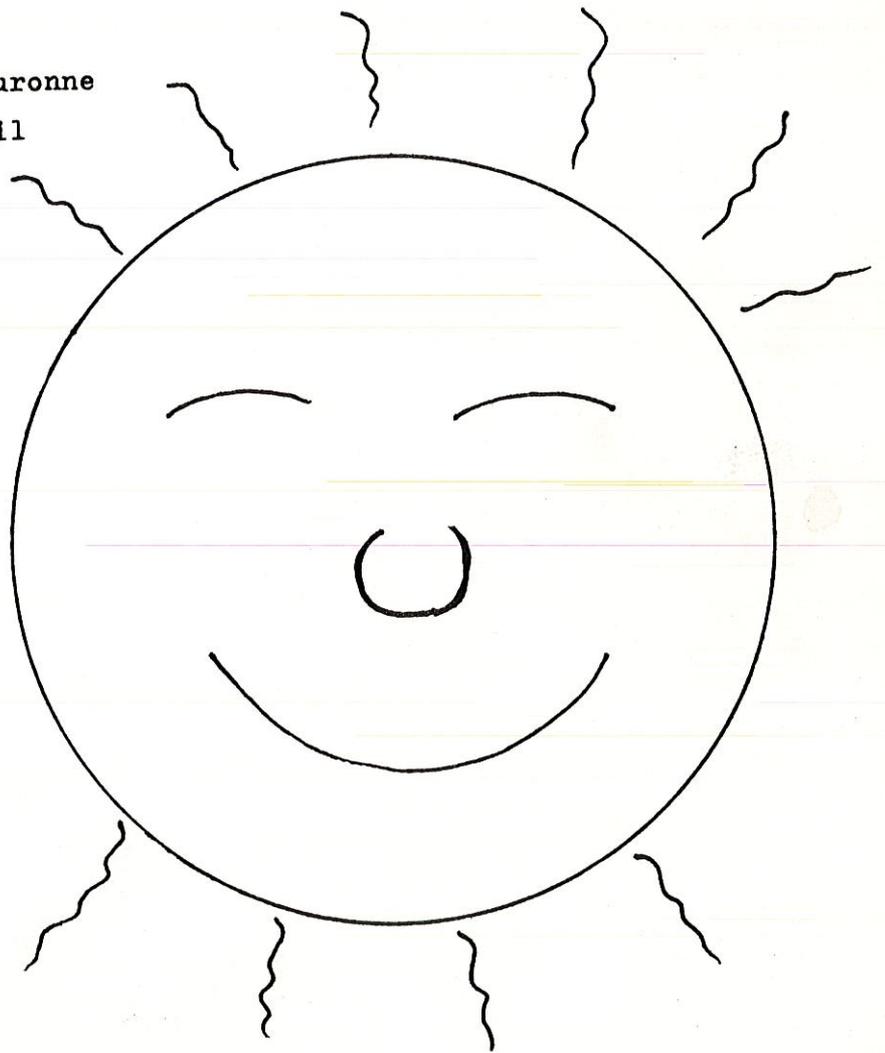


Sur la face du Soleil - I

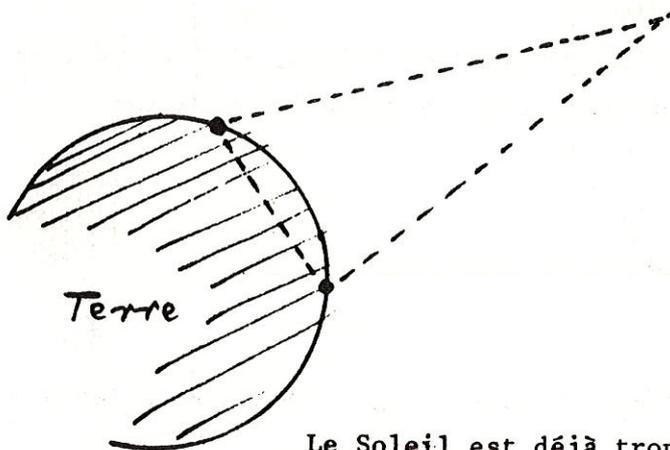
Distance et masse du Soleil
Rappel sur les températures
Assombrissement centre-bord
Equilibre hydrostatique
Paramètres photosphériques
Température interne
Raies spectrales
Chromosphère
Couronne
Stabilité mécanique de la couronne
Origine de l'énergie du Soleil



La distance et la masse du Soleil

La distance du Soleil

La distance d'un objet proche à la Terre a été déterminée initialement par une méthode classique de triangulation : si l'on repère simultanément la direction de l'objet observé de deux endroits très éloignés, on



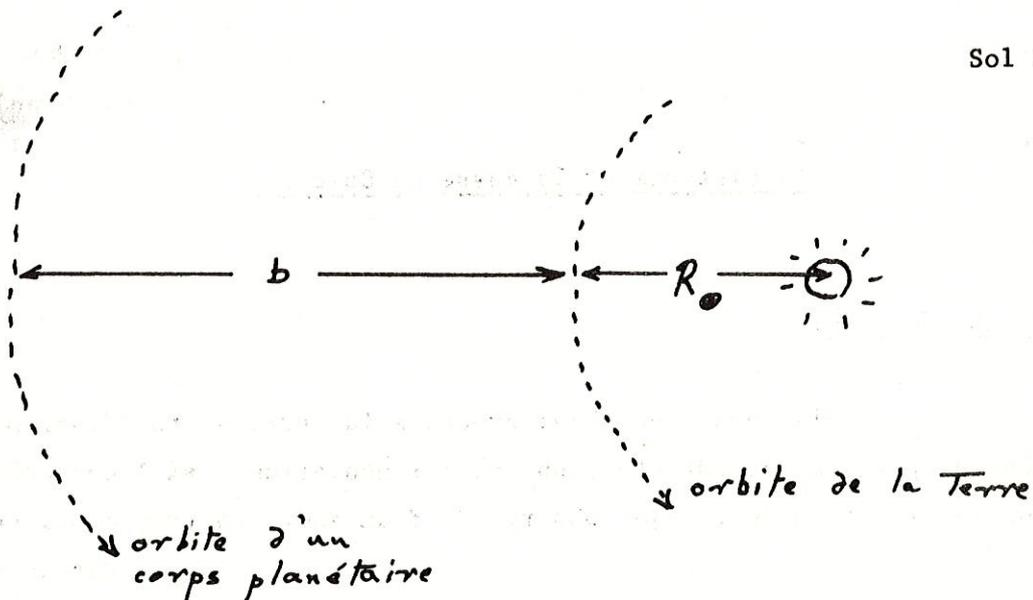
calcule directement sa distance à la Terre. Cette méthode s'adapte très bien à la Lune et aux planètes proches ; elle est trop imprécise pour des objets lointains.

Le Soleil est déjà trop loin pour qu'on puisse déterminer sa distance à partir de sa parallaxe : d'une part, la parallaxe est de l'ordre de 9 sec d'arc, ce qui est du même ordre de grandeur que les effets de turbulence atmosphérique introduite par sa présence dans le ciel, et d'autre part la dimension angulaire du Soleil est de 30 min d'arc.

Question : Pourquoi la grande dimension angulaire du Soleil rend-elle difficile la détermination de sa parallaxe ?

Pour trouver la distance du Soleil, on a recours à une méthode indirecte.

Considérons l'orbite de la Terre autour du Soleil, rayon R , et celle d'un autre corps planétaire dont la distance à l'orbite terrestre est connue (égale à b).



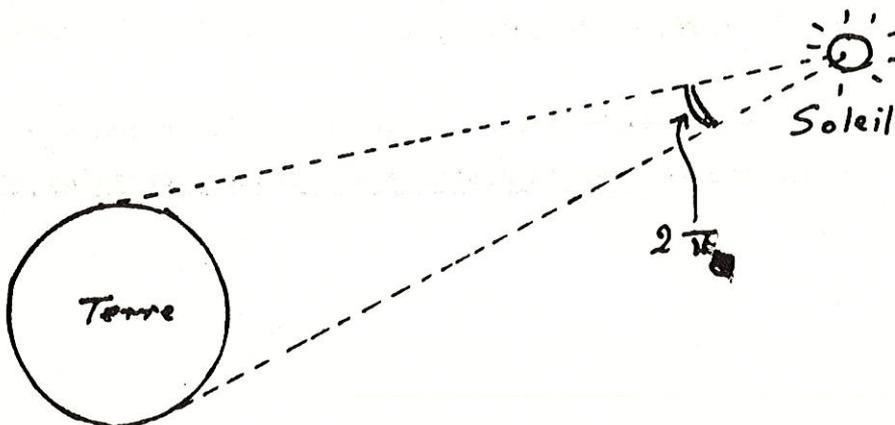
Soit T_{\odot} la période de la Terre autour du Soleil, et T la période du corps. D'après la 3^e loi de Képler (en négligeant la masse de la Terre) :

$$\frac{R_{\odot}^3}{T^2} = \frac{(R_{\odot} + b)^3}{T^2}$$

T , T_{\odot} et b étant mesurables, on trouve R_{\odot} , la distance Terre - Soleil.

Pour appliquer cette méthode, il faut connaître la distance entre l'orbite terrestre et celle d'un autre corps planétaire - on a utilisé Vénus, Mars, ou (de préférence) le planétoïde Eros. Le lancement des sondes interplanétaires nous a fourni d'autres corps gravitant autour du Soleil et dont les distances à la Terre sont connues avec précision.

La parallaxe solaire π_{\odot} est souvent utilisée : elle est, par définition, l'angle sous lequel on verrait le rayon de la Terre depuis le Soleil. Sa valeur est de 8.8 arc sec. C'est une quantité calculée. La distance moyenne du Soleil est une grandeur essentielle à la mesure



des distances des étoiles proches ; on l'appelle l'unité astronomique (u.a.) et

sa valeur est d'environ $1,5 \times 10^8$ km.

