# **EXTRAITS**

# PLASMAS COLLISIONNELS PHYSIQUE DES DÉCHARGES RF ET MICRO-ONDE Michel MOISAN et Jacques PELLETIER



17, avenue du Hoggar Parc d'Activité de Courtabœuf - BP 112 91944 Les Ulis Cedex A - France

## Grenoble Sciences

Grenoble Sciences est un centre de conseil, expertise et labellisation de l'enseignement supérieur français. Il expertise les projets scientifiques des auteurs dans une démarche à plusieurs niveaux (référés anonymes, comité de lecture interactif) qui permet la labellisation des meilleurs projets après leur optimisation. Les ouvrages labellisés dans une collection de Grenoble Sciences ou portant la mention « Sélectionné par Grenoble Sciences » (Selected by Grenoble Sciences) correspondent à :

- des projets clairement définis sans contrainte de mode ou de programme,
- des qualités scientifiques et pédagogiques certifiées par le mode de sélection (les membres du comité de lecture interactif sont cités au début de l'ouvrage),
- une qualité de réalisation assurée par le centre technique de Grenoble Sciences.

# Directeur scientifique de Grenoble Sciences

Jean Bornarel, Professeur émérite à l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1

Pour mieux connaître Grenoble Sciences : https://grenoble-sciences.ujf-grenoble.fr

Pour contacter Grenoble Sciences:

Tél: (33) 4 76 51 46 95, e-mail: grenoble.sciences@ujf-grenoble.fr

# Livres et pap-ebooks

Grenoble Sciences labellise des livres papier (en langue française et en langue anglaise) mais également des ouvrages utilisant d'autres supports. Dans ce contexte, situons le concept de **pap-ebook**. Celui-ci se compose de deux éléments :

- un **livre papier** qui demeure l'objet central avec toutes les qualités que l'on connaît au livre papier,
- un site web compagnon qui propose :
  - > des éléments permettant de combler les lacunes du lecteur qui ne possèderait pas les prérequis nécessaires à une utilisation optimale de l'ouvrage,
  - > des exercices pour s'entraîner,
  - > des compléments pour approfondir un thème, trouver des liens sur internet, etc.

Le livre du **pap-ebook** est autosuffisant et certains lecteurs n'utiliseront pas le site web compagnon. D'autres l'utiliseront et ce, chacun à sa manière. Un livre qui fait partie d'un **pap-ebook** porte en première de couverture un logo caractéristique et le lecteur trouvera la liste de nos sites compagnons à l'adresse internet suivante :

https://grenoble-sciences.ujf-grenoble.fr/pap-ebooks

Grenoble Sciences bénéficie du soutien du ministère de l'Enseignement supérieur et de la Recherche et de la région Rhône-Alpes.
Grenoble Sciences est rattaché à l'Université Joseph Fourier de Grenoble.

ISBN 978 2 7598 1129 8 © EDP Sciences 2014

# Plasmas collisionnels Physique des décharges RF et micro-onde

Cet ouvrage, labellisé par Grenoble Sciences, est un des titres du secteur *Sciences de la Matière* de la collection *Grenoble Sciences* d'EDP Sciences, qui regroupe des projets originaux et de qualité. Cette collection est dirigée par Jean BORNAREL, Professeur émérite à l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1.

# Comité de lecture de la première édition :

- Michel Aubès, Professeur à l'Université Paul Sabatier (Toulouse)
- Jacques Derouard, Professeur à l'Université Joseph Fourier (Grenoble)
- Ana Lacoste, Professeur à l'Université Joseph Fourier (Grenoble)
- Bachir Saoudi, physicien à l'Université de Montréal
- avec le concours de Cédric de Vaulx et Didier Rieu

Mise en page : Danielle Kéroack ; figures : Danielle Kéroack et Sylvie Bordage ; illustration de couverture : Alice Giraud, d'après les photos fournies par Ana Lacoste (Université Joseph Fourier). Cette nouvelle édition a été suivie par Stéphanie Trine, Anne-Laure Passavant et Sylvie Bordage.

