

## La température des étoiles

Georges Paturel

*Cet article vise à faire comprendre comment les astronomes mesurent la température effective ou la température de couleur des étoiles. Nous appliquerons le principe à l'estimation expérimentale de la température du Soleil.*

### Quelques mots de physique

Le corps noir est un corps parfaitement réceptif et parfaitement émissif. Tout ce qui est absorbé est immédiatement réémis et réciproquement. Si on considère de telles parois dans un volume clos (une sorte de four), il se produit un équilibre entre émission et réception, à une *température donnée*.

Un corps noir est défini seulement par sa température.

Planck a trouvé la relation qui décrit parfaitement le rayonnement<sup>2</sup>  $R$  du corps noir pour chaque intervalle de longueur d'onde  $d\lambda$  :

$$\frac{dR}{d\lambda} = \frac{2\pi hc^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1} \quad (1)$$

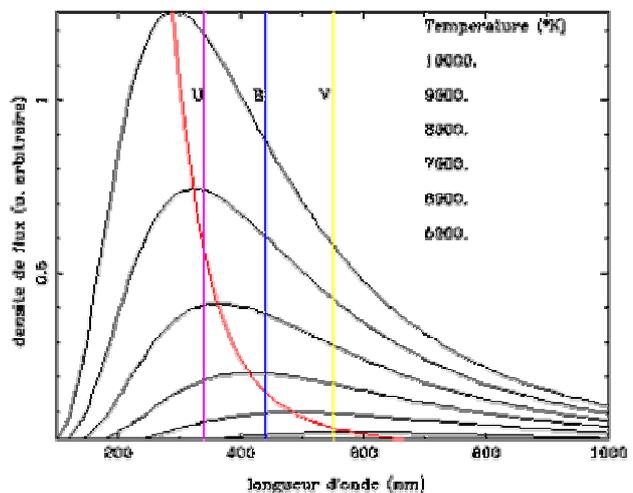
( $h$  = constante de Planck ;  $c$  = vitesse de la lumière ;  $k$  = constante de Boltzman ;  $T$  = température en kelvin). Voici (figure 1) l'aspect de  $dR/d\lambda$  pour quelques températures, de 5 000 K à 10 000 K.

Dans tous les cas nous définirons la température d'une étoile par référence au corps noir : soit en intégrant sur toutes les longueurs d'onde, soit en ajustant la forme dans un domaine spectral donné. Rappelons qu'en intégrant la relation (1) sur tout le domaine spectral on trouve la luminance (puissance par unité de surface de la source émettrice,  $W.m^{-2}$ ) :

$$R = \sigma \cdot T^4 \quad (2)$$

<sup>2</sup>  $R$  est exprimé en  $J.s^{-1}.m^{-2}$ . C'est l'énergie émise par seconde et par unité de surface du corps noir.  $dR/d\lambda$  est donc en  $J.s^{-1}.m^{-3}$ .

$\sigma$  est la constante de Stefan, qui s'exprime en fonction des autres constantes de la relation (1).  $T$  est la température qui sera dite "effective".



**Fig.1** Le rayonnement spectral de corps noirs à différentes températures. Notez que le maximum de chaque courbe suit une loi simple :  $\lambda T = \text{constante}$  (courbe en rouge).

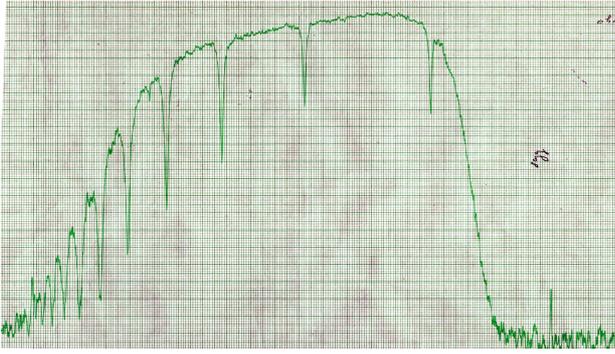
### Parlons d'étoiles maintenant

Regardons le spectre d'une étoile obtenu avec un spectrophotomètre<sup>3</sup>, un appareil qui mesure le flux à chaque longueur d'onde (figure 2). Ce spectre ne ressemble pas du tout à celui d'un corps noir !

Essayons de comprendre pourquoi.

Pour le spectre de la figure 2, nous utilisons un photomultiplicateur sensible dans les régions UVB marquées sur la figure 1. En dehors, la sensibilité tombe progressivement à zéro.

<sup>3</sup> Ce spectrographe avait été conçu par un collègue, N'guyen Doan, et j'avais participé aux premiers tests.



**Fig.2** L'ultraviolet est à gauche, le rouge est à droite. La première raie visible en absorption, à droite, est la raie H $\beta$  à 486,1 nm. Viennent ensuite, vers les plus courtes longueurs d'onde les raies H $\gamma$ , H $\delta$ , etc.

