

VP-Medoc - service de calcul de vent solaire état actuel et développements en cours

R. Grappin
LPP, Polytechnique

Résumé

VP-medoc est une banque de résultats de calcul fait (et publiés) via le code VP, qui est un code hydrodynamique 1D de vent solaire depuis la surface jusqu'à une fraction d'unité astronomique. Les paramètres de contrôle sont la topologie magnétique coronale et le profil de chauffage extérieur.

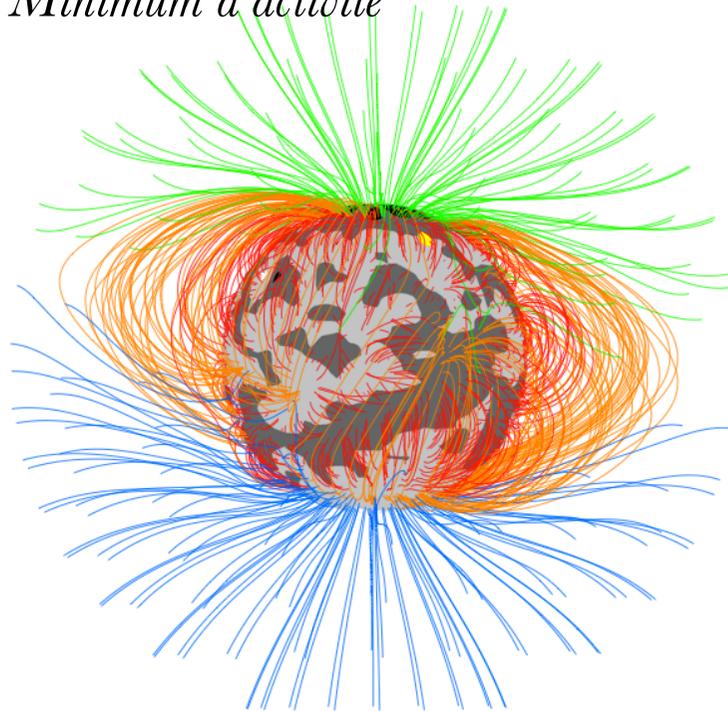
Ce code a permis d'étudier principalement jusqu'à présent la formation et l'évolution des plumes solaires. Le service VP inclut la possibilité de calculs à la demande.

Dans sa version future le code inclura un modèle de chauffage turbulent permettant de reproduire la distribution des vents lents et rapides et leurs propriétés à l'orbite terrestre. On discutera les problèmes physiques qui se posent actuellement pour développer un tel modèle.

Sources du vent

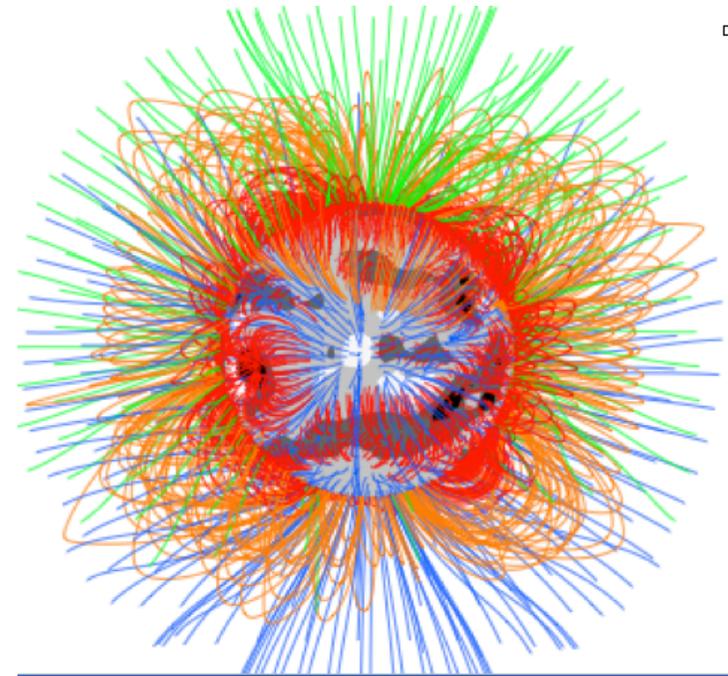
Hypothèse: le vent vient *principalement* des régions de champ ouvert

Minimum d'activité



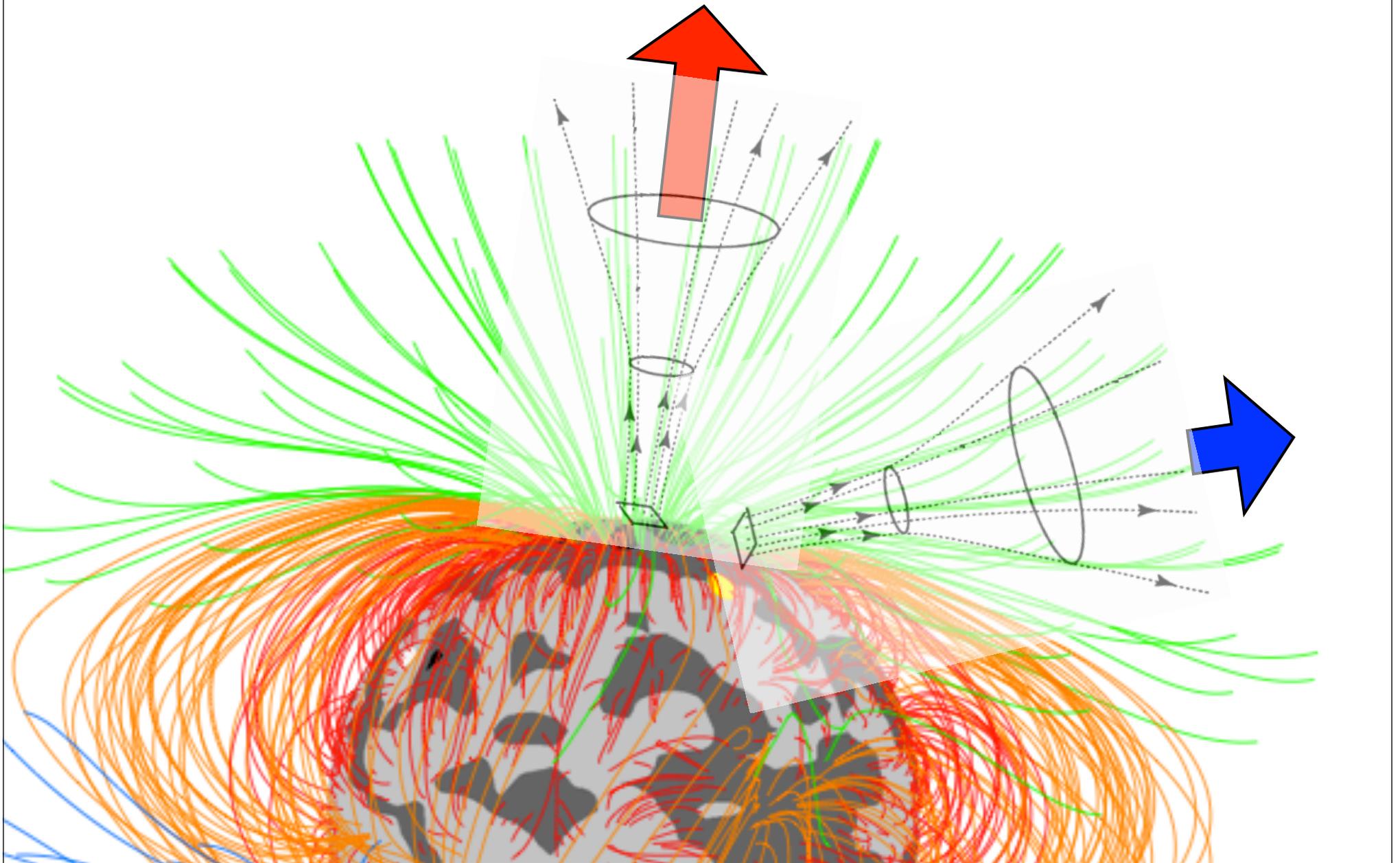
2009 JANUARY 14 (STEREO B VIEW)

Maximum d'activité



Wang Y.-M. 2009

Parker: les tubes de flux magnétique vus comme des tuyaux
⇒ de l'hydrodynamique (1D) dans des tuyaux



