CEA-R 3359 (EUR-3579 f)- SCHWOB Jean-Louis.

ÉTUDE D'UNE DÉCHARGE PULSÉE DANS L'HYDROGÈNE A PARTIR DE L'ÉMISSION DANS L'ULTRAVIOLET LOINTAIN C'UN ÉLÉMENT ADDITIONNEL : MESURE DE LA TEMPERATURE ÉLECTRONIQUE.

Sommaire :

On étudie l'ionisation et l'excitation d'un élément additionnel dans une décharge annulaire puisée dans l'hydrogène sous faible pression (T.A. 2000) à l'aide d'un modèle analytique aimple du type coronai. Ce modèle permet d'interpréter l'évolution, de l'intensité des raises spectraise observées dans l'ultraviolet iontain.

On déduit de cette étude deux méthodes de détermination de la température électronique. La première est basée eur la mesure des temps d'apparition des maximums d'intensité des raise émises par les ions successifs de l'élément additionnel (szote).

Dans la deuxième méthode la température est déterminée à pertir du rapport d'intensité des deux raiss d'un ion alcelinoïde. On a utilisé les couples de transitions (2s-2p, 2s-3p) et (2s-2p, 3s-3p) des ions C IV, N V et O VI.

Les résultats obtenus par ces deux voies indépendantes montrent un assez bon accord. La température ainsi mesurée croit de queiques électrons-voits au début de la décharge à 70 eV eu moment de l'émission de N V (vers 55 µs), avant l'apparition du maximum du courant dans la décharge (vers 170 µs).

126 pages

1969

Commisseriat à l'Energie Atomique - France

CEA-R 3359 (EUR-3579 f) - SCHWOB Jean-Louis.

STUDY OF A PULSED DISCHARGE IN HYDROGEN USING THE FAR ULTRAVIOLET EMISSION OF AN ADDITIONAL ELEMENT : ELECTRON TEMPERATURE MEASUREMENT.

Summary :

Ionization and excitation of an additional element in a pulsed annular discharge in hydrogen at low pressure (T.A.2000) are described by means of a simple coronal type analytical model. This model allows us to interpret the time variation of the intensity of spectral lines observed in the vacuum ultraviolet region.

From this enalysis two methods of electron temperature determination are deduced. The first method is based on the epparition time measurement of the intensity maximum for the spectral lines emitted from successiva ions of the additional element (nitrogen).

In the second method the electron temperature is determined from the intensity ratio of two spectral lines of an alkeli-like ion. The transition couples (2s-2p, 2s-3p) and (2s-2p, 3s-3p) of C IV, N V and C VI have been used.

The results obtained with these two independent methods are in good agreement. The electron temporature v_{2} , as from a few electron-volts at the beginning of the discharge, to 70 eV at the time of N Vemission (at 55 μ s), before the current maximum in the discharge (at 170 μ s).

1969



~ .

•

ASSOCIATION EURATOM - C.E.A

CEA - R - 3359

8.3

GROUPE DE RECHERCHES SUR LA FUSION CONTROLEE

CEA - R - 3359

EUR. 3579 f

ETUDE D'UNE DECHARGE PULSEE DANS L'HYDROGENE A PARTIR DE L'EMISSION DANS L'ULTRAVIOLET LOINTAIN D'UN ELEMENT ADDITIONNEL : MESURE DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE

par

Jean-Louis SCHWOB

Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses

Rapport CEA-R-3359 EUR. 3579 f

1969 ^{Ka*}

SERVICE CENTRAL DE DOCUMENTATION DU C.E.A

C.E.N - SACLAY B.P. nº2, 91 - GIF-sur-YVETTE - France in

A partir de 1968, les rapports CEA sont classés selon les catégories qui figurent dans le plan de classification ci-desscus et peuvent être obtenus soit en collections complétes, soit en collections partielles d'après ces catégories.

Ceux de nos correspondants qui reçoivent systématiquement nos rapports à titre d'échange, et qui sont intéressés par cette diffusion sélective, sont priés de se reporter à la lettre circulaire CENS/DOC/67/4690 du 20 décembre 1967 que nous leur avons adressée, et qui précise les conditions de diffusion.

A cette occasion nous rappelons que les rapports CEA sont également vendus au numéro par la Direction de la Documentation Française, 31, quai Voltaire, Paris 7^e.

PLAN DE CLASSIFICATION

1. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES ISOTOPES ET DES RAYONNEMENTS

- 2. BIOLOGIE ET MEDECINE
- **2.** 1 Biologie générale
- 2. 2 Indicateurs nucléaires en biologie
- 2. 3 Médecine du travail
- 2. 4 Radiobiologie et Radioagronomie
- 2. 5 Utilisation des techniques nucléaires en médecine

3. CHIMIE

- 3. 1 Chimie générale
- 3. 2 Chimie analytique
- 3. 3 Procédés de séparation
- 3. 4 Radiochimie

4. ETUDES DU DOMAINE DE L'ESPACE

5. GEOPHYSIQUE, GEOLOGIE, MINERALOGIE ET METEOROLOGIE

6. METAUX, CERAMIQUES ET AUTRES MATERIAUX

- 6.1 Fabrication, propriétés et structure des matériaux
- 6. 2 Effets des rayonnements sur les matériaux
- 6. 3 Corrosion

7. NEUTRONIQUE, PHYSIQUE ET TECHNOLOGIE DES REACTEURS

- 7.1 Neutronique et physique des réacteurs
- 7. 2 Refroidissement, protection, contrôle et sécurité
- 7. 3 Matériaux de structure et éléments classiques des réacteurs

8. PHYSIQUE

- 8.1 Accélérateurs
- 8. 2 Electricité, électronique, détection des rayonnements
- **a.** 3 Physique des plasmas
- 8. 4 Physique des états condensés de la matière
- 8. 5 Physique corpusculaire à haute énergie
- 8. 6 Physique nucléaire
- 8. 7 Electronique quantique, lasers

9. PHYSIQUE THEORIQUE ET MATHEMATIQUES

10. PROTECTION ET CONTROLE DES RAYONNEMENTS. TRAITEMENT DES EFFLUENTS

- 10. 1 Protection sanitaire
- 10. 2 Contrôle des rayonnements
- 10. 3 Traitement des effluents

11. SEPARATION DES ISOTOPES

12. TECHNIQUES

- 12. 1 Mécanique des fluides Techniques du vide
- 12. 2 Techniques des températures extrêmes
- 12. 3 Mécanique et outillage

13. UTILISATION ET DEVELOPPEMENT DE L'ENERGIE ATOMIQUE

- **13.** 1 Centres d'études nucléaires, laboratoires et usines
- **13.** 2 Divers (documentation, administration, législation, etc...)
- 14. ETUDES ECONOMIQUES ET PROGRAMMES

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VII[°].

The C.E.A. reports starting with nº 2 200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VII^e.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR-ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Louis SCHWOB

PREMIÈRE THÈSE

Etude d'une décharge pulsée dans l'hydrogène à partir de l'émission dans l'ultraviolet lointain d'un élément additionnel : Mesure de la température électronique.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 29 Juin 1967 devant la Commission d'Examen

M.M. JACQUINOT Président SCHATZMAN DELCROIX HUBERT ROMAND

Ce travail rendu possible grâce au Centre National de 'a Recherche Scientifique a été effectué au Service de Recherches sur la Fusion Contrôlée au Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses, en liaison avec le Laboratoire des Hautes Pressions de Bellevue. Il est le fruit d'une collaboration étroite avec Monsieur Breton qui a étudié plus particulièrement les phénomènes d'ionisation de l'hydrogène dans la phase de formation de la décharge.

Je remercie très vivement Monsieur le Professeur Jacquinot pour l'intérêt qu'il m'a porté en acceptant d'être mon parrain au Centre National de la Recherche Scientifique et de présider le jury de cette thèse.

J'adresse ici mes remerciements à Monsieur le Professeur Schatzman et à Monsieur le Professeur Delcroix qui ont bien voulu faire partie de ce jury.

Ma reconnaissance va à Monsieur Vodar, Directeur du Laboratoire des Hautes Pressions, qui m'a accueilli avec beaucoup de bienveillance dans son laboratoire et m'a permis d'effectuer ces recherches.

Je suis heureux de remercier Monsieur Hubert, Chef du Service de Recherches sur la Fusion Contrôlée, pour l'accueil favorable qu'il m'a toujours accordé et pour l'intérêt constant qu'il a porté à mes travaux. Je lui sais gré d'avoir mis à ma disposition les moyens nécessaires pour mener à bien la présente étude.

A Monsieur Romand, Directeur Adjoint du Laboratoire des Hautes Pressions, qui a guidé mes recherches, je voudrais exprimer ma profonde gratitude pour les précieux conseils qu'il n'a cessé de me prodiguer et pour l'appui que j'ai toujours trouvé auprès de lui.

Que Monsieur Breton trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour m'avoir fait bénéficier tout au long de ce travail, de sa collaboration amicale et fructueuse qui a été pour moi essentielle.

Je tiens à remercier Madame Damany pour ses conseils et suggestions, ainsi que Messieurs Drawin et Oxenius avec lesquels j'ai eu des discussions enrichissantes concernant les sections efficaces d'excitation.

Je remercie également l'équipe du Service de Calcul Electronique qui a effectué la programmation des différents calculs nécessaires à la présente étude, Messieurs Lefèvre et Quet qui m'ont apporté une aide technique efficace et qui ont assuré le bon fonctionnement de la machine, en fin tous ceux dont la contribution a été essentielle à ce travail.

INTRODUCTION

Au cours du développement récent des recherches sur la fusion thermonucléaire contrôlée, un effort important a été déployé, marqué par la construction d'un grand nombre de dispositifs à confinement magnétique où l'on vise à produire des plasmas d'hydrogène ou de deutérium à très haute température. Parallèlement, de nombreuses méthodes de diagnostic ont été mises au point, en vue d'une étude expérimentale des propriétés de tels plasmas. Un des buts de ces méthodes est la mesure des paramètres caractéristiques : densité des électrons n_e, température des ions T_i et température des électrons T_e . La détermination de cette dernière grandeur en particulier, peut être envisagée à partir de techniques d'investigation très diverses. Parmi les méthodes basées sur l'analyse des caractéristiques électriques et magnétiques du plasma, la mesure de la résistivité constitue un moyen couramment utilisé, permettant de remonter à la température électronique d'après la relation de SPITZER /1/. La valeur de la résistivité peut être obtenue dans une décharge par deux voies indépendantes : soit à partir d'un sondage magnétique d'où l'on déduit la densité de courant en chaque point et le champ électrique, soit par une mesure globale de l'intensité du courant et de la tension, en supposant connue la distribution spatiale de la densité électronique. Ces deux méthodes ont été appliquées par CANO et FAIRCLOUGH /2/ à la décharge qui fait l'objet de notre étude. Une autre technique simple et déjà ancienne a été développée par LANGMUIR /3/ à partir de sondes électrostatiques: la théorie a été étendue depuis /4/, pour tenir compte de la présence d'un champ magnétique.

Une deuxième gamme de méthodes nous est offerte par la spectroscopie qui constitue un moyen de diagnostic puissant par la richesse des informations, présentant en outre l'avantage de ne pas perturber le plasma par l'introduction de sondes. A côté de la mesure de la température des ions ou de la densité électronique par analyse de l'élargissement des raies sous l'effet DOPPLER ou STARK, l'étude de l'émission du plasmu fournit un grand choix de possibilités pour la détermination de T_e, couvrant un large domaine de température. Ces mesures peuvent être effectuées soit en partant du rayonnement continu de recombinaison au-delà de la limite des séries, soit par l'étude du rayonnement de freinage (ce dernier devenant prépondérant à haute température), ou encore à partir de l'intensité des raies spectrales. Une revue détaillée de ces méthodes a été présentée par THONEMANN /5/, puis par différents auteurs dans l'ouvrage de HUDDLESTONE et LEONARD /6/. Signalons enfin les travaux récents de KUNZE et al. /7/ /8/ et de MALYSHEV /9/ qui déterminent la température électronique dans une décharge à partir de la diffusion par les électrons, de la lumière d'un faisceau produit par laser.

Dans le travail présenté ici, nous nous sommes intéressé au plasma transitoire créé par une décharge annulaire pulsée dans le tore T.A. 2000 / 10/ / 11/, dispositif destiné à l'étude de la «striction stabilisée» et dont les propriérés caractéristiques seront données plus loin. L'hydrogène qui constitue le gaz de remplissage, est progressivement ionisé au début de la décharge et l'interprétation de l'évolution des raies atomiques émises alors, permet une détermination de la température électronique dans cette première phase de formation du plasma /12/ /13/. Cette méthode est décrite en détail par BRETON /14/. Le but de la présente étude est la mesure de T_e par voie spectroscopique au cours de l'évolution ultérieure de la décharge, après l'ionisation totale de l'hydrogène, et par là, la disparition des raies atomiques de ce dernier. Par ailleurs, le rayonnement continu de recombinaison ou le freinage est trop peu intense pour être exploité dans les conditions normales de notre décharge où les densités des électrons et des ions sont faibles (de l'ordre de 10¹⁴ particules par

centimètre cube). Nous avons alors développé deux méthode de mesure de T_e à partir de l'observation des raies d'un élément étranger que l'on a introduit à dessein, en faible quantité, dans l'hydrogène de remplissage. La première est basée sur l'étude de l'ionisation des ions de l'élément additionnel, successivement formés dans la décharge, tandis que dans la seconde méthode on déduit la température de l'état d'excitation de ces ions. Précisons que, seule, la phase de croissance de la décharge a fait l'objet de notre travail, les phénomènes devenant ensuite plus irréguliers, accompagnés de déformation de la colonne de plasma.

Rappelons que dans les plasmas en équilibre thermodynamique, ionisation et excitation sont régies par les équations simples de SAHA et BOLTZMANN. L'application de ces lois à la mesure de la température est déjà ancienne, notamment en étudiant, à partir des intensités des raies, la répartition des atomes dans les divers stades d'ionisation. La distribution des populations des niveaux d'énergie d'un ion donné est généralement moins sensible à la température (surtout pour les valeurs élevées de celle-ci), car les différences d'énergie d'excitation restent souvent bien inférieures aux potentiels d'ionisation. Mais l'équation de SAHA fait intervenir la densité électronique, quantité parfois mal connue. Pour s'affranchir de ce paramètre, FOWLER et MILNE /15/ eurent recours à la résolution du système d'équations couplées relatives aux ions successifs de l'élément constituant le plasma. Ainsi, pour une pression connue du gaz, l'observation du maximum d'intensité d'une raie correspondant à un stade d'ionisation donné, permet de déduire la température. Une autre méthode a été proposée récemment par BERTHELOT / 16/ dans le cas général d'un plasma de composition physicochimique complexe où un calcul du type précédent devient très laborieux, voire inextricable. Elle est basée sur la mesure des rapports d'intensité de deux paires de raies appartenant à des couples d'ions consécutifs de deux éléments différents.

Si les méthodes ci-dessus mentionnées s'appliquent aux plasmas en équilibre thermodynamique, elles cessent d'être valables dans les plasmas peu denses à haute température, tel que celui qui fait l'objet de la présente étude. L'équilibre thermodynamique est ici loin d'être réalisé et les phénomènes d'ionisation et d'excitation ne pourront plus être décrits par les lois simples précédentes. Il sera alors nécessaire de faire une analyse de tous les processus radiatifs et de collisions qui se trouvent en compétition. De telles études ont été tout d'abord entroprises par les astrophysiciens, pour divers plasmas stellaires. Ainsi dans le cas de la couronne solaire, où les densités sont très faibles avec une température électronique extrêmement élevée, seuls certains processus restent prépondérants et l'on aboutit à des équations extrêmement simples /17/, /18/, /19/, /20/.

L'application de ce modèle simple, dénommé «coronal», aux plasmas transitoires peu denses créés en laboratoire, a été étudiée en particulier par McWHIRTER /21//22/ et par BRETON /12/ pour interpréter l'évolution des phénomères d'ionisation dans une décharge pulsée, ainsi que par POST /23/ qui évalue l'énergie dissipée par le rayonnement des impuretés. BURTON et WILSON /24/ exploitèrent ce modèle en introduisant les phénomènes de perte de particules et d'injection à partir des parois, en vue de déterminer les constantes de temps de tels processus dans ZETA, dispositif du type de T.A. 2000 construit à Harwell (Grande-Bretagne). Tout récemment HINNOV /25/ a étudié, à partir des mêmes équations, l'ionisation du néon dans le STELLARATOR C à Princeton (machine fermée en forme d'hippodrome) pour tenter une évaluation des coefficients d'ionisution et des forces d'oscillateur des raies.

Dans l'étude qui a été effectuée sur T.A. 2000, notre but était plutôt la détermination de la courbe de variation de la température électronique en fonction du temps dans la décharge /12/. A partir du schéma coronal nous avons calculé l'évolution théorique des raies des ions successifs d'un élément (azote) introduit dans l'hydrogène, et, de la comparaison avec les courbes d'intensité observées, nous avons déduit T_e . Ceci constitue la première méthode que nous allons décrire. Elle représente de par son principe, un prolongement de la méthode fondée sur l'évolution des raies de l'hydrogène qui, elle, fait appel à un modèle un peu plus complexe tenant compte de la dissociation des molécules d'hydrogène et de la réabsorption des raies atomiques /13//14/. Notons enfin que ce principe de me-

sure de T_e a été appliqué ensuite par d'autres auteurs /26/ à des décharges plus rapides produites dans un dispositif à striction azimutale.

La deuxième méthode que nous avons développée est basée sur la mesure du rapport d'intensité de deux raies d'un même ion. Le principe d'une telle détermination de la rempérature est bien connu dans le cas des plasmas en équilibre thermodynamique, à partir de l'équation de BOLTZMANN. Citons les premiers travaux de ORNSTEIN et al. /27/ sur les raies de la série de Balmer de l'hydrogène. Des mesures ont été effectuées depuis sur des sources très diverses, notamment sur les étincelles dans l'air à l'aide de raies métalliques /28/ ou des ions NII et NIII /29/. Plus récemment BALLOFFET /30/ a déterminé la température des étincelles condensées dans le vide, à partir de raies de Al III, Si IV et Cl VII situées dans l'ultraviolet lointain. Nous nous sommes proposé d'appliquer une méthode analogue aux plasmas peu denses fortement ionisés, en partant du modèle coronal. Pour calculer les populations des niveaux excités, il importe alors de connaître les sections efficaces d'excitation par collision. La température ainsi mesurée représente, comme dans la première méthode, l'énergie cinétique movenne des électrons libres, responsables de ces processus (nous l'exprimerons de préférence en électrons-volts, cette unité correspondant à 11605 degrés Kelvin). Notre choix s'est porté sur les raies des ions alcalinoïdes C IV, N V et O VI qui représentent de multiples avantages tant du point de vue théorique par la simplicité de leur modèle atomique et la position favorable des niveaux d'énergie (grande différence d'énergie des niveaux 2p et 3p), que du point de vue pratique, puisqu'il est aisé de les faire apparaître dans la décharge par addition d'un gaz à l'hydrogène.

Soulignons enfin que la plupart de nos observations ont été effectuées dans l'ultraviolet lointain, région spectrale où se situent les raies les plus intéressantes et les plus intenses d'ailleurs, émises par ces plasmas fortement ionisés. Ce domaine de longueur d'onde, déjà bien exploré maintenant, exige néanmoins la mise en oeuvre d'une technique particulière : problème du vide, utilisation de spectromètres à réseau sans condenseur de lumière, emploi de détecteurs spéciaux, sensibles au rayonnement ultraviolet, étalonnage énergétique délicat des appareils. Du point de vue théorique de nombreuses grandeurs physiques relatives à ce domaine spectral sont encore mal connues : sections efficaces d'excitation, coefficients d'émission spontanée d'Einstein. Malgré ces difficultés la spectroscopie dans l'ultraviolet lointain a pris au cours des dernières années un essor considérable, stimulé en partie par l'intérêt de ce moyen d'investigation aussi bien dans l'étude des plasmas de laboratoire que dans l'observation par engins spatiaux des atmosphères stellaires.

Le premier chapitre de la présente étude est consacré à l'exposé sommaire des données théoriques de base concernant les phénomènes d'ionisation et d'émission des atomes dans les plasmas, qui seront utilisées dans la suite de ce travail. Après un rappel des lois de l'équilibre thermodynamique, on envisage le cas des plasmas moins denses à haute température où cet équilibre n'est pas réalisé, pour aboutir au schéma simple du domaine coronal. Les équations déduites de ce modèle, décrivant l'état d'ionisation et d'excitation des atomes, de même que l'expression de l'intensité des raies spectrales, sont données pour le cas stationnaire, puis pour le régime transitoire qui est celui de la décharge étudiée. Dans ce chapitre qui est avant tout une synthèse des connaissances acquises dans ce domaine, nous nous sommes toutefois attaché à définir de façon précise les critères de validité du modèle coronal, ce qui constitue un point essentiel en vue de l'application des formules établies. En outre, une attention particulière a été apportée au rôle joué par la réabsorption des raies au sein du plasma, phéromène qui va intéresser dans notre décharge les transitions de résonance, tandis que 'e modèle simple mentionné ci-dessus suppose un plasma optiquement mince. Partant de la théorie d'HOLSTEIN, nous avons calculé un coefficient de transmission moyen pour un plasma cylindrique, permettant d'exprimer commodément l'intensité effective des raies. L'introduction de ce coefficient aboutit à une extension des formules coronales. Par ailleurs, l'étude de la réabsorption des raies s'est montrée également utile pour l'étalonnage des spectromètres dans l'ultraviolet lointain (chapitre IV).

Le chapitre suivant décrit le dispositif expérimental, avec les principales caractéristiques de la décharge, les techniques de remplissage du tore, ainsi que l'appareillage d'observation dans l'ultraviolet loinrain et accessoirement dans le visible.

Le chapitre III est l'étude de l'ionisation dans T.A. 2000 d'un élément tel que l'azote, introduit en faible proportion dans l'hydrogène de remplissage. L'évolution observée de l'intensité des raies émises par les ions successivement formés dans la décharge est interprétée à l'aide d'un système d'équations différentielles décrivant la densité instantanée des atomes dans les divers stades d'ionisation. Ce système, basé sur le modèle théorique du type coronal développé dans le premier chapitre, tient compte en outre des caractères particuliers de notre décharge, tels que la compression de la colonne de plasma. De cette étude nous déduisons une première méthode de mesure de la température électronique.

Une deuxième méthode de détermination de T_e est décrite dans le dernier chapitre, basée sur la mesure du rapport d'intensité de deux raies d'un ion alcalinoïde : C IV, N V ou O VI. Du point de vue expérimental, la comparaison des intensités des raies nécessite un étalonnage des spectromètres dons l'ultraviolet, qui sera effectué à l'aide de couples de raies émises dans la décharge même.

IONISATION ET EMISSION DES ATOMES DANS LES PLASMAS HORS DE L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

A - Rappel des lois de l'équilibre thermodynamique -

a) Enoncé des lois

Considérons une enceinte fermée, imperméable à la chaleur contenant de la matière et du rayonnement en équilibre. Les principes de la thermodynamique et la théorie des quanta permettent alors de décrire le champ de rayonnement et l'érat de la matière en fonction de la température T. 1- <u>Champ de rayonnement</u> - Le rayonnement est isotrope et son intensité spécifique I₁, est donnée par la loi de PLANCK :

$$I_{\nu} = B_{\nu}(T) = \frac{2h_{\nu}^{3}}{c^{2}} \frac{1}{e^{h_{\nu}/kT} - 1}$$
(1)

 ν est la fréquence du rayonnement, h la constante de PLANCK, k la constante de BOLTZMANN et c la vitesse de la lumière.

2- <u>Interaction du rayonnement et de la lumière</u>. L'émissivité j_y et le coefficient d'absorption k_y, par unité de volume, sont reliés par la loi de KIRCHHOFF :

$$\frac{\mathbf{j}_{\nu}}{\mathbf{k}_{\nu}} = \mathbf{B}_{\nu} (\mathbf{T}) \tag{12}$$

3- <u>Distribution des vitesses des particules</u> - La loi de MAXWELL donne la probabilité pour qu'une particule libre de masse M ait une vitesse (scalaire) comprise entre v et v +dv :

$$f(v) dv = \left(\frac{M}{2\pi kT}\right)^{3/2} 4_{\pi v^{2}} e^{-Mv^{2}/2kT} dv$$
(13)

4- <u>Etat d'ionisation des atomes</u> - La répartition des atomes dans les divers stades d'ionisation est décrite par la formule de SAHA :

$$\frac{N_{r+1}}{N_r} = \frac{2U_{r+1}(T)}{n_e U_r(T)} \frac{(2 \pi m_0 k T)^{3/2}}{h^3} e^{-X_r/kT}$$
(14)

Dans cette relation N_r et N_{r+1} désignent les nombres d'atomes r et (r+1) fois ionisés par unité de volume et $U_r(T)$ et $U_{r+1}(T)$ les fonctions de partition correspondant à ces deux stades d'ionisation. n_e est le nombre d'électrons libres dans le volume unitaire. λ'_r représente l'énergie d'ionisation de l'atome de charge r dans l'état de base et m_o la masse de l'électron.

5-<u>Etat d'excitation</u> - Soient N_{r,n} et N_{r,f} les nombres d'atomes par unité de volume, de charge r et qui se trouvent respectivement dans l'état excité n et dans l'état fondamental f. L'équation de BOLTZ-MANN s'écrit :

$$\frac{N_{r,n}}{N_{r,f}} = \frac{g_{r,n}}{g_{r,f}} e^{-X_{f+n}/kT}$$
(1.5)

 $g_{r,n}$ et $g_{r,f}$ sont les poids statistiques des deux niveaux considérés et $\chi_{f,n}$ l'énergie d'excitation du niveau n par rapport au niveau fondamental.

b) Domaine de validité - Equilibre thermodynamique local -

La plupart des plasmas que nous rencontrons en astrophysique ou dans les expériences de laboratoire ne sont pas en équilibre thermodynamique. La loi de PLANCK implique, en effet, que l'épaisseur optique du plasma soit infiniment grande pour toutes les longueurs d'onde. Cette condition n'est satisfaite que si le plasma est contenu dans une enceinte isolée parfaitement réfléchissante, ou si la densité et les dimensions du plasma sont telles que l'on puisse négliger les effets de bord. Dans le cas général le rayonnement s'échappe partiellement du plasma et il apparaît des gradients de température au sein de celui-ci. Néanmoins si le plasma est très dense, l'émissivité et l'absorption en chaque point pourront encore suivre la loi de KIRCHHOFF, sans que le rayonnement en ce point, qui dépend de toutes les couches qu'il a traversées, soit pour autant un rayonnement de corps noir. De même l'état de la matière restera décrit en chaque point par les lois de l'équilibre; on dit alors, suivant MILNE, qu'il y a équilibre thermodynamique local. Les critères de validité d'un tel domaine ont été étudiés en particulier par GRIEM /31/ /32/. Examinons par exemple le cas d'un plasma de dimensions réduites où le champ de rayonnement reste faible et où la densité électronique est suffisamment élevée pour que les processus de collision soient dominants vis-à-vis des divers phénomènes radiatifs. Chaque processus de choc est ainsi équilibré par un processus inverse et l'application du principe de la loi d'action de masse confirme alors la validité des lois de SAHA et BOLTZMANN.

B - Ecarts à l'équilibre thermodynamique local -

Considérons maintenant un plasma peu dense : les processus de collision ne seront plus prépondérants, en particulier la désexcitation par émission spontanée (notamment pour les premiers niveaux d'énergie) devient dominante vis-à-vis de la désexcitation par choc. Il n'y a plus alors microréversibilité des processus élémentaires et les lois de SAHA et BOLTZMANN cessent d'être valables. Pour connaître l'état d'ionisation et d'excitation des atomes, il devient alors nécessaire de faire un bilan global pour chaque niveau, des différents processus radiatifs et de collision qui se trouvent en compétition. On aboutit à un système d'équations couplées extrêmement complexes dans sa généralité, où interviennent en particulier les phénomènes de transfert de rayonnement. Notons cependant que dans la plupart des plasmas la fréquence de collision entre électrons reste suffisante pour que la distribution des énergies cinétiques atteigne la distribution de MAXWELL. Par contre, le temps d'équipartition entre électrons et ions par collisions élastiques est relativement long, aussi la température des électrons pourra-t-elle différer de la température des ions; celle-ci dépendra alors de la masse et de la charge des particules.

C - Ionisation et excitation dans un plasma optiquement mince, peu dense, à haute température -

a) Etat stationnaire - Modèle coronal

L'étude de la distribution des atomes dans les différents états d'ionisation et d'excitation à partir du bilan des processus élémentaires, peut être considérablement simplifiée dans le cos d'un olasma stotionnaire à rempérature élevée et très peu dense, dont le rayonnement s'échappe librement; seuls certains processus interviennent alors notablement. De telles conditions sont réalisées dans la couronne solaire où la densité électronique est voisine de 10^a électrons par cm³ avec une température électronique très élevée : kT_e > 100 eV. L'étude des mécanismes régissant l'ionisation et l'excitation des atomes dans un tel plasma a fait l'objet de nombreux travaux de BIERMANN /17/, de WOOLEY et ALLEN /18/, de MIYAMOTO /19/, puis de ELWERT /20/. Ces auteurs montrent que l'ionisation est produite par collision avec un électron, les processus de photo-ionisation pouvant être négligés par suite de la faible valeur de l'intensité du rayonnement. Par ailleurs, la densité électronique

étant réduite, la recombinaison est provoquée par capture radiative plutôt que par choc triple. Un modèle analogue est valable pour l'excitation qui est due essentiellement aux collisions et non à l'absorption de photons, tandis que la désexcitation se fait par émission spontanée. Ce dernier phénomène est pratiquement instantané vis-à-vis des constantes de temps des processus de collisions inélastiques, aussi est-il légitime de consiliérer que les chocs ionisants ou excitants ne font intervenir que des atomes se trouvant dans le niveau fondamental qui, seul, conserve une population importante.

1- Equations d'ionisation et d'excitation dans la couronne solaire

Comme on l'avu, l'état stationnaire est décrit par le schéma suivant : ionisation par choc ------recombinaison radiative excitation par choc ---------désexcitation par émission spontanée

<u>lonisation</u> La loi d'ionisation s'obtient donc en écrivant que dans l'unité de volume et de temps, le nombre d'atomes de charge r qui subissent un choc ionisant est égal au nombre d'atomes (r·1) fois ionisés qui se recombinent :

$$n_{e} \cdot N_{r} \cdot S_{r} (T_{e}) = n_{e} \cdot N_{r+1} \cdot \alpha_{r+1} (T_{e})$$
soit :
$$\boxed{\frac{N_{r+1}}{N_{r}} = \frac{S_{r} (T_{e})}{\alpha_{r+1} (T_{e})}}$$
(1.6)

Dans cette relation S_r (T_e) représente le coefficient d'ionisation des atomes de charge r, défini à partir de la section efficace $\sigma_{r,f}$, r+1,f (v) d'ionisation par chocs d'électrons avec les atomes dans leur état de base :

$$S_{\mathbf{r}}(\mathbf{T}_{\mathbf{e}}) = \int_{\mathbf{v}_{o}} \sigma_{\mathbf{r},\mathbf{f} \to \mathbf{r}+1,\mathbf{f}}(\mathbf{v}) \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}(\mathbf{v}) \cdot \mathbf{d}\mathbf{v}$$
(17)

v est la vitesse des électrons, v_o la vitesse seuil pour laquelle l'énergie cinétique est égale à l'énergie χ_r d'ionisation à partir du niveau fondamental (v_o = $\{2\chi_r / m_c\}^{\frac{1}{2}}$) et f (v) la fonction de distribution des vitesses(scalaires) supposée maxwellienne, donnée par la relation (l. 3).

