

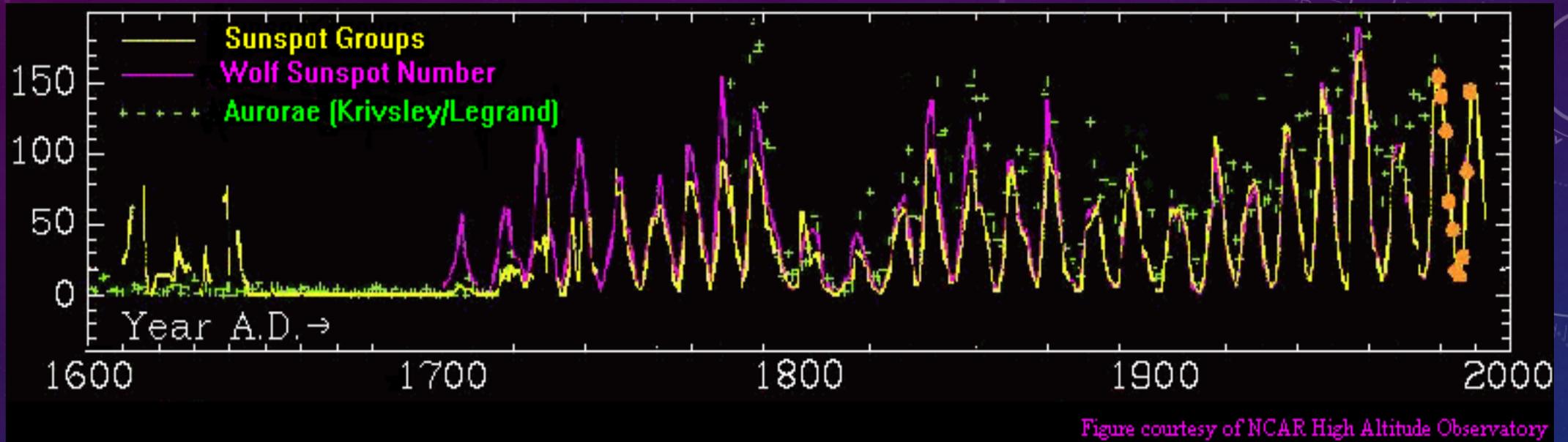
LE VENT SOLAIRE

M2 PPF – 03 – 2020

ARNAUD ZASLAVSKY

arnaud.zaslavsky@sorbonne-universite.fr

UN BREF HISTORIQUE : LES PREMIÈRES IDÉES

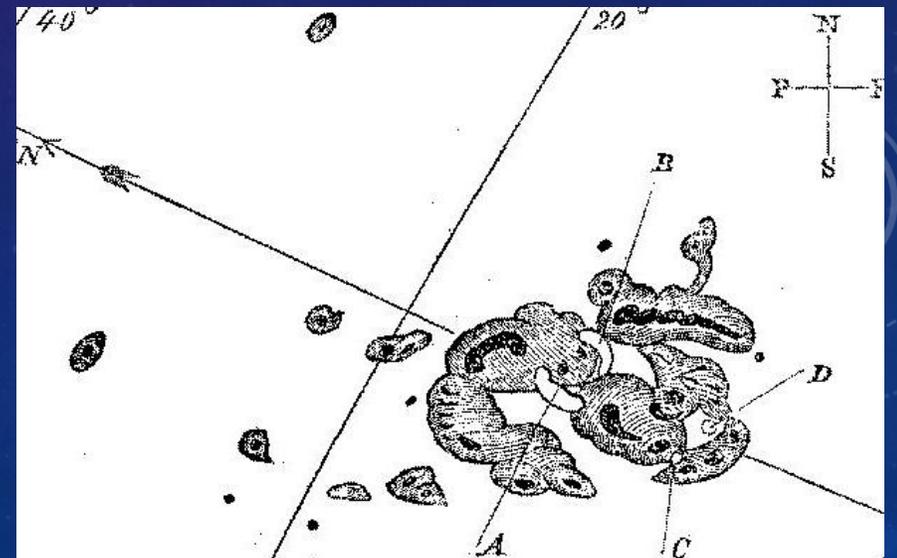


1879 : Richard Carrington dessinant des tâches à partir d'une image du Soleil projetée observe une forte augmentation de luminosité : éruption.

Une perturbation magnétique est enregistrée à l'observatoire de Kew, deux jours plus tard.

Carrington propose un lien entre les deux évènements

1900 : Kristian Birkeland propose que
« La Terre est en permanence bombardée par des corpuscules électriques émis par le Soleil » (découverte de l' e^- en 1897)



UN BREF HISTORIQUE : LES ANNÉES 50

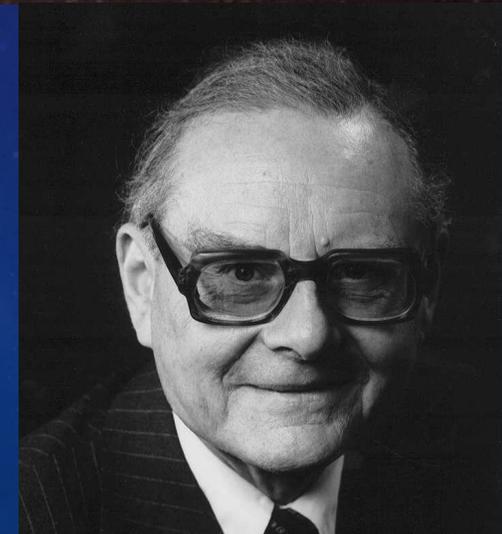
Sydney Chapman

- Parce que la couronne est très chaude et très conductive, la chaleur devrait être présente à grande distance
- Atmosphère statique très étendue
- La Terre se promène dans la couronne statique du Soleil

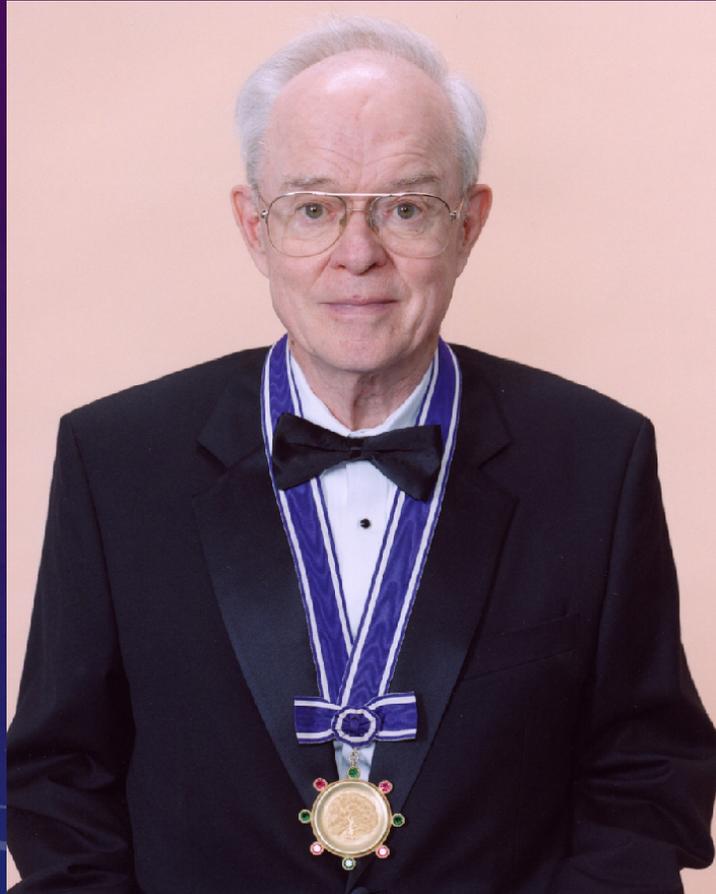


Ludwig Biermann : observation de comètes.

Propose que la queue de plasma soit due au vent solaire, il mesure des « blobs » s'écoulant à des vitesses de l'ordre de 100 km/s



UN BREF HISTORIQUE : LES DEBUTS DU SPATIAL



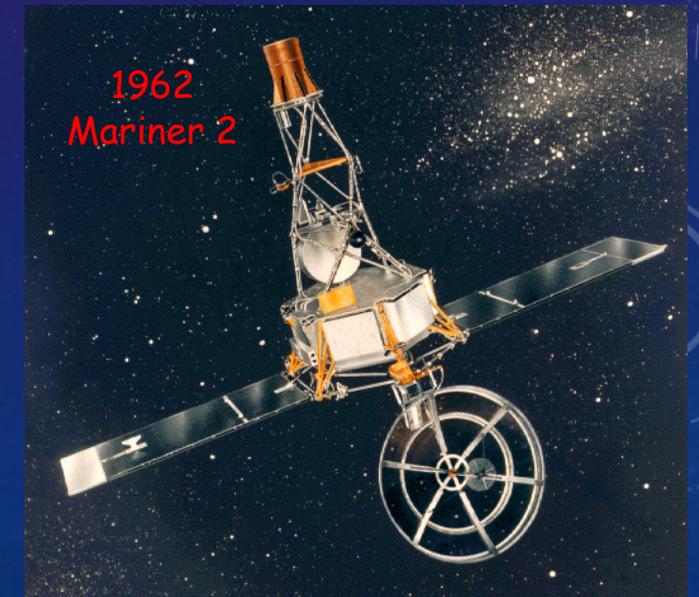
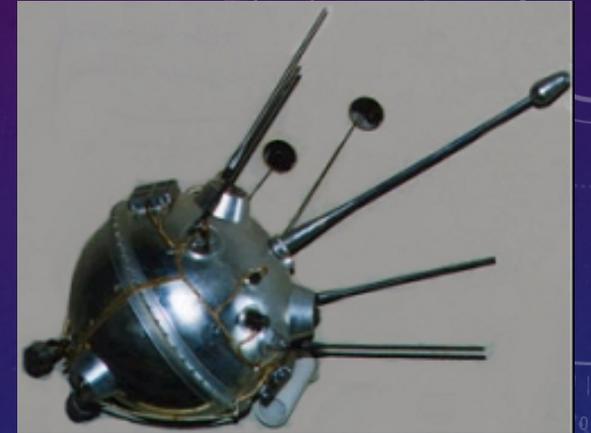
En 2003, Eugene Parker reçoit le « *Kyoto prize for Basic Science* » pour avoir prédit en 1958 l'existence d'un vent solaire supersonique.

Première sonde (Luna 2) soviétique se pose sur la Lune en 1959.

Mesure de flux d'ions supersoniques.

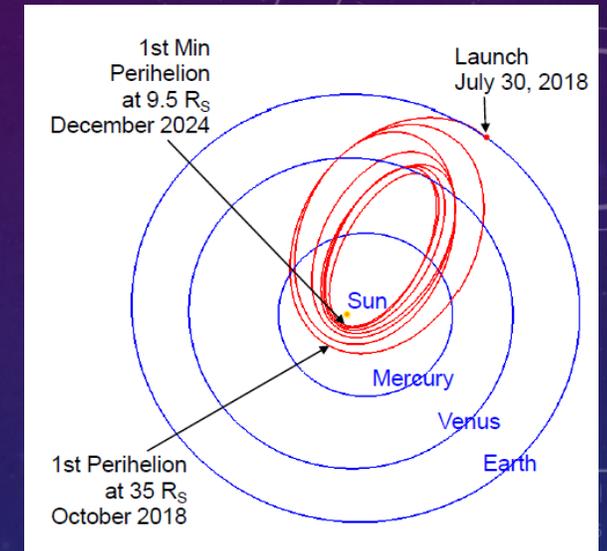
Mariner 2 (1962) en route pour Venus effectue les premières mesures directionnelles du vent solaire.

