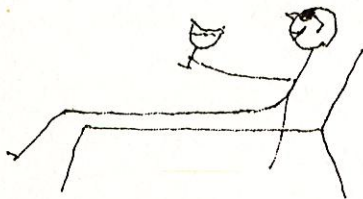


D

QUELQUES ASPECTS DE LA PHYSIQUE SOLAIRE

Rayonnement du corps noir ;  
Interaction du rayonnement avec la matière ;  
Milieux opaques et milieux transparents ;  
Les conditions physiques de la photosphère ;  
L'intérieur du Soleil ;  
Les conditions physiques de la couronne ;  
La chromosphère ;  
L'origine de l'énergie du Soleil.



THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
DEPARTMENT OF CHEMISTRY  
5800 S. UNIVERSITY AVENUE  
CHICAGO, ILLINOIS 60637  
TEL: 773-936-3700  
FAX: 773-936-3701  
WWW.CHEM.UCHICAGO.EDU

Nous avons déjà vu comment on peut déterminer la masse et le rayon du Soleil. Pour étudier la physique du Soleil, il faut connaître aussi sa température, sa composition chimique, la variation de la densité à l'intérieur etc. ; de plus, il faut préciser dans quelles limites ces grandeurs ont un sens.

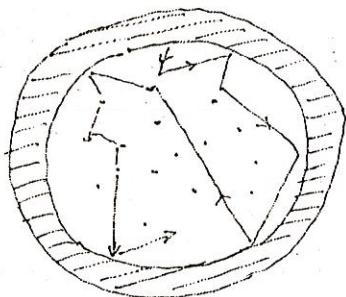
Dans ce cours nous nous contenterons d'étudier quelques problèmes relatifs à la structure globale du Soleil ; en particulier, ni les taches solaires ni les protubérances ne seront considérées ici.

#### RAPPEL DE QUELQUES NOTIONS UTILES RELATIVES A L'INTERACTION DU

#### RAYONNEMENT AVEC LA MATIERE.

(exposé en détail dans "l'Introduction à l'Astrophysique" pp. 39-47, 89-92).

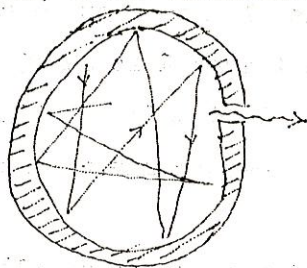
#### RAYONNEMENT DU CORPS NOIR :



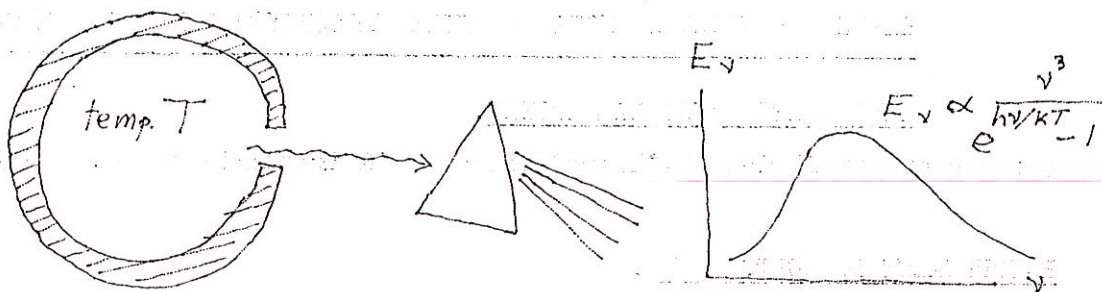
Considérons une enceinte fermée, dont l'intérieur est parfaitement réfléchissant. On "met" à l'intérieur de la poussière et du rayonnement ; la poussière peut absorber le rayonnement et le réémettre à d'autres longueurs d'onde. Le rayonnement est composé de "photons", c'est-à-dire de "grains" d'énergie tels qu'à une fréquence  $\nu$  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 poussière 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 :

$$E_\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \nu^3 \frac{1}{e^{h\nu/KT} - 1}$$

Ici,  $T$  est identifié avec la température. En principe, on n'admet aucune

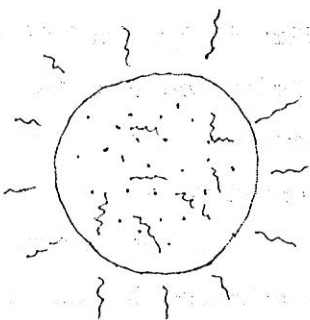


perte d'énergie de l'enceinte. En pratique, à condition que la perte (représentée sur la figure par un "trou" dans l'enceinte) soit très petite par rapport à l'énergie "piégée" à l'intérieur, on considère que la distribution d'énergie vérifie toujours la loi de Planck.



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.

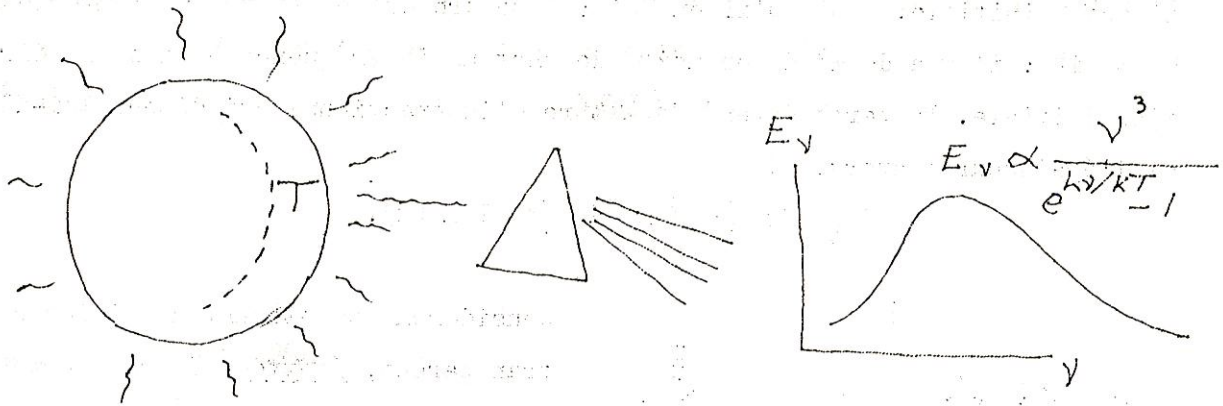
L'idée d'une enceinte fermée n'est qu'une astuce de calcul. Considé-



rons 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, et 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.



### LA BRILLANCE DU CORPS NOIR (!) : LA LOI DE STEFAN:

Considéré ainsi, un corps dont le rayonnement est (approximativement) celui de corps noir n'est pas du tout sombre !

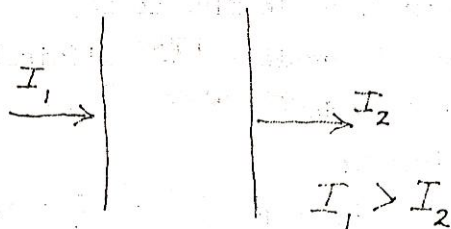
Le flux d'énergie  $F$  émis par  $\text{cm}^2$  de surface (c'est essentiellement notre notion intuitive de brillance) est obtenu en intégrant  $E_\nu$  sur toutes les fréquences et toutes les directions ; on obtient :

$$F \propto T^4$$

c'est la loi de Stefan-Boltzmann.

