



HAL
open science

**Une approche thermodynamique de l'interaction
métal-plasma, C.R. Acad. Sc., t. 292, II, 1981, p.
501-504.**

Roger Prud'Homme, Michel Dudeck

► **To cite this version:**

Roger Prud'Homme, Michel Dudeck. Une approche thermodynamique de l'interaction métal-plasma, C.R. Acad. Sc., t. 292, II, 1981, p. 501-504.. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences. Série 2, 1981. hal-02004785

HAL Id: hal-02004785

<https://hal.science/hal-02004785>

Submitted on 27 Apr 2020

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.

THERMODYNAMIQUE. — *Une approche thermodynamique de l'interaction métal-plasma.* Note (*) de **Roger Prud'homme** et **Michel Duleck**, présentée par **Lucien Malavard**.

L'équation caractéristique $I(\mathcal{V})$ d'un système métal-plasma est établie par une approche thermodynamique mettant en évidence les effets chimiques de surface et les processus irréversibles dans le cas d'un déséquilibre thermique.

The characteristic equation $I(\mathcal{V})$ of a metal-plasma system is established by a thermodynamic approach pointing out the surface chemical effects and the irreversible processes in the case of a thermal non-equilibrium.

Les effets de l'interaction entre un métal et un plasma apparaissent notamment dans la mesure de la température et de la densité électroniques avec une sonde de Langmuir. Cette sonde, constituée essentiellement d'un capteur métallique, est portée à un potentiel électrique donné différent de celui du gaz ionisé qui l'entoure. La courbe caractéristique utilisée représente les variations du courant électrique recueilli en fonction du potentiel appliqué à la sonde, mais l'interprétation des résultats peut être mise en cause par la présence d'effets électro-thermochimiques à l'interface.

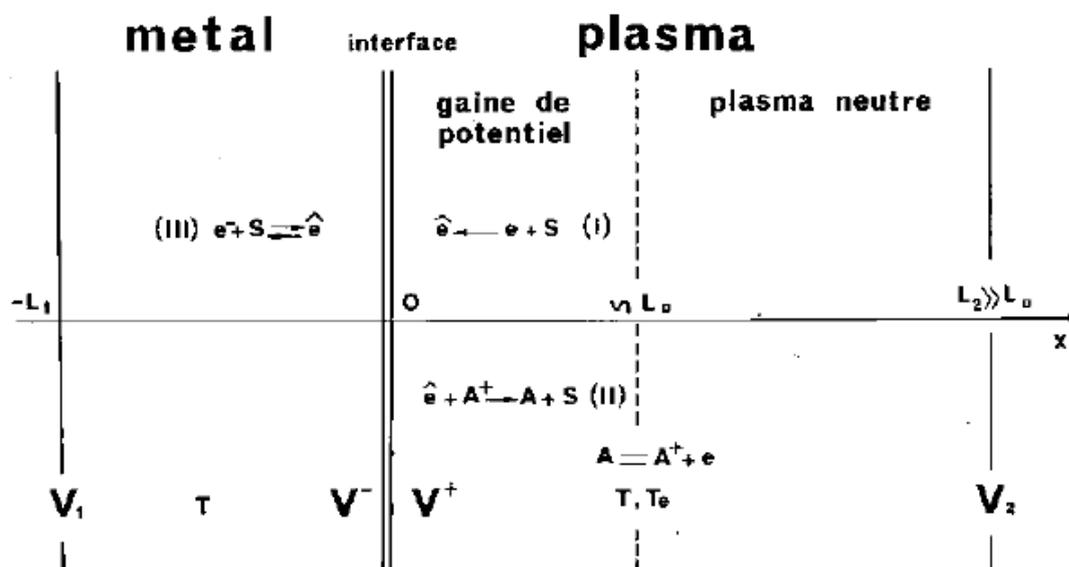


Fig. 1. — Schéma du milieu étudié.