1959 : Luna 2 (flux d'ions, pas de direction)

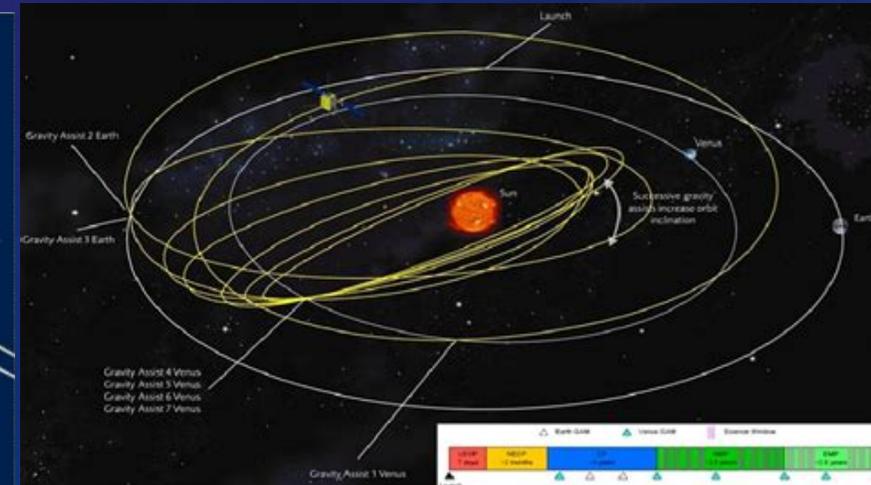


AUJOURD'HUI...

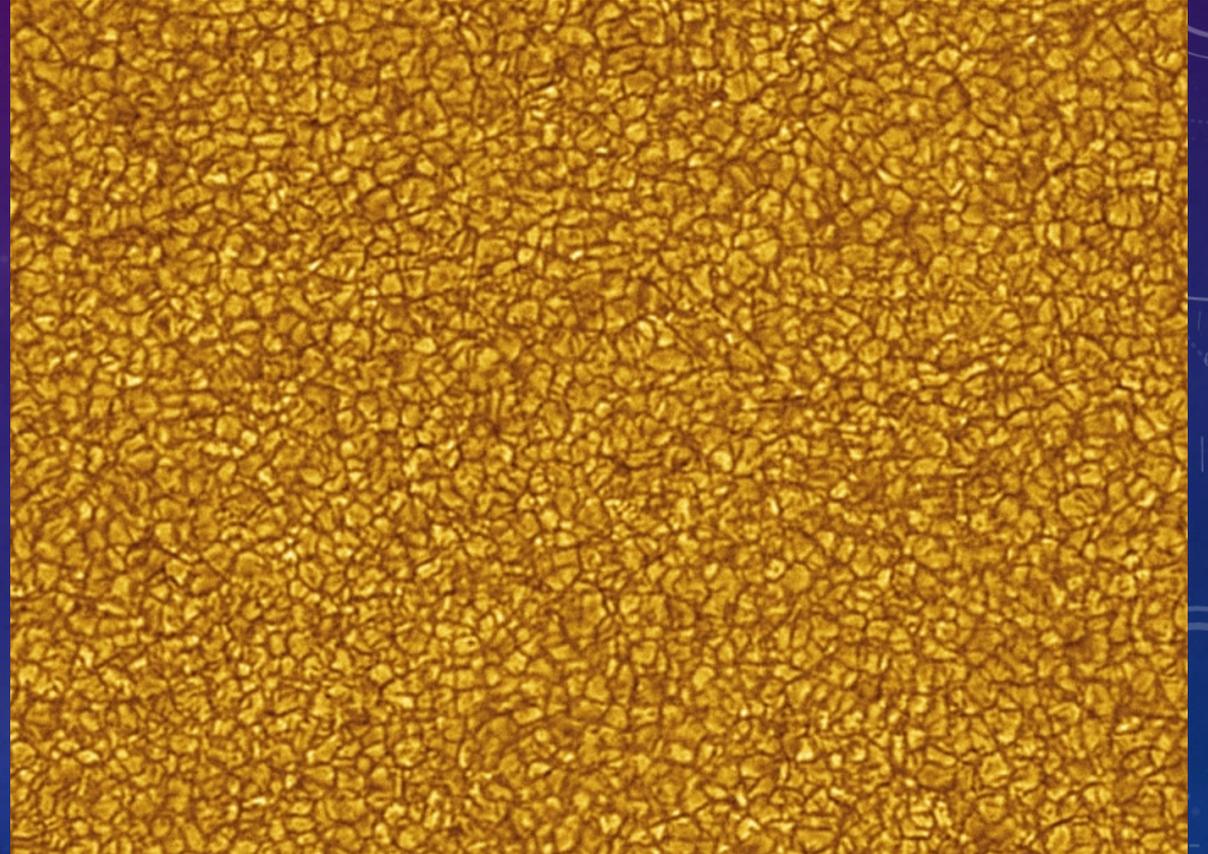
- De nombreuses sondes ont été lancées, les données collectées sont nombreuses.
- Observations in-situ du plasma interplanétaire +
- Observation dans de nombreuses longueurs d'onde de la couronne solaire



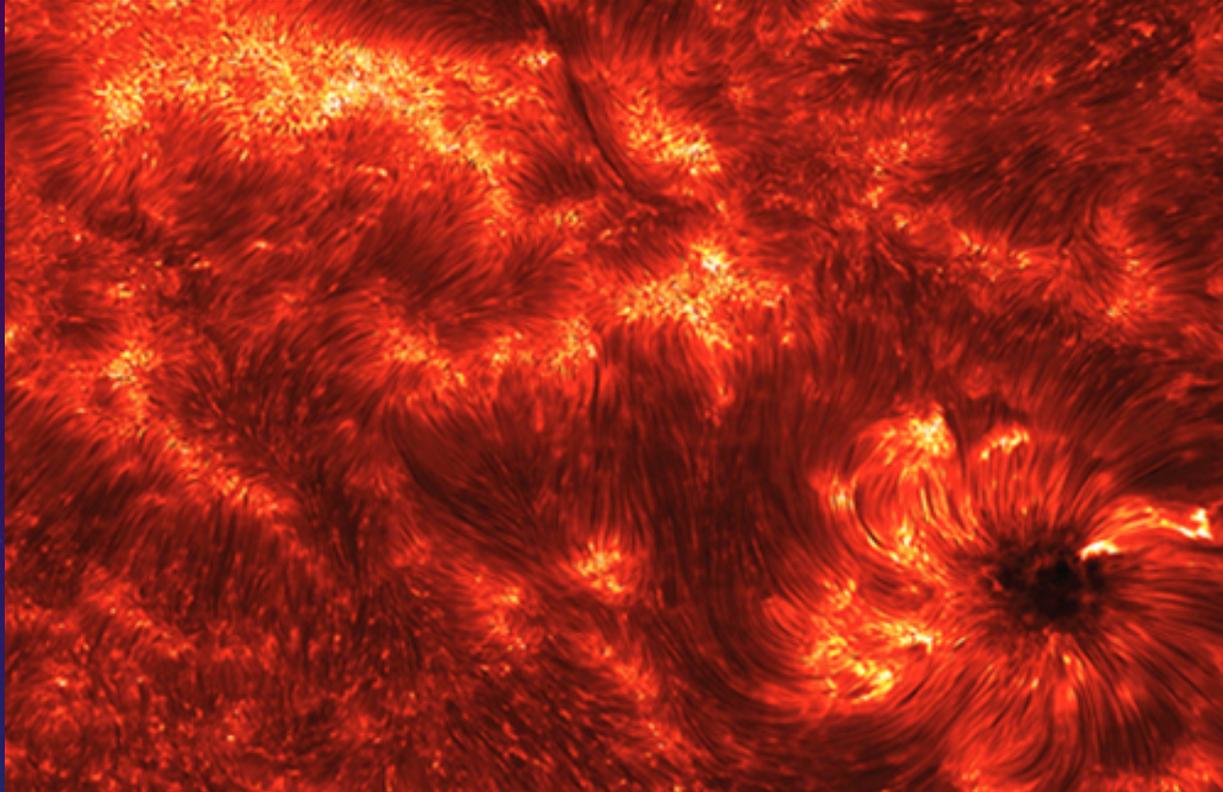
- Sonde Parker Solar Probe (NASA, lancée aug. 2018)
- Sonde Solar Orbiter (ESA, lancée Nov. 2019)