Le coefficient de recombinaison $a_{r+1}(T_e)$ est défini de façon analogue au coefficient d'ionisation. Soit $\sigma_{r+1,f \rightarrow r,x}$ la section efficace de capture radiative sur un niveau lié x de l'ion de charge r, le coefficient de recombinaison est donné alors par l'expression suivante :

$$a_{r+1} (T_e) = \sum_{x=f}^{x \to \infty} \int_0^\infty \sigma_{r+1, f \to r, x} (v) v f(v) dv$$
(18)

Il est intéressant de noter, en considérant la relation extrêmement simple(16) que dans le modèle coronal la répartition des atomes dans les divers stades d'ionisation, contrairement à la formule (14) de SAHA, ne fait pas intervenir la densité électronique; elle ne dépend que de la température T_e.

<u>Excitation</u> - Ecrivons de même que le nombre d'excitations par choc à partir du niveau fondamental vers un niveau n'est égal au nombre de désexcitations par émission spontanée vers tous les niveaux inférieurs à n :

$$n_{e}.N_{r,f}.Q_{f \rightarrow n} (T_{e}) = N_{r,r} \sum_{f \leqslant x \leqslant n} A_{n \rightarrow x}$$

$$\frac{N_{r,n}}{N_{r,f}} = \frac{n_e \cdot Q_{f,n} \left(T_e\right)}{\sum_{f \in x \le n} A_{n,x}}$$

Dans cette relation $A_{n,x}$ est le coefficient d'émission spontanée d'Einstein du niveau n à un niveau inférieur x; la sommation donne donc l'inverse du temps de vie du niveau n. Le coefficient d'excitation $Q_{f,n}$ (T_e) est défini par une relation analogue à l'équation (17), à partir de la section efficace d'excitation $\sigma_{f,n}$:

$$Q_{f \to n}(T_e) = \int_{V_{fn}}^{\infty} \sigma_{f \to n}(v) \cdot v \cdot f(v) \cdot dv$$
 (1.10)

(| 9)

La vitesse seuil v_{fn} est égale à $[2X_{f \rightarrow n} \neq m_0]^{\frac{1}{2}}$, $X_{f \rightarrow n}$ étant l'énergie d'excitation correspondant à la transition $f \rightarrow n$.

2- Domaine de validité du modèle coronal

Les équations d'ionisation (16) et d'excitation (19) seront valables dans le cas d'un plasma stationnaire de laboratoire sous réserve que les conditions qui vont suivre soient toutes satisfaites.

a) Remarquons tout d'abord que la distribution des vitesses des électrons ne sera décrite par la loi de MAXWELL, permettant ainsi de définir une température électronique, que si le temps de selfcollision entre électrons est nettement inférieur aux constantes de temps des processus qui tendent à créer une anisotropie ou une altération dans le spectre des vitesses (présence d'un champ électrique par exemple). En fait nous verrons par la suite (paragraphe III Dd) que cette condition n'est pas strictement nécessaire si d'autres processus viennent s'opposer à ces effets perturbateurs. Le temps t_{ee} de self-collision entre électrons est donné par SPITZER /1/:

$$t_{ee} = \frac{0,266 T_{e^{\frac{1}{2}}}}{n_{e} L_{og_{e}}}$$
(111)

Cans cette relation t_{ee} est exprimé en secondes, T_e en degrés Kelvin et n_e en électrons par centimètre cube. Log_e A représente une fonction lentement variable de n_e et T_e, de l'ordre de 10.

 β) La relation (16) implique que la recombinaison par choc triple reste négligeable vis-à-vis de la capture radiative. Si β_{r+1} est le coefficient relatif au promier processus, il est nécessaire que :

$$N_{r+1}.n_e^2.\beta_{r+1}$$
 $(T_e) \ll N_{r+1}.n_e.\alpha_{r+1}$ (T_e)

La densité électronique doit donc être suffisamment faible pour satisfaire à la condition suivante:

$$n_{e} < \frac{\alpha_{r+1} (T_{e})}{\beta_{r+1} (T_{e})}$$
(1.12)

Rappelons que le coefficient de recombinaison par chuc triple est directement relié au coefficient d'ionisation correspondant au processus inverse. Soit β_{r+1} , $f \to r$, s le coefficient de recombinaison sur un niveau x de l'atome r fois ionisé, on a d'après les lois de l'équilibre :

$$\beta_{r+1,f,r,x} = \frac{g_{r,x}}{2g_{r+1,f}} - \frac{h^2}{(2\pi m_0 k T_e)^3} = e^{X_{r,x} \to r+1,f/k T_e} S_{r,x,r+1,f}$$
(1.13)

Le calcul montre que la condition (1-12) est satisfaite dans les plasmas peu denses à haute température du type de T.A. 2000.

y) Par ailleurs l'équation (16) suppose que l'ionisation se produit à partir du niveau fondamental et non à partir des états excités. Cette condition sera satisfaite si pour un niveau d'énergie n quelconque la désexcitation (spontanée ou par collision) peut être regardée comme un phénomène instantané vis-à-vis des processus de transition par choc vers tous les niveaux supérieurs (ionisation comprise). Cette condition relative aux différents mécanismes de dépeuplement d'un niveau n, s'écrit :

$$N_{r,n} \cdot n_{e} \sum_{z > n}^{\infty} Q_{n,z} (T_{e}) = N_{r,n} \left[\sum_{f \leq x \leq n} A_{n,x} + n_{e} \cdot \sum_{f \leq x \leq n} Q_{n,x} (T_{e}) \right]$$
(1.14)

Les coefficients de désexcitation par choc figurant dans le deuxième membre de cette inégalité sont reliés directement aux coefficients d'excitation relatifs aux processus inverses, qui ont été définis par l'expression (l 10). Des lois d'équilibre on déduit en effet la relation simple (avec x < n) :

$$Q_{n \rightarrow x} (T_e) = \frac{g_x}{g_n} \cdot \frac{\chi_{x \rightarrow n} / kT_e}{g_n} \cdot Q_{x \rightarrow n} (T_e)$$
(115)

Il importe de noter que si la condition (114) se trouve aisément vérifiée pour les premiers niveaux, par suite des grandes valeurs des coefficients d'Einstein, elle cesse d'être valable pour les niveaux élevés. En effet, la probabilité de désexcitation spontanée décroît quand le nombre quantique principal augmente, tandis que les chances de transition par choc deviennent plus grandes, les phénomènes d'excitation l'emportant sur les processus de désexcitation.

Partant de ces considérations WILSON /33/ a cherché à établir un critère général de validité de la loi(16), en introduisant précisément le niveau limite t pour lequel les transitions vers les niveaux supérieurs et inférieurs sont également probables. La présence des niveaux situés au-dessus du niveau t, qui se trouvent donc être en équilibre avec le continu et qui, de ce fait, appartiennent virtuellement à l'état d'ionisation suivant, conduit à l'addition dans l'équation(16) d'un terme supplémentaire aussi bien pour l'ionisation que pour la recombinaison. Le domaine coronal est alors défini en posant la condition que les deux termes correctifs restent respective ent bien inférieurs (soit 10%) aux coefficients principaux S_r et a_{r+1} . WILSON aboutit finalement au critère suivant :

$$n_{e[cn;^{-3}]} \leq 1.5.10^{10} (\lambda_{r[eV]})^{\frac{1}{2}} (kT_{e[eV]})^{4}$$
 (I.16)

Ce critère constitue certes une condition plus sévère pour la densité électronique que l'inégalité (l 12).

 δ) La discussion précédente définit le domaine de validité de la loi d'ionisation(16) du modèle coronal. Mais le schéma simple (19) décrivant la distribution des atomes dans les divers états excités, contient une hypothèse supplémentaire, à savoir : la désexcitation spontanée est le seul mécanisme important de dépeuplement des niveaux d'énergie face à tous les processus de transition par choc (ionisation comprise). Il est donc nécessaire de vérifier la condition ci-dessous plus stricte encore, on le voit, que l'inégalité (114);

$$n_{e}.N_{r,n}.\sum_{y \neq n} Q_{n \rightarrow y} (T_{e}) \ll N_{r,n}.\sum_{f \leq x \leq n} A_{n \rightarrow x}$$

Soit :

n

$$e = \frac{\frac{f < x < n}{f < x < n}}{\sum_{y < n} Q_{n,y} (T_e)}$$

Comme il a été remarqué précédemment les probabilités de désexcitation spontanée diminuent au fur et à mesure que le nombre quantique principal croît, alors que les coefficients de transition par choc augmentent. Aussi, même dans les plasmas peu denses vérifiant le critère(l 16) de WILSON, la relation coronale (l 9) ne devra-t-elle être appliquée qu'aux niveaux situés en dessous d'un niveau critique p (inférieur au niveau t défini plus haut) à partir duquel les processus de dépeuplement par émission spontanée cessent d'être prédominants.

() Le schéma adopté pour l'excitation suppose en outre que le peuplement d'un niveau d'énergie donné se fait exclusivement par collision des électrons avec les atomes dans leur état de base et non pas par capture radiative d'un électron sur le niveau considéré, ni par cascades à partir des niveaux supérieurs. En fait, cette condition est généralement moins sévère que les deux critères précédents (l 16) et (l 17); elle sera évidemment vérifiée dans la phase de chauffage d'un plasma transitoire, durant laquelle les termes de recombinaison sont peu importants.

¿) L'équation (19) admet par ailleurs que le rayonnement s'échappe librement du plasma, ceci
implique une densité suffisamment faible des atomes absorbants. Nous examinerons plus loin, au façon
plus précise, l'effet de la réabsorption des raies au sein du plasma.

 η) Notons enfin que la relation (19) n'est pas valable pour un état métastable et que la présence d'un tel niveau risque d'affecter la loi de population des niveaux immédiatement voisins.

b) Application du modèle coronal aux régimes transitoires

La plupart des plasmas peu denses produits par des décharges pulsées, notamment dans les dispositifs exploités dans les recherches thermonucléaires, présentent des temps de vie trop courts pour atteindre un état stationnaire /21/. Néanmoins, si les conditions de validité du modèle coronal énumérées précédemment restent sctisfaites, les mêmes mécanismes gouverneront l'ionisation et l'excitation des atomes dans cès plasmas transitoires. Notons cependant que, pour que la distribution des vitesses des électrons ne s'écarte pas de la loi de Maxwell, il sera nécessaire en outre, que le temps de selfcollision entre électrons soit court vis-à-vis de l'évolution du plasma et notamment du temps de confinement.

1- <u>Equations d'ionisation</u> - L'état d'ionisation d'un élément dans un plasma transitoire ne sera plus donné par la relation (16) mais par un système d'équations différentielles couplant entre eux les divers stades d'ionisation de l'atome considéré. L'évolution de la densité d'un ion de charge r sera décrite par l'équation suivante :

$$\frac{dN_r}{dt} = n_e \left(N_{r-1} S_{r-1} + N_{r+1} a_{r+1} - N_r S_r - N_r a_r \right)$$
(1.18)

On aura une relation de ce type pour chaque espèce d'ion, de r = 0 à r = Z, Z étant la charge nucléaire de l'élément. En fait si s est le plus haut stade d'ionisation atteint dans le plasma, le système se réduira à s + 1 équations seulement.

(† 17)

2- Population des niveaux d'énergie - Nous nous placerons dans le cas où les variations de la température et de la densité des électrons au cours de l'évolution du plasma sont lentes au regard du temps de vie des niveaux d'énergie (non métastables); ceci est valable en particulier dans T.A. 2000 dont la phase de croissance de la décharge dure 150 µs. Par ailleurs il est intéressant de remarquer que dans les plasmas transitoires peu denses, obéissant aux critères du modèle coronal, ces temps de vie qui sont de l'ordre de 10^{-e} seconde pour la plupart des niveaux intéressants, restent bien inférieurs au temps de relaxation 1/n, Sr des chocs ionisants à partir du niveau de base; ce dernier est généralement supérieur à une microseconde. On a donc pour un niveau n de l'ion r :

$$n_{e} = \frac{\sum_{f \neq x \leq n} A_{n,x}}{S_{r}(T_{e})}$$
(! 19)

Ceci signifie que la désexcitation spontanée est pratiquemen instantanée vis-à-vis de l'évolution de la densité des ions, décrite par l'équation (118). Par conséguent la population des niveaux d'énergie restera donnée par la relation (19), établie dans le cas stationnaire

Notons que cette loi de distribution n'est évidemment plus valable pendant la phase de recombinaison d'une décharge pulsée, au cours de laquelle les processus d'excitation par choc deviennent insignifiants, les niveaux d'énergie ne se peuplant plus que par les phénomènes de captures radiatives et de cascades. Cette restriction ne s'applique pas à la présente étude qui est limitée à la phasede croissance de la décharge

3- Intensité théorique des raies spectrales - Considérons une raie correspondant à une transition n→m, émise dans un plasma optiquement mince, l'intensité théorique c'est-à-dire l'énergie J_{nm} émise dans toute la raie par unité de volume, par unité de temps et dans l'unité d'angle solide, est donnée par l'expression :

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} h \nu_{nm} N_{r,n} A_{n \to m}$$
 (I 20)

 v_{nm} est la fréquence de la raie et N_{r,n} la densité des ions r émetteurs se trouvant sur le niveau supérieur au la transition. Si le plasma obéit aux critères du modèle coronal, l'intensité théorique s'écrit, compte tenu de l'équation(19) :

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} h_{\nu_{nm}.n_{e}.N_{r,f}} \frac{A_{n \rightarrow m}}{\sum_{f \leq x \leq n} A_{n \rightarrow x}} Q_{f \rightarrow n} (T_{e})$$
(121)

D - Effet de la réabsorption des raies spectrales -

a) Equation de transfert du rayonnement

Dans le cas général, le rayonnement émis au sein du plasma est partiellement réabsorbé. Cette interaction de la lumière avec la matière se traduit par deux effets : d'une part la distribution des atomes dans les différents états s'écarte des lois précédentes et d'autre part l'intensité des raies effectivement observée n'est plus la somme des intensités du rayonnement émis par tous les éléments de volume situés le long de l'axe de visée.

fait générale (/34/ ou /35/):

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{I}_{\nu}}{\mathrm{d}\rho} = -\mathbf{I}_{\nu}\,\mathbf{k}_{\nu}+\mathbf{j}_{\nu}$$

L'équation (122) ne peut être résolue que dans des cas particuliers, moyennant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. Citons les travaux de HEARN /36/ /37/ qui développe une méthode permettant de résoudre le problème de transfert du rayonnement pour un atome à deux niveaux, dans un plasma en régime stationnaire, limité par deux plans parallèles. Il suppose en outre une densité et une température électroniques données et uniformes. Une extension de cette méthode a été effectuée récemment par le même auteur /38/ pour culculer l'intensité des raies des ions hydrogénoides, en faisant intervenir un grand nombre de niveaux. Malheureusement cette méthode n'est pas applicable aux plasmas transitoires dont il est question ici. Aussi, pour tenir compte de la réabsorption des raies dans notre décharge, il nous a semblé commode d'introduire pour chaque transition, un coefficient de transmission moyen pour l'ensemble du plasma /39/, qui vient en quelque sorte pondérer le coefficient d'émission spontanée d'Einstein. Ce mode d'approche est inspiré de la théorie d'HOLSTEIN /40//41/ qui étudie la décroissance du rayonnement de résonance dans un gaz après extinction de la source excitatrice. Cependant, dans le cas d'une décharge pulsée, les phénomènes de transfert radiatif viennent s'ajouter aux processus primuires d'excitation par chocs avec les électrons. Le modèle que nous proposons ici tient donc compte d'une émission propre en chaque point; mais il ne constitue qu'une première approximation où l'on suppose en particulier, pour le calcul des coefficients de transmission moyens, une densité uniforme des atomes excités. Cette hypothèse simplificatrice dont nous discuterons plus loin la validité s'est montrée très féconde. L'application d'un tel modèle a permis notamment d'étudier l'effet de la réabsorption des raies sur la vitesse d'ionisation de l'hydrogène dans T.A. 2000 /13//14/.

b) Probabilité de transmission d'un photon

Considérons une raie partiellement réabsorbée au sein du plusma, correspondant à une transition entre un niveau d'énergie n et un niveau inférieur m. Il est possible de définir suivant HOLSTEIN 740/741 un coefficient T(p) représentant la probabilité pour qu'un photon individual issu d'une telle transition s'échappe du plasma après y avoir parcouru un trajet p. Nous reprendrons sommairement le calcul de $\Gamma(\rho)$ développé par HOLSTEIN, afin de mettre en évidence les différentes hypothèses qu'il implique. C'est en effet à partir de cette fonction que nous évaluerons ensuite un coefficient de transmission moyen pour l'ensemble du plasma.

long du trajet p. La probabilité de transmission d'un photon est alors :

$$T(\rho) = \int_0^\infty P_{\nu} \cdot e^{-k_{\nu}\rho} \cdot d\nu$$

 $k_{1} = k_{e} \cdot e^{-\left[\frac{2(\nu - \nu_{a})}{\Delta \nu_{d}} + \sqrt{\log e^{2}}\right]}$

Le transfert du rayonnement à l'intérieur du plasma est décrit par l'équation suivante, tout à

Dans cette relation I, représente l'intensité spécifique du rayonnement à la fréquence ν et d ρ un trajet élémentaire, k., et j., sont les coefficients d'aborption et d'émission par unité de volume.

Désignons par P, du la probabilité pour que le photon considéré ait une fréquence comprise entre v et $v \div dv$. Nous supposerons (hypothèse 1) que le coefficien d'absorption k, reste constant le

(1 23)

Si le profil est essentiellement dû à l'effet Doppler thermique (hypothèse 2) ce qui est généralement vrai dans les plasmas peu <u>dense</u>s du type de T.A. 2000, le coefficient k, s'écrit /42/ :

(1 24)

k, représente le coefficient d'absorption pour la fréquence centrale ν_b de la raie et $\Delta \nu_d$ la largeur à mi-hauteur du profil d'absorption. Si R est la constante des gaz, M la masse atomique et T_a la température des atomes absorbants, on a :

$$\Lambda v_{d} = 2\sqrt{\log_{e} 2} \frac{v_{d}}{c} \left(\frac{2RT_{d}}{M}\right)^{2}$$
(1.25)

Nous admettrons maintenant (hypothèse 3) que le profil d'émission est semblable au profil d'absorption. Ceci revient à dire que la fonction source est indépendante de la fréquence. Une justification de cette hypothèse est donnée par HOLSTEIN /40/. THOMAS et ATHAY /43/ ont également montré qu'une telle approximation est relativement bonne dans le cas d'un pur élargissement Doppler. HEARN /37/ aboutit à la même conclusion en comparant les résultats obtenus à l'aide de cette simplification, à la solution exacte de l'équation de transfert (122); l'écart reste bien inférieur à 10%. Représentons alors la fréquence à l'aide de la variable réduite y, définie en posant :

$$y = \frac{2(r - r_o)}{\Delta v_{\downarrow}} \sqrt{\log 2}$$
 (1.26)

La relation (1 24) montre que le coefficient d'absorption est proportionnel à $exp(-y^2)$. La probabilité pour qu'un photon ait une fréquence réduite comprise entre y et y +dy est :

$$P_{y} dy = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-y^{2}) dy \qquad (1 27)$$

Le facteur de proportionnalité π^{-1_2} étant déduit de la relation de normalisation pour le photon considéré :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathsf{P}_{\mathbf{y}} \, \mathrm{d}\mathbf{y} = 1 \tag{128}$$

L'équation (123) s'écrit finalement après introduction de la fréquence réduite :

$$T(\rho) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-y^2) \exp\left[-k_{,\rho} \exp(-y^2)\right] dy \qquad (1 \ 29)$$

Le produit k_o ρ représente l'épaisseur optique τ_{ρ} du plasma le long du trajet ρ , pour le centre de la raie. La relation précédente montre ainsi que la probabilité de transmission d'un photon n'est fonction que de τ_{ρ} ; nous la désignerons dorénavant par T (τ_{ρ}).

Cherchons à expliciter le coefficient k_e qui intervient dans l'expression(129). Il importe tout d'abord de noter que le coefficient d'absorption k_v figurant dans l'équation de transfert (122) est corrigé de l'émission induite; l'intégration sur toute la raie donne alors /42/:

$$\int k_{1'} d_{1'} = \frac{h_{l_0}}{4\pi} \cdot B_{m \to n} \left(N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right)$$
(1.30)

Le coefficient B_{m→n} représente la probabilité d'absorption induite définie par MILNE (à partir de l'intensité spécifique). Par ailleurs, en intégrant l'expression(124) on obtient :

$$\int_{0}^{\infty} \mathbf{k}_{\nu} \, \mathrm{d}\nu = \frac{\Delta \nu_{\mathbf{d}}}{2} \cdot \left(\frac{\pi}{\log e^{2}}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \mathbf{k}_{\mathbf{d}}$$
(1.31)

En comparant les relations (130) et (131) il vient finalement :

$$k_{\bullet} = \frac{h_{I_{\bullet}}}{2\pi\Delta\nu_{a}} = \left(\frac{\text{Log}_{e}2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} B_{m,n} \left(N_{m} - \frac{9m}{9n}N_{n}\right)$$
(1.32)

Dans le cas d'un plasma peu dense et si l'on s'intéresse aux roies de résonnance qui sont les premières à être réabsorbées, la population du niveau d'énergie n se trouve être de beaucoup inférieure à celle du niveau absorbant m qui est dans ce cas l'état de base. Il est alors possible de négliger dans l'expression (1 32) le terme soustractif de l'émission induite. Le coefficient k, s'écrit finalement, après introduction de la force d'oscillateur d'absorption $f_{m,n}$ et en désignant par m, et e, la masse et la charge (en unités électrostatiques) de l'électron :

$$k_{o} = \frac{2}{\Delta \nu_{d}} = \left(\frac{\log 2}{\pi}\right)^{2} \frac{\pi e_{o}^{2}}{m_{o}c} N_{m} f_{m \to m}$$
(1.33)

Notons que pour obtenir l'expression (129) de $T(r_{\rho})$, nous avons admis que le coefficient d'absorption k_{μ} , reste constant le long d'un trajet ρ (hypothèse 1). Ceci implique donc, d'après les relations (125) et (135), l'uniformité de la température T_{a} et de la densité N_{m} des atomes absorbants

c) Intensité des raies

1- Coefficient de transmission moyen d'un plasma cylindrique suivant un diamètre. Pour connaître l'intensité effective d'une raie observée à l'aide d'un spectromètre, nous allons introduire un coefficient de transmission moyen & pour l'ensemble des photons issus de transitions n→m, émis dans le volume observé et à l'intérieur de l'angle solide couvrant l'appareil. Nous considérerons un plasma cylindrique infini (auquel notre décharge annulaire pourra être assimilée) et un spectromètre de faible ouverture visant suivant un diamètre. Nous supposerons dès maintenant qu'il s'agit d'un appareil pour l'ultraviolet comportant simplement un réseau concave par réflexion. La généralisation à un autre appareil est immédiate en prenant en considération les dimensions de la pupille d'entrée (qui coïncide avec le réseau dans le cas considéré ici).

Par ailleurs il sera admis en première approximation dans le calcul de³, que la densité N_n des atomes excités est uniforme (hypothèse 4).

Soient alors $\Delta \propto et \Delta \beta$ les angles sous lesquels on voit du centre de la fente d'entrée de l'appareil les deux dimensions du réseau et soit ℓ la distance de la fente à la surface du plasma. Considérons à l'intérieur de l'angle solide d'observation délimité par $\Delta \propto et \Delta \beta$ une tranche de plasma d'épaisseur dp, normale à l'axe de visée et située à une distance $\ell + \rho$ de la fente (figure 11). L'énergie lumineuse dE'_{nm} reçue par le réseau dans l'unité de temps, provenant de cette tranche élémentaire, s'écrit compte tenu de la relation (120) et après introduction du coefficient d'HOLSTEIN T(r_p):

$$dE'_{nm} = \frac{1}{4\pi} h_{\nu nm} \cdot N_n \cdot A_{n \to m} \cdot T(\tau_p) \cdot d\Omega \cdot dV$$
 (1.34)

Dans cette équation dV représente le volume de la tranche de plasma et dΩ l'angle solide délimitant la fraction du rayonnement émis en un point quelconque de la zone considérée, qui tombe réellement sur le réseau. Si les dimensions de la fente sont petites par rapport à celles du réseau, cet



FIG. I 1

angle est en effet égal à $\Delta S (l + \rho)^{-2}$ pour tous les points de la tranche de plasma, ΔS représentant la surface de la fente. Par ailleurs, l'élément de volume dV est : $\Delta \propto \Delta \beta (l + \rho)^2 d\rho$. Finalement l'énergie totale E'_{nm} reçue par le réseau dans l'unité de temps s'obtient en intégrant dE'_{nm} le long du diamètre D du plasma :

$$\mathsf{E'}_{\mathsf{nm}} = \frac{1}{4\pi} \Delta S.\Delta \propto \Delta \beta.\mathsf{h}_{l'\mathsf{nm}}.\mathsf{N}_{\mathsf{n}}.\mathsf{A}_{\mathsf{n}\to\mathsf{m}} \int_{\mathsf{o}}^{\mathsf{D}} \mathsf{T}(\mathbf{r}_{\mathsf{p}}) \mathsf{d}\rho \qquad (1 35)$$

L'intégrale figurant dans cette relation s'écrit :

$$\int_{0}^{1} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-y^{2}) \exp\left[-k_{\rho} \exp(-y^{2})\right] dy \right\} d\rho = \frac{1}{k_{\rho} \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ 1 - \exp\left[-k_{\rho} D \exp(-y^{2})\right] \right\} dy$$
(1.36)

Or s'il n'y avait pas de réabsorption au sein du plasma, l'énergie totale E_{n m} reçue par le réseau dans l'unité de temps serait :

$$\mathsf{E}_{\mathsf{n}\mathsf{m}} = \frac{\mathsf{I}}{4\pi} \Delta \mathsf{S}.\Delta \mathfrak{a}.\Delta \beta.\mathsf{h}_{\nu_{\mathsf{n}\mathsf{m}}}.\mathsf{N}_{\mathsf{n}}.\mathsf{A}_{\mathsf{n}\to\mathsf{m}}.\mathsf{D}$$
(137)

Le coefficient de transmission moyen C du plasma pour une visée diamétrale, sera donc défini par la relation suivante :

$$\mathcal{C}_{mn} = \mathcal{C}(\tau_{b}) = \frac{E'_{nm}}{E_{nm}} = \frac{1}{\tau_{b}\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\tau_{b}} e^{-y^{2}}) dy$$
 (1.38)

Dans cette expression la variable $\tau_p = k_p D$ représente l'épaisseur optique du plasma le long d'un diamètre pour le centre de la raie. Notons que le coefficient $\mathcal{G}(\tau_p)$ est égal à la fonction S ($k_p \ell$) pour $\ell = D$, tabulée par LADENBURG et LEVY /44/. La figure 12 montre la courbe donnant \mathcal{G} en fonction de τ_p (échelle du haut pour les abscisses).

2- <u>Intensité des raies réellement mesurée</u> - Désignons par $F(\lambda_{nm})$ le facteur de transmission du spectromètre pour la longueur à onde λ_{nm} considérée; cette fonction tient compte de l'efficacité du réseau et de toutes les pertes de lumière sur le trajet optique à l'intérieur de l'appareil jusqu'à la photocathode du récepteur (y comprises celles qui pourraient résulter de l'astigmatisme). Soit par ailleurs $R(\lambda_{nm})$ le rendement quantique de la photocathode (défini par le rapport du nombre d'électrons éjectés au nombre de photons incidents), multiplié éventuellement par le rendement quantique de la couche fluorescente, utilisée dans la détection du rayonnement dans l'ultraviolet lointain (entre 2000 et 700 Å). Désignons enfin par Γ le gain de la structure multiplicatrice (dynodes) du récepteur photo-électrique. L'intensité d'une raie réellement mesurée, en nombre d'électrons recueillis par seconde à l'anode du récepteur, s'écrit alors, compte tenu des relations (I 37) et(I 38) :

$$I_{nm} = \frac{1}{4\pi} \Delta S. \Delta \propto \Delta \beta. N_n. A_{n \to m}. D\mathcal{E}_{mn}. F(\lambda_{nm}). R(\lambda_{nm}). \Gamma$$
(1.39)

Si l'on désigne par K(λ_{nm}) le facteur d'étalonnage énergétique global du spectromètre, égal au produit F(λ_{nm}).R(λ_{nm}). Γ et par G le coefficient géométrique $\Delta S.\Delta \propto \Delta \beta$ relatif à l'appareil, l'intensité I_{nm} s'écrit :

$$I_{nm} = \frac{1}{4\pi} N_n A_{n \to m} \mathcal{C}_{mn} D.G.K (\lambda_{nm})$$
(140)



Coefficients de transmission moyens d'un plasma cylindrique.

FIG. I 2_

d) Puissance totale rayonnée - Coefficient de transmission global d'un plasma cylindrique

La formule précédente concerne l'intensité observée dans la direction diamétrale. Mais pour analyser l'effet de la réabsorption sur les échanges d'énergie et l'état d'excitation du plasma, nous devons calculer l'énergie lumineuse totale qui s'échappe à l'extérieur du plasma (que nous supposerons encore cylindrique et homogène).

Considérons sur la figure 1 3 un élément ΔS_0 de la surface du plasma entourant un point O choisi comme origine du trièdre de référence. Ox étant la normale à ΔS_0 et Oz une génératrice du cylindre. Soit un point M du plasma de coordonnées sphériques ρ , θ et ϕ , situé sur un axe Ou; l'élément de volume dv au point M est égal au produit d ρ . ρ sin ϕ d θ . ρ d ϕ . Par ailleurs, si A est l'intersection de Ou avec la surface du cylindre et A' la projection de A sur Ox, l'angle solide $\Delta \omega$ sous lequel la surface ΔS_0 est vue du point M, s'écrit :

$$\Delta \omega = \frac{\Delta S_{o}}{\rho^{2}} \cos(\vec{Ou}, \vec{Ox}) = \frac{\Delta S_{o}}{\rho^{2}} \cdot \frac{OA'}{OA} = \frac{\Delta S_{o}}{\rho^{2}} \cos \theta \cdot \sin \phi$$

Considérons une raie λ_{nm} , la puissance rayonnée à l'extérieur du plasma dans le faisceau lumineux issu de l'élément de volume dv et traversant la surface ΔS_0 , est donnée par la relation suivante, analogue à l'équation (l 34) :

$$dP'_{nm} = \frac{1}{4\pi} h_{\nu nm} N_n A_{n \to m} T(r_{\rho}) \Delta S_0. \cos \theta \sin^2 \phi d\rho d\theta d\phi \qquad (1.41)$$

Soit L = D. cos' θ /sin ϕ , la longueur du segment OA. La puissance totale traversant l'élément de surface ΔS_0 est :

$$\Delta P'_{nm} = h\nu_{nm}.N_n.A_{n\to m} \frac{\Delta S_o}{\pi} \int_{0}^{\pi/2} \int_{0}^{\pi/2} \int_{0}^{L} T(r_p). \cos\theta.\sin^2\phi.d\rho.d\theta.d\phi \qquad (1.42)$$

Compte tenu des relations (1 36) et (1 38), l'intégrale portant sur la variable ρ devient :

$$\int_{\sigma}^{L} T(r_{\rho}) d\rho = L \cdot \mathcal{C}(r_{L}) = D \frac{\cos \theta}{\sin \phi} \cdot \mathcal{C}(r_{L})$$
(143)

La puissance lumineuse J'_{nm} rayonnée à l'extérieur du plasma dans l'unité d'angle solide, par une tranche du cylindre de volume unitaire (dont la surface externe est donc égale à 4/D) s'écrit :

$$J'_{nm} = \frac{1}{4\pi} \frac{\Delta P'_{nm}}{\Delta S_{o}} \frac{4}{D}$$

Soit finalement d'après (1 42) et (1 43) :

$$\mathbf{J'}_{nm} = \frac{1}{4\pi} h_{\nu nm'} \mathbf{N}_{n} \cdot \mathbf{A}_{n \to m} \frac{4}{\pi} \int_{0}^{\pi/2} \int_{0}^{\pi/2} \mathbf{\mathcal{C}}(r_{L}) \cdot \cos^{2}\theta \cdot \sin\phi \cdot d\theta \cdot d\phi \qquad (1.44)$$

La comparaison de cette dernière formule à l'expression simple (1 20) de la puissance théorique J_{nm} dissipée par unité de volume et dans l'unité d'angle en l'absence de réabsorption nous conduit à définir un coefficient de transmission global \mathscr{F}_{nm} du plasma :



FIG. I 3 _

$$\mathcal{F}_{mn} = \mathcal{F}(\tau_{D}) = \frac{J'_{nm}}{J_{nm}} = \frac{4}{\pi} \int_{0}^{\pi_{2}} \int_{0}^{\pi_{2}} \mathcal{C}(\tau_{L}) \cos^{2}\theta \sin\phi d\theta d\phi \qquad (1.45)$$

Dans cette expression τ_1 est égal à $\tau_n .\cos\theta / \sin\phi$.