# Autres ouvrages labellisés sur des thèmes proches (chez le même éditeur) :

Introduction à la mécanique statistique (E. Belorizky & W. Gorecki) • Mécanique statistique. Exercices et problèmes corrigés (E. Belorizky & W. Gorecki) • La cavitation, Mécanismes physiques et aspects industriels (J.P. Franc et al.) • Outils mathématiques à l'usage des scientifiques et ingénieurs (E. Belorizky) • Magnétisme : I Fondements, II Matériaux (sous la direction d'E. du Trémolet de Lacheisserie) • Physique des diélectriques (D. Gignoux & J.C. Peuzin) • Supraconductivité. Introduction (P. Mangin & R. Khan) • Spectroscopie de résonance paramagnétique électronique. Fondements (P. Bertrand) • Spectroscopies infrarouge et Raman (R. Poilblanc & F. Crasnier) • La mécanique quantique. Problèmes résolus, Tome I et II (V.M. Galitski, B.M. Karnakov & V.I. Kogan) • L'air et l'eau (R. Moreau) • Turbulence (M. Lesieur) • Les milieux aérosols et leurs représentations (A. Mailliat) • Mécanique. De la formulation lagrangienne au chaos hamiltonien (C. Gignoux & B. Silvestre-Brac) • Description de la symétrie. Des groupes de symétrie aux structures fractales (J. Sivardière) • Symétrie et propriétés physiques. Des principes de Curie aux brisures de symétrie (J. Sivardière) • Energie et environnement. Les risques et les enjeux d'une crise annoncée (B. Durand) • En Physique, pour comprendre (L. Viennot) • Naissance de la Physique (M. Soutif) • Du Soleil à la Terre. Aéronomie et météorologie de l'espace (J. Lilensten & P.L. Blelly) • Sous les feux du Soleil, vers une météorologie de l'espace (J. Lilensten & J. Bornarel) • Méthodes numériques appliquées (J.P. Grivet) • Analyse numérique et équations différentielles (J.P. Demailly) • Analyse statistique des données expérimentales (K. Protassov) • Minimum Competence in Scientific English (J. Upjohn, S. Blattes & V. Jans) • Approximation hilbertienne (J. Gaches & M. Attéia)

> et d'autres titres sur le site internet : https://grenoble-sciences.ujf-grenoble.fr

# 1.2.5. Traitement de surface

Le traitement de surface par plasma consiste à modifier l'état d'une surface par l'une des trois méthodes génériques suivantes :

- dépôt en surface d'une couche mince d'un matériau donné (métal, semiconducteur, diélectrique, polymère);
- réaction chimique avec la surface même (oxydation, nitruration) ou transformation physico-chimique de celle-ci (modification de l'adhérence, de l'énergie de surface);
- érosion de la surface soit par une action chimique, qui entraîne la formation d'une molécule, de nature volatile, entre un ou plusieurs atomes de la surface et des atomes ou radicaux provenant du plasma, soit par une action physique, la pulvérisation ionique, du fait du bombardement par des ions qui éjectent, par effet mécanique, des atomes de la surface, soit par érosion chimique assistée (induite) par le bombardement ionique, qui combine actions chimique et physique.

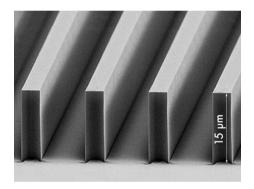


Figure 1.4 – Exemple de gravure anisotrope de SiO<sub>2</sub> (courtoisie de CORIAL, France).

Ainsi, un plasma produit à partir du gaz  $CF_4$  fournit, en volume, les atomes (par exemple F), les radicaux (par exemple  $CF_x$ ) ainsi que les ions (par exemple  $CF_y^+$ ) et les espèces plus complexes nécessaires aux mécanismes d'interaction avec la surface qui peuvent, en fonction des conditions opératoires, conduire aussi bien à la gravure de matériaux (Si, W, SiO<sub>2</sub>) comme le montre la figure 1.4, qu'à un dépôt, par polymérisation induite par plasma, de couches minces de type téflon MC. Dans la fabrication des puces en microélectronique, par suite d'une miniaturisation de plus en plus poussée, la part dévolue aux plasmas ne cesse de progresser dans l'ensemble des opérations élémentaires à réaliser : nettoyage des surfaces, gravure (réalisation de "motifs" dans le substrat par érosion de celui-ci), dépôt, implantation ionique (dopage par inclusion d'ions en profondeur dans le matériau), lithographie (impression et développement "photographique" des résines permettant de transférer les motifs définissant les circuits élémentaires), oxydation, traitements thermiques.

Sur la centaine d'étapes élémentaires requises pour la fabrication des circuits intégrés, les opérations réalisées uniquement par plasma représentaient, dès le début des années 2000, près de 50 % de l'ensemble de ces étapes. La mise au point de machines à plasma

Les espèces inactivantes, dans le cas d'un mélange  $N_2$ - $O_2$  sont, d'une part, les photons UV provenant de la molécule NO excitée et, d'autre part, l'oxygène atomique. La molécule NO excitée est formée par collisions entre atomes d'azote et atomes d'oxygène provenant tous les deux de la dissociation par la décharge des molécules  $N_2$  et  $O_2$  du mélange gazeux initial. Dans les conditions où le pourcentage de  $O_2$  dans le mélange  $N_2$ - $O_2$  conduit à un maximum de l'intensité UV émise, les micro-organismes exposés (des spores bactériennes en l'occurrence) sont totalement inactivés par suite des lésions multiples causées à leur matériel génétique par les photons UV. Par ailleurs, l'oxygène atomique, très réactif, peut entraîner, par action chimique et formation de composés volatils, l'érosion (enlèvement de matière) du micro-organisme ce qui en réduit la taille et facilite d'autant son inactivation par les photons UV  $^{13}$ .

