CONTRIBUTION DE L'ION N^- A L'ÉMISSION CONTINUE D'UN PLASMA D'AZOTE A 4 955 Å

P. FAUCHAIS, J.-M. BARONNET, S. BAYARD et F. ANDRES (*)

Laboratoire de Thermodynamique, U. E. R. des Sciences, 123, rue Albert-Thomas, 87100 Limoges, France

Résumé. — Dans un plasma d'azote à la pression atmosphérique l'intensité du fond continu, mesurée dans le visible, est supérieure à la somme des contributions que l'on peut évaluer pour le bremsstrahlung et les recombinaisons électrons-ions. Les mesures que nous avons effectuées à 4 955 Å, région où le fond continu est particulièrement bien défini (absence de spectres moléculaires ou atomiques), semblent montrer qu'entre 8 000 et 14 000 K la prise en compte de la contribution de l'ion N^- permet, dans l'hypothèse de l'ETL, de déduire de l'enregistrement du fond continu des températures comparables à celles obtenues à partir des spectres atomiques et moléculaires.

Abstract. — In a nitrogen plasma at atmospheric pressure the continuum radiation measured in the visible is higher than the contributions from positive ions. The measurements we have done at 4 955 Å, region where the continuum is perfectly well defined (no atomic or molecular spectra in the neighbourhood), seems to show that between 8 000 and 14 000 K we have to consider the contribution of negative ion N^- which permits, in the LTE, to deduce, from the continuum measurements, temperatures similar to those we get from atomic and molecular spectra.

1. Introduction. — De nombreuses études sur la détermination de la température dans un jet de plasma à partir des spectres atomiques ont été faites dans le cas de plasmas de gaz rares tels que l'argon ou l'hélium ([1] à [8] par exemple) ; et en nombre moindre dans le cas de plasmas d'azote ([9] à [11] par exemple). Les premières mesures que nous avons effectuées nous ont permis d'évaluer la température par des méthodes basées sur la détermination des intensités absolues ou relatives de raies, sur celle du graphique de Boltzmann, etc... et en même temps de poursuivre l'examen des hypothèses formulées notamment celle d'un équilibre thermodynamique local (ETL) dans un plasma d'azote à la pression atmosphérique.

Par la suite la possibilité d'enregistrer rapidement le fond continu et de l'analyser nous a conduits à élaborer une méthode de mesure des températures de 8 000 à 16 000 K, à partir de l'émission continue dans le domaine spectral 3 900-8 000 Å.

Dans cette communication, après avoir décrit le dispositif expérimental, nous présenterons les résultats du calcul de l'émission continue et ceux des mesures des coefficients d'auto-absorption, nécessaires à la correction des intensités spectrales observées. Les déterminations de température par la méthode du fond continu seront ensuite comparées à celles obtenues à partir de l'intensité absolue de la raie NI 4 935 Å et du graphique atomique de Boltzmann des raies de NI entre 4 000 et 5 500 Å.

2. Dispositif expérimental. — Le jet de plasma d'azote est produit à l'aide d'un générateur décrit dans [11] et [12]. L'alimentation de celui-ci en courant continu est assurée par une génératrice de 50 kW. L'intensité est régulée automatiquement à 2 % et la stabilité de l'arc est améliorée par une résistance en Tophet ($0,1 \leq R \leq 0,5 \Omega$) refroidie par circulation d'eau et placée en série avec le générateur.

Le spectre est analysé à l'aide d'un monochromateur Jobin Yvon HRS 1 de pouvoir de résolution 20 000 dans le premier ordre. Des réseaux interchangeables permettent de couvrir le domaine spectral 0,18-4 μ . Les récepteurs utilisés dans le visible sont des photomultiplicateurs (PM 4472 RCA ou EMI 6256).

Le jet de plasma est focalisé sur la fente d'entrée du monochromateur avec un bloc optique de grandissement 1 et de coefficient de transmission constant et égal 0,8 entre 4 000 et 7 000 Å comprenant deux miroirs plans M'_1 et M'_2 et un miroir sphérique M'_3 (Fig. 1).

FIG. 1. — Schéma de principe du montage optique. Mo : Monochromateur ; P : Plasma ; Ob : Obturateur périodique.

(*) Laboratoire d'Energétique, ENSMA, Poitiers.