Le coefficient \mathcal{F} a été calculé en fonction de r_p par intégration numérique sur ordinateur IBM 7094. La figure l 2 montre la courbe traduisant ces résultats. Il est intéressant de noter que cette courbe reste très voisine de la courbe représentant le coefficient de transmission moyen pour une observation diamétrale. Aussi sera-t-il légitime de remplacer dans la plupart des applications le coefficient \mathcal{F} comportant une intégration triple par la fonction $\mathcal{C}(r_p)$ dont l'expression est plus simple.

Compte tenu de cette remarque, l'intensité mesurée I_{nm} d'une raie, définie par l'expression (140), peut s'écrire d'après la relation (144) :

$$I_{nm} = \frac{1}{h\nu_{nm}} J'_{nm} + D.G.K(\lambda_{nm})$$
(1.46)

e) Discussion du modèle de réabsorption proposé

Parmi les différentes simplifications faites au cours du développement du calcul des coefficients moyens de transmission, l'hypothèse 4 d'une densité uniforme des atomes émetteurs constitue certainement l'approximation la plus discutable. En effet, en l'absence de toute autre cause pouvant provoquer une variation spatiale de l'état d'excitation du plasma (gradient de température ou de densité électronique), la réabsorption elle-même tend à créer une distribution radiale non uniforme des atomes excités, présentant un maximum sur l'axe où la densité de rayonnement est la plus forte.

Pour estimer l'erreur introduite par l'hypothèse 4 considérons le cas extrême, purement imaginaire, où tous les atomes émetteurs seraient au contraire concentrés au voisinage de l'axe (schéma figure 1 4). Cans ces conditions, le coefficient de transmission moyen pour une observation transversale se réduit au coefficient primaire d'HOLSTEIN $T(r_g)$, où R représente le rayon du plasma. Quant au coefficient de transmission global intervenant dans l'expression de la puissance totale dissipée par le plasma, que nous désignerons ici par F, il est identique à la fonction $S_g(k_o R)$ qui a été calculée par PHELPS /45/ pour tenir compte de la réabsorption du rayonnement dans les mesures de sections efficaces d'excitation, effectuées dans une chambre de collision cylindrique traversée par un faisceau électronique axial. Les courbes $T(r_g)$ et $F(r_g)$ ont été tracées sur la figure 1 2 à côté des courbes correspondantes $\mathcal{O}(r_g)$ et $\mathcal{F}(r_g)$ pour un plasma homogène. La transmission réelle du plasma se trouve en fait comprise entre les valeurs déduites des deux modèles limites envisagés.

Il importe cependant de noter que, même dans le cas d'une réabsorption importante, le premier schéma (hypothèse 4) se rapproche davantage de la réalité. Ainsi une analyse radiale dans T.A. 2000 /46/ de l'intensité des raies de Balmer de l'hydrogène (qui, elles, sont peu réabsorbées), indique que la distribution radiale des atomes excités, en présence d'une réabsorption déjà notable des raies de Lyman, presente un maximum sur l'axe peu accusé, qui est sans doute plutôt lié aux gradients de température et de densité. Signalons enfin que la mesure du rapport des coefficients de transmission des raies L β et H $_{\propto}$ pour différentes pressions d'hydrogène dans la décharge, montre un bon accord avec les valeurs théoriques calculées à partir du premier modèle /47/ (voir paragraphe IV B c).



Schéma de la distribution radiale des atomes émetteurs dans les hypothèses de calcul envisagées

FIG. I 4_

En conclusion nous adopterons le modèle basé sur l'hypothèse 4 (courbe $\mathcal{C}(\tau_p)$) qui constitue dans la plupart des cas une approximation suffisante, permettant une description simple des phénomènes de réabsorption.

f) Extension des formules coronales

Comme il a été vu, les relations (19) et (121) déduites du modèle coronal, donnant la population des niveaux d'énergie et l'intensité théorique des raies, ne sont valables que si le plasma est optiquement mince. Nous allons préciser cette condition. Ainsi si l'on tolère un écart limite de 10% par exemple sur l'intensité des raies (l'erreur expérimentale est ici au moins du même ordre), l'effet de la réabsorption pourra être négligé tant que le coefficient de transmission reste supérieur à 0,9, ce qui correspond à une épaisseur optique τ_p inférieure à 0,3 (d'après la courbe $\mathcal{C}(\tau_p)$ représentée sur la figure 12). Compte tenu de la relation (133), un plasma sera donc considéré comme optiquement mince pour une transition nom, si la condition suivante est satisfaite :

$$N_{m} = 0,15 \left(\frac{\pi}{Log_{e}2}\right)^{1_{2}} \cdot \frac{m_{e}c}{\pi e_{e}^{2}} \cdot \frac{\Lambda \nu_{d}}{D_{e}f_{m,m}}$$
(1.47)

Revenons au cas général où, au contraire, la réabsorption n'est plus négligeable. L'introduction des coefficients de transmission moyens, permet de définir pour toute raie λ_{nm} un coefficient d'émission spontanée <u>apparent</u> relatif à l'ensemble du plasma, égal au produit $A_{n \to m} \mathcal{C}_{mn}$ (en assimilant \mathcal{T}_{mn} à \mathcal{C}_{mn}). L'énergie lumineuse J'_{nm} rayonnée par unité de temps, dans l'unité d'angle, par une tranche de plasma de volume unitaire, s'écrit en effet d'après (1 44) :

$$J'_{nm} = \frac{1}{4\pi} h_{l'nm} N_n \cdot A_{n,m} \mathcal{C}_{mn}$$
(1.48)

Cette relation générale est bien tout à fait analogue à l'équation simple (1 20), établie dans le cas particulier d'un plasma optiquement mince. Il importe, certes, de ne pas se inéprendre sur le sens de cette analogie : la densité N_n des atomes excités est ici, par suite des effets combinés de l'absorption du rayonnement et des processus d'excitation par choc, évidemment différente (pour une température et une densité électroniques données) de celle que l'on obtiendrait dans un plasma parfaitement transparent.

Nous allons montrer maintenant que dans les plasmas peu denses à haute température où la réabsorption joue un rôle, mais limité, l'état d'excitation et d'ionisation des atomes peut encore être décrit par des formules simples, similaires aux lois coronales où l'on aura remplacé les probabilités d'émission spontanée A par les coefficients apparents AC.

L'introduction de ces coefficients apparents permet, en effet, de définir des critères absolument analogues à ceux du modèle coronal, délimitant le domaine de validité des nouvelles formules généralisées. Ainsi la condition (1 17) impliquera que la transmission du rayonnement vers l'extérieur du plasma reste suffisante pour que la désexcitation par émission spontanée <u>effective</u>, reste encore le processus prépondérant de dépeuplement des niveaux d'énergie, soit :

$$n_{e} \propto \frac{\sum_{f \leq x \leq n} A_{n \rightarrow x} \mathcal{C}_{xn}}{\sum_{y \neq n} Q_{n \rightarrow y} (T_{e})}$$
(1.49)

Ce seront également les temps de vie <u>apparents</u> des niveaux qui interviendront dans l'inéquation (1 19).

Si ces critères généralisés se trouvent vérifiés, l'intensité théorique J'_{nm} d'une raie λ_{nm} partiellement réabsorbée sera finalement donnée par la relation suivante, analogue à l'équation (L21) :

$$J'_{nm} = \frac{1}{4\pi} \frac{A_{n \cdot m} \mathcal{F}_{mn}}{\sum_{f \in \mathbf{x} : n} A_{n \cdot \mathbf{x}} \mathcal{F}_{\mathbf{x} n}} \cdot Q_{f \cdot n} (T_e)$$
(1.50)

Examinons le cas particulier de la première raie de résonance : les terines de réabsorption s'éliminent dans la relation (1.50) car A_{n .m}. est ici identique à 🗅 A_{n .x}. et _{xn}. On aboutit donc à la même expression que celle qui se déduit de la formule coronale (1 21) relative à un plasma optiquement mince :

$$J'_{nf} = J_{nf} = \frac{1}{4\pi} h_{nf} n_{e} N_{f} Q_{f,n}(T_{e})$$
(151)

A - Caractéristiques générales de T.A. 2000

Le dispositif à décharges annulaires T.A. 2000 a été conçu, dans le cadre des recherches sur la fusion contrôlée, en vue de chauffer et de confiner un plasma par «striction stabilisée». Le plasma est produit par une décharge pulsée à forte intensité dans un gaz sous faible pression et se détache des parois par effet de striction (attraction des courants parallèles). La décharge est stabilisée visà-vis de déformations éventuelles de la colonne de plasma par la présence de parois conductrices et d'un champ magnétique longitudinal B, plus faible que le champ magnétique azimutal produit par le courant électrique dans la décharge. On sait à l'heure actuelle qu'un tel dispositif est loin d'être à l'abri d'autres catégories d'instabilités qui ont fait abandonner l'espoir de voir jamais cette machine fonctionner en réacteur thermonucléaire; néanmoins elle a permis d'une part une confrontation avec les calculs théoriques sur les configurations en équilibre magnétohydrodynamique et d'autre part la mise au point d'un grand nombre de méthodes de diagnostic. Elle a suscité un intérêt tout particulier auprès des spectroscopistes, en offrant un plasma assez reproductible à très haute température, faisant apparaître le spectre d'atomes fortement ionisés. Une description détaillée de T.A. 2000 a été donnée par oilleurs /10/ /11/ /48/, et nous nous limiterons ici à en donner brièvement les caractéristiques. La figure II 1 montre une vue d'ensem: le de la machine et de l'appareillage spectroscopique.

a) Description sommaire de la machine

Le dispositif comporte une paroi externe capacitive, constituée d'un tore en aluminium de 2000 mm de grand diamètre (d'où la dénomination de T.A. 2000), de 10 mm d'épaisseur et 300 mm de petit diamètre (figure 11 2). La boucle ainsi formée est coupée en guatre points par un double manchon isolant en céramique. Une chemise résistive est placée à l'intérieur du tore en aluminium, assurant la répartition du potentiel par effet ohmigue. Dans la version définitive de la machine, cette chemise est constituée d'un alliage de nickel (80 %) et de chrome (20 %), de 0,1 mm d'épaisseur.

L'enceinte principale où se produit la décharge, est ainsi entourée d'une région tubulaire totalement isolée, cloisonnée en quatre parties dont le pompage est assuré par guatre groupes indépendants. Le volume principal est relié à deux colonnes de pompage à ultra-vide, diamétralement opposées. L'étanchéité du montage est réalisée à l'aide de joints métalligues (indium et or). Dans les conditions normales de travail le vide de base est de l'ordre de 5.10⁻⁷ millimètres de mercure.

Des ouvertures circulaires verticales de 2 et 3 cm de diamètre permettent une observation transversale du plasma àtravers des fenêtres de verre, ou de silice fondue pour la détection du rayonnement dans le proche ultraviolet. Ces ouvertures rendent également possible le raccord direct au tore des spectromètres à vide pour l'ultraviolet lointain. Dans le montage définitif, deux tronçons cylindriques diamétralement opposés de 100 mm de longueur, ont été ajoutés dans le corps de la machine; l'un d'eux présente deux longues fenêtres verticales rectangulaires mesurant 200 mm sur 15 mm, qui ont servi à l'exploration transversale complète du plasma par observation spectroscopique dans le visible et par sondage magnétique.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL



- Vue d'ensemble de TA2000 et de l'appareillage de spectroscopie.

- 1. Monochromateur à réseau pour le domaine 8000-2000 Å.
- 2. Spectrographe sous vide à réseau concave en incidence normale pour le domaine 2500-500 Å.
- 3. Raccordement vers le monochromateur sous vide à réseau concave en incidence rasante pour le domaine 1000-100 Å.
- 4. Interféromètre Fabry-Pérot multicanal pour la mesure des largeurs de raie.
- 5. Groupe d'oscillographes à 2 voies associés à l'interféromètre (12 canaux)
- 6. Spectromètre Interférentiel pour l'Infrarouge lointain (100-10.000 microns).

FIG. II 1



b) Caractéristiques électriques

1-<u>Décharge principale</u> - Le courant dans le gaz est induit par la décharge d'un banc de condensateurs dans un enroulement primaire qui se trouve couplé dans un rapport de transformation 6 : 1 avec le plasma, formant ensemble un montage coaxial. Le couplage est réalisé au moyen de seize boucles magnétiques représentant une masse totale de fer de 6,4 tonnes. On décharge les condensateurs à l'aide de cinq éclateurs principaux en parallèle, commandés par un système électronique de déclenchement. Le schéma du circuit de la décharge est représenté sur la figure II 3. Nous donnons ci-dessous les grandeurs les plus importantes dans les conditions normales de fonctionnement de la machine :

- Capacité totale du banc de condensateurs : 200 μ F
- Tension de charge : 30 kV
- Energie emmagasinée dans le banc : 90 kJ
- Résistance électrique de la chemise de nickel et chrome : 8.10"2 Ω
- Pression d'hydrogène de remplissage : 1,5.10⁻³ mm Hg
- Demi-période du courant dans le plasma : 320 µs
- Courant maximal dans le plasma, mesuré à l'aide d'une ceinture de ROGOWSKI à l'intérieur

de la chemise : 215 kA

- Résistance du plasma au maximum du courant : \sim 10⁻³ Ω

La figure II 4 montre l'évolution de l'intensité du courant dans le plasma au cours de la décharge principale.

2- <u>Champ magnétique de stabilisation</u> - Le champ stabilisateur B_z est créé par un enroulement bobiné sur le tore, relié à une batterie d'accumulateurs comprenant 50 éléments de 12 V et 90 Ah; ceux-ci peuvent être couplés pour fournir une tension de 120 V, 360 V ou 720 V. Le circuit commandé par des contacteurs mécaniques donne une impulsion carrée de 0,4 s, au milieu de laquelle est déclenchée la décharge principale. Dans les conditions norma¹ s de fonctionnement de la machine, le champ maximal de 1700 Gs est appliqué.

3- <u>Prédécharge</u> - En l'absence d'une préionisation, la décharge principale ne s'amorce pas dans le gaz, les courants induits circulant alors exclusivement dans la chemise métallique. On a tout d'abord tenté de créer une préionisation du gaz par haute fréquence. Une méthode plus efficace a été finalement adoptée, en réalisant une prédécharge du banc de condensateurs en régime amorti de longue durée (RC = 6.10^{-3} s) à travers un groupe de cinq résistances de 175 Ω , en parallèle avec les éclateurs principaux (figure II 3). Pour obtenir un amorçage parfaitement régulier, on commande l'éclateur auxiliaire de la prédécharge 200 μ s avant le déclenchement des éclateurs principaux; l'énergie perdue ne représente alors que 6 % de l'énergie emmagasinée dans les condensateurs.

c) Mode opératoire de remplissage du tore

Le gaz de remplissage dans lequel est produite la décharge est soit de l'hydrogène pur (à 99,99 %) soit un mélange d'hydrogène et d'un gaz additionnel, en faible proportion, utilisé comme élément de diagnostic. L'arrivée du gaz dans l'enceinte principale se fait par deux orifices diamétralement opposés, reliés au dispositif de remplissage (figure 11 2). Celui-ci comprend deux bouteilles contenant respectivement l'hydrogène et le gaz de diagnostic, sous une pression de 2 kg/cm² environ. L'ouverture de chaque bouteille est commandée par un robinet gradué à fuite réglable. La pression de remplissage dans le tore est donnée par des jauges à ionisation. Dans les expériences qui font l'objet de nos observations, elle reste comprise entre 3,5 et 0,7 μ Hg; en dessous de cette dernière valeur, la décharge ne s'amorce plus dans le gaz.



- R Résistances de prédécharge
- E Eclateurs principaux
- e Eclateur auxiliaire de prédécharge
- i Inducteur
- c.p Chemise et plasma
 - C Condensateurs

CIRCUIT DE DECHARGE ET DE PREDECHARGE

FIG. II 3



Figure II 4 - EVOLUTION DE L'INTENSITE DU COURANT DANS LE PLASMA AU COURS DE LA DECHARGE PRINCIPALE ($B_z = 1700 \text{ Gs}$ PRESSION D'HYDROGENE : 1,5.10⁻³ mmHg)

Au cours des premiers essais, une technique de remplissage par «balayage continu» a été utilisée : pendant toute la durée d'une campagne d'expériences portant sur une série de décharges, le pompage principal est maintenu, simultanément avec un débit constant conventible du gaz. Cette méthode simple et très commode, puisqu'elle permet d'effectuer une décharge toutes les deux minutes (délai nécessaire à la charge des condensateurs), p ésente plusieurs inconvénients majeurs. On risque d'une part une suuillure progressive de l'hydrogène par accumulation d'impuretés arrachées aux parois au cours des décharges successives et dont le pompage est moins efficace en présence de l'hydrogène. En outre, dans le cas d'un mélange, les vitesses d'écoulement et de pompage des deux constituants sont différentes et l'on peut craindre une erreur dans la composition du mélange (réglée en début d'expérience en ajustant le débit de chaque gaz). On observe par ailleurs, dans ce régime de fonctionnement, des fluctuations dans la pression totale, qu'il est souvent malaisé de compenser en jouant sur les robinets d'admission. Aussi avons-nous finalement adopté un autre mode de remplissage plus précis mais combien plus laborieux, qui consiste à remplir avec le mélange désiré la machine dont le pompage est stoppé par fermeture des vannes et à n'utiliser ce gaz que pour une seule décharge. Les spectromètres sous vide ne sont mis alors en communication avec le tore que quelques fractions de seconde avant le déclenchement de la décharge, à l'aide d'un système de commande à distance Ils ont été équipés de petites vannes montées immédiatement en avant de la fente d'entrée, pour réduire au minimum le passage entre les deux enceintes. On enregistre finalement à la suite de l'ouverture de ces vannes un abaissement tout à fait tolérable de la pression totale dans le tore, de l'ordre de 1 %.

1- <u>Remplissage en hydrogène pur</u> - La mise en charge des condensateurs est enclenchée après fermeture des vannes du tore. On commande alors l'admission de l'hydrogène jusqu'à obtention de la pression désirée, en contrôlant l'indication du monomètre à ionisation. En pratique, il convient de laisser ensuite un faible débit jusqu'au moment de déclenchement de la décharge pour compenser les fuites du gaz vers les espaces tubulaires maintenus sous vide, l'étanchéité entre les deux chambres n' étant pas parfaite. Un intervalle de temps d'une dizaine de minutes est nécessaire entre deux décharges consécutives, si l'on désire atteindre une pression résiduelle inférieure à 10^{-o} mm Hg.

2- Réalisation des mélanges-L'opération s'effectue en deux temps suivant une technique plus délicate. On introduit d'abord dans le tore le gaz de diagnostic dont la pression sera généralement comprise entre 10^{-s} et 10⁻⁴ mm Hg. Puis après évacuation de la canalisation de remplissage, on commande l'admission de l'hydrægène comme dans les expériences en hydrogène pur, en contrôlant cette fois la pression totale jusqu'à l'instant d'amorçage de la décharge. En fait, signalons qu'il est nécessaire d'atteindre au terme de l'opération de remplissage avec le premier gaz, une indication de manomètre correspondant à une pression supérieure à la pression partielle désirée au moment de la décharge, ceci pour tenir compte de deux facteurs correctifs. En effet, dans l'intervalle de temps, (de l'ordre de 1 mn 30 s) séparant la fermeturr des vannes de la fin du remplissage avec le gaz de diagnostic, il s'est produit un certain dégazage qui, dans les bonnes conditions de fonctionnement de la machine, provient essentiellement de l'hydrogène adsorbé ou occlus dans la chemise métallique. Par ailleurs, une certaine quantité du premier gaz introduit sera perdue au cours de l'opération suivante d'admission de l'hydrogène jusqu'à l'instant de déclenchement de la décharge (soit un délai de 1 mn 20 s environ), ceci par suite des fuites vers l'enceinte tubulaire. Nous avons donc effectué une étude systématique de ces deux phénomènes pour les différents gaz utilisés, dans les conditions normales d'exploitation de la machine (après une longue période de fonctionnement sans rentrée d'air); nous en avons déduit les facteurs correctifs permettant de calculer la pression apparente qui doit être atteinte lors du remplissage avec le gaz de diagnostic.

B - Appareillage d'observation

Au cours de l'exploitation de T.A. 2000 un arsenal important de moyens spectroscopiques dont
on aperçoit une partie sur la figure II 1, a été mis en oeuvie, couvrant un vaste domaine spectral s'étendant de l'ultraviolet extrême à l'infrarouge lointain. Nous ne décrirons ici que les appareils utilisés dans le présent travail, portant essentiellement sur les raies d'atomes fortement ionisés, émises pour la plupart dans l'ultraviolet à vide. Quelques observations complémentaires ont été faites dans la région visible du spectre au moyen d'un appareillage classique qui nous a permis en outre une exploration transversale complète de la colonne de plasma et à l'aide duquel nous avons pu effectuer, par ailleurs, l'étalonnage relatif des spectromètres sous vide.

a) Spectroscopie dans l'ultraviolet lointain

Le domaine de longueur d'onde s'étendant de 50 à 2500 Å a été exploré à l'aide de trois appareils sous vide conçus par MM. ROMANE et VODAE, qui ont été raccordés au tore par un montage étanche. Le réglage en longueur d'onde est effectué en utilisant comme source auxiliaire des étincelles sous vide à trois électrodes 49 30 fournissant un spectre de référence; ces étincelles sont produites dans une chambre incorporée devant la fente d'entrée de chaque appareil.

1- Spectrographe à réseau concave en incidence normale 50 - Cet appareil permet de couvrir la région spectrale comprise entre 500 et 2500 A. Il est équipé d'un réseau de diffraction concave de 1m de rayon de courbure et de 1200 traits par millimètre, travaillant en incidence voisine de la normale (10°). Ce réseau (BAUSCH and LOMB) est «blazé» pour 1700 Å; en vue d'accroître son efficacité, il a été recouvert d'un dépôt de germanium remplaçant la couche d'aluminium d'origine. La dispersion varie de 8,1 Å/mm à 500 Å jusqu'à 7,5 Å mm à 2000 Å. Ce spectrographe comporte un dispositif d'enregistrement photographique utilisant une émulsion ordinaire, sensibilisée avec du salicylate de sodium dissous dans l'alcool méthylique. Il a été équipé par la suite d'un système de réception photoélectrique (figure 115) réalisé au Laboratoire des Hautes Pressions. Ce système comprend une série de fentes de sortie (figure 11-6) montées sur une platine matérialisant le cercle de ROWLAND et ajustées sur les raies à étudier, l'ensemble étant interchangeable avec le chassis porte-film. Les faisceaux lumineux sélectionnés par ces fentes sont réfléchis par des miroirs de germanium et dirigés sur des récepteurs photoélectriques commerciaux (51 AVP de LA RADIO-TECHNIQUE) associés à des écrans fluorescents (salicylate de sodium déposé sur des fenêtres de verre qui réalisent en même temps l'étanchéité au vide). Les photomultiplicateurs d'électrons, fixés sur la porte de la chambre photographique, sont reliés à des oscillographes cathodiques; la charge dans les collecteurs est réduite à 1 ou 2 k Ω afin d'éviter la déformation des signaux.

Le réglage d'une fente nécessite plusieurs opérations. On commence par placer celle-ci dans la position présumée de la raie à observer puis l'on ajuste l'orientation du miroir correspondant. Une commande extérieure permet ensuite de parfaire en cours de mesure (l'appareil étant sous vide) le réglage de la fente à mieux que 1 20 mm, ceci par translation tangentiellement au cercle de ROWLAND de l'ensemble de la platine porte-fentes dont les déplacements sont repérés sur une échelle graduée. Si l'on désire suivre plusieurs raies simultanément, il convient alors de faire revenir la platine dans sa position normale et de compenser l'écart lu sur l'échelle en retouchant, après ouverture de l'appareil, le réglage initial de la fente sur la platine. On répète ainsi ces opérations pour les différentes fentes utilisées.

2- <u>Spectrographe à réseau concave en incidence tangentielle</u> - Cet appareil, mis au point au Laboratoire des Hautes Pressions, est destiné à l'enregistrement par voie photographique du spectre optique dans la région des courtes longueurs d'onde de l'ultraviolet lointain. L'élément dispersif est un réseau concave de 3 m de rayon de courbure, sur lequel les rayons incidents tombent sous un angle de 85°. Parmi les différents types de réseaux expérimentés, nous avons choisi celui fabriqué par SIEGBAHN, gravé sur verre et présentant 576 traits par millimètre. La région photographiée sur un film spécial (S.W.R.-KODAK), sensible aux radiations de courtes longueurs d'onde, s'étend de 50 Å à 1000 Å environ. La dispersion atteint 0,8 Å mm vers 100 Å. Ce spectrographe qui ne donne, il est vroi, qu'une intégra-



Figure II 5 - SPECTROGRAPHE A VIDE A RESEAU CONCAVE EN INCIDENCE NORMALE (500 - 2500 Å) EQUIPE DE 7 RECEPTEURS PHOTOELECTRIQUES



Figure II 6 - FENTES DE SORTIE POUR LA RECEPTION PHOTOELECTRIQUE

tion dans le temps de l'ensemble des phénomenes d'émission, s'est montré néanmoins fort utile dans une première étape, mettant en évidence le caractère général du spectre de la décharge et rendant aisé l'identification des raies

3. Monochromateur à réseau concave en incidence tangentielle - L'étude plus approfondie, en fonction du temps de l'émission des atomes dans la région de l'ultraviolet extrême a été effectuée à l'aide d'un monochromateur sous vide, représenté sur la figure 117, mis au point également au Laboratoire des Pressions 51 Cet appareil est équipé d'un réseau concave du même type que celui du upectrographe décrit précédemment, travaillant également en incidence tangentielle. La détection du rayonnement est réalisée au moyen d'un récepteur sans fenetre comportant un multiplicateur d'électrons à dynodes en cuivre - béryllium, associé à une photocathode en or ou en nickel 52°. Dans l'utilisation normale de l'appareil, qui se trouve la plus avantageuse, la source de lumière est montée devant la fente mobile fandis que le récepteur est fixe; on bénéficie ainsi d'un angle d'incidence constant et égal à 82°, permettant d'explorer un intervalle allant de 950 A jusque vers 75 Å. Dans nos expériences, la source étant évidemment fixe, le monochromateur a du être utilisé en sens inverse. L'angle d'incidence est alors toujours inférieur à 82°; il varie de 69° 19' à 80° 23' entre 950 et 75 Å. Ceci conduit à un affaiblissement de la fonction de transmission de l'appareil dans les courtes longueurs d'onde, décroissance déjà notable vers 150 Å; en fait l'on ne pourra guère espérer observer des raies en dessous de 100 A

b) Observations dans la région visible

Le spectre de la décharge a été photographié dans le domaine visible et le proche ultraviolet au moyen d'un spectrographe échelle à réseaux croisés (REOSC modèle Ha) 53 et d'un spectrographe à prisme en quartz (JOBIN et YVON modèle Z3). Ces observations ont été complétées par une étude de l'émission des raies en fonction du temps à l'aide d'un monochromateur du type EBERT-FASTIE. Cet appareil mis au point au Service de Eecherches sur la Fusion Contrôlée, comporte un miroir concave de 115 cm de distance focale associé à un réseau plan présentant 2160 traits par millimètre; il est équipé d'un photomultiplicateur d'électrons classique (51 AVP ou UVP de la RADIO-TECHNIQUE). Signalons enfin l'utilisation d'une caméra électronique à fente associée à un filtre interférentiel, permettant d'obtenir une image monochromatique, résolue dans le temps, d'une tranche de la colonne de plasma.



Figure II 7 - MONOCHROMATEUR A RESEAU CONCAVE EN INCIDENCE TANGENTIELLE (100-950 Å)

ETUDE DE L'IONISATION D'UN ELEMENT ADDITIONNEL DANS T.A. 2000; APPLICATION A LA MESURE DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE

A - Formation du plasma - Ionisation de l'hydrogène -

Durant la prédécharge les phénomènes de dissociation et d'ionisation de l'hydrogène se développent lentement, conduisant au moment de l'amorçage de la décharge principale à un plasma faiblement ionisé (quelques pour-cent). L'application alors du champ électrique confère rapidement aux électrons une énergie cinétique de l'ordre de plusieurs électrons-volts, à partir de laquelle apparaissent les chocs inélastiques sur les molécules et les atomes du gaz. Au cours de cette phase initiale de la décharge principale on observe l'émission des raies moléculaires puis des raies atomiques de l'hydrogène dont les maximums d'intensité sont atteints respectivement 13μ s et 16μ s après l'instant de déclenchement de la décharge. La figure III 1 montre l'évolution au cours du temps de l'intensité de la raie H₂ 6562 Å (en unités arbitraires) dans les conditions optimales de fonctionnement de la machine. Au-delà de 30 μ s, l'hydrogène totalement ionisé n'émet pratiquement plus.

L'étude de l'ionisation de l'hydrogène au cours de cette phase de formation du plasmo ne peut s'effectuer à partir du schéma simple coronal. En effet, la dissociation des molécules de l'hydrogène /54/ d'une part, et la réabsorption des raies atomiques 39 d'autre part, jouent un rôle notable dans le développement des phénomènes. L'exploitation d'un modèle d'ionisation tenant compte simultanément de ces deux processus permet alors d'interpréter l'évolution des raies de l'hydrogène 13/. Cette analyse développée en détail par BRETCN /14. ne fait pas l'objet de ce travail qui a pour but l'étude de la phase suivante de la décharge.

