

# Dynamique de l'atmosphère et météorologie

**François Lott** , flott@lmd.ens.fr et **Bernard Legras**, legras@lmd.ens.fr

## **I. Les ondes atmosphériques et leurs effets sur la circulation générale**

### **8) Les réchauffements stratosphériques soudains et l'Oscillation Arctique**

#### a) La propagation verticale des ondes planétaires

Observation

Modèle simple

Déferlement et effet sur l'écoulement moyen

#### b) La variabilité dans la moyenne atmosphère aux moyennes latitudes

Variabilité et moyenne zonale et variabilité des ondes

Les réchauffements stratosphériques soudains

L'Oscillation Arctique (influence de la stratosphère sur le climat au sol)

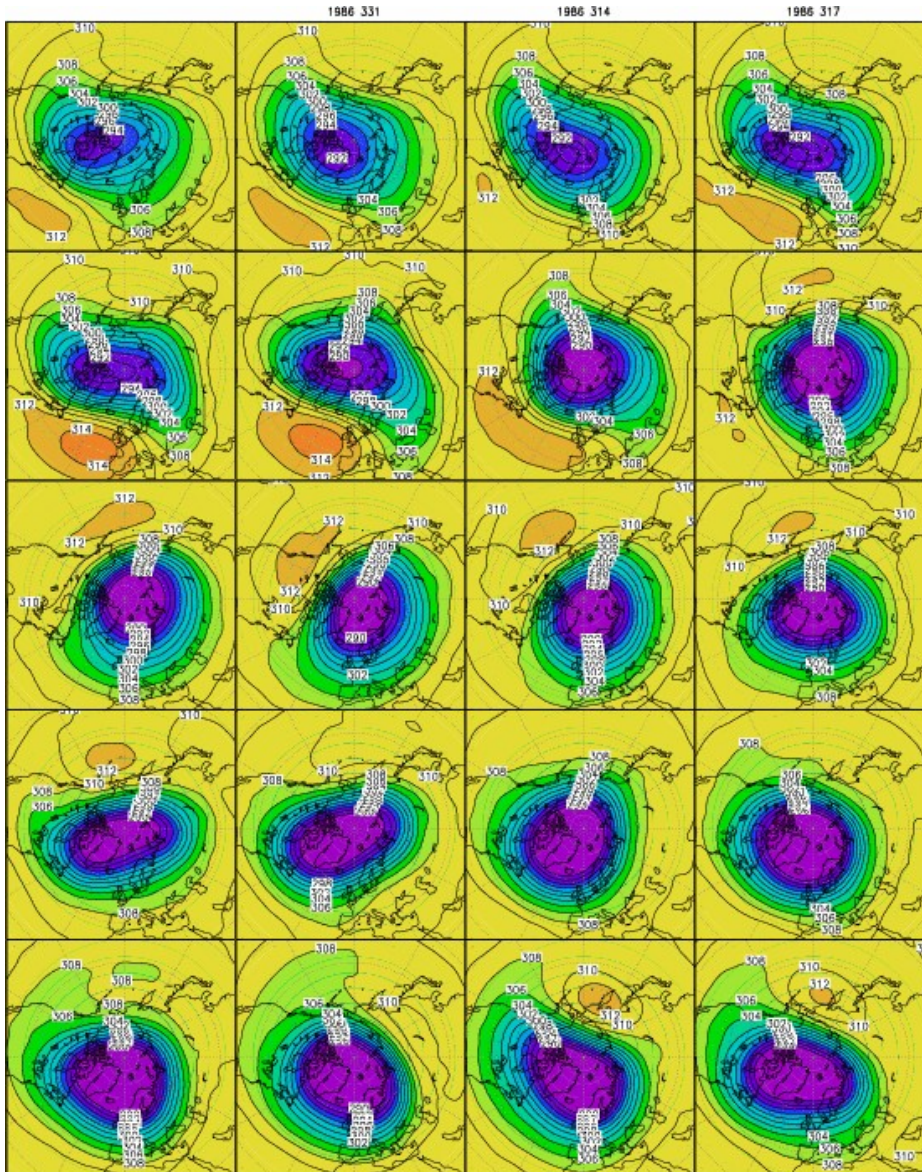
#### c) Le minimum de Température à la mésopause aux pôles d'été

(Le « Downward Control »)