Pour la mesure du coefficient d'auto-absorption un miroir plan M'_4 disposé derrière le jet de plasma renvoie le flux lumineux vers le jet, flux qui, après l'avoir traversé, est repris par l'ensemble optique (M'_1 , M'_2 , M'_3).

Bien que le miroir M'_4 soit placé le plus près possible du jet, nous avons tenu compte des pertes de lumière par dispersion. La fraction de lumière perdue est égale au rapport des angles solides sous lequel M'_3 est vu respectivement de l'image virtuelle A' du jet donnée par M'_4 et du jet de plasma. Dans notre montage le coefficient de réflexion global R était de 75 %.

De plus un obturateur, commandé électriquement, couvre et découvre le miroir M'_4 toutes les 2 secondes permettant ainsi l'enregistrement pratiquement simultané d'une raie avec et sans le dispositif d'auto-absorption.

Les étalonnages d'intensité ont été faits avec une lampe à ruban de tungstène dont la température a été mesurée à l'aide d'un pyromètre Ribaud.

3. Etude théorique du fond continu. — 3.1 EXPRESSIONS GÉNÉRALES. — L'émission continue d'un plasma d'azote a fait l'objet de nombreux travaux ([13] à [21]). Pour un plasma obtenu à partir d'un gaz di-atomique ce rayonnement est la superposition :

— d'un rayonnement de freinage (transitions libre-libre ou free-free) dû au freinage des électrons libres par les interactions électrostatiques avec les diverses charges du plasma,

— d'un rayonnement de recombinaison (transitions libre-lié ou free-bound) des électrons libres avec soit les ions atomiques ou moléculaires (formation de neutres) soit les atomes neutres (formation d'ions négatifs).

La recombinaison radiative des atomes qui peut donner une émission moléculaire continue peut être négligée du fait de la faible probabilité de tels processus relatifs aux recombinaisons non radiatives à trois corps dans un plasma à la pression atmosphérique. Il en est de même en ce qui concerne la formation moléculaire par recombinaison radiative à deux corps de deux atomes se rapprochant sur la courbe de potentiel de l'état fondamental.

Dans la mesure où les échanges d'énergie $h\nu$ sont nettement supérieurs à l'énergie thermique kT et où l'équilibre thermodynamique local est réalisé, le calcul du coefficient d'émission s'effectue à partir de la loi de Kirchhoff [22].

Pour l'émission libre-lié l'énergie totale émise par unité de volume, d'angle solide et d'intervalle de longueur d'onde λ s'écrit en watts/cm³.s⁻¹.sterad

$$I_{\text{fb}}^{\alpha-1} = \frac{40,03}{\lambda^3} \frac{N_{\alpha-1}}{Z_{\alpha-1}} \sum_n^{\infty} \sum_l^{\infty} g_{n,l}^{\alpha-1} \sigma_{n,l}^{\alpha-1} \times \exp\left(-\frac{E_{n,l}^{\alpha-1} + hc/\lambda}{kT_e}\right) \quad (1)$$

$\alpha - 1$ étant le degré d'ionisation (atome neutre : $\alpha = 1$, atome une fois ionisé : $\alpha = 2$) ;

λ la longueur d'onde (en Angströms) ;

$N_{\alpha-1}$ et $Z_{\alpha-1}$ respectivement la densité et la fonction de partition des particules dans l'état $\alpha - 1$;

n et l les nombres quantiques principal et orbital ;

$g_{n,l}^{\alpha-1}$ et $\sigma_{n,l}^{\alpha-1}$ respectivement la dégénérescence et la section efficace de photoionisation des particules d'énergie $E_{n,l}^{\alpha-1}$;

T_e la température des électrons.

La sommation est effectuée sur tous les états n, l compatibles d'une part avec la condition

$$\frac{hc}{\lambda} \geq E_{\infty}^{\alpha-1} - \delta E_{\infty}^{\alpha-1} - E_{n,l}^{\alpha-1} \quad (2)$$

et d'autre part inférieurs à une limite supérieure n_{max} définie par Griem [22] comme :

$$n_{\text{max}} = \left(\frac{Z^2 E_H}{\delta E_{\infty}^{\alpha-1}} \right)^{1/2} \quad (3)$$

$E_{\infty}^{\alpha-1}$ étant l'énergie d'ionisation ;

$\delta E_{\infty}^{\alpha-1}$ l'avance de la limite à la série, peu différent de l'abaissement du potentiel d'ionisation $\delta E_{\infty}^{\alpha-1}$ [22] ;

E_H l'énergie d'ionisation de l'hydrogène ;

Z la charge effective du noyau.

