LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

RECHERCHES SUR LE SPECTRE CONTINU DE QUELQUES ÉTOILES
DES PREMIERS TYPES SPECTRAUX

Par D. BARBIER, D. CHALONGE et E. VASSY.

Travail fait à la Station Scientifique du Jungfraujoch.

Sommaire — Dans une première partie, les auteurs décrivent une méthode et un appareillage permettant de faire correctement l'étude spectrophotométrique des spectres continus stellaires. L'emploi d'un spectrographe à prisme objectif, doué d'astigmatisme, permet d'obtenir des spectres élargis, faciles à étudier au microphotomètre. Ces spectres stellaires sont comparés à une étoile artificielle constituée par un tube à hydrogène éloigné, donnant un spectre continu riche en ultraviolet et de répartition énergétique connue. L'absorption atmosphérique est déterminée directement, pendant la nuit d'observation. L'étude photométrique est faite sur les enregistrements au microphotomètre, qui permettent de définir nettement le spectre continu.

Une seconde partie est consacrée à l'exposé des résultats de l'étude de 18 étoiles des types B, A et F, faite à la Station Scientifique du Jungfraujoch. Les températures de couleur et l'absorption continue de l'hydrogène qui fait suite à la série de Balmer ont été mesurées avec une précision beaucoup plus grande qu'on ne l'avait fait jusqu'ici. L'importance de telles données pour les recherches sur la constitution des atmosphères stellaires est sommairement montrée.

1. Introduction. — La connaissance de la répartition de l'énergie dans le spectre continu des étoiles est une donnée d'une importance très grande en astrophysique. Aussi depuis longtemps des recherches nombreuses ont-elles été faites dans le but de la déterminer pour le plus grand nombre possible d'étoiles. Les résultats de ces études ont été exprimés, pour chaque étoile, par un nombre, la « température de couleur » de l'étoile, ou température du corps noir dont le rayonnement se rapproche le plus de celui observé : au degré de précision de la plupart des mesures faites jusqu'ici, il a, en effet, semblé possible d'assimiler ainsi les rayonnements continus stellaires à ceux de corps noirs. Mais si l'on compare les résultats obtenus par les divers auteurs, on est frappé de leur extrême dispersion ⁽¹⁾. Cette dispersion s'explique par la grande complexité du problème et les difficultés nombreuses que soulève son étude : des méthodes très diverses ont été proposées pour les résoudre, malheureusement beaucoup n'ont qu'une précision insuffisante, certaines même sont incorrectes.

Aussi nous a-t-il semblé important d'entreprendre une étude de deuxième approximation permettant de fixer avec plus de certitude les caractéristiques de ces rayonnements continus. Nous nous sommes efforcés de mettre au point une méthode de spectrophotométrie

stellaire à la fois correcte et simple. Le but que nous nous sommes proposé n'était pas de reprendre l'examen de toutes les étoiles dont le rayonnement a été étudié, mais de choisir un certain nombre d'étoiles aussi régulièrement distribuées dans le ciel que possible, et de déterminer, *directement* et *avec précision*, la répartition de l'énergie dans leur spectre continu : il sera possible, par la suite, d'étudier un plus grand nombre d'étoiles en les comparant à ces étoiles types, ce deuxième travail étant notablement plus facile que le premier. Il est indiqué de choisir comme étalons des étoiles des premiers types spectraux par suite de la rareté des raies dans leurs spectres ⁽¹⁾. Dans ce premier travail, nous nous sommes occupés plus spécialement du domaine spectral de longueur d'onde inférieure à 4 500 Å, et, en particulier, de l'ultraviolet de courte longueur d'onde qui n'avait pratiquement pas été étudié jusqu'ici ⁽²⁾. Avant de décrire la méthode employée, qui s'appliquera non seulement à cette région spectrale mais à tout le domaine photographique, il est bon de bien mettre en évidence les grandes lignes, et en même temps les principales difficultés du problème.

2. Principales difficultés à résoudre. — *a) Nécessité de bien connaître l'absorption atmosphérique.*

⁽¹⁾ L'intérêt d'un travail de cette nature avait été montré par Gerasimovic ⁽²⁾.

⁽²⁾ Un travail ayant un but voisin du nôtre est engagé à la Cornell University ⁽¹⁷⁾.

⁽¹⁾ Voir à ce sujet l'article de Brill ⁽¹⁾.

— Les rayonnements stellaires ne nous parviennent qu'après avoir traversé l'atmosphère terrestre et subi ainsi une absorption qui peut être très grande dans certaines régions spectrales. Il importe d'abord de corriger les rayonnements observés de cette absorption et de déterminer quelle était leur composition avant leur entrée dans l'atmosphère. Il faut, pour cela, connaître très exactement les coefficients d'absorption de l'atmosphère, et comme cette absorption est très variable, surtout dans l'ultraviolet, il est nécessaire de les déterminer au moment des observations. Cette difficulté est commune à toutes les méthodes ⁽¹⁾ et elle a été assez rarement résolue complètement, certains auteurs se bornant à calculer les coefficients (méthode d'ailleurs inapplicable dans la région où l'ozone absorbe), d'autres utilisant les valeurs diurnes mesurées pendant des jours voisins.

