HAL
open science

MODÈLES THÉORIQUES DE RÉGIONS H II ET DE NÉBULEUSES PLANÉTAIRES : APPLICATION A NGC7027

D. Péquignot, G. Stasinska, S. Aldrovandi

To cite this version:

D. Péquignot, G. Stasinska, S. Aldrovandi. MODÈLES THÉORIQUES DE RÉGIONS H II ET DE NÉBULEUSES PLANÉTAIRES : APPLICATION A NGC7027. Journal de Physique Colloques, 1978, 39 (C1), pp.C1-164-C1-167. 10.1051/jphyscol:1978130 . jpa-00217327

HAL Id: jpa-00217327

https://hal.science/jpa-00217327

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

MODÈLES THÉORIQUES DE RÉGIONS H II ET DE NÉBULEUSES PLANÉTAIRES : APPLICATION A NGC7027

D. PÉQUIGNOT, G. STASINSKA

Département d'Astrophysique Fondamentale, Observatoire de Meudon, F — 92190 Meudon, France

et S. M. V. ALDROVANDI

Instituto Astronomico e Geofisico U. S. P., Caixa Postal 30627, BR — 01000 São Paulo (SP), Brazil

Résumé. — Après avoir replacé l'étude théorique des régions H II et des nébuleuses planétaires dans leur contexte physique et astrophysique, on présente une brève révision des processus considérés dans les modèles existants, en prenant l'exemple d'un programme construit récemment.

A l'aide de ce programme on montre que la structure d'ionisation de la nébuleuse planétaire bien connue NGC7027 est inexplicable par les modèles statiques utilisant la théorie standard de la photoionisation à moins d'inclure un processus complémentaire.

Les principaux écarts entre théorie et observation sont éliminés avec succès en considérant des réactions de transfert de charges avec l'hydrogène pour les ions suivants : C^+, C^{+3}, N^{+2}, O^{+2}, Ne^{+2}, S^+ et S^{+3} ; les coefficients de transfert sont probablement de l'ordre de 10^{-9} cm^3.s^{-1} ou plus grand, sauf pour C^+ et Ne^{+2} ; en outre le taux d'échange de charges pour N^+ est probablement $\sim$ 200 fois plus petit que la valeur proposée par Steigman *et coll.* (1971). Quelques implications astrophysiques du modèle obtenu sont mentionnées.

Abstract. — It is demonstrated that the ionization structure of the well-known planetary nebula NGC7027 cannot be explained by static models based on the standard photoionization theory unless some complementary physical process is included.

The main discrepancies between theory and observation are successfully eliminated by including charge transfer reactions with hydrogen for the following ions : C^+, C^{+3}, N^{+2}, O^{+2}, Ne^{+2}, S^+ and S^{+3}, the rate coefficients being probably of the order of, or larger than, 10^{-9} cm^3.s^{-1} except for C^+ and Ne^{+2} ; in addition the charge exchange rate for N^+ is probably $\sim$ 200 times smaller than the value proposed by Steigman *et al.* (1971). Some astrophysical consequences of the final model are briefly mentioned.

1. **Introduction.** — Les nébuleuses émissives sont des parties relativement denses du milieu interstellaire, ionisées par le rayonnement ultra-violet ($h\nu > 13{,}6$ eV) d'étoiles chaudes. On distingue :

— les régions H II de densités modérées ($N_H \sim 10\text{-}10^3$ cm^{-3}), associées à des étoiles jeunes et massives (de températures effectives

$$T_{\text{eff}} \sim 30\text{-}45 \times 10^3 \text{ K})$$

et qui se sont formées à partir du gaz primitivement neutre et dense ;

— les nébuleuses planétaires, plus denses ($N_H \sim 10^3\text{-}10^5$ cm^{-3}), associées à des étoiles peu massives en fin d'évolution ($T_{\text{eff}} \sim 60\text{-}150 \times 10^3$ K) et qui ont éjecté le gaz les entourant.

L'intérêt des modèles théoriques est multiple tant du point de vue de la physique (champ d'application de la physique atomique, de la (magnéto)-hydrodynamique, de la physico-chimie des grains de poussière interstellaire) que de l'astrophysique (structure et évolution des étoiles et évolution des galaxies par analyse de la composition chimique du gaz ; utilisation des modèles pour les noyaux de galaxies actives et les enveloppes de quasars).