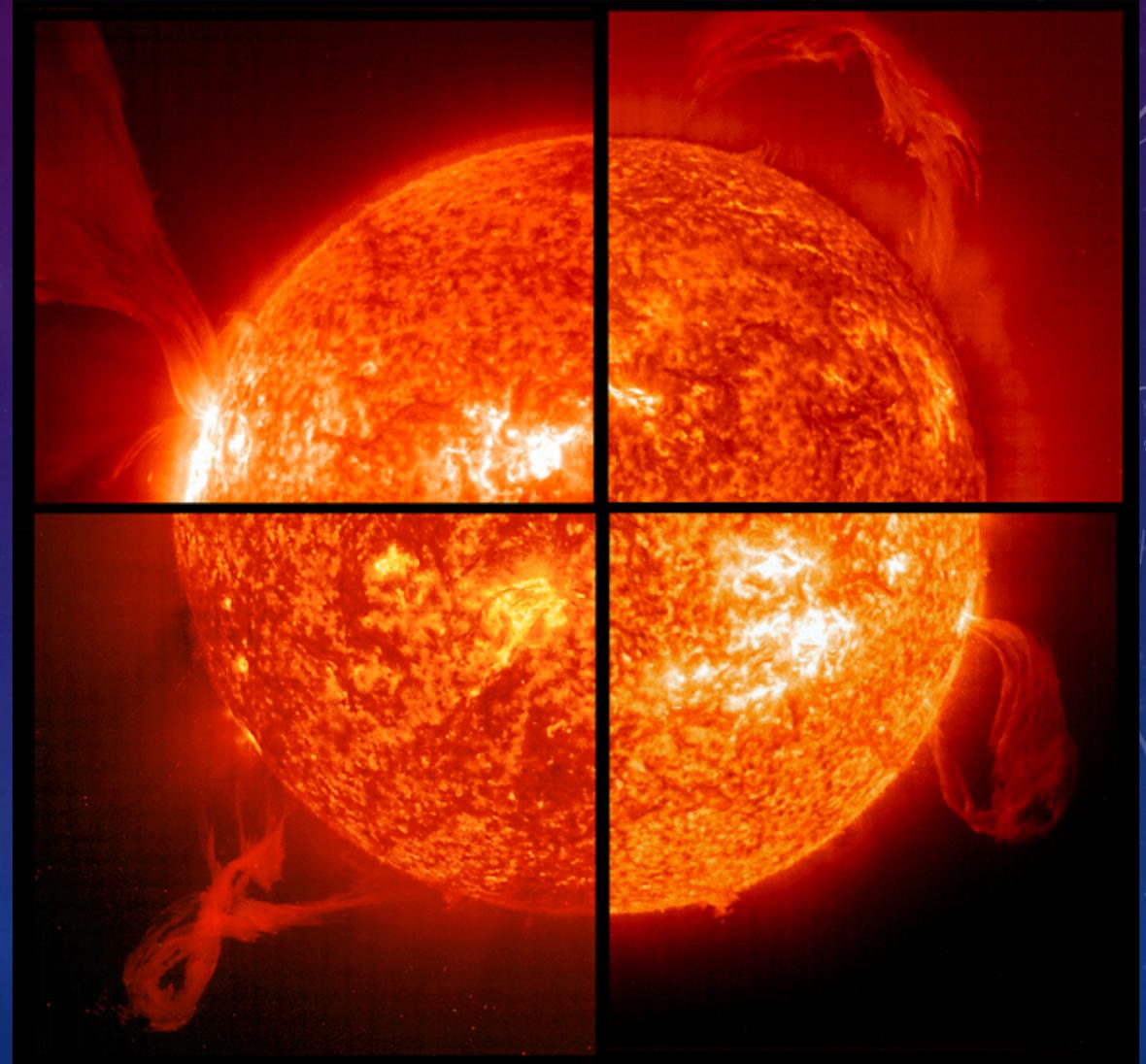
PHOTOSPHÈRE



CHROMOSPHÈRE



SDO, He II, 30.4 nm

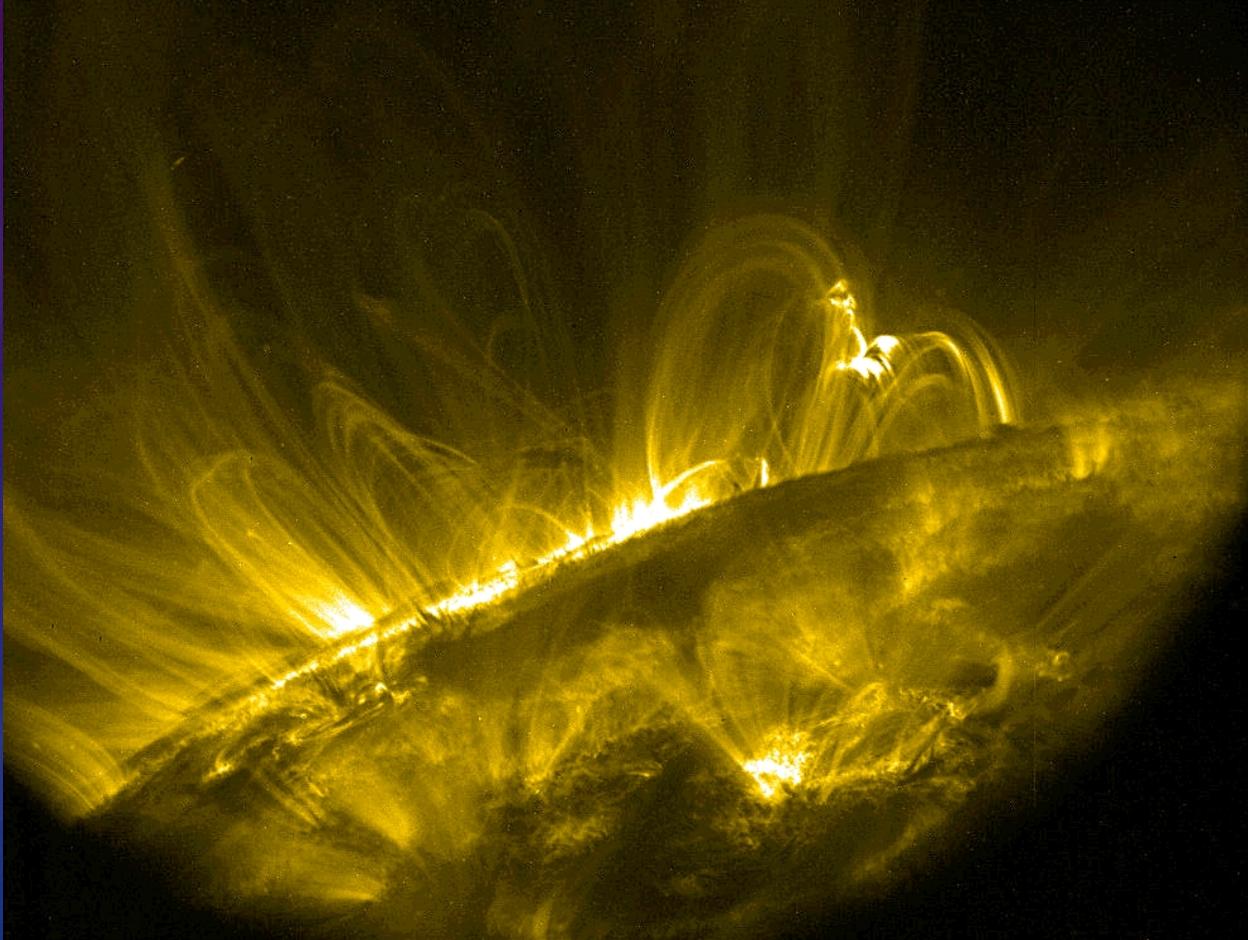


SOHO/EIT

COURONNE

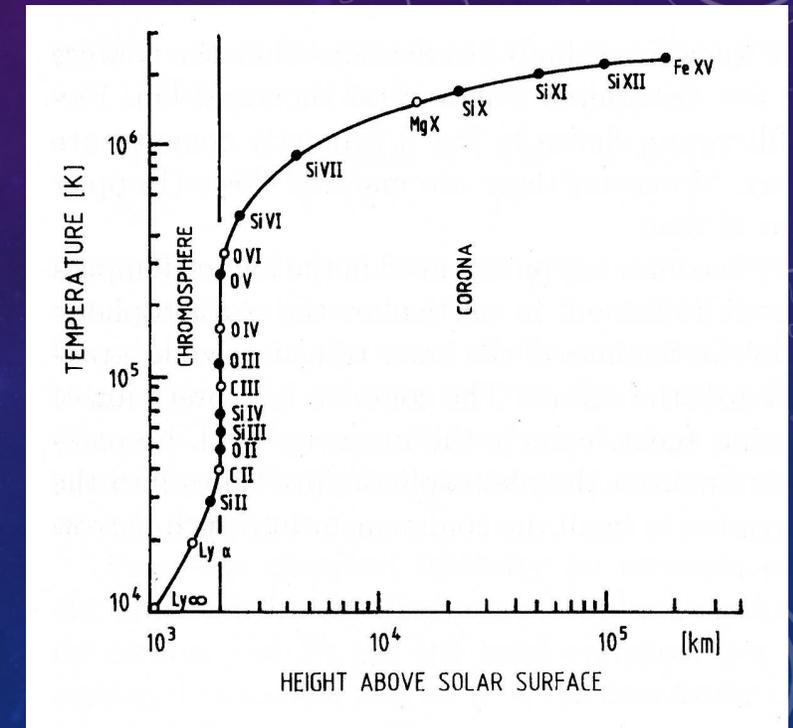
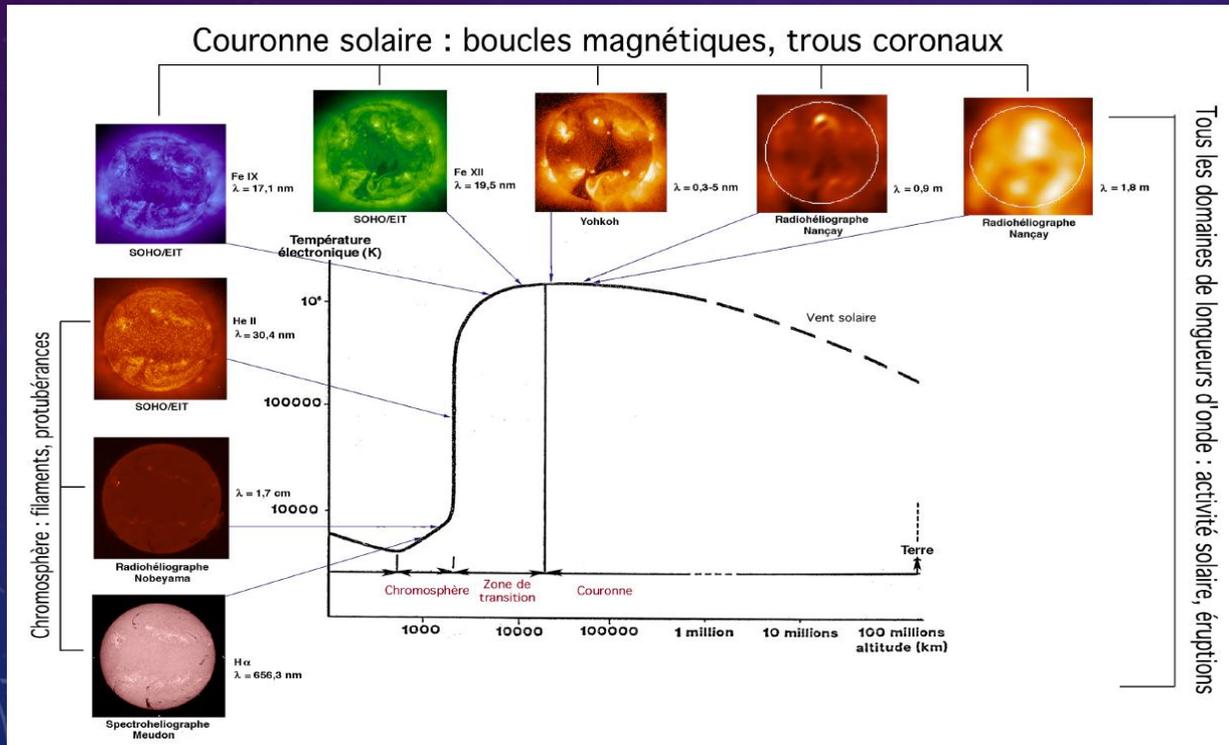


© 2017 Miloslav Druckmüller, Peter Aniol, Shadia Habbal



ATMOSPHERE SOLAIRE CALME: LA COUCHE DE TRANSITION

- Mince couche: épaisseur encore mal connue mais $< 100\text{km}$
- Gradient extrême en température: montée de 2×10^4 à 1×10^6 K
- Densité: 10^9 à 10^{10} atomes/cm³ (5×10^{-15} à 5×10^{-14} g/cm³)
- Transition abrupte entre les conditions physiques chromosphériques et coronales
- Transition abrupte dans l'aspect du Soleil (régions émissives)



Profil de température et raies d'émission typiques de la TR.

INSTABILITÉ THERMIQUE DANS LA COUCHE DE TRANSITION

Bilan thermique en régime stationnaire :

$$\operatorname{div} j_c = Q_c - Q_{ray}$$

j_c : Densité de courant de chaleur

Q_c : Terme de chauffage

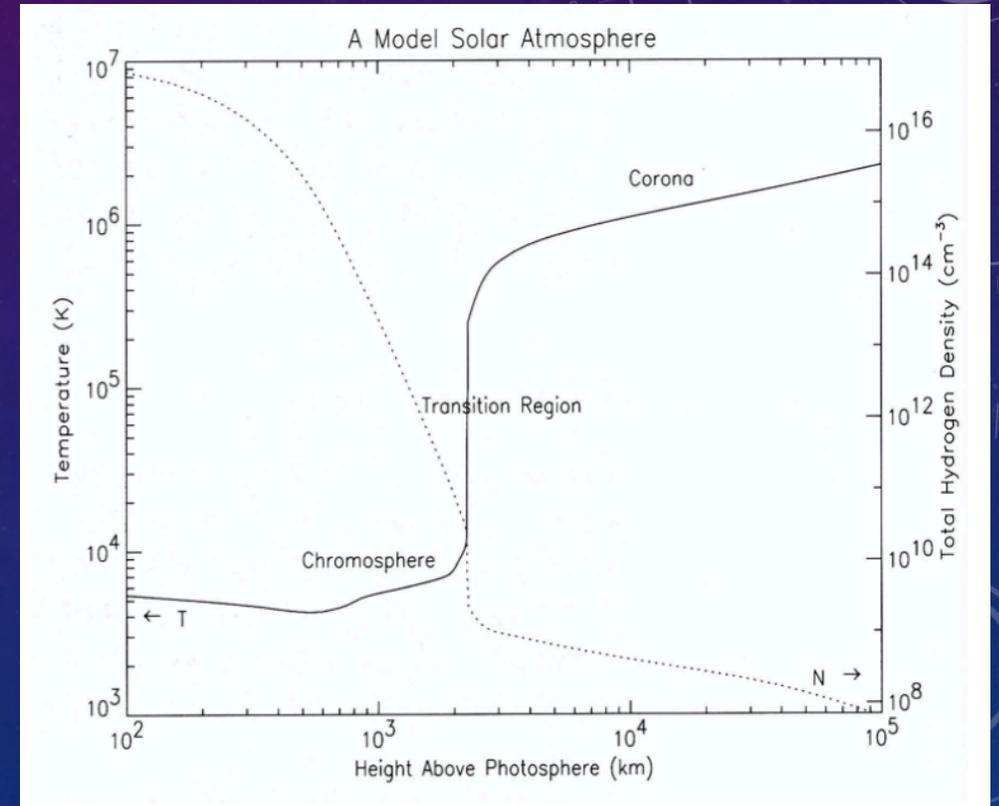
Q_{ray} : Terme de refroidissement radiatif

j_c est donné par une loi de type Fourier

$$j_c = -\kappa \nabla T$$

Où la conductivité thermique (à discuter) est donnée par

$$\kappa = K_0 T^{5/2}, \quad \text{avec } K_0 \simeq 5,6 \times 10^{-12} \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-7/2}$$



Div j_c est faible dans les conditions chromosphériques (froid)

Div j_c est fort dans les conditions coronales

BILAN THERMIQUE DANS LA CHROMOSPHERE

En négligeant le terme de conduction, on voit que la température est déterminée par l'équilibre local entre le terme de chauffage et celui de refroidissement radiatif.