### NOTIONS INTUITIVES D'OPACITE :

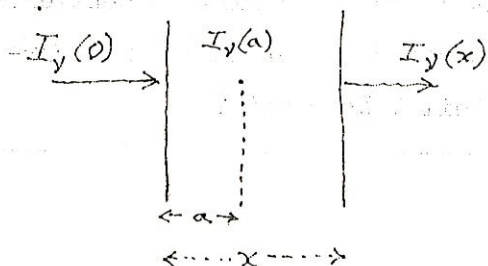
Quand le rayonnement traverse un milieu, il est en général atténué ;



par exemple, l'intensité du rayonnement qui sort dans la direction initiale est inférieure à l'intensité initiale.

Cette atténuation est due à une interaction des photons avec la matière.

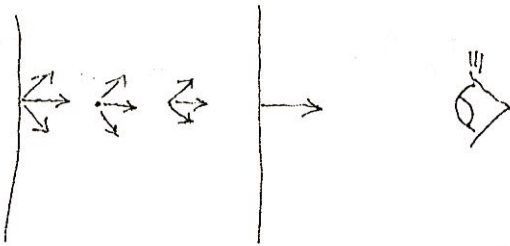
Considérons un flux de photons de fréquence  $\nu$ . L'intensité initiale



$I_\nu(0)$ , est proportionnelle au flux initial de photons. Ces photons interagissent avec la matière : cette interaction peut se traduire par l'émission de photons à d'autres fréquences,

ou tout simplement par une déflexion dans des directions différentes de la direction initiale. Quoi qu'il en soit, à mesure qu'on pénètre à l'intérieur du milieu, il y a de moins en moins de photons de fréquence  $\nu$  dans la direction initiale. La perte dépend du nombre d'interactions, qui dépend lui-même de l'épaisseur traversée :

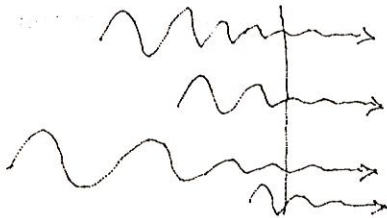
$$I_{\nu}(0) > I_{\nu}(a) > I_{\nu}(x).$$



Considérons maintenant un milieu semi-transparent, émetteur de rayonnement par exemple (un milieu incandescent). Le flux observé à l'extérieur est celui provenant de chaque profondeur du milieu et intégré sur la ligne de visée.

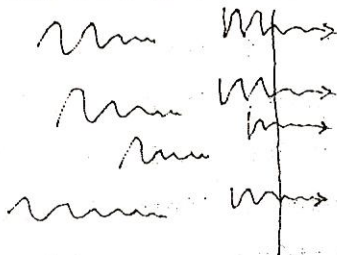
Le milieu est semi-transparent ; donc, le rayonnement provenant des régions profondes est plus atténué que celui de la surface.

Supposons que l'opacité du milieu soit faible. Très peu de rayonnement



est perdu, et le flux du rayonnement dans une direction donnée correspond essentiellement à l'émission de toute la matière.

Supposons par contre que l'opacité soit très grande. Le rayonnement



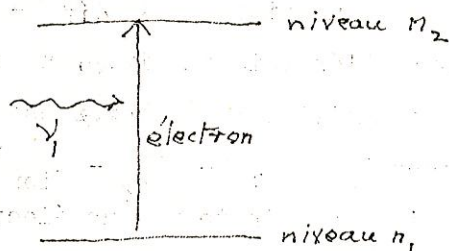
provenant des régions profondes est alors absorbé, et le flux de rayonnement correspond essentiellement à l'émission de la matière dans une petite couche superficielle.

QUESTION D1 : Peut-on appliquer la loi de Planck pour déterminer, à partir de son rayonnement, la température d'un milieu transparent ? On observe que le rayonnement du Soleil vérifie essentiellement la loi de Planck. La température déterminée ainsi correspond à quelle région du Soleil ? Pourquoi ?

## L'ORIGINE PHYSIQUE DE L'OPACITE :

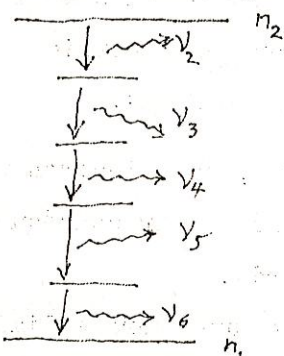
L'opacité d'un milieu est due à l'interaction du rayonnement avec les atomes et les électrons du milieu. Dans le contexte solaire, deux processus principaux interviennent.

### EXCITATION :



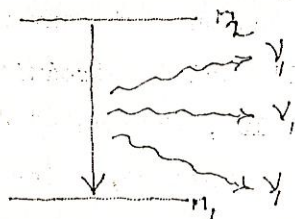
$E_{n_2}$  étant les énergies des deux niveaux.

L'atome peut se désexciter de deux façons différentes.



est complètement perdu.

L'électron peut aussi retomber directement à son niveau de départ :



il y a une perte de photons de fréquence  $\nu_1$ .

L'opacité due à ces processus se manifeste à des fréquences bien déterminées : les fréquences qui correspondent aux transitions électroniques permises.

Ces processus font apparaître des raies d'absorption dans le spectre du rayonnement émis : donc, à la fréquence qui correspond à une raie d'absorption le milieu est plus opaque qu'aux autres fréquences.

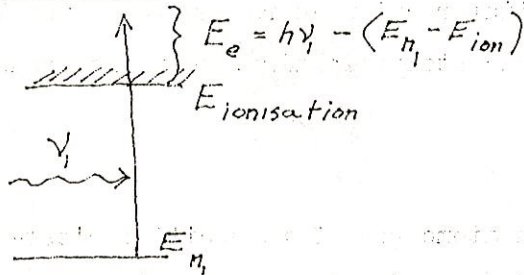
Un atome peut être excité : c'est-à-dire, un électron passe d'un niveau  $n_1$  à un niveau supérieur  $n_2$ . Le photon qui effectue cette transition a une énergie  $h\nu_1$  :  $h\nu_1 = E_{n_2} - E_{n_1}$ ,  $E_{n_1}$  et

Supposons qu'entre  $n_1$  et  $n_2$  il y ait quelques niveaux intermédiaires ; l'électron peut alors "retomber" à son niveau de départ en "cascade", s'arrêtant momentanément aux niveaux intermédiaires. Des photons d'autres fréquences sont émis, et le photon de fréquences  $\nu_1$

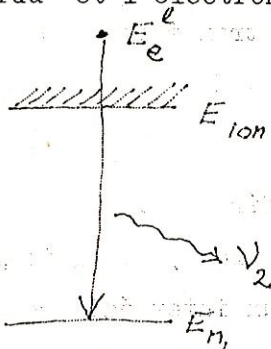
dans ce cas, le photon  $\nu_1$  est restitué.

Pourtant, il n'est pas nécessairement réémis dans la direction initiale

-donc, par rapport à cette direction, il

IONISATION :

l'énergie d'ionisation  $E_{ion}$  peut effectuer cette transition ; le photon est "perdu" et l'électron part avec l'énergie cinétique  $E_e = h\nu_1 - (E_{n_1} - E_{ion})$ .



Un atome peut être ionisé, c'est-à-dire que l'électron au niveau  $n_1$  est "arraché" de l'atome et devient libre. Tout photon de fréquence  $\nu_1$  dont l'énergie  $h\nu_1$  est supérieure à la différence entre l'énergie du niveau  $n_1$  et

l'énergie d'ionisation  $E_{ion}$  peut effectuer cette transition ; le photon est "perdu" et l'électron part avec l'énergie cinétique  $E_e = h\nu_1 - (E_{n_1} - E_{ion})$ . Au bout d'un certain temps, un électron libre d'énergie  $E_e$  est "recapturé", et tombe au niveau  $n_1$ .

