



HAL
open science

SPECTROSCOPIE COMÉTAIRE

C. Arpigny

► **To cite this version:**

C. Arpigny. SPECTROSCOPIE COMÉTAIRE. Journal de Physique Colloques, 1971, 32 (C5), pp.C5a-129-C5a-141. 10.1051/jphyscol:1971515 . jpa-00214729

HAL Id: jpa-00214729

<https://hal.science/jpa-00214729>

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.

SPECTROSCOPIE COMÉTAIRE

C. ARPIGNY

Institut d'Astrophysique de l'Université de Liège

Résumé. — Dans la première partie de l'exposé, on décrit les émissions cométaires en distinguant les spectres de la condensation nucléaire (continuum), de la coma (émissions de molécules ou atomes neutres) et de la queue (émissions dues à des ions moléculaires ou atomiques) et on illustre les progrès réalisés grâce à l'utilisation relativement récente de spectrographes à haute résolution associés à de grands télescopes pour l'observation des comètes.

La seconde partie traite de l'interprétation théorique des spectres de comètes. Après avoir établi, grâce à l'analyse détaillée de spectres à haute résolution (dispersion réciproque 20 à 5 Å/mm), que le mécanisme principal d'excitation de la majorité, sinon de la totalité, des émissions cométaires discrètes est la résonance-fluorescence, où la vitesse radiale comète-soleil joue un rôle essentiel en raison du caractère très irrégulier du spectre solaire, nous en sommes arrivés à présent à essayer d'interpréter des effets secondaires détectés récemment dans les spectres. Ces effets sont susceptibles de nous renseigner sur le mouvement des molécules au sein des comètes d'une part et d'autre part, sur les densités totales de molécules, et par conséquent sur la perte de masse gazeuse des comètes, ainsi que sur les températures régnant dans les régions les plus denses des atmosphères cométaires. L'étude de ces détails fins nous oblige à rechercher la plus haute précision en ce qui concerne le spectre solaire et les données moléculaires fondamentales qui interviennent dans le calcul des spectres théoriques.

Abstract. — The first part of the report describes the cometary spectra, in which one can distinguish three separate components : the continuum (from the nuclear condensation), emissions due to neutral molecules or atoms (from the coma), and emissions due to molecular or atomic ions (from the tail). We also illustrate the progress that has been made possible recently thanks to the use of high-resolution spectrographs associated with large telescope in the observations of comets.

In the second part, we present a discussion of the theoretical interpretation of the spectra of comets. The detailed analysis of high-resolution spectra (reciprocal dispersion 20 to 5 Å/mm) has shown that most, if not all, the discrete cometary emissions are produced by a resonance-fluorescence mechanism, in which the heliocentric radial velocity of the comet plays a crucial rôle owing to the very irregular character of the solar spectrum. Current work is aimed at interpreting some secondary effects that have been discovered in the spectra recently. These effects could provide us with information upon the motions of the molecules inside the comets on the one hand and, on the other hand, upon the total molecular densities, hence upon the gaseous mass loss of comets, as well as upon the temperatures prevailing in the densest regions of cometary atmospheres. The study of these finer details requires the highest precision concerning the solar spectrum and all the fundamental molecular data that enter the calculation of the theoretical spectra.

Comme c'est le cas dans de nombreux domaines de l'astrophysique, une partie importante de ce que nous savons des comètes est basée, directement ou indirectement, sur l'analyse spectroscopique circonstanciée de la lumière que nous recevons de ces astres. Nous nous proposons de présenter ici un bref aperçu de nos connaissances sur les spectres de comètes en donnant d'abord une description détaillée de ces spectres et en discutant ensuite le mécanisme d'excitation responsable de leur production. Nous montrerons aussi comment les recherches actuelles s'efforcent d'extraire de ces spectres le maximum de renseignements en vue de préciser les conditions physiques qui règnent dans les comètes.

Description. — Une comète complètement développée se compose de trois parties : le noyau, la coma

et la queue. Cette structure ternaire se reflète sur l'aspect du spectre de la comète, où l'on peut distinguer trois composantes : le continuum, des émissions dues à des molécules ou atomes neutres et des émissions appartenant à des ions moléculaires ou atomiques. Nous allons examiner successivement ces trois composantes.

Le *continuum* est une bande étroite d'émission produite par la réflexion de la lumière solaire par le noyau solide ou, le plus souvent, par la diffusion de cette lumière par des particules entourant le noyau. La nature précise et la composition chimique de ces particules ne sont pas connues, mais on a pu établir que des molécules ni des électrons ne permettraient d'expliquer l'efficacité de cette diffusion. Il doit donc s'agir de particules solides, de grains de poussières.

D'ailleurs, la distribution spectrale du continuum

est fréquemment rougie par rapport à celle de la lumière solaire, bien que dans certains cas, elle ne s'en distingue pas. La théorie de la diffusion de la lumière par des particules solides nous indique, par conséquent, que les poussières cométaires sont souvent de petites particules ayant des diamètres inférieurs au micron, mais qu'elles peuvent atteindre parfois la taille de petits cailloux, ou en tout cas, des dimensions nettement plus grandes que la longueur d'onde du rayonnement diffusé, qui est de l'ordre de 0,5 μ dans la région optique. De récentes observations de comètes dans l'infrarouge semblent conduire à cette même conclusion.

On pourrait obtenir des indications quant à la nature chimique de ces poussières (diélectriques ou absorbantes, par exemple) en étudiant la polarisation de la lumière diffusée ainsi que la dépendance de cette polarisation vis-à-vis de la longueur d'onde, mais les observations adéquates sont hélas, encore trop rares. Le tableau I donne à ce propos, et pour l'intervalle allant de 3 000 à 7 000 Å environ, la liste des fenêtres qui donnent accès au continuum pur, ou virtuellement tel, non contaminé par les émissions discrètes dont il sera question plus loin. Il existe certes d'autres régions de continuum dans le domaine infrarouge. Il est probable, d'ailleurs, qu'ici comme dans le cas des poussières interstellaires, l'observation dans le seul domaine optique ne suffira pas. La région ultra violette ⁽¹⁾, quant à elle, exigera, du point de vue de l'observation du continuum, des comètes très riches en poussières et assez proches de la terre, en raison de la faible intensité du rayonnement solaire dans ce domaine spectral.

TABLEAU I

Fenêtres de continuum

3 200-3 300 Å	4 775-4 825 Å
3 400-3 440 (*)	5 200-5 300
3 630-3 670	5 640-5 680 (*)
4 140-4 180 (*)	5 770-5 860 (**)
4 385-4 425	6 415-6 455

(*) Peut inclure quelques émissions faibles de CO⁺ si une queue d'ions est présente.

(**) Peut inclure quelques émissions très faibles de NH₂.

La largeur du continuum sur les spectres correspond généralement à une dimension angulaire de quelques secondes d'arc. Dans les cas peu fréquents où le continuum est dû au noyau lui-même, cette dimension n'est autre que le diamètre de l'image « stellaire » de ce noyau, élargi par la turbulence

(1) Essentiellement de 2 000 à 3 000 Å, le spectre solaire ne comportant plus que des raies discrètes, d'intensités d'ailleurs variables, en deçà de 2 000 Å environ.

atmosphérique ⁽²⁾. Lorsqu'au contraire, il est produit par la condensation nucléaire de poussières, la largeur angulaire définie par le continuum est celle de ce nuage de poussières, dont le diamètre linéaire est alors de l'ordre de plusieurs milliers de km.

Au continuum sont superposées un certain nombre d'émissions discrètes dues à des radicaux neutres di- et triatomiques, donc à des molécules instables chimiquement, qui forment la nébulosité plus ou moins sphérique que l'on appelle la coma. Ces radicaux sont constitués de deux ou trois des éléments les plus abondants dans l'Univers, l'hydrogène, le carbone, l'azote et l'oxygène : CH, NH, OH, CN, C₂, C₃, NH₂. Les transitions que l'on a pu identifier jusqu'à présent apparaissent dans le tableau II. Il est remarquable qu'elles font toutes intervenir le terme fondamental ou les termes les plus bas des molécules auxquelles elles appartiennent (transitions de résonance). Ces diverses émissions sont illustrées dans les figures 1 à 5. On trouvera d'autres reproductions dans l'« Atlas of Representative Cometary Spectra » de Swings et Haser [1] ou dans des articles récents [2], [3].

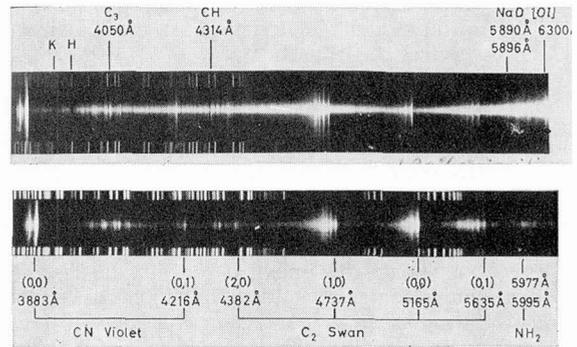


FIG. 1. — Spectres cométaires à faible dispersion dans la région $\lambda\lambda$ 3 800-6 300 (spectrographe à prismes ; dispersion des clichés : 89 Å/mm à λ 3 880). Remarquons que le continuum est plus fort dans la comète d'Eclipse (1948 XI) (en haut) que dans la comète de Cunningham (1941 I). Observatoire McDonald (Texas).

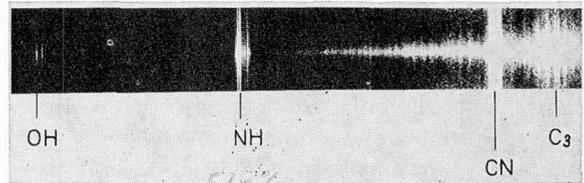


FIG. 2. — Spectre ultraviolet de la comète Cunningham (1941 I) (137 Å/mm à λ 3 360). Obs. McDonald.