Modèle VP actuel: principe

On se donne

(1) **la structure magnétique locale**
= le taux d'expansion du "tube" $A(r)$
 \Leftrightarrow profil magnétique $B(r)$ puisque $BA = \text{cste}$

$$\bullet \operatorname{div} \mathbf{F} \rightarrow (1/A) (AF)' = B(F/B)'$$

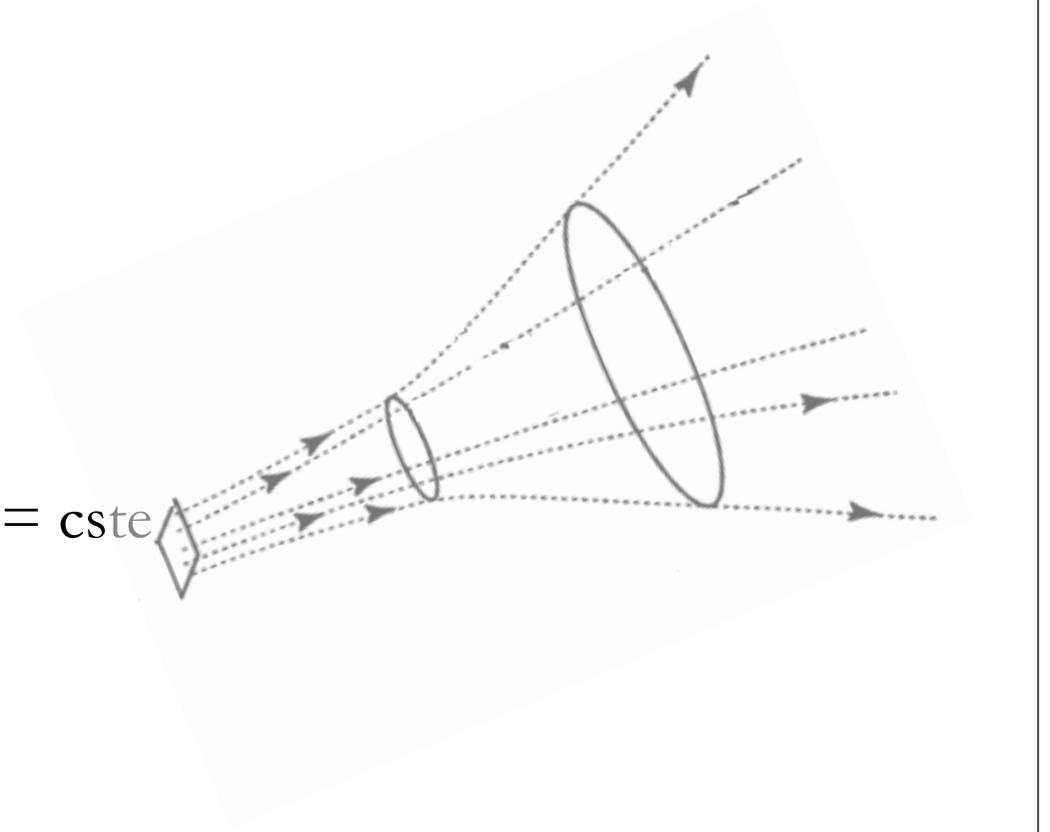
(2) **le chauffage extérieur:**

exemple classique:

- une expression algébrique $F_m^\circ e^{-(r-r_s)/H}$ pour le flux avec 2 paramètres

(a) le flux d'énergie F_m° à la base

(b) l'échelle de hauteur H de dissipation du flux



Structure magnétique: les trois zones

Surexpansion $f(r)$:

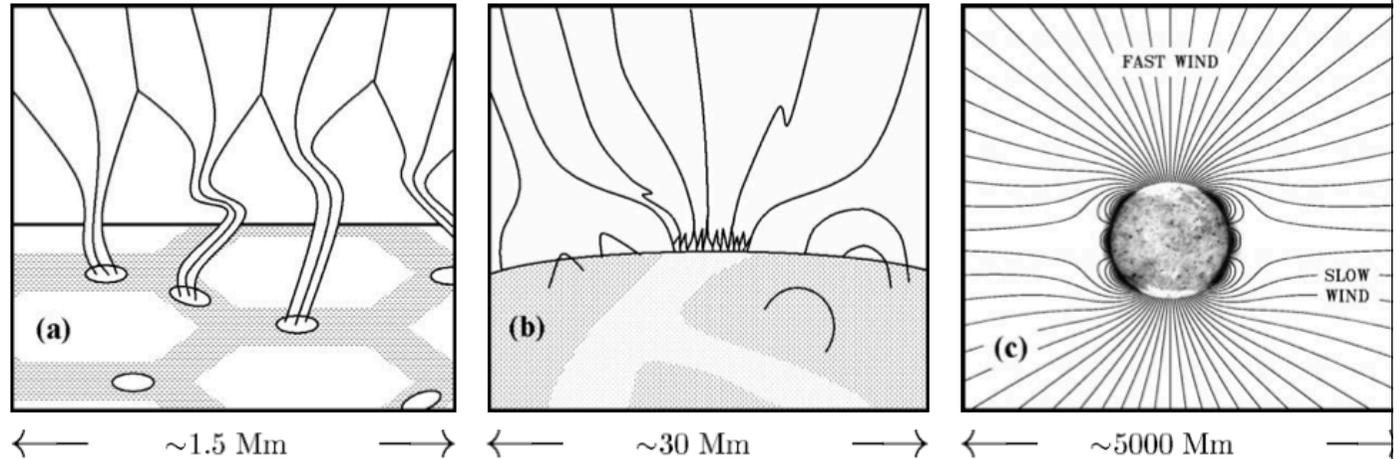
$$f(r) = A(r) / (r/r_s)^2$$

Trois zones:

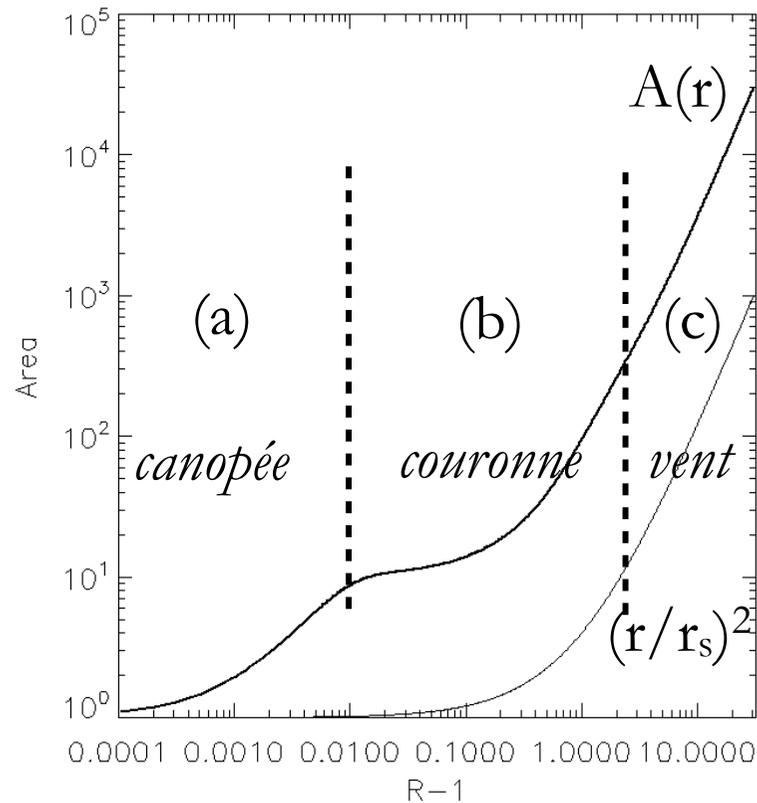
a) *canopée* $f_1 \approx 10$

b) *couronne* $3 \leq f_2 \leq 100$

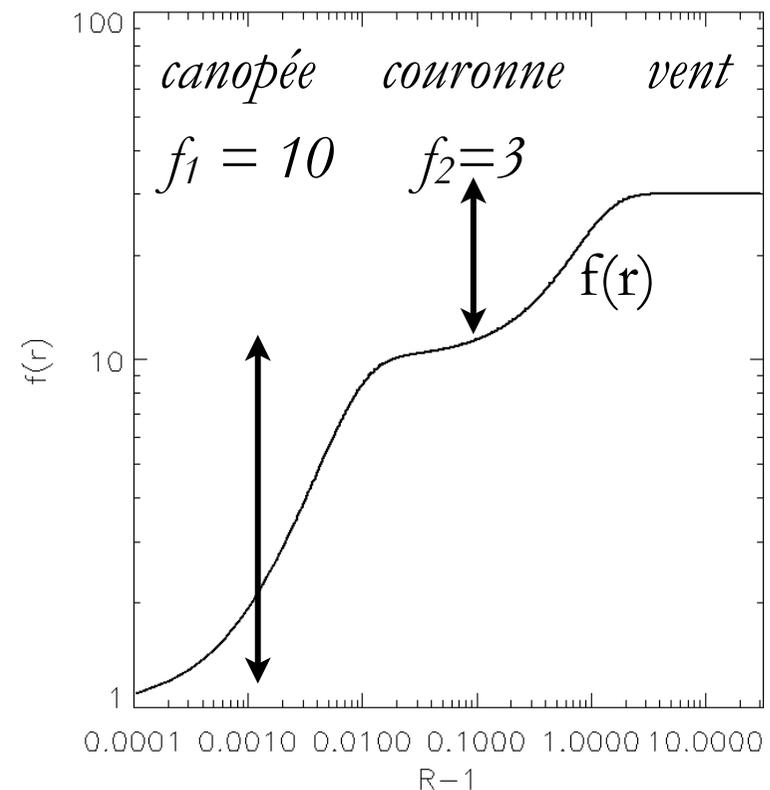
c) *vent* ($r > 2.5r_s$): $f = f_1 f_2$



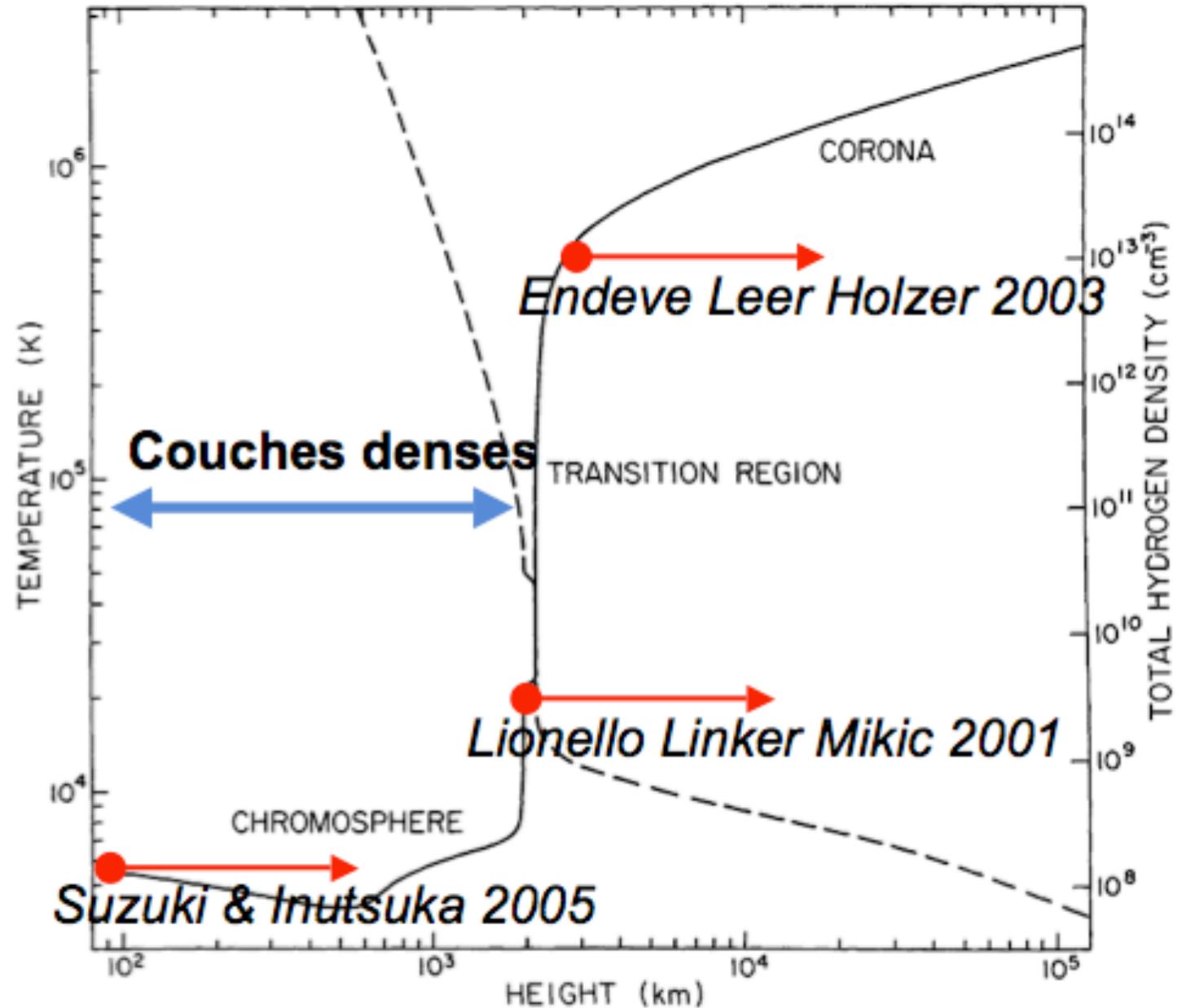
Section $A(r)$ du tube



Surexpansion $f(r)$



La température et la densité



Modèle VP actuel : équations

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + B \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho u}{B} \right) = 0, \quad (1)$$

divergence du flux de masse

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\partial r} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2}, \quad (2)$$

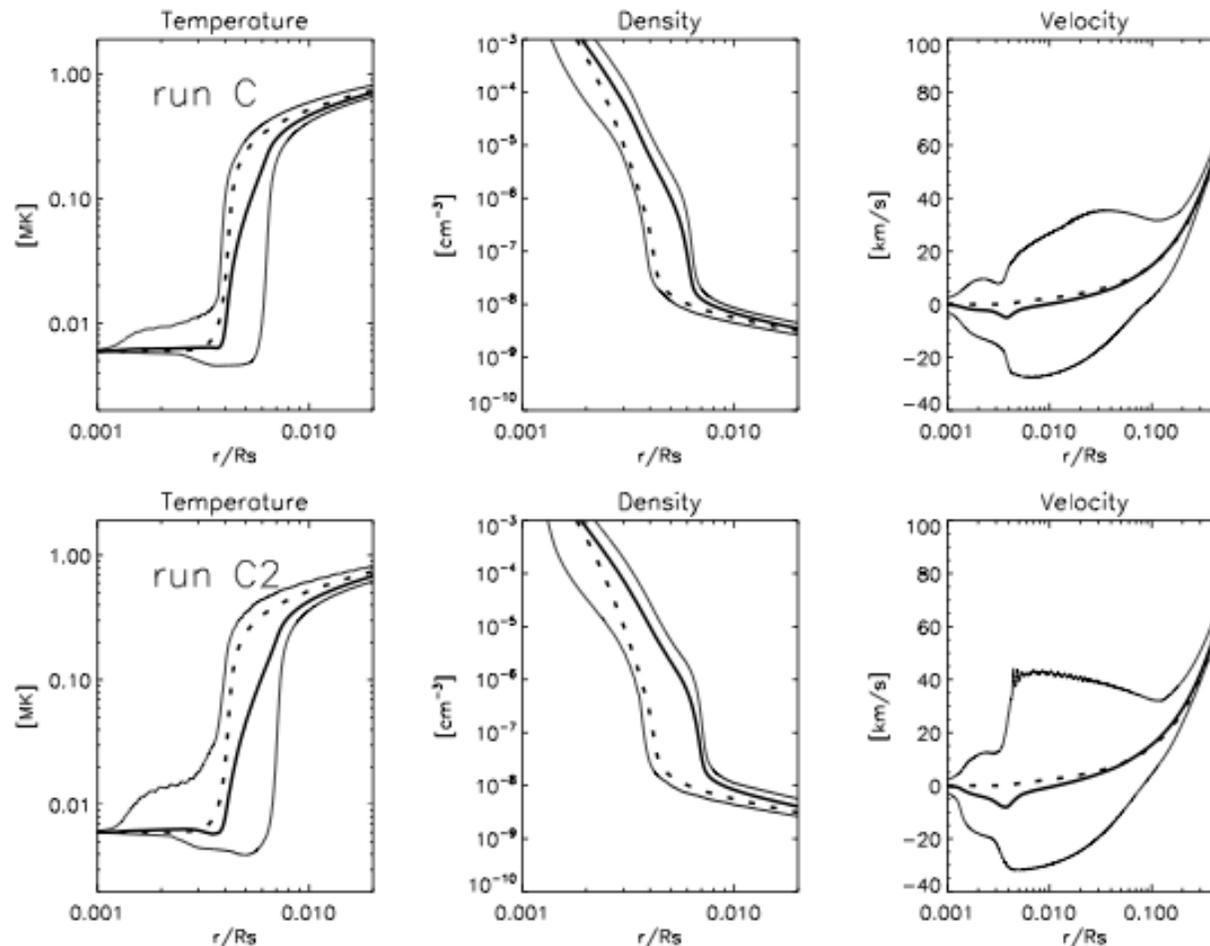
$$3nk \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} \right) + 2nkTB \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u}{B} \right) =$$
$$- B \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{(F_m + F_c)}{B} \right] - n^2 \Lambda(T). \quad (3)$$

perle radiative

divergence du flux conductif + flux chaleur extérieur

Modèle VP actuel : résultats

Grappin, Léorat, Leygnac, Pinto (Solar Wind 12, AIP Conf. Proc. 1216, 24-27, 2010)



Modèle avec ionisation partielle de la chromosphère. Réponse de la transition chromosphérique à des oscillations de pression à la surface. Continu: profils des maxima et minima. Pointillé: profils non perturbés. Gras: profils moyens avec perturbation de pression. Haut: viscosité chromosphérique forte. Bas: viscosité chromosphérique faible.

Modèle VP actuel : résultats

- Wang, Y.-M., Grappin, R., Robbrecht, E. & Sheeley, N. R., Jr. ON THE NATURE OF THE SOLAR WIND FROM CORONAL PSEUDOSTREAMERS. *The Astrophysical Journal* **749**, 182 (2012).
- Grappin, R., Wang, Y.-M. & Pantellini, F. Two-Temperature Models for Polar Plumes: Cooling by Means of Strong Base Heating. *Astrophysical Journal* **727**, 30 (2011).
- Wang, Y.-M., Ko, Y.-K. & Grappin, R. Slow Solar Wind From Open Regions with Strong Low-Coronal Heating. *Astrophysical Journal* **691**, 760–769 (2009).
- Pinto, R., Grappin, R., Wang, Y.-M. & Léorat, J. Time-dependent hydrodynamical simulations of slow solar wind, coronal inflows, and polar plumes. *A&A* **497**, 537–543 (2009).

Etude du vent lent:

- génération et mort des plumes solaires et des plumes géantes (pseudo-streamer)
- relation de Wang-Sheeley entre expansion du tube de flux et vitesse

La base VP

La base propose

(a) de consulter les calculs publiés avec le modèle

(b) de demander de nouveaux calculs aux deux responsables:

R.G., F. Pantellini

This page provides the ability to plot or retrieve calculation results listed below in the drop-down lists.

Runs on demand are also proposed. (see details)

NB 1: JavaScript must be enabled on your browser !