La physique des nébuleuses est caractérisée par les très grands écarts à l'équilibre (thermodynamique ou mécanique) et par la complexité des structures observées à diverses échelles. Il existe deux approches théoriques complémentaires :

— les modèles statiques qui ont pour but de décrire la structure de la nébuleuse par explication du spectre émis (point par point si possible) ;

— les modèles dynamiques qui doivent expliquer la structure en terme d'évolution du gaz (et des sources d'énergie).

On peut heureusement séparer ces deux approches car les effets dynamiques sont presque sans influence sur l'émission du gaz (sauf peut-être dans certains fronts d'ionisation).

Ici on montre comment l'utilisation d'un modèle statique détaillé, décrit succintement au § 2, permet

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphyscol:1978130

de tester la physique inclue dans les modèles, en cherchant à expliquer le spectre extrêmement riche de la nébuleuse planétaire NGC7027 (§ 3).

2. **Modèles statiques.** — Dans ces modèles on néglige les mouvements du gaz mais on ne suppose pas qu'il y a équilibre hydrostatique (d'ailleurs irréalisable).

L'équilibre d'ionisation entre toutes les espèces ioniques de chaque élément est résumé par l'équation :

$$(\zeta_i + C_i N_e) N_{X_i} = (\alpha_i N_e + \beta_i N_{H^0}) N_{X_{i+1}} \quad (1)$$

où $\zeta_i N_{X_i}$ est le taux de photoionisation (par le rayonnement primaire et diffus) et $C_i N_e N_{X_i}$ le taux d'ionisation thermique des ions X_i et où $\alpha_i N_e N_{X_{i+1}}$ et $\beta_i N_{H^0} N_{X_{i+1}}$ sont respectivement les taux de recombinaison de X_{i+1} en X_i par collisions électroniques (transitions radiatives et diélectroniques) et par transfert de charges avec l'hydrogène neutre. Ce dernier terme de transfert de charges n'est pas encore inclus dans les modèles actuels (sauf éventuellement pour O^0 O^+, N^0, N^+) faute de données atomiques, bien qu'il y ait des indications que de nombreux taux soient importants (voir l'analyse de NGC7027 ci-dessous).

L'équilibre thermique est symbolisé par l'équation :

$$\Gamma = \Lambda \quad (2)$$

où Γ est le gain d'énergie (cinétique) du gaz ($cm^{-3}.s^{-1}$) dû à la thermalisation des photoélectrons provenant principalement de la photoionisation de H et He, qui sont les éléments les plus abondants, et où Λ est la perte radiative d'énergie par collisions inélastiques des électrons avec les ions (ionisation et recombinaison, excitation des raies), principalement due aux éléments plus lourds que l'hélium (raies interdites, semi-interdites et certaines raies de résonance). La plupart des données atomiques nécessaires sont décrites par Osterbrock [1] excepté pour certains résultats récents résumés par exemple par Péquignot *et coll.* [2].

On adopte usuellement une distribution de la densité N_H à symétrie sphérique ou plane pour traiter le transfert du rayonnement ionisant (continu ou dans les raies) diffusé par le gaz. Dans le présent modèle on admet que le rayonnement est diffusé de façon isotrope mais seulement vers l'extérieur. Cette approximation peut être en partie justifiée par des considérations sur la structure d'ionisation de la nébuleuse.

Le programme permet l'étude de *condensations* optiquement minces ou épaisses et des ombres qui se forment à l'abri de ces condensations et qui ne sont soumises qu'au rayonnement diffusé.

La méthode de calcul consiste à intégrer le système (1) + (2) pas à pas depuis le centre en suivant l'évolution du champ de rayonnement pour six directions à chaque fréquence (en particulier aux discontinuités liées aux potentiels d'ionisation des ions) et en itérant à chaque pas sur toutes les équations d'équilibre. Les éléments considérés pour le moment sont les plus abondants dans la nature et ceux dont on connaît le mieux les paramètres atomiques : H, He, C, N, O, Ne, Mg, S.

Les entrées d'un modèle sont :

— le spectre et la puissance de l'étoile ionisante ;
— la composition chimique du gaz par rapport à l'hydrogène ;
— la distribution de N_H (avec éventuellement un *facteur de remplissage*).

En sortie on obtient essentiellement la distribution des espèces ioniques et de la température d'où l'on tire l'émissivité des raies et finalement leur brillance et leur intensité, directement comparables à l'observation (moyennant une correction standard pour le rougissement dû à la poussière interstellaire).