(2) Les noyaux de comètes ont des dimensions de l'ordre de 100 m à 10 km, si bien que, lorsqu'ils sont assez brillants pour être distingués, les plus gros d'entre eux même apparaissent toujours comme des étoiles (sources ponctuelles en dehors de l'atmosphère terrestre). Le continuum peut aussi être élargi par un guidage imparfait du télescope pendant la pose du spectrogramme (très faible mouvement relatif du noyau par rapport à l'axe optique du télescope).

TABLEAU II

Emissions moléculaires et atomiques
observées dans les comètes

Emetteur	Transition Coma	Domaine spectral λ (Å)	
OH	$A^2\Sigma^+-X^2\Pi_i$	3 070-3 160	
		3 450-3 490	
NH	$A^3\Pi_i-X^3\Sigma^-$	3 350-3 400	
CN	$B^2\Sigma^+-X^2\Sigma^+$	3 555-3 595	
		3 845-3 885	
CH	$A^2\Pi-X^2\Sigma^+$	4 175-4 215	
		7 800-11 000	
		$B^2\Sigma-X^2\Pi$	3 885-3 925
		$A^2\Delta-X^2\Pi$	4 260-4 350
C_3	Nombreuses transi- tions vibroni- ques	3 750-4 100	
C_2 (*)	$A^3\Pi_g-X^3\Pi_u$	4 350-6 200	
NH_2	Bandes α	4 900-6 900	
K ; Ca	Raies de résonance	7 665-99 ; 4 227	
Cr, Mn, Fe Co, Ni, Cu	Raies de résonance et de faible exci- tation	3 200-5 500	
<i>Queue</i>			
CO_2^+	$A^2\Pi_u-X^2\Pi_g$	3 370-3 840	
CO^+	$A^2\Pi_i-X^2\Sigma^+$	3 400-6 200	
		$B^2\Sigma^+-A^2\Pi_i$	3 500-4 240
OH^+	$A^3\Pi_i-X^3\Sigma^-$	3 565-3 620	
N_2^+	$B^2\Sigma^+-X^2\Sigma^+$	3 540-4 280	
CH^+	$A^1\Pi-X^1\Sigma^+$	3 950-4 260	
Na	$3^2S-3^2P^0$	5 890-5 896	
Ca ⁺	$4^2S-4^2P^0$	3 934-3 968	
[O I]	$3P-1D$	6 300-6 364	

(*) Y compris la bande isotopique (1,0) de $C^{12}C^{13}$ à λ 4 744.

Références pour le tableau II

Faible dispersion :

SWINGS (P.) et HASER (L.), *Atlas of Representative Cometary*, 1956.

Haute dispersion :

— Région photographique :

GREENSTEIN (J. L.), *Astrophys. J.*, 1958, **126**, 106.
STAWIKOWSKI (A.), *Bull. Soc. Roy. Sc. Liège*, 1962, **31**, 414.
ARPIGNY (C.), *Mém. Acad. Roy. Sc. Belg.*, 1965, **35**,
Fasc. 5 (CO^+).
WOSZCZYK (A.), *Studia Soc. Sc. Torunensis*, 1970, **4**, 23.
FEHRENBACH (Ch.), ARPIGNY (C.) et MALAISE (D.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1971 (OH, OH^+ , CO^+).
ARPIGNY (C.), *Bull. Soc. Roy. Sc. Liège*, 1971 (CN, C_3).

— Région visible :

GREENSTEIN (J. L.) et ARPIGNY (C.), *Astrophys. J.*, 1962, **135**, 892.
WOSZCZYK (A.), *Bull. Soc. Roy. Sc. Liège*, 1962, **31**, 396.
ARPIGNY (Cl.), *loc. cit.*, 1965.

— Raies atomiques :

PRESTON (G. W.), *Astrophys. J.*, 1967, **147**, 718.
SLAUGHTER (C. D.), *Astron. J.*, 1969, **74**, 929.
ARPIGNY (C.), *Astron. Astrophys.*, 1972.
Listes d'émissions non identifiées :
ROSEN (B.), SWINGS (P.) et HOUZIAUX (L.), *Ann. Astrophys.*, 1957, **20**, 76.
ARPIGNY (C.), *loc. cit.*, 1971.

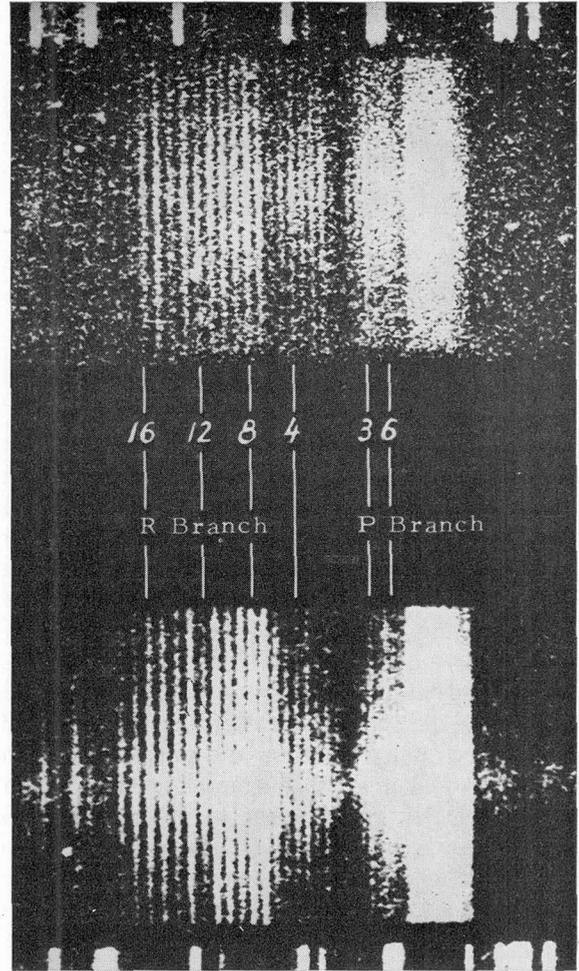


FIG. 3. — La bande violette (0,0) de CN à grande dispersion (18 Å/mm). En bas : Mrkos (1957 V)

($r = 0,60$ u. a., $dr/dt = + 34,7$ km/s),

en haut : Seki-Lines (1962 III).

($r = 0,79$ u. a., $dr/dt = + 46,3$ km/s).

Obs. du Mont Palomar.

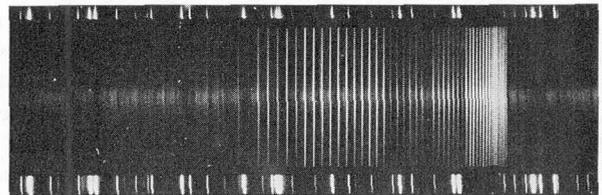


FIG. 4. — La bande violette (0,0) de CN dans la comète Bennett (1969 i) ($r = 0,58$ u. a., $dr/dt = + 15,7$ km/s) (4,5 Å/mm).
Obs. du Mont Wilson.

L'atlas de Swings et Haser venait de sortir de presse lorsque Greenstein obtint, en 1957, à l'Observatoire du Mont Palomar, les premiers spectres cométaires à grande dispersion (comète Mrkos, 1957 V) [4], [5]. Depuis, plus d'une centaine de spectres à grande dispersion relatifs à une douzaine de comètes ont été obtenus à divers endroits, notamment à l'Observatoire de Haute-Provence. L'accroissement de résolution

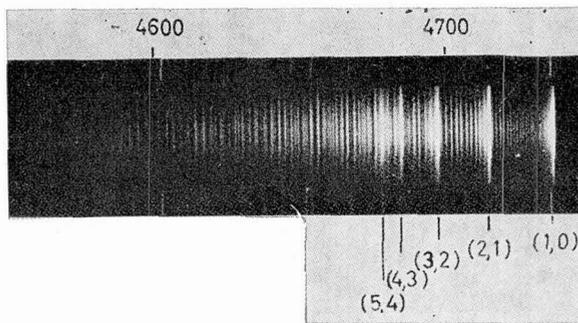


FIG. 5. — Les émissions de Swan de C_2 (séquence $\Delta v = +1$ dans la comète Ikeya (1963 I) ($r = 0,73$ u. a., $dr/dt = -17,6$ km/s) (20 Å/mm). Obs. de Haute-Provence.

spatiale et surtout de résolution spectrale réalisé grâce à l'utilisation de grands spectrographes adjoints aux grands télescopes est considérable. Il s'est accompagné, certes, d'un accroissement parallèle du nombre et de la précision des identifications de raies cométaires, mais il a surtout rendu possible l'étude détaillée de la structure rotationnelle des diverses bandes moléculaires.

