

Plasmas froids radiofréquence



L'interaction d'un plasma froid faiblement ionisé et d'une surface semiconductrice est à l'origine des technologies de nanostructuration de la matière en microélectronique. Ces plasmas sont générés et entretenus par des champs électromagnétiques radiofréquence. La compréhension des mécanismes fondamentaux du couplage de l'énergie électromagnétique au plasma et de son transport vers les surfaces du réacteur est un enjeu majeur pour la maîtrise des procédés industriels utilisant les plasmas froids radiofréquence.

Un plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé. Il se compose d'électrons et d'ions, éventuellement d'atomes ou de molécules. La plus grande partie de la matière interstellaire ainsi que les étoiles sont des plasmas. De grandes différences existent cependant entre les régions proches du cœur des étoiles, extrêmement chaudes et denses, et la matière interstellaire, froide et diluée. Ces différences se retrouvent dans les plasmas créés par l'homme, généralement classifiés en plasmas chauds et en plasmas froids. Les plasmas froids sont des plasmas faiblement ionisés, majoritairement constitués de molécules et d'atomes (neutres) avec une faible fraction d'ions et d'électrons (de quelques 1/1000 à quelques pourcents). Ils sont créés dans des réacteurs et entretenus par une source d'énergie électrique, dont la gamme de fréquences varie de zéro (source continue) à plusieurs GHz (source micro-onde) ; la puissance injectée est en général inférieure à 1 W cm^{-3} . Selon les applications visées, la pression des gaz neutres utilisés varie typiquement de la fraction de mTorr à la pression atmosphérique. Les propriétés électriques sont qualitativement différentes au centre et à la périphérie des réacteurs à plasmas. Loin des parois, le plasma – milieu conducteur – est globalement neutre et le champ électrique résiduel est très faible. Au contraire, du fait de la grande mobilité des électrons, les parois des réacteurs tendent à se polariser négativement de sorte que le voisinage immédiat de celles-ci est une zone chargée positivement. Ainsi, la périphérie des plasmas confinés, appelée gaine, est une zone non-neutre où l'essentiel du champ électrique se trouve localisé. Dans un réacteur, le champ électrique présent dans les gaines accélère les ions positifs vers les parois et repousse partiellement les électrons vers le cœur du plasma. Les gaines constituent le premier atout des plasmas pour le traitement des matériaux : elles

permettent la conversion d'une partie de l'énergie électrique fournie au plasma en énergie cinétique transférée aux ions. Les ions positifs frappent la surface à traiter (déposée sur une des parois du réacteur), avec l'énergie cinétique acquise dans la gaine. L'échelle d'énergie du bombardement ionique, de quelques eV à plusieurs milliers d'eV lorsqu'on polarise les parois, autorise une très grande diversité de traitement des matériaux par plasma. Le deuxième avantage majeur des plasmas froids réside dans la conversion, à température ambiante, de l'énergie électrique en énergie chimique. Les plasmas froids sont en général hors équilibre thermodynamique local, c'est-à-dire que les températures des différentes espèces du plasma sont très inégales. En particulier, la température des électrons est typiquement comprise entre 3 et 5 eV ($1 \text{ eV} = 11\,600 \text{ K}$), alors que la température des espèces neutres et des ions du plasma est voisine de 300 K. L'essentiel de l'énergie électrique est donc transféré aux électrons qui excitent, ionisent et dissocient le gaz moléculaire en espèces réactives. Ainsi, les plasmas froids génèrent simultanément des radicaux réactifs à température ambiante et des ions positifs énergétiques qui peuvent interagir avec les surfaces à traiter. Notons toutefois que l'énergie des ions est aisément et directement contrôlée par la tension de polarisation de l'électrode, tandis que l'activation chimique suppose un contrôle plus délicat et indirect de la fonction de distribution en énergie des électrons. Le traitement de surface par plasma est présent dans un grand nombre de domaines de l'industrie : la métallurgie (nituration, cémentation), la biomédecine (stérilisation), l'automobile ou encore l'aérospatial. Mais c'est sans doute dans l'industrie de la microélectronique que l'impact des procédés plasma a été le plus grand. Les couches minces de semi-conducteurs, de métaux, ou d'isolants peuvent être gravées ou déposées par plasma.

Article proposé par :

Pascal Chabert, pascal.chabert@lpp.polytechnique.fr

Jean-Luc Raimbault, jean-luc.raimbault@lpp.polytechnique.fr

Laboratoire de Physique des Plasmas, UMR 7648, CNRS/Ecole Polytechnique/Univ. Paris-Sud/UPMC, Palaiseau



Les étapes de gravures sont particulièrement cruciales, car la taille des motifs réalisés détermine le niveau d'intégration et les performances en terme de fréquences d'horloge. Ainsi, le formidable développement de la micro-informatique doit beaucoup aux procédés plasma qui ont permis de réaliser des structures de dimensions nanométriques. La maîtrise de nombreuses applications issues de la physique des plasmas passe par la compréhension des mécanismes de couplage de l'énergie au plasma (ou « chauffage ») et par l'analyse des phénomènes physiques qui contrôlent la diffusion du plasma au sein du réacteur. Dans le cas des plasmas chauds de fusion thermonucléaire, le problème se pose essentiellement en termes de chauffage et de confinement pour atteindre le seuil de déclenchement des réactions nucléaires. Dans le cas des plasmas froids, les applications visées nécessitent au contraire un transport de matière et d'énergie vers les parois du réacteur ; les enjeux scientifiques consistent donc dans la compréhension des mécanismes de transport et de chauffage que nous présentons successivement dans cet article.