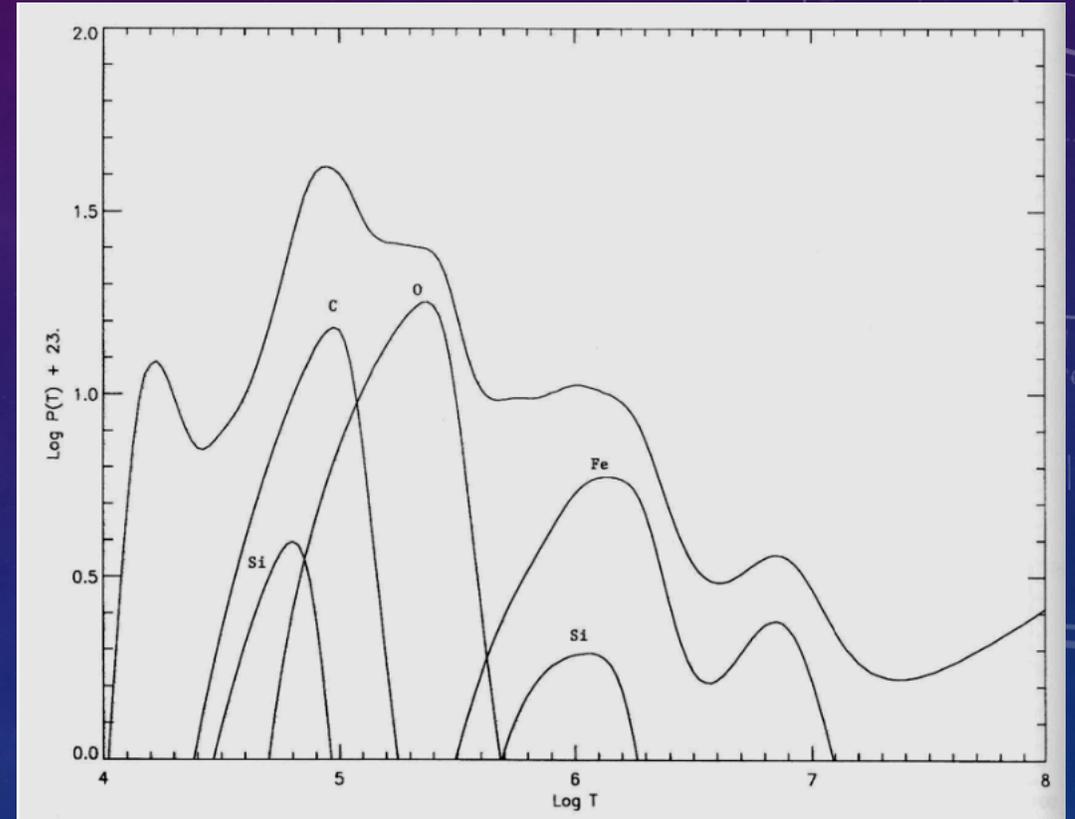
$$\Lambda(T) \simeq \frac{Q_c}{n_e^2}$$

Or la densité diminue avec la hauteur (stratification par la gravité solaire) : le terme de droit augmente (à peu près) exponentiellement

Par contre l'efficacité du refroidissement radiatif diminue à partir d'une température d'environ 10^5 K

Au dessous d'une densité critique, les pertes radiatives ne permettent plus de compenser le chauffage.

$$n_e \simeq \left(\frac{Q_c}{\Lambda_{max}} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{Q_c}{1 \text{ W.m}^{-3}} \right)^{1/2} 10^{17} \text{ m}^{-3}$$



STABILISATION PAR CONDUCTION DANS LA COURONNE

La température augmente donc brutalement à partir de la hauteur où la densité critique est atteinte.

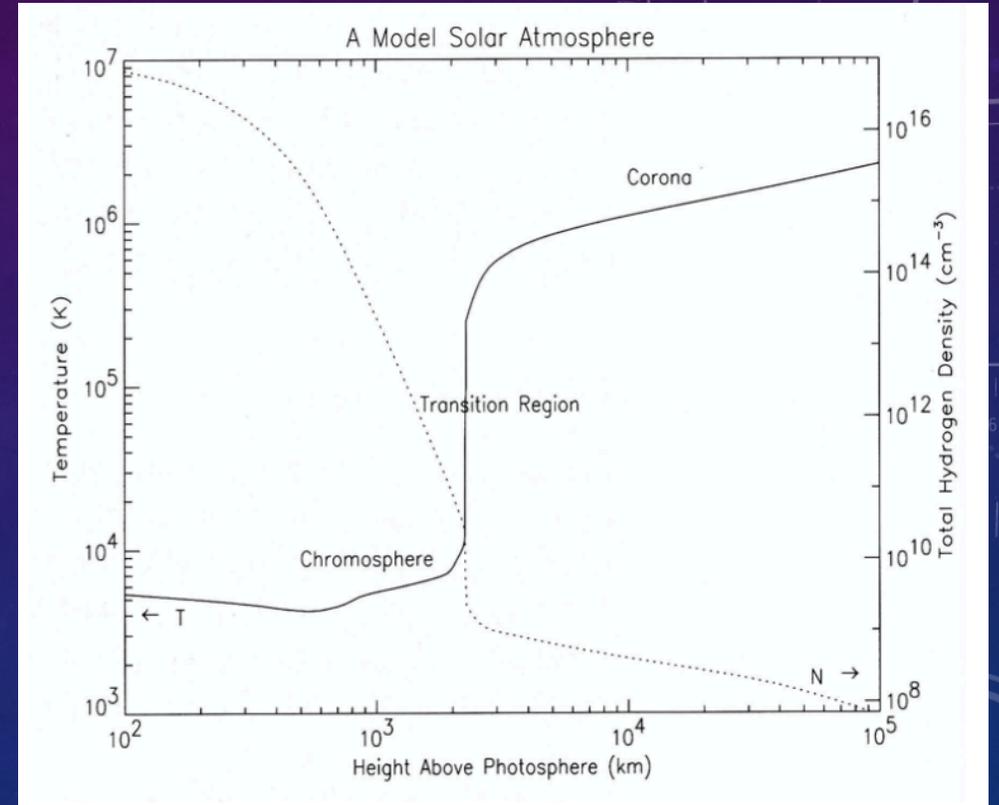
La stabilisation de cette instabilité se fait à partir d'une température où la conduction devient importante (la conductivité est une fonction sensible de T)

Approximation : on néglige totalement le refroidissement radiatif en haut de la RT

On obtient comme valeur de la température coronale :

$$T_{\text{couronne}} \simeq \left(\frac{L^2}{K_0} Q \right)^{2/7} \sim \left(\frac{Q_c}{1 \text{ W.m}^{-3}} \right)^{2/7} 10^6 \text{ K}$$

Soit environ la température du million de degré observée si Q_c est de l'ordre du Watt par mètre cube.



Modèle (très) rudimentaire pour $Q = 1 \text{ W/m}^3$:

$$n_{\text{crit}} = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

$$T = 10^6 \text{ K}$$

IMPOSSIBILITE D'UNE COURONNE SOLAIRE STATIQUE

Equation hydrostatique pour l'atmosphère dans le champ de gravité en $1/r^2$:

$$p(r) = p(r_0) \exp \left(-\frac{mMG}{k} \int_{r_0}^r \frac{dr}{T(r)r^2} \right)$$

Limite sur la forme du profil de température $T = T_0 (r/r_0)^{-a}$.
Si $a < 1$, pression non-nulle à l'infini.

$$T(r) \propto r^{-2/7}$$

Estimation du profil avec une conductivité SB :

Pression non-nulle à l'infini (la gravité n'assure pas le confinement à elle seule)

$$p_\infty = p(r_0) \exp \left(-\frac{mMG}{kT_0} \frac{1}{r_0(1-\alpha)} \right) \simeq p(r_0) \exp \left(-\frac{10^7 \text{ K}}{T_0(1-\alpha)} \right)$$

Température et indice a requis pour le confinement statique par le milieu interstellaire :

$$(1-\alpha)T_{stat} \sim \frac{10^7}{\ln(p(r_0)/p_{is})} \sim 5 \times 10^5 \text{ K}$$

Non vérifié pour la couronne solaire.

LE VENT SOLAIRE : MODÈLE DE PARKER

Equations de conservation selon la radiale (pas de champ B ou champ B radial :

$$\frac{d}{dr} (r^2 n_e u_e) = 0, \quad \frac{d}{dr} (r^2 n_p u_p) = 0$$

$$n_e m_e u_e \frac{d}{dr} u_e = -\frac{dp_e}{dr} - en_e E - n_e m_e \frac{GM}{r^2}$$

$$n_p m_p u_p \frac{d}{dr} u_p = -\frac{dp_p}{dr} + en_p E - n_p m_p \frac{GM}{r^2}$$

Hypothèse de quasi-neutralité + pas de courant radial permettent d'éliminer le champ électrique, on obtient :

$$nm_p u \frac{d}{dr} u = -\frac{d}{dr} (nk(T_e + T_p)) - nm_p \frac{GM}{r^2} \quad (1)$$

Relation de fermeture : Isotherme.

On peut reformuler l'équation (1) avec l'aide de l'équation de continuité :

$$(u^2 - c_s^2) \frac{1}{u} \frac{d}{dr} u = \frac{2c_s^2}{r} \left(1 - \frac{r_c}{r}\right)$$

LE VENT SOLAIRE : MODÈLE DE PARKER

$$\frac{u^2}{2} - c_s^2 \ln u = 2c_s^2 \ln r + 2c_s^2 \frac{r_c}{r} + C$$

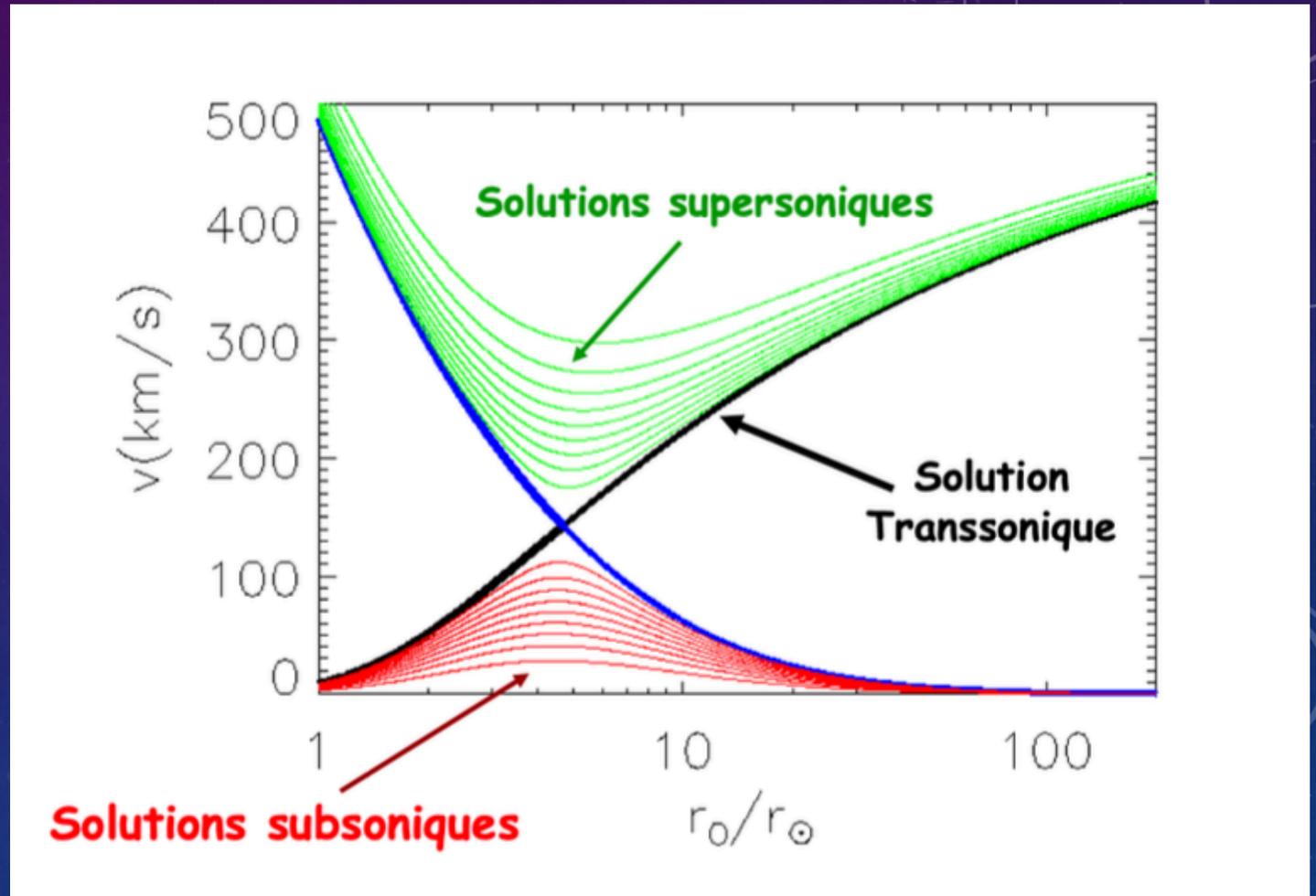
Différentes familles de solution.