b) **Mesures des rayonnements au sol.** — Mais le point le plus important est la mesure même des rayonnements au sol. Le manque de sensibilité des récepteurs absolus tels que le bolomètre, la thermopile, le radiomètre les a fait rejeter jusqu'ici par la plupart des auteurs ⁽²⁾. Restent les récepteurs sélectifs : cellule photoélectrique, plaque photographique. Jusqu'ici la plaque photographique a été préférée à la cellule car elle a sur cette dernière les deux grands avantages de permettre d'atteindre à des rayonnements très faibles par l'emploi de longues poses et de fournir l'enregistrement simultané de toutes les radiations ⁽³⁾. Malheureusement la détermination des courbes de gradation de la plaque, qui permettent de passer des densités photographiques aux intensités relatives, présente des difficultés réelles et de nombreuses critiques peuvent être faites à la plupart des procédés qui ont été employés pour les obtenir.

En second lieu, la mesure des noircissements le long des spectres stellaires est très délicate, étant donné l'étroitesse de ces spectres. Pour pouvoir la faire avec quelque précision il est bon d'augmenter la largeur du spectre. Mais, ainsi que nous le verrons plus loin, cet élargissement a en général été fait d'une façon qui ne permet pas d'appliquer correctement les lois de la photométrie photographique.

c) **Source terrestre de comparaison.** — La troisième difficulté n'existe que par suite de la sélectivité du récepteur : il est nécessaire de disposer d'une source de référence, au rayonnement bien connu, permettant d'éviter, par des mesures comparatives, d'avoir à tenir compte de cette sélectivité. On évite, d'ailleurs, en même temps les corrections de transmission et de dis-

persion du spectrographe qui seraient nécessaires pour des mesures absolues. Cette source de comparaison doit émettre, autant que possible, un rayonnement ne différant pas trop de celui des étoiles considérées : comme certaines, et en particulier celles que nous nous proposons d'étudier, ont des températures effectives dépassant parfois 20 000°, il faut que le spectre de la source soit très riche en ultraviolet. Or les sources employées jusqu'ici ont été des sources incandescentes, flamme d'acétylène, lampe à incandescence ou cratère d'un arc au charbon, dont le rayonnement, pas toujours très bien connu, est pauvre en ultraviolet par suite de leur basse température. Il en résultait une moindre précision, notamment dans l'ultraviolet.

Il faut dire également que l'emploi de sources de dimensions finies et à distance finie a en général conduit à ne pas employer exactement la même optique pour l'obtention des spectres de la source que pour l'obtention des spectres stellaires; il devenait ainsi nécessaire d'introduire des termes correctifs, parfois quelque peu incertains ⁽⁴⁾.

Dans la méthode qui va être décrite les difficultés précédentes ont été résolues :

a) Par la mesure des coefficients d'absorption jusqu'au voisinage de la limite de transparence de l'atmosphère, pendant les nuits mêmes d'observations;

b) Par l'emploi de méthodes correctes pour l'élargissement du spectre et la photométrie photographique;

c) Par l'introduction d'une source de référence riche en ultraviolet, sous forme d'une étoile artificielle, bien comparable aux étoiles réelles.

3. **Méthode et appareillage.** — Nous décrirons sommairement la méthode et l'appareillage car ils sont à peu près les mêmes que ceux qui ont déjà été décrits dans de précédents articles (4 et 5).

Spectrographe. — Le spectrographe est à prisme objectif et sa caractéristique principale est de fournir des spectres stellaires élargis par astigmatisme. Les méthodes d'élargissement des spectres stellaires généralement usitées, élargissement par trainage (défaut de suite), petites oscillations alternatives du spectrographe par rapport au faisceau incident, déplacement du châssis dans son plan, ne permettent pas de définir un temps de pose ayant une signification en photométrie photographique : le temps pendant lequel la lumière a réellement impressionné chaque point du spectre reste très mal déterminé; or il joue un rôle primordial en photométrie ⁽⁵⁾. La méthode ⁽⁶⁾ que nous employons permet au contraire d'impressionner simultanément tous les points du spectre et le temps de

⁽¹⁾ Elle est évidemment beaucoup moins grande dans la comparaison des spectres d'une étoile inconnue et d'une étoile type préalablement étudiée, car cette correction devient une différence et peut être faible si les étoiles sont voisines. Mais dans la discussion présente nous n'examinons pas ce cas.

⁽²⁾ Il faut excepter Abbot qui a pu étudier au radiomètre les rayonnements infrarouge et visible de 18 étoiles brillantes, avec une précision d'ailleurs faible 40 pour 100 (3).

⁽³⁾ La cellule n'en permettrait que l'enregistrement successif et les perturbations que pourrait subir l'atmosphère pendant la durée de cet enregistrement pourraient introduire des erreurs.

⁽⁴⁾ De nombreux auteurs ont évité la difficulté précédente en prenant comme source de référence une étoile au rayonnement supposé connu mais ils ne faisaient ainsi que des études comparatives et nous nous attachons ici aux mesures directes des rayonnements stellaires.

⁽⁵⁾ Il n'est cependant pas impossible de tourner cette difficulté. C'est ce qu'a fait M. J. Baillaud (6).