Transport de matière dans les plasmas froids

Dans cette première partie, nous discutons les mécanismes physiques de transport du plasma du centre du réacteur vers la paroi (voir *figure 1*). Cet aspect, essentiellement statique, est gouverné par la diffusion des ions. En effet, le domaine radiofréquence (typiquement de 10 MHz à 200 MHz) se situe entre les deux fréquences propres du plasma : $\omega_{pi} < \omega \ll \omega_{pe}$ ($\omega_{p\alpha} \equiv (n_{\alpha}e^2 / m_{\alpha}\epsilon_0)^{1/2}$ est la fréquence plasma des ions si $\alpha = i$ ou des électrons si $\alpha = e$). Les ions ne sont donc sensibles qu'au champ moyenné dans le temps, ce qui justifie une modélisation stationnaire du transport.

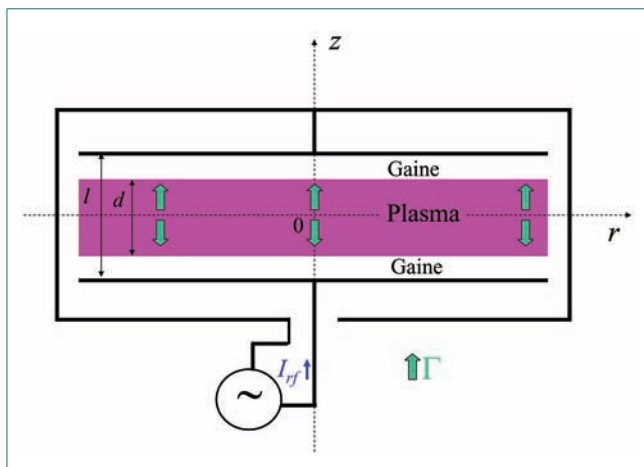


Figure 1 – Schéma de principe du réacteur capacitif décrit dans cet article. Le plasma (en rose) est généré par application d'une tension radiofréquence entre deux électrodes parallèles. Des gaines de charges d'espace positives se forment devant les électrodes. Les électrodes sont entourées d'une enceinte, en général métallique. Le flux d'ions positifs, $\vec{\Gamma}$, est dirigé vers les électrodes.

En assimilant le cœur du plasma à un fluide quasi-neutre de densité n ($n \equiv n_e = n_i$), un équilibre doit s'établir entre les particules chargées perdues par recombinaison sur les parois et celles qui sont créées en volume par ionisation, ce qui s'écrit :

$$\iint_S \vec{\Gamma} \cdot d^2\vec{S} = \nu_I(T_e) \iiint_V n(\vec{r}) d^3\vec{r}$$

Dans cette expression, $\vec{\Gamma}$ représente le flux d'ions (nombre d'ions par unité de surface et unité de temps), et ν_I la fréquence d'ionisation (nombre de collisions ionisantes par seconde par particule). La détermination de la température électronique T_e de maintien du plasma ainsi que la forme précise des profils de densités sont donc les 2 grandeurs à déterminer pour prédire le flux de particules vers les parois du réacteur.

Température électronique et densités dans les plasmas faiblement ionisés

Lorsque le libre parcours moyen des ions est petit devant les dimensions caractéristiques du réacteur, c'est-à-dire dans un régime d'assez haute pression du gaz injecté (supérieure à 100 mTorr dans les dispositifs courants), on montre que la densité vérifie l'équation linéaire :

$$-D_a \Delta n = \nu_I n,$$

où $D_a = k_B T_e / (m_i \nu_c)$ est le coefficient de diffusion dit ambipolaire (les électrons et les ions couplés fortement par les forces électriques diffusent ensemble), m_i est la masse des ions et ν_c la fréquence de collisions des atomes ou molécules neutres avec les ions.

Dans le cas simple d'une géométrie unidimensionnelle où la distance inter-électrodes, ℓ , est très petite par rapport aux autres dimensions du réacteur, une solution évidente de l'équation précédente conduit au profil sinusoïdal :

$$n(z) = n(0) \cos((\nu_I / D_a)^{1/2} z),$$

où $n(0)$ est la densité au centre du réacteur. On constate donc que les profils de densité décroissent du centre du réacteur vers les parois. En première approximation, afin de déterminer la température électronique, on peut considérer que la densité à la paroi est très faible comparée à la densité au centre : $n(d) \approx 0$ où $d \approx \ell$ est la taille caractéristique du plasma. Le rapport ν_I / D_a est alors fixé par cette condition au limite puisque l'on doit avoir :

$$\frac{\nu_I}{D_a} = \left(\frac{\pi}{d}\right)^2$$

La fréquence d'ionisation ν_I et le coefficient D_a dépendent de la température électronique, cette relation est l'équation qui détermine T_e . A partir de cette équation, on



montre aisément que la température électronique ne dépend que du produit de la pression du gaz injecté, p_n et de la taille caractéristique du plasma d : $T_e = f(p_n \times d)$, et non pas de ces grandeurs séparément. Sous les hypothèses retenues, on notera que la température électronique qui s'établit dans une décharge donnée ne dépend pas directement de la densité de charges $n(0)$ au sein du plasma. Cette densité étant imposée par la puissance électrique fournie au gaz pour créer le plasma, le transport de la matière et de l'énergie peuvent être traités séparément dans ce type de décharge. En outre, le flux d'ions positifs aux parois est proportionnel à $n(0)$, soit $\Gamma / n(0) = f(T_e)$.

