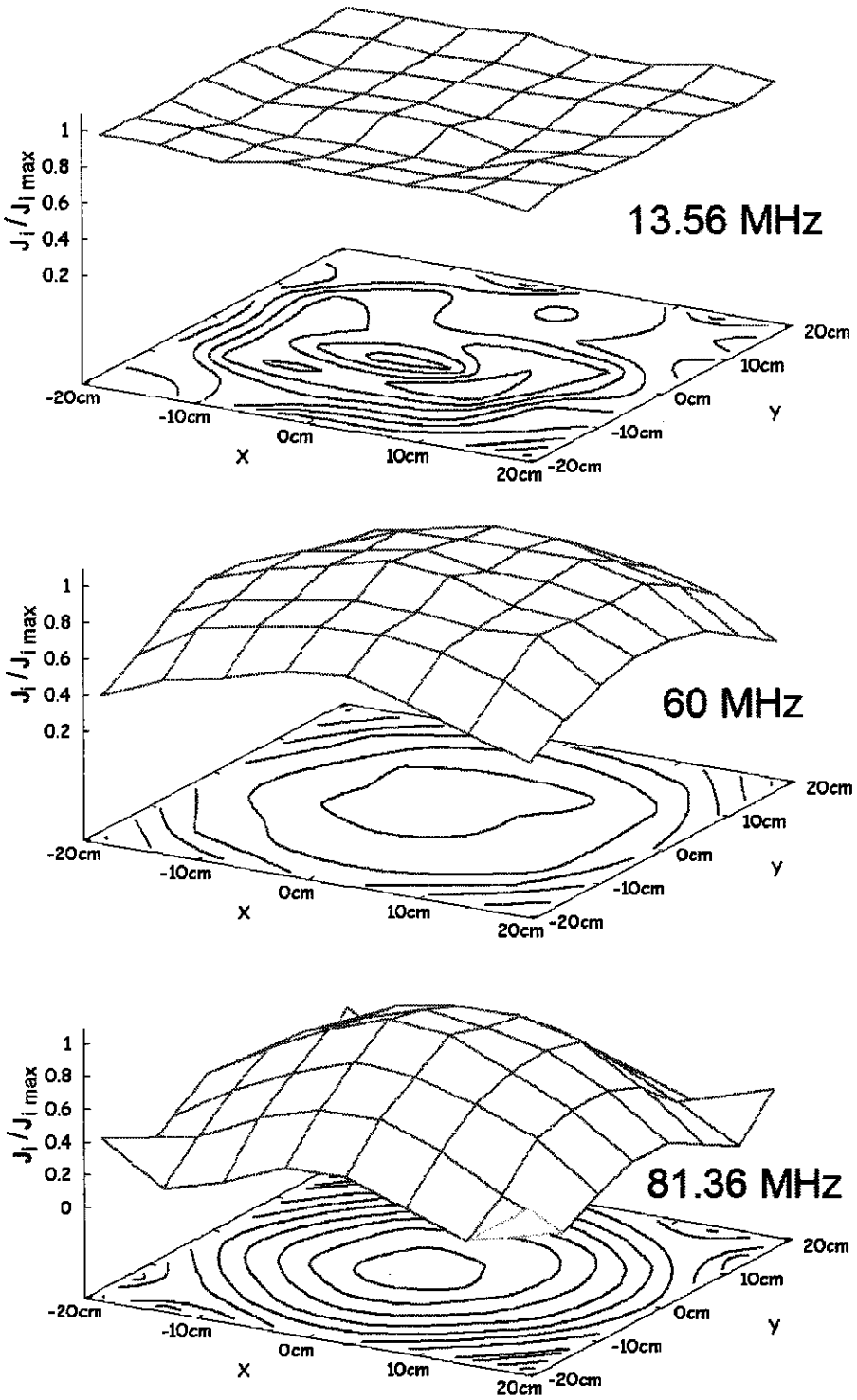

FIG. 5.1 – Uniformité du flux d'ions (représentations 2D) à 210 mTorr, 50 W pour 13.56 MHz, 60 MHz et 81.36 MHz. Gap = 4.5 cm, électrodes 40 cm × 40 cm

ment du plasma vers les coins des électrodes puisque cela nécessite des modèles 3 dimensions.

Notons que, avec des électrodes de 40 centimètres de côté et avec une fréquence d'excitation maximale de 81.36 MHz, nous observons toujours des profils d'onde stationnaire présentant un maximum au centre et minimum sur les bords. Très récemment, des mesures réalisées par Schmidt *et al* dans un réacteur plus grande surface (électrodes circulaires d'un mètre de diamètre) à plus haute fréquence d'excitation (100 MHz) ont été publiées. Pour une pression allant de 5 mTorr à 750 mTorr d'argon et une puissance de 200 W, le flux d'ions maximum au centre, puis décroît et est quasi nul à 30 centimètres du centre environ avant d'augmenter de nouveau [44]. Notre réacteur n'est pas assez grand ni la fréquence d'excitation que nous utilisons assez élevée pour observer cette situation : le profil d'onde stationnaire est toujours maximum au centre et minimum sur les bords.

Observons-nous un effet d'onde stationnaire conforme à l'effet attendu ?

La longueur d'onde dans le vide est en général très grande devant la taille du réacteur puisqu'elle est de 22 mètres à 13.56 MHz et de 5 mètres à 60 MHz. Cependant, la longueur d'onde dans le plasma est plus courte. En effet, supposons que la taille des gaines soit égale à 5 mm. La longueur d'onde dans le plasma à 13.56 MHz, donnée par l'équation (3.28) vaut $\lambda = 10.4$ m $\gg 4R$ ($R = 0.2$ m) et l'effet d'onde stationnaire est négligeable : le profil de flux d'ions est uniforme. Pour cette même taille de gaine, on trouve $\lambda = 2.4$ m à 60 MHz et $\lambda = 1.7$ m à 81.36 MHz ; un effet d'onde stationnaire important est donc attendu, prévision confirmée par nos mesures (notons que la taille des gaines à 81.36 MHz est très inférieure à 5 mm ce qui tend à augmenter l'effet d'onde stationnaire).

La diminution de la longueur d'onde dans le plasma conduisant à l'accentuation de l'effet d'onde stationnaire (ou 'worsening factor') est illustrée sur la figure 5.2 où sont représentées les mesures expérimentales du flux d'ions (symboles) ainsi que les solutions dans le vide (ie. le profil d'ions calculé en supposant que la longueur d'onde dans le plasma est égal à la longueur d'onde dans le vide, ligne pointillée) et dans le plasma (ligne continue) pour un plasma excité à 81.36 MHz dans 210 mTorr d'argon. La longueur d'onde dans le plasma est déterminée à partir de l'équation (3.28) pour une taille de gaine de 3.5 mm (la taille de la gaine est optimisée de façon à minimiser l'écart entre la courbe calculée et les points expérimentaux, nous ne faisons pas ici un calcul auto-cohérent). L'effet du plasma est clairement visible puisque l'on passe d'un profil quasi-uniforme dans le vide à un profil maximum au centre avec une atténuation de 60% entre le centre et les bords des électrodes.

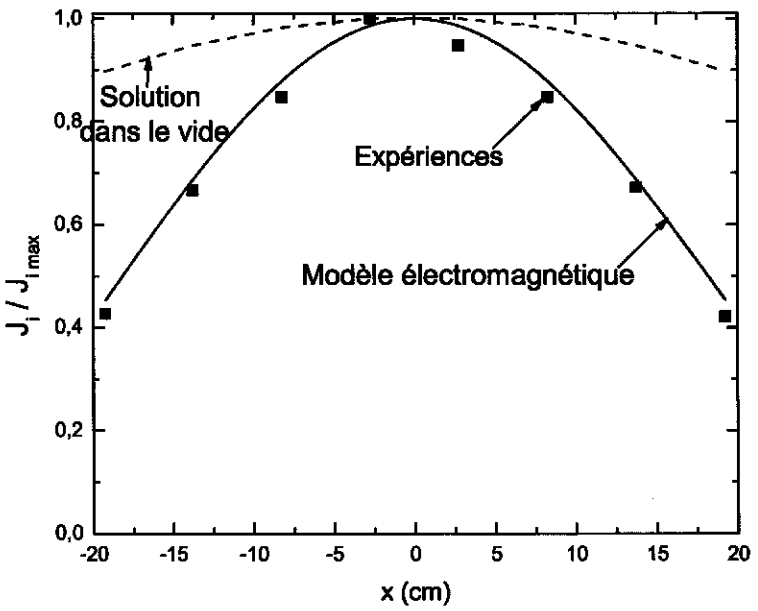

FIG. 5.2 – Profil expérimental normalisé 1D du flux d'ions à (x,y=0) à 210 mTorr, 50 W, 81.36 MHz (symboles). La ligne pointillée correspond à la solution dans le vide à 81.36 MHz. La ligne continue est la solution dans le plasma calculée pour une taille de gaine de 3.5 mm.

Effet de peau ou effets de bord ?

Aux non-uniformités du flux d'ions dues à l'effet d'onde stationnaire viennent s'ajouter, à haute puissance (fort n_e), l'effet de peau et les effets de bord. Afin de les observer, plaçons-nous à 60 MHz et 210 mTorr et faisons cette fois-ci varier la puissance rf délivrée par le générateur. Les profils de flux d'ions mesurés à 50 W, 170 W et 265 W sont représentés sur la figure 5.3.

A 50 W, le profil est maximum au centre et minimum sur les bords et nous observons l'effet d'onde stationnaire vu dans la partie précédente. Lorsque la puissance augmente, le profil devient maximum sur les bords (à 265 W, nous observons de forts flux dans les coins). Il n'est pas possible à priori, sans mesure du champ électrique, de déterminer si le chauffage sur les bords est dû à l'effet de peau ou aux effets de bord. Quoiqu'il en soit, il existe une puissance intermédiaire pour laquelle les effets se compensent, donnant lieu à un profil relativement uniforme.

Le modèle électromagnétique prédit un effet de peau important pour $n_e > 1 \times 10^{10}$ cm^{-3}. Les densités maximales mesurées sur les profils présentés sur la figure 5.3, déterminés, à partir de la mesure du flux d'ions, en utilisant l'équation (4.5), sont :

– 50 W : $n_{imax} = 4.5 \times 10^{10}$ cm^{-3}.

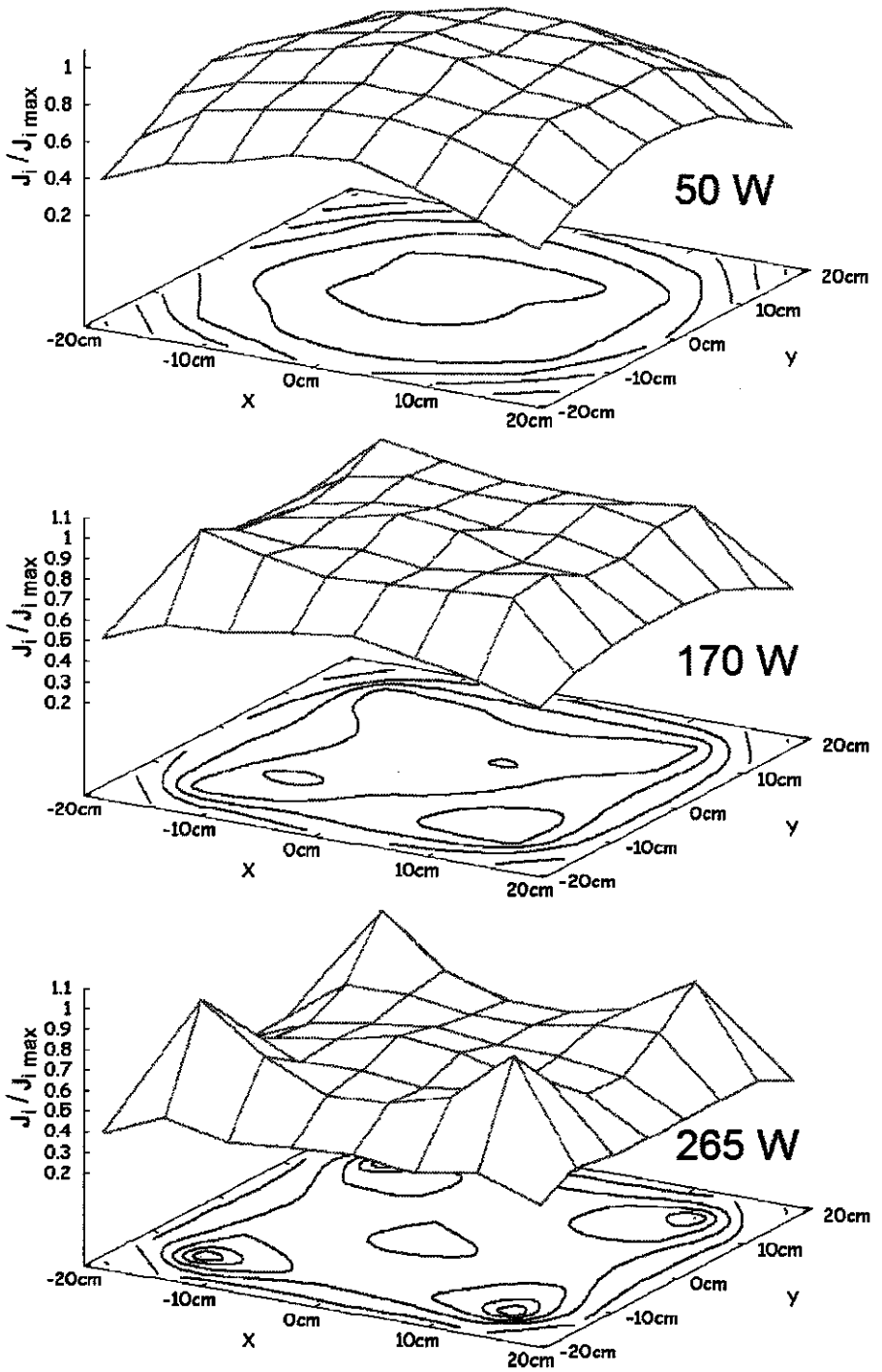

FIG. 5.3 – Uniformité du flux d'ions (représentations 2D) à 210 mTorr, 60 MHz, pour 50 W, 170 W et 265 W. Gap = 4.5 cm

- 170 W : $n_{imax} = 1.1 \times 10^{11}$ cm^{-3}.
- 265 W : $n_{imax} = 2.1 \times 10^{11}$ cm^{-3}.

Ainsi, dès 50 W, nous devrions observer un chauffage maximal sur les bords dû à l'effet de peau. Il semble donc que le modèle électromagnétique tende à surestimer cet effet. Ceci est probablement dû au fait que le modèle considère un profil de n_e carré selon z. Le profil réel est plus proche d'une parabole donc la densité à la lisière de gaine est plus faible. Ainsi, pour une densité au centre n_{e0} donnée, la profondeur de peau associée est plus grande et l'effet de peau moins important. De même, le modèle électromagnétique prédit l'existence d'effets de bord, quelles que soient la densité et la fréquence d'excitation, ce que nous ne vérifions pas expérimentalement. Cela n'est guère surprenant dans la mesure où les effets de bord dépendent fortement des conditions aux limites imposées au système. En particulier, dans l'expérience, le plasma est confiné latéralement par une barrière de téflon alors que dans le modèle, on passe brutalement du plasma au vide à $r = R$ et on suppose $E_r(R) = 0$.

D'après nos mesures, l'effet de peau ou les effets de bord ne deviennent importants qu'au delà de $n_{imax} = 1 \times 10^{11}$ cm^{-3}.

Pour finir, le rapport entre la puissance déposée par chauffage inductif et par chauffage capacitif dans la décharge est [12] (voir les définitions chapitre 3, paragraphe 2) :

$$\frac{P_{ind}}{P_{cap}} = \frac{1}{24}\left(\frac{dRe^2}{m_e\varepsilon_0 c^2}\right) n_e^2 \tag{5.1}$$

Ainsi, l'effet de peau prend d'autant plus d'importance par rapport à l'effet d'onde stationnaire que la distance inter-électrodes est grande. Dans le nouveau réacteur, cette distance à été réduite à 3 cm. Nous nous attendons donc à avoir un effet de peau encore plus faible.

Effet de la diffusion

Jusqu'à présent, nous avons observé les profils de flux d'ions à 210 mTorr, pression pour laquelle la diffusion radiale des particules est probablement négligeable. Autrement dit, les profils de flux observés sont l'image des profils de dépôt de puissance dans la décharge. La figure 5.4 montre deux profils de flux d'ions mesurés à 210 mTorr et 10 mTorr à 81.36 MHz, pour une puissance totale de 50 W. A cette puissance, l'effet de peau et les effets de bord sont négligeables et l'on observe des flux présentant un maximum au centre et une décroissance en direction des bords. Sur le profil à 210 mTorr, l'effet d'onde stationnaire est très marqué. A 10 mTorr par contre, le profil est plus uniforme car la diffusion tend à contrebalancer l'effet d'onde

stationnaire. Les modèles électromagnétique et ligne de transmission ne tiennent pas compte de la diffusion radiale des particules et auront donc tendance à surestimer l'effet d'onde stationnaire à basse pression.

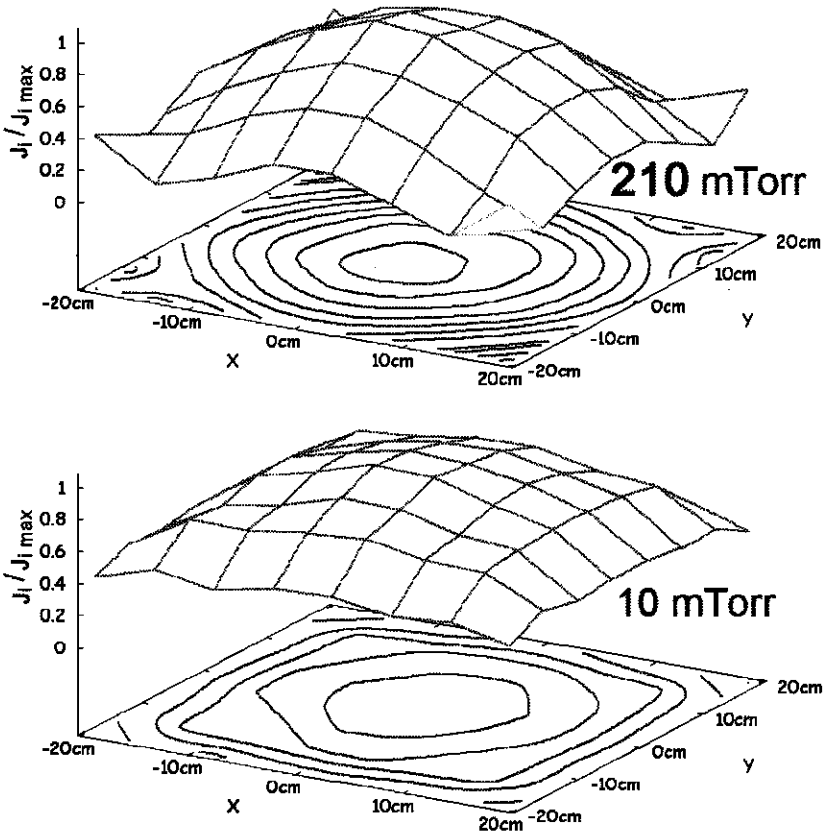

FIG. 5.4 – Effet de la diffusion sur les profils de flux d'ions dans la décharge. Comparaison de deux profils mesurés à 81.36 MHz, 50 W pour 210 mTorr et 10 mTorr. Gap = 4.5 cm.

Effet de la nature du gaz

Nous avons principalement travaillé dans des plasmas d'argon, le but de nos expériences étant de mettre en évidence des phénomènes de non-uniformité du flux d'ions à haute fréquence dans des réacteurs grande surface. L'effet d'onde stationnaire que nous observons dépend-il du mélange de gaz utilisé ?

La figure 5.5 compare deux profils de flux d'ions, l'un mesuré dans un plasma d'argon, l'autre dans un plasma d'azote à 81.36 MHz, 210 mTorr. La puissance rf injectée dans le système est choisie de telle façon que le flux d'ions au centre de l'électrode (ie. la densité d'ions au centre) soit identique dans les deux cas. Cela ne signifie pas pour autant que les profils sont identiques. En effet, la tension aux

bornes de la décharge et la taille des gaines est différente dans les deux cas et les réactions en volume ne sont pas les mêmes. Ainsi, nous mesurons un effet d'onde stationnaire moins marqué dans l'azote.

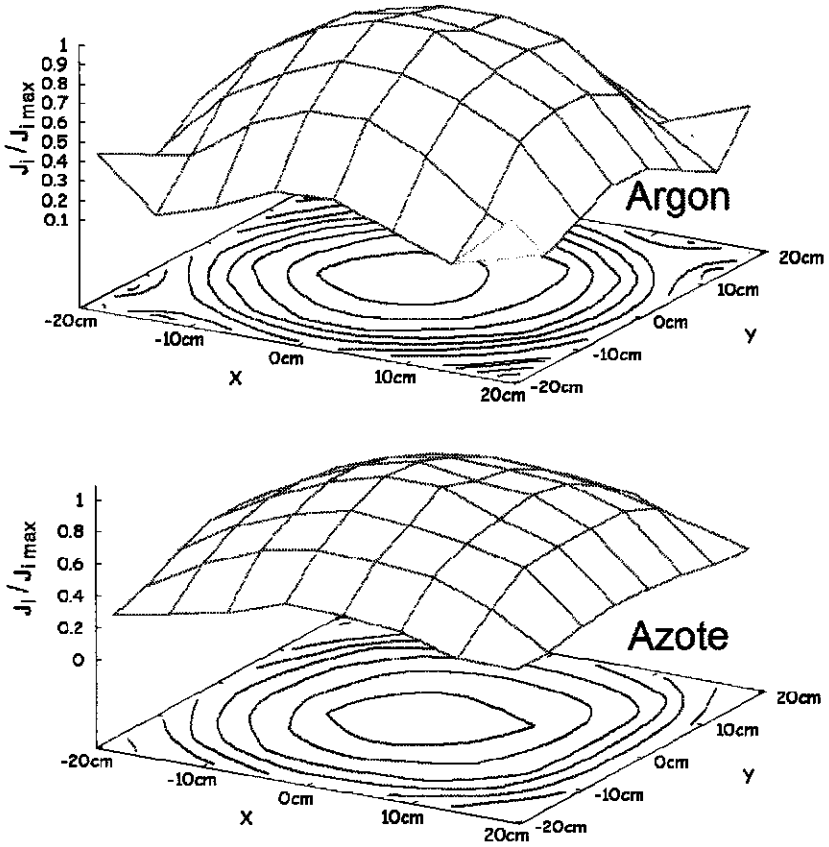

FIG. 5.5 – Uniformité du flux d'ions (représentations 2D) à 210 mTorr, 81.36 MHz dans un plasma d'argon (P_{rf} = 85 W) et dans un plasma d'azote (P_{rf} = 400 W). Dans les deux cas, J_{imax} =0.26 mA.cm^{-2}. Gap = 4.5 cm

Cette mesure laisse donc penser que l'amplitude des non-uniformités du flux d'ions dépend du mélange de gaz utilisé. Nous pouvons nous demander quel serait le profil dans des mélanges plus complexes, tel que le mélange SF_6/O_2 par exemple, utilisés en procédés. Les modèles sur lesquels sont basés notre travail ne sont valables que pour l'argon. Dans quelle mesure l'ajout de gaz réactifs modifie-t-il l'effet d'onde stationnaire ? Quelle est l'influence de la fréquence sur l'uniformité du flux de radicaux ? La physique de la décharge peut être complexe. Dans le cas des gaz électronégatifs en particulier, le bilan de particules et le bilan de puissance doivent être réécrits.

Dans le paragraphe suivant, nous nous sommes intéressés à la mesure de l'unifor-

mité de l'énergie des ions dans un plasma d'argon, autre paramètre clef définissant la qualité et l'uniformité d'un dépôt.

5.1.2 Mesure de l'uniformité de l'énergie des ions

Rappelons que l'énergie des ions est mesurée à l'aide d'analyseurs 4 grilles insérés au centre, au bord et dans un coin de l'électrode à la masse. Le dispositif expérimental est décrit en détails au chapitre 4, paragraphe 5. Nous mesurons le courant de collecteur I_C en fonction de la tension de polarisation du discriminateur V_D. La dérivée de cette courbe donne la fonction de distribution en énergie des ions (fdei) sur l'électrode. A basse pression, le pic d'énergie des ions donne directement la valeur du potentiel plasma moyen [45] :

$$V_p \approx \frac{V_{rf}}{2} + 5T_e \tag{5.2}$$

Dans la première version du réacteur, l'acquisition des mesures n'est pas automatisée et le relevé des courbes se fait à la main. Les mesures prennent donc beaucoup de temps et nous ne nous intéresserons ici qu'au cas basse puissance. Nous chercherons à mettre en évidence l'effet de la fréquence sur l'uniformité de l'énergie des ions. Les tensions appliquées aux grilles répulsive et secondaire seront notées V_R et V_S.

Dans un premier temps, considérons uniquement l'analyseur placé au centre de l'électrode et faisons quelques remarques générales.

Choix des tensions appliquées aux grilles

La figure 5.6 montre un exemple de mesure $I_C = \mathrm{f}(V_D)$ pour une pression de 1 mTorr, une puissance rf de 100 W et une fréquence d'excitation de 81.36 MHz.

Cette mesure nous permet immédiatement de situer le potentiel plasma autour de 55 volts. En théorie, au-dessus du potentiel plasma, le courant collecté est nul. Pourtant, nous remarquons que, dans notre cas, il est négatif et de l'ordre de 25 nA. Nous remarquons d'autre part un léger maximum de courant juste avant le potentiel plasma. Ces deux effets sont dus à un mauvais choix des tensions de polarisation appliquées aux grilles [35]. Nous avons effectué plusieurs fois la mesure, dans les mêmes conditions de décharge, pour des tensions de grilles différentes. Nous remarquons que la courbe subit une translation verticale (piégeage d'électrons entre les grilles, courants d'électrons secondaires...) mais que la position du potentiel plasma est inchangée.

Pour chaque mesure, nous fixons la tension de polarisation de chaque grille de façon à mesurer un courant nul (ou quasi nul) au-dessus du potentiel plasma.

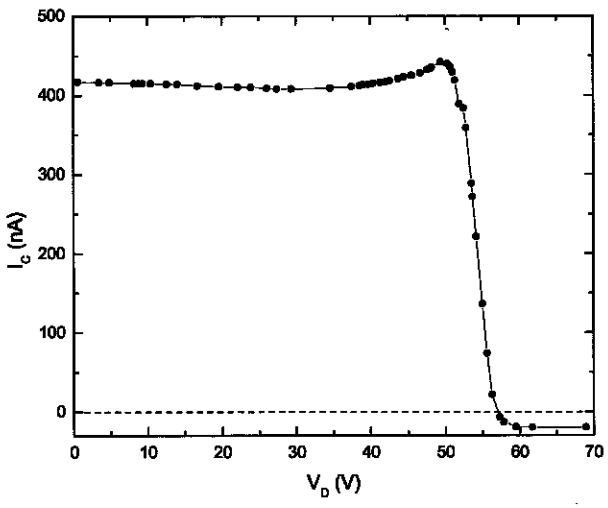

FIG. 5.6 – Courbe I_C =f(V_D), 1 mTorr, 100 W, 81.36 MHz. Gap = 4.5 cm. V_R = -50 V, V_S = -20 V, V_C = -10 V

Détermination de la densité d'ions dans la décharge

Si la transmission de l'analyseur est connue, nous pouvons déterminer la densité d'ions dans le plasma à partir de la mesure du courant collecté pour $V_D = 0$. La transparence de chacune des grilles de l'analyseur étant de 60 %, la transparence totale théorique du système est de 13 %. A partir de la mesure du flux d'ions donnée par les sondes planes, nous l'évaluons plutôt autour de 6 % pour chacun des trois analyseurs ce qui semble raisonnable puisqu'il faut tenir compte de l'alignement des grilles les unes par rapport aux autres et de la taille réelle du trou d'entrée.

Pour pouvoir comparer les densités d'ions mesurées par les sondes planes et par les analyseurs d'énergie, il faudrait que la transmission de ces derniers soit déterminée indépendamment de la mesure du flux par les sondes. Or il est très difficile de mesurer la transmission réelle d'un analyseur d'énergie. En général, on utilise un faisceau d'ions monoénergétique dont on connaît les caractéristiques. Cette mesure, que nous n'avons pas réalisée, permet aussi de déterminer la résolution de l'analyseur (élargissement du pic autour de V_p).

Influence de la pression

La figure 5.7 représente deux courbes I_C = f(V_D) à 25 W et 81.36 MHz pour deux pressions différentes ainsi que les dérivées de chacune de ces courbes.

- A 1 mTorr, la courbe est conforme aux prévisions théoriques : en-dessous de V_p, tous les ions sont collectés et au-dessus, aucun ion n'est collecté, le courant mesuré est nul. A cette pression, le libre parcours moyen des ions est de 3

centimètres. Il est très grand devant la taille de l'analyseur ($\approx$ 1 mm) et devant la taille des gaines calculées par les modèles ($s_m \approx$ 2 mm). Cela signifie que la fonction de distribution n'est pas modifiée par des collisions dans la gaine ni dans l'analyseur. Nous mesurons la fonction de distribution des ions à la surface de l'électrode. Elle est quasi-monoénergétique et donne la valeur de la chute de potentiel moyenne à travers la gaine.

- A 50 mTorr, le libre parcours moyen est de 0.6 mm, inférieur à la taille de l'analyseur. Cela signifie que la fonction de distribution est modifiée par des collisions dans l'analyseur (apparition d'une queue à basse énergie dans la fonction de distribution). Ainsi, nous ne mesurons pas la fonction de distribution réelle. Néanmoins, la position du potentiel plasma est inchangée par les collisions. Notons que, si la taille des gaines est inférieure au libre parcours moyen, la queue à basse énergie peut aussi être due à des collisions dans les gaines.
- Finalement, le libre parcours moyen des ions est de 1 mm à 30 mTorr. Cela signifie que toutes les fonctions de distribution mesurées au-delà de cette pression seront modifiées par des collisions dans l'analyseur (queue à basse énergie). En-dessous de 30 mTorr par contre, nous mesurerons réellement la fdei.

Mesure de l'effet d'onde stationnaire

Plaçons nous dans le cas basse puissance. La figure 5.8 représente les fonctions de distribution en énergie des ions mesurées à 50 W et 10 mTorr à 13.56 MHz et 81.36 MHz. Dans ces mêmes conditions, nous avions observé un flux d'ions uniforme à 13.56 MHz et une non-uniformité due à l'effet d'onde stationnaire à 81.36 MHz. La figure 5.8 montre que le potentiel plasma est uniforme pour les deux fréquences. Il est plus faible dans le cas haute fréquence car, comme nous l'avons déjà vu, l'augmentation de la fréquence permet d'avoir des ions de plus faible énergie (donc des potentiels plasma moyens plus faibles). Notons que ces mesures sont réalisées à 10 mTorr et que, par conséquent, la fdei n'est pas modifiée par des collisions dans l'analyseur.

Effets de la pression

Comparons les fdei mesurées à 81.36 MHz, 200 W à deux pressions différentes (15 mTorr et 100 mTorr) représentées sur la figure 5.9. Ces deux mesures sont faites dans le nouveau réacteur (gap 3 cm). Conformément aux prévisions théoriques, le potentiel plasma diminue quand la pression augmente. A 15 mTorr, il est uniforme. A 100 mTorr, on observe une différence de 2 volts entre le centre et le coin de l'électrode.