La dimension du Soleil

Question : Le diamètre angulaire du Soleil est de 30 min d'arc environ. Quel est son diamètre en km ?

La masse du Soleil

La période de révolution T et le rayon R de l'orbite d'un corps de masse M_1 gravitant autour d'un corps de masse M_2 obéissent à la 3^e loi de Képler :

$$\frac{R^3}{T^2} = \frac{G (M_1 + M_2)}{4\pi^2}$$

En substituant les valeurs (connues) de la Terre, on trouve :

$$M_{\odot} = 1,99 \times 10^{33} \text{ g}$$

On remarque que la masse de la Terre est négligeable par rapport à la masse du Soleil ; ceci justifie a posteriori la méthode utilisée pour trouver la valeur de l'unité astronomique.

Question : Si on n'avait pas connu la masse de la Terre, comment aurait-on pu néanmoins trouver la masse du Soleil ?

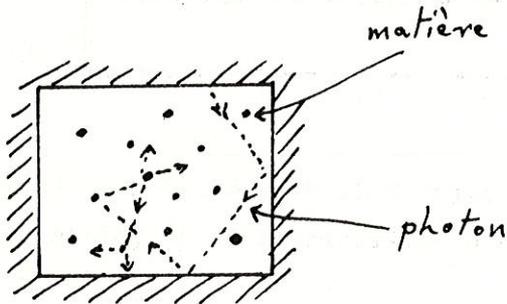
A partir du rayon et de la masse, on trouve que la densité moyenne du Soleil est de $1,41 \text{ g. cm}^{-3}$.

Question : D'après la densité moyenne du Soleil, quelles sont vos conclusions concernant l'état de sa matière ?

Rappel de quelques notions utiles relatives au rayonnement continu

(exposé en détail dans "Notions de température")

Rayonnement du corps noir :



Considérons une enceinte fermée, dont l'intérieur est parfaitement réfléchissant. On "met" à l'intérieur de la matière et du rayonnement ; la matière peut absorber le rayonnement et le réémettre à d'autres longueurs d'onde.

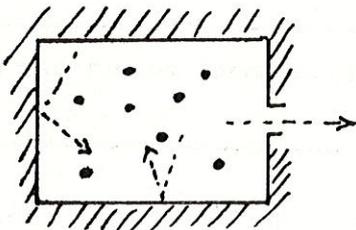
Le rayonnement est composé de "photons", c'est-à-dire de "grains" d'énergie tels qu'à une fréquence ν correspond un certain nombre de photons ayant chacun une

énergie $h\nu$. Le rayonnement à l'intérieur de l'enceinte est alors considéré comme un "gaz" de photons ; dans cet esprit, les photons et la matière atteignent un état d'équilibre, et nous pouvons alors calculer la distribution d'énergie des photons en fonction de la fréquence. C'est l'équation de Planck :

$$E_\nu \propto \nu^3 / [e^{h\nu/kT} - 1]$$

Ici, T est identifié avec la température de la matière. En principe, on n'admet

aucune perte d'énergie de l'enceinte.



En pratique, à condition que la perte

(représenté sur la figure par un

"trou" dans l'enceinte) soit très

petite par rapport à l'énergie "piégée"

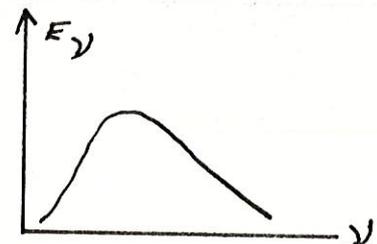
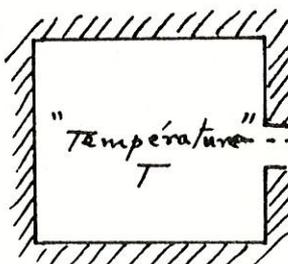
à l'intérieur, on considère que la

distribution d'énergie vérifie toujours

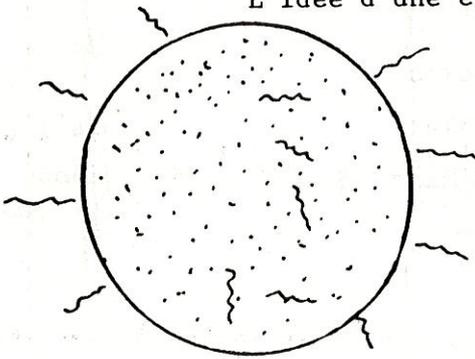
la loi de Planck ; si S est la surface

du trou, on a :

$$E_\nu \propto S \nu^3 / [e^{h\nu/kT} - 1]$$

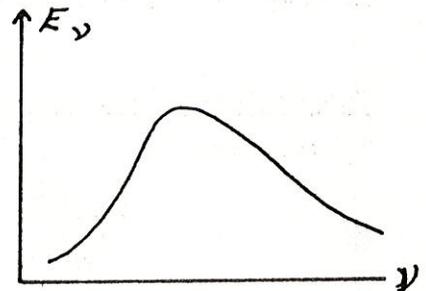
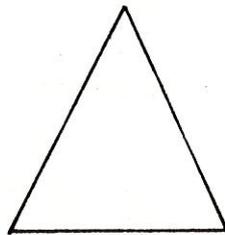
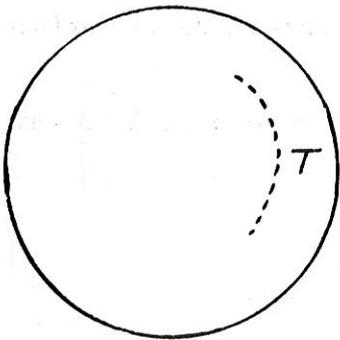


La distribution énergétique du rayonnement émis peut être étudiée à l'aide d'un système dispersif ; comme la forme de la distribution est une fonction de T , on peut définir et mesurer la température à l'intérieur de l'enceinte sans y mettre un thermomètre.



L'idée d'une enceinte fermée n'est qu'une astuce de calcul. Considérons une région étendue de l'espace remplie de gaz et de rayonnement. Supposons qu'un photon à l'intérieur ait une très grande probabilité d'interagir avec les atomes du gaz ; si les interactions ont en général pour effet de remplacer le photon original par des photons à d'autres fréquences, la configuration est alors analogue à l'enceinte presque fermée. Le "gaz" de photons se met en équilibre avec la matière. Supposons que relativement peu de photons réussissent à s'évader de la surface. Donc, à une approximation plus ou moins bonne (généralement moins !) le rayonnement peut être assimilé à celui d'un corps noir ; en particulier, la distribution énergétique du rayonnement émis à la surface nous permet de définir la température superficielle de la matière ; si S est la surface du corps :

$$E_\nu \propto S \nu^3 / [e^{h\nu/kT} - 1]$$



Quelques définitions différentes de la Température

Température de brillance T_B : si on connaît la surface d'un corps noir, on peut déterminer une valeur de T en mesurant l'émission du corps à une fréquence choisie par commodité :

$$E_\nu \propto \frac{S \nu^3}{e^{h\nu/kT_B} - 1}$$

La valeur de température ainsi obtenue, T_B , s'appelle la température de brillance.

Température effective T_e : si on connaît la surface d'un corps noir et si on peut mesurer son émission intégrée sur toutes les fréquences, une valeur de température peut être obtenue à partir de la loi de Stefan :

$$E = S \sigma T_e^4$$

$$\sigma = 5.669 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$$

La valeur de la température ainsi obtenue, T_e , s'appelle la température effective.

Température de couleur T_c : la courbe de Planck atteint un maximum à une longueur d'onde donnée par la loi de Wien :

$$\lambda (E_{\max}) = \frac{.2898}{T_c} \text{ cm}$$

Si on peut identifier ce maximum, la valeur de température obtenue, T_c , est appelée la température de couleur ; on remarque que sa détermination est indépendante de la surface émettrice. Il existe d'autres méthodes pour déterminer la température de couleur - elles sont toutes indépendantes de la surface.

Température cinétique T_K : les particules d'un gaz en équilibre à la température T_K vérifient :

$$\frac{m \overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2} k T_K$$

Une valeur de T_K calculée à partir de la vitesse quadratique moyenne s'appelle la température cinétique.

Identités des températures : dans un cas idéal (équilibre, etc...) :

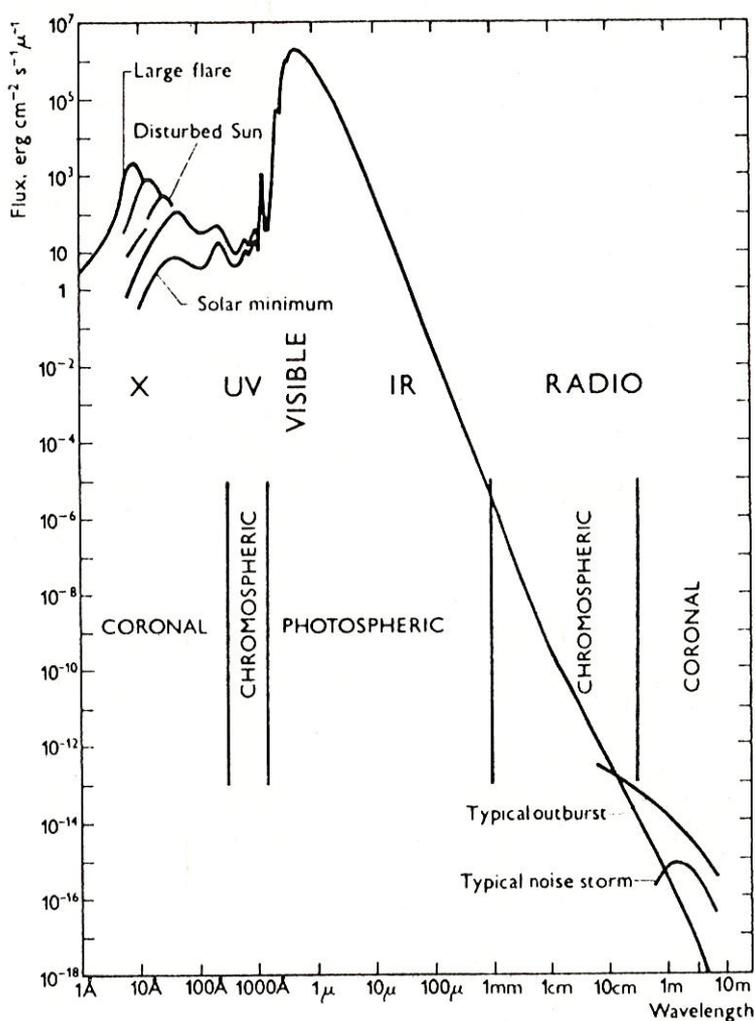
$$T_B \equiv T_e \equiv T_c \equiv T_K$$

Mais le monde n'est pas idéal ... et on se débrouille comme on peut!

