

LA RÉPARTITION D'ÉNERGIE DANS LE SPECTRE DE η AQUILAE ET SON RAYON

par J. GRANDJEAN et P. LEDOUX *

Institut d'Astrophysique, Cointe-Sclessin (Belgique).

ABSTRACT. — Using BURKHARDT's approximation and VITENSE's coefficients of absorption, it is shown that the relative distribution of energy observed by STEBBINS, KRON and SMITH at six wave-lengths in the spectrum of η Aquilae can be recovered theoretically, except in the U.V. for a very reasonable set of temperatures.

The variation of R/R_0 computed with the absolute values of the corresponding theoretical fluxes is out of phase with the variation of the radius given by the radial velocity curve.

Agreement between the two requires a decrease of the relative abundance of He with respect to H and an increase of R_0 to a value of the order of $4,6 \cdot 10^{12}$ cms very close to the one obtained empirically by STEBBINS.

The significance of this result and of the method used is briefly discussed.

I. LA RÉPARTITION D'ÉNERGIE DANS LE SPECTRE DE η AQUILAE.

J. STEBBINS, G. E. KRON et J. L. SMITH [1] donnent pour η Aquilae à des phases échelonnées de 0,05 en 0,05 de période, la répartition de l'énergie dans les six couleurs U ($\lambda = 3\,530 \text{ \AA}$), V ($\lambda = 4\,220 \text{ \AA}$), B ($\lambda = 4\,880 \text{ \AA}$), G ($\lambda = 5\,700 \text{ \AA}$), R ($\lambda = 7\,190 \text{ \AA}$) et I ($\lambda = 10\,300 \text{ \AA}$) sous la forme de différences de magnitude Δm par rapport à la moyenne aux longueurs d'onde B, G, R. Les mesures de STEBBINS sont des mesures relatives, le zéro de son échelle correspondant à la moyenne de dix étoiles de spectre moyen dG6 auquel on attribuerait dans l'échelle de KUIPER, une température de couleur de $6\,000^\circ$.

En ajoutant aux observations de STEBBINS, des Δm théoriques calculés pour un corps noir à $6\,000^\circ$ par la formule

$$(\Delta m)_v = -2,5 \left(\log B_v - \frac{\log B_B + \log B_G + \log B_R}{3} \right)$$

nous pouvons espérer obtenir une représentation assez correcte de la distribution réelle de l'énergie dans le spectre de η Aquilae. En particulier, à la phase 0,7 (voisine

* Associé du F. N. R. S.

du minimum de lumière) que nous considérons en premier lieu, nous obtenons ainsi les valeurs reprises dans le tableau I et représentées sur la figure 1.

TABLEAU I

Répartition de l'énergie dans le spectre de η Aquilae à la phase 0,7.

λ	U = 3 530	V = 4 220	B = 4 880	G = 5 700	R = 7 190	I = 10 300
(Δm) Stebbins	+ 0.95	+ 0.41	+ 0.20	— 0.02	— 0.18	— 0.38
(Δm) corps noir à 6 000°	+ 0.14	— 0.10	— 0.14	— 0.08	+ 0.22	+ 1.00
(Δm) corrigés	+ 1.09	+ 0.31	+ 0.06	— 0.10	+ 0.04	+ 0.62

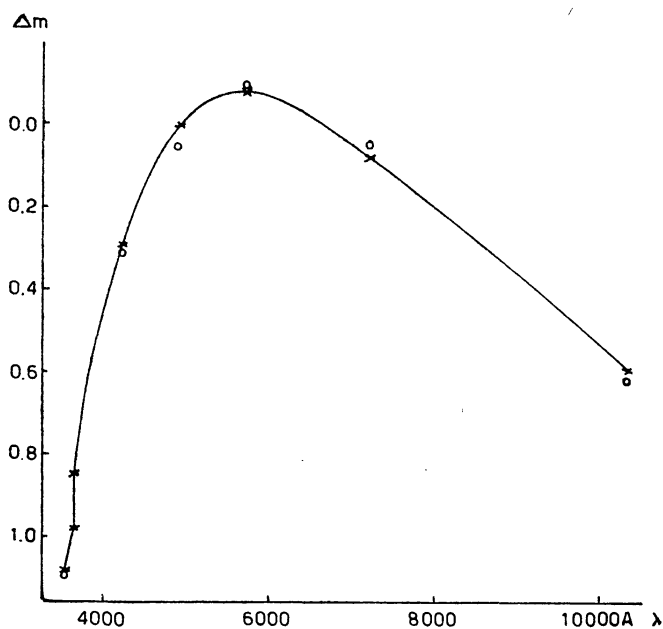


FIG. 1. — Répartition de l'énergie dans le spectre de η Aquilae à la phase 0,7 (voisine du minimum de lumière) ; ○ : valeurs observées ; × : valeurs calculées.