⁽⁶⁾ Due à Couder (19).

pose se trouve, par suite, parfaitement bien connu. Le spectrographe S est constitué, comme l'indique le schéma de la figure 1 : les 2 prismes de 30° , sont les 2 moitiés d'un prisme de Cornu (hauteur 70 mm, longueur de la base 75 mm) ⁽¹⁾ : la disposition figurée a été préférée à la disposition habituelle (deux prismes contigus par la grande face de l'angle droit) pour des raisons de luminosité : la section du faisceau qui concourt à la formation du spectre est ainsi, environ 1,4 fois plus grande qu'avec la disposition classique.

L'objectif O est une lentille simple, en quartz, de 60 cm de distance focale moyenne et de 90 mm de diamètre, satisfaisant à la condition des sinus. Grâce à une inclinaison de la lentille autour de son diamètre parallèle à l'arête du prisme, qui lui fait faire un angle d'environ 8° avec la position normale au faisceau moyen, les diverses images monochromatiques ponctuelles de l'étoile, qui, pour une position normale de O, composeraient le spectre, sont remplacées chacune par un système de 2 focales : les diverses focales tangentielles, alignées côte à côte, constituent un spectre parfaitement net, de 1 mm de hauteur moyenne, que l'on recueille sur la plaque photographique ⁽²⁾. Le faisceau incident, dont la section est déterminée par les prismes, s'inscrit dans la lentille sans subir de diaphragmation appréciable : cette section est rectangulaire. Il en résulte que l'éclairement est uniforme le long d'une focale ⁽³⁾, fait très important pour l'étude microphotométrique qu'il faut faire des spectres.

La longueur d'un spectre entre $4\,861$ et $3\,000\text{Å}$ est de 30 mm. On peut obtenir de bons spectres d'étoiles B jusqu'à la magnitude 3 avec des poses ne dépassant pas 10 minutes sur plaque Guilleminot Fulgur.

Le réglage du spectrographe n'est valable que

⁽¹⁾ Nous remercions vivement M. P. Lambert qui a bien voulu nous prêter ces prismes.

⁽²⁾ La hauteur de ce spectre varie avec la longueur d'onde : elle va en décroissant vers l'ultraviolet par suite d'une diminution de l'astigmatisme. C'est là une circonstance favorable : la faible dispersion dans le bleu est compensée par un plus grand étalement en hauteur, et la grande dispersion dans l'ultraviolet par un plus faible étalement en hauteur. De la sorte, les noircissements se trouvent plus régulièrement répartis d'un bout à l'autre du spectre.

⁽³⁾ Sauf sur l'extrême bord du spectre.

lorsque l'étoile étudiée se trouve dans une direction déterminée, définie par la lunette L (distance focale de l'objectif : 1,50 m) rigidement liée au spectrographe. L'ensemble lunette-spectrographe est fixé sur un petit équatorial.

Source de comparaison. — Pour pouvoir obtenir avec le même système optique, le spectre de l'étoile et celui de la source terrestre choisie comme étalon de répartition énergétique, nous réalisons une étoile artificielle en plaçant la source à une distance suffisante, 600 m, pour que le spectrographe réglé pour l'infini, puisse en donner un spectre net ⁽¹⁾.

Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle exige une atmosphère bien constante pendant la durée de prise des spectres. La correction à introduire pour tenir compte de l'absorption apparente par diffusion que subit la lumière avant d'atteindre le spectrographe, est très petite, la différence des densités optiques de 600 m d'air pur à la pression atmosphérique normale, pour les radiations $4\,500$ et $3\,100$ n'atteignant pas 0,025 dans le domaine spectral étudié.

Pour l'étude de la région spectrale $4\,500\text{--}3\,000\text{Å}$ nous avons adopté comme source le tube à hydrogène de Chalonge et Lambrey ⁽²⁾. Les propriétés du spectre continu donné par ce tube ont été longuement étudiées dans des travaux antérieurs ⁽⁸⁾ : il a les avantages d'avoir une répartition énergétique presque indépendante du courant d'excitation et d'être très riche en ultraviolet. La courbe d'énergie a déjà obtenue ^(8 et 9), mais nous l'avons déterminée une fois de plus, dans des conditions aussi voisines que possible de celles de l'emploi : le tube, alimenté par le même courant, 9 milliampères sous 1 000 volts, que pour les études stellaires, était disposé derrière un petit trou placé à 50 mètres du spectrographe qui vient d'être décrit (ce dernier étant mis au point pour cette distance). Son spectre était comparé par photométrie photographique ⁽³⁾ à celui d'une lampe étalon de Kipp et Zonen à ruban de tungstène $T = 2\,700^\circ\text{K}$ sous enveloppe de quartz : on substituait cette lampe au tube derrière le trou. La figure 2 donne la courbe d'énergie du spectre de l'hydrogène ainsi obtenue dans l'intervalle spectral qui nous intéresse ; elle diffère très peu de celle qui avait été trouvée antérieurement par Chalonge et Ny Tsi-Zé ⁽⁹⁾ ⁽⁴⁾. Pour bien montrer l'avantage de ce spectre sur celui des corps noirs réalisables, on a représenté sur la même figure les courbes d'énergie de corps noirs à $2\,700^\circ$ (lampe de Kipp et Zonen qui a servi à la comparaison) et à $3\,800^\circ$ (caractère positif de l'arc au charbon) et celles de corps noirs à $7\,000^\circ$, $14\,000^\circ$ et $25\,000^\circ$ dont se rapprochent beaucoup les

⁽¹⁾ On fait au besoin une légère correction de mise au point.