Un second atlas de spectres cométaires est en préparation, qui contiendra des reproductions de tous les spectres à dispersion moyenne et à grande dispersion (40 Å/mm à 0,2 Å/mm) existant à l'heure actuelle. Il inclura notamment la plus grande série de clichés spectrographiques jamais obtenus pour une seule comète : la comète brillante de 1970, Bennett (1969 i), a été suivie avec un soin particulier à l'Observatoire de Haute-Provence et à l'Observatoire Européen de l'Hémisphère Sud (E. S. O.), qui ont produit une trentaine de spectres de dispersions réciproques égales à 20, 12 et 7 Å/mm et pris à des distances héliocentriques de 0,6 u. a. (unité astronomique) ⁽³⁾ avant le passage au périhélie et de 0,7 à 1,4 u. a. après le périhélie. La plus grande dispersion utilisée jusqu'à présent pour l'observation des bandes moléculaires correspond à 4,5 Å/mm, sur un spectre de la même comète Bennett obtenu par Preston à l'Observatoire du Mont Wilson (Californie) et couvrant la région des bandes violettes du cyanogène. Les très hautes dispersions (1,2 et 0,2 Å/mm même) se rapportent à des spectrogrammes exceptionnels d'une comète elle-même exceptionnelle, la comète « rasante » Ikeya-Seki (1965 VIII) qui frôla le soleil et fut observée en plein jour, à quelque deux degrés de distance du soleil, notamment à l'aide du télescope solaire de l'Observatoire National de Kitt Peak (Arizona). Ces clichés nous ont montré que, lorsqu'une comète s'approche à moins d'environ 0,2 u. a. du soleil, il apparaît dans son spectre des émissions atomiques dues à des éléments neutres du groupe du fer (chrome, manganèse, fer, cobalt, nickel, cuivre), au potassium et au calcium neutres, ainsi qu'au calcium une fois ionisé, ces nombreuses émissions s'ajoutant aux

(3) L'unité astronomique est la distance moyenne terre-soleil et vaut environ 150 millions de km.

raies D du sodium qui apparaissent déjà vers 1,0 u. a. Quelques-unes de ces émissions sont illustrées dans la figure 6. [Voir aussi réf. [6], [7], [8], [9], [10], [11]].

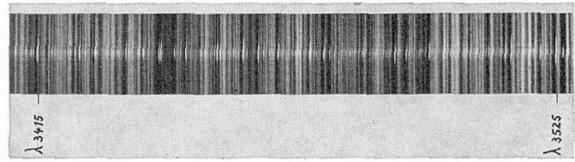


FIG. 6. — Raies atomiques (Fe, Co, Ni) dans le spectre de la comète « rasante » Ikeya-Seki (1965 VIII) ($r = 0,062$ u. a., $dr/dt = +158$ km/s) (1,2 Å/mm). Les émissions cométaires sont superposées au spectre du ciel, l'observation ayant été effectuée en plein jour. Obs. National de Kitt Peak.

L'étendue spatiale des émissions moléculaires (indiquée sur les spectres par leur longueur dans la direction perpendiculaire à la dispersion) couvre un domaine assez grand. CN est toujours le plus long (typiquement, rayon de quelques fois 10^5 km jusqu'à 10^6 km) ensuite viennent C_2 ($\approx 10^5$ km), NH et OH (3×10^4 à plus de 10^5 km), tandis que CH, C_3 et NH_2 sont les émissions les plus courtes ($< 3 \times 10^4$ km). Ces rayons ne sont pas définis de façon très nette, puisque l'intensité des émissions diminue graduellement lors que la distance au centre de la comète croît. Le profil radial, qui donne la distribution d'intensité le long des raies, ou encore la distribution de brillance le long du diamètre du disque cométaire vu par la fente du spectrographe, peut généralement être divisé en trois sections indiquées sur la figure 7 et correspondant à trois régions de densités décroissantes dans la comète elle-même :

1) la région de production, la plus proche du noyau et la plus dense, où les radicaux sont formés par des mécanismes qui n'ont pas encore pu être identifiés, mais qui doivent faire intervenir le rayonnement solaire dans une certaine mesure (réactions (photo) chimiques, évaporation de particules de « glaces » provenant du noyau (H_2O , CH_4 , NH_3 , CO_2 , C_2N_2 ,...),

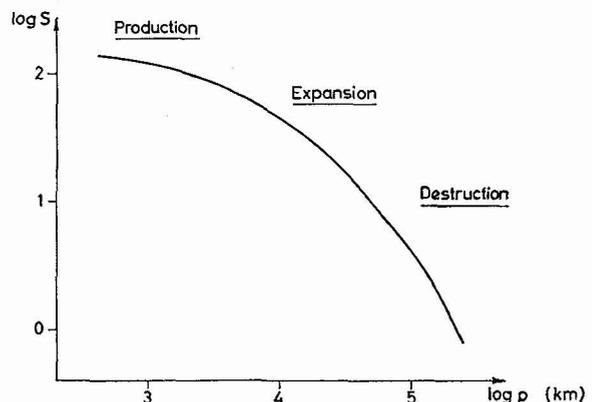


FIG. 7. — Exemple de profil radial d'émissions cométaires (coma). La zone d'expansion indiquée ici, dans laquelle S varie comme $1/\rho$, peut être absente dans certains cas (CH , C_3 , NH_2). Elle n'est présente que lorsque le temps caractéristique de destruction du radical est beaucoup plus long que le temps caractéristique de sa production.

photodissociation de molécules « parentes », désorption, ...);

2) la région d'expansion, où les radicaux se meuvent dans une direction essentiellement radiale avec une vitesse de l'ordre de 0,5 km/s et où le libre parcours moyen est grand par rapport à la distance R au centre (région sans collisions) et enfin

3) la région de destruction, où les radicaux sont décomposés (ionisation ou dissociation : $\text{CH} + \text{H}^+$ (vent solaire) $\rightarrow \text{CH}^+ + \text{H}$, $\text{NH}_2 + h\nu \rightarrow \text{NH} + \text{H}$, par exemple).

La brillance présente un gradient faible dans la partie intérieure, tandis qu'elle est inversement proportionnelle à la distance projetée ρ (distance d'un point du disque apparent au centre de la comète) dans la zone d'expansion et qu'elle décroît exponentiellement dans la zone de destruction. Le profil radial est souvent asymétrique et légèrement décentré par rapport à la condensation nucléaire ; ceci est dû en partie à la pression de radiation du rayonnement solaire, qui n'a pas le même effet sur les molécules que sur les grains de poussières ; une asymétrie peut résulter aussi d'une expansion non monocinétique, d'ailleurs probable. Les profils radiaux ne sont pas seulement différents pour les différentes émissions, mais ils varient aussi d'une comète à l'autre et pour une comète donnée, ils dépendent encore de la distance héliocentrique r , car l'importance relative des divers processus de production et de destruction est fonction de cette distance.

En fait, ce sont ces processus inconnus qui, outre les probabilités de transition en cause bien entendu, déterminent les intensités globales des diverses émissions et leur évolution le long de la trajectoire de la comète. Le diagramme présenté à la figure 8 basé sur les données de l'« Atlas of Representative Cometary Spectra » montre d'une manière schématique et qualitative le genre d'évolution que l'on observe. Lorsqu'une comète s'approche du soleil, un radical donné apparaît pour la première fois à une distance héliocentrique déterminée par les taux des mécanismes par lesquels il est produit et excité et par la façon dont

ces taux varient en fonction de la quantité d'énergie utile disponible. Cette quantité d'énergie peut être une fonction non seulement du flux direct d'énergie reçue du soleil, mais aussi éventuellement d'une libération secondaire d'énergie induite dans la comète elle-même par le rayonnement solaire (électromagnétique et corpusculaire). Quoi qu'il en soit, cette énergie disponible croît lorsque r décroît et il en va de même pour l'intensité de l'émission émise par le radical. Ensuite, l'émission passe par un maximum en raison de l'importance croissante des mécanismes de destruction et finalement elle faiblit et disparaît lorsque ces derniers deviennent prédominants.

Les intensités relatives des émissions moléculaires (distances verticales entre les courbes de la Fig. 8) varient elles aussi d'une comète à l'autre. En particulier, les quantités relatives de CH , C_3 et NH_2 libérés, de même que le rapport OH/NH peuvent être appréciablement différents dans différentes comètes. Le cas de OH doit être traité avec beaucoup de circonspection parce que la bande caractéristique de ce radical à 3 100 Å est fortement absorbée par l'atmosphère terrestre et par l'optique de verre parfois utilisée dans le spectrographe, si bien que son intensité observée dépend de façon très marquée de la hauteur de la comète au-dessus de l'horizon au moment de l'observation, ainsi que de l'instrument employé.

Une autre caractéristique variable des comètes est le rapport d'intensité des émissions discrètes par rapport au continuum. On distingue, aux extrêmes, les comètes « gazeuses » d'une part, où ce rapport est très élevé, le continuum y étant très faible ou virtuellement absent (Burnham 1960 I, Ikeya 1963I) ; et les comètes « de poussières » d'autre part, où le continuum est très fort (Mrkos 1957 V, Bennett 1969 i). La comète périodique de Halley est une comète riche en poussières, tandis que Encke, une autre comète périodique célèbre, est une comète gazeuse typique. Lorsque l'on classe les comètes selon la valeur du rapport en question, il faut spécifier la dispersion utilisée, car les dispersions élevées favorisent les émissions discrètes vis-à-vis du continuum, par exemple. D'autre part, il faut remarquer que, même les comètes dites gazeuses, ne sont pas tout à fait dépourvues de poussières dans les régions proches du noyau.

Une classification semblable peut s'effectuer à propos des queues de comètes, qui appartiennent à l'un ou l'autre des deux types suivants : les queues gazeuses ou de type I et les queues de poussières ou de type II. Les spectres des queues gazeuses sont dus à des ions moléculaires : CO^+ , N_2^+ , CH^+ , OH^+ , CO_2^+ . Les bandes « de queue de comète » de CO^+ sont toujours les émissions les plus fortes, mais les intensités relatives des émissions des autres ions diffèrent d'une comète à l'autre. Le profil radial de ces émissions est asymétrique ; il est très plat et considérablement plus long (bien au-delà de 10^5 km)

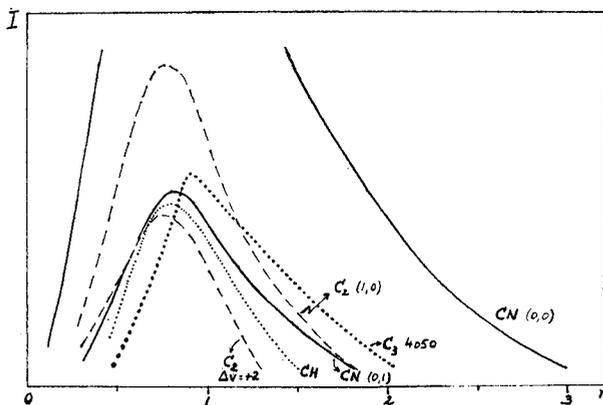


FIG. 8. — Evolution des émissions cométaires en fonction de la distance héliocentrique (schématique) (r en u. a.).

du côté opposé au soleil que du côté du soleil. La figure 9 montre notamment le contraste entre les émissions de CO^+ et celles de CN dans la comète Bennett (1969 i). Le profil radial devient toutefois plus ou moins symétrique lorsque l'angle entre la ligne de visée et la direction de la queue est faible.