B - Période de chauffage : observation des raies des impuretés -

a) Rayonnement émis par une décharge dans l'hydrogène «pur»

L'observation du spectre de la décharge dans l'ultraviolet lointain (figure III 2 et III 3b) met en évidence la présence, à côté des raies L_x et $L\beta$ de l'hydrogène, de raies émises par des ions de haut degré d'ionisation tels que C IV, N V, O V et O VI. Ces éléments étrangers apparaissant au sein du plasma peuvent provenir soit du gaz résiduel, soit du gaz de remplissage ou alors des parois. En fait, les techniques duvide et de purification de l'hydrogène permettent de réduire à une valeur extrêmement faible le pourcentage d'impuretés venant des deux premières sources. On est ainsi amené à considérer la présence de ces éléments comme résultant de phénomènes d'injection dans le plasma de gaz adsorbés ou occlus dans les parois métalliques du tore, lorsque celles-ci se trouvent léchées par la décharge. La résolution dans le temps du spectre vient confirmer une telle interprétation. Les figures III 4a et III 4b montrent, à titre d'exemple, l'évolution de l'intensité des raies de l'azote deux et quatre fois ionisé, au cours d'une décharge dans l'hydrogène. On constate que les courbes d'intensité des raies en fonction du temps sont irrégulières et non reproductibles d'une décharge à l'autre. En outre, les signaux lumineux n'apparaissent que bien après le début de la décharge (au bout d'une centaine de microsecondes), présentant une période d'émission maximale entre 150 et 250 μ s c'est-à-dire vers le maximum du courant et ceci, quel que soit le degré d'ionisation de l'ion émetteur. Par ailleurs, on





a) EVOLUTION DE L'INTENSITE DE LA RAIE H_{∞} 6562 Å EN FONCTION DU TEMPS DANS T.A. 2000 b) INTENSITE DU COURANT DANS LA DECHARGE (pression d'hydrogène : 1,5.10⁻³ mm Hg)



Figure III 2 - SPECTRE DE 100 DECHARGES DANS L'HYDROGENE ENTRE 600 et 1600 Å



Figure III 3 - SPECTRE DANS L'ULTRAVIOLET EXTREME DE 100 DECHARGES DANS L'HYDROGENE a) En présence d'une sonde de quartz b) Sans sonde





c - Intensité du courant dans le plasma

note que l'envision des importestest d'autant plus faible que le champ magnetique de stabilisation B. est élève et que la chemise metallique à été longuement degazee. Signalons enfir que ces phénomènes d'injection ont été également mis en évidence dans d'autres machines du même type que la notre, en particulier dans Zéta 24

La présence d'un tube de quartz utilise pour des sondages magnetiques, au voisinage de la parci intérieure du tore, fait apparaitée le spectre du silicium plusieurs fois ionisé, tandis que les raies de l'oxygene deviennent plus intenses. On remarque en particulier le doublet de résonance, de Si IV a 1393,7 et 1402,7 Å, mais pratiquement aucune raie des ions supérieurs du silicium. Si la sonde se trouve au contraire au centre de la décharge, on observe dans le spectre des raies intenses appartenant a des ions du silicium extremement ionisés tels que Si VI, Si VII et Si VIII (figure III 3a) La formation de ces ions, correspondant à l'ionisation de la couche electronique interne L, s'explique dans ce cas par la présence au coeur meme du plasma, et ceci des le debut de la déchaige, d'atômes de silicium arrachés par évaporation thermique ou bombardement de la sonde 55

b) Rayonnement émis par une décharge dans l'hydrogene additionne d'un gaz étranger en faible proportion

1 Evolution dans le temps des raies de l'élément adaitionne?

L'exploitation l'es signaux émis par les impuretés «naturelles» provenant des parois paraît malaisée et offre un a téret limité, car d'une part les phénomènes d'injection sont irréguliers et mal connus et d'autre part les atomes libérés apparaissent tard dans la décharge. Aussi pour obtenir des informations sur les caractéristiques du plasma, après l'ionisation de l'hydrogène, au cours de la de la croissance du courant dans la décharge (entre 25 ct 100 /s), nous avons été amenés à introduire délibérement dans l'hydrogene un gaz etranger en proportion néanmoins suffisamment faible pour ne pas alterer les propriétés du plasma. On assiste alors aux ionisations successives de l'élément additionnel les courbes d'émission en fonction du temps des ions formés présentent un pic assez régulier et reproductible au début de la décharge avant le développement des pliénomènes d'injection (premier pic avant 100 μs sur les figures III 4 d et e), ce maximum apparaissant d'autant plus tot que le degré d'ionisation de l'ion émetteur est plus faible. Eifférents éléments de diagnostic ont été ainsi introduits dans T.A. 2000, à des concentrations variables (de l'ordre du pour-cent) par rapport à l'hydrogène, notamment : l'hélium, le cartione sous forme de méthiane), l'azote et l'oxygène (Oj ou mieux COj). Les figures III 5 et III 6 montrent l'évolution de l'intensité (en unités arbitraires) des raies des ions su ccessifs de l'azote et de l'oxygène, observue au cours de la décharge. Soulignons que diverses précautions ont été prises en vue de réduire au minimum les phénomènes d'injection de particules neutres à partir des parois, qui risquent d'une part de masquer les pics d'émission correspondant aux plus hauts stades d'ionisation et qui par ailleurs, affectent les caractéristiques du plasma, conduisant notamment à un abaissement de la température. Nous avons donc opéré en appliquant le champ magnétique stabilisateur maximal. En outre, les décharges sont effectuées après remplissage les vannes étant fermées (et non en régime de «balayage continu») et sont espacées par un temps de pompage assez long de l'ordre d'une dizaine de minutes. Enfin, on intercale entre chaque décharge de mesure effectuée dans les mélanges, une décharge dans l'hydrogène pur, ceci dans un double but : nettoyer les parois et controler le taux d'impuretés «naturelles». Dans ces conditions optimales de fonctionnement de la machine le signal lumineux correspondant aux phénomènes d'injection reste pratiquement insignifiant pendant toute la durée de la décharge. La figure 111 7 montre, à titre d'exemple, l'évolution de l'intensité de la raie de résonance de N.V. en a les conditions optimales sont réalisées, en b - sans précautions particulières et avec un champ magnétique faible on constate que l'injection est considérable, cependant le premier pic se dégage encore; il correspond au maximum d'émission de la courbe a. Il importe de noter que lorsque le gaz utilisé s'adsorbe facilement sur les parois métalliques du tore, le signal d'injection apparaît toujours, c'est en particulier le cas de l'oxygène, dont l'adsorption se manifeste très nettement d'ailleurs lors de l'opération de remplissage. Aussi nos experiences porteront-elles plutôt sur l'azote qui, introduit sous forme d'un gaz simple et chimiquement peu actif, constitue avec ses cinq électrons périphériques un élément de diagnostic très commode



N	Ι	4601	Å
N	Ш	991	Å
N	IV	765	Å
N	V	1238	Å



t [µs]

Figure III 5 - EVOLUTION DES RAIES DES IONS SUCCESSIFS DE L'AZOTE DANS T.A. 2000 (pression d'hydrogène 1,5.10° mm Hg, 5° d'azote)



Figure III 6 - EVOLUTION DE L'INTENSITE DES RAIES DES IONS SUCCESSIFS DE L'OXYGENE (pression d'hydrogène : 1,5.10⁻³ mm Hg, 5 % d'oxygène)



Figure III 7 - EVOLUTION DE L'INTENSITE DE LA RAIE N V 1238 Å (pression d'hydrogène 1,5.10⁻³ mm Hg, 5⁻, d'azote)

- a- Conditions expérimentales optimales
- b- Sans précautions particulières et avec champ magnétique faible
- c- Intensité du courant dans le plasma

En dehors de l'objectif d'investigation, qui est le notre, l'introduction d'un gaz additionnel dans des décharges du type de TA. 2000, représente une technique d'un intérêt spectroscopique tout particulier, permettant de faire apparaître le spectre d'émission d'un grand nombre d'éléments sous des états d'ionisation élevés. Citons les observations faites sur SCEPTRE III / 56/ et sur ZETA / 57/ 58 59 qui ont eu pour but l'étude des spectres d'atomes fortement ionisés, notamment des gaz rares; l'identification de raies nouvelles se trouve être facilitée par la localisation dans le temps de l'émission correspondant à chacun des stades d'ionisation de l'élément étudié.

2. Analyse radiale ae l'intensité des raies

Des expériences ont été entreprises dans la région visible du spectre et le proche ultraviolet, en vue d'obtenir quelques renseignements sur la distribution radiale des particules et l'homogénéité du plasma au cours de la phase de croissance du courant, qui fait l'objet de notre étude

Une première série d'observations a été effectuée sur des décharges à pression d'hydrogène élevée (3,3-10^{-,} mm Hg) et forte proportion d'hélium, à l'aide de la caméra électronique observant à travers la fenetre rectangulaire externe (en guartz) de la machine une tranche de la colonne lumineuse. L'appareil fonctionnant dans ce cas comme une caméra à fente, fournit une image de l'évolution de la tranche de plasma au cours d'un intervalle de temps présélectionné. Dans les conditions d'utilisation sur TA 2000 (balayage le plus lent) cet intervalle est de 20 µs, avec une résolution temporelle de 0,5 µs correspondant à l'épaisseur de la tranche observée (15 mm). Par la suite un filtre interférentiel a été placé devant l'objectif de la caméra, sélectionnant la raie He II 4686 Å. La figure III 8 présente les photographies obtenues sur cing décharges consécutives, en augmentant régulièrement de 15 µs le délai de déclenchement de la caméra électronique. Le plasma apparaît assez homogène avec une striction très marguée. Les deux premiers clichés sont pratiquement obscurs; ils correspondent à la période d'excitation de l'hydrogène et de l'hélium neutre. Le maximum d'émission n'est atteint ici que vers 55 μs, soit 18 μs plus tard que dans les décharges à pression d'hydrogène normale (1,5.10⁻³ mm Hg) et à faible proportion d'hélium, décharges dont les signaux lumineux sont malheureusement trop peu intenses pour être enregistrés à l'aide de cette technique d'observation. Au-delà de 75 μ s les ions He⁺ sont totalement ionisés.

Une analyse plus fine a été entreprise à l'aide de monochromateur EBERT visant également à travers la fenêtre rectangulaire. Les mesures faites sur des décharges à pression normale d'hydrogène avec 5 % d'hélium ou d'azote, ont porté sur les raies He II 4686 Å et N V 2981, 2 Å; cette dernière raie récemment identifiée /60/ à partir de son évolution dans le temps, correspond à une transition entre niveaux élevés : 5f-6g, 5g-6h. Pour chacune des deux raies, une série d'observations transversales a été effectuée par déplacements réguliers de l'axe de visée dans un plan vertical de façon à explorer la section complète de la colonne de plasma. Expérimentalement, nous avons utilisé un miroir sphérique formant sur la fente d'entrée du monochromateur l'image d'une portion de la tranche de plasma, le grandissement étant tel que la hauteur de la zone observée représente le dixième environ du diamètre de la décharge. Sur le trajet de la lumière est intercalé un miroir plan, mobile autour d'un axe horizontal, qui permet par réglages successifs l'exploration de toute la colonne luminerse. La figure 111 9 montre à titre d'exemple la courbe d'intensité en fonction du temps de la raie N V 2981 À, obtenue lors d'une visée diamétrale en a, ou au contraire au voisinage des parois en b. Le pic caractéristique d'émission est situé sensiblement au même moment dans les deux cas; toutefois la courbe b met en évidence, de facon remarquable, la présence d'un phénomène d'injection important, confirmant ainsi l'origine précédemment expliquée de ces signaux erratiques. Les figures III 10 a et III 11 a montrent, pour une série de sept visées, l'intensité I(h) (en unités arbitraires) des deux raies observées en fonction de la distance h de l'axe de visée au centre du tore; ces résultats sont donnés pour trois instants différents dont l'un correspond au maximum d'émission. On décèle sur les courbes relatives à l'hélium un léger décentrement de la décharge par rapport à la chambre.

Les intensités lumineuses ainsi mesurées représentent une intégration de l'émission le long d'une corde de la colonne de plasma. Pour exploiter ces observations nous supposerons que le plasma



He II 4686 A (pression d'hydrogène 3,3.10⁻³ mm Hg)

Figure III 8 - PHOTOGRAPHIE D'UNE TRANCHE DE LA COLONNE DE PLASMA A L'AIDE D'UNE CAMERA ELECTRONIQUE A FENTE ASSOCIEE A UN FILTRE INTERFERENTIEL POUR





•

b- Observation au voisinage des parois



Figure III 10 - a) Intensité de Hell 4686 À en fonction de la hauteur de l'axe de visée b) Emission locale et densité électronique en fonction du rayon de la chambre



Figure III 11 - a) Intensité de N V 2981 Å en fonction de la hauteur de l'axe de visée b) Emission locale et densité électronique en fonction du rayon de la chambre

est parfaitement symétrique par rapport à l'axe de la section du tore explorée. Notons en outre que dans nos conditions expérimentales, les effets de réabsorption du rayonnement sont totalement négligeables pour les deux transitions considérées dont les niveaux inférieurs sont déjà élevés et par conséquent peu peuplés. L'émission J(r) en un point du plasma situé à la distance r de l'axe,peut être alors déterminée par inversion de l'intégrale d'ABEL relative à I(h). Différentes méthodes numériques permettent d'effectuer cette opération, soit à partir d'un découpage de la source en zones cylindriques concentriques, soit en utilisant un développement en série /61/. Dans notre cas il a été fait appel à un calculateur analogique simple /62/, mis au point au Service de Recherches sur la Fusion Contrôlée. Les figures III 10 b et III 11 b montrent les courbes J(r) (en unités arbitraires) obtenues pour les deux raies He II 4686 Å et N V 2981 Å.

Dans le but d'obtenir une estimation de la distribution radiale des particules, en partaut de l'intensité des raies, nous supposerons une température électronique uniforme; d'après l'équation (1 21), les courbes J (r) représenteraient donc à un facteur constant près la variation en fonction du rayon, du produit n_e.N_i des densités relatives aux électrons et aux ions He⁺ ou N⁴⁺. Si l'on admet en outre qu'au maximum d'émission de ces ions les quantités n_e et N_i ont sensiblement la même distribution spatiale, la densité électronique (ou ionique) est alors proportionnelle à la racine carrée de J(r). Nous avons tracé sur les figures III 10 b et III 11 b, les courbes n_e(r) (en valeurs relatives) à 37 μ s et à 70 μ s, déduites de ces approximations. La distribution radiale des particules évaluée par cette méthode, il est vrai assez grossière, est néanmoins assez comparable à celle déduite de mesures faites par ailleurs au moyen de sondages magnétiques /2/.

C - Etude théorique de l'ionisation d'un gaz additionnel dans T.A. 2000 -

En vue d'interpréter les observations précédentes pour en déduire des informations sur les caractéristiques du plasma dans T.A. 2000 au cours de la phase de croissance du courant, nous allons appliquer les relations générales, établies dans le premier chapitre, au cas particulier de notre décharge oùil seratenu compte notamment de l'effet de striction. Malheureusement nous avons été contraint afin que le problème ne soit pas inextricable, d'idéaliser le plasma en le supposant cylindrique et homogène. Aussi, les paramètres densité et température des particules, dont il sera question, ne représenteront-ils en fait que des grandeurs moyennes pour l'ensemble du plasma.

L'application des lois coronales est certes justifiée dans le cas de T.A. 2000. La densité initiale n_o correspondant à la pression normale de remplissage, exprimée en nombre d'atomes (liés) d'hydrogène par centimètre cube, est de 10¹⁴. Ceci donne d'ores et déjà un ordre de grandeur de la densité électronique après la phase d'ionisation de l'hydrogène. Par ailleurs, la densité initiale N_o de l'élément additionnel ne dépassera pas quelques 10¹² atomes par centimètre cube. Dans ces conditions le calcul montre que les différents critères du modèle coronal (ou tout au moins les critères généralisés) se trouvent satisfaits pour les diverses raies étudiées qui ne font intervenir que les premiers niveaux d'énergie. Nous reviendrons plus en détail sur la vérification de chacun des critères en examinant notamment le cas des raies de résonance qui, par leur intensité, présentent un intérêt exceptionnel dans l'objectif de diagnostic puisqu'elles permettent de réduire au minimum la quantité de gaz additionnel nécessaire aux observations.

a) Modèle d'ionisation

L'évolution de la densité des ions successifs de l'élément additionnel est décrite dans un plasma confiné par le système d'équations différentielles (l 18) où interviennent la densité électronique n_e de façon explicite et la température électronique T_e par l'intermédiaire des coefficients S et a. Si l'évolution du plasma est telle que l'on puisse considérer en première approximation que n_e et T_e sont constants, il existe une solution analytique approchée donnant les densités des ions en fonction du temps. Ce cas a été traité par BURTON et WILSON /24/ qui en ont fait l'application à ZETA, machine où l'évolution est relativement lente. Ces deux auteurs ont également fait l'extension au cas où, T_e restant constant par hypothèse, on prend en compte des variations de densité dues à des phénomènes perturbateurs : pertes et injection de particules au sein du plasma; ici encore on peut trouver une solution analytique.

Mais il n'en est pas de même dans le cas de T.A. 2000 où la température T_e est variable au cours de la montée du courant et même, nous le verrons, fortement croissante. Il est nécessaire, d'autre part, de tenir compte ici de l'effet de la striction sur les électrons et les ions. Par contre, les courbes expérimentales d'intensité des raies en fonction du temps ont montré que le taux d'injection pout être ramené à une valeur extrêmement réduite dans des conditions soignées de conduite des opérations. Quant aux phénomènes de perte de particules chargées vers la paroi, il est certain qu'ils jouent un rôle bien moins marqué dans T.A. 2000 que dans ZETA ou dans le STELLARATOR C, où la durée des décharges atteint plusieurs millisecondes. Il ne sera pas tenu compte ici de ces processus secondaires sur lesquels nous n'avons, malheureusement d'ailleurs, aucune donnée expérimentale précise. Nous estimerons néanmoins l'erreur maximale introduite par une telle simplification lors de l'application du modèle à la mesure de la température.

1- <u>Effet de la striction</u> - L'analyse de la décharge à l'aide des sondages magnétiques /2/ permet de déduire le rayon moyen R(t) de la colonne de plasma. Soit R_o le petit rayon du tore, nous poserons :

$$\rho(t) = \frac{R(t)}{R_0}$$
(111-1)

La figure III 12 montre la courbe de variation de p(t) au cours du temps dans T.A. 2000.

Il est permis de penser que l'effet de la striction est identique pour toutes les particules chargées (neutralité du plasma). Si N(t) est la densité totale de l'élément additionnel dans tous les états d'ionisation à l'instant t (après l'ionisation totale des atomes neutres) et en désignant par c_o la concentration initiale de cet élément par rapport à l'hydrogène, il vient :

$$N(t) = \sum_{r} N_{r} = c_{0} n_{0} \frac{1}{\{\rho(t)\}^{2}}$$
(111.2)

La variation relative de la densité de chaque espèce de particules par unité de temps, sous l'effet unique de la striction, s'écrit donc :

$$\frac{1}{N_r} \left(\frac{dN_r}{dt} \right)_s = \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = -\frac{2}{\rho(t)} \frac{d\rho(t)}{dt}$$
(111.3)

2-Système d'équations d'ionization - Considérons maintenant le développement des ionisations successives de l'élément additionnel au cours de la décharge. Pour simplifier, cet élément sera supposé initialement à l'état atomique. La densité des ions dans le stade d'ionisation r restera décrite par une équation différentielle du type de (1 18) mais comportant un terme supplémentaire représentant l'effet de la striction :

$$\frac{dN_r}{dt} = n_e \left(N_{r-1} S_{r-1} + N_{r+1} a_{r+1} - N_r S_r - N_r a_r\right) + \frac{N_r}{N} \frac{dN}{dt}$$
(1114)



I.

ī

Figure 11 12 - VARIATION RELATIVE DU RAYON MOYEN DE LA COLONNE DE PLASMA AU COURS DU TEMPS DANS T.A. 2000 SOUS L'EFFET DE LA STRICTION

Il est commode d'introduire pour chaque espèce d'ion la densité relative définie comme suit :

$$v_r = \frac{N_r}{N}$$
(111.5)

Le système d'équations décrivant l'état d'ionisation de l'élément additionnel se trouve ainsi simplifié, l'effet de la striction n'apparaissant plus explicitement :

$$\begin{cases}
\frac{dv_o}{dt} = n_o x (v_1 a_1 - v_o S_o) \\
\frac{dv_r}{dt} = n_o x (v_{r-1} S_{r-1} + v_{r+1} a_{r+1} - v_r S_r - v_r a_r) \\
\frac{dv_s}{dt} = n_o x (v_{s-1} S_{s-1} - v_s a_s) \\
\frac{dv_s}{dt} = n_o x (v_{s-1} S_{s-1} - v_s a_s) \\
\frac{q}{q} = s \\
\sum_{q=0}^{q} v_q = 1 \qquad \text{avec } 1 < r < s - 1
\end{cases}$$

(||| 6)

A l'instant initial on a évidemment : $v_0 = 1$ et $v_r = 0$. Ce système comprend s + 1 équations différentielles couplées, s étant le plus haut stade d'ionisation de l'élément atteint au cours de la décharge; dans notre cas s est égal à 5 pour l'azote, à 6 pour l'oxygène (ionisation totale de la couche électronique externe L) et à 2 pour l'hélium.

La densité électronique ne qui n'a pu être mesurée directement dans T.A. 2000, a été représentée ici par le produit nox; le paramètre x est une fonction du temps qui correspond en première approximation au taux d'ionisation de l'hydrogène mesuré par ailleurs. En fait l'introduction de x sous forme d'une fonction analytique indépendante permet, nous le verrons, de tenir compte en outre de l'effet de striction et éventuellement de l'apport en électrons provenant de l'icnisation de l'élément de diagnostic.

Il est intéressant de noter que, hormis cette dernière correction portant sur la fonction x, la quantité de gaz ajouté (toujours en faible proportion) n'intervient pas dans le système d'équations (111-6).

b) Coefficients de réaction

La résolution numérique des équations précédentes exige la connaissance des coefficients S et a qui sont des fonctions de la température électronique et varient par conséquent au cours du temps. Ces coefficients sont définis respectivement par les relations (17) et (18) à partir des sections efficaces d'ionisation des atomes dans l'état fondamental et de recombinaison radiative.

1- Sections efficaces d'ionisation - Si ces fonctions sont connues expérimentalement pour un grand

nombre d'atomes neutres, en revanche l'on ne dispose que de quelques résultats de mesures récentes en ce qui concerne les ions. Une revue générale des données expérimentales actuelles sur les sections d'ionisation par choc d'électron a été dressée par KIEFFER et DUNN /63/. Du point de vue théorique, différentes méthodes de calcul des sections efficaces ont été développées à partir de la mécanique quantique, s'appliquant au cas d'ions extrêmement simples tels que les ions hydrogénoides De tels calculs n'ont pu malheureusement être entrepris pour des ions à configuration électronique complexe. Aussi, sera-t-il nécessaire dans le cas général d'avoir recours à des formules approchées obtenues par extrapolation des données existantes.

Nous nous intéresserons plus particulièrement aux sections de choc relatives à l'hélium et à l'azote qui se sont montrés des éléments de diagnostic de choix.

a) Données expérimentales - La section efficace d'ionisation de l'hélium neutre à partir du niveau fondamental a fait l'objet de plusieurs travaux indépendants /64//65//66//67//68//69/. Il convient de souligner que les résultats de ces diverses mesures présentent un écart inférieur à 10 %. La figure III 13 a montre la courbe moyenne traduisant ces résultats. La section de choc est exprimée en unités atomiques : πa_{μ}^{2} , a_{μ} représentant le rayon de la première orbite de BOHR de l'atome d'hydrogène (πa² = 8,797.10⁻¹⁷ cm²). En abscisse est portée l'énergie cinétique réduite u de l'électron incident, définie en prenant pour unité l'énergie d'ionisation.

Sur la figure III 13 b ont été reportés les résultats relatifs à l'hélium une fois ionisé, déduits des expériences de COLDER, HARRISON et THONEMANN /70/.

Quant à l'azote, les mesures effectuées jusqu'à présent n'ont porté que sur l'atome neutre ou une fois ionisé. La figure III 14 a montre les courbes obtenues pour l'ionisation de l'azote atomique, suivant des méthodes différentes, par SMITH et ses collaborateurs d'une part /71/ et par PETEF.SON /72/ d'autre part. On constate un décalage important des deux courbes, présentant un écart d'un facteur 2. Il est probable, comme le font remarguer KIEFFER et DUNN dans leur étude critique, que les valeurs données par PETERSON sont en fait surestimées. Nous avons donc adopté par la suite la courbe de SMITH.

traduits sur la figure III 14 b.

β) Formule générale approchée - En l'absence de données expérimentales concernant l'ionisation des atomes plusieurs fois ionisés, et entre autres des ions supérieurs de l'azote, nous avons adopté une formule générale semi-empirique, déduite par extrapolation des courbes expérimentales relatives aux atomes neutres ou une fois ionisés, et qui tient compte en outre des résultats de travaux théoriques récents sur l'hydrogène et les ions hydrogénoïdes :

$$\mathbf{\sigma}_{\mathbf{r}}^{\prime}(\mathbf{u}) = 4 \pi \mathbf{a}_{\bullet}^{2} \gamma \mathbf{n} \left(\frac{\chi_{\mathsf{H}}}{\chi_{\mathsf{r}}}\right)^{2} \cdot \frac{\mathbf{u}}{\mathbf{u}^{2}}$$

Dans cette expression y et β représentent deux constantes voisines de l'unité ($\beta > 1$). n est le nombre d'électrons optiques, X_{μ} et X_{μ} les énergies d'ionisation à partir du niveau fondamental pour l'hydrogène et l'ion considéré.

Notons tout d'abord que cette formule tend effectivement vers l'expression (de la forme u⁻¹, Log_e u) prévue par l'approximation de BORN pour les grandes énergies cinétiques, cas où cette dernière théorie simplifiée s'applique précisément (voir par exemple la référence /74/).

Enfin la section efficace d'ionisation de N⁺ a été mesurée, comme celle de He⁺, par l'équipe de physiciens : HARRISON, DOLDER et THONEMANN /73/. Les résultats de ces expériences sont

> . 1 —∙Log_e (βυ)

(||| 7)





FIG. III 14

Par ailleurs, DRAWIN /75/ /76/ a montré qu'une formule du type (III 7) permettait de traduire d'une facon satisfaisante, en ajustant les paramètres y et B, la plupart des résultats obtenus expérimentalement pour les atomes neutres où une fois ionisés.

A titre de comparaison, nous avons tracé à coté des courbes expérimentales relatives à He, He', N et N' (figures III 13 et III 14), les courbes obtenues à partir de la formule analytique (III 7) avec des valeurs convenablement choisies des paramètres y et β . Pour l'hélium et l'azote neutres, la valeur limite de cette dernière constante ($\beta = 1$) a été introduite, ceci en vue d'obtenir le maximum de la fonction analytique $\sigma_r(u)$ vers les énergies les plus grandes comme l'indíque la courbe expérimentale; cette valeur maximale est atteinte dans ce cas limite pour $u_{max} = 4,25$. En fait pour l'azote neutre, contrairement à ce que l'on observe pour les atomes simples comme l'hydrogène et l'hélium, le maximum de la courbe expérimentale se situe plus loin du seuil encore ($u_{max} \approx 7$). Signalons par ailleurs que, en toute rigueur, la borne inférieure de β devrait être exclue : la section efficace présenterait en effet une dérivée nulle pour u = 1, ce qui est infirmé par les observations, montrant bien au contraire une croissance linéaire dès le seuil. Cependant il ne sera pas tenu compte ici de cette restriction car les valeurs de σ_r au voisinage du seuil ne jouent pas un rôle prédominant dans le cas des plasmas transitoires où l'énergie cinétique moyenne des électrons est presque du même ordre que l'énergie d'ionisation.

Quoiqu'il en soit, il importe de remarquer d'une façon générale que la plupart des courbes expérimentales relatives aux atomes neutres présentent une valeur maximale pour une énergie cinétique de l'électron incident de 4 à 6 fois l'énergie seuil X_{r} . Dans le cas des ions le maximum s'observe plutôt pour une énergie réduite umax inférieure, de l'ordre de 3 ou 4. Ce phénomène s'observe d'ailleurs nettement en comparant les courbes expérimentales en a et en b, aussi bien pour l'hélium sur la figure III 13 ($u_{max} = 4,7$ pour He et 3,2 pour He⁺) que pour l'azote sur la figure III 14 ($u_{max} \approx 7$ pour N et 3,8 pour N⁻). Les travaux théoriques portant sur les sections efficaces d'ionisation des ions hydrogénoïdes /77/ /78/ /79/ /80/ montrent également que la maximum se rapproche légèrement du seuil au fur et à mesure que la charge du noyau augmente. En conclusion, nous avons adopté systématiquement pour les atomes plusieurs fois ionisés, la valeur :

$$\beta = 1.5$$
 (111.8)
conduisant à un maximum situé à u_{max} = 3.5.

Un point tout aussi important est le choix, en l'absence de données expérimentales, du paramètre y qui détermine la valeur absolue de la section d'ionisation donnée par la formule générale (117). Comme le suggère ALLEN /81 b/ la normalisation peut être effectuée à partir de la valeur maximale de la section efficace fournie par la théorie classique :

$$\sigma_{r \max} = b_{\pi}\sigma_{\bullet}^{2} \cdot n \left(\frac{X_{H}}{X_{r}}\right)^{2}$$
(11.9)

En principe le coefficient b est égal à l'unité dans la théorie classique. Nous choisirons cependant pour b la valeur 0,8 par confrontation avec les résultats expérimentaux les plus précis, relatifs au cas simple de l'atome d'hydrogène /82/. La comparaison des relations (III 9) et (III 7) au maximum de la section efficace, avec β = 1,5 et donc u_{max} = 3,5 permet de déduire la valeur du coefficient y dans le cas général des atomes plusieurs fois ionisés. On obtient : y = 0,591

Le tableau A résume les valeurs des paramètres intervenant dans la formule générale (III 7) pour les différents ions de l'hélium et de l'azote observés dans T.A. 2000. Les valeurs de y et β figurant dans les quatre premières lignes ont été déduites des données expérimentales, tandis que pour les ions N²⁺, N³⁺ et N⁴⁺ il a été fait appel aux relations semi-empiriques (III 8) et (III 9).

lons	x, [eV]	n	y	β
He	24,58	2	0,647	1
He '	54,40	1	0,562	2
N	14,54	3	0,623	1
N1	29,61	2	1,15	1,25
N ^{2 +}	47,43	1	0,591	1,5
N ^{3 +}	77,45	2	0,591	1,5
N4+	97,86	1	0, 591	1,5

Valeurs des paramètres intervenant dans la formule générale (111 7) pour la section efficace d'ionisation des ions de l'hélium et de l'azote.

coefficients d'ionisation Sr qui peuvent être mis sous la forme :

$$S_{r[cm^{3}s^{-1}]} = 4,35.10^{-6}, \chi_{r[eV]}^{-3}$$

en posant :

$$a = \frac{X_r}{kT_e} \quad \text{et } F(a,\beta) = a^{3/2} \int_{1}^{\infty} \frac{u-1}{u} Log_e(\beta u) \cdot e^{-au} du$$

multiple.

La figure III 15 montre les courbes représentant les coefficients d'ionisation en fonction de la température électronique pour les ions successifs de l'azote.

2- Sections efficaces de recombinaison radiative - La section efficace de capture sur un niveau de nombre quantique principal n d'un ion hydrogénoïde, est donnée par l'expression théorique suivante /1/ :

$$\sigma_{r+1,f \to r,n} = \frac{2^4}{3^{3/2}} \frac{he_0^2}{m_0^2 c^3} \frac{1}{(u+\frac{1}{n^2})}$$

Dans cette relation u représente l'énergie cinétique de l'électron avant la capture, en prenant pour unité l'énergie d'ionisation X_r à partir du niveau fondamental; e_o et m_o désignent la charge (en unités électrostatiques) et la masse de l'électron. La quantité g est un facteur de correction voisin de 1.