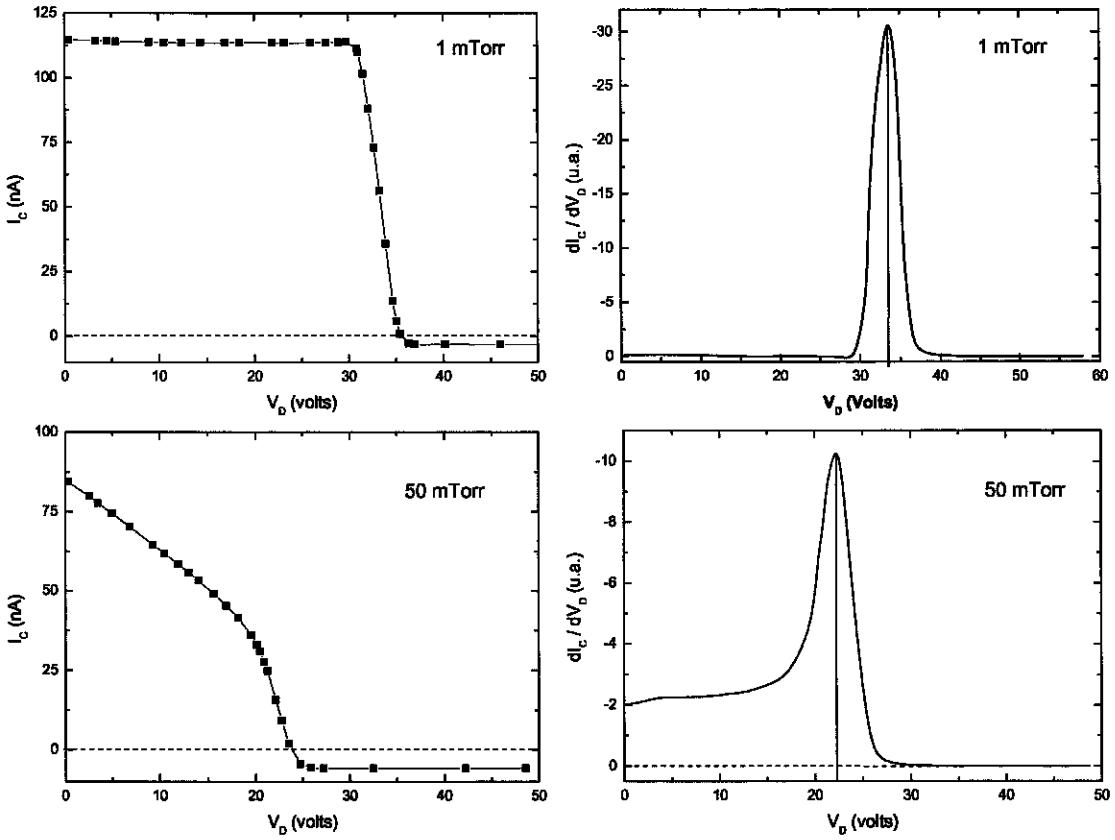

FIG. 5.7 – Courbes I_C =f(V_D) et leur dérivée pour 25 W et 81.36 MHz à 1 mTorr et 50 mTorr. Gap = 4.5 cm. V_R = -50 V, V_S = -20 V, V_C = -10 V

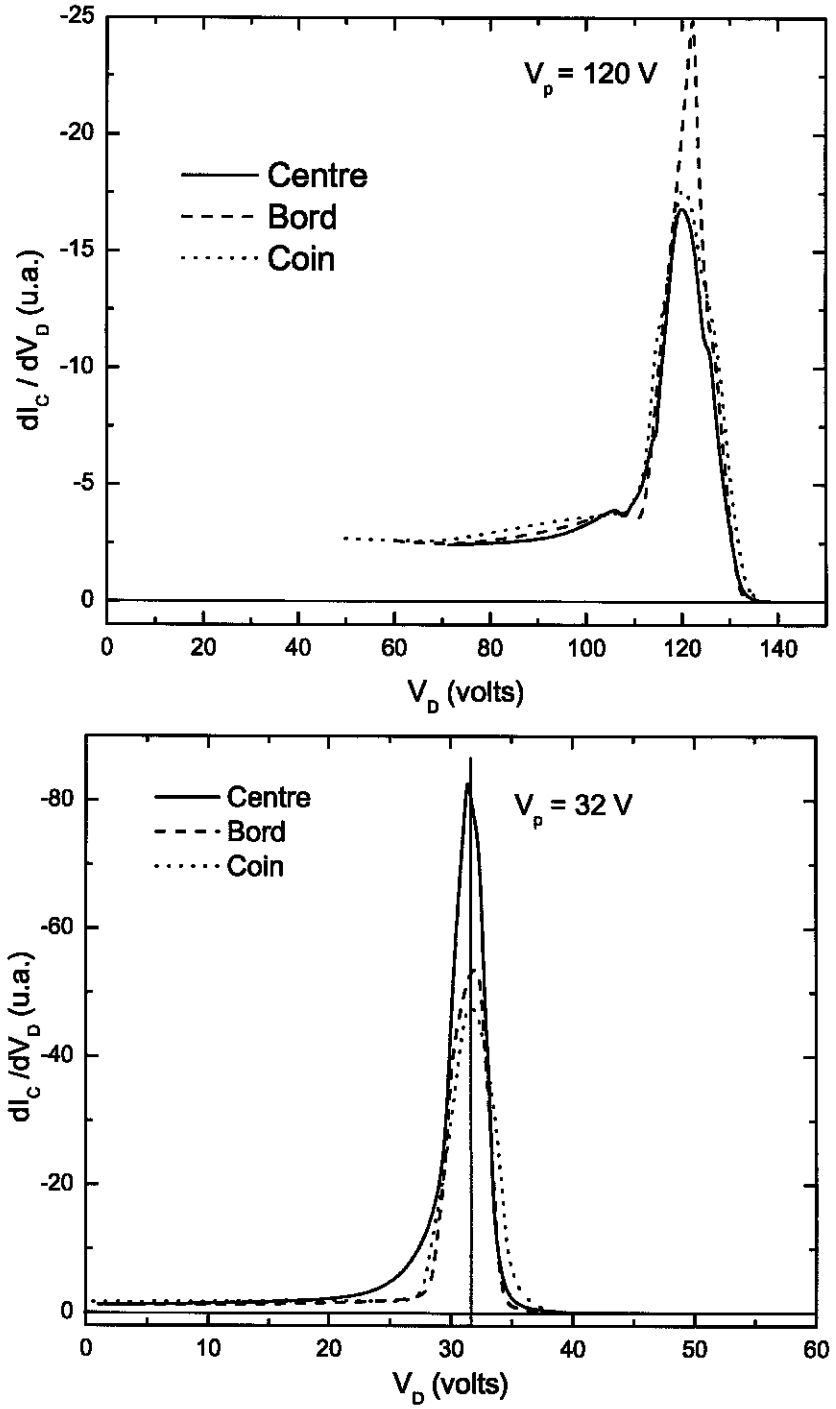

FIG. 5.8 – Fonctions de distribution en énergie des ions mesurées à 50 W, 10 mTorr pour 13.56 MHz et 81.36 MHz au centre (ligne continue), sur le bord (tirets) et dans un coin de l'électrode à la masse (pointilés). Gap 4.5 cm.

Cette différence n'est pas significative puisque d'une part nous ne connaissons pas avec précision la résolution de l'analyseur d'énergie et que d'autre part nous ne savons pas dans quelle mesure les collisions dans l'analyseur vont modifier la valeur du potentiel plasma. Quoiqu'il en soit, à 81.36 MHz et 100 mTorr, nous avions mesuré un flux d'ions fortement non uniforme à cause de l'effet d'onde stationnaire.

Conclusion

L'énergie des ions est uniforme dans des conditions où l'effet d'onde stationnaire est important et conduit à de fortes non uniformités du flux d'ions.

Pourquoi ?

Le potentiel plasma V_p que nous mesurons dépend directement de la tension V_{rf} aux bornes de la décharge selon la relation :

$$V_p \approx \frac{V_{rf}}{2} + 5T_e \tag{5.3}$$

A haute fréquence, V_{rf} n'est pas uniforme à cause de l'effet d'onde stationnaire et nous nous attendons à ce que V_p suive la même tendance. Or comment maintenir une grande différence de potentiel entre deux points du plasma sachant que le plasma est un milieu conducteur ? Nous pensons donc que le potentiel plasma est uniforme. Cela suppose un courant radial de charges. La relation (5.3) n'est alors vérifiée qu'au centre des électrodes. Cependant, aucun modèle ne décrit ce phénomène mis en évidence expérimentalement.

5.2 Expériences sur le nouveau réacteur

Les expériences sur le réacteur original nous ont permis de mettre en évidence les non-uniformités du flux d'ions à haute fréquence. Néanmoins, n'ayant pas accès à la mesure de V_{rf}, les comparaisons avec les modèles sont difficiles. De plus, nous voudrions vérifier expérimentalement les lois d'échelle prédites par le modèle inhomogène au centre du réacteur et notamment l'augmentation de la densité d'ions avec la fréquence pour une tension V_{rf} donnée.

Avant de présenter les résultats préliminaires obtenus dans le réacteur modifié, faisons les deux remarques générales suivantes :

1. **Mesure du courant I_{rf} :** la sonde de courant que nous utilisons a une impédance de transfert élevée, de l'ordre de 5 Ω. La valeur du courant I_{rf} est déduite de la mesure de la tension aux bornes d'une résistance de 50 Ω branchée sur la sortie de la sonde.

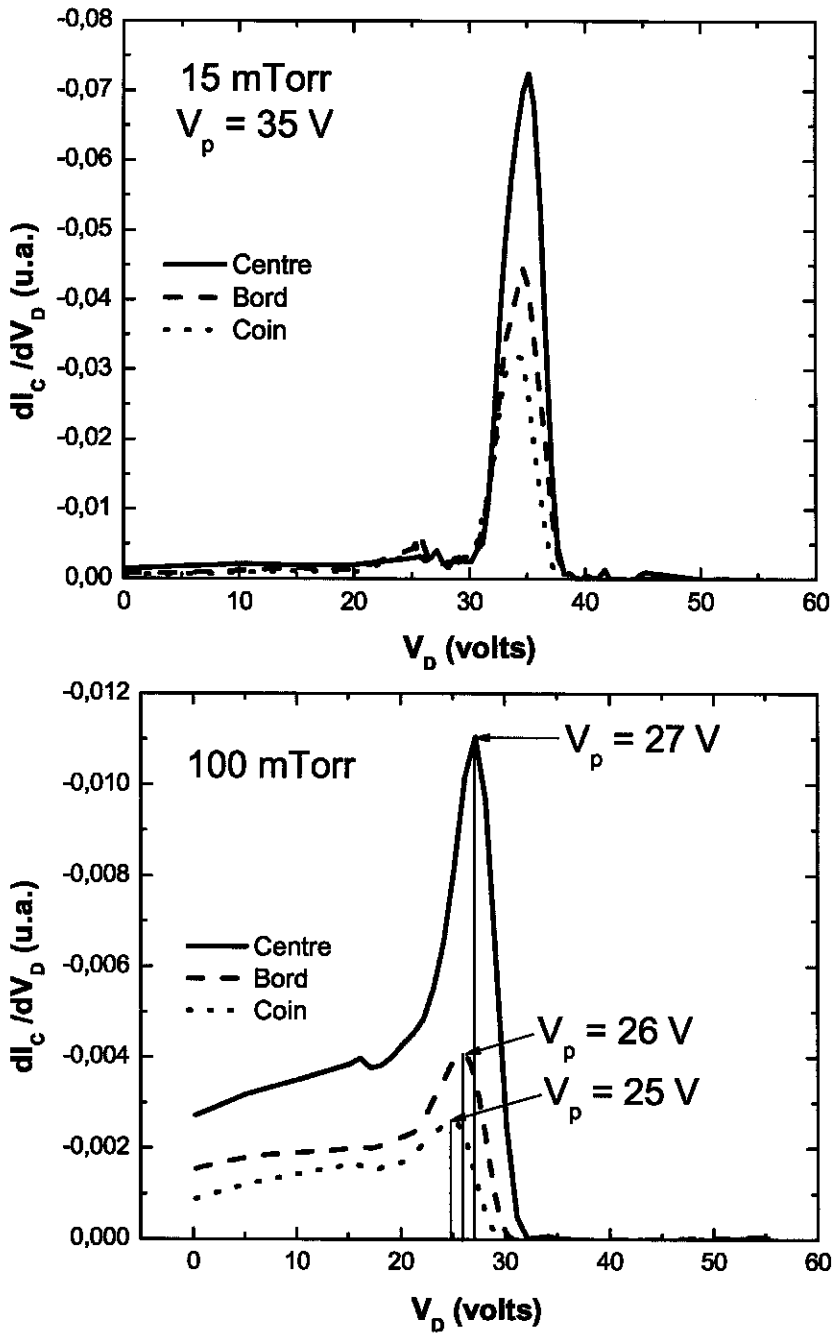

FIG. 5.9 – Fonctions de distribution en énergie des ions mesurées à 200 W, 81.36 MHz à 15 mTorr et 100 mtorr au centre (ligne continue), sur le bord (tirets) et dans un coin de l'électrode à la masse (pointilés). Gap 3 cm.

Prenons un exemple de mesure : à 81.36 MHz, 150 mTorr, cette résistance dissipe 30 W sur les 130 W fournis par le générateur. Cela pose deux problèmes :
- La sonde perturbe trop le système.
- Le signal en sortie de la sonde doit être très fortement atténué avant d'être lu sur un oscilloscope.

Une solution serait de remplacer la résistance de 50 Ω par une résistance de 1 MΩ (pas de puissance dissipée) et de refaire l'étalonnage de la sonde. Malheureusement, ce modèle de sonde ne le permet pas. Cette sonde de courant n'est pas adaptée à notre système et nous ne donnons donc pas de mesures de I_{rf} dans ce chapitre.

2. **Modifications de la boîte d'accord** : nous avons oté de la boîte d'accord toute l'électronique de pilotage des condensateurs. L'accord est maintenant complètement manuel... et beaucoup plus facile. En effet, l'accord est en général très piqué et le pas des moteurs pilotant les condensateurs était trop grand pour faire des réglages fins.

5.2.1 Profils radiaux du flux d'ions

Commençons par mesurer, comme nous l'avons fait dans l'ancien réacteur, le profil radial du flux d'ions et comparons les profils pour les deux distances inter-électrodes. A 13.56 MHz, les profils sont uniformes, quelle que soit la distance inter-électrodes. La figure 5.10 compare des profils de flux d'ions normalisés mesurés à 210 mTorr, 81.36 MHz, 50 W pour deux distances inter-électrodes. Les points expérimentaux sont représentés par des symboles, la ligne continue est le profil calculé par le modèle ligne de transmission et la ligne pointillée le profil calculé dans le vide (on suppose $\lambda = \lambda_0$) pour 81.36 MHz. Pour une distance inter-électrodes de 4.5 centimètres, l'effet d'onde stationnaire est très important et on observe, sur la mesure du flux d'ions, une atténuation de 60% entre le centre et le bord des électrodes. Le modèle ligne de transmission tend à surestimer l'effet d'onde stationnaire. Rappelons que la non-linéarité de l'effet d'onde stationnaire est faible (en $V_0^{1/10}$), avec V_0 la tension aux bornes de la décharge au centre des électrodes, nous pouvons donc comparer l'effet d'onde stationnaire calculé par le modèle avec les mesures, même si nous n'avons pas accès à la mesure de V_0 (le profil est très peu dépendant de la tension).

Pour un espace inter-électrodes plus petit, nous remarquons une remontée du flux sur les sondes les plus proches du bord ce qui laisse penser que les effets de bord sont plus importants. Si l'on excepte les deux sondes extérieures, le profil présente un maximum au centre et décroît en direction des bords ce qui est caractéristique

de l'effet d'onde stationnaire. Nous notons que cet effet est moins marqué pour un gap de 3 centimètres que pour un gap de 4.5 centimètres (cf. équation (3.28)). Néanmoins, la différence avec la solution dans le vide reste importante.

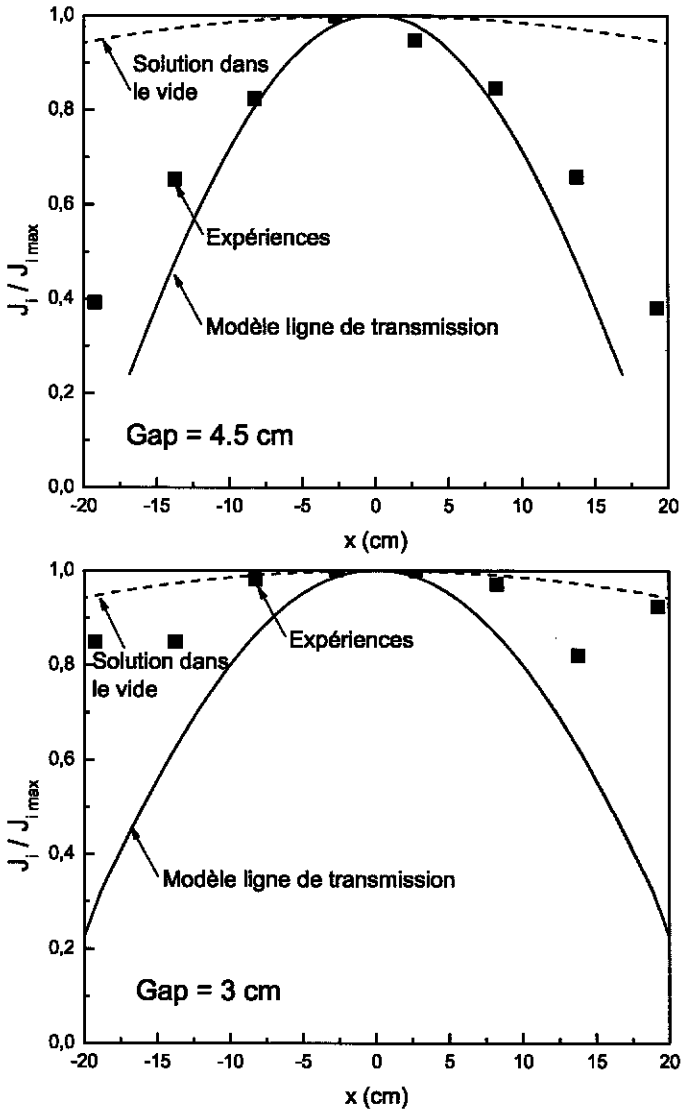

FIG. 5.10 – Profils expérimentaux normalisés 1D du flux d'ions à (x,y=0) gap = 4.5 cm et gap = 3 cm à 210 mTorr, 50 W, 81.36 MHz (symboles). La ligne pleine correspond au profil calculé par le modèle ligne de transmission ; la ligne pointillée est la solution dans le vide calculée à 81.36 MHz.

Finalement, dans les deux cas, le modèle ligne de transmission surestime l'effet d'onde stationnaire. Le profil expérimental est plus uniforme que le profil calculé par le modèle. Une explication est que le modèle ne tient pas compte de la diffusion radiale des particules ni des effets de bord qui tendent à contrebalancer l'effet d'onde stationnaire.

5.2.2 Flux d'ions au centre vs. V_{rf} au centre des électrodes

Nous voulons maintenant mesurer J_i au centre en fonction de $V_{rf}(r = 0)$. Notons V_0 cette tension. Nous avons inséré sur la ligne d'arrivée de la rf, au plus proche de l'électrode, un coupleur permettant la mesure d'une tension que nous noterons V_s. Idéalement, $V_s = V_0$ et nous avons donc la mesure de J_i vs. V_0. Nous verrons dans quelles conditions nous avons effectivement $V_s = V_0$.

La figure 5.11 représente les flux d'ions au centre des électrodes mesurés en fonction de la tension V_s pour 13.56 MHz, 60 MHz et 81.36 MHz. Pour chaque fréquence d'excitation, la pression varie de 15 mTorr à 150 mTorr. Dans tous les cas, nous pouvons estimer à 10% environ l'erreur de mesure sur J_i. Cette erreur est essentiellement due au fait que le courant ionique n'est pas parfaitement saturé. Nous avons vu au paragraphe précédent que nous atteignions une saturation raisonnable lorsque la polarisation des sondes était de -30 V. L'erreur sur la mesure de V_s est quant à elle de l'ordre de quelques pour cent. Les lignes pointillées représentent les flux calculés, à un facteur près, par le modèle inhomogène, pour les mêmes fréquences, pressions et V_s. Les échelles sont les mêmes sur les trois graphiques afin de faciliter les comparaisons entre les trois fréquences.

Intéressons-nous tout d'abord au cas à 13.56 MHz. A 15 mTorr, on a un bon accord entre mesures expérimentales et modèle, aussi bien sur le calcul des valeurs absolues que sur la variation du flux avec V_s. Lorsque la pression augmente, pour une tension V_s donnée, le flux d'ions augmente. Les modèles calculent toujours des flux inférieurs aux valeurs mesurées et l'écart entre modèle et expériences augmente avec la pression et avec V_s. Une explication est que les modèles ne tiennent pas compte de l'émission d'électrons secondaires. Une autre hypothèse est que le modèle considère une décharge parfaitement symétrique alors que notre décharge est peut-être légèrement disymétrique, bien qu'elle soit confinée par une barrière de téflon de quatre centimètres d'épaisseur. Néanmoins, cette dernière hypothèse n'explique par pourquoi l'écart est plus important à 150 mTorr qu'à 15 mTorr et il semble que les modèles ne tiennent pas compte d'un mécanisme qui prend de l'importance avec la pression.

Voyons maintenant ce qu'il se passe à plus haute fréquence d'excitation. Nous avons vu dans les paragraphes précédents que l'avantage d'utiliser les très hautes fréquences (VHF) est que, pour une même tension V_0 aux bornes de la décharge, les flux d'ions (ie. les densités d'ions) sont plus élevés. Nous constatons immédiatement que ce n'est pas toujours le cas ici. Par exemple, pour $V_s = 200$ V et $p = 50$ mTorr, nous avons :

- $J_i = 0.045$ mA.cm^{-2} à 13.56 MHz

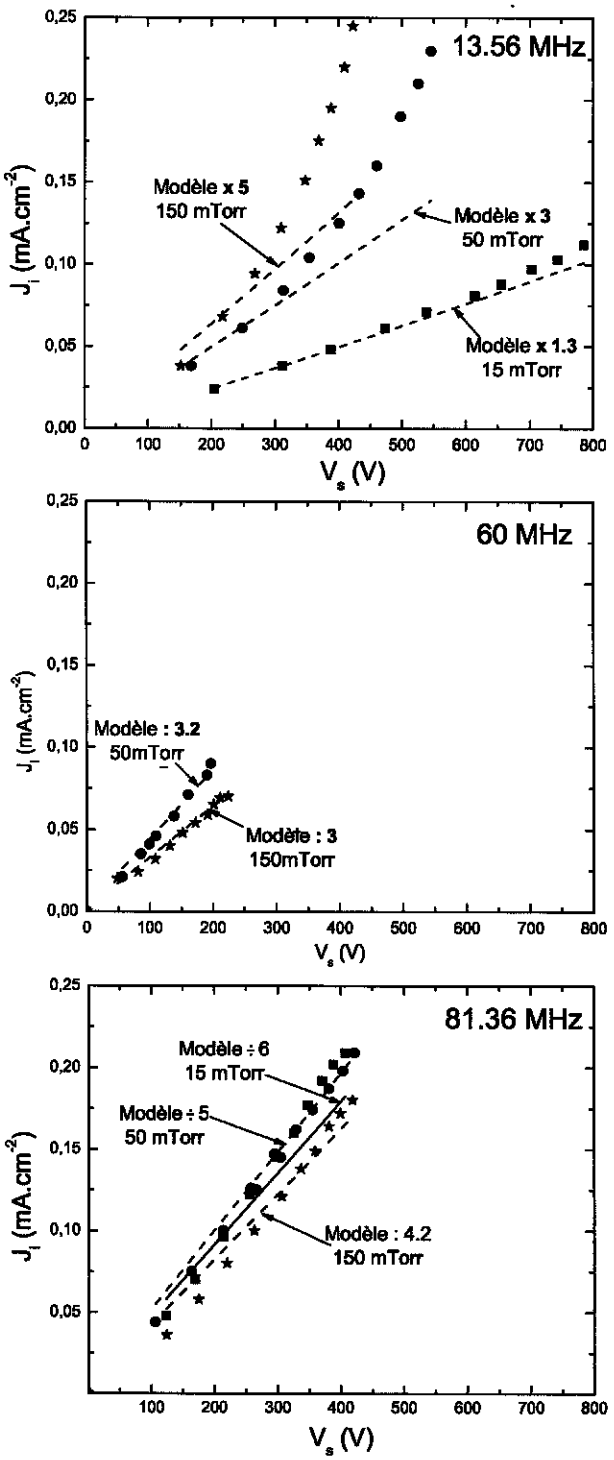

FIG. 5.11 – Flux d'ions mesurés au centre en fonction de V_s à 13.56 MHz, 60 MHz et 81.36 MHz. Les symboles correspondent aux points expérimentaux (carrés : 15 mTorr, ronds : 50 mTorr, étoiles : 150 mTorr), les lignes pointillées sont les valeurs calculées par le modèle inhomogène à un facteur près. Gap = 3 cm.

- $J_i = 0.095$ mA.cm^{-2} à 60 MHz
- $J_i = 0.11$ mA.cm^{-2} à 81.36 MHz

et, pour $V_s = 400$ V et $p = 150$ mTorr, nous avons :

- $J_i = 0.22$ mA.cm^{-2} à 13.56 MHz
- $J_i = 0.17$ mA.cm^{-2} à 81.36 MHz

Les modèles quant à eux calculent, à 60 MHz et 81.36 MHz, des flux d'ions très supérieurs aux flux mesurés. L'accord entre modèle et expériences et si mauvais que nous nous sommes interrogés sur la validité de nos mesures. En particulier, nous nous sommes demandés dans quelle mesure la tension V_s était effectivement égale à la tension V_0 aux bornes de la décharge. Pous trouver une explication, nous avons commencé par comparer les modèles à des mesures de n_e dans un réacteur 'petite surface'.

Comparaison avec des mesures réalisées dans un réacteur de plus petite taille

Nous avons comparé le modèle à des mesures de densités réalisées à 50 mTorr dans un plasma d'argon dans un réacteur de référence de type GEC. La décharge est excitée entre deux électrodes de 12 centimètres de diamètre espacées de 3 centimètres. La densité d'électrons est mesurée au centre de la décharge par une sonde de Langmuir (SmartProbe, Scientific Systems). De même que dans notre réacteur, un coupleur inséré sur la ligne rf mesure la tension V_s au plus près de l'électrode. Les résultats des mesures à 13.56 MHz et 60 MHz pour une pression de 50 mTorr sont présentés sur la figure 5.12. Pour une puissance rf donnée, V_0 diminue avec la fréquence. La source rf est limitée en puissance à 50 W, ce qui explique le peu de point à 60 MHz. Quoiqu'il en soit, pour une tension V_s donnée, la densité d'électrons (ie. la densité d'ions) augmente avec la fréquence. A 13.56 MHz, le modèle est en accord avec les mesures alors qu'il calcule des densités légèrement plus faibles à 60 MHz. D'autre part, la variation de n_e avec V_s est légèrement différente. Ces différences sont difficiles à expliquer puisque le réacteur GEC est disymétrique (le plasma est confiné dans l'espace inter-électrode par une grille à la masse), et que le modèle considère une décharge parfaitement symétrique. Nous retiendrons donc uniquement les résultats suivants :

- n_i augmente avec la fréquence à V_s constant.
- Le modèle inhomogène calcule des densités très proches des densités mesurées ce qui laisse penser que la tension V_s que nous mesurons est effectivement égale à V_0.

Pourquoi ne retrouvons-nous pas ces résultats dans le réacteur grande surface ? Pourquoi l'accord entre modèle et expériences est-il si mauvais à 60 MHz et 81.36 MHz ?

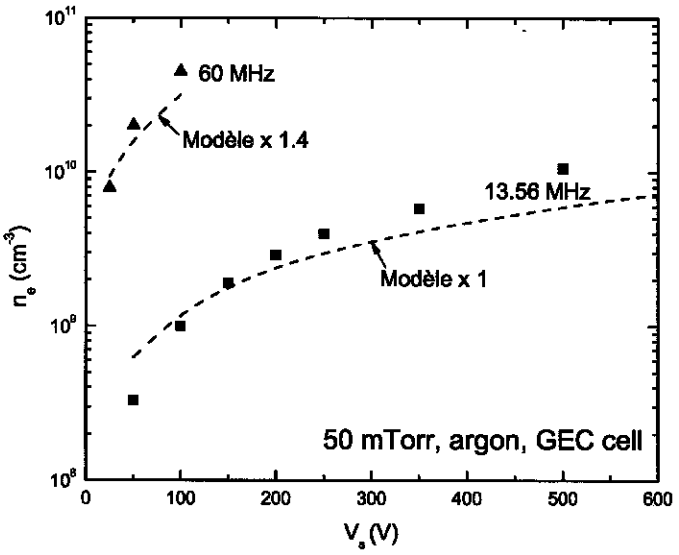

FIG. 5.12 – Densité d'électrons mesurée au centre en fonction de V_s à 13.56 MHz et 60 MHz dans un réacteur de type GEC à 50 mTorr (gap 3 cm, diamètre électrodes 12 cm, argon). Les symboles correspondent aux points expérimentaux (carrés : 13.56 MHz, triangles : 60 MHz), les lignes pointillées sont les valeurs calculées par le modèle inhomogène à un facteur près.

Remarques sur la mesure de $V_{rf}(r = 0)$

Il nous est apparu que, dans le cas d'un réacteur grande surface, la tension V_s que nous mesurons n'est pas égale, à haute fréquence, à la tension V_0 aux bornes du plasma.

La figure 5.13 schématise un réacteur radiofréquence à couplage capacitif.

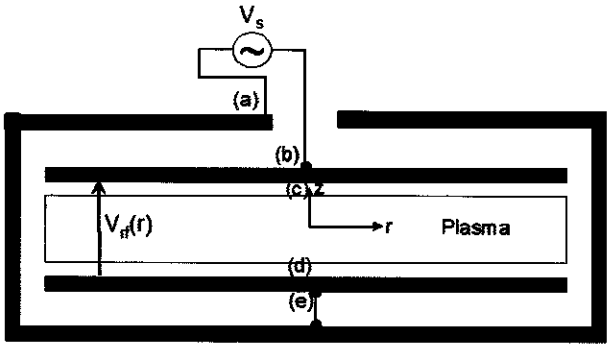

FIG. 5.13 – Schéma simplifié d'un réacteur radiofréquence à couplage capacitif, vue en coupe.

Nous voulons mesurer la valeur de $V_0 = V_{rf}(r = 0)$, différence de potentiel aux bornes de la décharge au centre des électrodes, c'est-à-dire la différence de potentiel

entre les points notés (c) et (d) sur la figure. La tension que nous mesurons avec le coupleur est la tension appliquée au centre de l'électrode rf, V_s, c'est-à-dire la différence de potentiel entre les points (a) et (b).

A 13.56 MHz, la profondeur de peau dans l'aluminium est de 20 μm. C'est la profondeur sur laquelle circulent les charges électriques dans les électrodes. Cette profondeur diminue lorsque la fréquence augmente. L'épaisseur des électrodes est de 2 centimètres. Cela signifie que les charges situées sur une face des électrodes ne 'voient' pas les charges sur la face opposée. Autrement dit, les points (b) et (c) ne sont pas forcément au même potentiel. Il en est de même pour les points (e) et (d).

A basse fréquence, lorsque la longueur d'onde est très grande devant la taille caractéristique du système, nous avons vu que les effets électromagnétiques étaient négligeables : le potentiel est uniforme sur chacune des électrodes. Ainsi, les points (a), (e) et (d) sont reliés et sont au même potentiel. De la même façon, les points (b) et (c) sont au même potentiel. La différence de potentiel V_{rf} entre les électrodes est uniforme. Ainsi, à 13.56 MHz, nous avons effectivement $V_s \approx V_0$.

A plus haute fréquence, des effets électromagnétiques induisant des non-uniformités doivent être pris en compte. Les modèles vus au chapitre 2 montrent qu'à haute fréquence, V_{rf} n'est pas uniforme sur tout le rayon des électrodes. Ces non-uniformités ont été observées expérimentalement à 60 MHz et à 81.36 MHz. Cela signifie que le potentiel sur chacune des électrodes n'est pas uniforme. Autrement dit, $V_b \neq V_c$ et $V_a \neq V_e \neq V_d$. La tension V_s que nous mesurons n'est pas égale à la tension V_0 aux bornes de la décharge en $r = 0$. Nous ne rencontrons pas ce problème dans les réacteurs de petite taille ($\lambda \gg R$). Cela explique l'incohérence de nos résultats à haute fréquence et la meilleure adéquation entre modèle et expériences dans le cas du réacteur GEC (pour lequel $\lambda \ll R$ quelle que soit la fréquence).

Peut-on mesurer V_0 dans notre réacteur ?

Pour mesurer la vraie valeur de V_0, nous avons plusieurs options :

- Soit nous mesurons directement la tension à l'intérieur de l'espace inter-électrodes. A notre connaissance, il n'existe pas de système simple permettant de faire cette mesure lorsque le plasma est allumé.
- Soit nous mesurons V_s et nous modélisons notre système afin de calculer V_0 à partir de V_s. Cela ne présente pas de difficulté majeure dans le cas d'un sytème d'étude idéal ; nous pouvons pour cela utiliser le modèle ligne de transmission présenté au chapitre 3. Il est par contre très difficile de modéliser un réacteur réel, de géométrie complexe, avec toute sa connectique.
- Soit nous mesurons indirectement V_0 à partir de la mesure de la chute de potentiel dans les gaines (déterminée par une mesure d'analyseur d'énergie par

exemple). A 13.56 MHz, nous avons la relation simple $|V_{gaine}| = |V_0|/2$ mais, quand la fréquence augmente, $|V_{gaine}| < |V_0|/2$. Il faut alors évaluer par des modèles la différence entre V_0 et V_{gaine}.

Finalement, ce nouveau design de réacteur nous permet de mesurer $V_{rf}(r = 0)$ à 13.56 MHz mais les mesures à 60 MHz et 81.36 MHz ne sont pas valables.

Utilisation des analyseurs d'énergie pour la mesure de l'énergie des ions E_{ion}

La sonde de tension ne permet pas de mesurer la tension aux bornes de la décharges en $r = 0$ au-delà de 13.56 MHz. Par contre, les analyseurs d'énergie donnent, à basse pression, la mesure du pis d'énergie des ions, E_{ion}, autrement dit du potentiel plasma moyen V_p. Or cette grandeur est aussi calculée par les modèles. Notons simplement que la valeur de E_{ion} calculée par le modèle inhomogène doit être corrigée d'une facteur $5T_e$ (rappelons que $V_p \approx V_{rf}/2 + 5T_e$) qui n'est pas prise en compte dans le calcul. En utilisant simultanément les sondes planes et les analyseurs d'énergie, nous pouvons donc mesurer $E_{ion} = \mathrm{f}(J_i)$ au centre des électrodes et comparer les courbes avec les prévisions du modèle inhomogène.