Cette capture est accompagnée de l'émission d'un photon de l'énergie  $h\nu_2 = E_e + (E_{n_1} - E_{ion})$ .

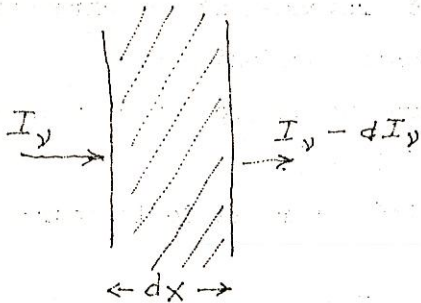
Dans un milieu contenant un grand nombre d'électrons libres, cet électron n'a pas en général la même énergie que celui qui a été "arraché" : par conséquent, le photon émis n'a pas la même fréquence que le photon perdu.

Remarquons que tout photon dont l'énergie dépasse une énergie limite (différente pour différents atomes) peut produire une ionisation ; de plus, les électrons "capturés" ont en général une distribution continue des vitesses (donc des énergies cinétiques), de telle sorte que les photons émis ont une distribution continue des fréquences. Par conséquent, l'opacité introduite par ce processus n'est pas "discrétisée" en fréquence ; de plus, l'échange" de photons de différentes fréquences, par l'intermédiaire de la matière, a les mêmes caractéristiques que le processus introduit au début de la discussion sur le rayonnement du corps noir.

Donc on prévoit qu'un milieu incandescent, dont l'opacité est due au moins en partie à l'ionisation, émettra un rayonnement continu de corps noir.



FORMULATION MATHÉMATIQUE DE L'OPACITÉ :

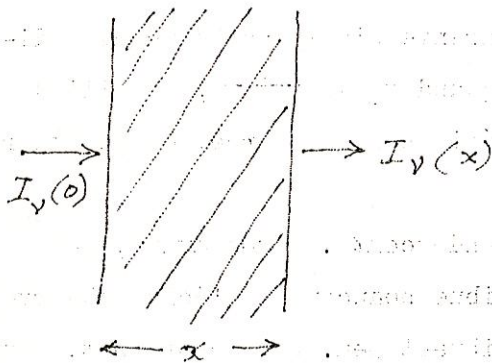


traversée (nombre d'atomes) et au flux incident  $I_\gamma$  (plus on éclaira, plus on perd !):

$$dI_\gamma = -\alpha I_\gamma dx = -k_\gamma \rho I_\gamma dx.$$

$\rho$  est la densité du milieu ; on appelle  $k_\gamma$  le coefficient d'opacité par unité de masse.  $k_\gamma$  est en général différent pour différents atomes et différentes longueurs d'ondes ; en principe (mais la pratique est souvent beaucoup plus difficile !) on peut le calculer à partir, par exemple, de la physique atomique.

On a alors :



$$\frac{dI_\gamma}{I_\gamma} = -k_\gamma \rho dx$$

d'où, pour un milieu uniforme d'épaisseur  $x$  :

$$I_\gamma(x) = I_\gamma(0) e^{-k_\gamma \rho x}$$

$$I_\gamma(0) = \text{intensité incidente}$$

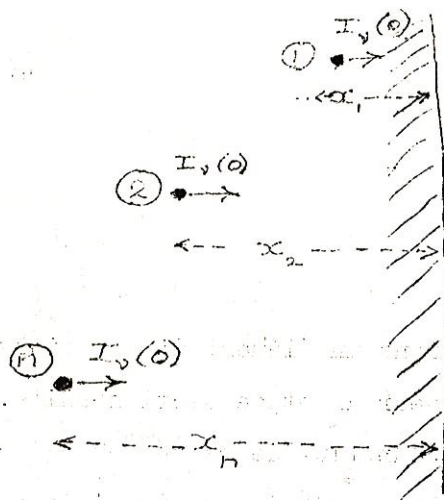
$$I_\gamma(x) = \text{intensité sortante.}$$

QUESTION D2 : Quelle est la valeur de  $k_\gamma$  pour un milieu transparent ?  
un milieu opaque ?

Quand  $x = \frac{1}{\rho k_\gamma}$ ,

$$I_\gamma(x) = I_\gamma(0) e^{-1}$$

Considérons un milieu étendu d'opacité  $k_\nu$  dans lequel sont placées quelques



sources de rayonnement monochromatique à différentes profondeurs.

On suppose que chaque source a la même intensité  $I_\nu(0)$ .

L'intensité apparente de la source (1)

$$\begin{aligned} &= I_\nu(x_1) \\ &= I_\nu(0)e^{-k_\nu \rho x_1} \end{aligned}$$

L'intensité apparente de la source (n)

$$= I_\nu(0)e^{-k_\nu \rho x_n}$$

L'intensité apparente  $\Lambda =$

$$\begin{aligned} &= \sum_n I_\nu(x_n) \\ &= I_\nu(0) \sum_n e^{-k_\nu \rho x_n} \end{aligned}$$

Quand  $x_n \ll \frac{1}{\rho k_\nu}$ , l'intensité apparente n'est pas beaucoup modifiée par l'absorption du milieu. Par contre, quand  $x_n \gg \frac{1}{\rho k_\nu}$ , le milieu absorbe la plus grande partie du rayonnement émis par la source, et sa contribution à l'intensité totale est négligeable.

Considérons maintenant un milieu incandescent. Comme avant, la couche superficielle d'épaisseur  $\frac{1}{\rho k_\nu}$  contribue beaucoup à l'éclat observé, tandis que les couches plus profondes y contribuent peu. Par conséquent, pour un milieu incandescent la valeur de  $\frac{1}{\rho k_\nu}$  exprime en quelque sorte l'épaisseur de la couche superficielle qui contribue de façon importante au rayonnement observé ; dans une première approximation, on néglige souvent le rayonnement émis par des couches plus profondes.

### L'EFFET DOPPLER-FIZEAU DU AU MOUVEMENT D'UNE SOURCE :

Si une source en mouvement à la vitesse  $v$  ( $\ll c$ ) émet un signal de longueur d'onde  $\lambda$ , la longueur d'onde du rayonnement observé est exprimée par :

$$\lambda_{\text{observée}} = \lambda_{\text{source}} \left(1 \pm \frac{v}{c}\right)$$

le signe est positif quand la source s'éloigne

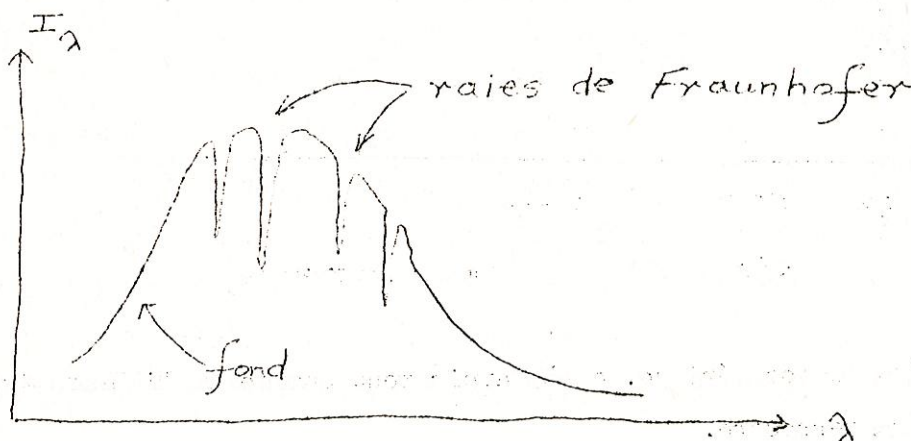
le signe est négatif quand la source s'approche.

