

Electrons du vent solaire: température et flux de chaleur

Daniel Hubert

University of British Columbia, Vancouver, Canada

Travail élaboré avec Chadi Salem

Space Sciences Laboratory, University of California Berkeley

Publié dans A&A en Septembre 2023

Paper 1: Hubert, Salem & Pulupa, 2023, A&A, Vol. 677, id.A131, 7 pp.

Paper 2: Hubert, Salem & Pulupa, 2023, A&A, Vol. 677, id.A132, 10 pp.

Introduction

Question: *quels processus régissent l'évolution radiale de la température des électrons du vent solaire?*

- Modèle phénoménologique de la température électronique du vent solaire: le flux de chaleur électronique est modélisé suivant $q_e \propto r^\alpha$
- Expansion sphérique

1. Cas de l'IMF radial

$$V \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{2 T_e}{3 S} \frac{\partial}{\partial r} (V S) + \frac{2}{3 n k S} \frac{\partial}{\partial r} (q_e S) = 2 \frac{m_e}{m_p} \nu_{ep} (T_p - T_e).$$

T_e, T_p température électronique et protonique

r distance radiale par rapport au soleil

V Vitesse du vent solaire constante ou légèrement variable

S section du tube d'expansion

q_e flux de chaleur $\propto r^\alpha$ avec α constant

ν_{ep} fréquence de collisions e-p

$$\frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{4 T_e}{3 r} + \frac{2 q_0 r_0^{-(\alpha+2)}}{3 n_0 k V_0} \frac{\partial}{\partial r} (r^{\alpha+2}) = 0.$$

Solution de T_e

$$T_e(r) = r^{-4/3} \left[C - \frac{2 q_0 r_0^{-\alpha-2}}{3 n_0 k V_0} I_r(\alpha, r) \right], \quad \text{avec} \quad \left| \quad I_r(\alpha, r) = (\alpha + 2) \int dr r^{(\alpha+7/3)}. \right.$$

- Cas $\alpha \neq -10/3$

$$C = T_e(r_0) r_0^{4/3} + \frac{2(\alpha + 2)}{(3\alpha + 10) n_0 k V_0} q_0 r_0^{4/3}.$$

- $C = 0$

$$T_e(r) = T_e(r_0) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\alpha+2}. \quad \Rightarrow \text{HDD: HEAT DISSIPATION DOMINATED EXPANSION}$$

Dans ce cas avec $C = 0$, le flux de chaleur est:

$$q_0 = q_e(r_0) = -\frac{(3\alpha + 10)}{2(\alpha + 2)} n(r_0) k V_0 T_e(r_0).$$

Cas $C \neq 0$, on définit un flux de chaleur critique:

$$q_c(r) = -\frac{(3\alpha + 10)}{2(\alpha + 2)} n(r) k V_0 T_e(r).$$

Et T_e devient:

$$T_e(r) = \left[1 - \frac{q_e(r_0)}{q_c(r_0)} \right] T_e(r_0) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-4/3} + \frac{q_e(r_0)}{q_c(r_0)} T_e(r_0) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\alpha+2}.$$

Application aux simulations de Landi et Pantellini (2012)

$$T_e(r) = \left[1 - \frac{q_e(r_0)}{q_c(r_0)} \right] T_e(r_0) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-4/3} + \frac{q_e(r_0)}{q_c(r_0)} T_e(r_0) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\alpha+2}$$

$$T_e(r) = 0.76 T_e(0.375) \left(\frac{r}{0.375} \right)^{-4/3} + 0.24 T_e(0.375) \left(\frac{r}{0.375} \right)^{-0.33}$$