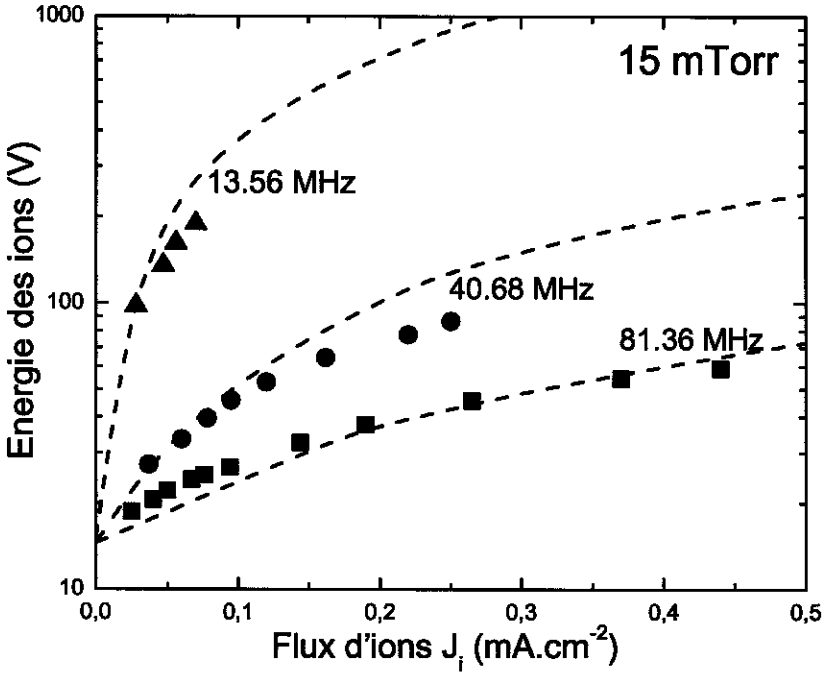

FIG. 5.14 – Energie des ions mesurée par les analyseurs d'énergie en fonction du flux d'ions mesuré par les sondes planes à 15 mTorr pour 13.56 MHz, 40.68 MHz et 81.36 MHz au centre de l'électrode à la masse. Les symboles correspondent aux mesures expérimentales, les lignes pointillées aux courbes calculées par le modèle inhomogène.

La figure 5.14 représente l'énergie des ions mesurée en fonction du flux d'ions

au centre de la l'électrode à la masse à 15 mTorr pour 13.56 MHz, 40.68 MHz et 81.36 MHz. Les symboles correspondent aux points expérimentaux. Les lignes pointillées sont les énergies d'ions calculées par le modèle inhomogène dans les mêmes conditions. Modèle et expériences sont en très bon accord. A 40.68 MHz toutefois, on note une légère divergence entre modèle et expériences. Or à cette fréquence, le générateur radiofréquence délivre un signal fortement pollué par les harmoniques de la fréquence fondamentale ce qui peut expliquer cette différence.

Considérons un procédé de gravure plasma pour lequel l'énergie des ions ne doit pas dépasser 500 V sous peine d'endommagement des substrats. Cette figure montre qu'à 13.56 MHz, cette condition impose un flux d'ions inférieur à 0.15 mA.cm^{-2} environ alors qu'à 81.36 MHz, l'énergie des ions est beaucoup plus faible et le flux d'ions n'est pas limité. En effet, pour un flux d'ions de 0.5 mA.cm^{-2}, l'énergie des ions est inférieure à 100 V à 81.36 MHz. L'énergie des ions à haute fréquence est tellement diminuée qu'il n'ont plus l'énergie suffisante pour participer à la gravure. D'où l'intérêt d'utiliser des décharges capacitives double fréquence : la haute fréquence (27 MHz par exemple) permet d'avoir des sources haute densité et la basse fréquence (typiquement quelques MHz) permet de contrôler l'énergie des ions.

Remarque : retour sur la mesure de V_0 au centre des électrodes.

A partir de la mesure de V_0 donnée par le coupleur, nous pouvons calculer une énergie d'ions correspondante. La figure 5.15 représente l'énergie des ions mesurée en fonction du flux d'ions à 15 mTorr pour deux fréquences, 13.56 MHz et 81.36 MHz. Les lignes pointillées correspondent aux courbes calculées par le modèle inhomogène. Les symbole pleins représentent les mesures expérimentales, l'énergie des ions étant mesurée par les analyseurs d'énergie. Les symboles vides quant à eux sont d'autres mesures expérimentales pour lesquelles nous avons déterminé l'énergie des ions à partir de la mesure de V_0 donnée par la sonde de tension. Cette figure montre clairement que, à 13.56 MHz, la tension mesurée par le coupleur est bien la tension aux bornes de la décharge ($\lambda \gg R$) alors qu'à 81.36 MHz, la mesure est fausse (effets de propagation, cf. figure 5.13 et explication correspondante).

Effet de la pression

La figure 5.16 représente l'énergie des ions mesurée par les analyseurs d'énergie en fonction du flux d'ions au centre de l'électrode à la masse à 100 mTorr pour deux fréquences d'excitation (40.68 MHz et 81.36 MHz). Les symboles correspondent aux mesures expérimentales alors que les lignes pointillées sont les courbes calculées par le modèle inhomogène dans les mêmes conditions. La différence entre modèle et expériences est très grande par rapport au cas à 15 mTorr (figure 5.14). Nous

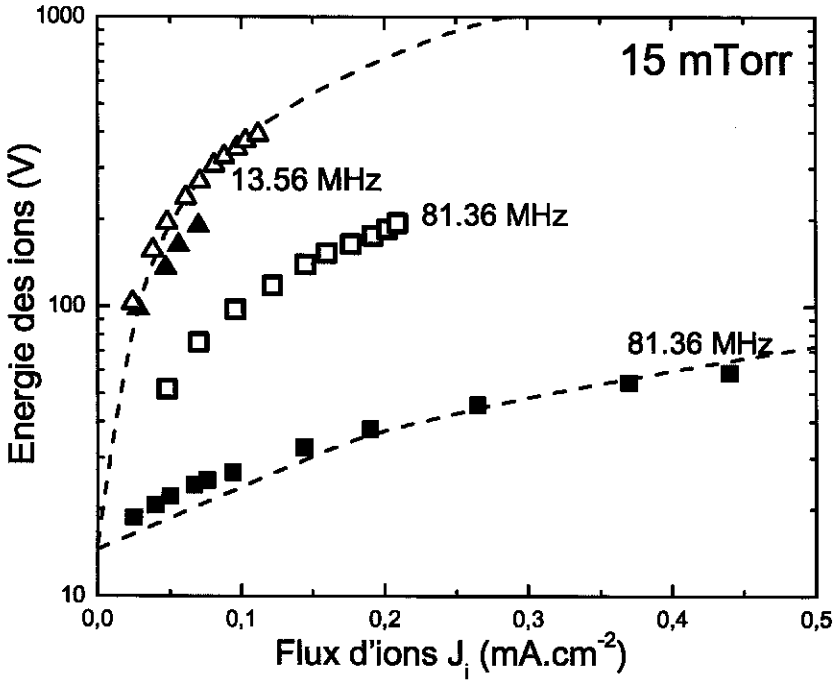

FIG. 5.15 – Energie des ions en fonction du flux d'ions mesuré par les sondes planes à 15 mTorr pour 13.56 MHz et 81.36 MHz au centre de l'électrode à la masse. Les symboles correspondent aux mesures expérimentales (pour les symboles vides, l'énergie des ions est mesurée par les analyseurs d'énergie, pour les symboles pleins, l'énergie des ions est déterminée à partir de la mesure de V_0 donnée par la sonde de tension), les lignes pointillées aux courbes calculées par le modèle inhomogène.

pouvons nous interroger sur la validité de la mesure de l'énergie des ions puisque, au-delà de 100 mTorr, il y a des collisions dans l'analyseur. D'autre part, le modèle ne tient pas compte du phénomène d'émission d'électrons secondaires, mécanisme qui tendrait à faire augmenter le flux d'ions pour une énergie donnée quand la pression augmente. Enfin, nous pouvons mettre en cause le modèle de transport utilisé dans le modèle, discutable à haute pression. Quoiqu'il en soit, à 100 mTorr, la tendance est la même qu'à 15 mTorr puisque, pour un flux d'ions donné, l'énergie des ions diminue avec la fréquence d'excitation.

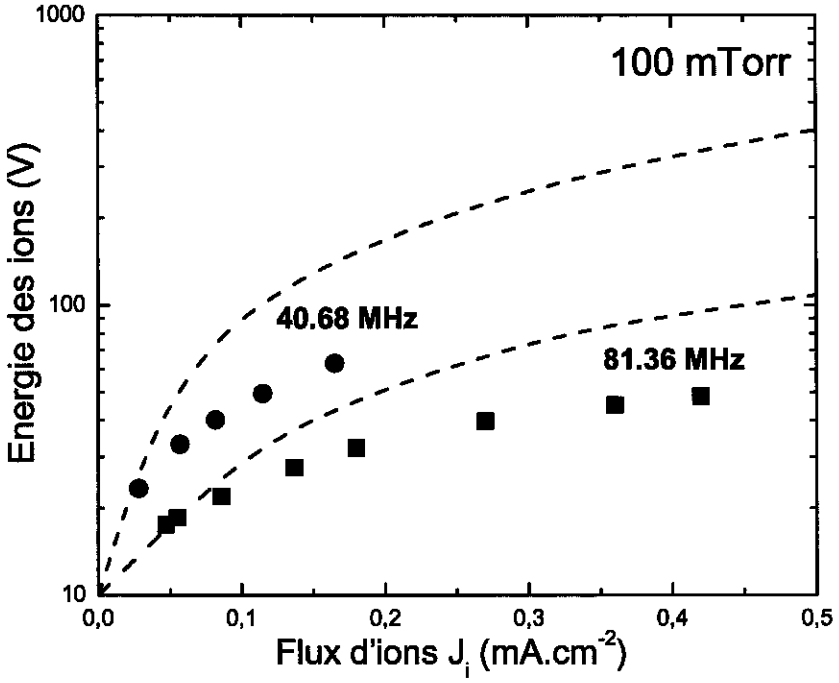

FIG. 5.16 – Energie des ions mesurée par les analyseurs d'énergie en fonction du flux d'ions mesuré par les sondes planes à 15 mTorr pour 40.68 MHz et 81.36 MHz au centre de l'électrode à la masse. Les symboles correspondent aux mesures expérimentales, les lignes pointillées aux courbes calculées par le modèle inhomogène.

Puissance couplée

A 81.36 MHz, les analyseurs d'énergie donnent une mesure fiable de l'énergie des ions. C'est un diagnostic auquel nous avions accès dans l'ancien réacteur, nous pouvons donc comparer les courbes E_{ion} vs. J_i mesurées dans les deux réacteurs. Nous ne présentons pas de mesure à 13.56 MHz. En effet, l'utilisation des analyseurs d'énergie est très difficile à cette fréquence car les courants à mesurer, très petits, sont noyés dans le bruit. La figure 5.17 représente deux mesures de E_{ion} en fonction de J_i à 81.36 MHz. Dans un cas, la pression est de 10 mTorr et l'espace inter-

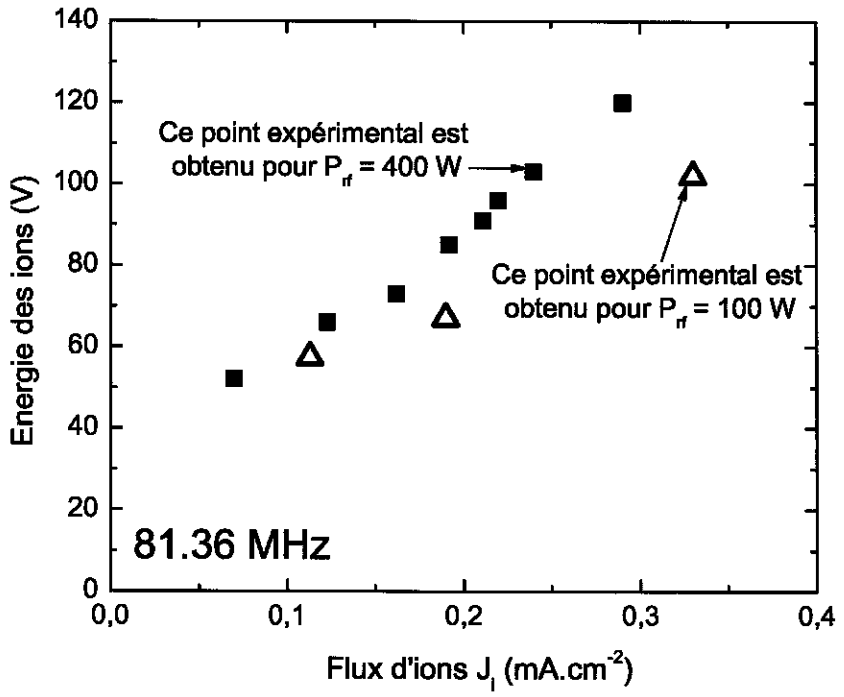

FIG. 5.17 – Energie des ions en fonction du flux d'ions mesurée au centre de l'électrode à la masse à 81.36 MHz. Comparaison des mesures réalisées dans l'ancien réacteur (symboles vides, gap 4.5 cm, 10 mTorr) et dans le nouveau réacteur (symboles pleins, gap 3 cm, 15 mTorr)

électrodes de 4.5 cm (ancien réacteur), dans l'autre cas, nous avons $p = 15$ mTorr et un gap de 3 cm (nouveau réacteur). Les pressions et les distances inter-électrodes sont suffisamment proches pour comparer les mesures et dans les deux cas, nous mesurons des énergies comparables pour un flux d'ions donné.

Ainsi, pour une tension donnée aux bornes de la décharge, nous obtenons des plasmas similaires dans les deux réacteurs. La différence porte essentiellement sur la puissance qu'il faut injecter dans le système pour avoir énergie d'ions donnée. Pour avoir des ions de 100 V, il ne fallait, à 81.36 MHz et 10 mTorr, que 100 W de puissance rf alors que, dans le nouveau système, il en faut quatre fois plus. Cela signifie qu'en modifiant le design du réacteur, nous avons diminué l'efficacité du couplage de la puissance dans le plasma. Prenons un autre exemple : considérons le cas $f = 81.36$ MHz, $p = 15$ mTorr, $P_{rf} = 100$ W. Dans l'ancien réacteur, nous mesurions $E_{ion} = 46$ V et $J_i \approx 0.29$ mA.cm^{-2}. Avec le nouveau design, nous mesurons $E_{ion} = 29$ V et $J_i \approx 0.19$ mA.cm^{-2}. Nous avons vu qu'à cette pression, le modèle était très proche des expériences. Nous l'utilisons ici pour calculer, à partir de la mesure de $\bar{V}_1$, la puissance couplée au plasma et nous en déduisons une estimation de l'efficacité de couplage. Nous obtenons :

- 80% de puissance couplée dans l'ancien réacteur.
- 53% de puissance couplée dans le nouveau réacteur.

A 13.56 MHz par contre, nous obtenons toujours des densités assez élevées et c'est à 60 MHz que le couplage de la puissance est le plus faible. Une explication pourrait être que nous travaillons à une fréquence trop proche de la fréquence de résonnance du réacteur à vide. Celle-ci est mesurée à l'aide d'un analyseur de réseau. Dans l'ancien réacteur, nous avons mesuré $L_{stray} = 50$ nH et $C_{stray} = 295$ pF d'où une fréquence de résonance de 41.5 MHz. Dans cette configuration, C_{stray} est principalement la capacité parasite formée par l'électrode rf et la contre-électrode à la masse. Dans le nouveau réacteur, C_{stray} est encore de 270 pF bien que nous ayons supprimé la contre-électrode. C_{stray} est principalement constituée de l'emplilement électrode rf / anneaux en polysulfone / base à la masse et de la capacité formée par les deux électrodes en regard, plus proches qu'auparavant. Nous avons d'autre part augmenté L_{stray} en modifiant le chemin de retour du courant. Nous mesurons $L_{stray} = 120$ nH d'où une fréquence de résonance de 29 MHz. Le changement de la fréquence de résonance peut expliquer le mauvais couplage de la puissance au plasma à haute fréquence dans le nouveau réacteur. Néanmoins, ce problème est loin d'être compris.

Le nouveau réacteur présente tout de même un certain nombre d'avantages. Tout d'abord, le plasma est parfaitement confiné par la barrière de téflon et nous n'avons

plus aucun problème de plasma parasite. Il semble aussi qu'il est plus facile d'accorder le système. La sonde de tension (coupleur) donne une bonne mesure de la tension aux bornes de la décharge à 13.56 MHz et, à plus haute fréquence, nous avons utilisé avec succès les analyseurs d'énergie. Notons que ceux-ci peuvent aussi être utilisés à 13.56 MHz mais, les densités d'ions étant plus faibles, les signaux sont noyés dans le bruit.

En réduisant la distance inter-électrodes, nous avons diminué l'effet d'onde stationnaire (conformément à la théorie) et les profils de flux d'ions sont plus uniformes. D'autre part, l'efficacité de couplage étant plus faible, nous n'atteignons plus des densités suffisantes pour observer des maxima très marqués sur les bords comme c'est le cas par exemple à 60 MHz, 210 mTorr et 265 W (cf. figure 5.3) dans l'ancien réacteur. Nous n'observons donc pas l'effet de peau.

Chapitre 6

Bilan et perspectives

Les décharges capacitives grande surface excitées à très haute fréquence

Des avantages attrayants

Les plasmas rf à couplage capacitif sont massivement utilisés dans l'industrie des écrans plats à plusieurs stades de la fabrication des écrans à cristaux liquides. La plupart des réacteurs en production fonctionnent à 13.56 MHz. Le marché est en pleine expansion et la compétition entre les différentes technologies existantes (écrans AMLCD, écrans plasma, tubes cathodiques...) pousse vers une augmentation de la productivité (notamment par l'augmentation de la taille des substrats) et une meilleure résolution. L'utilisation de fréquences supérieures à la fréquence industrielle habituelle de 13.56 MHz présente deux avantages majeurs :

- La possibilité d'avoir des sources plasma haute densité ce qui tend à augmenter la vitesse des procédés.
- A densité plasma égale, l'énergie des ions est plus faible à haute fréquence d'excitation ce qui limite l'endommagement des substrats par des ions de trop forte énergie.

Un inconvénient majeur : des décharges non uniformes

La tendance actuelle est donc à l'augmentation simultanée de la taille des réacteurs et de la fréquence d'excitation. Or lorsque la longueur d'onde devient comparable aux dimensions du réacteur, la différence de potentiel V_{rf} entre les électrodes n'est plus uniforme.

Un réacteur 'moyenne surface' (électrodes 40×40 cm) a été spécialement conçu au laboratoire pour étudier l'influence de la fréquence d'excitation sur l'unifomrité de

paramètres du plasma tels que la densité électronique et l'énergie des ions. L'étude est basée sur trois modèles différents :

1. **Un modèle électrique global** de la décharge (chapitre 2). Ce modèle sans dimension permet de calculer la variation des paramètres du plasma avec la fréquence. Il nous a notamment permis de mettre en évidence les résultats suivants :
   - Pour une tension V_{rf} constante aux bornes de la décharge, n_e augmente comme le carré de la fréquence.
   - Pour une puissance totale injectée dans le système constante, dans le cas d'un système idéal sans pertes résistives dans les connecteurs ou la boîte d'accord, plus la fréquence augmente et plus la part de puissance dissipée dans les électrons augmente, au détriment des ions.
   - Dans le cas d'un système réel, c'est-à-dire qui tient compte des pertes de puissance dans la boîte d'accord ou les connecteurs, les pertes résistives sont d'autant plus importantes que la fréquence est élevée. Cela signifie qu'à haute fréquence, il faut minimiser les résistances parasites afin de coupler le maximum de puissance dans la décharge.

2. **Un modèle électromagnétique** qui calcule le profil radial du dépôt de puissance dans la décharge. Ce modèle prédit trois causes de non-uniformité :
   - L'effet d'onde stationnaire à haute fréquence produisant un chauffage maximal au centre de la décharge.
   - L'effet de peau à haute densité électronique donnant lieu à un chauffage maximal près des bords.
   - Les effets de bord (chauffage maximal sur les bords).

   Ce modèle calcule toutes les non-uniformités mais, n'étant pas auto-cohérent, il n'est pas quantitativement fiable. Par exemple, selon ce modèle, l'effet de peau est visible dès $n_e = 10^{10}$ cm^{-3} alors que nous n'observons aucun maximum de densité électronique près des bords avant $n_e = 10^{11}$ cm^{-3}. L'importance de l'effet d'onde stationnaire est lui aussi mal estimé dans la mesure où la taille de la gaine et la densité électronique sont fixés indépendamment.

3. **Un modèle ligne de transmission** qui calcule le profil radial de V_{rf}. Ce modèle ne calcule que l'effet d'onde stationnaire et n'est donc pas valable à haute densité électronique. Par contre, il est complètement auto-cohérent et prédit un effet d'onde stationnaire comparable à l'effet mesuré.

Mesure de l'uniformité du flux d'ions et de l'énergie des ions

Le réacteur de départ, mis en service en octobre 2001, a sans cesse évolué au cours de la thèse. Les deux principaux diagnostics que nous avons utilisés sont :

- Une matrice de 8×8 sondes planes insérées dans l'électrode à la masse permettant de mesurer l'uniformité du flux d'ions.
- Trois analyseurs d'énergie à grilles donnant une mesure du potentiel plasma au centre, au bord et dans un coin de l'électrode à la masse. Ces analyseurs ont été entièrement réalisés au laboratoire et nous permettent de mesurer le potentiel plasma pour des pressions allant jusqu'à 150 mTorr.

Récapitulons les principaux résultats :

- A 13.56 MHz, le plasma est uniforme quelle que soit la pression.
- A partir de 60 MHz le plasma n'est pas uniforme. A basse puissance, on observe, sur le profil de flux d'ions, un effet d'onde stationnaire comparable à l'effet calculé par les modèles. Les profils de flux d'ions présentent un maximum au centre. A 81.36 MHz, 210 mTorr, 50 W, l'atténuation entre le centre et le bord est de 60% environ. Notons que, à plus basse pression, les profils sont plus uniformes car le transport radial des particules tend à contrebalancer l'effet d'onde stationnaire. Les non-uniformités mesurées sur l'énergie des ions sont quant à elles beaucoup plus faibles que les non-uniformités observées sur le flux d'ions.
- Lorsque la densité électronique augmente, le profil de flux d'ions devient maximal sur les bords. Il n'est pas possible à priori, sans mesure du champ électrique, de savoir si cette augmentation est due à l'effet de peau ou à des effets de bord. Quoi qu'il en soit, le modèle électromagnétique prédit un effet de peau significatif à partir de $n_e = 1 \times 10^{10}$ cm^{-3} et des effets de bord toujours importants. Les expériences montrent que les effets de bord et/ou l'effet de peau ne deviennent visibles qu'au-delà de $n_e = 1 \times 10^{11}$ cm^{-3}.

Au cours de la thèse, le réacteur expérimental a sans cesse évolué et s'est enrichi en diagnostics. Quelle que soit la configuration du réacteur, nous mesurons des densités d'ions comparables pour une tension V_0 aux bornes de la décharge donnée. V_0 est un paramètre de contrôle crucial et comparer des plasmas à puissance rf constante est délicat dans la mesure où la puissance réellement couplée à la décharge dépend fortement du design du système. Ainsi, en modifiant le réacteur, nous avons diminué l'efficacité du couplage à haute fréquence. Nous n'arrivons plus à coupler à la décharge assez de puissance pour obtenir des densités élevées et nous n'observons donc plus des maxima de flux au bord comme c'était le cas dans le réacteur initial. L'effet d'onde stationnaire observé est moins important pour une

distance inter-électrodes plus petite, conformément à la théorie.

Les analyseurs d'énergie permettent non seulement de mesurer l'uniformité du flux d'ions sur l'électrode à la masse mais servent aussi à mesurer la chute de potentiel moyenne à travers une gaine et donnent ainsi une mesure de la tension aux bornes des électrodes. Les mesures de E_{ion} en fonction de J_i obtenues par l'utilisation simultanée des analyseurs d'énergie et des sondes planes est en bon accord avec la théorie. Un moyen de mesurer V_0 est d'utiliser une sonde de tension (diviseur capacitif) insérée sur l'arrivée de rf au plus proche de l'électrode. Ce type de sonde ne donne une bonne mesure de V_{rf} que si la longueur d'onde d'excitation est grande devant la taille du réacteur. Ainsi, dans notre réacteur, cette sonde ne mesure correctement V_0 que pour une fréquence d'excitation de 13.56 MHz. Finalement, de nombreuses mesures électriques ont été réalisées au laboratoire sur les plasmas VHF dans un réacteur de type GEC (électrodes de 12 centimètres de diamètre) (voir thèse de Sébastien Dine). Malheureusement, les diagnostics ne sont pas immédiatement transposables sur notre réacteur puisque l'aspect grande surface ajoute une difficulté supplémentaire et il faut tenir compte de l'aspect propagatif. La mesure de V_0 est un bon exemple des problèmes de mesure dans les plasmas VHF grande surface.

Peut-on s'affranchir des non-uniformités ?

Un moyen à l'étude pour s'affranchir des problèmes d'uniformité liés à l'effet d'onde stationnaire, proposé par Sansonnens et Schmitt [46], est de remplacer l'une des électrodes planes par une électrode concave (cf. figure 6.1). La forme de l'électrode est déterminée par la résolution des équations de Maxwell dans le vide, pour une fréquence d'excitation donnée, de façon à obtenir un champ E_z constant. Les auteurs affirment que la présence du plasma ne modifie pas la forme de la solution et que le calcul de la lentille reste valable. Néanmoins, nous avons vu que, en présence de plasma, la longueur d'onde est plus courte et l'effet d'onde stationnaire plus marqué. Il est donc légitime de croire que le profil de l'électrode permettant de compenser l'effet d'onde stationnaire sera différent. Chabert *et al.* [47] ont repris le calcul de ligne de transmission auto-cohérent en incluant la lentille et montré que la forme de la lentille est totalement indépendante de la présence d'un plasma (voir article en annexe).

Ce design d'électrode (brevet Unaxis) est en cours de validation expérimentale. Les premiers résultats [44] obtenus dans un réacteur circulaire d'un mètre de diamètre montre que l'utilisation d'une lentille permet de compenser l'effet d'onde stationnaire : le flux d'ions mesuré à 67.8 MHz, 250 mTorr dans l'argon est uniforme.

Notons pour finir que s'il est possible de supprimer l'effet d'onde stationnaire, il

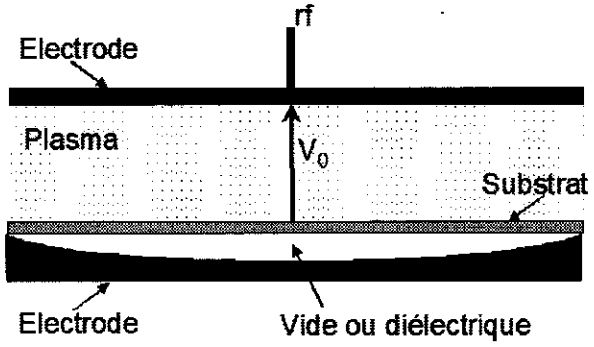

FIG. 6.1 – Utilisation d'une lentille diélectrique et suppression de l'effet d'onde stationnaire

n'existe à priori pas de solution simple pour compenser les effets de bord et l'effet de peau. Enfin, dans des réacteurs grande surface, nous pouvons citer d'autres causes de non-uniformité de la décharge telles que la géométrie de la distribution des gaz.

D'autres études en perspective

Nous avons vu que, à haute fréquence d'excitation, le flux d'ions dans les décharges capacitives grande surface n'était pas uniforme. Par contre, l'énergie des ions est uniforme. Ce travail ne s'est pas du tout intéressé à l'effet de la fréquence sur la physico-chimie du plasma alors que l'uniformité du flux de neutres est un autre paramètre clef de contrôle de la qualité d'un dépôt de couche mince. De même, l'aspect gaz électronégatif n'a pas été investigué. Nous avons au laboratoire les compétences nécessaires pour étudier ces problèmes et des mesures de fluorescence induite par laser dans des plasmas d'hydrogène à haute fréquence sont en cours.

Bibliographie

[1] P. Bradu. *L'univers des plasmas.* Flammarion, Paris, 1999.

[2] M. Sugawara. *Plasma etching, fundamentals and applications, chap 2.* Oxford science publications, 1998.

[3] M. Surendra and D.B. Graves. Capacitively coupled glow discharges ar frequencies above 13.56 mhz. *Appl. Phys. Lett.*, 59 :2091, 1991.

[4] V. Vahedi, C.K. Birdsall, M.A. Lieberman, G. DiPeso, and T.D. Rognlien. Verification of frequency scaling laws for capacitive radio frequency discharges using two dimensional simulations. *Phys. Fluids B*, 5(7) :2719, juillet 1993.

[5] M. Meyyappan and M.J. Colgan. Very high frequency capacitively coupled discharges for large area processing. *J. Vac. Sci. Technol. A.*, 14 :2790, 1996.

[6] M.J. Colgan, M. Meyyappan, and D.E. Murnick. Very high frequency capacitively coupled argon discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 3 :181, 1994.

[7] T. Katajima, Y. Takeo, N. Nakano, and T. Makabe. Effects of frequency on the two-dimensional structure of capacitively coupled plasma in argon. *J. Appl. Phys.*, 84(11) :5928, décembre 1998.

[8] E. Amanatides and D. Mataras. Frequency variation under constant power conditions in hydrogen radio frequency discharges. *J. Appl. Phys.*, 89(3) :1556, février 2001.

[9] L. Sansonnens and J.P.M Schmitt. Shaped electrode and lens for a uniform radio-frequency capacitive plasma. *Appl. Phys. Lett.*, 82 :182, 2003.

[10] L. Sansonnens, A. Pletzer, D. Magni, A.A. Howling, C. Hollenstein, and J.P.M Schmitt. A voltage uniformity study in large-area reactors for rf plasma deposition. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 6 :170, 1997.

[11] M.A. Lieberman and A.J. Lichtenberg. *Principles of plasma discharges and materials processing.* Wiley Interscience, 1994.

[12] M.A. Lieberman, J.P. Booth, P. Chabert, J.M. Rax, and M.M. Turner. Standing wave and skin effects in large-area, high frequency capacitive discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 11 :283, 2002.

[13] V.A. Godyak. *Soviet radio-frequency discharge research.* Delphic Associates, Falls Church, 1986.

[14] M. Kurata. *Numerical analysis for semiconductor devices, chapitre 4.* Heath, Lexington, MA, 1982.

[15] J.P. Boeuf. Numerical model of rf glow discharges. *Phys. Rev. A.*, 36(6) :2782–2792, septembre 1987.

[16] J.P. Boeuf and L.C. Pitchford. Pseudospark discharges via computer simulation. *IEEE Trans. Plas. Sci.*, 19(2) :286–296, avril 1991.

[17] J.P. Boeuf and L.C. Pitchford. Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the gaseous electronics conference reference reactor. *Phys. Rev. E.*, 51(2) :1376, février 1995.

[18] A. Fiala, L.C. Pitchford, and J.P. Boeuf. Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharges. *Phys. Rev. E.*, 49(6) :5607–5622, juin 1994.

[19] D. Vender and M.M. Turner. Epic simulations. *Invited paper, 16th Escampig and 5th ICRP Proceedings, Grenoble, France*, 2, 3-4, 2002.

[20] C.K. Birdsall and A.B. Langdon. *Plasma physics via computer simulation*, volume 1. McGraw-Hill Book Company, international student edition, 1985.

[21] G. Girard. Décharges capacitives hautes fréquences : application à l'industrie des écrans plats. Technical report, Juin 2001.

[22] R.P. Feynman, R.B. Leighton, and M. Sands. *The Feynman , Lectures on Physics - the electromagnetic field*, volume 2, chapitre 23. Addison-Wesley Publishing Company, inc, Reading, Massachusetts, U.S.A., 1965.

[23] J.E. Stevens, M.J. Sowa, and J.L.Cecchi. Uniformity of radio frequency bias voltages along conducting surfaces in a plasma. *J. Vac. Sci. Technol. A.*, 14(1) :139, janvier 1996.

[24] R. Huddlestone and S.L. Leonard. *Plasma diagnostic techniques.* Academic Press Inc., 1965.

[25] O. Auciello and D.L. Flamm. *Plasma diagnostics*, volume 1. Academic Press Inc., 1989.

[26] J.D. Swift and M.J.R. Schwar. *Electrical probes for plasma diagnostics.* London Iliffe Books Ltd, 1970.

[27] H.M. Mott-Smith and I. Langmuir. The theory of collectors in gaseous discharges. *Phys. Rev.*, 28 :727, octobre 1926.

[28] J.E. Allen. Probe theory - the orbital motion approch. *Phys. Rev.*, 45 :497, 1992.

[29] I.B. Bernstein and I. N. Rabinowitz. Theory of electrostatic probes in a low-density plasma. *Phys. Fluids*, 2(2) :112, mars 1959.

[30] J.G. Laframboise. *Theory of spherical and cylindrical Langmuir probes in a collisionless, maxwellian plasma at rest.* PhD thesis, University of Toronto, Institute for Aerospace Studies, Utias report n°100 1966.

[31] J. Rubinstein and J.G. Laframboise. Theory of axially symmetric probes in a collisionless magnetoplasma : aligned spheroids, finite cylinders and disks. *Phys. Fluids*, 26(12) :3624, décembre 1983.

[32] R.L.F. Boyd and J.B. Thompson. The operation of langmuir probes in electronegative plasmas. *Proc. Roy. Soc.*, A252 :102, 1959.

[33] J.W. Coburn and E. Kay. Positive-ion bombardment of substrates in rf diode glow discharge sputtering. *J. Appl. Phys.*, 43(12) :4965, décembre 1972.

[34] S.G. Ingram and N.St.J. Braithwaite. Ion and electron energy analysis at a surface in an rf discharge. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 21 :1496, 1988.

[35] C. Böhm and J. Perrin. Retarding-field analyser for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radio frequency discharges. *Rev. Sci. Instrum.*, 64(1) :31, janvier 1993.

[36] K. Köhler, J.W. Coburn, D.E. Horne, and E. Kay. Plasma potentials of 13.56-mhz rf argon glow discharges in a planar system. *J. Appl. Phys.*, 57(1) :59, janvier 1985.

[37] E.A. Edelberg, A. Perry, N. Benjamin, and E.S. Aydil. Energy distribution of ions bombarding biased electrodes in high density plasma reactors. *J. Vac. Sci. Technol. A.*, 17(2) :506, mars/avril 1999.

[38] J.R. Woodworth, I.C. Abraham, M.E. Riley, P.A. Miller, T.W. Hamilton, B.P. Aragon, and R.J.Shul. Ion energy distributions at rf-biased wafer surfaces. *J. Vac. Sci. Technol. A.*, 20(3) :872, mai/juin 2002.