Par conséquent, les fréquences des raies spectrales émises par une source qui s'approche ou qui s'éloigne sont décalées par rapport aux fréquences mesurées en laboratoire. L'effet Doppler s'applique aussi à la lumière diffusée ou réfléchi (par exemple, par un miroir en mouvement).

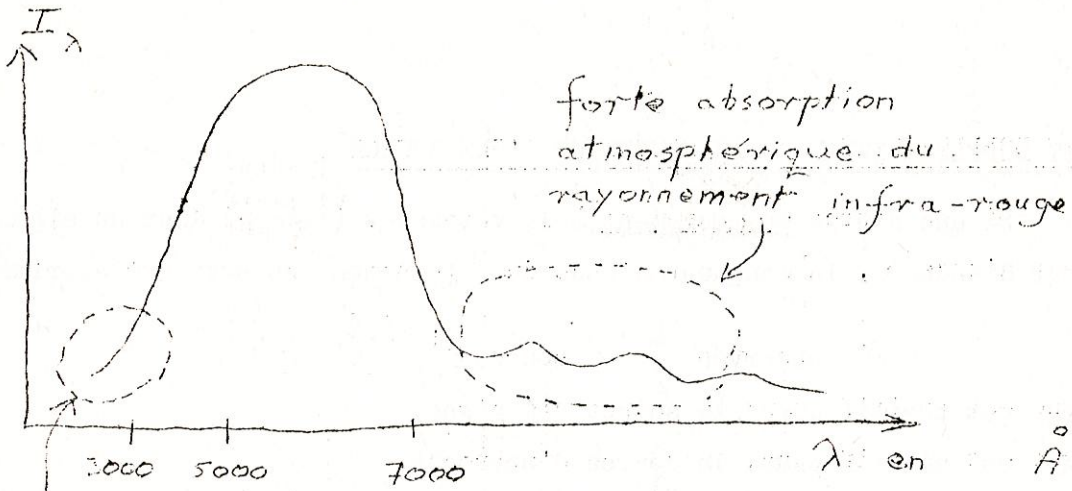
### LE SPECTRE CONTINU DU SOLEIL

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 de la photosphère est composé essentiellement d'un fond continu, sur lequel de nombreuses raies sombres sont superposées. On les appelle les raies de Fraunhofer, ou raies d'absorption.



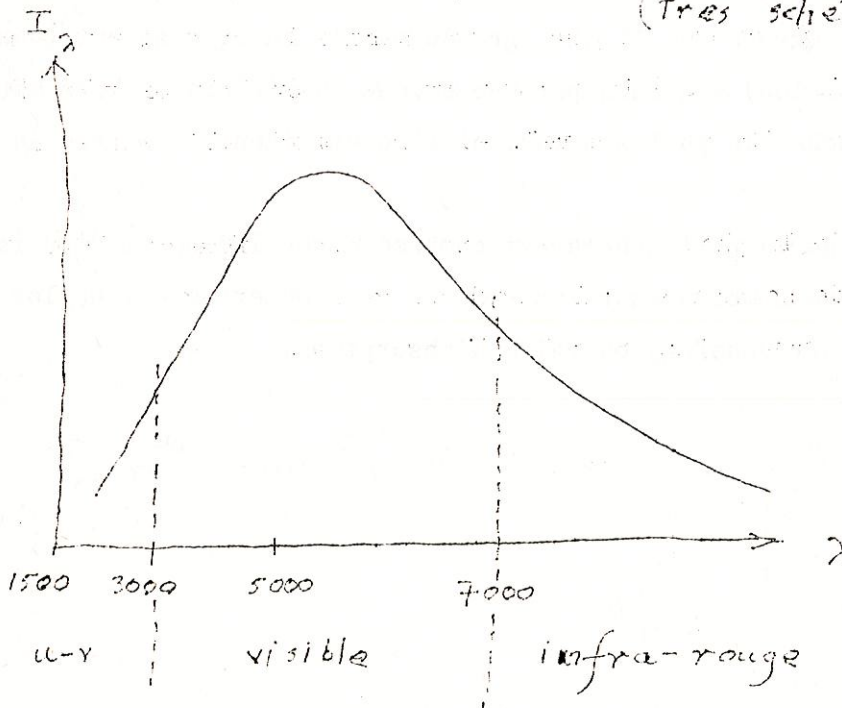
Si on néglige les raies, et si on tient compte de l'effet de l'absorption atmosphérique, le fond continu obéit en première approximation à la loi de Planck.



forte absorption atmosphérique du rayonnement ultra violet

Fond continu de la photosphère, en négligeant les raies.

(très schématique)



Fond continu photosphérique, après avoir tenu compte de l'absorption de l'atmosphère terrestre.

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 "TEMPERATURE" DU SOLEIL :

Le rayonnement photosphérique obéit 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 :

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

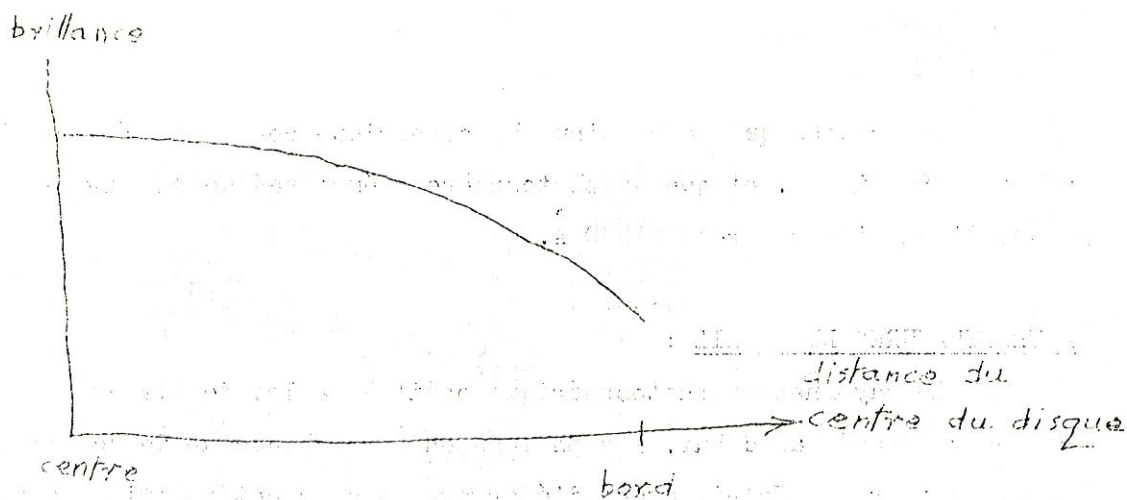
permet de déduire la température de la photosphère :

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

QUESTION D3 : 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 ?

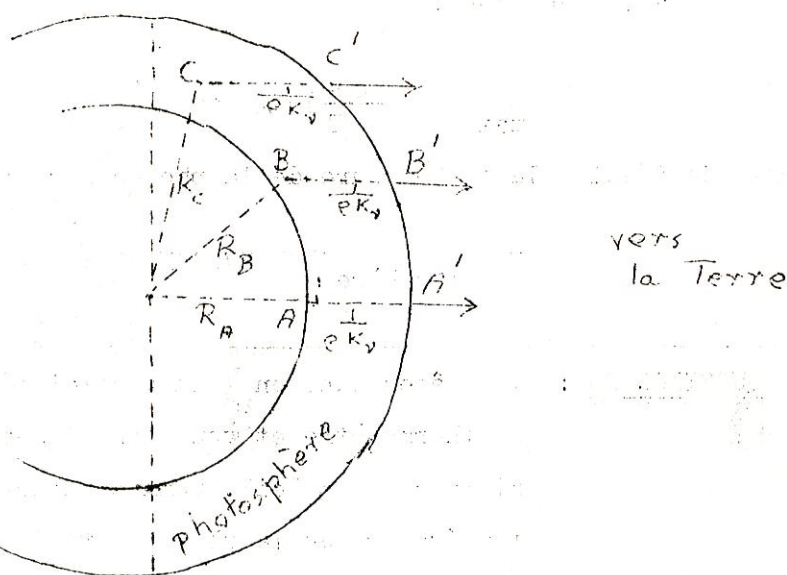
#### L'ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD : LA VARIATION RADIALE DE LA TEMPÉRATURE DE LA PHOTOSPHÈRE :

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



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.



