

# SPECTRES DE NGC 1976, IC 4997, NGC 6572 ET IC 418 DANS LE PROCHE INFRAROUGE PHOTOGRAPHIQUE

YVETTE ANDRILLAT  
(Observatoire de Haute-Provence,  
Faculté des Sciences de Montpellier,  
France)

et LÉO HOUZIAUX  
(Institut d'Astrophysique, Université de  
Liège, Belgique)

Une description qualitative des spectres d'une vingtaine de nébuleuses planétaires dans la région du proche infrarouge a été publiée en 1961 (Andrillat et Andrillat, 1961). Le spectrographe *E'* monté sur le télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute-Provence nous a permis d'entreprendre l'étude spectrophotométrique de quelques-unes de ces nébuleuses planétaires, ainsi que celle de la nébuleuse d'Orion. Ce spectrographe, pourvu d'un réseau par transmission de 300 traits au millimètre assure une dispersion pratiquement constante de 230 Å/mm dans le domaine de 5750 à 8000 Å. Les spectres obtenus sur plaques IN hypersensibilisées à l'ammoniaque, ont été calibrés photométriquement à l'aide d'un spectrographe à pénombre décrit par Barbier (1944).

Les spectres n'ont pas été élargis, la hauteur de fente correspondant à peu près au diamètre de la nébuleuse planétaire. Dans le cas de NGC 1976, la fente a été orientée suivant la direction Est-Ouest, dans une région très proche des étoiles du trapèze. Le Tableau 1 donne les renseignements habituels relatifs aux observations.

Les spectres de nébuleuses sus-mentionnés, ainsi que quelques autres, donnés aux fins de comparaison, sont reproduits sur la Figure 1.

Le continuum de NGC 1976 et de NGC 6572 a été comparé à celui de 109 Vir, obtenu sur la même plaque. La distribution d'énergie de cette étoile a été mesurée par Oke (1964). Pour IC 418 et IC 4997, ce sont respectivement 16 Ori et  $\lambda$  Cyg. qui ont servi d'étoiles de comparaison. Cette procédure devrait nous permettre de corriger nos mesures des facteurs instrumentaux ainsi que de l'extinction atmosphérique. Dans notre cas cependant, la précision ne peut être que médiocre par suite de:

- (a) la difficulté de tracer le continuum;
- (b) la présence de raies atmosphériques intenses;
- (c) la longue durée de la pose, qui ne permet pas d'assigner une distance zénithale unique relative à un spectre;
- (d) l'importante gamme de variation d'intensité des raies.

Pour les intensités des raies de IC 418, NGC 6572 et IC 4997, indiquées au Tableau 2, nous avons adopté l'échelle de Vorontsov-Velyaminov *et al.* (1965), en utilisant, pour effectuer le raccordement, la raie de He I à 5876 Å. Pour la nébuleuse d'Orion,

*Osterbrock and O'Dell (eds.), Planetary Nebulae, 68-73. © I.A.U.*

l'intensité est donnée dans l'échelle  $H\beta=100$ , en faisant usage de la raie de  $[OII]$  à  $7300 \text{ \AA}$ , dont l'intensité est donnée par Aller et Liller (1959). Les symboles utilisés ont la signification suivante: *S*: la raie est très surexposée; *s*: la raie est sous-exposée; *b*: l'intensité de la raie, qui forme un blend, n'est pas mesurable. Théoriquement, les

