Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 15 (1933)

Artikel: Note sur les phases respectives des maxima d'ionisation et des maxima de lumière dans un céphéide

Autor: Tiercy, Georges

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-740604

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: 16.07.2025

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

Ces différences montrent une marche sensible avec la magnitude absolue, comme le montre le tableau ci-contre:

Le quotient variation de la largeur totale divisée par la variation de magnitude absolue est de l'ordre de $20 \frac{\mu}{\text{mag}}$. La dispersion des valeurs observées est considérable; la bande couverte a une largeur de l'ordre de 200 μ. Nos spectrogrammes ne permettent donc pas de détermination spectroscopique de parallaxe. Il n'en est pas moins certain qu'à un accroissement d'éclat de l'étoile observée, correspond en général un rétrécissement des raies de l'hydrogène.

4. — En principe, la mesure de la longueur d'un spectrogramme fournit la magnitude apparente d'une étoile [1]; celle des largeurs de raies détermine la magnitude absolue. La méthode spectrographique permettrait donc, sans l'intervention d'aucun autre instrument, la détermination des parallaxes d'étoiles. Mais son application exigera que la précision des mesures spectrographiques soit beaucoup plus grande que celles que nous pouvons effectuer avec notre outillage modeste. La question se pose, par exemple, de savoir si l'étude des spectrogrammes au microphotomètre ne donnerait pas des résultats plus précis que la mesure visuelle au spectro-comparateur, toujours un peu subjective.

Observatoire de Genève.

Georges Tiercy. — *Note sur les phases respectives des maxima d'ionisation et des maxima de lumière dans une Céphéide.*

Dans une note précédente [2], j'ai rappelé comment les allures des courbes de variation de T_e et de P sont, en somme, déterminées par l'allure de la courbe des vitesses radiales; il se trouve que le maximum de T_e suit celui de P et précède celui de

[1] P. Rossier, *Photométrie spectrographique et extinction atmosphérique.* Archives (5), 13,p. 82 = Publications de l'Observatoire de Genève, fasc. 14 (1931).

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

lumière; il en est de même pour les minima. Et j'ai dit comment, selon nos observations et nos calculs, les phases des extrema d'ionisation (spectres extrêmes) sont situées entre celles des extrema correspondants de T_e et P d'une part, et de lumière d'autre part.

Il semble que cet ordre des phases des extrema d'ionisation précédant ceux de lumière soit justifié par le jeu combiné de la courbe de lumière, de la courbe des vitesses radiales et de la théorie de l'équilibre radiatif. La présente note est un essai de justification en ce qui concerne les maxima.

On admettra, pour cette approximation, que les coefficients d'absorption k_ν (par unité de masse) correspondant aux différentes radiations ν sont sensiblement les mêmes; autrement dit, on raisonnera comme pour un corps gris, $k_\nu = k$. Ce n'est pas tout à fait exact; mais l'étude théorique de l'assombrissement du disque solaire vers le bord a montré que la relation approchée $k_\nu = k$ correspond assez bien, numériquement, aux faits observés sur le Soleil. Cette valeur de k dépend d'ailleurs de la température.

Rappelons maintenant ce qu'on appelle l'*opacité* totale d'une couche gazeuse d'épaisseur x; c'est la quantité suivante:

$$\tau_\theta = \sec\theta \,.\, \int_0^x k\rho\, dx$$

pour un faisceau faisant un angle θ avec la normale à la surface considérée; si $\theta = 0$, on a:

$$\tau = \int_0^x k\rho\, dx \ ,$$

où ρ est la densité du milieu.

Avec $k_\nu = k$, cette opacité a la même valeur pour toutes les radiations ν.

L'équation de l'équilibre radiatif parfait est, comme on sait:

$$k \int (\mathrm{B} - \mathrm{I})\, d\omega = 4\pi\varepsilon \qquad (\text{avec} \quad \varepsilon = 0) \ ,$$

où $B(T) = \frac{\sigma}{\pi} T^4$ est l'intensité de la radiation « noire » de température T (toutes longueurs d'ondes), et où $I = \int_0^\infty I_\nu \, d\nu$ est l'intensité de la radiation étudiée.

Quant à l'équation qui régit le transport de l'énergie dans une direction s, elle s'écrit, toujours dans le cas du corps gris:

$$\frac{dI}{ds} = -\rho k (I - B) \; ;$$

avec $ds \,.\, \cos\theta = dx$, elle devient:

$$\cos\theta \,.\, \frac{dI}{dx} = -k\rho (I - B) \; ,$$

où θ est l'angle formé par la direction dans laquelle on mesure I avec la normale à la surface de référence.