Nous avons vu que la matière de la photosphère n'est pas transparente, elle a une opacité  $K$ . On suppose d'abord que cette opacité, ainsi que la densité  $\rho$  de la photosphère, ne varient pas avec la profondeur.

Le rayonnement reçu d'un point quelconque du disque correspond, en première approximation, au rayonnement émis par une couche superficielle d'épaisseur  $1/\rho k$ .

Au centre du disque, le rayonnement observé est émis dans une direction perpendiculaire à la surface ; la limite 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  $1/c k$ , correspond aux points limites 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  $c k$ .

QUESTION D4 : Si on avait observé une croissance de la brillance vers le bord, quelle aurait été la conclusion ?

#### HYPOTHESE SUR LA NATURE PHYSIQUE DE L'OPACITE PHOTOSPHERIQUE :

On a vu que la photosphère n'est pas transparente et émet un rayonnement dont le fond continu suit essentiellement la loi de Planck.

Quelle est l'origine de ce rayonnement continu ?

Le fond continu ne peut pas être dû à un processus d'excitation atomique quelconque : une excitation suivie d'une désexcitation amène en général à l'absorption et à l'émission du rayonnement à des fréquences discrètes.

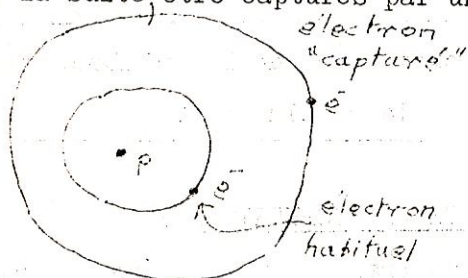
Par contre, le processus d'ionisation conduit à l'absorption de tout rayonnement dont la fréquence est supérieure à une valeur limite  $\nu_{\text{ion}}$  ; de même, la recombinaison d'un électron libre avec un ion conduit à l'émission d'un rayonnement ayant une distribution de fréquences non-discrètes. Ce processus est donc capable en principe de rendre un milieu opaque, et de produire un rayonnement continu.

Considérons un atome d'hydrogène. L'énergie d'ionisation d'un atome d'hydrogène à partir de son niveau fondamental est  $2,2 \times 10^{-11}$  erg (d'où vient cette affirmation ?). L'énergie cinétique moyenne d'une particule dans un milieu de température  $T$  est  $3/2(kT)$  (pourquoi ?), soit  $\frac{3}{2} \times 1,38 \times 10^{-16} \times 6 \times 10^3 \simeq 10^{-12}$  erg à la température de la photosphère. Cette quantité est inférieure à l'énergie d'ionisation : donc, les atomes d'hydrogène ne sont pas ionisés par collision avec d'autres particules du milieu.

De même, les photons qui correspondent au rayonnement photosphérique ne peuvent pas ioniser l'atome d'hydrogène (pourquoi ?).

On conclut que l'opacité (et le rayonnement continu) de la photosphère ne sont pas dus à l'ionisation des atomes d'hydrogène. Un argument analogue conduit à la même conclusion au sujet de l'atome d'hélium.

Par contre, certains métaux sont partiellement ionisés par collision dans la photosphère. On peut montrer que les électrons ainsi libérés peuvent, par la suite être capturés par un atome neutre d'hydrogène, formant un ion



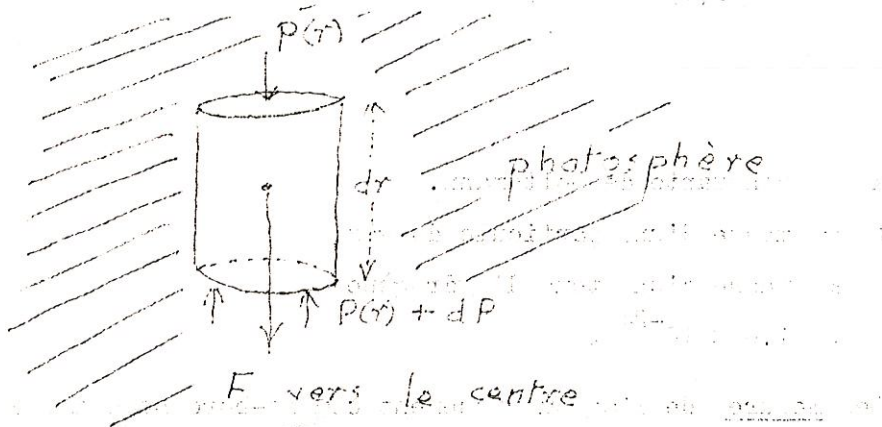
néгатif  $H^-$  (est-ce que ceci vous étonne ?). La "capture" est accompagnée de l'émission de photons. Comme les électrons du milieu ont une distribution Maxwellienne d'énergies, les photons émis ne sont pas "discrétisés" en fréquence. De plus, la liaison de l'ion  $H^-$  est faible (pourquoi ?) ; par conséquent, son énergie d'ionisation est faible, et les photons ambiants de la photosphère peuvent ioniser  $H^-$  et être absorbés.



LA PRESSION ET LA DENSITE DE LA PHOTOSPHERE : L'EQUATION D'EQUILIBRE HYDRO-STATIQUE.

Supposons que la matière de la photosphère soit en équilibre. En premier lieu, cette hypothèse exige une absence de mouvements verticaux et horizontaux ; en deuxième lieu, s'il y a des mouvements, la photosphère doit pouvoir ajuster sa structure plus rapidement que ne se propagent les mouvements. Or, la vitesse à laquelle la photosphère peut "s'ajuster" est la vitesse du son dans la matière photosphérique. (C'est en effet, la vitesse à laquelle la photosphère "se rend compte" des variations de sa structure interne) ; on verra plus loin dans quelle mesure ces conditions sont satisfaites.

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 :

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

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) :

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

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

Donc :

$$\begin{aligned} M(r) &\approx M_{\odot} \\ r &\approx R_{\odot} \end{aligned}$$

d'où

$$\frac{dP}{dr} = - \rho(r) \frac{GM_{\odot}}{R_{\odot}^2} \quad (1)$$

On suppose ensuite que la matière photosphérique obéit à la loi des gaz parfaits (hypothèse justifiée par le résultat) :

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

où

$k$  = constante de Boltzmann.

$\mu$  = masse d'une particule du gaz

$\approx$  masse d'un atome d'hydrogène

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

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

$$T = T(\rho(r) k_{\nu}, r) \quad (3)$$

où

$k_{\nu}$  = opacité de la matière photosphérique à la fréquence  $\nu$ .

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

On trouve que la densité varie d'environ  $10^{-7}$  g cm<sup>-3</sup> dans la basse photosphère jusqu'à environ  $5 \times 10^{-8}$  à la surface ; la pression varie d'environ  $10^5$  dyne cm<sup>-2</sup> à  $5 \times 10^3$  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 en quelque sorte une grandeur fictive : elle correspond à un calcul formel basé sur le rayonnement émis par une couche d'épaisseur finie ayant un gradient de température. Elle peut être considérée comme la 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.