Le spectre continu du Soleil

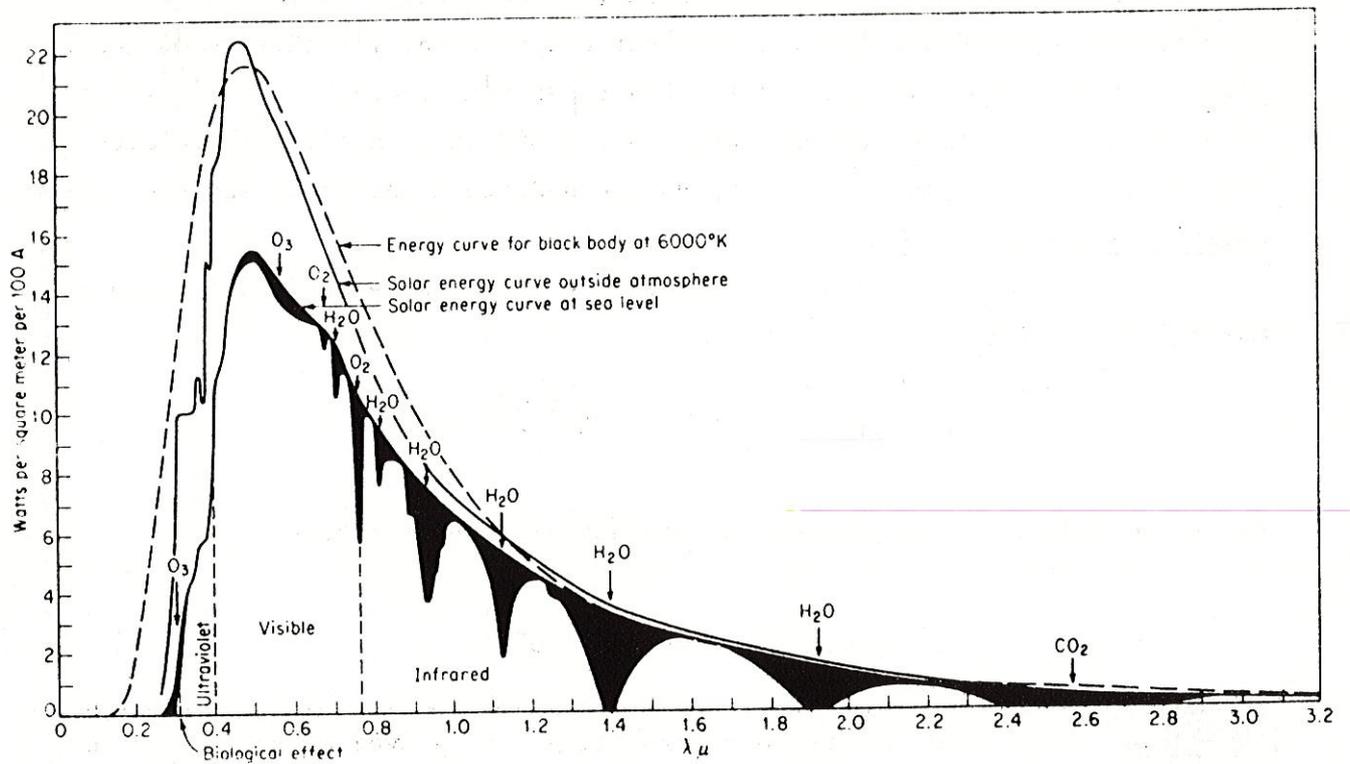
Le Soleil observé couramment n'est pas diffus : on observe un bord bien défini, ce qui suggère que la plus grande partie du rayonnement (dans les longueurs d'onde visibles) est émis par une couche superficielle très mince. On appelle cette couche "la photosphère", et elle est identifiée avec la "surface" du Soleil.

Le spectre du Soleil est connu aujourd'hui depuis les rayons X jusqu'aux rayons-radio :



Globalement, ce spectre ne ressemble pas à la distribution spectrale d'un corps noir. On suppose que plusieurs processus contribuent à l'émission solaire, chaque processus étant particulièrement important dans un domaine spectral seulement.

Dans le domaine du visible, l'émission solaire suit la loi de Planck relativement bien - tout au moins, si on néglige les raies d'absorption et si on élimine les écarts introduits par l'atmosphère de la Terre.



The spectral energy curve of the Sun at sea level and extrapolated outside the atmosphere as given by E. Pettit in

Remarquons que le continu photosphérique contient très peu de rayonnement ultra-violet, et que la photosphère n'émet pas de rayonnement aux longueurs d'onde inférieures à 1500 Å.

La "température" du Soleil

Le rayonnement photosphérique obéit plus ou moins à la loi de Planck; selon les arguments exposés au début, les photons ont subi beaucoup de "collisions" avec la matière du Soleil avant d'émerger, et donc cette matière doit être relativement opaque. En effet, on ne peut pas observer l'intérieur du Soleil, le siège du rayonnement continu observé étant une petite couche superficielle. L'épaisseur de cette couche est inférieure à 500 km ; on l'identifie avec la photosphère. Donc, toute grandeur physique déduite à partir du spectre continu est relative à la photosphère.

La longueur d'onde à laquelle l'intensité du fond continu est maximum est : 5080 Å.

La loi de Wien :

$$\lambda(\lambda_{\max}) = \frac{2898}{T} \times 10^4 \text{ \AA}$$

permet de déduire la température de couleur de la photosphère :

$$T_{\text{photosphère}} \approx 5700^\circ\text{K}$$

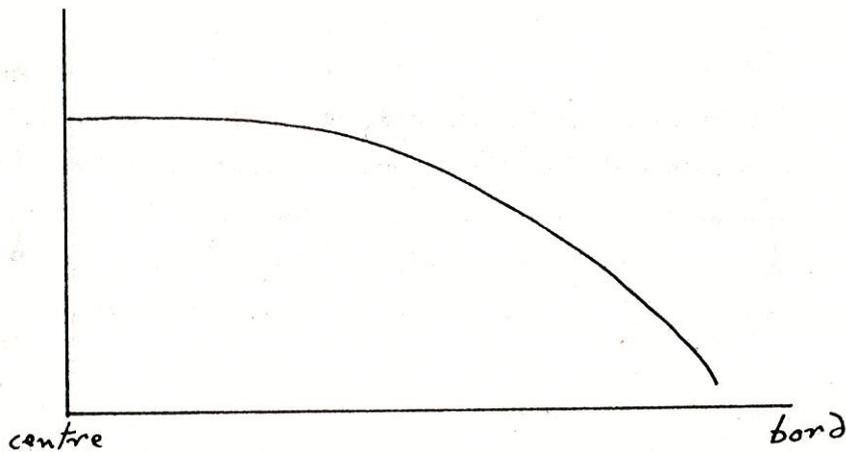
Question : Vous êtes dans un coin ensoleillé ; vous avez un bac d'eau, un thermomètre et vous connaissez la loi de Stefan et la distance du Soleil. Comment pourriez-vous déterminer la température de la photosphère ?
Quelles corrections faut-il faire ?

L'assombrissement centre-bord : la variation radiale de la température de la photosphère

Le disque solaire n'est pas éclairé uniformément : on remarque que le centre est plus brillant que le bord.

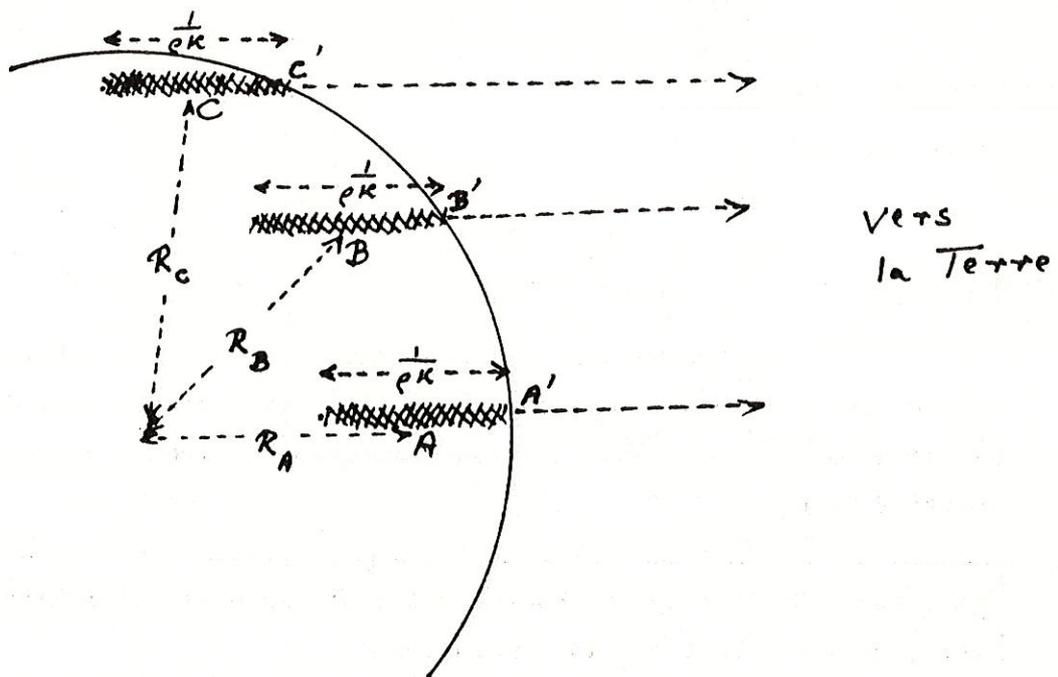
brillance

Sol 11



De plus, cet assombrissement dépend de la longueur d'onde du rayonnement.