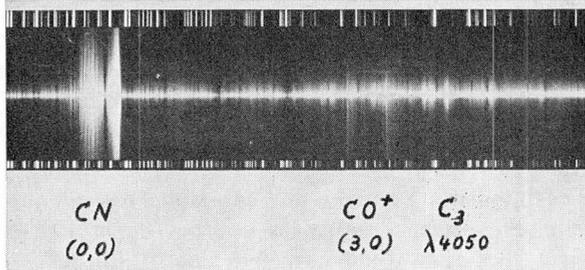


FIG. 9. — Région $\lambda\lambda$ 3 850-4 100 du spectre de la comète Bennett (1969 i) ($r = 0,91$ u. a., $dr/dt = + 28,1$ km/s) (12 Å/mm). Obs. de Haute-Provence.

Un exemple de telle situation est illustré sur la figure 10 ; il s'agit du spectre de la comète Humason (1962 VIII), une comète extraordinairement active qui montera les émissions de CO^+ jusqu'à une distance de plus de 5 u. a., alors que les queues ioniques sont généralement observées dans les comètes situées à moins de 2 u. a. environ. La force répulsive ainsi que la formation des ions sont liées aux courants de particules chargées (protons et électrons principalement) provenant du soleil, et qui constituent ce que l'on appelle le « vent solaire », et l'orientation moyenne de la queue d'ions s'identifie d'ailleurs essentiellement à la direction d'où semble venir le vent solaire pour la comète en mouvement. Comme la vitesse des particules solaires est appréciablement plus grande que celle de la comète, cette orientation ne diffère que très peu de celle du rayon vecteur soleil-comète. D'autre part, la majorité des bandes de résonance des ions observés dans les queues de comètes étant concentrées dans

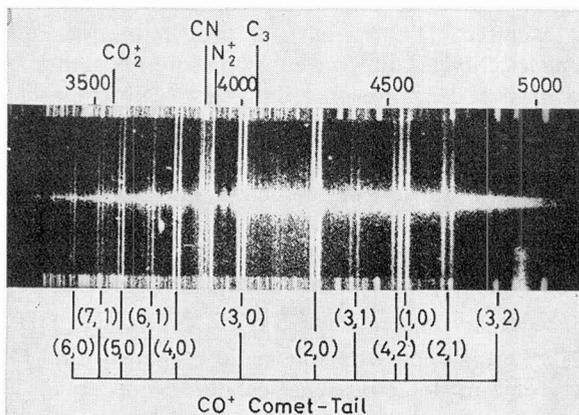


FIG. 10. — Le spectre de la comète Humason (1962 VIII) ($r = 2,6$ u. a., $dr/dt = - 11,0$ km/s) (180 Å/mm). Obs. du Mont Palomar.

la région « photographique » du spectre ($\lambda\lambda$ 3 000-5 000), la queue gazeuse est assez faible dans le domaine visible.

Au contraire, c'est la queue de type II, dont le spectre est dû à la diffusion de la radiation solaire par des particules solides très ténues (ayant des dimensions de l'ordre du dixième de micron à quelques microns), qui fournit la plupart de la lumière reçue par l'observateur qui voit une comète avec une queue brillante. D'autre part, c'est la pression de radiation solaire qui donne l'essentiel de la force, bien que sans doute pas toute la force, responsable de la formation des queues de poussières. Celles-ci montrent toujours un certain degré de courbure et peu de structure, contrairement aux queues gazeuses qui sont droites et structurées, comme agitées, parce que les accélérations répulsives communiquées par le vent solaire au plasma cométaire sont beaucoup plus élevées que celles produites par la radiation solaire sur les plus petits grains de poussières même.

Les deux types de queues peuvent se produire simultanément dans une comète donnée, comme ce fut le cas pour la comète Bennett (1969 i), par exemple. Une section du spectre de cette comète est reproduite à la figure 11. Les trois composantes principales dont nous avons parlé sont présentes ici : le continuum dû à la condensation nucléaire, les émissions « neutres » de la coma et les émissions « ioniques » de la queue gazeuse ; mais on peut voir en outre un spectre continu dû à la queue de poussières. Ce continuum est appréciablement plus faible que le continuum nucléaire parce que la poussière est plus dispersée dans la queue.

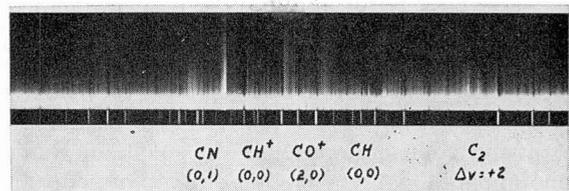


FIG. 11. — La région $\lambda\lambda$ 4 150-4 400 du spectre de la comète Bennett (1969 i) ($r = 0,67$ u. a., $dr/dt = + 22,5$ km/s) (20 Å/mm). Obs. de Haute-Provence.

D'autres émissions, dues à trois espèces atomiques, ont aussi une extension vers la queue : le sodium neutre (raies D, présentes à $r < 0,8$ à $1,0$ u. a. et parfois à ce point intenses qu'elles confèrent à la comète une coloration jaunâtre), l'oxygène neutre (doublet rouge interdit, observé jusqu'ici dans quelques comètes seulement, à $r \approx 0,6$ à $0,8$ u. a.), et le calcium ionisé (raies H et K, détectées dans la comète « rasante » Ikeya-Seki (1965 VIII) à $r < 0,2$ u. a.). Ces émissions sont toutes asymétriques, deux à trois fois plus longues du côté de la queue que du côté du soleil. Cette asymétrie est due à la pression de radiation exercée par la lumière solaire dans le cas

des raies D, qui sont beaucoup plus sensibles à cet effet que les émissions moléculaires en raison de leur plus grande valeur f ou probabilité de transition. Le même effet peut jouer un rôle dans le cas des raies H et K également, mais leur distribution radiale d'intensité est probablement influencée aussi par le rayonnement corpusculaire solaire, puisqu'elles appartiennent à un ion. La situation n'est pas très claire en ce qui concerne les raies interdites de l'oxygène, bien que leur profil radial suggère que leur production fait aussi intervenir un ion (recombinaison radiative d'un ion moléculaire contenant de l'oxygène, par exemple) et est donc affectée indirectement par le vent solaire.

Le mécanisme d'excitation des émissions discrètes. —

Dans la première partie de cet exposé, nous venons de considérer la façon dont l'intensité des différentes émissions cométaires variait le long de la direction perpendiculaire à la dispersion et nous avons présenté quelques interprétations immédiates de ces variations spatiales. Il est souhaitable, à présent, que nous nous intéressions aux distributions spectrales d'intensité de ces émissions, dans l'espoir d'obtenir quelques renseignements sur les conditions physiques qui caractérisent les atmosphères cométaires et sur les processus physiques qui s'y produisent.

Le caractère le plus frappant d'un profil spectral cométaire tel que celui des bandes violettes de CN ou des émissions dues aux hydrures est son irrégularité, son aspect mutilé, parfois squelettique, en contraste avec les distributions très régulières observées au laboratoire. Si l'on ignore cependant ces irrégularités pour quelques instants et que l'on s'efforce de représenter, même grossièrement, les courbes enveloppes ou les courbes moyennes ainsi obtenues à l'aide de profils correspondant à l'équilibre thermique, on s'aperçoit que les « températures » de rotation que l'on en déduit diffèrent considérablement d'une molécule à l'autre. Les valeurs les plus basses correspondent aux hydrures et au cyanogène (200 à 400 °K), les plus élevées à C₂ (4 000 à 5 000 °K). On trouve d'ailleurs des valeurs semblables pour les « températures » de vibration basées sur les intensités relatives des différentes bandes d'un système. Ces faits observationnels fondamentaux, ajoutés à la simple présence de substances chimiquement instables, suggèrent que les densités de particules doivent être extrêmement faibles dans le gaz cométaire, trop faibles en tout cas pour que des conditions d'équilibre thermodynamique puissent s'y établir. Cette conclusion est corroborée par les densités de radicaux observés déterminées dans quelques comètes par photométrie (10^2 à 10^4 cm⁻³ à 10^4 km du centre, pour des comètes de magnitudes visuelles « réduites » (distances héliocentrique et géocentrique unitaires) de 6 à 11); elle est en accord aussi avec les limites supérieures de densités totales, n_T , de molécules et atomes, visibles et invisibles, obtenues à partir d'esti-

mations de la perte de masse gazeuse des comètes ($n_T (10^4 \text{ km}) < 10^5 \text{ à } 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) (4).

Etant donné ces faibles densités et les basses énergies disponibles (0,02 à 0,2 eV), on peut conclure que les collisions de particules lourdes sont tout à fait inadéquates pour la production des transitions électroniques observées. D'autre part, il existe certainement, dans les régions extérieures de la coma tout au moins, des électrons possédant les énergies de quelques électrons-volts requises, mais les densités de tels électrons sont bien trop faibles elles aussi. Ainsi, les temps caractéristiques τ_c de ces processus collisionnels sont de l'ordre de plusieurs jours ou plusieurs mois, c'est-à-dire comparables ou même supérieurs à la durée totale pendant laquelle la composante gazeuse de la comète est excitée et rayonne. On trouverait d'ailleurs des échelles de temps du même ordre en ce qui concerne des processus faisant intervenir les particules du vent solaire.