⁽²⁾ Modèle Dunoyer, construit par la SCAD. (Voir 7 et 8.)

⁽³⁾ Voir plus loin la méthode employée (p. 140).

⁽⁴⁾ Par contre la courbe donnée par Déjardin et M^{lle} Schwégler s'en écarte un peu ⁽¹⁰⁾.

rayonnements stellaires ⁽¹⁾. On peut voir ainsi la grande supériorité de l'hydrogène dans l'ultraviolet.

Fig. 2. — Pour des raisons de commodité, on a porté en ordonnées les log des intensités et on a amené toutes les courbes à passer par un même point.

L'inconvénient du tube à hydrogène est que son rayonnement devient très faible au-dessus de 4 500 Å ; de plus les raies du spectre de la molécule d'hydrogène le recouvrent en grand nombre dans cette région. Mais dans ce domaine spectral de plus grande longueur d'onde les sources incandescentes peuvent constituer de bonnes sources de référence. Aussi nous proposons-nous, pour des études futures d'utiliser simultanément comme étalons le tube à hydrogène et la lampe à incandescence constituant deux étoiles artificielles voisines : il sera ainsi possible d'étudier simultanément tout le domaine photographique.

Courbes de gradation. — Nous avons utilisé la méthode très correcte de photométrie photographique à temps de pose constant : le temps de pose était le même pour tous les spectres pris sur une même plaque. Les courbes de gradation étaient déduites d'une série de spectres de l'étoile artificielle dont la magnitude était progressivement modifiée. Pour cela l'extrémité du capillaire (diamètre 6 mm) du tube à hydrogène était placée au foyer d'une lentille de quartz de 25 cm de distance focale moyenne et de 30 mm de diamètre : le diamètre de la zone éclairée, à 600 m de distance, était d'environ 15 mètres et il était facile d'orienter

⁽¹⁾ En réalité le tube à hydrogène étant étalonné au moyen d'une lampe à incandescence, c'est bien cette lampe que l'on compare indirectement aux étoiles, mais, alors qu'une seule pose permet d'obtenir un bon spectre de l'hydrogène utilisable de 4 500 à 3 000 Å pour les comparaisons stellaires, il faudrait toute une série de spectres de la lampe à incandescence, diversément affaiblis dont les uns seraient très sous-exposés dans un certain domaine, les autres très surexposés dans un autre. De plus la surveillance du tube est bien plus facile que celle de la lampe à incandescence : une petite variation de la tension d'alimentation, modifie beaucoup le spectre de la lampe et très peu celui du tube.

l'axe de ce faisceau exactement sur le spectrographe. L'éclairement de la première face du prisme était alors exactement le même que si la lentille condensatrice avait eu une brillance constante égale à la brillance moyenne du capillaire. En plaçant tout contre la lentille condensatrice des diaphragmes circulaires de surface variant en progression géométrique (diamètre variant de 1,65 mm à 9,5 mm) on faisait varier suivant la même loi l'éclairement du prisme du spectrographe et l'intensité du spectre photographié. On prenait ainsi 6 spectres de gradation (rapport des éclairagements extrêmes : 32).

Ces spectres ont un noircissement très régulier et presque uniforme dans toute leur longueur. Leur densité est mesurée pour chaque radiation sur leurs enregistrements au microphotomètre. La figure 3 représente les courbes de gradation que l'on peut en déduire pour diverses longueurs d'onde comprises entre 4 500 et 3 000 Å. Les points expérimentaux se placent très bien sur les courbes ce qui est une preuve en faveur de la précision de la méthode. Ces courbes varient beaucoup avec la longueur d'onde et l'on voit qu'il est absolument nécessaire d'en tracer le réseau aussi complet que possible ⁽¹⁾.

Fig. 3. — Pour tracer ces courbes de gradation on a porté en abscisses les log des intensités, en prenant pour unité d'intensité pour chaque radiation, l'intensité qu'elle a lorsque le diaphragme a l'ouverture maximum. En ordonnées, au lieu de porter les densités photographiques d , on a porté le log des déviations y du spot du microphotomètre : ceci est parfaitement justifié puisque $d = C^{10} - \log y$.

Le fait que les courbes de gradation sont faites à partir d'une source intermittente (tube à hydrogène excité en courant alternatif) et qu'elles sont utilisées pour étudier des sources constantes dans le temps (étoiles) n'a pas d'importance : Chalonge et Ny Tsi Zé ont montré que le rayonnement du tube était assimilable, au point de vue de son action sur la plaque, à celui que donnerait le tube excité par un certain courant continu ⁽¹⁸⁾.

⁽¹⁾ Le réseau que nous utilisons pour nos déterminations est plus serré que celui de la figure 3.

4. Observations et réduction des clichés. — Mesures des coefficients d'absorption de l'atmosphère. — Il est indiqué de réduire le plus possible l'importance des corrections d'absorption en faisant les observations dans une station élevée. C'est pourquoi ce travail a été accompli à la Station Scientifique du Jungfraujoch (alt. 3 457 m, pression moyenne 505 mm)⁽¹⁾.

