Un modele simple d'atmosphère stellaire

Autor(en): **Heck, A. / Manfroid, J.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft**

Band (Jahr): **32 (1974)**

Heft 142

PDF erstellt am: **19.03.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-899650

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

ORION

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

32. Jahrgang, Seiten 93–140, Nr. 142, Juni 1974 — 32e année, pages 93–140, No. 142, Juin 1974

Un modele simple d'atmosphère stellaire

A. Heck et J. Manfroid*),
Institut d'Astrophysique de l'Université de Liège

Calculer un modèle d'atmosphère stellaire qui soit très proche de la réalité est un problème extrêmement compliqué. Le nombre des variables et des équations qu'il faut traiter est si grand que ce calcul ne peut se faire qu'avec l'aide de puissants ordinateurs.

Néanmoins, quelques hypothèses simplificatrices permettent d'obtenir simplement une représentation assez exacte de l'atmosphère d'une étoile de la séquence principale ($T_e = 10.000\,°K$ p. ex.) et de la lumière qu'elle émet. Ces hypothèses seront introduites au fur et à mesure de leur utilisation.

D'autre part, nous nous intéresserons ici seulement au spectre continu, i. e. nous ne calculerons pas les raies d'absorptions dues aux différents éléments constituant l'atmosphère stellaire. Un tel modèle permet néanmoins des comparaisons qualitative et quantitative avec les spectres observés. D'ailleurs, il peut constituer une première étape vers l'élaboration d'un modèle plus réaliste, tenant compte des raies. Le calcul de celles-ci est complexe car de nombreux effets doivent être considérés (p. ex. élargissement des profils par effet Stark, par la température, par les micro- et macroturbulences, par la rotation de l'étoile, ...), et ceux-ci sortent du cadre élémentaire de cet article.

Equation de l'équilibre hydrostatique

On suppose que l'atmosphère est en équilibre et qu'elle est constituée d'une superposition de couches gazeuses d'épaisseur dx (x étant la distance au centre de l'étoile) et de masse volumique ϱ (x).

Chaque couche supporte le poids des couches supérieures. Le poids d'une couche est donc équilibré par la différence des pressions gazeuses (P_g) sur ses faces intérieure et extérieure. C'est ce qu'exprime la relation:

$$-dP_g = P_g(x) - P_g(x+dx) = g(x)\,\varrho(x)\,dx \qquad (1a)$$

où Pg est la pression totale, somme de la pression des ions P_i et des électrons P_e;

g(x) est l'accélération de la pesanteur qui dépend de la distance au centre de l'étoile. Nous supposerons que l'atmosphère est de faible épaisseur par rapport au rayon de l'étoile. On peut donc la considérer plane localement et y supposer g constant.

La relation (1a) peut donc s'écrire:

$$\frac{dP_g}{dx} = -\,g\,\varrho\,(x) \qquad (1b)$$

* Aspirant du F.N.R.S.

Equation de transfert

Un rayon lumineux de longueur d'onde λ traversant la couche dx est absorbé partiellement. Cette absorption est exprimée par le facteur exp $(-d\tau\lambda)$.

$d\tau\lambda$ est proportionnel à la quantité de matière absorbante et on écrit

$$d\tau\lambda = -\,\varkappa\lambda\,\varrho(x)\,dx \qquad (2a)$$

où $\varkappa\lambda$, le coefficient d'absorption dépend de la composition de la matière, de sa pression électronique, de sa température et de la longueur d'onde λ.

Les $d\tau\lambda$ sont additifs pour des couches successives et on appelle

$$\tau\lambda \int_1^2 = \int_{X_1}^{X_2} d\,\tau\lambda$$

l'épaisseur optique — à la longueur d'onde λ – de la couche s'étendant de x_1 à x_2.