Maintenant, on peut prendre τ comme variable indépendante, au lieu de x; et l'on a:

$$\cos\theta \,.\, \frac{dI}{d\tau} = B - I \; .$$

Si l'on compte θ à partir de la normale vers l'extérieur, tout en comptant x et τ vers l'intérieur du corps rayonnant, on écrit:

$$\cos\theta \,.\, \frac{dI}{d\tau} = I - B \; .$$

On cherche alors une solution approchée valable pour *le voisinage de la frontière* ($\tau = 0$); on peut établir la solution suivante (solution de Schwarzschild modifiée):

$$I(\tau \,;\, \theta) = \frac{1}{2} \mathcal{F} \left[1 + \frac{3}{2}\tau + \frac{3}{2}\cos\theta \right] \; ;$$

$$I(0 \,;\, \theta) = \frac{1}{2} \mathcal{F} \,.\, \left(1 + \frac{3}{2}\cos\theta \right) \; ,$$

où $\mathcal{F}$ est déterminé par la relation:

$$F = \pi \mathcal{F} = \int I \cos\theta \,.\, d\omega \; ,$$

F étant le flux net, et l'intégrale étant étendue à l'angle solide entier; $\mathcal{F}$ est l'*intensité moyenne équivalente.* On a d'ailleurs:

$$\mathcal{F} = \frac{\sigma}{\pi} T_e^4 ,$$

où T_e est la température *effective*; on voit par là l'importance de la connaissance des spectres. En ce qui concerne les Céphéides, T_e étant connue à chaque phase, on en déduira la valeur de $\mathcal{F}$ à chaque phase.

Considérons les valeurs de l'intensité au centre et au bord du disque visuel, pour la radiation envoyée vers l'observateur:

$$\begin{cases} I(0\,,\,0 = \frac{1}{2}\mathcal{F}\cdot\left(\frac{5}{2}\right) = \frac{5}{4}\mathcal{F} = \frac{5}{4}\cdot\frac{\sigma}{\pi}T_e^4 \;; \\ I\left(0\,,\,\frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{2}\mathcal{F} = \frac{1}{2}\cdot\frac{\sigma}{\pi}T_e^4 \;; \end{cases}$$

on voit bien que $\mathcal{F}$ est comprise entre ces limites; c'est bien une intensité moyenne.

En première approximation, pour obtenir le *flux total lancé vers l'observateur*, on pourra se borner à multiplier $\mathcal{F} = \frac{\sigma}{\pi}T_e^4$ par la surface du *disque apparent.*

Or, celle-ci est proportionnelle au carré du rayon R de l'étoile; tandis que le volume est proportionnel à R^3, et inversément proportionnel à la densité moyenne ρ_m; R est donc proportionnel à $\rho_m^{-\frac{1}{3}}$ et la surface à $\rho_m^{-\frac{2}{3}}$.

Si donc on considère deux phases (indices 1 et 2) de la variation d'une Céphéide, le rapport des deux flux totaux correspondants envoyés dans une direction donnée sera:

$$X = \frac{T_{e,1}^4 \cdot R_1^2}{T_{e,2}^4 \cdot R_2^2} = \frac{T_{e,1}^4 \cdot \left(\rho_m^{-\frac{2}{3}}\right)_1}{T_{e,2}^4 \cdot \left(\rho_m^{-\frac{2}{3}}\right)_2} . \qquad (1)$$

Les deux phases envisagées seront:

$\begin{cases} \text{indice 1: maximum d'ionisation } x\text{, spectre le plus jeune;} \\ \text{indice 2: maximum de lumière.} \end{cases}$

D'ailleurs, on sait que le flux total F relatif à la surface est donné par:

$$F = \frac{(1 - \beta) \cdot f \cdot M \cdot c}{R^2 \cdot k_m} = \pi \mathcal{F} = \sigma T_e^4 \; ;$$

$$\begin{cases} f & = \text{constante de gravitation,} \\ M & = \text{masse totale,} \\ c & = \text{vitesse de la lumière;} \end{cases}$$

d'où:

$$\frac{R_1^2}{R_2^2} = \frac{(1 - \beta_1) \cdot F_2 \cdot k_{m,2}}{(1 - \beta_2) \cdot F_1 \cdot k_{m,1}} = \frac{(1 - \beta_1) \cdot k_2 \cdot T_{e,m,2}^4}{(1 - \beta_2) \cdot k_{m,1} \cdot T_{e,1}^4} \; ;$$

et, comme le coefficient d'absorption k est inversément proportionnel à $T_e^{4/5}$, il vient:

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

car on a toujours:

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

Le rapport X étant celui des éclats absolus bolométriques $\frac{L_1}{L_2}$, et ce dernier étant connu dès qu'on possède la courbe de lumière par la formule de Pogson

$$m_2 - m_1 = -2{,}5 \log \frac{L_2}{L_1} \; ,$$

la relation (2) est à peu de chose près celle qui nous a servi à plusieurs reprises à la détermination des rapports des pressions P.

