

# Modélisation ionosphérique

# Equations de transport

## *Equation de Vlasov*

Pour chaque espèce (électrons, ions), on définit une fonction de distribution  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  dont on veut étudier la variation temporelle.

$$\frac{df}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{f(\vec{r} + \Delta \vec{r}, \vec{v} + \Delta \vec{v}, t + \Delta t) - f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\Delta t}$$

Puisque  $\Delta t$  petit, on développe en série de Taylor:

$$\frac{df}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left[ f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \frac{\partial f}{\partial t} \Delta t + \frac{\partial f}{\partial r} \Delta \vec{r} + \frac{\partial f}{\partial v} \Delta \vec{v} + \dots - f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right]$$

Lorsque  $\Delta t \rightarrow 0$ , il reste:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial r} \vec{v} + \frac{\partial f}{\partial v} \vec{a}$$

Dans un milieu peu ou pas collisionnel, on a  $\frac{df}{dt} = 0$

$$\boxed{\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial r} \vec{v} + \frac{\partial f}{\partial v} \vec{a} = 0} \quad \text{Equation de Vlasov}$$

# Equations de transport

## *Equation de Boltzmann*

Quand il y a des collisions (ou si elle ne peuvent plus être négligées comme dans l'ionosphère), des particules apparaissent et disparaissent d'une région donnée de l'espace des vitesses. Il apparaît donc une variation de la fonction de distribution:

$$\boxed{\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial r} \vec{v} + \frac{\partial f}{\partial v} \vec{a} = \frac{\delta f}{\delta t}}$$

Equation de Boltzmann

En considérant que les forces qui s'appliquent sur les particules chargées de l'ionosphère sont les forces de gravité et de Lorentz, l'accélération peut s'écrire:

$$\vec{a} = \vec{g} + \frac{q}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Pour des collisions élastiques, l'opérateur de collisions est:

$$\frac{\delta f_s}{\delta t} = \iint d^3v_t d\Omega |\vec{v}_s - \vec{v}_t| \sigma_{st} (f'_s f'_t - f_s f_t)$$

# Approches cinétique et fluide

Dans l'idéal, on **résoudrait l'équation de Boltzmann** pour chaque espèce (**approche cinétique**) et on obtiendrait la fonction de distribution pour chacune des espèces considérées. Ceci peut être fait pour des cas simples.

En général, on est très restreint par la lourdeur des calculs et on se contente alors d'obtenir des **informations sur un nombre limité de moments des fonctions de distribution (approche fluide)**.

# Moments de la fonction de distribution

La concentration :  $n_s(\vec{r}, t) = \int f_s(\vec{r}, \vec{v}_s, t) d^3v_s$

La vitesse moyenne :  $\vec{u}_s(\vec{r}, t) = \frac{\int \vec{v}_s f_s(\vec{r}, \vec{v}_s, t) d^3v_s}{\int f_s(\vec{r}, \vec{v}_s, t) d^3v_s}$

La temperature:  $\frac{3}{2} kT_s = \frac{1}{2} m_s \langle c_s^2 \rangle = \frac{m_s}{2n_s} \int (\vec{v}_s - \vec{u}_s) f_s d^3v_s \quad (\vec{c}_s = \vec{v}_s - \vec{u}_s)$

Le tenseur flux de chaleur :  $\vec{q}_s = \frac{1}{2} n_s m_s \langle c_s^2 \vec{c}_s \rangle = \frac{m_s}{2} \int (\vec{v}_s - \vec{u}_s)^2 (\vec{v}_s - \vec{u}_s) f_s d^3v_s$

Le tenseur pression :  $\vec{P}_s = n_s m_s \langle \vec{c}_s \vec{c}_s \rangle = m_s \int (\vec{v}_s - \vec{u}_s) (\vec{v}_s - \vec{u}_s) f_s d^3v_s$

# Equations de transport fluide

Le “jeu” est maintenant de déduire de l'équation de Boltzmann des équations qui régissent l'évolution des moments de la fonction de distribution...

On intègre l'équation de Boltzmann sur l'ensemble des vitesses pour obtenir l'équation qui régit la densité d'une espèce:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla(n_s \vec{u}_s) = \frac{\delta n_s}{\delta t}$$

On intègre l'équation de Boltzmann multipliée par  $m\vec{c}_s$  et on obtient l'équation qui décrit l'évolution de l'impulsion:

$$n_s m_s \left( \frac{\partial \vec{u}_s}{\partial t} + \vec{u}_s \nabla(\vec{u}_s) \right) + \nabla \vec{P}_s - n_s m_s \vec{g} - n_s q_s (\vec{E} + \vec{u}_s \times \vec{B}) = \frac{\delta \vec{M}_s}{\delta t}$$

# Fermeture du système d'équation

## *Approximation à 13 moments*

Un moment d'ordre  $i$  de la fonction de distribution dépend du moment d'ordre  $i+1$ ... Il faut donc s'arrêter à un moment : problème de fermeture du système d'équations.