Ces considérations sur le transport à haute pression de gaz injecté remontent à un des articles fondateurs de la physique des décharges publiés par Walter Schottky en 1924. La description du transport dans un régime de pressions intermédiaires plus caractéristique des plasmas froids radiofréquences (entre 1 et 100 mTorr) a été proposée par le physicien russe Valery Godyak dans les années 1980. On montre que la densité obéit à une équation différentielle non-linéaire, et que le plasma tend à être plus uniforme au centre de la décharge, avec des variations plus abruptes au niveau des parois que dans le cas du transport linéaire.

Rôle de la déplétion dans les plasmas fortement ionisés

Nous avons récemment étendu ces modèles de transport linéaire et non-linéaire aux cas des plasmas froids plus fortement ionisés tels que l'on peut les rencontrer par exemple dans le cadre de la propulsion par plasmas (cf. *Images de la Physique* 2003-2004). Lorsque les taux d'ionisation deviennent plus importants, on ne peut plus considérer que la densité des neutres reste non affectée par les mécanismes d'ionisation (ce que nous avons considéré dans la section précédente), et l'on doit reconsidérer le problème de la diffusion en couplant le mouvement des particules chargées et des espèces neutres. L'effet principal est un phénomène de déplétion des espèces neutres au centre de la décharge. Ce mécanisme peut être compris en remarquant que la pression totale du système constitué des électrons, des ions et des neutres doit se conserver à travers la décharge :

$$p_e + p_i + p_n = Cte \quad (1)$$

La pression de neutres, p_n , doit donc diminuer là où la pression des charges, $p_e + p_i$, est élevée, c'est-à-dire au centre de la décharge. Plus précisément, pour ces milieux dilués où la relation d'état des gaz parfaits $p = nk_B T$ peut être utilisée pour chaque composante du plasma, la chute de densité des neutres au centre $n_n(0)$ par rapport à celle qui est observée au mur $n_n(d)$, s'obtient directement à partir de l'équation (1). On trouve aussitôt :

$$\frac{n_n(d) - n_n(0)}{n_n(0)} = \frac{T_e + T_i}{T_n} \frac{n(0)}{n_n(0)} \quad (2)$$

où T_e, T_i, T_n désignent les températures – supposées uniformes – des différentes composantes du plasma (on a encore utilisé la condition $n(d) \approx 0$). Comme le rapport des températures $(T_e + T_i) / T_n$ est de l'ordre de 100, des taux d'ionisation, $n(0) / n_n(0)$, de l'ordre du pourcent sont suffisants pour produire des effets significatifs de déplétion.

La température électronique et la forme précise des profils de densités doivent donc être considérées à nouveau en prenant en compte cet effet de déplétion des neutres. On montre que la généralisation la plus immédiate du cas considéré dans la section précédente conduit à des profils de densités qui restent de formes sinusoïdales mais avec une « phase », $f(z)$, non linéaire :

$$n(z) = n_0 \cos(f(z))$$

(le cas de la diffusion traité précédemment correspondait au cas simple et linéaire, où $f(z) = (v_I / D_a)^{1/2} z$). D'une façon générale, l'effet de déplétion va de pair avec une plus grande uniformité des profils de densités au centre, des températures électroniques et des flux aux parois plus élevés. Ces effets sont d'autant plus importants que le taux d'ionisation est élevé. Contrairement au cas sans déplétion, la température électronique dépend à la fois du produit pression-taille caractéristique du réacteur et de la densité de charges au centre du plasma. Le transport de matière et d'énergie doit donc être traité simultanément dans une approche auto-cohérente. Enfin, le flux d'ions positifs aux parois n'est plus proportionnel à la densité au centre, à savoir $\Gamma / n(0) = f(T_e, n(0))$.

Réduction du transport par les champs magnétiques

Il est bien connu en physique des décharges que la présence d'un champ magnétique améliore le confinement car les trajectoires suivies par les charges s'enroulent autour des lignes de champs. La diffusion du plasma dans la direction transverse au champ s'en trouve limitée, ce qui permet un maintien du plasma avec de plus faibles températures électroniques.