On définit des valeurs moyennes $\overline{\tau}$ et $\overline{\varkappa}$, indépendantes de λ et telles que

$$d\overline{\tau} = -\,\overline{\varkappa}\,\varrho\,(x)\,dx \qquad (2b)$$

Des tables de $\varkappa$ en fonction de la température et de la pression électronique existent pour des compositions chimiques normales de la matière interstellaire (Bode, 1963), par exemple celle du soleil que nous adoptons une fois pour toutes

$$\overline{\varkappa} = \overline{\varkappa}\,(P_e,\,T) \qquad (3)$$

En combinant (1b) et (2b), on obtient:

$$\frac{dP_g}{d\,\overline{\tau}} = +\,\frac{g}{\overline{\varkappa}(\tau)} \qquad (4)$$

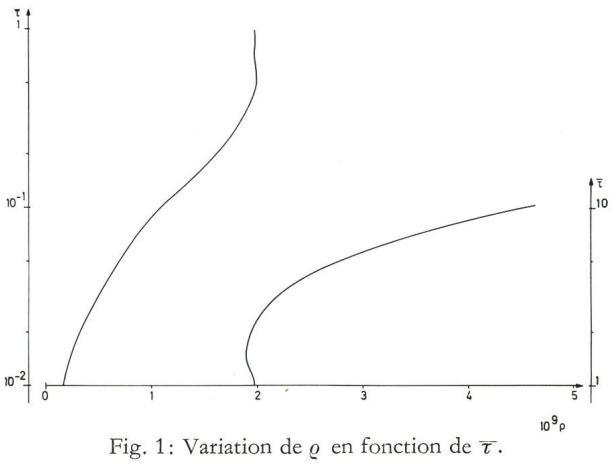


Fig. 1: Variation de ϱ en fonction de $\overline{\tau}$.

τ, au lieu de x, devient notre variable indépendante, en fonction de laquelle pourront être exprimées les autres variables physiques (T, P_g, P_e, ...). Il est compté vers le bas dans le sens inevrse des x, à partir du sommet de l'atmosphère.

Distributions de T et de P_e

La distribution de la température T dans l'atmosphère en fonction de $\overline{\tau}$ est donnée par une relation simple dans un cas particulier de modèle d'atmosphère, dit «cas gris». Nous n'entrerons pas dans les détails des calculs qui sont assez compliqués. Cette relation s'écrit:

$$T^4(\overline{\tau}) = 3/4\ T_e{}^4[\overline{\tau} + q(\overline{\tau})]. \qquad (5)$$

T_e est la température effective c.-à-d. la température d'un corps noir qui rayonnerait la même énergie que l'étoile. On la détermine à partir du spectre $\odot$ $q(\overline{\tau})$ est une fonction tabulée dans différents ouvrages (Kourganoff, 1952, Barbier, 1958).

La pression électronique est quant à elle déterminée par la température, la pression totale et la composition chimique du milieu (Bode, 1963)

$$P_e = P_e\,(P_g, T) \qquad (6)$$

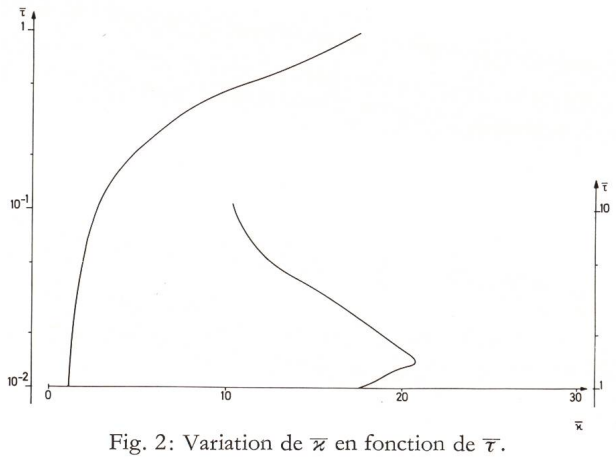


Fig. 2: Variation de $\overline{\varkappa}$ en fonction de $\overline{\tau}$.