On sait qu'à part l'introduction d'une gravité effective g_e (appréciablement plus petite que $g = GM/R^2$) dans l'équation hydrostatique, la théorie ordinaire des atmosphères stellaires reste applicable aux céphéides, les termes supplémentaires apparaissant dans l'équation de transfert, du fait de la pulsation, étant tout à fait négligeables. Cette théorie devrait donc nous permettre d'interpréter les observations rappelées plus haut. Dans ce but, il nous faut calculer les différences entre les flux émergents F_λ aux différentes longueurs d'onde et il nous a paru que l'approximation qui consiste à considérer le rapport du coefficient d'absorption κ_ν à une fréquence déterminée au coefficient moyen de ROSSELAND $\bar{\kappa}$ comme indépendant de la profondeur n'était pas de nature à vicier appréciablement les résultats et que d'autre part, les méthodes plus complexes n'étaient pas non plus sans aléa.

Dans ce cas, le travail est grandement facilité par l'usage des tables de

BURKHARDT [2] ou du graphique de MÜNCH [3] qui donnent les corrections à apporter au rayonnement $B_\lambda(T_e)$ d'un corps noir de température égale à la température effective de l'étoile en fonction de T_e et κ_ν/κ . Cette dernière quantité a été tirée des graphiques de VITENSE [4] calculés pour la composition chimique suivante (en masse) : H = 50 %, He = 39 %, C, N, O et Ne \simeq 2 %, métaux = quelques 1/100 de %. Ceci exige cependant la connaissance de la pression électronique P_e aussi bien que celle de T_e au niveau représentatif, ici $\tau = 2/3$.

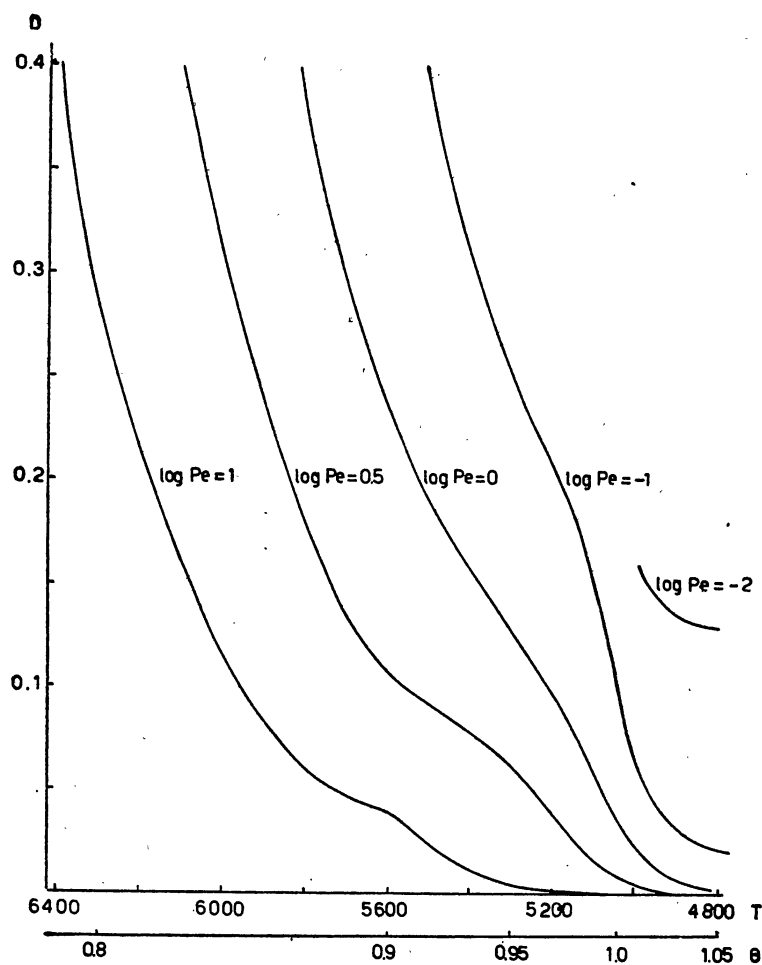


FIG. 2. — Diagramme des D en fonction de T_e et P_e .