La solution réalisée physiquement est la solution transsonique ($C = -3c_s^2/2$)

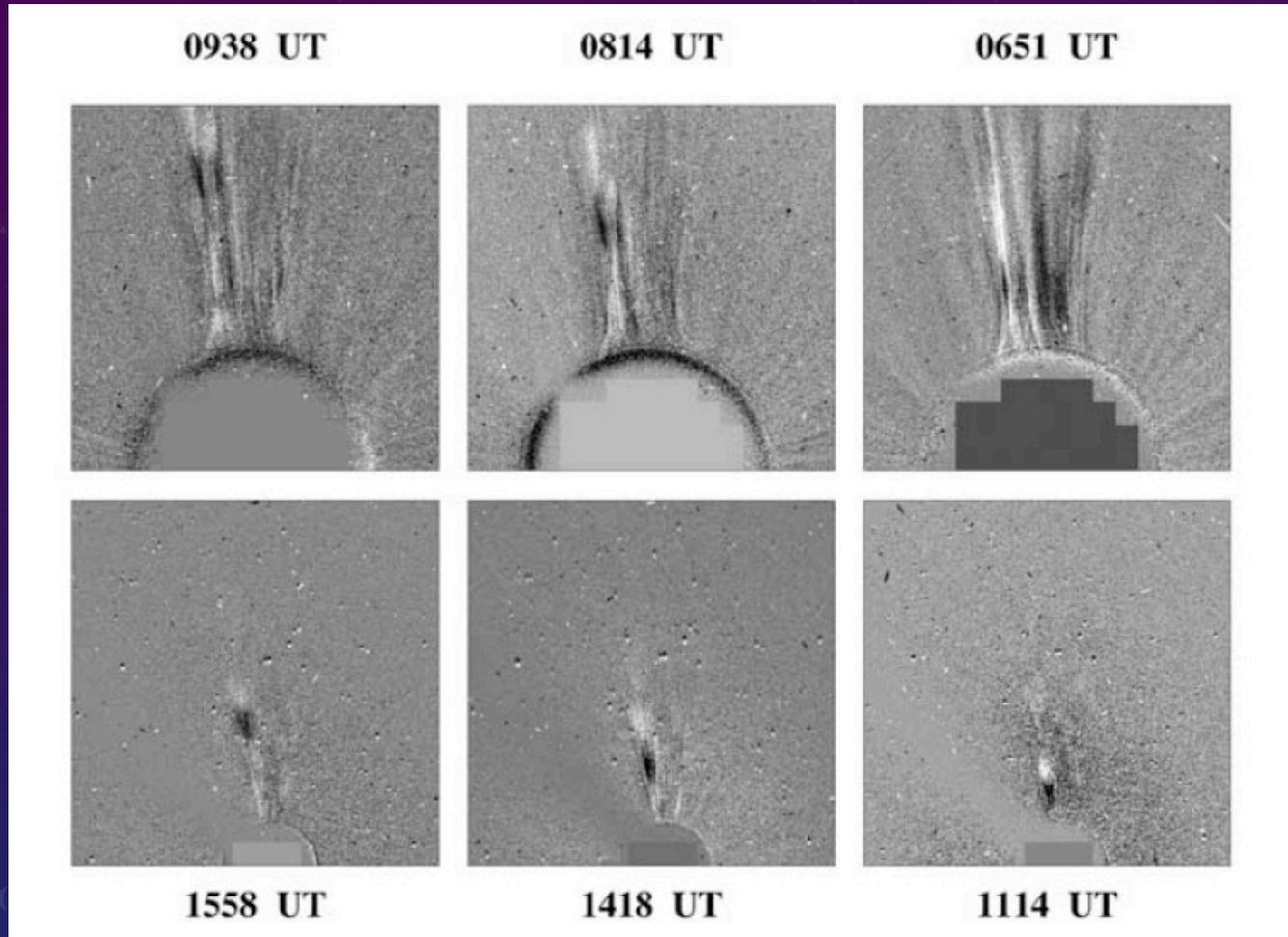
Rayon critique et vitesse terminale :

$$r_c \simeq \frac{GMm_p}{4kT} \simeq 2,9 \left(\frac{10^6 \text{ K}}{T} \right) R_s$$

$$u_\infty \simeq 1,5 \left(\frac{4kT}{m_p} \right)^{1/2} \simeq 272 \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}} \right)^{1/2} \text{ km.s}^{-1}$$

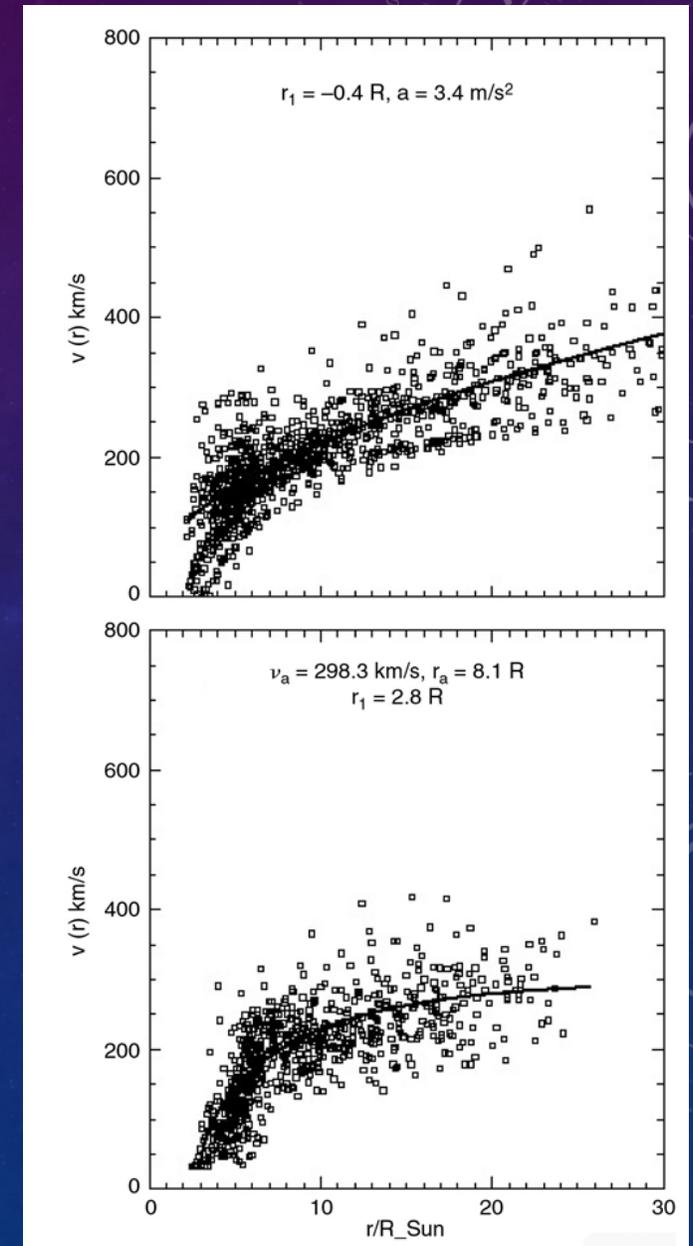


LE VENT SOLAIRE : ACCÉLÉRATION

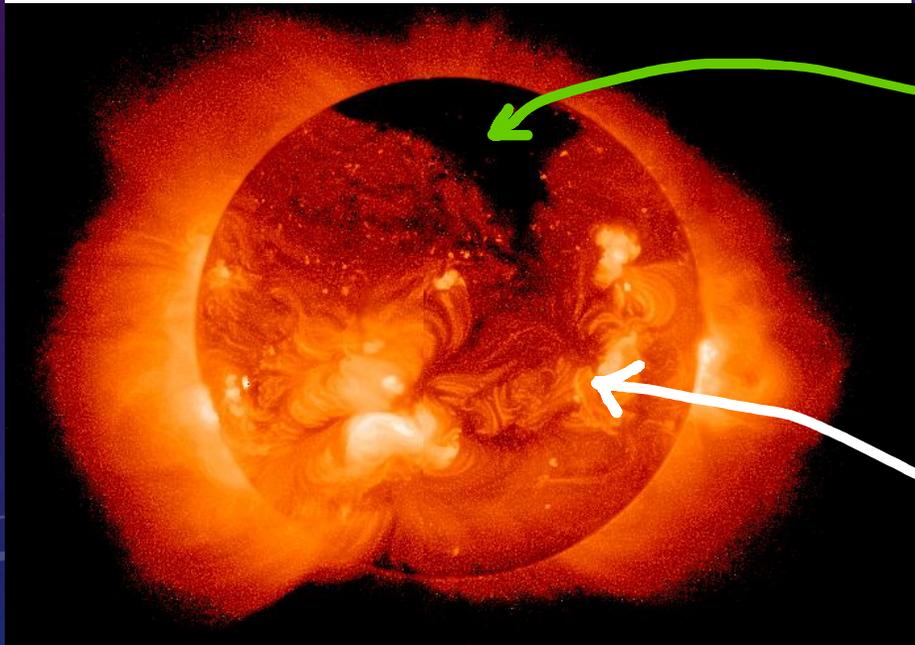
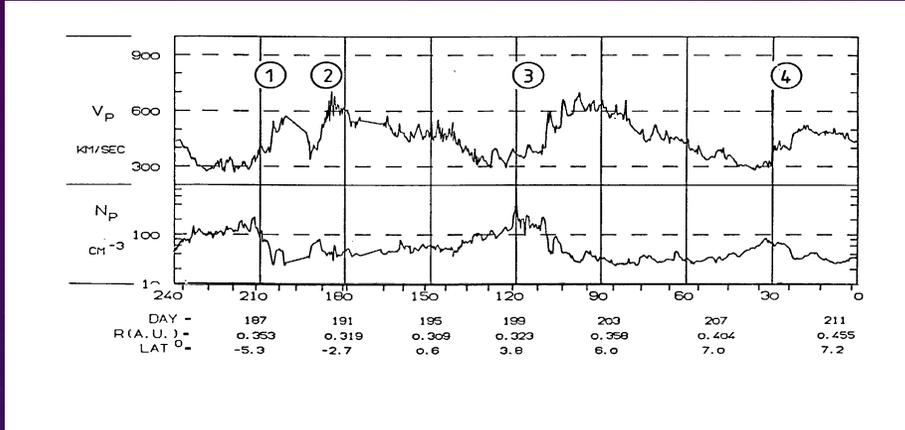


Lumière blanche

Sheeley et al., 1997



LE VENT SOLAIRE : OBSERVATIONS SPATIALES



Yohkoh

Composition :

- e^-
- H^+ : ~95%
- He^{2+} : ~4%
- ~1% d'ions lourds (C, N, O, Ne, Mg, Fe)