La nature de ce mouvement bidimensionnel dans le plan transverse au champ magnétique complique singulièrement l'analyse. En particulier, il n'est plus strictement permis de considérer les électrons comme suivant une distribution de Boltzmann, comme on le fait pour les décharges non magnétisées. Nous avons cependant pu formuler et trouver des solutions approximatives satisfaisantes dans la situation typique expérimentale de champs magnétiques d'intensités modérées (diverses instabilités se manifestent au-delà de quelques centaines de Gauss qui rendent une analyse stationnaire sans fondement). Dans ces conditions, on montre que l'équation (2) prend la forme approximative :

$$\frac{n_n(d) - n_n(0)}{n_n(0)} \approx \frac{1}{1 + \delta_B} \frac{T_e + T_i}{T_n} \frac{n(0)}{n_n(0)} \quad (3)$$

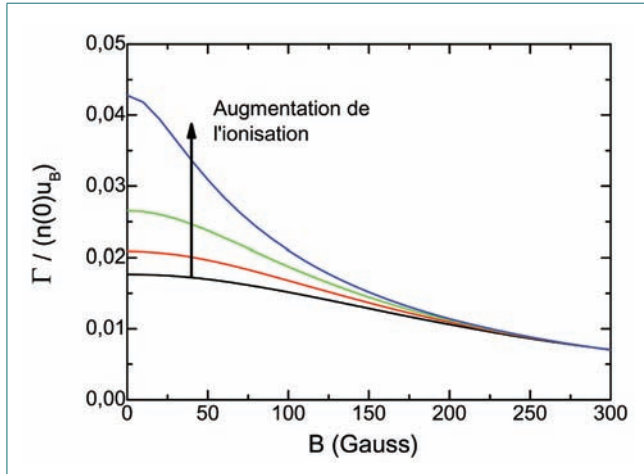


Figure 2 – Flux normalisé d'ions aux niveaux des parois, pour un plasma d'argon, en fonction de l'intensité du champ magnétique, et pour différents taux d'ionisation correspondant à différentes puissances transférées au plasma.

où δ_B est une constante telle que $\delta_B \sim B^2 / p^2$ où B est l'intensité du champ magnétique extérieur. Comme on le voit sur cette formule, une augmentation du champ magnétique s'accompagne d'une diminution de l'effet de déplétion.

Pour illustrer ces effets concurrents de la déplétion et du champ magnétique, il est intéressant de considérer la valeur du flux d'ions incidents sur les électrodes. Comme nous l'avons signalé plus haut, cette quantité est en effet déterminante dans les procédés de dépôt ou gravure par plasma où un contrôle de la densité et de l'énergie déposée sur les surfaces à traiter est nécessaire. La figure 2 présente les flux ioniques normalisés, $\Gamma / (n(0)u_B)$ (où u_B est la vitesse des ions en sortie du plasma), en fonction de l'intensité du champ magnétique extérieur, pour différentes valeurs du rapport $n(0) / n_n(d)$, c'est-à-dire pour différentes valeurs du taux d'ionisation. On note tout d'abord, comme attendu, que le flux transporté aux parois décroît lorsque l'intensité du champ magnétique croît. Cet effet est la conséquence du confinement des trajectoires induit par la présence du champ magnétique. On observe ensuite qu'un renforcement du taux d'ionisation s'accompagne d'une augmentation du flux normalisé, conséquence directe de l'effet de déplétion ($\Gamma / n(0) = f(T_e, n(0))$). Enfin, on remarquera que les flux ne diffèrent significativement que lorsque le champ magnétique reste modéré.

Comme on vient de le voir dans cette partie, le flux d'ions aux parois est une fonction de la densité de plasma $n(0)$ au centre du réacteur. Cette densité dépend elle-même de la puissance radiofréquence transmise au plasma. Cet aspect est discuté dans la deuxième partie de cet article.

Plasmas radiofréquence

A la différence des mécanismes de transport des ions présentés dans la section précédente, les mécanismes de chauffage sont contrôlés par la dynamique des électrons

qui répondent instantanément aux variations temporelles du champ électrique. Dans cette partie, nous décrivons l'excitation multifréquence des plasmas capacitifs, en mettant l'accent sur les mécanismes de chauffage non collisionnel dans les gaines et les effets électromagnétiques à haute fréquence qui sont source de non-uniformité du plasma.

Les champs électromagnétiques radiofréquence (RF) sont générés par des structures d'excitation variant de deux plaques parallèles métalliques polarisées par une tension RF, à la circulation d'un courant RF dans une bobine séparée du plasma par un diélectrique. Ces champs transfèrent leur énergie aux électrons par des mécanismes de chauffage qui peuvent être collisionnels ou non-collisionnels (voir l'encadré). La forme et l'intensité des champs, et donc l'efficacité du chauffage, vont dépendre de la structure utilisée. Les deux types de réacteurs RF utilisés en microélectronique sont : les réacteurs à couplage capacitif (CCP pour Capacitively Coupled Plasmas) et les réacteurs à couplage inductif (ICP pour Inductively Coupled Plasmas). A ces deux types de réacteurs (CCP et ICP), sont généralement associés deux modes de couplage de l'énergie : (i) le mode capacitif E (électrostatique), (ii) le mode inductif H (électromagnétique évanescent). Jusqu'à présent, les réacteurs capacitifs fonctionnaient uniquement en mode E. Ce n'est plus le cas aujourd'hui du fait de l'augmentation simultanée de la fréquence d'excitation et de la taille des réacteurs (pour augmenter la productivité). A l'instar des réacteurs inductifs, les réacteurs capacitifs peuvent fonctionner en mode E et en mode H et ils sont soumis à des transitions E-H. Les réacteurs inductifs peuvent également fonctionner dans les deux modes et sont soumis à des transitions de modes. Des instabilités se développent d'ailleurs au voisinage de ces transitions. Le principe physique du plasma capacitif excité par une simple fréquence (typiquement 13,56 MHz) est présenté sur la figure 1. Le plasma est séparé des électrodes par deux gaines de charge d'espace positives. Le plasma, d'épaisseur constante d , oscille à la fréquence d'excitation, si bien que les deux gaines de charges d'espace se forment et disparaissent alternativement. La puissance radiofréquence délivrée par le générateur contrôle le courant et la tension RF entre les électrodes. Les autres paramètres externes sont : la fréquence d'excitation f (ou la pulsation $\omega = 2\pi f$), la pression p (ou la densité du gaz N), et enfin l'espace inter-électrodes l . En outre les hypothèses ou approximations suivantes sont souvent vérifiées :

1. Les ions répondent au champ moyen ($\omega > \omega_{pi}$) : la tension moyenne qui se développe dans les gaines de charge d'espace fixe l'énergie avec laquelle les ions impactent les électrodes.