Considérons le rayonnement émis vers la Terre par une couche superficielle d'épaisseur finie ; comme le Soleil est très loin de la Terre, nous pouvons considérer que tous les rayons lumineux reçus sur la Terre sont parallèles, quelle que soit la position sur le disque émetteur.



La matière de la photosphère est très opaque - on va supposer (voir "Interaction du rayonnement avec la matière") que son opacité est κ .

La photosphère est un milieu incandescent et opaque : nous allons supposer que son opacité, ainsi que sa densité, ne varient pas en fonction de la profondeur. Dans un tel milieu, on sait que le rayonnement émis correspond, en première approximation, au rayonnement émis par une couche d'épaisseur $1/\rho\kappa$, ρ étant la densité du milieu.

Au centre du disque, le rayonnement observé est émis dans une direction perpendiculaire à la surface ; le centre de "la couche émettrice" est

alors le point "A", situé à une distance R_A du centre du Soleil.

Aux autres endroits du disque, le rayonnement observé n'est pas émis perpendiculairement à la surface ; par conséquent "la couche émettrice", d'épaisseur $1/\rho \kappa$, correspond aux points "types" B, C, ..., situés respectivement à une distance R_B, R_C, \dots du Centre du Soleil. On remarque que :

$$R_A < R_B < R_C$$

On observe que le flux de rayonnement F diminue vers le bord :

$$F_A > F_B > F_C$$

Si on admet la loi de Stefan :

$$F \propto T^4,$$

on en déduit :

$$T_A > T_B > T_C$$

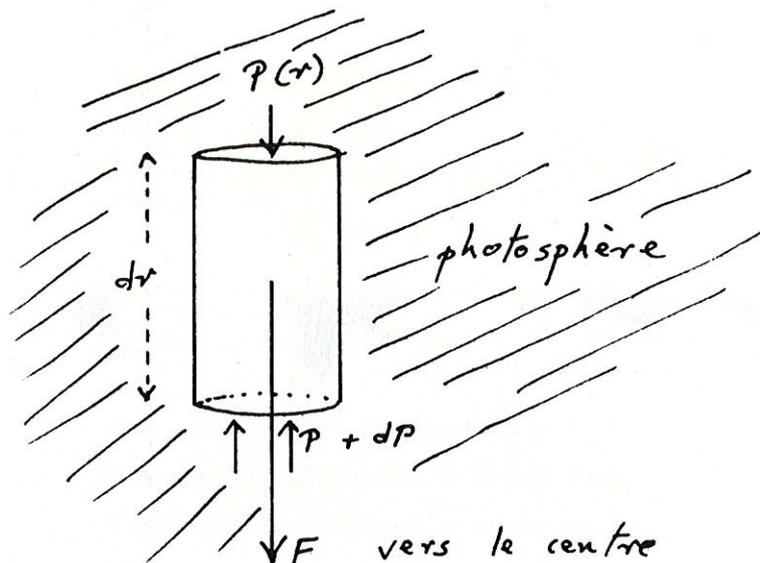
Par conséquent, la température de la photosphère croît vers l'intérieur du Soleil. Les mesures de l'assombrissement nous donnent la loi de variation de la température en fonction essentiellement du rayon et de la quantité $\rho \kappa$.

Question : Si l'on avait observé une croissance de la brillance vers le bord, quelle aurait été la conclusion ?

La pression et la densité de la photosphère : l'équation d'équilibre hydrostatique

Supposons que la matière de la photosphère soit en équilibre. En premier lieu, cette hypothèse exige une absence de mouvements verticaux et horizontaux.

Considérons un petit cylindre à l'intérieur de la photosphère, situé à une distance r du centre du Soleil, de longueur dr et de section unité.



La masse du cylindre est $\rho^{(r)} dr$, $\rho(r)$ étant la densité de la matière à la distance r du centre. Donc, la force gravitationnelle vers le centre est égale à :

$$F = G \frac{\rho(r) dr \cdot M(r)}{r^2}$$

où

$M(r)$ est la masse comprise dans une sphère de rayon r .

La force de pression qui tend à enfoncer le cylindre vers le centre = $|P|$

La force de pression qui tend à ramener le cylindre vers la surface = $|P + dP|$

Par conséquent, à l'équilibre (expliquer le signe) :

$$dP = - \frac{\rho(r) G M(r) dr}{r^2}$$

Pour simplifier, on admet que l'épaisseur de la photosphère est petite par rapport au rayon du Soleil.

Donc :

$$\begin{aligned} M(r) &\approx M_0 \\ r &\approx R_0 \end{aligned}$$

D'où

$$\frac{dP}{dr} = - \rho(r) \frac{G M_0}{R_0^2} \quad (1)$$

On suppose ensuite que la matière photosphérique obéit à la loi des gaz parfaits (hypothèse justifiée par le résultat - procédé utilisé souvent en astronomie !)

$$P(r) = \frac{\rho(r) k T(r)}{\mu} \quad (2)$$

où

k = constante de Boltzmann

μ = masse d'une particule du gaz

\approx masse d'un atome d'hydrogène

$= 1,6 \times 10^{-24}$ g

Les mesures de l'assombrissement centre-bord nous donnent la loi de variation de T :

$$T = T_0 \left[\rho(r) k r \right] \quad (3)$$

où

κ = opacité de la matière photosphérique.

Finalement, les hypothèses physiques sur la nature de l'opacité photosphérique nous permettent de calculer la valeur de κ . Par conséquent, l'ensemble des trois équations (1) (2) (3) nous permet de déterminer la pression P et la densité ρ à chaque profondeur de la photosphère.

On trouve que la densité varie d'environ 10^{-7} g cm⁻³ dans la basse photosphère jusqu'à environ 5×10^{-8} à la surface ; la pression varie d'environ 10^5 dyne cm⁻² à 5×10^3 et la température d'environ 6400°K à 4300°K. La faible valeur de la densité justifie a posteriori l'application de la loi des gaz parfaits à la photosphère.

Remarquons que la "température" déduite à partir de la loi de Wien est une grandeur fictive : elle correspond à un calcul formel basé sur le rayonnement émis par une couche d'épaisseur finie avant un gradient de température. Elle peut être considérée comme une sorte de température moyenne de la photosphère.

Signalons qu'avec d'autres hypothèses physiques raisonnables, on trouve des valeurs différentes pour chacune des quantités estimées, mais l'ordre de grandeur reste le même. On peut rendre compte des mêmes observations par différents modèles.

Remarquons aussi la faible densité de la photosphère. La densité moyenne du Soleil est $\approx 1,4$. Si la densité augmente vers le centre de façon continue, la valeur centrale est alors très supérieure à 1.

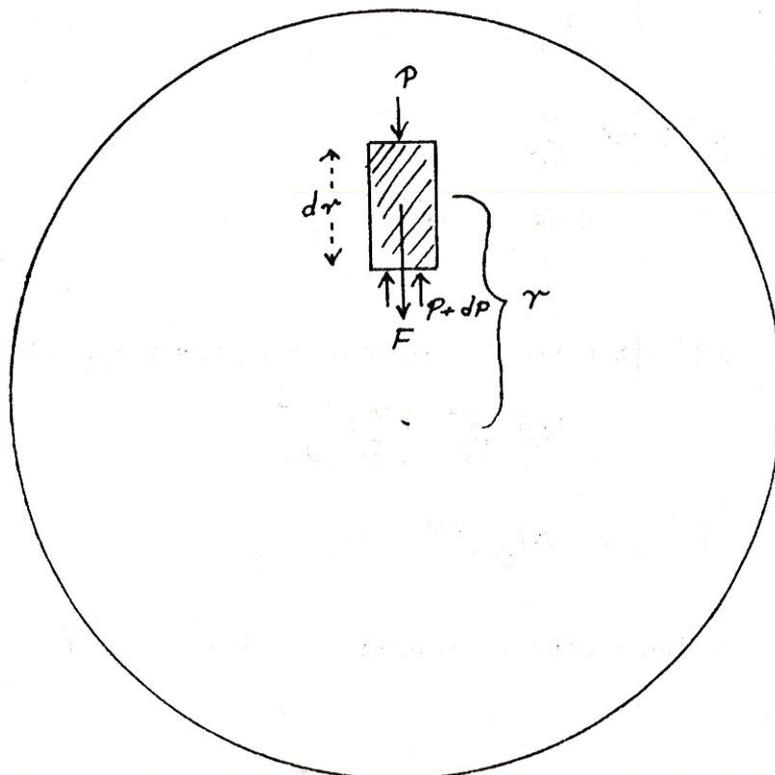
L'intérieur du Soleil est-il gazeux, liquide ou solide ?

Question : En prenant une valeur moyenne pour la densité de la photosphère, montrer à partir de l'équation d'équilibre hydrostatique que la chute de pression dans la photosphère est compatible avec son épaisseur d'environ 500 km.

Quelques aperçus sur la structure interne du Soleil

La photosphère étant essentiellement opaque, nous ne pouvons pas observer l'intérieur du Soleil ; nous sommes obligé de calculer sa structure à partir d'un modèle (mais, n'oublions pas le dicton de Sherlock Holmes : "il ne faut jamais théoriser sans données").

