

Zeitschrift:	Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft
Herausgeber:	Schweizerische Astronomische Gesellschaft
Band:	- (1960)
Heft:	70
 Artikel:	Méthodes astrophysiques d'analyse chimique
Autor:	Javet, P.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-900132

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 22.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

ORION

Mitteilungen der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft
Bulletin de la Société Astronomique de Suisse

OKTOBER — DEZEMBER 1960

No 70

20. Heft von Band V — 20ème fascicule du Tome V

MÉTHODES ASTROPHYSIQUES D'ANALYSE CHIMIQUE¹

par P. JAVET, directeur de l'Observatoire universitaire, Lausanne

Auguste Comte affirme, dans son cours *Philosophie positive* (1839-1842) que certains domaines de la connaissance sont à jamais inaccessibles, ainsi celui de la composition chimique des astres de l'univers. Le démenti ne devait pas tarder. En 1859 déjà, Kirchoff, dans une communication à l'Académie de Berlin sur les spectres des éléments, annonçait la présence du sodium dans l'atmosphère du soleil. En 1871, J. Draper obtenait la première photographie de spectre stellaire. Ces travaux, avec d'autres, ouvraient la voie aux recherches qui devaient conduire à l'astrophysique et à l'astrochimie contemporaines.

La détermination de la composition chimique des astres commença par être qualitative seulement; elle devint peu à peu quantitative grâce aux progrès de la physique atomique, et quelques faits essentiels sont maintenant établis, entre autres celui de l'abondance cosmique de l'hydrogène.

Cet exposé a pour but de présenter les méthodes employées actuellement pour déterminer la composition chimique de la matière répandue dans l'univers.

Chacun sait que la matière de l'univers est soit condensée en étoiles, soit diffuse dans les espaces interstellaires et intergalactiques. Mais, pour notre objet, il est plus utile d'introduire la classification suivante :

¹) Conférence présentée à la Société vaudoise des sciences naturelles et à la Société Vaudoise d'Astronomie, le 24 février 1960.

1. matière dont nous ne recevons aucun rayonnement.

C'est celle de l'intérieur des étoiles; elle représente une fraction importante — peut-être les quatre cinquièmes — de la masse totale de notre galaxie.

2. matière dont nous recevons du rayonnement.

Il s'agit ici des atmosphères des étoiles et des nébuleuses gazeuses brillantes ou obscures.

Les méthodes d'analyse diffèrent d'un cas à l'autre.

INTERIEUR DES ETOILES

Puisque nous ne recevons aucun rayonnement de ces régions, leur composition chimique ne peut être déterminée que par des méthodes indirectes qui trouvent leur fondement dans les travaux d'Eddington sur la structure interne des étoiles (1926). L'un des résultats essentiels d'Eddington est la relation Masse-Luminosité qui peut s'écrire

$$(1) \quad L \sim M^{\frac{22}{5}} \mu^{\frac{34}{5}} \beta^6 T^{\frac{4}{5}}$$

dans laquelle L = luminosité de l'étoile; M = masse; μ = poids atomique moyen, qui dépend de la composition chimique; T = température effective et β un coefficient que l'on sait calculer et qui dépend de μ et de M .

L'observation fournissant les valeurs de L , M et T , la relation (1) permet de déterminer celle de μ . La question est alors la suivante: que peut-on apprendre sur la composition chimique quand on connaît la valeur du poids atomique moyen? La réponse tient en quelques lignes.

Considérons un atome de poids atomique A et de nombre atomique Z . S'il est complètement ionisé, il donne $Z + 1$ particules indépendantes et par conséquent $\mu = \frac{A}{Z + 1}$. Mais, pour tous les atomes sauf H et He , on a approximativement $Z \cong A/2$ d'où $\mu \cong \frac{A}{\frac{A}{2} + 1} \cong 2$.

Ainsi, pour un gaz fortement ionisé, μ est indépendant de la composition chimique à condition que ce gaz contienne peu d'hydrogène et d'hélium. Considérons maintenant une masse unité de gaz contenant la masse X d'hydrogène et $1 - X$ d'autres éléments (sans He). La masse X d'hydrogène donne $\frac{X}{2} = 2 X$ particules indépendantes et la masse

$1 - X$ donne $\frac{1 - X}{2}$ particules indépendantes. Dans ces conditions

$$\mu = \frac{1}{2X + \frac{1-X}{2}} = \frac{2}{1+3X}$$

Cette dernière relation donne la réponse à la question posée plus haut: la connaissance de μ entraîne celle de X , c'est-à-dire détermine l'abondance de l'hydrogène (dans l'hypothèse où il n'y a pas de He).