2. Les électrons répondent au champ électrique instantané ($\omega \ll \omega_{pe}$) : la puissance dissipée par le champ RF sert au chauffage des électrons.

3. L'hypothèse électrostatique : la longueur d'onde λ (22 m à 13,56 MHz dans le vide) est grande devant le



Encadré

Mécanismes de chauffage

Considérons un plasma excité par un champ électrique alternatif dans la direction z . L'équation du mouvement des électrons s'écrit (modèle de Langevin) :

$$m_e \frac{dv_z}{dt} = -eE_z - m_e v_m v_z$$

où les électrons sont soumis à la force électrique, à une force de frottement proportionnelle à la vitesse et à la fréquence de collision électron-neutre v_m . En écrivant les champs en notation complexe on obtient :

$$\tilde{v}_z = \frac{-e}{m_e(j\omega + v_m)} \tilde{E}_z$$

Le courant total associé à l'oscillation du champ électrique est donc donné par l'équation suivante :

$$\tilde{J}_z = -en_e \tilde{v}_z + j\omega \epsilon_0 \tilde{E}_z = \sigma_{dc} \left(\frac{v_m^2}{\omega^2 + v_m^2} \right) \tilde{E}_z + j\omega \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + v_m^2} \right) \tilde{E}_z$$

où on a introduit la conductivité dc du plasma, $\sigma_{dc} = n_e e^2 / (m_e v_m)$ et la fréquence plasma des électrons, $\omega_{pe}^2 = n_e e^2 / (m_e \epsilon_0)$. La densité de puissance moyennée dans le temps, responsable du chauffage des électrons dans le plasma, s'écrit

$$P = \frac{1}{2} \text{Re}(\tilde{J}^* \cdot \tilde{E}) = \frac{1}{2} |\tilde{E}_z|^2 \sigma_{dc} \left(\frac{v_m^2}{\omega^2 + v_m^2} \right)$$

Il apparaît immédiatement que les collisions électrons-neutres, de par le déphasage qu'elles introduisent entre J et E , sont à l'origine de la dissipation de puissance : on parle de chauffage collisionnel ou ohmique. Dans les plasmas radiofréquence à très faible pression, le déphasage entre J et E peut avoir une origine non-collisionnelle (parfois appelée stochastique) provenant de la localisation du champ électrique RF dans les gaines. L'énergie acquise par les électrons lors du transit dans la gaine n'est pas dissipée localement dans les gaines mais dans tout le plasma. Il en résulte un déphasage aléatoire entre le champ et le courant qui contribue de façon importante au chauffage dans les plasmas faiblement collisionnels.

rayon du réacteur et la profondeur de peau δ (10 cm aux densités électroniques typiques) est également grande devant l'espace inter-électrodes. La tension RF entre les électrodes est indépendante du rayon. Nous discuterons la validité de cette hypothèse à la fin de l'article.

Ce système, de conception simple, est le siège de phénomènes complexes. Les gaines de charge d'espace ont une dynamique riche, qui inclut une réponse temporelle non-linéaire (génération d'harmoniques) et une absorption de puissance par des mécanismes non-collisionnels (chauffage stochastique). L'essentiel du champ électrique est localisé dans les gaines de charge d'espace, traversées par un courant de déplacement (en première approximation, les gaines se comportent comme des capacités). En revanche, la conductivité du plasma est suffisamment grande pour que les courants de déplacement soient négligeables ; le plasma est essentiellement résistif et inductif (du fait de l'inertie des électrons).

L'augmentation du courant RF dans le circuit (ou de la tension RF entre les plaques) entraîne simultanément une augmentation de la densité du plasma et une augmentation de la tension qui se développe aux bornes des gaines de charge d'espace. Par conséquent, pour un système donné (fréquence, espace inter-électrodes, pression), le flux des ions (fixé par la densité du plasma) et l'énergie des ions bombardant les surfaces (fixée par la tension moyennée dans la gaine) ne peuvent être variés de façon indépendante. Il est possible de calculer le diagramme Flux/Energie des ions bombardant les électrodes, présenté sur la *figure 3*.