La méthode générale qui consisterait donc à calculer les répartitions spectrales pour deux séries de valeurs de T_e et P_e associées deux à deux puis à déterminer par une double interpolation les valeurs de ces paramètres correspondant au mieux aux observations, se simplifie cependant en pratique. En effet, un coup d'œil sur les diagrammes de VITENSE pour les températures susceptibles de nous intéresser montre immédiatement que κ_ν/κ ne dépend guère de P_e aux $\lambda > 4800$ Å et les observations dans ce domaine $\lambda = 4800, 5700, 7190, \text{ et } 10300$ Å permettront de trouver au moins une première approximation pour T_e par une simple interpolation. Au

contraire, la discontinuité de BALMER $D = \log_{10}(F_{3\ 647+}/F_{3\ 647-})$ est très sensible à P_e , comme le montre la figure 2 calculée dans le cadre des hypothèses rappelées plus haut. Les valeurs de D mesurées par R. CANAVAGGIA [5] dans le spectre de η Aquilae à de nombreuses phases nous permettront donc de fixer P_e , une fois la première approximation de T_e obtenue. Quelques applications successives de ce procédé fournissent, en général, un accord satisfaisant avec l'observation.

A la phase 0,7, par exemple, nous avons été ainsi conduits à adopter les valeurs suivantes : $T_e = 4\ 810^\circ$ K ($\theta_e = 1.05$) $\log. P_e = -1.2$, ce qui fournit les résultats contenus dans le tableau II.

TABLEAU II

Caractéristiques théoriques et observées de η Aquilae à la phase 0,7.

λ	D observé = 0,056			D calculé = 0,053				
	U 3 530	3 647 -	3 647 +	V 4 220	B 4 880	G 5 700	R 7 190	I 10 300
$h\nu/kT$	8,45	8,18	8,18	7,07	6,12	5,23	4,15	2,90
α/α_0	0,64	0,64	0,72	0,85	0,93	0,94	0,84	0,90
$\log. B_\lambda$ (4810)	13,667	13,713	13,713	13,881	13,918	14,027	13,997	13,776
Corr. Burkhardt	- 0,119	- 0,123	- 0,070	- 0,017	+ 0,006	- 0,014	- 0,047	- 0,035
$\log. F_\lambda$	13,548	13,590	13,643	13,864	13,984	14,013	13,950	13,744
(Δm) calculé	+ 1,08			+ 0,29	0,00	- 0,08	+ 0,08	+ 0,59
(Δm) observé	+ 1,09			+ 0,31	+ 0,06	- 0,10	+ 0,04	+ 0,62
(Δm) Stebbins	+ 0,95			+ 0,41	+ 0,20	- 0,02	- 0,18	- 0,38
(Δm) cal. - $(\Delta m)_{St.}$	+ 0,13			- 0,12	- 0,20	- 0,06	+ 0,26	+ 0,97

Les sixième et septième lignes du tableau II aussi bien que la figure 1 montrent que l'accord entre les valeurs théoriques et observées est excellent, l'écart maximum étant de quelques centièmes de magnitude. De plus, $T_e = 4\ 810^\circ$ pour la phase 0,7 est tout à fait acceptable puisque ADAMS et SCHWÄRZSCHILD [6] adoptent après discussion $T_e = 4\ 800^\circ$ au minimum (phase 0,68). Aux autres phases, on trouve un accord tout aussi bon et de plus, les petits écarts par rapport aux valeurs observées restent à peu près identiques. Dans ces conditions, on est tenté de les attribuer à la nature même du corps de référence adopté : un corps noir à $6\ 000^\circ$ K et dans la suite, nous lui appliquerons une correction telle que les Δm observés et calculés coïncident exactement à la phase 0,7. Ceci revient à substituer à la seconde ligne du tableau I, les valeurs $(\Delta m \text{ calc.} - \Delta m \text{ Stebbins})$ du tableau II.

Nous donnons, dans le tableau suivant, les résultats pour les différentes phases en groupant celles pour lesquelles les observations de STEBBINS sont identiques ainsi que les D , à très peu de chose près.

TABLEAU III

Caractéristiques de η Aquilae à différentes phases.