On suppose que le soleil est en équilibre mécanique, et que sa matière obéit à la loi des gaz parfaits. Comme pour la photosphère, cette dernière hypothèse sera justifiée a posteriori.



Considérons les forces exercées sur un petit cylindre élémentaire. Ce cas est identique au problème de l'équilibre mécanique de la photosphère ; l'équation d'équilibre hydrostatique s'écrit :

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{\rho(r) M(r)}{r^2}$$

Dans le cas de la photosphère, on a pu considérer que $M(r)$ et r étaient constantes (pourquoi ?). Ceci n'est plus vrai ici, et en principe il faut connaître la variation de $M(r)$, $\rho(r)$ avec r pour pouvoir intégrer l'équation.

Pourtant, nous pouvons avoir un aperçu (très approximatif) des ces conditions internes du Soleil en remplaçant les dérivées par des différences. Considérons un point médian à une distance $R_{\odot} / 2$ du centre du Soleil.

On a :

$$dP \Rightarrow \Delta P$$

= différence de pression entre la surface et le point à $R_{\odot} / 2$

$$dr \Rightarrow \Delta r$$

$$= R_{\odot} / 2$$

$$\rho(r) \Rightarrow \bar{\rho}_{\odot}$$

$$= 1.4 \text{ g cm}^{-3}$$

$$M(r) \Rightarrow \text{masse à l'intérieur du rayon } R_{\odot} / 2$$

$$= \frac{4\pi}{3} \bar{\rho}_{\odot} \left[\frac{R_{\odot}}{2} \right]^3$$

$$= M_{\odot} / 8$$

En substituant ces valeurs dans l'équation d'équilibre, on trouve :

$$\Delta P \approx 10^{15} \text{ dyne cm}^{-2}$$

ΔP est la différence de pression entre le point médian et la photosphère.

Nous avons vu que la pression à l'intérieur de la photosphère est de l'ordre de 10^4 dyne par cm^{-2} . Elle est donc négligeable par rapport à la pression centrale et par conséquent la pression au point médian est :

$$P_{R_0/2} = 10^{15} \text{ dyne cm}^{-2}$$

On a aussi :

$$P = \frac{\rho k T}{\mu}$$

$$= \frac{\rho k T}{10^{-24}} \text{ si le Soleil est composé d'hydrogène}$$

Donc :

$$P_{R_0/2} \approx \frac{\bar{\rho}_0 k T_{R_0/2}}{10^{-24}}$$

d'où

$$T_{R_0/2} \approx 10^7 \text{ K}$$

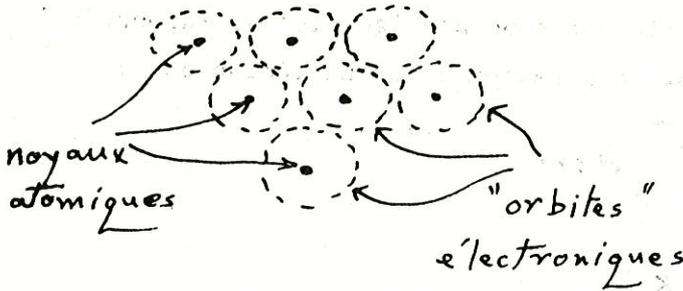
Donc, quelque part à l'intérieur du Soleil (c'est la signification de cette estimation), la température atteint $\approx 10^7$ °K.

Le principe physique de cette estimation est donc le suivant : en se plaçant à un endroit particulier du Soleil ($R_0/2$), nous avons calculé le poids de la matière qui se trouve au-delà de cet endroit. Une pression vers l'extérieur est nécessaire pour soutenir ce poids (sinon, le Soleil se contracterait !) : on considère que cette pression est fournie par l'agitation thermique des particules. La pression est alors fonction de la température - en choisissant la loi des gaz parfaits, on calcule la température. Remarquons que ce calcul peut être appliqué à toute étoile homogène ; la température centrale sera une fonction croissante de la masse.

La nature physique de la matière du Soleil

La "dimension" d'un atome est déterminée par la plus petite distance "d'approche" d'une particule. Cette dimension est déterminée par le "rayon orbital" de ses électrons : elle est typiquement $\approx 10^{-8}$ cm.

Considérons un cas extrême où les atomes "se touchent" : c'est-à-dire où les orbites électroniques des différents atomes sont très serrées : un tel milieu est très incompressible : en particulier, il n'obéit plus à la loi des gaz parfaits. Pour un milieu d'hydrogène, ceci correspond à une densité $\approx (10^{-24}) / (10^{-8})^3 \approx 1 \text{ g cm}^{-3}$



Donc, dans la vie courante, un milieu ne se comporte pas comme un gaz quand sa densité est élevée.

Comment transformer un milieu incompressible en milieu compressible, sans changer son volume ?

Il faut enlever ce qui empêche la compression - soit les électrons.

Considérons un atome d'hydrogène (modèle de Bohr). L'énergie de liaison de l'électron est donnée par :

$U = \text{énergie cinétique} + \text{énergie potentielle}$

$$= \frac{m_e v^2}{2} - \frac{e^2}{r}$$

où $r = \text{"rayon orbital"}$

De plus :

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{e^2}{r^2}$$

d'où :

$$U = - \frac{e^2}{2r}$$

Pour arracher l'électron de l'atome, il faut fournir au moins une énergie U . Le milieu étant chaud :

$$\text{énergie cinétique moyenne par particule} = \frac{3}{2} kT$$

Donc, pour que l'agitation thermique puisse ioniser un atome d'hydrogène :

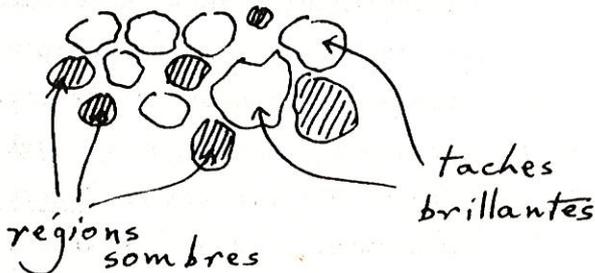
$$\frac{3}{2} k T \gtrsim \frac{e^2}{2r}$$

ce qui donne ($r = .5 \times 10^{-8} \text{ cm}$) :

$$T \gtrsim 10^5 \text{ K}$$

La granulation photosphérique

Le disque solaire n'est pas éclairé uniformément : avec une bonne résolution instrumentale, on observe un ensemble de régions brillantes de toutes formes, disposées irrégulièrement et séparées par des "couloirs" sombres.



La dimension typique d'un "granule" brillant est d'environ 1800 km ; une région donnée a une durée de vie d'une dizaine de minutes.

D'après la loi de Stefan, les régions brillantes sont plus chaudes que les régions sombres ; une mesure de la différence de brillance nous renseigne sur la différence de température entre les "granules" et la région "intergranulaire".

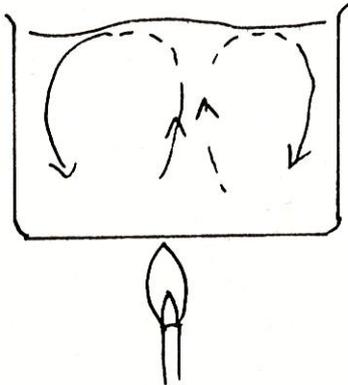
Question : Soit I_{grn} et I_{inter} la brillance moyenne des granules et de la région intergranulaire respectivement. Dans l'hypothèse du corps noir, pourriez-vous exprimer la quantité

$$B = \frac{I_{\text{gran}} - I_{\text{inter}}}{I_{\text{gran}}} \quad \text{en fonction de la température}$$

moyenne T de la photosphère et de la différence de température ΔT entre les "granules" et la région intergranulaire ?

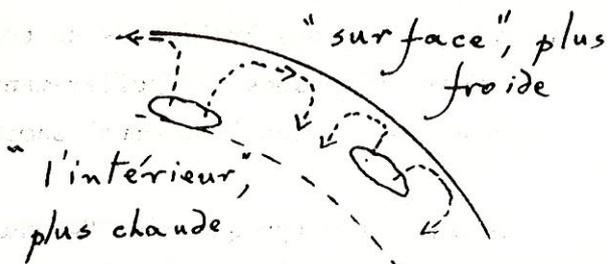
Expérimentalement, on trouve que $B \approx 1/6$. Calculez ΔT .

Ce phénomène est généralement interprété en termes d'un mouvement convectif de matière. Nous avons vu que la température croît vers



l'intérieur du Soleil. Cette configuration est alors analogue au cas d'un fluide fortement chauffé dans sa partie inférieure. La matière chaude située en bas est plus légère que la matière au-dessus, la situation n'est donc pas stable.

Des régions chaudes se "détachent", "montent" à la surface, se refroidissent et redescendent:



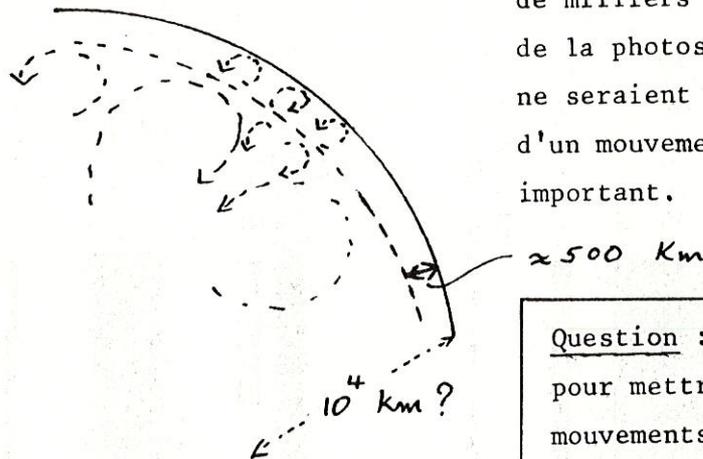
Avec cette interprétation, les granules brillants représentent, vus de la Terre, la matière chaude qui monte. Remarquons que le caractère provisoire des granules suggère que chacun est une région distincte en mouvement et donc que leur durée de vie est déterminée essentiellement

par le temps mis pour traverser la photosphère.