# a) La propagation verticale des ondes planétaires

## observations

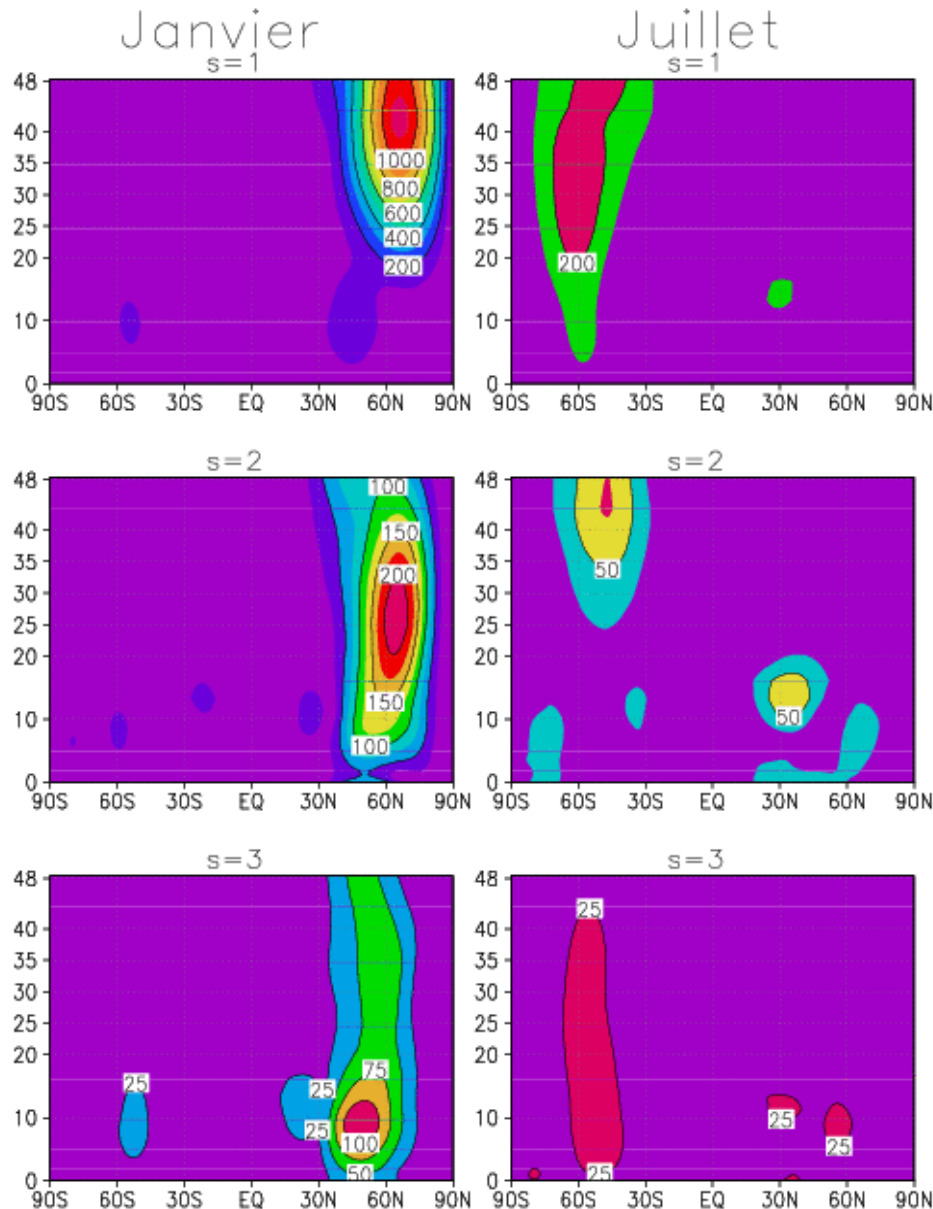
Hauteur géopotentielle ( $Z=\Phi/g$ )  
à 10hPa ( $z\sim 32\text{km}$ ),  
Décembre 1986,  
une carte tout les 3 jours



- Il s'agit du vortex polaire Arctique
- Noter l'échelle très grande de sa déformation
- L'évolution assez lente de sa déformation

# a) La propagation verticale des ondes planétaires

## observations



Moyenne mensuelle de  $\Phi$ ,  
données CEPPMT (1981-2000),  
analyse harmonique.

Analyse harmonique du géopotentiel un  
jour donné:

$$\Phi(\phi, \lambda, z, t) = \sum_{s=0}^{\infty} \hat{\Phi}_s(\lambda, z, t) e^{is\phi}$$

- Seules les ondes 1 et 2 passent dans la stratosphère
- Les ondes planétaires ne passent qu'en Hiver
- L'onde 1 domine

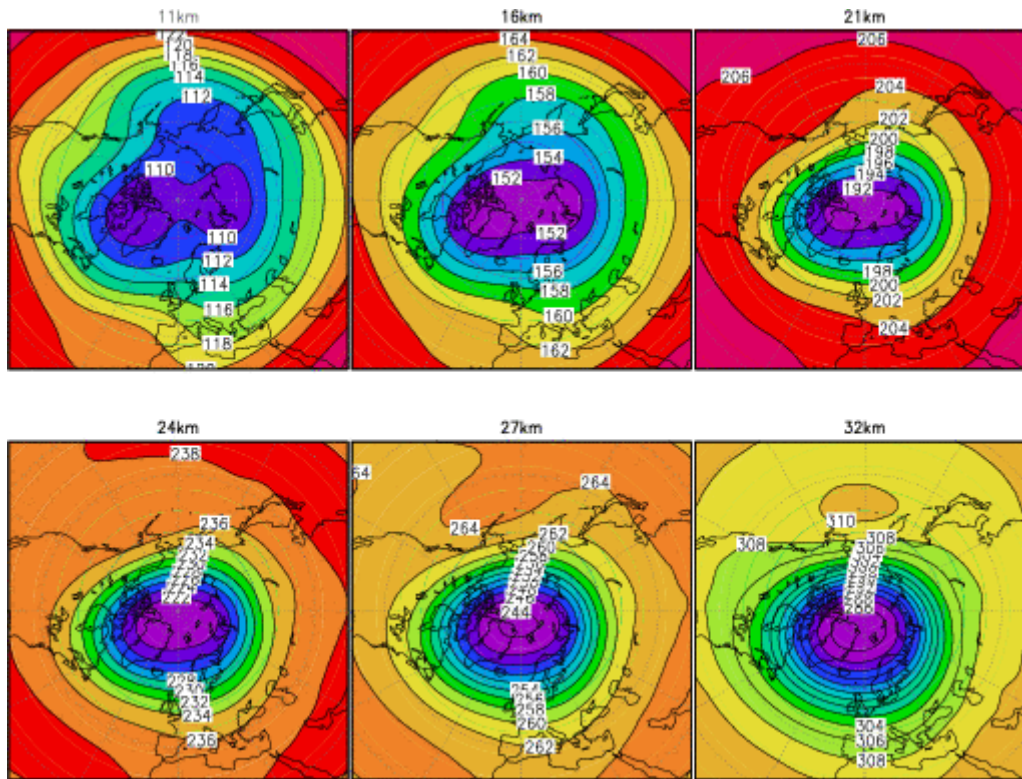


# a) La propagation verticale des ondes planétaires

## observations

Composante stationnaire de la déformation du vortex polaire.