Phase 0,0	$T_e = 5\ 730^\circ$	$\log. P_e = -0,3$	$D_{obs.} = 0,349$	$D_{calc.} = 0,349$
λ	3 530	4 220	4 880	5 700
				7 190
$\log. F_\lambda$	14,050	14,480	14,468	14,406
				14,256
(Δm) calc.	+ 0,82	- 0,257	- 0,227	- 0,075
(Δm) obs.	+ 0,41	- 0,26	- 0,23	- 0,07
				+ 0,302
				+ 1,00
Phases 0,05 et 0,95	$T_e = 5\ 645$	$\log. P_e = -0,4$	$D_{obs.} = 0,310$	$D_{calc.} = 0,309$
$\log. F_\lambda$	14,010	14,435	14,436	14,375
				14,240
(Δm) calc.	+ 0,85	- 0,212	- 0,215	- 0,062
(Δm) obs.	+ 0,46	- 0,22	- 0,22	- 0,06
				+ 0,275
				+ 0,27
				+ 0,962
				+ 0,97
Phases 0,15 et 0,90	$T_e = 5\ 400$	$\log. P_e = -0,55$	$D_{obs.} = 0,232$	$D_{calc.} = 0,229$
$\log. F_\lambda$	13,908	14,287	14,319	14,287
				14,170
(Δm) calc.	+ 0,89	- 0,07	- 0,15	- 0,07
(Δm) obs.	+ 0,59	- 0,08	- 0,15	- 0,06
				+ 0,222
				+ 0,22
				+ 0,88
				+ 0,88
Phases 0,25 et 0,866	$T_e = 5\ 250$	$\log. P_e = -0,6$	$D_{obs.} = 0,185$	$D_{calc.} = 0,182$
$\log. F_\lambda$	13,833	14,195	14,241	14,215
				14,122
(Δm) calc.	+ 0,90	- 0,002	- 0,117	- 0,062
(Δm) obs.	+ 0,61	+ 0,01	- 0,12	- 0,06
				+ 0,185
				+ 0,18
				+ 0,810
				+ 0,81
Phases 0,35 et 0,85	$T_e = 5\ 200$	$\log. P_e = -0,7$	$D_{obs.} = 0,153$	$D_{calc.} = 0,143$
$\log. F_\lambda$	13,796	14,154	14,210	14,198
				14,100
(Δm) calc.	+ 0,93	+ 0,038	- 0,102	- 0,072
(Δm) obs.	+ 0,74	+ 0,04	- 0,11	- 0,07
				+ 0,172
				+ 0,17
				+ 0,783
				+ 0,78
Phases 0,40 et 0,82	$T_e = 5\ 100$	$\log. P_e = -0,9$	$D_{obs.} = 0,125$	$D_{calc.} = 0,123$
$\log. F_\lambda$	13,730	14,076	14,151	14,150
				14,065
(Δm) calc.	+ 0,98	+ 0,115	- 0,072	- 0,07
(Δm) obs.	+ 0,84	+ 0,12	- 0,07	- 0,07
				+ 0,142
				+ 0,14
				+ 0,727
				+ 0,72
Phases 0,45 et 0,80	$T_e = 5\ 000$	$\log. P_e = -1,0$	$D_{obs.} = 0,103$	$D_{calc.} = 0,101$
$\log. F_\lambda$	13,665	14,000	14,095	14,101
				14,023
(Δm) calc.	+ 1,02	+ 0,182	- 0,055	- 0,070
(Δm) obs.	+ 0,93	+ 0,18	- 0,06	- 0,07
				+ 0,125
				+ 0,13
				+ 0,68
				+ 0,68
Phases 0,50 et 0,78	$T_e = 4\ 950$	$\log. P_e = -1,1$	$D_{obs.} = 0,082$	$D_{calc.} = 0,081$
$\log. F_\lambda$	13,629	13,966	14,068	14,078
				14,005
(Δm) calc.	+ 1,05	+ 0,210	- 0,045	- 0,07
(Δm) obs.	+ 0,95	+ 0,21	- 0,04	- 0,07
				+ 0,112
				+ 0,11
				+ 0,66
				+ 0,66
Phase 0,60	$T_e = 4\ 860$	$\log. P_e = -1,2$	$D_{obs.} = 0,055$	$D_{calc.} = 0,056$
$\log. F_\lambda$	13,581	13,895	14,017	14,039
				13,963
(Δm) calc.	+ 1,06	+ 0,27	- 0,03	- 0,082
(Δm) obs.	+ 1,10	+ 0,27	- 0,03	- 0,08
				+ 0,107
				+ 0,10
				+ 0,625
				+ 0,62
Phases 0,65 et 0,70	$T_e = 4\ 810$	$\log. P_e = -1,2$	$D_{obs.} = 0,054$	$D_{calc.} = 0,053$
$\log. F_\lambda$	13,548	13,864	13,984	14,013
				13,950
(Δm) calc.	+ 1,08	+ 0,292	- 0,005	- 0,077
(Δm) obs.	+ 1,08	+ 0,29	- 0,00	- 0,08
				+ 0,08
				+ 0,08
				+ 0,595
				+ 0,59

On constate que l'accord est, en général, excellent sauf pour $\lambda 3530$ où l'écart entre valeurs observées et calculées croît quand on va du minimum au maximum. Ceci correspond sans doute au fait que la bande passante du filtre V est relativement large si bien que la mesure U est contaminée par la discontinuité de BALMER. Peu importante au minimum, celle-ci est très forte au maximum. Ceci nous oblige à négliger le point V dans les considérations qui vont suivre. Les T_e et les P_e obtenus pour η Aquilae ont été reportés en fonction de la phase sur les figures 3A et 3B.

