Not sur le coefficient moyen d'absorption et sur le facteur (1-) dans une céphéide

Autor(en): **Tiercy, G.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **15 (1933)**

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-740613

g) Les *quartzites sériciteux* et les *quartzites à séricite*, caractérisant le niveau n° 2, mais pouvant se rencontrer localement dans les horizons n° 4, n° 5 et n° 6.

h) Les *grès feldspathiques argileux*, dans les niveaux n° 4 et n° 5.

i) Les *grès feldspathiques conglomératiques*, localisés généralement dans le niveau n° 4, mais pouvant se rencontrer plus bas.

j) Les *grès argileux micacés*, les *schistes gréseux* et les *schistes argileux micacés*, dans les niveaux n° 1, n° 2, n° 4 et n° 5.

k) Les *grès quartzo-sériciteux*, dans les niveaux n° 1 et n° 2.

l) Les *schistes quartzito-micacés*, rares, rencontrés dans le niveau n° 4 métamorphisé.

m) Les *schistes calcaréo-micacés*, les *schistes dolomitiques micacés* et les *phyllites dolomitiques*, rencontrés dans les niveaux n° 4, n° 5 et n° 6, mais pouvant se présenter sporadiquement dans des horizons inférieurs.

n) Les *cherts*, souvent rubanés, trouvés dans les niveaux n° 3 et n° 6.

o) Les *roches hématitisées métasomatiques*, dans le niveau n° 3.

p) Les *calcaires* et les *dolomies*, passant parfois à des calcschistes ou à des schistes dolomitiques. Niveaux n° 5 et n° 6.

Genève, Laboratoire de Minéralogie de l'Université.

G. Tiercy. — *Note sur le coefficient moyen d'absorption et sur le facteur* (1 — β) *dans une Céphéide.*

Dans un article précédent [1], j'ai indiqué les résultats que j'ai obtenus en étudiant les variations de l'ionisation dans les atmosphères de quelques Céphéides; pour les huit étoiles étudiées, le maximum d'ionisation, précédant quelque peu le maximum de lumière, coïncide, semble-t-il, avec le spectre le plus jeune; de même, le minimum d'ionisation, qui précède le minimum de lumière, correspond au spectre le plus avancé.

[1] C. R. *Soc. de Phys.*, 1932, III; le même dans *Publ. Obs. de Genève*, fasc. 20.

Dans deux autres notes [1], j'ai tenté de légitimer ce phénomène de précession des extrema d'ionisation vis-à-vis des extrema correspondants de lumière, par le jeu combiné de la courbe de lumière, de la courbe des vitesses radiales et de la théorie de l'équilibre radiatif.

Je voudrais reprendre ici cette question, et comparer les deux expressions indiquées, dans la première des deux notes rappelées ci-dessus, comme représentant le rapport des flux totaux envoyés dans une direction donnée à deux époques différentes de la « période » d'une Céphéide.

On a, d'une part:

$$X = \frac{T_{e,1}^4 \cdot R_1^2}{T_{e,2}^4 \cdot R_2^2}, \tag{1}$$

où l'on met en jeu les données numériques tirées de la courbe des vitesses radiales; et l'on a vérifié (1^{re} note) que ces données sont en accord avec une diminution de la magnitude de l'étoile entre la phase du maximum d'ionisation (indice 1) et celle du maximum de lumière (indice 2); il y a de même augmentation de la magnitude (seconde note) entre la phase du minimum d'ionisation et celle du minimum de lumière.

On a, d'autre part:

$$X = \frac{(1-\beta_1)\cdot k_{m,2}}{(1-\beta_2)\cdot k_{m,1}} = \frac{(1-\beta_1)\cdot T_{e,1}^{4/5}}{(1-\beta_2)\cdot T_{e,2}^{4/5}} = \frac{T_{e,1}^{24/5}\cdot P_2}{T_{e,2}^{24/5}\cdot P_1}, \tag{2}$$

où le coefficient moyen d'absorption k_m a été admis comme inversément proportionnel[2] à $T_e^{4/5}$, et compte tenu de la relation générale:

$$\frac{P_1}{P_2}\cdot\frac{1-\beta_1}{1-\beta_2} = \frac{T_{e,1}^4}{T_{e,2}^4};$$

P représente la pression totale moyenne de la couche renversante de l'étoile.

