

LES CONSTITUANTS PHYSIQUES DE L'ESPACE INTERSTELLAIRE

par P. SWINGS

SOMMAIRE. — *J'examine successivement les effets spectroscopiques des différents constituants de l'espace interstellaire : électrons, atomes, molécules et poussières ; diverses suggestions nouvelles sont faites en ce qui concerne ces composants.*

J'étudie ensuite les conditions physiques régnant dans l'espace interstellaire : je précise notamment la notion de température équivalente et ses conséquences au point de vue de la distribution des atomes et molécules sur les états excités.

Le travail continue par un examen des conditions d'ionisation atomique et de dissociation moléculaire dans l'espace interstellaire ; en particulier, une formule est fournie pour la densité en molécules interstellaires.

Les derniers paragraphes concernent les fréquences relatives des différents mécanismes (collisions, absorptions, ionisations) et les effets qui en résultent.

Afin de pouvoir discuter de façon rationnelle les conditions physiques dans lesquelles se trouvent les constituants de l'espace interstellaire, ainsi que leurs réactions avec le rayonnement, il est logique d'examiner d'abord quels sont ces constituants. Ceux-ci ne peuvent naturellement être que soit des particules élémentaires (électrons, atomes, molécules), soit des agglomérations d'atomes et molécules, c'est-à-dire des poussières de dimensions variées.

1. LES ÉLECTRONS INTERSTELLAIRES.

Si l'espace interstellaire contient des atomes ou molécules, l'ionisation de ceux-ci par les rayonnements de longueurs d'onde adéquates issus des étoiles donne naissance à des électrons. Un état stationnaire doit exister, correspondant à l'égalité de fréquence des processus d'ionisation et de recombinaison. Ces électrons interstellaires diffusent le rayonnement de façon identique pour toutes les longueurs d'onde ⁽¹⁾ ;

⁽¹⁾ Il est bon d'examiner l'effet possible des autres constituants élémentaires éventuels : neutrons, neutrinos, protons et positons. Dans le cas où l'espace interstellaire contiendrait aussi des neutrons ou neutrinos, la diffusion par ceux-ci serait

ils pourront donc simplement produire une diminution globale de la lumière des astres. Appliquant la formule classique de la diffusion par les électrons [1], on peut aisément calculer la densité électronique requise pour causer une absorption générale d'environ 0,7 magnitude par kiloparsec ; on trouve qu'il faudrait 3 à 400 électrons par centimètre cube interstellaire. Ceci impliquerait une densité d'au moins 100 ou 200 atomes par centimètre cube ; dans ces conditions, la matière non agrégée aurait une masse beaucoup plus grande (plus de 50 fois plus grande) que la matière agrégée sous forme d'étoiles ; ce qui paraît contraire aux conceptions actuelles sur la dynamique stellaire.

A première vue, si l'on admet que dans l'espace interstellaire, les éléments ont les mêmes abondances relatives que dans les atmosphères stellaires, on peut arriver au nombre requis de 300 ou 400 électrons par centimètre cube ⁽¹⁾ ; mais on se rend aisément compte du caractère illusoire de ce calcul [2]. La tendance actuelle des idées est que les électrons doivent intervenir de façon extrêmement faible dans l'absorption interstellaire ⁽²⁾.

à peu près nulle. A densité égale, les protons diffuseraient $(1840)^2$ fois moins que les électrons ; en réalité, la contribution des protons sera de beaucoup inférieure à 10^{-6} fois celle des électrons. Quant aux positons, qui sont vraisemblablement beaucoup moins nombreux que les électrons, leur diffusion serait identique à celle des électrons et les deux effets seraient inséparables.

En résumé, on a donc un effet global pour les électrons, positons et noyaux, mais les électrons y sont de loin prépondérants.

⁽¹⁾ Eddington a trouvé [6] qu'il y a à peu près 10^{-6} ion Ca^+ par centimètre cube. D'ailleurs, comme le calcium est en majeure partie doublement ionisé, à un ion Ca^+ correspondent environ 10^3 ions Ca^{++} . Ensuite, si on adopte les valeurs habituellement admises pour l'abondance relative de l'hydrogène et du calcium, à un élément calcium (Ca , Ca^+ , Ca^{++} , CaH , etc.) correspondent environ 10^6 éléments hydrogène (sous forme H , H^+ , H_2 , OH , etc.). Donc, s'il y a 10^{-6} ion Ca^+ par centimètre cube, il y aura $10^{-6} \times 10^3 \times 10^6 = 1000$ éléments hydrogène. Si on admet que 30 % de l'hydrogène sont ionisés, on arrive à la valeur requise du nombre d'électrons interstellaires. Seulement, remarquons bien les quatre sources d'incertitude de ce calcul :

- a) le nombre d'ions Ca^+ par centimètre cube ;
- b) le rapport du Ca^+ au Ca^{++} ;
- c) l'abondance relative de Ca et H ;
- d) l'ionisation de H .

L'incertitude sur ces quatre facteurs est telle qu'on ne peut accorder grande importance au résultat numérique signalé ici. D'après des recherches récentes [14 g et h], c'est surtout le facteur *b* qui serait erroné.

⁽²⁾ A l'heure actuelle, la densité usuellement adoptée de l'espace interstellaire [3] est d'environ 10^{-24} . Il y aurait donc à peu près un atome H par centimètre cube et nous aurons l'occasion de voir plus loin que l'hydrogène interstellaire est, en très majeure partie, non ionisé.

D'ailleurs, on sait que la luminosité de la couronne solaire est essentiellement due à la diffusion du rayonnement solaire par des électrons ; il est possible qu'au voisinage de certaines étoiles chaudes la densité électronique soit assez grande pour produire des « nébulosités par réflexion » ; il sera assez difficile de distinguer celles-ci des nébulosités dues à de grosses poussières, si ce n'est par les phénomènes de polarisation.

2. LES ATOMES INTERSTELLAIRES.

Quels atomes interstellaires pouvons-nous espérer trouver en absorption ? Ces atomes doivent remplir diverses conditions :

- a) il faut qu'ils possèdent dans le domaine astronomique d'observation et en dehors des raies telluriques des raies partant du niveau normal de l'atome (raies ultimes) ⁽¹⁾ ;
- b) il faut que leur abondance soit suffisante ;
- c) il doit y avoir des étoiles ne présentant pas comme raies intenses d'absorption, ces raies dues aux atomes interstellaires, ou bien, en tout cas, ayant de fortes vitesses radiales.

On sait que ces conditions sont vérifiées par Ca^+ et Na ; nous ne ferons pas ici l'historique des travaux relatifs aux raies H, K et D stationnaires [14] ; mais nous en donnerons une esquisse en addendum.

Th. Dunham Jr. [4] a récemment identifié les raies interstellaires de Ti^+ provenant de l'absorption du sous-niveau le plus bas $a\ ^4\text{F}_{3/2}$ de cet atome (raies 3383,78 ; 3241,99 ; 3229,18 ; 3072,97 ; 3066,36 et 3057,43 Å). L'apparition exclusive des raies partant de $a\ ^4\text{F}_{3/2}$ pose un important problème relatif aux transitions interdites de Ti^+ ; nous y reviendrons plus loin.