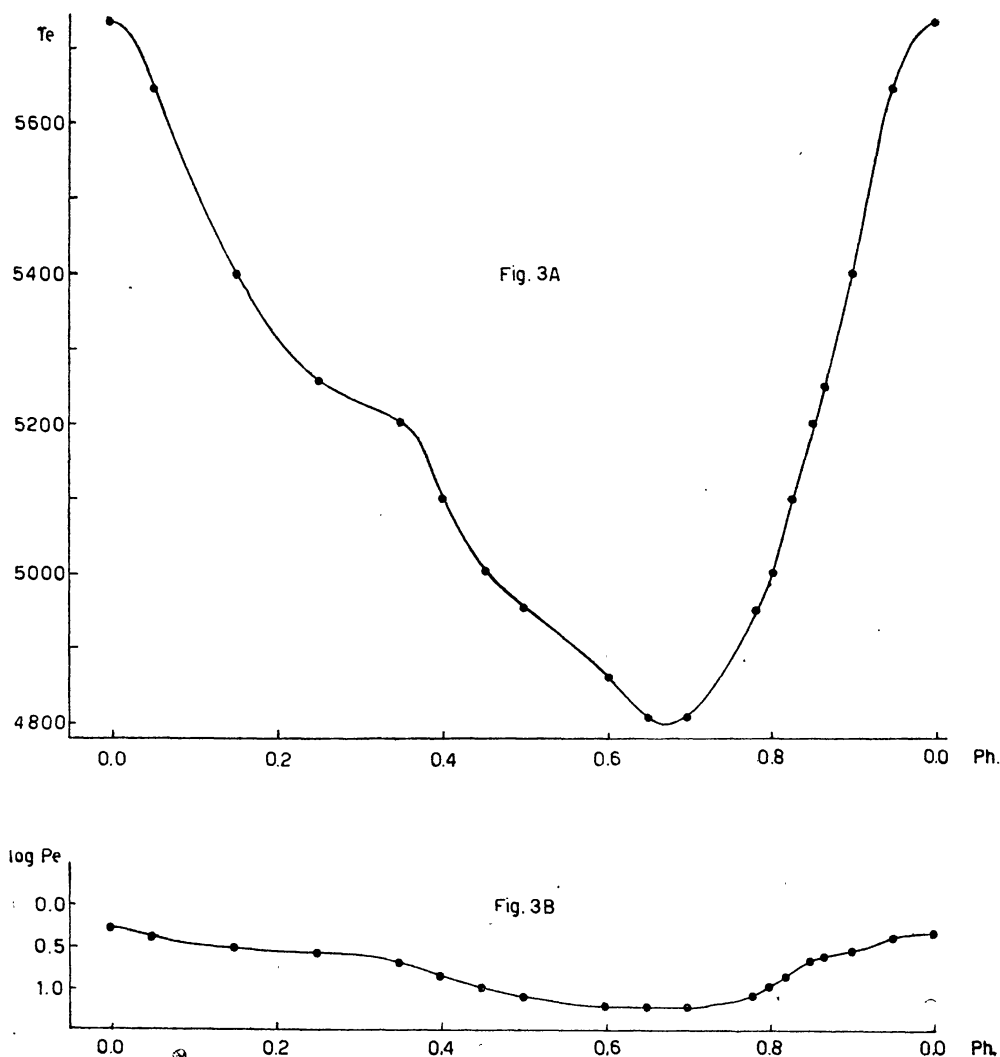


FIG. 3. — Variation des T_e et P_e en fonction de la phase.

II. LE RAYON DE η AQUILAE.

Le bon accord obtenu entre flux observés et flux calculés aux différentes longueurs d'onde, à l'une quelconque des phases considérées (même rayon R) suggère de chercher maintenant à déduire les variations de R d'une phase à l'autre, de la comparaison entre les variations de magnitude observées et les variations des

flux calculés. Nous possédons déjà ces flux aux cinq longueurs d'onde utiles et les différences de magnitudes dans les cinq couleurs correspondantes entre η Aquilae et une étoile de comparaison. Si on fait les différences des observations entre deux phases, on peut écrire les cinq relations

$$m_{\lambda}^i - m_{\lambda}^0 = 2,5 (\log F_{\lambda}^0 - \log F_{\lambda}^i) - 5 \log (R_i/R_0)$$

où l'indice zéro se réfère à la phase 0,0 du maximum de lumière et i , à l'une des autres phases. Le tableau IV résume l'application de cette formule à la phase $i = 0,25$.

TABLEAU IV

Détermination du rapport $R_{0,25}/R_0$.