L'épaisseur de la photosphère est de l'ordre de 500 km ; comme la durée de vie d'une granule est d'environ de 10 minutes, la vitesse de ce mouvement est d'environ $5 \times 10^5 / 600 = 0,8 \text{ km sec}^{-1}$. Remarquons que cette vitesse est très inférieure à la vitesse du son dans la photosphère ; par conséquent, l'équilibre hydrostatique n'est pas perturbé par ces mouvements.

La granulation témoigne de l'existence de mouvements verticaux de matière dans la photosphère. On ne peut pas observer la matière située dans les régions plus profondes ; pourtant, il est peu probable que ce mouvement soit limité seulement à une très petite couche superficielle du Soleil.

Les mouvements convectifs s'étendent probablement à une dizaine de milliers de kilomètres en dessous de la photosphère ; les granules ne seraient alors que les témoins d'un mouvement beaucoup plus important.



Question : Trouver une méthode pour mettre en évidence les mouvements verticaux des granules.

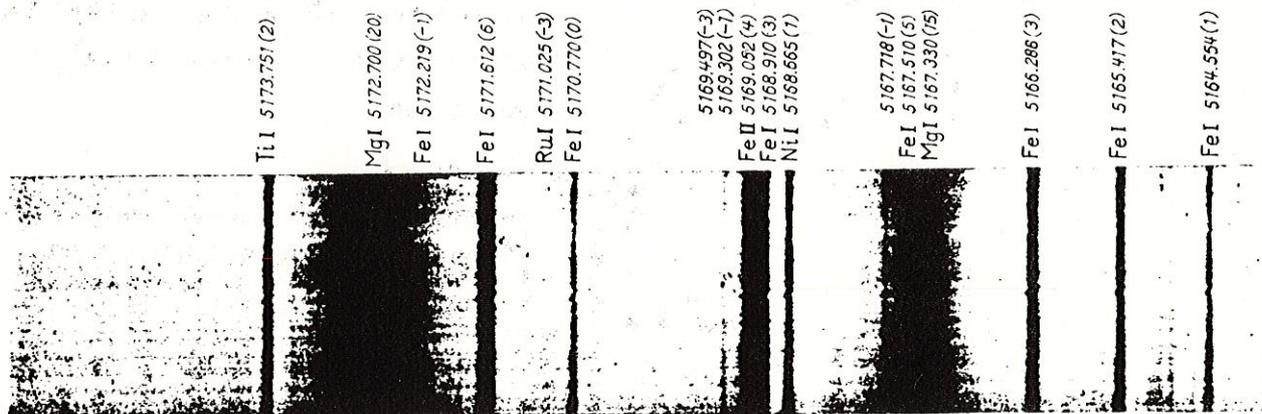
A une température $\geq 10^5 \text{ K}$, les atomes d'un milieu quelconque sont au moins partiellement ionisés ; à 10^7 K , les atomes les plus lourds sont complètement ionisés. Le milieu est alors composé de noyaux "nus" et d'électrons libres. Or, la dimension d'un noyau est typiquement de l'ordre de 10^{-12} cm . Donc, à des températures extrêmement élevées, les particules peuvent s'approcher de moins de 10^{-8} cm sans se "gêner" ; dans ces conditions, un milieu peut avoir une densité très supérieure à 1, et se comporter comme un gaz. Un milieu entièrement ionisé obéit à la loi de Mariotte même à des densités supérieures à 1.

Question : Estimer la densité limite au-delà de laquelle on ne peut plus considérer un milieu ionisé d'hydrogène comme étant un gaz parfait.

C'est ainsi que nous justifions a posteriori l'application de la loi des gaz parfaits au cas de la matière solaire.

Les raies d'absorption

Un spectre de la photosphère comporte un grand nombre de raies sombres - les "raies d'absorption" ou "raies de Fraunhofer". Ces raies représentent une diminution (et non une absence) de rayonnement par rapport au fond continu.



Une raie d'absorption correspond au manque, dans la lumière venant vers l'observateur, du rayonnement à une fréquence relativement bien déterminée.

Nous avons déjà vu schématiquement ("Interaction du rayonnement avec la matière") comment les raies d'absorption sont formées : il faut une source de lumière contenant une distribution continue de fréquences, qui éclaire un ensemble de particules susceptibles d'être excitées à la suite de l'absorption de certaines fréquences seulement. Quand les particules se dés excitent, les photons sont restitués ; pourtant, en moyenne, ils sont émis dans toutes les directions, ce qui correspond à une perte sur la ligne de visée.

Les raies apparaissent à des fréquences caractéristiques : pour chaque élément on peut calculer les fréquences théoriques qui correspondent à la "signature" de l'élément. On peut ainsi déterminer la composition de la photosphère.

Pourtant la présence d'un élément n'est pas une condition suffisante pour que toutes ses raies soient excitées.

Mentionnons deux possibilités :

1° Il n'y a pas de photons suffisamment énergétiques pour effectuer les transitions nécessaires. Considérons le cas de l'hydrogène neutre dans son état fondamental. La fréquence nécessaire pour exciter un électron, ne serait-ce qu'au prochain niveau, est :

$$\nu \approx 3.3 \times 10^{15} \left(1 - \frac{1}{4}\right) \text{ Hz}$$

$$\approx 2.5 \times 10^{15} \text{ Hz}$$

Donc, pour produire cette raie d'absorption de l'hydrogène, nous avons besoin d'un rayonnement d'une longueur d'onde d'environ $(3 \times 10^{10})/10^{16} = 12 \times 10^{-6} \text{ cm}$.

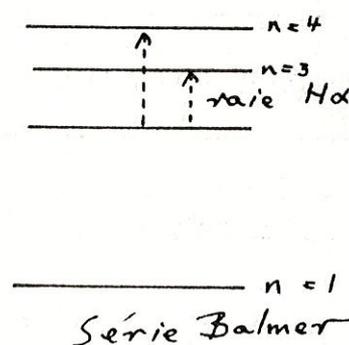
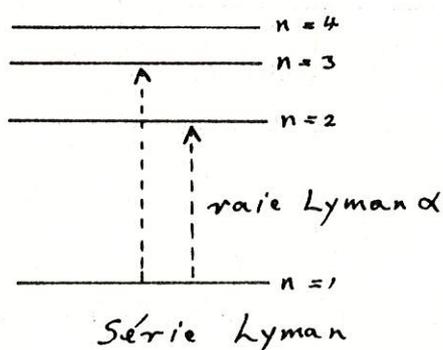
Or, nous avons vu que la photosphère rayonne comme un corps noir, que le maximum de son émission est à 5080 Å (soit $50 \times 10^{-6} \text{ cm}$) et qu'il n'y a pas d'émission continue aux longueurs d'onde plus courtes que $15 \times 10^{-6} \text{ cm}$.

Par conséquent, ces raies d'absorption n'apparaissent pas dans le spectre de la photosphère.

2° Pour effectuer une transition donnée, un atome doit se trouver dans le niveau "de départ" correspondant

Considérons l'atome d'hydrogène ; la série de raies d'absorption correspondant au niveau fondamental comme niveau de départ est appelée la série de Lyman.

La série correspondant au 2e niveau est appelée la série Balmer.



Nous avons vu qu'aucune raie d'absorption de la série de Lyman ne peut apparaître dans le spectre photosphérique.

Par contre, pour la transition $H\alpha$ (la moins "couteuse" de la série de Balmer), il faut éclairer un atome déjà au niveau 2 avec un rayonnement de fréquence $3,3 \times 10^{15} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{9}\right)$, soit une longueur d'onde $\approx 66 \times 10^{-6} \text{ cm}$. Cette longueur d'onde est proche du maximum de l'émission continue photosphérique - une raie d'absorption $H\alpha$ peut donc apparaître. Pourtant, pour effectuer cette

transition, les électrons des atomes d'hydrogène doivent déjà se trouver sur le deuxième niveau ; ceci implique un processus d'excitation par collision avec d'autres particules du milieu.

L'énergie cinétique moyenne d'une particule dans un milieu à température T est égale à $\frac{3}{2} kT$. Donc, pour pouvoir exciter par collision un atome d'hydrogène du premier niveau au deuxième, il faut que :

$$\frac{3}{2} k T \gtrsim 2.2 \times 10^{-11} \left(1 - \frac{1}{4}\right) \quad \text{d'où } T \approx 7 \times 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}$$

A n'importe quelle température, il y a toujours quelques particules ayant l'énergie nécessaire, mais leur nombre est généralement faible (c.f. la distribution de Boltzmann). Pour que le nombre de particules pouvant exciter un atome d'hydrogène de 1er niveau au 2e ne soit pas négligeable, il faut que la température du milieu soit dans les environs de 7×10^4 K.

La photosphère est à $\approx 6000^\circ\text{K}$; il en résulte que les raies d'absorption de l'hydrogène ne peuvent pas être formées dans la photosphère.

Or, dans le spectre solaire, on observe les raies d'absorption de la série Balmer. Ces raies doivent être produites dans une région beaucoup plus chaude que la photosphère ; comme elle ne peut pas être vers le centre (pourquoi ?) elle doit se trouver dans l'atmosphère du Soleil. L'absorption de ces raies montre que la température du Soleil croît au-delà de la photosphère.

Question : Est-ce que ceci vous paraît raisonnable ?

La chromosphère

L'observation des raies d'absorption de la série de Balmer implique la présence d'une couche au-delà de la photosphère et plus chaude que celle-ci. La densité de cette couche doit être très faible par rapport à la photosphère, parce que son émission continue est très faible par rapport à celle de la photosphère.

