

# Spectroscopie des nébuleuses

Agnès Acker

Observatoire de Strasbourg-, 11, rue de l'Université - 67000 Strasbourg - France  
Email : agnes.acker@astro.unistra.fr

**Résumé** Les émissions nébulaires peuvent aisément être observées, et leur structure contient de nombreuses informations. Nous présenterons les mécanismes de la production des raies de recombinaison et interdites, et la relation entre les intensités de ces raies et les propriétés physiques des objets. Une galerie de spectres à raies d'émission est présentée, leurs différences étant comprises grâce à une première analyse. Le cas des nébuleuses planétaires est approfondi : comment déterminer leur constante d'extinction, les paramètres du plasma (densité et température électroniques), les abondances chimiques, ainsi que les propriétés de l'étoile centrale (température, masse, vitesse du vent stellaire, âge).

## 1 Introduction

Les nébuleuses sont des objets fascinants, riches en formes et couleurs, difficilement classifiables, et rayonnant dans tous les domaines spectraux. Des raies d'émission sont produites par toute nébuleuse gazeuse de faible densité excitée par des étoiles chaudes.

Des enveloppes circumstellaires marquent divers stades de la vie d'une étoile :

- nébuleuses proto-stellaires enveloppant de très jeunes étoiles - telles les étoiles T Tauri ;
- coquilles gazeuses et poussiéreuses produites par l'importante perte de masse d'étoiles dans les étapes finales de leur évolution, telles les nébuleuses planétaires (NP) autour de vieilles étoiles de faible masse, ou les nébuleuses annulaires (ring nebulae) autour d'étoiles Wolf-Rayet (WR) massives, ou encore les restes de supernovae (RSN) autour d'étoiles à neutrons (étoiles très massives dans un stade dégénéré).

Des régions nébulaires étendues peuplent le milieu interstellaire. Les régions d'hydrogène ionisé (régions  $H^+$  ou H II) sont mélangées à des nuages poussiéreux, et sont le théâtre d'une active formation stellaire.

Certaines galaxies émettent de brillantes raies : galaxies à flambées d'étoiles en formation, ou galaxies riches en étoiles WR massives, ou encore galaxies avec de puissantes pertes de masse en leur bulbe et galaxies à noyau actif (dites AGN).

## 2 Raies d'émission nébulaires de recombinaison et interdites

Les détecteurs à haute performance (tels les caméras CCD) utilisés depuis quelques décennies permettent d'observer le spectre d'objets très faibles, ce qui

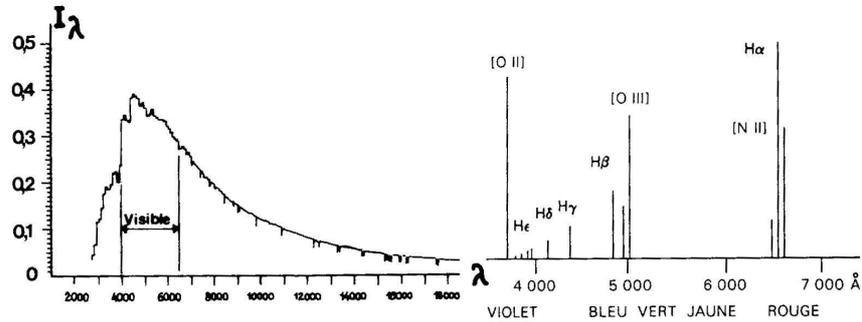


FIGURE 1. Spectres du Soleil –à gauche– et d'une nébuleuse –à droite– (Acker, 2005).

était impossible avec les procédés photographiques. Les études spectrométriques sont à présent ouvertes à un nombre croissant d'observateurs, incluant les amateurs. Les objets à émission sont les meilleurs candidats pour une étude productive, car l'énergie qu'ils rayonnent est concentrée en des domaines spectraux très étroits : les raies d'émission.

## 2.1 Les raies d'émission

En 1830, Fraunhofer observa le spectre du Soleil (voir aussi le chapitre de J.P. Rozelot dans ce volume), et y découvrit de fines raies noires sur le fond brillant (26 000 observées dans le visible). En 1860, Gustav Kirchhoff, physicien allemand, identifia ces raies (avec Robert Wilhelm Bunsen) et montra que trois types de spectres peuvent être produits :

- spectres continus émis par un gaz très chaud et très comprimé, ou par un solide incandescent ;
- spectres discontinus de raies émises par un gaz diffus chaud ;
- spectres discontinus de raies absorbées dans un spectre continu par un gaz diffus, froid, situé devant la source du spectre continu.

Les propriétés physiques des sources ont pu être déduites de ces observations : (i) la distribution de l'énergie dans un spectre continu dépend de la température de la source, qui apparaît d'autant plus bleue (courtes longueurs d'onde) que sa température est élevée ; (ii) chaque élément chimique produit un spectre de raies d'émission (ou d'absorption) spécifique, et pourra donc être identifié par son spectre, constituant en quelque sorte sa carte d'identité.

Les spectres des objets astronomiques se répartissent en deux catégories distinctes : spectres d'étoiles tel celui du Soleil, ou spectres nébulaires, tel celui présenté sur la Fig. 1.

**Le spectre de l'hydrogène.** En 1885, Johan Balmer observa le spectre de radiations fines émises par l'hydrogène excité, et formula une expression empirique donnant la position de la série de raies observées dans le visible (appelée série de Balmer). En 1920, dans le contexte de la mécanique quantique, Einstein apporta une nouvelle dimension à la description ondulatoire de la lumière (rappelons que le prix Nobel lui fut décerné pour son explication de l'effet photoélectrique) : Einstein montra que les ondes lumineuses transportent de l'énergie via un flux de particules à masse nulle, appelées photons en 1926 par Gilbert N. Lewis<sup>1</sup> (On consultera également le chapitre d'A. Klotz dans ce volume). Chaque photon transporte un quantum d'énergie proportionnel à la constante de Planck  $h$  et inversement proportionnel à la longueur de l'onde  $\lambda$  :

$$E_{\text{photon}}(J) = \frac{hc}{\lambda}$$

Cette énergie vaut environ  $4 \times 10^{-19} J$  pour un photon jaune, pour lequel  $\lambda = 0.5 \times 10^{-6} m$ , avec  $h = 6.626 \times 10^{-34} J \cdot s$  et  $c$ , vitesse de la lumière.

La dualité onde-particule a ensuite été appliquée à la structure de l'atome –telle que proposée par Niels Bohr en 1915– afin d'expliquer la production de radiations discrètes (raies spectrales). Le moment angulaire de l'électron orbitant autour du noyau a été quantifié, et sa valeur pour l'hydrogène doit être proportionnelle à des multiples entiers de la constante de Planck  $h$  divisée par  $2\pi$  ( $h = 6.626 \times 10^{-34} J \cdot s$ ).

Utilisant les lois de Coulomb et de Newton, Bohr démontra que, dans l'atome d'hydrogène, l'électron se trouve à des distances spécifiques du proton, sur des orbites ayant des niveaux d'énergie spécifiques dépendant de la constante de Planck, de la charge de l'électron, et des masses du proton et de l'électron :

$$E_n(eV) = \frac{-13.6}{n^2} \quad (n \text{ est le nombre quantique principal}).$$

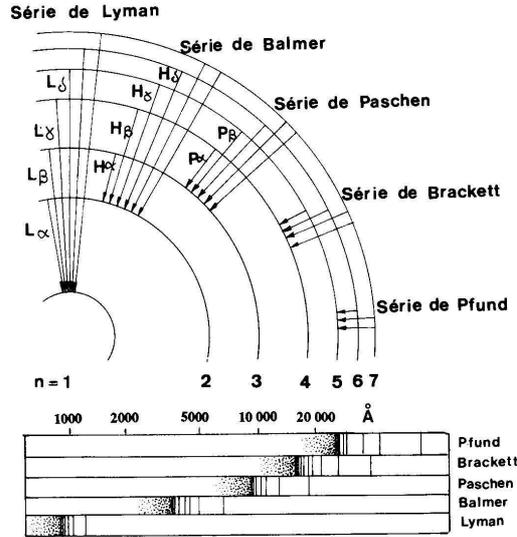
Dans l'orbite la plus basse (niveau fondamental), l'énergie de l'électron est égale à  $-13,6 eV$  (c'est la valeur du potentiel d'ionisation). La deuxième orbite (premier niveau excité) correspond à une énergie de  $-3,4 eV$ . Quand un électron transite d'une orbite de haut niveau d'énergie  $n$  à une orbite  $m$  de basse énergie, un photon est émis transportant une énergie égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux,  $E_n - E_m$  :

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda} = 13,6 \left[ \frac{1}{n_m^2} - \frac{1}{n_n^2} \right]$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{13.6}{hc} \left[ \frac{1}{n_m^2} - \frac{1}{n_n^2} \right] = 109677,5 \left[ \frac{1}{n_m^2} - \frac{1}{n_n^2} \right] \text{ cm}^{-1}$$

---

1. G. Lewis, 1926, Nature, 118, p. 874.



**FIGURE 2.** Séries des raies d'émission de l'hydrogène (Acker, 2005). En bas, le continuum adjacent aux séries de raies est émis par le gaz de protons capturant des électrons libres à vitesse aléatoire.

Cette expression donne la formule de Balmer généralisée aux raies de l'hydrogène, et confirme la relation empirique établie par Johan Balmer en 1885 :  $n_m = 1$  pour la série de Lyman (dans l'ultraviolet),  $= 2$  pour la série de Balmer (dans le visible),  $= 3$  pour la série de Paschen (dans l'infrarouge) (voir Fig. 2).

**Les raies de recombinaison.** La recombinaison d'un électron avec un ion  $H^+$  produit des raies d'émission.

Les divers niveaux d'énergie sont calculés pour deux cas :

- Cas A : la nébuleuse peu dense est optiquement mince dans toutes les raies ;
- Cas B : la nébuleuse très dense est optiquement épaisse dans les raies de Lyman, une situation plus réaliste que le cas A.

La durée de vie d'un niveau excité est très courte ( $\approx 10^{-8}$  s). L'émissivité  $j$  s'exprime comme suit :

$$j = \frac{h\nu}{4\pi} N_e N_H \cdot A(N_e, T_e)$$

$A$  : coefficient de recombinaison effective proportionnel à  $1/T_e$ .

$N_e$  et  $T_e$  : densité et température électroniques.

$N_H$  : densité de l'hydrogène.

L'ionisation et l'excitation des raies de l'hydrogène et de l'hélium nécessitent de très hautes énergies. Mais l'abondance de ces éléments est très importante, aussi le spectre nébulaire visible montre les brillantes raies de Balmer, dominées par la raie  $H\alpha$  (voir Fig. 1).