NB 2: Connection will fail if you are behind a firewall not allowing access through port 7778 (e.g. on some Wireless Networks)

Select action Plot data Get data Show parameters

Choose RUN to show parameters

ry1a0: F_MH0=4.e5 H=1. nu=2. fig1 Pintoetal2009

choix de deux calculs

Choose up to four RUNS for plots ^{2,3}

Run 1: ry1a0: F_MH0=4.e5 H=1. nu=2. fig1 Pintoetal2009
Run 2: ry1d0: F_MH0=8.e5 H=.5 nu=3. fig1 Pintoetal2009
Run 3:
Run 4:

Choose fields for plots ¹

Plot 1: U: Flow speed [km/s] Y-axis Scale: Log(10) min value max value
Plot 2: n: Density [1e8 cm-3] Y-axis Scale: Log(10) min value max value
Plot 3: T_i: Temperature [MK] Y-axis Scale: Log(10) min value max value
Plot 4: U Cs Va: [100 km/s] Y-axis Scale: Log(10) min value max value
 X-axis Scale: Log_10 R min value max value

choix de quatre profils

1 – List of fields [default cgs Units]

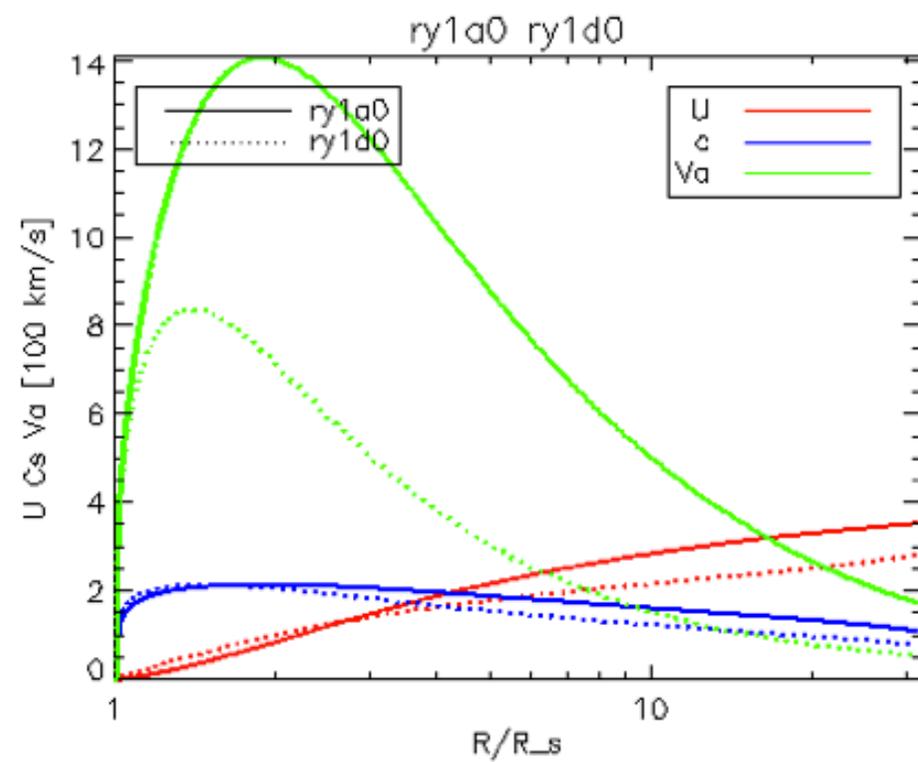
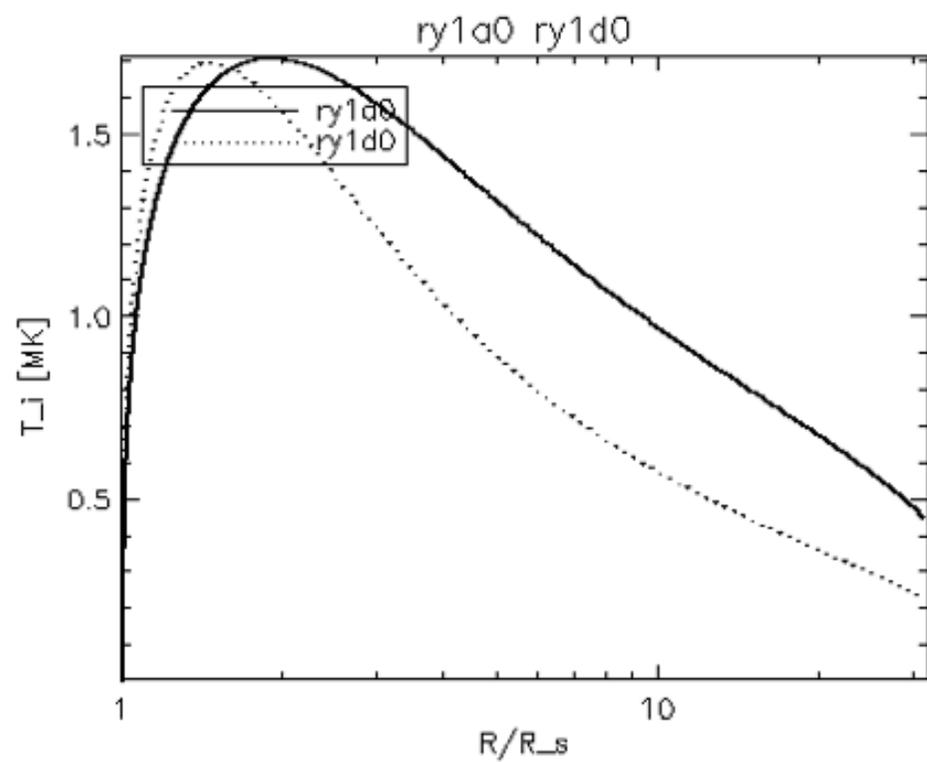
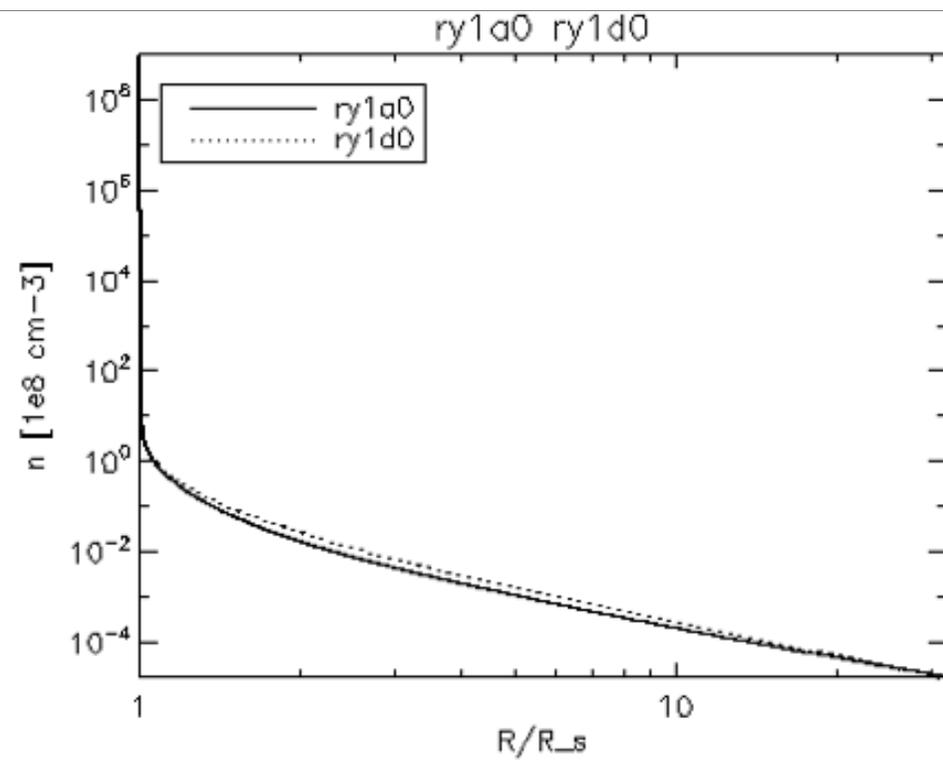
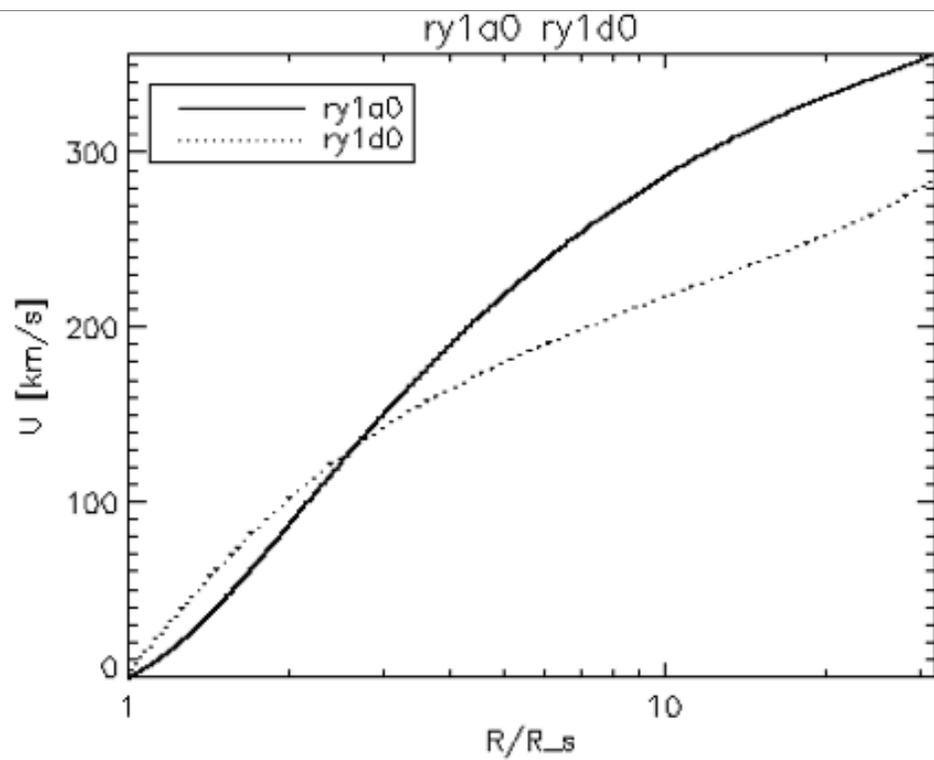
Br	radial magnetic field [G]
A	fluxtube area $A(r)=B(r0)/B(r)$
fexp	Overexpansion rate $f=A(r)/(r/r0)^2$
n	Density [1e8 cm-3]
nUA	number flux density x Area [s-1]
n nU	n [cm-3] nU [1e8 cm-2 s-1]
U	Flow speed [km/s]
Va	Alfven speed [km/s]
Cs	sound speed [km/s]
du	Alfven wave amplitude [km/s]
U T_i	U [100 km/s] T_i [1MK]
U Cs Va	[100 km/s]
T_i	Temperature [MK]