TABLEAU A

y) Calcul des coefficients d'ionisation - Par intégration de la formule analytique (1117) sur une distribution de Maxwell des vitesses des électrons suivant la relation (17), nous avons obtenu les

> (||| 11)<u>,</u>,,,/n.F(α,β)

La fonction Ψ (a, β) = a^{-1_2} .F (a, β) a été tabulée par DRAWIN /83/après intégration sur ordinateur électronique. Le tableau B donne les valeurs de F (a, β) en fonction de a, pour plusieurs valeurs du paramètres β et notamment pour β =1,5 correspondant au cas général des ions de charge

	g	/11	13
-		(11)	14
	n,		

a $\frac{\lambda}{kT_e}$	Valeurs de la fonction F (a, ß)				
	β - 1 υ _{max} 4,25	β - 1,25 υ _{max} - 3,8	β ≈ 1,5 υ _{max} ≕ 3,5	β = 2 υ _{max} = 3,2	β = 2,5 y _{max} = 3
0,01	3,95.10-1	4,16.10-	4,43.10-1	4,61.10-1	4,82.10-1
0,02	4,56.10-1	4,85.10-1	5,09.10-	5,46.10-1	5,75.10-1
0,05	5, 11. 10-1	5,52.10-1	5,86.10-1	6,39.10-	6,80.10-1
0,1	5,08.10-1	5,58.10-1	5,99.10-1	6,65.10-1	7,16.10-1
0,2	4,43.10-1	5,00.10-1	5,47.10-1	6,21.10-1	6,78.10-1
0,4	3,18.10-1	3,73.10-1	4, 18, 10-1	4,89.10-1	5,44.10-1
0,6	2,28.10-1	2,76.10-1	3,15.10-1	3,77.10-1	4,24.10-1
1	1,22.10-1	1,55.10-1	1,81.10-1	2,25.10-1	2,58.10-1
1,5	5,82.10-2	7,80.10 ⁻²	9,44.10-2	1,20.10-1	1,40.10-1
2	2,88:10-2	4,07.10-2	5,03.10 ⁻²	6,56.10-2	7,74.10-2
3	7,64.10-3	1, 18. 10 ⁻²	1,51.10-2	2,04.10-2	2,45.10-2
4	2,16.10-3	3,59.10-3	4,75.10-3	6,59.10-3	8,02.10-3
5	6,02.10-4	1,13.10-3	1,54.10-3	2,18.10-3	2,68.10-3
6	1,83.10-4	3,64.10-4	5,10.10-4	7,34.10-4	9,08.10-4
7	5,71.10-1	1,20.10-4	1,72.10-4	2,54.10-4	3, 17. 10-4
8	1,81.10-	4,04.10-5	5,86.10-	8,73.10-3	1,10.10-4
9	5,82.10-	1,37 10-5	2,01.10-	3,03.10-5	3,81.10-
10	1,89.10-	4,68.10**	6,96.10**	1,06.10-5	1,33.10-
12	2,06.10-7	5,58.10-7	8,46.10-7	1,30.10-•	1,65.10-
15	7,76.10	2,38.10**	3,70.10-	5,77.10-	7,38.10*

TABLEAU B

Le coefficient de recombinaison α_{r+1} s'obtient d'après (1,8), en intégrant l'expression précédente sur une distribution de MAXWELL des vitesses des électrons, puis en étendant la sommation à tous les états liés dans lesquels l'électron peut être capturé. Le calcul donne finalement pour la capture d'un électron par un noyau hydrogénoïde de charge nucléaire r + 1 = Z /84/ :

$$\alpha_{r^{-1}[cm^{3}s^{-1}]} = 1.92.10^{-13} Z^{2} (kT_{e[eV]})^{-12} \varphi(a)$$
(III 13)

avec $\psi(a) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a}{n^3} \cdot e^{-\frac{a}{n^2}} \left[-Ei\left(-\frac{a}{n^2}\right) \right]$

La quantité -Ei (-x) figurant dans cette dernière expression représente la fonction exponentielle intégrale :

$$-\mathrm{Ei}(-\mathbf{x}) = \int_{\mathbf{x}}^{-1} \mathbf{u}^{-1} \cdot \mathbf{e}^{\mathbf{U}} \, \mathrm{d}\mathbf{u}$$

la fonction φ (a) a été tabulée par SPITZER /1/.

Le calcul précédent du coefficient de recombinaison n'a pulêtre effectué que dans le cas des ions de la séquence de l'hydrogène; pour un ion non hydrogénoïde nous prendrons les valeurs du coef-



Coefficients d'ionisation par choc et de recombinaison rodiative des ions de l'azote

FIG. III 15 61 ficient de l'ion hydrogénoïde de même charge. Cette approximation assez rudimentaire, il est vrai, se trouve néanmoins suffisante si l'on s'intéresse exclusivement à la phase de croissance d'une décharge au cours de laquelle les termes de recombinaison restent faibles au regara des coefficients d'ionisation, voire souvent négligeables.

Les courbes représentant les coefficients a_{r+1} en fonction de la température électronique ont été tracées sur la figure III 15 à côté des courbes $S_r(T_e)$, pour les différents ions de r = 0 à r = 4.

C - Evolution théorique de l'intensité des raies -

Le système d'équations (III 6) établi précédemment décrit l'évolution de la densité des ions successifs de l'élément additionnel. Du point de vue expérimental, la grandeur directement mesurable est l'intensité des raies émises par ces ions. Il convient donc, en vue d'interpréter les observations, d'étudier l'évolution théorique de l'émission lumineuse accompagnant les phénomènes d'ionisation. Seules importeront ici les variations relatives de l'intensité des raies au cours du temps. Nous montrerons au paragraphe III D d que dans les conditions expérimentales de T.A. 2000 les raies de résonance de l'élément additionnel sont partiellement réabsorbées, mais laissent néanmoins satisfaits les critères généralisés définis au paragraphe I D f; leur intensité théorique est donc donnée par la relation simple (I 51). Par ailleurs, l'expression (I 21) déduite du modèle coronal idéal se trouve, elle, applicable aux autres raies observées pour lesquelles le plasma est optiquement mince. Finalement l'évolution au cours du temps de l'intensité d'une raie I_{r,nm} réellement mesurée, relative au stade d'ionisation r, sera décrite dans les deux cas, d'après l'expression (I 46), par la relation de proportionnalité suivante :

$$I_{r,nm}(t) \sim DJ'_{r,nm} \sim DN_{r,f} \cdot n_e \cdot Q_{f \rightarrow n}(T_e)$$
(III 14)

Compte tenu des équations (111 1), (111 2) et (111 5) il vient :

$$I_{r,nm}(t) \sim \frac{1}{\rho(t)} v_{r} \cdot x \cdot Q_{f \rightarrow n}(T_{e})$$
(111-15)

Cette expression relie l'intensité d'une raie à la densité des ions émetteurs décrite par le système (III 6). Il apparaît de façon évidente que si la densité et la température des électrons restaient constantes et en l'absence d'effet de striction, l'évolution de l'intensité des raies serait identique à celle des densités. En réalité les facteurs accompagnant la quantité v_r dans la relation (!!I 15) sont ici des fonctions croissantes du temps et l'on doit s'attendre à un léger décalage des courbes $I_r(t)$ par rapport aux courbes v_r(t).

Le calcul des coefficients d'excitation a été effectué, comme pour l'ionisation, à partir des sections efficaces de choc. Mais ici, seules les valeurs relatives interviendront. Nous nous intéresserons essentiellement au cas d'excitationsf-in à partir du niveau fondamental, correspondant à des transitions optiquement permises. L'examen des résultats expérimentaux relatifs à ces transitions pour lès atomes neutres et notamment pour l'hydrogène /85/, compte tenu de l'expression théorique déduite de l'approximation de BORN /74/, suggère le choix d'une formule analytique pour la section d'excitation tout à fait analogue, à un facteur de proportionnalité près (la force d'oscillateur d'absorption remplacant ici le paramètre n), à l'expression (III 7) proposée pour l'ionisation. Nous avons adopté également cette formule dans le cas des ions, en l'absence de données expérimentales. Notons enfin que pour les excitations correspondant à des transitions optiquement interdites, sans changement de multiplicité, une formule en (u-1)u⁻² semble mieux adaptée /86/ /83/ /74/. C'est le cas de la raie NII 4601, 5 Å $3s^3P_0^{-3}p^{-3}P_a$. Une analyse plus précise des sections efficaces d'excitation relatives aux ions se montrera toutefois nécessaire lors du calcul des rapports d'intensité des raies, qui est à la base même de la seconde méthode de mesure de T_e, développée dans le chapitre IV. Dans la présente étude, par contre, les coefficients d'excitation ne représentent qu'un facteur de correction dans l'expression (III 15) décrivant l'intensité relative des raies, et le choix systématique d'une formule du type (III 7) pour toutes les raies observées constituera une approximation suffisante.

Le calcul du coefficient d'excitation défini par l'intégrale (1 10) conduit donc à une expression analogue à la formule (III 11) établie pour Pionisation. Finalement, à la place du coefficient $Q(T_{e})$, la relation (III 15) ne fera plus intervenir que la fonction $F(a, \beta)$ précédemment calculée (Tableau B) qui lui est proportionnelle.

D- Mesure de la température électronique à partir de l'évolution des raies des ions successifs de l'élément additionnel - Application à l'azote -

De l'étude théorique précédente, relative à l'ionisation et à l'émission des ions successifs d'un élément additionnel, nous allons déduire une méthode de détermination de la courbe de température électronique en fonction du temps dans la décharge. Les équations (III 15) couplées avec le système (III 6) montrent en effet que pour une densité initiale en atomes d'hydrogène donnée, l'évolution théorique de l'intensité des raies dépend (essentiellement par la quantité v_r) de la fonction $T_e(t)$; par confrontation avec les courbes d'intensité en fonction du temps observées, il devra donc être possible de déduire cette dernière fonction.

Une telle détermination de la température électronique, basée en quelque sorte sur la vitesse d'ionisation des ions successifs d'un élément (au besoin ajouté) traduite par l'évolution plus ou moins rapide de l'intensité des raies, constitue une méthode générale d'investigation intéressant les plasmas transitoires. Appliquée ici à l'azote, elle représente de par son principe un prolongement de la méthode déjà développée pour l'hydrogène à partir du temps d'apparition du maximum d'émission de la raie H β ou encore de la largeur à mi-hauteur de la courbe d'intensité de cette raie en fonction du temps /13//14/.

a) Détermination de la courbe T_e (t) par résolutions successives du système d'équations

1- <u>Principe de la méthode</u> - La comparaison des courbes d'intensité expérimentales avec les courbes théoriques, nécessite la résolution du système d'équations différentielles couplées (III 6). Celle-ci a été effectuée ici numériquement sur ordinateur électronique IBM 70 94. Nous décrirons tout d'abord une méthode rigoureuse de détermination de la courbe T_e(t), par résolutions successives du système d'équations.

La température électronique est introduite, dans une première étape sous forme d'une fonction simple du temps, arbitraire. La résolution numérique du système (III 6) puis des équations (III 15) donne alors l'évolution théorique correspondante de l'intensité des raies. On corrige ensuite la température T_e(t) choisie, par retouches successives jusqu'à obtention d'une superposition aussi bonne que possible des courbes d'intensité relative, expérimentales et théoriques. En pratique, l'on cherchera simplement à faire coïncider les positions dans le temps des maximums d'émission observés et calculés.

Il importe de souligner ici que cette méthode est très avantageuse du point de vue expérimental puisqu'elle ne fait appel qu'à une mesure d'intensité relative des raies, ce qui constitue une simplification considérable, surtout dans le domaine spectral de l'ultraviolet lointain où apparaissent les raies les plus intéressantes. 2- <u>Evaluation de la densité électronique</u> - La résolution du système d'équations exige en principe la connaissance de la densité électronique n_e(t) tout au long de la phase de la décharge étudiée. Malheureusement cette quantité n'a pu être mesurée dans T.A. 2000. Nous serons donc contraint de l'évaluer indirectement. Ceci constituera certainement l'une des sources d'erreur les plus importantes dans la détermination de T_e par cette méthode.

Deux phases sont à considérer dans l'évolution de la densité électronique qui sera représentée plus commodément par la fonction réduite ×(t) :

 a) Durant la période d'ionisation de l'hydrogène au début de la décharge (30 microsecondes),
 x(t) est fortement croissante, représentant en première approximation le taux d'ionisation de l'hydrogène. Cette dernière quantité a pu être déduite de l'étude théorique des phénomènes d'ionisation de l'hydrol'hydrogène, confrontée avec l'évolution observée de l'émission des raies moléculaires et atomiques dans cette période initiale de la décharge / 13/ / 14/.

 β) Après l'ionisation totale de l'hydrogène, au cours de la phase ultérieure de croissance du courant à laquelle nous nous intéressons plus particulièrement dans le présent travail (entre 30 et 100 μ s), x(t) va croître bien plus lentement, sous l'effet de la striction et par suite de l'appoir en électrons issus des ionisations successives de l'azote. La densité des électrons est donc représentée par la sommes de deux termes :

$$n_{e}(t) = n_{o} \frac{1}{(\rho(t))^{2}} + \sum_{r'=0}^{r'=s} r' N_{r'}$$

Le terme principal est égal à la densité des protons, tandis que le deuxième terme de correction correspond aux électrons provenant de l'azote. D'après les relations (III 2) et (III 5) il vient :

$$\mathbf{x}(t) = \frac{1}{[\rho(t)]^2} \left[1 + c_o \sum_{\mathbf{r}' = 0}^{\mathbf{r}' = s} \mathbf{r}' \mathbf{v}_{\mathbf{r}'}(t) \right]$$
(111.16)

En pratique, il est plus commode d'introduire dans le système d'équations (!11 6) une fonction x(t) totalement indépendante des quantités $v_r(t)$. Pour ce faire, le terme correctif sera évalué direcement à partir de l'observation des raies. La résolution numérique du système (111 6) et des équations (111 15) montre en effet - nous le verrons – que d'une façon générale à l'instant t_r du maximum de densité des ions r, instant qui correspond aussi approximativement au maximum d'émission de ces ions, les quantités autres que v_{r-1} , v_r et v_{r+1} sont négligeables et que, de plus, les densités ues ions immédiatement inférieurs (r-1) et supérieurs (r+1) sont sensiblement égales. Le terme correctif s' écrira donc à l'instant t_r :

$$c_{0} \sum_{r'=0}^{r'=3} r' \cdot v_{r'}(t_{r}) = c_{0} \left[(r-1) \cdot v_{r-1}(t_{r}) + r \cdot v_{r}(t_{r}) + (r+1) \cdot v_{r-1}(t_{r}) \right]$$

Compte tenu des approximations :

$$v_{r-1}(t_r) + v_r(t_r) + v_{r+1}(t_r) \approx 2 v_{r-1}(t_r) + v_r(t_r) \approx 1$$

on obtient au temps t_r la relation simple :

$$\mathbf{c}_{o}\sum_{\mathbf{r}'=0}^{\mathbf{r}'=\mathbf{s}}\mathbf{r}'\cdot\mathbf{v}_{\mathbf{r}'}(\mathbf{t}_{\mathbf{r}}) \approx \mathbf{c}_{\mathbf{s}}\mathbf{r}$$
(111 17)

La mesure des différents temps correspondant au maximum d'émission des ions successifs sur la figure III 5, instants qui représentent à peu de chose près les temps t_r, fournit donc autam de points de la courbe x(t) dans cette deuxième phase de la décharge; une interpolation sera faite entre ces points.

En conclusion, la courbe totale x(t) partant de l'instant initial de la décharge sera obtenue en raccordant les deux portions de courbe correspondant aux deux phases considérées. La figure I!! 16 montre l'évolution de x(t) déduite dans les conditions normales de pression : $n_0 = 10^{14}$ atomes par centimètre cube et $c_0 = 5$ %. La courbe virtuelle en traits discontinus représente les valeurs que prendrait la fonction x(t) déduite des relations (III 16) et (III 17) en supposant l'hydrogène totalement ionisé dès le début de la décharge. L'on note, par ailleurs, qu'un dernier point a été calculé à 90 μ s en admettant qu'à cet instant, comme le suggèrent les courbes expérimentales (figure III 5), l'azote est entièrement sous forme de N^{s+}. En pratique, la fonction x(t) sera introduite dans les calculs sous forme d'une suite de valeurs numériques.

3- <u>Résolution numérique du système d'équations</u> - Le système d'équations (III 6) et (III 15) a été résolu numériquement sur ordinateur électronique, pour différentes courbes $T_e(t)$. Le choix a priori de la fonction $T_e(t)$ n'est pas ici totalement arbitraire : l'étude de l'émission de l'hydrogène / 14/ /46/ donne en effet, à partir de la mesure de la largeur à mi-hauteur Δt_{Hg} de la raie H β , une valeur $kT_{e_0} = 8 \text{ eV}$ vers •7

16 μ s et indique que la température est sensiblement constante ou légèrement croissante pendant la phase d'ionisation de l'hydrogène (de 0 à 25 μ s). Nous adopterons dorénavant cette valeur de kT_e, comme température initiale.

Une première résolution du système a été effectuée en introduisant une température électronique constante et égale à kT_{ex}. La figure III 17 montre les résultats correspondants. Sur cette figure et sur

les suivantes on a indiqué par une flèche, les instants de maximums d'intensité observés expérimentalement (oscillogrammes de la figure III 5). Il est tout à manifeste qu'une telle approximation sur T_e ne rend pas compte des résultats expérimentaux; cette température est nettement trop faible : l'évolution du système est extrêmement lente et l'on ne dépasse pas le troisième stade d'ionisation de l'azote.

Dans une étape suivante la température est supposée linéairement croissante. Dans le cas représenté sur la figure III 18, la droite choisie passe par la valeur de 8eV à 16 μ s et par la valeur arbitraire de 40eV à 100 μ s. Si les maximums d'intensité des raies des premiers ions coïncident sensiblement avec les pics d'émission observés, il s'en faut de beaucoup pour les ions supérieurs N IV et N V dont les maximums d'intensité apparaissent nettement plus tard que ne le montrent les courbes expérimentales.

Il semble donc logique d'introduire plutôt une courbe $T_e(t)$ à croissance parabolique, pendant les 50 premières microsecondes du moins. Après plusieurs retouches sur cette fonction, nous avons obtenu la coincidence des pics d'émission théoriques et expérimentaux des quatre ions de l'azote avec une précision qui atteint celle des mesures expérimentales dont l'erreur limite est de $\pm 2 \mu$ s. Cette solution finale du système qui reflète l'évolution réelle des phénomènes dans T.A. 2000, est traduite sur la figure III 19. La fonction $T_e(t)$ introduite dans les culculs a été également portée sur cette figure, elle représente donc la courbe de température cherchée.

Ces résultats appellent plusieurs remarques :

- Le décalage entre les pics d'émission et les maximums de densité des ions correspondants s'interprète aisément, comme nous l'avons signalé précédemment, si l'on remarque d'après (111-15) que les intensités des raies sont reliées aux quantités y, par l'intermédiaire de facteurs qui sont des fonctions croissantes du temps et notamment les coefficients d'excitation. Ce retard sera donc d'autant plus





Figure III 16 - EVOLUTION DE LA DENSITE RELATIVE DES ELECTRONS DANS T.A. 2000

Solution du système d'équations pour une température électronique constante $kT_e = 8 eV$.

FIG. III. 17 _



T

Solution du système d'équations pour une température électronique linéoirement croissonte.

FIG. III 18 _



Solution du système d'équations correspondant aux conditions expérimentales dans TA. 2000

FIG. 🎞 19 _

marqué que l'énergie d'excitation de la raie est grande et que par conséquent le coefficient Q (T_e) est plus sensible aux variations de T_e. Cet effet est mis en évidence sur la figure III 19 où sont tracées les courbes d'intensité de deux raies de N V : 1238 Å et 209 Å dont les énergies d'excitation sont respectivement de 10eV et 59,2eV.

- La résolution du système d'équations montre qu'au-delà de 90 µs la quasi-totalité des atomes d'azote est sous forme d'ions N^{s+}. Par contre aucune des raies de N VI n'a pu être observée. Ceci s'explique par le fait que l'énergie de formation de cet ion de la séquence isoélectronique de l'hélium n'est que de 97,9eV tandis que les énergies nécessaires à l'excitation des premiers niveaux 2p ³P⁰ et 2p ¹P⁰, donnant naissance à une transition optique, sont respectivement de 426eV et 431eV. L'ionisation de N VI, qui exige une énergie de 552eV est encore moins probable pour les températures atteintes dans la décharge.

b) Méthode approchée

1- <u>Principe</u> - La méthode rigoureuse développée précédemment, par résolutions successives du système d'équations, est extrêmement laborieuse. Aussi proposons-nous ici une méthode approchée rapide /87/ dont la précision sera généralement suffisante.

La résolution du système d'équations (111-6) pour diverses courbes de température, montre en effet que l'intervalle de temps défini par la relation :

$$\Delta t_{r,r+1} = t_{r+1} - t_r$$
 (111-18)

qui sépare deux maximums de densité consécutifs des ions de charge r et r+1, est peu sensible à la forme de la courbe $T_e(t)$ ainsi qu'à l'évolution antérieure de la température et de la densité des électrons. Il dépend essentiellement de la valeur moyenne de ces deux paramètres dans l'intervalle considéré ou, si la température et la densité ne sont pas trop fortement croissantes, de leur valeur à l'instant $t_{r,r+1}$ donné par l'équation :

$$t_{r,r+1} = \frac{1}{2} (t_r + t_{r+1})$$
 (111 19)

Or les constantes de temps des processus d'ionisation per choe sont, pour une température T_e donnée, inversement proportionnelles à la densité des électrons. Il est alors commode d'introduire la fonction $\Delta \tau_{r,r+1}$ définie comme suit :

$$\Delta \tau_{\mathbf{r},\mathbf{r}+1} = \mathbf{n}_{\mathbf{r}}(\mathbf{t}_{\mathbf{r},\mathbf{r}+1}). \ \Delta \mathbf{t}_{\mathbf{r},\mathbf{r}+1} \tag{III 20}$$

Cette quantité est en effet une fonction qui ne dépend pratiquement plus que de la température T_e à l'instant t_{r.r+1}

Finalement la donnée des courbes théoriques $\Delta \tau_{r,r+1}(T_e)$ - nous verrons dans le paragraphe suivant comment ces courbes peuvent être obtenues - permet de déterminer la température électronique en différents instants. Si l'on considère, en effet, des fonctions $T_e(t)$ et x(t) présentant des variations assez faibles durant la période d'existence d'un ion donné, les maximums d'intensité des raies, qui seuls sont donnés par l'expérience, seront néanmoins suffisamment rapprochés des maximums de densité des ions correspondants. La mesure de l'intervalle des pics d'émission de deux ions consécutifs (qui est donc sensiblement égal à $\Delta t_{r,r+1}$), associée à la donnée ou à défaut à l'évaluation de la densité électronique à l'instant $t_{r,r+1}$, permet de calculer la quantité $\Delta \tau_{r,r+1}$. Par lecture sur la courbe $\Delta \tau_{r,r+1}(T_e)$ on déduit la valeur de la température à l'instant $t_{r,r+1}$.

En conclusion, cette méthode fournira autant de points de la courbe Te(t), que nous disposerons

de couples de raies d'ions consécutifs. Ainsi, les quatre raies observées (sur la figure III 5) pour l'azote donneront trois valeurs de la température.

2- <u>Calcul des courbes $\Delta \tau_{r,r+1}(T_e)$ </u>. En vue d'obtenir les courbes théoriques $\Delta \tau_{r,r+1}(T_e)$ pour l'azote, le système d'équations (III 6) a été résolu numériquement dans des cas simples, en choisissant une série de valeurs constantes de T_e et avec x = 1. Des résultats de ces calculs nous avons déduitles courbes, données sur la figure III 20, représentant les quantités $\Delta \tau_{r,r+1}$ en fonction de la température électronique, pour les trois couples d'ions consécutifs de l'azote : N II-N III, N III-N IV etN IV-N V.

A titre de comparaison nous avons porté sur cette même figure les points (indiqués par des petits triangles), obtenus à partir de la résolution du système pour di preses températures non plus constantes mais présentant une croissance linéaire ou parabolique au cours du temps et avec des densités électroniques également variables (cas représentés sur les figures III 17, III 18 et III 19). Il est satisfaisant de constater que l'écart de ces points par rapport aux courbes calculées à T_e et n_e constants, reste très faible, de l'ordre de quelques pour-cent au maximum.

Etant donné l'intérêt que présente cette méthode approchée rapide pour la détermination de T_e , il semble tout indiqué d'en prévoir l'extension à d'autres éléments que l'azote, qui pourraient être utilisés comme moyens de diagnostic, prolongeant la gamme de température explorée. Aussi exposeronsnous ici une méthode générale de calcul direct des fonctions $\Delta \tau_{r,r+1}(T_e)$, sans avoir recours à la résolution numérique du système d'équations différentielles à l'aide d'un ordinateur électronique.

Nous considérerons dans ces calculs, comme précédemment, une température T_e et une densité n_e constantes. Désignons par V, la valeur de la densité relative $v_r(t)$ des ions r, atteinte en régime stationnaire $(t \rightarrow \infty)$. Dans le modèle coronal les quentités V_r pour les divers stades d'ionisation ne sont fonction que de la température considérée; elles sont données d'après (1 6) par le système simple linéaire :

$$\begin{cases} V_{r} = \frac{S_{r-1}}{\alpha_{r}} \quad V_{r-1} \qquad \text{avec } 1 \leq r \leq z \\ \sum_{o}^{z} V_{1} = 1 \end{cases}$$
(III 21)

Revenons maintenant au régime transitoire à T_e et n_e constants. Il sera admis qu'à chaque instant les ions ne se trouvent en quantité appréciable que dans trois stades d'ionisation consécutifs. La résolution du système d'équations (III 6) d'une part (voir par exemple les figures III 17, III 18 et III 19) et l'évolution des raies expérimentalement observée (figure III 5) d'autre part, montrent qu'une telle approximation est acceptable. Le système (III 6) admet alors la solution analytique approchée suivante /24//33/:

$$v_r(t) = Y_r \cdot e^{-n_e S_r' t} - Y_{r-1} \cdot e^{-n_e S_{r-1}' t} + V_r$$
 (III 22)

avec S'_r = S_r + a_r + a_{r+1} et Y_r = 1. - \sum_{q}^{r} V_q

A partir de l'expression (III 22) nous allons calculer les fonctions $\Delta \tau_{r,r+1}(T_e)$. Par dérivation de cette expression par rapport au temps il vient en effet :

$$\frac{dv_r}{dt} = -n_e S'_r Y_r e^{-n_e S'_r t} + n_e S'_{r-1} Y_{r-1} e^{-n_e S'_r t}$$



FIG. III 20

A l'instant troù la densité des ions rest maximale, on a donc l'égalité suivante :

Soit :

$$t_{r} = \frac{1}{\prod_{e}(S_{r}^{*} - S_{r-1}^{*})} + \frac{Y_{r}S_{r}^{*}}{Y_{r-1}S_{r-1}^{*}}$$
(111.23)

Le temps $t_{r,\gamma}$ correspondant au maximum de densité des ions suivants r+1 sera donné par une expression analogue à (111-23). Compte tenu de la relation (111-20) définissant les quantités $\Lambda_{r,r+1}$, on obtient finalement :

$$\Delta \tau_{r,r+1} = \frac{1}{S_{r+1}^{*} - S_{r}^{*}} \log_{e} \frac{Y_{r+1}^{*} S_{r+1}^{*}}{Y_{r}^{*} S_{r}^{*}} - \frac{1}{S_{r}^{*} - S_{r-1}^{*}} \log_{e} \frac{Y_{r}^{*} S_{r}^{*}}{Y_{r-1}^{*} S_{r-1}^{*}}$$
(111.24)

En conclusion, la résolution du système simple.(ill 21) pour une série de valeurs constantes de T_e permettra de calculer directement d'après (III 24) les fonctions Ar_{rent}(T_e).

3- <u>Domaine de validité de la méthode approchée</u> - L'application de cette méthode rapide aux couples de raies de l'azote observées (figure III 5) fournit trois points de la courbe de température T_e(t), aux trois instants t_{r,r-1} correspondant chacun approximativement au milieu de l'intervalle de temps qui sépare deux pics d'émission consécutifs. Ces intervalles de temps sont mesurés à 2 μ s près, compte tenu de la régularité et la reproductibilité des signaux. Les valeurs correspondantes de la densité électronique ont été déduites de la courbe x(t) représentée sur la figure III 16.

TABLEAU C

Couples utilisés	t _{r,r+1} [μs]	$\Delta t_{r,r+1}[\mu s]$	ne(tr,r.,)[cm-3]	k Te ^(tr,r-1) [eV]
N !! - N !!!	26,5 ± 2	9 ± 2	1,5.10'+	14,5 ± 1,5
N !!! - N !V	37 ± 2	12 ± 2	2,0.10'+	29 ± 2,5
N IV - N V	48,5 ± 2	11 ± 2	2,3.10'+	54 ± 5

Le tableau C résume les résultats obtenus. Ces trois valeurs de la température ont été portées sur la figure III 19. On constate que l'écart de ces points à la courbe $T_e(t)$ obtenue à partir de la méthode rigoureuse est compris entre 3 et 7 %. Comme il sera indiqué plus loin (paragraphe d), la précision des mesures sera plutôt limitée ici par les approximations sur les cections efficaces d'ionisation et l'évaluation de n_e, qui constituent les principales sources d'erreur et qui affecteront tout aussi bien la méthode rigoureuse de détermination de T_e par résolutions successives du système d'équations différentielles.

D'une façon générale la méthode approchée décrite précédemment, qui suppose les pics d'émission confondus avec les maximums de densité des ions, sera valable tant que la température et la densité des électrons ne présenteront pas de variations brusques au cours de la durée d'existence d'une espèce d'ion donnée. Parailleurs elle ne sera pas applicable, si la fonction T_e(t) est croissante, aux ions de la séquence de l'hélium tels que NVI pour lesquels, l'énergie de formation étant bien inférieure à l'énergie d'excitation, le décalage entre le pic d'émission et le maximum de densité peut être important.

Quoiqu'il en soit, même dans ces cas les plus défavorables, où il sera nécessaire d'avair encore recours à la résolution numérique du système d'équations, la méthode rapide permettra de réduire avantageusement le nombre de tâtonnements lors de la recherche de la courbe de température adéquate, tandis que dans la plupart des cas cette méthode directe combien plus commode représentera à elle seule déjà, une approximation suffisante.

Signalons enfin que ce procédé de détermination de T_e ne nécessite pas, contrairement à la résolution du système d'équations, la connaissance précise du début des phénomènes, ce qui s'est révélé appréciable en vue de l'application à des décharges sans préionisation, telles que celles étudiées dans les expériences sur la striction tubulaire dans la machine STATOR / 88/.

c) Résultats des mesures effectuées dans T.A. 2000

Nous avons déjà présenté sur la figure III 19 la courbe de la température électronique en fonction du temps dans la décharge, obtenue dans les conditions normales de fonctionnement de la machine (pression d'hydrogène $P_{H_2} = 1,5.10^{-3}$ mm Hg et 5 % d'azote).