[39] S.G. Ingram and N.St.J. Braithwaite. rf modulation of positive-ion energies in low-pressure discharges. *J. Appl. Phys.*, 68(11) :5519, décembre 1990.

[40] U. Flender and K. Wieseman. Ion distribution functions behind an rf sheath. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 27 :509, 1994.

[41] J.R. Woodworth, M.E. Riley, P.A. Miller, G.A Ebner, and T.W. Hamilton. Ion energy and angular distributions in inductively driven radio frequency discharges in chlorine. *J. Appl. Phys.*, 81(9) :5950, mai 1997.

[42] C. Charles, A.W. Degeling, T.E. Sheridan, J.H Harris, and M.A. Lieberman. Absolute measurements and modeling of radio frequency electric fields using a retarding field energy analyser. *Phys. Plasmas*, 7(12) :5232, décembre 2000.

[43] J. Liu, G.L. Huppert, and H.H. Sawin. Ion bombardment in rf plasmas. *J. Appl. Phys.*, 68(8) :3916, octobre 1990.

[44] H. Schmidt, L. Sansonnens, A.A. Howling, Ch. Hollenstein, M. Elyaakoubi, and J.P.M. Schmitt. Improving plasma uniformity using lens-shaped electrodes in a large area very high frequency reactor. *J. Appl. Phys.*, 95(9) :4559–4564, mai 2004.

[45] W. Schwarzenbach, A.A. Howling, M. Fivaz, S. Brunner, and Ch. Hollenstein. Sheath impedance effects in very high frequency plasma experiments. *J. Vac. Sci. Technol. A.*, 14(1) :132–138, janvier 1996.

[46] L. Sansonnens and J. Schmitt. Shaped electrode and lens for a uniform radio-frequency capacitive plasma. *Appl. Phys. Lett.*, 82(2) :182–184, Janvier 2003.

[47] P. Chabert, J.-L. Raimbault, J.-M. Rax, and A. Perret. Suppression of the standing wave effect in high frequency capacitive discharges using a shaped electrode and a dielectric lens : self-consistent approch. *Physics of plasma*, Accepted for publication, may 2004.

Annexes

INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING PLASMA SOURCES SCIENCE AND TECHNOLOGY

Plasma Sources Sci. Technol. 11 (2002) 283–293 PII: S0963-0252(02)36846-4

Standing wave and skin effects in large-area, high-frequency capacitive discharges

M A Lieberman[1], J P Booth[2], P Chabert[2], J M Rax[2] and M M Turner[3]

[1] Department of Electrical Engineering and Computer Science, University of California, Berkeley, CA 94720, USA
[2] LPTP, Ecole Polytechnique, Palaiseau Cedex 91128, France
[3] Plasma Research Laboratory, School of Physical Sciences and National Centre for Plasma Science and Technology, Dublin City University, Dublin 9, Ireland

Received 7 January 2002, in final form 20 April 2002
Published 14 June 2002
Online at stacks.iop.org/PSST/11/283

Abstract
Large-area capacitive discharges driven at frequencies higher than the usual industrial frequency of 13.56 MHz have attracted recent interest for materials etching and thin film deposition on large-area substrates. Standing wave and skin effects can be important limitations for plasma processing uniformity, which cannot be described by conventional electrostatic theory. An electromagnetic theory is developed for a discharge having two plates of radius R and separation $2l$, which accounts for the propagation of surface and evanescent waves from the discharge edge into the centre and the role of capacitive and inductive fields in driving the power absorption. Examples of discharge fields are given having substantial standing wave and/or skin effects. The conditions for a uniform discharge without significant standing wave and skin effects are found to be, respectively, $\lambda_0 \gg 2.6(l/s)^{1/2}R$ and $\delta \gg 0.45(dR)^{1/2}$, where λ_0 is the free space wavelength, s is the sheath width, $\delta = c/\omega_p$ is the collisionless skin depth, with c the speed of light and ω_p the plasma frequency, and $d = l - s$ is the plasma half-width. Taking the equality for these conditions for a discharge radius of 50 cm, plate separation of 4 cm, and sheath width of 2 mm, there is a substantial skin effect for plasma densities $\gtrsim 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$, and there is a substantial standing wave effect for frequencies $f \gtrsim 70$ MHz.

1. Introduction

Large-area plasma processing systems capacitively driven at frequencies higher than the conventional industrial frequency of 13.56 MHz, and dual frequency capacitive reactors with one high- and one low-frequency drive, have attracted much recent interest from researchers and semiconductor equipment manufacturers for silicon wafer and flat panel display processing [1–14]. Large-area plasma sources are required as semiconductor manufacturers increase wafer sizes from 200 to 300 mm, and also for processing large (1 m × 1 m) glass panels for active matrix LCD flat panel computer and TV screens. Higher frequency produces a reduced ion bombarding energy for a given ion flux to the substrate [1, 3, 6, 15–17]. A reduced bombarding energy is required in the near future to process integrated circuits with smaller critical dimensions (gate widths) and to increase reactor throughput. Higher frequency also permits the addition of a second, low-frequency bias voltage, for additional flexibility. With both a high-frequency and a low-frequency drive, independent control of *both* the ion flux and ion bombarding energy can be achieved in capacitive reactors [8, 9, 11–14, 18]. The physics of conventional (13.56 MHz) capacitive discharges operating at low densities is reasonably well understood [19, chapter 11; 20]. However, at high frequencies, standing wave and skin effects can limit processing uniformity [9; 20, sections 1.3.6–1.3.7]. In order to understand these effects, we develop a discharge model based on the propagation of surface

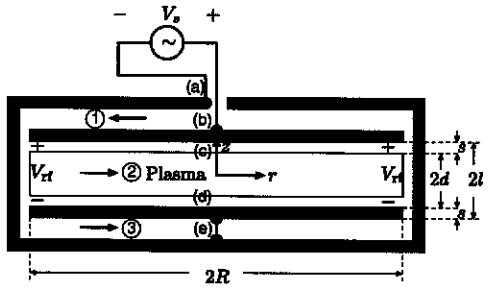

Figure 1. Capacitive discharge with circular plates driven axisymmetrically; the direction of propagation of travelling waves launched by the source is indicated by the arrows.

and evanescent waves [21–24] from the discharge edge into the centre. The model accounts for standing wave and skin depth effects in the electron power absorption and describes the roles of capacitive (perpendicular to the plates) and inductive (parallel to the plates) electric fields in determining the power absorption. The model can be coupled with a model of local power absorption and loss in order to determine the nonuniformities of the plasma density and ion flux to the substrate surface.

Previous studies of high-frequency capacitive discharges have emphasized the role of the frequency on discharge parameters, without considering the electromagnetic effects [19, section 11.3]. The fields in these previous discharge models have been described using electrostatics (Poisson's equation), rather than the full set of Maxwell equations [1, 3, 6, 7, 9, 14–18]. In this work, we use the full set of Maxwell equations to examine standing wave and skin effects and to determine the limitations of conventional electrostatic theory.

After a description of the system in this section, we develop the basic equations in section 2. We consider a uniform slab model for wave propagation and solve analytically to obtain the solution in section 3. Analytical and numerical results illustrating standing wave and skin effects are given in section 4. The conditions for operation of a uniform discharge are given in section 5. We discuss the limitations of the present model and possible future work in section 6.

A capacitive discharge consists of a vacuum chamber containing two planar electrodes driven by an rf power source. The substrates are placed on one electrode, feedstock gases are admitted to flow through the discharge, and effluent gases are removed by a vacuum pump. When the rf voltage is applied, the gas breaks down to form a bulk plasma discharge in the central region between the electrodes, with thin layers called sheaths having low-electron density connecting the bulk plasma discharge to the electrode plates. In a dual frequency reactor, the high-frequency rf drive is used to control the plasma density, i.e. the ion flux to the substrate, and the low-frequency bias voltage is used to control the ion bombarding energy at the substrate. In this work we consider only the high-frequency drive. Figure 1 shows an ideal axisymmetric parallel plate cylindrical discharge with plate radius R and plate separation $2l \ll 2R$ that is driven at the centre of the upper plate by a single high-frequency rf voltage source. The plates are surrounded by a grounded metal chamber, and the centre of the lower plate is connected to the chamber ground as shown.

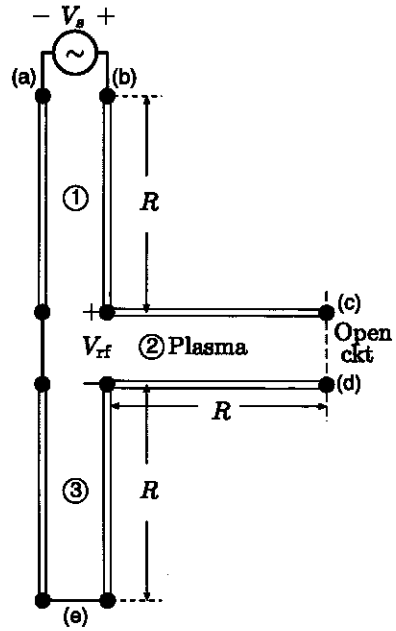

Figure 2. Transmission line model; the points (a)–(e) correspond to those shown at $r = 0$ in figure 1.

As seen in figure 1, the source voltage V_s must excite a wave that propagates radially outward in the vacuum gap between the upper surface of the powered electrode and the chamber surface, to the periphery of the circular plates at $r = R$. At this point the wave excites the series connection of the plasma-loaded transmission line between the powered and grounded electrodes and a second vacuum section of transmission line in the vacuum gap between the lower surface of the grounded electrode and the chamber surface. This second vacuum line is terminated in a short circuit at $r = 0$. The system can be unfolded as shown in figure 2, which shows the upper vacuum line driving the series connection of the plasma-loaded line and the shorted, lower vacuum line. Once the wave solutions in the plasma-loaded section have been determined, then we can use transmission line impedance theory to determine the relation between the source voltage V_s and the voltage V_{rf} across the plasma-loaded line. In this work we assume a known voltage V_{rf} across the plasma-loaded section and do not examine the relation between V_{rf} and V_s.

2. Basic equations

We consider the system of two parallel circular plates in cylindrical geometry shown in figure 1, for a low-pressure regime in the range of 1–50 mTorr in argon. We remove the vacuum propagation regions and consider only the plasma-containing region between the two circular plates. Because the electrodes are conducting, the plasma must be excited by waves that propagate from the outer circumference of the plasma at $r = R$ into the centre $r = 0$. We assume that the excitation voltage is axisymmetric around the circumference, with all system properties independent of the ϕ-coordinate. We treat the plasma as a lossy dielectric having a relative permittivity

$$\kappa_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu_m)}, \tag{1}$$

where the plasma frequency $\omega_p = (e^2 n_e/\epsilon_0 m)^{1/2}$ depends on r and z, and ν_m is the electron–neutral momentum transfer frequency.

Assuming a transverse magnetic (TM) mode having only the magnetic field component $H_\phi \sim e^{j\omega t}$, the Maxwell equations are

$$\frac{\partial H_\phi}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0\kappa_p E_r, \tag{2}$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(rH_\phi)}{\partial r} = j\omega\epsilon_0\kappa_p E_z, \tag{3}$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -j\omega\mu_0 H_\phi. \tag{4}$$

Here E_z is the capacitive electric field (perpendicular to the discharge plates) and E_r is the inductive field (parallel to the plates). Since E_r and E_z are either in phase or 180° out of phase, the electric field is linearly polarized. Substituting for E_r and E_z from (2) and (3) into (4) yields the propagation equation for H_ϕ:

$$\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{1}{r\kappa_p}\frac{\partial(rH_\phi)}{\partial r}\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{1}{\kappa_p}\frac{\partial H_\phi}{\partial z}\right] + k_0^2 H_\phi = 0, \tag{5}$$

where $k_0 = \omega/c$ is the free space wavenumber, with c the velocity of light in vacuum. The boundary conditions are that $E_r = 0$ at $r = 0$ (by symmetry) and that $E_r = 0$ at the electrode surfaces $z = \pm l$ (for perfectly conducting plates). We also have the boundary condition $E_r = 0$ at $r = R$ (by assuming that all the rf current must pass through the plasma). From (2) this corresponds to the conditions $\partial H_\phi/\partial z = 0$ at $z = \pm l$ and at $r = R$, and $H_\phi = 0$ at $r = 0$ (by symmetry).

The field equation (5) is coupled to the particle balance and electron energy balance equations through the spatial dependence of κ_p, which depends on the electron density n_e. In turn, n_e depends on the particle and electron power balance relations within the discharge, which are determined by the spatial variations of the fields E_r and E_z.

3. Uniform slab model for wave propagation

The coupled set of Maxwell and particle and energy balance equations can be solved numerically to determine the field and density profiles and their variations with r. However, it is useful for physical understanding to consider the nature of the wave propagation and skin effects for a uniform plasma slab. In this case we can solve the field equations analytically. This permits us to determine the conditions under which wave propagation and skin effects are important. We consider a uniform slab model perpendicular to the plates, consisting of a homogeneous plasma having half-thickness d and two symmetrical sheaths each having thickness s, with $l = d + s$ (see figure 3). The field equation for H_ϕ is then

$$\frac{1}{\kappa}\left[\frac{\partial^2 H_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r^2}H_\phi\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{1}{\kappa}\frac{\partial H_\phi}{\partial z}\right] + k_0^2 H_\phi = 0, \tag{6}$$

where $\kappa = \kappa_p =$ const. in the bulk plasma $0 < z < d$ and $\kappa = 1$ in the sheath $d < z < l$.

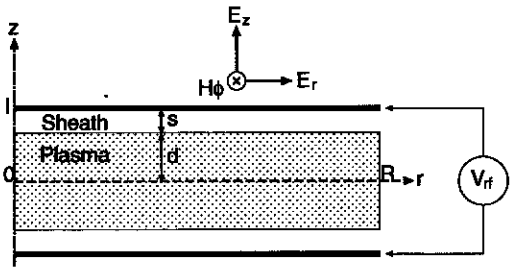

Figure 3. Uniform slab model of axisymmetric discharge.

The field solutions of (6) in the plasma can be written in the form

$$E_r = -\frac{A\alpha_p \cosh\alpha_0 s}{j\omega\epsilon_0\kappa_p} \times \left(\sinh\alpha_p z J_1(kr) + \sum_{q=1}^{\infty} C_q \sin k_q z I_1(\alpha_q r)\right), \tag{7}$$

$$H_\phi = A\cosh\alpha_0 s \times \left(\cosh\alpha_p z J_1(kr) - \sum_{q=1}^{\infty} C_q \frac{\alpha_p}{k_q}\cos k_q z I_1(\alpha_q r)\right), \tag{8}$$

$$E_z = \frac{Ak\cosh\alpha_0 s}{j\omega\epsilon_0\kappa_p} \times \left(\cosh\alpha_p z J_0(kr) - \sum_{q=1}^{\infty} C_q \frac{\alpha_p}{k}\frac{\alpha_q}{k_q}\cos k_q z I_0(\alpha_q r)\right). \tag{9}$$

Similarly, the fields in the sheath regions are

$$E_r = \frac{A\alpha_0\cosh\alpha_p d}{j\omega\epsilon_0} \times \left(\sinh\alpha_0(l-z)J_1(kr) + \sum_{q=1}^{\infty} D_q \sin h_q(l-z) I_1(\alpha_q r)\right), \tag{10}$$

$$H_\phi = A\cosh\alpha_p d\left(\cosh\alpha_0(l-z)J_1(kr) - \sum_{q=1}^{\infty} D_q \frac{\alpha_0}{h_q}\cos h_q(l-z) I_1(\alpha_q r)\right), \tag{11}$$

$$E_z = \frac{Ak\cosh\alpha_p d}{j\omega\epsilon_0}\left(\cosh\alpha_0(l-z)J_0(kr) - \sum_{q=1}^{\infty} D_q \frac{\alpha_0}{k}\frac{\alpha_q}{h_q}\cos h_q(l-z) I_0(\alpha_q r)\right). \tag{12}$$

In (7)–(12), J_0 and J_1 are the zero- and first-order Bessel functions, and I_0 and I_1 are the zero- and first-order modified Bessel functions of the first kind. The first terms in (7)–(12) represent a surface wave [21–24; 19, section 13.3] that propagates into the discharge centre from the outer radial periphery and has radial and axial (transverse) wavenumbers k and $\alpha_{p,0}$ in the plasma and in the sheath, respectively, related by

$$k^2 - \alpha_p^2 = k_0^2\kappa_p, \tag{13}$$

$$k^2 - \alpha_0^2 = k_0^2. \tag{14}$$

The skin depth $\delta_p \equiv (\mathrm{Re}\,\alpha_p)^{-1}$ represents the characteristic field penetration distance of the radially propagating surface wave into the plasma (in the z-direction). The second terms in (7)–(12) represent a summation over radially evanescent wave components having amplitudes C_q (in the plasma) and D_q (in the sheaths), which are required in order to meet the boundary condition at the plasma periphery that $E_r = 0$ at $r = R$, independent of z. The wavenumbers for these components are found from Maxwell's equations to be

$$\alpha_q^2 = k_q^2 - k_0^2\kappa_p, \tag{15}$$

$$\alpha_q^2 = h_q^2 - k_0^2. \tag{16}$$

The condition that the E_r field components in the sheath and plasma regions match at $z = \pm d$ yields the dispersion relations for the surface wave and the evanescent wave components, respectively:

$$\alpha_0\kappa_p \sinh\alpha_0 s \cosh\alpha_p d + \alpha_p \cosh\alpha_0 s \sinh\alpha_p d = 0, \tag{17}$$

$$h_q\kappa_p \sin h_q s \cos k_q d + k_q \sin k_q d \cos h_q s = 0. \tag{18}$$

Equations (13), (14), and (17) determine the wavenumbers k, α_0, and α_p of the surface wave, and (15), (16), and (18) determine the evanescent mode wavenumbers α_q, k_q, and h_q.

In general, the plasma permittivity κ_p has both real and imaginary parts due to its dependence on ν_m. Then all the wavenumbers also have both real and imaginary parts. This leads to somewhat complicated expressions for the fields. We consider here the limit of a high-frequency, low-pressure discharge with $\nu_m \ll \omega$, corresponding to a low loss dielectric. In this case k, α_p, α_0, α_q, k_q, and h_q are almost pure real numbers.

Let us consider the condition that the skin depth is large compared to the plasma thickness, $\delta_p \gg d$, and the additional inequalities that the field decay length in the sheath is large compared to the sheath width, $\alpha_0^{-1} \gg s$, and the frequency is low compared to the plasma frequency, $\omega \ll \omega_p$, which are almost always satisfied in conventional (13.56 MHz) low-density capacitive discharges. Then (13), (14), and (17) can be solved to obtain the longitudinal and transverse wavenumbers for the surface wave:

$$k \approx k_0\left(1 + \frac{d}{s}\right)^{1/2}, \qquad \alpha_0 \approx k_0\left(\frac{d}{s}\right)^{1/2}, \qquad \alpha_p \approx \frac{\omega_p}{c} \equiv \delta^{-1}, \tag{19}$$

with δ the collisionless skin depth. For higher-density conditions where the skin depth is small compared to the plasma thickness, $\delta_p \ll d$, we similarly find

$$k \approx k_0\left(1 + \frac{\delta}{s}\right)^{1/2}, \qquad \alpha_0 \approx k_0\left(\frac{\delta}{s}\right)^{1/2}, \qquad \alpha_p \approx \delta^{-1}. \tag{20}$$

In both cases, the phase velocity (along r) is reduced below the speed of light:

$$\frac{v_{ph}}{c} \approx \frac{1}{(1 + \Delta/s)^{1/2}}, \tag{21}$$

with $\Delta = \min(d, \delta)$ giving the magnetic field penetration distance in the two cases.

We can understand the slowing of the wave velocity physically from a simple transmission line model as follows: considering by symmetry a half-thickness l of the system, a strong wave electric field E_z exists only in the sheath region. Hence the capacitance per unit length (along r) can be estimated as $C' \approx \epsilon_0 2\pi r/s$. On the other hand, the wave magnetic field H_ϕ penetrates through the sheath thickness s into the plasma a distance Δ. Hence the inductance per unit length can be estimated as $L' \approx \mu_0(s + \Delta)/2\pi r$. Substituting L' and C' into the usual expression [25] for the phase velocity of a wave on a transmission line, $v_{ph} = 1/\sqrt{L'C'}$, we obtain (21). In the high-density limit of (21), with the inductive fields confined to a thin skin depth layer within the plasma, we find that $v_{ph} \to c$.

For the evanescent wave components in the usual regime $\omega \ll \omega_p$ and for the free space wavelength $\lambda_0 \equiv 2\pi/k_0 \gg \delta_p$, an approximate solution of (15), (16), and (18) with the appropriate symmetry yields the wavenumbers

$$k_q \approx \frac{\pi(2q-1)}{2d}, \qquad \alpha_q \approx (k_q^2 + \delta^{-2})^{1/2}, \qquad h_q \approx \alpha_q. \tag{22}$$

In addition to the dispersion relations (17) and (18), the condition that the E_r field components in the sheath and plasma regions match at $z = \pm d$ sets the relation between the amplitudes C_q and D_q:

$$D_q = -C_q \frac{\alpha_p}{\kappa_p\alpha_0} \frac{\cosh\alpha_0 s}{\cosh\alpha_p d} \frac{\sin k_q d}{\sin h_q s}. \tag{23}$$

The coefficients C_q (and D_q) are then determined by the boundary condition that the total H_ϕ field must be a constant at $r = R$, independent of z. These coefficients are evaluated in appendix A. Finally, the voltage and current at the 'terminals' (located at $r = R$, $z = \pm l$) are given in terms of the fields by $V_{rf} = -\int_{-l}^{l} \mathrm{d}z\, E_z(R, z)$ and $I_{rf} = 2\pi R H_\phi(R, 0)$.

4. Results for the cylindrical slab model

We consider a model for the electron power deposition in which the local Ohmic power deposition is locally (in r) balanced by collisional power losses and by power losses to the walls:

$$\int_0^d \mathrm{d}z \frac{1}{2}\sigma_{dc} \frac{\nu_m^2}{\nu_m^2 + \omega^2}\left(|E_r|^2 + |E_z|^2\right) = h_l n_e u_B e \mathcal{E}_T, \tag{24}$$

where $\sigma_{dc} = e^2 n_e/m\nu_m$ is the dc plasma conductivity, h_l is an edge-to-centre density ratio found from low-pressure diffusion theory [19, p 140], $u_B = (eT_e/M)^{1/2}$ is the Bohm (ion loss) velocity, with T_e the electron temperature in voltage units and M the ion mass, and $\mathcal{E}_T$ is the total energy loss (in voltage units) per electron–ion pair lost to the walls [19, p 304]. A local model of power balance is appropriate when the energy relaxation length of ionizing electrons (i.e. the characteristic distance for energy loss of ionizing electrons) is small compared to the electrode radius R. The stochastic heating has been ignored in (24). It can be included by introducing effective collision frequencies for capacitive and inductive heating, e.g. for the

capacitive field E_z, $\nu_{\rm eff} = \nu_{\rm m} + \nu_{\rm s,cap}$ can be used in place of $\nu_{\rm m}$ in (24), which we consider in section 5.

Figure 4 shows the direction (arrows) of the electric field $\boldsymbol{E}_{\rm p}$ in the plasma and the 5% contours of $\boldsymbol{E}_{\rm p}^2 = E_r^2 + E_z^2$ in the plasma as a function of r and z for a low density of $n_{\rm e} = 10^9\,{\rm cm}^{-3}$ in a cylindrical discharge with $R = 50\,{\rm cm}$, $d = 2\,{\rm cm}$, and $s = 0.4\,{\rm cm}$, for the usual industrial driving frequency of $f = 13.56\,{\rm MHz}$. The radial wavelength is $\lambda_r \approx 9\,{\rm m}$ and the skin depth is $\delta_{\rm p} = 16.7\,{\rm cm}$. The electric field (and rf current density) in the plasma is nearly perpendicular to the plates, and $\boldsymbol{E}_{\rm p}^2$ is relatively uniform, except for a small increase near the radial edge of the plates. Figure 5 shows the normalized values of $P_{\rm cap}(r) = \int_0^d {\rm d}z\, E_z^2(r,z)$ (dashed), $P_{\rm ind}(r) = \int_0^d {\rm d}z\, E_r^2(r,z)$ (dotted), and total $P_{\rm tot}(r) = P_{\rm cap} + P_{\rm ind}$ (solid), corresponding to the case of figure 4. We also evaluated the ratio η of inductive-to-capacitive powers:

$$\eta \equiv \frac{P_{\rm ind}}{P_{\rm cap}} = \frac{\int r\,{\rm d}r\,{\rm d}z |E_r|^2}{\int r\,{\rm d}r\,{\rm d}z |E_z|^2}. \tag{25}$$

For $n_{\rm e} = 10^9\,{\rm cm}^{-3}$, the radial distribution of the power per unit area is almost uniform, with the bulk of the power deposition due to the capacitive field, with $\eta \approx 0.004$. There is a small sharp rise in power deposition near the edge.

Figure 6 shows an intermediate density of $n_{\rm e} = 10^{10}\,{\rm cm}^{-3}$, with wavelength $\lambda_r \approx 9.2\,{\rm m}$ and skin depth $\delta_{\rm p} \approx 5.3\,{\rm cm}$. There is a significant radial component of electric field in most of the plasma region. The field tends to flow along the plasma–sheath edge ($z = 2\,{\rm cm}$) toward the radial edge ($r = 50\,{\rm cm}$). It flows down along the radial edge over a thickness of the order of a skin depth. $\boldsymbol{E}_{\rm p}^2$ is nonuniform, showing a significant skin effect, with a high power deposition near the plasma–sheath edge and near the radial edge. The corresponding radial distribution of power per unit area given in figure 7 shows a significantly reduced power deposition in the centre, compared to the radial edge. For this case, $\eta \approx 0.4$.

Figure 8 shows a high density of $n_{\rm e} = 10^{11}\,{\rm cm}^{-3}$, with a radial wavelength $\lambda_r \approx 10.4\,{\rm m}$ and a skin depth $\delta_{\rm p} \approx 1.7\,{\rm cm}$. The electric field and current density are significant only near the plasma–sheath edge and near the radial edge of the plasma. $\boldsymbol{E}_{\rm p}^2$ is strongly nonuniform. The corresponding radial distribution of power per unit area shown in figure 9 is strongly nonuniform, with the bulk of the power deposition being due to the inductive field, with $\eta \approx 5$.

Figures 10–15 show results at a higher frequency of 40.7 MHz for three different densities. Figure 10 shows a low density of $n_{\rm e} = 10^9\,{\rm cm}^{-3}$, with a radial wavelength $\lambda_r \approx 2.9\,{\rm m}$ and a skin depth $\delta_{\rm p} = 15.9\,{\rm cm}$. The electric field is nearly perpendicular to the plates, but $\boldsymbol{E}_{\rm p}^2$ is a decreasing function of radius r, except for an increase near the radial edge. This illustrates the standing wave effect, because even for a low density, $\lambda_r/4$ is comparable in size to the chamber radius R. The corresponding radial distribution of the power per unit

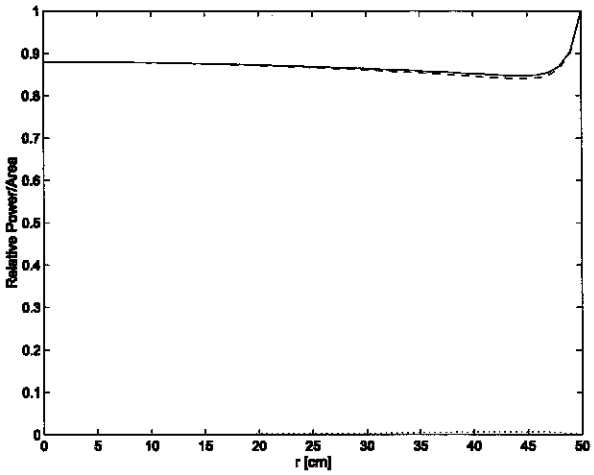

Figure 5. $P_{\rm cap}$ (- - - -), $P_{\rm ind}$ (· · · · · ·), and $P_{\rm tot}$ (——) as a function of r for $f = 13.56\,{\rm MHz}$ and $n_{\rm e} = 10^9\,{\rm cm}^{-3}$.

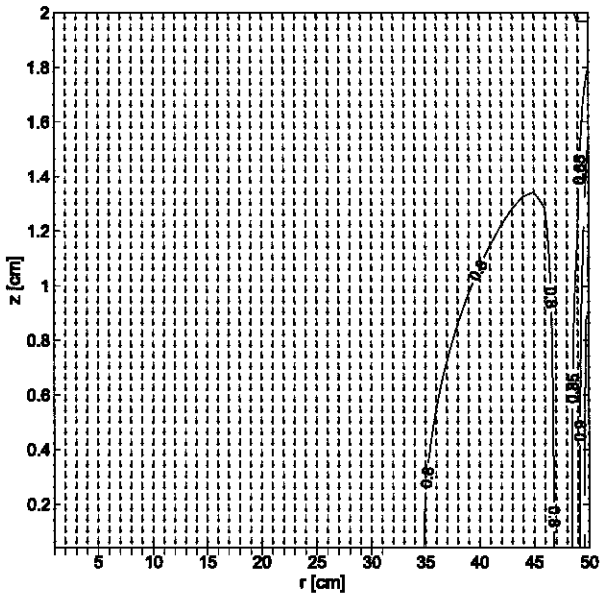

Figure 4. Direction (→) of plasma electric field $\boldsymbol{E}_{\rm p}$ and 5% contours of $\boldsymbol{E}_{\rm p}^2 = E_r^2 + E_z^2$ as a function of r and z for $f = 13.56\,{\rm MHz}$ and $n_{\rm e} = 10^9\,{\rm cm}^{-3}$; the plasma–sheath boundary is situated at $z = 2\,{\rm cm}$.

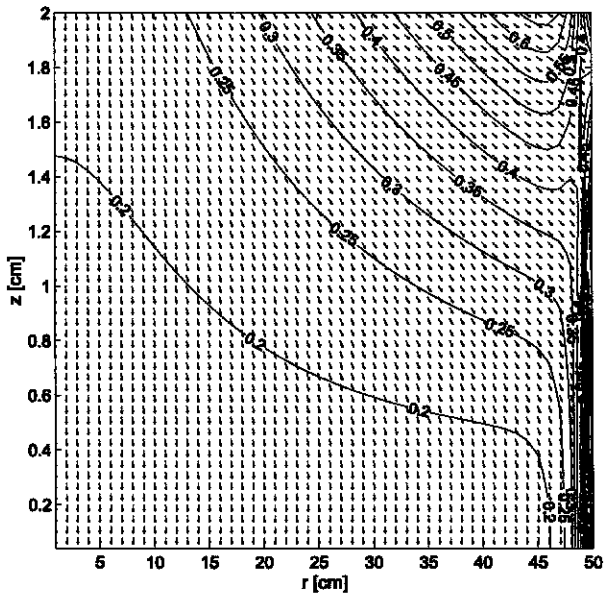

Figure 6. Direction (→) of plasma electric field $\boldsymbol{E}_{\rm p}$ and 5% contours of $\boldsymbol{E}_{\rm p}^2 = E_r^2 + E_z^2$ as a function of r and z for $f = 13.56\,{\rm MHz}$ and $n_{\rm e} = 10^{10}\,{\rm cm}^{-3}$.

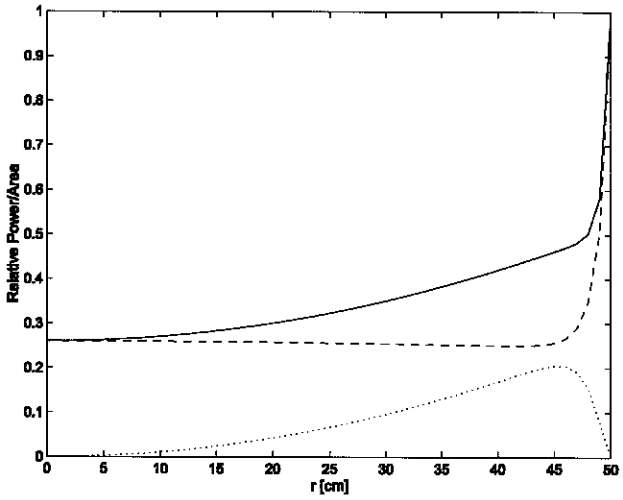

Figure 7. P_{cap} (- - - -), P_{ind} (· · · · · ·), and P_{tot} (——) as a function of r for $f = 13.56$ MHz and $n_e = 10^{10}$ cm^{-3}.

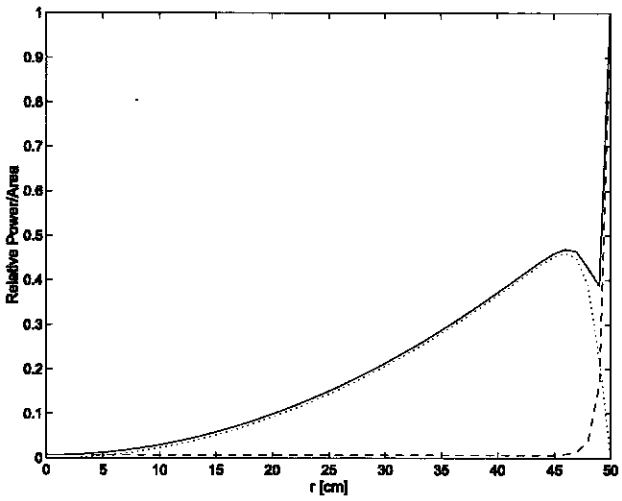

Figure 9. P_{cap} (- - - -), P_{ind} (· · · · · ·), and P_{tot} (——) as a function of r for $f = 13.56$ MHz and $n_e = 10^{11}$ cm^{-3}.