Dunham a également décelé [5] une raie interstellaire en 7699,03 Å qui est probablement due à K I ; l'autre raie du potassium n'est pas observable, parce que superposée à une raie tellurique de O_2 .

Dans 55 Cygni (c B2) et χ^2 Orionis (c B1), Dunham [5] a aussi trouvé une raie faible, mais extrêmement fine en 4226,73 Å ; on peut vraisemblablement l'attribuer au calcium neutre, quoiqu'il subsiste un léger doute. Si cette identification se trouve confirmée, on pourra,

⁽¹⁾ Nous verrons même plus loin que seules les transitions partant du sous-niveau le plus bas sont observables en absorption interstellaire.

par comparaison des intensités des raies H, K de Ca^+ et 4226 Ca, faire une détermination de la densité électronique de l'espace interstellaire. Il est sans doute inutile d'insister sur la grande importance d'un tel renseignement. Le doublet 3302,38 — 3302,98 de Na I apparaît également.

D'après la structure spectrale, et en supposant des abondances interstellaires analogues à celles des étoiles, il y a lieu également de rechercher les raies ultimes suivantes :

Sr II	4077,71 Å
Sc II	3642,80
Fe I	3719,94
Al I	3944,01

et peut-être encore quelques autres (Li I, 6707,9 Å ; Ba II, 4554,04 Å ; Y II, 3633,14 Å) dans des cas particulièrement favorables (spectres de supergéantes B extrêmement éloignées). Ce n'est que lorsqu'on aura observé un nombre suffisant d'atomes (jusqu'ici cinq : Ca^+ , Ca, Na, K, Ti^+) et qu'on aura fait de nombreuses mesures d'intensité de leurs raies stationnaires, qu'on pourra tirer des conclusions concernant les abondances relatives des divers éléments interstellaires.

Il est vraisemblable que ces abondances relatives ne seront pas les mêmes en tous points de l'espace. Une observation de Dunham est intéressante à cet égard [5]. Dunham a observé quatre raies stationnaires non encore identifiées :

$$3934,3 ; 3957,74 ; 4232,58 ; 4300,32 \text{ Å } ^{(1)} ;$$

il a constaté que les intensités relatives des raies interstellaires varient d'une étoile à l'autre ; ainsi on a :

$$\frac{\text{intensité } 4226,7}{\text{intensité } 4232,6} \sim 1 \text{ dans } \chi^2 \text{ Orionis}$$

$$\ll 1 \text{ dans } \xi \text{ Persei.}$$

Cette observation suggère que la composition du milieu interstellaire n'est pas uniforme, ce qui n'a d'ailleurs rien de surprenant ; les différences d'abondances relatives sont plus apparentes pour les raies faibles que pour les fortes (comme D et H-K) par suite de l'allure de la courbe de croissance (« curve of growth »).

Pour les questions des irrégularités de répartition de Ca^+ et pour

⁽¹⁾ Celle-ci paraît être due à la molécule CH (voir plus loin).

l'étude des raies H et K en relation avec la dynamique de la Voie Lactée, je renvoie aux mémoires originaux ou à l'article de Lindblad du *Handbuch der Astrophysik* (voir aussi notre addendum).

Quant au problème de déterminer, en partant de l'intensité mesurée des raies H et K, la densité en atomes Ca^+ interstellaires, il présente des difficultés très grandes, qui ont été particulièrement mises en lumière en 1934 par Eddington [6]. Ces difficultés sont surtout dues au fait que l'intensité de la raie est en connexion étroite avec la vitesse radiale. La conclusion d'Eddington est qu'on peut seulement fixer une limite inférieure et une limite supérieure pour la densité en Ca^+ :

Limite supérieure = $1,5 \cdot 10^{-28} \text{ g.cm}^{-3}$ (ou $2,4 \cdot 10^{-6} \text{ atome.cm}^{-3}$) ;

Limite inférieure = $10^{-31} \text{ g.cm}^{-3}$ (ou $1,6 \cdot 10^{-9} \text{ atome.cm}^{-3}$).

Pour Na, on a des résultats analogues, simplement réduits par le facteur 0,6 ⁽¹⁾.

3. LES MOLÉCULES INTERSTELLAIRES.

On est amené à penser à la possibilité de molécules interstellaires pour plusieurs raisons. D'abord, il y a huit raies interstellaires qui ne sont pas identifiées (Merrill [7] : $\lambda = 5780,4$; $5796,9$; $6283,9$ et $6613,9 \text{ Å}$; Dunham [5] : $\lambda = 3934,3$; $3957,74$; $4232,58$ et $4300,32 \text{ Å}$) et comme les raies ultimes de tous les éléments abondants sont bien connues, on ne voit pas à quels atomes on pourrait attribuer ces huit raies [8]. Ensuite, certaines de ces raies (celles de Merrill) sont plutôt larges et ont des bords diffus, ce qui fait aussi penser à une origine moléculaire ⁽²⁾. Enfin, un calcul assez simple (voir plus loin) montre — malgré son caractère approximatif — que certaines molécules doivent sûrement être relativement abondantes ; par exemple, les molécules CH sont vraisemblablement plus abondantes que les atomes de calcium à l'état normal et devraient donc apparaître au même titre que les atomes Ca, pour autant que les autres conditions soient également favorables (probabilités de transition ; régions spectrales, etc.).

⁽¹⁾ Des travaux récents de Beals et de O. C. Wilson-P. W. Merrill montrent que ces valeurs d'Eddington devront subir une complète revision ; une discussion détaillée serait encore prématurée.

⁽²⁾ Merrill vient de suggérer que ces raies diffuses pourraient être dues à des poussières solides à très basse température.

En fait, des coïncidences remarquables apparaissent.

Ainsi, la raie 4300,32 Å observée par Dunham pourrait très bien être due à CH. En effet, les seules raies d'absorption de CH de la transition (0,0) de $^2\Delta \leftarrow ^2\Pi$ sont en partant du niveau rotationnel le plus bas, 4300,24 et 4303,86 Å ; la deuxième raie est « blended » par 4303,82 Å de O II. Mais la première pourrait parfaitement interpréter la raie de Dunham. Comme on n'observerait que cette seule raie, cela signifierait que la plupart des molécules CH seraient à leur niveau de rotation le plus bas ; nous aurons l'occasion de voir plus loin la signification de cette remarque. Si l'on calcule — suivant une méthode qui sera esquissée plus loin — le nombre de molécules CH présentes dans l'espace interstellaire, on trouve une valeur supérieure au nombre d'atomes de calcium à l'état normal ; ce qui s'accorde avec le fait que, d'après Dunham, la raie stationnaire 4300,32 Å est plus intense que la raie de résonance 4226,7 Å du calcium neutre.