λ	4 220	4 880	5 700	7 190	10 300
$m_{\lambda}^i - m_{\lambda}^0$	0,53	0,38	0,28	0,14	0,07
$2,5 [\log F_{\lambda}^i - \log F_{\lambda}^0]$	0,7125	0,5675	0,4675	0,335	0,2625
$\log R_{0,25}/R_0$	0,0365	0,0375	0,0375	0,039	0,0385

On constate que les valeurs de $\log (R_{0,25}/R_0)$ obtenues aux différentes fréquences sont en très bon accord et on en déduit que $R_{0,25}/R_0 = 1,090$. On peut répéter le même calcul aux différentes phases et les valeurs des rapports des rayons à ces phases au rayon à la phase 0,0 sont données dans le tableau V. Elles sont représentées également sur la figure 4, en fonction de la phase.

TABLEAU V

Variation du rayon au cours de la période.

PHASES	R/R ₀	PHASES	R/R ₀
—	—	—	—
0,00	1	0,65	1,125
0,05	1,018	0,70	1,105
0,15	1,064	0,78	1,054
0,25	1,090	0,80	1,041
0,35	1,112	0,82	1,019
0,40	1,123	0,85	1,009
0,45	1,123	0,87	1,004
0,50	1,124	0,90	0,988
0,60	1,133	0,95	0,979

D'autre part, en intégrant numériquement la courbe de vitesse radiale observée on obtient aussi la variation du rayon mais sous la forme de différences ΔR par rapport à un rayon moyen. Pour réduire les deux types de variation l'un à l'autre, il faut adopter une valeur pour le rayon moyen. Si nous prenons celle calculée par

ADAMS, M. et B. SCHWARZSCHILD [6], $R = 2,55.10^{12}$ cm ainsi que leurs ΔR , on en déduit la variation du rapport R/R_0 représentée sur la figure 4 par le trait pointillé. On constate que si les deux courbes s'accordent relativement bien en amplitude, par contre elles présentent un déphasage marqué. Notons que dans une note [7] parue

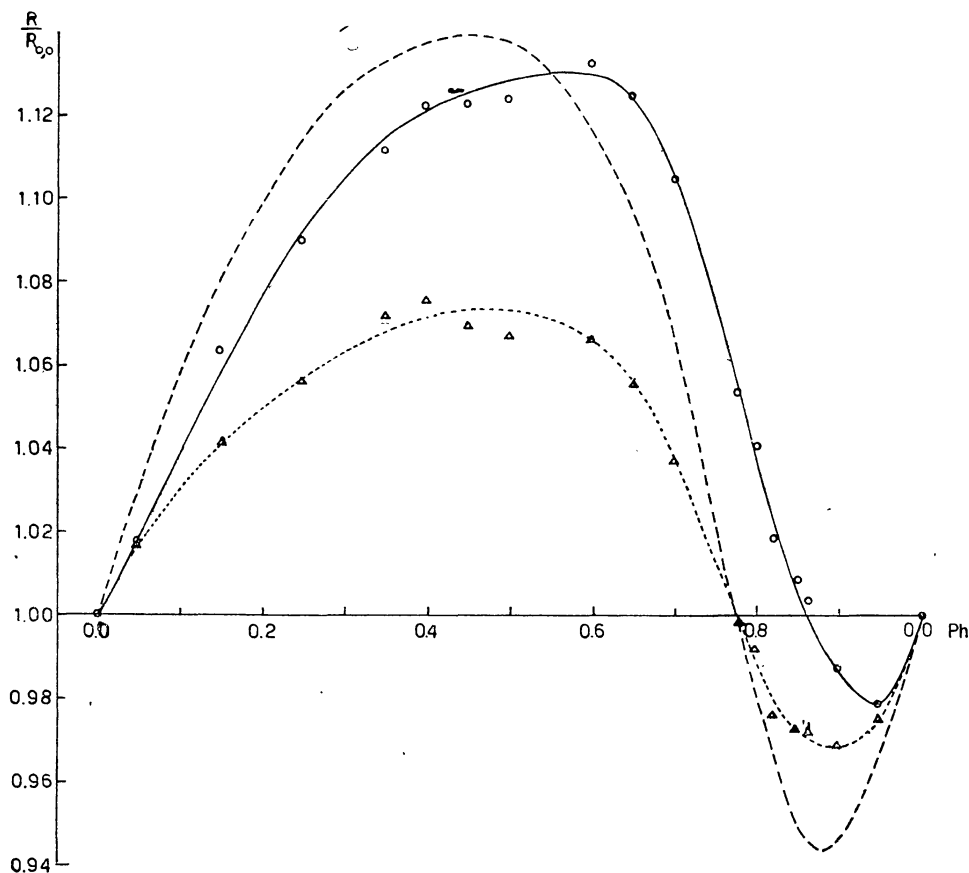


FIG. 4. — Variation du rapport R/R_0 ; trait pointillé : déduite des vitesses radiales ; cercles : déduite des variations du flux ; triangles : déduite des variations du flux corrigées.

alors que notre travail était en cours, R. CANAVAGGIA et J. C. PECKER sont arrivés à un résultat fort analogue pour δ Céphée, bien que dans les détails d'application leur méthode diffère considérablement de celle suivie ici. Ces auteurs étaient tentés de conclure que leur résultat était incompatible avec l'interprétation habituelle des vitesses radiales en termes des variations du rayon.