Il est alors facile de calculer β et L pour une série de valeurs arbitraires de X . La valeur de X pour laquelle $L_{\text{calc.}} = L_{\text{obs.}}$ est la valeur réelle. Un tel calcul peut évidemment être fait pour toute étoile dont on connaît M , L , T .

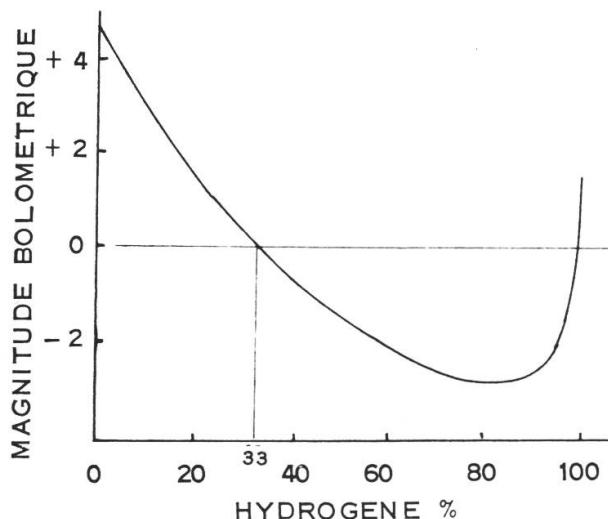
Voici, d'après Eddington, ce que donne cette méthode appliquée au soleil, pour lequel $\log L_{\text{obs.}} = 33,5775$.

X en %	μ	$\log L_{\text{calc.}}$	résidu ($L_{\text{calc.}} - L_{\text{obs.}}$)
0	2,24	35,3998	4,56 m
25	1,21	33,8721	0,74 m
33 $\frac{1}{3}$	1,063	33,5579	- 0,05 m
50	0,836	33,0000	- 1,44 m
75	0,631	32,5086	- 2,67 m
90	0,546	32,5020	- 2,69 m
99	0,500	33,2540	- 0,81 m

Ces résultats permettent d'établir la courbe des résidus de la figure 1. Les deux points où l'horizontale Résidu = 0 coupe la courbe donnent les deux abondances d'hydrogène pour lesquelles $L_{\text{calc.}} = L_{\text{obs.}}$. Ce sont $X = 33\%$ et $X = 99,53\%$.

Figure 1 - Courbe des résidus, pour le soleil. Les différences $L_{\text{calc.}} - L_{\text{obs.}}$ sont exprimées en magnitude bolométrique.

Il est intéressant de remarquer que si X variait arbitrairement de 0 à 80%, les étoiles de même masse et de même température que le soleil



auraient des magnitudes absolues qui pourraient différer de 7 m. Or, la dispersion dans la relation masse - luminosité est petite, d'où l'on peut conclure que X varie probablement peu d'une étoile à l'autre (fait confirmé par ailleurs).

Des calculs analogues à ceux d'Eddington ont été faits aussi par Strömgren sur d'assez nombreuses étoiles. Ses déterminations de X confirmèrent entièrement celles d'Eddington et établirent ce fait d'importance cosmique : l'hydrogène est l'élément chimique le plus abondant dans les étoiles.