On prend une distribution maxwellienne comme distribution de départ, à l'ordre 0, on développe cette fonction en série et on décide à un ordre donné que tous les moments d'ordre supérieur sont nuls.

Dans les ionosphères planétaires, il est utile d'avoir le tenseur de pression et le flux de chaleur ce qui nous laisse la densité (1), la vitesse (3), la température(1), le flux de chaleur (3) et le tenseur de pression (5)

→ 13 moments.

# Transport cinétique

La production d'ion  $P_m$ : 
$$P_m(z) = 2\pi n_m(z) \int_{-1}^1 d\mu \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \sigma_m^{ion}(E) I(z, E, \mu)$$

Production d'électrons secondaires  $P_s$ : 
$$P_s(z) = \sum_m P_m$$

Taux de chauffage du gas d'électrons thermiques:

$$Q_e(z) = \int_0^{E_t} \left( E - \frac{3}{2} kT_e \right) P_e dE + \int_{E_t}^{+\infty} -\frac{dE}{dx} \hat{I}(z, E) dE + \left( E_t - \frac{3}{2} kT_e \right) \left( -\frac{dE}{dx} \hat{I}(z, E_t) \right)$$

Où:

$z$ : altitude

$E$ : energie (eV) des électrons diffusés et incidents.

$n_m$ : densité de l'espèce neutre  $m$ .

$\sigma_m^{ion}(E)$ : section efficace d'ionisation.

$\mu$ : cosinus de l'angle d'attaque des électrons diffusés.

$T_e$ : température électronique

$I(z, E, \mu)$ : flux stationnaire électronique (en  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1} \text{sr}^{-1}$ )

$\hat{I}(z, E)$  flux électronique intégré sur toutes les directions (in  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1}$ ) : 
$$\hat{I}(z, E) = \int_{-1}^1 I(z, E, \mu) d\mu$$

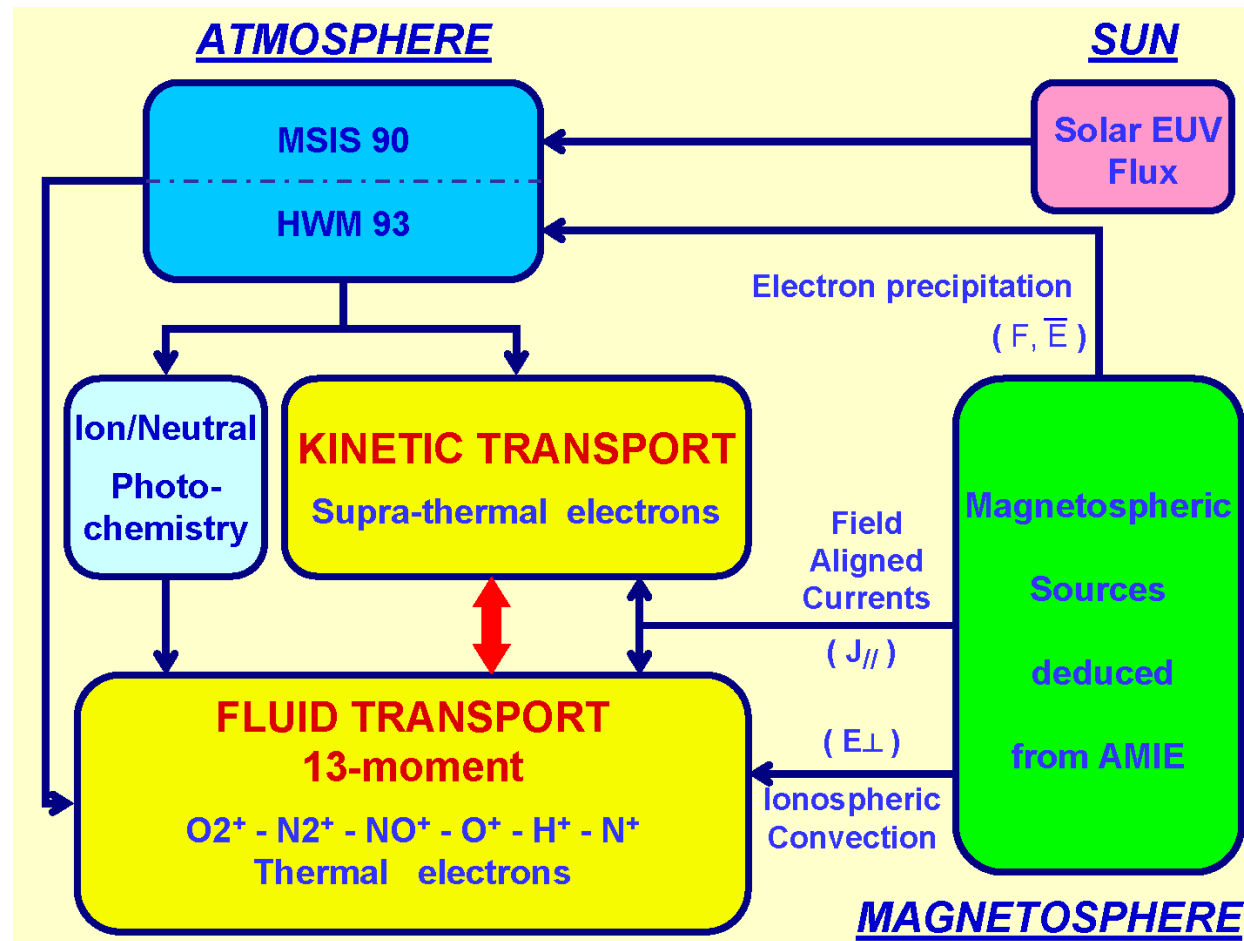
$P_e$  taux de production d'électrons (primaire and secondaire), et  $E_t$  est l'énergie à laquelle