L'expression (1) s'écrit parfois en introduisant la section efficace classique :

$$\sigma_{cl,n}^{\alpha-1} = \frac{64 \alpha'}{3^{3/2}} \Pi a_0^2 \left(\frac{E_H}{h\nu} \right)^3 \frac{Z^4}{n^5} \quad (4)$$

où α' et a_0 sont respectivement la constante de structure fine et le rayon de la première orbite de Bohr, et en faisant apparaître le rapport :

$$G_{n,l}^{\alpha-1} = \frac{\sigma_{n,l}^{\alpha-1} g_{n,l}^{\alpha-1}}{\sigma_{n,cl}^{\alpha-1} g_1^{\alpha-1} 2 n^2} \quad (5)$$

$$I_{\text{fb}}^{\alpha-1} = 8,296\,419 \times 10^{-25} \frac{Z^4 g_1^{\alpha-1}}{Z_{\alpha-1}} \frac{N_{\alpha-1}}{n^3} \sum_n^{\infty} \sum_l^{\infty} G_{n,l}^{\alpha-1} \times \exp\left(-\frac{h\nu + E_{n,l}^{\alpha-1}}{kT_e}\right) \quad (6)$$

où $g_1^{\alpha-1}$ est la dégénérescence de l'état fondamental de l'ion α .

Pour l'émission libre-libre on utilise l'expression classique de Kramers [23] :

$$I_{\text{ff}}^{\alpha-1} = 5,438\,390 \times 10^{-46} Z^2 g_{\text{ff}} \frac{N_e}{T_e^{1/2}} \frac{N_{\alpha}}{Z^{\alpha}} \times \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \quad (7)$$

où g_{ff} est le facteur de Gaunt pour l'émission libre-libre [22].

3.2 APPLICATION A L'AZOTE. — Pour l'azote, dans l'intervalle 3 000-8 000 Å, l'émission continue pour $T < 16\,000$ K résulte de l'interaction des ions N^+ , des atomes N, des ions N_2^+ et des molécules N_2 avec les électrons (la population en ions N^{++} étant faible, nous pouvons négliger ceux-ci). La contribution de ces diverses interactions dépend beaucoup de la température considérée. Ainsi aux températures de 13 000 à 16 000 K pratiquement seuls les ions N^+ interviennent. Pour $T < 13\,000$ K il convient de tenir compte des atomes N et à $T < 10\,000$ K également des molécules. Toutefois les valeurs des sections efficaces d'absorption radiative pour les molécules étant très incertaines, nous négligerons dans notre calcul la contribution des spectres moléculaires, étant entendu que cette hypothèse très discutable pour $T < 10\,000$ K devra faire ultérieurement l'objet d'un examen spécial.

Les densités des différentes espèces et les fonctions de partition utilisées sont celles de Fauchais [24], [25] (utilisation de la théorie de limitation des sommes d'états électroniques de Gurvich) qui ont été comparées aux valeurs obtenues par Drellishak [26] (théorie de limitation de Debye) ; les énergies et les facteurs de dégénérescence des niveaux sont tirés des tables de Ch. E. Moore [27].

3.2.1 Cas des ions I^{N+} . — Pour le terme libre-libre nous avons utilisé (7) avec $Z = 1$ et la valeur de g_{ff} calculée par Karsas et Latter [28].

Pour l'émission libre-lié nous avons utilisé les expressions (1) ou (6) suivant la valeur du nombre quantique principal n .

— pour $n = 3$ nous avons utilisé (6) avec les valeurs de $G_{3,l}$ publiées par Griem [22]. Nous avons également tenu compte des niveaux l' listés par Moore pour $n = 3$ en utilisant pour ceux-ci la formule (1) avec le $\sigma_{n,l}$ des hydrogénoides et en complétant les termes manquants par extrapolation isoélectronique, l'énergie d'ionisation étant définie par :

$$E_{\infty,p} = E_{\infty}^N + E_{n,l}^+ \quad (8)$$

$E_{n,l}^+$ étant l'énergie d'excitation de l'ion.