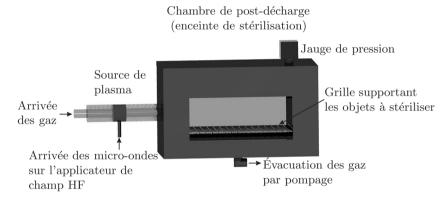


Figure 1.6 – Schéma de principe d'un stérilisateur à plasma froid de type post-décharge en flux (Université de Montréal).

# 1.2.7. Analyse élémentaire (chimie analytique)

Pour connaître la composition atomique d'un échantillon, il faut d'abord l'atomiser : par bombardement ionique dans le cas d'un solide, par dissociation (fragmentation) des molécules dans le cas des liquides (préalablement transformés en aérosol) et des gaz ; dans ces trois cas, à l'aide d'un plasma dont le gaz plasmagène est le plus souvent de l'argon ou de l'hélium. On détecte ensuite les atomes présents, par spectroscopie optique, grâce au rayonnement caractéristique de ceux d'entre eux qui ont été portés dans un état excité, ou encore par spectrométrie de masse. On obtient leur concentration par référence à des échantillons-étalon contenant les mêmes atomes, de préférence dans une matrice (ensemble) moléculaire pas trop différente de celle de l'échantillon à analyser. Cette méthode, très sensible, permet le dosage de ce qu'on appelle les ultratraces (teneur de l'ordre du nanogramme et même du picogramme, par gramme d'échantillon). On utilise à cette fin des plasmas entretenus, par exemple, par des champs électriques de haute fréquence (micro-ondes et fréquences radio).

<sup>13</sup> Vraisemblablement, l'oxygène atomique pourrait aussi diffuser à l'intérieur des micro-organismes et y induire des lésions létales.

Un cas particulièrement intéressant est celui où la température des électrons dépasse largement celle des autres particules du plasma lorsque ce sont précisément les électrons qui amènent l'énergie dans le système <sup>21</sup>. Une situation fréquemment observée est alors celle où  $T_e > T_i \approx T_a$  (plasma dit à deux températures). Dans un tel plasma à deux températures, les populations des différents niveaux d'énergie de l'atome neutre (de même pour l'ion) ne sont pas, dans leur ensemble, régies par l'équilibre de BOLTZ-MANN (équation (1.7)). En effet, le temps entre deux collisions successives électronneutre entraînant l'excitation ou la désexcitation des niveaux voisins du fondamental est plus long que leur temps de vie radiatif, de sorte que ceux-ci se peuplent ou se dépeuplent de façon radiative plutôt que par collision électronique, échappant ainsi à la cinétique des électrons. Par contre, les niveaux supérieurs, ceux situés sous le premier niveau de l'ion (figure A3.1 de l'annexe A3), sont en équilibre collisionnel avec les électrons, et la loi de BOLTZMANN donne leur densité de population selon  $T_{exc} \simeq T_e$ . Nous dirons que le système est en équilibre thermodynamique local partiel (annexe A3) puisque seuls les niveaux supérieurs sont en équilibre de BOLTZMANN. Pour décrire ce système, il faut donc préciser plusieurs "températures" (le terme "paramètres caractéristiques" serait plus juste), à la différence de l'ETL.

# AUCUNE CARACTÉRISTIQUE D'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE, MAIS UN ÉTAT STATIONNAIRE

Les fonctions de distribution en énergie des particules ne sont plus maxwelliennes : par exemple, les collisions inélastiques peuvent dépeupler fortement certains intervalles d'énergie de ce qui aurait été une distribution de MAXWELL-BOLTZMANN. Dans ce cas, on ne peut plus parler de température mais seulement d'énergie moyenne, et encore faut-il préciser la forme de la fonction de distribution pour connaître les caractéristiques du système.

En conclusion, plus on s'éloigne de l'ET, plus il faut fournir de données pour caractériser le plasma.

# 1.5. FRÉQUENCE PROPRE D'OSCILLATION DES ÉLECTRONS D'UN PLASMA

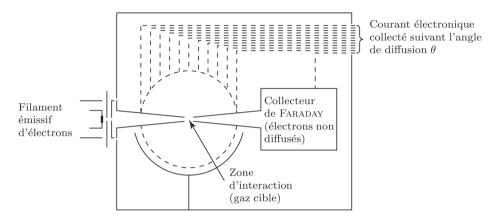
# 1.5.1. Origine et description du phénomène

Si dans un plasma de dimensions largement supérieures à la longueur de DEBYE  $\lambda_D$  (distance moyenne en dessous de laquelle il n'y a pas neutralité électrique, section 1.6) se produit un défaut local de neutralité (résultant, par exemple, d'un mouvement

<sup>21</sup> Dès l'instant où il y a un chemin privilégié d'arrivée d'énergie se pose le problème de la répartition de cette énergie dans le plasma. S'il n'y a pas assez d'interactions entre les divers types de particules, leur énergie moyenne ne sera pas la même.