Les raies de Balmer ne sont pas les seuls témoins de cette couche ; en effet, on observe des raies d'autres éléments et d'ions qui ne peuvent apparaître qu'à des températures plus élevées que 6000°K . Par exemple, on observe des raies d'absorption qui sont identifiées avec des transitions électroniques du calcium ionisé une fois. Or, on sait à partir de mesures en laboratoire

que l'énergie d'ionisation du calcium est d'environ 10^{-11} erg. Donc, pour qu'un nombre important d'atomes de calcium soit ionisé, la température du milieu doit être :

$$\frac{3}{2} k T \gtrsim 10^{-11}$$

d'où :

$$T \gtrsim 4 \times 10^4$$

La température de la couche qui produit les raies d'absorption du Ca II est alors entre la température de la photosphère et celle de la couche qui produit les raies de Balmer.

On remarque cette application très importante des raies spectrales: elles peuvent nous aider à déterminer la température d'un milieu, sans avoir recours au rayonnement continu.

La couche de matière qui entoure la photosphère s'appelle la chromosphère. Son épaisseur est de l'ordre de quelques dizaines de milliers de kilomètres ; elle est assez transparente au continu photosphérique.

Structure de la chromosphère

La basse chromosphère se confond avec la photosphère ; par conséquent, on peut considérer que ses conditions physiques sont les mêmes que pour la haute photosphère.

Or on sait que les énergies d'ionisation de certains métaux neutres sont relativement faibles ; ces atomes restent donc neutres à de faibles températures seulement et leurs raies d'absorption ne sont formées qu'au voisinage de la photosphère. L'intensité d'une raie dépend du nombre d'atomes dans le milieu ; par conséquent en étudiant la variation avec l'altitude de l'intensité des raies des métaux neutres, on peut déterminer la variation de la densité dans la basse chromosphère.

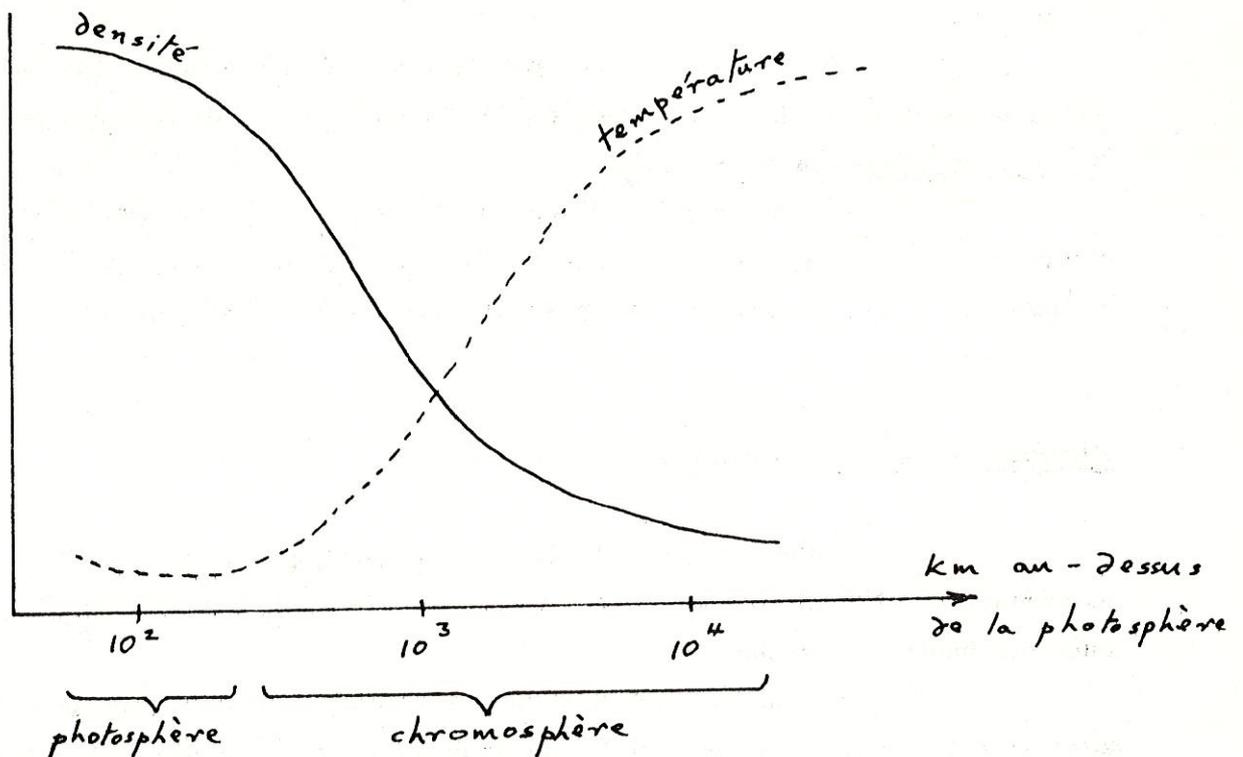
Nous avons vu que certaines raies ne sont formées qu'à des températures plus élevées ; à mesure qu'on monte dans la chromosphère, ces raies deviennent plus fortes et les raies des métaux neutres disparaissent.

Chaque famille de raies correspond à différentes températures : en suivant la variation de ces raies avec l'altitude et en utilisant les conditions physiques fournies par les raies précédentes, on peut en déduire la température

et la densité des couches chromosphériques successives.

On trouve que la densité décroît très vite ; dans la photosphère, elle est de l'ordre de 10^{-8} gcm^{-3} , à environ 2000 km elle est de 10^{-13} et à 10^4 km la décroissance de la densité ralentit à partir d'une valeur de $10^{-15} \text{ gcm}^{-3}$.

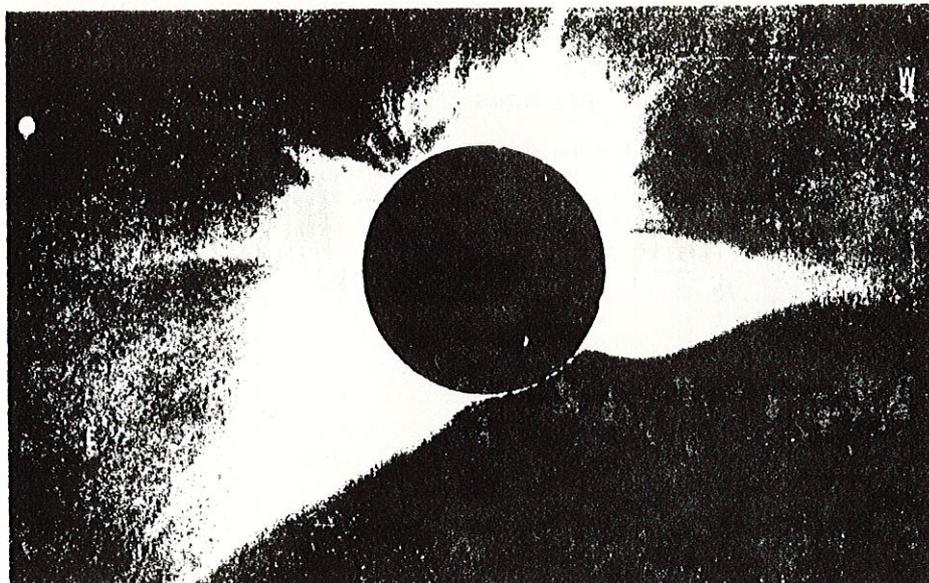
Par contre, la température croît. Dans la photosphère elle est de l'ordre de 5600°K (la basse photosphère étant plus chaude que la haute photosphère), mais dans la chromosphère la température croît jusqu'à un "plateau" d'environ 10^6 K à 10^4 km.



Remarquons que c'est le "plateau" à 10^4 km au-dessus de la photosphère qui signale en quelque sorte la "fin" de la chromosphère.

La couronne solaire

Une éclipse du Soleil révèle la présence d'une région beaucoup plus étendue que la chromosphère, et très faiblement lumineuse.



La dimension et la forme de la couronne varient au cours du temps - en général, elle peut être observée en "lumière blanche" jusqu'à quelques rayons solaires à partir de la base de la photosphère ; sa brillance décroît rapidement vers l'extérieur.

En ultra-violet, on a détecté la couronne à une dizaine de rayons solaires de la photosphère.

Depuis l'avènement des instruments satellisés, on a pu remarquer que la couronne émet un rayonnement intense dans le domaine de rayons-X. Ce rayonnement est particulièrement intense vers $\lambda \approx 50 \text{ \AA}$.

Il est bien évident que la couronne ne peut pas être excitée par le rayonnement photosphérique (pourquoi ?) ; cette émission en rayons-X doit donc correspondre à l'effet de l'agitation thermique des particules dont la chromosphère est composée.