— pour $n = 4$ nous avons supposé les termes hydrogénoides et utilisé la formule (1) en remplaçant $\sigma_{n,l}$ par $\sigma_{cl,n}$ multiplié par le facteur de Gaunt g_{fb} défini par Peach [29] pour un nombre quantique principal n :

$$g_{fb} = 1,0 + [\eta(v/v_1)^{1/3} + \beta(v/v_1)^{2/3}] - n^{-2}[\eta(v/v_1)^{-2/3} + \frac{2}{3}\beta(v/v_1)^{-1/3}] + n^{-4}\frac{2}{3}\beta(v/v_1)^{-4/3} \quad (9)$$

avec

$$\eta = 0,1728 ; \quad \beta = -0,0496$$

et

$$v_1 = \frac{E_H}{h} = 2,29028 \times 10^{15}.$$

Les valeurs des énergies $E_{n,l}$ ont été extraites des tables de Moore et les niveaux manquants évalués comme des hydrogénoides, et nous avons tenu compte de la recombinaison des électrons avec les ions excités [18] en multipliant (1) par Z^{N+}/g^{N+} . Enfin nous avons effectué la sommation jusqu'à $n_{\max}$ (cf. (3)) avec soit le δE calculé par Fauchais [10], soit celui calculé par Drellishak [26], soit celui donné par Griem [22] :

$$\delta E = 4 E_H [(a_0 Z)^3 N_e]^{4/15}. \quad (10)$$

Sur la figure 2 nous avons représenté (dans l'hypothèse de l'ETL) l'évolution de I^{N+} en fonction de T à la pression atmosphérique pour $\lambda = 4\,955$ Å (longueur d'onde où le fond continu d'un plasma d'azote est isolé des raies atomiques ou des spectres moléculaires). La courbe 1 représente les résultats obtenus avec les valeurs de la composition donnée par Fauchais [25] (théorie de limitation de Gurvich) et la courbe 2 ceux obtenus avec les valeurs de la composition de Drellishak (théorie de limitation de Debye). L'écart maximal atteint est de 25 % à 16 000 K. Les termes de I_{fb}^{N+} pour $n > 5$ représentent au maximum (à 16 000 K) une correction de 5 % pour I^{N+} et par conséquent le résultat obtenu dépend assez peu du δE_{∞} choisi pour calculer $n_{\max}$. Par contre le fait de ne pas tenir compte des termes l' tabulés par Moore pour $n = 3$, peut introduire une erreur de plus de 7 % dès 10 000 K et à forte température les termes l'

FIG. 2. — Evolution de l'intensité du fond continu avec la température T . Courbes 1 et 2 : I^{N+} . Courbes 3 et 4 : I^N . Courbes 5 et 6 : $I = I^N + I^{N+}$. Courbes impaires : calculs de compositions effectués avec la théorie de limitation de Gurvich, et courbes paires calculs effectués avec la théorie de limitation de Debye

extrapolés pour $n = 3$ représentent près de 5 % de la valeur de I^{N^+} .

3.2.2 *Cas des atomes I^N* . — Comme précédemment :