Contribution
adiabatique

Contribution par
dissipation du
flux de chaleur

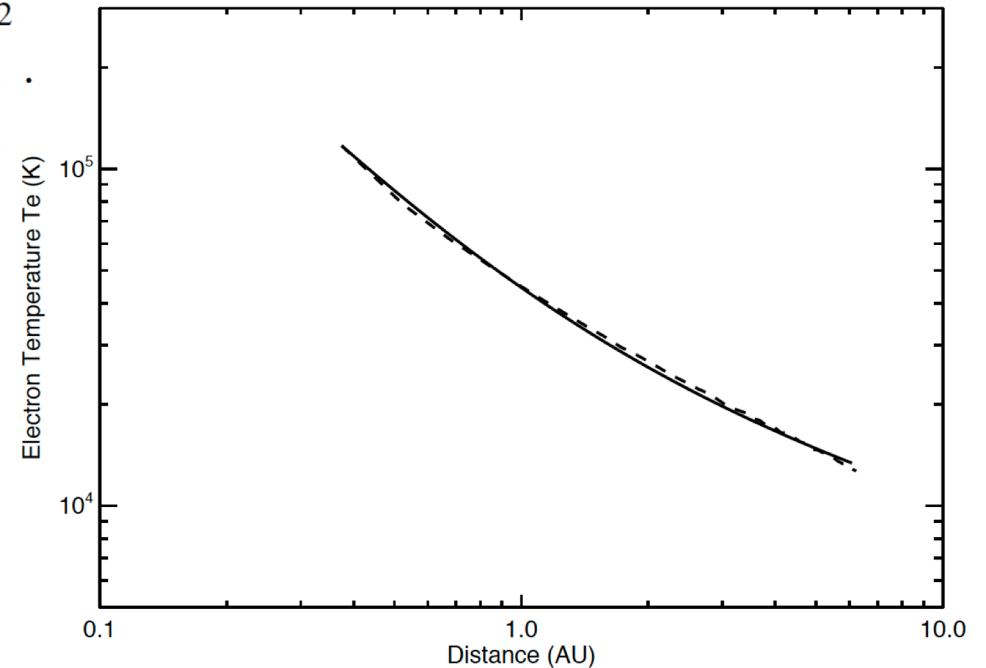


Fig. 3. Predicted electron temperature from Eq. (15) in the range of 0.375–6.075 AU, shown as a solid line. Dashed line represents the simulated electron temperature.

2. Cas de l'IMF spiral

$$V \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{2 T_e}{3 S} \frac{\partial}{\partial r} (V S) + \frac{2}{3 n k S} \frac{\partial}{\partial r} (q_e S \cos \phi) = 2 \frac{m_e}{m_p} v_{ep} (T_p - T_e). \quad (1)$$

ϕ angle entre \mathbf{r} et la direction de l'IMF en \mathbf{r}

IMF défini suivant le modèle de Parker (1958)

$$\frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{4 T_e}{3 r} + \frac{2 q_0 r_0^{-(\alpha+2)}}{3 n_0 k V_0} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^{\alpha+2}}{[1 + (\omega r \sin \theta / V_0)^2]^{1/2}} \right) = 0.$$

La solution T_e si co-latitude constante s'écrit:

$$T_e(r) = r^{-4/3} \left[C_s - \frac{2 q_0 r_0^{-\alpha-2}}{3 n_0 k V_0} I_s(\alpha, \omega, \theta, V_0, r) \right],$$

Avec
$$I_s(\alpha, \omega, \theta, V_0, r) = \int dr r^{-4/3} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^{\alpha+2}}{[1 + (\omega r \sin \theta / V_0)^2]^{1/2}} \right).$$

et
$$C_s = T_e(r_0) r_0^{4/3} + \frac{2 q_0 r_0^{-\alpha-2}}{3 n_0 k V_0} I_s(\alpha, \omega, \theta, V_0, r_0).$$

Avec $\alpha \neq -10/3$, nous avons:

$$I_s(\alpha, \omega, \theta_0, V_0, r) = 3 \frac{r^{\alpha+10/3}}{3\alpha + 10} \left[(\alpha + 1)F\left(\frac{1}{2}, \alpha, \omega, \theta_0, V_0, r\right) + F\left(\frac{3}{2}, \alpha, \omega, \theta_0, V_0, r\right) \right],$$

$$C_s = T_e(r_0) r_0^{4/3} + \frac{2 q_0 r_0^{-\alpha-2}}{3 n_0 k V_0} I_s(\alpha, \omega, V_0, r_0).$$

