



**HAL**  
open science

# ÉMISSIVITÉ ET COEFFICIENT D'ABSORPTION D'UN PLASMA HOMOGENÈME HORS D'ÉQUILIBRE

N. Bel, Anne Mangeney

► **To cite this version:**

N. Bel, Anne Mangeney. ÉMISSIVITÉ ET COEFFICIENT D'ABSORPTION D'UN PLASMA HOMOGENÈME HORS D'ÉQUILIBRE. Journal de Physique Colloques, 1968, 29 (C3), pp.C3-152-C3-154. 10.1051/jphyscol:1968335 . jpa-00213573

**HAL Id: jpa-00213573**

**<https://hal.science/jpa-00213573v1>**

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.

## ÉMISSIVITÉ ET COEFFICIENT D'ABSORPTION D'UN PLASMA HOMOGÈNE HORS D'ÉQUILIBRE

N. BEL

Institut d'Astrophysique de Paris

A. MANGENEY

Observatoire de Paris-Meudon

**Résumé.** — En utilisant une description statistique pour un ensemble de particules en interaction avec un champ de rayonnement, on montre que, pour des temps longs devant la durée d'une oscillation de plasma, le coefficient d'émission d'un plasma hors d'équilibre peut être relié au tenseur des fluctuations des micro-courants, tandis que le coefficient d'absorption est relié au tenseur de conductivité.

Ces relations sont générales et valables à tous les ordres en le paramètre de couplage.

**Abstract.** — Starting from a perturbation approach to the Liouville equation for particles interacting with an electromagnetic field, we establish the general expressions for the emissivity and absorption coefficient. These expressions, which are valid to all orders in the electromagnetic charge, relate the emissivity and absorption coefficient with the micro-current correlation tensor and the conductivity tensor.

En supposant le plasma homogène et isotrope, et en nous limitant à une étude valable pour des intervalles de temps « longs », c'est-à-dire à des intervalles de temps grands durant la période d'une oscillation de plasma, nous avons calculé l'émissivité et le coefficient d'absorption d'un plasma hors d'équilibre.

Les calculs ont été effectués dans la jauge de Coulomb pour laquelle les degrés de liberté sont ceux des particules et du champ électromagnétique transverse seulement.

Nous avons trouvé pour le coefficient d'absorption une généralisation de la relation :

$$b_\lambda = 4 \pi \sigma_\lambda \quad (1)$$

(où  $b_\lambda$  est le coefficient d'absorption et  $\sigma_\lambda$  la conductivité électrique); cette relation a été justifiée par Sergysels [4] au moyen d'une analyse microscopique. L'émissivité s'exprime en fonction du tenseur d'auto-corrélation de la densité de courant et du tenseur de conductivité. Nous avons ainsi mis en évidence, pour un plasma hors d'équilibre, les relations existant entre les paramètres radiatifs et les quantités microscopiques du plasma.

Nous avons utilisé les définitions et les notations de la référence [1]. A l'ensemble champ de rayonnement-

particules est associé un ensemble statistique dont la densité de répartition dans l'espace des phases est une fonction  $D(\{\mathbf{r}_j, \mathbf{p}_j\}; \{\xi_\lambda, \eta_\lambda\}; t)$ ,  $\mathbf{r}_j$  et  $\mathbf{p}_j$  désignant respectivement la position et l'impulsion de la particule  $j$ ,  $\xi_\lambda$  et  $\eta_\lambda$  étant les variables canoniques associées aux oscillateurs qui représentent le champ électromagnétique. L'évolution du système est alors décrite par une équation de Liouville. La méthode utilisée pour sa résolution approchée est la méthode développée par Prigogine, qui consiste à projeter la solution de l'équation de Liouville sur une base de fonctions propres de l'opérateur de Liouville « non perturbé » (c.-à-d. l'opérateur de Liouville correspondant au cas où il n'y a pas d'interaction entre champ et particules). De l'équation d'évolution de

$$D_0(t) = \int \cdots \int \prod_{j=1}^N dr_j \prod_{\lambda} d\xi_\lambda D$$

ainsi obtenue, il est facile de déduire une équation de transport de la densité d'énergie moyenne du champ électromagnétique :

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle u_\lambda \rangle = - \frac{v_\lambda^3}{16 \pi^4 c^3} \int_0^\infty d\eta_\lambda \eta_\lambda \text{Osc}(\eta_\lambda) \rho_0(\eta_\lambda) \quad (2)$$

où  $\rho_0(\eta_\lambda)$  et  $g(\mathbf{p}_j)$  sont respectivement les fonctions de distribution de l'oscillateur  $\lambda$  et de la particule  $j$  et

$$\begin{aligned} \text{Osc}(\eta_\lambda) &= \lim_{z \rightarrow +i_0} \int \prod_{j=1}^N dp_j \prod_{\alpha \neq \lambda} d\eta_\alpha i \times \\ &\times \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{\substack{|\psi_n \rangle \neq 0, \dots, |\psi_2 \rangle \neq 0 \\ \psi_n, \dots, \psi_2}} (-1)^n \langle 0 | \delta \mathcal{H} | \psi_n \rangle \\ &\times \frac{1}{E(\psi_n) - z} \cdots \frac{1}{E(\psi_2) - z} \times \\ &\times \langle \psi_2 | \delta \mathcal{H} | 0 \rangle g(\mathbf{p}_j; t) \rho_0(\eta_\alpha; t). \quad (3) \end{aligned}$$