Nous sommes donc amenés à examiner ensuite si des processus radiatifs peuvent jouer un rôle. On pourrait penser, par exemple, à des photo dissociations de molécules complexes, qui laisseraient les radicaux dans des états excités d'où ils émettraient les bandes observées. Mais ces processus sont aussi très lents (temps caractéristique de l'ordre de 10^5 à 10^6 s, de nouveau, à une u. a. du soleil) en raison de la faible intensité du rayonnement solaire dans l'ultraviolet. Finalement, on s'aperçoit que le seul mécanisme capable d'expliquer les émissions cométaires est un mécanisme de *résonance-fluorescence* : des absorptions de lumière solaire par des transitions dans les systèmes électroniques (ou multiplets) observés eux-mêmes portent les radicaux (ou atomes) de niveaux du terme le plus bas dans des niveaux excités, d'où sont alors émises, sans délai, les raies que l'on trouve dans le spectre cométaire.

(4) La plus petite valeur représenterait un objet assez faible comme P/Encke, tandis que la plus grande correspondrait à une grosse comète de quelque 10^{21} gm (60 km de rayon, pour une densité moyenne de 1 gm.cm^{-3}). Ces limites supérieures sont évaluées de la manière suivante. On sait que les comètes périodiques peuvent effectuer plusieurs centaines de révolutions avant de s'éteindre ou de se désagréger. Il est donc naturel d'admettre qu'une comète peut perdre, par passage au périhélie, une quantité de gaz de l'ordre de 1 % de sa masse totale au maximum. Comme cette perte de masse gazeuse s'effectue pendant une période limitée en moyenne à plusieurs semaines ou à quelques mois (la comète n'étant active qu'à proximité du soleil), on peut déduire de ce qui précède et de la masse de la comète, dont on connaît au moins l'ordre de grandeur, la masse gazeuse ou le nombre total de molécules éjectées par unité de temps, en moyenne, $4 \pi Q$. Or, dans le modèle simple d'expansion isotrope et monocinétique (vitesse v), cette dernière quantité est encore égale à $n(R) \cdot v \cdot 4 \pi R^2$. On obtient donc finalement $n(R)$ qui, dans ce modèle, est proportionnelle à R^{-2} . Notons ici en passant que, selon ce même modèle, la densité intégrée le long d'une ligne de visée, $N(\rho)$, ainsi d'ailleurs que la brillance $S(\rho)$ en l'absence de tout effet de self-absorption, sont proportionnelles à ρ^{-1} , comme nous l'avons vu précédemment, ρ étant la distance projetée.

Ce mécanisme nous permet de comprendre immédiatement pourquoi les transitions cométaires ont pour terme inférieur soit le terme fondamental de la molécule ou de l'atome en cause, soit un de ses termes métastables (C₂, Fe I, Ni I). En effet, le temps moyen τ_a séparant deux absorptions successives de lumière solaire par les radicaux observés dans les comètes est de 10 à 100 s à $r = 1,0$ u. a., et ce temps est court par rapport à la durée de vie des niveaux fondamentaux ou métastables en cause, mais beaucoup plus long que la durée de vie des niveaux excités non métastables. Nous interprétons tout aussi bien le fait que seuls les atomes ou molécules possédant des transitions de résonance dans le domaine optique apparaissent avec intensité dans les spectres de comètes, puisque c'est dans cette région spectrale que le soleil émet la plupart de son énergie. Ceci exclut des atomes ou molécules tels que C, C⁺, N, N⁺, O, O⁺, H₂, H₂⁺, CO, N₂, O₂, O₂⁺, dont certains sont cependant probablement abondants dans les comètes.

L'hydrogène atomique constitue une exception, parce que l'émission Ly α solaire est suffisante pour produire une résonance appréciable dans les comètes ; on pouvait donc s'attendre à y trouver une émission Ly α assez intense [12] et une telle émission a effectivement été détectée dans deux comètes (Tago-Sato-Kosaka et Bennett) l'an dernier, grâce à des observations par satellites qui ont montré ainsi que chacune de ces comètes était entourée d'un vaste nuage d'hydrogène [13], [14]. L'émission de OH dans ces comètes étant très intense elle aussi, on peut penser que l'hydrogène est un produit, au moins pour une large part, de la décomposition de la molécule d'eau, mais il pourrait provenir aussi de molécules plus complexes, comme des hydrocarbures. D'autre part, des raies interdites de l'oxygène (doublet rouge) sont aussi observées dans les comètes, mais comme nous l'avons déjà indiqué, ces raies sont produites par un autre mécanisme, qui est vraisemblablement une recombinaison dissociative.

Il faut noter que le temps caractéristique τ_a est aussi très court par rapport à τ_c et, qu'en outre, puisqu'il est inversement proportionnel à la quantité de lumière solaire disponible, et donc proportionnel à r^2 , qui varie très lentement, ce temps τ_a restera virtuellement constant pendant une durée très longue ($\sim 10^5 - 10^6$ s) par rapport à τ_a lui-même. Il est donc tout à fait justifié de considérer que des conditions stationnaires sont établies. Sous l'effet de l'excitation de fluorescence, un état d'équilibre statistique est atteint en un temps caractéristique τ_f assez court qui, dans le cas de CN par exemple, vaut à peu près $10 \times \tau_a$, soit $\simeq 100$ s à $r = 1,0$ u. a. Le calcul des nombres d'occupation ou populations des différents niveaux d'énergie en vue de la construction de profils d'intensité synthétiques requerra la solution d'un système d'équations d'état stationnaire exprimant l'égalité, pour chacun des niveaux, entre la somme des nombres de transitions

qui arrivent à ce niveau par unité de temps et la somme des nombres de transitions qui en partent, par unité de temps.

Nous allons considérer, à titre d'exemple, le cas des émissions du cyanogène, qui ont d'ailleurs été étudiées de la manière la plus détaillée jusqu'à présent. Nous ne retiendrons ici que l'essentiel du mécanisme et nous simplifierons la situation afin d'alléger l'exposé sans nuire toutefois à sa rigueur. Nous supposons, d'une part, que seules les transitions dans la bande (0,0) du système violet doivent être prises en considération (cette bande est effectivement de loin la plus intense) et nous négligerons, d'autre part, le faible dédoublement de spin des termes $^2\Sigma^+$. Nous ne devons donc envisager que deux sortes de transitions électroniques : des raies P et des raies R.

La figure 12a montre un jeu de niveaux de rotation dans les états électroniques et vibrationnels inférieurs et supérieurs ($X^2\Sigma^+, v'' = 0$ et $B^2\Sigma^+, v' = 0$). Les

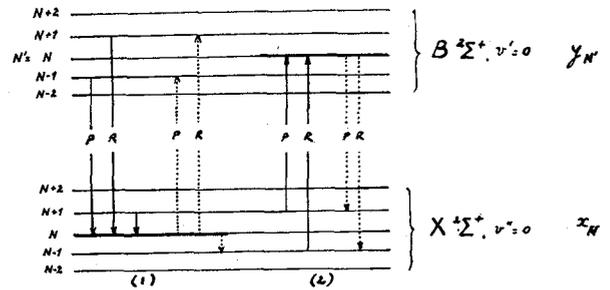


FIG. 12a. — Niveaux de rotation dans les termes $X^2\Sigma^+$ et $B^2\Sigma^+$ de CN.

équations d'état stationnaire pour un niveau de rotation inférieur N , de population relative x_N , et pour un niveau de rotation supérieur N' , de population relative $y_{N'}$, s'écrivent respectivement :

$$y_{N'=N-1} A_{00}^{P(N)} + y_{N'=N+1} A_{00}^{R(N)} + x_{N+1} A_{N+1}^{\text{rot}} = x_N (C_{00}^{P(N)} + C_{00}^{R(N)} + A_N^{\text{rot}}), \quad (1)$$

$$x_{N=N'+1} C_{00}^{P(N)} + x_{N=N'-1} C_{00}^{R(N)} = y_{N'} A_{00}, \quad (2)$$

où

$$A_{00}^{P(N)} = A_{00} \cdot \frac{S_N^P}{g_{N-1}}, \quad (3)$$

$$A_{00} = \frac{8 \pi^2 e^2}{mc} \frac{g}{g'} \frac{f_{00}}{\lambda_{00}^2},$$

$$C_{00}^{P(N)} = C_{00} \cdot i_{\lambda}^{P(N)} \cdot \frac{S_N^P}{g_N},$$

$$C_{00} = \frac{4 \pi^2 e^2}{mhc^3} \lambda_{00}^3 f_{00} W F_{\odot, \lambda_{00}}^{\text{cont}}, \quad (4)$$

et

$$A_N^{\text{rot}} = \frac{64 \pi^4}{3 hc^3} v_N^3 \mu^2 \frac{N}{2N+1} \sim \mu^2 N^3. \quad (5)$$

La signification de la plupart des symboles est évidente. Les coefficients C et A sont les taux de transition en absorption et en émission, respectivement, par unité de temps et par molécule dans l'état initial. C , qui vaut d'ailleurs τ_a^{-1} , est égal au produit $B \cdot U_\nu$, où B est le facteur d'Einstein et U_ν , la densité d'énergie de rayonnement solaire, par unité d'intervalle de fréquence, à la distance r . Cette densité d'énergie contient le facteur de dilution géométrique,

$$W = R_\odot^2 / 4 r^2$$

(R_\odot , rayon du soleil) ainsi que l'intensité moyenne du disque solaire à la longueur d'onde λ de la transition considérée ; cette intensité, à son tour, a été exprimée sous la forme du produit de deux facteurs, dont le premier, $F_{\odot, \lambda_0}^{\text{cont}}$, représente l'intensité solaire dans le continuum au voisinage de la bande (0,0) de CN et le second, i_λ , la fraction de ce continuum effectivement disponible à la longueur d'onde précise λ (« intensité résiduelle », fonction très sensible de λ étant donné la forme du spectre solaire). Les facteurs S sont les « forces » relatives des raies de rotation

$$(S_N^P = N, S_N^R = N + 1) \text{ (}^5\text{)},$$

tandis que g_N est le poids statistique du niveau N

$$(g_N = 2N + 1).$$

Outre les transitions électroniques, nous devons inclure des transitions de rotation pure dans le terme inférieur, telles que $N \rightarrow N - 1$, dont le taux désigné par A_N^{rot} est donné par la formule (5). Ce taux est proportionnel au carré du moment dipolaire μ de la molécule dans ce terme inférieur ainsi qu'au cube du nombre quantique N . Il n'est que de 10^{-5} s^{-1} pour $N = 1$, mais il devient comparable à C ($\approx 10^{-1} \text{ s}^{-1}$) pour $N \approx 20$. Ces transitions de rotation pure sont indiquées par des flèches courtes dans la figure 12a et par des flèches simples dans la figure 12b (6).