Le flux stationnaire d'électron est égale au flux thermique.



# Modèle TRANSCAR

Combine les deux approches cinétique et fluide (TRANSPort au CARré)



# Modèle TRANSCAR

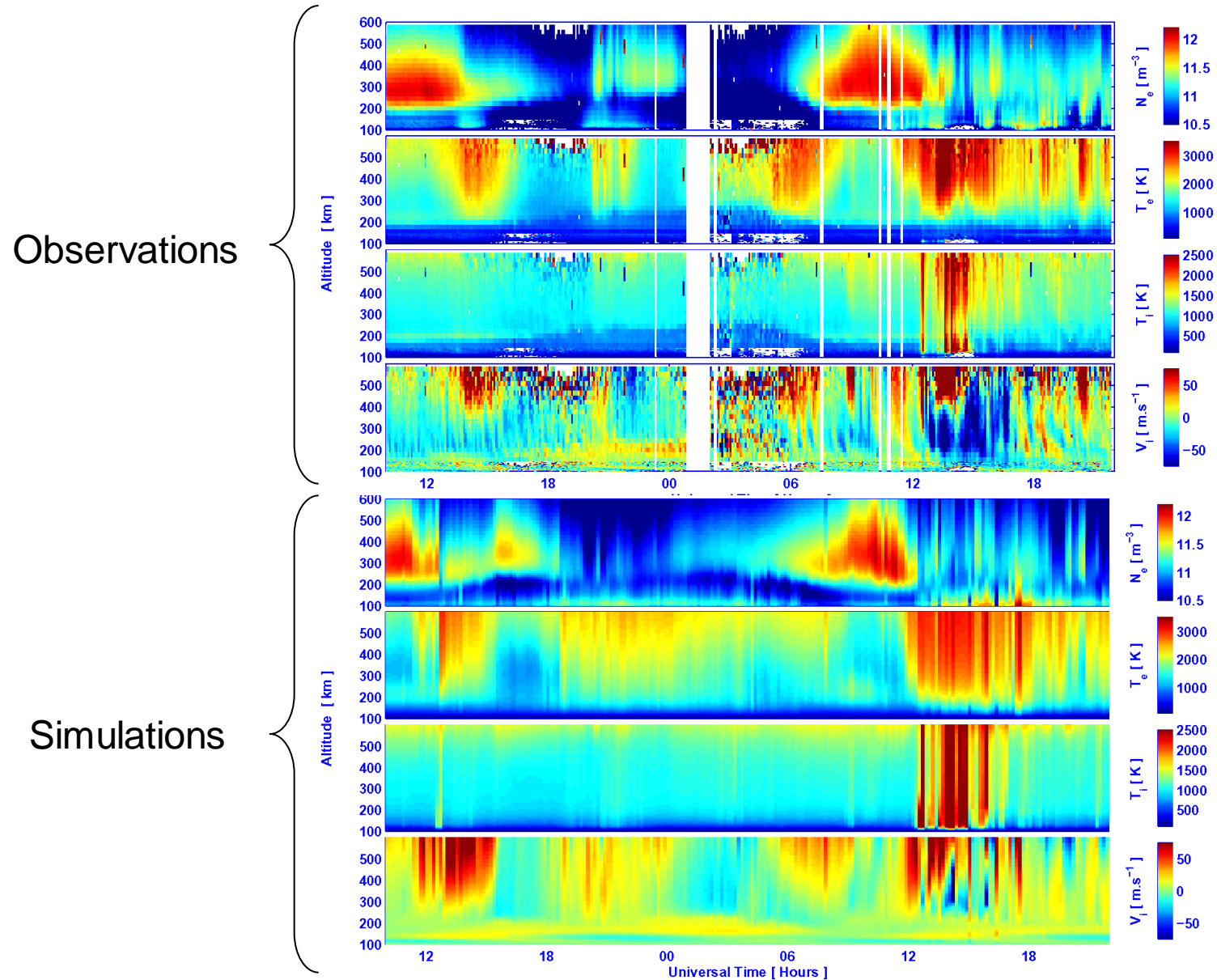
## **Paramètres d'entrée:**

- date et heure → flux UV (F10.7)
- position géographique → champ magnétique et atmosphère neutre (ajustable)
- électrons précipitants (énergie, flux, fct de distribution)
- (ions précipitants)
- champ électrique (mesuré ou imposé)
- courants alignés

