



HAL
open science

ETUDE THERMODYNAMIQUE DES PHENOMENES DE TRANSFERT ENTRE UNE PAROI ET UN COURANT DE PLASMA

Bertrand Rowe, Gérard Lassau

► **To cite this version:**

Bertrand Rowe, Gérard Lassau. ETUDE THERMODYNAMIQUE DES PHENOMENES DE TRANSFERT ENTRE UNE PAROI ET UN COURANT DE PLASMA. Journal de Physique Colloques, 1971, 32 (C5), pp.C5b-64-C5b-65. 10.1051/jphyscol:1971577 . jpa-00214796

HAL Id: jpa-00214796

<https://hal.science/jpa-00214796v1>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

ETUDE THERMODYNAMIQUE DES PHENOMENES DE TRANSFERT ENTRE UNE PAROI ET UN COURANT DE PLASMA

Bertrand Rowe et Gérard Lassau

Laboratoire d'Aérodynamique du C.N.R.S, 4ter, route des Gardes, 92-Meudon

A partir de la thermodynamique des phénomènes irréversibles nous avons cherché à quelles forces généralisées sont liés les flux émis ou recueillis par une électrode plongée dans un plasma, en particulier dans le cas où il y a une discontinuité de température à la paroi de l'électrode.

On the basis of the theory of irreversible phenomena we studied the generalized forces related to the flux emitted of or absorbed by an electrode placed in a plasma. The study is made in particular for the case when there exists a temperature discontinuity at the electrode surface.

Nous considérons que le plasma est formé d'un mélange parfait d'électrons, d'ions et de neutres de température T_1 , de pressions partielles respectivement p_{e1} , p_{i1} , p_{n1} . On sait alors calculer toutes leurs fonctions thermodynamiques. Ce mélange forme une phase (phase 1). Nous considérons que la paroi métallique à la température $T_2 \neq T_1$ constitue pour les électrons une phase où ils sont soumis à la statistique de Fermi-Dirac. On sait alors calculer toutes les fonctions thermodynamiques des électrons dans la phase 2. Nous supposons que le potentiel électrique externe de la phase 1 est Ω_1 différent de celui de la phase 2 Ω_2 . Pour en tenir compte, on ajoute un terme au potentiel chimique μ des espèces chargées [2]. Nous supposons un problème unidimensionnel avec une électrode plane de surface infinie et des conditions uniformes de part et d'autre de l'interface. La phase 1 reçoit de l'interface ou émet vers l'interface pendant le temps dt et par une aire unité une masse électronique totale dn_{e1} , une masse ionique totale dn_{i1} , et une masse de neutre totale dn_{n1} . Par convention dn est comptée positivement dans le cas où elle est reçue négativement dans l'autre cas. La masse dn_{e1} peut se décomposer en deux parties :

$$(1) \quad dn_{e1} = d_i n_{e1} + d_e n_{e1} .$$

La phase 2 reçoit de l'interface une masse dn_{e2} pendant le temps dt par aire unité (même convention de signe que pour la phase 1). dn_{e2} peut se décomposer en deux parties :

$$(2) \quad dn_{e2} = d_i n_{e2} + d_e n_{e2} ,$$

on pose :

$$(3) \quad d_i n_e = d_i n_{e1} + d_i n_{e2} ,$$

$d_i n_e$ est la masse d'électrons qui réagit avec les ions de masse dn_{i1} . De plus, la phase 1 reçoit de l'interface pendant le temps dt et par une aire unité une quantité d'énergie $(d_i \Phi)_1$ et réciproquement la phase 2 reçoit de l'interface $(d_i \Phi)_2$.