$$I^N = I_{fb}^N + I_{ff}^N \quad (11)$$

I_{ff}^N étant donné par (7) et I_{fb}^N par (1). Malheureusement on ne connaît pas de valeurs théoriques des sections efficaces $\sigma_{n,l}^{N^-}$ de l'ion négatif dont l'existence a fait l'objet de très nombreuses controverses [13], [14], [16], [18], [20], [30], les calculs théoriques sur cet ion [31] et [32] donnant des valeurs de σ^{N^-} pour l'état fondamental 3P en désaccord avec les résultats expérimentaux. Il semblerait cependant que les états pouvant contribuer à l'émission sont les états 3P (fondamental) et/ou le premier état excité 1D . Schaefer et Harris [33] ont prédit que l'état 1D est métastable et l'état 3P instable. Asinovskii *et al.* [19] n'ont pu conclure pour déterminer si le rayonnement de N^- est dû à l'état 1D ou à l'état 3P . Morris, Krey et Garrisson [18] supposant que pour $\lambda < 15\,000$ Å seul l'ion N^- contribuait à l'émission (I_{ff}^N négligeable), ont déduit de leurs mesures que seul le niveau 1D était responsable de l'émission dans le visible. Ciffone et Borucki [21] sont arrivés à la même conclusion en donnant toutefois des valeurs de σ pour l'état 1D inférieures à celles de Morris *et al.*, l'écart le plus faible étant obtenu au voisinage de 5 000 Å. Enfin Allen [15] donne des résultats en accord avec ceux de Morris *et al.* à 5 000 Å. Nous avons donc calculé I_{fb} en utilisant la valeur de $\sigma_{1D}^{N^-}$ donnée par Morris [18] avec $E_{1D} = 1,1$ eV (cf. [13]), et tenu compte de l'éventuel rayonnement I_{ff}^N en utilisant pour nos calculs la valeur de $Z^2 g_{ff}$, calculée par Morris à 15 000 Å, que nous avons supposée indépendante de λ . La figure 2 représente l'évolution de I^N en fonction de T à la pression atmosphérique (courbes 3 et 4). Comme on peut le voir les théories de limitation ont une influence faible sur le calcul (moins de 5 % à basse température) et le terme I_{ff}^N représente en moyenne moins de 10 % de I_{fb}^N . Par contre le choix d'une autre valeur pour E_{1D} peut entraîner des écarts importants (plus de 30 %) mais le calcul de σ_{1D} ayant été fait en prenant $E_{1D} = 1,1$ eV nous avons effectué nos calculs avec cette énergie.

3.2.3 *Intensité totale du fond continu*. — La figure 2 représente l'évolution de $I = I^N + I^{N^+}$ en fonction de T à 4 955 Å : courbe 5 composition de Fauchais, courbe 6 composition de Drellishak, et la figure 3 l'évolution de I en fonction de λ pour diverses températures (calculs effectués avec les valeurs de la composition de Fauchais [10] et les valeurs de $\sigma_{1D}^{N^-}$ données par Morris [18]). Comme on peut le constater aux basses températures la contribution de I^N est très importante.

4. *Calcul des coefficients d'auto-absorption*. — Pour une longueur d'onde λ donnée, nous avons

Fig. 3. — Evolution de l'intensité du fond continu en fonction de la longueur d'onde λ pour diverses températures T . Traits pleins : intensité totale I . Traits discontinus : contribution des ions : I^{N^+} .

déterminé en fonction de la composition du plasma et de la température, la distribution radiale du coefficient d'auto-absorption $\mu(r)$, et l'intensité réelle de la raie considérée compte tenu de la correction due à l'auto-absorption.

4.1 *CALCUL DE L'INTENSITÉ D'UNE RAIE SANS AUTO-ABSORPTION*. — Nous avons utilisé, pour transformer les luminances obtenues par intégration directe des courbes expérimentales, la méthode numérique proposée par Pearce [34] (Fig. 4) qui consiste à découper

Fig. 4. — Schéma de principe du calcul des intensités à partir des brillances par la méthode de Pearce. B : brillance relevée sans le miroir M_4 . BM : brillances relevées avec le miroir M_4 .

une section droite du jet en anneaux concentriques équidistants de r_{e1} et en tranches horizontales distantes de r_{e1} . On appelle $S(L, I)$ la surface normalisée découpée par la L -ième tranche et le I -ième anneau. L'intensité du I -ième anneau est alors :

$$I(I) = \sum_{L=1}^N A(L, I) \cdot B(L) / r_{e1} \quad (12)$$

où $B(L)$ est la luminance de la L -ième tranche et $A(L, I)$ les éléments de la matrice inverse de $S(L, I)$ [10].

4.2 CALCUL DE L'INTENSITÉ D'UNE RAIE AUTO-ABSORBÉE. — En comparant pour chaque élément $S(L, I)$ les luminances $BM(L)$ obtenues pour la L -ième tranche lorsque le miroir M'_4 renvoie le flux lumineux dans le jet et $B(L)$ obtenue lorsqu'il est caché par l'obturateur, on obtient [12] pour le coefficient radial d'auto-absorption $\mu(L)$:

$$\mu(L) = \frac{1}{S'(L, L)} \left[1 - \sqrt{\frac{BM(L) - B(L)}{R \cdot B(L)}} \times \left(\prod_{K=L+1}^N (1 - \mu(K)) \cdot S'(L, K) \right) \right] \quad (13)$$

où $S'(L, I) = \frac{1}{2} S(L, I)$ et où R est le coefficient de réflexion de M'_4 .