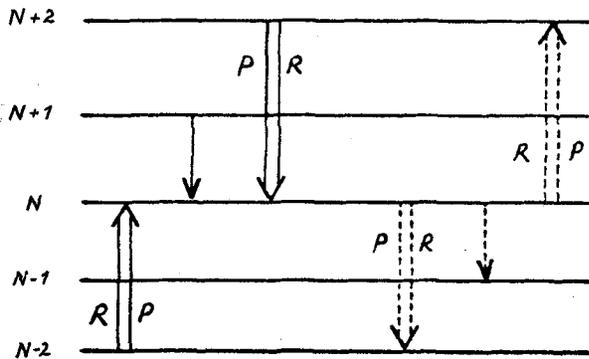


FIG. 12b. — Niveaux de rotation du terme fondamental de CN.

(5) L'indice inférieur N dans le symbole d'une force de raie se rapporte toujours au niveau inférieur.

(6) On peut vérifier aisément que les absorptions dans la région des micro-ondes ($N - 1 \rightarrow N$), de même que les transitions de rotation dans le terme supérieur ($N' \rightarrow N' - 1$) sont tout à fait négligeables.

En combinant les équations (1) et (2) on obtient l'équation suivante :

$$\begin{aligned} x_{N-2} \cdot (\bar{s}_R s_P)_{N-2, N} \cdot C_{00} + x_{N+1} A_{N+1}^{\text{rot}} + \\ + x_{N+2} \cdot (\bar{s}_P s_R)_{N+2, N} \cdot C_{00} = \\ = x_N \{ [(\bar{s}_R s_P)_{N, N+2} + (\bar{s}_P s_R)_{N, N-2}] \cdot C_{00} + A_N^{\text{rot}} \}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$(N = 0, 1, \dots, N_m^{-1})$$

si N_m est le nombre de niveaux de rotation que nous devons retenir. La solution de ce système d'équations introduite dans (2) donnera les $y_{N'}$, d'où l'on déduira les intensités relatives des raies en multipliant par les forces relatives de raies appropriées.

On peut voir que l'équation (6) aurait pu être écrite d'emblée en considérant des séquences d'absorption-émission plutôt que de séparer les phases d'absorption et d'émission. Ces séquences sont indiquées sur la figure 12b par des doubles flèches. Par exemple, la première double flèche à gauche, qui correspond au premier terme de l'équation (6), représente une séquence faisant passer de $N - 2$ à N , dans l'état électronique inférieur, via une absorption dans la branche R ($N - 2 \rightarrow N' = N - 1$) suivie d'une émission dans la branche P ($N' = N - 1 \rightarrow N$). Le taux associé à cette séquence est :

$$\left(C_{00} \cdot i_\lambda^{R(N-2)} \frac{S_{N-2}^R}{g_{N-2}} \right) \cdot \frac{S_N^P}{g_{N-1}} = (\bar{s}_R \cdot s_P)_{N-2, N} \cdot C_{00},$$

pourvu que nous posions :

$$(\bar{s}_R)_{N-2} = i_\lambda^{R(N-2)} \cdot \left(\frac{S^R}{g} \right)_{N-2} \quad (7)$$

et

$$(s_P)_N = \frac{S_N^P}{g_{N-1}}. \quad (8)$$

On distingue ainsi le facteur d'intensité en absorption, \bar{s} , qui inclut le facteur d'intensité résiduelle i_λ , du facteur d'intensité en émission, s , qui contient naturellement le poids statistique du niveau supérieur de la transition au dénominateur. Ce dernier facteur s_P représente en fait, dans l'exemple considéré, la « probabilité » (ou le nombre de « chances ») pour que, une fois le niveau $N' = N - 1$ atteint (au taux égal à $x_{N-2} \cdot (\bar{s})_{N-2} \cdot C_{00}$), il y ait émission dans la branche P plutôt que ré-émission dans la branche R (à cette dernière ré-émission correspond d'ailleurs une probabilité $(s_R)_{N-2} = S_{N-2}^R / g_{N-1}$, telle que

$$(s_P)_N + (s_R)_{N-2} = 1).$$

Le schéma plus condensé, plus élégant aussi, présenté à la figure 12b, loin d'être superflu comme il pourrait paraître dans le cas simple traité ici, a en fait une importance pratique parce qu'il permet de réduire, parfois considérablement, le nombre d'équations à

manipuler dans les situations plus compliquées rencontrées dans la réalité.

Les populations x_N et y_N , de même que les intensités relatives des raies de rotation vont être déterminées par deux effets, dans le cas de CN comme dans les autres cas :

1) la compétition entre deux tendances opposées, celle des processus de fluorescence, qui peuplent des niveaux de rotation de plus en plus élevés ⁽⁷⁾, et celle des transitions de rotation pure, qui au contraire, font descendre les radicaux vers les niveaux de rotation de nombre N plus faible ⁽⁸⁾ ;

2) l'influence de la distribution spectrale d'énergie dans le rayonnement solaire excitateur.

Ignorons ce second effet pour un instant, afin de bien comprendre le premier d'abord. Le facteur déterminant est alors le rapport A_N^{rot}/C_{00} ou encore R , qui est le même rapport au facteur N^3 près :

$$R \sim \frac{\mu^2 r^2}{f_{00}} \quad (9)$$

Pour les toutes premières valeurs de N , A_N^{rot} est toujours plus faible que C_{00} et les séquences de fluorescence l'emportent, mais en raison du facteur N^3 [v. formule (5)], les transitions de rotation pure prennent rapidement de l'importance lorsque N augmente et on voit qu'en définitive la loi de distribution des populations passera par un maximum pour une valeur de N qui sera d'autant plus grande que le rapport R sera petit, ou encore que la distance héliocentrique r sera elle-même plus petite, pour une molécule donnée (μ et f_{00} fixés). Ceci est illustré par la figure 13. Si,

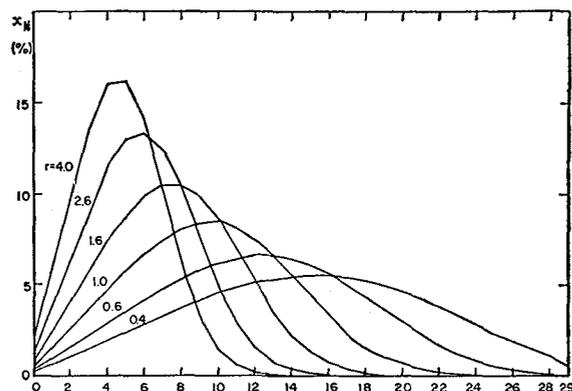


FIG. 13. — Populations relatives des niveaux de rotation du terme fondamental de CN dans les comètes pour différentes distances héliocentriques (r en u. a.).

⁽⁷⁾ Considérons la situation qui précède l'établissement de l'état stationnaire : même si nous supposons que, initialement, toutes les molécules se trouvent dans le niveau de rotation le plus bas, il est évident qu'une partie d'entre elles vont se déplacer progressivement vers le haut dans le diagramme d'énergie après des absorptions et émissions successives (séquences RP).

⁽⁸⁾ Remarquons que ces transitions assurent aussi la liaison entre les niveaux de rotation pairs et les niveaux impairs.

d'autre part, r est fixé, on peut prévoir — et c'est bien ce que l'on observe — que les « températures » de rotation apparentes seront différentes pour les différentes molécules, selon les valeurs de μ et de f_{00} . En particulier, si R vient à être nul ou négligeable, comme c'est le cas pour C_2 (homonucléaire, $\mu = 0$) ou Fe (niveaux métastables), les diverses distributions dépendront essentiellement de la température de rayonnement de la lumière excitatrice dans la région de longueurs d'onde où tombent les transitions considérées. On peut montrer que ces lois de distributions relatives sont alors effectivement fort semblables aux distributions thermiques correspondant à la température de rayonnement en cause, bien que les populations des niveaux supérieurs soient évidemment réduites, en comparaison aux valeurs boltzmanniennes proprement dites, dans le rapport donné par le facteur de dilution du rayonnement.

Revenons à notre exemple relatif à CN et prenons en considération à présent le second effet que nous avons mentionné, à savoir l'effet du spectre solaire. Nous voyons tout de suite que c'est le caractère irrégulier de ce spectre solaire même, sillonné de raies d'absorption (raies de Fraunhofer), qui explique l'aspect mutilé des profils d'intensité observés. Cette interprétation a été donnée pour la première fois, il y a une trentaine d'années, par Swings [15], qui remarqua en outre que, pour la même raison, la distribution d'intensité dépendait fortement de la vitesse radiale de la comète par rapport au soleil. Les niveaux excités par des transitions (raies P et R ici) qui, compte tenu de l'effet Doppler dû à cette vitesse héliocentrique, tombent au fond de raies de Fraunhofer, seront « sous-peuplés » et les raies correspondantes seront faibles. Au contraire, les niveaux et les raies excités aux environs des pics dans le spectre solaire seront favorisés. La figure 14 donne des exemples de distributions des x_N pour la comète Mrkos (1957 V). Ainsi, les irrégularités que nous remarquons dans cette figure (courbe c) et que nous avons notées dans les figures 3 et 4 ne sont autres que la manifestation spectaculaire de la lumière excitatrice sur les molécules ou atomes fluorescents et sur le rayonnement qu'ils émettent.