3. **Exemple : un modèle cohérent de NGC7027.** — La nébuleuse planétaire NGC7027 est un objet remarquable pour tester les modèles théoriques en raison :

— de sa très haute brillance de surface, qui permet une mesure précise d'un très grand nombre de raies [3] ;
— de la variété des ions présents (potentiels d'ionisation entre 7 et 160 eV au moins), liée à la haute température de l'étoile excitatrice ($T_{eff} \sim 170\,000$ K) et au fait que la nébuleuse est optiquement épaisse pour le rayonnement produit au-delà de 13,6 eV ;
— de sa forte densité moyenne, liée à sa formation récente ;
— de son haut degré de symétrie révélé par les observations radio, bien que l'aspect optique soit rendu amorphe par la poussière associée aux nuages moléculaires entourant la nébuleuse.

3.1 Modèles « classiques ». — Nous allons d'abord, en accord avec les modèles actuellement construits, ignorer la contribution des échanges de charges avec l'hydrogène, excepté pour les désormais classiques O^+ et N^+ (Field, Steigman [4] ; Steigman *et coll.* [5]). Rappelons les contraintes subies par les différents paramètres d'entrée.

La température effective et la puissance de l'étoile excitatrice sont définies, quasi indépendamment du modèle de la nébuleuse, par le rapport des raies de recombinaison He II/H I et par l'intensité absolue de Hβ, qui ne sont conditionnés que par le nombre de photons au-dessus de 13,6 eV et de 54,4 eV.

Le rapport des raies interdites d'un même ion dépend de la température et/ou de la densité électronique. La température du gaz est conditionnée par les principaux facteurs de refroidissement : C^{+3}, C^{+2}, O^{+2} et, dans les régions de basse excitation, C^+, O^+, Mg^+ (ce dernier a généralement été négligé dans les modèles plus anciens). Le carbone n'est bien représenté que par des raies U. V., encore assez mal calibrées, et son abondance est obtenue indirectement par

son effet sur la température. Les autres abondances sont alors obtenues immédiatement à partir de l'intensité des raies puisqu'elles influencent assez peu (sauf celle de l'oxygène) la structure en T de la nébuleuse.

Enfin les observations radio à haute résolution permettent de connaître la région occupée par le gaz ionisé et donc, en particulier, la moyenne quadratique de la densité électronique. En résumé, on voit que le seul paramètre adaptable, dans une certaine mesure, est la distribution de la densité de la nébuleuse à petite ou moyenne échelle.

Le modèle le plus simple à densité constante $N_H = 7 \times 10^4$ cm^{-3} donne une structure relativement satisfaisante en T et N_e à condition de prendre une abondance de carbone 4 à 5 fois supérieure à la valeur cosmique (obtenue à partir des étoiles). En effet le volume ionisé correspond aux observations, les indicateurs de T et N_e sont à peu près satisfaits et, en plus des raies de recombinaison de H et He, les intensités de beaucoup de raies interdites, à commencer par celles de [O III], sont expliquées. En fait en adoptant une remontée modérée de la densité ($\sim$ facteur 4) dans les régions de haute excitation, on peut satisfaire l'ensemble des indicateurs de densité et de température, ce qui suggère que cette distribution simple de N_H pourrait représenter assez bien la nébuleuse.

Ces considérations rendent particulièrement troublants les défauts considérables du modèle en ce qui concerne les comparaisons entre ions successifs d'un même élément. Ainsi C^{+2}, S^{+2}, O^+, N^+, Ne^+, C^0 et S^0 sont très fortement déficients par rapport aux autres ions. Une étude systématique des distributions de densité, incluant des condensations optiquement épaisses avec ombres et même des gradients d'abondance, révèle que la solution de l'un des problèmes se traduit généralement par l'aggravation ou l'apparition d'un autre. Citons le cas de la raie nébulaire [O II] λ 3727 qui est dix fois trop faible dans *tous* les modèles raisonnablement concevables : les fluctuations de densité, qui pourraient favoriser la recombinaison de O^{++} en O^+, sont sans effet car cette raie est désexcitée par collision et les ombres sont également inadéquates car O^+ y est aussi ionisé à cause du rayonnement diffusé par He^+. De même la somme des raies U. V. [C III] λ 1909 + [C IV] λ 1549 est constante pour des raisons purement énergétiques et vaut le double de celle observée : ceci est apparemment dû aux erreurs de calibration comme le confirme la raie [Mg II] λ 2798.