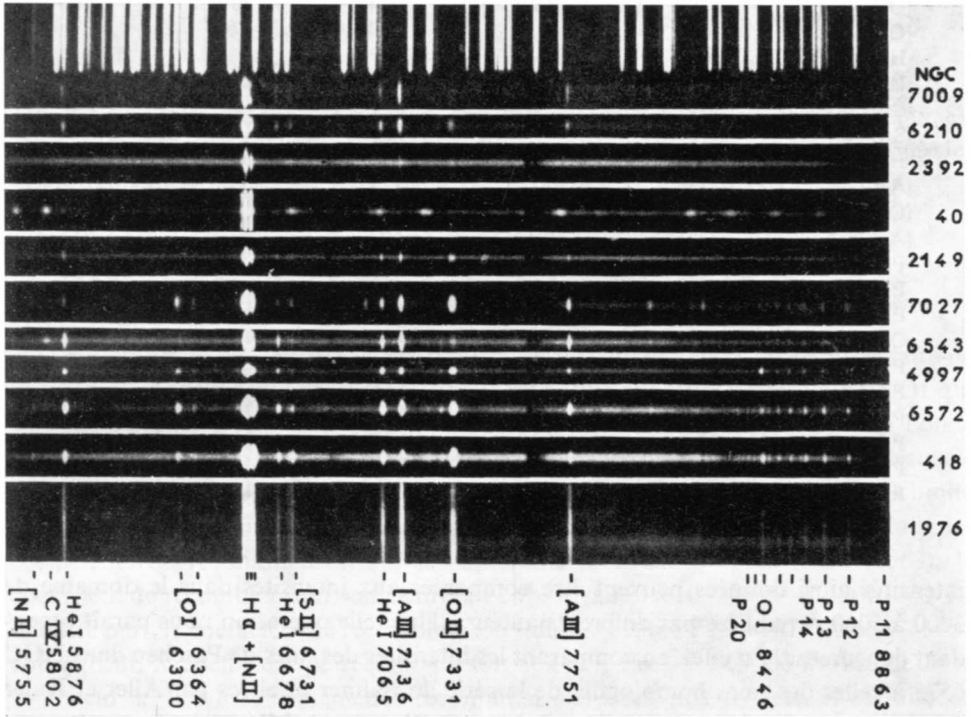


FIG. 1. Spectres des nébuleuses planétaires dans le domaine de  $5750 \text{ à } 8800 \text{ \AA}$ .

Tableau 1

Nébuleuse	Date	Pose	$m_N$	m	Dimensions	Fente	Étoile de comparaison
IC 418	26/11/66	$4^h50^m$	12.0	10.9	$14'' \times 11''$	11 $\text{\AA}$	16 Ori
IC 4997	6/8/60	$6^h$	11.4	13.7	$2''$	7	$\lambda$ Cyg
NGC 6572	13/5/67	$3^h$	9.6	12	$16'' \times 13''$	14	109 Vir
NGC 1976	19/11/66	$6^h$			$66'' \times 60''$	11	16 Ori
NGC 7027	20/11/66	$3^h45^m$	10.4	17.1	$18'' \times 11''$	11	16 Ori
IC 2149	17/12/63	$6^h$	9.9	14.0	$15'' \times 10''$	7	$\rho$ Leo
NGC 6543	11/7/62	$6^h$	8.8	11.1	$22''$	7	$\pi$ And
NGC 7009	12/7/62	$3^h$	8.4	11.7	$44'' \times 26''$	7	$\theta$ Boo
NGC 2392	20/1/62	$9^h$	8.3	10.5	$47'' \times 43''$	7	$\rho$ Leo
NGC 40	21-22/1/62	$14^h45^m$	10.2	11.4	$60'' \times 38''$	7	$\rho$ Leo
NGC 6210	24/4/61	$5^h15^m$	9.7	12.5	$20'' \times 13''$	7	$\alpha$ Del

**Tableau 2**  
**Intensités observées**

Élément	$\lambda(\text{\AA})$	NGC 1976	IC 418	NGC 6572	IC 4997
He I	5875	20	83	56	6.3
[O I]	6300	2.9	16.4	28.1	2.6
[O I]	6363	<i>s</i>	4.9	7.7	0.7
H $\alpha$	6563	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>
He I	6678	8	27.3	27	2.5
[S II]	6717	5.2	21.7	5	0.47
[S II]	6731	8.9	42.9	13	0.75
He I	7065	16	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>
[A III]	7136	36.7	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>
[O II]	7330	17.3	<i>S</i>	(120)	<i>S</i>
[A III]	7751	11.9	27.2	<i>S</i>	2.15
P 20	8392	1.80	6.1	4.1	0.54
P 19	8413	1.86	8.2	4.2	0.75
P 18	8438	<i>b</i>	<i>b</i>	<i>b</i>	<i>b</i>
O I	8446	5.29	32.4	10.6	5.68
P 17	8467	2.18	12.8	6.3	1.03
P 16	8502	2.74	13.6	8.8	1.14
P 15	8545	2.86	14.2	11	1.34
P 14	8598	4.29	16.7	11.9	1.42
P 13	8665	4.37	21.3	13.9	1.64
P 12	8750	6	22.1	17	1.64

intensités ainsi données peuvent être comparées aux intensités dans le domaine de 3000 à 5000 Å publiées par différents auteurs. Une telle opération nous paraît cependant dangereuse. En effet, en comparant les intensités des raies de Paschen dans NGC 6572 à celles des raies homologues de la série de Balmer publiées par Aller et Kaler (1964), il semble que les premières soient trop intenses, si l'on adopte un rapport théorique Paschen/Balmer donné par Burgess (1958). Le rapport observé se situe aux environs de 2. En adoptant la courbe d'extinction interstellaire donnée par Allen (1963), et une extinction  $A_V = 0.9$  magnitudes  $\text{kpc}^{-1}$ , on déduit que l'extinction à H $\beta$  devrait être de 2.4 magnitudes, alors que Aller donne pour cette extinction 1.15 magnitude (Aller, 1964).

Les intensités observées pour les raies de Paschen sont donc environ deux fois trop fortes, si l'on admet l'extinction proposée par Aller et la valeur théorique de Burgess pour le rapport Paschen/Balmer (0.356). Ce désaccord peut provenir en partie de la difficulté de situer correctement le continuum dans la région des raies de Paschen.