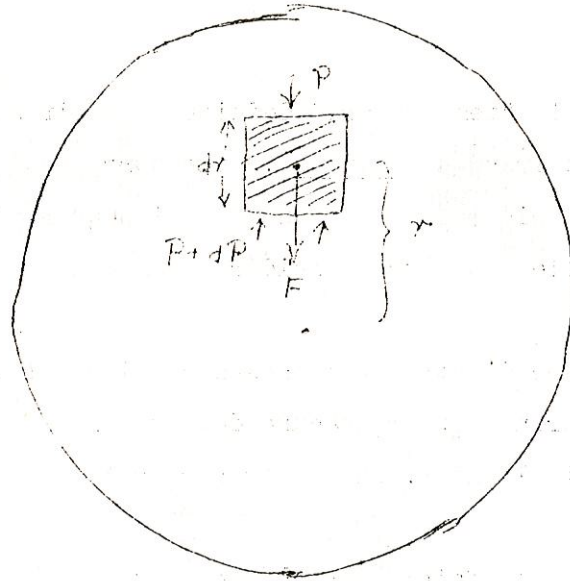
L'intérieur du Soleil est-il gazeux, liquide ou solide ?

QUESTION D5 : 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 APERCUS 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 est 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 :

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

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  $M(r)$  et  $\rho(r)$  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 :

$$\begin{aligned} dP &\Rightarrow \Delta P \\ &= \text{différence de pression entre la surface et le} \\ &\quad \text{point à } R_{\odot}/2 \\ dr &\Rightarrow \Delta r \\ &= R_{\odot}/2 \\ r &\Rightarrow R_{\odot}/2 \\ \rho(r) &\Rightarrow \bar{\rho}_{\odot} \\ &= 1,4 \text{ g cm}^{-3} \end{aligned}$$

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

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

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

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

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

$\Delta P$  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  $\text{cm}^{-2}$ . Elle est donc négligeable par rapport à la pression centrale et par conséquent la pression au point médian est :

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

On a aussi :

$$P = \frac{\rho kT}{\mu}$$

$$\approx \frac{kT}{10^{-24}} \quad \text{si le soleil est composé d'hydrogène}$$

Donc :

$$P_{R_{\odot}/2} \approx \frac{\bar{\rho}_{\odot} k T_{R_{\odot}/2}}{10^{-24}}$$

d'où

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

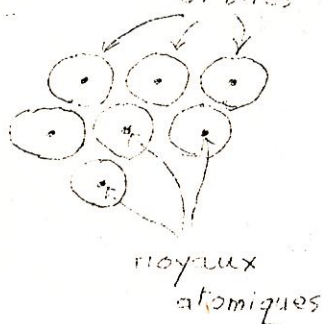
Donc quelque part à l'intérieur du Soleil (c'est la signification de cette estimation), la température atteint  $\approx 10^7 \text{ K}$ .

#### LA NATURE PHYSIQUE DE LA MATIÈRE DU SOLEIL :

(voir "états de matière" dans "l'Introduction à l'Astrophysique").

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  $\approx 10^{-8} \text{ cm}$ .

Considérons un cas extrême où les atomes "se touchent" : c'est-à-dire où les orbites électroniques



différents atomes sont très serrés : 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  $\geq (10^{-24})/(10^{-8})^3 \approx 1$ .

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

- QUESTION D6 : Considérons un milieu chaud, contenant des atomes d'hydrogène et des électrons libres. Il y a naturellement des collisions entre, par exemple, les atomes et les électrons.
- 1) Si le milieu est en équilibre thermique à la température  $T$ , quelle est l'énergie cinétique des électrons ? (voir, "l'équation d'état d'un gaz parfait").
  - 2) Quelle est l'énergie d'ionisation d'un atome d'hydrogène ? (voir la "physique atomique")
  - 3) Si les atomes sont ionisés par collision avec les électrons libres, montrer qu'à  $10^5$ °K, on peut considérer le milieu comme ionisé.

A une température  $\geq 10^5$ °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 D7 : 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.

Remarquons que toutes les notions relatives aux gaz parfaits peuvent être appliquées. Par exemple, par suite de mouvements turbulents, des ondes sonores peuvent se propager (voir plus loin "structure de la chromosphère"). La vitesse du son se calcule de façon classique :

$$v_{\text{son}} = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{k \cdot T}{\mu}}$$

où

$$\gamma = c_p / c_v$$

$$\gamma = \frac{5}{3} \quad (\text{pour un gaz monoatomique})$$

$k$  = constante de Boltzmann

Dans la photosphère :

$$P \approx 10^4$$

$$\rho \approx 7 \times 10^{-8}$$

d'où :

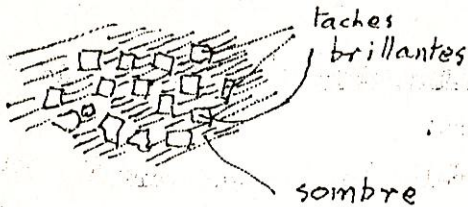
$$v_{\text{son}} (\text{photosphère}) \approx \left( \frac{5 \times 10^4}{3 \times 7 \times 10^{-8}} \right)^{1/2}$$

$$\approx 10^6 \text{ cm s}^{-1}$$

$$\approx 10 \text{ km s}^{-1}$$

### LA GRANULATION PHOTOSPHERIQUE :

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.

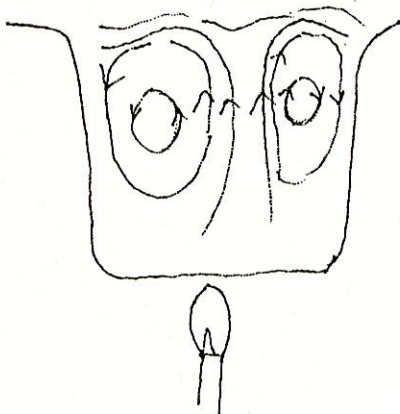
D'après la loi de Stefan, les régions brillantes sont plus chaudes que les régions sombres ; une mesure de la différence de brillance nous renseigne sur la différence de température entre les "granules" et la région "intergranulaire".

QUESTION D8 : Soit en  $I_{\text{grn}}$  et  $I_{\text{inter}}$  la brillance moyenne des granules et de la région intergranulaire respectivement. Dans l'hypothèse du corps noir, pourriez-vous exprimer la quantité

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

moyenne  $T$  de la photosphère et de la différence de température  $\Delta T$  entre les "granules" et la région intergranulaire ?  
Expérimentalement, on trouve que  $B \approx 1/6$ . Calculez  $\Delta T$ .

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

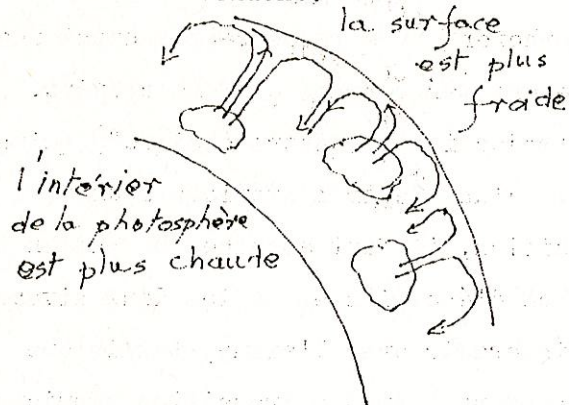


du Soleil. Cette configuration est alors analogue au cas d'un fluide fortement chauffé dans sa partie inférieure. La matière chaude située en bas est plus légère que la matière au-dessus, la situation n'est donc pas stable.