La conséquence inévitable est qu'un mécanisme supplémentaire doit être inclus dans les modèles. Une première solution est d'imaginer que des poussières très particulières, qui ne réfléchiraient *que* le rayonnement de basse énergie (disons < 35 eV = potentiel d'ionisation de O^+), pourraient illuminer des ombres aux propriétés également *ad hoc*. Mais, outre l'arbitraire de ce choix, l'amplitude des écarts est telle et concerne une variété si grande d'ions que cette explication n'est certainement pas suffisante. D'ailleurs la question de [O II] λ 3727 dépasse largement le cadre de cette nébuleuse : on le rencontre d'une façon plus ou moins évidente, suivant la quantité d'informations dont on dispose, dans des objets aussi variés que les régions H II, les noyaux de galaxies actives et les enveloppes de quasars.

3.2 Modèles avec transfert de charges. — Les remarques précédentes autorisent à conclure que la solution est à rechercher dans les mécanismes physiques de base plutôt que dans le contenu ou la structure des objets. En fait un tel mécanisme peut être avancé : il y a de nombreux indices que le transfert de charges entre ions et hydrogène (ou hélium) pourrait se faire dans certains cas avec des taux très élevés [6, 7, 8, 9]. Dans la suite nous adoptons un point de vue opposé à celui habituellement rencontré : nous choisissons la structure en densité la plus simple possible qui soit compatible avec les rapports de raies observés pour chaque ion (voir plus haut) et nous nous proposons d'expliquer la répartition des ions à l'aide de transfert de charges avec l'hydrogène neutre (l'hélium neutre n'est pas exclu mais est environ cent fois moins abondant), les taux étant *adaptés* de façon à rendre compte au mieux des observations.

En admettant, conformément à ce qui précède, une recalibration des raies U. V. par un facteur 2, un modèle rendant compte précisément de l'immense majorité des raies aux incertitudes de mesures près (généralement 5 à 10 % sauf pour quelques raies infra-rouges) a pu être obtenu avec une distribution de densité à deux composantes, dont chacune émet approximativement la moitié de Hβ : l'une, plus proche de l'étoile, à $N_H = 2{,}5 \times 10^5$ cm^{-3} et l'autre, de moindre excitation, à $N_H = 6 \times 10^4$ cm^{-3}. La température oscille entre 13 000 et 11 500 K dans la majeure partie de la nébuleuse.

Table I

Abondances des éléments en nombre d'atomes

H	1,00	O	$7{,}3 \times 10^{-4}$
He	0,10	Ne	$2{,}2 \times 10^{-4}$
C	$3{,}0 \times 10^{-3}$	Mg	$3{,}5 \times 10^{-5}$
N*	$2{,}0 \times 10^{-4}$	S	$1{,}7 \times 10^{-5}$

* Voir discussion.

Les abondances des éléments sont donnés dans la table I. La très forte surabondance du carbone a été indépendamment obtenue par la récente analyse de faibles raies permises de C II, C III et C IV due à Torres-Peimbert et Peimbert [10] (1977). Ce résultat est fondamental tant pour la compréhension de l'origine des nébuleuses planétaires que pour l'étude théorique de l'évolution chimique des galaxies. Contraire-

ment à des suggestions plus anciennes, le modèle ne présente pas de grand contraste de densité. La distribution de densité suggère très fortement l'existence d'un puissant vent stellaire comprimant le gaz le plus proche de l'étoile.

Les dernières difficultés concernent la raie aurorale [Ne IV] λ 4724 et la raie nébulaire [N I] λ 5200, qui sont données 50 % trop faible et 100 % trop forte respectivement par le modèle. Ces raies sont assez faibles et par ailleurs quelques doutes ont été récemment émis concernant la précision des données atomiques de ces transitions, mais d'autres explications d'ordre structurel ne sont pas complètement exclues : source supplémentaire de chauffage (vent stellaire) dans le cas de [Ne IV], qui est très sensible à la température et insuffisance de la description de la tête du front d'ionisation dans le cas de [N I], qui est très sensible à la densité électronique.