L'équation (2) peut se mettre sous la forme (1)

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle u_\lambda \rangle = a_\lambda - b_\lambda \langle u_\lambda \rangle \quad (4)$$

où  $a_\lambda$  et  $b_\lambda$  sont respectivement l'émissivité et le coefficient d'absorption pour un rayonnement de fréquence  $\nu_\lambda$ ; cette équation permet, après avoir sélectionné le seul type de diagrammes ayant une contribution non nulle à l'opérateur  $\text{Osc}(\eta_\lambda)$ , de calculer  $a_\lambda$  et  $b_\lambda$ ; il vient :

$$\begin{aligned} a_\lambda &= \sum_{\varepsilon = \pm 1} (-i) \frac{2\pi}{c^3} \nu_\lambda^2 \int d\omega \frac{\bar{J}_{\lambda\lambda}(-\varepsilon \mathbf{K}_\lambda, -\omega; t)}{\varepsilon \nu_\lambda - \omega} \times \\ &\times \frac{\nu_\lambda^2 - \omega^2}{\nu_\lambda^2 - \omega^2 + 4\pi i [\omega \sigma_1(\varepsilon \mathbf{K}_\lambda, \omega; t) + \nu_\lambda \sigma_{II}]} \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_\lambda &= 2\pi i \sum_{\varepsilon, \bar{\varepsilon} = \pm 1} \int d\omega \frac{\bar{\sigma}_{\lambda\lambda}^{\varepsilon, \bar{\varepsilon}}(-\varepsilon \mathbf{K}_\lambda, -\omega; t)}{\varepsilon \nu_\lambda - \omega} \times \\ &\times \left\{ 1 - \frac{2\pi i \bar{\sigma}_{\lambda\lambda}^{\varepsilon, \bar{\varepsilon}}(\varepsilon \mathbf{K}_\lambda, \omega; t)}{\bar{\varepsilon} \nu_\lambda - \omega} \right. \\ &\times \left. \frac{\nu_\lambda^2 - \omega^2}{\nu_\lambda^2 - \omega^2 + 4\pi i [\omega \sigma_1(\varepsilon \mathbf{K}_\lambda, \omega; t) + \nu_\lambda \sigma_{II}]} \right\} \quad (6) \end{aligned}$$

où l'on doit considérer que  $\omega$  a une petite partie imaginaire que l'on a fait tendre vers zéro.

Nous avons utilisé les définitions suivantes pour les « transformées de Laplace » du tenseur d'auto-corrélation de la densité de courant et du tenseur de conductivité :

$$\bar{J}_{\alpha\beta}(\mathbf{K}, z, t) = \frac{i}{V^2} \sum_{i,j} e_i e_j \int \int \{ dp_j d\eta_\lambda \} v_{j\alpha} \times$$

$$\times \langle \mathbf{K} | R(z) | \mathbf{K}, \psi \rangle v_{i\beta} \left( \frac{8\pi^3}{V} \right)^{|\psi|-1} D_\psi(\rho_j, \eta_\lambda, t) \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{\alpha\beta}^{\varepsilon}(\mathbf{K}, z; t) &= \frac{i}{V \nu_\lambda} \sum_{i,j} e_i e_j \sum_{\varphi} \sum_{\lambda} \delta(\mathbf{K} - \varepsilon \mathbf{K}_\lambda) \times \\ &\times \int \int \{ dp_j d\eta_\lambda \} v_{j\alpha} \langle \mathbf{K} | R(z) | \varphi \rangle \\ &\times [(\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}_i - |\nu_\lambda|) \delta_{\beta\gamma} - v_{i\beta} \mathbf{K}_\gamma] \\ &\times \frac{\partial}{\partial p_{i\gamma}} D_\varphi(t) \left( \frac{8\pi^3}{V} \right)^{|\varphi|}. \end{aligned}$$

avec  $\bar{\sigma}_{\alpha\beta}^{\varepsilon} = \bar{\sigma}_{\alpha\beta I} + \varepsilon \bar{\sigma}_{\alpha\beta II}$  où  $\sigma_I$  et  $\sigma_{II}$  sont indépendants de  $\varepsilon$ . On voit sur les expressions (5) et (6) que les ondes qui apportent une contribution à  $a_\lambda$  et  $b_\lambda$  sont celles qui obéissent à l'équation de dispersion du plasma.

Il est aisé de vérifier qu'à l'équilibre, le rapport  $a_\lambda/b_\lambda$  tiré des expressions ci-dessus est bien égal à la valeur donnée par la loi de Kirchhoff [3].

Nous voudrions souligner pour terminer une différence fondamentale entre notre traitement et celui utilisé par d'autres auteurs [5, 6, 7] pour étudier les propriétés émissives d'un plasma.