Plusieurs séries d'expériences ont été effectuées par la suite en faisant varier la pression de remplissage en hydrogène, avec une pression partielle d'azote constante ($P_{N_2} = 7,5.10^{-5}$ mm Hg). La figure III 21 monine le déplacement observé des maximums d'intensité des raies N III 991 Å, N IV 765 Å et N V 1238 Å, en fonction de la pression d'hydrogène. Les pics d'émission apparaissent d'autant plus tard dans la décharge que la pression est élevée, traduisant ainsi un abaissement de la température électronique. L'exploitation des courbes expérimentales de la figure III 21 a été effectuée en faisant appel à la méthode approchée. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure III 22 qui montre les courbes de croissance de la température dans T.A. 2000 pour diverses valeurs de la pression; sur cette même figure a été reportée la courbe $T_{e}(t)$ dans les conditions normales de pression (1,5 μ Hg), précé demment déduite par résolutions du système d'équations. Dans chaque cas un premier point a été déterminé à partir de la largeur à mi-hauteur de la courbe d'intensité en fonction du temps de la raie H β /14/.

Il est intéressant par ailleurs d'examiner l'effet de l'addition de l'azote sur les caractéristiques de la décharge. Si l'on augmente la concentration de ce dernier gaz par rapport à l'hydrogène en gardant la pression P_{H_2} usuelle, les pics d'émission de l'azote apparaissent plus tard, comme il a été observé précédemment lors d'une élévation de la pression d'hydrogène. Ainsi dans des décharges à 10 % d'azote, la température donnée par la méthode approchée n'atteint vers 50 μ s que 37eV au lieu de 55eV dans les conditions normales avec le mélange à 5 %. Nous avons donc cherché à réduire la quantité d'azote introduite, jusqu'à 2,5 %, taux qui représente sensiblement la limite en dessous de laquelle les courbes d'émission deviennent difficilement exploitables par manque de luminosité et par suite de la superposition de signaux lumineux liés aux phénomènes d'injection de gaz occlus dans les parois; ces derniers processus conduisent d'ailleurs à un taux d'impuretés naturelles de l'ordre du pour-cent.

Il est toutefois rassurant de constater expérimentalement que les maximums d'intensité des raies ne se rapprochent que très légèrement de l'origine des temps lorsque l'on diminue la concentration de l'azote en dessous de 5 %. L'exploitation des observations faites sur des décharges avec la concentration moitié donne une température de 64eV à 50 µs.

En conclusion, l'introduction du gaz de diagnostic dans les conditions normales de travail,



Instants d'apparition dans la décharge des pics d'émission de l'azote en fonction de la pression d'hydrogène (pression partielle d'azote $P_{N_z} = 7,5.10^{-5}$ mmHg.)

FIG. III 21



Ccurbes de température électronique dans T.A. 2000 pour diverses pressions d'hydrogène (pression partielle d'azote P_{Nz}=7,5.10⁻⁵mmHg)

FIG. III 22 _
conduit ici à un abaissement de la température électronique de l'ordre de 20 %, lié à la consommation d'énergie dépensée pour l'ionisation et le chauffage de l'élément additionnel ainsi qu'aux pertes par rayonnement des ions créés.

d) Discussion

1- Justification de l'application du modèle coronal - L'interprétation des phénomènes d'ionisation et d'excitation d'un élément additionnel dans T.A. 2000, qui a conduit à la détermination de la température électronique, a pour base le modèle simple coronal. Il importe donc de justifier ici l'application d'un tel modèle. Nous tenterons d'analyser dans notre cas particulier les principaux critères énoncés précédemment (chapitre l paragraphesC a et D f).

Nous prendrons pour base de cette étude critique les valeurs suivantes des paramètres de la décharge :

$n_e = 5, 5.10^{14}$	électrons par cm ³		
{ N = 1,1.10 [™] −	atomes d'azote par cm³		
$kT_e = 40eV$			

Ces valeurs correspondent aux décharges avec la pression d'hydrogène la plus élevée : $P_{H_2} = 3,2.10^{-3}$ mm Hg (avec une pression partielle d'azote $P_{N_2} = 7,5.10^{-5}$ mm Hg); elles sont données pour l'instant du maximum d'émission des raies de N V, soit $t_4 = 67 \ \mu$ s. Ceci représente parmi les diverses conditions expérimentales, la situation la plus défavorable vis-à-vis des critères du modèle coronal.

Nous considérerons plus précisément, à titre d'exemple, le cas de la première raie de résonance N V 1238 Å 2s ${}^{2}S_{1_{2}}$ -2p ${}^{2}P_{3_{2}}$ qui est l'une des raies les plus fortement réabsorbées et la raie suivante N V 209 Å 2s ${}^{2}S$ - 3p ${}^{2}P_{3_{2}}$ Ces transitions présentent en effet pour nous un intérêt tout particulier puisque l'étude de leur intensité sera à la base de la deuxième méthode de mesure de T_e, développée dans le chapitre suivant.

a) Examinons tout d'abord l'hypothèse d'une distribution de MAXWELL des vitesses des électrons, hypothèse a wase lors du calcul des coefficients de collisions inélastiques avec les électrons. Dans le cas considéré ici le temps de self-colvision entre électrons est, d'après la relation (1 11), voisin de 1,3.10⁻¹s, donc bien inférieur aux temps de confinement et d'évolution du plasma (ce dernier est de l'ordre de plusieurs microsecondes). Cependant le calcul montre que sous l'effet du champ électrique les électrons devraient acquérir entre deux chocs consécutifs une énergie cinétique du même ordre sinon supérieure à l'énergie moyenne kT_e; ceci laisserait donc prévoir une altération dans le spectre des vitesses. En fait il est montré qu'un autre processus vient freiner les électrons rapides dès que la densité électronique atteint quelques 10¹² cm⁻³, par suite d'une interaction faisceau d'électrons-plasma /89/. L'effet d'un tel phénomène est corroboré par l'expérience. Ainsi, une étude faite sur T.A. 2000 / 10/ /90/ a mis en évidence l'existence d'un rayonnement X pénétrant, émis pendant la phase initiale d'amorçage de la décharge lors d'expériences sans préionisation, rayonnement interprété comme dû aux électrons découplés. Par contre lorsque la décharge principale est précédée d'une préionisation, l'émission du rayonnement X n'apparaît qu'au début de la prédécharge, mais n'est plus observée au cours de la décharge principale. Un phénomène tout à fait analogue a été remarqué expérimentalement dans d'autres décharges /91/. En conclusion, il sera donc plausible d'admettre ici encore, malgré la présence du champ électrique, une distribution de MAXWELL des vitesses des électrons.

 β) L'exploitation du modèle coronal adopté pour décrire l'évolution des phénomènes d'ionisation (équations (1–18) puis (111–6)) peut être justifiée, en vérifiant le critère de WILSON (1–16). Ce critère conduit ici à la condition : n_e < 4.10¹⁵ cm⁻³, qui se trouve largement satisfaite. y) Intéressons nous maintenant au schéma simple concernant la distribution des atomes dans les divers états excités, à partir duquel on a déduit l'expression (1 21) de l'intensité théorique des raies ou l'expression plus générale (1 50) tenant compte de la réabsorption. Ce schéma implique que la condition (1 17) ou (1 49), soit vérifiée pour les niveaux supérieurs des diverses raies étudiées.

Considérons tout d'abord la raie de résonance N V 1238 Å. La relation (I 33) permet de calculer l'épaisseur optique du plasma suivant un diamètre pour le centre de la raie, connaissant la température T_i des ions. Cette température a été mesurée dans T.A. 2000 à partir de l'élargissement des raies par effet DOPPLER, à l'aide d'un interféromètre FABRYPEROT multicanal /92/ /46/. Les valeurs ainsi déduites sont voisines de celles de la température électronique. Le facteur de transmission se déduit finalement de la courbe $\mathcal{O}(r_p)$ (figure 1 2): $\mathcal{O}_{2s-2ps_2} = 0.66$. Le temps de vie apparent du niveau supérieur de la transition est dans ces conditions égal à :

$$1/A_{2p}$$
, $2s \mathcal{C}_{2s-2p^{3}} = 4,5.10^{-9} s$

Ce temps doit être comparé aux constantes de temps des phénomènes de collision qui tendent également à dépeupler le niveau 2p ²P⁰₃. Deux processus principaux sont à considérer : l'ionisation à partir de ce niveau et la désexcitation par choc vers le niveau de base. Le calcul donne respectivement pour les constantes de temps de ces deux mécanismes :

$$1/n_{e} S_{2p \to \infty} = 1, 5.10^{-5} s$$

et
$$1/n_e Q_{2p-2s} = 1.10^{47} s$$

Malgré la réabsorption, la désexcitation spontanée reste donc de loin le processus prédominant de dépeuplement du niveau supérieur de la raie considérée, vérifiant ainsi le critère généralisé (149) gui rend valable l'application de la relation (151).

Un calcul analogue pour la raie N V 209 Å montre que l'épaisseur optique du plasma r_p (2s-3p) est égale à 0,3. Ceci vérifie la condition (1 47) de définition d'un plasma optiquement mince. Par ailleurs, le temps de vie du niveau 3p ²P^c est extrêmement court :

$$1/(A_{3p \rightarrow 2s} + A_{3p \rightarrow 3s}) = 8,4.10^{-11} s$$

Or le processus par choc le plus important de dépeuplement du niveau est, à côté de l'ionisation, l'excitation vers le niveau immédiatement supérieur : $3p \ ^2P^0 \rightarrow 3d \ ^2D$. Les constantes de temps relatives à l'ionisation e₁ à ce dernier mécanisme, sont respectivement ici :

$$1/n_{e} S_{3e \to \infty} = 9.10^{-7} s$$

et
$$1/n_e Q_{3p \rightarrow 3d} = 2,5.10^{-9} s$$

Cesquantités sont encore nettement supérieures au temps de vie du niveau. La condition (1 17) de validité du modèle coronal se trouve par conséquent satisfaite pour la raie N V 209 Å.

 δ) Il a été noté enfin que la présence d'un niveau métastable peut conduire à une distribution des atomes sur les niveaux immédiatement voisins, qui s'écarte de la loi coronale (19). Cette remarque ne s'applique évidemment pas à l'ion NV qui ne possède aucun niveau métastable. En ce qui concerne les autres ions de l'azote par exemple, si l'incidence d'un tel niveau perturbateur est notable quant à la population des niveaux d'énergie, elle ne sera marquée que beaucoup plus modestement sur le développement des phénomènes d'ionisation. De façon générale, à l'exception des ions de la séquence isoélectron ique de l'hydrogène ou de l'hélium, l'énergie d'ionisation à partir de l'état de base est en effet peu supérieure à l'énergie nécessaire à l'ionisation des atomes sur les niveaux métastables. Dans le cas présent de T.A. 2000, le terme additif correspondant à ce dernier processus ne doit pas dépasser, pour les ions de l'azote, quelques pour-cent de la valeur du terme principal d'ionisation $N_{r,f}$. $S_{r,f-,r+1,f}$ qui finalement a été seul introduit dans le système d'équations (III 6).

2- <u>Précision de la mesure de T_e</u> - Si l'on a démontré la validité dans le cas présent des équations de base, il n'en reste pas moins que diverses causes d'incertitude apparaissent lors de l'application pratique de la méthode de détermination de T_e précédemment décrite, et risquent d'en réduire la précision.

Une première source d'erreurs provient de la mauvaise connaissance théorique d'un certain nombre de processus atomiques relatifs à l'élément additionnel.

Signalons tout d'abord, en ce qui concerne les phénomènes de recombinaison, que la section efficace de capture radiative a été calculée théoriquement pour les ions hydrogénoïdes. L'extension de l'expression (III 12) obtenue aux autres ions ne saurait constituer qu'une première approximation. Par ailleurs, un autre processus sur lequel nous n'avions pas de données suffisantes, a été ignoré : la recombinaison diélectronique, sans émission de rayonnement, au cours de laquelle un électron libre est capturé sur un niveau d'énergie avec excitation simultanée d'un des électrons de valence, conduisant à un atome doublement excité. Ce phénomène est suivi d'une désexcitation par émission spontanée. Un tel processus qui n'est possible que pour les ions non hydrogénoïdes, a fait l'objet de plusieurs travaux théoriques récents /93/ /94/ /95/ /96/. Les calculs effectués par BURGESS /95/ pour l'hélium ont montré qu'à haute température (kT_e > 6eV) le coefficient de recombinaison diélectronique devenait supérieur au coefficient a_{r+1} de capture radiative, l'écart atteignant 2 ordres de grandeur pour kT_e = 40eV. Il convient cependant de noter qu'à partir de cette température le coefficient de recombinaison diélectronique diminue en fonction de T_e comme le terme a_{r+1} , tandis que le coefficient d'ionisation est fortement croissant. Aussi, si l'introduction de ce nouveau mécanisme peut avoir une incidence notable sur la description des phénomènes dans les plasmas stationnaires à haute t≏mpérature et peu denses (où la recombinaison par chocs triples ne joue pas), comme cela est envisagé dans la couronne solaire /97/, l'on doit s'attendre à un effet certainement plus modeste en régime transitoire. Le calcul montre d'ailleurs que dans la phase de croissance de la décharge dans T.A. 2000, les termes de recombinaison restent toujours extrêmement faibles au regard des coefficients S, (plusieurs ordres de grandeurs). L'évolution des phénomènes d'ionisation n'est alors pratiquement déterminée que par ces derniers coefficients.

Par ailleurs, dans l'étude de l'ionisation de l'azote, nous n'avons pas tenu compte des phénomènes de dissociation de la molécule, supposant ce gaz à l'état atomique dès le début de la décharge. Signalons qu'une étude détaillée de ce type de processus a été effectuée pour interpréter l'évolution dans T.A. 2000 de l'ionisation de l'hydrogène /54//13//14/. Dans le cas de l'azote cependant, le développement des phénomènes d'ionisation n'a pas d'influence, en première approximation du moins, sur les caractéristiques de la décharge (notamment sur l'évolution de la densité électronique); une telle analyse nous a donc semblé moins cruciale, ceci d'autant plus qu'elle n'intéresse que la toute première phase de la décharge au cours de laquelle des informations sont obtenues déjà à partir de l'émission du gaz princieul. Les phénomènes de dissociation de la molécule n'interviennent d'ailleurs plus du tout dans la méthode approchée, app¹iquée aux ions supérieurs de l'azote. Une étude complète reste néanmoins souhaitable pour une confrontation avec les résultats donnés par l'hydrogène; elle expliquerait sans doute l'absence de raies de N I dans le spectre de la décharge.

Finalement, la précision de la méthode de détermination de la température électronique à partir des pics d'émission successifs de l'azote sera plutôt limitée du point de vue théorique par les incertitudes qui résident dans la formule approchée adoptée pour les sections efficaces d'ionisation. Comme il a été vu, seules les fonctions $\sigma_r(u)$ relatives à l'atome neutre ou une fois ionisé sont connues expérimentalement, mais elles n'interviennent qu'au début de la décharge. Il est difficile de chiffrer l'erreur possible sur les autres fonctions. En vue d'une confrontation, nous avons résolu le système d'équations (III 6) pour l'hélium, dont les deux sections efficaces ont été mesurées, en introduisant la courbe de température $T_e()$ déduite des pics d'émission de l'azote (figure III 19). Les résultats sont donnés sur la figure III '3 qui montre l'évolution théorique de l'intensité des raies He I 5015,7 Å 2s 'S₀ - 3p 'P₁' et He II 4685 7 Å 3-4. On constate un assez bon accord entre les instants du maximum des courbes théoriques et les instants mesurés correspondants (respectivement 21 μ s et 39 μ s), indiqués par une flèche. Ceci peut constituer un premier argument en faveur des formules approchées choisies pour les sections efficaces.

Une autre cause d'incertitude, expérimentale cette fois, réside dans la connaissance imprécise de la densité de particules au sein du plasma. En l'absence d'une mesure directe, la densité électronique a été évaluée à partir des pressions initiales, compte tenu du développement des phénomènes d'ionisation de l'hydrogène et de l'azote et de la compression de la colonne de plasma. Par ailleurs, le plasma a été supposé parfaitement confiné, exempt de phénomènes de perte et d'injection à partir des parois. L'examen des courbes d'émission en fonction du temps (figures III 1 et III 7 a) obtenues dans des conditions opératoires soignées, montre que ce dernier mécanisme joue effectivement un rôle minime. Les phénomènes de perte de particules restent par contre mal connus ici.

Il peut être intéressant cependant d'analyser l'effet éventuel de ces pertes sur l'évolution des raies de l'élément additionnel. Considérons dans ce but un plasma transitoire avec une courbe de température $T_e(t)$ donnée; si le taux de perte est le même pour toutes les espèces de particules, le système d'équations (III 6) où ont été introduites les densités relatives v_r , reste valable, les phénomènes de perte interviennent toutefois dans la densité électronique représentée par la fonction x(t). L'évolution des densités relatives $v_r(t)$ sera donc plus lente. Cependant l'expression (III 14) de l'intensité relative des raies fait intervenir, outre les quantités $v_r(t)$, le produit $N(t).n_e(t)$ des densités d'atomes et d'électrons, qui devient par suite des pertes une fonction decroissante du temps. Les courbes d'intensité $I_r(t)$ seront donc décalées vers l'origine des temps par rapport aux courbes $v_r(t)$. Finalement, l'introduction des phénomènes de perte dans les équations se manifestera généralement par un léger retard des pics d'émission par rapport au cas simple sans pertes, ceci compte tenu d'une compensation, mais partielle seulement, des effets inverses sur les fonctions $v_r(t)$ et $I_r(t)$. En conséquence, négliger les pertes conduit à une sous-estimation de la température électronique.

Signalons toutefois qu'une comparaison des intensités maximales des raies (de longueurs d'onde voisines) L \propto 1215 Å de l'hydrogène à 17 μ s et N V 1238 Å à 54 μ s, dans les conditions usuelles de remplissage, n'a pu mettre en évidence aucune diminution importante du nombre de particules au sein du plasma entre ces deux instants. Ceci a été confirmé par une mesure de la densité électronique à l'aide d'un interféromètre hyperfréquence utilisant la longueur d'onde de 2 mm* : on observe la croissance de n_e pendant la prédécharge puis la phase initiale de la décharge principale jusque vers 20 μ s, instant où apparaît la coupure qui va durer ensuite pendant tout le développement ultérieur des phénomènes (600 μ s). Cette coupure indique que la densité électronique reste égale ou supérieure à 2.10¹⁴ cm⁻³.

Enfin la mesure des instants du maximum d'émission sur les oscillogrammes est, elle aussi, entachée d'une erreur que nous avons estimée à 2μ s, compte tenu de la régularité et la reproductibilité des signaux. Il en est de même des intervalles de temps $\Delta t_{r,r+1}$ intervenant dans la méthode approchée. L'incertitude qui en résulte dans la détermination de la température se déduit par lecture sur les courbes $\Delta r_{r,r+1}(T_e)$ (figure III 20). Les erreurs sur T_e ainsi évaluées, liées uniquement à la mesure des temps, ont été données dans le tableau C pour les trois couples d'ions de l'azote. La précision dans la détermination de T_e est d'environ 7 % pour le couple N III - N IV et de 10 % pour les deux autres couples. Les barres d'erreur correspondantes ont été portées sur les figures III 19 et III 22.

^{*}Nous tenons à remercier MM. FAUGERAS, PAPOULAR et ZANFAGNA qui se sont chargés de ces mesures.



Evolution théorique de l'intensité des raies de l'hélium dans T.A. 2000 -

FIG. III. 23 _

En résumé, l'incertitude dans la mesure de la température proviendra surtout des sections efficaces d'ionisation et de l'évaluation de la densité électronique. Il est malheureusement difficile de chiffrer les erreurs possibles sur ces deux points. Toutefois, il peut être intéressant d'étudier la répercussion de ces erreurs dans la détermination de T_e . Supposons arbitrairement un facteur d'incertitude important sur les divers produits n_e S_r, égal à deux par exemple. Par lecture sur les courbes $\Delta r_{r,r+1}(T_e)$ on en déduit ici une erreur relative sur T_e d'environ 30%, 40% ou 50% suivant que l'o n considère le couple N II - N III, N III - N IV ou N IV - N V. Il est rassurant de constater que mêm e dans ces conditions pessimistes la mesure aurait encore un sens.

Une amélioration notable de la précision dans la détermination de la température électronique sera obtenue si l'on dispose d'une mesure de la densité électronique directe et indépendante. Quoiqu'il en soit, l'application de cette méthode à partir d'une simple évaluation de n_e restera significative si le temps de confinement du plasma est supérieur aux constantes de temps relatives au développement des phénomènes d'ionisation.

Du point de vue expérimental une telle méthode offre l'avantage appréciable d'une mesure commode et rapide qui n'exige qu'une observation de l'intensité relative des raies en fonction du temps.

MESURE DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE À PARTIR DU RAPPORT D'INTENSITE DE DEUX RAIES D'UN ION ALCALINOIDE

A - Principe de la méthode -

Dans le chapitre précédent une méthode de mesure de la température électronique a été développée, à partir de l'évolution de l'intensité des raies des ions successifs d'un élément additionnel. Une telle méthode est très avantageuse du point de vue expérimental puisqu'elle ne fait appel qu'à une mesure relative de l'intensité des raies. Elle exige cependant la connaissance de la densité électronique, quantité qui intervient dans le système d'équations. Or si ce paramètre n'est pas mesuré directement, son évaluction à partir des pressions initiales, compte tenu du développement des processus d'ionisation et éventuellement d'autres phénomènes comme l'effet de striction, constitue une source d'erreur certaine. Par ailleurs, cette méthode ne s'applique qu'à un plasma confiné; elle suppuse négligeables les phénomènes de perte et d'injection de particules au cours de la décharge, mécanismes qui vont modifier la densité des éléments présents au sein du plasma. Aussi nous a-t-il semblé intéressant d'étudier une deuxième méthode de détermination de T_e d'application plus générale ne faisant pas intervenir la densité des électrons et des ions, basée sur la mesure du rapport d'intensité de deux raies d'un même ion.

a) Rapport d'intensité de deux raies d'un même ion

Considérons un plasma peu dense vérifiant les critères généralisés définis au paragraphe I Df. Le rapport d'intensité théorique de deux raies d'un même ion s'écrit d'après l'équation (I 50) :

$$\frac{J'_{nm}}{J'_{lk}} = \frac{\nu_{nm} A_{nm} \mathcal{B}_{nm} \cdot \sum_{f \leq y \leq l} A_{ly} \mathcal{B}_{yl}}{\iota'_{ik} A_{lk} \mathcal{B}_{kl} \cdot \sum_{f \leq x \leq n} A_{nx} \mathcal{B}_{xn}} \frac{Q_{f \rightarrow n}(T_e)}{Q_{f \rightarrow l} (T_e)}$$
(IV 1)

Dans cette relation, le terme de réabsorption s'élimine pour la première raie de résonance $(A_{nm} \mathcal{G}_{mn} = \Sigma A_{nx} \mathcal{G}_{xn})$. Par ailleurs, nous nous placerons dans le cas où les autres raies ne sont pratiquement pas réabsorbées ($\mathbf{G} > 0.9$). Il est assez aisé de satisfaire à cette condition dans T.A. 2000, comme il a été montré précédemment pour les raies de N V (paragraphe 'II Dd). Le rapport d'intensité théorique est alors **une fonction de T_e indépendante de la densité des électrons et des ions**; il s'écrit pour tout couple de raies :

$$\frac{J_{nm}}{J_{lk}} = \frac{\nu_{nm} A_{n \to m} \Sigma A_{l \to y}}{\nu_{lk} A_{l \to k} \Sigma A_{n \to x}} \frac{Q_{f \to n}(T_e)}{Q_{f \to l}(T_e)}$$
(IV 2)

Si $I_{nm}^{(1)}$ et $I_{lk}^{(2)}$ sont les intensités des deux raies effectivement mesurées à l'aide de deux spec-

tromètres différents S, et S, il vient d'après la relation (146) :

$I_{nm}^{(1)}$	ν_{1k} .G. K.(λ_{nm})	J _{nm}
$I_{lk}^{(2)}$	ν_{nm} , G ₂ , K ₂ (λ_{1k})	J _{lk}

Rappelons que le coefficient G représente un facteur géométrique lié à l'ouverture du spectromètre et $K(\lambda)$ le produit de la fonction de transmission de l'appareil par le rendement quantique du récepteur photo-électrique. Finalement, la mesure des intensités donne, après un étalonnage des spectromètres, le rapport d'intensité théorique permettant de déduite la température T_e.

b) Choix des raies

Une première méthode de détermination de T_e a été proposée par CUNNINGHAM / 98/, basée sur la mesure du rapport d'intensité de deux raies de l'hélium neutre He I 4713 À 2p ³P° – 4s ³S et He 1 4921 Å 2p 'P' - 4d 'D appartenant respectivement aux systèmes triplet et singulet. En effet, les sections efficaces d'excitation de ces raies par chocs d'électrons à partir du niveau fondamental sont connues expérimentalement et quoique les énergies d'excitation des niveaux supérieurs soient voisines (23,59eV pour le niveau 4s ³S et 23,74eV pour 4d ³D) elles varient de façon très différente avec l'énergie cinétique des électrons, ce qui conduit à un rapport d'intensité sensible aux variations de T_e. Une amélioration a été apportée récemment à cette méthode par SOVIE /99/ qui substitue à la raie He I 4921 Å, la raie He I 5047 A 2p 'P° – 4s 'S pour laquelle la section efficace est moins sujette à erreur. Malheureusement de nombreuses critiques /5/ /100/ /101/ /102/ ont été élevées contre cette méthode de mesure de Te qui renferme une grande incertitude : elle suppose en particulier que l'excitation d'un niveau de l'orthohélium se produise à partir du niveau fondamental et non pas à partir des métastables 2s 3S et 2s 3S. En fait, compte tenu de l'influence de ces niveaux, il est montré que le rapport d'intensité des raies envisagées est également fonction de la densité électronique /103/ et ne peut être utilisé pour la détermination de T_e que dans des plasmas très peu denses (n_e 101ºcm⁻³) / 101/ /102/.

Signalons qu'une étude de l'évolution de la température électronique dans le Stellarator C a été effectuée par HINNOV /104/ en faisant appel à différents couples de raies d'impuretés, en particulier de O III ou de O IV situées dans des régions spectrales voisines. Cette mesure contient cependant une certaine imprécision liée à la mauvaise connaissance théorique des sections efficaces d'excitation et des coefficients d'émission spontanée d'Einstein, du fait que ces ions possèdent plusieurs électrons sur la couche externe.

Dans le présent travail nous proposons une méthode de détermination de la température électronique plus précise, à partir du rapport d'intensité de deux raies d'un ion alcalinoïde. Plusieurs considérations ont en effet conduit au choix de ces raies :

_On est tout d'abord limité aux ions simples hydrogénoïdes ou alcalinoïdes pour lesquels il est possible de calculer (à défaut de données expérimentales) les coefficients d'émission spontanée avec une précision suffisante dans l'approximation de l'électron optique soumis à un champ coulombien central.

En outre, les calculs récents sur les sections efficaces d'excitation n'ent pu être effectués que pour ces ions simples et notamment pour les transitions optiquement permises à partir du niveau fondamental.

_D'autre part, le rapport d'intensité de deux raies n'est une fonction sensible de T_e (pour des excitations toutes deux optiquement permises à partir de l'état de base) que si la différence d'énergie entre les niveaux supérieurs est grande. Ceci n'est pas le cas des ions hydrogénoides dont le premier niveau excité n : 2 a une énergie d'excitation déjà égale aux trois quarts de l'énergie d'ionisation. - Enfin il est intéressant de remarquer que les ions alcalinoïdes ne présentent pas de niveau métastable qui, comme il a été vu pour l'hélium, risquerait de produire une distribution non coronale des niveaux immédiatement supérieurs.

La figure IV 1 montre à titre d'illustration le diagramme des niveaux d'énergie de N V. On note la position favorable du niveau 2p ²P^o dont l'énergie est relativement faible par rapport aux niveaux suivants. Le choix d'un couple de raies issues des niveaux 2p ²P^o et 3p ⁴P^o (couple 1238 Å-209 Å ou 1238 Å - 4603 Å) paraît donc particulièrement avantageux pour la mesure de T_e.

La comparaison des intensités de ces raies situées dans des régions spectrales aussi différentes exige l'étalonnage des spectromètres dans l'ultraviolet lointain. Ceci constitue certes, du point de vue experimental, un des inconvénients majeurs de la méthode.

En fait, dans un premier travail /105/, seules les raies N V 209 Å 2s ²S - 3p ²P^o et N V 162 Å 2s ²S - 4p ²P^o assez voisines et observées avec le même appareil, ont été effectivement comparées pour la mesure absolue de T_e dans T.A. 2000. Le couple (1238-209) n'a été exploité alors que pour étudier les variations relatives de la température en fonction des conditions de remplissage.

L'étalonnage des spectromètres, effectué depuis, nous a permis d'améliorer la précision des mesures en utilisant directement les couples de raies plus sensibles de N V /46/. La méthode a été ensuite étendue, en observant les transitions analogues des ions alcalinoïdes C IV et O VI /106/. En résumé les différentes mesures ont porté sur les couples de raies suivants :

a.- C IV 1548 Å $2s^{2}S_{1_{2}} - 2p^{2}P_{3_{2_{2}}}$, C IV 312 Å $2s^{2}S - 3p^{2}P_{2_{2_{2}}}$ b.- C IV 1548 Å $2s^{2}S_{3_{2}} - 2p^{2}P_{3_{2_{2}}}$, C IV 5801 Å $3s^{2}S_{3_{2}} - 3p^{2}P_{3_{2_{2}}}$ c.- N V 1238 Å $2s^{2}S_{1_{2}} - 2p^{2}P_{3_{2_{2}}}$, N V 209 Å $2s^{2}S - 3p^{2}P_{2_{2_{2}}}$ d.- N V 1238 Å $2s^{2}S_{3_{2}} - 2p^{2}P_{3_{2_{2}}}$, N V 4603 Å $3s^{2}S_{3_{2}} - 3p^{2}P_{3_{2_{2}}}$ e.- O VI 1031 Å $2s^{2}S_{3_{2}} - 2p^{2}P_{3_{2_{2}}}$, O VI 150 Å $2s^{2}S - 3p^{2}P_{2_{2_{2}}}$

Notons que les raies C IV 5801 Å et N V 4603 Å intervenant dans les couples b et d sont peu intenses; elles offrent cependant l'avantage de se trouver dans la partie visible du spectre et leur comparaison avec les premières raies de résonance est généralement plus aisée. La même transition n'a pu être étudiée dans le cas de l'oxygène, les courbes d'émission en fonction du temps étant plus difficilement exploitables par suite des phénomènes d'injection.

Ce même principe de détermination de T_e a été proposé parallèlement à nous, par HEROUX 71077 qui a envisagé uniquement les couples a, c et e. Une application protique a été faite sur ZETA, machine analogue à T.A. 2000, en utilisant les raies NV 1238 Å et NV 209 Å.

c) Sections efficaces d'excitation

Le calcul du rapport d'intensité théorique de deux raies, donné par la relation (IV 2), fait intervenir les sections efficaces d'excitation par chocs d'électrons à partir du niveau fondamental.Ces fonctions n'étant pas connues expérimentalement pour les ions, nous nous sommes limité au cas le plus simple d'excitations correspondant à des transitions optiquement permises qui ont foit l'objet de travaux théoriques et qui présentent une certaine analogie avec l'ionisation.