Les coefficients β de transfert de charges (en $cm^3.s^{-1}$) sont donnés dans la table II. On constate que ces coefficients sont de l'ordre de 10^{-9} $cm^3.s^{-1}$ ou plus grands pour les ions plusieurs fois chargés, bien que $\beta(Ne^{+2})$ soit significativement plus petit. Certaines réactions inutiles du point de vue de l'observation n'ont pas été considérées. On a cependant inclus $\beta(N^{+3})$ qui a été récemment calculé [7]. L'absence d'information concernant les raies [N III] fait que $\beta(N^{+2})$ est pour l'instant mal défini (il pourrait être compris entre 1 et 3×10^{-9}) ce qui se répercute sur l'abondance de l'azote (elle pourrait être comprise entre 3,2 et $2{,}0 \times 10^{-4}$) ; ce point est d'une importance cruciale pour les questions de gradients d'abondances dans les galaxies. En mettant à part O^+ et O^0 (réaction résonnante [4]), les réactions d'échanges avec les neutres et une fois ionisés se font à des taux modérés : en particulier, malgré l'incertitude sur $\beta(N^{+2})$, il est assuré que $\beta(N^+)$ est très modéré et probablement de l'ordre de 200 fois plus faible que celui que proposent Steigman *et coll* [5]. Il y a pourtant la surprenante exception du soufre, destinée à expliquer la non moins surprenante observation de [S I] λ 7725 et à améliorer l'ensemble des raies [S II] ; notons cependant que les forces de collision de [S I] sont inconnues et que la structure du front d'ionisation, où se forment ces raies, n'est sans doute qu'approchée (comme l'atteste [N I] λ 5200).

Rappelons pour conclure que nous avons adopté la structure nébulaire la plus simple possible pour déduire les coefficients de transfert de charges. Une structure plus complexe incluant des ombres et des poussières pourrait expliquer en partie les écarts entre les modèles *classiques* et les observations. Donc les réactions indiquées dans la table II existent probablement toutes mais les coefficients sont plutôt à considérer comme des limites supérieures pour les espèces moyennement ou faiblement ionisées. Des calculs détaillés ou des expériences de physique atomique seraient de la plus grande utilité.

Une version [11] plus technique de ce travail et qui développe certains aspects astrophysiques a été soumise récemment à *Astron. Astrophys.* D'autre part une étude de nébuleuses, ayant une structure différente de celle de NGC7027, a été entreprise afin de tester les présents résultats.

TABLE II

Coefficients β de transfert de charges avec l'hydrogène ($cm^3.s^{-1}$) **

C^0	$1{,}4 \times 10^{-11} \times H^+/H^0$
C^+	$2{,}1 \times 10^{-11} \times \exp(-2{,}72/T_4)$
C^{+3}	$2{,}0 \times 10^{-9} \times T_4$
N^0	$8{,}0 \times 10^{-12} \times \exp(-1{,}10/T_4) \times H^+/H^0$
N^+	$1{,}8 \times 10^{-12}$
N^{+2}	$3{,}0 \times 10^{-9} \times T_4$ *
N^{+3}	$3{,}0 \times 10^{-9} \times T_4$
O^0	$0{,}93 \times 10^{-9} \times H^+/H^0$
O^+	$1{,}04 \times 10^{-9}$
O^{+2}	$1{,}6 \times 10^{-9} \times T_4$
S^0	$1{,}0 \times 10^{-9} \times H^+/H^0$ *
S^+	$3{,}0 \times 10^{-8} \times \exp(-3{,}76/T_4)$ *
S^{+3}	$1{,}5 \times 10^{-9} \times T_4$
Ne^{+2}	$3{,}0 \times 10^{-10} \times T_4$

* Voir discussion.
** $T_4 = 10^{-4} \times T$.

Bibliographie

[1] OSTERBROCK, D. E., *Astrophysics of gaseous nebulae* (San Francisco, Freeman) 1974.

[2] PÉQUIGNOT, D., ALDROVANDI, S. M. V., STASINSKA, G., *Astron. Astrophys.* **58** (1977*a*) 411.

[3] KALER, J., ALLER, L., CZYZAK, S., EPPS, H., *Astrophys. J. Suppl.* **15** (1976) 163.

[4] FIELD, G. B., STEIGMAN, G., *Astrophys. J.* **166** (1971) 59.

[5] STEIGMAN, G., WERNER, M. W., GELDON, F. M., *Astrophys. J* **168** (1971) 373.

[6] BLINT, R. J., WATSON, W. D., CHRISTENSEN, R. B., *Astrophys. J.* **205** (1976) 634.

[7] CHRISTENSEN, R. B., WATSON, W. D., BLINT, R. J., *Astrophys. J.* **213** (1977) 712.

[8] MAC CARROLL, R., VALIRON, P., *Astron. Astrophys.* **44** (1975) 465.

[9] VALIRON, P., MAC CARROLL, R., *Astron. Astrophys.* **53** (1976) 83.

[10] TORRES-PEIMBERT, S., PEIMBERT, M. (1977) preprint.

[11] PÉQUIGNOT, D., ALDROVANDI, S. M. V., STASINSKA, G., *Astron. Astrophys.* (1977*b*) sous presse.