À côté des raies de recombinaison (les plus intenses brillant dans le rouge), les spectres nébulaires montrent d'autres types de raies brillantes, les raies dites *interdites* désignées par le nom de l'élément entre crochets (les plus brillantes dominant le visible par un doublet vert).

**Les raies interdites (excitées par collision).** En 1864-65, William Huggins a pu observer (pour la première fois) le spectre d'une nébuleuse (il s'agissait de NGC 6543), mais ne put identifier le doublet vert (jamais observé dans un laboratoire terrestre, et inconnu des spectroscopistes théoriciens). Aussi le doublet vert fut attribué à un nouvel élément baptisé « nébulium » (à l'instar de l'« hélium » qui fut découvert en 1859 dans le Soleil avant d'être observé dans un laboratoire).

En 1928, Bowen montra que les raies du « nébulium » sont en réalité dues aux transitions entre les niveaux de basse énergie de  $O^{++}$  dans sa configuration fondamentale, transitions excitées par les collisions d'électrons (voir Fig. 3). Mais la probabilité de transition est très faible, et la durée de vie de ces niveaux métastables est très longue. Dans les laboratoires terrestres (si la densité est trop grande), les niveaux excités sont rapidement dépeuplés par des collisions avec des électrons, avant que la transition radiative ne puisse se faire. C'est pour cela que ces raies sont appelées *interdites*.

Le taux de désexcitation collisionnelle par unité de volume ( $cm^3s^{-1}$ ) est relié au quantum de la force de collision mécanique entre deux niveaux,  $\Omega$  (paramètre de valeur proche de 1) :

$$N_e n_2 q_{21} = \frac{8,6 \times 10^{-6} \cdot n_2 \cdot N_e \cdot \Omega_{12}}{T_e^{1/2}} \frac{1}{g_2} \quad (1)$$

Le taux d'excitation est égal à :

$$N_e n_1 q_{12} = N_e n_1 \frac{g_2}{g_1} q_{21} \cdot e^{-\chi_{12}/kT} \quad (2)$$

$\chi_{12}$  : différence d'énergie entre les niveaux 1 et 2

$k$  : constante de Boltzmann

$n_i$  : population du niveau  $i$

$q_{21}$  : probabilité de désexcitation collisionnelle et  $q_{12}$  : probabilité d'excitation collisionnelle des niveaux 1 à 2

$g_1$  : poids statistique du niveau 1 et  $g_2$  : poids statistique du niveau 2

$N_e$  and  $T_e$  : densité et température électroniques.

La Fig. 3 présente les niveaux inférieurs des ions OII, OIII, NII et SII.

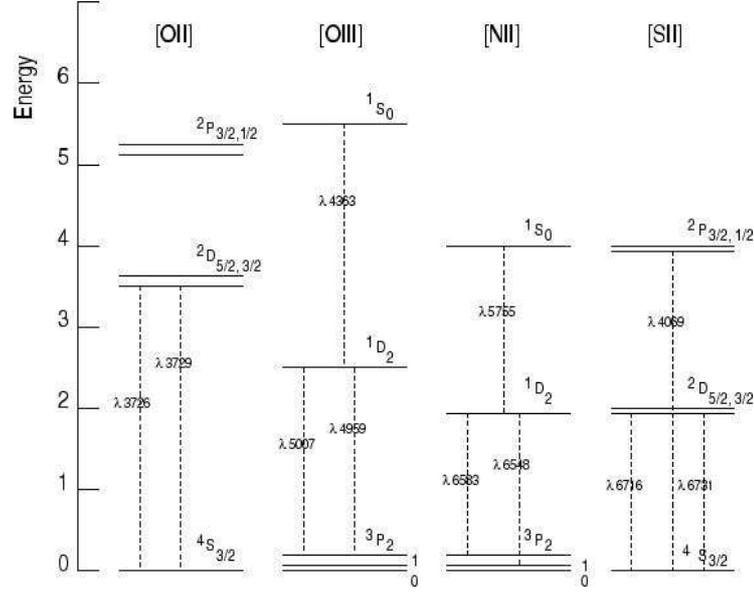


FIGURE 3. Niveaux d'énergie (eV) des ions OII, OIII, NII, SII.

Quand le milieu est dense, des désexcitations collisionnelles se produisent ( $q_{21}$  non nul), et l'équilibre devient :  $n_2(N_e q_{21} + A_{21}) = N_e n_1 q_{12}$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{N_e q_{12}}{A_{21}} \left[ \frac{1}{1 + N_e q_{21}/A_{21}} \right] \quad (3)$$

L'émissivité de la raie est alors :

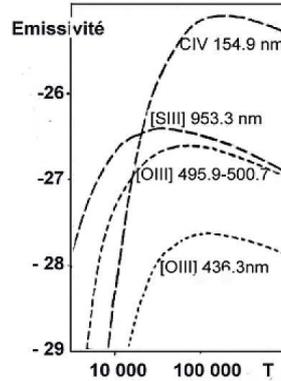
$$j_{21} = N_e n_1 q_{12} \frac{h\nu_{21}}{4\pi} \left[ \frac{1}{1 + N_e q_{21}/A_{21}} \right]$$

Pour  $N_e \rightarrow \infty$ , la raie interdite ne sera plus émise ( $A_{21} \rightarrow 0$ ). Aux hautes densités, le rapport des taux de transitions permises et interdites est d'environ un million. Les niveaux peuplés à basse densité pour les raies interdites sont dépeuplés à haute densité par la combinaison des collisions et des transitions permises.

Dans un gaz à très faible densité, l'excitation conduit toujours à l'émission de la raie par désexcitation radiative ( $q_{21}$  étant pratiquement nul), et l'équilibre s'écrit :  $n_2 A_{21} = N_e n_1 q_{12}$ .

Pour tout ion à deux niveaux, une excitation collisionnelle sera donc suivie d'une désexcitation radiative, la raie émise ayant une émissivité égale à :

$$j_{21} = n_2 A_{21} \frac{h\nu_{21}}{4\pi} = N_e n_1 q_{12} \frac{h\nu_{21}}{4\pi}$$



**FIGURE 4.** Emissivité de raies nébulaires (en  $W/cm^3$ , par ion, par électron incident, en échelle log) en fonction de la température électronique, pour une faible densité (quelques  $10^2/cm^3$ ). (D'après Grazyna Stasinska, communication privée).

Pour  $N_e \rightarrow 0$ , l'émissivité des raies interdites apparaît bien plus grande que celle des raies de recombinaison, ceci pour deux raisons : (1) comme la densité des gaz est faible, la désexcitation collisionnelle est pratiquement nulle ; (2) Les niveaux bas des ions ne sont séparés que par de faibles quantum d'énergie (quelques  $kT_e$ ) ce qui conduit à des raies émises dans les domaines visible et même IR, tandis que les transitions permises sont très difficiles à exciter vu leurs niveaux d'énergie élevés, et seront donc produites dans l'UV lointain (voir Fig. 4).

**Les raies interdites sont d'excellents agents de refroidissement des gaz.**

L'émissivité (par ion, par électron incident) est proportionnelle à  $\sqrt{T_e}$ . La Fig. 4 montre que l'émissivité de raies brillantes nébulaires est maximale pour des températures bien supérieures à 10 000 K. La raie CIV est émise dans l'UV, et la raie [SIII] apparaît dans l'IR. Le domaine visible est dominé par le doublet vert de [OIII].

La durée de vie des niveaux métastables est très longue (secondes à heures) d'où une très faible probabilité de transition radiative :  $P_1(s^{-1}) = 0,03$ . La probabilité que l'électron quitte le niveau métastable suite à une collision dépend essentiellement de la densité :  $P_2(s^{-1}) = 3.10^{-4} \times \frac{N_e}{\sqrt{T_e}}$

Les raies interdites seront émises jusqu'à l'égalité  $P_1 = P_2$ , soit  $\frac{N_e}{\sqrt{T_e}} = 100$ . Ce rapport est réalisé pour les conditions usuelles des nébuleuses : densité  $\simeq$  température  $\simeq$  10 000.

Si la température baisse, les raies interdites ne sont plus émises. Or leur intense émission évacue beaucoup d'énergie, donc dès qu'elles ne sont plus émises, la température s'élève jusqu'à ce que  $\frac{N_e}{\sqrt{T_e}} \leq 100$ , auquel cas les raies interdites

sont ré-émises, etc. Le doublet vert de [OIII] joue donc un rôle de thermostat, empêchant une trop grande élévation de la température.

## 2.2 Détermination des paramètres du plasma grâce aux raies interdites

**La température nébulaire avec les raies [OIII].** L'ion [OIII] est caractérisé par des potentiels d'excitation de 2,5 eV et 5,3 eV entre les niveaux bas  $^3P$  et les niveaux  $^1D$  et  $^1S$  (Fig. 3). La transition de  $^1S_0$  à  $^1D_2$  correspond à la raie interdite à 4363Å. Les transitions de  $^1D_2$  à  $^3P_{1,2}$  produisent les raies interdites à 5007Å et 4959Å. Le rapport des raies de ce doublet est constant, égal à 2,9 : aussi quand la raie la plus intense est surexposée, il suffit de multiplier par ce facteur l'intensité de la raie 4959.

Si la température nébulaire croît, le rapport du nombre d'ions dans l'état  $^1S_0$  au nombre d'ions dans l'état  $^1D_2$  augmente, et la raie à 4363Å devient plus brillante en comparaison du doublet à 5007Å et 4959Å. Il est donc possible d'estimer la température électronique de la nébuleuse en mesurant le rapport  $R$  :

$$R = \frac{j(\lambda 5007) + j(\lambda 4959)}{j(\lambda 4363)} = \frac{j(^1D_2 \rightarrow ^3P_2) + j(^1D_2 \rightarrow ^3P_1)}{j(^1S_0 \rightarrow ^1D_2)}$$

Après plusieurs calculs, utilisant les équations 1 et 2, on obtient (en donnant aux divers symboles leurs valeurs numériques) :

$$R = 8,32 \times e^{(3,29 \times 10^4)/T_e} \times \frac{1}{K} \text{ avec } K = 1 + 4,5 \times 10^{-4} \times \frac{N_e}{\sqrt{T_e}}$$

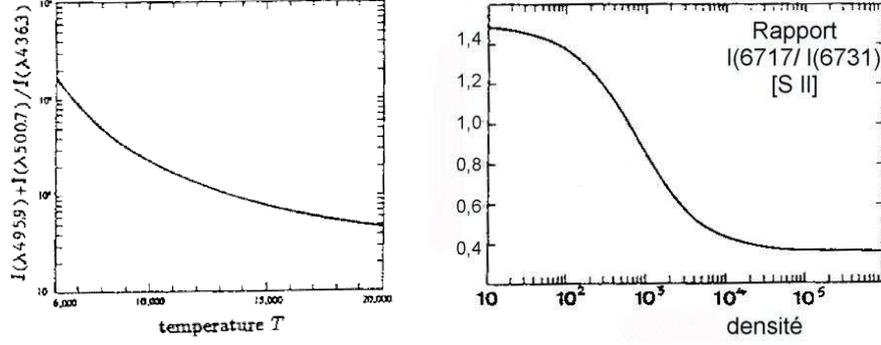
$R$  est donc fortement dépendant de la température. Pour les densités nébulaires usuelles,  $K \simeq 1$ , d'où une relation simplifiée permettant le calcul de la température :

$$T_e = \frac{3,29 \times 10^4}{\ln(R/8,3)} \quad (\text{Fig. 5}).$$

Remarque : Pour des régions nébulaires plus froides, la température pourra être estimée par le rapport de l'intensité des raies interdites de [NII]  $\frac{j(\lambda 6583) + j(\lambda 6548)}{j(\lambda 5755)}$ .