Processus d'intégration du modèle

Nous avons donc trois équations (3, 4, 6) reliant trois variables dépendantes ($\varkappa$, P_e, P_g). L'une des relations est une équation différentielle (4). Par conséquent, il faut trouver un premier point d'où partira l'intégration.

On va choisir celui-ci au sommet de l'atmosphère, ou $\overline{\tau} = 0$ (par définition) et $P_g = 0$. On admet en outre que, pour les faibles pressions (i. e. près de la surface), $\overline{\varkappa}$ a une forme analytique simple et ne dépend pas de T:

$$\log \overline{\varkappa} = A + B \log P_g \qquad (7)$$

avec $A \simeq -\varrho\ 20$

$B \simeq 0{,}18$

L'intégration de (4) donne alors

$$\frac{P^{B+1}_g}{B+1} = \frac{g}{10^A}\,\overline{\tau} \qquad (8)$$

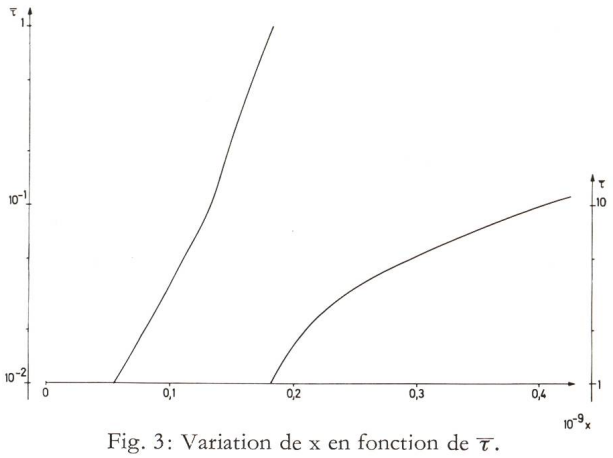


Fig. 3: Variation de x en fonction de $\overline{\tau}$.

La prise en compte de la condition limite à $\overline{\tau} = 0$ nous permet ainsi d'obtenir une valeur P_{g_1} pour une profondeur optique $\overline{\tau}_1$, choisie de telle façon que l'on se trouve bien dans le domaine de validité des tables. On peut alors par itération poursuivre l'élaboration du modèle en se servant des tables et non plus de la relation approchée (8):

$\overline{\tau}_1$ donne T_1 par (5);

T_1 et P_{g_1} donnent P_{e_1} par (6);

T_1 et P_{e_1} donnent $\overline{\varkappa}_1$ par (3);

L'intégration de (4) fournit le point suivant P_{g_2} et le processus peut recommencer. Les $d\overline{\tau}$ sont choisis suffisamment petits, pour que l'intégration soit précise.

Ce calcul peut se faire rapidement, le point le plus délicat étant l'interpolation dans des tableaux à double entrée.

On obtient ainsi les distributions en fonction de $\overline{\tau}$ des variables physiques P_g, P_e, T, $\overline{\varkappa}$, et ce sont celles-ci qui caractérisent le modèle. Les expressions en fonction de x peuvent s'obtenir par l'intermédiaire de la relation (2a). La densité s'obtient à partir d'une équation d'état:

$$P_g = P_g\,(\varrho, T, P_e).$$

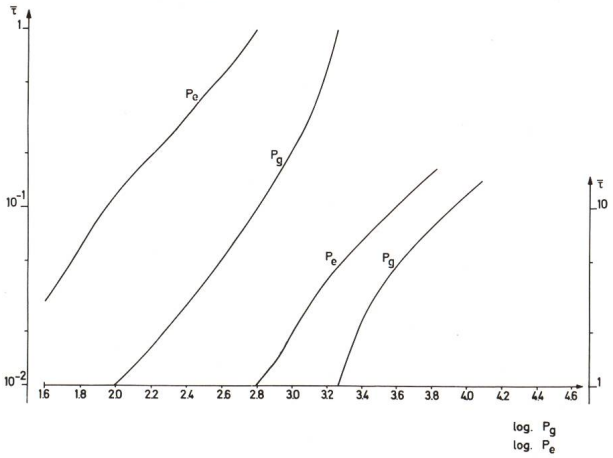


Fig. 4: Variation de log P_g et log P_e en fonction de $\overline{\tau}$.