Il va falloir prendre en compte la variation de la sensibilité spectrale de la chaîne d'acquisition (atmosphère, télescope, réseau, récepteur) pour le domaine accessible et deviner la partie manquante du spectre.

Mais ce n'est pas tout. Vous voyez des raies spectrales d'absorption (ici, il s'agit des raies de l'hydrogène de la série de Balmer) qui se forment dans l'atmosphère de l'étoile.

Il faut donc prendre en compte le contenu de l'atmosphère de l'étoile qui va, par les raies d'absorption, modifier la distribution spectrale initiale (celle du corps noir). L'effet est loin d'être négligeable. En effet, vous voyez que les raies spectrales ne sont pas infiniment fines. Or, on voit très bien sur la figure 2 que, vers la gauche (du côté ultraviolet), les raies de Balmer s'accroissent et produisent un décrochement progressif dans le spectre. La position de cette discontinuité change avec la largeur des raies. La forme du spectre est sérieusement modifiée.

Les calculs deviennent vite compliqués. Les astronomes<sup>4</sup> ont calculé des modèles d'atmosphère stellaire pour des étoiles de différentes **températures**, de différentes **gravités** et de différentes **compositions chimiques**.

On compare chaque modèle théorique avec le spectre réel, après avoir pris en compte la sensibilité spectrale de la chaîne d'acquisition. On choisit le modèle théorique qui colle au mieux (à une constante multiplicative près). Après normalisation, l'intégrale  $R$  des deux spectres est la même. La

relation (2) nous donne alors la température qu'on appelle la **température effective** de l'étoile. C'est la température du corps noir qui émettrait le même rayonnement global, toutes longueurs d'onde confondues.

Nous pourrions plus simplement chercher le corps noir qui suit bien le continuum du spectre observé (entre les raies spectrales) dans un domaine spectral donné. La température serait alors la **température de couleur** pour ce domaine.

Si l'étoile était un corps noir parfait, en équilibre thermodynamique, les deux températures seraient identiques.

En pratique, nous ne sommes pas obligés de faire la spectrophotométrie de toutes les étoiles dont nous voulons la température effective. À partir des modèles théoriques on calcule une magnitude bolométrique  $m_b$  correspondant au flux intégré sur toutes les longueurs d'onde. On calcule également la magnitude théorique  $m_\lambda$ , intégrée sur la courbe théorique d'un filtre donné (caractérisé par  $\lambda$ ).

La différence  $m_b - m_\lambda$  s'appelle la correction bolométrique. Elle est tabulée pour les différents types d'étoiles et les différents filtres, grâce aux modèles.

La détermination de la température effective est alors simple. On mesure la magnitude apparente  $m_\lambda$  d'une étoile et on déduit la magnitude bolométrique en appliquant la correction bolométrique. On a ainsi directement une estimation du rayonnement global qui est proportionnel à  $\sigma T_{eff}^4$ .

## Passons à l'expérience

Moyennant quelques hypothèses simplificatrices, nous allons essayer la méthode sur le Soleil.

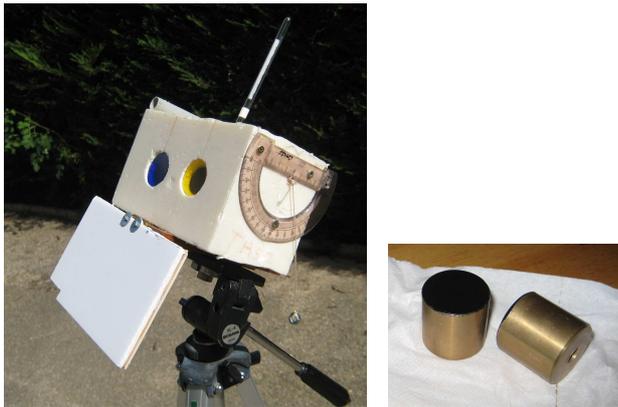
Nous adoptons pour modèle celui du corps noir (Rel. 1) en négligeant les raies spectrales. Nous ne pouvons pas observer toutes les longueurs d'onde.

Nous n'observerons que le bleu (B) et le visible jaune (V) grâce à deux filtres colorés. Nous avons besoin de connaître la longueur d'onde effective de

<sup>4</sup> Rendons un hommage à un pionnier dans ce domaine, Dimitri Mihalas, disparu en novembre 2013.

chaque filtre (ou mieux, sa courbe de réponse en fonction de  $\lambda$ )<sup>5</sup>.