Resultat de T_e du cas IMF spiral:

- Constante d'intégration: $C_s = 0$

$$\Rightarrow T_e(r) = T_e(r_0) \cdot J^{-1}(\alpha, \omega, V_0, r_0) \cdot J(\alpha, \omega, V_0, r) \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha+2},$$

**\Rightarrow HDD: HEAT DISSIPATION DOMINATED EXPANSION
with spiral IMF effect**

$$J(\alpha, \omega, V_0, r) = (\alpha + 1) F\left(\frac{1}{2}, \alpha, \omega, V_0, r\right) + F\left(\frac{3}{2}, \alpha, \omega, V_0, r\right).$$

**Le Flux de chaleur
vérifie**

$$q_0 = -\frac{(3\alpha + 10)}{2} \cdot J^{-1}(\alpha, \omega, V_0, r_0) \cdot n(r_0) k V_0 T_e(r_0).$$

Resultat de T_e du cas IMF spiral (2)

- Constante d'intégration: $C_s \neq 0$

On introduit un flux de chaleur critique qui est donné par l'expression du cas $C=0$

$$q_{cs}(r) = -\frac{(3\alpha + 10)}{2} \cdot J^{-1}(\alpha, \omega, V_0, r) \cdot n(r) k V_0 T_e(r).$$

Et la loi de la température s'écrit

$$T_e(r) = \left[1 - \frac{q_e(r_0)}{q_{cs}(r_0)} \right] T_e(r_0) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-4/3} + \frac{q_e(r_0)}{q_{cs}(r_0)} T_e(r_0) J^{-1}(\alpha, \omega, V_0, r_0) \cdot J(\alpha, \omega, V_0, r) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\alpha+2}.$$

Effet de l'IMF spiral sur T_e

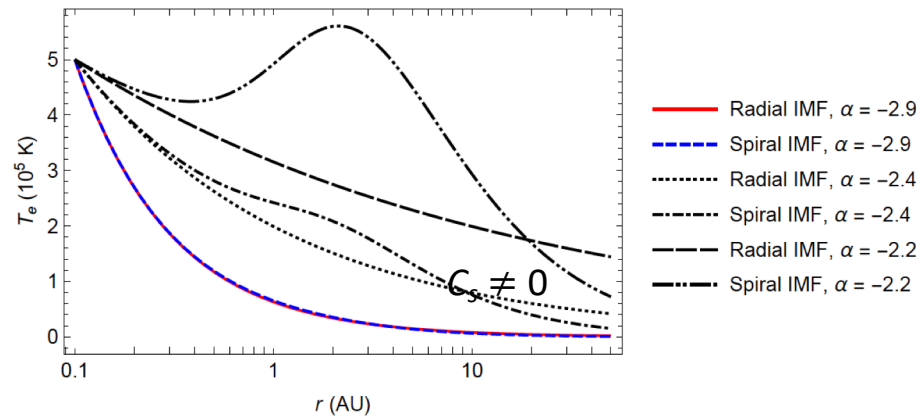


Fig. 2. Electron temperature profiles in HDD expansion, for a radial IMF, and for a spiral IMF for a solar wind speed of 550 km s^{-1} from 0.1 to 50 AU. Three electron heat flux power law indices are considered: $\alpha = -2.9, -2.4,$ and -2.2 .