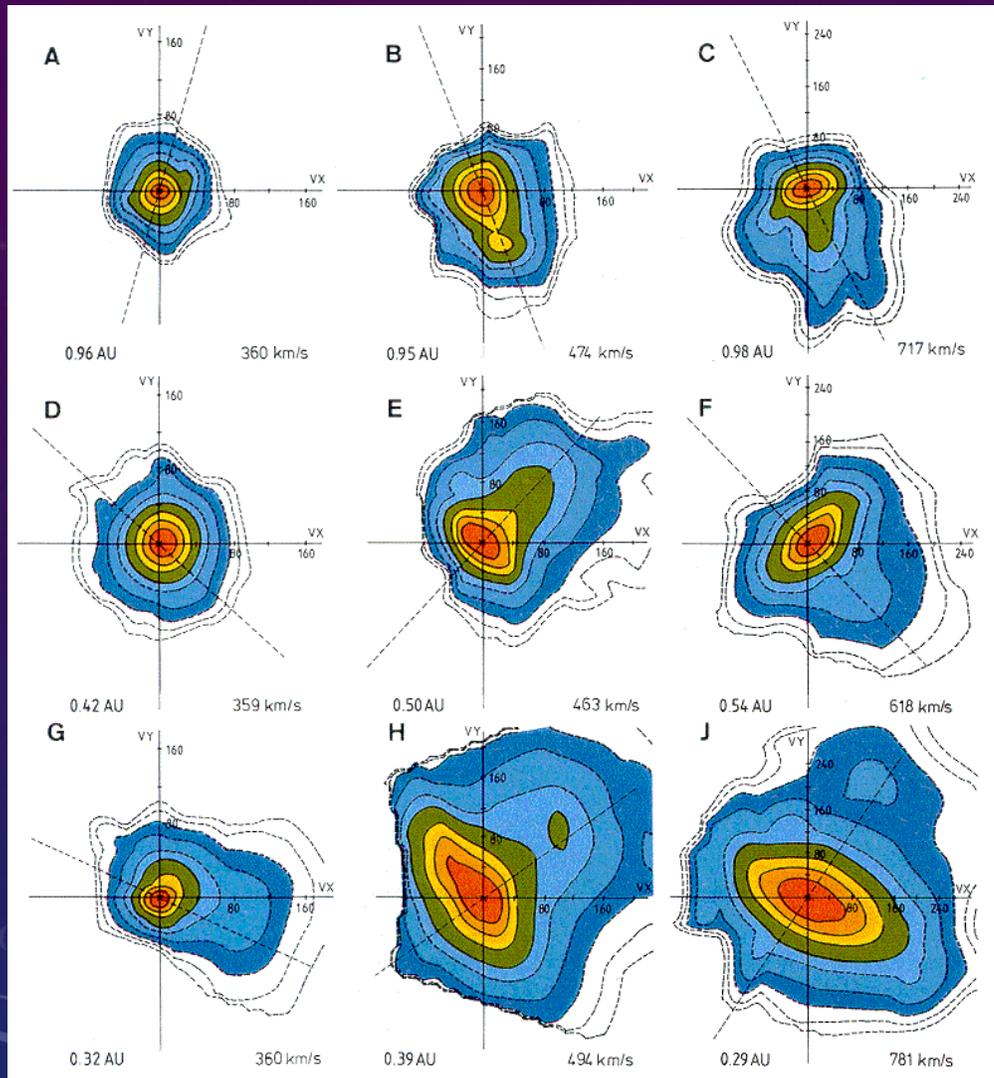
Vent rapide :

- $V \sim 600$ à 800 km/s
- $N_e \sim 1$ à 5 cm^{-3}
- $\rho V^2 \sim 2.6 \times 10^{-9}$ Pa
- $T_e \sim 1$ à 2×10^5 K $\rightarrow V_{the} \sim 2100$ km/s
- $T_p \sim 2$ à 5×10^5 K $\rightarrow V_{thp} \sim 80$ km/s

Vent lent :

- $V \sim 200$ à 600 km/s
- $N_e \sim 5$ à 20 cm^{-3}
- $\rho V^2 \sim 2.1 \times 10^{-9}$ Pa
- $T_e \sim 1$ à 3×10^5 K $\rightarrow V_{the} \sim 2500$ km/s
- $T_p \sim 0.5$ à 3×10^5 K $\rightarrow V_{thp} \sim 40$ km/s

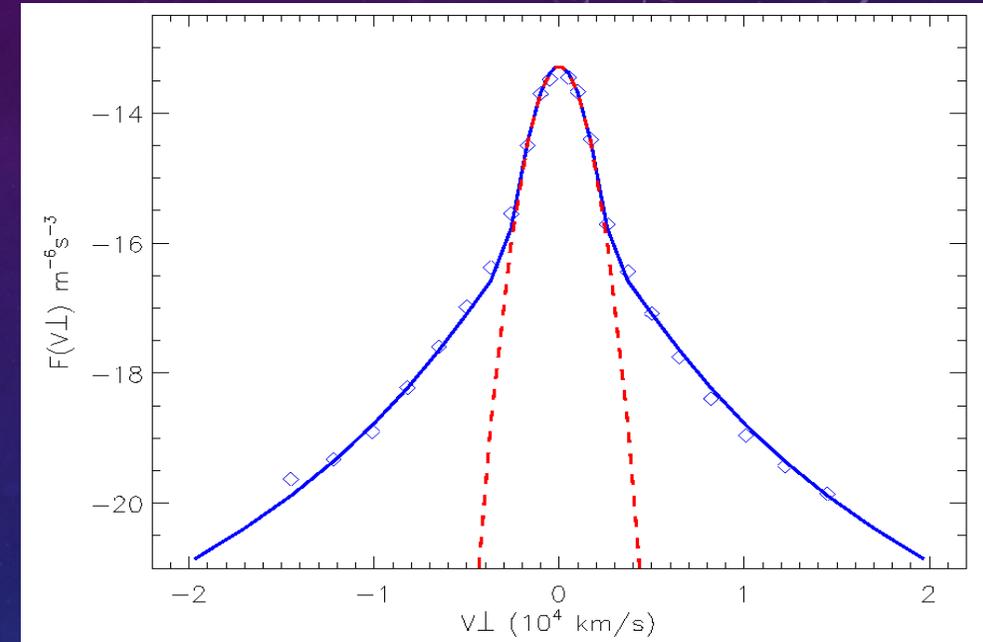
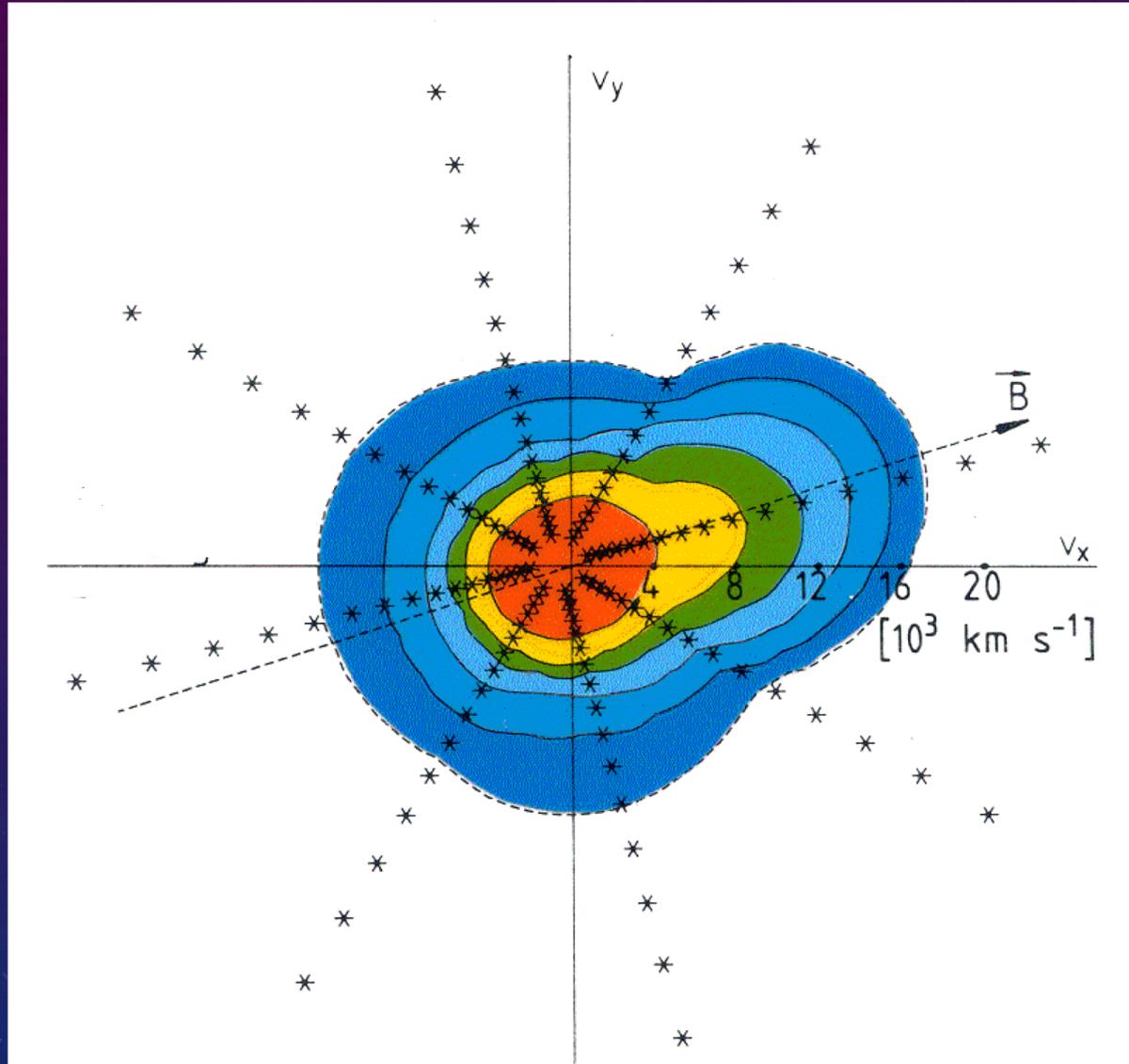
LE VENT SOLAIRE : MICROPHYSIQUE, PROTONS



- Temperature anisotropies
- Ion beams
- Plasma instabilities
- Interplanetary heating

Plasma measurements
made at 10 s resolution
(> 0.29 AU from the Sun)

LE VENT SOLAIRE : MICROPHYSIQUE, ÉLECTRONS



- Non-Maxwellian
- Heat flux tail along B

LE VENT SOLAIRE : FLUX DE MASSE

D'après l'équation de continuité :

$$\dot{M} = 4\pi r^2 n m_p u = cste$$

On peut évaluer le flux de masse en notant que :

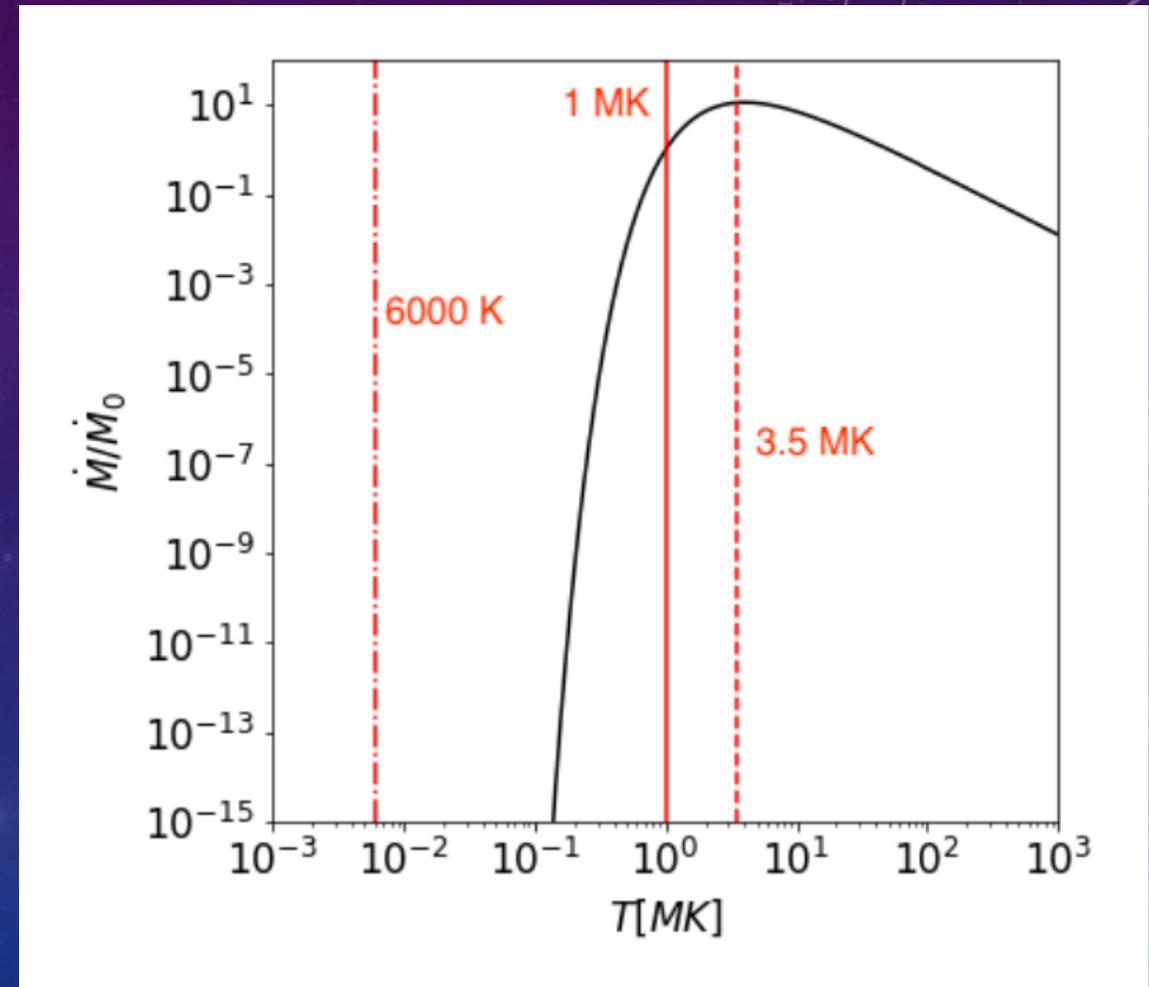
$$u(r \rightarrow 0) \simeq c_s \left(\frac{r_c}{r}\right)^2 \exp\left(-\frac{2r_c}{r} + \frac{3}{2}\right)$$