On considère les sous-systèmes suivants : le sous-système constitué par les électrons de la phase 1

(respectivement les ions de la phase 1, les neutres de la phase 1 et les électrons de la phase 2) compris dans un domaine \mathcal{D}_{e1} (respectivement $\mathcal{D}_{i1}, \mathcal{D}_{n1}, \mathcal{D}_{e2}$) cylindrique d'axe perpendiculaire à l'interface, ayant une intersection d'aire unité avec l'interface. \mathcal{D}_{e1} (respectivement $\mathcal{D}_{i1}, \mathcal{D}_{n1}, \mathcal{D}_{e2}$) est limitée d'une part par l'interface, d'autre part par une surface se déplaçant de telle façon que le flux de masse électronique (respectivement ionique, de neutres, électronique) à travers elle soit nul. On considère le système global fermé constitué par la réunion de ces sous-systèmes. Ce système global étant fermé, on peut lui appliquer le résultat de Prigogine [2] (en remarquant que $dp_1 = dp_2 = 0$) qui nous donne :

$$(4) \quad (d_i \Phi)_1 = - (d_i \Phi)_2 .$$

Compte-tenu d'autre part des équations de conservation de la masse :

$$(5) \quad dn_{e2} + dn_{e1} = d_i n_e ,$$

$$(6) \quad \frac{d_i n_e}{M_e} = \frac{dn_{i1}}{M_i} = - \frac{dn_{n1}}{M_n} = d\bar{\xi} ,$$

$d\bar{\xi}$ est le degré d'avancement surfacique de la réaction d'ionisation. On peut alors écrire sans difficulté l'expression de la production d'entropie due à l'ensemble de ces flux ($\tilde{\mu}$ est le potentiel électrochimique ; M est la masse molaire) :

$$(7) \quad \frac{d_i S}{dt} = \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \left(\frac{d_i \Phi}{dt} \right) + \left(\frac{\tilde{\mu}_{e1}}{T_1} - \frac{\tilde{\mu}_{e2}}{T_2} \right) \frac{dn_{e2}}{dt} + \frac{A}{T_1} \frac{d\bar{\xi}}{dt} ,$$

avec :

$$(8) \quad A = \mu_{n1} M_n - \tilde{\mu}_{e1} M_e - \tilde{\mu}_{i1} M_i .$$

Soit compte-tenu de la forme de $\tilde{\mu}$

$$(9) \quad A = \mu_{n1} M_n - \mu_{e1} M_e - \mu_{i1} M_i .$$

Les relations de Onsager nous donnent alors :

$$(10) \quad \frac{dn_{e2}}{dt} = k_{11} \left(\frac{\tilde{\mu}_{e1}}{T_1} - \frac{\tilde{\mu}_{e2}}{T_2} \right) + k_{12} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) + k_{13} A ,$$

$$\left(\frac{d_i \Phi}{dt} \right)_1 = k_{21} \left(\frac{\tilde{\mu}_{e1}}{T_1} - \frac{\tilde{\mu}_{e2}}{T_2} \right) + k_{22} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) + k_{23} A ,$$

$$\frac{d\bar{\xi}}{dt} = k_{31} \left(\frac{\tilde{\mu}_{e1}}{T_1} - \frac{\tilde{\mu}_{e2}}{T_2} \right) + k_{32} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) + k_{33} A,$$

$$k_{13} = k_{23} = k_{32} = k_{31} = 0.$$

On en déduit les conditions d'équilibre :

$$(11) \quad A = 0, \quad T_1 = T_2, \quad \tilde{\mu}_{e1} = \tilde{\mu}_{e2}.$$

Si on suppose de plus la condition de neutralité du plasma $p_e = p_i$ vérifiée l'équilibre obtenu lorsque les deux phases sont à la température T_2 , la phase 2 étant toujours au potentiel Ω_2 correspondra aux valeurs de p_{e1} et Ω_1 définies par :

$$(12) \quad \begin{cases} A(p_{e1}^{eq}, T_2) = 0, \\ \tilde{\mu}_{e1}(p_{e1}^{eq}, \Omega_1^{eq}, T_2) = \tilde{\mu}_{e2}(T_2, \Omega_2). \end{cases}$$

En général ces conditions ne peuvent être remplies que pour $\Omega_1 \neq \Omega_2$. On retrouve ici par une méthode purement thermodynamique le fait bien connu que lorsqu'une paroi métallique isolée est plongée dans un plasma, elle se met à un potentiel différent du potentiel du plasma.