### EXEMPLE DE MESURE D'UNE SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE

La figure 1.11 présente le schéma d'un dispositif servant à déterminer la dépendance angulaire de la diffusion d'un faisceau d'électrons par un gaz. La figure 1.12 donne le résultat d'une telle mesure dans le cas de la diffusion élastique, par des atomes de néon, d'un faisceau d'électrons de différentes valeurs d'énergie. Le courant obtenu en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$  est proportionnel à la section efficace différentielle.



**Figure 1.11** – Dispositif de mesure de la section efficace différentielle de collisions élastiques d'électrons avec un gaz (d'après [2], avec la permission de Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA).

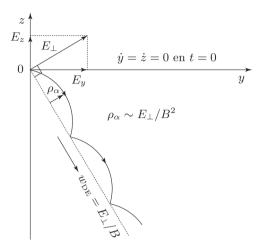
### Remarques:

1. Dans la mesure où le flux incident est suffisamment uniforme et monocinétique, et à condition que le milieu diffuseur (zone d'interaction) ne favorise pas les collisions multiples pour une même particule incidente, la distribution angulaire des particules diffusées reflète simplement la loi de force entre les particules incidentes et la particule diffusante à cette énergie.

Dans le cas d'une interaction coulombienne, par exemple, nous avons (diffusion de RUTHERFORD, voir annexe A5) :

$$\hat{\sigma}(w_{\alpha\beta}, \theta) = \frac{(e^2/8\pi\epsilon_0 \mu_{\alpha\beta} w_{\alpha\beta}^2)^2}{\sin^4(\theta/2)}.$$
 (1.105)

2. En se rappelant que  $\Gamma$  est un flux, la relation (1.103) permet de voir  $\hat{\sigma}d\Omega$  comme l'élément de surface orientée qui, traversé par ce flux, conduit à  $dN_d/dt$ . Cette surface "efficace" de capture des particules diffusées varie avec  $w_{\alpha\beta}$  et  $\theta$ , comme le montre la figure 1.12. Elle correspond à une valeur plus ou moins grande, selon  $w_{\alpha\beta}$  et  $\theta$ , de la surface géométrique du centre diffuseur (figure 1.10).



**Figure 2.5** – Mouvement de dérive cycloïdal d'un ion positif (le champ B sort de la feuille). L'ion se trouve en t=0 à l'origine du repère et immobile, puis se déplace, en moyenne, selon l'axe de dérive représenté en pointillé.

relations que l'on peut combiner pour obtenir :

$$z_{\rm DE} = -\frac{E_y}{E_z} y_{\rm DE} \,. \tag{2.96}$$

La vitesse moyenne de ce glissement, dite vitesse de dérive électrique, tirée de (2.94) et (2.95) est :

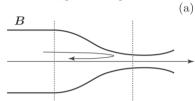
$$w_{\rm DE} = \sqrt{\left(\frac{q_{\alpha}E_z}{m_{\alpha}\omega_c}\right)^2 + \left(\frac{q_{\alpha}E_y}{m_{\alpha}\omega_c}\right)^2} = \frac{E_{\perp}}{B}.$$
 (2.97)

Cette vitesse ne dépend ni de la masse de la particule ni de sa charge. De plus, parce que le mouvement est dirigé perpendiculairement  $^{60}$  à  $\boldsymbol{E}$  (à la fois aux composantes  $\boldsymbol{E}_{\perp}$  et  $\boldsymbol{E}_{\parallel}$ , voir figure 2.5), la particule dans son mouvement de dérive n'effectue aucun travail dans le champ  $\boldsymbol{E}$ : la vitesse de dérive demeure donc constante.

À ce mouvement dans le plan yOz, s'ajoute un mouvement uniformément accéléré dans la direction qui lui est perpendiculaire, du fait de la composante  $E_x$  du champ électrique.

<sup>60</sup> Pour voir que  $\mathbf{w}_{\text{DE}}$  est perpendiculaire à  $\mathbf{E}$ , remarquer que la pente de la trajectoire d'appui du mouvement de la particule z = f(y) est donnée par  $\Delta z/\Delta y = -E_y/E_z$  (équation (2.96)) alors que l'orientation de  $\mathbf{E}_{\perp}$ , dans le même repère (y,z), s'exprime par  $E_z/E_y$ : les 2 pentes sont donc orthogonales. Pour bien marquer la différence d'avec la présente vitesse de dérive, la vitesse de dérive dans un champ  $\mathbf{E}$  du fait des collisions (section 3.8.2) sera appelée vitesse de dérive collisionnelle.