On obtient :

$$\dot{M} \sim 5 \times 10^{10} \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}}\right)^{-3/2} \exp\left(-\frac{6 \cdot 10^6 \text{ K}}{T}\right) \text{ kg.s}^{-1}$$

Pour $T = 10^6 \text{ K}$ on obtient 10^8 kg/s (à peu près exactement ce qui est observé !)

Fraction faible de la masse solaire par u.t.
(équivalente à la perte de masse par réaction nucléaires)



Extrême sensibilité à la température coronale

LE VENT SOLAIRE : MODÈLES POLYTROPOLIQUES

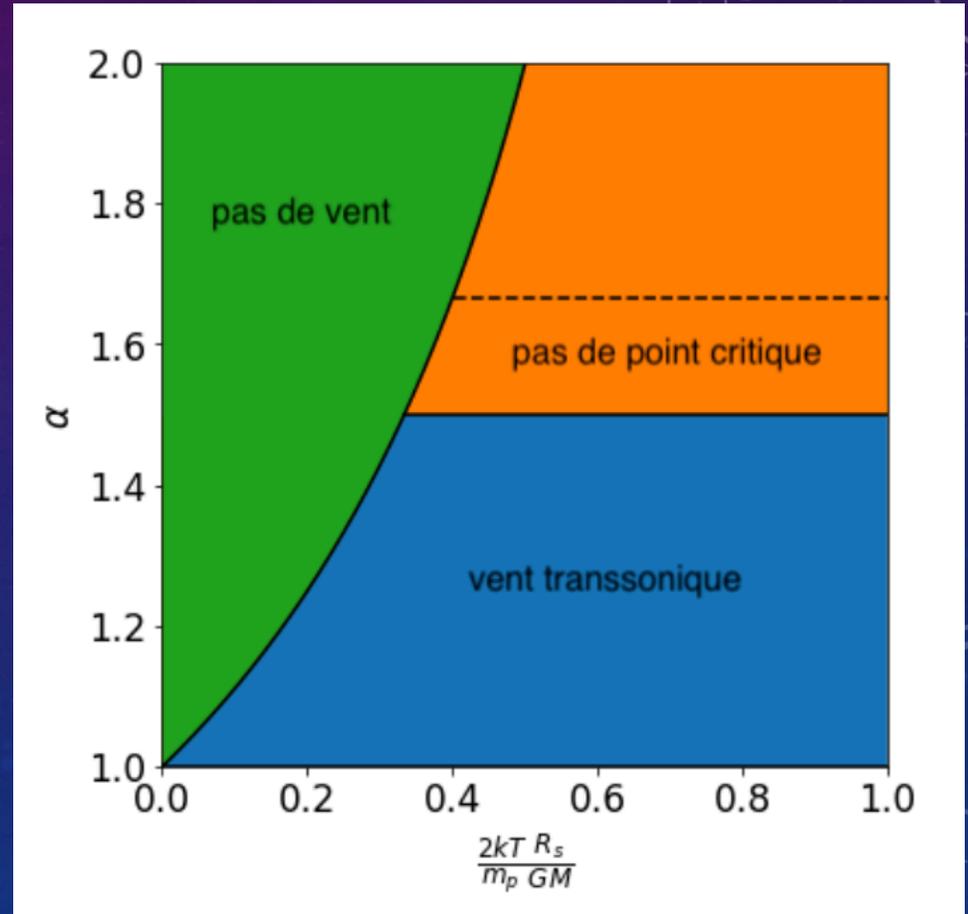
Equation de Bernouilli

$$\frac{u(r)^2}{2} + \frac{\alpha_e}{\alpha_e - 1} \frac{kT_e(r)}{m_p} + \frac{\alpha_p}{\alpha_p - 1} \frac{kT_p(r)}{m_p} - \frac{GM}{r} = \mathcal{E}$$

Permet d'étudier les comportements asymptotiques sans faire d'étude détaillée du comportement énergétiques.

Contient évidemment une hypothèse sur l'équation décrivant le bilan énergétique (sur la forme du flux de chaleur par ex.)

$$\mathcal{E} \simeq \frac{1}{2} m u_\infty^2 \simeq \frac{\alpha_p k T_{p0}}{\alpha_p - 1} + \frac{\alpha_e k T_{e0}}{\alpha_e - 1} - \frac{GMm}{R_s}$$



LE VENT SOLAIRE : FLUX D'ÉNERGIE

Bilan d'énergie sans négliger la convection

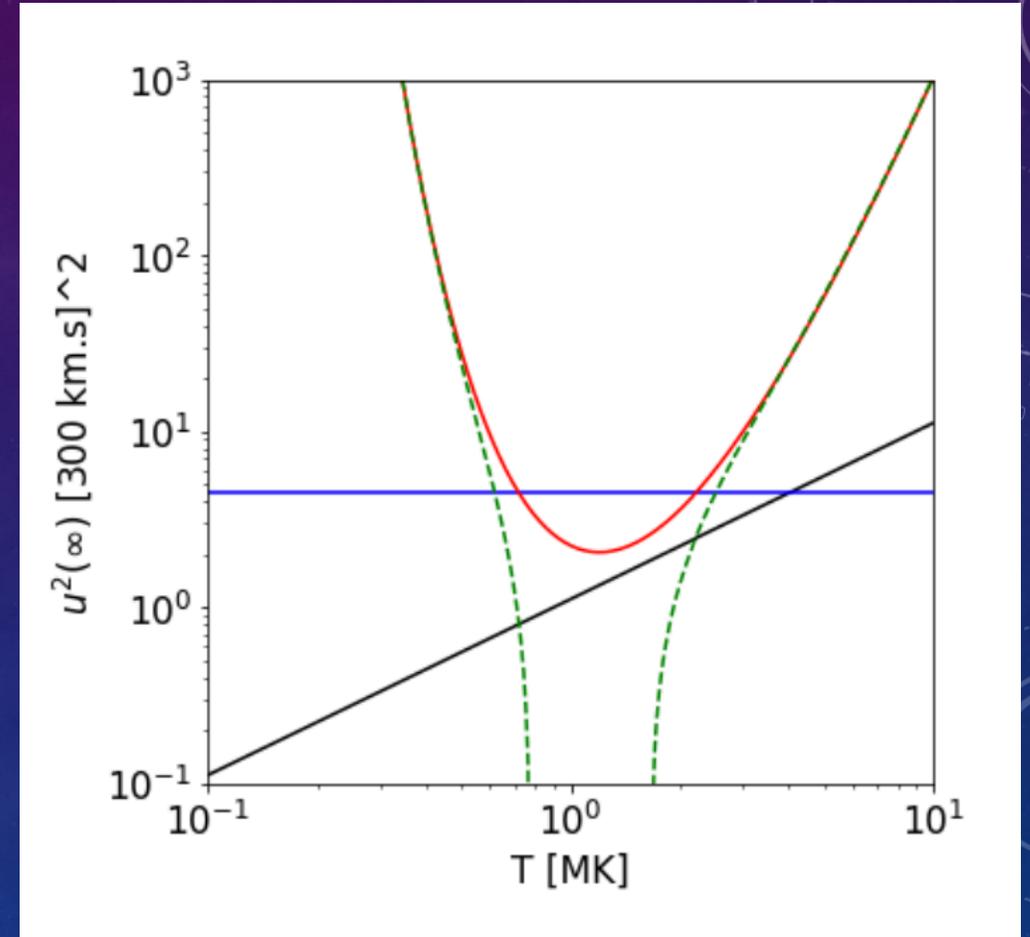
$$\text{div} \left[u \left(nm_p \frac{u^2}{2} + \frac{5}{2} p \right) + j_c \right] = -nu \frac{GMm_p}{r^2} + Q$$

Intégré entre deux sphères :

$$\dot{M} (\mathcal{E}(r) - \mathcal{E}(r_0)) = \Phi(r) - \Phi(r_0) + P(r, r_0)$$

En négligeant le terme $P(r, r_0)$

$$u_\infty^2 = 2\mathcal{H}_0 - u_{lib}^2 - \frac{2}{\dot{M}} \Phi_0$$



Il manque de l'énergie, $P(r, r_0)$ (un tel terme est observé dans le vent solaire interplanétaire pour les protons)
Accélération du vent lent et du vent rapide se pose en des termes différents (besoins en énergie, config B...)

LE CHAMP MAGNÉTIQUE INTERPLANÉTAIRE : STRUCTURE SPIRALE

Vitesse angulaire de rotation du soleil : $\omega \simeq 2,9 \times 10^{-6} \text{ rad.s}^{-1}$

(période 25 jours à l'équateur)

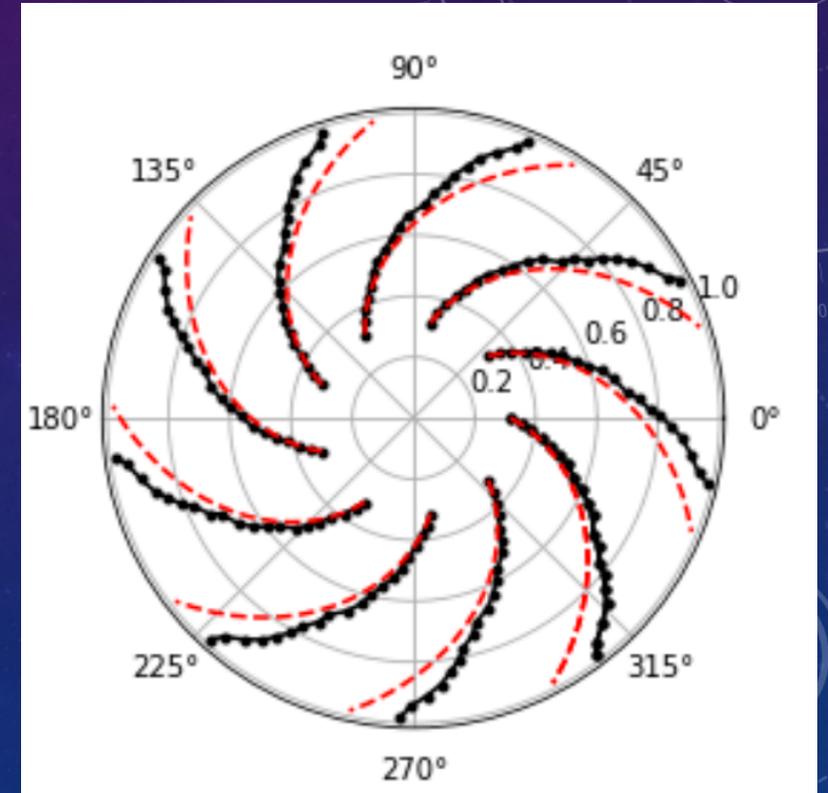
Dans le référentiel tournant avec le soleil, le champ de vitesse à pour composante azimuthale :

$$u_\phi = -\omega(r - a) \sin \theta$$

Or dans ce référentiel les lignes de champ B coïncident avec les lignes de champ de vitesse (théorème du gel) :