Nous avons tout d'abord envisagé différentes formules semi-empiriques / 105/, avant de dis-



poser de données théoriques concernant précisément les diverses transitions 2s np des ions de la séquence isoélectronique du lithium, utilisées ici pour la détermination de T_e :

1- Une première formule était proposée par DRAWIN /75/ et BRETON /86/, analogue à l'expression (III 7) adoptée par comparaison avec les résultats expérimentaux pour l'ionisation des atomes neutres (voir chapitre III paragraphe Cb) :

$$\sigma_{\text{lfm}}(\mathbf{u}) = 4\pi \mathbf{a}_0^2 \, \alpha \mathbf{f}_{\text{fm}} \left(\frac{\lambda_{\text{H}}}{\lambda_{\text{fm}}} \right)^2 \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{l}}{\mathbf{u}^2} \, \text{Loge}(\beta \mathbf{u}) \tag{IV 4}$$

Rappelons que dans cette expression u représente l'énergie cinétique de l'électron incident, en prenant pour unité l'énergie d'excitation $\lambda_{f,n}$ de la transition considérée; a_0 est le rayon de la première orbite de BOHR de l'atome d'hydrogène, $f_{f,n}$ la force d'oscillateur d'absorption de la transition et λ_H l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène dans l'état fondamental. Les paramètres aet β sont des constantes; les valeurs a = 0.765 et $\beta = 2.5$ onr été choisies après diverses considérations /105/.

2- Par ailleurs des calculs ont été effectués à partir de l'approximation de Coulomb-Born, par BUR-GESS /77/ sur l'excitation 1s 2p des ions hydrogénoïdes, par VAINSHTEIN /108/ sur les ions du carbone et par VAN REGEMORTER, BELY et TULLY /109/ /110/ sur la première transition de résonance des ions alcalinoïdes. Les résultats de ces travaux montrent que les sections d'excitation des ions présentent un maximum au seuil, alors que la formule (IV 4) donne une valeur nulle VAN REGEMORTER /111/ et SEATON /112/ ont alors proposé pour un ion quelconque, en l'absence de données plus précises, une forme générale approchée :

$$\sigma_{11 \text{ fm}}(\mathbf{u}) = 4\pi a_0^2 \alpha f_{\text{fm}} \left(\frac{\lambda'_{\text{H}}}{\lambda'_{\text{fm}}} \right)^2 \frac{1}{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{g}}(\mathbf{u})$$
(1V 5)

Le paramètre a est ici égal à $2\pi/\sqrt{3}$. Cette formule est celle de BETHE où l'on c_introduit un facteur de GAUNT effectif $\overline{g}(u)$ que l'on prend égal à 0,2 au voisinage du seuil; pour les valeurs élevées de u on introduit le même facteur que pour les atomes neutres.

3- En fait si l'on considère des transitions optiquement permises moins intenses, on peut s'attendre à un maximum moins aigu au seuil. Aussi nous avait-il semblé finalement préférable de faire, dans le cas général l'approximation suivante, suggérée par DRAWIN et OXENIUS :

$$\epsilon_{111}(\mathbf{u}) = \begin{cases} \sigma_{\mathbf{f} \mod \mathbf{pcur}} & \mathbf{u} \\ \sigma_{\mathbf{f}}(\mathbf{u}) \pmod{\mathbf{u} + 3} \end{cases}$$

C'est cette dernière formule que nous avons effectivement retenue lors d'une première déternination de la température dans T.A. 2000 / 105/, tandis que l'expression (IV 5) a été utilisée par HEROUX dans des mesures parallèles sur ZETA / 107/.

4- Depuis, des calculs théoriques tout récents ont été effectivement entrepris sur les transitions 2s np des ions alcalinoïdes auxquelles nous nous intéressons ici. Les résultats des calculs de BELY /113/ /114/ dans l'approximation de COULOMB-BORN montrent que si les sections d'excitation 2s 2p sont très grandes avec un maximum aigu au seuil, pour les transitions suivantes (n \geq 2) on observe encore une valeur finie au seuil mais le maximum est peu accusé et situé à deux ou trois fois l'énergie d'excitation, la forme se rapprochant de σ_{111} . Les travaux de BURKE, TAIT et LEWIS /115/ portant sur les transitions de NV aboutissent à des résultats analogues.

(IV 6)

En vue du calcul des coefficients d'excitation, nous avons traduit les diverses données de BELY par une même formule analytique du type de celle proposée par FABRE DE LA RIPELLE /116/, généralisée où l'on introduit trois paramètres x, β et φ :

$$\sigma_{1V-f+n}(u) = 4\pi a_{0}^{2} \cdot \alpha f_{f+n}\left(\frac{\lambda_{H}}{\lambda_{f+n}}\right) \frac{1}{u+q} Log_{e}(\beta u)$$
(1V-7)

Une expression suggérée par BELY a également été utilisée par la suite, avec de nouveaux paramètres $\omega_{i}^{2} \beta_{i}^{2}$ et θ_{i}^{2}

$$\sigma_{1,\mathbf{v}-\mathbf{f}-\mathbf{n}}^{*}(\mathbf{u}) = 4\pi a_{0}^{2} \alpha^{2} \mathbf{f}_{\mathbf{f}-\mathbf{n}} \left(\frac{\lambda_{\mathbf{H}}}{\lambda_{\mathbf{f}-\mathbf{n}}} \right) \frac{1}{\mathbf{u}} \operatorname{Log}_{\mathbf{e}} \left\{ \beta^{*}(\mathbf{u}+\mathbf{c}) \right\}$$
(IV.8)

TABLEAU D

Valeurs des paramètres intervenant dans les formules (IV 7) et (IV 8) des sections d'excitation traduisant les résultats de BELY.

Transitions	X	β	Ŷ	α'	β'	θ
2s • 2p	1,18 1,12 1,05	2,59 3,80 5,39	-0,529 -0,448 -0,388	1,55 1,58 1,60	0,958 0,979 0,997	3,82 4,56 ·5,06
2s - 3p C IV N V O VI	0,625 0,568 0,538	2,18 2,45 3,20	2,63 2,03 2,19	1,26 1,25 1,24	0,258 0,274 0,287	3,33 3,17 3,08

Le tableau D rassemble les valeurs des différents paramètres intervenant dans les formules (IV 7) et (IV 8) que nous avons calculées pour les diverses transitions de C IV, N V et O VI envisagées ici, à partir des résultats théoriques de BELY.

Les figures IV 2 et IV 3 montrent les sections efficaces d'excitation 2s→2p et 2s→3p de N V d'après ces dernières données théoriques (formule (IV 7) ou (IV 8))et suivant les formules semi-empiriques (IV 4), (IV 5) et (IV 6) considérées antérieurement.

Les coefficients d'excitation s'obtiennent finalement d'après (1 10) par intégration des sections efficaces sur une distribution de MAXWELL des vitesses des électrons. Ces cœfficients peuvent être mis dans tous les cas sous la forme suivante, analogue à l'expression (111 11) du cœfficient d'ionisation :

$$Q_{f \rightarrow n} [cm^3 s^{-1}] = 4,36.10^{-6} \cdot \chi_{f \rightarrow n}^{-3} [eV]^{\alpha} f_{f \rightarrow n} \cdot C(a)$$

(IV 9)

en posant ici :

$$a = \frac{\lambda_{f \rightarrow n}}{kT_e} \text{ et } G(a) = a^{\frac{3}{2}} \cdot \int_{1}^{\infty} q_{f \rightarrow n}(u) \cdot u e^{-au} du$$



FIG. 122



I.

FIG. 17 3

La quantité q(u) représente la section efficace réduite, définie dans chaque cas par la relation:

$$q_{f \to n}(u) = \frac{\sigma_{f \to n}(u)}{4\pi a_0^2 \propto f_{f \to n} \left(\frac{\lambda_H}{\chi_{f \to n}}\right)^2} \sigma_{f \to n}(u)$$

Nous avons calculé la fonction G(a) pour les différentes expressions des sections efficaces par intégration numérique. Les quantités $\Psi(a) = a^{-1/2}G(a)$ relatives aux formules semi-empiriques ont été tabulées dans l'article / 105/; la quantité G₁(a) n'est autre d'ailleurs que la fonction F(a, $\beta = 2,5$) donnée précédemment dans le tableau B. En ce qui concerne les sections efficaces théoriques récentes, il est intéressant de noter que la fonction G(a) correspondante peut être calculée directement. A partir de la formule (IV 8) on obtient en effet :

$$G'_{iv}(a) = a^{\frac{1}{2}} e^{-a} \left\{ Log_e[f^{i}(1+\theta)] + e^{a(1+\theta)} \left(-Ei[-a(1+\theta)] \right) \right\}$$
(IV 10)

Nous adopterons désormais les résultats récents de BELY pour la détermination de la température électronique. Sur la figure IV 4 ont été représentés les coefficients d'excitation $Q_{f \to n}(T_e)$ obtenus à partir de ces dernières données pour les diverses transitions étudiées. On vérifie que l'on obtient des valeurs très peu différentes en partant des formules (!'v 7) et (IV 8).

d) Calcul du rapport d'intensité théorique des raies

Les coefficients d'émission spontanée d'Einstein intervenant dans l'expression (IV 2) du rapport d'intensité théorique des raies, ont été calculés d'après la méthode de BATES et DAMGAARD /117/ qui suppose l'électron optique soumis à un champ coulombien central. Les valeurs obtenues pour les diverses transitions considérées, ainsi que les forces d'oscillateur d'absorption à partir du niveau fondamental correspondantes, introduites dans le calcul des coefficients d'excitation, sont données dans le tableau E.

Transitions	٨ĮÅJ	^X f⇒n[eV]	f _{f→n}	A _{n→m[s⁻¹]}	$\sum_{f \leqslant x \leqslant n} A_{n \rightarrow x[s^{-1}]}$
$C IV \begin{cases} 2s \ {}^{2}S_{1_{2}} - 2p \ {}^{2}P_{3_{2}} \\ 2s \ {}^{2}S - 3p \ {}^{2}P_{3_{2}} \\ 3s \ {}^{2}S_{1_{2}} - 3p \ {}^{2}P_{3_{2}} \end{cases}$	1548,2	8,008	0, 190	2,64.10	2,64.10ª
	312,4	39,68	0, 203	4,62.10	4,65.10°
	5801	39,68	0, 135	3,15.10 ⁷	4,65.10°
$N V \begin{cases} 2s \ {}^{2}S_{\frac{1}{2}} - 2p \ {}^{2}P^{0}_{\frac{3}{2}} \\ 2s \ {}^{2}S - 3p \ {}^{2}P^{0} \\ 3s \ {}^{2}S_{\frac{1}{2}} - 3p \ {}^{2}P^{0}_{\frac{3}{2}} \\ 2s \ {}^{2}S - 4p \ {}^{2}P^{0} \end{cases}$	1238,8	10,01	0, 157	3,40.10°	3,40.10*
	209,3	59,24	0,235	1,19.10'°	1,20.10**
	4603	59,24	0,157	4,12.10 ⁷	1,20.10**
	162,6	76,26	0,068	5,70.10°	7,4 .10*
$O VI \begin{cases} 2 s_{12}^{2} - 2 p_{12}^{2} P_{3} \\ 2 s_{12}^{2} - 3 p_{12}^{2} P_{2} \end{cases}$	1031,9	12,01	0,133	4, 15. 10•	4,15.10°
	150,1	82,60	0,263	2, 59. 1010	2,60.10°

TABLEAU E



Figure IV 4 - COEFFICIENTS D'EXCITATION CALCULES A PARTIR DES DONNEES DE BELY

Nous avons ensuite calculé les rapports d'intensité théoriques des raies en fonction de T_e d'après la relation (IV 2). La figure IV 5 montre les résultats pour les couples a, c et e formés par les raies $2s_{1_2}^2 - 2p_{1_2}^2 P_{1_2}^2 = 2p_{1_2}^2 P_{1_2}^2 = 3p_{1_2}^2 P_{1_2}^2$ des ions C IV, N V et O VI. A titre de comparaison nous avons tracé sur la même figure les courbes obtenues pour le couple c de N V à partir des formules semi-empiriques des sections efficaces, utilisées antérieurement. Ont été également reportés sur cette figure les premiers résultats / 105/ relatifs au couple de raies N V 209 Å et N V 162 Å (une interpolation des résultats de BELY pour la raie N V 162 Å conduit à une courbe très voisine des courbes II et III).

Nous n'avons pas représenté les courbes relatives aux couples b et d qui font intervenir les raies émises dans la région visible du spectre car les rapports d'intensité théoriques des couples b et d se déduisent directement de ceux des couples a et c. En effet les raies C IV 5801 Å et C IV 312 Å, de même que les raies N V 4603 Å et N V 209 Å, issues d'un même niveau supérieur ont d'après (IV 2) un rapport d'intensité constant :

$$\frac{J_{2s-3p}}{J_{3s-3p}} = \frac{2\nu_{2s-3p}}{3\nu_{3s-3p}} \cdot A_{2s-3p} = C$$

On a donc finalement la relation simple :

$$\frac{J_{2s-2p_{3_{2}}}}{J_{3s-3p_{3}}} = \frac{J_{2s-2p_{3_{2}}}}{J_{2s-3p_{3}}} \cdot C$$

La constante C est égale à 4087 pour C IV et à 9548 pour N V.

En conclusion, la mesure expérimentale du rapport d'intensité de raies, après un étalonnage relatif des spectromètres, donne alors directement la température électronique par lecture sur les courbes de la figure IV 5.

D'une façon générale la mesure sera d'autant plus précise que la différence des énergies d'excitation des deux raies est grande par rapport à l'énergie cinétique moyenne kT_e des électrons; ceci se traduit sur la figure IV 5 par une plus grande pente pour les courbes relatives au couple (N V 1238 Å, N V 209 Å) que pour celles du couple (N V 209 Å, N V 162 Å).

On constate sur la figure IV 5 que l'utilisation des formules semi-empiriques conduirait à une nette sous-estimation de la température, d'un facteur 2 à 3.

Finalement, l'exploitation des courbes définitives a, c et e relatives aux ions C IV, N V et O VI permet de couvrir un domaine de température allant de 10eV jusque vers 150eV.

B - Etalonnage des spectromètres dans l'ultraviolet lointain -

Nous avons vu que la mesure de la température électronique par comparaison des intensités de deux raies observées dans des régions différentes du spectre - voire dans notre cas à l'aide de deux appareils distincts - si elle évite la connaissance de la densité électronique, exige en contrepartie une détermination du rapport des facteurs instrumentaux G: $K(\lambda)$ pour les deux longueurs d'onde considérées, comme l'indique la relation (IV 3). Il sera donc nécessaire d'effectuer ici un étalonnage relatif du spectrographe à vide en incidence normale par rapport au monochromateur U V en incidence tangentielle (en vue d'utiliser les couples a, c et e) et par rapport au monochromateur EBERT (pour l'exploitation des couples b et d).



a) Principe de l'étalonnage

....

A défaut d'une source ayant une courbe d'émission spectrale connue dans l'ultraviolet lointain (corps noir), nous avons fait appel à une méthode d'étuleunuge utilisant des raies émises dans la décharge même. Cette méthode, développée par GRIFFIN et McWHiRTER /118/ ainsi que par HIN-NOV et HOFMANN /119/, est basée sur la mesure du rapport d'intensité de deux raies d'un ion, ayant même niveau supérieur. Un tel procédé ne permet, il est vrai, un étalonnage que pour certaines valeurs discrètes de longueur d'onde, il présente toutefois l'avantage de s'appliquer à l'ensemble spectromètre-récepteur.

Dans le cas général les observations porteront sur des multiplets et l'on pourra choisir deux transitions issues de deux niveaux supérieurs différents k' et k'' appartenant à un même terme k. Les populations des deux niveaux étant entre elles comme les poids statistiques $g_{k'}$ et $g_{k''}$, d'après la relation (1 40) le rapport des intensités effectivement mesurées des deux raies spectrales k'j et k''→i observées à l'aide des spectromètres S₁ et S₂, s'écrira :

$$\frac{I_{k'j}^{(1)}}{I_{k''i}^{(2)}} = \frac{G_{1}K_{1}(\lambda_{kj})}{G_{2}K_{2}(\lambda_{ki})} \frac{g_{k'}A_{k'}j}{g_{k''}A_{k''}j} \frac{\sigma_{jk'}}{\sigma_{ik''}}$$
(IV 11)

Si l'on fait décroître la densité des atomes sur les niveaux inférieurs j et i, l'effet de la réabsorption des raies au sein du plasma diminue, et le rapport des intensités observées va tendre vers une valeur constante. On en déduit le rapport des facteurs instrumentaux :

. . .

$$\frac{\mathbf{G}_{1}\cdot\mathbf{K}_{1}(\lambda_{\mathbf{k}j})}{\mathbf{G}_{2}\cdot\mathbf{K}_{2}(\lambda_{\mathbf{k}i})} = \frac{\mathbf{g}_{\mathbf{k}''}\cdot\mathbf{A}_{\mathbf{k}''\rightarrow i}}{\mathbf{g}_{\mathbf{k}'}\cdot\mathbf{A}_{\mathbf{k}'\rightarrow j}} \cdot \left(\frac{\mathbf{I}_{\mathbf{k}'j}^{(1)}}{\mathbf{I}_{\mathbf{k}''i}}\right)_{\text{limite}}$$
(IV 12)

Il conviendra évidemment de choisir un couple de raies situées respectivement au voisinage des raies utilisées pour la détermination de T_e; la mesure des intensités des raies d'étalonnage fournira ainsi d'après (IV 12) le rapport des facteurs instrumentaux intervenant dans la relation (IV 3). En fait, on est pratiquement limité à la sélection de raies d'ions simples (hydrogénoïdes ou alcalinoïdes), que l'on peut faire apparaître dans la décharge par introduction d'un gaz et pour lesquelles il est possible de calculer les coefficients d'Einstein avec une précision suffisante. Aussi, devant ce choix restreint l'on peut être amené à procéder en deux étapes, en utilisant un premier couple de raies situées dans les régions spectrales des deux appareils, mais non au voisinage immédiat des raies intéressantes et l'on effectue ensuite un étalonnage relatif de chaque appareil en faisant appel à d'autres couples.

b) Choix des couples de raies d'étalonnage

Nous avons effectué la comparaison du spectrographe UV en incidence normale et du monochromateur UV en incidence rasante à l'aide des couples de raies suivants :

1	{He II	1640,4 Å	2-3	_ລ ∮ He II	1215, 1 Å	2-4
I	(He II	256,3 Å	1-3	² ∖ He II	243 Å	1-4

L'étalonnage du spectromètre à vide par rapport au monochromateur EBERT dont nous avons déterminé la fonction de transmission totale $K(\lambda)$ à l'aide d'une lampe à ruban de tungstène, a été réalisé en faisant appel aux couples suivants :

_	(LB	1025,7 Å	1-3	. (He II	1215,1 Å	2-4
3	H≁	6562,8 Å	2-3	4 {	He II	4685,7 Å	3-4

Notons que l'étude de ces quatie couples de raies permet en outre un étalonnage relatif du spectrographe à vide entre 1025 et 1640 Å.

Enfin nous avons évalué la variation du facteur $K(\lambda)$ du moncchromateur UV, à partir des deux derniers couples suivants :

$$5 \begin{cases} He II 243 A 1-4 \\ He II 4685,7 A 3-4 \end{cases} = 6 \begin{cases} N III 374,4 A 2s^{2} 2p (P^{0})_{2} s^{2} - 2s^{2} 3d (D_{4})_{3} s^{2} \\ N III 4640,6 A 2s^{2} 3p (P^{0})_{3} - 2s^{2} 3d (D_{4})_{3} s^{2} \end{cases}$$

Le choix de ces divers couples de raies appelle deux remarques :

- En ce qui concerne l'utilisation des raies de l'hydrogène et de He II, qui a déjà été envisagée par ailleurs /118/ /119/, la méthode n'est applicable que s'il y a redistribution statistique des atomes sur les divers niveaux de structure fine, car dans ce cas seulement les densités de ces sous-niveaux ayant même nombre quantique principal k sont dans un rapport connu et n'apparaissent plus dans l'expression (IV 11) du rapport d'intensité. Il est d'ailleurs commode pour simplifier l'écriture de considérer alors pour les deux raies comparées, l'ensemble du niveau supérieur défini par le nombre quantique principal (ce qui élimine les poids statistiques) et d'introduire dans les relations (IV 11) et (IV 12) les coefficients d'émission spontanée globaux donnés par ALLEN /81a/, qui sont définis par sommation sur tous les niveaux de structure fine ayant même nombre quantique principal k :

$$A_{k \to j} = \frac{1}{g_{k}} \sum_{k'} g_{k'} A_{k',j}$$
 (IV 13)

HINNOV et HOFMANN /119/ ont montré que si la densité électronique est supérieureà 10½ cm³ pour He II, la redistribution statistique des atomes sur les niveaux de structure fine est effectivement réalisée sous l'effet des collisions.

- Vu le choix limité des couples de raies utilisables, nous avons fait appel au couple 6 de raies de N III, quoique cet ion ne soit pas de la séquence de l'hydrogène ou des alcalins. La méthode de calcul de BATES et DAMGAARD paraît néanmoins encore valable pour les transitions choisies qui n'intéressent que l'élecπon 2p, les deux électrons 2s formant une sous-couche complète.

Nous avons calculé les quantités g_k...A_k..._i ′g_k..A_k..._j qui vont permettre de déduire, après une mesure des intensités, le rapport des facteurs instrumentaux pour les divers couples d'étalonnage envisagés (d'après la relation (IV-12)). Le tableau F rassemble ces résultats.

c) Mesure des facteurs instrumentaux

Il s'agit de mesurer les rapports d'intensité des raies d'étalonnage en l'absence de réabsorption, c'est-à-dire de déterminer la limite de ces rapports lorsque la densité des atomes absorbants tend vers une valeur nulle.

Dans une première étape nous avons comparé l'intensité des raies L β et H $_{\infty}$ de l'hydrogène (couple 3). Notons qu'à faible densité les signaux présentent des fluctuations, aussi a-t-il été nécessaire d'effectuer une moyenne sur un grand nombre de décharges. Par ailleurs, pour obtenir une meilleure précision encore dans la comparaison des raies, il convient d'observer avec les deux appareils la même région du plasma. Dans le montage réalisé (figure IV 6), le monochromateur EBERT observe le spectre visible de l'ordre zéro du spectrographe sous vide. Les signaux à la sortie des deux appareils sont envoyés sur un oscillographe cathodique à deux voies. Le rapport d'intensité des deux raies

TABLEAU F

Couples de raies d'étalonnage $\begin{cases} \lambda_k^* \rightarrow j \\ \lambda_k^{**}, j \end{cases}$	A[s-']	g _k " , A _k " , , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	$\left\{ \frac{G_{1}.K_{1}(\lambda_{\mathbf{k}^{i}}j)}{G_{2}.K_{2}(\lambda_{\mathbf{k}^{i}}j)} \right\}_{e \neq p}$
{ He II 1640,4 Å 2-3 { He II 256,3 Å 1-3	7,02.10° 8,86.10°	} 1,26	1,69
2 { He II 1215,1 Å 2-4 He II 243,0 Å 1-4	1,34.10º 2,03.10º	} 1,52	0,862
3 { Lβ 1025,7 Å ,1-3 L∞ 6562,8 Å 2-3	5, 54. 10 [,] 4, 39. 10 [,]) 0,792	2,47.10-'
4 { He 11 1215,1 Å 2-4 He 11 4685,7 Å C-4	1,34.10° 1,43.10°	} 1,07	2,62.10-,
5 { He II 243,0 Å 1-4 He II 4685,7 Å 3-4	2,03.10ª 1,43.10ª	} 0,704	3,62.10-3
6 { N III 374,4 Å 2p ² P ⁰ - 3d ² D N III 4640,6 Å 3p ² P ⁰ ₃₂ - 3d ² D ₅₂	8,91.10° 7,97.10′	5,37 10-3	4,77.10-3

a été ainsi mesuré pour diverses pressions d'hydrogène, mettant en évidence l'effet de la réabsorption: d'abord dans des décharges en hydrogène pur, puis en réalisant des décharges dans l'hélium (utilisé comme gaz support) avec quelques pour-cent seulement d'hydrogène. La figure IV 7 montre les résultats des mesures du rapport d'intensité $I_{L,\beta}/I_{H_{\infty}}$ au maximum d'émission, en fonction de la densité initiale n₀ en atomes d'hydrogène. Les valeurs obtenues ont été normalisées (en prenant la moyenne des points) par comparaison à la courbe théorique du rapport des coefficients de transmission $\mathcal{O}_{L,\beta}$ et $\mathcal{O}_{H_{\infty}}/47/$, déduite de la résolution du système d'équations décrivant l'évolution de la densite des atomes d'hydrogène dans les états d'excitation et d'ionisation au début de la décharge /13//14/; on constate un assez bon accord entre la courbe expérimentale des variations relatives du rapport $I_{L,\beta}/I_{H_{\infty}}$ en fonction de n₀ et les résultats théoriques. On en déduit finalement lu valeur limite cherchée du rapport d'intensité en l'absence de réabsorption (n₀-O).

En pratique, pour des raisons de luminosité, ce montage des deux spectromètres en tandem n'a pu être conservé pour l'observation des raies C IV 5801 Å et N V 4603 Å; il n'a donc servi qu'à la détermination (plus précise) du rapport $\mathcal{C}_{L,\beta}/\mathcal{C}_{H,\kappa}$ au maximum d'intensité des raies, dans les conditions usuelles de fonctionnement de T.A. 2000 (n₀ =10¹⁴ cm⁻³). La connaissance de ce rapport qui est évidemment indépendant du montage réalisé, nous a permis alors de déduire directement de l'observation des raies L β et H $_{\kappa}$ en régime normal le rapport d'intensité limite correspondant.

Des expériences analogues à celles effectuées pour les raies de l'hydrogène ont été entreprises pour la comparaison des autres raies d'étalonnage. Les raies de He II ont été observées dans des décharges en hélium pur puis dans l'hydrogène additionné d'hélium. Les figures IV 8 et IV 9 montrent les résultats obtenus pour les couples 1 et 5. Comme pour l'hydrogène, les rapports d'intensité mesurés ont été normalisés par comparaison avec la courbe calculée à partir des coefficients $G(r_p)$. Notons que les couples 2 et 4 qui font intervenir la raie He II 1215,1 Å n'ont pu faire l'objet de mesures à faible densité d'hélium (en utilisant l'hydrogène comme gaz principal). En effet cette dernière raie est très voisine de la raie L_x 1215,7 Å de l'hydrogène et malgré le décalage favorable des



- I

- - -







FIG. IV 7



VARIATIONS DU RAPPORT DES INTENSITES MAXIMALES DES RAIES D'ETALONNAGE DE HeII EN FONCTION DE LA DENSITE INITIALE EN ATOMES D'HELIUM

pics d'émission dans le temps (t_{He II} 40 μ s et t_{Lx} 17 μ s) la mesure du maximum de la raie He II n'est à l'abri d'erreurs que dans des décharges à forte pression d'hélium. Toutefois le calcul montre que cette transition qui aboutit au niveau n 2 n'est pratiquement pas réabsorbée dans ces conditions ($\mathcal{G}_{He II}$ 1215 \approx 0,95).

11 nous faut signaler que toutes les mesures d'intensité de raies, effectuées à l'aide du spectromètre sous vide en incidence normale, ont été corrigées pour tenir compte de l'effet de la réflexion sur les petits miroirs de germanium associés à chacune des fentes de sortie et dirigeant les faisceaux ultraviolets sur les fenêtres fixes, supports des couches fluorescentes; les angles d'incidence varient ici entre 85 et 70 degrés. Une telle correction est en effet indispensable si l'on désire faire une interpolation sur les facteurs instrumentaux G. K (λ). Nous avons donc calculé les pouvoirs réflecteurs des miroirs dans les diverses orientations correspondant aussi bien aux raies d'étalonnage qu'aux raies observées pour la mesure de T_e. Ce calcul a été effectué à partir des constantes optiques du germanium, déterminées par RUSTGI, NODVIK et WEISSLER / 120/. Les valeurs données par SASAKI / 121/ n'ont pas été retenues ici; elles conduisent à un pouvoir réflecteur nettement supérieur (20 %) corres pondant à des dépôts de germanium tout frais, ce qui n'est évidemment pas notre cas. Une mesure directe a été effectuée par nous pour la raie L∝ 1215,7 A qui, par construction mécanique du dispositif de réception photoélectrique, peut être également observée sans miroir. Les valeurs obtenues sont encore légèrement inférieures aux résultats des premiers travaux cités; cet abaissement peut s'expliquer par effet de vieillis sement et d'oxydation de la couche métallique. Nous avons finalement admis une diminution de 10 % pour toutes les raies, sur les pouvoirs réflecteurs calculés. Notons que ce qui intervient ici est le rapport des pouvoirs réflecteurs et non leur valeur absolue. La comparaison des résultats déduits des deux travaux cités, indique un écart maximum inférieur à 10 % dans tous les cas.

Par ailleurs les différentes chaînes de détection (photomultiplicateur d'électrons + couche fluorescente) associées aux fentes de sortie du spectrographe en incidence normale, ont été toutes étalonnées par permutation par rapport à l'une d'entre elles, prise pour référence.

Les résultats des mesures d'étalonnage qui ont été ainsi effectuées, sont donnés dans la dernière colonne du tableau E. On note évidemment une très grande luminosité du monochromateur EBERT vis-à-vis des appareils dans l'ultraviolet lointain. Cette luminosité va compenser partiellement la faible intensité théorique des raies émises dans le domaine visible par les atomes fortement ionisés.

A partir des valeurs précédentes du rapport des facteurs instrumentaux pour deux appareils, il est possible de déduire trois points de la courbe de l'étalonnage relatif du spectrographe en incidence normale :

K, (1640 Å) / K, (1025 Å) = 3,3 K, (1215 Å) / K, (1025 Å) = 1,7

Pour le monochromateur en incidence tangentielle on obtient :

 $K_2 (374 \text{ \AA}) / K_2 (243 \text{ \AA}) = 1.3$

Une interpolation sera faite entre ces points. Le réseau du spectrographe en incidence normale étant «blazé» pour 1700 Å, il n'est pas surprenant de constater une nette décroissance de la fonction de transmission de l'appareil entre 1600 et 1000 Å.

C - Mesure de la température électronique dans T.A. 2000 -

a) Résultats

Les différents couples de raies a, b, c, d et e proposés pour la mesure de T_e ont été observés

dans T.A. 2000 en introduisant quelques pour-cent de carbone (méthane), d'azote ou d'oxygene (anhydride carbonique) dans l'hydrogene. La figure IV 10 montre à titre d'exemple l'évolution de l'intensité des raies de NV dans une décharge avec une pression d'hydrogène de 3,3.10° mm Hg et une pression partielle d'azote de 7,5.10° mm Hg. Nous avons mesuré les rapports d'intensité des divers couples utilisés en réalisant pour chaque condition de pression plusieurs séries de décharges. Entre chaque décharge de mesure avec mélange, est intercalée une décharge de nettoyage et de contrôle du taux d'impuretés «naturelles», effectuée dans l'hydrogène pur, selon le mode opératoire dúcrit précédemment En pratique on constate qu'il n'est guère possible dans T.A. 2000 d'exploiter les signaux émis dans des décharges avec une pression partielle du gaz additionnel inférieure à 5.10⁻⁵ mm Hg. La comparaison des intensités des raies a été faite de préférence au voisinage des maximums d'émission, en vue d'accroître la precision des mesures, soit, dans les conditions normales de fonctionnement de la $-1,5.10^{\circ}$ mm Hg et PN $-7,5.10^{\circ}$ mm Hg), vers 45μ s avec les couples de raies a et b machine (PH de CIV, vers 55µs avec les couples ciet dide NIV et enfin à 65µs avec le couple e de OVI. Les résultats de ces mesures sont rassemblés dans le tableau G. Nous avons porté les cinq points correspondants sur la figure IV-11.