Les coefficients d'absorption étaient déterminés à partir de spectres de Véga pris à des distances zénithales croissantes, tous avec le même temps de pose, 5 minutes. Pendant chaque nuit d'observation un cliché était réservé à ces spectres ; ils étaient pris à des heures telles que la masse d'air traversée (séc ζ) croissait d'environ 0,2 de l'un à l'autre, ses valeurs extrêmes étant 1,01 (passage au méridien, $\zeta = 8^\circ$ env.) et 2,55 (Aube $\zeta = 67^\circ$ environ).

Après développement⁽²⁾ et enregistrement au microphotomètre de tous les spectres (spectres de Véga et spectres de gradation) on calculait le rapport i_λ de l'intensité de chaque radiation λ du spectre de Véga à celle de la radiation correspondante de l'étoile artificielle. Les courbes donnant, pour chaque λ , la variation de $\log i_\lambda$ en fonction de la masse d'air ont été trouvées rectilignes pendant les trois nuits d'observation (16-17, 17-18, 18-19 août 1934).

Les pentes de ces droites représentent la densité optique de l'atmosphère au Jungfraujoch, pour les diverses radiations. À partir des valeurs des densités correspondant à deux longueurs d'onde inégalement absorbées par l'ozone (par exemple 3 268 et 3 130 Å) il est facile de calculer, comme il a été indiqué dans un autre travail (12), l'épaisseur x d'ozone. Connaissant x et les coefficients K_λ d'absorption de l'ozone, on peut calculer la densité optique de l'ozone et la retrancher des densités optiques déterminées⁽³⁾. On obtient ainsi pour chaque longueur d'onde la valeur de la densité optique d résultant des pertes de lumière par diffusion et par absorption par les poussières, cristaux de neige, etc.

La figure 4 représente, pour la nuit du 16 au 17 août, la variation de d en fonction de $10^{15} \lambda^{-4}$ (où λ est en Å) : les points expérimentaux s'alignent bien au voisinage d'une droite. Pour les deux autres nuits il en est de même. Les trois droites ont le même coefficient angulaire, mais leurs ordonnées à l'origine δ diffèrent légèrement. La valeur du coefficient angulaire est 0,300 pour la pression 505 mm.

⁽¹⁾ L'équatorial était installé sur la terrasse supérieure du bâtiment. Pour l'obtention des spectres de gradation nous opérons dans le tunnel du Jungfraubahn qui présente une longue partie rectiligne entre Eismeer et les Mönch-Stollen. Les rails constituaient des bancs d'optique très précieux pour l'orientation du spectrographe et du tube à hydrogène.

Nous remercions très vivement M. Liechti directeur de Jungfraubahn, qui nous a donné toutes les facilités pour le transport et l'installation de nos appareils.

⁽²⁾ Les plaques étaient toujours développées un jour au moins après la prise du dernier spectre. Le développement était fait à 18° C environ, pendant 5 minutes, dans un révélateur à grand contraste (11).

⁽³⁾ Dans un prochain article nous reviendrons sur les détails de ce calcul et sur quelques difficultés qu'il soulève.

Elle serait donc 0,442 sous la pression normale, valeur voisine des meilleures déterminations⁽¹⁾. δ représente l'absorption, indépendante de λ , due aux poussières, etc., en suspension. Ses valeurs successives ont été 0 pendant la nuit du 16 au 17 août, (atmosphère purifiée par de nombreuses précipitations au cours d'une période orageuse), 0,03 du 17 au 18 (très grand vent soulevant des cristaux de neige)⁽²⁾ et 0,025 du 18 au 19.

Fig. 4.

Spectres stellaires. — Pendant chaque nuit d'observation, les spectres stellaires étaient photographiés sur plusieurs plaques, réservées, les unes aux poses de 5 minutes, les autres aux poses de 10 minutes. Chaque plaque (9 × 12) pouvait contenir une dizaine de spectres, en plus des six spectres de gradation. Les étoiles étudiées appartenaient toutes aux premiers types spectraux, principalement aux types A et B.

L'étude de ces spectres se faisait sur leurs enregistrements au microphotomètre (fig. 5).

Grâce à ces enregistrements, il est possible de définir plus exactement le spectre continu que l'on veut étudier. Les spectres des étoiles des premiers types spectraux ayant, en général, relativement peu de raies, le fond continu apparaît en de nombreux points et les courbes enveloppes tracées en trait discontinu sur les enregistrements, joignent ces points et représentent, de façon très vraisemblable, la courbe qu'aurait donnée l'enregistreur si les raies n'avaient pas existé. Cette méthode simple de détermination du fond continu rencontre toutefois deux difficultés.

La première se présente dans la région où les raies de Balmer se serrent et où leurs ailes se rejoignent et empêchent de voir le fond continu : du point B à

⁽¹⁾ 0,434 en moyenne d'après ARNEY, LANGLEY et ABBOT (1).

⁽²⁾ Cette valeur de δ est une valeur moyenne : δ a dû varier au cours de la nuit (voir p. 144).