L'interprétation classique des mesures effectuées [1] fait intervenir la théorie cinétique des gaz. Celle-ci permet de traiter aussi bien le plasma collisionnel que non collisionnel, mais elle ne reflète pas dans tous les cas la complexité des phénomènes interfaciaux.

Nous nous proposons de déterminer la caractéristique de sonde grâce à une approche thermodynamique qui, nous le verrons, mettra en évidence les effets des paramètres d'interface.

Parmi la grande variété de situations que nous permettent d'envisager les connaissances acquises dans le domaine de l'électrothermodynamique des milieux ionisés ([2], [3], [4]), nous nous limitons au cas où l'évolution est unidimensionnelle et stationnaire.

Précisons les hypothèses et les équations de base du problème pour les différentes zones indiquées sur la figure 1.

La phase métallique, de température T uniforme et de concentration électronique C_e^- (nombre de moles par unité de volume), est caractérisée par une loi d'Ohm classique (résistivité R).

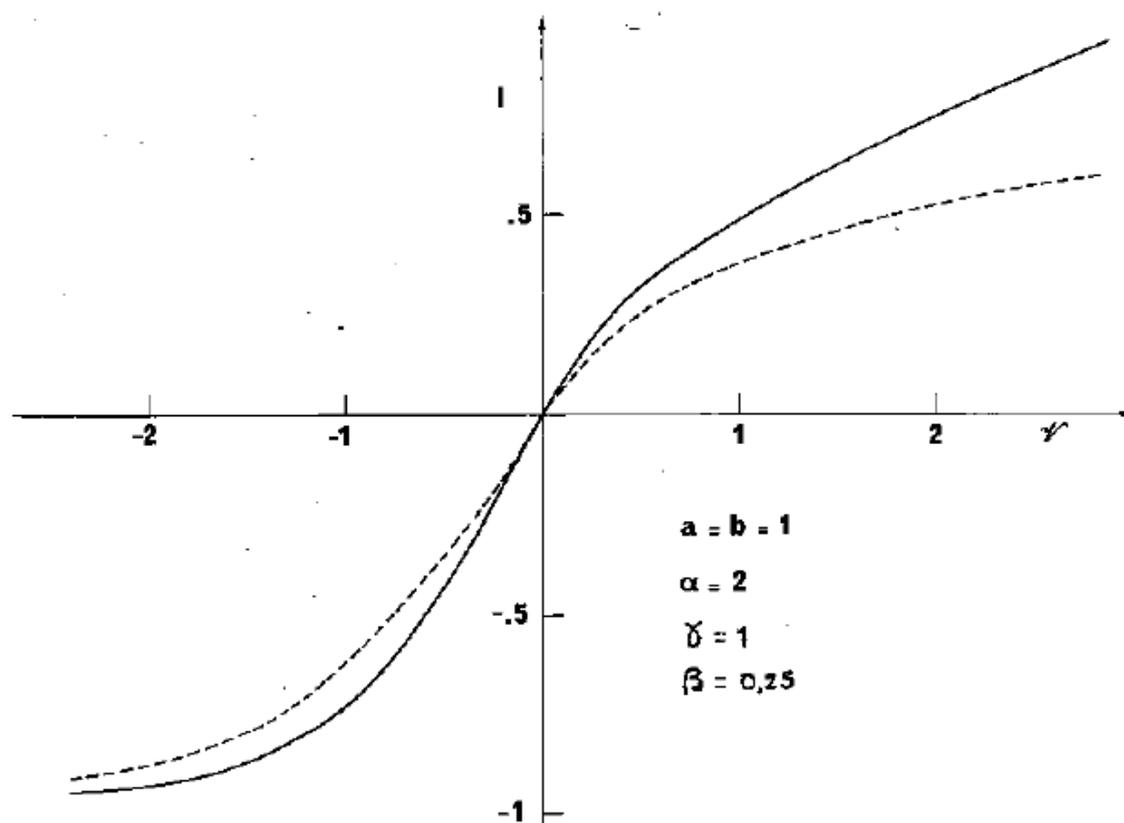


Fig. 2. — Courbes caractéristiques : $T_e/T=1$, —; $T_e/T=2$, - - - -.