Ces auteurs traitent en effet l'interaction entre les particules chargées et le champ électromagnétique en considérant celui-ci comme formé d'une superposition d'ondes propres du plasma (c.-à-d. satisfaisant à la relation de dispersion). Ceci les conduit donc à faire l'hypothèse que ces ondes sont faiblement amorties; sinon il est en effet impossible d'assigner à un mode donné une densité d'énergie moyenne.

Dans le présent travail, il n'a été besoin d'aucune hypothèse de ce genre, les oscillations que nous considérons étant en fait des quantités géométriques. Le fait que les modes propres apparaissent par l'intermédiaire de la relation de dispersion dans nos expressions pour  $a_\lambda$  et  $b_\lambda$  peut être relié au théorème d'extinction qui régit la propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma. En effet l'onde émise est une onde « de vide », c'est-à-dire satisfaisant à la relation de dispersion  $\nu_\lambda = c |\mathbf{K}_\lambda|$ . Les électrons se mouvant dans le champ de cette onde émettent des champs électromagnétiques dont la superposition détruit l'onde initiale et crée une nouvelle onde satisfaisant à la relation de dispersion.

Les auteurs remercient le professeur Balescu auquel ils doivent de fructueuses discussions.

## Références

- [1] MANGENEY (A.), Thèse de doctorat, *Ann. Physique*, 1965, **10**, 191.  
 [2] PRIGOGINE (I.), Non-equilibrium statistical Mechanics, *Interscience*, 1962.  
 [3] SHAFRANOV (V. D.), Problème de théorie des plasmas, Moscou, 1963.  
 [4] SERGYSELS (R.), Mémoire de Licence. Université de Bruxelles, 1964.  
 [5] DUPREE (T. H.), *Phys. Fluids*, 1964, **7**, 923.  
 [6] LIEMOHN, Radiation from electrons in a magneto-plasma, *Radio Science*, 1965, **69 D**, n° 5.  
 [7] PAKLOMOV et STEPANOV, Radiation of an electron moving in a helical path in a magnetoactive plasma III, *Sov. Phys. Techn. Phys.*, 1963, **8**, 325-329.

**ABSORPTION NÉGATIVE  
 DU RAYONNEMENT CYCLOTRON ET GYROMAGNÉTIQUE  
 DANS UN PLASMA NON COLLECTIF**

par J. HEYVAERTS

Institut d'Astrophysique de Paris

**Résumé.** — On donne une expression analytique du coefficient d'absorption d'un plasma hors d'équilibre ; on ne tient pas compte des collisions ni des effets collectifs. On discute les possibilités d'amplification et on donne une interprétation physique des résultats.

**Abstract.** — An analytical expression for the absorption coefficient of a non-equilibrium plasma is given ; collisions and collective effects are not taken into account. The amplification possibilities are discussed and a physical interpretation of the results is presented.

Dans le travail présenté ici, nous avons calculé une expression analytique du coefficient d'absorption pour un plasma hors d'équilibre plongé dans un champ magnétique uniforme et constant  $\mathbf{B}$ . La méthode utilisée ici est présentée dans la thèse de A. Mangeney, qui s'est lui-même inspiré des travaux de Prigogine et Balescu. A l'approximation la plus basse en  $e^2$ , on obtient l'expression suivante pour le coefficient d'absorption :

$$b_\lambda = \sum_{j=1}^N \frac{4\pi^2 e_j^2}{V\gamma_\lambda} \sum_{s=1}^{\infty} \iint 2\pi p_{j\perp} dp_{j\perp} dp_{j\parallel} \times \\ \times \mathfrak{D}_\lambda g(p_{j\perp} p_{j\parallel}) \delta(s\Omega_j^* - \varepsilon_j(\gamma_\lambda - K_\lambda^\parallel v_j^\parallel)) |P_{\lambda j}^s|^2 \quad (1)$$

$2\pi p_{j\perp} g$  est la fonction de distribution des impulsions orthogonales et parallèles des électrons,  $|P_{\lambda j}^s|^2$  est

un noyau dont l'expression explicite est, dans la polarisation perpendiculaire à  $\mathbf{B}$  :

$$|P_{\lambda j}^s|^2 = v_{j\perp}^2 J_s'^2 \left( \frac{v_{j\perp}}{c} \frac{\gamma_\lambda}{|\Omega_j^*|} \sin \theta_\lambda \right)$$

et dans la polarisation perpendiculaire à la précédente :

$$|P_{\lambda j}^s|^2 = c^2 \left( \frac{s\Omega_j^*}{\gamma_\lambda} \cotg \theta_\lambda + \frac{v_{j\parallel}}{c} \sin \theta_\lambda \right)^2 \times \\ \times J_s^2 \left( \frac{v_{j\perp}}{c} \frac{\gamma_\lambda}{|\Omega_j^*|} \sin \theta_\lambda \right)$$

$\Omega_j^*$  désigne la fréquence gyromagnétique (relativiste), et  $J_s$  est une fonction de Bessel.