- 5. Analyse du mouvement  $w_{\parallel}$ : freinage ou accélération des particules chargées sur un gradient axial de B D'après (2.182), le gradient  $\partial B_z/\partial z$  exerce sur les particules chargées :
  - soit une action de freinage si  $\partial B_z/\partial z > 0$  puisque dans ce cas  $w_{\parallel}(t)$  diminue en fonction du temps et finit par changer de signe si le deuxième terme de (2.182) l'emporte sur le premier. Si  $B_{\text{max}}$  est la valeur maximum de B et  $B_0$  celle de la région de B uniforme (figure 2.11), la région  $B_0 < B < B_{\text{max}}$  où les particules sont susceptibles d'être réfléchies constitue ce qu'on appelle la zone miroir,
  - soit une action d'accélération si  $\partial B_z/\partial z < 0$ , comme c'est le cas après réflexion sur un miroir, par exemple.



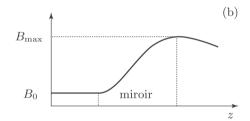


Figure 2.11 – a) Champ magnétique de confinement de particules chargées montrant la zone miroir (col) magnétique où elles sont réfléchies; b) la valeur de B est d'autant plus grande que les lignes de champ (figure a) sont resserrées.

Le type d'action exercée par  $\partial B_z/\partial z$  sur la vitesse ne dépend ni du signe de la charge de la particule ni de sa masse, puisque de (2.182) :

$$\boldsymbol{w}_{\parallel} = \boldsymbol{w}_{\parallel 0} - \frac{\hat{\mathbf{e}}_z}{2} \frac{w_{\perp}^2}{B_{\parallel}} \left( \frac{\partial B_z}{\partial z} \right)_{0,0} t. \tag{2.184}$$

Il y a donc possibilité de confiner axialement toutes les particules chargées. L'efficacité de ce confinement dépend, finalement, du rapport  $w_{\parallel}(0)/w_{\perp}(0)$ : s'il est trop grand, le miroir ne pourra pas jouer son rôle, comme nous allons maintenant le montrer.

**Remarque :** On peut aussi comprendre le fonctionnement d'un miroir magnétique (figure 2.11) en nous appuyant sur le fait que, en l'absence de champ  $\boldsymbol{E}$  appliqué et dans le cadre de l'approximation du centre de guidage, l'énergie cinétique totale de la particule est conservée :

$$W_{\perp} + W_{\parallel} = \text{constante}$$
 (2.185)

et seul peut varier le rapport  $W_{\parallel}/W_{\perp}$ , soit :

$$\mathrm{d}W_{\parallel} = -\mathrm{d}W_{\perp} \,. \tag{2.186}$$

En résumé, l'hypothèse d'écoulement adiabatique s'utilise dans des situations où les particules, par exemple, sont soumises à la propagation d'une onde sonore ou subissent un écoulement très rapide. Dans l'hypothèse d'un gaz parfait où  $p = nk_BT$ , la relation d'adiabaticité peut aussi s'écrire :

$$Tn^{1-\gamma} = \text{constante},$$
 (3.164)

confirmant ainsi que la température, comme n, dépend bien, dans ce cas, des coordonnées spatiales.

# 3.7. Modèle du plasma d'électrons de Lorentz

Ce modèle peut être vu comme une première application des équations hydrodynamiques et des méthodes de fermeture dans le cas d'un fluide d'électrons. Soit un plasma composé d'électrons, d'ions et d'atomes neutres. Considérons le cas où le degré d'ionisation est faible  $(n_e \ll n_0)$ : les interactions électron-électron, ion-ion, électron-ion peuvent être négligées devant les collisions électron-neutre, beaucoup plus nombreuses et donc prépondérantes en ce qui concerne les échanges de quantité de mouvement par collisions. De ce fait, les échanges énergétiques entre le fluide d'électrons et celui des ions (mais non l'interaction de charge d'espace) sont négligeables, entraînant  $T_i < T_e$ : nous pouvons donc considérer que nous avons affaire à un gaz d'électrons et à un gaz d'ions quasi indépendants l'un de l'autre.

Par ailleurs, puisque  $T_e > T_i$  (en fait, le plus souvent,  $T_e \gg T_i$ ) et que la masse des électrons est beaucoup plus faible que celle des ions et des neutres, nous pouvons considérer les ions et les neutres comme étant au repos relativement au mouvement des électrons. La situation se réduit finalement à ne considérer qu'un seul fluide, celui des électrons, qui se déplace au contact d'un fluide continu d'ions et d'atomes neutres au repos offrant une certaine viscosité au mouvement des électrons. Cependant l'interaction entre électrons et ions, en plus de la "viscosité" que nous venons d'évoquer, intervient dans l'équation décrivant le mouvement des électrons par le champ électrique de charge d'espace donné par l'équation de Poisson.