L'égalité (2) est, à peu de chose près, celle-là même que j'ai

[1] Voir le présent fascicule, C. R., 1933, I.
[2] EDDINGTON, *Monthly Notices*, 1922.

utilisée à plusieurs reprises pour calculer les rapports des pressions $\frac{P'}{P}$, étant connues les températures T_e effectives ainsi que les magnitudes correspondant respectivement aux deux phases envisagées.

Il en résulte qu'en portant dans l'expression (2) les valeurs des rapports de pressions $\frac{P'}{P}$ déterminés comme il vient d'être rappelé, et les valeurs correspondantes des T_e, on doit retrouver identiquement et tout naturellement les différences de magnitude utilisées (d'après la courbe de lumière) pour le calcul des $\frac{P'}{P}$. Cela constitue une simple vérification de calcul numérique par la formule (2).

Il en était tout autrement de l'emploi de la formule (1) pour le calcul de $(m_2 - m_1)$; car, alors, on utilisait directement la courbe des vitesses radiales ou la courbe de pulsation (voir les deux notes citées).

Rappelons encore que la formule (1) aurait pu être employée pour le calcul des températures effectives T_e; on n'aurait mis en jeu, dans ce calcul, que les indications de la courbe de lumière et celles de la courbe des vitesses radiales. Comme, au contraire, les T_e avaient été calculées préalablement par des formules générales [1], et que ces valeurs de T_e portées dans la formule (1) ont permis de retrouver les valeurs convenables de $(m_2 - m_1)$, on peut en conclure qu'il y a bon accord entre les résultats dus à ces différentes formules.

Prenons la formule (2) sous sa première forme:

$$X = \frac{(1 - \beta_1) \cdot k_{m,2}}{(1 - \beta_2) \cdot k_{m,1}} ; \qquad (2')$$

l'indice 1 se rapportant à la phase du maximum d'ionisation et l'indice 2 à la phase du maximum de lumière, on sait que $X < 1$, en accord avec la formule (1).

Par conséquent, pour les deux phases en question, le produit des deux rapports $\left(\frac{1 - \beta_1}{1 - \beta_2}\right)$ et $\left(\frac{k_{m,2}}{k_{m,1}}\right)$ est inférieur à l'unité.

[1] C. R., 1932, III; le même dans *Publ. Obs. Genève*, fasc. 20.

Mais c'est tout ce que peut donner (2'). Pour aller plus loin, il faut: ou connaître un renseignement supplémentaire sur les β (ou, ce qui revient au même, sur les pressions), ou savoir quelque chose sur les coefficients moyens d'absorption k_m.

Cela fait deux problèmes à examiner.

1er *problème.* — Supposons que, par une méthode ou une autre, on ait trouvé les pressions[1] P_1 et P_2; les températures T_e étant connues, cela revient à donner le rapport des $(1-\beta)$; on peut donc en déduire la valeur du rapport $\frac{k_{m,2}}{k_{m,1}}$.

J'ai fait le calcul pour les huit Céphéides en question; et j'ai trouvé que ce rapport est très sensiblement égal au rapport $\left(\frac{T_{e,1}}{T_{e,2}}\right)^z$, avec $z = \frac{4}{5}$; autrement dit, il semble bien que le *coefficient moyen d'absorption* k_m soit inversément proportionnel à $T_e^{4/5}$, comme Eddington l'a indiqué d'une façon générale. Mais ici,il s'agit de la variation des Céphéides.

2me *problème.* — Admettons la loi que nous venons de rappeler pour le coefficient moyen d'absorption. On a alors les autres formes de (2):

$$X = \frac{(1-\beta_1) \cdot T_{e,1}^{4/5}}{(1-\beta_2) \cdot T_{e,2}^{4/5}} = \frac{T_{e,1}^{24/5} \cdot P_2}{T_{e,2}^{24/5} \cdot P_1} \,. \tag{2''}$$

Les indices conservant la même signification que précédemment, on sait que $T_{e,1} > T_{e,2}$; il apparaît en effet comme une conséquence de l'allure de la courbe des vitesses radiales que la température effective soit en décroissance lorsque l'étoile passe par un maximum lumineux (formule 1).

On sait aussi que $X < 1$; on en déduit que :

$$\frac{1-\beta_1}{1-\beta_2} < 1 \,.$$

[1] La chose est possible, au moins approximativement, puisqu'on dispose de la courbe des vitesses radiales, donc de la variation du rayon R et de la variation de la pesanteur g à la surface de l'étoile.