Connaissant pour chaque anneau la valeur de μ et pour chaque tranche la valeur de B , il est possible d'en déduire l'intensité I qu'aurait la raie s'il n'y avait pas d'auto-absorption. En procédant par récurrence à partir de N -ième tranche et en ne considérant que le trajet direct, on obtient :

$$I(K) = \frac{1}{r_{e1}} \sum_{L=1}^N AA(K, L) \cdot B(L) \quad (14)$$

$AA(K, L)$ étant les coefficients de la matrice inverse des coefficients $SS(L, K)$ définis par :

$$SS(L, K) = S'(L, K) \cdot \left[\prod_{I=N-K+2}^N (1 - \mu(I) \cdot S'(L, I)) \right] \times \left[1 + (1 - \mu(K) \cdot S'(L, K)) \cdot \prod_{I=L}^{K-1} (1 - \mu(I) \cdot S'(L, I))^2 \right] \quad (15)$$

5. Mesure de la température à partir du fond continu. — **5.1 INFLUENCE DE L'AUTO-ABSORPTION.** —

La mise au point de la mesure des coefficients d'auto-absorption a été réalisée dans des jets de plasmas d'argon en raison de leur grande stabilité, de la bonne connaissance des probabilités de transition et des profils des raies.

Afin de déterminer l'influence de l'auto-absorption sur la température nous avons calculé $\mu(r)$ pour une raie fortement absorbée : la raie AI 7 635 Å. Nos expériences [12] ont montré que ce coefficient augmente avec la température pour atteindre 20 % à 10 000 K ce qui implique que la température déduite de la

mesure de cette raie est inférieure à 10 % de sa valeur réelle. Il convient de noter cependant que l'erreur sur la mesure de $\mu(r)$ peut atteindre 25 %.

Dans les plasmas d'azote la mesure de $\mu(r)$ pour les longueurs d'onde comprises entre 4 000 et 6 000 Å et en particulier pour la raie NI 4 935 Å a montré que ce coefficient restait inférieur à 5 %, ce qui correspond à l'erreur faite sur la mesure de l'intensité. On peut donc considérer que l'auto-absorption est négligeable pour ces longueurs d'onde.

5.2 MESURE DE LA TEMPÉRATURE. — Nous avons relevé simultanément, tout le long du diamètre d'une section droite du jet à x mm de la sortie de la tuyère, l'intensité des raies NI de l'azote, du fond continu, des spectres moléculaires et dans certains cas celle de la raie H β de l'hydrogène.

Pour le calcul de l'intensité théorique de la raie NI 4 935 Å nous avons choisi la valeur de la probabilité de transition de $2,34 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ donnée par le NBS [35]. En effet, d'une part la valeur de $1,93 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ généralement utilisée pour cette raie, semble donner à haute température des intensités expérimentales plus fortes que l'intensité théorique et, d'autre part les températures déduites de l'intensité absolue de NI 4 935 Å semblent plus en accord avec celles déduites (à $T > 12\,000 \text{ K}$) du graphique atomique de Boltzmann pour les raies NI 4 114,9 Å ; 4 914 Å ; 5 169,62 Å ; 5 281,18 Å ; 5 356 Å ; 5 372,66 Å.

Pour divers régimes de fonctionnement du générateur à plasma, nous avons représenté sur les figures 5 à 7 la répartition, dans une section droite du jet de plasma, des températures déduites à partir des mesures :

- de l'intensité absolue du fond continu à 4 955 Å ;
- de l'intensité absolue de la raie NI 4 935 Å ;
- de l'intensité relative des raies NI situées dans le visible (méthode du graphique atomique de Boltzmann) ;
- de l'intensité relative de « paquets de raies » de la bande 0-0 de la transition $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ de N $_2^+$ [36], [37] ;
- de l'élargissement de la raie H β .

Il convient de remarquer que l'addition de quelques pour-cent d'hydrogène à l'azote modifiant légèrement l'intensité du fond continu les mesures de ce dernier étaient d'abord effectuées sans addition d'hydrogène.