# ÉQUATION DU PLASMA D'ÉLECTRONS DE LORENTZ

En négligeant le terme convectif dans l'équation de Langevin (3.129) <sup>115</sup> et en notant de plus que  $v_e \gg v_i$ ,  $v_n$  pour ce qui est du terme collisionnel, cette équation se simplifie pour donner :

$$m_e \frac{\partial \boldsymbol{v}_e}{\partial t} = q_e [\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}_e \wedge \boldsymbol{B}] - \frac{1}{n_e} \boldsymbol{\nabla} p_e - m_e \boldsymbol{v}_e (\nu_{en} + \nu_{ei}), \qquad (3.165)$$

<sup>115</sup> Nous considérons que  $v < v_{th}$ .

# 3.9. Modes propres de diffusion et distribution spatiale de la densité des particules chargées

Le but ultime de la présente section est de montrer comment le mécanisme de diffusion des particules chargées vers les parois (où il y a recombinaison des ions avec les électrons) détermine  $n(\mathbf{r})$ , la distribution spatiale des particules chargées.

S'agissant manifestement d'un problème de transport de particules, notre équation de départ est l'équation de continuité, écrite cette fois avec un terme collisionnel  $\mathcal S$  non nul  $^{118}$ :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (nv) = \mathcal{S}, \qquad (3.212)$$

où  $\partial n/\partial t$  tient compte de la variation de la densité des particules en fonction du temps et  $\nabla \cdot (n\mathbf{v})$  représente la variation du flux de particules avec la position. Ce flux résulte de la diffusion et de la dérive des particules chargées. Le terme  $\mathcal{S}$  rend compte des variations de densité des particules à la suite de collisions en **volume**, principalement de type ionisation et recombinaison.

En l'absence de champ électrique (appliqué ou de charge d'espace) <sup>119</sup>, le flux particulaire s'écrit  $\Gamma \equiv n \boldsymbol{v} = -D \boldsymbol{\nabla} n$ . L'équation (3.212) à l'état stationnaire se ramène alors simplement à :

$$\nabla \cdot (-D\nabla n) = \mathcal{S}. \tag{3.213}$$

Si, maintenant, les pertes par diffusion sont plus importantes que celles dues à la recombinaison en volume, le terme d'interaction collisionnelle (voir section 1.8 et dans section 3.5, équation (3.92)) se réduit à l'ionisation en volume. Si, de plus, le coefficient D ne dépend pas de la position (hypothèse isotherme, section 3.6), nous aurons finalement la relation :

$$-D\nabla^2 n = \nu_i n \,, \tag{3.214}$$

où  $\nu_i$  est la fréquence moyenne d'ionisation (au sens hydrodynamique) du gaz considéré (section 1.8.3). Cette relation traduit le fait que les particules, créées en volume, sont évacuées vers les parois sous l'effet du gradient de leur densité. Nous pouvons récrire (3.214) sous la forme d'une équation aux valeurs propres :

$$\nabla^2 n = -\left(\frac{\nu_i}{D}\right) n. \tag{3.215}$$

Les résultats que nous allons maintenant obtenir sont d'une importance capitale dans l'établissement des conditions d'entretien d'une décharge, particulièrement en

<sup>118</sup> Le terme S résulte de l'intégration sur  $\mathbf{w}_{\alpha}$  de l'opérateur de collision S(f).

<sup>119</sup> En l'absence de couplage entre électrons et ions par le champ électrique  $E_D$  de charge d'espace, D est le coefficient de diffusion libre. En présence de couplage, le flux particulaire, qui comprend une contribution due à la dérive des particules chargées dans le champ E, prend une forme identique, mais la valeur du coefficient de diffusion s'en trouve modifiée (section 3.10).

Pour mieux faire ressortir la physique des décharges HF où le champ électrique appliqué varie de façon périodique en fonction du temps, nous considérerons également les décharges en courant continu (CC) dans lesquelles l'intensité du champ électrique est constante dans le temps. L'ensemble de ces décharges porte le nom de décharges électriques.