J'ai encore observé deux autres coïncidences assez remarquables [9]. Deux des lignes de Merrill (6613,9 et 6283,9 Å) coïncident avec les raies origines de deux bandes de vibration-rotation de CO₂, calculées à partir de l'analyse du spectre infrarouge. Ce résultat peut n'être qu'une coïncidence numérique, ce dont on se rendra compte en recherchant les bandes de CO₂ connues sous le nom de « bandes de Vénus » et situées dans l'extrême rouge (7820-7883 Å) ⁽¹⁾ ; à ma demande, Dr. Merrill compte s'en occuper ⁽²⁾. Nous verrons plus loin à quoi est due la faible largeur des bandes interstellaires.

Enfin, Saha [10] a publié récemment qu'une des raies de Merrill (6283 Å) serait due à la molécule Na₂ (transition $^1\Sigma \leftarrow ^1\Sigma$; $v' = 8 \leftarrow v'' = 0$) et qu'une autre raie (5780 Å) pourrait être attribuée provisoirement à NaK ($v'' = 0$, $v' = 5$). Je ne pense pas que l'identification de Saha soit correcte ; car les recherches théoriques et expérimentales sur le spectre de Na₂ et la détermination du dia-

⁽¹⁾ L'absence d'autres bandes pourrait être due à leurs probabilités de transition plus faibles ou à des blendings (p. ex. la bande de CO₂ en 6562,4 Å tombe sur H_α).

⁽²⁾ Une lettre de P. W. Merrill, datée du 6 juillet 1937 et reçue le 20 juillet 1937, me signale que dans χ^2 Orionis (spectrogramme obtenu par Dunham), les raies 5780, 6284 et 6614 Å sont bien marquées, alors qu'on ne voit aucune absorption certaine au voisinage des « bandes de Vénus ». Il semble donc que l'identification de CO₂ soit très douteuse ; mais il y aurait encore lieu d'approfondir la question des distributions d'énergie dans les spectres de vibration-rotation à basse température.

gramme de Franck-Condon correspondant [11] indiquent clairement que plusieurs autres bandes de Na_2 ($v'' = 0$ vers $v' = 5, 6, 7, 9, 10$) sont de même intensité que ($v'' = 0, v' = 8$) et devraient donc également être présentes, ce qui n'est pas le cas. D'ailleurs, le calcul (voir plus loin) fournit seulement au maximum environ 10^{-22} molécule Na_2 par centimètre cube, ce qui est insuffisant.

4. LES AGGLOMÉRATIONS D'ATOMES ET MOLÉCULES.

On sait que, suivant leurs dimensions, les poussières diffusent de manière très différente. Si la dimension D des poussières est petite par rapport aux longueurs d'onde λ qui traversent le milieu ⁽¹⁾, les poussières diffuseront la lumière suivant la loi de Rayleigh en λ^{-4} ; il en résultera que les étoiles lointaines présenteront un certain « reddening », qui sera d'autant plus intense que l'épaisseur optique de la couche traversée sera plus grande. D'autre part, si une partie notable de poussière diffusante se trouve au voisinage d'une étoile, cette poussière pourra devenir suffisamment lumineuse pour être observée et aura un indice de couleur différent de l'étoile illuminante, la différence pouvant d'ailleurs être calculée en partant de la loi de Rayleigh.

Si D est de l'ordre de grandeur de λ , on aura une diffusion fonction de λ , donc une absorption sélective, comme dans le cas précédent ; mais, maintenant, la diffusion se fait non plus proportionnellement à λ^{-4} , mais bien à λ^{-m} , m étant compris entre 0 et 4 et dépendant du rapport D/λ (loi de Mie). Le « reddening » sera plus faible que dans le cas de la diffusion à la Rayleigh. D'autre part, la matière diffusante pourra encore être illuminée ; mais la différence entre son color-index et celui de l'étoile illuminante sera moins élevée que dans le cas précédent.

Enfin, si D est grand vis-à-vis de λ , on aura une absorption générale. La matière interstellaire fera office d'écran pour la lumière qui nous vient des étoiles, sans introduire d'effets compliqués de diffraction du type requis pour produire une diffusion du genre de Rayleigh ou même de Mie. Les nébulosités dues à la diffusion par les poussières ont précisément fait l'objet d'admirables recherches récentes d'Otto Struve et de ses collaborateurs (nombreuses notes dans

⁽¹⁾ Ce sera naturellement le cas aussi des atomes et molécules.

l'*Astrophysical Journal*, 1936 et 1937) ; celles-ci nous seront résumées dans le rapport présenté par Struve à cette Conférence.

Eddington a soulevé récemment [3] la question de l'agrégation des molécules sous forme de poussières (par exemple : la formation de cristaux de glace) ⁽¹⁾.

Je laisserai complètement de côté les développements astronomiques correspondants, qui feront l'objet d'exposés ou de discussions de plusieurs collègues spécialistes.

5. LES CONDITIONS PHYSIQUES RÉGNANT DANS L'ESPACE INTERSTELLAIRE.

A. *Densité d'énergie rayonnante en un point de l'espace interstellaire.* — Les conditions physiques régnant dans l'espace interstellaire sont assez compliquées. Suivant le point de vue auquel on se place : énergie de translation, énergie électronique, vibratoire ou rotatoire, il y a lieu d'envisager des processus physiques prépondérants différents.

On doit d'abord, comme l'a fait Eddington [1], examiner la densité d'énergie rayonnante E reçue de l'ensemble des étoiles en un point quelconque de l'espace, non au voisinage d'une étoile ; on trouve :

$$E = \text{environ } 7,7 \cdot 10^{-13} \text{ ergs.cm}^{-3}.$$

L'application de la formule $E = aT^4$ fournirait comme température effective $T_1 = 3,18^\circ \text{ K}$; ce serait la température que prendrait un thermomètre noirci placé en un point de l'espace interstellaire ⁽²⁾.

B. *La notion de température équivalente.* — La température T_1 n'a qu'un sens extrêmement limité. En particulier, si la matière considérée a une absorption fortement sélective en λ , il faut, comme l'a fait Ch. Fabry [12], introduire une « température équivalente T_λ » telle que, pour la longueur d'onde considérée, la densité effective de rayonnement interstellaire soit égale à la radiation en équilibre à la température T_λ . On prendra, comme l'a fait Eddington [1], la source suivante de radiation : 5 % d'étoiles à $18\,000^\circ$, 10 % à $12\,000^\circ$, 20 % à

⁽¹⁾ Une question analogue a d'ailleurs été examinée par Lindblad (cf. rapport présenté par M. Lindblad à ce Congrès).

⁽²⁾ Si on tenait compte du rayonnement cosmique, on trouverait une valeur de T_1 un peu plus élevée.

9000°, 40 % à 6000° et 25 % à 3000°, la densité globale de rayonnement due à cette source étant (voir plus haut) d'environ 10^{-12} erg.cm $^{-3}$. La figure 1 fournit la température équivalente T_λ pour les différentes longueurs d'onde de 200 Å à 10 000 μ . Il est sans doute inutile de dire que la détermination de T_λ présuppose l'emploi de la formule du corps noir et que, par suite, les valeurs de T_λ pour les très grandes et très courtes longueurs d'onde sont assez indécises ⁽¹⁾.