Notons que le rapport des raies rouges  $\frac{j(\lambda 6583)}{j(\lambda 6548)}$  est constant, égal à environ 3.

**La densité nébulaire.** Le rapport  $\frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)}$  des raies du doublet rouge de [SII] permet la détermination de la densité électronique, car les deux raies correspondent à la même énergie d'excitation, donc leur rapport est indépendant de



**FIGURE 5.** Détermination de la température et de la densité électroniques. *A gauche* : Rapport  $R$  des intensités des raies  $[OIII]$  en fonction de la température  $T$  ( $K$ ), pour des nébuleuses de faible densité. *A droite* : Rapport des intensités des raies  $[SII]$  en fonction de la densité, avec  $T = 10^4 K$  (Osterbrock, 1974).

la température. L'équilibre inclut la désexcitation collisionnelle. Si le niveau le plus élevé est noté  $2a$  et le plus bas  $2b$ , on obtient :

$$\frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)} = \frac{n_{2a} A_{2a1} h \nu_{2a1}}{n_{2b} A_{2b1} h \nu_{2b1}} \approx \frac{n_{2a} A_{2a1}}{n_{2b} A_{2b1}} \quad (4)$$

L'équation 3 donne :  $\frac{n_{2a}}{n_1} = \frac{N_e q_{12a}}{A_{2a1}} \left[ \frac{1}{(1 + \frac{N_e q_{2a1}}{A_{2a1}})} \right]$ . Une expression similaire est obtenue pour l'indice  $b$ .

En combinant ces équations, on obtient une relation entre le rapport des intensités des raies et la densité :

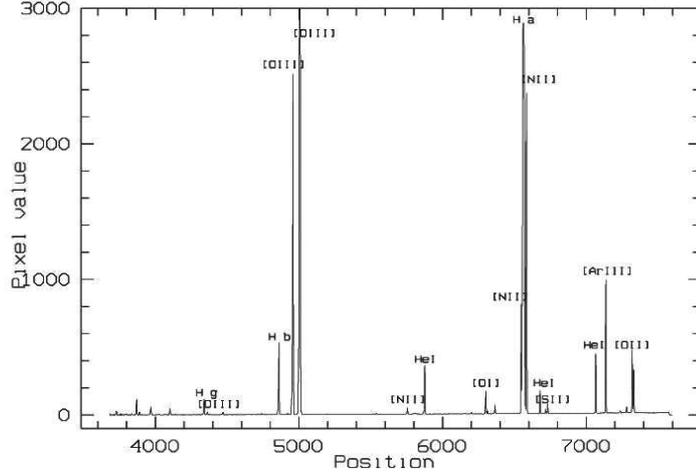
$$\frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)} = \frac{q_{12a}}{q_{12b}} \cdot \left[ \frac{(1 + \frac{N_e q_{2b1}}{A_{2b1}})}{(1 + \frac{N_e q_{2a1}}{A_{2a1}})} \right]$$

Les autres niveaux ne sont pas pris en compte, car les températures usuelles sont trop faibles pour exciter des niveaux plus élevés.

- Pour des densités très faibles,  $N_e \ll \frac{A_{2a1}}{q_{2a1}}$ , d'où :

$$\frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)} = \frac{q_{12a}}{q_{12b}} = \frac{\Omega_{2a1}}{\Omega_{2b1}} \cdot e^{\chi_{2a2b}/kT} \approx \frac{\Omega_{2a1}}{\Omega_{2b1}} = \frac{g_{2a}}{g_{2b}}$$

Le rapport des raies culmine à 1.5 pour les limites des faibles densités. En effet, pour les niveaux  ${}^2D_{5/2}$  ( $=2a$ ) et  ${}^2D_{3/2}$  ( $=2b$ ),  $g_{2a} = 6$  et  $g_{2b} = 4$ .



**FIGURE 6.** Spectre d'une nébuleuse planétaire typique, PN G055.5-00.5 (observée par l'auteur, télescope de 152-cm. European Southern Observatory).

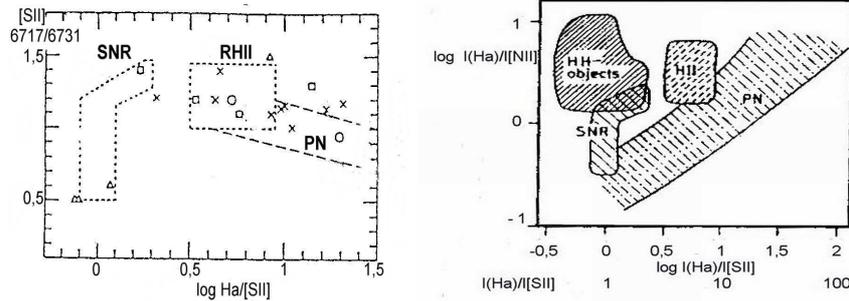
- Pour les densités les plus élevées,  $N_e \gg \frac{A_{2a1}}{q_{2a1}}$ , d'où :  $\frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)} = \frac{g_{2a} A_{2a1}}{g_{2b} A_{2b1}} \approx 0.38$  (Fig. 5).

Remarque : Si le spectre permet de sonder le domaine violet, et si la résolution spectrale est suffisante, on peut utiliser également les raies du doublet [OII]  $\frac{j(\lambda 3729)}{j(\lambda 3726)}$  dont le rapport indique la température.

**Les raies les plus importantes pour le diagnostic du plasma.** Pour étudier les propriétés du plasma à l'aide d'un spectre pris dans le domaine visible, des raies spécifiques devront être mesurées (voir Fig. 6) :

1. *L'extinction interstellaire* est obtenue grâce au décrétement de Balmer, essentiellement le rapport des raies  $H\alpha$  sur  $H\beta$  (rapport observé comparé au rapport théorique = 2,85). En utilisant cette constante d'extinction, on pourra dérougir toutes les raies et ensuite déterminer les paramètres physiques et chimiques du plasma.
2. *La température électronique* est obtenue par le rapport  $R$  des intensités dérougées du doublet vert de [OIII] (ayant un rapport de 2,9) à la raie  $\lambda 4363$ .
3. *La densité électronique* est obtenue par le rapport du doublet [SII]  $\frac{j(\lambda 6716)}{j(\lambda 6731)}$ .
4. *La classe d'excitation de la nébuleuse* dépend de la température de l'étoile centrale, et est estimée par l'intensité de la raie de Helium II (très difficile à exciter)  $\lambda 4686$  apparaissant aussi intense que la raie  $H\beta$  si l'étoile excitatrice est très chaude (voir Fig. 19).

Les régions neutres froides sont indiquées par la présence de la raie  $\lambda 6300 \text{ \AA}$ .



**FIGURE 7.** Classification d'objets à émission. *A gauche* : Relation entre le rapport d'intensité des deux raies [SII], et le rapport  $H\alpha$  / [SII]. *A droite* : Relation entre les rapport  $H\alpha$  / [NII] et  $H\alpha$  / [SII]. (D'après Sabbadin et al. 1986).

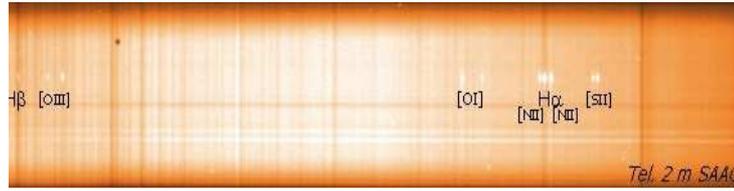
Notons que le doublet rouge [SII] est spécialement intéressant, car la valeur de son intensité globale (par rapport à la raie  $H\alpha$  est un bon critère pour la séparation de nébuleuses photo-ionisées et des nébuleuses très denses dont l'émission [SII] résulte essentiellement d'un mécanisme de chocs (RSN, ou objets proto-stellaires HerbigHaro, ou galaxies à noyau actif AGN) (Fig. 7).

### 3 Une galerie d'objets à raies d'émission

Les objets à raies d'émission sont de faible densité et faible brillance de surface, et souvent difficiles à détecter et observer. La Fig. 8 présente l'image 2D du spectre d'une faible nébuleuse planétaire (NP) située dans le bulbe galactique, obtenue avec une caméra CCD. Pour analyser le spectre de la NP, diverses opérations sont nécessaires pour corriger des émissions parasites suivantes :

- (1) les rayons cosmiques (points brillants concentrés sur quelques pixels),
- (2) le spectre solaire diffusé par l'atmosphère en cette nuit de Pleine Lune (continu brillant et raies d'absorption sombres couvrant tout le champ),
- (3) les brillantes émissions du ciel nocturne couvrant tout le champ (ces raies peuvent être identifiées grâce à l'applet du Dr Joachim Köppen : <http://astro.u-strasbg.fr/~koppen/applet>),
- 4) Les étoiles se trouvant dans le champ (traces fines de leur continu brillant), et (5), les défauts CCD (voir les chapitres par C. Buil et V. Desnoux).

**Calibration des spectres.** Un exemple de la procédure permettant la calibration des spectres est donné avec des spectres pris au télescope de 152 cm de l'*Observatoire de Haute-Provence (OHP)* équipé du spectrographe *AURELIE*, au cours d'une mission de 5 nuits organisée par l'auteur pour les étudiants du DEA/MASTER d'astrophysique de l'Observatoire de Strasbourg, Université



**FIGURE 8.** Spectre 2D d'une petite nébuleuse planétaire du bulbe galactique observé par Quentin Parker au télescope SAAO de 2-m, pendant une nuit de Pleine Lune. Les principales raies nébulaires sont identifiées.