Appelons 1, 2, 3, les niveaux  $^4S$ ,  $^2D$  et  $^2P$  de O II. En résolvant les équations exprimant l'état stationnaire de la population  $N_i$  de ces trois niveaux, il vient :

$$\frac{N_3}{N_1} = \frac{\omega_3 b_3}{\omega_1 b_1} \exp(-\chi_{13}/kT) \quad (1)$$

où

$$b_3 = \frac{\Omega_{13}}{\omega_2} \left( \frac{\Omega_{12}\Omega_{23}}{\Omega_{13}} + \Omega_{23} \exp(-\chi_{23}/kT) + \Omega_{21} + \frac{A_{21}\omega_2}{C} \right)$$

et

$$b_1 = \frac{\Omega_{23}}{\omega_2} \left[ \Omega_{12} + \Omega_{13} \exp(-\chi_{23}/kT) + \frac{\omega_3 A_{31}}{C} \exp(-\chi_{23}/kT) + \frac{A_{21}\omega_2}{C} \right] \\ + \frac{\Omega_{12}}{\omega_2} \left[ \frac{\omega_3 A_{32}}{C} + \frac{\omega_3 A_{31}}{C} + \Omega_{13} + \frac{\omega_3 A_{31} A_{21} \omega_2}{C^2 \Omega_{12}} + \frac{A_{21} \Omega_{13} \omega_3}{C \Omega_{21}} \right].$$

Les paramètres de choc  $\Omega$  peuvent être trouvés dans le travail de Seaton (1958).  $C = 8.63 \times 10^{-6} N_e T_e^{-1/2}$ . Pour les probabilités de transition, nous avons adopté les valeurs suivantes:  $A_{21} = 9.7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ,  $A_{31} = 0.048 \text{ s}^{-1}$ ,  $A_{32} = 0.17 \text{ s}^{-1}$ .

L'intensité des raies 7330 et 7319 peut donc s'écrire:

$$I(7330 + 7319) = N_1 \frac{\omega_3 b_3}{\omega_1 b_1} \exp(-\chi_1/kT) \times h\nu_{7330} \times A_{32}. \quad (2)$$

D'autre part, pour calculer la population du niveau  $2p^3 3p^3 P$ , il est nécessaire de connaître les coefficients de recombinaison radiative sur tous les niveaux de O I qui sont susceptibles d'alimenter le niveau  $2p^3 3p^3 P$ . Il faut remarquer qu'une bonne partie des atomes qui, par recombinaison, peuplent les niveaux triplets pour lesquels  $n \geq 3$  contribueront à émettre la raie à 8446 Å. Comme nous désirons fixer une limite supérieure à l'intensité de  $\lambda 8446$ , il n'est pas nécessaire de calculer en détails les coefficients de recombinaison sur les différents niveaux. D'après Allen (1963), le coefficient de recombinaison vers le niveau  $2p^4 3P$  vaut  $8 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  à 10000°K. D'autre part, le coefficient de recombinaison total est estimé à  $22 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Par conséquent, le coefficient de recombinaison aux niveaux  $n \geq 3$  est de l'ordre de  $14 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . 3/8 seulement des recombinaisons iront aux triplets. Il est difficile d'estimer la fraction de ces recombinaisons qui donneront lieu à l'émission de  $\lambda 8446$ , mais comme nous désirons une limite supérieure, nous la prendrons égale à l'unité. D'autre part, presque tous les ions O II se trouvent dans le niveau  $2p^3 4S$ .

Par suite:

$$I(8446) < (3/8) \times 14 \times 10^{-14} \times N_e \times N_1 \times h\nu_{8446}. \quad (3)$$

Dans notre cas,  $b_3/b_1 = 1.66 \times 10^{-3}$ . Ainsi donc:

$$\frac{I(8446)}{I(7330 + 7319)} < \frac{(3/8) \times 10^{-10} \times 14}{(6/4) \times 1.66 \times 10^{-3} \times 5.8 \times 10^{-3} \times 0.17 \times 8446} \lesssim 2 \times 10^{-4}.$$

Or le rapport observé vaut  $\approx 10^{-1}$ . Les recombinaisons radiatives ne sont donc pas suffisamment nombreuses pour expliquer l'intensité de  $\lambda 8446$ , et il faut faire appel à l'excitation sélective par la raie Lyman- $\beta$  de l'hydrogène. Cette excitation peuple le niveau  $2p^3 3d 3D^\circ$  qui émet, avec des probabilités de transition respectivement de  $2.35 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$  et  $4 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$  les raies à  $\lambda 11287$  et  $\lambda 1026$ . Ainsi donc, le nombre

d'excitations sélectives par  $\text{cm}^3$  et par seconde permettant de rendre compte de l'intensité de  $\lambda$  8446 serait de

$$N(\text{O}) B\rho \times \frac{A(11\,287)}{A(11\,287) + A(1026)}, \quad (4)$$

où  $B$  représente la probabilité de transition par absorption du niveau  $2p^4 \ ^3P$  au niveau  $2p^3 \ 3d \ ^3D^\circ$ .  $\rho$  est la densité de rayonnement de Ly- $\beta$  qui permet d'exciter le niveau  $^3D^\circ$ .  $N(\text{O})$  représente le nombre d'atomes dans le niveau  $2p^4 \ ^3P$ .