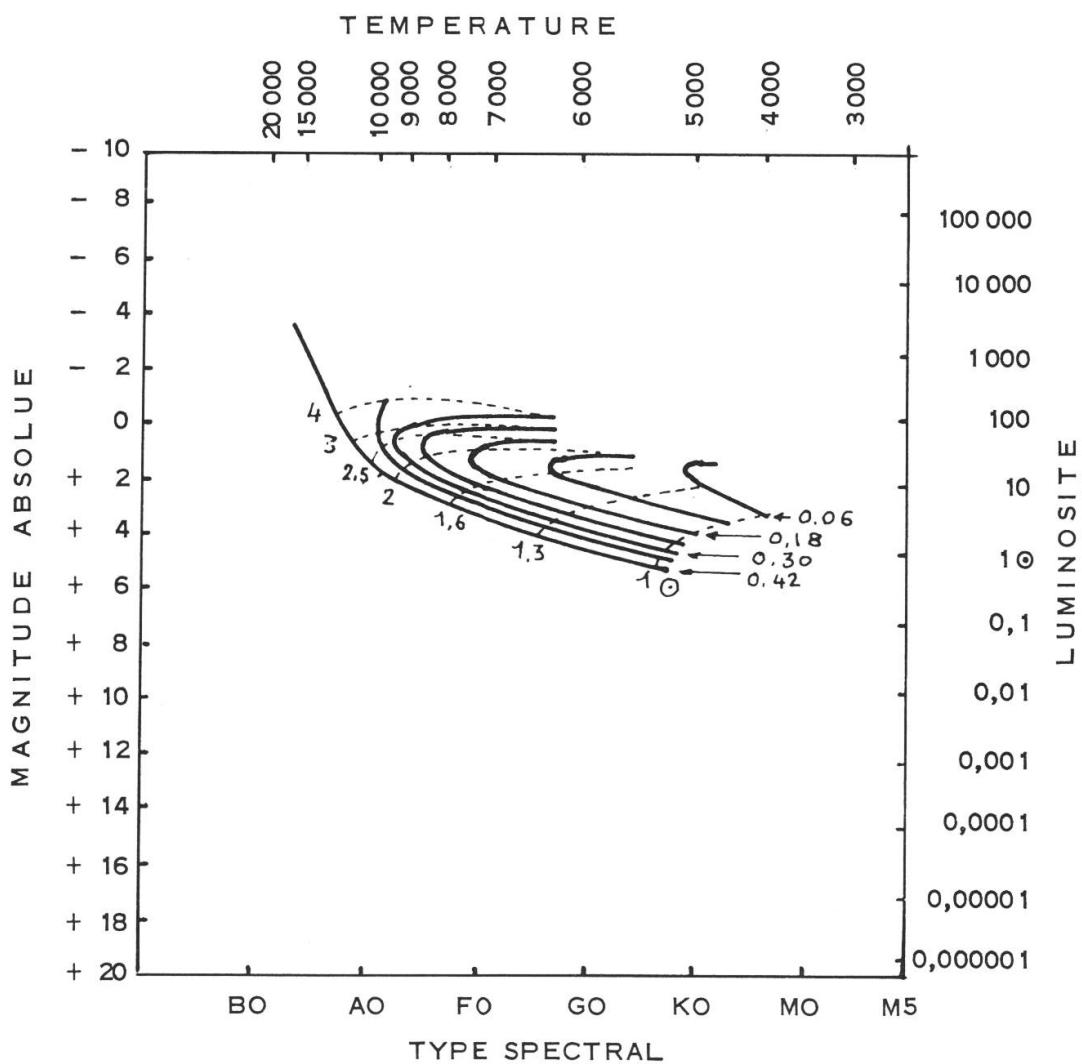


Figure 2 - Les courbes en trait continu sont les courbes $X = \text{const.}$ (la valeur de la constante est indiquée à l'extrême droite des courbes). Les courbes en trait interrompu sont les courbes $\text{Rayon} = \text{const.}$ (la valeur du rayon, en unités solaires, est indiquée à gauche).

Une deuxième conséquence de ces travaux vaut d'être citée : X varie systématiquement avec la position de l'étoile dans le diagramme Hertzsprung-Russel (diagramme H-R), comme on le voit sur la figure 2, due à Strömgren.

Il est très intéressant de comparer les courbes $X = \text{constant}$ de la figure 2 avec le diagramme H-R de certains amas galactiques. La figure 3 donne le diagramme H-R de l'amas des Pléiades. L'analogie frappante entre ce diagramme et la courbe $X = 0,42$ de la figure 2 permet de penser que toutes les étoiles des Pléiades contiennent vraisemblablement 42 % d'hydrogène.