Louis Pasteur.

Le spectrographe offre un domaine spectral de  $900 \text{ \AA}$  avec un pouvoir de résolution  $(\frac{\lambda}{\delta\lambda})$  d'environ 5000. Nous avons choisi le domaine rouge, moins affecté par l'extinction, et contenant plusieurs des raies importantes pour le diagnostic du plasma. Les spectres 1D d'une série d'objets à raies d'émission sont montrés en Fig. 10.

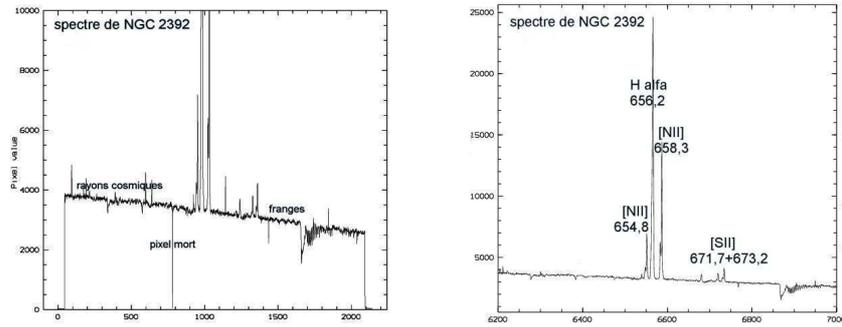
Le logiciel professionnel utilisé pour la réduction et l'analyse des spectres *MIDAS*, *Munich Image Data Analysis Software* est disponible sur le site de l'*ESO - European Southern Observatory*. Pour les procédures plus spécifiques aux amateurs, voir les chapitres de Christian Buil et de Valérie Desnoux dans cet ouvrage. Deux étapes de la réduction avec *MIDAS* du spectre de la NP NGC 2392 sont présentées en Fig. 9.

Afin de pouvoir corriger les spectres des défauts instrumentaux, des *spectres de calibration* doivent être observés au cours de chaque nuit. Tous les spectres doivent d'abord être débarrassés de tous les rayons cosmiques (avec un filtre spécifique), et des raies d'émission du ciel nocturne.

- *L'Offset* est produit par une translation systématique des spectres pour éviter des signaux négatifs, translation qui devra donc être soustraite. L'image *OFFSET* qui comprend uniquement le signal de bruit de fond électronique est prise en bloquant toute entrée de lumière pouvant arriver sur le CCD. Pour éviter d'introduire du bruit lors de la soustraction, on a utilisé une moyenne de 25 spectres.

- *Le Flat Field* est un spectre destiné à corriger de la réponse inhomogène des pixels du CCD et des réflexions et réfractions parasites dans les instruments. Pour cela, on prend le spectre d'une surface éclairée uniformément par une lampe à spectre continu (généralement lampe au tungstène) ou le spectre de l'intérieur de la coupole éclairée par la lumière du jour.

Ce spectre (auquel on a soustrait l'Offset moyen) est divisé par le meilleur *fit* de la forme du continuum, de sorte à obtenir un *flat field normalisé FFN*. Ce spectre *FFN* montre uniquement les écarts à 1 dus (i) aux irrégularités de réponse de chaque pixel; (ii) aux franges d'interférence produites par les CCD minces. Chaque spectre astronomique (corrigé de l'offset et des rayons cosmiques) sera divisé par ce spectre *FFN*.



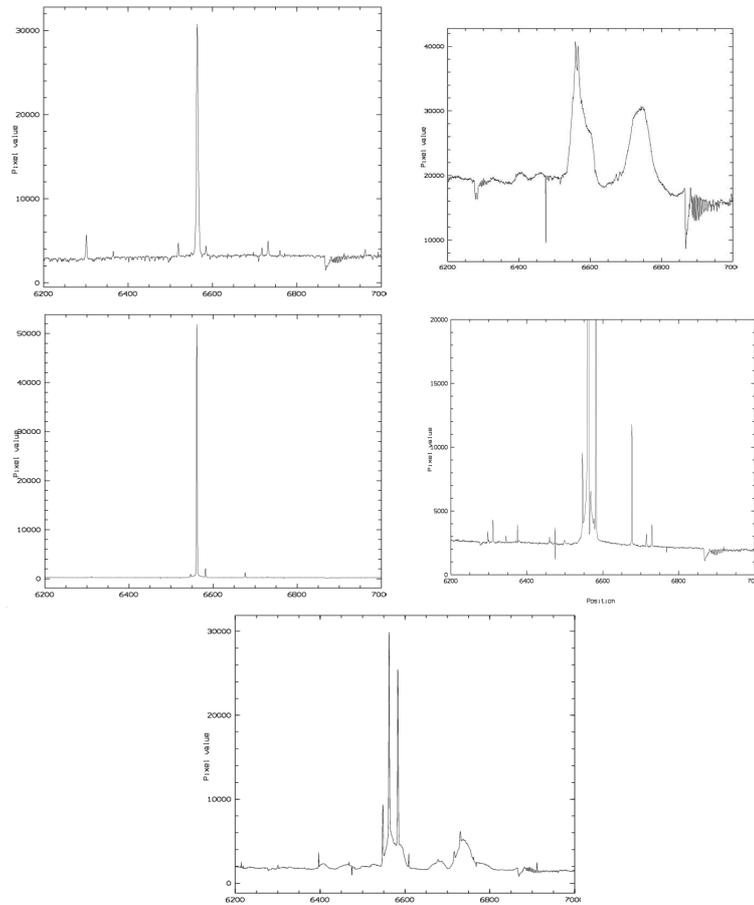
**FIGURE 9.** Spectres observés de la nébuleuse planétaire NGC 2392. *A gauche* : *spectre brut* avec les pics étroits des rayons cosmiques, le signal nul d'un pixel mort, les franges d'interférence dans la partie rouge du spectre. *A droite* : *spectre réduit*. On note que les raies sont dédoublées par l'expansion. (Télescope de 152-cm de l'OHP, spectrographe AURELIE,  $R = 5000$ , pose de 600 sec).

- *La calibration en longueurs d'onde* est faite grâce au spectre d'une lampe d'argon et thorium (pour ce domaine rouge), permettant le re-échantillonnage de l'échelle des pixels en une échelle de longueurs d'onde.
- *La calibration en flux* des spectres obtenus doit permettre de corriger des effets suivants : (1) l'extinction et le rougissement causés par l'atmosphère terrestre. Pour cela on applique des lois et tables spécifiques au lieu d'observation, en tenant compte de la masse d'air au moment de l'observation ; (2) la réponse globale du dispositif instrumental. Pour cela on observe chaque nuit une à trois *étoiles standard spectrophotométriques*, dont le flux absolu (donné pour une série de longueurs d'onde dans des tables publiées) permet d'accéder au spectre en flux absolus. Le spectre réduit (corrige de l'offset, divisé par  $FFN$ , calibré en longueur d'onde) de chaque étoile standard observée sera divisé par le spectre absolu des tables, ce qui donne la *courbe de réponse* de la nuit en cours.

En résumé, le spectre réduit s'obtient par la succession des opérations suivantes :

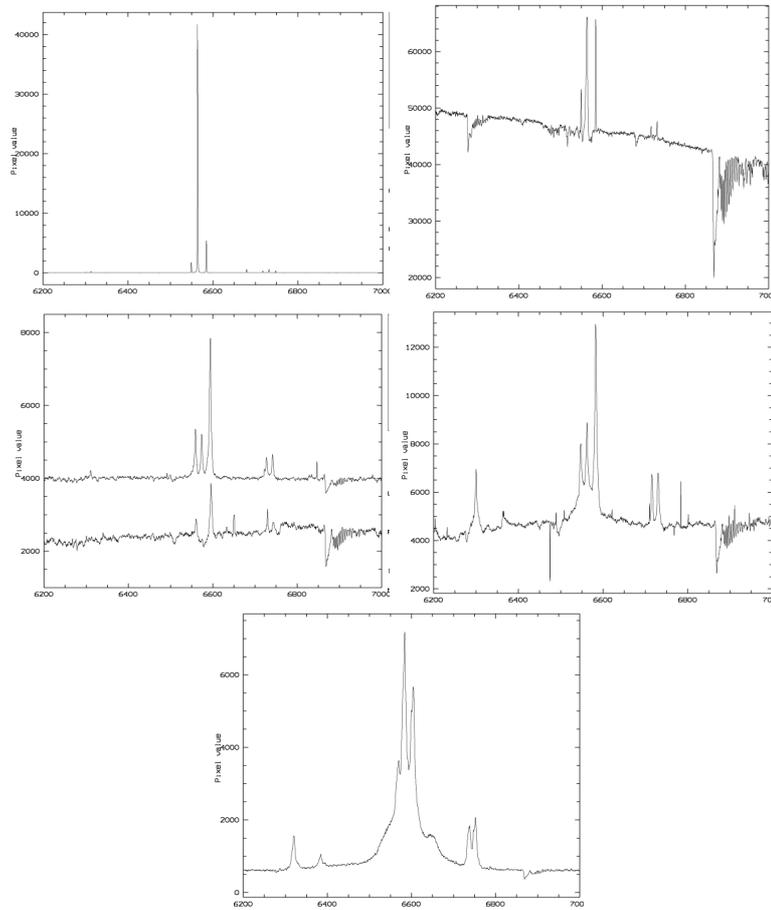
- suppression des rayons cosmiques et raies du ciel nocturne ;
- soustraction de l'offset ;
- division par le  $FFN$  ;
- calibration en longueurs d'onde ;
- correction des effets de l'atmosphère terrestre ;
- division par la *courbe de réponse*.

**Spectres de divers objets à émission.** Les spectres présentés sur la Fig. 10 ont été réduits selon cette procédure. Un examen rapide permet de sonder quelques secrets des objets observés.



**FIGURE 10.** Spectres d'objets à émission dans le domaine centré sur la brillante raie  $H\alpha$ . De gauche à droite et de haut en bas : - 1) Objet protostellaire T Tau (10 min) - 2) Etoile Wolf-Rayet WR 137 (5 min) - 3) Nébuleuse planétaire NGC 6543, pose de 1 min, et 4) pose de 10 min, avec  $H\alpha$  saturé. - 5) Nébuleuse planétaire NGC40, avec un noyau WR (3 min) .