Avant d'adopter un point de vue aussi radical, on peut se demander si quelque modification de l'un ou l'autre des facteurs déterminants ne pourrait ramener l'accord entre les deux variations de rayon. Nous avons fait de nombreuses tentatives. En modifiant la température du corps de référence, nous avons déplacé l'intervalle des T_e dans l'échelle des températures même de plusieurs centaines de degrés, sans succès. Les modifications de P_e se sont aussi révélées infructueuses. Enfin, nous avons constaté que le déphasage en question était très sensible à une petite contrac-

tion (ou dilatation) de l'intervalle de température (ou de flux) entre maximum et minimum de lumière. Ainsi, diminuons de 0,055 le log. des flux à la phase du maximum (et ce, dans toutes les couleurs pour ne pas altérer la répartition calculée) ce qui correspond en gros à une diminution de T de l'ordre de 50° , tout en laissant les valeurs inchangées au minimum. Si aux phases intermédiaires, nous soustrayons aussi des corrections obtenues par simple interpolation linéaire en fonction des températures, nous obtenons pour les variations de R/R_0 les nouvelles valeurs reprises dans le tableau VI et qui sont représentées par la courbe en ponctué sur la figure 4.

TABLEAU VI

Nouvelle variation du rayon au cours de la période.

PHASES	R/R_0	PHASES	R/R_0
0,00	1,000	0,65	1,0558
0,05	1,017	0,70	1,037
0,15	1,041	0,78	0,999
0,25	1,046	0,80	0,992
0,30	1,0717	0,82	0,9759
0,40	1,0755	0,85	0,973
0,45	1,069	0,866	0,9723
0,50	1,0666	0,90	0,969
0,60	1,0666	0,95	0,975

On constate que cette courbe est maintenant en phase avec la courbe déduite des vitesses radiales, le point à la phase 0,78 étant déterminant à cet égard. D'autre part, son amplitude est devenue beaucoup plus petite que celle de la courbe déduite des vitesses radiales. Évidemment l'amplitude de cette dernière peut être réduite en augmentant la valeur du rayon moyen. Le calcul montre que pour rétablir l'accord il faut adopter un rayon moyen $R = 4,6 \cdot 10^{12} \text{ cm} \pm 0,1$, moyenne des valeurs obtenues par des déterminations aux différentes phases.

Jusqu'ici, la correction adoptée reste purement arbitraire ; toutefois on peut vérifier qu'une augmentation de l'abondance de H aux dépens de la concentration en He provoquerait une modification du type désiré. En effet, au minimum ($\theta \simeq 1,05$, $\log Pe \simeq -1$) les tables de VITENSE montrent que la contribution de l'atome neutre d'hydrogène à l'absorption est extrêmement faible ; on pourrait donc augmenter la concentration en H sans que les rapports $\bar{\kappa}/\kappa_0$ changent beaucoup ; tout au plus, la discontinuité de BALMER serait-elle faiblement augmentée. Par contre, au maximum de lumière ($\theta \simeq 0,9$ et $\log Pe \simeq 0$), la contribution de l'atome neutre d'H à l'absorption devient plus importante et la forme de la courbe représentant la variation de κ_0 (total) avec λ (voir VITENSE) commence à épouser

celle du κ_v de H. Si on augmente la concentration de H, le coefficient total d'absorption κ_v va augmenter aux limites inférieures des discontinuités à $\lambda 3\,647^-$ et $8\,203^-$ mais restera pratiquement inchangé aux limites supérieures $\lambda 3\,647^+$ et $8\,203^+$. Le $\bar{\kappa}$ augmentera un peu également. Quant aux valeurs de κ_v et $\bar{\kappa}$ qui nous intéressent, elles seront telles qu'à $\lambda\lambda 4\,220$ et $4\,880$, les rapports $\bar{\kappa}/\kappa_v$ seront augmentés et les corrections de BURKHARDT qui sont positives seront accrues ; à $\lambda 5\,700$, $\bar{\kappa}/\kappa_v$ restera à peu près inchangé tandis qu'à $\lambda\lambda 7\,190$ et $10\,300$, les $\bar{\kappa}/\kappa_v$ seront diminués et les corrections de BURKHARDT correspondantes qui sont négatives grandiront en valeur absolue. C'est exactement comment doivent varier les rapports des coefficients d'absorption et les corrections de BURKHARDT associées pour que l'on puisse représenter la répartition observée au maximum par une température un peu plus basse que celle que nous avons adoptée.