Onde planétaire stationnaire: moyenne en Décembre de  $Z=\Phi/g$  à 11km, 16km, 21km, 24km, 27km, et 32km

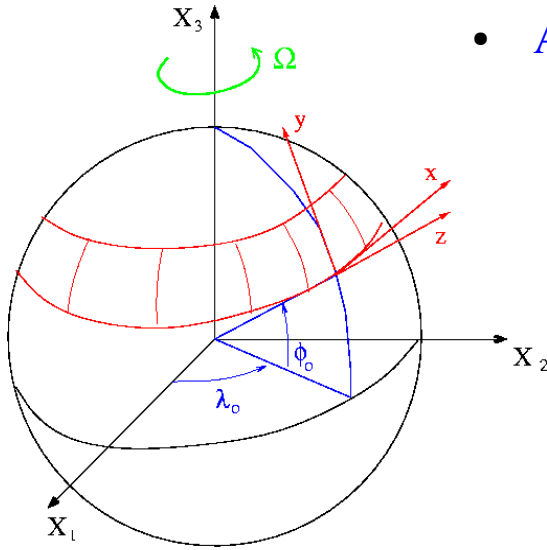


- Noter le lent changement de phase avec l'altitude ( $\sim -\pi/4$  entre 16km, et 32km)
- Noter l'échelle très grande de sa déformation

# a) La propagation verticale des ondes planétaires

## Modèle simple

- Equations hydrostatiques et en coordonnées Log-Pression,
- Approximation du plan  $\beta$  et séparation  $\Phi = \Phi_0(z) + \Phi_e$



Dérivée particulière:

$$\frac{D}{Dt} \approx \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

Avec:  $x = a \cos \phi_0 (\lambda - \lambda_0)$ ,  $y = a (\phi - \phi_0)$ .

Terme de Coriolis:

$$\begin{aligned} 2\Omega \sin \phi &\approx 2\Omega \sin \phi_0 + 2\Omega \cos \phi_0 (\phi - \phi_0) \\ &\approx f_0 + \beta y = f \\ \beta &= \frac{2\Omega \cos \phi_0}{a} \end{aligned}$$

$$\frac{Du}{Dt} - fv + \frac{\partial \Phi_e}{\partial x} = X$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu + \frac{\partial \Phi_e}{\partial y} = Y$$

$$u_x + v_y + \frac{(\rho_0 w)_z}{\rho_0} = 0$$

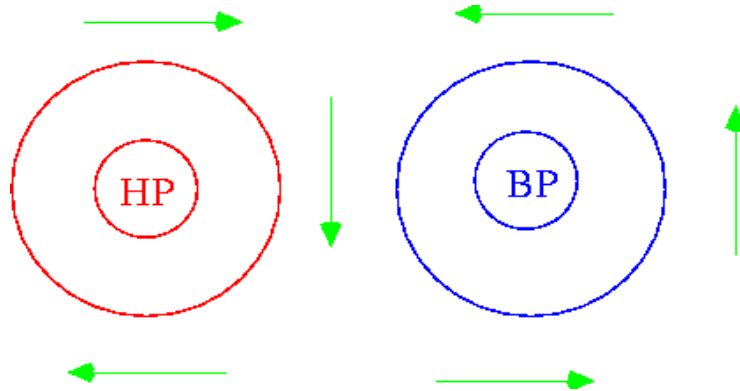
$$\frac{D}{Dt} \Phi_{ez} + \frac{\kappa}{H} \Phi_{ez} w + N^2 w = J$$

$$N^2 = \Phi_{0zz} + \frac{\kappa}{H} \Phi_{0z}$$

# a) La propagation verticale des ondes planétaires

## Modèle simple

### Approximation Quasi-Géostrophique et moyenne Eulérienne



Equations quasi-géostrophiques:

$$v_g = \frac{1}{f_0} \frac{\partial \Phi_e}{\partial x}, \quad u_g = -\frac{1}{f_0} \frac{\partial \Phi_e}{\partial y}$$

La vitesse géostrophique est non-divergente

$$D_g u_g - f_0 v - \beta y v_g + \frac{\partial \Phi_e}{\partial x} = X$$

$$D_g v_g + f_0 u + \beta y u_g + \frac{\partial \Phi_e}{\partial y} = Y$$

$$u_x + v_y + \frac{(\rho_0 w)_z}{\rho_0} = 0$$

$$D_g \frac{\partial \Phi_e}{\partial z} + N^2 w = J$$

$$\text{où: } D_g = \partial_t + u_g \partial_x + v_g \partial_y$$

Séparation Ondes-écoulement moyen

$$u_g = \overline{u_g} + u_g', \quad v_g = v_g', \quad \Phi_e = \overline{\Phi_e} + \Phi'$$

Les équations pour les moyennes Eulérienne s'écrivent:

(cas sans forçage moyen ni dissipation moyenne)

$$\partial_t \overline{u_g} - f_0 \overline{v} = -(\overline{v_g' u_g'})_y$$

$$\overline{v}_y + \frac{(\rho_0 \overline{w})_z}{\rho_0} = 0$$

$$\partial_t \overline{\Phi_{ez}} + N^2 \overline{w} = -(\overline{v_g' \Phi_z'})_y$$