Nous laisserons donc pour l'instant cette relation de côté, et nous nous servirons de la relation (1) sous la forme:

$$X = \frac{T_{e,1}^4 \cdot R_1^2}{T_{e,2}^4 \cdot R_2^2} \; . \qquad (1')$$

Elle va nous permettre un contrôle numérique, les variations de R étant connues directement par la courbe des vitesses radiales, et les températures T_e ayant été déterminées pour toutes les phases en fonction de R, qui joue ainsi un rôle essentiel dans ce calcul.

Le premier tableau donne les renseignements numériques indispensables [1]; rappelons que la phase moyenne des x maxima est presque confondue avec celle de I minimum (I = index de couleur).

Etoile	$m_2 - m_1$ courbe de lumière	Spectre x max.	Spectre max. lum.	$T_{e,1}$	$T_{e,2}$	log R_1	log R_2
η Aquilae	— 0,015	A_8	A_9	7775	7684	1,16791	1,17965
T Vulp. .	— 0,07	A_8	A_9	7956	7885	1,03655	1,05695
X Sgii. .	— 0,01	F_{1-2}	F_{1-2}	7050	7000	1,29410	1,30103
S Sgttae.	— 0,015	F_4	F_{4-5}	6630	6600	1,37361	1,38021
W Sgii. .	— 0,02	A_9	A_9-F_0	7759	7650	1,16098	1,17898
Y Sgii. .	— 0,01	F_3	F_3	7310	7285	1,23376	1,23805
SU Cygni.	— 0,01	A_7	A_{7-8}	7930	7920	1,03862	1,04139
SU Cass. .	— 0,01	A_{8-9}	A_9	7650	7603	0,95984	0,96848

Le second tableau donne les résultats tirés de l'application de la formule (1′) aux phases de x maximum (indice 1) et du maximum de lumière (indice 2).

On trouve ensuite la différence de magnitude ($m_2 - m_1$) par la formule:

$$m_2 - m_1 = -2{,}5 \log \frac{L_2}{L_1} = 2{,}5 \log X \ ;$$

et l'on constate que les valeurs ainsi calculées sont en excellent accord avec celles de la 1re colonne du 1er tableau.

Etoile	log X	X	$m_2 - m_1$ calculé
η Aquilae . . .	$\bar{1}$,99697	0,992	— 0,01
T Vulp. . . .	$\bar{1}$,97486	0,944	— 0,06
X Sgii.	$\bar{1}$,99727	0,993	— 0,01
S Sgttae. . . .	$\bar{1}$,99468	0,988	— 0,01
W Sgii. . . .	1,98858	0,974	— 0,03
Y Sgii.	$\bar{1}$,99737	0,993	— 0,01
SU Cygni . . .	$\bar{1}$,99664	0,992	— 0,01
SU Cass. . . .	$\bar{1}$,99342	0,985	— $0{,}01_5$

[1] Les phases d'ionisation maxima ont été données dans la note citée plus haut.

On constate ainsi que le jeu combiné de la variation de R, de la courbe de lumière et de la théorie de l'équilibre radiatif permet de rendre compte de ce fait que la phase de x max. *(spectre le plus jeune)* précède la phase du maximum de lumière; la luminosité augmente jusqu'à cette dernière.

Il me paraît qu'il ne serait guère possible d'harmoniser la courbe de lumière avec les valeurs tirées de la courbe des vitesses radiales, si l'on se refusait à admettre que la phase du maximum d'ionisation *(spectre le plus jeune)* ne coïncide pas avec celle du maximum lumineux.

Remarquons d'ailleurs que, connaissant les R par la courbe des vitesses radiales et les magnitudes par la courbe de lumière (donc connaissant X), on aurait pu se servir de la relation (1') pour déterminer les rapports des températures T_e, alors que celles-ci ont été calculées au moyen de formules générales; on trouve donc ici un contrôle précieux.

Observatoire de Genève.

Ch.-H. Wakker. — *Gisements aurifères de la région de St-Yrieix (Haute-Vienne).*

L'auteur précise dans une nouvelle description [1] la nature et la genèse des gisements aurifères de la région de St-Yrieix (Haute-Vienne). Il décrit en particulier les gisements de la Fagassière, de la Tournerie et de Ladignac.

Cette communication a fait l'objet d'une note détaillée dans les *Archives des Sciences physiques et naturelles*, de février 1933.

[1] Voir Archives des Sciences physiques et naturelles, V. 12, p. 31, 1930.