2 – Run parameters

	Magnetic field
B0	photospheric magnetic field [G]
db	rms photospheric Alfvén wave amplitude [G]
v	tubeflux area as Rv
f1 f2	tubeflux area as Kopp-Holzer, super-radial expansion factor f1*f2
	Mechanical energy flux at photosphere
F_MH0 H	Mechanical main (exponential) energy flux [cgs], scale heigth H [R_s]
F_Mh0 h	Mec. secondary (exponential) energy flux [cgs], scale heigth h [R_s]
F_Mμ0 μ	Mec. (non exponential) energy flux [cgs], scaling as B^μ

3 – List of available RUNS

ry1a0	F_MH0=4.e5 H=1. nu=2.	fig1 Pintoetal2009
ry1b0	F_MH0=8.e5 H=1. nu=2.	fig1 Pintoetal2009



Ce qui manque...

- Une description **des vents rapides**

Les vents à haute latitude sont rapides

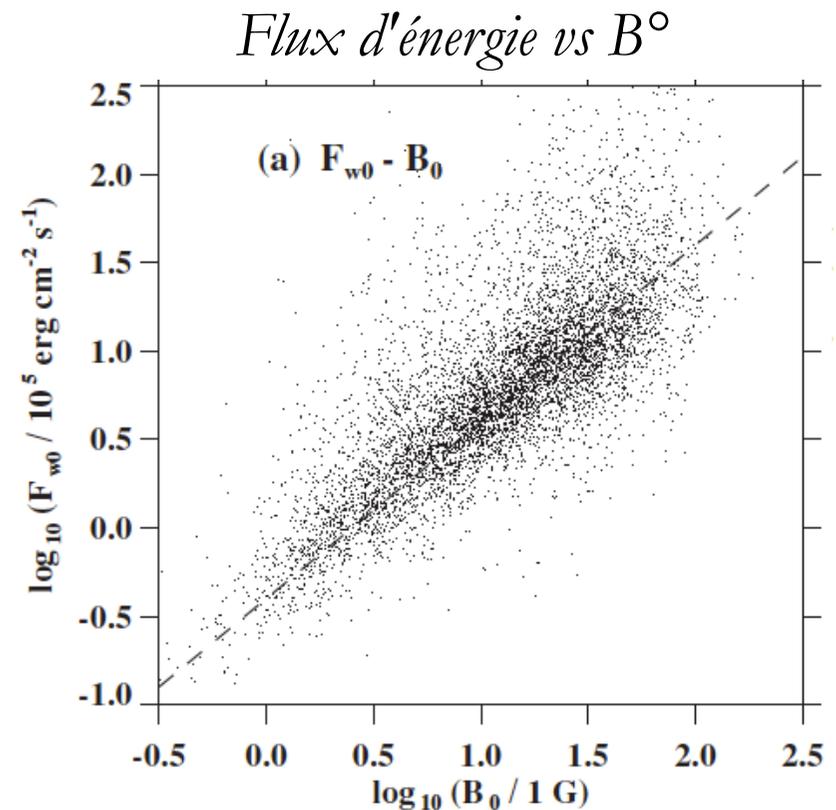
⇒ en principe il suffit d'ajouter une source d'ondes d'Alfvén à la surface et d'inclure la **pression des ondes d'Alfvén** (*Alazraki et Couturier, 1971*)

- Une description **physique du chauffage**

(qui relie l'**échelle de hauteur** du chauffage aux paramètres physiques de l'atmosphère)

Les données sont *compatibles* avec une source d'énergie transportée par les ondes (flux de surface $\propto B^\circ$)

Wang 2010



Modèle VP en cours : principes

Il faut donc

- une **équation de transport** pour les ondes d'Alfvén (WKB ou pas) \Rightarrow accélération supplémentaire
- un modèle de **chauffage turbulent** par les ondes, qui s'ajoute (ou pas) au chauffage extérieur

NB L'expression du chauffage turbulent pourra en principe être testé via un modèle numérique pseudo-lagrangien ("comobile") de turbulence MHD 3D (thèse de Yue Dong, LPP)

Modèle VP en cours : équations

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + B \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho u}{B} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\partial r} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2} - \partial \mathbf{P}_w / \partial r \quad \leftarrow \text{pression d'ondes d'Alfvén} \quad (2)$$

$$3nk \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} \right) + 2nkTB \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u}{B} \right) =$$

$$- B \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{(F_m + F_c)}{B} \right] - n^2 \Lambda(T) + \mathbf{Q} \quad \leftarrow \text{chauffage turbulent} \quad (3)$$

Eq. de transport WKB ($E_w \approx 2P_w$) pour l'énergie des ondes:

$$\partial_t \mathbf{E}_w / \omega + \text{div}(\mathbf{E}_w(\mathbf{u} + \mathbf{V}_a) / \omega) = - \mathbf{S} / \omega \quad (4)$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{Q} = ? \quad (5)$$

Propriétés des sources:

1. *Mesure Helios minimum solaire:*

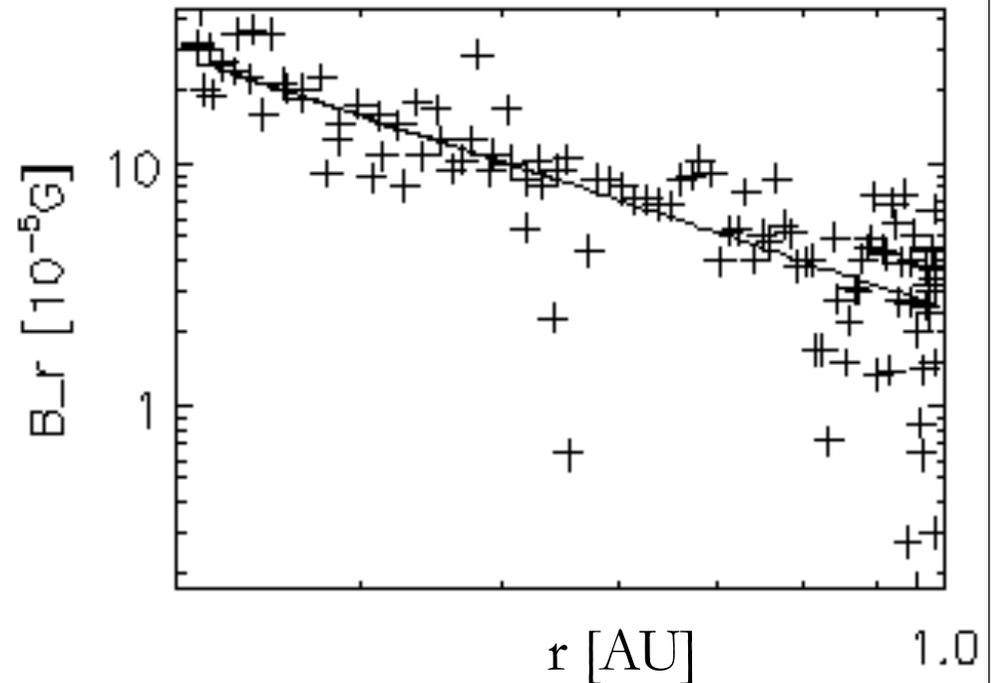
Champ **quasi-invariant**

$$B_r [10^{-5} \text{ G}] \approx 2.55/r^2 [\text{AU}]$$

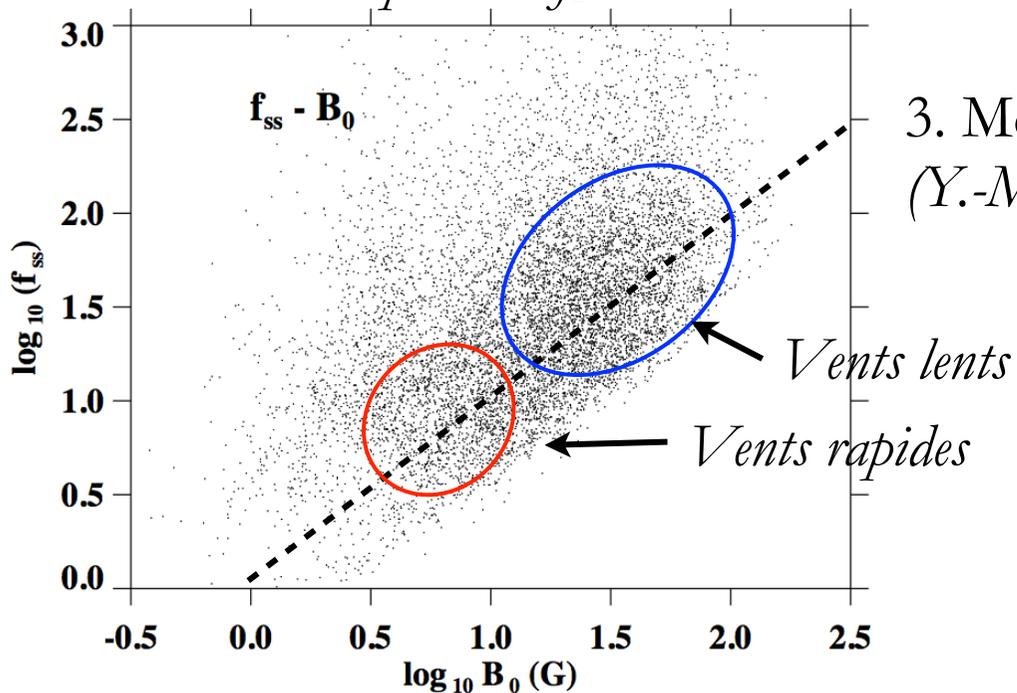
2. $BA = \text{cste} \Rightarrow \mathbf{B}^\circ [\text{G}] \approx \mathbf{f}_\infty = f_1 f_2$