Tous les spectres sont calibrés en flux relatifs. On remarque sur tous les spectres une complexe structure en absorption à  $6870 \text{ \AA}$ , due à la molécule d'eau de l'atmosphère terrestre. Les observations ont été effectuées au télescope de 152-cm de l'OHP, avec le spectrographe AURELIE,  $R = 5000$  - Observations DEA Strasbourg 2003.



**FIGURE 10. Suite.** Spectres d'objets à émission dans le domaine centré sur la brillante raie  $H\alpha$ . De gauche à droite et de haut en bas : - 6) Nébuleuse d'Orion (30 sec) - 7) Etoile chaude du Trapèze dans la nébuleuse d'Orion (2 min) - 8) Galaxie M 51, grande spirale (en haut) et compagnon (en bas) (30 min) - 9) Galaxie M 81 (30 min) - 10) Galaxie de Seyfert NGC 4151 (30 min).

#### Spectres d'étoiles très jeunes.

Les **étoiles T Tau** représentent une étape précédant l'équilibre sur la séquence principale. Le continuum stellaire est creusé de quelques raies d'absorption, et montre les principales émissions nébulaires dues au cocon gazeux d'où ces étoiles ont émergé ( $H\alpha$ , doublets [SII] et [NII], [OI]).

#### Spectres d'enveloppes autour d'étoiles en fin d'évolution.

Les **étoiles WR** sont des étoiles très massives et chaudes en fin de vie. WR 137 dévoile le carbone et l'azote produits par la fusion de l'hélium. Car l'étoile

a perdu son enveloppe riche en hydrogène au stade d'étoile variable *Luminous Blue Variable* (LBV). Les raies stellaires sont élargies par une violente éjection de masse : la largeur à mi-hauteur (FWHM)<sup>2</sup> de 59 Å des deux brillantes raies stellaires indique un vent stellaire de vitesse atteignant 3000 km/s. La nébuleuse en expansion du stade LBV reste visible par la faible raie H $\alpha$  détectée au sommet bleu de la large raie WR. Cette raie nébulaire est divisée en deux composantes très fines, révélant une vitesse d'expansion de  $175 \pm 25$  km/s.

**Les nébuleuses planétaires** (NP) ont été éjectées par des étoiles de faible masse (voir chapitre suivant). Le spectre est dominé par les intenses raies nébulaires, se détachant au-dessus du faible continuum bleu de l'étoile centrale (voir les spectres de NGC 6543 et NGC 2392, Fig. 10 et Fig. 9). Le spectre de NGC 6543 montrant une raie H $\alpha$  saturée (inutilisable!) indique une densité de quelques  $10^3$  cm<sup>-3</sup> (grâce au doublet [SII]).

Quelques étoiles centrales de NP sont de type WR. Ainsi, le spectre de NGC 40 montre les fines raies nébulaires usuelles, superposées à un étrange spectre de larges raies formées par l'intense vent stellaire (voir point 4.4).

### Spectres de régions H II.

La **nébuleuse d'Orion M42** est une région HII typique où naissent les étoiles. Le spectre est dominé par la raie H $\alpha$  flanquée des (relativement faibles) raies [NII] (de rapport 3). Le doublet [SII] indique une densité d'à peine 500 particules par cm<sup>-3</sup>.

Un spectre de la partie centrale de M42 montre le continu brillant d'une jeune étoile bleue du Trapèze, dont la raie d'absorption H $\alpha$  est pratiquement comblée par la brillante émission nébulaire H $\alpha$  (saturée).

### Spectres de galaxies à émission.

Toutes les galaxies spirales contiennent des régions H II, qui apparaissent (sur des images en couleurs) comme des perles roses bordant les bras spiraux. Ces régions ionisées émettent les fines raies nébulaires observées sur les spectres de galaxies spirales. Ainsi :

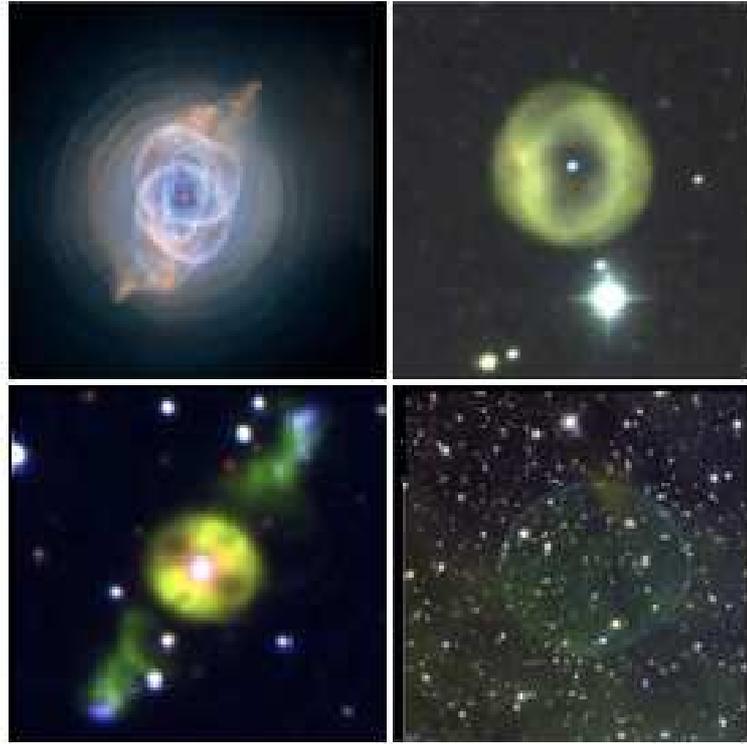
La galaxie des « chiens de chasse » **M 51** est un exemple de galaxies en interaction, où le compagnon nain est attiré par la spirale géante. Les raies d'émission nébulaires sont décalées d'un *redshift* donné par  $z \cdot c \simeq 490 \pm 25$  km/s. La distance  $D$  de la galaxie peut être estimée par la loi de Hubble :

$$z \cdot c = H_0 \cdot D \implies D = 8 \pm 0.3 \text{ Mpc (avec } H_0 = 60 \text{ km/s/Mpc)}.$$

A noter que la raie H $\alpha$  en émission est très intense pour la spirale, mais est presque invisible pour le compagnon nain, dont la raie d'absorption H $\alpha$  est due probablement à la population stellaire dominante pour la naine.

La galaxie **M 81** est le site de violents jets, vents stellaires et chocs. Aussi les raies [SII], [NII] et [OI] apparaissent très intenses par rapport à H $\alpha$ , et les ailes de toutes les raies sont élargies.

2. En anglais : Full With at Half Maximum.

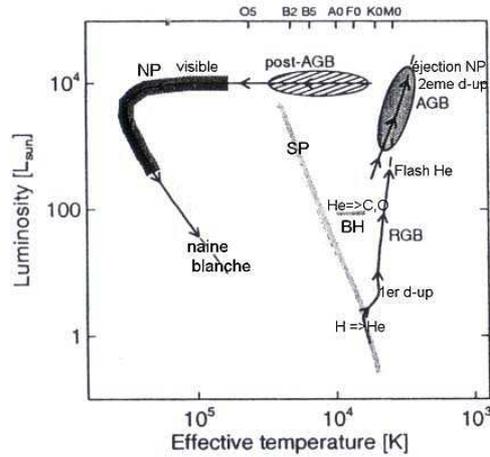


**FIGURE 11.** Images de nébuleuses planétaires. De gauche à droite, et du haut vers le bas : NGC 6543, *l’Oeil de chat*, observé par le Hubble Space Telescope. IC 5148 observé par le groupe Astrophotography de Neustadt. *ETHOS 1* observé en 2009 au Very Large Telescope de l’ESO par Henri Boffin et al. La nébuleuse *Bulle de savon* découverte en 2007-2009 par des amateurs : D. M. Jurasevich, K. B. Quattrocchi et M. Helm, Nicolas Outters.

La galaxie **NGC 4151** est de type Seyfert I avec un noyau actif (AGN), d’où un spectre de raies très larges avec une grande dispersion de vitesses.

#### 4 Détermination de paramètres physiques d’une nébuleuse : le cas des nébuleuses planétaires

Les nébuleuses planétaires (NP) représentent les étapes finales de la vie des étoiles de type solaire. Les images au sol montrent souvent une forme d’anneau (Fig. 11 à droite), tandis que les images à haute résolution révèlent des structures complexes et des enveloppes multiples, signatures de plusieurs épisodes de pertes de masse (Fig. 11 à gauche).



**FIGURE 12.** Evolution d'une étoile de masse solaire depuis la séquence principale, en passant par les stades de géante rouge (RGB-Red Giant Branch), d'étoile de la branche horizontale (BH), de géante de la branche asymptotique (AGB), de post-AGB, puis de nébuleuse planétaire (NP), jusqu'au stade dégénéré de naine blanche.

Les NP marquent la rapide transition entre le stade de géante rouge et l'étape finale de naine blanche des étoiles de masse inférieure ou égale à 8 masses solaires (voir diagramme HR, Fig. 12). L'étoile a éjecté son enveloppe au stade AGB *Asymptotic Giant Branch*. Les processus de pertes de masse sont contraints par la rotation de l'étoile, et/ou par sa binarité, ce qui peut expliquer la formation d'un disque ou tore poussiéreux. Quelques milliers d'années après le stade AGB, l'étoile s'est effondrée et réchauffée; ses photons UV ionisent l'enveloppe qui rayonne l'énergie absorbée, rendant la NP visible via les raies d'émission nébuleuses. L'étoile centrale est devenue le siège d'un vent très rapide (1000 - 2000  $km/s$ ), qui souffle la matière en deux lobes se dressant au-dessus du tore opaque (voir Fig.11-gauche). La nébuleuse planétaire a donc une morphologie complexe, explorée grâce à des observations multi-longueurs d'onde (Fig. 13). Mais vu leur grande distance, seule une vingtaine de NP ont pu être détaillées par le HST ou le VLT, et la plupart des NP ont un aspect flou et souvent quasi-stellaire.

**Les catalogues.** Toutes les données observées sont présentées dans des catalogues. Le *Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae (SECGPN)* fut publié par Acker et al. 1992, 1996, et sa version digitale est hébergée par le Centre de Données astronomiques de Strasbourg (CDS) :

[http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieRPlanetary Nebulae V/84](http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieRPlanetary+Nebulae+V/84).