## Des régions

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

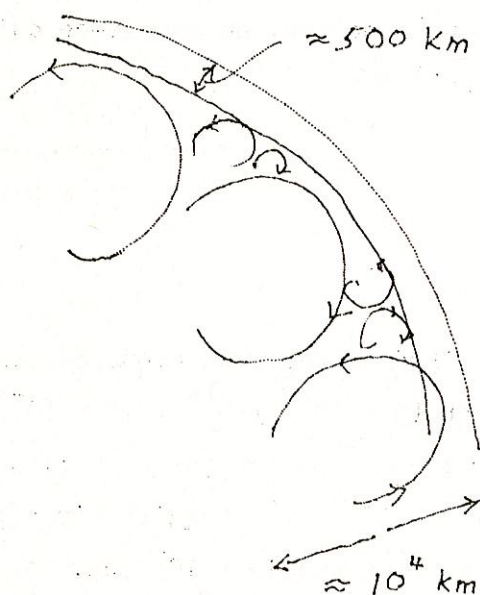
pour traverser la photosphère.

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 D9 : A partir des raies d'absorption, trouver une méthode pour mettre en évidence les mouvements verticaux des granules.

### 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 fons continu.

Nous avons vu (page 101 de "l'introduction à l'Astrophysique") qu'une raie d'absorption correspond à l'excitation d'un électron atomique d'un niveau donné à un autre : pour effectuer la transition, il faut absorber un photon dont la fréquence correspond à la différence d'énergies entre les deux niveaux. Un tel photon a une grande probabilité d'interagir avec l'atome, tandis que les photons dont les fréquences ne correspondent à aucune transition atomique en ont moins. Dans ce sens la matière solaire est plus "opaque" aux photons correspondant aux raies d'absorption qu'aux photons d'autres fréquences.

Pour chaque élément, on peut calculer les fréquences théoriques des raies d'absorption : une série de raies particulière est alors la "signature" d'un élément particulier, et on peut ainsi déterminer la composition du Soleil.

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

Mentionnons deux possibilités :

1° IL N'Y A PAS DE PHOTONS SUFFISAMMENT ENERGETIQUES 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 (voir "la physique atomique") :

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

$$\approx 2,5 \times 10^{15}$$

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

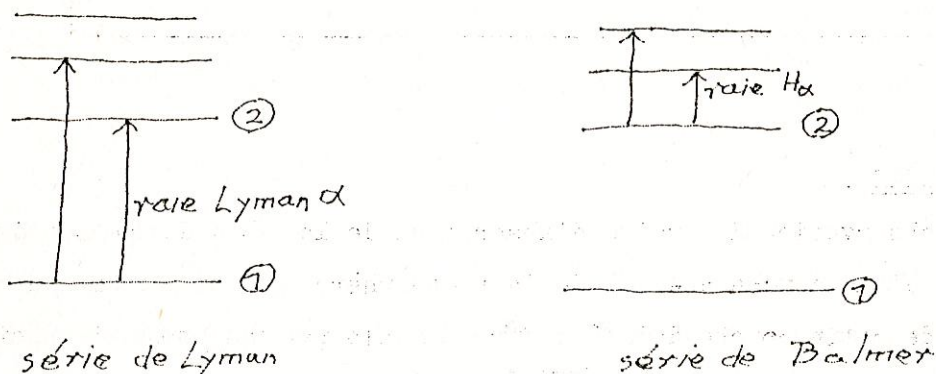
Or nous avons vu que la photosphère rayonne comme un corps noir, que le maximum de son émission est à  $5080 \text{ \AA}$  (soit  $50 \times 10^{-6}$  cm) et qu'il n'y a pas d'émission continue aux longueurs d'onde plus courtes que  $15 \times 10^{-6}$  cm.

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

2° POUR EFFECTUER UNE TRANSITION DONNÉE, UN ATÔME DOIT SE TROUVER DANS LE NIVEAU "DE DEPART" 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 de Balmer.



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

Par contre, pour la transition  $H\alpha$  (la moins coûteuse 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  $\approx 66 \times 10^{-6}$  cm. Cette longueur d'onde est proche du maximum de l'émission continue photosphérique -une raie d'émission  $H\alpha$  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 :

$$\frac{3}{2} k T \geq 2.2 \times 10^{-11} \left(1 - \frac{1}{4}\right)$$

Par conséquent, la température du milieu doit être supérieure à  $7 \times 10^4$ °K.

La photosphère est à  $\approx 6000$ °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 de 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 D10 : Est-ce que ceci vous paraît raisonnable ?

### LA CHROMOSPHERE :

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, puisque son émission continue est très faible par rapport à celle-ci.

Les raies de Balmer ne sont pas les seuls témoins de cette couche. Par exemple, on observe aussi des raies 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 ioniser le calcium, la température du milieu doit être :

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

d'où

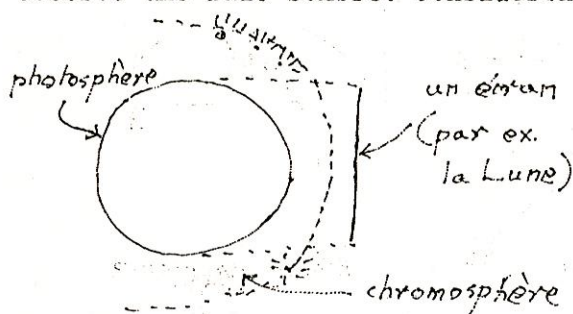
$$T \gtrsim 4,5 \times 10^4 \text{ K}$$

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.

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 transparente au continu photosphérique. La chromosphère, dans laquelle sont produites certaines raies d'absorption, peut être étudiée séparément de la photosphère.

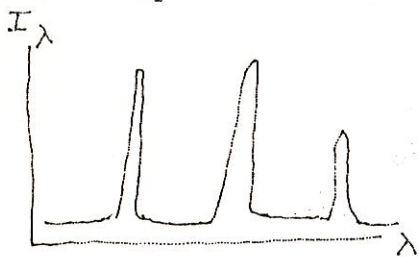
La chromosphère peut elle aussi être étudiée de façon directe.

Nous avons vu que les raies d'absorption représentent une diminution du rayonnement à une fréquence donnée : les photons de cette fréquence provenant de la photosphère sont déviés de la direction de visée par l'interaction avec les atomes de la chromosphère. Sur le fond brillant de la photosphère, on observe une raie sombre. Considérons une éclipse de Soleil : la Lune (ou un