Les figures 1 à 4 reprennent les variations en fonction de $\overline{\tau}$ de ϱ, $\overline{\varkappa}$, x, log P_e et log P_g, pour une étoile de $T_e = 10.000\,°K$ et log $g = 4$.

Calcul du spectre continu

En plus des variables physiques habituelles, on calcule le rayonnement qui traverse l'atmosphère stellaire, sa distribution en fonction de la profondeur optique moyenne et sa répartition en fréquence, i. e. son spectre.

Ce spectre est en réalité un fond continu coupé de très nombreuses raies d'absorption et parfois d'émission dans les étoiles particulières. Comme nous l'avons dit plus haut, nous ne nous intéresserons ici qu'au continu.

Considérons le rayonnement $F_\lambda(\overline{\tau})$ traversant, par seconde et par unité de longueur d'onde, une aire de 1 cm² à la profondeur optique moyenne $\overline{\tau}$ et à la longueur d'onde λ. Pour avoir une description assez précise du spectre, on choisit un nombre suffisamment grand de longueurs d'onde.

On sait qu'une étoile du type envisagé plus haut présente certaines discontinuités dans son rayonnement, correspondant à des limites de séries bien connues de raies importantes (série de LYMAN, de BALMER, ...). Pour tenir compte de ces variations brusques de F_λ (sans faire le calcul des raies), nous analyserons le flux de chaque côté de ces discontinuités et nous interpolerons entre celles-ci.

Prenons, par exemple, les longueurs d'onde suivantes:

0, 911–, 911+, 1800, 3647–, 3647+, 5130, 8205+, ∞

Les signes + et – signifient que l'on se trouve d'un côté ou de l'autre d'une discontinuité. En 0 et à l'∞, $F_\lambda = 0$. Outre la présence des discontinuités, le choix des longueurs d'onde est aussi guidé par l'existence de tables du coefficient d'absorption $\varkappa_\lambda$ (BODE, 1963) en fonction de T et P_e.

Les relations (2a) et (2b) peuvent se combiner en

$$\frac{d\tau_\lambda}{d\overline{\tau}} = \frac{\varkappa_\lambda}{\overline{\varkappa}} \qquad (7)$$

dont l'intégration est immédiate et donné par la relation

$$\tau_\lambda = \tau_\lambda(\overline{\tau}) \qquad (8)$$

A cet effet, il suffit de chercher, dans les tables de BODE, la valeur du coefficient d'absorption $\varkappa_\lambda$ correspondant aux conditions physiques régnant dans l'atmosphère à la profondeur $\overline{\tau}$, conditions caractérisées essentiellement par P_e et T (pour une composition chimique donnée).

A partir de (8), il est alors facile de trouver le flux traversant chaque couche et, en particulier, le flux émergeant de l'étoile ($\overline{\tau} = 0$).

A la profondeur $\tau_\lambda = \tau_\lambda(\overline{\tau})$, nous avons

$$F_\lambda(\overline{\tau}) = 2\int_{\tau_\lambda}^{\infty} S_\lambda\, E_2(t-\tau_\lambda)\,dt - 2\int_{0}^{\tau_\lambda} S_\lambda\, E_2(\tau_\lambda - t)\,dt$$

où S_λ peut être approximé à la fonction de PLANCK donnant l'émissivité d'un corps noir à la température $T(\overline{\tau})$. L'intégration numérique ne se fait pas jusqu'à l'infini. Il suffit de s'arrêter pour une valeur de $\overline{\tau}$ de l'ordre de 10, au-delà de laquelle la contribution de l'intégrale est négligeable.