Remarque:  $\overline{u_g}$  et  $\overline{\Phi_e}$  sont liés par la relation du vent thermique:

$$f_0 \overline{u_{gz}} = -\overline{\Phi_{ezy}}$$

# a) La propagation verticale des ondes planétaires

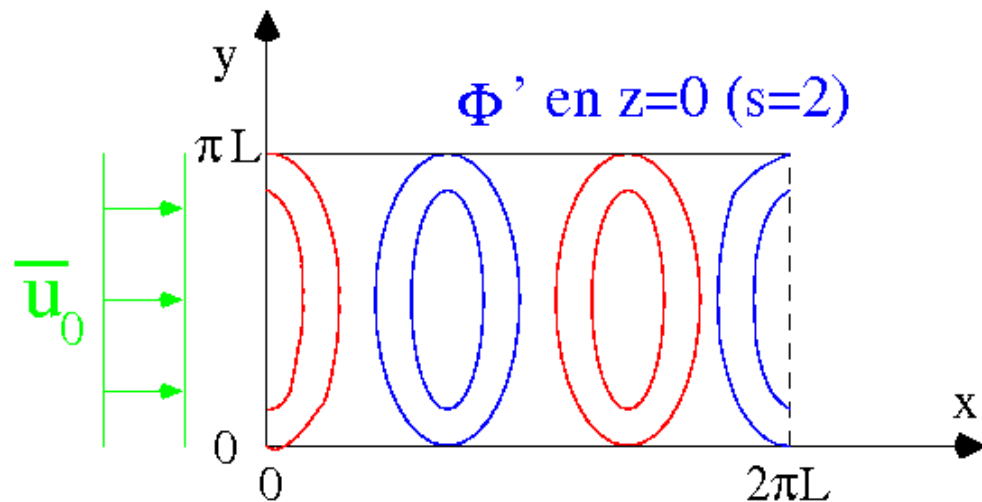
## Modèle simple

Equations pour une onde linéaire stationnaire forcée par une fluctuation stationnaire du potentiel à la tropopause

(idéalisation de l'effet des montagnes et des contrastes terre-océan)

### Equations pour une perturbation stationnaire

Ecoulement de base stationnaire,  $\bar{u}_g = \bar{u}_0 = \text{cte}$



$$\bar{u}_0 \partial_x u'_g - f_0 v' - \beta y v'_g = -\partial_x \Phi'$$

$$\bar{u}_0 \partial_x v'_g + f_0 u' + \beta y u'_g = -\partial_y \Phi'$$

$$\bar{u}_0 \partial_x \Phi'_z + N^2 w' = 0$$

$$u'_x + v'_y + \frac{(\rho_0 w')_z}{\rho_0} = 0$$

Conservation de la vorticité potentielle:

$$\bar{u}_0 \partial_x \left( \Phi'_{xx} + \Phi'_{yy} + \frac{f_0^2}{\rho_0} \left( \frac{\rho_0 \Phi'_z}{N^2} \right)_z \right) + \beta \Phi'_x = 0$$

# a) La propagation verticale des ondes planétaires

## Modèle simple

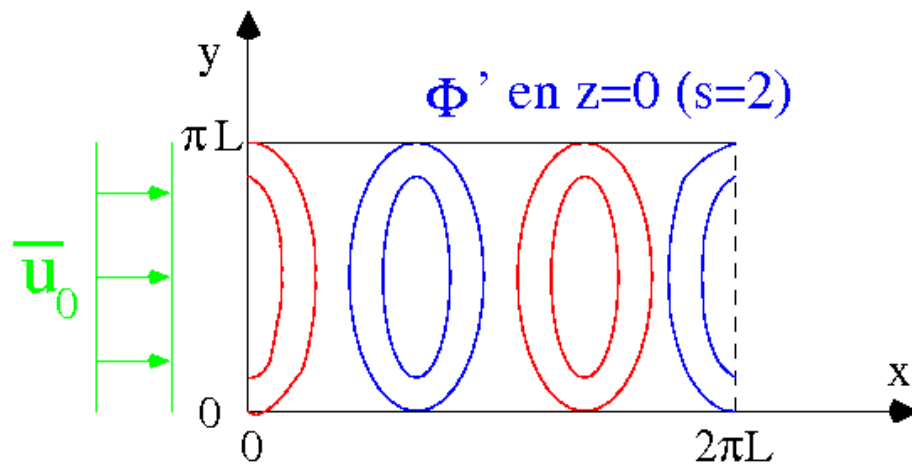
### Equations pour une onde linéaire stationnaire (suite)

Cas  $N^2 = \text{cte}$ , solution monochromatique.

$$\Phi' = \Re \left\{ \hat{\varphi}(z) \sin ly e^{ikx} e^{z/2H} \right\}$$

Structure verticale:

$$\hat{\varphi}_{zz} + \underbrace{\left( \frac{N^2}{f_0^2} \left( \frac{\beta}{\bar{u}_0} - k^2 - l^2 \right) - \frac{1}{4H^2} \right)}_{Q(z)} \hat{\varphi} = 0$$



Conditions aux limites

$$v'_g(y = \pm L) = 0,$$

$$\Phi' = \Re \left\{ \Phi_r \sin ly e^{ikx} \right\}$$

Avec:  $l = 1/L$  et  $k = s/L$ ,  $s = 1, 2, 3, \dots$

$\Phi_r$  peut être une constante réelle positive

Pas de propagation verticale si  $u_0 < 0$  (Hémisphère d'été)  
Seule des ondes relativement longues se propagent verticalement lorsque  $u_0 > 0$

Un faible  $u_0 > 0$  favorise le passage d'un plus grand nombre d'ondes (phase finale d'un réchauffement stratosphérique soudain)



# a) La propagation verticale des ondes planétaires

## Modèle simple

### Structure verticale d'une onde linéaire-stationnaire

Solution lorsque  $Q > 0$ :

$$\hat{\varphi}(z) = \Phi_r e^{+imz} \text{ où } m = \epsilon \sqrt{Q} \text{ et } \epsilon = \pm 1$$

$\epsilon = \pm 1$  est choisit via l'argument classique sur la vitesse de groupe verticale:

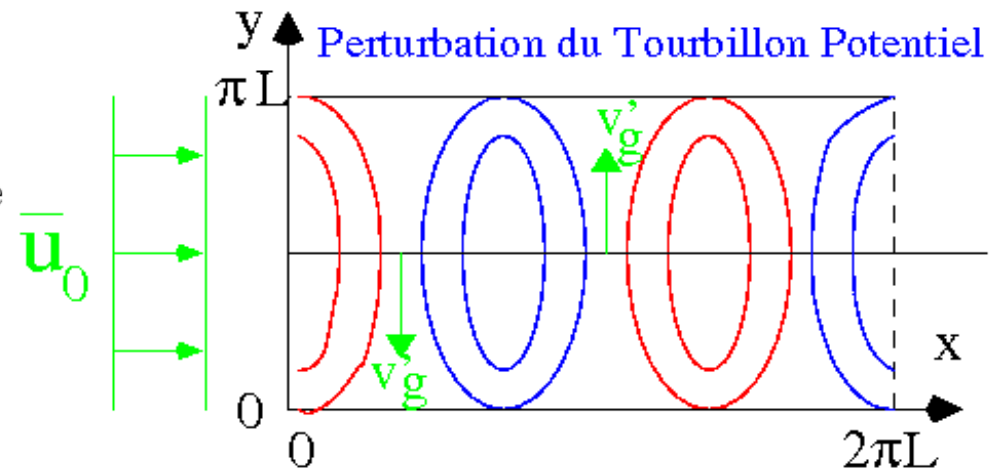
$$C_{gz} = \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial m} > 0$$

où  $\hat{\omega} = -k\bar{u}_0$  est la fréquence intrinsèque de la perturbation. Elle satisfait la relation de dispersion:

$$\hat{\omega} = \frac{-\beta k}{k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \left( m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)}$$

Pour avoir  $C_{gz} > 0$ , il faut  $\epsilon = +1$  (soit  $m > 0$ ).

Il s'agit d'ondes de Rossby:



$$\bar{u}_0 \partial_x \left( \Phi'_{xx} + \Phi'_{yy} + \frac{f_0^2}{\rho_0} \left( \frac{\rho_0 \Phi'_z}{N^2} \right)_z \right) + \beta \Phi'_x = 0$$

VP du à l'onde

$$q'_g = v'_{gx} - u'_{gy} + \frac{f_0}{\rho_0} (\rho_0 \theta' / \theta_0)$$

Transport de VP planétaire par l'onde  
 $v'_g \bar{q}_{gy}$  avec  $\bar{q}_g = \beta y$ .

# a) La propagation verticale des ondes planétaires

## Déferlement et effet sur l'écoulement moyen

### Onde linéaire stationnaire Quasi-Géostrophique (ici piégée en latitude!!)

#### Fluxs de chaleur et de quantité de mouvement

Rappel de la solution:

$$\hat{\Phi} = \Phi_r \sin ly e^{+ikx+imz} e^{z/2H}$$

Fluxs:

$$\begin{aligned} -\overline{v'_g u'_g} &= -\frac{1}{2} \Re(\hat{v}_g^* \hat{u}_g) = 0 \\ -\overline{v'_g \Phi'_z} &= -\frac{1}{2} \Re(\hat{v}_g^* \hat{\Phi}_z) = -\frac{km}{2f_0} \Phi_r^2 \sin^2 ly e^{z/H} \end{aligned}$$

Le flux de chaleur varie en  $y$ , cela veut-il dire que notre onde stationnaire linéaire non dissipée modifie l'écoulement moyen?

#### Circulations en moyenne Eulérienne transformée

$$\overline{w^*} = \overline{w} + \frac{1}{N^2} (\overline{v'_g \Phi'_z})_y, \quad \overline{v^*} = \overline{v} - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\rho_0}{N^2} \overline{v'_g \Phi'_z} \right)_z$$

Au 2d ordre, cela revient à inclure à la vitesse verticale, la dérive de Stokes:

$$\overline{w(\vec{x} + \vec{\xi}'(\vec{x}, t), t)} = \overline{w} + \overline{w_S} \approx \overline{w^*}$$

L'absence de flux horizontal de QM est liée au piégeage latérale, ce n'est pas une propriété générale des ondes planétaires

L'onde produit un flux de chaleur, ce qui est normal

Ce flux est divergent dans le cas linéaire stationnaire et non-dissipatif, en contradiction avec le théorème de non-interaction d'Eliassen et Palm (1961)

Pour éviter que ce terme ne chauffe l'écoulement moyen, dans le cas linéaire stationnaire et non-dissipatif, on l'intègre à la vitesse verticale.

# a) La propagation verticale des ondes planétaires

## Déferlement et effet sur l'écoulement moyen

### Intégration du flux de chaleur dans la circulation moyenne (Formalisme en moyenne Eulérienne transformée)

#### Rappel du formalisme général (cours 2):

Circulation méridienne résiduelle

$$\bar{w}^* = \bar{w} + (a \cos \phi)^{-1} (\cos \phi \bar{v}'\theta' / \bar{\theta}_z)_{\phi}$$