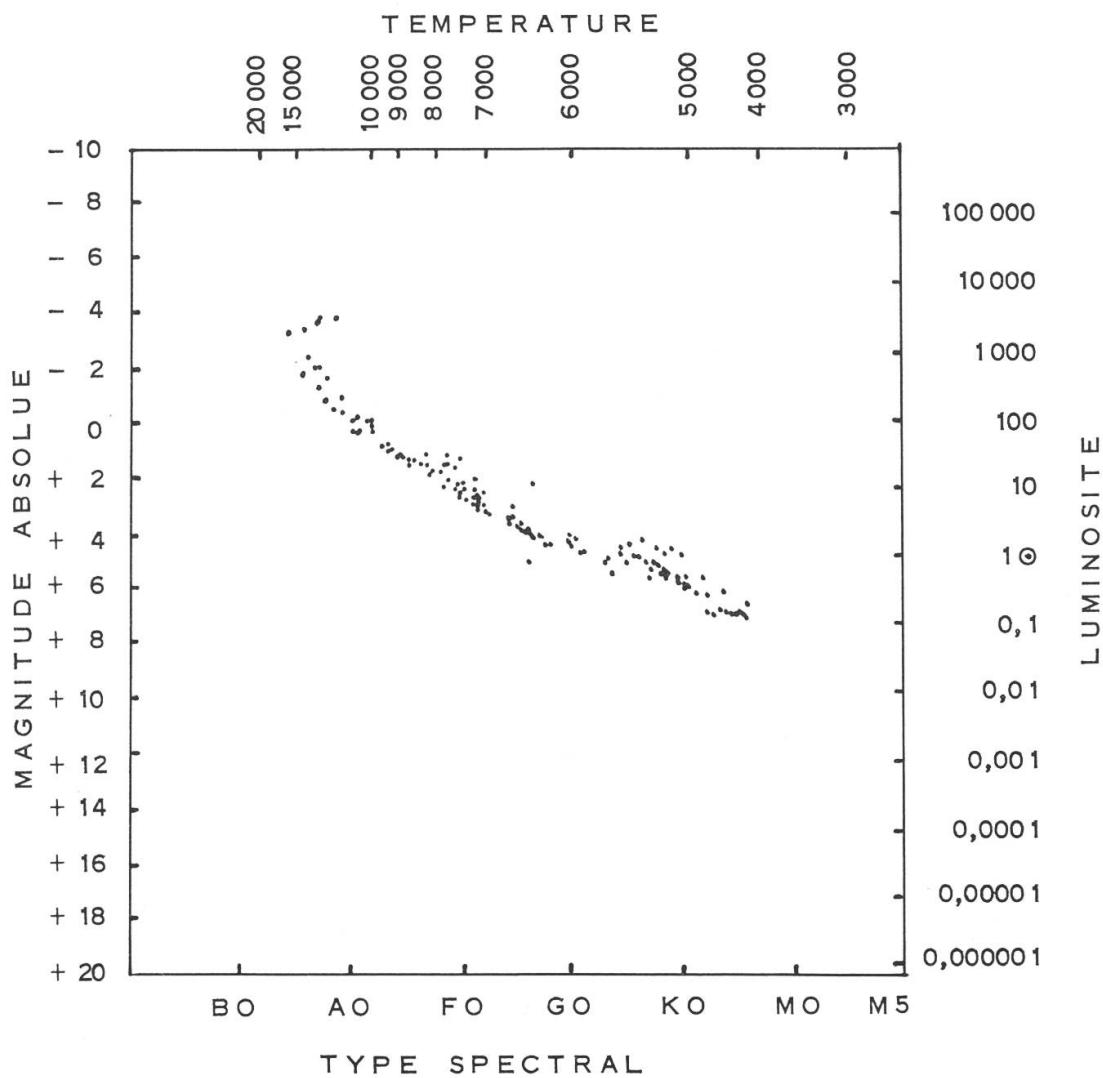


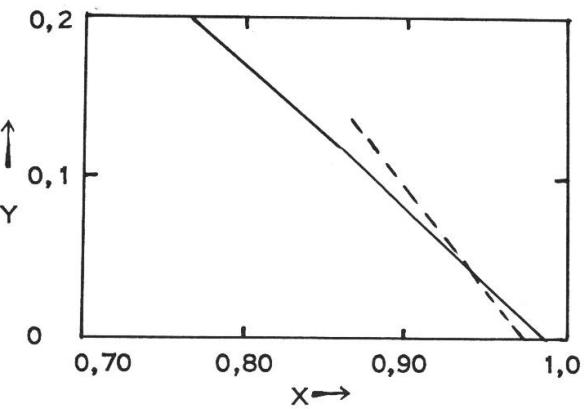
Figure 3 - Diagramme H-R pour l'amas des Pléiades (d'après O. Struve).