- Soit B° est fort et décroît très vite
- Soit B° est faible et décroît lentement

B_r vs distance r (Helios)



surexpansion f₂ vs B[°]



3. *Mesure directe f₂ vs B_{base coronale}*
(*Y.-M. Wang, 2013*)

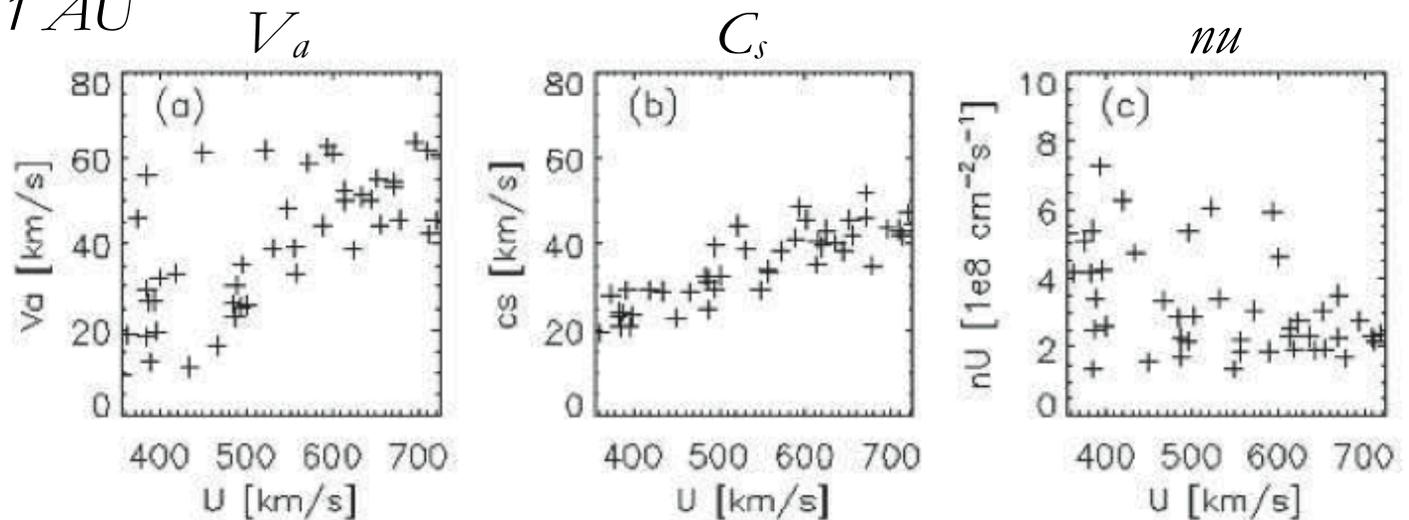
- Les tubes de faible expansion → vents rapides
- Les tubes de forte expansion → vents faibles (*loi de Wang-Sheeley*)

Propriétés du vent lointain

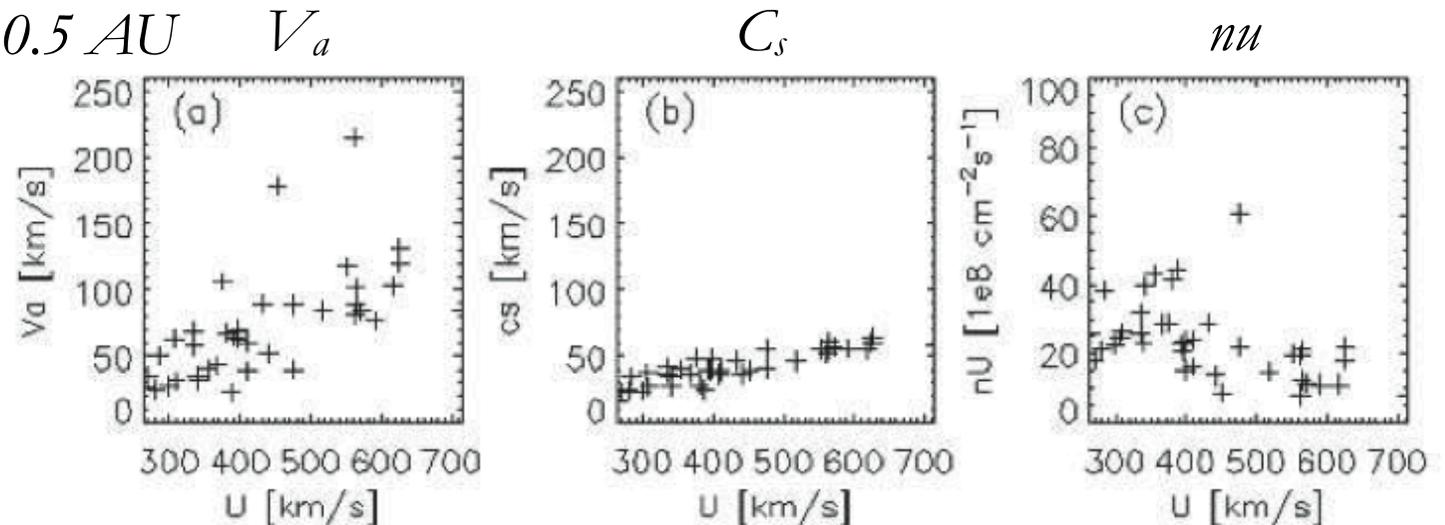
- vents rapides: $n_u \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
- vents lents: $n_u \approx 2 \rightarrow 8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

NB *Le code VP prédit U, V_a, C_s, n à grande distance*

$0.8 \leq r \leq 1 \text{ AU}$



$0.3 \leq r \leq 0.5 \text{ AU}$



Coefficient de réflexion

$\sigma = u_-/u_+ =$ coefficient de réflexion des ondes d'Alfvén

$u_- =$ amplitude des ondes réfléchies $= \delta u + \text{signe}(B_r) \delta b / \sqrt{(\mu \rho)}$

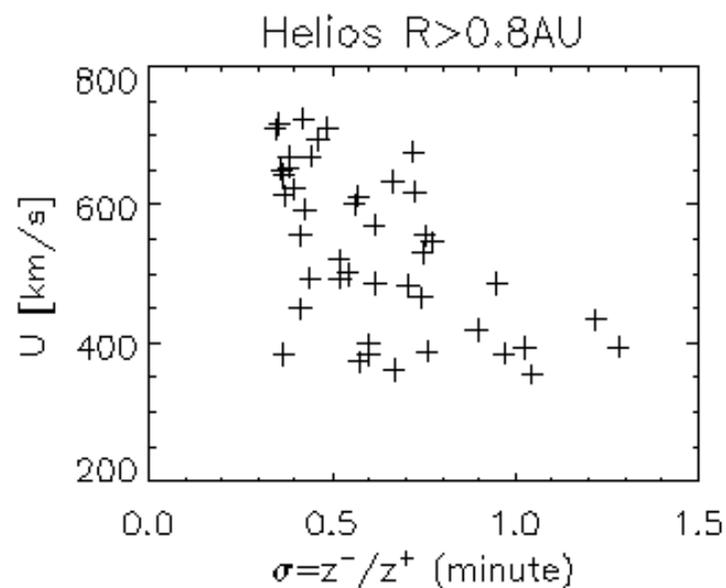
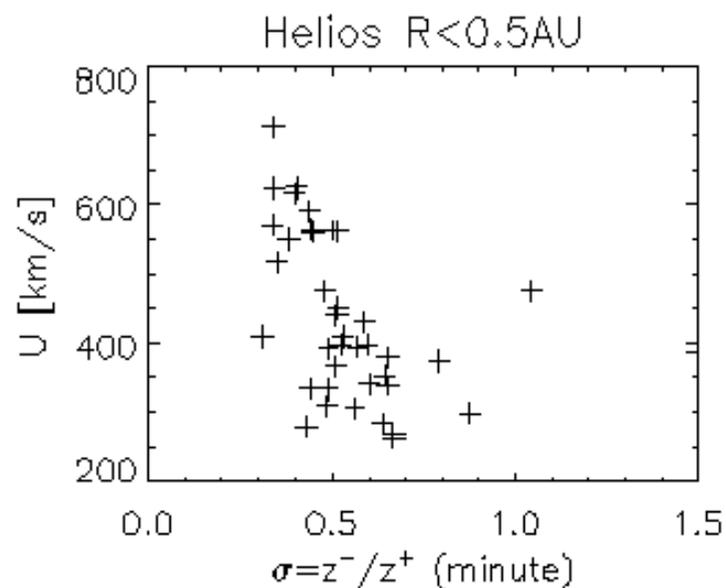
$u_+ =$ amplitude des ondes incidentes $= \delta u - \text{signe}(B_r) \delta b / \sqrt{(\mu \rho)}$