Comme on peut le constater les écarts entre la température déduite de la mesure du fond continu et celles déduites des autres méthodes n'excèdent jamais 10 %, ce qui semble justifier le calcul théorique. Toutefois il est difficile d'en tirer des conclusions précises à basse température sur l'existence de l'ion N⁻. En effet, tout au plus peut-on dire que les mesures de l'intensité I du fond continu de Morris *et al.* [18] sont bonnes puisque finalement l'intensité totale du fond continu calculée est la somme de l'intensité théorique due aux interactions avec les ions N⁺

FIG. 5. — $x = 2$ mm ; $P = 13,9$ kW ; $D_{N_2} = 25$ l/min. FIG. 6. — $x = 0,2$ mm ; $P = 13,9$ kW ; $D_{N_2} = 25$ l/min. FIG. 7. — $x = 0,2$ mm ; $P = 10,5$ kW ; $D_{N_2} = 25$ l/min.

FIG. 5 à 7. — Evolution de la température T en fonction du rayon r d'une section droite du jet de plasma située à x mm de la sortie de la tuyère. Plasma d'azote caractérisé par la puissance P de l'arc et le débit D_{N_2} de gaz.

Températures mesurées à partir :

- × de l'intensité absolue du fond continu à 4 955 Å,
- + de l'intensité absolue de la raie NI 4 935 Å,
- △ du graphique atomique de Boltzmann des raies de NI entre 4 000 et 5 500 Å,
- de l'élargissement de la raie H β ,
- ▽ de l'intensité relative de paquets de raies de la bande (0-0) de (1⁻) de N $_2^+$.

et de la différence entre cette dernière et la mesure de I faite par Morris *et al.*, différence attribuée par ces auteurs à l'émission de N $^-$.

Il semble donc qu'il convienne de poursuivre les expériences à d'autres longueurs d'ondes en tenant compte, entre autres, des interactions avec les spectres moléculaires puisque les écarts obtenus en mesurant la température à partir du fond continu au voisinage de 7 000 Å sont assez importants (cf. Fig. 8) et qu'ils peuvent atteindre plus de 20 % au voisinage de 3 950 Å.

FIG. 8. — Evolution de la température T en fonction du rayon r de la section droite du jet de plasma située à $x = 2$ mm de la sortie de la tuyère. Plasma d'azote $D_{N_2} = 20$ l/min, $P = 11,8$ kW. Températures mesurées à partir de l'intensité absolue du fond continu à : △ 4 955 Å, + 5 200 Å, ● 6 800 Å, × 7 200 Å.

6. Conclusion. — Les mesures de température des jets de plasma d'azote produits par un générateur à plasma arc à la pression atmosphérique nous ont montré, qu'en tenant compte du rayonnement qui n'est pas dû aux interactions avec les ions N $^+$, il est possible, pour $8\,000 \leq T \leq 16\,000$ K dans l'hypothèse de l'ETL, de déduire de la mesure de l'intensité du fond continu à 4 955 Å une température ne différant au plus que de 10 % de celle que l'on déduit de la mesure des intensités des spectres atomiques et moléculaires. Toutefois pour des longueurs d'onde supérieures ou inférieures à 4 955 Å les températures obtenues à partir du fond continu ne sont plus en aussi bon accord entre elles ou avec celles déduites des autres méthodes. Il nous paraît donc nécessaire de reprendre les calculs théoriques afin d'une part de réexaminer la contribution de l'ion N $^-$, et d'autre part de tenir compte de l'émission continue due aux spectres moléculaires qui ne peut être négligée pour $T \leq 11\,000$ K.

Bibliographie

- [1] LOCHTE-HOLTGREVEN, W., *Rep. Prog. Phys.* **21** (1958) 312.
- [2] CABANNES, F., Les très hautes températures et leurs mesures (3^e Colloque National sur la Chimie des hautes températures, Paris, 11-12 décembre 1962), Ed. CNRS, Paris 1963.
- [3] OLSEN, H. N., *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer* **3** (1963) 59.
- [4] COATES, P. B., GAYDON, A. G., *Proc. Roy. Soc. A* **239** (1966) 452.
- [5] MALONE, B. S., CORCORAN, W. H., *JQRST* **6** (1966) 443.
- [6] CHAPELLE, J., SY, A., CABANNES, F., BLANDIN, J., *JQRST* **8** (1968) 1201.
- [7] RIENZI, S. A., ANGELIN, L., *Rev. Int. Hautes Tempér. et Réfract.* **8** (1971) 5.
- [8] FABRE, E., Contribution à l'étude des propriétés optiques