C'est bien à quoi l'on pouvait s'attendre théoriquement. Reprenons en effet l'équation du 4me degré qui définit la fraction β:

$$1 - \beta = C \cdot M^2 \cdot \mu^4 \cdot \beta^4 \,, \tag{3}$$

où C est une constante[1], et ou μ représente le poids atomique *moyen* de l'étoile; M est la masse totale; c'est une constante pendant toute la variation d'une Céphéide. La fraction β serait donc constante si le poids atomique moyen μ restait constant. Or, ce n'est pas le cas, puisque l'ionisation varie pendant la variation lumineuse de l'étoile.

On sait qu'un atome de poids atomique A contient $\left(\frac{A}{2} - x\right)$ électrons, x valant quelques unités, quatre en moyenne environ. Quand l'ionisation est complète, il y a donc $\left(1 + \frac{A}{2} - 4\right)$ particules indépendantes, en lieu et place d'un atome; et le poids atomique moyen a pour valeur approchée:

$$\mu = \frac{A}{\left(\frac{A}{2} - 3\right)} = \frac{2A}{A - 6} \,,$$

quelque peu supérieure à deux. Mais la dissociation n'est pas complète partout dans l'étoile; de sorte que le poids atomique moyen est plus grand. On peut avancer qu'il vaut 2,2 au centre de l'étoile (valeur limite), $\mu = 5$ aux $^9/_{10}$ du rayon à partir du centre, et $\mu = 3{,}5$ environ dans l'ensemble; il est beaucoup plus grand dans la couche renversante.

Dans une Céphéide, ce μ moyen est variable, puisque tous les éléments (dont x) sont variables; μ est d'autant plus grand que le degré x d'ionisation est plus petit.

Si donc on pose:

$$Q = C M^2 \mu^4 = 0{,}003\, M^2 \mu^4 \,,$$

Q sera plus grand lors du minimum de x, et plus petit lors du maximum de x.

Et l'équation:

$$1 - \beta - Q\beta^4 = 0$$

[1] En prenant comme unité de masse la masse du Soleil, on a $C = 0{,}003$.

montre que, si Q est plus petit, β doit être plus grand; et vice-versa.

Il en résulte que, lors du maximum d'ionisation (Q plus petit), β sera plus grand et $(1 - \beta)$ plus petit; lors du minimum d'ionisation, $(1 - \beta)$ sera plus grand.

Ainsi, dans le second membre de l'expression (2), le rapport $\left(\frac{1 - \beta_1}{1 - \beta_2}\right)$ doit être plus petit que l'unité.

C'est bien ce qu'on a trouvé par les formules (1) et (2).

Observatoire de Genève.

G. Tiercy et A. Grosrey. — *Etude sur la largeur d'un spectre stellaire photographique pour les étoiles de type* A_5.

Si, pendant les durées de poses, la conduite de l'instrument était toujours de même qualité, le spectre d'une même étoile présenterait toujours la même largeur pour une même exposition (étant entendu qu'on maintient l'image stellaire à la croisée des fils du réticule du viseur). Or, tel n'est pas le cas. La qualité de la conduite de l'instrument est variable, pour des raisons soit mécaniques, soit physiologiques; et, pour une même durée de pose, le spectre d'une même étoile, photographiée à plusieurs reprises, est de largeur variable. Ce qui revient à dire que l'énergie reçue par la plaque photographique est répartie sur un ruban dont la largeur varie d'une expérience à l'autre.

Cela ne présente guère d'inconvénient si l'on se borne à l'étude générale du type spectral; il suffit alors de reconnaître l'allure de l'ensemble des raies.

Mais si l'on prétend tirer parti des mesures de la *longueur* du spectre pour une pose donnée, alors la variation éventuelle de la *largeur* de ce spectre joue un rôle important. En effet, si l'énergie reçue est répartie sur un ruban plus étroit, les parties extrêmes de ce ruban seront quelque peu allongées, comme si l'on avait augmenté la durée de pose.

Il apparaît donc comme essentiel de connaître la loi de variation de la largeur du spectre en fonction de la durée de pose; car cela permettra, par la suite, de ramener toutes les mesures de longueurs de spectres à ce qu'elles auraient été pour des spectres de même largeur.