Fig. 5. — Le 0 des ordonnées correspond à la transparence nulle. La graduation de l'échelle des ordonnées est en cm sur l'original : les ordonnées sont proportionnelles aux transparences des divers points des spectres [microphotomètre de Chalonge et Lambert (16)].

3 700 Å environ. Il n'est plus possible alors que de faire une extrapolation BC assez incertaine et peu utilisable.

La deuxième difficulté tient à l'absorption tellurique. Dans les régions spectrales où l'absorption de l'atmosphère terrestre se réduit à l'absorption apparente par diffusion (et c'est pratiquement le cas dans une grande étendue spectrale visible et ultraviolette, ici entre A et E), cette absorption étant une fonction continue et régulièrement décroissante de la longueur d'onde, le tracé de courbes continues telles que ABC et DE est parfaitement justifié. Mais à cette absorption par diffusion se superposent des absorptions très sélectives dues à l'oxygène, à la vapeur d'eau et surtout à l'ozone. Dans le domaine spectral étudié, seule est à considérer l'absorption par l'ozone : cette absorption est formée de bandes très accusées et rendrait absurde le prolongement vers les courtes longueurs d'onde de la courbe ponctuée DE par une courbe continue tangente aux maxima de la courbe enregistrée. Pour la prolonger de façon correcte, nous procédons ainsi : nous commençons par corriger le tracé du microphotomètre de l'absorption due à l'ozone. Il est très facile, connaissant les courbes de gradation de la plaque, de déterminer quelle serait la forme de la courbe tracée par le microphotomètre si la densité optique de l'atmosphère était diminuée, pour chaque λ , d'une quantité égale à la valeur de l'absorption par l'ozone $K_{\lambda} x \sec \zeta$. Cette courbe passerait par les points portés sur les enregistrements (petits cercles) : on peut alors aisément prolonger la courbe DE, en EF.

La courbe représentant le fond continu peut ainsi se tracer complètement et d'une façon assez sûre (sauf en BC). On voit qu'elle se compose de deux branches ABC et DEF. La discontinuité entre C et D est attribuable (pour toutes les étoiles sauf γ Cassiopeiae) à l'absorption continue qui accompagne la série de Balmer. Le spectre continu d'émission DEF diffère donc du fond continu ABC par le fait que les radiations qui le composent ont subi, avant de quitter l'étoile, une absorption supplémentaire. Le spectre DEF n'est donc certainement pas le spectre de la photosphère. Ce dernier spectre n'a de chances d'apparaître qu'en ABC : il est cependant possible que même dans cette région il soit modifié par une absorption de l'atmosphère stellaire, par exemple, ainsi que le suggère Dufay (13), par le spectre d'absorption (probablement faible) lié à la série de Paschen.

Pour γ Cassiopeiae, c'est en émission que se manifeste le spectre continu lié à la série de Balmer, mais des remarques tout à fait analogues aux précédentes s'appliquent à ce cas : le spectre de la photosphère apparaît sans doute en ABC, mais en DEF l'émission continue de l'hydrogène lui est superposée.

L'abscisse de la discontinuité entre les deux paliers est, dans tous les cas, voisine de 3 700 Å, mais elle varie un peu ⁽¹⁾.

(1) C'est l'abscisse de la discontinuité des courbes de la figure 6.

Fig. 6. — (Colonnes du milieu, 4^e graphique, lire α And. A0 p. au lieu de α And. B0 p.)

Les opérations successives à effectuer maintenant pour arriver aux courbes d'énergie correspondant aux tracés ABCDEF sont très simples. Elles consistent à :

1. Déterminer, grâce aux courbes de gradation, le rapport i_λ de l'intensité de chaque radiation du spectre continu défini par la courbe enveloppe ABCDEF, à l'intensité correspondante de l'étoile artificielle;

2. Corriger ce rapport de l'absorption apparente par diffusion déterminée précédemment, de façon à obtenir la valeur $i_{0\lambda}$ de i_λ en dehors de l'atmosphère terrestre;

3. Multiplier $i_{0\lambda}$ par l'intensité de l'étoile artificielle d'hydrogène pour la même longueur d'onde (d'après la courbe de la figure 2).

On obtient ainsi les valeurs des intensités I des diverses radiations des fonds continus stellaires définis précédemment. Les courbes d'énergie ainsi déterminées sont représentées sur la figure 6 : en ordonnées sont portés les log (décimaux) des intensités, dans une même échelle, de sorte qu'il est possible de comparer entre elles les intensités des radiations des diverses étoiles étudiées.

Précision des déterminations. — La plupart des courbes précédentes représentent la moyenne de deux déterminations faites à partir de deux spectres obtenus pendant des nuits différentes sur des clichés différents. Les courbes $\log I = f(\lambda)$ correspondant à une même étoile et provenant de l'étude de spectres différents sont toujours très sensiblement parallèles : il en résulte que la forme de la courbe de distribution de l'énergie I en fonction de la longueur d'onde est bien déterminée, mais que ses ordonnées ne sont connues qu'à un facteur constant K près. Ce facteur est d'ailleurs très voisin de 1 en général : en effet $\log K$ représente la translation qu'il faut imprimer à chacune des deux courbes $\log I = f(\lambda)$, relatives à une étoile, pour les amener à coïncider avec la courbe moyenne représentée figure 6 ; or, si les deux spectres comparés ont été pris pendant la première et la troisième nuit, $\log K$ est en général de l'ordre de 0,01 ; pour quelques étoiles seulement, dont l'un des spectres a été obtenu dans la seconde nuit (vent violent) $\log K$ est plus grand et peut atteindre 0,05 ⁽¹⁾.