- Vents rapides: $\sigma \approx 0.3 \rightarrow 0.4$
- Vents lents: $\sigma \approx 0.3 \rightarrow 1$

Le coefficient de réflexion augmente avec la distance

Or le code VP ne **prédit pas** σ car il *ne décrit pas en détail les fluctuations de l'onde*
 \Rightarrow on va donc considérer σ comme une **propriétés de la source**

Helios: 4 mois au minimum solaire



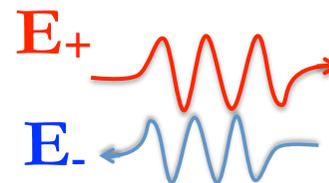
$$\sigma = (E_- / E_+)^{1/2}$$

$f = \text{surexpansion} = f_1 f_2$

$f_1 = \text{canopée} \approx 10$

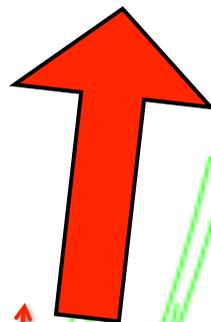
$f_2 = 2^{\text{ème}} \text{ sur-expansion}$

Propriétés des sources



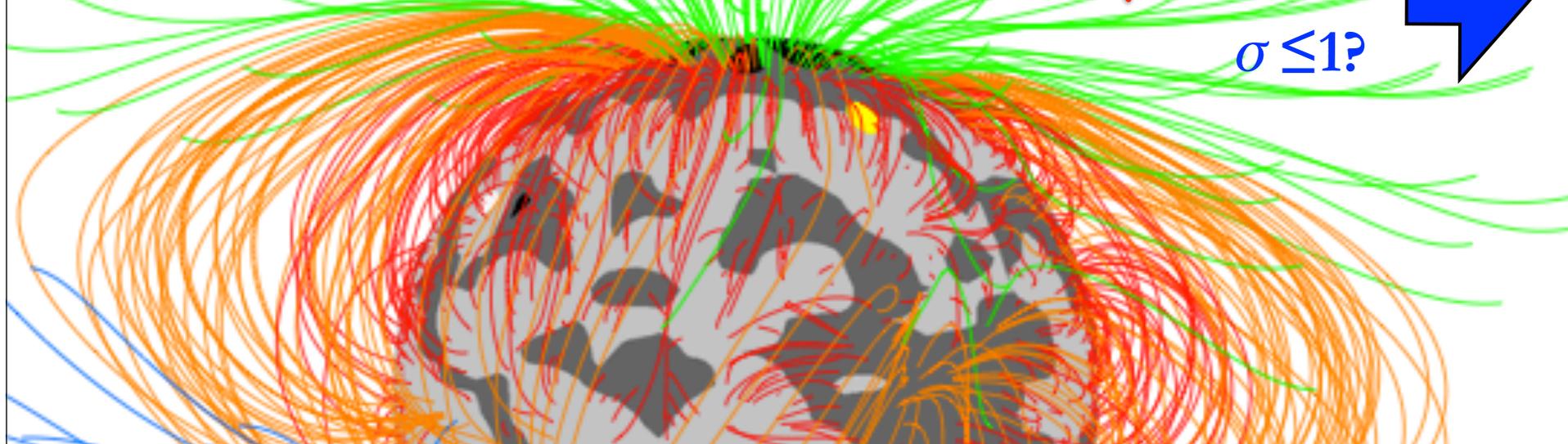
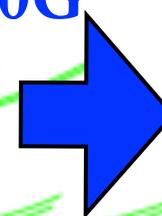
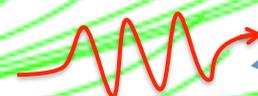
*Champ B faible
décroît lentement*

$f_2 \approx 4$
 $B^\circ = 40\text{G}$
 $\sigma \ll 1?$



*Champ B fort
décroît rapidement*

$f_2 \approx 20$
 $B^\circ = 200\text{G}$
 $\sigma \leq 1?$



Dissipation turbulente: HD \rightarrow MHD

Taux de dissipation des tourbillons en hydrodynamique: $u^2/\tau = u^3/L$

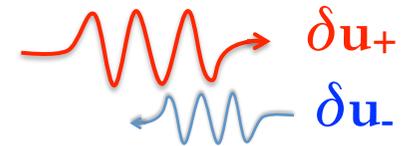
1. *hydrodynamique*:

$$d\delta u^2/dt = -\delta u^3/L \quad (1)$$

2. *MHD*

$$d\delta u_+^2/dt = -\delta u_+^2 \delta u_-/L \quad (2)$$

δu_{\pm} = ondes d'Alfvén montantes et descendantes.



Donc le taux de chauffage est

$$Q = \rho \delta u_+^2 \delta u_-/L = \sigma \rho \delta u_+^3/L$$

- combien vaut L ?
- combien vaut $\sigma = u_-/u_+$?

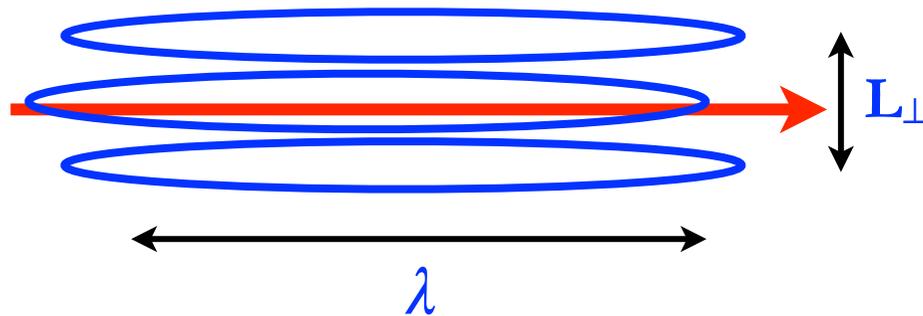
Combien vaut L ? (v 1)

Onde de fréquence principale $1/\tau^\circ$ donnée

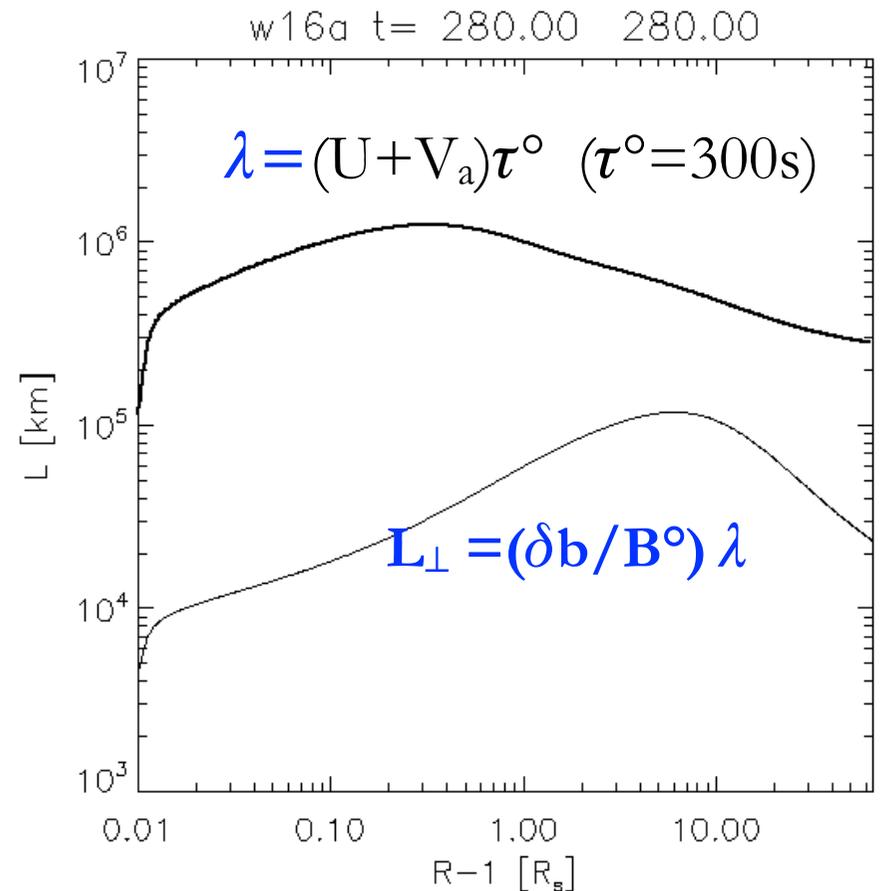
\Rightarrow longueur d'onde $\lambda = \lambda(r) = (U+V_a)\tau^\circ$

$\Rightarrow L = \text{longueur } \perp \approx (\delta b/b) \lambda$ ("balance critique")

*Isocontours d'énergie des fluctuations
si $dB \ll B^\circ$*



*Profils des deux longueurs: // et \perp
(exemple de calcul)*



Profils de l'onde suivant σ

Vent:

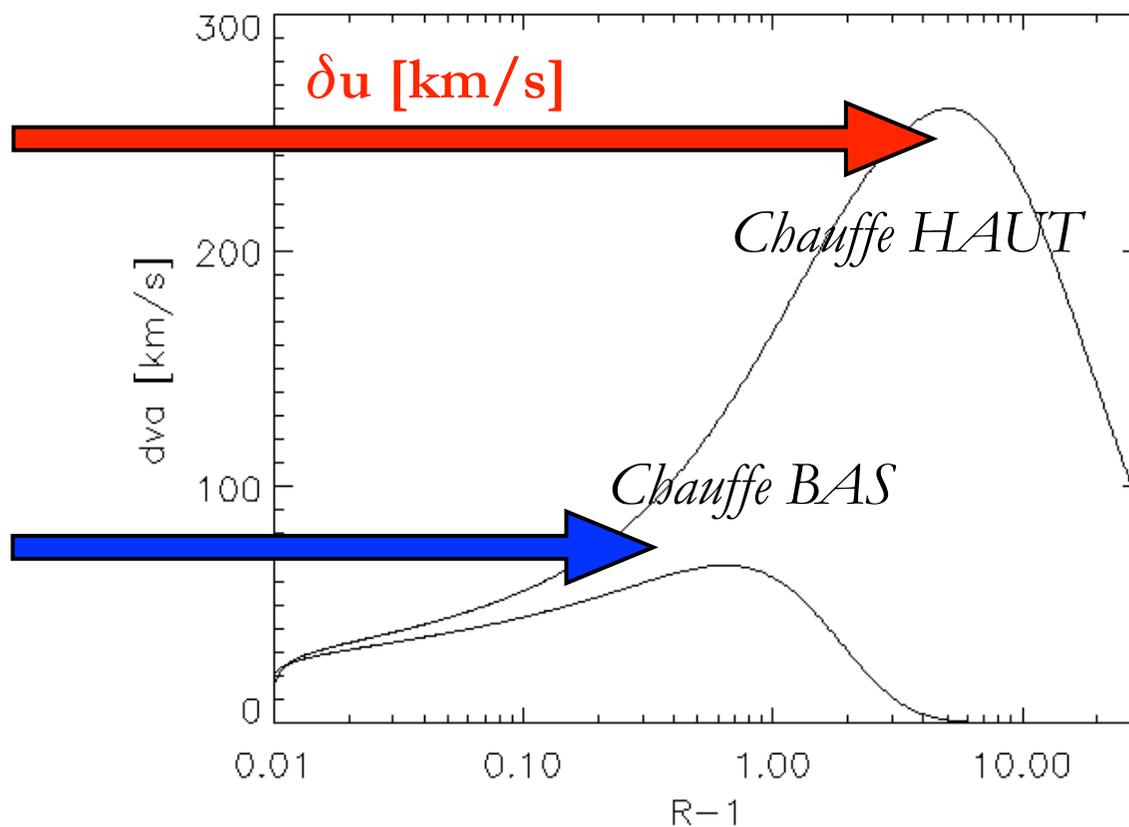
• "Alfvénique"

$\delta u_{-} \leq 0.1 \delta u_{+} \Rightarrow$ faible dissipation

• "non Alfvénique"

$\delta u_{-} \approx 0.5 \delta u_{+} \Rightarrow$ forte dissipation

Amplitude des ondes à 5 minutes
s29 et s28



Chauffage turbulent version1: conclusion

- σ contrôle bien le flux de masse ET la vitesse du vent

a) les faibles σ (qu'on DOIT trouver dans les zones à expansion faible) permettent à l'onde de "déferler" haut et donc de chauffer l'atmosphère peu dense \Rightarrow accélération forte \Rightarrow vent rapide

b) les forts σ font l'inverse

- MAIS cela ne marche plus si on combine σ et (f, B°) :

1. Le *flux de masse à la terre* est trop faible (la densité est trop faible) si on tient compte des *valeurs élevées de f* des sources "lentes"

En effet, $n \propto 1/f \dots$ pour contrer cette diminution il faudrait chauffer **très bas**

2. *Physiquement*, la version 1 du chauffage par ondes est sans doute trop simple

Version 2?

La turbulence entre 0.3 et 1 AU forme un *spectre double*:

- a) les **grandes échelles** $E(f) \propto 1/f$ soumise à l'expansion (*ne dissipe pas ! \approx WKB*)
- b) les **petites échelles** qui (semble) se dissiper/cascader - spectre $f^{-5/3}$

D'où la proposition (valable pour les grandes distances):

- 1) les grandes échelles (celles qui donnent la pression d'onde) ne se dissipent PAS (ou quasiment pas)
 - 2) Le taux de chauffage Q est calculé sur l'échelle L^* de la cassure
 - 3) $L^* \propto r^{1.5}$ (*Bavassano et al. 1982*)
- $\Rightarrow L^*_{1AU} \approx r_s \Rightarrow L^*_{couronne} \ll L_{\perp}$ d'où un chauffage trop élevé !

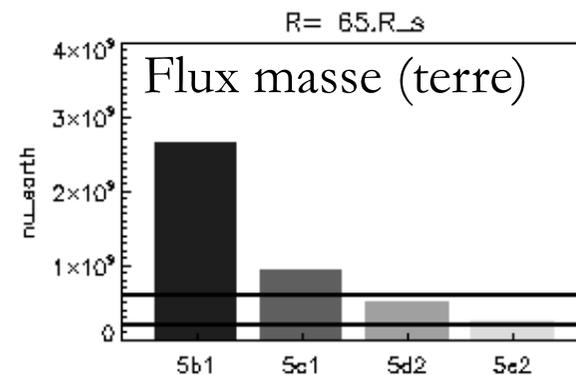
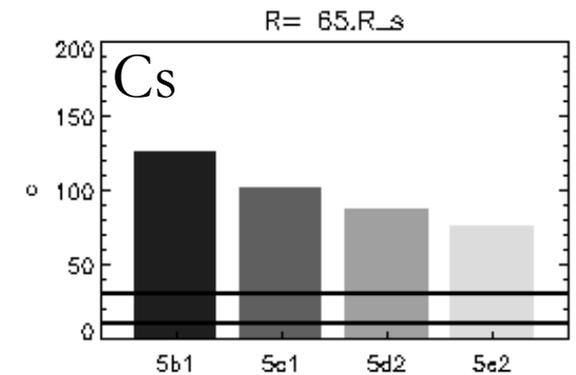
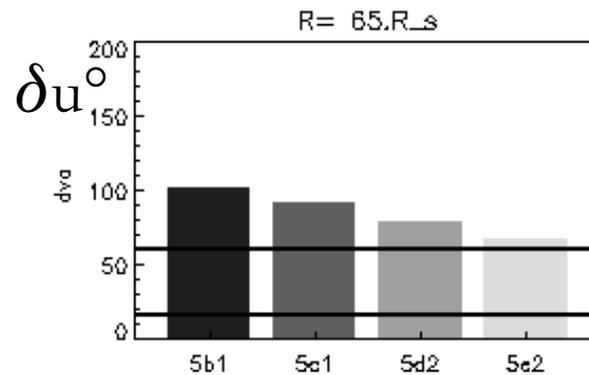
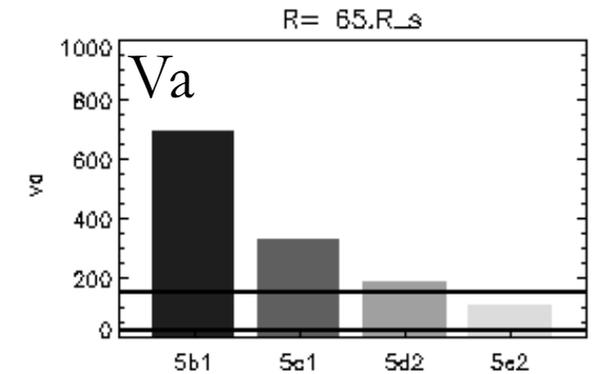
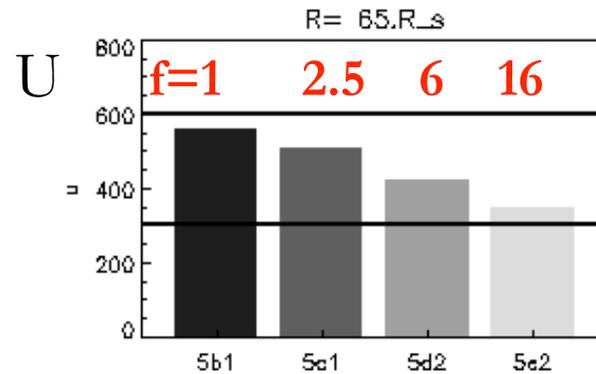
Nous réfléchissons actuellement à l'aide de deux modèles complémentaires

- a) le multishell qui permet de prédire un spectre en $1/f$ (mais sans cassure) dans la couronne (*Verdini, A., Grappin, R., Pinto, R., Velli, M. ApJ 750, L33, 2012*).
- b) le modèle comobile (*thèse en cours de Yue Dong*) qui permet d'étudier l'évolution turbulente advectée par le vent

varier l'expansion f: 1, 2.5, 6, 16

Valeurs à $r = 65R_s$

n = 2 3 4 5 n = 2 3 4 5



Expansion $A \propto r^n$
 $n=2, 3, 4$ et 5 , soit:
 $f=1, 2.5, 6, 16$
 Onde: $\delta B=10G$,
 Champ: $B^o=30G$

Conclusion

Le code VP et la base VP actuelle permettent l'étude des vents lents, génération des plumes solaires etc... ainsi que la confrontation avec d'autres codes reposant sur des hypothèses différentes.

Il est possible de prédire la distribution des vents solaires et de leurs propriétés via le coefficient de réflexion des ondes, mais ceci se fait en figeant les profils magnétiques et sans tenir compte de l'aspect "double" du spectre turbulent dans le vent solaire.

Pour progresser, il faut comparer des modèles et des approches différentes.