Le catalogue SECGPN fut largement étendu par Parker, Acker et al. 2006, et Miszalski, Parker, Acker et al. 2008, dans le cadre du projet *MASH* conduit par les universités de Strasbourg et Sydney :

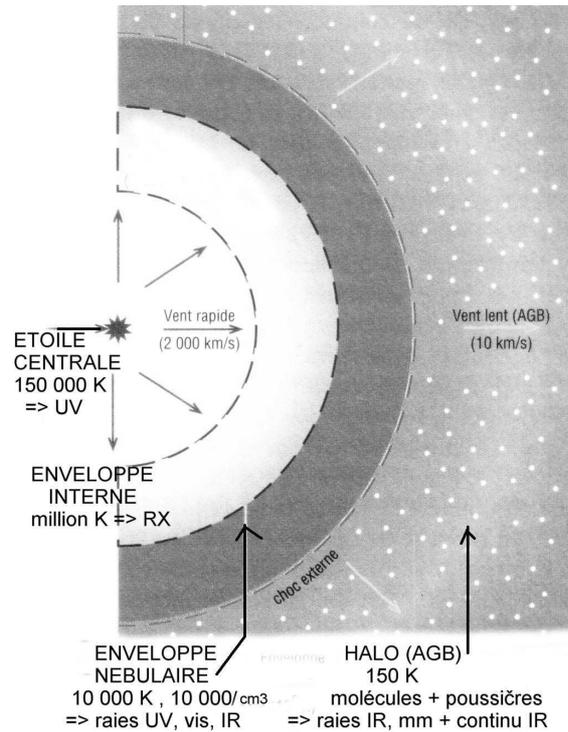


FIGURE 13. Structure d'une nébuleuse planétaire (Acker, 2005).

*Macquarie/AAO/Strasbourg H $\alpha$  Planetary Nebulae Galactic Catalog*

<http://vizier.u-strasbg.fr/vizier/MASH>.

Un catalogue global contenant environ 3 000 PN est publié par le CDS (Miszalski, Acker, Parker, Ochsenbein, 2011, en préparation). Ce catalogue inclura les quelques NP découvertes par des amateurs (voir un exemple Fig. 11 à droite en bas).

Pour déchiffrer les propriétés de la NP observée et de son étoile centrale, les raies permettant le diagnostic du plasma sont analysées, en admettant que le gaz est isotherme avec une densité uniforme. La première étape consiste à déterminer la constante d'extinction, qui permettra de dérouter toutes les raies observées.

#### 4.1 Extinction interstellaire de la nébuleuse (avec $F(H\alpha)/F(H\beta)$ )

L'extinction et le rougissement interstellaires modifient considérablement le rapport des raies spectrales ; ainsi le coefficient relatif d'extinction  $\frac{F(H\alpha)}{F(H\beta)}$  a une valeur de 0,325 (en log), (voir Fig. 14).

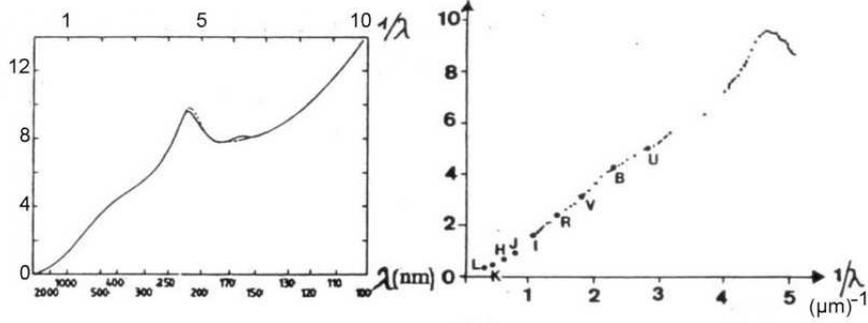


FIGURE 14. Variation de l'extinction et du rougissement interstellaires (d'après Potasch, 1984).

La constante d'extinction est définie par le rapport logarithmique des flux  $F(H\beta)$  théorique et observé :  $c(H\beta) = \log \left[ \frac{F(H\beta)^{th}}{F(H\beta)^{obs}} \right]$ . Si nous connaissons la valeur théorique (*th*) d'un rapport de raies, en particulier  $\left[ \frac{F(H\alpha)}{F(H\beta)} \right]^{th}$  égal à 2,85, la constante  $c$  peut être déduite du décrement de Balmer observé :

$$c(H\beta) = \log \left[ \frac{(F(H\alpha)/F(H\beta))^{obs}}{(F(H\alpha)/F(H\beta))^{th}} \right] \times \frac{1}{0,325}$$

Le *Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae* (Acker et al. 1992, 1996) donne pour chaque NP les valeurs observées  $I(H\alpha)^{obs}$  relatives à  $I(H\beta)^{obs} = 100$ . Le SECGPN peut être consulté sur le site du CDS : [http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieRPlanetary Nebulae V/84](http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieRPlanetary+Nebulae+V/84).

On peut donc écrire dans ce cas :

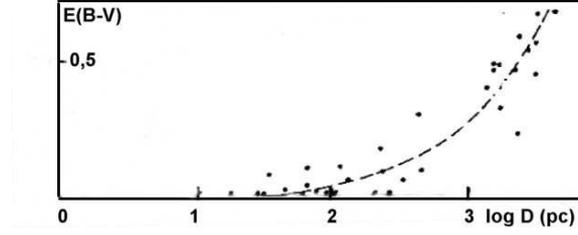
$$c(H\beta) = \log \left( \frac{I(H\alpha)^{obs}}{100 \times 2,85} \right) \times \frac{1}{0,325} = 3,08 \log I(H\alpha)^{obs} - 7,55.$$

Par exemple, pour une NP très proche (sans extinction significative), on aura :  $I(H\alpha)^{obs} \simeq 285$  si  $I(H\beta)^{obs} = 100$ . Les intensités indiquées dans le catalogue montrent que l'extinction est généralement élevée (allant souvent à plus de 3 pour les grandes distances). Tylenda et al. (1992) ont publié les constantes d'extinction de nombreuses NP.

Notons que le SECGPN catalogue a été complété par Parker et al. 2006, et Miszalski et al. 2008, dans le cadre du projet mené conjointement par Strasbourg et Sydney, appelé *MASH (Macquarie/AAO/Strasbourg H $\alpha$  Planetary Nebulae Galactic Catalog*, <http://vizier.u-strasbg.fr/vizier/MASH>).

## 4.2 Distances des nébuleuses

La détermination de la distance d'une NP est très difficile car aucune des méthodes standard ne peut être utilisée. Des distances individuelles sont connues



**FIGURE 15.** Relation entre  $E(B-V)$  et la distance (en parsec  $pc$ ) d'étoiles vues autour (15 minutes d'arc) de la nébuleuse planétaire (NP) M 1-7. La distance de la NP peut être estimée grâce à l'extinction  $c(H\beta) = 0,7$  et l'indice de couleur dérivé (d'après Sabbadin, 1984).

pour quelques dizaines de NP ; seules quelques NP ont été observées par la sonde Hipparcos (Acker et al. 1998).

**Distances individuelles** (avec la constante d'extinction  $c(H\beta)$ ).

L'indice de couleur  $E(B-V)$  peut être déterminé pour les étoiles vues dans le champ entourant la NP, étoiles dont la distance peut être évaluée par la parallaxe ou des données photométriques (voir le Centre de données astronomique de Strasbourg : <http://cdsweb.u-strasbg.fr/CDS.html>), permettant de construire la relation entre l'indice de couleur et la distance (Fig. 15). Sachant que  $c(H\beta) = 1,47 E(B-V)$ , on pourra ensuite estimer la distance de la NP par interpolation graphique.

**Distances statistiques** (avec le flux dérougi de  $H\beta$  et le rayon angulaire).

- La méthode de *Shlovsky* suppose que toutes les NP ont la même masse ionisée  $M$  et sont optiquement minces, ce qui permet de déduire la distance à partir du rayon angulaire  $\theta$  (en secondes d'arc) et le flux  $H\beta$  dérougi, en supposant que la température électronique est de  $10^4 K$  (voir Pottasch, 1984, p. 115) :

$$D = 22,8 \times \frac{M^{2/5}}{(FF^{1/5} \times (F(H\beta)^c)^{1/5} \times \theta^{3/5})}$$

Avec une valeur de 0,75 pour le *filling* factor  $FF$  et  $M = 0,2M_{\odot}$ , sachant que  $\log H(\beta)^c = \log F(\beta)^{obs} + c$ , on trouve la relation suivante (où  $F(\beta)$  est exprimé en  $10^{-11}W.m^{-2}$  et  $D$  en  $kpc$ ) :

$$\log D = 1,11 - 0,2 \log F(\beta)^c - 0,6 \log \theta$$

Ainsi, la distance est d'environ 3,2  $kpc$  pour une NP dont le flux  $H\beta$  corrigé est de  $10^{-11}W.m^{-2}$  et le rayon angulaire de  $10''$ .

- Pour des NP compactes, denses et optiquement épaisses, la masse peut être estimée comme une fonction de la combinaison du flux  $H\beta$ , de la distance, et de la densité (voir Pottasch, 1984), d'où la relation suivante (avec les mêmes unités

que ci-dessus) :

$$\log D = 0,48 - 0,5 \log F(\beta)^c$$

### 4.3 Les paramètres nébulaires

Les paramètres du plasma peuvent être estimés à partir de rapports des intensités dérogées de raies interdites (voir point 2.2). Les intensités de [OIII] peuvent être reliées à la **température** (voir Fig. 5).

Le rapport des raies du doublet [S II] est sensible à la **densité**  $N_e$  (Fig. 5). Par exemple, NGC 2392 et NGC 6543 sont des NP assez grandes avec une densité d'environ  $5000 \pm 2000 \text{ cm}^{-3}$  déduite du rapport des raies [SII] =  $0,5 \pm 0,1$  (Fig. 9 et Fig. 10).

#### Les abondances chimiques.

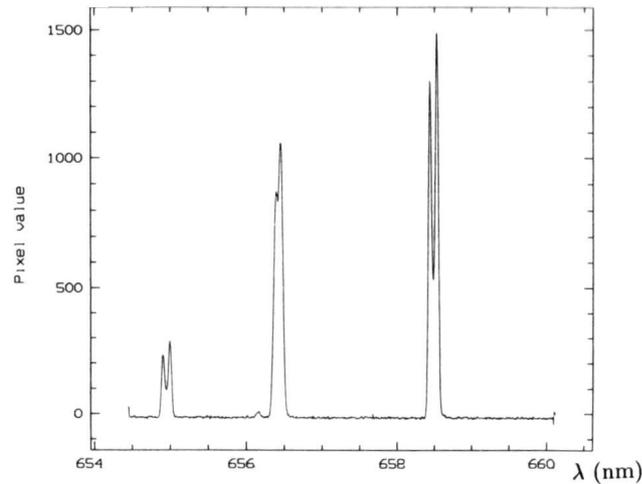
L'abondance chimique des NP est le résultat (i) des abondances du milieu interstellaire où les étoiles progéniteurs se sont formées, et (ii) des produits de la nucléosynthèse de l'étoile sur la séquence principale et des remontées de matière *dredge-up* produites durant la montée vers les stades de géantes rouges (Fig. 12). De ce fait, les abondances d'un grand nombre de NP peuvent donner des informations sur l'évolution chimique de la Galaxie, car l'oxygène, le néon, l'argon, le soufre reflètent la métallicité (liée à l'âge) de la région de formation des étoiles. Les abondances nébulaires du carbone, de l'azote, de l'hélium, reflètent la nucléosynthèse, fonction de la masse et de l'évolution de l'étoile.