Dans le tableau sont indiqués, en face des noms des étoiles étudiées (1^{re} colonne), dans la quatrième colonne, les nuits d'observation et, dans la cinquième colonne, la valeur de $\log K$.

Les valeurs de $\log K$ ne définissent que la précision avec laquelle ont été faites les comparaisons entre la courbe d'énergie de chaque étoile et celle de l'hydrogène. Pour caractériser la précision des courbes d'énergie stellaires il faudrait surtout tenir compte de l'incertitude existant sur celle du tube à hydrogène et par suite sur celle de la lampe à ruban de tungstène qui a servi d'étalon fondamental : des études nom-

breuses sont nécessaires pour fournir ce renseignement. Elles ne sont pas encore terminées ⁽¹⁾.

5. Interprétation des résultats. — Les résultats bruts précédents peuvent être caractérisés par divers facteurs. Le premier est la température de couleur de l'étoile : il est déterminé par le premier palier (3700-4500 Å) de la courbe d'énergie. Les autres définissent l'absorption continue de l'atmosphère d'hydrogène.

Températures de couleur. — Sans faire d'hypothèse sur l'origine du rayonnement continu qui se voit entre les raies de Balmer, on peut essayer de le caractériser par la température du corps noir dont la courbe d'énergie est la plus voisine de la sienne propre : c'est la « température de couleur » T de l'étoile,

L'étroitesse du domaine spectral utilisable pour la détermination des « températures de couleur », 3700-4500 Å, ne nous a pas permis de rechercher si certains rayonnements stellaires pouvaient être assimilés rigoureusement avec ceux de corps noirs. Nous nous sommes bornés à déterminer une valeur de T caractérisant ce domaine, en comparant le premier palier (4500-3700 Å) de chacune des courbes des figures 6, avec le réseau R des courbes donnant la variation du log. de l'intensité du rayonnement du corps noir en fonction de λ pour toutes les températures comprises entre 5000° et 4000°, de 1000° en 1000° : au dessus de 10000° ces courbes sont très sensiblement rectilignes dans la région spectrale considérée. Pour la plupart des étoiles, le palier de la courbe expérimentale est rectiligne et a pu être amené à coïncider exactement avec une des courbes du réseau.

Les températures déterminées sont portées dans la sixième colonne du tableau I.

Une petite erreur sur la pente moyenne de la courbe expérimentale (fig. 6) qui se traduirait par une erreur de 250° sur T à 7000°, en entraînerait une de 3000° à 20000° et de 8000° à 30000°. La forme des courbes du réseau R varie en effet beaucoup moins vite vers 30000° qu'aux basses températures (voir fig. 2) : un changement de plusieurs milliers de degrés vers 30000° modifie très peu la distribution de l'énergie dans le spectre d'un corps noir entre 3700 et 4500 Å.

Absorption continue de l'hydrogène. — Si l'on admet que la photosphère des étoiles étudiées rayonne effectivement comme le corps noir à température T , on peut prolonger sur les graphiques (fig. 6) donnant les courbes d'énergie la courbe représentant le rayonnement photosphérique, au-dessous de 3700 Å (courbe ponctuée). L'écart entre cette courbe et la courbe expérimentale représente la densité optique D de

⁽¹⁾ Une première étude grossière de 4 étoiles avait été faite à Arosa par une méthode analogue, mais avec un matériel entièrement différent ⁽¹²⁾. Les courbes de distribution de l'énergie en avaient été données, précises seulement dans l'ultraviolet : pour les deux étoiles communes aux deux études, Véga et γ Cassiopeiæ, le second travail donne dans l'ultraviolet des courbes $\log I = f(\lambda)$ parallèles à celles trouvées dans le premier (le régime des tubes à hydrogène employés dans les deux cas n'étant pas le même, on ne pouvait s'attendre à trouver des courbes confondues). La précision de la méthode semble donc bonne.

⁽¹⁾ Cela montre que pendant cette nuit les coefficients d'absorption de l'atmosphère ont fluctué autour de la valeur moyenne déterminée (δ a varié).

l'atmosphère stellaire pour les diverses longueurs d'onde. On voit que cette densité optique est, dans la plupart des cas, une fonction linéaire, ou à peu près linéaire, de λ : $D = D_0 + p(3700 - \lambda)$ où D_0 représente la valeur de D pour la longueur d'onde 3700 Å⁽¹⁾. D peut donc être caractérisée par les 2 paramètres D_0 et p : leurs valeurs sont données dans les colonnes 7 et 8

du tableau. D_0 représente la discontinuité de la courbe d'énergie. C'est le plus sûr des deux paramètres : en effet p dépend de la façon dont l'extrapolation est faite. Au contraire, D_0 est non seulement indépendant de cette extrapolation, mais même des erreurs qui pourraient être commises sur la valeur de l'absorption atmosphérique.

TABLEAU.