E_2 est la fonction intégro-exponentielle d'ordre 2:

$$E_2(t) = \int_1^{\infty} e^{-xt}\frac{dx}{x^2}$$

Le calcul de ces intégrales est évidemment assez long et pénible. R. CAYREL (1960) donne un procédé numérique d'intégration permettant d'épargner beaucoup de temps.

Le flux émergeant de l'étoile s'obtient donc pour $\overline{\tau} = 0$. On a alors le profil du spectre continu de l'étoile (v. fig. 5 et tableau 1 pour l'exemple considéré).

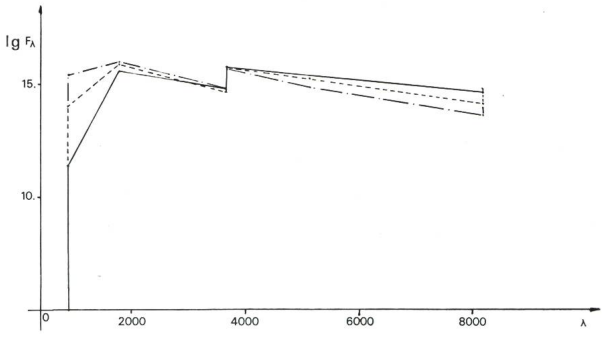


Fig. 5: Le flux en fonction de la longueur d'onde aux profondeurs optiques 0.1 (trait plein), 1.0 (trait interrompu) et 3.0 (trait d'axe).

Suite: page 98

Berichtigung

Im Titelbild von ORION 140 ist der Pferdekopf-Nebel irrtümlicherweise falsch bezeichnet worden. Die richtige Bezeichnung ist: BARNARD 33 oder IC 434, M 78 ist auf dieser Aufnahme nicht sichtbar. Die Redaktion entschuldigt sich für den Irrtum des Bildautors.

Vérification

Le calcul décrit ci-dessus permet une vérification du modèle. En effet, le flux total par unité de surface doit être constant en raison de notre hypothèse d'atmosphère plane et parce que nous supposons en outre qu'il n'y a pas de génération d'énergie dans l'atmosphère et que tout le transfert d'énergie se fait par rayonnement.

Nous avons ainsi calculé pour trois profondeurs optiques différentes ($\bar{\tau} = 0.1, 1., 3.$) les flux $F_\lambda(\bar{\tau})$ et intégré sur toutes les longueurs d'onde

$$F(\bar{\tau}) = \int_0^\infty F_\lambda(\bar{\tau})\, d_\lambda$$

Le flux est pratiquement nul au-delà de 8205 Å (pour en tenir compte, on peut l'approximer à une fonction de Planck) et en deçà de 911 Å (le coefficient d'absorption étant très grand).

La dernière colonne du tableau I montre les résultats obtenus. L'accord est remarquable si l'on songe aux simplifications que notre modèle utilise.

Table 1

$\bar{\tau}$	$F_\lambda(\bar{\tau})$								$F(\tau)$
	911,76—	911,76+	1800,00	3647,04—	3647,04+	5130,00	8205,84—	8205,84+	
0,1	0,0	0,2653 10^{12}	0,4175 10^{16}	0,5964 10^{15}	0,5560 10^{16}	0,2120 10^{16}	0,3860 10^{15}	0,5978 10^{15}	.1714 10^{12}
1,0	0,0	0,1130 10^{15}	0,7136 10^{16}	0,4256 10^{15}	0,5739 10^{16}	0,1554 10^{16}	0,1255 10^{15}	0,3791 10^{15}	.1814 10^{12}
3,0	0,0	0,2755 10^{16}	0,9136 10^{16}	0,5525 10^{15}	0,4647 10^{16}	0,7192 10^{15}	0,3931 10^{14}	0,8745 10^{14}	.1811 10^{12}

Bibliographie:

Barbier D., (1958), Théorie générale des atmosphères stellaires, in Handb. der Physik *50*, 274.