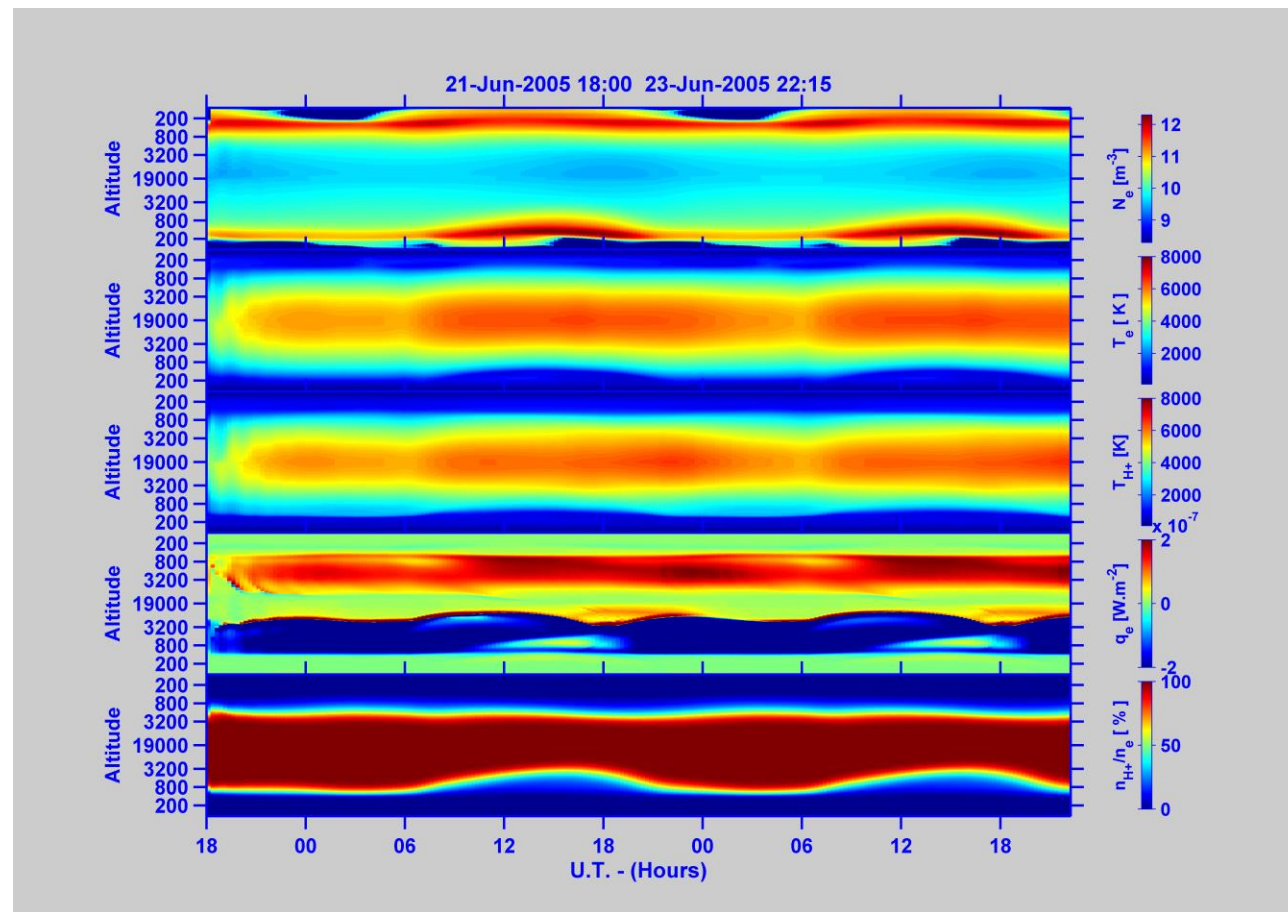
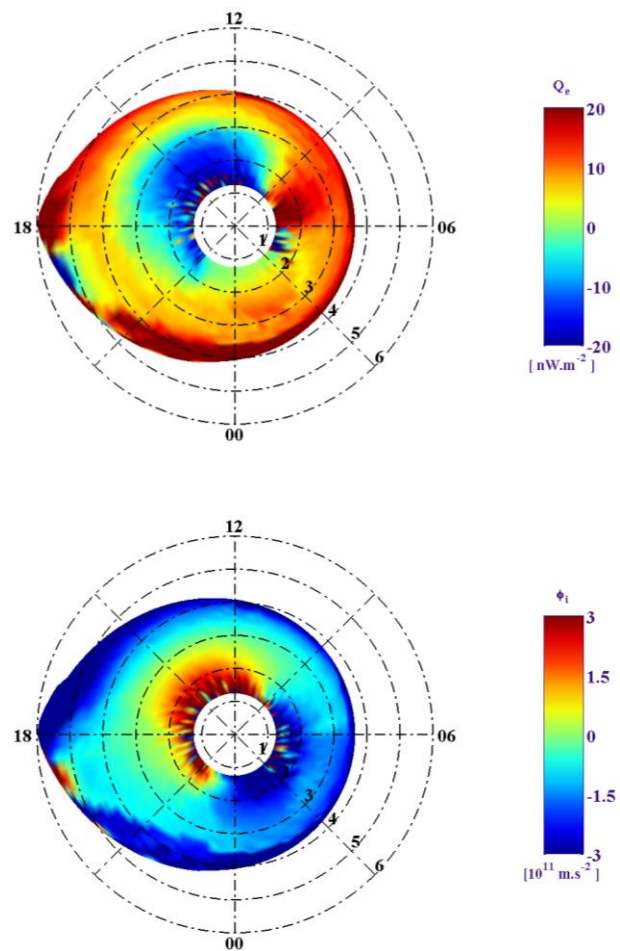
## **Paramètres de sortie:**

