ASTROPHYSIQUE. — *Nouvelle détermination de la vitesse angulaire de rotation du Soleil.* Note de M^lle **Kovina Milošević**, présentée par M. André Danjon.

En mesurant les positions journalières de petites facules de la chromosphère, on a déterminé la vitesse angulaire de rotation du Soleil entre l'équateur et 80°.

R. Müller (¹) et M. Waldmeier (²) ont signalé que, depuis la diminution de l'activité solaire, de petites facules de courte durée sont fréquemment visibles sur la photosphère à des latitudes élevées (60 à 72° environ). Müller a déterminé leur vitesse angulaire de rotation sidérale qu'il trouve comprise entre 11°,3 et 10°,0 pour les latitudes variant entre 61 et 76°.

Sur les spectrohéliogrammes K_3 de la couche supérieure du calcium ionisé, obtenus à Meudon, nous avons identifié de petites masses brillantes du réseau chromosphérique avec les facules photosphériques, dont Müller indiquait les positions. Comme pour les facules entourant les taches, il y a identité de position entre les facules de la photosphère et celles de la chromosphère; ces dernières sont plus étendues puisque, vers 60° de latitude, leur diamètre ne descend pas au-dessous de 4 000 km, alors que Waldmeier donne 2 300 km comme valeur moyenne de ce diamètre dans la photosphère. On trouve de telles formations à toutes les latitudes sur les clichés K_3, mais leur diamètre, près de l'équateur, peut atteindre 16 000 km. Elles ne semblent pas avoir de mouvement propre et leurs contours, assez nets, permettent de les pointer avec la précision des mesures des taches (0,5 degré héliographique vers le centre du disque, 1° au delà de 30° de distance). En raison de la rareté ou même de l'inexistence de centres d'activité en 1953 et 1954, leur position n'était pas perturbée et il semble permis de les considérer comme liées aux couches du Soleil accessibles à l'observation, et, par suite, comme suivant le mouvement vrai de ces couches. Comme elles apparaissent à toutes les latitudes, il nous a paru intéressant de les utiliser pour déterminer d'une manière *homogène* la rotation du Soleil entre l'équateur et 80°.

Deux causes peuvent altérer la précision des mesures et augmenter leur

(¹) *Z. Astrophysik*, 35, 1954, p. 61.

(²) Communication privée au président de la Commission, 10, U. A. I

On posera dans la suite $E^{\beta}=u_{\alpha}H^{\alpha\beta}$. Tout indice grec prend l'une des valeurs 0, 1, 2, 3; tout indice latin, les valeurs 1, 2, 3.

2. L'hypersurface S étant définie localement par l'équation $x^0=0$, les équations d'Einstein (1.1) sont équivalentes pour $g^{00}\neq 0$, à l'ensemble des deux systèmes

$$(2.1)\qquad R_{ij}=\chi\Big\{(\rho+p)u_i u_j-\frac{1}{2}[\rho-p-(1-lm)\tau^{\lambda\mu}u_\lambda u_\mu]g_{ij} - (u_i q_j+u_j q_i)+\tau_{ij}-(1-lm)\tau_{i\rho}u^\rho u_j\Big\},$$

$$(2.2)\qquad S^0_\lambda=\chi[(\rho+p)u^0 u_\lambda-pg^0_\lambda-(u^0 q_\lambda+u_\lambda q^0)+\tau^0{}_\lambda-(1-lm)\tau^{0\rho}u_\rho u_\lambda],$$

où les S^0_λ ont des valeurs connues sur S (²).

Les équations (2.2) jointes au caractère unitaire de u_λ et à l'équation d'état (1.4) déterminent les p, u^λ. Les équations (2.1) donnent alors les $\partial_{00}g_{ij}$.

On déduit ensuite des équations de Maxwell (1.6) la valeur de

$$(2.3)\qquad \varpi^0\equiv g^{0\beta}\varpi_\beta=\frac{1}{m}[g^{i\rho}-(1-lm)u^i u^\rho]g^{0\beta}\nabla_i H_{\rho\beta} +\frac{1-lm}{m}[H_{\sigma\rho}g^{i\rho}\nabla_i(u^\rho u^\sigma)-H_{\sigma\rho}g^{0\rho}\nabla_i(u^i u^\sigma)]$$

qui ne dépend pas des dérivées obliques $\partial_0 H_{\alpha\beta}$ et $\partial_0 u^\alpha$. L'équation

$$\varpi^0=\delta u^0+\sigma u_\alpha H^{\alpha 0}$$

détermine donc la densité de charge δ, si $u^0\neq 0$.

3. Le calcul des valeurs sur S des quantités $\partial_0 p$, $\partial_0 u^\lambda$, $\partial_{00}\theta$, s'effectue à l'aide des conditions de conservation $\nabla_\alpha T^{\alpha\beta}=0$ et de l'équation de conduction thermique (1.3). Pour $U^0\equiv(\rho+p-\varkappa u^\rho\partial_\rho\theta)u^0-q^0-(1-lm)\tau^{0\rho}u_\rho\neq 0$, les $\partial_0 u^\lambda$ sont immédiatement connues dès que les autres inconnues ont été évaluées.