On peut se demander quelle est la valeur de  $\rho$  requise pour que le rapport  $I(8446)/I(7330 + 7319)$  atteigne la valeur observée. Le calcul de  $\rho$  exige évidemment la connaissance de  $N(\text{O})/N_1$ , qui peut être déduit du rapport observé  $I(6300 + 6363)/I(7330 + 7319)$ . En effet, l'intensité  $I(6300 + 6363)$  peut s'écrire :

$$I(6300 + 6363) = N(\text{O}) \exp(-\chi(^1D)/kT) \eta Ah\nu \times \frac{\omega_2}{\omega_1} \quad (5)$$

où  $\eta$  s'obtient en résolvant les équations d'équilibre statistique pour les niveaux  $^3P$ ,  $^1D$  et  $^1S$ .

En négligeant les désexcitations par collisions, vu la faible densité électronique, on trouve :

$$\eta = \frac{N_e [\alpha_{21}(A_{32} + A_{31}) + \alpha_{31}A_{32}(\omega_3/\omega_2) \exp(-\chi_{23}/kT)]}{N_e \alpha_{32}(\omega_3/\omega_2) \exp(-\chi_{23}/kT) A_{32} + A_{21}(A_{32} + A_{31})}. \quad (6)$$

Dans cette expression, les indices 1, 2, 3 représentent les niveaux  $^3P$ ,  $^1D$ ,  $^1S$ . En adoptant les valeurs de  $\alpha$  données par Seaton (1958), on trouve que  $\eta = 7.36 \times 10^{-3}$  le Tableau 2,  $I(6300 + 6363)/I(7330 + 7319)$  vaut, en tenant compte de la  $D$  après correction pour l'absorption interstellaire, 0.24.

Ainsi donc, en supposant que les volumes émetteurs sont identiques, on tire de (2) et (5) la valeur 2.36 pour le rapport  $N(\text{O})/N_1$ . La comparaison de (4) et (2) nous permet alors de déduire une valeur de  $8.38 \times 10^{-24}$  ergs  $\text{cm}^{-3}$  pour la densité de rayonnement à la longueur d'onde de Lyman- $\beta$ . L'étude des intensités relatives des raies de OI dans la région rouge et infrarouge permet ainsi de déterminer l'intensité spécifique dans la raie Lyman- $\beta$ . Il est possible, à partir de cette donnée d'en déduire une valeur pour la densité en atomes d'hydrogène dans le milieu.

En conclusion, il semble bien que la raie à  $\lambda$  8446 dans NGC 6572 dans les nébuleuses soit excitée par fluorescence sélective, mécanisme confirmé par l'absence de la raie  $\lambda$  7772. Le rapport  $I(7330)/I(8446)$  n'a pu être déterminé pour IC 418, NGC 1976, IC 4997, mais il n'est pas inférieur à sa valeur pour NGC 6572, de sorte que la présence de  $\lambda$  8446 dans ces nébuleuses peut également s'interpréter de la même manière que pour NGC 6572.

### Remerciements

En terminant, nous tenons à exprimer tous nos remerciements au Dr. D.E. Osterbrock et au Dr. M.J. Seaton pour de judicieuses remarques.

### Bibliographie

- Allen, C.W. (1963) *Astrophysical Quantities*, 2e éd., Athlone Press, London.  
Aller, L.H. (1964) *Publ. astr. Soc. Pacific*, **76**, 279.  
Aller, L.H., Liller, W. (1959) *Astrophys. J.*, **130**, 45.  
Aller, L.H., Kaler, J.B. (1964) *Astrophys. J.*, **139**, 1074.  
Andrillat, Y., Andrillat, H. (1961) *Ann. Astrophys.*, **24**, 139.  
Barbier, D. (1944) *Ann. Astrophys.*, **7**, 86.  
Burgess, A. (1958) *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **118**, 477.  
Oke, J.B. (1964) *Astrophys. J.*, **140**, 689.  
Seaton, J.M. (1958) *Rev. mod. Phys.*, **30**, 979.  
Vorontsov-Velyaminov, B.A., Kostjakova, E.B., Dokuchaeva, O.D., Arhipova, V.P. (1965) *Soviet Astr.*, **9**, 364.