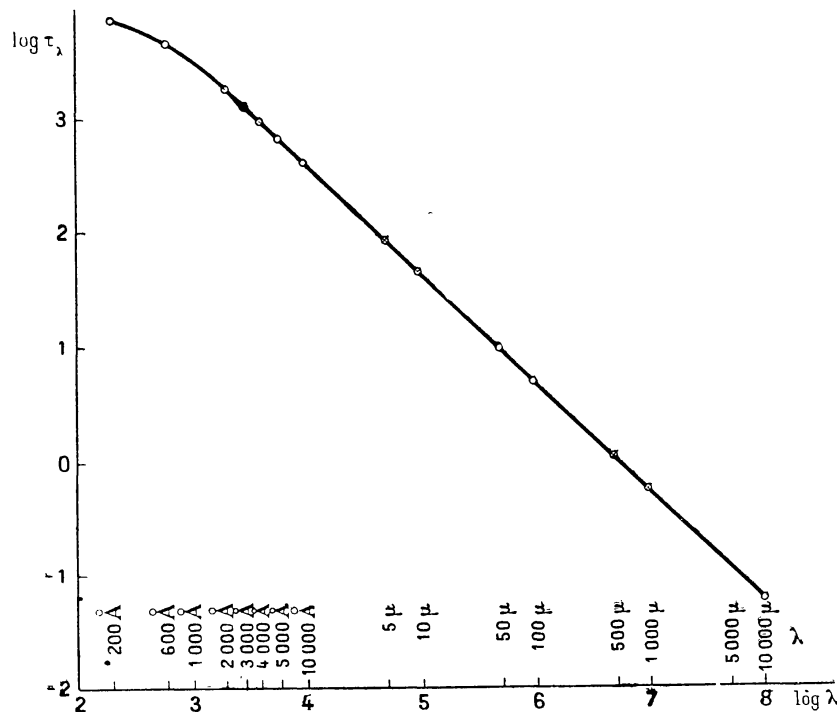


Fig. 1.

Remarquons qu'on peut, du point de vue densité globale de rayonnement, remplacer la source complexe de radiations par une source unique de température T_0 définie par :

$$T_0^4 = \sum_i \mu_i T_i^4,$$

T_i désignant les températures des sources et μ_i leurs pourcentages ; on introduira aussi un « facteur de dilution » moyen δ donné par :

$$\frac{1}{\delta} \cdot \sigma \cdot \sum_i \mu_i T_i^4 = 7,7 \cdot 10^{-13},$$

σ étant la constante de Stefan : $7,6 \cdot 10^{-15}$.

⁽¹⁾ Cette imprécision provient aussi de l'imprécision sur la source de radiations.

On trouve immédiatement :

$$T_0 \sim 10000^\circ ;$$

$$\delta \sim 10^{14}.$$

La source unique T_0 diluée dans le rapport δ ne rend pas fidèlement la distribution du rayonnement en fréquences. Ce fait résulte

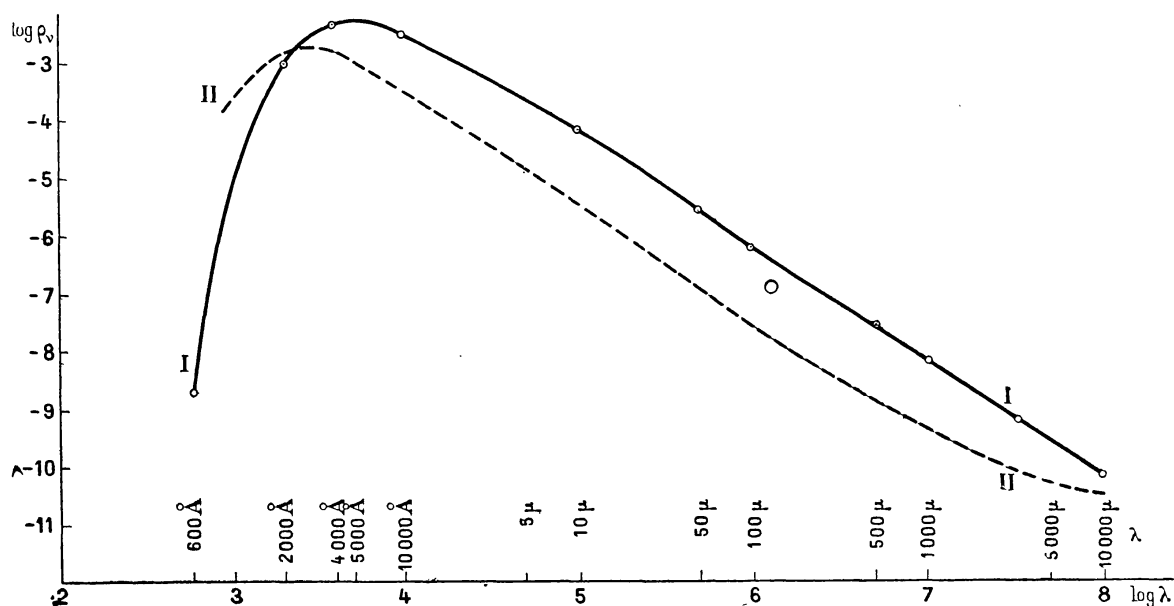


Fig. 2.

de l'examen de la figure 2, où l'on a porté en abscisses $\log_{10} \lambda$ et en ordonnées ⁽¹⁾ respectivement :

$$\text{Courbe I : } \log \rho_v^I = \log \left[\frac{1}{\delta} \cdot \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT_0} - 1} \right].$$

$$\text{Courbe II : } \log \rho_v^{II} = \log \left[\frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT_0} - 1} \right].$$

Il y a d'ailleurs lieu de prendre de grandes précautions lorsqu'il s'agit d'appliquer la notion de température équivalente, par exemple pour le calcul d'une répartition sur certains niveaux d'énergie. Examinons par exemple la question de la répartition des molécules sur les niveaux quantiques de rotation de l'état électronique et vibratoire inférieur. Supposons, pour simplifier, que l'on ait affaire à une seule

⁽¹⁾ Sauf le facteur : $8\pi h/c^3$.

température équivalente T_λ pour toutes les fréquences des raies de rotation pure ⁽¹⁾. On peut constater que les processus d'absorption et d'émission entre les niveaux de rotation pure sont beaucoup plus fréquents que les autres processus (collisions ; absorptions suivies d'émissions d'autres longueurs d'onde plus courtes) qui peuvent modifier la population des niveaux de rotation considérés ⁽²⁾. On est donc en droit de négliger ces processus et de considérer l'absorption et l'émission de rayonnement à la température T_λ entre les niveaux de rotation pure comme établissant entre ceux-ci la répartition boltzmannienne d'équilibre thermodynamique correspondant à cette température T_λ .