On a pu montrer que les diverses émissions cométaires dues à des radicaux neutres, à des ions moléculaires ou à des atomes sont excitées par le même mécanisme de résonance-fluorescence, à l'exception des raies interdites de l'oxygène, ainsi que nous l'avons dit déjà.

Nous traitons actuellement la fluorescence avec beaucoup de détail. Par exemple, dans le cas de CN toujours, les calculs incluent des transitions non-seulement dans la bande violette (0,0), mais aussi dans les bandes (0,1), (1,0) et (1,1) du même système, ainsi que dans plusieurs bandes du système rouge, ce qui implique que le dédoublement de spin soit pris en considération. Un exemple de comparaison entre

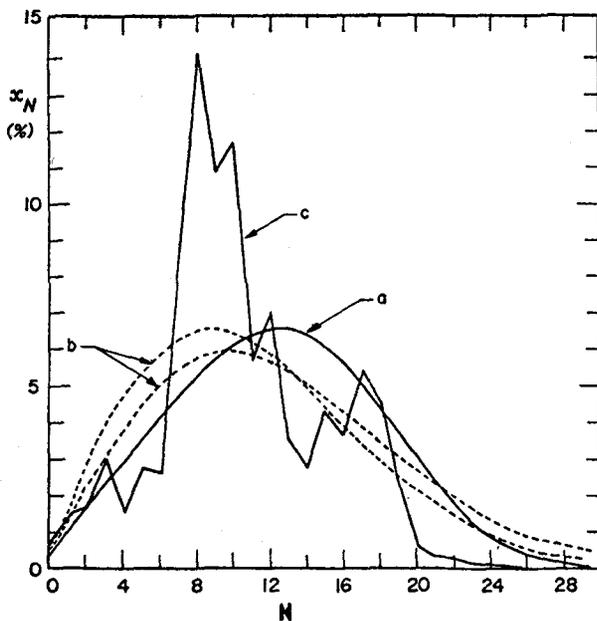


FIG. 14. — Comparaison de distributions de populations relatives des niveaux de rotation de CN à $r = 0,6$ u. a. ; a) à partir des équations d'état stationnaire et en négligeant l'effet des raies de Fraunhofer ; b) distributions boltzmanniennes (450 et 550 °K) ; c) à partir d'équations d'état stationnaire tenant compte des raies de Fraunhofer ($dr/dt = + 34,7$ km/s).

profils observé et théorique est donné dans les figures 15a et 15b. L'accord trouvé entre ces figures et dans d'autres comparaisons semblables concernant diverses comètes est assez bon et il pourrait être considéré comme satisfaisant, si l'on ignorait deux effets secondaires que nous allons discuter brièvement et qui produisent généralement des différences dans les intensités relatives qui sont de l'ordre des différences apparaissant dans les figures 15, c'est-à-dire de l'ordre de 10 à 25 % (50 % dans quelques cas rares).

Le premier de ces effets, appelé l'effet Greenstein, est dû à des mouvements internes au sein de la coma, qui donnent lieu à des faibles composantes de vitesse s'ajoutant à la vitesse d'ensemble de la comète. Ces composantes varient d'une région à l'autre de la comète et bien qu'assez faibles (≈ 1 km/s), peuvent produire des variations appréciables d'intensités relatives de certaines raies de rotation dans la direction perpendiculaire à la dispersion. Les raies les plus sensibles à cet effet sont celles dont les longueurs d'onde d'excitation tombent dans le flanc d'absorptions solaires très intenses, où le gradient de l'intensité résiduelle est le plus fort. Le plus bel exemple de telle variation d'intensité observé jusqu'à présent apparaît dans le spectre de la comète Mrkos, sur la figure 3 : le rapport $R(9)/R(10)$ est > 1 sur le bord supérieur du spectre, mais < 1 sur le bord inférieur.

Le second effet fait intervenir des processus de collisions que nous avons négligés jusqu'ici. Bien que l'on ne puisse pas douter de l'inefficacité des collisions à exciter les transitions électroniques elles-mêmes, il n'est pas exclu, comme l'ont fait remarquer Jackson

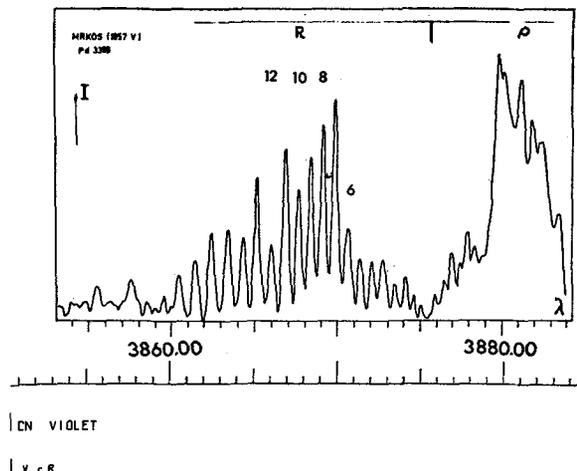


FIG. 15a. — Profil observé d'intensité relative de la bande violette (0,0) de CN dans la comète Mrkos (1957 V).

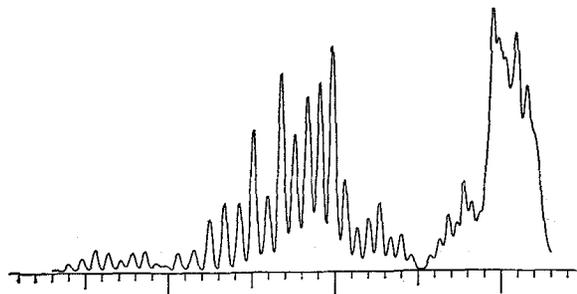


FIG. 15b. — Profil théorique correspondant au profil observé présenté sur la figure 15a.

et Donn [16], qu'elles puissent jouer un rôle en peuplant les niveaux de rotation du terme électronique inférieur, étant donné que les conditions sur les énergies peuvent être satisfaites dans ce cas et que les sections efficaces sont plus élevées.

Un effort considérable est consacré actuellement à l'étude de ces effets secondaires. L'interprétation détaillée de l'effet Greenstein nous renseignerait sur les champs de vitesses dans les atmosphères cométaires. Par exemple, nous aimerions savoir si un simple modèle d'expansion isotrope avec vitesse constante et unique peut expliquer les observations ou si d'autres types de mouvements (bouffées, ondes de choc, ...) existent. D'autre part, si elles ont effectivement quelque importance, les excitations des niveaux de rotation inférieurs par collisions nous fourniraient le moyen d'estimer les densités de molécules « invisibles » (H_2O ?).

Cependant, nous n'avons pas encore payé le prix exigé pour l'acquisition de ces nouvelles données. Dans ses grandes lignes, nous l'avons vu, le caractère du profil d'intensité observé, de la bande (0,0) de CN par exemple, est déterminé essentiellement par le mécanisme de résonance-fluorescence et par l'effet des raies d'absorption solaires, et les détails fins que nous désirons analyser peuvent être considérés comme des fluctuations par rapport à un profil moyen.

Mais comme ces fluctuations, en général, ne sont pas très grandes, il est absolument nécessaire de s'assurer que toutes les données qui entrent dans les calculs sont suffisamment précises, avant de pouvoir tirer quelque conclusion significative au sujet de l'un ou l'autre des effets considérés.

Par exemple, dans le cas de CN, le rapport R ainsi qu'un rapport semblable, V , lié aux transitions de vibration-rotation dans le terme inférieur, doivent être connus avec précision ; il en est de même pour le rapport des probabilités de transition dans le rouge à celles du violet. Il est très important aussi de disposer d'échelles de longueurs d'onde très précises, à la fois pour les raies de rotation de CN et pour le spectre solaire lui-même, pour lequel, notons-le, il faut utiliser la lumière provenant du disque tout entier et non celle provenant du centre de ce disque, comme on l'a fait jusqu'ici. La figure 16 illustre la nécessité de la connaissance très précise des longueurs d'onde. On y voit, en effet, que des déplacements correspondant à 1 km/s, c'est-à-dire à environ 13 mÅ à la longueur d'onde de la bande violette (0,0) de CN, peuvent donner lieu à des variations de 50 % ou plus sur i_λ . Jusqu'à très récemment, les longueurs d'onde dont on disposait contenaient des erreurs allant jusqu'à ± 10 à 15 mÅ dans certains cas et étaient donc inadéquates pour l'interprétation sûre des effets secondaires. Une première étude de ces effets [17] a semblé indiquer l'existence d'effets de collisions dans trois comètes. Malheureusement, ces conclusions

demandent à être confirmées, parce que les calculs sur lesquels elles sont basées sont entachés d'erreurs ou d'incertitudes significatives sur toutes les quantités ou paramètres que nous avons mentionnés. De plus, les densités de molécules auxquelles on arriverait dans le cas de deux des trois comètes étudiées (Sekilines (1962 III) et P/Encke) conduiraient à des pertes de masse trop élevées pour être acceptables (au moins 20 % de la masse de la comète par passage au périhélie). Il est probable que les effets de collisions dont il est question ici sont importants dans les régions les plus denses des comètes les plus grosses et libérant des volatiles avec une efficacité suffisante et nous devons nous contenter, pour l'instant, d'espérer que les nouvelles données qui viennent d'être acquises, ou que l'on s'efforce d'acquérir, concernant le radical CN et le spectre solaire nous permettront bientôt de préciser dans quelles comètes les effets envisagés se manifestent de façon appréciable et quelles sont alors les densités de molécules requises. Nous pourrions obtenir ainsi des estimations quantitatives de la perte totale de masse gazeuse des comètes, mais il resterait encore à identifier la nature des substances en cause. Il serait évidemment souhaitable d'étudier des molécules autres que CN, les hydrures notamment. De telles études, basées sur tous les spectres cométaires à grande dispersion existant à l'heure actuelle, ont été commencées à Liège.