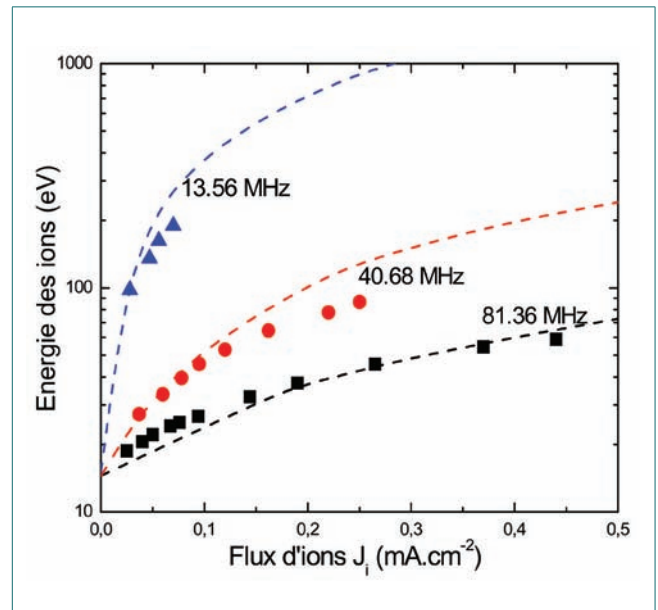


Figure 3 – Diagramme Flux-Energie des ions dans une décharge capacitive (modèle – traits pointillés –, mesures – symboles –).

Sur cette figure sont représentés les résultats d'une modélisation (lignes) et les mesures expérimentales (symboles), qui montrent un bon accord théorie/expérience. Il ressort que les basses fréquences favorisent l'énergie, alors que les hautes fréquences favorisent le flux. Ceci provient simplement du fait que l'impédance des gaines de charge d'espace (essentiellement capacitives) décroît lorsque la fréquence augmente ; la tension aux bornes des gaines est donc plus faible à haute fréquence.



Ce diagramme est particulièrement éclairant, car le flux et l'énergie des ions sont deux des trois paramètres clé (le troisième étant le flux des espèces neutres réactives) permettant de qualifier un procédé de gravure. Supposons qu'un procédé requière des ions d'énergies inférieures à 500 eV pour ne pas endommager le substrat et/ou le masque. A 13,56 MHz, le flux est limité à $0,1 \text{ mA/cm}^2$ alors qu'il n'a pratiquement pas de limite à 80 MHz. Néanmoins, si ce même procédé nécessite des ions d'énergies supérieures à 100 eV pour efficacement activer la gravure, l'excitation à 80 MHz n'est pas adéquate. Finalement, il ressort de ce type d'analyse qu'il est impératif d'utiliser des réacteurs excités par deux fréquences pour obtenir la flexibilité souhaitée. On peut supposer que la haute fréquence contrôlera le flux des ions, tandis que la basse fréquence contrôlera leur énergie.

Dans la section suivante, nous analysons le cas à deux fréquences et nous montrons que les hautes fréquences induisent des effets électromagnétiques dans les plasmas capacitifs.

Excitation à double-fréquence

Les combinaisons typiquement utilisées sont 2 MHz et 27 MHz, 13,56 MHz et 60 MHz, voire 13,56 MHz et 160 MHz. Le courant radiofréquence possède alors 2 composantes :

$$I_{RF}(t) = I_l \sin \omega_l t + I_h \sin \omega_h t = I_l (\sin \omega_l t + \beta \sin \alpha \omega_l t)$$

où nous avons introduit les 2 paramètres, $\alpha = \omega_h / \omega_l$ et $\beta = I_h / I_l$, et où les indices h et l se réfèrent aux composantes haute et basse fréquence de l'excitation. Le chauffage des électrons a principalement lieu dans les gaines RF par des mécanismes non-collisionnels. Dans le cas double-fréquence, nous avons montré que la puissance absorbée P par les électrons est telle que :

$$P \propto I_l^4 \left[1 + 1.1 \left(\frac{I_h}{I_l} \right)^2 \right]$$

On note que la puissance n'est pas proportionnelle au carré du courant, ce qui traduit le caractère fortement non linéaire des gaines RF. Cette formule montre en outre qu'il existe un couplage entre les deux fréquences et que le chauffage produit par l'application des deux fréquences est supérieur à la somme des deux contributions individuelles. Le facteur d'amplification peut aisément atteindre cinq, ce qui peut s'expliquer schématiquement de la façon suivante : (i) la basse fréquence seule produit un chauffage peu efficace (le chauffage augmente avec la vitesse de déplacement des gaines) mais des gaines de large amplitude qui explorent un large volume de l'espace inter-électrodes, (ii) au contraire la haute fréquence produit un chauffage efficace mais sur un faible volume car les gaines haute fréquence ont une faible amplitude, (iii) finalement, l'action des deux est efficace car la basse

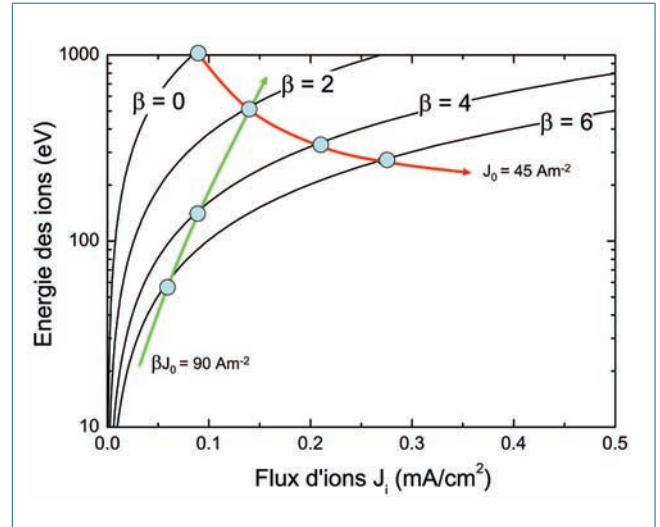


Figure 4 – Diagramme théorique Flux/Energie pour une décharge capacitive excitée par une combinaison de deux fréquences.

fréquence « porte » la haute fréquence, qui produit le chauffage, lui donnant ainsi l'occasion d'explorer un large volume.