Examinons la condition pour que la répartition boltzmannienne à la température T_λ présente, sur un niveau excité (correspondant à la longueur d'onde d'absorption et d'émission λ), une population notable. Voyons, par exemple, quand nous aurons ⁽³⁾ :

$$e^{-\frac{h\nu}{kT_\lambda}} \gtrsim \frac{1}{e}.$$

Il faudra, pour cela, que l'on ait $\lambda \cdot T_\lambda > 1$ C.G.S. ou $> 10^{+4}$ microns-degrés. La répartition boltzmannienne dépend seulement du

⁽¹⁾ Cette simplification est justifiée par le fait qu'on désire seulement une estimation et aussi, à posteriori, par le fait que seuls quelques niveaux assez voisins interviennent effectivement (voir paragraphe 5, G). Les longueurs d'onde sont de l'ordre de 1000 μ .

⁽²⁾ Le nombre de processus d'absorption par seconde et par molécule est :

$$B\rho_\nu = A \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT_\lambda} - 1}, \quad (1)$$

A étant la probabilité d'émission $\frac{1}{\tau}$ (τ = durée de vie dans l'état excité). Si on prend $\lambda = 1000 \mu$ et $T_\lambda = 10^\circ \text{K}$, on trouve approximativement :

$$B\rho_\nu = A/3,5.$$

Pour une raie permise en $\lambda = 1000 \mu$, le nombre de processus d'absorption est donc essentiellement fonction de A. Si on adopte des valeurs extrêmes 10^8 et 1 pour A et si on prend $T_\lambda = 10^\circ$, $B\rho_\nu$ a des valeurs extrêmes de l'ordre du 10^8 et 1. $B\rho_\nu$ est 10^5 ou 10^6 fois plus faible pour une raie interdite.

Un calcul identique pour $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ fournirait un intervalle d'environ 10^{+8} secondes entre deux processus d'absorption permise en employant la valeur de T_λ indiquée sur la figure 1.

Pour les fréquences des autres processus, voir paragraphe 5, F.

⁽³⁾ En ne considérant pas le poids statistique $2J'' + 1$ du niveau rotationnel J'' .

produit $\lambda.T_\lambda$ ⁽¹⁾ ; dans le domaine de 1 à 10 000 μ et dans les conditions de calcul adoptées jusqu'ici, ce produit est à peu près constant et égal à 500 microns-degrés ; ce qui signifie que, quelle que soit la longueur d'onde λ , la population sur les états excités serait très réduite. Il y a lieu toutefois de retenir le caractère très imprécis de la température équivalente T_λ , spécialement pour les très grandes longueurs d'onde ; il se pourrait très bien que les valeurs réelles de T_λ évoluent de telle façon que le produit $\lambda.T_\lambda$ varie assez fortement et que, par conséquent, certaines molécules aient plusieurs niveaux de rotation occupés de façon appréciable, alors que, pour d'autres molécules, le niveau le plus bas de rotation soit seul occupé. Dans le cas où les raies interstellaires sont diffuses (raies de Merrill), il est nécessaire que nous ayons plusieurs raies de rotation très voisines, ce qui fournit une certaine limite inférieure pour le produit $\lambda.T_\lambda$; nous y reviendrons encore plus loin (paragraphe 5, G). Au contraire, lorsque λT_λ est effectivement beaucoup plus petit que 10^{+4} (par exemple à la valeur 500 calculée plus haut), on expliquerait l'observation de raies interstellaires moléculaires fines (cas de Dunham) qui résulteraient simplement de transitions à partir du niveau rotationnel $J'' = 0$.

Dans le cas des atomes, on explique de façon analogue le fait observé par Dunham que seules apparaissent les raies d'absorption partant du sous-niveau inférieur $a^4F_{3/2}$ du terme normal a^4F . Nous y reviendrons également dans la suite.

C. *La « température de translation » des électrons, atomes, molécules et poussières.* — Nous ne développerons guère cette question ; elle a déjà fait l'objet de remarquables discussions d'Eddington [1], auxquelles on ajouterait malaisément quelque chose. Nous nous contenterons de résumer les résultats essentiels. Considérant une source unique de température T_0 et un facteur de dilution constant δ , Eddington a estimé que les énergies cinétiques des électrons libérés par effet photoélectrique correspondent vraisemblablement à une température comprise entre $2/3 T_0$ et T_0 . On n'est donc pas loin de la réalité en supposant que les énergies cinétiques des électrons correspondent à une température de l'ordre de 10 000°. Les vitesses de translation

(1) Il en est de même du nombre $B\rho_\nu$ de processus d'absorption par seconde (voir note (2) au bas de la page 11). Les remarques faites ici pour la répartition boltzmanienne s'appliquent aussi à $B\rho_\nu$.

des atomes et molécules seront amenées en équilibre avec les électrons.

En résumé : l'énergie reçue des étoiles correspond à peu près à une source de température $T_0 = 10\,000^\circ$, avec facteur de dilution constant ⁽¹⁾. Quant à la température T_1 de la matière, elle n'est pas nécessairement égale à T_0 . Mais on peut, avec une certaine approximation, raisonner comme si $T_1 \sim T_0$, ce qui introduit une simplification considérable.

D. *L'ionisation des atomes dans l'espace interstellaire.* — Supposons encore, pour simplifier, que toutes les étoiles aient la même température effective T_0 et que les atomes interstellaires aient également cette température T_0 (au sens du paragraphe C). Eddington [1] a montré que le degré d'ionisation des atomes interstellaires de densité ρ est le même que celui d'un gaz de densité $\rho\delta$ en équilibre thermodynamique à la température T (δ étant le facteur de dilution). On en déduit aisément que l'on a :

$$\begin{aligned} \frac{N(\text{Ca})}{N(\text{Ca}^+)} &\sim \frac{1}{100\,000}; & \frac{N(\text{Ca}^+)}{N(\text{Ca}^{++})} &\sim \frac{1}{800}; \\ \frac{N(\text{Na})}{N(\text{Na}^+)} &\sim \frac{1}{300\,000}; & \frac{N(\text{Na}^+)}{N(\text{Na}^{++})} &\sim 10^4. \end{aligned}$$

La différence de comportement de Ca et de Na s'explique d'ailleurs immédiatement par la structure électronique de ces deux atomes ⁽²⁾. Quoiqu'il y ait beaucoup moins d'atomes Na neutres que d'ions Ca^+ , les raies D et H-K sont d'intensité comparable (Beals trouve même la raie D plutôt plus intense). Eddington a essayé d'interpréter cette observation par le fait que l'intensité d'une raie n'augmente pas proportionnellement au nombre d'atomes absorbants ; la « curve of growth » atteint un certain palier pour une certaine intensité, celle-ci restant sensiblement constante, alors que la densité augmente d'un facteur 500. Il semble que la densité en sodium corresponde au début

(1) Il est sans doute inutile d'insister sur le caractère approximatif de la valeur du facteur de dilution. Les recherches sur l'absorption interstellaire entamées actuellement dans plusieurs observatoires permettront, sans aucun doute, de préciser cette donnée dans un délai assez rapproché.

(2) Les deux premiers potentiels d'ionisation sont respectivement :
pour Ca : 6,09 et 11,82 électrons-volts ;
pour Na : 5,12 et 47 électrons-volts.

de ce palier et le Ca^+ à la fin. Mais la question devrait continuer à être étudiée ⁽¹⁾.