À l'interface la concentration surfacique \hat{C}_i en sites actifs, exprimée en nombre de moles par unité de surface est supposée constante. En écrivant les lois de la cinétique chimique classique pour les réactions (I), (II) et (III), on obtient l'expression de la concentration de surface des électrons et une première expression de l'intensité I du courant électrique :

$$(1) \quad I = \mathcal{N} e \hat{C}_i \frac{k_d^{III} k_a^I C_e - k_a^{III} k_d^II C_e^- C_+}{k_a^I C_e + k_d^II C_+ + k_a^{III} C_e^- + k_d^{III}}$$

Les k_i désignant les vitesses spécifiques des réactions dans le sens a (adsorption) ou d (désorption), les C_j désignant les concentrations des espèces dans le plasma (moles/volume); \mathcal{N} , étant le nombre d'Avogadro; $(-e)$, la charge de l'électron.

Le plasma est supposé à l'équilibre chimique, collisionnel. Il est siège de phénomènes de diffusion caractérisables dans ce cas, par un seul coefficient phénoménologique R_e analogue à une résistivité. On suppose que la neutralité électrique n'est assurée que pour $x \rightarrow \infty$, partout ailleurs l'équation de Maxwell donnant la charge électrique du gaz et la loi de la diffusion permettent d'écrire la différence des concentrations entre les espèces chargées. On suppose, d'autre part que la température des espèces lourdes est uniforme et égale à T (température du métal), que celle des électrons T_e est également uniforme mais différente de T et que les échanges d'énergies sont figés entre les espèces lourdes et les électrons.

Dans le cas d'un faible taux d'ionisation X_e , l'ensemble des équations précédentes conduit, après une première intégration, à l'équation différentielle donnant la concentration des électrons en fonction de l'abscisse :

$$(2) \quad \frac{d \text{Log } X_e}{dx} = \mathcal{N} e \varepsilon \frac{\sqrt{2p}}{\mathcal{R} T} \sqrt{\left\{ X_e - X_{e\infty} + \frac{T}{T_e} X_{e\infty} \left[\left(\frac{X_{e\infty}}{X_e} \right)^{T_e/T} - 1 \right] \right\} \frac{T}{T_e}},$$

où $\varepsilon = -1$ si $X_e > X_{e\infty}$, $\varepsilon = +1$ si $X_e < X_{e\infty}$,

$X_j = C_j/C$ est la fraction molaire de l'espèce j ;

p est la pression supposée constante;

\mathcal{R} est la constante universelle des gaz.

L'analyse dimensionnelle de cette équation fait apparaître une longueur caractéristique de l'ordre de grandeur de la longueur de Debye :

$$(3) \quad L_D = \frac{1}{\mathcal{N} e} \sqrt{\frac{\mathcal{R} T_e}{C_{e\infty}}}$$

Cette longueur, qui caractérise l'épaisseur de la gaine de potentiel est celle dans laquelle les concentrations et la charge électrique varient sensiblement.

On connaît alors, en fonction de X_e , l'évolution du champ électrique dans le plasma.

De l'équation de Maxwell relative à la charge de surface, on tire alors une seconde expression du courant électrique :

$$(4) \quad I = -\varepsilon \frac{\beta}{\alpha} \sqrt{\tilde{X} - 1 + \frac{T}{T_e} (\tilde{X}^{-\alpha_e/T} - 1)} + \frac{1}{\alpha} \frac{k_a^I C_{e\infty} \tilde{X} + k_a^{III} C_e^-}{k_a^I C_{e\infty} \tilde{X} + k_a^{II} C_{e\infty} \tilde{X}^{-\alpha_e/T} + k_a^{III} C_e^- + k_d^{III}},$$

avec :

$$\alpha = \frac{R - R_e}{\mathcal{N} e \tilde{C}_e},$$

$$\beta = \frac{\sqrt{2p X_{e\infty}}}{\mathcal{N} e \tilde{C}_e},$$

$$\tilde{X} = X_{e0}/X_{e\infty}.$$

Nous supposons que les vitesses spécifiques des réactions I et II sont indépendantes de T_e , T_e et des potentiels, mais nous admettons que k_a^I en dépend. Pour obtenir l'expression de k_a^I , il suffit d'écrire que le numérateur de l'équation (1) s'annule lorsque les potentiels électrochimiques des électrons sont égaux de part et d'autre de l'interface en $x=0$. Cela suppose l'absence de couplage entre les effets thermiques et chimiques à ce niveau.