Les divers éléments chimiques présents dans la nébuleuse sont plus ou moins ionisés par les photons UV de l'étoile. Chaque élément ionisé se situe dans une zone spécifique appelée *sphère de Strömgen*, dont le rayon est déterminé par la température de l'étoile et le potentiel d'ionisation de l'ion considéré.

Ainsi, le rayon de la *sphère de Strömgen* de  $\text{He}^{++}$  s'exprime comme suit :

$$\int_{4.\nu_0(H)}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{4}{3} \pi R^3 N_e (N_{\text{He}^{++}}) \alpha(\text{He}^+, T)$$

Les spectres dérogés sont analysés en supposant que la nébuleuse peut être représentée par un volume homogène dans lequel les température, densité, et degré d'ionisation sont constants. Connaissant la température et la densité électroniques, on peut calculer l'émissivité de toutes les raies ; puis à partir de l'intensité des raies observées relative à  $F(\text{H}\beta)$ , on peut déduire les abondances ioniques relatives à  $\text{H}^+$ . Dans les cas où [N II] et [O III] permettent de déterminer la température électronique, on utilisera la température déduite de [N II] pour tous les éléments de faible ionisation (N II, O II, S II, S III), et la température déduite de [O III] pour les ionisation plus élevées (O III, Ne III, Ar IV). Pour tenir compte des degrés d'ionisation qui ne sont pas accessibles (dont les raies intenses sont présentes dans des domaines spectraux non observables), on applique des formules empiriques de corrections d'ionisation, pour pouvoir dériver les abondances élémentaires (voir Osterbrock, 1974).



**FIGURE 16.** Spectre à haute résolution de la Nébuleuse Planétaire (NP) NGC 6620, observée par l'auteur au télescope ESO/CAT avec un pouvoir de résolution de 60 000 (soit 0,01 Å).

Cette procédure est utilisée dans un applet créé par Dr Joachim Köppen, permettant une rapide estimation des paramètres du plasma :

<http://astro.u-strasbg.fr/~koppenn/applet>

#### La vitesse d'expansion.

La vitesse d'expansion est déduite du dédoublement de chaque raie (de longueur d'onde  $\lambda$ ) en deux composantes séparées d'une valeur  $S$  :  $V_{exp} = \frac{1}{2} \cdot S \cdot \frac{c}{\lambda}$ . Par exemple, pour la raie H $\alpha$  on aura :  $V_{exp} = 23 S$  (Å).

Pour la plupart des NP, la vitesse d'expansion se situe autour de 25 km/s, et n'est mesurable que sur des spectres à haute résolution (mieux que 5 km/s correspondant à 0,1 Å dans le domaine centré sur 600 nm). La vitesse d'expansion de NGC 2392 est l'une des plus importantes connues pour les NP. Elle peut donc se mesurer même à basse résolution (voir Fig. 9). La séparation des raies dédoublées de [N II] et [S II] donne une vitesse d'expansion de  $85 \pm 3$  km/s, tandis que la raie H $\alpha$  apparaît très élargie, et sans dédoublement, un phénomène observé pour toutes les NP.

Autre exemple : la Fig. 16 montre la partie rouge du spectre de la NP NGC 6620. Les raies [NII] sont fines et bien dédoublées par rapport à la raie H $\alpha$ . Les vitesses d'expansion sont de 21 km/s pour H $\alpha$  et 23 pour [NII].

Une telle différence s'explique pour deux raisons :

- la vitesse  $V_{exp}$  est plus élevée dans les régions externes plus froides, où la densité et le niveau d'ionisation des ions sont plus faibles (cas des raies [N II]) ;

- l'élargissement thermique est le plus grand pour  $H\alpha$ , car la vitesse d'agitation thermique est statistiquement proportionnelle à  $\sqrt{T/m}$ , avec  $m_H = 1$  et  $m_N = 14$ . Ainsi, la raie [N II] est  $\sqrt{14}$  fois plus étroite que la raie  $H\alpha$ .

**Le stade évolutif de la NP** peut être estimé à partir de la durée de l'expansion de la nébuleuse :

$$\text{age (10}^3\text{yrs)} = 2,37 \times \frac{\theta \times D}{V_{exp}}$$

où le rayon angulaire  $\theta$  est exprimé en secondes d'arc, la vitesse d'expansion  $V_{exp}$  en  $km/s$ , et la distance  $D$  en  $kpc$ .

#### 4.4 Les paramètres de l'étoile centrale

Les étoiles centrales (ou noyaux) des NP (ECNP) sont très chaudes ( $T \geq 30\,000\text{ K}$ ) et leur spectre est dominé par un continuum bleu (même ultraviolet) ne présentant que quelques rares raies d'absorption. Environ 10% des ECNP connues sont de type [WR] (de même spectre que les étoiles WR massives, mais marquées [WR] pour les ECNP de faible masse).

##### **Vents stellaires et noyaux [WR].**

De violents vents stellaires créent une enveloppe circumstellaire se dilatant, avec une extension de quelques 10 à 100 rayons stellaires (quelques  $10^6\text{ km}$ ), caractérisant une photosphère dominée par les vents. La NP est une nébuleuse très vaste (quelques  $10^{12}\text{ km}$ ) entourant ce complexe système stellaire.

Le noyau de NGC 40 est relativement froid (type [WC 8], voir Acker & Neiner 2003), et son spectre présente donc les raies CII et CIII à basse ionisation, visibles dans la partie rouge du spectre (voir Fig. 10). Mais les raies stellaires les plus intenses sont CIII-5696 et CIV-5801/5812 (Fig. 17). La largeur (FWHM) de la raie CIII indique un vent stellaire d'environ  $1\,000\text{ km/s}$  (Acker et al. 2002).

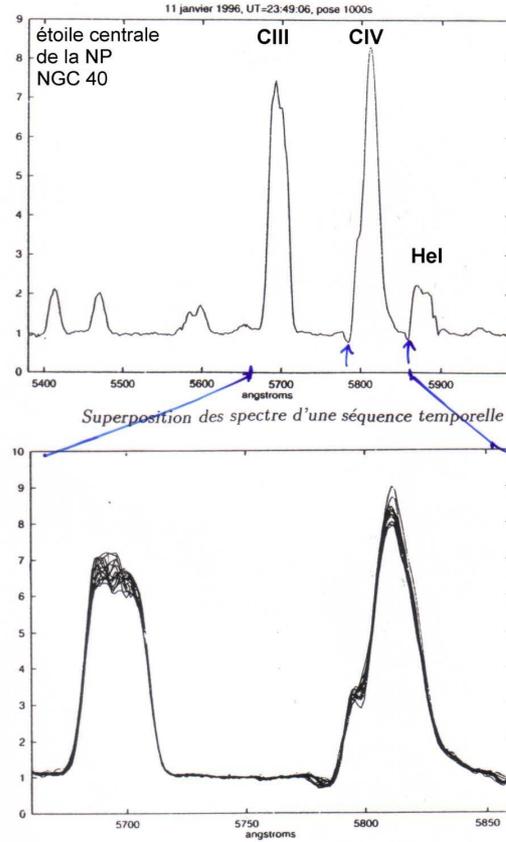
Au bas de l'aile droite des raies CIV et HeI, on voit une absorption typique d'un *profil P-Cygni*. Comme indiqué par la Fig. 18, le flanc bleu abrupt de cette absorption permet d'estimer la vitesse maximale (dite terminale) du vent stellaire. L'émission très large de l'enveloppe (surface de la partie H de la figure) indique la valeur totale de la perte de masse.

##### **Température stellaire $T^*$ (d'après la classe d'excitation).**

Une ECNP « froide » ( $30\,000\text{ K}$ ) sera enveloppée d'une nébuleuse de gaz peu ionisés, souvent neutres ; une ECNP « chaude » ( $100\,000\text{ K}$ ) pourra ioniser tout le gaz, qui donc émettra de brillantes raies de [O III] et He II-4686Å ; l'intensité de ces raies, relativement à  $H\beta$  permet de définir des *classes d'excitation* (voir Aller, 1956), croissant avec la température des ECNP (Fig. 19).

##### **Luminosité $L^*$ (utilisant $V$ , $c$ , $T^*$ , et $D$ ).**

- La magnitude absolue bolométrique  $M^*$  de l'étoile dépend de la distance, et

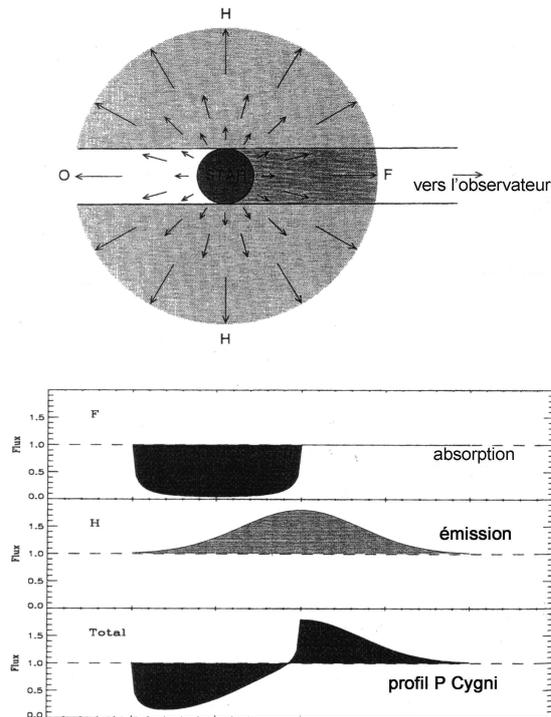


**FIGURE 17.** Les raies CIII-5696 et CIV-5801/5812 de l'étoile centrale de type [WC8] de la Nébuleuse Planétaire (NP) NGC 40, observée par l'auteur (OHP, télescope de 152-cm, spectrographe AURELIE,  $R = 11\,000$ ). La partie basse de la figure montre les profils superposés obtenus par une série de poses consécutives de 15 min. Le sommet de la raie CIII montre de petites structures avec une vitesse variable dans un laps de temps assez court, reflétant la nature inhomogène du vent stellaire (clumping).

de la magnitude stellaire observée  $V$  corrigée avec la constante d'extinction  $c$  et la correction bolométrique  $BC = -42,5 + 10 \log T^* + 29000/T^*$  :

$$M^* = V - 2,11c - BC - 5 \log D + 5$$

- Si le flux total émis par l'ECNP est absorbé et totalement réémis par le gaz, la luminosité stellaire peut être directement reliée au flux  $H\beta$ . Une relation empirique donne une valeur moyenne de 160 pour le rapport entre le flux stellaire et le flux  $H\beta$ , rapport pouvant s'étendre de 100 à 600 ou même davantage pour



**FIGURE 18.** Formation d'un profil P-Cygni dans une enveloppe circumstellaire créée par un vent stellaire violent (d'après Lamers & Casinelli, 1999).

des ECNP extrêmement froides.