La *figure 4* présente le diagramme flux/énergie pour différentes valeurs de la composante haute fréquence (valeurs de β). Bien qu'il soit possible de balayer tout l'espace en changeant la valeur de β , il apparaît que la trajectoire à courant basse fréquence constant, représentée par la flèche rouge, n'est pas une ligne horizontale. De même, la flèche verte, représentant la trajectoire à courant haute fréquence constant, n'est pas une ligne verticale. La conséquence la plus importante de ce résultat est que le découplage flux/énergie n'est pas assuré dans les plasmas double- fréquence.

Effets électromagnétiques à haute fréquence

Un autre aspect de l'excitation multifréquence est que l'hypothèse électrostatique peut ne plus être vérifiée lorsque la haute fréquence est telle que la longueur d'onde associée devient comparable à la taille des électrodes. Dans ce régime, le champ électrique selon z (perpendiculaire aux électrodes) et la tension entre les plaques ne sont plus uniformes selon r (radialement). Pour deux électrodes cylindriques (un condensateur à haute fréquence), il est aisé de montrer que le champ électrique s'écrit sous la forme suivante :

$$E_z(r) = E_0 J_0(k_0 r) e^{j\omega t}$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0, $k_0 \equiv \omega / c \equiv 2\pi / \lambda_0$ est le nombre d'onde dans le vide. Il convient de considérer le réacteur comme un guide d'ondes, ou plutôt une cavité, contenant le plasma. Comme le montre la *figure 5*, l'onde pénètre l'espace inter-électrodes par le côté, de façon symétrique, de telle sorte qu'il s'établit une onde stationnaire.

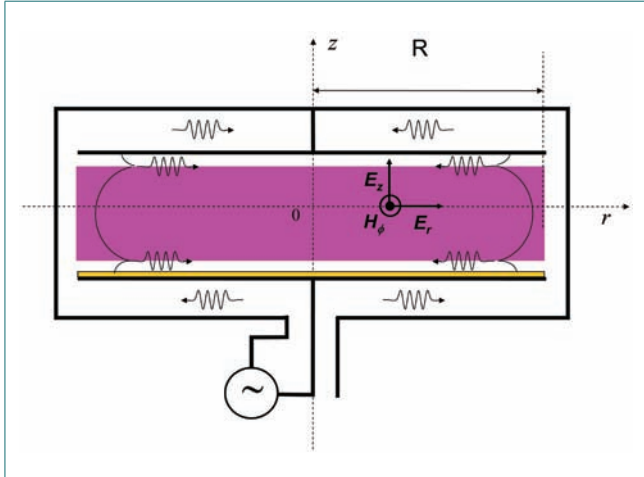


Figure 5 – Schéma du réacteur capacitif excité à haute fréquence. La présence du plasma induit, d’une part, la localisation du champ électrique à l’interface plasma/gaine et d’autre part, la réduction de la longueur d’onde qui peut devenir comparable au rayon du réacteur.

L’onde se localise à l’interface plasma/gaine car le plasma est un conducteur et possède donc une profondeur de peau (de l’ordre de quelques centimètres) ; on parle d’onde de surface.

La longueur d’onde en présence de plasma est

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{\frac{2s}{l}}$$

où λ_0 est la longueur d’onde dans le vide, l est l’espace entre les électrodes et s la taille de la gaine de charge d’espace. Comme $s \ll l$ (typiquement $l/s \approx 10$) la longueur d’onde est significativement réduite en présence de plasma. Les électrodes ont actuellement un rayon de $r_0 = 15$ cm pour les plasmas de gravure en microélectronique, et peuvent atteindre plusieurs mètres dans les réacteurs servant à la fabrication d’écrans plats. En prenant une taille de référence de $r_0 = 1$ m et en considérant le cas sans plasma entre les électrodes, la condition $r_0 = 2,4\lambda_0 / 2\pi$ pour laquelle le champ électrique entre les plaques devient nul à $r = r_0$, correspond à une fréquence d’excitation de $f_0 = c / \lambda_0 = 115$ MHz. Comme de surcroît

la longueur d’onde en présence de plasma est réduite d’un facteur 3-5, il est clair que les non-uniformités apparaissent dès 13,56 MHz (fréquence utilisée historiquement) dans les technologies de fabrication des écrans plats. Cet effet de non-uniformité du champ électromagnétique exciteur entre les électrodes a été appelé « effet d’onde stationnaire ».

Pour illustrer l’effet d’onde stationnaire, nous représentons sur la figure 6 une mesure de la cartographie du flux d’ions sur des électrodes carrées de 40 cm de côté, espacées de 4,5 cm. Le flux d’ions est directement proportionnel à la densité locale du plasma entre les plaques, elle-même directement reliée à l’intensité du champ électrique à cette position (au moins pour des pressions suffisamment élevées pour lesquelles le chauffage est local). A 13,56 MHz, le flux d’ions est uniforme sur les électrodes, signe que le champ électrique est lui-même uniforme. En revanche, pour 81 MHz la cartographie présente une forme en dôme typique d’un effet d’onde stationnaire prononcé.