- $n_e$ ,  $T_e$  (TEC),  $T_i$ ,  $v_i$  (ceux mesurés par les radars à diffusion incohérent !),
- concentrations ioniques,
- émissions lumineuses,
- $z_{50}$  (altitude de transition entre régimes moléculaire et atomique),
- termes de chauffage et de refroidissement des ions,

# Comparaison données/simulations



# Couplage interhémisphérique

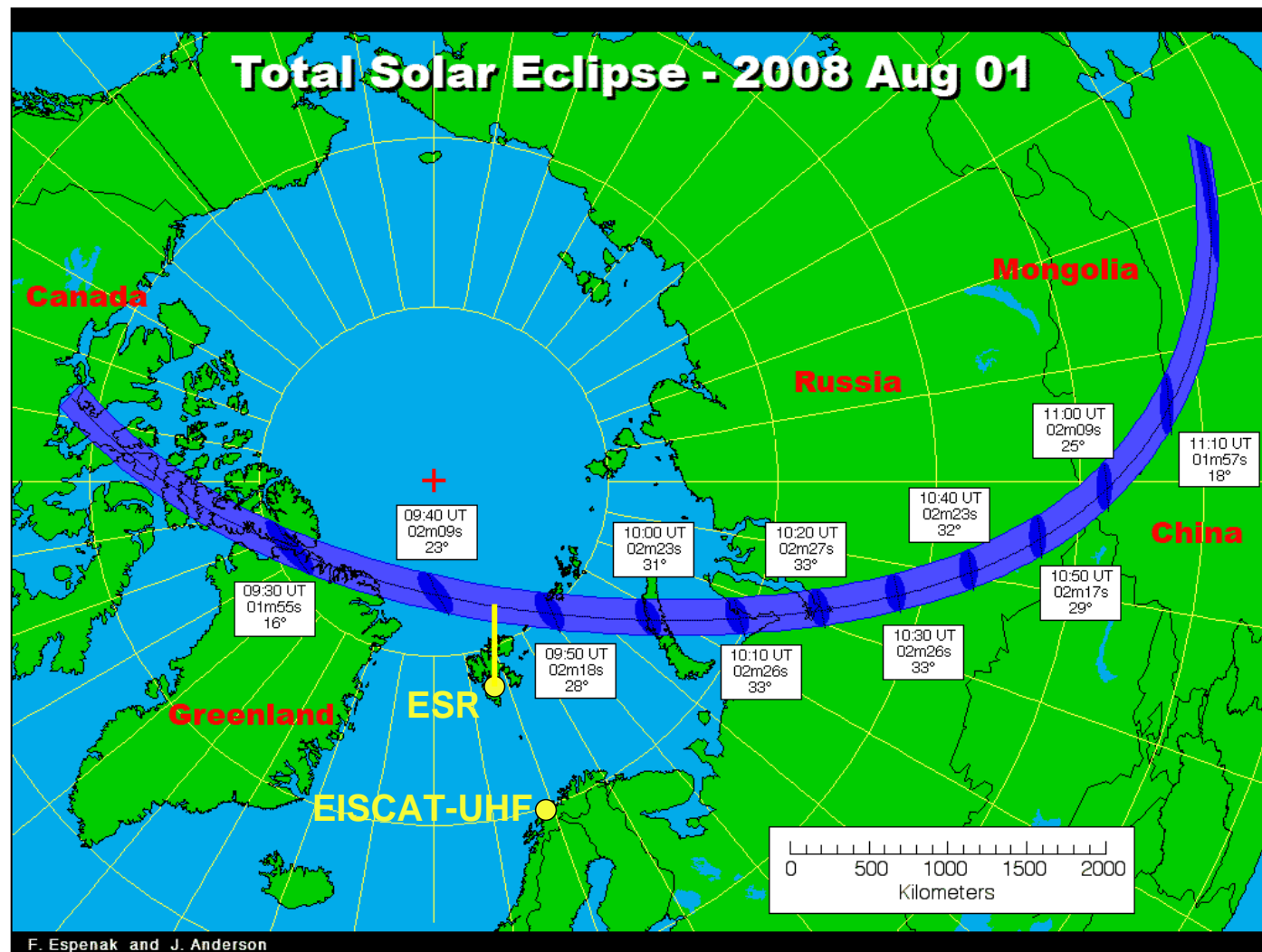


# **EISCAT observations and TRANSCAR simulation of the solar eclipse of August 1, 2008**

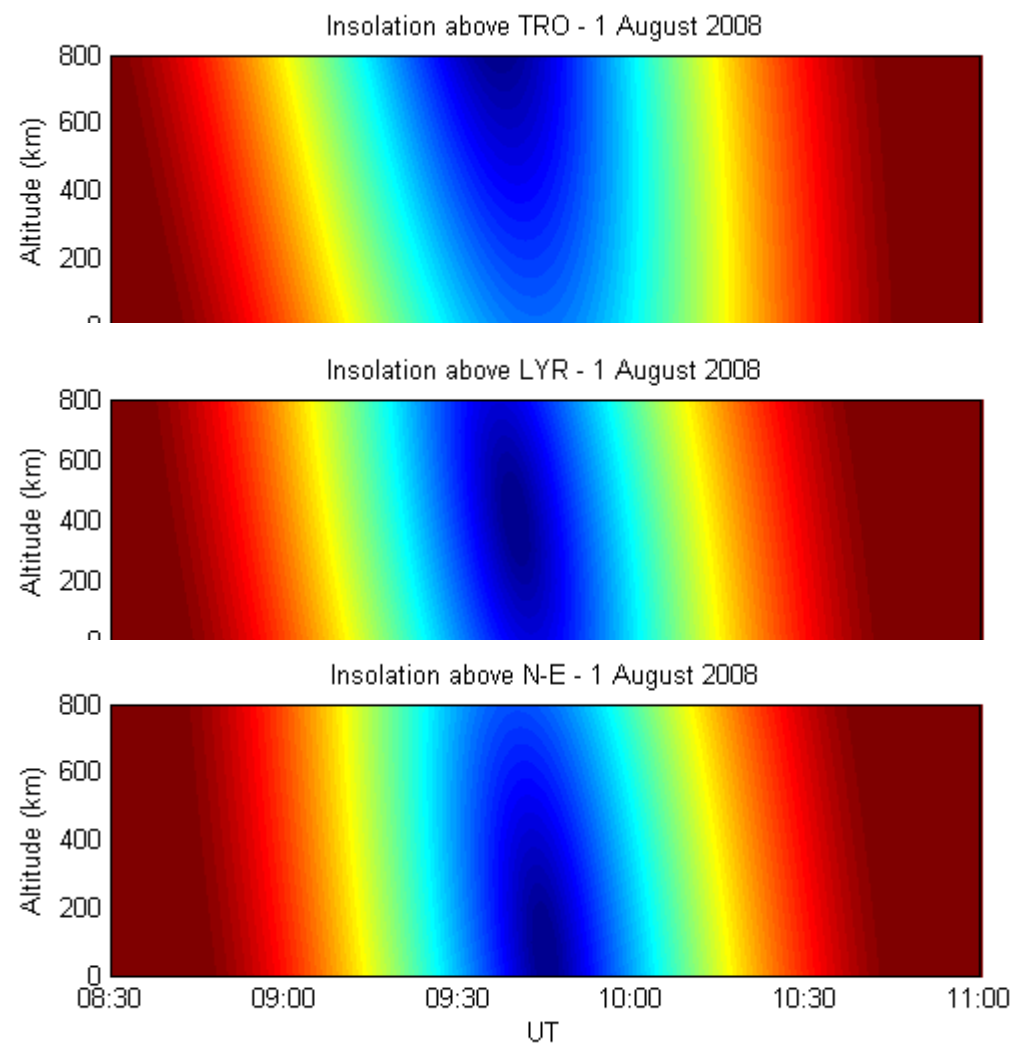


F.Pitout, P.-L. Blelly, D. Alcaydé

IRAP, Toulouse, France

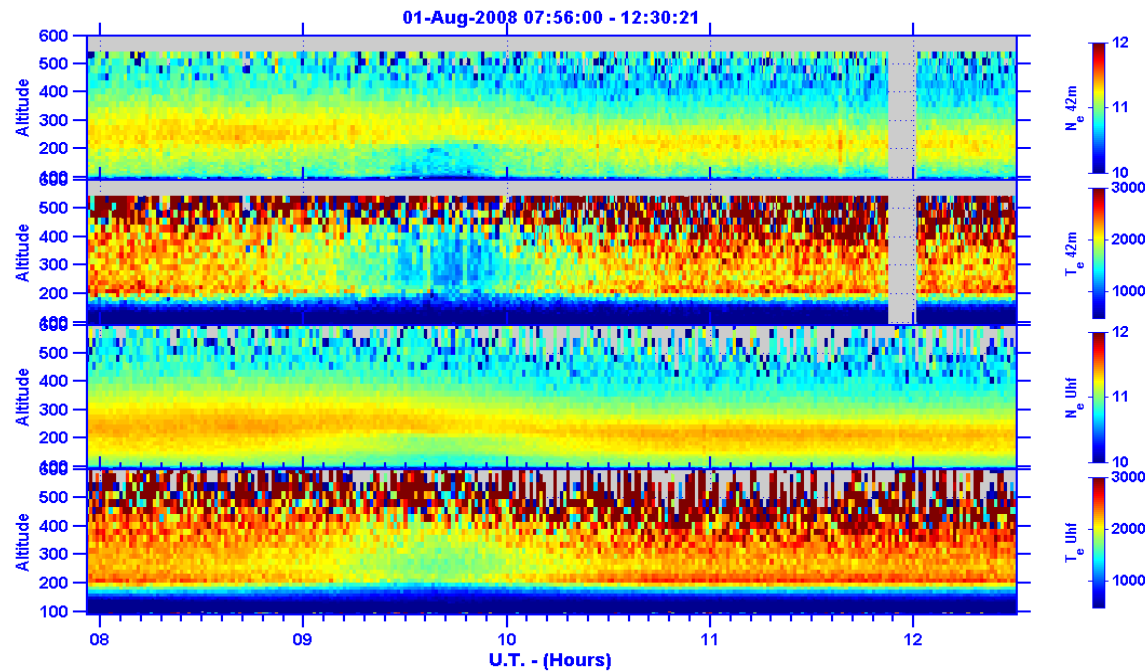