ÉTOILE	TYPE	MAG VIS.	DATE ⁽¹⁾ DES OBSERVATIONS	LOG K	T ⁽²⁾	D_0	$p \times 10^5$	OBSERVATIONS
γ Cas	B0e	2,3	1.2	0,03	17 000	-0,085	+ 6	
ζ Oph	B0	2,7	2		20 000	0,04	0	
ζ Per.	B1	2,9	2.3	0,005	14 000	0,075	- 9	
ϵ Per.	B1	3,0	2.2	0,02	26 000	0,09	-15	
γ Peg.	B2	2,9	1.1. 2	0,02	35 000	0,135	- 7,5	
ζ Tau.	B3p	3,0	2.3	0,015	38 000	0,21	-15	
η U.Ma.	B3	1,9	1.2	0,05	23 500	0,23	- 2	
η Tau.	B5p	3,0	2		16 500	0,36	- 5	
β Per.	B8	2,3	2		14 000	0,32	- 7	
β Tau.	B8	1,8	3		25 000	0,33	- 4	
α And.	A0p	2,2	3.3	0,01	23 500	0,35	+ 4	
ϵ U.Ma.	A0p	1,7	2		14 500	0,55	+17	
α Cyg.	A2p	1,3	1.2	0,02	12 000	0,42	+13	
δ Cas.	A5	2,8	1.3	0	11 500	0,49	0	(³)
α Aql.	A5	0,9	2.3	0	11 000	0,45		(⁴)
β Cas.	F5	2,4	1.2	0	7 000	0,2 ^x 5		(⁴)
α U.Mi.	F8	2,1	2		5 500	0,305		(⁴) (⁵)

(¹) Les nuits du 16 au 17 août, du 17 au 18 et du 18 au 19 sont désignées respectivement par 1, 2, 3.
 (²) La précision avec laquelle est mesurée T diminue très vite lorsque T croît : voir la remarque importante faite à ce sujet.
 (³) D n'est que grossièrement fonction linéaire de λ .
 (⁴) D n'est plus fonction linéaire de λ .
 () Céphéide — Spectre pris le 17/2 à 22 h. 9 m. T.U.

Pour γ Cassiopeiae, D_0 n'a plus la même signification que pour les autres étoiles, puisqu'il n'y a plus absorption par l'hydrogène, mais émission. Il doit être considéré simplement comme la différence des ordonnées de deux courbes : le signe — lui a été affecté pour montrer que cette différence n'a pas le même signe que pour les autres étoiles.

Comparaison des résultats précédents avec ceux de Yü et de Karpov. — Des études analogues aux précédentes ont été faites à l'observatoire Lick par Ching-Sung Yü (14) et Karpov (15). Mais il nous semble que nos résultats sont beaucoup plus précis que ceux de ces auteurs. Les critiques suivantes peuvent être faites aux méthodes employées par eux.

1. Leurs courbes de gradation étaient insuffisantes : Yü n'utilisait qu'une seule courbe pour tout le domaine spectral étudié : (5000-3400 Å). L'examen des courbes de la figure 3 montre qu'il devait en résulter de grosses erreurs. La méthode de Karpov était meilleure : il déterminait en effet plusieurs courbes dans la région

visible mais une seule dans l'ultraviolet, aussi la précision de ses déterminations dans ce domaine devait-elle rester assez faible.

De plus, les spectres stellaires, qu'ils élargissaient par trainage étaient obtenus en un temps différant beaucoup de la pose employée pour les gradations.

2. Le tracé des courbes qui correspondent, pour Yü, à nos courbes enveloppées (A B C D E sur les enregistrements), nous semble critiquable : il admet, en effet, que l'absorption continue de l'hydrogène commence avant les dernières raies de la série de Balmer (dans la région où se trouvent ces raies) et croît lentement jusqu'à la dernière (alors que cette apparence est due à l'empiètement des ailes de ces raies) : aussi le tracé de sa courbe de fond continu diffère-t-il du nôtre. Il admet, de plus, que l'absorption continue de l'hydrogène dans le spectre de l'étoile choisie comme étalon de répartition énergétique, ζ Ophiuchi, est nulle, et cela doit fausser sensiblement le tracé de sa courbe d'énergie. Il est donc à prévoir que, pour ces deux raisons, les valeurs de D trouvées par Yü doivent être trop faibles : il en est en effet ainsi pour les 5 étoiles communes à nos deux études.

Application aux atmosphères stellaires. — La

(¹) Bien que la discontinuité entre les deux paliers des courbes d'énergie (fig. 6) ne se produise pas toujours pour la longueur d'onde 3700 Å, nous avons appelé, dans tous les cas, D_0 la différence d'ordonnées correspondant à la longueur d'onde 3700 Å.

classification actuelle des étoiles est fondée sur l'aspect des raies visibles dans leur spectre. L'absorption continue de l'hydrogène dans les spectres stellaires présentant certainement une corrélation avec les raies, on pouvait prévoir une corrélation entre la quantité D_0 et le type spectral. Cette corrélation, déjà indiquée par Yü et par Karpov, apparaît sur le graphique de la figure 7 : en abscisses sont marqués des points équidistants représentant les subdivisions des trois premières classes spectrales B, A, F et en ordonnées les