L’effet d’onde stationnaire décrit ci-dessus est dominant lorsque la densité du plasma reste modeste, typiquement $10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Pour des densités plus élevées, la profondeur de peau (profondeur de pénétration du champ électromagnétique dans un milieu conducteur) peut devenir comparable ou même inférieure à l’espace inter-électrodes. Dans ce cas, les lignes de champ électrique ne sont plus perpendiculaires aux électrodes. Il existe une composante radiale du champ électrique (voir figure 5) qui peut contribuer au chauffage du plasma. Pour des raisons de symétrie, ce champ est nul au centre et maximum vers les bords de l’électrode. Ainsi, à forte densité électronique, le champ E_r peut être plus important que le champ E_z entraînant un maximum de densité et de flux d’ions sur le bord des électrodes. Ce phénomène dû à l’effet de peau a été associé à l’idée de chauffage inductif par le champ E_r (ou mode H), par opposition au chauffage capacitif traditionnel par le champ E_z (également appelé mode E). Il y a donc des transitions de mode E-H dans les plasmas capacitifs haute fréquence.

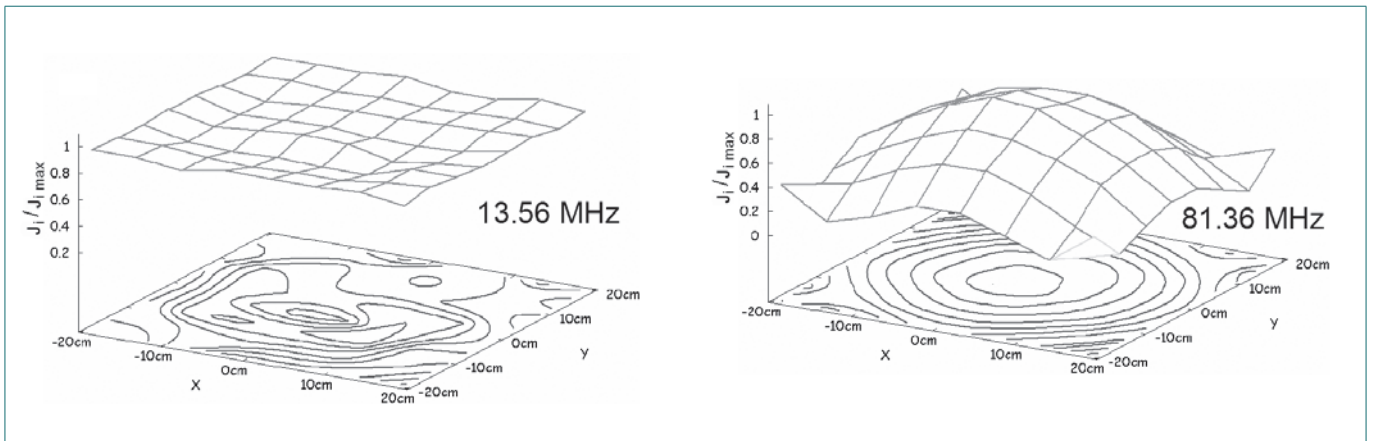


Figure 6 – Cartographie du flux d’ions pour 13,56 MHz et 81,36 MHz.



Conclusion

Dans cet article, nous avons présenté deux des problématiques fondamentales caractéristiques de la physique des plasmas froids radiofréquence, dont la compréhension et la maîtrise progressive permettront de développer les procédés industriels associés aux technologies de micro-nano structuration de la matière. Ces deux problématiques scientifiques concernent les mécanismes de transport du plasma vers les parois du réacteur, ainsi que les modes de couplage de l'énergie électromagnétique au plasma (chauffage). Les résultats exposés ci-dessus ont montré que les conditions de stabilité et d'uniformité du plasma requises par les applications sont étroitement liées à la compréhension de ces deux problématiques majeures.

Bien que très proches d'enjeux industriels très actuels, les progrès en physique des plasmas froids ont reposé et reposeront encore dans le futur sur la compréhension des mécanismes physiques et chimiques à l'œuvre dans cet état original de la matière.

POUR EN SAVOIR PLUS

Fruchtman A., Makrinich G., Rax J.M., Chabert P., *Physical Review Letters*, **95**, 115002 (2005).

Raimbault J.L., Liard L., Rax J.M., Chabert P., Fruchtman A., Makrinich G., *Physics of Plasmas*, **14**, 013503 (2007).

Chabert P., Raimbault J.L., Levif P., Rax J.M., Lieberman M.A., *Physical Review Letters*, **95**, 205001 (2005).

Turner M.M., Chabert P., *Physical Review Letters*, **96**, 205001 (2006).

Une partie de ce travail a été réalisée en collaboration avec Pierre Levif, Laurent Liard, Amélie Perret et Jean-Marcel Rax (LPP, Palaiseau), Amnon Fruchtman et Guennadi Makrinich (Holon Institute, Israël), Michael Lieberman (University of California, Berkeley) et Miles Turner (Dublin City University, Dublin).