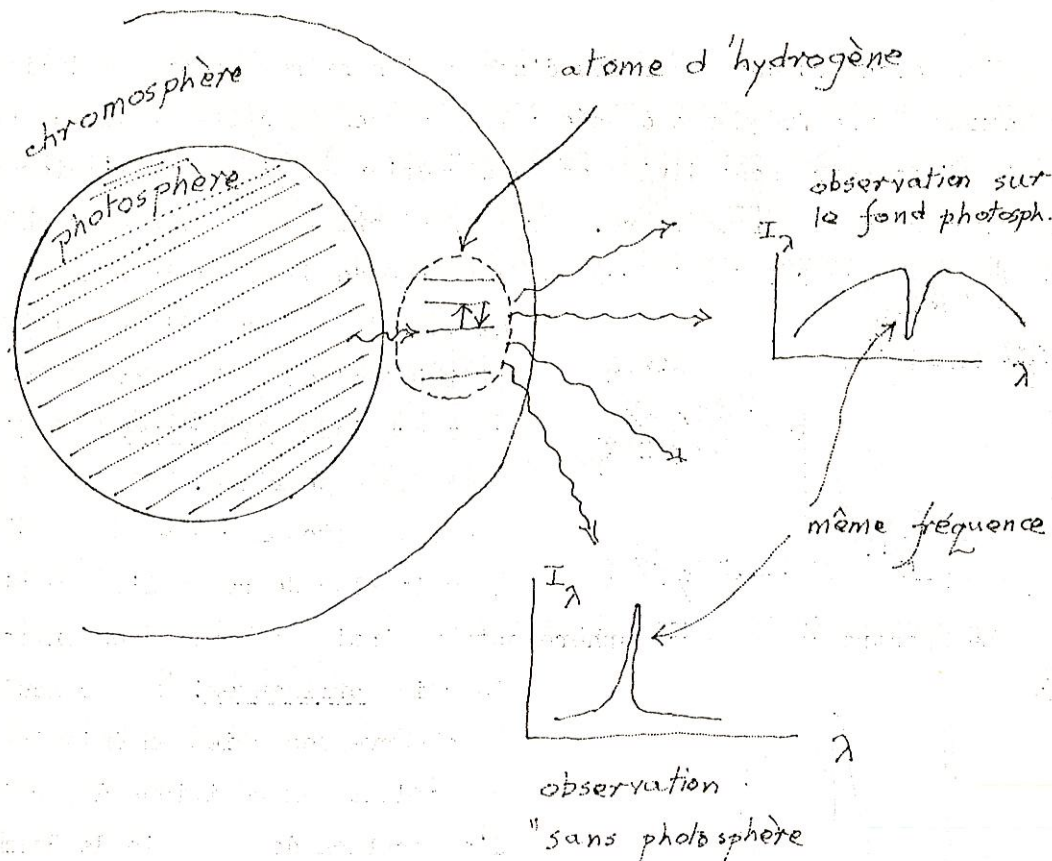


disque, dans le cas d'une éclipse artificielle) cache la photosphère, et on verra donc directement le milieu extraphotosphérique. Puisque le fond continu photosphérique est "caché", on ne voit plus de raies d'absorption.

Le spectre de la chromosphère obtenu ainsi est composé essentiellement de raies brillantes. En particulier, on observe des raies en émission correspondant aux positions des raies d'absorption de la série de Balmer et et du calcium ionisé une fois.



La formation de ces raies brillantes (raies d'émission) s'explique par les mécanismes exposés aux pp. 103 et 104 de "l'introduction à l'Astrophysique". Les raies brillantes témoignent essentiellement d'un processus d'excitation suivi par un retour à ce niveau : un photon est d'abord soustrait et ensuite restitué. Pourtant, la restitution n'est pas nécessairement dans la même direction que la photon incident. Donc, par rapport à la source du rayonnement (observation sur le fond photosphérique) il y a une perte de photons, qui se traduit par une raie sombre ; par contre, observés sans fond photosphérique, les photons "restitués" se manifestent par une raie brillante.



QUESTION D11 : Pendant une éclipse de Soleil, on remarque que la région autour de la photosphère est de couleur rose. Expliquer ce phénomène.

STRUCTURE DE LA CHROMOSPHERE :

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.

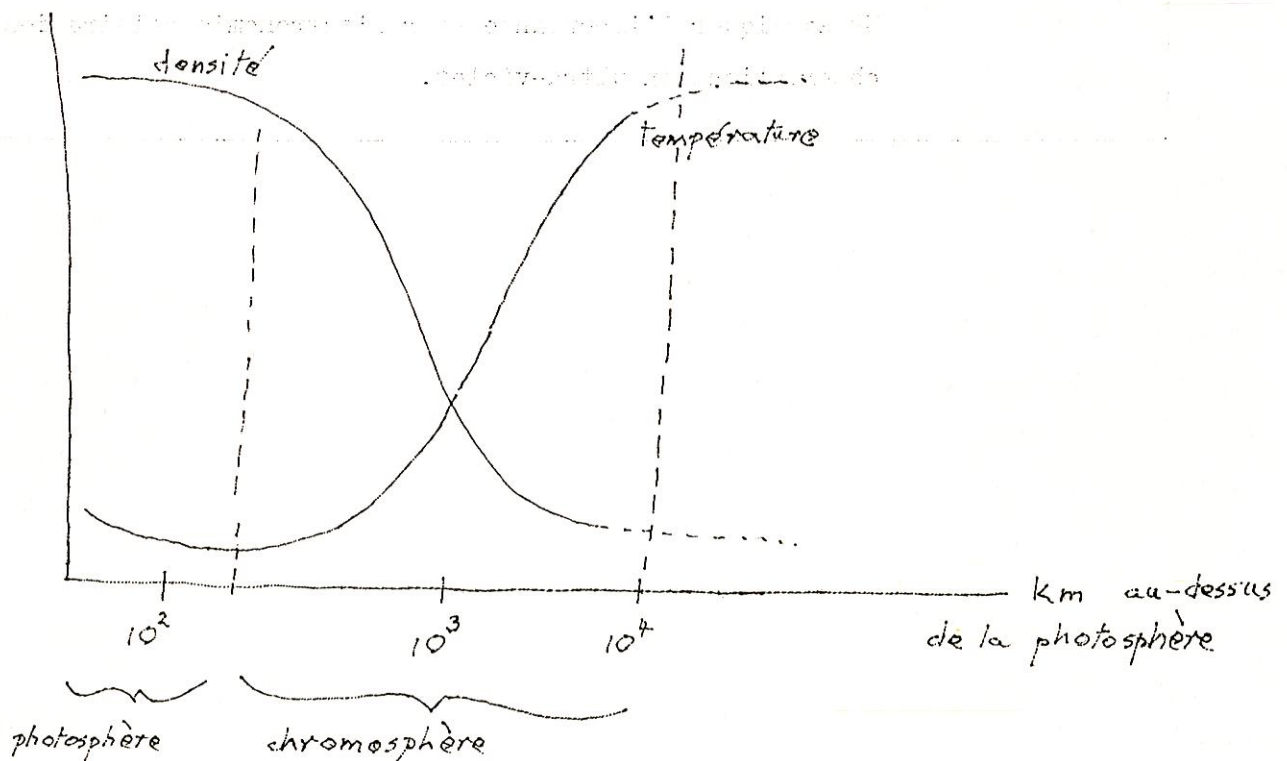
Or on sait que les énergies d'ionisation de certains métaux neutres sont relativement faibles : ces atomes restent donc neutres à de faibles températures seulement et leurs raies d'absorption (ou raies d'émission pendant les éclipses) ne sont formées que au voisinage de la photosphère. L'intensité d'une 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 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  $10^{-8} \text{ gcm}^{-3}$ , 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  $5600^\circ\text{K}$  (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.

On prévoit que dans la haute chromosphère, on pourra observer les raies d'émission des métaux plusieurs fois ionisés (pourquoi ?) -par exemple, le fer ionisé 5 ou 6 fois.

QUESTION D12 : On photographie le disque solaire successivement avec 3 filtres différents :

a) un filtre qui ne transmet que la longueur d'onde d'une raie du calcium ionisé une fois.

b) avec un filtre qui ne transmet que la longueur d'onde d'une raie du fer neutre

c) un filtre qui ne transmet qu'une raie de l'hélium ionisé une fois.

1° Les trois photos sont-elles semblables ?

2° Trouver alors une méthode pour étudier la chromosphère en dehors des éclipses

3° Expliquer l'importance pour l'astronomie solaire des observations en ultra-violet.