# Eclipse functions



# UHF and ESR-42m

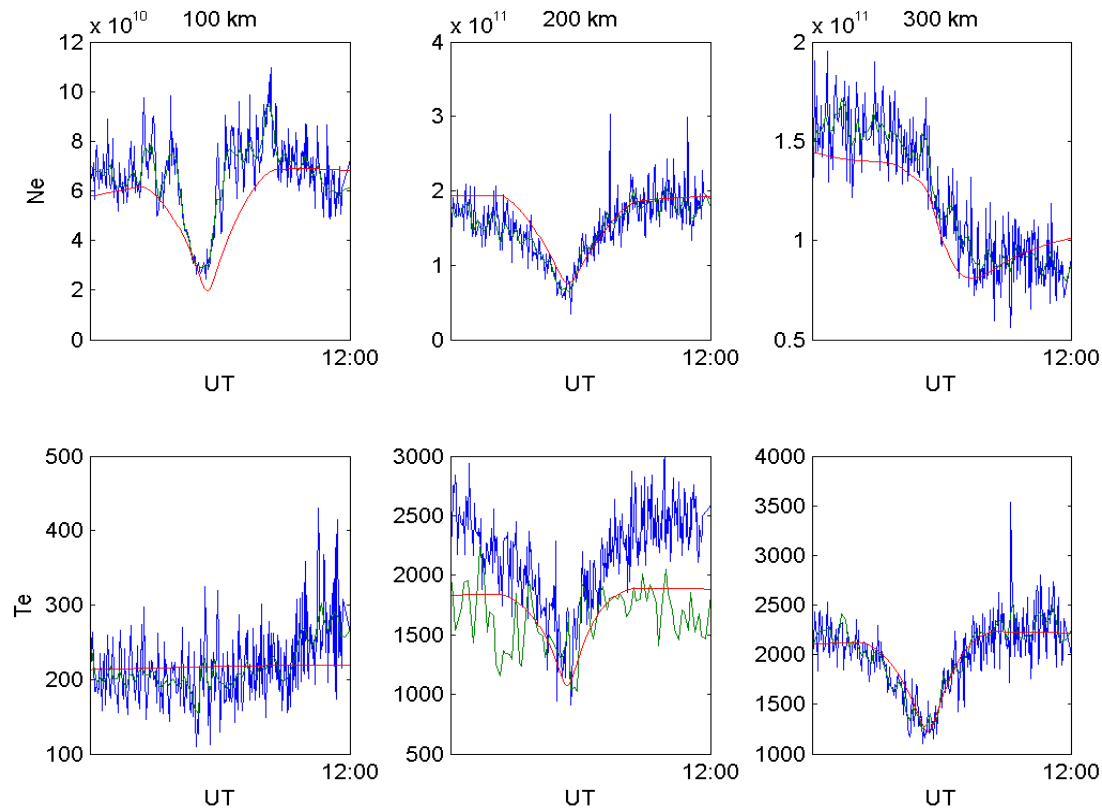
## - field-aligned observations -



Both field-aligned radars (ESR 42m and UHF) observe the same trend: a clear decrease in temperature at all altitudes (-1500K for ESR, -1000K for the UHF) due to a smaller amount of photoelectrons produced. The E- and F1-regions logically become less dense and more surprisingly, the whole F-region moves down in altitude. This persists long after the eclipse.



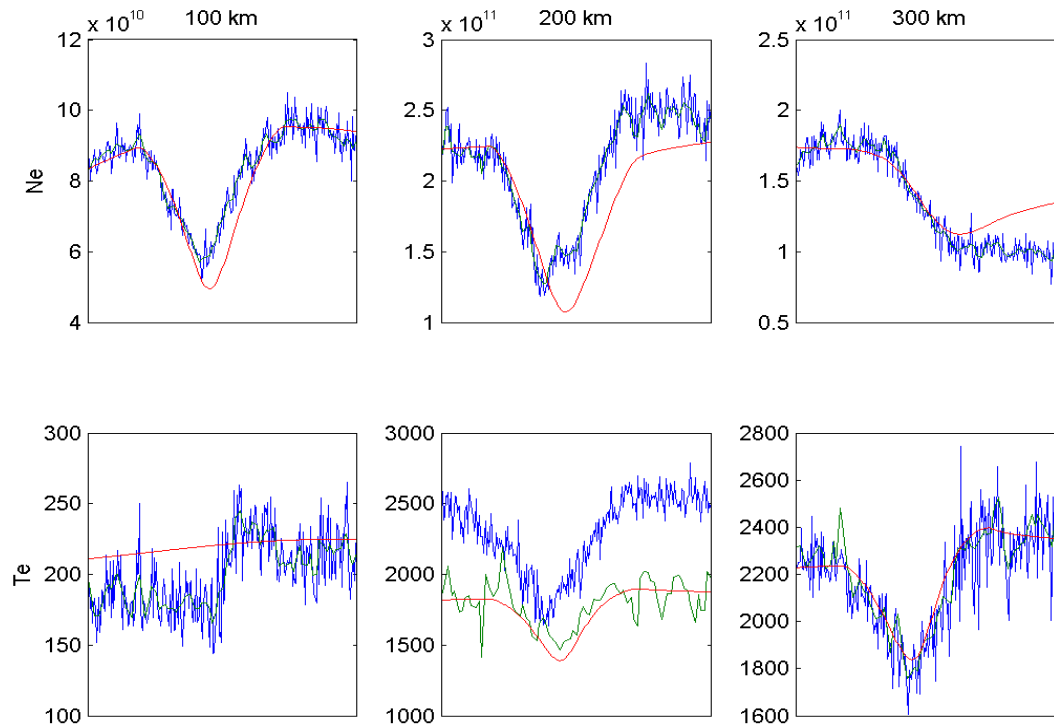
# ESR + simulation



Modeling of the polar ionosphere as observed by the ESR-42m. The attenuation factor is calculated at each time  $t$  and altitude  $z$  