Bode G., 1963, Die kontinuierliche Absorption stellarer Plasmen, Kiel.

Cayrel R., 1960, Ann. Astrophys. *23*, 245.

Kourganoff, V., Busbridge I. W., 1952, Basic Methods in Transfer Problems, Oxford.

Adresse des auteurs:

A. Heck et J. Maufroid, Institut d'Astrophysique, Avenue de Cointe 5, B 4200 Cointe-Ougrée.

Frühe Spektralanalyse von Fraunhofer bis Kirchhoff

von H.-U. Fuchs, Zürich

Einleitung

Die Entwicklung der modernen Astronomie ist gekennzeichnet durch das Entstehen eines völlig neuen Zweiges dieser Wissenschaft im letzten Jahrhundert. Während man vorher die Aufgabe der Astronomie in der Beobachtung von Stern- und Planetenörtern und der Ableitung von Bewegungsgesetzen (in Zusammenhang mit Newtons Gravitationstheorie) sah, so trat neu die Erforschung des physikalischen Aufbaues der Himmelkörper hinzu. Seither hat dieser Zweig, die *Astrophysik*, ständig an Bedeutung gewonnen und bestimmt nun wesentlich das Bild der neuen Astronomie.

Ausschlaggebend und verantwortlich für diesen Aufschwung ist wohl die Entdeckung der *Spektralanalyse*. Die Tatsache, dass das Sonnenlicht durch ein Prisma in einen «Regenbogen» zerlegt werden kann, war schon seit der Zeit Newtons bekannt (um 1672; Vorarbeiten von Dominis, Marci[1])). Die Entdekkung der Fraunhofer'schen Linien im Sonnenspektrum (1814) und andere Erforschungen führten manchen Naturwissenschaftler auf den Gedanken, dass uns mit der Spektroskopie ein Mittel zur chemischen Untersuchung von Himmelskörpern in die Hand gegeben sei. Doch blieben das Vermutungen und Wunschträume, bis in den Jahren 1859–60 Bunsen und Kirchhoff die Spektralanalyse auf eine sichere Grundlage stellten. Kirchhoff hatte kurz zuvor die Natur der Fraunhofer'schen Linien erkannt. In der Folge führte die Anwendung der Spektralanalyse zu dem ungeheuren Fortschritt der Astrophysik.

Die Entdeckung der Fraunhofer'*schen Linien*

I. Newton und seine Nachfolger hatten das Sonnenlicht, das sie prismatisch zerlegen wollten, jeweils durch ein rundes Loch auf die Optik fallen lassen. Im Jahre 1802 ersetzte W. H. Wollaston (1766–1828) dieses Loch durch einen schmalen Spalt. Dabei entdeckte er mehrere schwarze Linien, die das Spektrum senkrecht durchzogen. Mit der Erklärung, diese kennzeichneten die Grenzen der verschiedenen Regenbogenfarben, gab er sich zufrieden[2]).

Etwa 12 Jahre später wurde der entscheidende Schritt gemacht. Joseph Fraunhofer (1787–1826) war seit 1806 Optiker in einem kleinen Betrieb, der durch seine Fähigkeiten bald zu Weltruf kam. Neue handwerkliche Methoden und genaue Formeln zur Linsenberechnung waren Fraunhofers erste Arbeiten. Bald beschäftigte ihn die Herstellung achromatischer Fernrohre, mit denen er den leidigen Farbfehler alter Instrumente beheben wollte. Im Laufe dieser Untersuchungen entdeckte er die nach ihm benannten schwarzen Linien im Sonnenspektrum. In seiner Abhandlung «Bestimmung des Brechungs- und