Cas $C_s = 0$

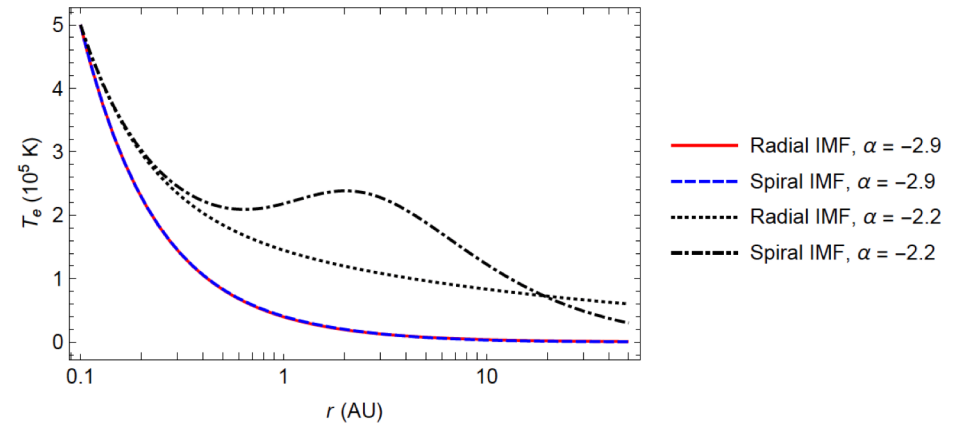


Fig. 3. Electron temperature evolution in a radial and spiral IMF with the power law indices $\alpha = -2.9, \alpha = -2.2,$ and an electron heat flux intensity equal to $1/3$ of the free streaming electron heat flux at 0.1 AU.

Cas $C_s \neq 0$

Applications aux données Ulysses

Température totale

$$T_e(r) = 0.65 T_{em}(1.52) \left(\frac{r}{1.52} \right)^{-4/3} + 0.35 T_{em}(1.52) \left(\frac{r}{1.52} \right)^{-0.55} .$$

Température Coeur-Strahl

$$T_{c-s}(r) = 0.02 T'_{c-s}(1.52) \left(\frac{r}{1.52} \right)^{-4/3} + 0.98 T'_{c-s}(1.52) \left(\frac{r}{1.52} \right)^{-0.55} .$$

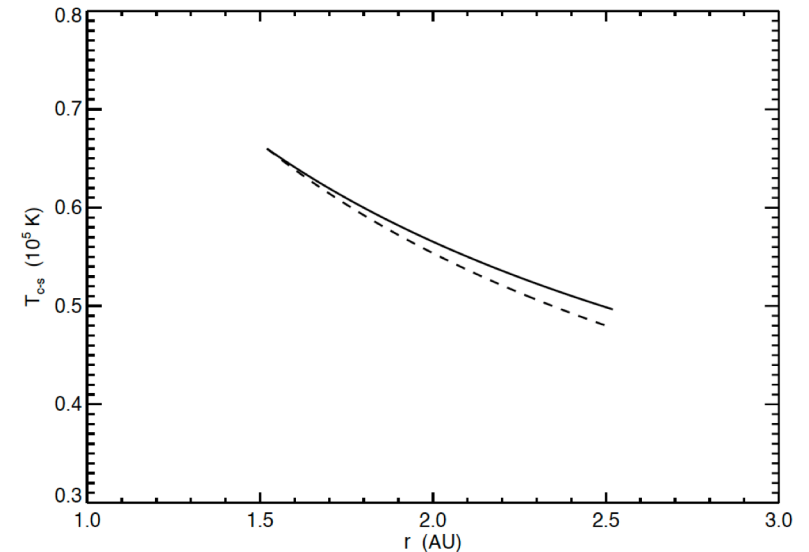


Fig. 4. Core-strahl electron temperature evolution from 1.52 to 2.3 AU obtained from Eq. (25) shown by the solid line and the extrapolated core-strahl temperature from the *Ulysses* core temperature shown by the dashed line. In 1.52 AU, the electron temperature is $T'_{c-s}(1.52) = 1.15 T_c(1.52) = 6.6 \times 10^4$ K.

Conclusions

- Le modèle phénoménologique, avec $q_e \propto r^\alpha$, procure une expression analytique de la température radiale des électrons du vent solaire pour des distances radiales à co-latitude constante
- Cette température est gouvernée par trois effets quantifiés:
 - Un refroidissement adiabatique
 - La dissipation du flux de chaleur
 - Un effet de l'IMF
- L'application de cette loi explique bien la température coeur-strahl des mesures Ulysses à haute latitude: elle est due à la dissipation du flux de chaleur et de l'effet de l'IMF.

=> Je suis impatient d'appliquer cette loi aux données Parker Solar Probe! 😊