Ainsi, nous avons vu que le phénomène principal responsable de la production des émissions cométaires était bien établi et que des effets additionnels non négligeables superposés à ce mécanisme premier, une fois correctement interprétés à leur tour, pourraient nous fournir des renseignements sur les vitesses des molécules ainsi que sur les densités totales dans la coma. Mais ceci ne pourra s'accomplir que lorsque l'on connaîtra avec suffisamment de précision toutes les données fondamentales requises. Nous ne pourrions trop insister, à ce propos, sur nos besoins dans ce domaine. Toute amélioration tant des longueurs d'onde que des probabilités de transition serait accueillie avec beaucoup de reconnaissance par les astronomes intéressés à la physique des comètes. Il ne s'agit d'ailleurs pas seulement des molécules ou radicaux observés dans le spectre de ces astres, mais aussi de toutes molécules qui peuvent les produire. Notons encore que tout progrès concernant les données fondamentales en question pourraient être profitables aussi à l'étude du milieu interstellaire, qui présente quelque similitude avec les comètes, tout au moins quant aux molécules qu'on y rencontre.

Il n'est pas impossible que les efforts conjugués des spectroscopistes et des astrophysiciens ne contribuent dans certains cas à une meilleure compréhension de l'une ou l'autre région particulièrement complexe des spectres. Nous citerons l'exemple de OH^+ , à propos duquel nous avons rencontré récemment quelques difficultés d'identification précise provenant

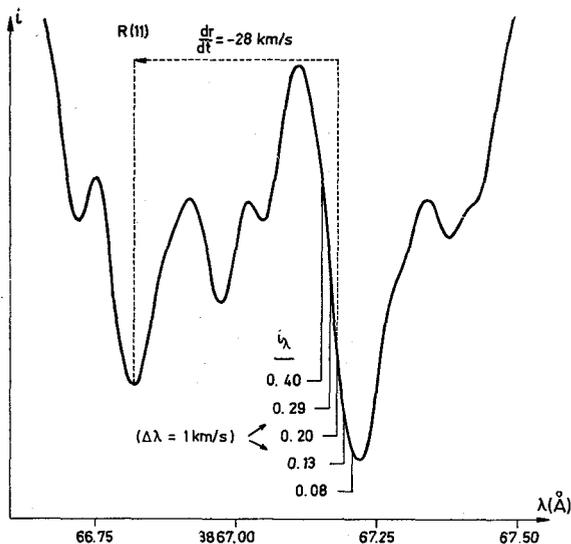


FIG. 16. — Une section du spectre solaire dans le voisinage de la raie R(11) de la bande violette (0,0) de CN. Dans l'exemple choisi d'une comète s'approchant du soleil avec une vitesse dont la composante radiale est de -28 km/s, la raie R(11) est excitée à λ 3 867,180 dans le spectre solaire (de telle sorte que cette longueur d'onde est vue par le CN cométaire à la longueur d'onde au repos de la raie, 3 866,819). L'intensité résiduelle i_λ est alors de 0,20. Des erreurs de l'ordre de ± 10 à 15 mÅ (1 km/s = 13 mÅ) sur les λ en cause conduiraient évidemment à des i_λ fortement erronées, dans des situations telles que celle qui est illustrée ici et où i_λ est très sensible à λ .

d'ambiguïtés ou de désaccords entre les listes de longueurs d'onde de laboratoire dont nous disposons. Certaines de ces ambiguïtés ont pu être éliminées, mais peut-être l'étude détaillée de la fluorescence de OH^+ dans la comète Bennett permettra-t-elle d'élucider complètement le problème.

Outre les propriétés physiques des comètes dont il a été question dans cet exposé, nous serions naturellement intéressés aussi à connaître leur composition chimique. Malheureusement, avant de pouvoir évaluer les abondances relatives de l'hydrogène, du carbone, de l'azote et de l'oxygène par exemple, nous devons d'abord avoir identifié les processus qui produisent les radicaux observés à partir des «glaces» probablement présentes dans le noyau et avoir déterminé comment ces glaces elles-mêmes ont été formées à partir des éléments et, comme nous ne savons virtuellement rien de ces mécanismes de formation, nous en sommes encore dans un état d'ignorance totale en ce qui concerne les caractéristiques chimiques des comètes. Un progrès sensible dans ce domaine ne pourra être réalisé que lorsqu'on aura effectué des observations photoélectriques systématiques des intensités relatives des diverses émissions cométaires, de leur distribution spatiale dans la comète et de leur évolution en fonction de la distance héliocentrique de celle-ci.

On peut néanmoins faire une exception importante à propos des éléments qui sont à ce point semblables du point de vue physico-chimique qu'il est raisonnable de supposer que, quels que soient les processus auxquels ils ont pris part, ils ont suivi des chemins semblables et les densités relatives observées donnent un reflet assez fidèle des abondances des éléments correspondants. Ainsi, par exemple, le rapport isotopique $\text{C}^{12}/\text{C}^{13}$ a été déterminé dans la comète Ikeya (1963 I) [18], dans laquelle la valeur trouvée pour ce rapport ne diffère pas de manière significative de

la valeur terrestre. D'autre part, dans un travail en cours à Liège, nous essayons d'obtenir les abondances relatives des éléments du groupe du fer (Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu) sur la base de spectres de la comète rasante Ikeya-Seki (1965 VIII).

On pourrait aussi noter ici que la comète Humason (1962 VIII), comme la comète Morehouse (1908 III), était caractérisée par une abondance élevée de CO^+ et par un faible contenu en molécules neutres, contrairement à beaucoup d'autres comètes dans lesquelles les molécules neutres sont plus abondantes que CO^+ . Peut-être ceci suggère-t-il qu'il existe, d'une part, des comètes riches en oxygène et, d'autre part, des comètes riches en carbone. Bien que l'on puisse considérer ceci comme une possibilité intéressante, voire passionnante, et qui pourrait avoir des répercussions sur la question de l'origine des comètes, nous connaissons vraiment trop peu de choses à propos de ces objets pour examiner cette question plus en détail à présent. De plus, ceci pourrait soulever une difficulté importante, étant donné que trois des quatre comètes dans lesquelles les raies interdites de l'oxygène ont été identifiées avec certitude (Mrkos 1957 V, Wilson-Hubbard 1961 V, Seki-Lines 1962 III) étaient assez pauvres en CO^+ , tandis que cet ion n'était présent en quantité appréciable que dans la quatrième de ces comètes (Bennett 1969i).

L'exploration des régions ultraviolette et infra-rouge du spectre des comètes, qui vient à peine d'être entamée, pourra sans doute jeter un peu de lumière sur ce problème, mais nous ne connaissons vraiment la nature chimique des comètes qu'après avoir acquis de nombreuses données observationnelles à leur sujet et après avoir effectué de nombreuses études physico-chimiques au laboratoire. Il est probable même que nous devons attendre d'avoir envoyé des sondes spatiales vers quelques-uns de ces astres curieux avant de pouvoir dissiper le mystère qui les entoure encore.

Bibliographie

- [1] SWINGS (P.) et HASER (L.), Atlas of Representative Cometary Spectra, 1956 (Louvain, Belgique).
- [2] SWINGS (P.), *Quat. J. Astr. Soc.*, 1965, **6**, 28.
- [3] ARPIGNY (C.), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1965, **3**, 351.
- [4] GREENSTEIN (J. L.), *Astrophys. J.*, 1958, **126**, 106.
- [5] GREENSTEIN (J. L.) et ARPIGNY (C.), *Astrophys. J.*, 1962, **135**, 892.
- [6] CURTIS (G. Wm.), and the Sacramento Peak Obs. Staff, *Astron. J.*, 1966, **71**, 194.
- [7] DUFAY (J.), SWINGS (P.) et FEHRENBACH (Ch.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1965, **261**, 3971.
- [8] LIVINGSTON (W.), RODDIER (F.), SPINRAD (H.), SLAUGHTER (C.) et CHAPMAN (D.), *Sky and Telescope*, 1966, **31**, 24.
- [9] PRESTON (G. W.), *Astrophys. J.*, 1967, **147**, 718.
- [10] SPINRAD (H.) et MINER (E. D.), *Astrophys. J.*, 1968, **153**, 355.
- [11] THACKERAY (A. D.), FEAST (M. W.) et WARNER (B.), *Astrophys. J.*, 1966, **143**, 27.
- [12] BIERMANN (L.), Joint Inst. Lab. Astrophys. Report n° 93, 1968.
- [13] BERTAUX (J. L.) et BLAMONT (J.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1970, **B 270**, 1581.
- [14] CODE (A. D.), Communication présentée lors de la 14^e Assemblée générale de l'Union Astronomique Internationale (Brighton, 1970).
- [15] SWINGS (P.), *Lick Obs. Bull.*, 1941, **19**, 131.
- [16] JACKSON (W. M.) et DONN (B. D.), Nature et Origine des Comètes, 13^e Colloque de Liège, 1966, 133.
- [17] MALAISE (D.), *Astron. Astrophys.*, 1970, **5**, 209.
- [18] STAWIKOWSKI (A.) et GREENSTEIN (J. L.), *Astrophys. J.*, 1964, **140**, 1280.