Introduisant les inconnues auxiliaires : $Z=u^\rho\partial_\rho\theta$, $X_1=H^{\lambda\mu}H_{\lambda\rho}u_\mu\partial_0 u^\rho$, $X_2=u^\lambda H_{\lambda\rho}\partial_0 u^\rho$, $X_3=H^{\lambda 0}H_{\lambda\rho}\partial_0 u^\rho$, on déduit des équations signalées le système linéaire :

$$\frac{l}{\rho}\frac{\partial\varphi}{\partial p}\partial_0 p+\varkappa Z\partial_0 u^0-\varkappa g^{00}\partial_{00}\theta+\varkappa u^0\partial_0 Z=H_1,$$

$$u^0\frac{\partial\varphi}{\partial p}\partial_0 p+\Big(\rho+p-\varkappa Z-\frac{1-lm}{4}G^{\lambda\mu}H_{\lambda\mu}\Big)\partial_0 u^0 +\varkappa[g^{00}+(u^0)^2]\partial_{00}\theta-2\varkappa u^0\partial_0 Z-\frac{1-lm}{m}u^0 X_1+\frac{1-lm}{m}X_2-\frac{(1-lm)^2}{m}E^0 X_3=H_2,$$

(²) A. Lichnerowicz, *Théories relativistes de la gravitation et de l'électro-magnétisme* (Masson, 1955).

$$[g^{00}-(u^0)^2]\partial_0 p-(U^0-q^0)\partial_0 u^0-\varkappa[g^{00}-(u^0)^2]\partial_{00}\theta-\frac{1-lm}{m}[g^{00}-(u^0)^2]X_1=H_3,$$

$$q^0\partial_0 p+\varkappa^2(\Delta_1\theta-Z^2)\partial_0 u^0-\varkappa[U^0+q^0]u^0\partial_{00}\theta-U^0\partial_0 Z-\frac{1-lm}{m}q^0X_1=H_4,$$

$$\begin{aligned}&(g^{0\beta}-u^0u^\beta)E^\lambda H_{\lambda\beta}\partial_0 p+E^\lambda H_{\lambda\beta}q^\beta\partial_0 u^0\\&\quad-\varkappa(g^{0\beta}-u^0u^\beta)E^\lambda H_{\lambda\beta}u^0\partial_{00}\theta-\left[U^0+\frac{1-lm}{m}(g^{0\beta}-u^0u^\beta)E^\lambda H_{\lambda\beta}\right]X_1=H_5,\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}&(g^{0\beta}-u^0u^\beta)H^{\lambda 0}H_{\lambda\beta}\partial_0 p+H^{\lambda 0}H_{\lambda\beta}q^\beta\partial_0 u^0\\&\quad-\varkappa(g^{0\beta}-u^0u^\beta)H^{\lambda 0}H_{\lambda\beta}u^0\partial_{00}\theta-\frac{1-lm}{m}(g^{0\beta}-u^0u^\beta)H^{\lambda 0}H_{\lambda\beta}X_1-U^0X_2=H_6,\end{aligned}$$

$$E^0\partial_0 p+E_\beta q^\beta\partial_0 u^0-\varkappa E^0u^0\partial_{00}\theta-\frac{1-lm}{m}E^0X_1-U^0X_3=H_7.$$

où les $H_1\ldots H_7$ désignent des quantités à valeurs connues sur S.

4. La détermination des $\partial_0 H_{\alpha\beta}$ se fait à l'aide des équations de Maxwell (1.6) qui, compte tenu des équations de liaison, sont équivalentes à l'ensemble des deux systèmes

$$(4.1)\quad \mathcal{O}_i\equiv\frac{1}{m}[g^{00}-(1-lm)(u^0)^2]\partial_0 H_{0i}+\frac{1}{m}[g^{0j}-(1-lm)u^0u^j]\partial_0 H_{ji}+\Phi_i=\delta u_i+\sigma u^\rho H_{\rho i},$$

$$(4.2)\quad \mathcal{E}^i\equiv\frac{1}{2}\eta^{0jki}\partial_0 H_{jk}+\psi^i=0,$$

où les Φ_i et ψ^i ont des valeurs connues sur S, et aux équations

$$(4.3)\quad \mathcal{O}^0=\delta u^0+\sigma u_\rho H^{\rho 0},\qquad \mathcal{E}^0\equiv\frac{1}{2}\eta^{ijk0}\partial_i H_{jk}=0$$

identiquement vérifiées sur S.

Les équations (4.2) donnent les $\partial_0 H_{ji}$ qu'on porte dans les équations (4.1) qui déterminent les $\partial_0 H_{0i}$ si $g^{00}-(1-lm)(u^0)^2\neq 0$.

5. Le calcul précédent peut être poursuivi par des dérivations successives. Ainsi, sauf sur des variétés exceptionnelles, le problème de Cauchy posé admet une solution, au moins sous des données analytiques.

Les calculs et démonstrations détaillés paraîtront ailleurs, ainsi que l'étude des variétés exceptionnelles.