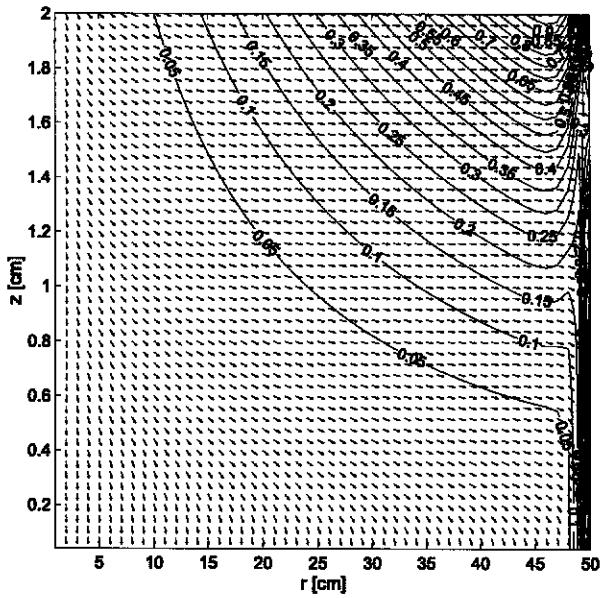

Figure 8. Direction (→) of plasma electric field E_p and 5% contours of $E_p^2 = E_r^2 + E_z^2$ as a function of r and z for $f = 13.56$ MHz and $n_e = 10^{11}$ cm^{-3}.

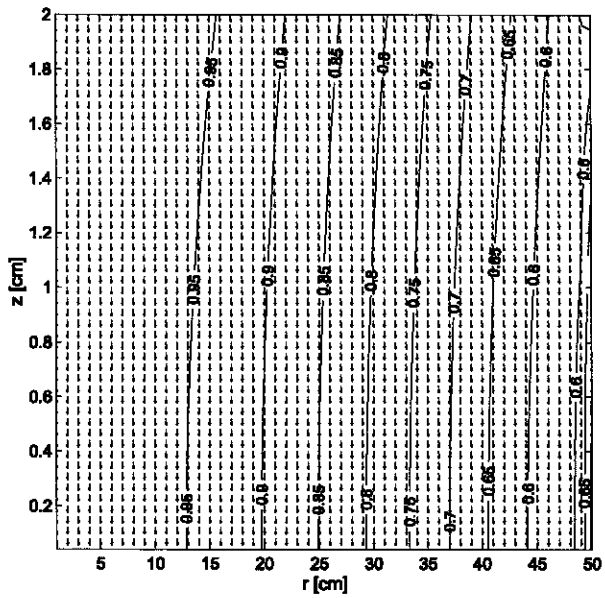

Figure 10. Direction (→) of plasma electric field E_p and 5% contours of $E_p^2 = E_r^2 + E_z^2$ as a function of r and z for $f = 40.7$ MHz and $n_e = 10^9$ cm^{-3}.

area shown in figure 11 is concentrated in the centre, with the bulk of the power deposition due to the capacitive field, with $\eta \approx 0.006$. There is a small sharp rise in power deposition near the edge.

Figure 12 shows an intermediate density of $n_e = 7 \times 10^9$ cm^{-3} at 40.7 MHz, with a radial wavelength $\lambda_r \approx 3.0$ m and a skin depth $\delta_p \approx 6.3$ cm. This density was chosen to illustrate that the inductive and capacitive fields can compensate to yield a more uniform central profile. The inductive and capacitive field components have the same order of magnitude, leading to contours of E_p^2 that penetrate deep into the centre of the discharge. The corresponding radial distribution of power per unit area given in figure 13 shows that there is a quite uniform central region. The capacitive E_z^2 component decreases with radius and the inductive E_r^2 component increases with radius, with inductive and capacitive components adding to yield a quite uniform total E_p^2 over the central part of the discharge. However, there is a quite sharp increase in E_p^2 and in power deposition near the radial edge. For this case, $\eta \approx 2.3$.

Figure 14 shows a high density of $n_e = 5 \times 10^{10}$ cm^{-3}, with a radial wavelength $\lambda_r \approx 3.3$ m and a skin depth $\delta_p \approx 2.4$ cm. The electric field and current density are significant only near the plasma–sheath edge and near the radial edge of the plasma. The E_p^2 is strongly nonuniform, with a large inductive component. The radial distribution of power per unit area given in figure 15 is an increasing function of radius, with the bulk of the power deposition being due to the inductive field, with $\eta \approx 3.7$.

To confirm the analytical expressions for the fields and the Ohmic power deposition, we calculated the fields numerically using a two-dimensional finite difference scheme to solve

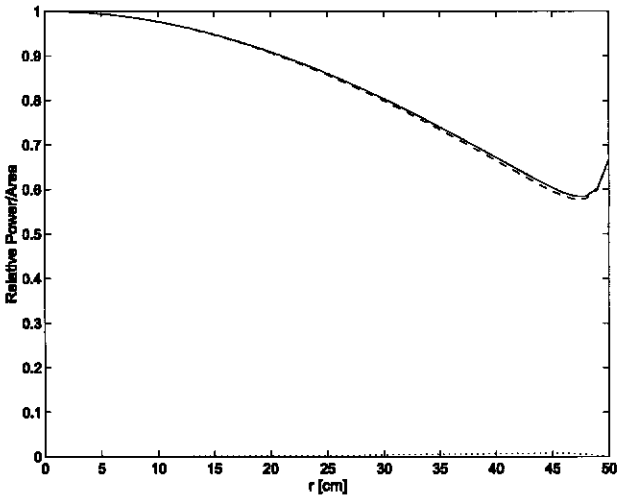

Figure 11. P_{cap} (- - - -), P_{ind} (· · · · · ·), and P_{tot} (——) as a function of r for $f = 40.7$ MHz and $n_e = 10^9$ cm^{-3}.

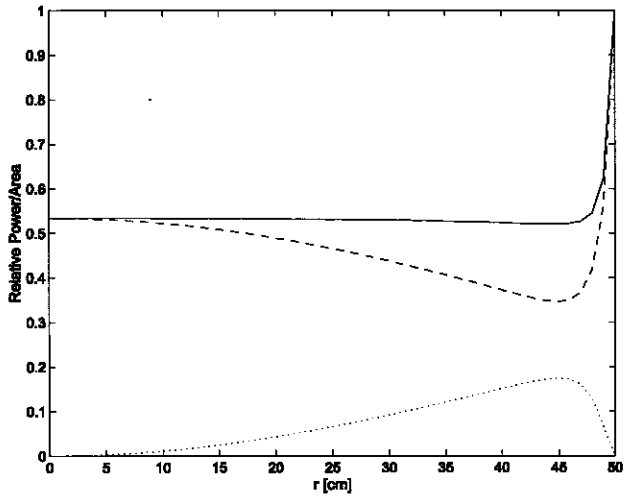

Figure 13. P_{cap} (- - - -), P_{ind} (· · · · · ·), and P_{tot} (——) as a function of r for $f = 40.7$ MHz and $n_e = 7 \times 10^9$ cm^{-3}.

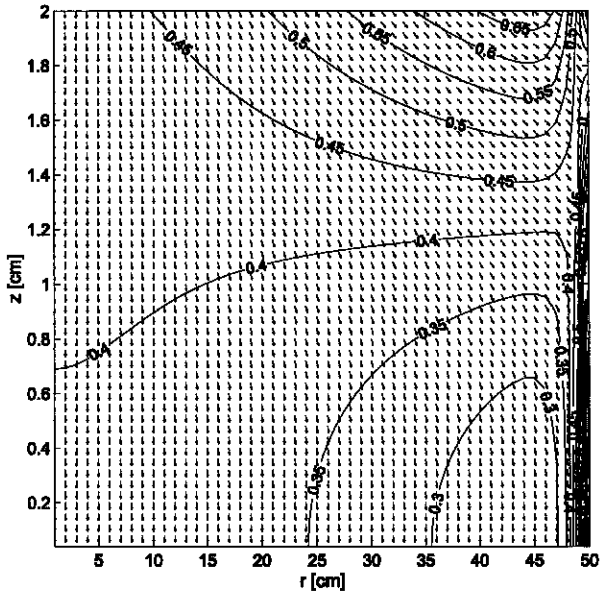

Figure 12. Direction (→) of plasma electric field E_p and 5% contours of $E_p^2 = E_r^2 + E_z^2$ as a function of r and z for $f = 40.7$ MHz and $n_e = 7 \times 10^9$ cm^{-3}.

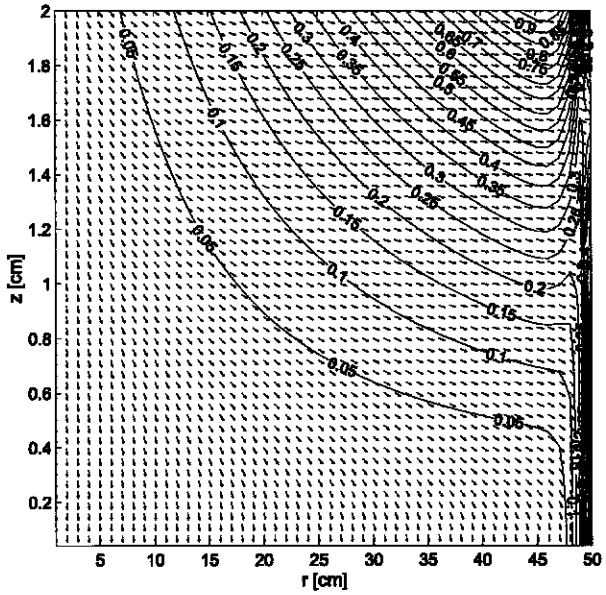

Figure 14. Direction (→) of plasma electric field E_p and 5% contours of $E_p^2 = E_r^2 + E_z^2$ as a function of r and z for $f = 40.7$ MHz and $n_e = 5 \times 10^{10}$ cm^{-3}.

Maxwell's equations for the uniform slab geometry. We found good agreement between the numerical and analytical results.

5. Conditions for a uniform discharge

As we have seen in the previous section, there are three electromagnetic phenomena that can produce nonuniformities: (1) surface standing wave effects (along r), which can lead to a capacitive power deposition with a maximum at the reactor centre; (2) surface wave skin effects (along z), which can produce an inductive power deposition with a maximum at the reactor edge and a zero at the reactor centre; and (3) evanescent wave skin effects (along r), which can produce a sharp maximum in the power deposition at the reactor edge that rapidly decays toward the centre. Let us examine the conditions for these effects to become important.

Standing surface wave effects. The condition for no standing wave effects is that the radial wavelength $\lambda_r = 2\pi/k$ is much larger than the electrode radius, $kR \ll \chi_{01}$, where $\chi_{01} \approx 2.405$ is the first zero of $J_0(\chi)$. This condition is usually met in a conventional 13.56 MHz discharge, but this may not be true at higher frequencies. Considering a discharge with typical parameters $d = 2$ cm, $R = 50$ cm, and $s = 2$ mm, then from (19), we find $k \approx 3.3\,k_0$. Taking the equality $kR = 2.405$, we obtain a driving frequency $f \approx 70$ MHz. In figures 10–15, we see significant standing wave effects at 40.7 MHz.

Surface wave skin effects. In a conventional (13.56 MHz) capacitive discharge, the skin depth is larger than the plate half-separation, $\delta_p \gg l$. In this regime, as we see in figures 5 and 11, and as we show in appendix B, the evanescent electric fields are large only within a small region in the neighbourhood

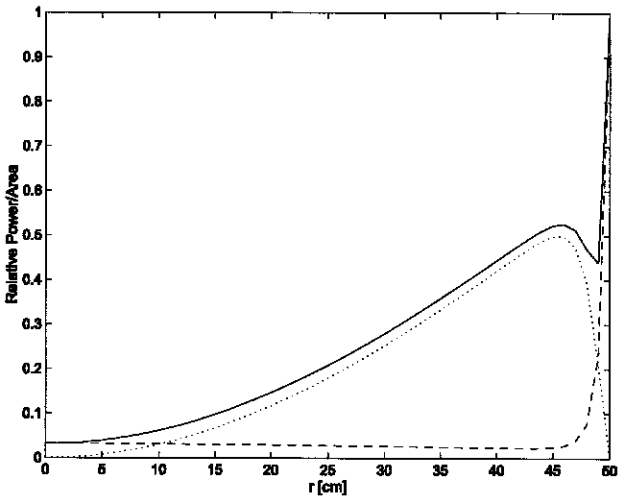

Figure 15. P_{cap} (- - - -), P_{ind} (·····), and P_{tot} (——) as a function of r for $f = 40.7$ MHz and $n_e = 5 \times 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$.

of the plasma periphery $r = R$ whose radial thickness is of the order of the plasma half-width d. Since $d \ll R$, we can neglect the evanescent fields when estimating the ratio η of inductive-to-capacitive power deposition in the discharge. Performing the integrals to evaluate η in (25) and using the limits $\alpha_p^{-1} = \delta_p \gg d$ and $kR \ll 2.405$, we find

$$\frac{P_{ind}}{P_{cap}} = \frac{d^2R^2}{24\delta_p^4}. \tag{26}$$

This ratio is independent of frequency. Since P_{ind} is radially nonuniform, a condition for a relatively uniform cylindrical capacitive discharge, in addition to $\delta_p \gg d$ and $kR \ll 2.405$, is, therefore,

$$\delta_p^2 \gg \frac{dR}{\sqrt{24}}. \tag{27}$$

Hence for both surface wave skin effects and surface standing wave effects to be unimportant, we require the two conditions (27) and $kR \ll 2.405$.

The limitation for no skin effects can be quite severe. Using $\delta_p \approx \delta = c/\omega_p$ and taking the equality in (27), with typical parameters $d = 2\,\mathrm{cm}$ and $R = 50\,\mathrm{cm}$, we obtain $f_p = 1.06$ GHz, corresponding to a plasma density limitation $n_e = 1.2 \times 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$, with a skin depth of 4.5 cm. Note that this condition is independent of driving frequency. In figure 7, we see a significant skin effect at $n_e = 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$.

It may be possible to use a nonuniform inductive field to compensate for the nonuniformity of the main capacitive field in the central region of the discharge. It can be seen from (9) that the surface wave capacitive field $|E_z|$ has a maximum in the plasma centre $r = 0$, and from (7) that the corresponding inductive field $|E_r|$ has a maximum at the periphery $r = R$. To some extent, a density can be chosen for which these field components compensate to create a more uniform power deposition along r. The condition for this can be found from the integral of the sum of the squares of the field components $E_p^2 = E_r^2 + E_z^2$ over the transverse distance z. An example of this compensation is shown in figure 13.

Evanescent wave skin effects. Evanescent wave excitation can be very sensitive to the details of the plasma density profile and the assumed boundary condition at $r = R$, e.g. the use of dielectric 'confinement' rings [9] at $r = R$ can modify the boundary condition ($E_r = 0$) that we use here. In appendix B we estimate the scale length and fractional increase in the power due to the excitation of evanescent waves for a low-density plasma without standing wave effects, $\delta_p \gg d$ and $kR \ll 2.405$, obtaining the normalized power variation (B4) near the edge:

$$P_{cap}(r) \approx 1 + \frac{4}{\pi^2}\frac{dR}{\delta_p^2}\exp\left[-\frac{\pi}{2d}(R-r)\right]. \tag{28}$$

We see that the power increases sharply near the edge, on a scale length $2d/\pi$, by a fractional amount $\Delta P = (4/\pi^2)(dR/\delta_p^2)$. Using the parameters $d = 2\,\mathrm{cm}$, $R = 50\,\mathrm{cm}$, and $\delta_p = 16.7\,\mathrm{cm}$ corresponding to figure 5, we find an increase in power of 15%, roughly in agreement with the figure. Note from (28) that ΔP is independent of frequency. For a small ΔP, we require $(4/\pi^2)(dR/\delta_p^2) \ll 1$, essentially the same condition as (27).

Stochastic heating effects. Let us now incorporate the effects of capacitive and inductive stochastic heating into the condition (27). For capacitive heating we use the ratio of stochastic to Ohmic heating power for the self-consistent rf sheath [26; 19, p 347] to obtain

$$\nu_{s,cap} \approx \frac{0.33}{h_l}\frac{\bar{v}_e}{2d}\left(\frac{V_{rf}}{T_e}\right)^{1/2}, \tag{29}$$

with $\bar{v}_e = (8eT_e/\pi m)^{1/2}$ the mean electron speed. The coefficient 0.33 in (29) is somewhat uncertain. Gozadinos *et al* [27] give a reduced value of approximately 0.13, but suppress electron loss and time-varying temperature effects, which usually make the net heating larger. For inductive heating, we use the result of Vahedi *et al* [28; 19, p 558] to obtain

$$\nu_{s,ind} \approx \frac{1}{4}\frac{\bar{v}_e}{\delta_p}. \tag{30}$$

Then, including the stochastic heating, (27) becomes

$$\delta_p^2 \gg \frac{\nu_m + \nu_{s,ind}}{\nu_m + \nu_{s,cap}}\frac{dR}{\sqrt{24}}. \tag{31}$$

At 13.56 MHz at low pressures $p \lesssim 20$ mTorr, one typically finds $\nu_{s,ind} \lesssim \nu_m \lesssim \nu_{s,cap}$; hence, (31) gives a significantly less severe condition on δ_p than (27).

6. Conclusions and discussion

We have developed a capacitive discharge model based on the propagation of surface and evanescent waves from the discharge edge to the centre. Using a uniform slab model for the bulk plasma with vacuum sheath regions, we solved the full set of Maxwell equations analytically to obtain the fields. We showed examples of discharges where skin effects and standing wave effects could be important. Using the fields to evaluate the power deposition, we found the conditions for which standing surface wave effects, surface wave skin effects, and evanescent wave skin effects can be neglected in the discharge.

The studies described here are for a circular plate system with a uniform plasma slab geometry, at pressures low enough that the electron neutral collision frequency $\nu_m \ll \omega$, the applied rf frequency. The plasma was modelled as a lossless dielectric in order to obtain the fields. However, real systems may operate in the pressure regime with $\nu_m \gtrsim \omega$, such that the relative plasma permittivity κ_p given in (1) is a complex number. Because κ_p has both real and imaginary parts due to its dependence on ν_m, the wavenumbers (k, α_0, α_p, α_q, k_q and h_q) also have both real and imaginary parts. This leads to somewhat complicated expressions for the fields, energies, power flows, etc.

The calculations we have presented can be extended to treat the case of a plane parallel geometry with rectangular plates. This is relevant to the processing of rectangular glass panels for active matrix LCD fabrication. Another issue that can be addressed is the transition from local-to-global power deposition. For low operating pressures where the energy relaxation length of ionizing electrons becomes larger than the discharge radius R, a global model having a uniform T_e is more appropriate than a local model.

Another issue currently under investigation is the propagation of surface and evanescent waves in a plasma with an axially and radially varying density [23]. We have obtained some preliminary results by coupling a two-dimensional finite difference calculation of the fields to a local (in r) one-dimensional particle-in-cell (PIC) plasma simulation to obtain the density profile. By iterating this procedure, we determine self-consistent solutions of the Maxwell equations and the particle and energy balance relations for a nonuniform plasma. These calculations show that the inductive power deposition can be significantly less important than the present slab model calculation indicates. This is due mainly to the fringing fields that exist in the low-density regions of the density profile, which produce an enhanced power deposition there. This effect is partially, but not completely, accounted for by including the stochastic heating powers, as in (31), to determine the ratio of inductive-to-capacitive powers. The details of these results will be presented in a future work. An even more thorough examination of the self-consistent two-dimensional system must be based on the coupling of two-dimensional field and the two-dimensional PIC simulations. Warm plasma and plasma kinetic effects have also not been examined in this theory. This includes such effects as warm plasma resonances [29], and warm plasma and kinetic theories of surface and evanescent wave propagation [24].

There are many issues associated with the use of dual frequencies. The low frequency causes the bulk plasma to oscillate between the plates on a timescale that is long compared to the wave propagation timescale of the high frequency. Therefore, the bulk plasma is not situated symmetrically between the plates, and the issue of asymmetrical (in z) surface and evanescent wave propagation must be examined. Also, as the bulk plasma oscillates between the plates on the low-frequency timescale, the resistance of the bulk plasma changes during the oscillations. This is because the plasma density decreases in the sheath regions, leading to a region of high resistivity there when the plasma oscillates into those regions on the low-frequency timescale. Hence the power deposition due to the high-frequency motion will be modulated at the low frequency. This may be a particularly important effect in capacitive discharges when the thickness s of the sheath region is comparable to the bulk plasma thickness d, as is the case in commercially important dual frequency reactors [9]. The power modulation is enhanced if the reactor is operated with a powered electrode whose area is smaller than the grounded electrode, e.g. a grounded/powered area ratio of two is not uncommon. In addition, the issue of direct transfer of energy to the ions and electrons by the low frequency must be addressed.

Acknowledgments

One of the authors (MAL) gratefully acknowledges valuable discussions of this work with A R Ellingboe, D Vender, and A J Lichtenberg, the support of the CNRS during his research visit to Ecole Polytechnique, the support provided by the National Centre for Plasma Science and Technology of the Dublin City University, and the support provided by National Science Foundation Grant ECS-9820836, California industries, and the State of California UC-SMART Program under Contract SM99-10051.

Appendix A

Because (6) for H_ϕ has a Sturm–Liouville form in z, there are an infinite number of solutions labelled by $q = 1, 2, \ldots$, which form an orthogonal complete set over the interval $0 \leqslant z \leqslant l$ with the weight factor $\kappa^{-1}(z)$. The H_ϕ eigenfunctions are

$$\begin{aligned} \hat{H}_q &= \cos k_q z, & 0 < z < d, \\ &= \frac{\cos k_q d}{\cos h_q s} \cos h_q(l - z), & d < z < l, \end{aligned} \tag{A1}$$

where the normalization integral is

$$N_q = \int_0^l \frac{\hat{H}_q^2}{\kappa} \mathrm{d}z = \frac{d}{2\kappa_p}\left(1 + \frac{\sin 2k_q d}{2k_q d}\right) + \frac{s}{2}\left(\frac{\cos k_q d}{\cos h_q s}\right)^2 \left(1 + \frac{\sin 2h_q s}{2h_q s}\right). \tag{A2}$$

Setting $H_\phi = H_{\phi 0}$ and $r = R$ in (8) and (11), multiplying by the eigenfunction $\hat{H}_{q'}$, and integrating over the interval $0 < z < l$ with the weight factor κ^{-1}, we obtain

$$\begin{aligned} & A \cosh \alpha_0 s \int_0^d \frac{\mathrm{d}z}{\kappa_p} \\ & \quad \times \left(\cosh \alpha_p z J_1(kR) - \sum_{q=1}^{\infty} C_q \frac{\alpha_p}{k_q} \cos k_q z I_1(\alpha_q R)\right) \cos k_{q'} z \\ & \quad + A \cosh \alpha_p d \int_d^l \mathrm{d}z \left(\cosh \alpha_0 (l - z) J_1(kR) \right. \\ & \quad \left. - \sum_{q=1}^{\infty} D_q \frac{\alpha_0}{h_q} \cos h_q (l - z) I_1(\alpha_q R)\right) \\ & \quad \times \frac{\cos k_{q'} d}{\cos h_{q'} s} \cos h_{q'}(l - z) \\ & \quad = H_{\phi 0} \left(\int_0^d \mathrm{d}z \frac{\cos k_{q'} z}{\kappa_p} \right. \end{aligned}$$

$$+\int_d^l \mathrm{d}z \frac{\cos k_{q'}d}{\cos h_{q'}s} \cos h_{q'}(l-z)\Bigg). \tag{A3}$$

Substituting for D_q in (A3) using (A2) and evaluating the integrals, we obtain

$$C_q N_q \frac{\alpha_\mathrm{p}}{k_q} I_1(\alpha_q R) = (B_q - \gamma A_q) J_1(kR), \tag{A4}$$

where

$$\gamma = \frac{H_{\phi 0}}{A \cosh \alpha_0 s J_1(kR)} \tag{A5}$$

is a coefficient to be determined below and, with the substitution $z' = l - z$, we find that

$$A_q = \int_0^d \mathrm{d}z \frac{\cos k_q z}{\kappa_\mathrm{p}} + \int_0^s \mathrm{d}z' \frac{\cos k_q d}{\cos h_q s} \cos h_q z'$$
$$= \frac{\sin k_q d}{\kappa_\mathrm{p} k_q} + \frac{\cos k_q d}{\cos h_q s} \frac{\sin h_q s}{h_q}, \tag{A6}$$

and

$$B_q = \int_0^d \mathrm{d}z \frac{\cosh \alpha_\mathrm{p} z \cos k_q z}{\kappa_\mathrm{p}} + \frac{\cosh \alpha_\mathrm{p} d \cos k_q d}{\cosh \alpha_0 s \cos h_q s}$$
$$\times \int_0^s \mathrm{d}z' \cosh \alpha_0 z' \cos h_q z'$$
$$= \frac{1}{\alpha_\mathrm{p}^2 + k_q^2} \frac{1}{\kappa_\mathrm{p}} (\alpha_\mathrm{p} \sinh \alpha_\mathrm{p} d \cos k_q d$$
$$+ k_q \cosh \alpha_\mathrm{p} d \sin k_q d) + \frac{1}{\alpha_0^2 + h_q^2} \frac{\cosh \alpha_\mathrm{p} d \cos k_q d}{\cosh \alpha_0 s \cos h_q s}$$
$$\times (\alpha_0 \sinh \alpha_0 s \cos h_q s + h_q \cosh \alpha_0 s \sin h_q s). \tag{A7}$$

Then from (A4) we find

$$C_q = \frac{k_q}{\alpha_\mathrm{p}} \frac{J_1(kR)}{I_1(\alpha_q R)} \frac{B_q - \gamma A_q}{N_q}. \tag{A8}$$

The undetermined coefficient γ can be evaluated using the requirement that $H_\phi = H_{\phi 0}$ at $z = 0$ and $r = R$. Using (A5), we have the relation

$$H_{\phi 0} = A \cosh \alpha_0 s J_1(kR) - A \cosh \alpha_0 s \sum_q C_q \frac{\alpha_\mathrm{p}}{k_q} I_1(\alpha_q R). \tag{A9}$$

Substituting (A9) into (A5) for γ, we obtain

$$\gamma = 1 - \sum_q C_q \frac{\alpha_\mathrm{p}}{k_q} \frac{I_1(\alpha_q R)}{J_1(kR)}. \tag{A10}$$

Substituting (A8) for C_q into (A10) and solving for γ, we obtain

$$\gamma = \frac{1 - \sum_q B_q/N_q}{1 - \sum_q A_q/N_q}. \tag{A11}$$

Substituting this expression for γ back into (A8) yields the evanescent mode amplitudes C_q.

Appendix B

The power deposition can rise sharply at the reactor edge due to excitation of evanescent modes there. We estimate the rise by considering only a single mode $q = 1$. Expanding (7) about $z = 0$ and applying the boundary condition that E_r vanish at $r = R$, we obtain the mode amplitude

$$C_q \approx -\frac{\alpha_\mathrm{p}}{k_q} \frac{J_1(kR)}{I_1(\alpha_q R)}. \tag{B1}$$

Inserting this into (9) we obtain the scaling for the capacitive field:

$$E_z \sim \cosh \alpha_\mathrm{p} z J_0(kr) + \frac{\alpha_\mathrm{p}^2}{k_q^2} \frac{J_1(kR)}{I_1(\alpha_q R)} \frac{\alpha_q}{k} \cos k_q z I_0(\alpha_q r). \tag{B2}$$

The second term gives the increase due to the evanescent modes. Let us consider a low-density discharge without significant surface standing wave effects and surface wave skin effects: $kR \ll 2.405$ and $\delta_\mathrm{p} \gg d$. For these limits, we have in (B2) that $J_0 \approx 1$, $J_1 \approx kR/2$, $I_0/I_1 \approx \mathrm{e}^{-\alpha_q(R-r)}$, and $\cosh \alpha_\mathrm{p} z \approx 1$. From (22) we also estimate that $k_q \approx \pi/2d$ and $\alpha_q \approx k_q$. Hence (B2) becomes

$$E_z \sim 1 + \frac{1}{2} \frac{\alpha_\mathrm{p}^2}{k_q^2} \alpha_q R \cos k_q z \, \mathrm{e}^{-\alpha_q(R-r)}. \tag{B3}$$

Assuming that the second term in (B3) is small compared to unity and evaluating the capacitive power deposition, we obtain

$$P_\mathrm{cap}(r) \sim \int_0^d E_z^2 \, \mathrm{d}z \sim d + \frac{\alpha_\mathrm{p}^2}{k_q^2} \alpha_q R \frac{\sin k_q d}{k_q} \mathrm{e}^{-\alpha_q(R-r)}, \tag{B4}$$

where we have neglected the higher-order term in E_z^2. Using $\alpha_\mathrm{p} = \delta_\mathrm{p}^{-1}$ and with $k_q = \pi/2d$, we obtain

$$P_\mathrm{cap}(r) \sim 1 + \frac{4}{\pi^2} \frac{dR}{\delta_\mathrm{p}^2} \exp\left[-\frac{\pi}{2d}(R - r)\right]. \tag{B5}$$

Equation (B5) shows that the normalized capacitive power rises sharply near the edge by a fractional amount $\Delta P = (4/\pi^2)(dR/\delta_\mathrm{p}^2)$, over a scale length of $2d/\pi$.

References

[1] Vahedi V, Birdsall C K, Lieberman M A, DiPeso G and Rognlien T D 1993 *Phys. Fluids* B **5** 2719

[2] Howling A A, Dorier J L, Hollenstein C and Kroll U 1992 *J. Vac. Sci. Technol.* A **10** 1080

[3] Kalpakjian K K, Lieberman M A and Oldham W G 1994 *J. Vac. Sci. Technol.* B **12** 1351

[4] Sansonnens L, Pletzer A, Magni D, Howling A A, Hollenstein C and Schmitt J P M 1997 *Plasma Sources Sci. Technol.* **6** 170

[5] Nienhuis G J and Goedheer W 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 295

[6] Colgan M J, Meyyappan M and Murnick D E 1994 *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** 181

[7] Meyyappan M and Colgan M J 1996 *J. Vac. Sci. Technol.* A **14** 2790

[8] Goto H H, Lowe H D and Ohmi T 1993 *IEEE Trans. Semicond. Manuf.* **6** 58

[9] Tsai W, Mueller G, Lindquist R, Frazier B and Vahedi V 1996 *J. Vac. Sci. Technol.* B **14** 3276

[10] Howling A A, Dorier J L, Hollenstein C, Kroll U and Finger F 1992 *J. Vac. Sci. Technol.* A **10** 1080

[11] Goto H H, Lowe H D and Ohmi T 1992 *J. Vac. Sci. Technol.* A **10** 3048

[12] Kitajima T, Takeo Y, Petrovic Z L and Makabe T 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 489
[13] Kitajima T, Takeo Y and Makabe T 1999 *J. Vac. Sci. Technol.* A **17** 2510
[14] Rauf S and Kushner M J 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 1329
[15] Godyak V A 1975 *Sov. J. Plasma Phys.* **2** 78
[16] Godyak V A and Popov O A 1979 *Sov. J. Plasma Phys.* **5** 227
[17] Surendra M and Graves D B 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 2091
[18] Vahedi V and DiPeso G 1997 *J. Comp. Phys.* **131** 149
[19] Lieberman M A and Lichtenberg A J 1994 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York: Wiley)
[20] Raizer Y P, Schneider M N and Yatsenko N A 1995 *Radio-Frequency Capacitive Discharges* (Boca Raton, FL: CRC Press)
[21] Moisan M and Zakrzewski Z 1991 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24** 1025
[22] Cooperberg D 1998 *Phys. Plasmas* **5** 853
[23] Cooperberg D 1998 *Phys. Plasmas* **5** 862
[24] Bowers K J 2002 Slow phase velocity electron surface waves in unmagnetized bounded plasmas: I. Modeling; II. Simulations *Phys. Plasmas* in press
[25] Ramo S, Whinnery J R and Vanduzer T 1994 *Fields and Waves in Communication Electronics* 3rd edn (New York: Wiley) p 216
[26] Lieberman M A 1988 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **16** 638
[27] Gozadinos G, Turner M M and Vender D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 135004-1
[28] Vahedi V, Lieberman M A, DiPeso G, Rognlien T D and Hewett D 1995 *J. Appl. Phys.* **78** 1446
[29] Parker J V, Nickel J C and Gould R W 1964 *Phys. Fluids* **7** 1489

ℓL ABSTRACT + LINKS

PHYSICS OF PLASMAS VOLUME 11, NUMBER 5 MAY 2004

Self-consistent nonlinear transmission line model of standing wave effects in a capacitive discharge

P. Chabert, J. L. Raimbault, and J. M. Rax
LPTP, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

M. A. Lieberman
Department of Electrical Engineering and Computer Science, University of California, Berkeley, California 94720

(Received 14 November 2003; accepted 27 January 2004; published online 13 April 2004)

It has been shown previously [Lieberman *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, 283 (2002)], using a non-self-consistent model based on solutions of Maxwell's equations, that several electromagnetic effects may compromise capacitive discharge uniformity. Among these, the standing wave effect dominates at low and moderate electron densities when the driving frequency is significantly greater than the usual 13.56 MHz. In the present work, two different global discharge models have been coupled to a transmission line model and used to obtain the self-consistent characteristics of the standing wave effect. An analytical solution for the wavelength λ was derived for the lossless case and compared to the numerical results. For typical plasma etching conditions (pressure 10–100 mTorr), a good approximation of the wavelength is $\lambda/\lambda_0 \approx 40\, V_0^{1/10} l^{-1/2} f^{-2/5}$, where λ_0 is the wavelength in vacuum, V_0 is the rf voltage magnitude in volts at the discharge center, l is the electrode spacing in meters, and f the driving frequency in hertz. © *2004 American Institute of Physics.* [DOI: 10.1063/1.1688334]

I. INTRODUCTION

Dual frequency capacitive reactors with one high and one low frequency drive have attracted much recent interest from researchers and equipment manufacturers for silicon wafer and flat panel display processing. With both a high frequency and a low frequency drive, independent control of the ion flux and ion bombarding energy can be achieved in capacitive reactors.[1,2] In the ideal case, the high frequency controls the plasma density n_e (ion flux) and the low frequency controls the ion bombarding energy $\mathcal{E}_i$. Typical operating conditions for dielectric etching on 200–300 mm silicon wafers are: discharge radius $R \sim 15-25$ cm, plate separation $l \sim 1-5$ cm, pressure $p \sim 30-300$ mTorr, high frequency $f_1 \sim 27.1-160$ MHz, low frequency $f_2 \sim 2-13.6$ MHz, high frequency voltage amplitude $|V_{\mathrm{rf}}| \sim 250-1000$ V, low frequency voltage amplitude $|V_B| \sim 500-3000$ V, and powers of 500–3000 W for both low and high frequency sources. Significant standing wave effects can exist for the high frequency drive in these discharges because the wavelength of the electromagnetic surface wave that is excited at the plasma periphery $r=R$ and propagates radially inward becomes comparable to the plate radius R. In Ref. 3, a shaped-electrode was proposed to eliminate the standing wave effect, but the wavelength was calculated in vacuum. Lieberman *et al.*[4] included the effect of the presence of plasma between the plates in a non-self-consistent description of standing wave and skin effects. This calculation was based on an analytical solution of Maxwell's equations for a known, uniform plasma density and known uniform sheath width. However, the plasma density and sheath width must be determined by the particle and energy balance relations in the discharge to be consistent with the fields. Since the electric fields vary radially due to standing wave effects, the plasma parameters will also vary if local (in r) particle and energy balance determine the discharge properties. In a previous work, a two-dimensional numerical solution of Maxwell's equations was numerically coupled to a one-dimensional particle-in-cell numerical simulation to determine a self-consistent solution.[5] This procedure is numerically costly making it difficult to determine scaling properties for the solutions. Experiments have verified the existence of standing wave effects in large area, high frequency capacitive discharges.[6]

We give here a self-consistent model of standing wave effects based on local particle and energy balance in a plasma-sheaths slab, coupled to a one-dimensional transmission line description of the fields. The general nonlinear transmission line model and the particle and energy balance are described in Secs. II and III, respectively. The transmission line model was then coupled to the so-called homogeneous model developed by Godyak[7,8] in Sec. IV. This was useful to understand the approach developed in this paper and to determine analytical solutions and major scalings. Unfortunately, this does not give quantitatively accurate solutions because of the simplistic treatment of the rf sheath. We therefore used the more realistic inhomogeneous model[7,9,10] with numerical integration of the transmission line equations (presented in Sec. V). However, the numerical solutions obtained give no simple explicit formulation for the wavelength. Therefore we used a Hamiltonian formulation (described in Sec. VI) to obtain an approximate analytical expression for the standing wave wavelength.