L'équation d'une ligne de champ est donnée par $u_0 r d\phi = -\omega(r - a) dr$

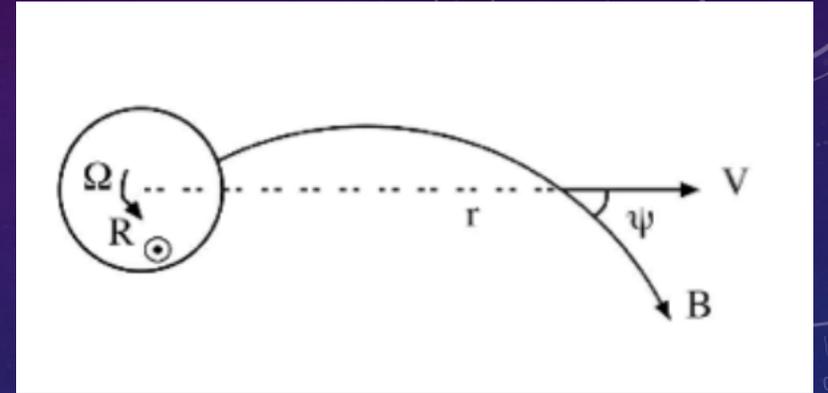
Et donc : $r(\phi) - a \ln(r(\phi)/a) = a - \frac{u_0}{\omega} (\phi - \phi_0)$



LE CHAMP MAGNÉTIQUE INTERPLANÉTAIRE : ÉVOLUTION RADIALE

L'angle entre la direction du vecteur B et la radiale évolue donc avec la distance au soleil r comme

$$\tan \psi = \frac{B_\phi}{B_r} = \frac{r \sin \theta d\phi}{dr} = -\frac{\omega}{u_0} (r - a) \sin \theta$$



Une contrainte sur la composante radiale de B est donnée par $\text{div B} = 0$

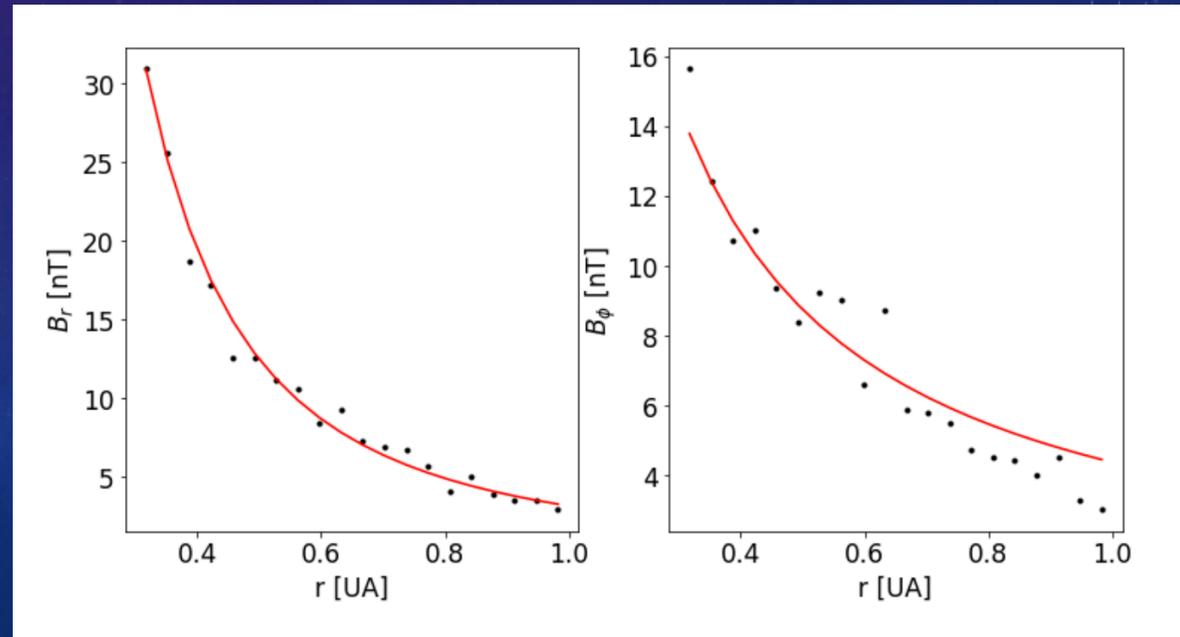
$$B_r(r, \theta, \phi) = B(a, \theta, \phi_0) \left(\frac{a}{r}\right)^2$$

D'où on obtient la composante azimuthale de B :

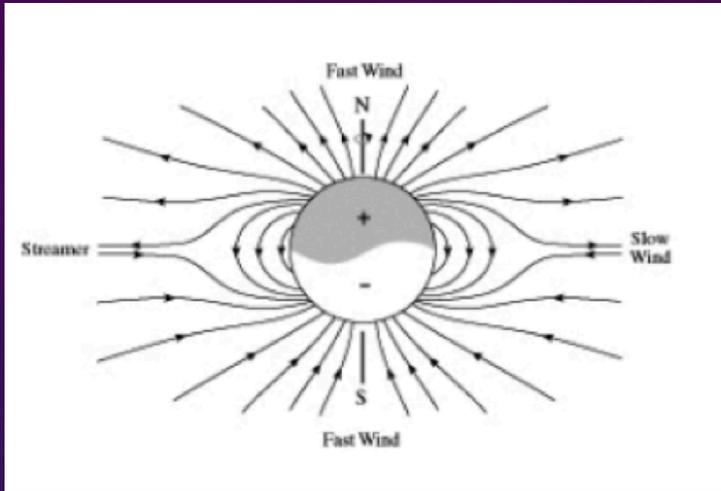
$$B_\phi(r, \theta, \phi) = -B(a, \theta, \phi_0) \frac{\omega}{u_0} (r - a) \sin \theta \left(\frac{a}{r}\right)^2$$

Et le module :

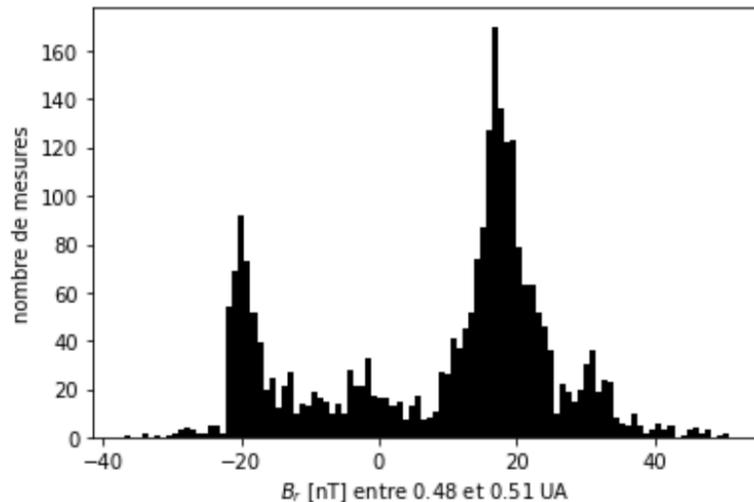
$$|B(r, \theta, \phi)| \simeq B(a, \theta, \phi_0) \left(\frac{a}{r}\right)^2 \sqrt{1 + \frac{\omega^2 \sin^2 \theta}{u_0^2} (r - a)^2}$$



LE CHAMP MAGNÉTIQUE INTERPLANÉTAIRE : STRUCTURE EN LONGITUDE

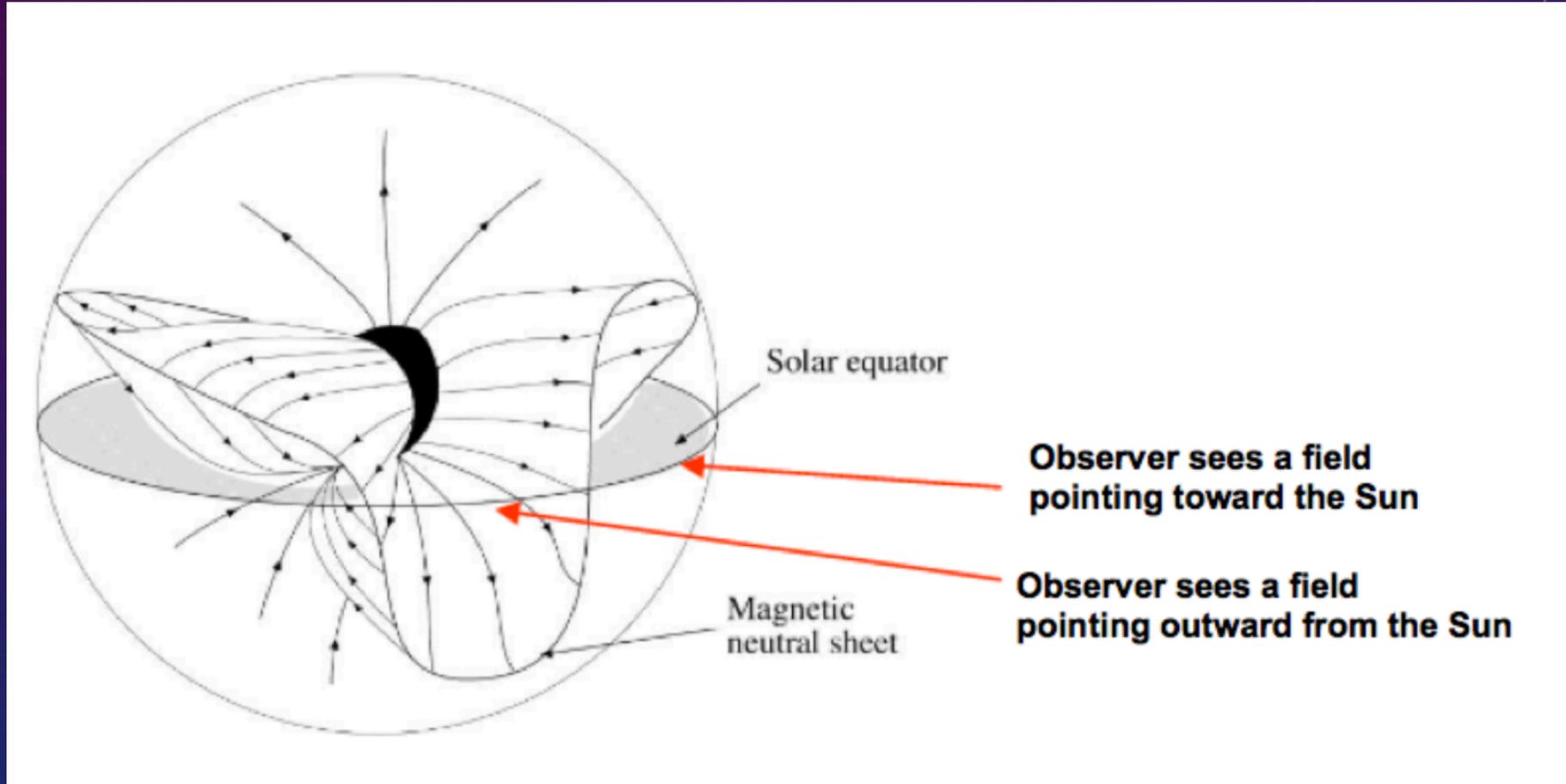


Dans les périodes de soleil calme (minimum d'activité) : champ essentiellement dipolaire + couche neutre (nappe de courant azimuthale)



Nappe de courant inclinée par rapport au plan de l'écliptique :
On voit alternativement un champ dans la direction solaire et un champ dans la direction anti-solaire

LE CHAMP MAGNÉTIQUE INTERPLANÉTAIRE : STRUCTURE EN LONGITUDE



VENT LENT, VENT RAPIDE : ORIGINE ET LIEN AU CYCLE SOLAIRE