Il semble bien, toutefois [3], que les constituants cosmiques les plus abondants : H, O, C et N soient à peu près tous à leur état neutre. Tout comme dans une nébuleuse, les radiations stellaires sont transformées en ionisant l'hydrogène au voisinage immédiat des étoiles chaudes. En une région normale de l'espace interstellaire, il n'y aurait pas de radiation d'énergie plus grande que le potentiel d'ionisation de l'hydrogène 13,5 volts. « Il serait désirable qu'une nouvelle étude théorique de l'ionisation des différents éléments interstellaires fût effectuée en se rappelant que (comme dans les nébuleuses) la radiation manquante est remplacée par des photons L_α ». (A. S. Eddington).

E. *L'équilibre de dissociation moléculaire dans l'espace interstellaire.*

— Si nous admettons que la densité de rayonnement dans la région d'absorption moléculaire causant la dissociation est identique au rayonnement noir à la température T_0 , réduit par le facteur de dilution δ , le nombre de molécules en équilibre dissociatif sera donné par la formule usuelle, à condition de multiplier les nombres d'atomes par $\sqrt{\delta}$ (pour les molécules diatomiques). En effet, par comparaison avec le rayonnement noir, le nombre de dissociations par unité de temps est réduit dans le rapport δ , alors que le nombre de recombinaisons est proportionnel au produit des nombres d'atomes en cause.

Nous aurons donc en première approximation [13] :

$$\frac{n_{AB}}{n_A \cdot n_B} = \frac{G_{AB}}{G_A \cdot G_B} \cdot \frac{hr_0^2}{1 - e^{-\frac{h\omega}{kT_0}}} \cdot \sqrt{\frac{8\pi}{mkT_0}} \cdot e^{D/kT_0} \cdot \delta \quad (2)$$

moyennant les notations suivantes :

n_A, n_B, n_{AB} = nombres d'atomes (A et B) ou de molécules (AB) par centimètre cube ;

G_A, G_B, G_{AB} = poids statistiques des niveaux électroniques intervenant dans l'équilibre ;

r_0 = distance des noyaux dans la molécule ;

ω = fréquence fondamentale de vibration ;

⁽¹⁾ Des travaux tout récents remettent tout en question (d'après la référence 14 h ; voir notre addendum).

LES CONSTITUANTS PHYSIQUES DE L'ESPACE INTERSTELLAIRE 15

D = chaleur de dissociation ;

m = masse réduite de la molécule $\frac{m_A \cdot m_B}{m_{AB}}$.

Si nous supposons $T_0 \sim 10\,000^\circ \text{ K}$; $\delta \sim 2 \cdot 10^{+14}$; $r_0 \sim 10^{-8} \text{ cm}$;
 $\omega \sim 2000 \text{ cm}^{-1}$; $m \sim 10 m_H$ ou $\sim 10^{-23}$; $\frac{G_{AB}}{G_A \cdot G_B} \sim 10$; nous trouvons :

$$\text{pour } D \sim 5 \text{ volts : } \frac{N_{AB}}{N_A \cdot N_B} \sim 6 \cdot 10^{-9} ;$$

$$\text{pour } D \sim 10 \text{ volts : } \quad \ll \quad \sim 6 \cdot 10^{-7} ;$$

$$\text{pour } D \sim 1 \text{ volt : } \quad \ll \quad \sim 2 \cdot 10^{-10}.$$

Pour une molécule triatomique telle que CO_2 (en admettant la réaction $\text{CO} + \text{O}$), nous aurions :

$$\frac{n_{AB_2}}{n_A \cdot (n_B)^2} \sim 4 \cdot 10^{-15} ;$$

les molécules triatomiques telles que CO_2 sont donc beaucoup moins abondantes que les diatomiques comme CH , CN , etc.

Dans le cas de Na_2 le calcul complet peut être fait ; Eddington a en effet donné la valeur maximum 10^{-6} atome par centimètre cube pour la densité d'atomes neutres Na dans l'espace interstellaire. Ceci fournirait :

$$n_{\text{Na}_2} \sim 2 \cdot 10^{-22},$$

ce qui paraît beaucoup trop faible pour être observable ⁽¹⁾.

D'ailleurs, nous avons vu précédemment que la plupart des éléments interstellaires H , O , N et C sont à l'état neutre ; on n'est sûrement pas loin de la vérité en supposant que, pour ces éléments, les populations atomiques par centimètre cube ne sont pas de beaucoup inférieures à l'unité (disons entre 1 et 10^{-3} atome par centimètre cube). Pour des composés diatomiques tels que OH , CH , CO , CN , NH , etc., les nombres de molécules ⁽²⁾ ne seraient pas beaucoup inférieurs aux nombres d'atomes Ca^+ et Na . En revanche, il y aurait tout au plus

⁽¹⁾ En fait, la valeur probable de n_{Na} est environ $3 \cdot 10^{-9}$ (cf. Wilson and Merrill, réf. 14 *h*) ; ceci fournirait :

$$n_{\text{Na}_2} \sim 2 \cdot 10^{-27}.$$

⁽²⁾ Les molécules H_2 sont particulièrement abondantes, mais ne sont pas observables, leurs bandes d'absorption se trouvant dans l'ultraviolet lointain.

10^{-14} molécule CO_2 par centimètre cube. Il semble bien en tout cas que la recherche systématique des bandes interstellaires de CH, OH, CN, C_2 et NH doive être intéressante et fructueuse.

Dans le cas de CH ⁽¹⁾ on a :

$$n_{\text{CH}} \sim 6 \cdot 10^{-9} \cdot n_{\text{C}} \cdot n_{\text{H}} ;$$

d'ailleurs le nombre d'atomes de Ca à l'état neutre est :

$$\begin{aligned} n_{\text{Ca}} &\sim n_{\text{Ca}^+} \cdot 10^{-5} \text{ (cf. parag. 5, D).} \\ &\sim 10^{-11} ; \end{aligned}$$

les molécules CH ont donc bien une abondance comparable (probablement même légèrement supérieure) à celle des atomes Ca neutres ⁽²⁾ (cf. parag. 3).

Il faut noter l'importance, dans ces calculs, des valeurs adoptées des températures, du facteur de dilution et des abondances. Si les températures T_0 (du rayonnement) et T_1 (de la matière) sont identiques, on peut appliquer, comme il a été indiqué, les formules d'équilibre thermodynamique avec le facteur de dilution δ . Si on suppose $T_1 \neq T_0$, il faudra considérer séparément toutes les manières de peupler ou dépeupler les divers états des systèmes étudiés et la façon dont ces processus s'équilibrent. Il est évident aussi que la valeur de la densité de rayonnement interstellaire est assez incertaine. Enfin, le problème des abondances relatives des atomes dans l'espace interstellaire en est encore tout à son début ; il se pourrait très bien que la supposition habituelle d'abondances similaires à celles des atmosphères stellaires ne soit pas correcte.