The main conclusions and a comparison of the three different models are given in Sec. VII. The dependence of the

 © 2004 American Institute of Physics

Downloaded 19 Apr 2004 to 143.117.143.46. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pop.aip.org/pop/copyright.jsp

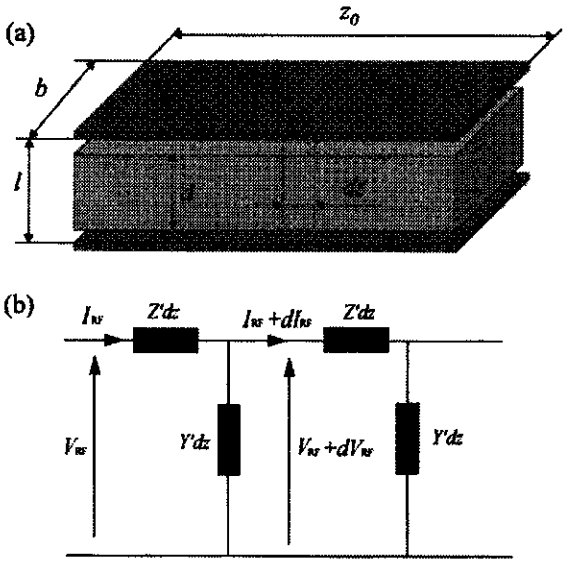

FIG. 1. Schematic of the capacitive discharge (a) and equivalent transmission line model (b).

wavelength upon the control parameters (electrode spacing, frequency, pressure and rf voltage) is discussed. Finally, the model limitations and possible area of improvement are discussed in the conclusion.

II. NONLINEAR TRANSMISSION LINE MODEL

The capacitive discharge is schematically shown in Fig. 1(a). We use a rectangular (rather than circular) parallel plate geometry with plate separation l (along x), plate width b (along y, nominally taken to be 1 m) and plate length z_0 (i.e., the transmission line length along z). We impose a plane of symmetry at $z=0$: this is equivalent to a system driven symmetrically from to sides at $z=z_0$ and $z=-z_0$. In this way, the results can be qualitatively transposed to cylindrical geometry. We consider that there is a plasma between the plates, separated from them by two rf sheaths of maximum thickness s_m (average thickness $s_m/2$ each, the average plasma size being $d=l-s_m$). Since the excitation wavelength may not be negligible compared to z_0, the voltage between the two plates may vary along z. We therefore use a transmission line model, as shown in Fig. 1(b). Kirchhoff's laws applied to a slab dz [see Fig. 1(b)] gives the transmission line equations for the current in the plates I_{rf}, and the voltage between the plates V_{rf},

$$\frac{dV_{rf}}{dz}=-Z'I_{rf}, \tag{1}$$

$$\frac{dI_{rf}}{dz}=-Y'(|V_{rf}|)V_{rf}, \tag{2}$$

where

$$Z'=j\omega\frac{\mu_0 l}{b} \tag{3}$$

is the series impedance per unit length of the electrodes, and

TABLE I. Coefficients for particle and energy balance.

K	Collisionless sheath	Collisional sheath
K_{ohm}	1.73	1.73
$K_{ohm,sh}$	0.407	0.236
K_{cap}	1.23	1.52
K_v	0.83	0.78
K_{cl}	0.83	$1.68(\lambda_i/s_m)^{1/2}$
K_{stoc}	0.45	0.61

$$Y'=\frac{1}{2Z'_{sh}+Z'_p} \tag{4}$$

is the parallel admittance per unit length of the sheath and the plasma. The parallel admittance per unit length is therefore the inverse of the sum of a bulk plasma impedance and two equal sheath impedances. The bulk plasma impedance is given by

$$Z'_p\equiv R'_p+jX'_p=\frac{1}{j\omega\epsilon_0}\frac{d}{b}\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega-j\nu_m)}\right)^{-1}$$

$$\approx\frac{m}{e^2n_e}\frac{d}{b}(\nu_m+j\omega) \tag{5}$$

with $\omega_p=(e^2n_e/\epsilon_0 m)^{1/2}$ the electron plasma frequency in the bulk, $\nu_m=K_m n_g$ the electron-neutral momentum transfer frequency, K_m is the electron-neutral momentum transfer rate coefficient, n_e the bulk plasma density, and n_g the neutral gas density. We see that Z'_p is the sum of a bulk ohmic resistance R'_p, and a bulk inductive reactance X'_p due to electron inertia. There are two sheath impedances in series with the bulk plasma, each given by

$$Z'_{sh}=jX'_{sh}+R'_{stoc}+R'_{ohm,sh}+R'_i. \tag{6}$$

The first term is the capacitive reactance associated with the displacement current in one sheath, and is given by

$$X'_{sh}=-\frac{1}{\omega\epsilon_0}\frac{s_m}{K_{cap}b}, \tag{7}$$

where K_{cap} depends on the sheath model considered (see Table I and below). The second, third, and fourth terms are resistive terms (per unit length) due to the electron power absorbed in the sheath due to stochastic and ohmic sheath heating, and ion power absorbed. The resistive terms are usually small compared to the sheath reactance, and they also depend on the sheath model considered.

The transmission line equations must be completed by the following voltage–current relations:

$$V_{rf}=2V_1+V_p, \tag{8}$$

$$J_1=\frac{V_1}{Z'_{sh}b}\approx K_{cap}j\omega\epsilon_0\frac{V_1}{s_m}, \tag{9}$$

$$J_1=\frac{V_P}{Z'_p b}=\frac{e^2}{m(\nu_m+j\omega)}\frac{n_eV_p}{d}, \tag{10}$$

$$|J_1|=e\omega h_l n_e s_0, \tag{11}$$

where V_1 is the rf voltage across the sheath, V_p is the rf voltage across the plasma bulk, h_l is the ratio of the density

Downloaded 19 Apr 2004 to 143.117.143.46. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pop.aip.org/pop/copyright.jsp

at the plasma-sheath edge to the bulk plasma density, and s_0 is an effective oscillation amplitude. The approximation in (9) neglects the resistances in (6). The current density J_1 flowing between the plates (the current is conserved and is therefore the same in the sheaths and in the plasma) is related to the current I_{rf} flowing in the plates by

$$J_1=\frac{1}{b}\frac{dI_{rf}}{dz}. \tag{12}$$

The last relation (11) is a current continuity equation which involves s_0, an effective oscillation amplitude for the bulk plasma near the sheath edge. This equation is valid for both homogeneous and inhomogeneous models [see Ref. 7, Eqs. (11.1.11) and (11.2.10)]. However, the quantity of physical interest is the maximum sheath width s_m, and we shall see in the next sections that the relation between s_m and s_0 depends on the sheath model considered.

We have chosen symmetric voltage boundary conditions (a current node) at $z=0$, such that $V_{rf}(0)=V_0$ and $I_{rf}(0)=0$. The transmission line equations are integrated from $z=0$ to a final position at $z=z_0$.

Before continuing, note that the following assumptions are used:

(1) The vacuum capacitance of the bulk plasma is neglected; $\omega_p^2 \gg \omega(\omega^2+\nu_m^2)^{1/2}$. This leads us to neglect the factor of unity in (5).
(2) The ions only respond to average fields ($\omega_{pi} \ll \omega$, where ω_{pi} is the ion plasma frequency), and the sheaths are capacitive which implies that the reactive term is large compared to all resistive terms in (6).
(3) The sheath width $s_m \gg \lambda_{Dl}=(\epsilon_0 T_e/eh_l n_e)^{1/2}$, the electron Debye length at the sheath edge. This implies that the rf voltage across the discharge is large compared to the floating potential (approximately $5.2T_e$).
(4) The skin depth (which can be collisionless, collisional, or anomalous) is large compared to the plasma thickness, $\delta \gg d$ (this is true for low to moderate electron densities). Hence, the skin effect described in Ref. 4 is not considered.
(5) The electron temperature is uniform across the plates (x direction) but depends locally on the position z along the plates; z_0, $\lambda \gg \lambda_\epsilon \gg l$, where λ is the wavelength of the surface wave, $\lambda_\epsilon \approx \bar{v}_e/(1/3\, n_g^2 K_{ex} K_m)^{1/2}$ is the energy relaxation length for inelastic collisions, $\bar{v}_e=(8eT_e/\pi m)^{1/2}$ is the mean electron speed, and K_{ex} is the electron-neutral inelastic collision rate coefficient.

III. PARTICLE AND ENERGY BALANCE IN PLASMA-SHEATHS SLAB

In order to self-consistently solve the nonlinear transmission line equations, it is necessary to express Y' solely as a function of $|V_{rf}|$ [as seen in Eq. (2)]. However, so far Y' has been expressed as a function of the electron density n_e and the sheath size s_m. Further relations are therefore needed. This is achieved using the particle and energy balance in a plasma-sheaths slab of width dz. We consider a local balance so that n_e and s_m in the slab dz only depend on the magnitude of the local voltage $|V_{rf}|$ at that z (i.e., longitudinal diffusion is neglected).

TABLE II. Rate coefficients and energies (T_e and energies in volts).

Coefficient	Energy
$K_{iz}=2.34\times10^{-14}T_e^{0.59}\exp[-17.44/T_e]$ m^3/s	15.76
$K_{ex}=2.48\times10^{-14}T_e^{0.33}\exp[-12.78/T_e]$ m^3/s	12.14
$K_m=1.619\times10^{-14}T_e^{1.5658}\exp[0.0207(\ln T_e)^2-0.1047(\ln T_e)^3]$ m^3/s	

In the steady state, the production of electron-ion pairs in the plasma volume (here the plasma volume is $bd\,dz$) by electron-neutral ionization is balanced by the loss of pairs to the walls:

$$K_{iz}n_g n_e d=2h_l n_e u_B. \tag{13}$$

Here $K_{iz}(T_e)$ is the ionization rate coefficient, $u_B=(eT_e/M)^{1/2}$ is the Bohm velocity, and h_l is the plasma edge-to-center density ratio.

The corresponding electron power balance relation is

$$S_e=2eh_l n_e u_B \mathcal{E}_T, \tag{14}$$

where $\mathcal{E}_T=\mathcal{E}_c+\mathcal{E}_e'$. In this equation S_e is the power per unit area absorbed by electrons, and $\mathcal{E}_T(T_e)$ is the total energy loss per electron-ion pair created. $\mathcal{E}_c(T_e)$ is the collisional electron energy loss, defined by

$$K_{iz}\mathcal{E}_c \equiv K_{iz}\mathcal{E}_{iz}+K_{ex}\mathcal{E}_{ex}+K_m\frac{3m}{M}T_e$$

with K_{ex} and K_m the excitation and momentum transfer rate coefficients, and $\mathcal{E}_{iz}$ and $\mathcal{E}_{ex}$ the ionization and mean excitation energies. Typically $\mathcal{E}_c \sim 30-100$ eV for argon, depending on the pressure. We give the rate coefficients and energies that we use in Table II. $\mathcal{E}_e'(T_e)$ is the electron kinetic energy lost from the plasma ($\mathcal{E}_e' \approx 6.8\,T_e$ for argon). We see that the density is simply proportional to the electron power absorbed.

There are three mechanisms for electron power absorption from the rf source: (i) ohmic heating in the plasma bulk, (ii) ohmic heating in the sheath, and (iii) stochastic heating in the sheath. Summing these powers and using (14) yields the power balance equation

$$2\bar{S}_{stoc}+2\bar{S}_{ohm,sh}+\bar{S}_{ohm}=2eh_l n_e u_B \mathcal{E}_T. \tag{15}$$

The forms of $\bar{S}_{stoc}$, $\bar{S}_{ohm,sh}$, and $\bar{S}_{ohm}$ depend on the model (homogeneous or inhomogeneous) considered and will be defined later.

In addition to the power dissipated in the electrons one should consider the power dissipated by ions flowing through the sheath in the time-averaged potential, given by

$$S_i=2eh_l n_e u_B \mathcal{E}_i, \tag{16}$$

where $\mathcal{E}_i \approx K_v|V_1|$ is the dc averaged voltage across each sheath [Ref. 7, p. 344, Eq. (11.2.22)], and K_v is a constant defined in Table I. This power does not appear in the electron power balance, and therefore is unimportant for determina-

Downloaded 19 Apr 2004 to 143.117.143.46. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pop.aip.org/pop/copyright.jsp

tion of n_e. However, it strongly contributes to the total power absorbed per unit area S_{abs}, obtained from (14) and (16),

$$S_{abs}=S_e\left(1+\frac{K_v|V_1|}{\mathcal{E}_T}\right). \tag{17}$$

IV. HOMOGENEOUS MODEL OF THE PLASMA-SHEATHS SLAB

The homogeneous model is described in detail elsewhere.[7,8] The important features are: (i) the ion density is constant everywhere between the two plates; that is, $h_l=1$ and $n_i=$const in both the plasma and sheath regions; (ii) the electron density is constant in the plasma ($n_e=n_i$) and goes abruptly to zero in the sheaths; (iii) the electron cloud oscillates at the driving frequency and alternatively neutralizes the two sheaths; and (iv) the combination of the two sheaths is perfectly capacitive (no harmonics of the voltage) in the symmetrical case.

Here we have $s_0=s_m/2$ and the current continuity equation (11) becomes

$$s_m=\frac{2|J_1|}{e\omega n_e}. \tag{18}$$

The power absorbed by the electrons by different mechanisms is given by

$$\bar{S}_{ohm}=\frac{1}{2}\frac{m\nu_m d}{n_e e^2}|J_1|^2, \tag{19}$$

$$\bar{S}_{stoc}=\frac{1}{2}\frac{m\bar{v}_e}{n_e e^2}|J_1|^2, \tag{20}$$

$$\bar{S}_{ohm,sh}=0 \tag{21}$$

[Ref. 7, Eqs. (11.1.26) and (11.1.35)]. The ion power for one sheath is found from (16) with $K_v=3/4$ for the homogeneous model

$$S_i=\frac{3u_B}{4\epsilon_0\omega^2}|J_1|^2 \tag{22}$$

[Ref. 7, Eq. (11.1.40)], which implies that

$$R_i'=\frac{3u_B}{2b\epsilon_0\omega^2}. \tag{23}$$

The electron power balance (see Sec. III) gives

$$|J_1|=2n_e\left(\frac{e^3u_B\mathcal{E}_T}{m\nu_{eff}d}\right)^{1/2}. \tag{24}$$

Here we have introduced $\nu_{eff}=\nu_m+2\bar{v}_e/d$, an effective collision frequency which accounts for the sum of the ohmic and stochastic heatings. Note that ν_{eff} should replace ν_m in (5) and (10). Using (13) and $d=l-s_m$ we obtain

$$s_m=l\left(1-\frac{2u_B}{l\nu_{iz}}\right), \tag{25}$$

where $\nu_{iz}=K_{iz}n_g$ is the ionization frequency. Equation (24) together with (13), (18), and (25) gives

$$\frac{8e\mathcal{E}_T}{m\omega^2l^2}=\frac{\nu_{eff}}{\nu_{iz}}\left(1-\frac{2u_B}{l\nu_{iz}}\right)^2 \tag{26}$$

to be solved numerically for T_e. We note that T_e is independent of z, that is independent of the voltage and/or the plasma density n_e (typically $T_e\sim2-5$ eV, depending weakly on the pressure). Consequently, the sheath size s_m is independent of z [as seen in (25)], and so is the sheath admittance Y'_{sh}, defined in (7). We note that this is a particular feature of the homogeneous model and is not true for the more realistic (inhomogeneous) model presented in Sec. V.

After finding s_m, we need to express n_e as a function of $|V_{rf}|$. Eliminating $|J_1|$ from (9) and (18) and using $K_{cap}=2$ yields

$$n_e=\frac{4\epsilon_0}{es_m^2}|V_1|. \tag{27a}$$

Inserting (27a) into (10) and equating (9) and (10) yields V_p as a function of V_1. Using this in (8) then yields $|V_{rf}|$ as a function of $|V_1|$:

$$|V_{rf}|^2=(2|V_1|-V_L)^2+V_L^2\nu_{eff}^2/\omega^2, \tag{27b}$$

where we have defined

$$V_L=\frac{m\omega^2ds_m}{2e}. \tag{27c}$$

Note that V_L is the voltage across the plasma bulk when $\nu_{eff}\ll\omega$, a case to be discussed below. Solving (27b) for $|V_1|$ and inserting this into (27a), we obtain n_e as a function of $|V_{rf}|$:

$$n_e=\frac{2\epsilon_0}{es_m^2}\left[V_L+\left(|V_{rf}|^2-\left(\frac{\nu_{eff}}{\omega}\right)^2V_L^2\right)^{1/2}\right]. \tag{27d}$$

Substituting (27d) into (5) and (25) into (7) gives an explicit form for $Y'(|V_{rf}|)$.

The full expression for $Y'(|V_{rf}|)=G'+jB'$ is rather complicated and we will examine two limiting cases. First, we assume that the bulk and sheath dissipations are both small, such that all resistances are neglected ($G'=0$). This is the limiting case of a transmission line with no dissipation. Then setting $\nu_{eff}=0$ in (27d) leads to

$$n_e=\frac{2\epsilon_0}{es_m^2}(V_L+|V_{rf}|). \tag{28}$$

Substituting (28) in (5) and using (27c), we obtain

$$X_p'=-2X_{sh}'\left(1+\frac{|V_{rf}|}{V_L}\right)^{-1}. \tag{29}$$

Using the sheath reactance (7) with $K_{cap}=2$, we obtain the total admittance of the slab

$$Y'=jB'=\frac{1}{j(2X_{sh}'+X_p')}=\frac{1}{2jX_{sh}'}\left(1+\frac{V_L}{|V_{rf}|}\right). \tag{30}$$

Combining (30) with (1)–(3) we obtain a second-order differential equation for $V_{rf}(z)$,

$$V_{rf}''+k^2V_{rf}=-k^2V_L\frac{V_{rf}}{|V_{rf}|}, \tag{31}$$

Downloaded 19 Apr 2004 to 143.117.143.46. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pop.aip.org/pop/copyright.jsp

where V''_{rf} denotes the second derivative of V_{rf} with respect to z. We have defined

$$k^2=\frac{\omega^2}{c^2}\frac{l}{s_m}=k_0^2\frac{l}{s_m}, \tag{32}$$

where k_0 is the wave number in vacuum. k is the wave number found if we set the right-hand side of (31) to zero, that is, if we consider that the voltage across the plasma bulk is negligible compared to the voltage across the two sheaths. Let us note that the wave number k obtained here is the same as that obtained in the non-self-consistent description of the standing wave effect based on Maxwell's equations (see Ref. 4). This is not surprising since, in this model, the sheath admittance is independent of the voltage, and thus of z. We refer to this approximation as the linear standing wave effect.

The general solution of (31), without neglecting the right-hand side, can be found analytically. Since the voltage V_{rf} can be chosen a real number, the solution for $V_{rf}>0$ is

$$V_{rf}=(V_0+V_L)\cos kz-V_L. \tag{33a}$$

The wavelength λ of the rf voltage is easily determined from the conditions $V_{rf}(0)=V_0$ and $V_{rf}(\lambda/4)=0$. We find for the wave number $q=2\pi/\lambda$,

$$q(V_0)=k\frac{\pi}{2\arccos\left(\frac{V_L}{V_0+V_L}\right)}\approx k\left(1+\frac{2}{\pi}\frac{V_L}{V_0}\right). \tag{33b}$$

As for a nonlinear oscillator, the wavelength is a function of the initial amplitude, i.e., here the standing wave effect is nonlinear. However, as already mentioned this effect is small since the voltage across the plasma is usually small compared to the voltage across the sheaths. The solution (33a) is only valid for $V_{rf}>0$. However, since V_{rf} is a periodic function, the general solution of (31) can be expressed as a Fourier series

$$V_{rf}(z)=\frac{4V_L}{\pi}\sum_{n=1}^{+\infty}\frac{\sin(n\pi/2)}{n((nq/k)^2-1)}\cos(nqz). \tag{34}$$

As seen in (34) the nonlinearity generates all odd harmonics of the standing wave. The magnitude of the rf voltage [defined by Eq. (34)] normalized to V_0 is shown in Fig. 2, for $V_0=50$ V and $V_0=200$ V, along with the linear standing wave effect [$V_{rf}(z)=V_0\cos(kz)$ with k defined by Eq. (32)]. The input parameters were $l=5$ cm, pressure $p_0=10$ mTorr, $f=\omega/2\pi=81.4$ MHz, which leads to $s_m\approx0.8$ mm and $\nu_{eff}/\omega\approx0.16$. The nonlinearity is due to the fact that the inductance of the plasma bulk is a function of the voltage. It accentuates the standing wave effect at low voltages. However, this effect decreases when the voltage increases and becomes rapidly negligible (i.e., for voltages above a few hundred volts).

In the second case we wish to investigate the effect of power dissipation. We assume that the power is mainly dissipated by the ions in the sheaths rather than by the electrons in the plasma bulk, which is true when the frequency is not too high (typically 13.56–27.12 MHz). Since the nonlinearity due to the plasma bulk is small, we analyze the solutions when $X'_p=0$, that is we consider

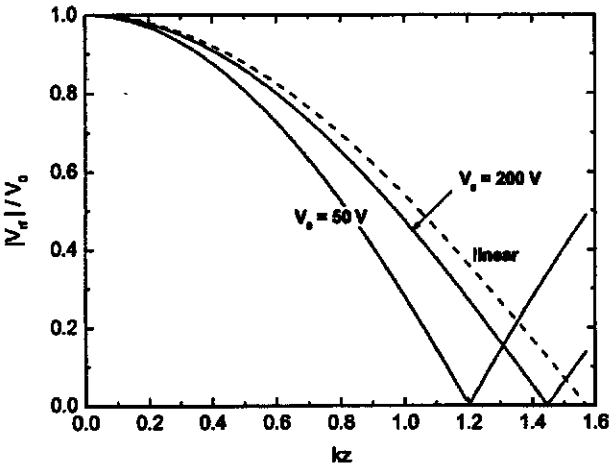

FIG. 2. Normalized voltage vs kz for various V_0. The dashed line is for the linear approximation. The input parameters were $l=5$ cm, $p_0=10$ mTorr, and $f=81.4$ MHz.

$$Y'\approx\frac{1}{2(R'_i+jX'_{sh})}. \tag{35}$$

This leads to

$$Y'=G'+jB'=\frac{1}{2X'_{sh}}\frac{\xi+j}{1+\xi^2}, \tag{36a}$$

where

$$\xi=\frac{3u_B}{\omega s_m}=\frac{R'_i}{|X'_{sh}|}\ll1, \tag{36b}$$

which is equivalent to $G'\ll B'$. Note that in this case Y' is independent of $|V_{rf}|$. We therefore obtain a linear standing wave effect with dissipation. The second-order differential equation for the evolution of $V_{rf}(z)$ is

$$V''_{rf}+k_1^2V_{rf}=0, \tag{37}$$

where

$$k_1^2=\frac{k^2}{(1+\xi^2)}(1-j\xi).$$

When $\xi\ll1$, the complex wave number is given by

$$k_1=k\left(1-j\frac{\xi}{2}\right) \tag{38}$$

with the corresponding voltage amplitude

$$|V_{rf}(z)|=|V_0|\left(\cos^2kz+\sinh^2\frac{k\xi}{2}z\right)^{1/2}. \tag{39}$$

When $\xi=0$ we recover the linear standing wave effect without dissipation, with the wave number given by (32) as it must. The magnitude of the rf voltage given by (39) is plotted in Fig. 3, along with the nondissipative case. The input parameters were $l=5$ cm, pressure $p_0=10$ mTorr, $f=\omega/2\pi=13.56$ MHz, which leads to $s_m\approx4.7$ mm and $\xi\approx0.02$, and an ion-to-electron power ratio of 2.4. The main effect of the small term induced by the ion dissipation is to slowly increase the voltage along the plates from the center to the

Downloaded 19 Apr 2004 to 143.117.143.46. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pop.aip.org/pop/copyright.jsp

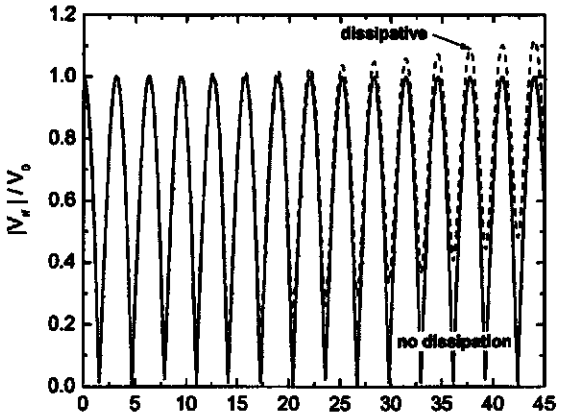

FIG. 3. Normalized voltage vs kz for dissipative (dashed) and non-dissipative (solid) cases. The input parameters were $l=5$ cm, $p_0=10$ mTorr, and $f=13.56$ MHz.

periphery. Indeed, the energy is injected at the periphery and is slightly absorbed when propagating toward the center.

The main conclusions of this section are:

(i) When the voltage across the plasma bulk is neglected, $V_L \approx 0$, the standing wave effect is linear and the wavelength in the presence of plasma is shorter than the wavelength in vacuum: $\lambda \approx \lambda_0 \sqrt{s_m/l}$.

(ii) Although the voltage across the plasma is small compared to the voltage across the sheaths, it induces a nonlinearity in the standing wave effect. The wavelength in the presence of plasma becomes: $\lambda(V_0) \approx \lambda_0 \sqrt{s_m/l}(1-2V_L/(\pi V_0))$.

(iii) When the dissipation by ions flowing in the sheaths is included, the voltage decreases slightly from the periphery to the center in addition to the standing wave effect.

The homogeneous model fails to treat the sheath dynamics properly. In particular, the sheath size s_m is underestimated and furthermore does not depend upon the voltage $V_{\rm rf}$. In Sec. V, we shall see that s_m is actually a function of $V_{\rm rf}$, and that this is the main cause of nonlinearity.

V. INHOMOGENEOUS MODEL OF THE PLASMA-SHEATHS SLAB

The inhomogeneous model has been described elsewhere.[7,9,10] There are two versions of this model; the first considers a collisionless sheath at low pressure [$\lambda_i \gg s_m$, where $\lambda_i=(33p)^{-1}$ m with p in mTorr is the ion-neutral mean free path], and the second considers a collisional sheath ($\lambda_i \ll s_m$) for higher pressures. Both models will be treated here. The main improvements compared to the homogeneous model are: (i) there is a plasma density gradient at the edge of the bulk plasma, which leads to a plasma edge-to-center density ratio

$$h_l=\frac{0.86}{(3+d/2\lambda_i)^{1/2}} \tag{40}$$

determined from low pressure diffusion theory [Ref. 7, Eq. (10.2.3)], where $\lambda_i=(n_g\sigma_i)^{-1}$, (ii) the rf sheath is treated with a static ion density profile and a time varying electron density profile. This considerably changes the sheath admittance, as we shall see. The effective oscillation amplitude of the sheath, s_0, is related to s_m as follows:

$$s_0=\frac{12e\epsilon_0 T_e \omega^2 h_l n_e}{5|J_1|^2} s_m$$

for the collisionless sheath [Ref. 7, Eqs. (11.2.11) and (11.2.14)], and

$$s_0=1.09\left(\frac{\epsilon_0 T_e}{e h_l n_e \lambda_i}\right)^{1/3} s_m^{2/3}$$

for the collisional sheath [Ref. 10, Eq. (17)]. The related current continuity equation (11) becomes

$$s_m=\frac{5}{12\epsilon_0 T_e e^2 \omega^3 h_l^2}\frac{|J_1|^3}{n_e^2} \tag{41a}$$

and

$$s_m=0.88\left(\frac{\lambda_i}{\epsilon_0 T_e \omega^3 e^2 h_l^2}\right)^{1/2}\frac{|J_1|^{3/2}}{n_e}. \tag{41b}$$

The two latter equations are equivalent to (18) used for the homogeneous case. We see that the scalings in $|J_1|$ and n_e are different. We also note that these equations allow one to establish the Child law for the rf sheath [Ref. 7, Eq. (11.2.15) for collisionless sheath and Eq. (11.2.54) for collisional sheath]:

$$e h_l n_e u_B = K_{\rm cl}\left(\frac{2e}{M}\right)^{1/2}\frac{\bar{V}_1^{3/2}}{s_m^2}, \tag{42}$$

where $\bar{V}_1=K_v V_1$ is the dc voltage across the sheath. Expressions for $K_{\rm cl}$ and K_v for the collisionless and collisional sheath cases are given in Table I.

The various mechanisms for electron power absorption from the rf source are such that:

(1) stochastic heating yields a time-averaged electron power absorption for each sheath [Ref. 7, p. 347, Eq. (11.2.34)],

$$\bar{S}_{\rm stoc}=K_{\rm stoc}\left(\frac{m}{e}\right)^{1/2}\epsilon_0\omega^2 T_e^{1/2}|V_1|, \tag{43}$$

(2) ohmic heating in the bulk plasma yields [Ref. 7, p. 347, Eq. (11.2.33a)]

$$\bar{S}_{\rm ohm}=K_{\rm ohm}\frac{m}{2e}h_l\epsilon_0\omega^2\nu_m d T_e^{1/2}|V_1|^{1/2}, \tag{44}$$

(3) ohmic heating in each sheath yields

$$\bar{S}_{\rm ohm,sh}=K_{\rm ohm,sh}\frac{m}{2e}\epsilon_0\omega^2\nu_m s_m|V_1|. \tag{45}$$

The coefficients K for collisionless and collisional sheaths are given in Table I. For collisionless sheath, the result is explicitly given in Ref. 7, [p. 353, Eq. (11.2.61)]. For the collisional sheath case, the calculation was done in the same manner as for the collisionless case and led to $K_{\rm ohm,sh}=0.236$.

Downloaded 19 Apr 2004 to 143.117.143.46. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pop.aip.org/pop/copyright.jsp

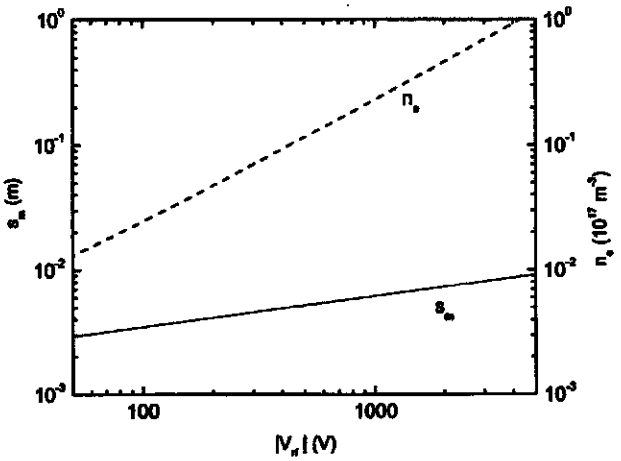

FIG. 4. Plasma parameters (s_m solid line and n_e dashed line) vs voltage for a symmetric capacitive discharge with a 5 cm plate separation driven at 27.12 MHz, at 5 mTorr argon.