Quel que soit l'intérêt de ces résultats, il ne faut pas perdre de vue le fait qu'ils sont provisoires, ayant été obtenus (aux environs de 1930) par une théorie qui ignorait certains phénomènes essentiels, dont en particulier les processus thermonucléaires générateurs de l'énergie rayonnée par les étoiles. Nous ne pouvons, dans ce bref exposé, entrer dans le détail de ces phénomènes nouveaux ; cependant nous tenterons de donner une idée d'une méthode, due à Schwarzschild, permettant de déterminer simultanément la teneur en hydrogène et celle en hélium, grâce aux connaissances acquises sur les réactions nucléaires.

Si une masse unité de gaz contient X d'hydrogène, Y d'hélium et $1 - X - Y$ d'autres éléments on établit facilement — par un raisonnement identique à celui fait plus haut — que le poids atomique moyen est donné par $\mu = \frac{4}{2 + 6X + Y}$. Dans ces conditions, la relation masse-luminosité (1) contient les deux inconnues X et Y et elle ne suffit plus, à elle seule, à les déterminer. Une deuxième relation est nécessaire.

C'est ici qu'interviennent les réactions thermonucléaires. On se rend compte à priori que la luminosité L d'une étoile est déterminée par le débit énergétique des réactions nucléaires qui s'y effectuent. Ces réactions (il ne peut s'agir que de la réaction proton-proton ou du cycle du carbone, du moins pour la plupart des étoiles) ont à leur tour un débit qui dépend du modèle de l'étoile : répartition de la masse et de la température au sein de l'étoile, importance relative du noyau convectif et de l'enveloppe radiative, composition chimique, etc. On comprend que la mise en jeu de ces nombreux facteurs, bien que compliquée du point de vue mathématique, puisse fournir la deuxième relation désirée entre les grandeurs M , L , X et Y .

Figure 4 - Détermination de l'abondance de l'hydrogène et de l'hélium dans Sirius (d'après L. H. Aller).



La figure 4 indique, d'après L.H. Aller, la détermination par cette méthode de l'abondance de H et He à l'intérieur de Sirius. Les deux courbes de la figure sont l'image géométrique des deux relations entre X et Y . Leur point d'intersection indique $X = 0,941$ $Y = 0,046$.

Bien que de telles valeurs soient très incertaines car elles dépendent fortement du modèle stellaire admis (entre autres choses) il est cependant possible d'affirmer que l'hydrogène et l'hélium sont les deux éléments chimiques les plus abondants dans les étoiles.

MATIERE DONT NOUS RECEVONS DU RAYONNEMENT

Il s'agit, rappelons-le, des atmosphères stellaires et des nébuleuses gazeuses brillantes ou obscures. Dans ce cas, la méthode d'étude est directe : elle consiste à interpréter les spectres de ces objets. Depuis Kirchoff on connaît – du moins dans ses grandes lignes – le mécanisme de formation des raies, ce qui permet une analyse *qualitative* facile.

Les choses deviennent beaucoup plus compliquées quand on désire une analyse *quantitative*. La première idée qui vient à l'esprit est de penser que les raies intenses sont celles des éléments abondants, tandis que les raies faibles sont produites par les éléments peu abondants. Cette idée simple n'est pas complètement fausse, mais elle est tout à fait insuffisante et beaucoup trop vague. Pour serrer les choses de plus près, il faut d'abord définir l'intensité, ou largeur équivalente W , d'une raie, ce qui est fait dans la figure 5. L'énergie absorbée dans la raie est $\int (I_0 - I_\lambda) d\lambda$ et la largeur équivalente :

$$W = \frac{1}{I_0} \int (I_0 - I_\lambda) d\lambda, \text{ l'intégrale étant étendue à toute la raie.}$$