Le résultat final s'exprime sous forme de deux équations paramétriques en \tilde{X} donnant l'intensité I et le potentiel réduit :

$$(5) \quad \gamma = \frac{\mathcal{N} e}{\mathcal{R} T} (V_1 - V_2 - \bar{R}I - \Delta V_p),$$

où ΔV_p est une constante calculable à partir des potentiels thermodynamiques standards molaires des électrons, $\bar{R} = R L_1 + R_e L_2$ est la résistance totale du système.

Sous forme implicite, ces équations s'écrivent :

$$(6) \quad \gamma I = \frac{a(e^{1+(T/T_e)} - 1)}{ae^{1+(T/T_e)} + b + c\bar{X}^{T/T}}$$

$$(7) \quad \alpha I = -\varepsilon\beta \sqrt{\bar{X} - 1 + \frac{T}{T_e}(\bar{X}^{-(T_e/T)} - 1)} + \frac{ae^{1+(T/T_e)} + \bar{X}^{T/T}}{ae^{1+(T/T_e)} + b + c\bar{X}^{T/T}}$$

Les coefficients non encore définis sont :

$$a = \frac{k_d^{II}}{k_d^{III}} C_{e\infty}, \quad b = \frac{k_d^{II}}{k_a^{III}} \frac{C_{e\infty}}{C_e}, \quad c = 1 + \frac{k_d^{II}}{k_a^{III} C_e} = 1 + \frac{b}{a},$$

$$\gamma = \frac{1}{\mathcal{N} e k_d^{III} \hat{C}_t}$$

Lorsque $T = T_e$, le système se simplifie; en particulier on peut intégrer complètement l'équation de l'équilibre chimique.

L'allure générale de la courbe caractéristique $I(\mathcal{V})$ (fig. 2) n'est pas affectée par le signe de α et l'on peut parfaitement envisager $\alpha < 0$. La détermination des coefficients choisis ici arbitrairement en l'absence de données nécessiterait une étude complémentaire.

L'influence du déséquilibre thermique se manifeste par la présence du rapport T_e/T dans les équations paramétriques (6) et (7) et l'étude numérique a été limitée à cette seule influence en supposant $a, b, \alpha, \beta, \gamma$, invariables. Cependant, l'étude peut être aisément complétée en tenant compte de l'influence de T_e sur $C_{e\infty}$ et sur \hat{C}_t , en particulier. L'hypothèse de non couplage entre flux électronique et flux thermique à l'interface peut également être levée. Enfin, une cinétique chimique plus complexe est envisageable ainsi que le cas d'un conducteur non isotherme.

(*) Remise le 17 novembre 1980, acceptée le 19 janvier 1981.

[1] H. M. MOTT-SMITH et I. LANGMUIR, *Phys. Rev.*, 28, 1926, p. 727.

[2] S. R. DE GROOT et P. MAZUR, *Non-Equilibrium Thermodynamics*, North-Holland, Publishing Company, Amsterdam, 1969.

[3] R. PRUD'HOMME et M. DUDECK, *Effets thermiques et électriques couplés dans un milieu comportant une interface*, Rapport du laboratoire d'Aérothermique du C.N.R.S. n° 79-3, Meudon.

[4] R. PRUD'HOMME et B. ROWE, *Acta Astronautica*, 6, 1979, p. 491-498.

Laboratoire d'Aérothermique du C.N.R.S., 4 ter, route des Gardes, 92190 Meudon.