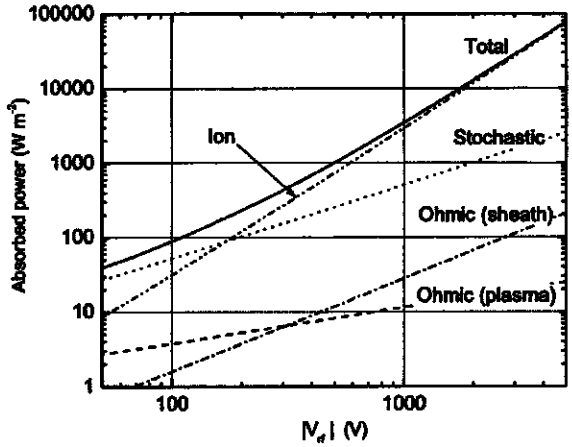

FIG. 5. Various powers as a function of voltage for a symmetric capacitive discharge with a 5 cm plate separation driven at 27.12 MHz, at 5 mTorr argon.

The inhomogeneous model of the slab is too complex to obtain an explicit form of $Y'(|V_{rf}|)$. The solutions are therefore constructed in two parts. First, the particle and energy balance relations are solved to determine all the plasma and sheath parameters for given values of $|V_{rf}|$, n_g, l, and ω. That is, we first construct look-up tables of the central and sheath edge plasma densities, electron temperature, sheath width, and plasma width as functions of $|V_{rf}|$. From these tables, we determine the transmission line series impedance per unit length, Z', and parallel admittance per unit length, Y'. Only the latter depends on the plasma properties, i.e., the voltage amplitude $|V_{rf}|$ across the discharge. Using Z' and $Y'(|V_{rf}|)$, we numerically solve the nonlinear transmission line equations, which then determine the fields self-consistently with the particle and energy balance.

In practice, the system is solved as follows: We choose a vector (set of values) for s_m spanning the range from $s_m \ll l$ to $s_m \approx l/2$. Inserting these into (13) and (40) and solving yields the corresponding values of T_e. Next (9) and (41a) or (41b) are substituted into the right-hand side of (14) to express the electron power loss S_e in terms of sheath voltage $|V_1|$ and s_m alone. Substituting this expression and (43)–(45) into (15), we obtain a single (quadratic) equation for $|V_1|$, which is solved to determine a corresponding set of $|V_1|$ values. Eliminating J_1 from (9) and (10) and substituting this into (8) yields the corresponding values for the discharge voltage amplitude $|V_{rf}|$. Equation (41a) or (41b), combined with (9) to eliminate $|J_1|$, also yields the corresponding densities n_e. In this way, we construct tables of values for n_e and s_m as a function of $|V_{rf}|$. Although $|V_{rf}|$ is a single-valued function of s_m, the function may not be monotonic. We therefore find and use the largest monotonic range of $|V_{rf}|$'s containing the sheath widths of physical interest to construct the tables.

First we consider a 5 mTorr, 27.12 MHz argon discharge with a plate separation of $l=5$ cm. At this pressure, the sheath is collisionless and so we have used the collisionless sheath dynamics (middle column in Table I) to determine the plasma parameters. Figure 4 shows the results from the particle and energy balance for the symmetric capacitive discharge global model as a function of the driving voltage V_{rf}. The solid line gives the sheath width s_m, and the dashed line the central electron density n_e; both of these quantities increase naturally with voltage. The total power per unit area S_{abs} [defined in Eq. (17)] is plotted along with the various electron and ion powers in Fig. 5. The stochastic heating dominates the electron contribution over the entire range of voltages. The ohmic heatings are typically small compared to the stochastic heating at pressures below 100 mTorr because the bulk plasma and sheath widths are typically of order 1 cm in narrow gap capacitive discharges. However, the power is mainly dissipated by ions flowing in the sheaths. The ohmic heating in the plasma bulk scales with the square root of the voltage and is therefore less important than the ohmic sheath heating at high voltage. Figure 6 shows the transmission line solution for the electrical parameters versus position, including the rf voltage and current magnitudes V_{rf} and I_{rf}. We see that current and voltage are out of phase and the first node occurs at about 1 m for this 27.12 MHz discharge. Note that due to the small dissipation the voltage at $z=2$ m is

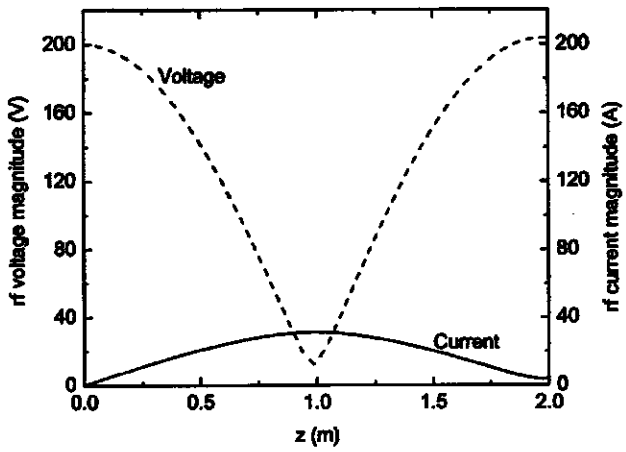

FIG. 6. Electrical parameters vs distance for a symmetric capacitive discharge with a 5 cm plate separation driven at 27.12 MHz, at 5 mTorr argon.

Downloaded 19 Apr 2004 to 143.117.143.46. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pop.aip.org/pop/copyright.jsp

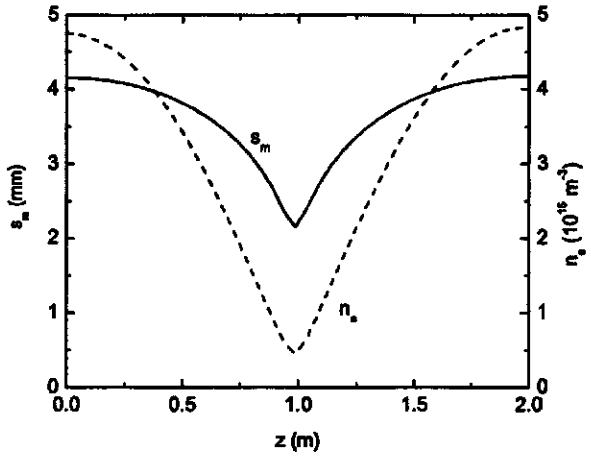

FIG. 7. Plasma parameters (s_m solid line and n_e dashed line) vs distance for a symmetric capacitive discharge with a 5 cm plate separation driven at 27.12 MHz, at 5 mTorr argon.

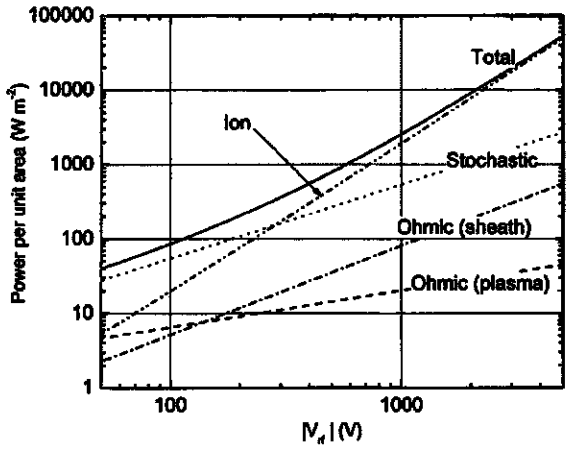

FIG. 9. Various powers as a function of voltage for a symmetric capacitive discharge with a 5 cm plate separation driven at 27.12 MHz, at 50 mTorr argon.

slightly bigger than the voltage at $z=0$ (this was already seen in the homogeneous model). Figures 7 and 8 show the self-consistent plasma parameters n_e, s_m, and T_e for this same case. The three quantities exhibit the same behavior as the voltage. However, T_e varies less than 1% while s_m changes by almost a factor of 2. Note that the collisionless sheath assumption is verified as s_m is always smaller than $\lambda_i \approx 6$ mm. Since lateral diffusion (transport along z) and discharge breakdown and maintenance conditions are not included in our model, the preceding results may not be valid near the rf voltage minimum.

Let us now examine the collisional sheath case (last column of Table I) with the same frequency and plate separation, but at higher pressure (50 mTorr). We see in Fig. 9 that stochastic heating is still the dominant term for electron power absorption, and that ohmic heating in the plasma bulk is smaller than ohmic heating in the sheath over most of the voltage range. The wavelength is slightly smaller than at lower pressure (see Fig. 10), although the sheath size has not changed significantly. The electron density (Fig. 11) is a factor of 2 bigger than at 5 mTorr (for the same voltage), and the electron temperature (not shown) is reduced to about 2 eV.

In this section we have obtained a full self-consistent numerical solution of standing wave effects in a low pressure capacitive discharge. This solution serves as a reference for the two other models developed in this paper, and shows the following:

(i) The sheath size s_m varies significantly across the electrodes. This is because s_m is a function of $|V_{rf}|$, which is the main source of nonlinearity of the standing wave effect.

(ii) For a typical 27.12 MHz, 50 mTorr, 300 mm capacitive discharge used in dielectric etching, the plasma density nonuniformity is only 3%. However, in flat panel displays industry, the electrode size exceeds 1 square meter, leading to nonuniformities greater than 35%.

Unfortunately, the model is too complicated to obtain analytical expressions for the wavelength λ, and therefore to

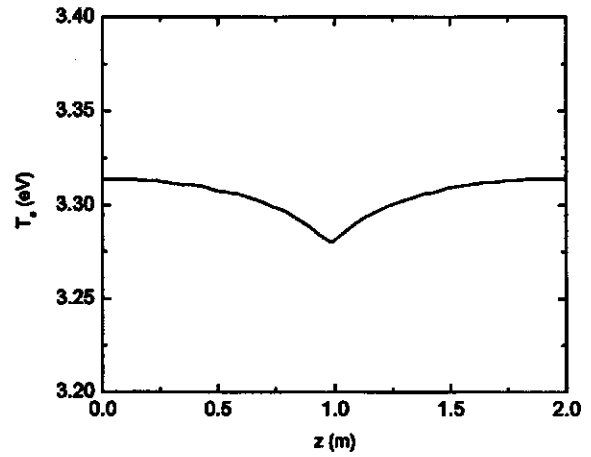

FIG. 8. Electron temperature vs distance for a symmetric capacitive discharge with a 5 cm plate separation driven at 27.12 MHz, at 5 mTorr argon.

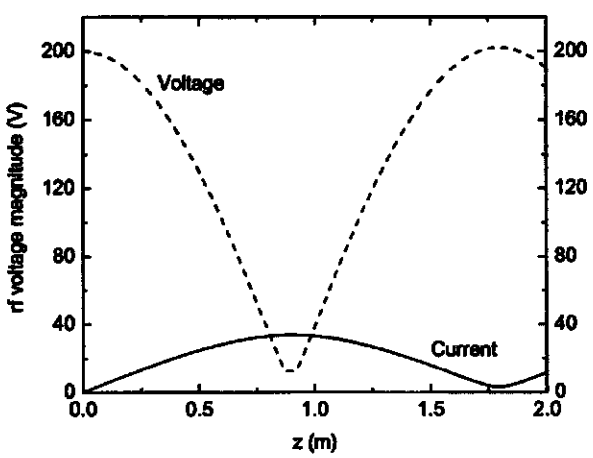

FIG. 10. Electrical parameters vs distance for a symmetric capacitive discharge with a 5 cm plate separation driven at 27.12 MHz, at 50 mTorr argon.

Downloaded 19 Apr 2004 to 143.117.143.46. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pop.aip.org/pop/copyright.jsp

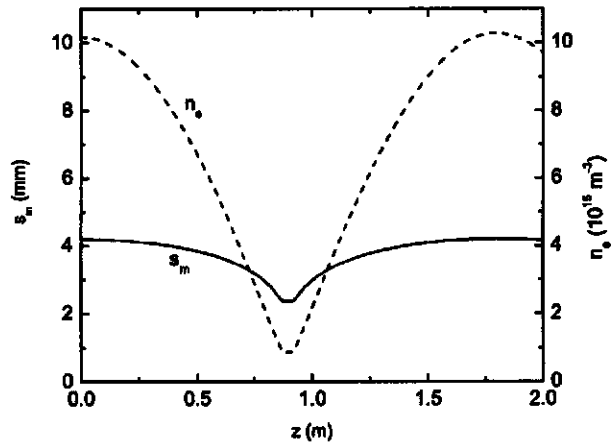

FIG. 11. Plasma parameters (s_m solid line and n_e dashed line) vs distance for a symmetric capacitive discharge with a 5 cm plate separation driven at 27.12 MHz, at 50 mTorr argon.

determine the scaling of λ on the control parameters. However, for both pressures considered before, the transmission line is essentially lossless, i.e., $G' \ll B'$ (see Fig. 12 for the real and imaginary parts of the admittance $Y'=G'+jB'$ vs $|V_{rf}|$). This lossless feature allows the use of a nonlinear Hamiltonian description of the dynamics, presented in Sec. VI, which gives a simple approximate analytical solution for λ.

VI. WAVELENGTH FOR THE LOSSLESS CASE

Since $G' \ll B'$ in our parameter range, the transmission line equations (1) and (2) can be expressed in a Hamiltonian form. Introducing $V=V_{rf}$, $I=-jI_{rf}$, and $X'=-jZ'=\omega\mu_0 l/b$, we obtain

$$\frac{dV}{dz}=X'I, \tag{46}$$

$$\frac{dI}{dz}=-B'(V)V. \tag{47}$$

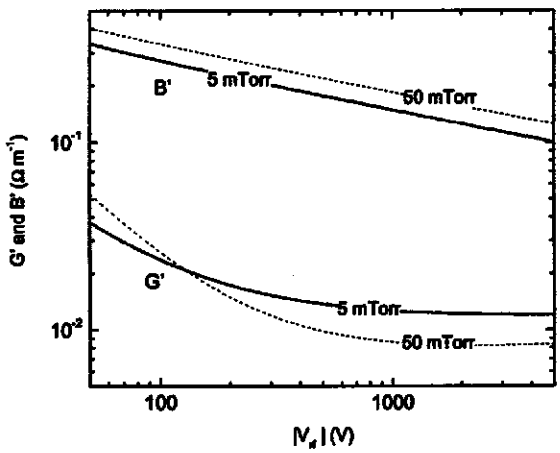

FIG. 12. Susceptance B' and conductance G' per unit length vs voltage for a symmetric capacitive discharge with a 5 cm plate separation driven at 27.12 MHz, at 5 and 50 mTorr argon.

Here V is the canonical position, I is the corresponding canonical momentum, and z plays the role of the time. Dividing (46) by (47) and integrating yields the Hamiltonian

$$H=\frac{1}{2}X'I^2+\int_0^V B'(V')V'dV', \tag{48}$$

which is a constant of the motion

$$H=H_0=\int_0^{V_0} B'(V')V'dV'. \tag{49}$$

The motion can be found implicitly by integrating (46) as

$$z=\frac{1}{X'}\int_0^V \frac{dV'}{I(V_0,V')}, \tag{50}$$

where $I(V_0,V')$ is given by (48).

The most important component of the nonlinearity $B'(V)$ is due to the sheath thickness variation with voltage (see Sec. V). The small nonlinearity due to the inductance of the plasma bulk (see Sec. IV) will therefore be neglected and we let

$$B'(V)=-\frac{1}{2X'_{sh}}=\frac{\omega K_{cap}\epsilon_0 b}{2s_m(V)}=a|V|^{\gamma-2},$$

where γ and a depend both on the sheath model considered (collisional or collisionless) and on the electron heating mechanisms considered. With this form the Hamiltonian becomes

$$H_0=\frac{1}{2}X'I^2+\frac{1}{\gamma}aV^{\gamma}. \tag{51}$$

Evaluating (50) at $V=V_0$ yields $z=\lambda/4$, where λ is the wavelength. Hence we obtain

$$\lambda=4K_\gamma\left(\frac{\gamma}{2B'(V_0)X'}\right)^{1/2}, \tag{52}$$

where

$$K_\gamma=\int_0^1\frac{d\zeta}{(1-\zeta^\gamma)^{1/2}}=\frac{1}{\gamma}\frac{\Gamma(1/\gamma)\Gamma(1/2)}{\Gamma(1/2+1/\gamma)}, \tag{53}$$

where Γ denotes the gamma (factorial) function. Note that the values of K_γ only depend on γ. To find λ, we first need to express s_m as a function of V to determine a and γ. To do this, we obtain a relation between n_e and V using the power balance; that is, we equate twice (43) to (14) for the dominant stochastic heating process. Then we use the result in (9) combined with (41a) for a collisionless sheath and (9) combined with (41b) for a collisional sheath, to eliminate the electron density n_e. Having found a and γ, we substitute $B'=aV^{\gamma-2}$ into (52) to obtain λ. In the case of collisionless sheaths we find

$$\lambda=1.45\lambda_0\left(\frac{eu_B^2\mathcal{E}_T^2V_0}{mT_e^2l^4\omega^4}\right)^{1/8}, \tag{54}$$

where λ_0 is the wavelength in vacuum, $\gamma=7/4$, and $K_\gamma=1.638$. In the case of collisional sheaths, $\gamma=9/5$ and $K_\gamma=1.624$, and we find

Downloaded 19 Apr 2004 to 143.117.143.46. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pop.aip.org/pop/copyright.jsp

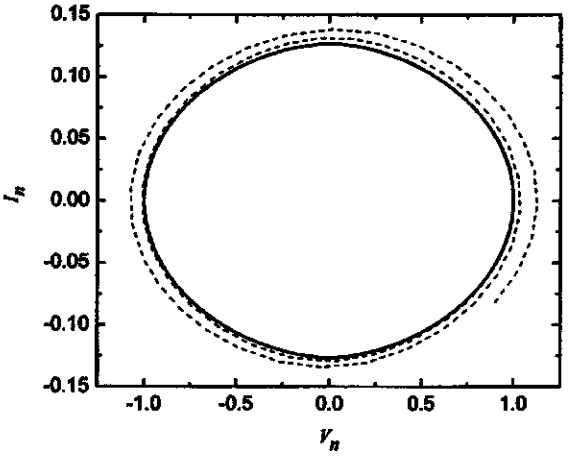

FIG. 13. Phase plane I_n vs V_n for numerical (dashed line) and Hamiltonian (solid line) for $V_0=800$ V, $p_0=5$ mTorr, $l=5$ cm, and $f=27.12$ MHz.

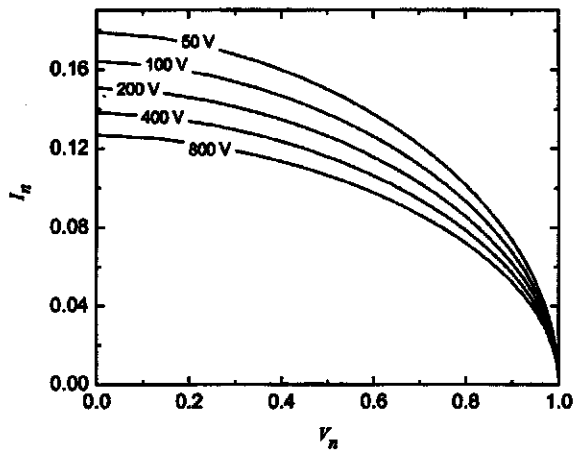

FIG. 14. Phase plane I_n vs V_n from Hamiltonian for various V_0, for $p_0=5$ mTorr, $l=5$ cm, and $f=27.12$ MHz.

$$\lambda=1.28\lambda_0\left(\frac{eu_B^2\mathcal{E}_T^2\lambda_i V_0}{mT_e^2 l^5\omega^4}\right)^{1/10}. \tag{55}$$

Examining the scaling of the wavelength with ω, voltage V_0, and gap width l, we find that $\lambda\propto V_0^{1/8}/(\omega^{3/2}l^{1/2})$ if sheaths are collisionless, and $\lambda\propto V_0^{1/10}/(\omega^{7/5}l^{1/2})$, a slightly weaker scaling with frequency, if the sheaths are collisional. At a fixed voltage and gap width, the wavelength decreases markedly faster than $1/\omega$ as the operating frequency is increased.

One should note from the electron power balance that the density increases as the square of the frequency (at fixed voltage). If one fixes the central density n_e rather than the voltage, then from the electron power balance scaling one has $V_1\propto n_e/\omega^2$, yielding the scaling for collisionless sheaths that $\lambda\propto n_e^{1/8}/(\omega^{7/4}l^{1/2})$ and for collisional sheaths that $\lambda\propto n_e^{1/10}/(\omega^{33/20}l^{1/2})$. This again yields a strong scaling of wavelength with frequency.

Figure 13 shows the phase plane $I_n=I/V_0$ vs $V_n=V/V_0$ at 5 mTorr and $V_0=800$ V, using Hamiltonian (51), along with the numerical results (dashed) for $\mathrm{Re}\,V_{\mathrm{rf}}/V_0$ vs $\mathrm{Im}\,I_{\mathrm{rf}}/V_0$. The agreement is very good, although the numerical trajectory expands slowly at long distances due to the dissipation neglected in the Hamiltonian theory. The nonlinearity with V_0 is shown in Fig. 14, where we have plotted I_n vs V_n for $V_0=50$, 100, 200, 400, and 800 V. With the normalized quantities, (51) becomes

$$I_n^2=\frac{2}{\gamma X'}B'(V_0)(1-V_n^\gamma). \tag{56}$$

We see that $I_n(V_n=0)$ decreases when V_0 increases showing that the trajectory is a function of the initial voltage V_0. For the usual harmonic oscillator for which $\gamma=2$, B' and therefore the trajectory are independent of V_0.

VII. CONCLUSION AND DISCUSSION

Two different global discharge models (homogeneous and inhomogeneous) coupled to a nonlinear transmission line model were used to self-consistently determine the longitudinal voltage and electron density profiles in a large area high frequency capacitive discharge, for which the standing wave effect is important. Since the power dissipation is small, a Hamiltonian description could be used to obtain an analytical expression for the wavelength λ, and to determine the dependence of λ upon the main control parameters, namely the central voltage V_0, the electrode spacing l, and the driving frequency f.

To summarize, let us compare the three different models developed in this paper by plotting the wavelength in the presence of plasma normalized to the wavelength in vacuum, λ/λ_0, as a function of V_0 (Fig. 15) and frequency f (Fig. 16). The value of λ/λ_0 gives a direct measure of the amplitude of nonuniformities induced by the standing wave effect. The squares and the open circles show the result of the full numerical solutions of the inhomogeneous model (Sec. V), for 5 and 50 mTorr, respectively. The solid lines are the corresponding values given by the lossless (Hamiltonian) theory

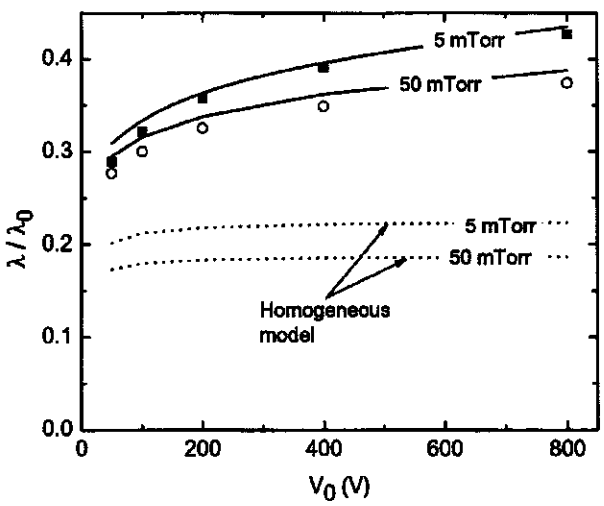

FIG. 15. λ/λ_0 vs central voltage V_0 for a symmetric capacitive discharge with a 5 cm plate separation driven at 27.12 MHz, at 5 and 50 mTorr argon. Homogeneous model (dotted line), lossless solution (solid line), inhomogeneous numerical model (symbols).

Downloaded 19 Apr 2004 to 143.117.143.46. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pop.aip.org/pop/copyright.jsp

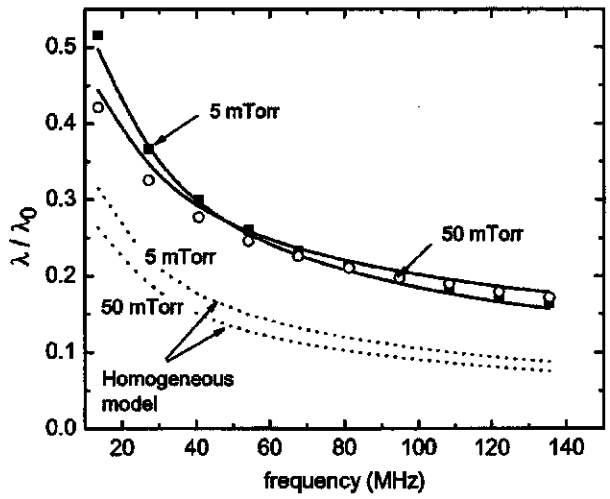

FIG. 16. λ/λ_0 vs frequency for a symmetric capacitive discharge with a 5 cm plate separation and $V_0=200$ V, at 5 and 50 mTorr argon. Homogeneous model (dotted line), lossless solution (solid line), inhomogeneous numerical model (symbols).

[Eq. (54) for 5 mTorr and (55) for 50 mTorr] whereas the dotted lines correspond to the homogeneous model [Eq. (33b)].

We first see that λ/λ_0 is significantly smaller than unity whatever the model and/or the operating conditions, demonstrating the worsening effect of the presence of plasma (nonuniformities are bigger when λ/λ_0 is smaller). The homogeneous model qualitatively captures the variations of λ/λ_0 but systematically underestimates its absolute value (i.e., exaggerates the worsening effect). This is mainly because the rf sheath is not treated properly by this model. However, the lossless solution gives a good approximation to the inhomogeneous model (numerical) results for both pressures and the entire range of control parameters. This is mainly because power dissipation is small in the system.

Let us now examine the scaling of λ/λ_0 with external control parameters. We see in Figs. 15 and 16 that λ/λ_0 increases quite modestly with increasing central rf voltage amplitude V_0, due to the nonlinearity induced by the sheath, but decreases dramatically with increasing frequency due to the strong reduction of the sheath size. From lossless theory we find that $\lambda/\lambda_0 \propto V_0^{1/10} l^{-1/2} \omega^{-2/5}$ for the collisional sheath case (pressure above 10 mTorr). Note that λ/λ_0 decreases significantly with the electrode spacing l (not shown in figures).

As seen in Fig. 16 for example, λ/λ_0 depends only weakly on pressure, and thus on the electron temperature T_e. An approximate expression can therefore be proposed for the normalized standing wave wavelength. From (55) with argon gas and for typical pressure conditions used in etching (10–100 mTorr),

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} \approx 40\, V_0^{1/10} l^{-1/2} f^{-2/5}, \tag{57}$$

with V_0 in volts, l in meters, and f in hertz. As an example, for a driving frequency $f=27.12$ MHz, an electrode spacing of 5 cm, and $V_0=200$ V, $\lambda/\lambda_0 \approx 0.32$. When a molecular gas is used, $\mathcal{E}_T$ will be bigger. However, λ/λ_0 scales only as $\mathcal{E}_T^{1/5}$, so changing the gas will have only a rather small effect on (57).

The limitations and possible areas for improvement of the models presented here are the following. (i) The sharp electron density minima near the minima of the voltage should be smoothed due to particle diffusion and finite energy relaxation length, not considered in this work. A more elaborate plasma model is needed to treat these effects. (ii) Skin effects are not incorporated into the present model. They could perhaps be included by using a two-coupled-transmission line model. (iii) Higher pressure cases for which the h_l factor has a different form [Ref. 7, Eq. (10.2.5)] could also be considered. (iv) The cylindrical geometry could be treated in the same way, using radial transmission line theory.[11]

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank J.-P. Booth for critical reading of this manuscript.

The present work was supported by UNAXIS-France SA, Displays Division. M.A.L. gratefully acknowledges the support provided by LPTP at Ecole Polytechnique; the Lam Research Corporation, Applied Materials, the State of California MICRO Program, National Science Foundation Grant No. ECS-0139956, California Industries, and the State of California UC-SMART Program under Contract No. SM99-10051.

[1] M. A. Lieberman, J. Kim, J. P. Booth, P. Chabert, J. M. Rax, and M. M. Turner, in SEMI Technology Symposium, SEMICON Korea 2003, Seoul, Korea, 22 January 2003, pp. 31–37.
[2] J. Robiche, P. C. Boyle, M. M. Turner, and A. R. Ellingboe, J. Phys. D **36**, 1810 (2003).
[3] L. Sansonnens and J. P. M. Schmitt, Appl. Phys. Lett. **82**, 182 (2003).
[4] M. A. Lieberman, J. P. Booth, P. Chabert, J. M. Rax, and M. M. Turner, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, 283 (2002).
[5] M. M. Turner, M. A. Lieberman, J. P. Booth, P. Chabert, and J. M. Rax, Bull. Am. Phys. Soc. **47**, 20 (2002).
[6] A. Perret, P. Chabert, J.-P. Booth, J. Jolly, J. Guillon, and Ph. Auvray, Appl. Phys. Lett. **83**, 243 (2003).
[7] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Wiley, New York, 1994).
[8] V. A. Godyak, *Soviet Radio Frequency Discharge Research* (Delphic Associates, Falls Church, VA, 1986).
[9] M. A. Lieberman, IEEE Trans. Plasma Sci. **16**, 638 (1988).
[10] M. A. Lieberman, IEEE Trans. Plasma Sci. **17**, 338 (1989).
[11] S. Ramo, J. R. Whinnery, and T. Vanduzer, *Fields and Waves in Communication Electronics*, 3rd ed. (Wiley, New York, 1994), p. 216.

Downloaded 19 Apr 2004 to 143.117.143.46. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://pop.aip.org/pop/copyright.jsp

OOF COPY 039408PHP

PHYSICS OF PLASMAS VOLUME 11, NUMBER 8 AUGUST 2004

Suppression of the standing wave effect in high frequency capacitive discharges using a shaped electrode and a dielectric lens: Self-consistent approach

P. Chabert,[a] J.-L. Raimbault, J.-M. Rax, and A. Perret
Laboratoire de Physique et Technologie des Plasmas, Ecole Polytechnique, Palaiseau Cedex, 91128 France

(Received 25 March 2004; accepted 17 May 2004)

The standing wave effect causes nonuniform plasma excitation in high frequencies capacitive discharges when the electrode size is not considerably smaller than the excitation wavelength. A shaped electrode was proposed by Sansonnens and Schmitt [Appl. Phys. Lett. **82**, 182 (2003)] to suppress this unwanted effect. The shape of the electrode was calculated in the vacuum approximation (no plasma was present between the electrodes), and was found to be Gaussian. The authors postulated that the presence of plasma would not significantly modify the solution. However, it was shown [Chabert *et al.*, Phys. of Plasmas, **11**, 1775 (2004)] using a self-consistent nonlinear transmission line model that the presence of plasma significantly shortens the wavelength for a system composed of two parallel plate electrodes. It was therefore legitimate to expect the optimized shape of the electrode and lens to be different when a plasma is present. Here it is shown that to suppress the standing wave effect the current flowing in the electrodes must be proportional to the discharge radius. This condition is independent of the medium present between the plates and indeed requires a Gaussian electrode. © *2004 American Institute of Physics.*
[DOI: 10.1063/1.1770900]

I. INTRODUCTION

Low-pressure capacitively coupled discharges are routinely used for etching and deposition of thin films, both in the microelectronics and in the flat panel display industries. Until recently the driving frequency used was nearly always 13.56 MHz, but there is a demand to increase this frequency (up to 200 MHz) in order to achieve higher electron densities at moderate sheath voltages, and therefore higher ion fluxes with moderate ion energies.[1–3] In some microelectronics applications (notably for dielectric etch), a low frequency voltage is usually added to the higher frequency to obtain a quasiindependent control of the ion flux and energy.[4,5] A possible alternative to dual frequency capacitive reactors are inductively coupled plasmas, generally excited at 13.56 MHz or below, which also produce high electron density and independent control of the ion energy. They are used for conductor etching in microelectronics but not in flat panel display fabrication as scaling up is problematic, although large area inductive reactors (typically a square meter) have been studied in academia.[6]

The increase of the driving frequency in capacitive discharges may cause plasma nonuniformities due to electromagnetic effects. Lieberman *et al.*[7] have proposed an analytical solution of Maxwell's equations for a simplified system with parallel electrodes, and with given and uniform plasma density and sheath width. Three causes of nonuniformity were identified.

(i) The standing wave effect, which enhances power deposition at the discharge center as the driving frequency and the reactor size increase. In particular, it was shown that the standing wave wavelength in presence of plasma, λ, is shorter than that in vacuum, λ_0, with $\lambda/\lambda_0=\sqrt{s_m/l}$, l being the electrode spacing and s_m the maximum rf sheath thickness.

(ii) Edge effects: An electrostatic edge effect always exists in capacitive discharges. There is also an electromagnetic edge effect, due to the abrupt change of permittivity at the radial plasma edge.

(iii) The skin effect: At high electron density, the radial current in the electrodes induces an electric field in the plasma perpendicular to the reactor axis, maximal near the plasma edges.

These effects have recently been observed experimentally.[8] In a typical processing capacitive discharge, for which the electron density is moderate, the standing wave effect is dominant.

In reality, the electromagnetic calculation should take into account the radial nonuniformity of the plasma density and sheath width. However, these are in turn determined by the local particle and power balance, and the power balance itself depends on the local electric field; a self-consistent approach is necessary. Chabert *et al.*[9] have proposed a self-consistent analytical model of the standing wave effect, using the so-called global model approach for the local particle and power balance, coupled to a one-dimensional nonlinear transmission line description of the fields. This model allowed to express the wavelength of the standing wave, λ, solely as a function of external control parameters: $\lambda/\lambda_0 \approx 40V_0^{1/10}l^{-1/2}f^{-2/5}$ where λ_0 and l are in meter, V_0 is the applied rf voltage amplitude in volts, and f is the rf frequency in hertz.