Couples de raies	t µs	k⊤ _{e e∨}
a - C IV 1548 Å - C IV 312 Å	45 2	48 - 13
b - C IV 1548 Å - C IV 5801 Å	45 2	62 - 12
c - N V 1238 Å - N V 209 Å	55 2	80 - 13
d - N V 1238 Å - N V 4603 Å	55 2	62 - 13
e - O VI 1031 Å - O VI 150 Å	65 2	70 - 13

TABLEAU G

A l'aide des raies NV 1238 Å et NV 209 Å dont les signaux sont les plus réguliers, nous avons étudié les variations de la température électronique dans T.A. 2000 à 55µs, en fonction de la pression d'hydrogène (à P_N, constant et égal à 7,5.10⁻⁺ mm Hg). En fait nous avons normalisé les résultats en pari it de la valeur moyenne kT_e = 71eV obtenue, dans les conditions usuelles de pression, par les deux couples c et d de NV. Les résultats de cette étude sont représentés sur la figure IV 12.

b) Discussion

La principale source d'incertitude inhérente à la méthode réside incontestablement dans le calcul théorique des sections efficaces. Comme l'indique BELY, les erreurs sont sans doute plus importantes pour les excitations 2s 3p que pour les transitions de résonance. Malheureusement il ne nous est pas possible de chiffrer la précision de ces données théoriques.

Du point de vue expérimental, l'erreur provient en partie de l'étalonnage fragmentaire des spectromètres, basé sur un nombre réduit de couples de raies. Le calcul des coefficients d'Einstein, notamment pour les ions hydrogénoïdes, conduit certainement à une erreur inférieure (de l'ordre du pour-cent) à celle qui est imputable à la détermination expérimentale des rapports d'intensité limites. L'examen d'une centaine d'oscillogrammes montre que la reproductibilité des signaux d'une décharge à l'autre est de 10° . En prenant la moyenne des voleurs pour chacune des deux raies compa-rées, l'on doit donc s'attendre à une précision de cet ordre sur la mesure des rapports d'intensité. Par ailleurs, pour effectuer l'interpolation sur les facteurs instrumentaux G.K(λ) il a été nécessaire de tenir compte des pouvoirs réflecteurs des miroirs de renvoi à la sortie du spectrographe en incidence normale. Nous avons vu que ce calcul peut introduire une erreur maximale de 10° dans la comparaison



Figure IV 11 - EVOLUTION DE LA TEMPERATURE DES ELECTRONS ET DES IONS DANS T.A. 2000



Figure IV 12 - VARIATION DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE DANS T.A. 2000 A 55μ s, EN FONCTION DE LA PRESSION D'HYDROGENE

des intensités de deux raies faisant intervenir des miroirs différents. Signalons que cet effet ne joue pas pour les deux couples de raies c et d de N V, l'étalonnage se faisant dans les mêmes conditions instrumentales à l'aide de raies respectivement très voisines (couples d'étalonnage 2 et 4) des premières raies. Quant au couple e de O VI faisant intervenir la raie de résonance située à 150 Å, donc au-delà des points d'étalonnage (243 et 374 Å), l'erreur possible est sans doute plus grande.

Dans tous les cas l'on doit ajouter à l'imprécision de l'étalonnage, celle qui est liée à la mesure même des intensités des raies utilisées pour la détermination de T_e. Là encore le manque de reproductibilité et de régularité des courbes d'intensité en fonction du temps conduit à une incertitude de l'ordre de 10 %.

On aboutit au total à une erreur relative pouvant atteindre 20 % ou 30 % dans la détermination des rapports d'intensité théoriques, suivant les couples utilisés. C'est cette erreur qui explique l'écart sur la figure IV 11 des points donnés par deux couples de raies du même ion (a et b ou c et d) qui font intervenir les mêmes sections d'excitation.

Finalement, en tenant compte uniquement des causes d'incertitude d'origine expérimentale, il est possible de déduire par lecture sur les courbes donnant le rapport d'intensité théorique en fonction de T_e (figure IV J) les erreurs correspondantes sur la détermination de la température. Ces marges d'erreurs sont données dans le tableau G pour les cinq mesures effectuées. Elles sont également représentées par les barres d'erreur indiquées sur la figure IV 11.

Nous avons reporté sur les figures IV 11 et IV 12 les courbes de température électronique déduites de la première méthode basée sur les instants d'apparition du maximum d'émission des ions successifs de l'azote. Les résultats de ces deux méthodes indépendantes montrent un bon accord dans les marges d'erreur estimées.

La figure IV 11 montre en outre, à titre de comparaison, l'évolution de la température T_i des ions, déduite de la mesure de l'élargissement des raies par effet DOPPLER /92/ /46/. Cette température est assez voisine de T_e, elle croît moins vite au début des phénomènes pour devenir légèrement supérieure (de 25 % environ) au cours de la phase suivante de développement de la décharge. Ce fait révèle l'existence de processus de chauffage autres que le transfert d'énergie des électrons aux ions (le temps d'équipartition de l'énergie par collision entre les électrons et les ione /1/ est ici, pour N⁴ par exemple, de 50 μ s). Ces processus ont déjà été signalés dans des décharges du même type : citons le chauffage par ondes ioniques /122/ /123/ et le chauffage par perturbation du champ électrique à basse fréquence /124/.

CONCLUSION

L'édification d'un modèle théorique du type coronal tenant compte d'une réabsorption partielle des raies de résonance, nous a permis de décrire de façon satisfaisante l'évolution des phénomènes d'ionisation et d'excitation d'un élément au sein d'un plasma transitoire peu dense créé dans une décharge annulaire pulsée dans l'hydrogène. Nous en avons déduit deux méthodes de mesure de la température électronique au cours de la phase de croissance du courant, basées sur l'émission dans i'ultraviolet lointain d'un élément additionnel. L'application de ces principes de détermination de T_e à l'azote, gaz qui s'est révélé un élément de diagnostic commode, couvre un domaine de température allant de quelques électrons-volts àune centaine d'électrons-volts. Les résultants concardants obtenus par ces deux méthodes indépendantes sont certes encourageants face aux difficultés théoriques liées à la mauvaise connaissance de certains processus atomiques et compte tenu des techniques d'observation délicates propres à la région spectrale explorée. Une définition des limites du domaine de validité de chacune de ces méthodes a été présentée, en même temps qu'une discussion détaillée des causes d'erreurs intervenant dans les mesures qui ont été entreprises.

Il importe certes de noter que les valeurs que nous avons ainsi déterminées ne représentent que des températures moyennes le long de l'axe d'observation.

Une comparaison de ces résultats, obtenus par voie spectroscopique, avec des mesures effectuées par d'autres procédés serait souhaitable. Une telle confrontation n'a pu être faite ici valablement. Une étude de l'émission du plasma dans l'infrarouge /125/ indique une température électronique plus lentement croissante et nettement inférieure. Malheureusement, les observations ont essentiellement porté, pour des raisons de luminosité, sur des décharges à plus forte pression d'hydrogène $(P_{H_2} = 8.10^{-3} \text{ mm Hg})$ et l'extrapolation des résultats à pression normale ($kT_e = 25eV$ à t = $150\mu s$ et P_H = 1,5.10⁻³ mm Hg) reste incertaine. Par ailleurs, une détermination de la résistivité du plasma à partir de sondages magnétiques /2/ conduit également à une température plus basse. Cependant ce désaccord peut être expliqué par l'effet perturbateur de la canne de sondage elle-même qui libère une quantité notable d'impuretés (oxygène et silicium) dans le plasma, comme il a déjà été remarqué lors de l'examen des spectres. L'interprétation de l'évolution des raies observée dans ces conditions (quoique les signaux soient assez irréguliers) montre effectivement que si le plasma ne semble pas appréciablement refroidi au début de la décharge, vers 60µs la chute de température peut être estimée à 50 % au moins. Cet effet a également été mis en évidence par une mesure directe /2/ de la résistance électrique de la décharge en présence, puis en l'absence de la canne de sondage. Dans ce dernier cas la température obtenue au maximum du courant (de l'ordre de 70eV) n'est que légèrement inférieure à nos résultats, tandis qu'au début de la décharge les valeurs assez faibles de T_e déduites de la résistance (8eV vers 50µs) sont liées à l'existence d'une résistivité anormale très élevée, mise en évidence par ailleurs /2/, rendant inapplicable la relation de SPITZER /1/.

Les limitation de cestechniques de diagnostic ne mettent que davantage en relief l'intérêt d es méthodes spectroscopiques qui ont été développées au cours de la présente étude.

En vue d'une application future, le choix préférentiel de l'un ou l'autre des deux procédés exposés va dépendre des propriétés caractéristiques du plasma. La détermination de T_e à partir des pics d'émission successifs de l'élément additionnel, constitue une méthode puissante permettant de suivre en principe l'évolution complète de la température au cours du développement des phénomènes. Mais elle présente surtout l'avantage pratique hautement appréciable de ne faire appel qu'à une **mesure** d'intensité relative des raies. L'emploi de la méthode approchée en allège encore l'application, constituant ainsi un moyen de diagnostic simple et rapide, extrêmement attrayant.

Un recours à une mesure de la température électronique à partir du rapport d'intensité de deux raies, restera cependant tout indiqué dans le cas général, en l'absence d'informations précises sur l'évolution de la densité de particules au sein du plasma. Cette deuxième méthode sera seule applicable à un plasma non confiné, ou si les conditions initiales restent mal connues. Si la comparaison des intensités de deux raies situées dans des régions spectrales différentes s'est montrée expérimentalement délicate, un allègement notable dans les opérations d'étalonnage peut être espéré en faisant appel à un seul et même spectromètre couvrant l'ensemble du domaine de longueur d'onde compris entre 100 et 1600 Å; en outre l'emploi d'un système de réception directe des faiscecux ultraviolets sans miroirs de renvoi, éviterait une source de difficultés supplémentaires. Un appareil de ce type travaillent en incidence tangentielle et équipé de deux chaînes de détection / 126/ est en cours d'étalonnage en vue d'une utilisation prochaine pour l'étude d'une décharge annulaire plus stable à striction tubulaire /88°. Le spectrographe en incidence normale dont le dispositif de réception photoélectrique permet l'observation simultanée de sept raies, reste par contre un apparei! particulièrement adapté à l'application de la première méthode.

Il semble par ailleurs intéressant de prévoir l'extension des deux méthodes présentées, en faisant appel à un gaz rare comme élément de diagnostic. Ainsi une comparaison des raies de l'ion alcalinoïde Ne VIII doit permettre l'exploration d'un domaine de température allant jusque vers 250eV, tandis que l'échelonnement régulier des potentiels d'ionisation successifs de l'argon, ou du néon dans le cas de températures plus fortement croissantes, conduira par observation d'un grand nombre de pics d'émission à une meilleure détermination de la courbe $T_e(t)$ (sept points par la méthode approchée). Enfin, il n'est pas exclu d'envisager, à partir de l'ionisation de la couche électronique interne L de l'argon, un prolongement de la méthode aux très hautes températures.

BIBLIOGRAPHIE

- /1/ L. SPITZER, Jr, «Physics of Fully Ionized Gases» 2nd ed. WILEY, Interscience, New York 1962
- R. CANO et G. FAIRCLOUGH,
 Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques du C.E.A., N° 101, Février 1966 p27;
 et Rapport Euratom-C.E.A.-F.C., 1963, N° 212
- / 3/
 I. LANGMUIR et H. MOTT-SMITH, Gen. Elec. Rev., 1924, <u>27</u> p449; et Phys. Rev., 1926, <u>28</u> p727
- /4/ D. BOHM,
 «The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields»,
 A. GUTHRIE and R.K. WAKERLING eds., McGraw-Hill, New York, 1949
- / 5/ P.C. THONEMANN,
 «Optical Spectrometric Measurements of High Temperatures»,
 P.J. DICKERMAN ed., University Press, Chicago 1961 p56
- 767 R.H. HUDDLESTONE et S.L. LEONARD, «Plasma Diagnostic Techniques», Academic Press, New York et Londres 1965
- H.J. KUNZE, E. FUNFER, B. KRONAST et W.H. KEGEL,
 Phys. Letters, 1964, <u>11</u> p42 et H.J. KUNZE, Z. Naturforschg., 1965, 20 a p 801
- /8/ B. KRONAST, H. ROHR, E. GLOCK, H. ZWICKER et E. FÜNFER, Phys. Rev. Letters, 1966 <u>16</u> p 1082
- /9/ G.M. MALYSHEV,
 Soviet Physics Technical Physics, 1966, 10 p1633
- C. ETIEVANT et coll.,
 Proc. 4th International Conf. on Ionization Phenomena in Gases,
 Upsala 1959, North-Holland, Amsterdam 1960 p. 967
- P. HUBERT,
 Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques du C.E.A., Nº 101, février 1966 p17
- /12/ C. BRETON Proc. 5th International Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, North-Holland, Amsterdam 1962 p2247
- /13 C. BRETON et J.L. SCHWOB, C.R. Acad. Sc., 1965, <u>261</u> p1211

- /14/ C. BRETON Thèse, Paris, Février 1967 - Rapport C.E.A. R3185 (1967)
- / 15/ R.H. FOWLER et E.A. MILNE, Mon. Not. R. Astr. Soc., 1923, <u>83</u> p403; et 1924, <u>84</u> p499
- / 16/ Ch. A. BERTHELOT,
 J. Quant. Spectr. Rad. Transf. 1965, <u>5</u> p495 et Spectrochimica Acta, 1966, <u>22</u> p829
- / 17/ L. BIERMANN, Naturwiss. 1947, <u>34</u> p87
- / 18/ R.V.D.R. WOOLEY et C.W. ALLEN, Mon. Not. R. Astr. Soc, 1948, <u>108</u> p 292
- /19/ S. MIYAMOTO Publ. Astron. Soc. Japan, 1949, 1 p10
- /20/ G. ELWERT Z. Naturforschg., 1952, <u>7a</u> p432
- /21/ R.W.P. McWHIRTER, Proc. Phys. Soc., 1960,75 p520
- /22/ G. HOBBS, R.W.P. McWHIRTER, W.G. GRIFFIN et T.J.L. JONES, Proc. 5th International Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, North Holland, Amsterdam 1962 p1965
- /23/ R.F. POST, Plasma Phys., J. Nuclear Energy Part C, 1%1, 3 p273
- /24/ W.N. BURTON et R. WILSON, Proc. Phys. Soc., 1961, 78 p1416
- /25/ E. HINNOV J. Opt. Soc. Amer., 1966, 56 p1179
- /26/ L.M. GOLDMAN et R.W. KILB, Plasma Phys., J. Nuclear Energy Part C, 1964, 6 p217
- /27/ L.S. ORNSTEIN, J.G. EYMERS et J. WOUDA, Proc. Sect. Sci. Amst. Acad., 1931, <u>34</u> p505
- /28/ C.M. CUNDALL et J.D. CRAGGS, Spectrochimica Acta, 1957, <u>9</u> p68
- /29/ N.K. SUKHODREV et S.L. MANDELSHTAM, Opt. i Spektrosk., 1959, <u>6</u> p473
- /30/ G. BALLOFFET, Thèse, Annales de Physique, 1960 p1279

/31/ H.R. GRIEM, Phys. Rev., 1963, 131 p1170

T

- / 32/ H.R. GRIEM, «Plasma Spectroscopy», McGraw-Hill, New-York, San Francisco, Toronto et Londres 1964
- / 33/ R. WILSON J. Quant. Spectr. Rad. Transf. 1962, <u>2</u> p477
- /34/ S. CHANDRASEKHAR, «Radiative Transfer», Dover, New York 1960
- /35/ V.A. AMBARTSUMYAN, «Theoretical Astrophysics», Pergamon Press, Oxford 1958
- /36/ A.G. HEARN, Proc. Phys. Soc., 1963, <u>81</u> p648
- / 37/ A.G. HEARN, Proc. Phys. Soc., 1964, 84 p11
- / 38/ A.G. HEARN, Proc. Phys. Soc., 1966, <u>88</u> p171
- /39/ C. BRETON et J.L. SCHWOB, C.R. Acad. Sc. 1965, 260 p461
- /40/ T. HOLSTEIN, Phys. Rev., 1947, 72 p1212
- /41/ T. HOLSTEIN, Phys. Rev., 1951, 83 p1159
- /42/ A.C.G. MITCHELL et M.W. ZEMANSKY, «Resonance Radiation and Excited Atoms», Cambridge Univ. Press, Londres et New York, 1934 et 1961
- /43/ R.N. THOMAS et R.G. ATHAY, «Physics of the Solar Chromosphere», Interscience, New York 1961
- /44/ R. LADENBURG et S. LEVY,
 Z. f. Phys., 1930, 65 p189 ou référence / 42/ p324
- /45/ A.V. PHELPS, Phys. Rev., 1958, <u>110</u> p1362
- /46/ C. BRETON, P. PLATZ et J.L. SCHWOB, Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques du C.E.A. Nº101, février 1966 p43-69
- /47/ J.L. SCHWOB et C. BRETON C.R. Acod. Sc., 1965, 261 p1476

- 748/ R CANO et coll ,
 Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques du C.E.A., Nº101, février 1966 p21
- /49/ J. ROMAND, G. BALLOFFET et B. VODAR, Spectrochim. Acta, 1959, <u>15</u> p454
- / 50/ J. ROMAND et B. VODAR, Rev. d'Optique, 1958, 37 p329 ou Rev. Scient. Instrum, 1958, <u>29</u> p732
- / 51/ J. ROMAND et B. VODAR, Optica Acta, 1%2, <u>9</u> p371
- / 52/ M. BRUNET, C. JEHANNO, C. JULLIOT et A. TARRIUS, L'Onde Electrique, 1962, 426 p746
- /53/ A. BAYLE, J. ESPIARD, C. BRETON, M. CAPET et L. HERMAN, Rev. d'Optique, 1962, 41 p585
- / 54/ C. BRETON C.R. Acad. Sc., 1964, <u>258</u> p3648
- /55/ J.L. SCHWOB, DAMANY-ASTOIN et C. BRETON, J. Physique Rc 39586
- /56/ A.S. KAUFMAN, T.P. He S et R.V. WILLIAMS, Proc. Phys. Soc., 1960, 76 p17
- / 57/ B.C. FAWCETT, B.B. JONES et R. WILSON, Proc. Phys. Soc., 1961, <u>78</u> p1223
- / 58/ B.C. FAWCETT, A.H. GABRIEL, W.G. GRIFFIN, B.B. JONES et R. WILSON, Nature, 1963, 200 p1303
- / 59/ B.C. FAWCETT, A.H. GABRIEL, B.B. JONES et N.J. PEACOCK, Proc. Phys. Soc. 1964, 84 p257
- /60/ R. HALLIN et T.P. HUGHES, Proc. Phys. Soc., 1961, <u>78</u> p201
- /ó1/ M. CAPET, C.R. Acad. Sc., 1963, <u>257</u> p1912
- /62/ L. BECKER et H.W. DRAWIN, Z. f. Instrumentenkunde, 1964, <u>72</u> p251
- /63/ L.J. KIEFFER et G.H. DUNN, Rev. of Modern Physics, 1966, 38 p1-35
- /64/ P.T. SMITH, Phys. Rev., 1930, <u>36</u> p1293
- /65/ J.W. LISKA, Phys. Rev., 1934, <u>46</u> p169

- /66/ H. HARRISON, Thèse (The Catholic University of America Press, Inc., Washington, D.C., 1956)
- /67/ R.K. ASUNDI et M.V. KUREPA, J. Electron. Control, 1963, <u>15</u> p41
- /68/ D. RAPP et P. ENGLANDER-GOLDEN, J. Chem. Phys., 1965, <u>43</u> p1464
- /69/ B.L. SCHRAM, F.J. de HEER, M.J. Van Der WIEL et J. KISTEMAKER, Physica, 1964, 31 p94
- /70/ K.T. DOLDER, M.F.A. HARRISON et P.C. THONEMANN, Proc. Roy. Soc., 1961, <u>A 264</u> p367
- /71/ A.C.H. SMITH, E. CAPLINGER, R.H. NEYNABER, E.W. ROTHE et S.M. TRUJILLO, Phys. Rev., 1962, 127 p1647
- /72/ J.R. PETERSON, «Atomic Collision Processes», M.R.C. McDOWELL ed., North Holland, Amsterdam, 1964 p465
- /73/ M.F.A. HARRISON, K.T. DOLDER et P.C. THONEMANN, Proc. Phys. Soc., 1963, 82 p368
- /74/ H.S.W. MASSEY et E.H.S. BURHOP,
 «Electronic and Ionic Impact Phenomena», Oxford University Press, Londres 1956 p140
- /75/ H.W. DRAWIN, Z. Physik, 1961, 164 p513 et 1962, 168 p238
- /76/ H.W. DRAWIN, Z. Physik, 1963, 172_p429
- /77/ A. BURGESS,
 Mémoires Soc. Roy. Sciences de Liège, 1961, 4 p299
- /78/ P.G. BURKE et A.J. TAYLOR, Proc. Roy. Soc., 1965, <u>A 287</u> p105
- /79/ M.R.H. RUDGE et S.B. SCHWARTZ, Proc. Phys. Soc., 1966, 88 p563
- /80/ I.C. PERCIVAL, Nuclear Fusion, 1966, 6 p182
- /81/ C.W. ALLEN,
 «Astrphysical Quantities», The Athlone Press,
 a) 1st edition, Londres 1955, p64
 b) 2nd edition, Londres 1963, p41-43
- /82/ W.L. FITE et R.T. BRACKMANN, Phys. Rev., 1958, <u>112</u> p1141



Figure IV 10 - EVOLUTION DE L'INTÉNSITE DES RAIES DE N V (pression d'hydrogène 3,3.10⁻⁻⁻ mm Hg, pression partielle d'azote 7.10⁻⁻⁻ mm Hg).

- /83/ H.W. DRAWIN, Rapports EUR-CEA-FC Nº236 novembre 1963 et Nº 383 revisé 1967
- /84/ A. UNSOLD,
 «Physik der Sternatmosphären», 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1955 (formule 143,37)
- /85/ W.L. FITE et R.T. BRACKMANN,
 Phys. Rev., 1958, <u>112</u> p1151; et
 W.L. FITE, R. STEBBINGS, et R.T. BRACKMANN,
 Phys. Rev., 1959, 116 p356
- /86/ C. BRETON Rapport EUR-CEA F.C. Nº 203, Avril 1963
- /87/ C. BRETON et J.L. SCHWOB, C.R. Acad. Sc., 1966, 262 B p667
- /88/ J. ADAM, F. ALVAREZ DE TOLEDO, P.H. REBUT et A. TOROSSIAN, Association EURATOM-C.E.A., Rapport annuel d'activité 1965
- /89/ C. ETIEVANT, Thèse, Paris, décembre 1%3
- /90/ C. ETIEVANT, Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques du C.E.A. Nº101 février 1966 p35
- /91/ U. GROSSMANN-DOERTH et J. JUNKER, Nuclear Fusion, 1962, 2 p102
- /92/ P. PLATZ et J.G. HIRSCHBERG, C.R. Acad. Sc., 1965, 261 p1207
- /93/ D.R. BATES et A. DALGARNO,
 «Atomic and Molecular Processes»,
 D.R. BATES ed., Academic Press, New York et Londres 1962 p245
- /94/ D.R. BATES, Planet Space Sci., 1962, <u>9</u> p77
- /95/ A. BURGESS, Astrophys. J., 1964, 139 p776; et Astrophys. J., 1965, 141 p1588
- /%/ W.C. TUCKER et R.J. GOULD, Astrophys. J., 1966, <u>144</u> p244
- / 97/ A. BURGESS et M.J. SEATON, Mon. Not. R. Astr. Soc., 1964, 127 p355
- /98/ S.P. CUNNINGHAM, U.S.A. Energy Commission Rept. NºWASH-289 p279, 1955; ou référence /5/
/99/ R.J. SOVIE, Phys. Fluids, 1964, <u>7</u> p613 1 11 1

- /100/ V.M. STRUNNIKOV, Opt. i Spektrosk., 1966, 20 p3
- /101/ R.F. DE VRIES et R. MEWE, Phys. Fluids, 1966, 9 p414
- /102/ R. MEWE, Brit. J. Appl. Phys., 1966, 17 p1239
- /103/ H.W. DRAWIN, Z.f. Naturforschg., 1964, <u>19a</u>p1451
- /104/ E. HINNOV, Phys. Fluids, 1%4, 7 p130
- /105 / J.L. SCHWOB, J. Physique , 1%4, 25 p713
- /106/ J.L. SCHWOB, C.R. Acad. Sc., 1966, 262 B p1264
- /107/ L. HEROUX, Proc. Phys. Soc., 1964, 83 p121
- / 108/ L.A. VAINSHTEIN, Opt.i Spektrok., 1961, 11 p301
- /109/ H. VAN REGEMORTER, Mon. Not. R. Astr. Soc., 1960, <u>121</u> p213
- /110/ O. BELY, J. TULLY et H. VAN REGEMORTER, Mémoire Ann . Physique, 1963, <u>8</u> p303
- /111/ H. VAN REGEMORTER, AstrophysJ., 1962, <u>136 p</u>906
- / 112/ M.J. SEATON,
 «Atomic and Molecular Processes»
 D.R. BATES ed., Academic Press, New York et Londres 1962 p374
- /113/ O. BELY , C.R. Acad. Sc., 1965, <u>261</u> p909
- /114/ O. BELY , Proc. Phys. Soc.,1966,88p587; et Annales d'Astrophysique, 1966, 29 p131
- /115/ P.G. BURKE, J.H. TAIT et B.A. LEWIS, Proc. Phys. Soc., 1966, <u>87</u> p209

- /116/ FABRE DE LA RIPELLE, J. Physique Rad., 1949, 10 p319
- /117/ D.R. BATES et A. DAMGAARD, Phil. Trans. Roy. Soc., 1949, A 242 p101
- /118/ W.G. GRIFFIN et R.W.P. McWHIRTHER, Proc. of the Conference on Optical Instruments and Techniques, CHAPMAN and HALL Ltd., Londres 1961
- /119/ E. HINNOV et F.W. HOFMANN, J. Opt. Soc. Amer., 1963, 53 p1259
- /120/ O.P. RUSTGI, J.S. NODVIK et G.L. WEISSLER, Phys. Rev., 1961, 122 p1131
- / 121/ T. SASAKI, J. Phys. Soc. Japan., 1963, <u>18</u> p700
- /122/ J.G. HIRSCHBERG et R.W. PALLADINO, Phys. Fluids, 1962, 5 p48
- / 123/ J.G. HIRSCHBERG et C. BRETON, Rapport MATT Q 21 p85, Princeton 1964
- /124/ B.B. JONES et R. WILSON, Nuclear Fusion, 1962, Suppl. part 3 p889
- /125/ R. CANO et M. MATTIOLI , Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques du C.E.A., Nº101, février 1966 p39
- / 126/ D.O. LANDON, Appl. Opt., 1964, 3 p115.

Manuscrit reçu le 10.8.1967

SOMMAIRE

	Pag e s
INTRUDUCTION	2
CHAPITRE I	
IONISATION ET EMISSION DES ATOMES DANS LES PLASMAS HORS DE L'EQUILIBRE	
THERMODYNAMIQUE	6
A-Rappel des lois de l'équilibre thermodynamique	6
a) Enoncé des lois	6
1- Champ de rayonnement	6
2-Interaction du rayonnement et de la matière	6
3-Distribution des vitesses des particules	6
4- Etat d'ionisation des atomes	6
5- Etat d'excitation	6
b) Domaine de validité - Equilibre thermodynamique local	7
B- Ecarts à l'équilibre thermodynamique	7
C- Ionisation et excitation dans un plasma optiquement mince, peu dense à haute température	7
a) Etat stationnaire - Modèle coronal	7
1- Equations d'ionisation et d'excitation dans la couronne solaire	8
2-Domaine de validité du modèle coronal	9
b) Application du modèle coronal aux régimes transitoires	11
1- Equations d'ionisation	11
2- Population des niveaux d'énergie	12
3-Intensité théorique des raies	12
D- Effet de la réabsorption des raies spectrales	12
a) Equation de transfert du rayonnement	12
b) Probabilité de transmission d'un photon	13
c) Intensité des raies	15
1- Coefficient de transmission moyen d'un plasma cylindrique suivant un diamètre	15
2- Intensité des raies réellement mesurée	17
d) Puissance totale rayonnée - Coefficient de transmission global d'un plasma cylindrique	19
e) Discussion du modèle de réabsorption proposé	21
f) Extension des formulès coronales	23

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL	
A- Caractéristiques générales de T.A. 2000	
a) Description sommaire de la machine	
b) Caractéristiques électriques	
1-Décharge principale	
2- Champ magnétique de stabilisation	
3- Prédécharge	
c) Mode opératoire de remplissage du tore	
1- Remplissage en hydrogène pur	·
2-Réalisation des mélanges	

117

CHAPITRE II (suite)	
B- Appareillage d'observation	31
a) Spectroscopie dans l'ultraviolet lointain	32
1- Spectrographe à réseau concave en incidence normale	32
2- Spectrographe à réseau concave en incidence tangentielle	32
3- Monochromateur à réseau concave en incidence tangentielle	35
b) Observations dans la région visible	35

CHAPITRE III

E1	TUDE DE L'IONISATION D'UN ELEMENT ADDITIONNEL DANS T.A. 2000; APPLICA-	
	ION A LA MESURE DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE	3/
A-	- Formation du plasma ; ionisation de l'hydrogene /	37
B -	- Periode de chauttage ; observation des raies d'impuretes	3/
	a) Rayonnement emis par une decharge dans l'hydrogene «pur»	3/
	b) Rayonnement emis par une décharge dans l'hydrogene additionne d'un gaz etranger	
	en faible proportion	42
	1- Evolution dans le temps des raies de l'élèment d'aditionnel	42
~	Z- Analyse radiale de l'intensité des rales	40
L -	- Etude theorique de litonisation d'un gaz additionnel dans I.A. 2000	51
		51
		52
	2- Systeme d equations d ionisation	52
	b) Coefficients de reaction	54
	I-Sections efficaces d'ionisation	54
	2- Sections efficaces de recombinaison radiative	59
_	c) Evolution théorique de l'intensité des raies	62
D-	- Mesure de la température électronique à partir de l'évolution des raies des ions succes-	
	sifs de l'élément additionnel - Application à l'azote	63
	a) Détermination de la courbe T _e (t) par résolutions successives du système d'équations	63
	1- Principe de la méthode	63
	2- Evaluation de la densité électronique	64
	3-Résolution numérique du système d'équations	65
	b) Méthode approchée	70
	1- Principe	71
	2- Calcul des courbes $\Delta r(T_{e})$	71
	3- Domaine de validité de la méthode approchée	73
	c) Résultats	74
	d) Discussion	77
	1- Justification de l'application du modèle coronal	77
	2- Précision de la mesure de T _e	79

.

•

CHAPITRE IV

SITE DE DEUX RAIES D'UN ION ALCALINOÏDE	8
A-Principe de la méthode	8
a) Rapport d'intensité de deux raies d'un même ion	.8
b) Choix des raies	8
c) Sections efficaces d'excitation	8
d) Calcul du rapport d'intensité théorique des raies	9

 B- Etalonnage des spectromètres dans l'ultraviolet lointain a) Principe de l'étalonnage b) Choix des couples de raies d'étalonnage c) Mesure des facteurs instrumentaux C- Mesure de la température électronique dans T.A. 2000 a) Résultats b) Discussion 	
CONCLUSION	107
BIBLIOGRAPHIE	109

Í

۶

s

τ τ

.

#