F. Fréquences relatives des différents mécanismes (collisions, absorptions, ionisations) ; émission de raies permises et interdites par les atomes et molécules. — Si on adopte la densité $10^{-24} \text{ g.cm}^{-3}$ d'Eddington [3] et une température T_1 de $10\,000^\circ \text{K}$, on calcule aisément qu'un atome quelconque n'entre en collision avec un autre atome ou avec un électron qu'une fois en plusieurs semaines au maximum. On ne peut guère encore actuellement établir la fréquence des collisions avec de grosses

⁽¹⁾ Comme il a été vu plus haut dans le cas de CH, il suffit de rechercher les transitions partant du niveau vibrationnel et rotationnel le plus bas de l'état électronique inférieur.

⁽²⁾ Une erreur assez grosse sur le degré d'ionisation de Ca en Ca^+ (ramenant de 10^{-5} à 10^{-3}) n'est pas exclue d'après les travaux récents de Wilson et Merrill. Mais notre résultat reste quand même qualitativement correct.

particules (poussières). D'ailleurs, nous avons vu, au paragraphe 5, B, que la fréquence des processus d'absorption dépend fortement du produit $\lambda \cdot T_\lambda$ et que, avec les valeurs habituellement adoptées de T_λ , elle serait égale à $2A \cdot 10^{-16}$ pour $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ ⁽¹⁾, A étant la probabilité d'émission.

Enfin, Dunham [4] admet que la radiation cosmique n'ionise un atome qu'environ une fois toutes les 10^6 années et présente donc un effet tout à fait négligeable.

L'importance de ces fréquences relatives a été particulièrement mise en évidence par Th. Dunham Jr. [4] dans l'interprétation des raies interstellaires de Ti II. Cet atome a comme niveau normal un terme a^4F . Seules les raies d'absorption partant du sous-niveau le plus bas $a^4F_{3/2}$ apparaissent. Ceci signifie que, lorsque par un effet quelconque (collision, absorption infrarouge interdite $a^4F_{3/2} \rightarrow a^4F_{5/2}$, absorption dans le domaine visible), un atome Ti II est amené par exemple au sous-niveau métastable $a^4F_{5/2}$, il retombera — après sa vie d'état métastable — au sous-niveau inférieur $a^4F_{3/2}$ en émettant la raie interdite $\lambda = 103 \mu$ ⁽²⁾. En fait, un calcul de W. V. Houston (cité par Dunham) fournit $\tau = 28$ secondes pour la durée de vie de l'atome Ti II dans son sous-niveau métastable $a^4F_{5/2}$; on comprend aisément par cette valeur de τ comparée aux intervalles de temps séparant les divers mécanismes en action dans l'espace interstellaire que les atomes Ti II excités aient tout le temps d'émettre leurs raies infrarouges interdites.

Des processus analogues peuvent se présenter dans le cas des niveaux de rotation des molécules interstellaires à leur état électronique et vibratoire inférieur ⁽³⁾ (cf. parag. 5, B). Lorsque, par un processus quelconque, une molécule aura été portée à un niveau excité de rotation quantique, elle retombera à un niveau inférieur en émettant une raie infrarouge de rotation pure, qui sera permise ou interdite selon que, dans son état électronique inférieur, la molécule présente un dipôle électrique ou non.

⁽¹⁾ Autrement dit, l'intervalle entre deux absorptions en $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ est de l'ordre de 10^8 secondes pour des raies permises ($A = 10^8$).

⁽²⁾ On peut aisément calculer qu'en $\lambda = 103 \mu$, la fréquence des phénomènes d'absorption est (en admettant le T_λ calculé au parag. 5, B.) seulement d'environ $A \cdot e^{-30}$.

⁽³⁾ Ou dans le cas des niveaux de vibration excités de l'état électronique inférieur.

G. *Interprétation de la largeur des bandes moléculaires interstellaires* [9]. — Nous basant sur ce qui a été dit au paragraphe 5, B, nous pouvons aisément expliquer pourquoi les raies de Merrill sont plus larges que les lignes ordinaires, tout en étant beaucoup plus étroites que les bandes moléculaires de laboratoire ⁽¹⁾.

L'énergie moléculaire de rotation est :

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2 I} \cdot J(J + 1) \quad (J = 0, 1, 2, \dots)$$

I étant le moment d'inertie et J le nombre quantique de rotation.

Les raies de rotation pure peuvent être calculées par la formule :

$$\nu = \frac{h}{4\pi^2 c I} (J + 1).$$

Dans l'exemple du CO₂, on aurait $I = 70 \cdot 10^{-40}$ g.cm² et les dix premières raies seraient situées entre 10 000 et 1 000 μ .

Nous avons indiqué précédemment les températures équivalentes jusqu'à 10 000 μ (fig. 1). Admettons que la valeur effective de T_λ soit telle que le produit $\lambda \cdot T_\lambda$ ne soit pas très inférieur à 10⁴ microns-degrés ⁽²⁾. Le calcul des répartitions suivant la formule de Boltzmann :

$$N_J = (2J + 1) \cdot e^{-\frac{E_J}{kT}}$$

montre immédiatement [9] que, dans le domaine de 100 à 10 000 μ , seuls les premiers niveaux $J'' = 0, 1, 2, 3$ ont des populations appréciables. Par suite de la règle de sélection, $J' - J'' = \pm 1$ ou parfois 0, seules seront donc observables les quatre ou cinq premières lignes des branches P, Q, R ; autrement dit, la largeur des bandes sera seulement au maximum 6 ou 7 cm⁻¹ ou environ 2 Å vers 6 000 Å. D'ailleurs, les bords doivent être diffus. On obtient donc un accord avec les observations.

* * *

Pendant la rédaction de ce rapport, j'ai eu l'occasion de profiter de fréquentes discussions avec mon ami L. Rosenfeld ; je tiens à lui exprimer ma cordiale gratitude pour son aide précieuse.

(*Institut d'Astrophysique de l'Université de Liège, Juin 1937.*)

⁽¹⁾ Ainsi les bandes de CO₂ ont en moyenne une largeur d'environ 100 cm⁻¹ dans tout le spectre de laboratoire.

⁽²⁾ Ceci fournit certainement une valeur maximum pour la largeur de la bande.

Discussion (Résumé).

O. STRUVE. — Les travaux récents sur les intensités des raies D et H-K interstellaires obligeront à modifier les idées habituelles (celles d'Eddington) concernant l'ionisation dans l'espace interstellaire et les abondances relatives de Ca^+ et Na; l'ionisation est probablement plus faible qu'on ne le croyait.

SWINGS. — Je n'ai considéré le mémoire d'Eddington à ce sujet que comme très provisoire et j'ai fait des réserves dans mon exposé sur cette question. Des précisions basées sur les observations seraient hautement désirables en ce qui concerne l'ionisation interstellaire et je partage l'avis du Dr Struve.

OORT. — Le mémoire d'Eddington était très beau, mais ne représente sans doute pas tout le problème.

SWINGS. — On aura une véritable solution quand on aura mesuré les intensités des raies stationnaires de Ca et Ca^+ .

STRUVE. — Une simple estimation conduit déjà à penser que la proportion $\frac{\text{Ca neutre}}{\text{Ca ionisé}}$ est plus grande qu'on ne le croit d'habitude.

