REFERENCES

1. Leighton, R. B. *Ann. Rev. Astr. and Astrophy.*, **1**, 19, 1963.
2. Allen, C. W. *Astrophysical Quantities*, p. 174. 2nd ed., University of London, 1963.
3. Osterbrock, D. E. *Astrophys. J.*, **134**, 347, 1961.
4. Lindsay, R. B. *Mechanical Radiation*, p. 226, McGraw-Hill, New York, 1960.
5. Sturrock, P. A. *Nature*, **203**, 285, 1964.

DISCUSSION

P. A. Sturrock. (answering a question by E. A. Spiegel). Radiative losses should be taken into account, and the n, T relationship should then ensure that the energy input from acoustic waves is just sufficient to balance radiative loss. Since the energy loss from acoustic waves is very sensitive to M, this should not effect the n-T profile greatly.

C. de Jager. If shockwave dissipation is only important for $M \geqslant 1$, how should one then explain that the temperature in the upper photosphere (for $\tau_0 \lesssim 0{\cdot}1$) deviates already considerably from the value computed for radiative equilibrium, whereas at these levels $M < 0{\cdot}5$?

P. A. Sturrock. This model was developed for application to the middle and upper chromosphere. The low chromosphere is apparently heated by a different energy flux—possibly by acoustic waves of frequency less than the critical frequency, which are evanescent.

11. DÉFORMATION DU PROFIL DES RAIES LIÉES AUX ONDES SONORES DANS LE CAS SOLAIRE

P. Mein

(Institut d'Astrophysique, Paris)

Nous supposons l'atmosphère solaire traversée par des ondes planes, telles que la vitesse verticale de la matière à l'altitude z et à l'instant t soit donnée par l'expression

$$v(z, t) = a\,\rho(z)^{-\frac{1}{2}} \cos 2\pi\left(\frac{t}{P} - \frac{z}{L}\right)$$

dans laquelle a est un coefficient arbitraire et $\rho(z)$ la densité à l'altitude z.

Nous étudions le profil d'une raie de Fraunhofer au centre du disque solaire. Soient A et B deux points du profil non perturbé, d'égale intensité et distants de $2\,\Delta\lambda$; A′ et B′ les points correspondants du profil à l'instant t (égale intensité, même distance $2\,\Delta\lambda$). Nous appelons $d(t)$ le déplacement Doppler entre AB et A′B′.

En supposant la température, la densité et la fonction source dans la raie indépendantes du temps en première approximation, nous calculons par des procédés numériques et pour diverses valeurs de a et L les premiers termes du développement de Fourier de $d(t)$.

La méthode est appliquée aux deux raies 8514 Fe I et 8542 Ca II, avec les valeurs de $\Delta\lambda$ utilisées dans les observations par J. Evans, R. Michard et R. Servajean (1). Nous utilisons le modèle solaire d'Utrecht (1964) et adoptons pour la raie 8542 Ca II une fonction source empirique déduite des observations de Zirker.

Dans les deux cas, $d(t)$ est bien représenté par le premier terme de son développement de Fourier, si l'on se limite à d'assez grandes longueurs d'ondes et à de faibles amplitudes: la

https://doi.org/10.1017/S0251107X00019611 Published online by Cambridge University Press

distorsion est de quelques pour cent seulement pour 8542 Ca II, avec $L > 1\cdot000$ km et une amplitude inférieure à 2 km/s dans la zone de formation de la raie.

Nous pouvons écrire:

$$d(t) \simeq \frac{\lambda}{c}\, a\, \rho(z_0)^{-\frac{1}{2}}\, g(L) \cos 2\pi \left[\frac{t}{P} - \frac{z_\phi(L)}{L}\right]$$

Dans cette expression, nous choisissons l'altitude z_0 de manière à ajuster la fonction $g(L)$ à l'unité pour L infini. Cette altitude se place alors au voisinnage du minimum de température pour 8514 Fe I, et environ 900 km au-dessus pour 8542 Ca II.

La quantité $z_\phi(L)$ est une 'altitude de formation de la phase' et peut être reliée aux calculs de corrélations croisées portant sur les deux raies.

La fonction $g(L)$ décrit l'atténuation apparente des vitesses par intégration sur la ligne de visée; $g^2(L)$ décroît lorsque L décroît, et atteint la valeur 1/2 vers $L = 700$ km pour 8514 Fe I, et $L = 2300$ km pour 8542 Ca II. Malheureusement, chaque période P est associée en fait à un domaine de valeurs de L (ondes obliques). La répartition spectrale observée est donc égale, pour chaque période, au produit de la répartition réelle en z_0 par la valeur que prend g^2 pour un L moyen inconnu. Nous pouvons néanmoins faire deux remarques qualitatives:

1. Considérons une longue période, 280 s par exemple, voisine de la période critique. Les longueurs d'onde correspondantes sont très grandes, et $g(L)$ toujours peu différent de 1. Or, l'amplitude observée croît environ d'un facteur 2 d'une raie à l'autre, alors que le coefficient $\rho(z_0)^{-\frac{1}{2}}$ croît d'un facteur 30. On peut penser que la période critique moyenne pour la basse chromosphère se situe légèrement au-dessous de 280 s, et que les ondes observées sont principalement stationnaires et amorties.

2. Pour une courte période, 150 s par exemple, la valeur moyenne de L est probablement inférieure à 2000 km, malgré la proximité de la période critique. Dans le cas de 8542 Ca II, le rapport entre puissance spectrale réelle et puissance spectrale observée apparaît supérieur à 2.

Il est donc vraisemblable que les ondes de haute fréquence transportent dans la chromosphère une proportion importante d'énergie mécanique.

BIBLIOGRAPHIE

1. Evans, J., Michard, R., Servajean, R. *Ann. Astrophys.*, **26**, 368, 1963.

12. THE HEATING OF THE SOLAR CORONA BY PHOTOSPHERIC WAVES

M. Kuperus

(Utrecht Observatory)

In the turbulent boundary of the convection zone a flux of pressure waves is generated by the compressible turbulence. It can be shown that nearly the whole flux is radiated from a thin layer of about 100 km thickness at a depth of about 400 km. This flux is of the order of 10^7 ergs cm^{-2} sec^{-1} and depends largely on the convective velocities.

In the photosphere and low chromosphere mechanical energy is mainly transported by two kinds of waves; internal gravity waves and acoustic waves. It is found that below a critical