[a]Electronic address: chabert@lptp.polytechnique.fr

 © 2004 American Institute of Physics

OOF COPY 039408PHP

PROOF COPY 039408PHP

In order to suppress the standing wave effect, Sansonnens and Schmitt[10] have proposed the use of a shaped electrode and a dielectric lens. The shape of the electrode was determined from a solution of Maxwell's equation in vacuum. The effect of a plasma being present between the dielectric lens and the other electrode was supposed to be minor, as long as the plasma density and the plasma resistivity were not too high. These conditions are quite easily met in a typical processing capacitive discharge. However, it has been shown[7,9] that the presence of a plasma, surrounded by space charge sheaths, causes significant shortening of the standing wave wavelength for the case of parallel plate electrodes, even if the above conditions are met. It was therefore legitimate to expect the optimized shape of the electrode and lens to be different when a plasma is present. In this paper we show, using a self-consistent approach, that this is not the case. The shape of the electrode and lens are totally independent of the presence of plasma.

The paper is organized as follows. Sec. II is a summary of the results in a parallel plate system, extensively discussed in Ref. 9. For a better comparison to Sansonnens and Schmitt work,[10] we have used cylindrical geometry. However, the difference between cylindrical and rectangular (one-dimensional) geometry is discussed throughout the paper and in the appendix. Section III treats the problem of the shaped electrode and the dielectric lens. Our conclusions are given in Sec. IV.

II. STANDING WAVE EFFECT IN A PARALLEL PLATE SYSTEM

A self-consistent nonlinear transmission line model was previously proposed to model the standing wave effect in large area high frequency capacitive discharges.[9] We will not describe this model here. The basic idea was to couple a one-dimensional transmission line description of the fields and a local particle and energy balance in a plasma-sheath slab, to obtain self-consistent solutions for the voltage across the plates (and current in the plates), the plasma density and the sheath size. The two major assumptions were: (i) the electron density was moderate such that the skin effect could be neglected, (ii) radial diffusion was not included, i.e., the local (in r) electron density was determined by the local rf voltage. Generally, the assumptions were relevant for typical electropositive noble gases, such as argon, in the pressure range of 10–200 mTorr, and electron densities of about $10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Here the same model is used in cylindrical geometry, rather than rectangular geometry. In this section, we briefly give the solution for the standing wave between two parallel plates; (i) in vacuum, corresponding to a capacitor at high frequencies [Fig. 1(a)], (ii) in the presence of plasma between the plates [Fig. 1(b)]. The equivalent circuit model is shown in Fig. 1(c).

Kirchhoff's laws applied to a slab dr gives the transmission line equations for the rf current in the plates I and the voltage between the plates V,

$$V'(r) = -ZI, \tag{1}$$

$$I'(r) = -YV, \tag{2}$$

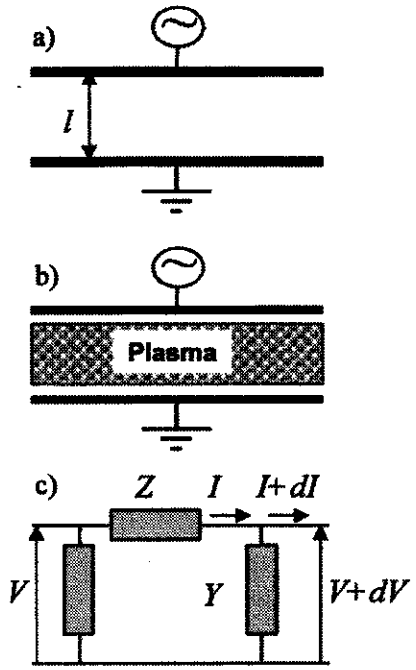

FIG. 1. Parallel plate system without plasma (a) and with plasma (b), along with the equivalent transmission line model (c).

where Z is the series impedance per unit length of the electrodes and Y is the parallel admittance per unit length of the sheath and the plasma. Note that $V'(r)$ and $I'(r)$ denote the first derivatives with respect to r. The voltage is symmetrical at $r=0$ and therefore the boundary conditions are such that $V(0)=V_0$ and $I(0)=0$ (a current node). Let us first examine the vacuum solution, for which we have

$$Z = j\mu_0\omega\frac{l}{2\pi r}, \tag{3}$$

$$Y = j\epsilon_0\omega\frac{2\pi r}{l}. \tag{4}$$

Taking the derivative of Eq. (1) and inserting into Eq. (2) gives the well-known Bessel equation

$$V''(r) + \frac{1}{r}V'(r) + k_0^2 V(r) = 0, \tag{5}$$

where $k_0 = \omega/c$ is the wave number in vacuum. The solution of Eq. (5), with our boundary conditions, is

$$V(r) = V_0 J_0(k_0 r), \tag{6}$$

where J_0 is the Bessel function of the first kind of zero order. In rectangular geometry, Y and Z are independent of the position ($2\pi r$ should be replaced by b, the greater dimension of the rectangle), and the solution is $V(r) = V_0\cos(k_0 r)$ instead of Eq. (6).

When a plasma is present between the plates, the parallel admittance $Y = G + jB$ becomes a function of the local voltage, i.e., the transmission line equations are nonlinear.[9] It was also shown that (i) the most important component of the nonlinearity is due to the sheaths, (ii) the system is essentially nondissipative (the parallel conductance is negligible

PROOF COPY 039408PHP

OOF COPY 039408PHP

TABLE I. Coefficients used in the calculations (T_e and energies in volts).

	Collisionless sheath	Collisional sheath
K_{cap}	1.23	1.52
K_{stoc}	0.45	0.61
γ	7/4	9/5
α	$\left[\frac{3K_{cap}K_{stoc}^2 m T_e^2 \omega^4 l^4}{20 e u_B^2 \epsilon_T^2}\right]^{1/4}$	$\left[\frac{K_{cap}^2 K_{stoc}^2 m T_e^2 \omega^4 l^5}{12.32 \lambda_i e u_B^2 \epsilon_T^2}\right]^{1/5}$

compared to the parallel susceptance $G \ll B$). The parallel admittance, in cylindrical geometry, can be expressed as follows:

$$Y = jB = j\epsilon_0 \omega \frac{2\pi r}{l} \alpha |V|^{\gamma-2}, \tag{7}$$

where α and γ are deduced from the local particle and energy balance in the plasma-sheath slab and the rf Child-Law (see Ref. 9 for details). These two parameters depend on the sheath model considered, and they are given in Table I (where T_e is the electron temperature, u_B is the Bohm velocity, λ_i is the ion-neutral mean free path, and ϵ_T is the energy loss per ion-electron pair created).

The transmission line equations (1) and (2) can be integrated numerically using the expression given in Eq. (7) for Y. Figure 2 shows the rf voltage between the two parallel plates as a function of the discharge radius for the vacuum solution (solid line, corresponding to Eq. 6), and for the numerical solution with plasma. We immediately see that the presence of the plasma considerably shortens the wavelength, i.e., induces a worsening effect. For rectangular geometry and for the pressure range 10–100 mTorr, it was shown using an Hamiltonian approach that the wavelength in presence of plasma is $\lambda \approx 40\lambda_0 V_0^{1/10} l^{-1/2} f^{-2/5}$, where λ_0 is the vacuum wavelength in meter, V_0 is the applied rf voltage amplitude in volts, l is the electrode spacing in meter, and f is the rf frequency in hertz. This practical formulas is also valid for cylindrical geometry, as discussed in the appendix.

The worsening effect has been demonstrated experimentally by Perret *et al.*[8] The plasma density nonuniformity was

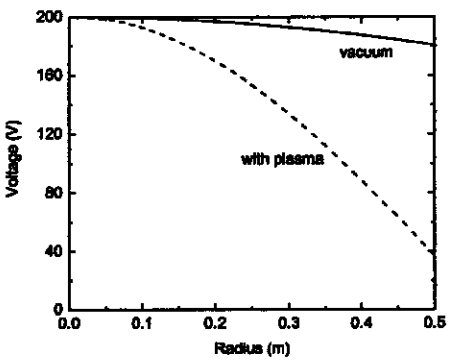

FIG. 2. Voltage as a function of radius in vacuum (solid line) and in the presence of plasma (dashed line) for the parallel electrode case. The frequency was 60 MHz, the electrode spacing was 3 cm, and the pressure was 50 mTorr.

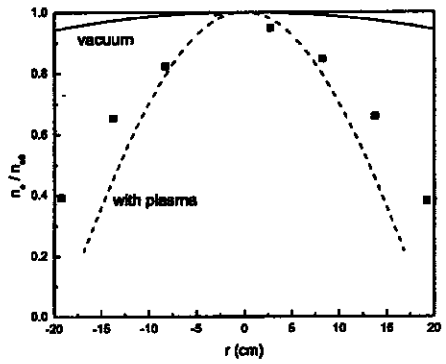

FIG. 3. Normalized electron density profile for a 81.36 MHz, 150 mTorr, capacitive discharge with parallel electrodes spaced by 4.5 cm. The squares represent the experimental results, the solid line is the vacuum solution, and the dashed line is the solution in the presence of plasma.

measured using an array of 64 planar probes inserted in the grounded electrode of a 40×40 cm^2 capacitive discharge. Figure 3 shows the normalized experimental electron density profile (squares) along with the vacuum solution (solid line) and the solution in presence of plasma (dashed line), as calculated by the transmission line model for the rectangular geometry. The vacuum solution [simply $\cos(k_0 x)$] clearly underestimates the standing wave effect. The solution with plasma slightly overestimates the effect which is understandable since the model does not take into account radial plasma diffusion.

III. SUPPRESSION OF THE STANDING WAVE EFFECT USING A SHAPED ELECTRODE AND A DIELECTRIC LENS

A shaped electrode with a dielectric lens has been proposed by Sansonnens and Schmitt[10] to suppress the standing wave effect. The required shape of the electrode (a Gaussian shape) was determined by solving Maxwell's equations in vacuum, and the authors postulated that the plasma would not significantly modify the required shape if (i) the electron density remains reasonably small, such that the skin effect is negligible, (ii) the plasma resistivity is small, such that the wave energy is not significantly absorbed before reaching the discharge center. However, as stated above, the wavelength in the presence of plasma is significantly reduced for the case of parallel plate electrodes, even if these conditions are met. This is mainly because the sheath width is smaller than the electrode separation, which is true whatever the value of the plasma resistivity and/or density. We therefore believed, *a priori*, that the required electrode shape would also be affected by this worsening effect. However, using transmission line theory, we will show in the following that the correct shape for the electrode is indeed Gaussian and independent of the presence of plasma. We have studied both cylindrical and rectangular geometries.

Figure 4 shows a schematic diagram of the capacitive discharge with a shaped electrode and lens, along with the equivalent circuit model of this new situation. The parallel admittance Y_{tot} is now the series combination of the plasma/sheath slab (or vacuum) admittance Y and the dielectric lens

OOF COPY 039408PHP

PROOF COPY 039408PHP

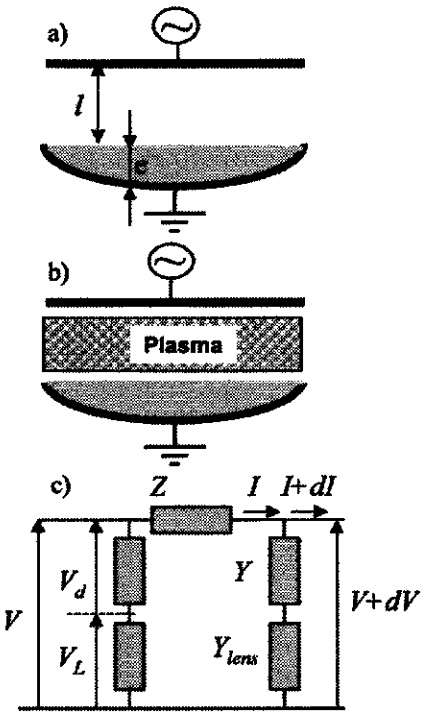

FIG. 4. Shaped electrode and dielectric lens without plasma (a) and with plasma (b), along with the equivalent transmission line model (c).

admittance Y_{lens}. In cylindrical geometry, the lens admittance and series impedance of the electrodes are given by

$$Y_{\text{lens}}(r)=j\epsilon_0\epsilon_r\omega\frac{2\pi r}{e(r)}, \tag{8}$$

$$Z(r)=j\mu_0\omega\frac{d(r)}{2\pi r}, \tag{9}$$

where $e(r)$ and ϵ_r are, respectively, the thickness and relative dielectric constant of the lens, and $d(r)=l+e(r)$ is the electrode separation. In the rectangular case, the corresponding formulas are

$$Y_{\text{lens}}(r)=j\epsilon_0\epsilon_r\omega\frac{b}{e(r)}, \tag{10}$$

$$Z(r)=j\mu_0\omega\frac{d(r)}{b}. \tag{11}$$

Note that in Eqs. (8)–(11) we have considered $d'(r)\ll 1$ (i.e., the shaped-electrode curvature is weak). If $V_L(r)$ is the rf voltage across the lens and $V(r)$ remains the voltage across the electrodes, we have

$$V(r)=V_d(r)+V_L(r), \tag{12}$$

where $V_d(r)$ is the voltage across the discharge (or vacuum gap l).

The aim of the calculation is to find the optimized electrode shape to obtain a uniform voltage V_d, that is $V_d'(r)=0$. In the following, we demonstrate that this optimized shape is independent of the presence of a plasma and of the voltage nonlinearity induced by the sheaths. To do this, we generalize the admittance of the discharge slab, and rewrite Eq. (7) in the cylindrical case as

$$Y(r)=j\epsilon_0\omega\frac{2\pi r}{l}f(V_d), \tag{13}$$

where f is any function (possibly nonlinear) of the uniform potential V_d. For the vacuum case we simply have $f(V_d)\equiv 1$, whereas for the plasma case we have $f(V_d)=\alpha V_d^{\gamma-2}$. Following the same lines in the rectangular case, we have

$$Y(r)=j\epsilon_0\omega\frac{b}{l}f(V_d). \tag{14}$$

Combining Eq. (12) and the current continuity $YV_d=Y_{\text{lens}}V_L$, together with Eqs. (13) and (8) [or with Eqs. (14) and (10)], we obtain

$$\frac{V(r)}{V_d}=1+\frac{f(V_d)}{\epsilon_r}\frac{e(r)}{l}, \tag{15}$$

which is independent of the geometry. Since V_d is uniform, we see that the total potential across the electrodes $V(r)$ and the electrode profile $e(r)$ have the same dependence on r. Consequently, the problem can be reformulated in the following way: the shape of the electrode is such that the voltage drop across the electrodes and the electrode profile should have the same spatial dependence.

Using this observation, we first establish that the required profile does not depend on $f(V_d)$. In order to do this, let us recast the transmission line equations [Eqs. (1) and (2)] in one second-order differential equation

$$V''(r)=\eta(r)V'(r)+\gamma^2(r)V(r), \tag{16}$$

where we have defined $\eta(r)=Z'(r)/Z(r)$ and $\gamma^2(r)=Y_{\text{tot}}(r)Z(r)$. This equation must be complemented by the boundary conditions $V(0)=V_0$, $V'(0)=0$ and can be applied to the rectangular or cylindrical cases. We see from Eq. (15) that $V'(r)$ and $V''(r)$ are proportional to $f(V_d)$. Using current continuity, together with Eqs. (13) and (9) [or with Eqs. (14) and (11)], we also note that

$$\gamma^2(r)V(r)=Z(r)Y(r)V_d=-k_0^2V_df(V_d)\frac{d(r)}{l}, \tag{17}$$

again proportional to $f(V_d)$. This shows that Eq. (16) is independent of $f(V_d)$ and therefore demonstrates in a fairly general way that there is a universal shape for the electrode, which is independent of the voltage nonlinearity of the sheaths and of the presence of plasma.

Now let us show that this universal shape is Gaussian. From Eq. (9), we obtain the following expression for the coefficient $\eta(r)$:

$$\eta(r)=\frac{d'(r)}{d(r)}-\frac{1}{r} \tag{18}$$

in cylindrical geometry, and

$$\eta(r)=\frac{d'(r)}{d(r)}$$

Copyright Author

PROOF COPY 039408PHP

OOF COPY 039408PHP

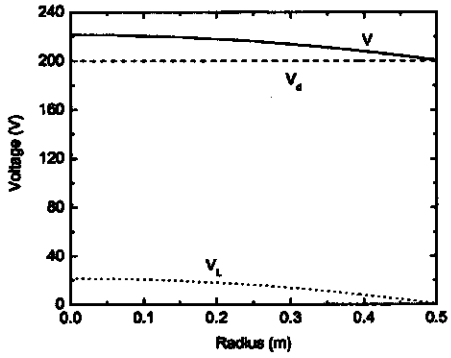

FIG. 5. Vacuum case: voltage across the electrodes (solid line), the dielectric lens (dotted line), and the vacuum gap (dashed line), as a function of radius. The frequency was 60 MHz, the pressure was 50 mTorr, and the electrode spacing was 3.32 cm at the center.

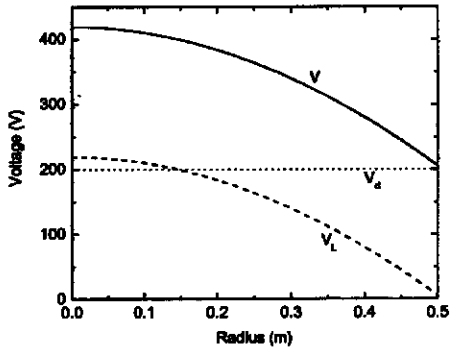

FIG. 6. Plasma case: voltage across the electrodes (solid line), the dielectric lens (dotted line), and the discharge (dashed line), as a function of radius. The frequency was 60 MHz, the pressure was 50 mTorr, and the electrode spacing was 3.32 cm at the center.

for rectangular geometry. Note that in cylindrical geometry, and in accordance with Eq. (5), $\eta(r)$ is not zero for parallel electrodes for which $d'(r)=0$. Using Eqs. (15), (17), and (18), Eq. (16) turns to

$$d''(r)=\left[\frac{d'(r)}{d(r)}-\frac{1}{r}\right]d'(r)-\epsilon_r k_0^2 d(r), \tag{19}$$

where the $1/r$ term must be dropped in rectangular geometry. Equation (19) can be rewritten in the following form:

$$r\left[\frac{d''}{d}-\left(\frac{d'}{d}\right)^2\right]+\frac{d'}{d}=\left(r\frac{d'}{d}\right)'=-\epsilon_r k_0^2 r,$$

and easily integrated to obtain

$$d(r)=l+e(r)=[l+e(0)]\exp\left(-\frac{\epsilon_r k_0^2 r^2}{4}\right) \tag{20}$$

in the cylindrical case. Dropping $1/r$ in Eq. (19), we find

$$d(r)=l+e(r)=[l+e(0)]\exp\left(-\frac{\epsilon_r k_0^2 r^2}{2}\right), \tag{21}$$

for rectangular electrodes. Equation (20) is identical to that obtained by Sansonnens and Schmitt[10] for $k_0 d \ll 1$ using Maxwell's equations. In our calculation the relevant condition, consistent with the approximation discussed above, is $d'(r)=-\epsilon_r(k_0 r)(k_0 d)/2 \ll 1$.

Hence, in both geometries, the dielectric lens should have a Gaussian shape in order to obtain a uniform voltage across the discharge, and thus suppress the standing wave effect. Note that due to the intrinsic attenuation in cylindrical geometry, the width of the Gaussian function must be larger by a factor of $\sqrt{2}$ compared to the rectangular geometry.

The voltage across the electrodes (total voltage), the voltage across the dielectric lens, and the voltage across the discharge as a function of the radius are plotted in Figs. 5 and 6, corresponding to the cases with and without the presence of plasma, respectively (both plots are for cylindrical geometry). The voltage across the discharge is fixed to $V_d=200$ V, and the dielectric lens profile $e(r)$ is given by Eq. (20). The relative dielectric constant of the lens was $\epsilon_r=1$ and the dielectric thickness at the center was $e_0=3.2$ mm such that the lens thickness at the electrode edge is nearly zero (see Fig. 7). Note that we would have $\epsilon_r>1$ if a dielectric material is used for the lens; in that case the required thickness at the discharge center e_0 will be greater. The voltage across the dielectric lens is given by

$$V_L(r)=V_d\frac{f(V_d)}{\epsilon_r}\frac{e(r)}{l}, \tag{22}$$

where $f(V_d)\equiv 1$ (without plasma) or $f(V_d)=\alpha V_d^{\gamma-2}$ (with plasma). The total voltage across the electrodes is given by Eq. (12).

As shown above, the lens profile and the voltages across the lens and across the electrodes are both Gaussian, with or without plasma. We note in addition that the voltage across the lens is significantly increased in the presence of plasma. This is due to the plasma impedance, which is much lower than that of vacuum. In fact, as shown by Eq. (22), $V_L(r)$ increases by a factor of $f(V_d)=\alpha V_d^{\gamma-2}$ in presence of plasma. Hence, the voltage nonlinearity of the sheath does not affect the electrode shape but it changes the voltage amplitude across the lens. This rather high voltage could be a problem if vacuum (or low pressure gas) is used in the lens instead of a dielectric material, because a parasitic plasma may be struck due to the rather high voltage.

We conclude this section by examining the effect of an imperfect shape of the lens. To do this, we have numerically

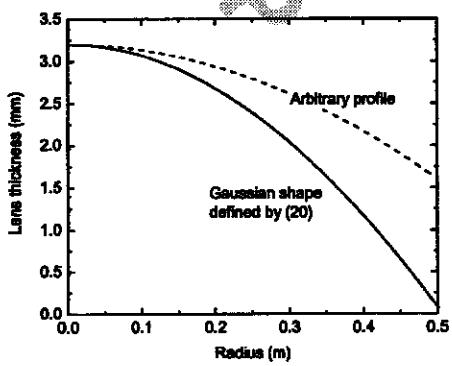

FIG. 7. Dielectric lens thickness as a function of radius; the ideal Gaussian shape defined by (20) (solid line), and an arbitrarily modified profile (dashed line).

OOF COPY 039408PHP

PROOF COPY 039408PHP

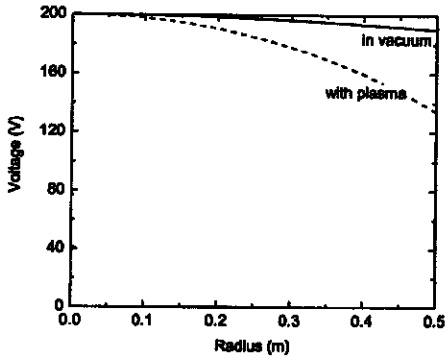

FIG. 8. Voltage across the vacuum gap (solid line) or across the discharge (dashed line) when using the arbitrarily modified profile plotted in Fig. 7.

solved the transmission line equation, (16), using an arbitrarily modified profile for the lens thickness [that is, $e(r)$ is not defined by Eq. (20)]. The modified profile used is plotted in Fig. 7 (dashed line) along with the exact Gaussian shape (solid line) given by Eq. (20). Figure 8 shows the resulting voltage $V_d(r)$ across the discharge, for the vacuum case (solid line) and for the case where a plasma is present (dashed line). We see that the effect of an imperfect profile is greatly increased when the plasma is present, i.e., the worsening effect induced by the plasma reappears. This means that in order to accurately control the voltage uniformity, the dielectric lens profile must be fairly precisely machined.

IV. CONCLUSIONS

A self-consistent model was used to calculate the shape required for an electrode, combined with a dielectric lens, to compensate the standing wave effect occurring at high frequencies in capacitive discharges. The shape was found to be Gaussian and independent of the presence of plasma.

This result was surprising since the standing wave wavelength is strongly reduced when a plasma is present between two parallel plate electrodes. However, this may be understood qualitatively in the following way. To suppress the standing wave effect the current density perpendicular to the electrodes, $I'(r)$ (or the E_z field) must be independent of the radius r which leads to $I(r) \propto r$. This condition is independent of the medium present between the plates. In the vacuum case, the only solution of Eqs. (1) and (2) satisfying this condition gives $d(r)$ and $V(r)$ which are both Gaussian. When a discharge (plasma and sheaths) is present, the same condition applies $[I(r) \propto r]$ but leads to a solution in two parts: (i) a constant voltage across the discharge, since the discharge thickness l is constant, (ii) a Gaussian voltage across the lens due to the Gaussian shape $d(r)$ of the electrode.

The Gaussian shaped electrode appears to be attractive for large area capacitive high frequency discharges since it does not depend on the presence of plasma. However, there are two major effects induced by the plasma: (i) the voltage drop within the dielectric lens is much bigger than in the vacuum case, which could be a problem if vacuum is used as the dielectric lens (a parasitic plasma may be struck in this region), (ii) a deviation from the ideal Gaussian calculated profile has a bigger impact on the nonuniformity when a plasma is present compared to the vacuum case, which implies that the profile should be accurately machined.

In addition to these effects, we also note that the shaped-electrode concept is not appropriate for dual frequency capacitive reactors. Indeed, a maximum of the low frequency voltage is expected near the edge (hollow profile) as a result of the optimized shape calculated to obtain uniformity of the high frequency voltage.

Note added after the review: an experimental study by Schmidt *et al.*,[11] which confirms the theoretical predictions presented here, has appeared while this paper was in press.

APPENDIX A: WAVELENGTH IN CYLINDRICAL GEOMETRY

In the rectangular geometry, the exact analytical expression of the ratio λ/λ_0 was obtained in Ref. 9 using an hamiltonian approach:

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{2}{\pi\gamma}} \frac{\Gamma(1/\gamma)}{\Gamma(1/2+1/\gamma)} (\alpha V_0^{\gamma-2})^{-1/2} = \chi(\gamma)(\alpha V_0^{\gamma-2})^{-1/2}, \tag{A1}$$

where Γ is the factorial function. Note that this led to the approximate formulas given in the Introduction, $\lambda/\lambda_0 \approx 40 V_0^{1/10} l^{-1/2} f^{-2/5}$.

This hamiltonian approach, which relies on the energy conservation, is not applicable in cylindrical geometry for which the parallel admittance and the series impedance per unit length vary with r. An alternative formulation is proposed here to obtain an approximate analytical expression of the ratio λ/λ_0. The transmission line equations (1) and (2), with the boundary conditions $V(0)=V_0$ and $I(0)=0$, can be written in the following integral form:

$$V(r) = V_0 - \int_0^r Z(x) I(x) dx,$$

$$I(r) = -\int_0^r Y(x) V(x),$$

which can be reduced to one integral equation

$$V(r) = V_0 + \int_0^r Z(x) \left(\int_0^x Y(y) V(y) dy \right) dx. \tag{A2}$$

Reinserting the expression for V in the integral gives a series of the successive approximations $V^{(n)}(r)$,

$$V^{(0)}(r) = V_0,$$

$$V^{(n)}(r) = V_0 + \int_0^r Z(x) \left(\int_0^x Y(y) V^{(n-1)}(y) dy \right) dx.$$

Let us take the example of vacuum, for which the series impedance per unit length Z and the parallel admittance per unit length Y are defined by Eqs. (3) and (4), respectively. We obtain,

$$V^{(n)}(r) = V_0 - \frac{\omega^2}{c^2} \int_0^r \frac{1}{x} \left(\int_0^x y V^{(n-1)}(y) dy \right) dx \tag{A3}$$

PROOF COPY 039408PHP

OOF COPY 039408PHP

and consequently

$$V(r)=V_0\left[1-k_0^2\frac{r^2}{4}+k_0^4\frac{r^4}{64}+\cdots\right], \tag{A4}$$

which is the expansion of $V_0J_0(k_0r)$, with $k_0=\omega/c$, as found previously. This approach is similar to that developed by Feynman[12] to calculate the successive corrections to the electric field (induced by the magnetic field) in a high frequency capacitor; here we calculate the corrections to the voltage.

The same calculation can be performed for a nonlinear transmission line, i.e., when a plasma is present between the plates. The integral equation (using Eq. (3) and (7), for Z and Y, respectively), is

$$V(r)=V_0-\alpha k_0^2\int_0^r\frac{1}{x}\left(\int_0^x y|V(y)|^{\gamma-2}V(y)dy\right)dx, \tag{A5}$$

which leads to the following expression for V

$$V(r)=V_0\left(1-k^2\frac{r^2}{4}+\cdots\right), \tag{A6}$$

where we have defined $k=k_0(\alpha V_0^{\gamma-2})^{1/2}$, a wave number in presence of plasma. The terms higher than second-order cannot be explicitly determined. However, they are small, and the ratio of the second-order terms in Eqs. (A4) and (A6) give a good estimation of the shortening of the wavelength in cylindrical geometry,

$$\frac{k_0}{k}=\frac{\lambda}{\lambda_0}=(\alpha V_0^{\gamma-2})^{-1/2}. \tag{A7}$$

The same approach applied to rectangular geometry (for which Y and Z are independent of the position) leads to the same value of the ratio λ/λ_0. This value is very similar to the exact value of λ/λ_0 defined by Eq. (A1) since $\chi(\gamma)\approx 1$ when $\gamma\approx 2$, which is the case here (see Table I). We therefore conclude that the practical formulas given in Ref. 9 is also valid for cylindrical geometry.

ACKNOWLEDGMENTS

Helpful discussions with J.-P. Booth and M. A. Lieberman are gratefully acknowledged. This work was supported by UNAXIS-France SA, Displays Division, Palaiseau, France.

[1] J. Schmitt, M. Elyaakoubi, and L. Sansonnens, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, A206 (2002).
[2] M. Yan and J. Goedheer, Plasma Sources Sci. Technol. **8**, 349 (1999).
[3] A. Salabas, L. Marques, J. Jolly, G. Gousset, and L. Alves, J. Appl. Phys. **95**, 4605 (2004).
[4] T. Kitajima, Y. Takeo, Z. L. Petrovic, and T. Makabe, Appl. Phys. Lett. **77**, 489 (2000).
[5] J. Robiche, P. C. Boyle, M. M. Turner, and A. R. Ellingboe, J. Phys. D **36**, 1810 (2003).
[6] Y. Wu and M. Lieberman, Appl. Phys. Lett. **72**, 777 (1998).
[7] M. A. Lieberman, J.-P. Booth, P. Chabert, J.-M. Rax, and M. M. Turner, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, 283 (2002).
[8] A. Perret, P. Chabert, J.-P. Booth, J. Jolly, J. Guillon, and P. Auvray, Appl. Phys. Lett. **83**, 243 (2003).
[9] P. Chabert, J.-L. Raimbault, J.-M. Rax, and M. Lieberman, Phys. Plasmas **11**, ■ (2004).
[10] L. Sansonnens and J. Schmitt, Appl. Phys. Lett. **82**, 182 (2003).
[11] H. Schmidt, L. Sansonnens, A. Howling, C. Hollenstein, M. Elyaakoubi, and J. Schmitt, J. Appl. Phys. **95**, 4559 (2004).
[12] Feynman, Leighton, and Sands, *The Feynman Lectures on Physics* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1964), Vol. 2.

OOF COPY 039408PHP

Résumé

Les décharges capacitives basse pression sont couramment utilisées dans l'industrie des écrans plats pour le dépôt de couches minces sur des substrats grande surface. Afin de réduire les coûts de production et d'augmenter la productivité, la taille des substrats a été multipliée par 10 cette dernière décennie. L'augmentation de la fréquence d'excitation permet d'autre part d'augmenter les vitesses de dépôt et donc la productivité. En effet, l'utilisation de fréquences d'excitation supérieures à la fréquence industrielle habituelle de 13.56 MHz jusqu'à 120 MHz (très hautes fréquences ou Very High Frequency), permet d'obtenir des sources haute densité avec des ions de faible énergie.

Cependant, les modèles théoriques prévoient de fortes non-uniformités du dépôt de puissance dans la décharge lorsque la longueur d'onde d'excitation est comparable à la taille du réacteur (effet d'onde stationnaire) et/ou lorsque la profondeur de peau est comparable à la distance inter-électrodes (effet de peau).

Nous avons réalisé des mesures d'uniformité du flux d'ions et de l'énergie des ions dans une décharge capacitive carrée grande surface (électrodes 40 cm × 40 cm) excitée de 13.56 MHz à 81.36 MHz dans l'argon pour des pressions inférieures à 200 mTorr. A 13.56 MHz, le flux d'ions est uniforme ±5%. A 60 MHz (et au-dessus) et à basse puissance rf, nous observons un effet d'onde stationnaire (flux d'ions maximum au centre) en bon accord avec la théorie. A plus haute puissance rf, un maximum est observé sur les bords. Il est dû soit à l'effet de peau soit à d'autres effets de bords. A basse pression, les profils sont plus uniformes à cause de la diffusion des particules. L'influence de la composition du gaz sur le profil du flux d'ions a aussi été étudiée (comparaison argon/azote). Enfin, des mesures préliminaires montrent que l'énergie des ions est uniforme dans des cas où l'effet d'onde stationnaire est important.

Abstract

Low-pressure capacitive discharges are routinely used in the flat panel display industry for deposition of thin films on large-area substrates. To further reduce production costs and increase process throughput, the substrate size has been increased by more than a factor of 10 over the last decade. Deposition rates may also be increased by increasing the excitation frequency, typically from 13.56 MHz, up to 120 MHz (Very High Frequency), which provides higher-density plasmas with low-energy ions.

However, strong non-uniformities of plasma production are expected in capacitive discharges if the excitation wavelength becomes comparable to the reactor size (standing-wave effect) and/or if the plasma skin depth becomes comparable to the plate separation (skin effect).

Ion flux and ion energy uniformity measurements were carried out in a large-area square (40 cm × 40 cm) capacitive discharge driven at frequencies between 13.56 MHz and 81.36 MHz in argon gas up to 200 mTorr. At 13.56 MHz, the ion flux is uniform ±5%. At 60 MHz (and above) and at low rf power, the standing-wave effect is observed (maximum of the ion flux at the center), in good quantitative agreement with theory. At higher rf power, maxima of the ion flux are observed at the edges, due either to the skin effect or to other edge effects. At low pressure, the standing-wave effect is flattened by diffusion and the ion flux is more uniform. The influence of the gas composition on the ion flux profiles is also investigated (comparison between argon and nitrogen). Preliminary measurements show that ion energy is uniform when the standing wave effect is important.