- et électriques des plasmas d'arc dans les gaz rares. Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques. Faculté des Sciences de Paris, 26 novembre 1963.
- [9] MOTSCHMANN, H., *Z. Phys.* **143** (1955) 77.
- [10] FAUCHAIS, P., Etude des propriétés thermodynamiques des plasmas produits par un générateur à arc. Doctorat ès Sciences Physiques. Université de Poitiers, mars 1968.
- [11] OLSEN, H. N., BEDJAI, G., KELLY, F. L., Temperature measurements in nitrogen and nitrogen-oxygen plasmas, AEDC TR 70 239, Arnold Air Force Station, Tennessee USA, octobre 1970.
- [12] ANDRES, F., Contribution à l'étude des méthodes de mesure de la température dans un plasma d'azote produit par un générateur à arc. Thèse de 3^e cycle. Université de Poitiers, novembre 1971.
- [13] BOLDT, G., *Z. Physik* **154** (1959) 330.
- [14] MORRIS, J. C., BACH, G. R., IEEE Transactions on Nuclear Science NS **11** (1964) 119.
- [15] ALLEN, R. A. et TEXTORIS, A., *J. Chem. Phys.* **40** (1964) 3345.
- [16] MORRIS, J. C., KREY, R. U., BACH, G. R., *JQRST* **6** (1966) 727.
- [17] THOMAS, G. M. et MENARD, W. A., *AIAA JI* **5** (1967) 2214.
- [18] MORRIS, J. C., KREY, R. U., GARRISON, R. L., *Phys. Rev.* **180** (1969) 167.
- [19] ASINOVSKII, E. I. et al., *JQRST* **10** (1970) 143.
- [20] MORRIS, J. C., YOS, J. M., Radiation studies of arc heated plasmas, N 72-30678 (AD-740570; AVSD-0390-71-CR; ARL-71-0317) (1971).
- [21] CIFFONE, D. L. et BORUCKI, J. G., *JQRST* **11** (1971) 1291.
- [22] GRIEM, H. R., *Plasma Spectroscopy* (Ed. Mc Graw Hill Book Company, N. Y.) 1964.
- [23] KRAMERS, H. A., *Phil. Mag.* **46** (1923) 836.
- [24] FAUCHAIS, P., Calcul des Propriétés Thermodynamiques des Plasmas. Programmation sur ordinateur IBM. Annexe à la Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques. Université de Poitiers, mars 1968.
- [25] FAUCHAIS, P., *Rev. Int. Hautes Tempér. et Réfract.* **6** (1969) 77.
- [26] DRELLISHAK, K. S., AESCHLIMAN, D. P. et CAMBEL, A. B., « Tables of Thermodynamic Properties of Argon, Nitrogen and Oxygen Plasmas », Arnold Engineering Development Center, Report AEDC, TDR 64 12 (1964).
- [27] MOORE, C. E., Atomic Energy Levels, N. B. S. Circular n° 467 (U. S. Government Printing Office, Washington DC 1949, vol. 1).
- [28] KARSAS, W. J. et LATTER, R., *Astrophys. J. Suppl.* **6** (1961) 167.
- [29] PEACH, G., *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **124** (1962) 372.
- [30] NORMAN, G. E., *Opt. i. Spektroskopiya* **17** (1964) 176.
- [31] MOSKVIN, Y. U., *Optics Spectrosc. USSR* (English Translation) **17** (1963) 270.
- [32] HENRY, R. J. W., *Phys. Rev.* **172** (1968) 99.
- [33] SCHAEFER, H. F. et HARRIS, F. E., *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968) 1561.
- [34] PEARCE, W. J., Plasma Jet Temperature Measurement. Optical Spectrometric Measurements of High Temperatures, p. 125-169, Ed. Dickerman-Univ. Chicago, Press (1961).
- [35] WEISE, W. L., SMITH, M. W. et GLENNON, M. B., Atomic Transition Probabilities, NBS, National Standard Reference Data Series, 4 (US Gov. Printing Office, Washington, D. C. (1966)).
- [36] BARONNET, J. M., ANDRES, F., FAUCHAIS, P., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. Paris* **272B** (1971) 102.
- [37] BARONNET, J. M., FAUCHAIS, P., *J. Physique Suppl.* **32** (1971) C5b-58.