Pour mesurer les flux, nous avons utilisé deux blocs métalliques, **rigoureusement identiques**, un pour chaque longueur d'onde. Ils sont calorifugés et noircis sur la face réceptrice. Seule la correction d'extinction atmosphérique sera à prendre en compte, car les blocs, exposés au Soleil, absorbent toutes les longueurs d'onde avec la même sensibilité. Nous n'avons pas besoin de connaître les caractéristiques des blocs métalliques, car elles entrent dans la constante multiplicative arbitraire, liée aux unités.



**Fig.3** L'appareil de mesure. Le rapporteur sert à déterminer la hauteur du soleil au moment de la mesure. On reconnaît le thermomètre et le volet de fermeture. À droite les deux blocs récepteurs.

Nous mesurons alors la variation de température des blocs exposés au Soleil, en fonction du temps. Cette pente est directement proportionnelle<sup>6</sup> au flux, du moins tant que la température n'est pas trop élevée. Le flux observé est corrigé de l'extinction atmosphérique par la relation :

$$F_{\lambda} \propto \text{pente} \times 10^{0,4k_{\lambda} / \cos Z},$$

où  $k_{\lambda}$  est le coefficient d'extinction atmosphérique ( $k_B = 0,30$  et  $k_V = 0,17$ ) et où  $Z$  est l'angle entre la direction d'observation et le zénith ( $Z = 42^\circ$  le 19/08/2012 à 11h17 à Gap).

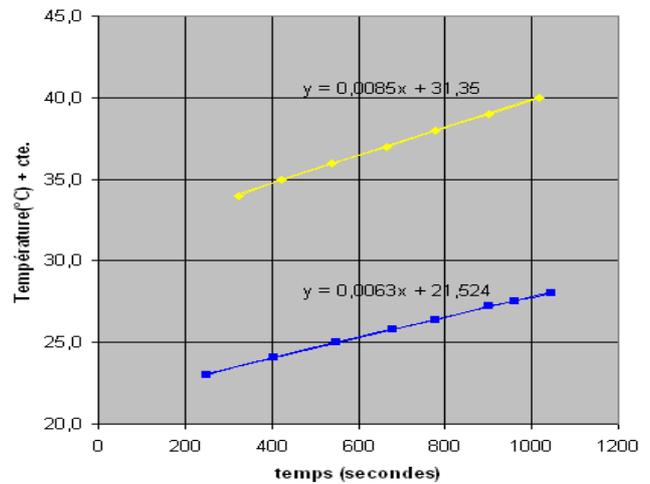
En utilisant un rapport des flux B et V, la constante multiplicative inconnue disparaît. Avec les pentes

<sup>5</sup> Pour cet article, j'ai utilisé des filtres en verre. Des filtres photographiques devraient convenir, en particulier ceux vendus par le CLEA et dont la réponse spectrale est connue.

<sup>6</sup> D'après la loi du calorimètre, la variation d'énergie  $\Delta E$  collectée sur un cylindre récepteur est proportionnelle à sa variation de température  $\Delta T$ . La variation temporelle  $\Delta T / \Delta t$  est donc identique à  $R$ , à une constante multiplicative près.

trouvées (figure 4), le rapport des flux mesurés en B et V est alors :

$$\left( \frac{F_B}{F_V} \right)_{\text{observ}} = \frac{0,0063 \times 10^{(0,4 \times 0,30) / \cos(42)}}{0,0085 \times 10^{(0,4 \times 0,17) / \cos(42)}} = 0,871$$



**Fig.4.** Les droites de variation de la température pour les deux longueurs d'onde B et V. La courbe en bleu B a été décalée de 10 °C pour la clarté du graphique.

Il ne reste plus qu'à trouver la température, en cherchant le corps noir qui donne le même rapport que celui observé. La relation (1) du corps noir, conduit à :

$$\left( \frac{F_B}{F_V} \right)_{\text{théorie}} = \left( \frac{\lambda_B}{\lambda_V} \right)^{-5} \cdot \frac{\exp\left(\frac{hc}{k \lambda_V T}\right) - 1}{\exp\left(\frac{hc}{k \lambda_B T}\right) - 1}$$

( $hc / k = 0,014385 \text{ m} \times \text{K}$  ;  $\lambda_B = 440 \times 10^{-9}$  m ;  $\lambda_V = 550 \times 10^{-9}$  m)

Cette formule est programmée avec un tableur et calculée, par pas de 5 K, entre 8 000 K et 3 000 K. On trouve que :

$$\left( \frac{F_B}{F_V} \right)_{\text{théorie}} = 0,871 \quad \text{pour } T = 5\,235 \text{ K.}$$

Ce serait la température effective du Soleil (aux erreurs de mesure près) si celui-ci était un corps noir parfait. (Rappel :  $T_{\text{eff}}(\text{Soleil}) = 5\,750 \text{ K}$ ) ■



Soleil et Rayon vert, (photo Stéphane Guisard ESO)