L'émission des rayons-X à 10 \AA correspond aux photons de fréquence

$$\nu = \frac{3 \times 10^{10}}{50 \times 10^{-8}} = 6 \times 10^{16} \text{ Hz}$$

La présence des photons de cette fréquence signifie la disponibilité d'une quantité d'énergie, sous forme mécanique, égale à $h\nu$:

$$h\nu = 6 \times 10^{16} \times 6.6 \times 10^{-27} \approx 4 \times 10^{-10} \text{ erg par particule}$$

Supposons que nous puissions associer à la chromosphère une température T (il n'est pas du tout évident que cette notion soit valable !). L'énergie par particule est alors $\frac{3}{2} kT$, d'où :

$$\frac{3}{2} kT \approx 4 \times 10^{-10}$$

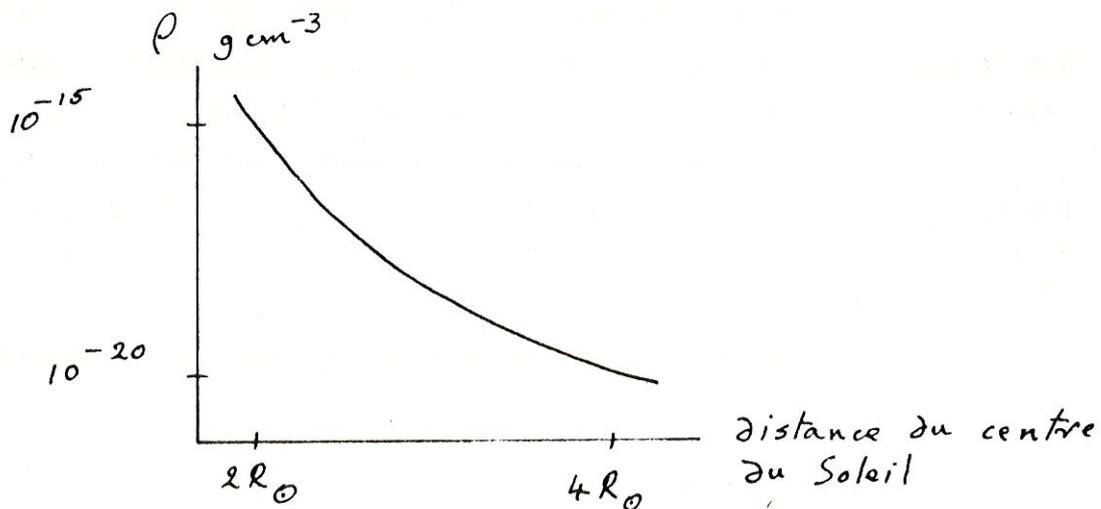
Donc :

$$T \approx 2 \times 10^6$$

La valeur de ce calcul est de nous montrer que les particules dont la couronne est composée sont très énergétiques ; si on transforme les énergies "naïvement" en température, on trouve des valeurs qui dépassent 10^6 K.

Ce genre d'analyse peut être raffiné considérablement pour donner la distribution thermique de la couronne : à $3R_{\odot}$ du centre du Soleil, la "température" dépasse 3×10^6 K.

Pourtant, n'oublions pas que la matière coronale est très ténue :



LA STABILITE MECANIQUE DE LA COURONNE : LE VENT SOLAIRE.

A $3R_{\odot}$ du centre du Soleil, la température dépasse 3×10^6 °K. Si la matière coronale était en équilibre thermodynamique (elle ne l'est pas, mais on néglige ce "détail" ici ...), la vitesse moyenne d'un proton serait v_p :

$$\frac{m_p \overline{v_p^2}}{2} = \frac{3}{2} k \times 3 \times 10^6$$

d'où

$$\left(\overline{v_p^2}\right)^{1/2} \approx 3 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$$

Or, à $3R_{\odot}$, la vitesse d'évasion d'une particule est v_{ev} :

$$v_{ev} = \left(\frac{2GM_{\odot}}{3R_{\odot}}\right)^{1/2}$$

$$\approx 3 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$$

$$\approx \left(\overline{v_p^2}\right)^{1/2}$$

Il s'en suit qu'au-delà de $3R_{\odot}$, une fraction très importante de particules (essentiellement les protons, les électrons, les noyaux de l'hélium et les noyaux de quelques éléments légers) échappent à l'attraction du Soleil : les couches externes de la couronne s'étalent dans la région interplanétaire. Cette perte constitue un flux permanent de matière qui "balaie" le système solaire. On l'appelle "le vent solaire".

Le vent solaire a été étudié par les sondes interplanétaires jusqu'à Jupiter ; on ne connaît pas à quel endroit il se confond avec le milieu interstellaire. Dans le voisinage de la Terre, sa vitesse est d'environ 400 km s^{-1} dans une direction essentiellement radiale par rapport au Soleil ; sa densité est d'environ $10 \text{ protons} + 10 \text{ électrons par cm}^3$.

Le vent solaire interagit avec les hautes atmosphères des planètes ; de plus, les directions des queues de comètes sont déterminées par la direction du vent solaire. Remarquons aussi que le vent solaire

fournit un échantillon "direct" de matière solaire : en tant que tel, il nous renseigne sur la composition chimique du Sdeil.

Dans un sens, nous pouvons considérer que les corps du système solaire sont tous plongés dans un prolongement très ténu de la couronne solaire.

LA "COMPOSITION" DU SOLEIL.

Les intensités des raies spectrales nous permettent en principe de déterminer la composition chimique du Soleil. Pourtant, nous avons vu que la présence d'un élément donné n'est pas une condition suffisante pour que ses raies apparaissent : la température joue un rôle important. Par conséquent, la détermination de la composition chimique dépend des modèles choisis, qui dépendent...des abondances supposées !

On montre ainsi que le rapport du nombre d'atomes d'hydrogène au nombre d'atomes d'hélium est d'environ 10 : 1 ; la contribution de tous les autres éléments ne représente que 0.14% environ du nombre d'atomes d'hydrogène.

Nous remarquons que l'hydrogène est de loin l'élément le plus abondant dans le Soleil. On retrouve des abondances semblables dans les étoiles et dans la matière interstellaire ; de plus, la sonde Pioneer 10 a montré que dans l'atmosphère de Jupiter également le rapport de l'abondance de l'hydrogène à celle de l'hélium n'est pas loin de la valeur solaire. Par conséquent, on suppose que la matière "primitive" de l'Univers est l'hydrogène.

La Terre comporte relativement peu d'hydrogène et d'hélium ; par contre, les éléments plus lourds (par exemple, l'oxygène, le carbone, l'azote, le fer etc ...) dans la croûte terrestre ont approximativement la même distribution que dans le Soleil.

QUESTION : Dans l'hypothèse où la matière primitive du système solaire est en grande partie l'hydrogène, expliquer pourquoi Jupiter semble avoir gardé une composition semblable à celle du Soleil, tandis que la Terre n'a essentiellement que les éléments relativement lourds.

QUELQUES REMARQUES SUR L'ORIGINE DE L'ENERGIE DU SOLEIL

Le rayonnement continu de la photosphère obéit plus ou moins bien à la loi de Planck, la température du "corps noir équivalent" étant d'environ 6000°K. La loi de Stefan nous permet d'estimer le débit d'énergie rayonnée à la surface :

$$E_{\odot} \approx 4 \pi R_{\odot}^2 \times \sigma \times (6000)^4 \text{ ergs sec}^{-1}$$

où

$$\begin{aligned} \sigma &= \text{cte de Stefan} \\ &= 5,669 \times 10^{-5} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4} \end{aligned}$$

Donc :

$$E_{\odot} \approx 3 \times 10^{33} \text{ ergs sec}^{-1}$$

Le débit d'énergie mesuré "directement" (voir question) est $3,9 \times 10^{33}$ ergs

Le Soleil, dans son ensemble, est très stable. La vie existe sur Terre depuis environ 10^9 ans ; comme la vie exige des conditions thermiques relativement stables on est amené à supposer que le Soleil n'a pas changé son débit d'énergie de façon importante pendant au moins 10^9 ans.

Nous avons vu que la stabilité mécanique du Soleil implique une très grande pression centrale ; dans l'hypothèse d'un gaz parfait, cette pression exige que la température centrale dépasse 10^7 °K.

En général, la chaleur passe d'un milieu chaud à un milieu froid (mais la couronne est beaucoup plus chaude que la photosphère : pourquoi n'y-a-t-il pas de contradiction ?) : dans le cas du Soleil, ceci implique un flux d'énergie du centre vers le bord. Si le flux n'était pas "alimenté" par une source quelconque, le centre se refroidirait à un taux d'environ 4×10^{33} ergs sec⁻¹. la force gravitationnelle l'emporterait sur le gradient de pression thermique interne et le Soleil se contracterait.

Les sources chimiques d'énergie ne peuvent "alimenter" le Soleil pour une période aussi longue que 10^9 ans.

A l'heure actuelle, on ne connaît qu'un mécanisme suffisamment efficace : la fusion thermonucléaire.

A une température de 10^7 °K, un seul processus thermonucléaire semble avoir un rendement suffisant : c'est la conversion de 4 atomes d'hydrogène en 1 atome d'hélium.

La masse de 4 atomes d'hydrogène est $4 \times 1,0081 \times 1,66 \times 10^{-24}$ g. ;
 la masse d'un atome d'hélium est $4,004 \times 1,66 \times 10^{-24}$ g. Donc, après la
 conversion (qui se fait de façon très indirecte), $0,0284 \times 1,66 \times 10^{-24}$ g
 "disparaissent" ; selon l'équation d'Einstein :

$$\Delta E = \Delta m \times c^2$$

cette masse disparue réapparaît sous forme d'énergie

$$\Delta E = 0,0284 \times 1,66 \times 10^{-24} \times 9 \times 10^{20} \text{ ergs}$$

La masse ainsi "convertie" en énergie est $\approx \frac{0,028}{4,032} \approx 0,007$
 de la masse initiale. Cette énergie est libérée seulement si la température
 dépasse 10^7 K ; des calculs "corrects" montrent que cette température est
 atteinte dans une région centrale comportant environ 10% de la masse totale,
 soit $\approx 10^{32}$ grammes. Par conséquent, l'énergie "disponible" est environ
 $0,007 \times 10^{32} \times 9 \times 10^{20}$ erg ; à un débit constant de 4×10^{33} erg s⁻¹,
 ceci implique une durée de vie d'environ

$$\frac{0,007 \times 10^{32} \times 9 \times 10^{20}}{4 \times 10^{33}} \text{ sec}$$

soit 10^{10} ans.

Il y a encore de quoi se chauffer les orteils !

QUESTION

Au début du 19e siècle, on pensait que le Soleil était un corps solide ; de plus, on supposait qu'il était bombardé par des météores, l'énergie potentielle ainsi convertie en énergie cinétique servant à alimenter le débit observé. Estimer dans cette hypothèse le changement de la masse du Soleil après un siècle de bombardement continu ; montrer que le mouvement de la Terre en aurait été perturbé de façon mesurable.

Estimer les mêmes grandeurs dans l'hypothèse d'une source d'énergie thermonucléaire.