ADDENDUM

Résumé de l'évolution depuis 1926 des idées théoriques et des résultats d'observation relatifs aux raies atomiques interstellaires.

Dans cet exposé très sommaire, nous suivons l'ordre historique depuis 1926 et nous ne considérons que les travaux les plus importants ayant une relation avec l'état physique des atomes dans l'espace interstellaire.

1926. — Se basant sur des arguments physiques assez généraux et sans aucune connaissance précise des intensités (aucune mesure n'ayant été faite jusqu'alors), A. S. Eddington [14 a] arrive à une première estimation de la densité et de la température de Ca^+ et de Na interstellaires.

1928. — Struve [14 b], le premier, étudie le problème en partant d'observations systématiques. Les estimations visuelles d'intensité des raies atomiques, de Ca II ont été de grande importance statistique; Struve a constaté que, en gros, les intensités des raies croissent avec les distances des étoiles.

1929. — Partant des mêmes observations, Gerasimovič et Struve [14 *c*] estiment l'abondance de Ca^+ en supposant que l'intensité d'une raie ne dépend que du coefficient d'absorption atomique et du nombre d'atomes se trouvant sur le trajet du rayon lumineux.
1930. — Cette hypothèse était d'ailleurs insuffisante, car l'intensité d'une raie d'absorption est également fonction des vitesses atomiques relatives [15]. Unsöld, Struve et Elvey [14 *d*] appliquèrent cette idée au problème des raies stationnaires, en supposant que la matière interstellaire participe à la rotation galactique. Il résultait de leur recherche que le rapport des intensités des raies atomiques K et H peut varier de 1 à 2 suivant la distance et la position de l'étoile correspondante.
1933. — Dans le but de déterminer les constantes de la rotation galactique, Plaskett et Pearce [14 *e*] ont déterminé les déplacements des raies interstellaires par rapport aux raies stellaires dans un grand nombre d'étoiles chaudes. Pour classer leurs étoiles en différents groupes d'après l'intensité de la raie K, ils ont fait de soigneuses estimations visuelles des intensités des raies K interstellaires en partant de raies artificielles standards.
1934. — Eddington [6] adopte aussi l'idée que les largeurs et absorptions totales des raies interstellaires sont essentiellement dues à la rotation galactique. Il base là-dessus une estimation des densités en Ca^+ et Na ; celles-ci devront être revisées dans la suite.
- La même année, E. G. Williams [14 *f*] publie de véritables mesures photométriques des intensités de H et K interstellaires ; il examine les relations de ces intensités avec l'excès de couleur. Les mesures du rapport K/H présentent quelques difficultés par suite de la superposition de H interstellaire avec $\text{H}\epsilon$ stellaire ⁽¹⁾.
1936. — Beals [14 *g*] a réuni et discuté les résultats concernant les raies stationnaires de Ca^+ et Na. Il montre que l'image simple donnée par Eddington pour la formation des raies stationnaires n'est pas suffisante : il n'existe en effet qu'une très faible corrélation entre l'intensité et la vitesse radiale des raies stationnaires. Beals suggère que l'élargissement des raies est principalement dû aux mouvements irréguliers dans le nuage interstellaire. Les rapports K/H et D_2/D_1 atteignent la valeur 2 pour les raies faibles et diminuent lorsque les raies deviennent plus intenses.
1937. — Cette idée a été poursuivie par Wilson et Merrill [14 *h*] en partant des intensités des raies interstellaires D_1 et D_2 de Na mesurées dans 200 étoiles bien distribuées dans le domaine de longitudes galactiques observables au Mont Wilson. D'une remarquable discussion, les auteurs déduisent que ni les mouvements relatifs dus à la température, ni la rotation galactique ne suffisent pour expliquer les absorptions observées. En

⁽¹⁾ D'où l'utilité d'employer les raies D de Na, où il n'y a guère de blending (sauf des raies de CII ; mais ceci est aisément discuté).

revanche, celles-ci peuvent être interprétées en supposant l'existence de nuages de Na qui, tout en participant à la rotation galactique générale, présentent une distribution de vitesses propres de l'ordre de 15 ou 20 km/sec. Si l'on essaie de faire cadrer les courbes calculées et les données d'observation, on trouve une limite supérieure de 44 000° pour la température, une densité en atomes Na dans leur état non excité égale à environ 10^{-31} g. cm $^{-3}$ (soit $3 \cdot 10^{-9}$ atome Na normal par centimètre cube) et des dimensions linéaires de 700 parsecs environ pour les nuages dans le plan galactique ⁽¹⁾. Les auteurs considèrent que, contrairement à ce que pense Eddington, les densités en Ca⁺ et Na sont sensiblement les mêmes dans l'espace interstellaire.

RÉFÉRENCES

- [1] A. S. Eddington, *Internal Const. of Stars*, 1st Ed., p. 77.
- [2] P. Swings, *Ciel et Terre*, **53**, 65 (1937).
- [3] A. S. Eddington, *The Observatory*, **60**, 99 (1937).
- [4] Th. Dunham Jr., *Nature*, **139**, 247 (1937).
- [5] Th. Dunham Jr., *P. A. S. P.*, **49**, 26 (1937).
- [6] A. S. Eddington, *M. N. R. A. S.*, **95**, 2 (1934).
- [7] P. W. Merrill, *P. A. S. P.*, **46**, 206 (1934) ; *Ap. J.*, **83**, 126 (1936).
- [8] H. N. Russell, *M. N.*, **95**, 635 (1935).
- [9] P. Swings, *M. N.*, **97**, 212 (1937).
- [10] M. N. Saha, *Nature*, **139**, 840 (1937).
- [11] Loomis and Nile, *Phys. Rev.*, **32**, 873 (1928) ; — Loomis and Nusbaum, *ibid*, **40**, 380 (1932).
- [12] Ch. Fabry, *Ap. J.*, **45**, 269 (1917).
- [13] S. Rosseland, *Theoretical Astrophysics*, p. 247 (1936).
- [14] Principales références concernant les atomes interstellaires (outre les références 1, 3, 4, 5, 6) :
 - a) A. S. Eddington, Bakerian Lecture, *Proc. Roy. Soc., A*, **111**, 424 (1926).
 - b) O. Struve, *Ap. J.*, **67**, 353 (1928).
 - c) Gerasimovič and Struve, *Ap. J.*, **69**, 7 (1929).
 - d) Unsöld, Struve and Elvey, *Zs. f. Aph.*, **1**, 314 (1930).
 - e) Plaskett and Pearce, *Pub. Dominion Ap. Obs.*, **5**, 167 (1933).
 - f) E. G. Williams, *Ap. J.*, **79**, 280 (1934).
 - g) Beals, *M. N.*, **96**, 661 (1936).
 - h) O. C. Wilson and P. W. Merrill, *Ap. J.*, (septembre 1937).
- [15] Schütz, *Zs. f. Aph.*, **1**, 300 (1930).

⁽¹⁾ D'après les auteurs, ces nuages discrets de Na pourraient former la contrepartie gazeuse des nuages bien connus de poussière obscurcissante de la Voie Lactée.