Nous allons maintenant préciser par des méthodes statistiques la forme de dn_{e1}/dt dans un cas particulier. Nous ferons une première hypothèse d'équilibre partiel $\xi = \xi^{eq}$. De plus, pour un plasma et une électrode de type donné il est facile de voir que pour de faibles écarts à l'équilibre $\Omega_1 - \Omega_2$ et $\Omega_1^{eq} - \Omega_2$ sont en général de même signe. Considérons le cas où $\Omega_1^{eq} - \Omega_2$ est positif. Comme $\xi = \xi^{eq}$ on fera de plus l'hypothèse classique qui consiste à admettre que le flux d'électrons reçu par la phase 1 est égal au flux qu'émet la phase 1 vers la phase 2 à l'équilibre. La statistique nous donne alors pour valeur de dn_{e1}/dt :

$$(16) \quad \frac{dn_{e1}}{dt} = -p_{e1} m_e^{1/2} (2\pi kT_1)^{-1/2} \exp[-e(\Omega_1 - \Omega_2)/(kT_1)] + p_{e2}^{eq} m_e^{1/2} (2\pi kT_2)^{-1/2} \exp[-e(\Omega_1^{eq} - \Omega_2)/(kT_2)],$$

k est la constante de Boltzmann, m_e la masse de l'électron. On remarquera qu'au voisinage de l'équilibre (16) et (10) peuvent se développer sous la même forme. Si $\Omega_1 - \Omega_2 \gg kT$ on obtient

$$(17) \quad \frac{dn_{e1}}{dt} = \frac{p_{e1}^{eq}}{p_{e1}^{eq}} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi kT_2}} \exp\left(-\frac{e(\Omega_1^{eq} - \Omega_2)}{kT_2}\right).$$

En exprimant Ω_1^{eq} et p_{e1}^{eq} à partir de (12) on obtiendra :

$$(18) \quad \frac{dn_{e1}}{dt} = C T^2 \exp\left(\frac{e \mu_2^0}{kT}\right), \quad \mu_2^0 < 0,$$

μ_2^0 est la valeur de μ_2 calculée en prenant comme niveau zéro d'énergie celui des électrons de plus basses énergies dans la phase 1.

$$C = 6,75 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m}^2 (\text{°K})^2.$$

On retrouve donc ainsi la formule de Dushman sur l'émission thermoionique.

Critique et conclusion

Cette étude est évidemment limitée en toute rigueur aux phénomènes de proche équilibre et à certaines classes de plasma ; mais elle donne le moyen de déterminer rapidement le domaine de validité de certaines hypothèses que l'on peut faire dans des études statistiques plus poussées ; en particulier de préciser le domaine dans lequel la nature de la paroi de l'électrode influe sur les caractéristiques thermodynamiques d'un écoulement de plasma. En fait, pour traiter complètement ce type de problème, il conviendrait d'écrire les équations de bilan du système formant l'interface compte-tenu de flux tangents, puis d'exprimer la production d'entropie, et enfin fermer le système d'équations obtenu. On disposerait alors d'une description mieux adaptée des conditions aux limites pour les problèmes d'écoulement de plasma en régime continu, avec ou sans glissement.

BIBLIOGRAPHIE

[1] : J. Kestin, Introduction thermodynamique aux phénomènes irréversibles. Rapport n° 66-7 du Lab. d'Aérodynamique du CNRS
 [2] : I. Prigogine, Introduction à la thermodynamique des processus irréversibles, Dunod, Paris, 1968
 [3] : Y. Rocard, Thermodynamique, Masson et Cie, Editeurs

[4] : De Groot et Mazur, Non-equilibrium thermodynamics ; North-Holland Pub. Company.
 [5] : D. Maugis, Etude thermodynamique de la jonction métal-plasma thermique. Etude de l'ionisation de surface. Thèse, 21 déc. 1967, Orsay.