**La masse de l'ECNP** peut être estimée par la position de l'ECNP sur le diagramme HR Température/Luminosité, par comparaison avec des tracés évolutifs théoriques calculés pour diverses valeurs de la masse (voir Fig. 20). Rappelons que la masse limite de la naine blanche est de 1,44 masse solaire.

**La binarité des ECNP** est difficile à mettre en évidence par l'observation, car ces étoiles sont très faibles. Mais comme la plupart des étoiles passent par le stade NP, le taux de ECNP binaires est probablement important. Par ailleurs, la bipolarité caractérisant de nombreuses NP ne peut s'expliquer que par l'existence d'un disque de poussières entourant l'étoile, et qui serait dû : soit à une rapide rotation stellaire (avec éjection d'un disque équatorial dès le stage AGB), soit à la binarité du noyau (avec densité de poussières plus grande dans le plan orbital). Une cinquantaine de ECNP binaires sont connues actuellement, et le lien avec la bipolarité a été démontré par Brent Miszalski, Agnès Acker et al. 2008b, 2009. Ainsi, le noyau de la NP bipolaire *ETHOS 1* (voir Fig. 11) est une binaire

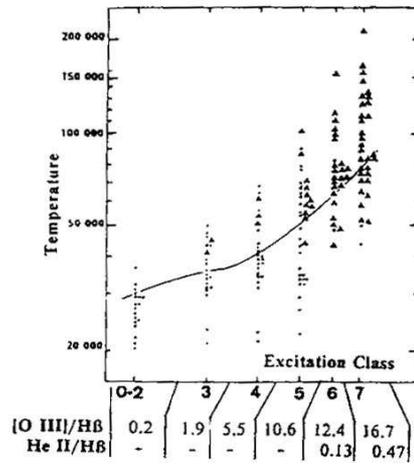


FIGURE19. Température des étoiles centrales ECNP en fonction de la classe d'excitation des nébuleuses dérivées de rapports de raies spécifiques (d'après Acker, Gleizes et al. 1991).

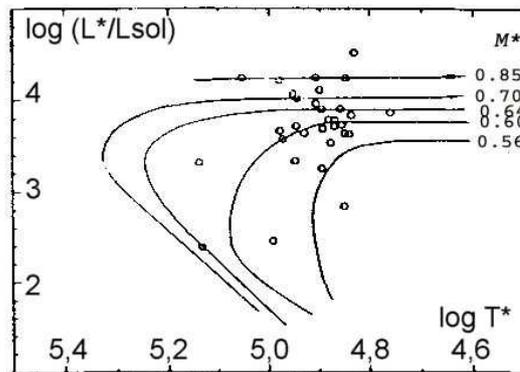


FIGURE20. Diagramme Température / Luminosité pour les étoiles centrales de nébuleuse planétaire (NP). Les tracés théoriques sont donnés pour diverses valeurs de la masse de l'ECNP (0.56 à 0.85 masse solaire) correspondant à des masses initiales de l'étoile progéniteur allant de 0,8 à 5 masses solaires (voir Acker & Neiner, 2003 et Gesicki et al. 2003).

serrée, avec une séparation de 2 millions de km entre les deux composantes, et une période orbitale de 12 heures.

## 5 Conclusions

Les nébuleuses marquent de leurs formes complexes et leurs couleurs les étapes de la vie des étoiles, aussi bien dans notre Voie Lactée que dans les majestueuses galaxies. Les objets à raies d'émission sont les meilleurs candidats pour une analyse spectrale réussie, car leur émission est concentrée dans des radiations spécifiques contenant de nombreuses informations. La connaissance des mécanismes de production des raies de recombinaison et interdites permet de déterminer de nombreux paramètres physiques :

- la constante d'extinction interstellaire obtenue avec le décrément de Balmer ;
- la température de la nébuleuse déduite du rapport des raies [O III] ;
- la densité de la nébuleuse reliée au rapport du doublet rouge de [S II] (noter que la valeur de l'intensité de ces raies permet de distinguer les nébuleuses peu denses de celles dominées par des chocs) ;
- la température de l'étoile centrale reliée à la classe d'excitation de la nébuleuse dépendant de la raie Hélium II  $\lambda 4686$ .

## 6 Remerciements

Nous remercions vivement Joachim Köppen pour le spectrographe itinérant qu'il a construit pour l'école d'Oléron, et pour son *applet* permettant une rapide analyse de spectres à raies d'émission. Un grand merci à Coralie Neiner pour son aide efficace concernant l'insertion des figures sous T<sub>E</sub>X et à Jean-Pierre Rozelot pour sa vigilante relecture traquant les pièges T<sub>E</sub>X. L'auteur remercie l'Observatoire de Haute-Provence pour la mise à disposition des spectres pris avec AURELIE lors de la mission des étudiants du DEA de Strasbourg en mars 2003.

## Références

1. Acker A. : 2005, *Astronomie - Introduction*, Masson-Dunod Ed. (quatrième édition)
2. Acker A., Fresneau A., Pottasch S.R., Jasniewicz G. : 1998, *A sample of planetary nebulae observed by Hipparcos*, A&A 337, 253
3. Acker A., Gesicki K., Grosdidier Y., Durand S. : 2002, *Turbulent PN around [WC]-types stars*, A&A 384, 620
4. Acker A. & Neiner C. : 2003, *Quantitative classification of WR nuclei of planetary nebulae*, A&A 403, 659
5. Acker, A., Tylanda, R., Ochsenbein, Marcout, J., Schohn C. : 1992, *ESO Publication Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic planetary nebulae*.
6. Acker, A., Gleizes, F., Tylanda, R., Stenholm, B. : 1991, *Ann. Phys. Fr.*, 361
7. Allen : 2000, *Astrophysical quantities*, Fourth edition, Springer ed.
8. Aller, L.H. : 1956, *Gaseous Nebulae*, London, Chapman-Hall Ed.

9. Carroll B.W. & Ostlie D.A. : 1996, *An Introduction to Modern Astrophysics*, Addison-Wesley Publishing Company Ed.
10. Franck A. : 1994, *The unity and diversity of Planetary Nebulae*, AJ. 107, 261F.
11. Gesicki K., Acker A., & Zijlstra A. : 2003, *Kinematics, turbulence and evolution of planetary nebulae*, A&A 400, 957
12. Kwok S. : 2001, Ap& SS 265, 3
13. Lamers J.G. & Cassinelli J.P. : 1999, *Introduction to stellar winds*, Cambridge University Press
14. Miszalski, B., Parker, Q. A., Acker, A., Birkby, J. L., Frew, D. J., Kovacevic, A. 2008, MNRAS 384, 525
15. Miszalski, B., Acker, A., Moffat, A. F. J., Parker, Q. A., & Udalski, A. 2008b, A&A, 488, L79
16. Miszalski, B., Acker, A., Moffat, A. F. J., Parker, Q. A., Udalski, A. 2009, A&A 496, 813
17. Miszalski, B., Acker, A., Parker, Q. A., Moffat, A. F. J. 2009, A&A, 505, 249
18. Osterbrock, D.E. : 1974, *Astrophysics of Gaseous Nebulae*, Freeman & Co., San Francisco
19. Parker, Q. A., Acker, A., Frew, D. J., Hartley, M., Peyaud, A. E. J., Ochsenbein, et al. 2006, MNRAS 373, 79
20. Pottasch, S.R. : 1984, *Planetary Nebulae*, Reidel Publish. Company, Dordrecht, NL
21. Sabbadin, F. : 1984, *The PN M1-7*, A & A 137, 177
22. Sabbadin, F. : 1986, A & A Suppl. Ser. 64, 579
23. Tylenda R., Acker A., Stenholm B., Köppen J. : 1992, *The extinction constants for galactic planetary nebulae*, A&A. Suppl. Ser. 95, 337



# Index

- épaisse, 4, 21
- abondance, 5, 22
- AGB, 18
- Aurélie, 11, 13, 14, 25, 28
- Balmer, 3
- Bohr, 3
- bolométrique, 24
- Bowen, 5
- calibration, 11
- ciel nocturne, 11
- classe d'excitation, 10, 24
- collision, 5
- constante d'extinction, 20
- continu, 2
- continuum, 24
- corrections d'ionisation, 22
- courbe de réponse, 13
- densité, 8
- diagnostic, 10
- diagramme HR, 18, 26
- distance, 20
- dredge-up, 22
- E(B-V), 21
- Einstein, 3
- expansion, 23
- extinction, 10, 19
- flat field, 12
- fondamental, 3
- Fraunhofer, 2
- FWHM, 16
- galaxies spirales, 16
- Huggins, 5
- hydrogène, 1, 3–5, 16
- interdites, 5
- interférence, 12
- Kirchhoff, 2
- LBV, 16
- Lyman, 4
- M 42, 16
- M 51, 16
- M 81, 16
- métastables, 5
- masse, 26
- MIDAS, 12
- milieu interstellaire, 22
- mince, 4, 21
- nébuleuses planétaires, 17
- naine blanche, 26
- NGC 2392, 16, 22, 23
- NGC 40, 16, 24
- NGC 4151, 17
- NGC 6543, 16
- NP, 16
- offset, 12, 13
- OHP, 11, 13, 14, 25, 28
- Paschen, 4
- photons, 3
- plasma, 10, 22
- profil P-Cygni, 24
- quantique, 3
- régions H II, 16
- rayons cosmiques, 11
- recombinaison, 4
- redshift, 16
- refroidissement, 7

rougissement, 19

Shlovsy, 21

spectre, 2

sphère de Strömgen, 22

stade évolutif, 24

standard spectrophotométrique, 13

température, 8

Trapèze, 16

vent, 18

vents, 24

WR, 15