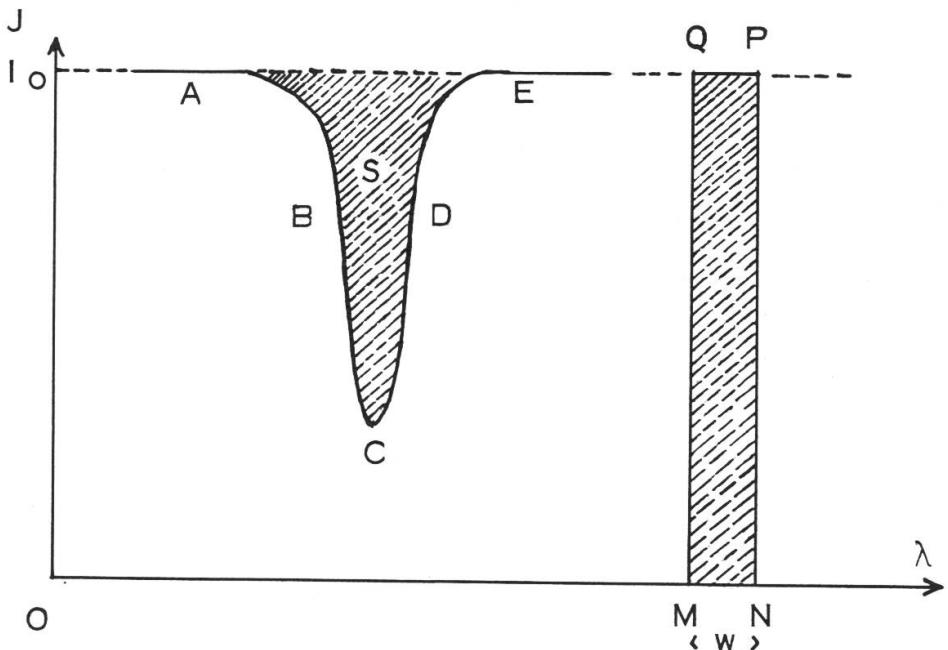


Figure 5 - La largeur équivalente de la raie représentée à gauche est la largeur W du rectangle $MNPQ$ dont l'aire est égale à l'aire S de la raie. Le contenu $ABCDE$ est le profil de la raie.

Il faut ensuite connaître le mécanisme de formation des raies, ce qui permettra de déterminer W en fonction du nombre N des atomes responsables de la raie. Les lois de la physique du rayonnement nous apprennent que chaque raie possède une largeur dite «naturelle», la même pour toutes les raies, dépendant uniquement des constantes fondamentales telles que masse et charge de l'électron, vitesse de la lumière, etc. Cette largeur naturelle est égale à $\frac{4\pi e^2}{3mc^2} = 1,18 \cdot 10^{-4}$ Å.

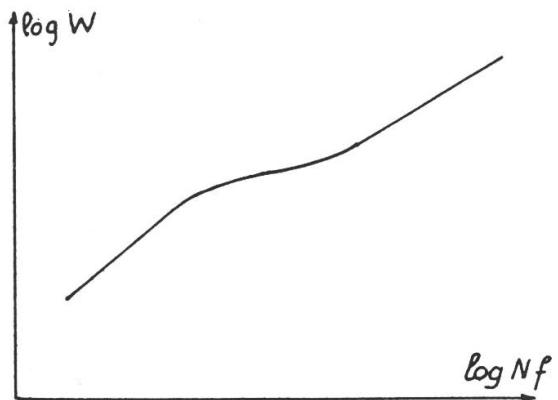
En réalité, la largeur d'une raie est toujours supérieure à cette valeur car des phénomènes tels que l'amortissement par choc, les effets Doppler, Zeemann et Stark, la rotation des étoiles ont pour effet de l'augmenter souvent considérablement. Ainsi, le théoricien doit-il commencer par déterminer l'effet de ces différents phénomènes sur l'intensité des raies. Cela étant fait (cela nous entraînerait trop loin de dire comment) il peut ensuite aborder le problème essentiel pour notre objet: déterminer la largeur équivalente W en fonction du nombre N des atomes actifs. Cette fonction $W = W(N)$, qui a reçu le nom de courbe de croissance, s'obtiendra en évaluant l'intégrale $W = \frac{1}{I_0} \int (I_0 - I_\lambda) d\lambda$. Le calcul est compliqué, car l'intensité I_λ en un point de la raie dépend de la manière dont le rayonnement est transmis par l'atmosphère de l'étoile, c'est-à-dire dépend à la fois du modèle physique de l'atmosphère et de sa constitution chimique. Grâce à des hypothèses simplificatrices que nous n'indiquerons pas, on obtient les résultats suivants:

- 1^o Quand N est petit, W est proportionnel à Nf ; c'est le cas des raies faibles. La constante f est une grandeur quantique, dite force d'oscillateur, proportionnelle à la probabilité de la transition correspondant à la raie considérée.
- 2^o Quand N augmente, il vient un moment où le centre de la raie est complètement opaque; l'intensité centrale ne peut plus diminuer, il y a saturation. W est alors presque constant.
- 3^o Enfin, quand N augmente encore, les ailes de la raie augmentent et W est proportionnel à \sqrt{Nf} ; c'est le cas des raies fortes.