Par rapport aux décharges CC, les décharges HF présentent de nombreux avantages. Ainsi, pour un certain nombre d'entre elles, on profite de la transparence, aux ondes électromagnétiques (EM), des matériaux diélectriques formant l'enceinte de la décharge pour y faire pénétrer, de l'extérieur, le champ électrique assurant l'ionisation du gaz. Dans un tel cas, à la différence des décharges CC, il n'y a pas d'électrodes en contact avec le gaz : les électrodes constituent une source de contamination du gaz, de dépôts sur les parois du tube à décharge et, plus généralement, elles limitent la durée de vie du tube à décharge. Le dispositif servant à imposer le champ EM pour créer une décharge HF s'appelle un applicateur de champ HF. Un autre avantage des décharges HF, par rapport aux décharges CC, est lié à la possibilité d'agir sur les paramètres du plasma à partir de la fréquence du champ EM: varier la fréquence permet, dans certains cas, de modifier la fonction de distribution en énergie des électrons (FDEE), ce qui peut être utile pour optimiser la cinétique d'un procédé. Pour ce qui est du coût des équipements, les décharges CC sont, en général, les moins chères, quoique maintenant les générateurs micro-ondes de type magnétron à 2450 MHz <sup>139</sup> supportent bien la concurrence. De plus, l'avènement de transistors HF de puissance permet de réaliser des montages plus compacts, plus sécuritaires (pas de haute tension dans le circuit) et d'une plus grande fiabilité.

Nous avons développé, dans les chapitres précédents, les notions de base de la physique des plasmas en ayant notamment en vue leur application aux décharges HF. Dans ce qui suit, nous allons faire largement appel à ces notions pour décrire et modéliser de tels plasmas. Ce chapitre comprend trois parties décrivant successivement :

- 1. le transfert de puissance du champ électrique E à la décharge. À cette fin, nous utilisons comme grandeur caractéristique la puissance absorbée par électron,  $\theta$ , aussi bien pour le transfert collisionnel que non collisionnel (résonance cyclotronique électronique section 4.2);
- 2. l'influence de la fréquence du champ E sur les propriétés du plasma avec quelques exemples d'application de cet effet de fréquence (section 4.3). Cette étude s'applique principalement aux plasmas à basse pression;
- 3. les phénomènes de contraction et de filamentation propres aux plasmas à haute pression (section 4.4). Pour rendre compte de la contraction et de la filamentation, il nous faut considérer la cinétique ionisation-recombinaison des ions moléculaires.

<sup>139</sup> Un certain nombre de fréquences du spectre EM est réservé aux applications industrielles, médicales et scientifiques (fréquences ISM). À cet effet, la Terre est subdivisée en trois régions : région 1 (Europe, Afrique, Moyen-Orient, l'ancienne URSS et la Mongolie), région 2 (Amériques, Groenland), région 3 (Asie hors ex-URSS, Océanie). Sont autorisées dans les 3 régions : 13,56, 27,12 et 40,68 MHz ainsi que 2,45, 5,8 et 24,125 GHz. La fréquence de 433 MHz n'est autorisée que dans la région 1 et 915 MHz que dans la région 2.

Après une étape transitoire de croissance de la densité des particules chargées, l'état stationnaire est atteint. On observe alors, comme le montre la figure 4.2, différentes zones lumineuses et sombres le long du tube à décharge; l'intensité E varie maintenant axialement, à la différence de la situation avant allumage (en tirets sur la figure). Seule cependant la zone appelée colonne positive présente une neutralité macroscopique électron-ion, et constitue de ce fait un plasma.

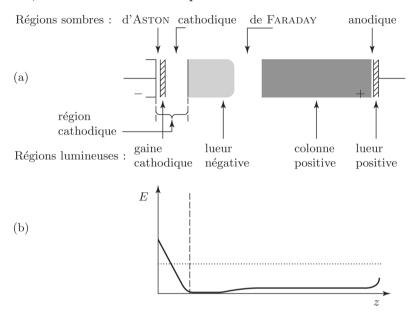


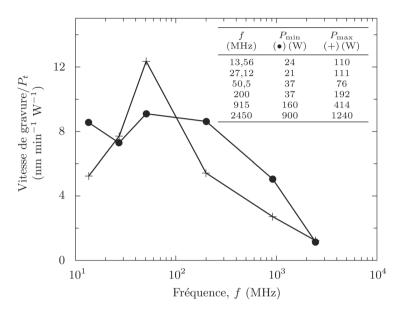
Figure 4.2 – (a) Représentation des différentes zones sombres et lumineuses d'une décharge en courant continu avec, en regard, (b) l'évolution qualitative de l'intensité du champ électrique E, à l'état stationnaire, le long de cette décharge. En pointillé : l'intensité du champ E avant allumage.

Pour caractériser le transfert de puissance du champ E au plasma de colonne positive par l'intermédiaire des électrons, nous allons établir le bilan de la puissance prise (en moyenne) au champ par un électron, dite puissance absorbée  $\theta_a$  (section 2.2.1), et de la puissance que celui-ci communique (en moyenne) aux particules lourdes à la suite de collisions, dite puissance perdue  $\theta_p$ .