Cet effet peut également être vérifié sur la figure 4 d'un article récent de R. CANAVAGGIA et J. C. PECKER [8] où l'on voit qu'un accroissement de l'hydrogène aux dépens de l'hélium, réduit la température de brillance dans tout l'intervalle des λ qui nous intéressent. En fait, cette figure suggère qu'une réduction de l'abondance de He par un facteur de l'ordre de 2 donnerait à peu près l'effet désiré.

Aux phases intermédiaires, on aurait des effets sensiblement proportionnels aux écarts des températures et on pourrait ainsi, comme dans l'exemple précédent, rétablir l'accord en phase. Notons encore que la discontinuité de BALMER serait un peu renforcée, mais cela ne présente pas d'inconvénient, il suffirait d'augmenter un peu P_e .

La valeur élevée du rayon obtenue ici ($R = 4,6 \cdot 10^{12}$ cm) est très voisine de celle déterminée par STEBBINS, KRON et SMITH [1] en comparant directement les phases sur les branches ascendante et descendante de la courbe de lumière, caractérisées par les mêmes Δm . D'une part, leur méthode est indépendante de toute hypothèse sur la structure de l'atmosphère, mais d'autre part, il était intéressant de vérifier que ces grands rayons étaient compatibles avec la théorie ordinaire des atmosphères stellaires et que, dans ce cadre, la comparaison de n'importe quelle paire d'observations conduisait au même résultat.

De plus, notre façon de procéder met en évidence la grande sensibilité de cette méthode vis-à-vis de tout déphasage éventuel entre la couche responsable des vitesses radiales et celle plus significative au point de vue du flux continu. Ici nous avons supposé que ces deux couches coïncidaient. En réalité, il est probable qu'une bonne partie des raies d'absorption sont formées à des niveaux plus élevés que celui qui est caractéristique du fond continu. Dans ces conditions, si l'onde avait, dans les couches extérieures, un caractère progressif marqué, il y aurait lieu de tenir compte du déphasage qui en résulterait entre les niveaux considérés. Cependant, dans une étude détaillée des vitesses différentielles (raies formées à différents niveaux) qui fera l'objet d'une publication ultérieure, l'un de nous a établi

que, tout au moins dans le cas de η Aquilae, les effets en question ne peuvent être que très faibles et sans conséquence pour l'ordre de grandeur du rayon.

L'accroissement du rayon obtenu ici ($R = 4,6 \cdot 10^{12}$ cm) par rapport au rayon habituel ($2,55 \cdot 10^{12}$ cm) alors que les températures restent pratiquement inchangées, correspond à une modification de la magnitude absolue de l'ordre de $\Delta M_{\text{abs.}} = -1,3$ ce qui est en bon accord avec l'accroissement de la luminosité absolue déduit récemment de considérations toutes différentes par plusieurs auteurs [9].

On a déjà remarqué plusieurs fois également [10] que cet accroissement de rayon, en diminuant la densité moyenne par un facteur de l'ordre de 5 à 6, était capable de rétablir l'accord entre la théorie et l'observation, en ce qui concerne les périodes des céphéides classiques.

Manuscrit reçu le 16 février 1954.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. STEBBINS, G. E. KRON et J. L. SMITH, *Ap. J.*, **115**, 1952, 292.
- [2] G. BURKHARDT, *Z. f. Astr.*, **13**, 1936, 56.
- [3] G. MÜNCH, *Ap. J.*, **102**, 1945, 385.
- [4] E. VITENSE, *Z. f. Astr.*, **28**, 1951, 81.
- [5] R. CANAVAGGIA, *Ann. Astr.*, **12**, 1949, 21.
- [6] W. S. ADAMS, M. et B. SCHWARZSCHILD, *Ap. J.*, **108**, 1948, 207.
- [7] R. CANAVAGGIA et J. C. PECKER, *C. R.*, **234**, 1952, 1739.
- [8] R. CANAVAGGIA et J. C. PECKER, *Ann. Astr.*, **16**, 1953, 49.
- [9] Voir l'excellent résumé dans W. BAADE « Galaxies : their composition and structure », lecture VII, *Symposium on Astrophysics*, The University of Michigan, June 29-July 24, 1953.
- [10] Voir par exemple : R. P. KRAFT, *P. A. S. P.*, **65**, 1953, 146 ; M. SAVEDOFF, *B. A. N.*, XII, 1953, 59 ; P. LEDOUX, *Ciel et Terre*, **69**, 1953, 68.