La courbe de croissance $W = W(N)$ possède donc trois parties et a l'allure indiquée sur la figure 6.

Une fois en possession des courbes de croissance théoriques, on les compare aux courbes de croissance empiriques qui s'obtiennent à partir de l'observation de la manière suivante:

Figure 6 - Courbe de croissance théorique. De gauche à droite : raies faibles, raies moyennes et raies fortes. La hauteur du «papier» intermédiaire dépend de la vitesse des atomes.



Le dépouillement d'un spectre donne les largeurs W de différentes raies. Supposons, pour simplifier, que la force d'oscillateur f de chacune de ces raies soit connue. On peut alors dessiner la courbe provisoire $W = W(f)$, dans le système d'axes $\log W$, $\log f$. Si on a obtenu les courbes de croissance pour deux atomes différents, le glissement horizontal nécessaire pour amener l'une des courbes sur l'autre détermine le rapport des nombres d'atomes *actifs* des deux éléments considérés. On obtiendra le rapport du nombre *total* des atomes en appliquant les relations Boltzmann-Saha qui déterminent les proportions d'atomes sur les différents niveaux d'excitation ou d'ionisation.

Nous ne donnons pas de table des abondances des différents éléments, car les résultats numériques sont souvent discordants. Deux remarques générales sont préférables.

Tout d'abord, l'hydrogène est l'élément le plus abondant des atmosphères stellaires, comme il l'est aussi à l'intérieur des étoiles. Ce fait n'était pas évident car rien ne s'opposait, à priori, à une discontinuité de la composition chimique entre l'intérieur et l'atmosphère (les courants de convection produisent-ils un brassage efficace des gaz stellaires ?).

Deuxième conclusion d'intérêt général : la composition chimique varie peu d'une étoile à l'autre, certains cas particuliers étant réservés.

La méthode des courbes de croissance est évidemment applicable aussi à l'étude des nébuleuses gazeuses brillantes et même à celle de la matière interstellaire. La composition chimique de ces objets paraît analogue à celle des atmosphères stellaires.

En parlant jusqu'ici de matière dont nous recevons du «rayonnement» il s'agissait de rayonnement dans le domaine *visible* du spectre. Terminons par quelques indications sur le rayonnement radio.

En rayonnement radioélectrique on observe un spectre continu et une seule raie de longueur d'onde $\lambda = 21$ cm, ce rayonnement provenant soit de radiosources quasi ponctuelles (objets que l'on identifie parfois à des objets visuels tels que étoiles ou galaxies), soit du gaz interstellaire.

L'identification de la raie de 21 cm est certaine: elle provient des atomes d'hydrogène au niveau fondamental. Ce niveau est un doublet hyperfin dont les deux composantes correspondent aux deux cas dans lesquels les spins du proton et de l'électron sont parallèles ou anti-parallèles. La présence de cette raie dans l'émission radio des nuages galactiques (brillants ou obscurs) permet donc d'affirmer la présence de l'hydrogène neutre dans ces nuées (peut-être 10 atomes par cm^3 dans les nuages denses, comme les nuages sombres d'Orion, du Taureau, de Persée).

Dans ce bref exposé, j'ai dû simplifier — à l'extrême parfois — certaines des questions que j'ai choisi de présenter. D'autre part, beaucoup d'autres problèmes se posent que j'ai volontairement laissés de côté; ainsi l'interprétation du fond continu de spectres ou celle du profil des raies qui fournissent des renseignements sur la structure physique des atmosphères stellaires ou des nébuleuses gazeuses. De même, les courbes de croissance peuvent aussi apporter des renseignements d'ordre physique sur ces objets, mais toutes ces questions sont en dehors du sujet choisi.