La puissance  $\theta_p$  perdue par électron, en moyenne sur la FDEE, au profit du plasma à la suite des divers types de collision des électrons avec les particules lourdes peut s'écrire sous la forme [12] <sup>141</sup>:

$$\theta_p(\langle U_{eV} \rangle) = \frac{2m_e}{M} \langle \nu(U_{eV})U_{eV} \rangle + \sum_j \langle \nu_j(U_{eV}) \rangle V_j + \langle \nu_i(U_{eV}) \rangle V_i$$
 (4.1)

<sup>141</sup> La relation (4.1) peut s'obtenir à partir de l'équation de Boltzmann homogène en considérant la partie isotrope  $F_0(U)$  de la FDEE, équation que l'on multiplie par U et que l'on intègre sur toutes les valeurs de U. Complément sur F(U) dans l'annexe A17 (note en bas de page).



**Figure 4.17** – Vitesse de gravure d'un polyimide, normalisée à la puissance totale absorbée  $P_t$ , en fonction de la fréquence du champ HF, pour deux séries de valeur de  $P_t$  [30]. Décharge dans  $O_2$  avec ajout de 6 %  $CF_4$  (pression totale 200 mtorrs, débit de 100 cm<sup>3</sup> min<sup>-1</sup>, R = 26 mm).

L'obtention d'une vitesse de dépôt élevée est évidemment un objectif industriel. Dans le cas présent, l'optimisation ainsi réalisée permet également de réduire la densité de puissance en jeu, donc de diminuer la température du gaz de la décharge, ce qui en l'occurrence conduit à une meilleure qualité du dépôt [29].

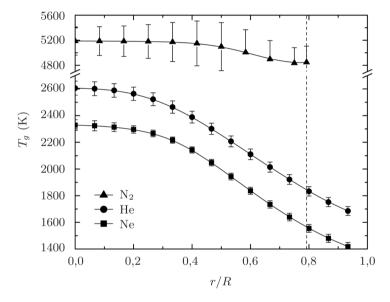
## Effet de la fréquence sur la vitesse de gravure

La figure 4.17 décrit la vitesse de gravure d'un polymère (polyimide) normalisée à la puissance totale absorbée  $P_t$  en fonction de la fréquence f du champ HF. La gravure a lieu sans polarisation intentionnelle du substrat (donc au potentiel flottant section 3.14) dans un plasma de  $O_2$ -CF<sub>4</sub> à 0,2 torr [30]. Contrairement aux cas précédents (figures 4.15 et 4.16), la vitesse de gravure ne passe pas d'un palier à un autre, mais par un maximum. Ceci suggère que des phénomènes concurrents interviennent simultanément, rendant l'interprétation plus complexe. Ces effets sont liés aux caractéristiques de la FDEE. Ainsi, lorsque f augmente :

- La FDEE devenant stationnaire, on obtient alors un maximum d'électrons dans la queue de la dite FDEE, entraînant par là-même une augmentation de la dissociation des molécules O<sub>2</sub>-CF<sub>4</sub>.
- 2. La FDEE  $(\nu/\omega)$  tend vers le cas MO ou celui d'une FDEE maxwellienne, donnant lieu à une diminution de  $\theta$  (figure 4.3) et à une augmentation corrélative de la densité du plasma.

### CHAUFFAGE INHOMOGÈNE DU GAZ

La figure 4.23 montre la variation radiale de  $T_g$  telle qu'obtenue expérimentalement par spectroscopie optique d'émission  $^{172}$  dans une décharge de néon, d'hélium et d'azote. Nous observons que le gradient de la température du gaz est relativement fort dans le néon (décharge contractée), alors que celui-ci est plutôt faible dans la décharge d'azote (non contractée). Toutefois, bien que la décharge d'hélium ne soit pas contractée (voir figure 4.18),  $T_g$  présente un fort gradient dans ce gaz. Pour comprendre l'influence du gradient de  $T_g$  sur la contraction, il nous faut examiner l'influence de la cinétique des ions moléculaires sur le bilan des espèces chargées. Ainsi, les résultats de la figure 4.23 montrent que le chauffage inhomogène du gaz constitue une condition nécessaire mais non suffisante pour observer la contraction.



**Figure 4.23** – Distribution radiale de la température  $T_g$  du gaz observée dans une décharge de néon, d'hélium et d'azote à 2450 MHz dans un tube de rayon R=3 mm [31].

<sup>172</sup> À partir d'une bande ro-vibrationnelle de la molécule OH (de la vapeur d'eau ayant été introduite, à l'état de traces, dans la décharge), on peut, à l'aide d'un diagramme de Boltzmann (annexe A3) des intensités des raies, déterminer une température dite de rotation  $(T_{\rm rot})$ . Dans une décharge à la pression atmosphérique de densité électronique suffisamment élevée, l'énergie ro-vibrationnelle de la molécule thermométrique (OH) est en équilibre avec l'énergie de translation du gaz plasmagène, d'où  $T_{\rm rot} = T_g$ .