by working out the relative positions of the Sun, the Moon and the Earth. The solar EUV flux is then corrected accordingly.

The features observed in the ESR-42m are globally well reproduced: decrease in density and temperature as well as the descent of the F-region.

# UHF + simulation



Modeling of the polar ionosphere as observed by the UHF antenna in Tromsø.

The overall trend observed in the UHF is globally well reproduced but at 200km, our modeling suffers from a lack of particle precipitation.

→ Particles coming from the opposite ionosphere not taken into account (we are on closed field lines here). We need a model with coupled hemispheres.

# Contribution of coronal/chromospheric UV ?

In our simulations, we consider that the EUV flux drops to zero during the eclipse, is this true ?

We can estimate the “real” factor eclipse from radar data :

$$\frac{dNe}{dt} = q_0(\chi) - \alpha Ne^2$$

During an eclipse, this relation becomes :

$$\frac{dNe_E}{dt} = F_R q_0(\chi) - \alpha_E Ne_E^2$$

If we compare with a “control day”, ideally the same day without eclipse, assuming stationarity and  $\alpha$  constant, we obtain :

$$\frac{Ne_E}{Ne_C} = F_R^{1/2}$$

Above ESR, we find  $F_R=0.14$  for a theoretical value of 0.07

North of ESR, we find  $F_R=0.07$  for a theoretical value of 0.05