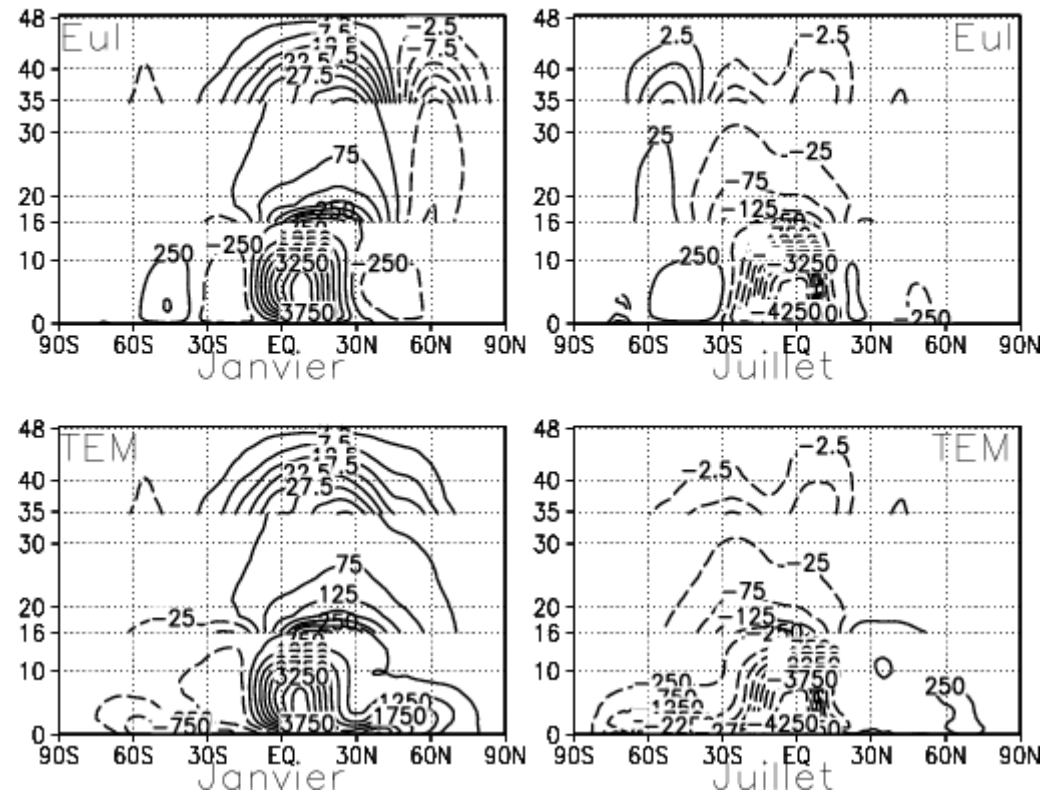
$$\bar{v}^* = \bar{v} - \rho_0^{-1} (\rho_0 \bar{v}'\theta' / \bar{\theta}_z)_z$$

Fonction de courant de la circulation en moyenne  
Eulérienne transformée:

$$\frac{\partial \Psi^*}{\partial z} = -\rho_0 \cos \phi \bar{v}^*$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Psi^*}{\partial \phi} = +\rho_0 \bar{w}^*$$

Fonction de courant de la circulation  
Meridienne. CEPPMT 1981–2000



# a) La propagation verticale des ondes planétaires

## Déferlement et effet sur l'écoulement moyen

### Le flux d'Eliassen et Palm

#### Modèle simple:

Evolution du vent moyen

$$\partial_t \bar{u}_g - f_0 \bar{v}^* = + \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} \cdot \vec{F}$$

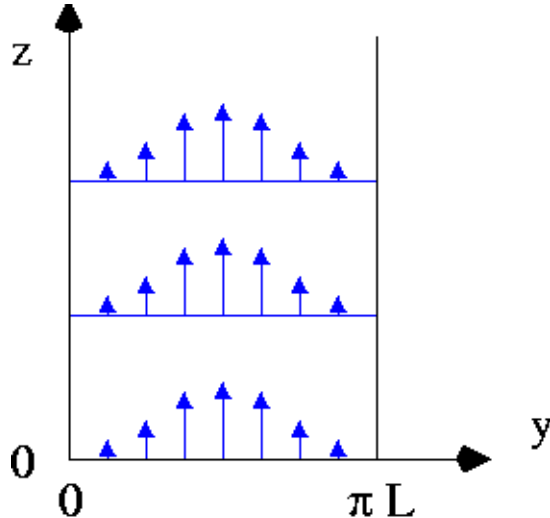
$$\bar{v}^*_y + \frac{(\rho_0 \bar{w}^*)_z}{\rho_0} = 0$$

$$\partial_t \bar{\Phi}_{ez} + N^2 \bar{w}^* = \underbrace{-\alpha \bar{\Phi}_{ez}}_{\text{Flux IR}}$$

Où le flux d'Eliassen Palm:

$$\vec{F} = \left( -\rho_0 \overline{v'_g u'_g}, \frac{f_0 \rho_0}{N^2} \overline{v'_g \Phi'_z} \right)$$

Pour notre onde linéaire stationnaire et non-dissipative, on vérifie  $\vec{\nabla} \cdot \vec{F} = 0$ .



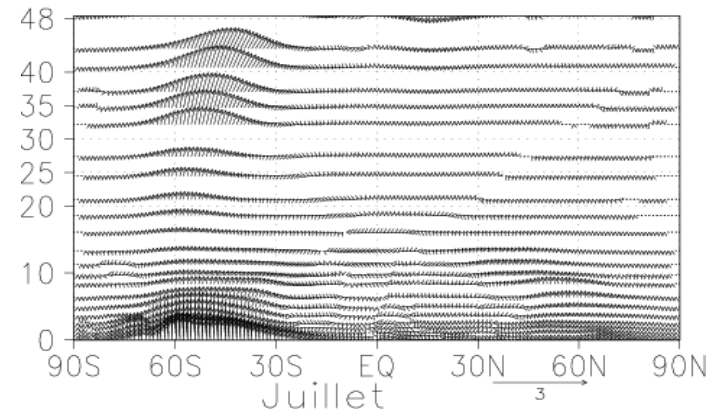
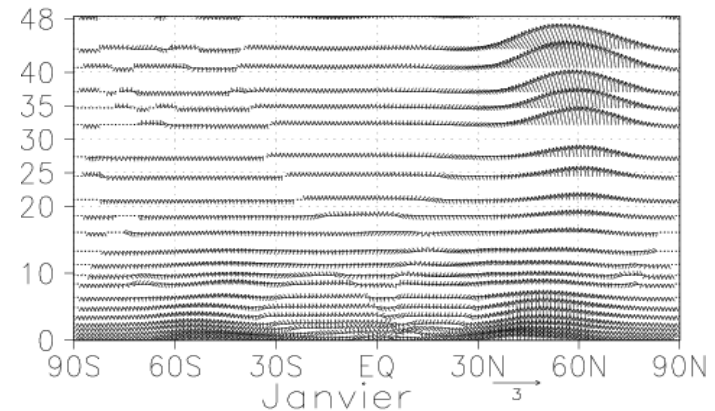
#### Observations:

Rappel du formalisme général:

$$\overline{F^\phi} = \rho_0 a \cos \phi \left( \bar{u}_z \bar{v}' \theta' / \bar{\theta}_z - \bar{v}' u' \right)$$

$$\overline{F^z} = \rho_0 a \cos \phi \left( \left( f - \frac{(\bar{u} \cos \phi) \phi}{a \cos \phi} \right) \bar{v}' \theta' / \bar{\theta}_z - \bar{w}' u' \right)$$

CEPPMT (81-00) E-P Fluxes



# a) La propagation verticale des ondes planétaires

## Déferlement et effet sur l'écoulement moyen

### Observation et critère de déferlement

#### Critère de déferlement

$$|u'_g| \approx \bar{u}_0$$

(Effets non-linéaires importants)

$$\frac{\Phi_r l}{f_0} e^{z/2H} < \bar{u}_0$$

Pour  $z < z_B = 2H \ln \frac{f_0 \bar{u}_0}{l \Phi_r}$ ,

$$\hat{\Phi} = \Phi_r \sin ly e^{+ikx+imz+z/2H}$$

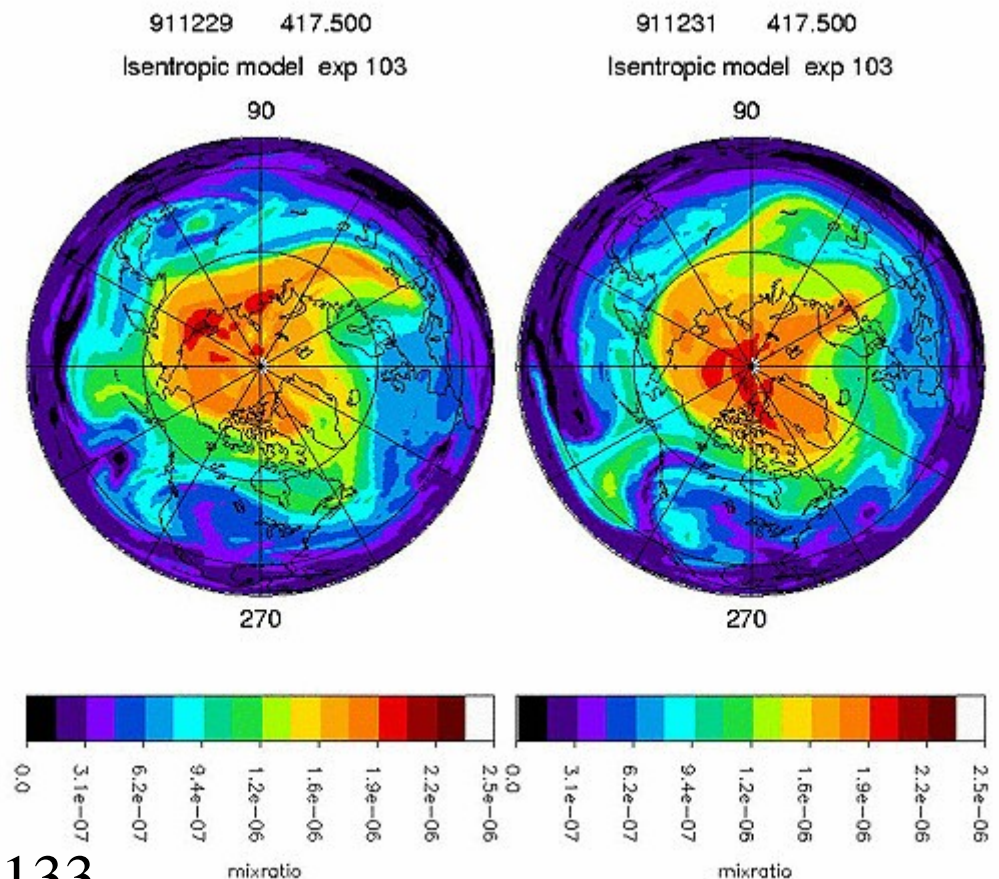
$$F^z = \frac{km\rho_r}{2N^2} \Phi_r^2 \sin^2 ly = F_r \sin^2 ly$$

Pour  $z > z_B$

$$\hat{\Phi} = \Phi_r \sin ly e^{+ikx+imz+z_B/2H}$$

$$F^z = F_r \sin^2 ly e^{(z_B-z)/H}$$

Illustration du mélange sur des surfaces isentropes: ici l'ozone mais il en serait de même pour le tourbillon potentiel





# a) La propagation verticale des ondes planétaires

## Déferlement et effet sur l'écoulement moyen

Réponse Stationnaire de l'écoulement  
moyen (en présence d'un refroidissement IR  
moyen,  $\alpha$ )

Solution stationnaire:

$$-f_0 \bar{v}^* = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial F^z}{\partial z}$$

Pour  $z > z_B$ :

$$\bar{v}^* = + \frac{F_r}{\rho_r f_0 H} \sin^2 ly e^{z_B/H}$$

Pour  $z < z_B$ :

$$\bar{v}^* = 0$$

Intégration de l'équation de continuité:

Pour  $z > z_B$ :

$$\bar{w}^* = + \frac{2lF_r}{\rho_r f_0} \sin ly \cos ly e^{z_B/H}$$

Pour  $z < z_B$ :

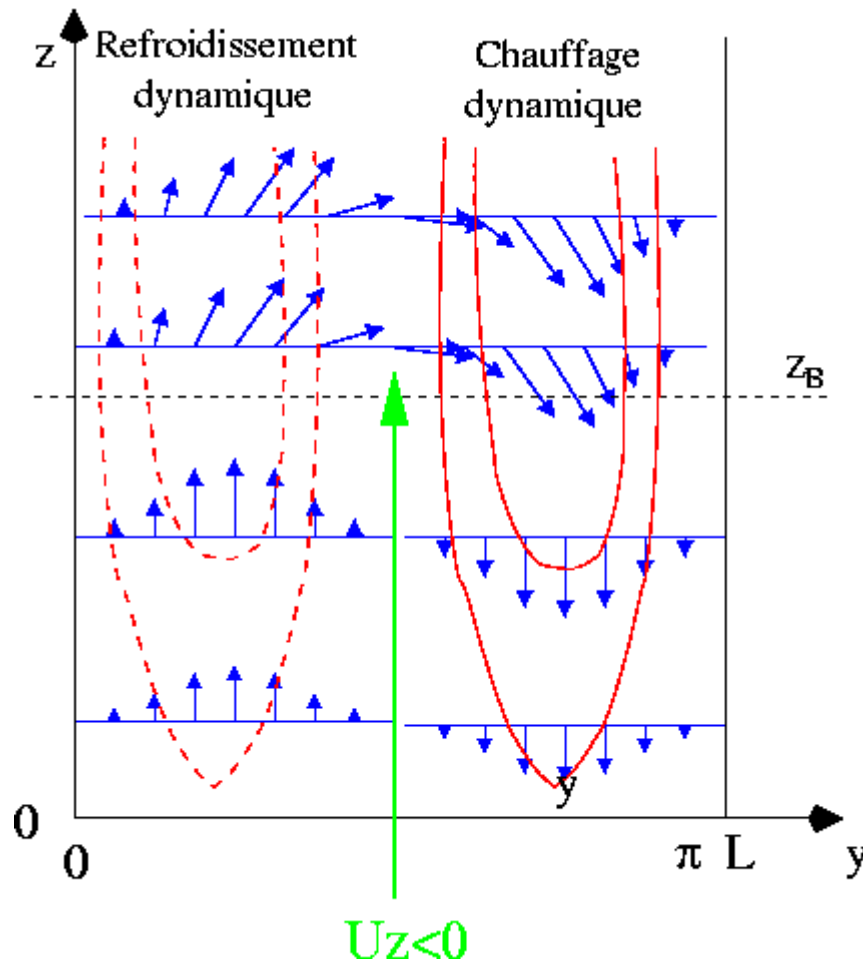
$$\bar{w}^* = + \frac{2lF_r}{\rho_r f_0} \sin ly \cos ly e^{z/H}$$

Effet sur la Temperature:

$$\bar{\Phi}_{ez} = - \frac{N^2}{\alpha} \bar{w}^*$$

Effet sur le vent moyen:

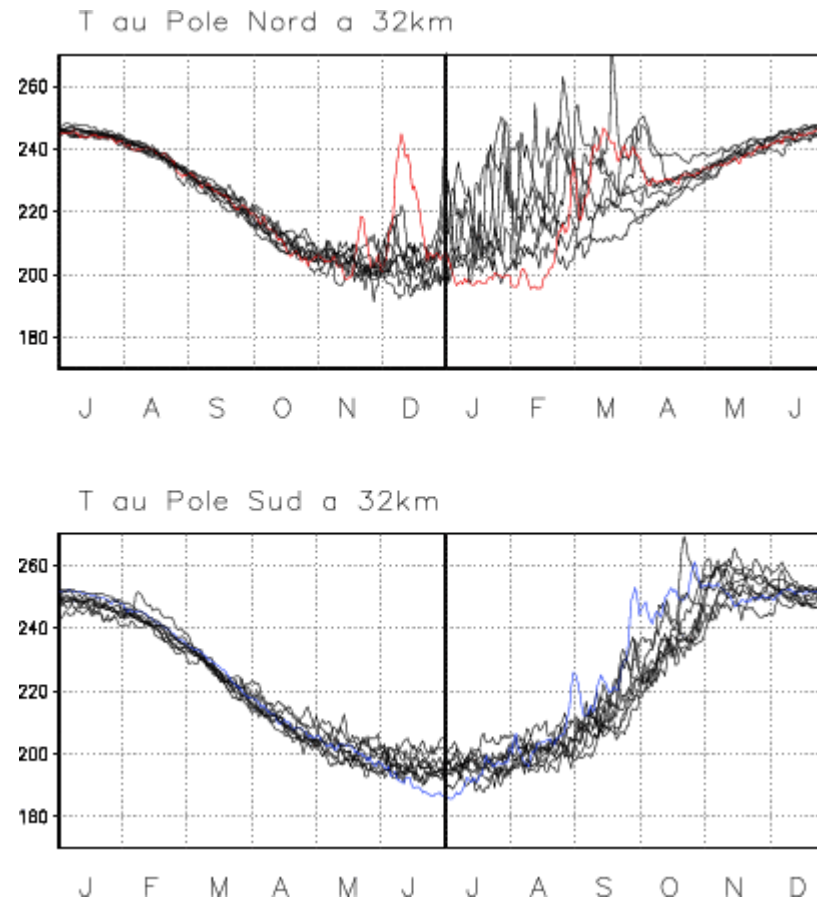
$$f_0 \bar{u}_{gz} = - \frac{\partial}{\partial y} \bar{\Phi}_z$$



## b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

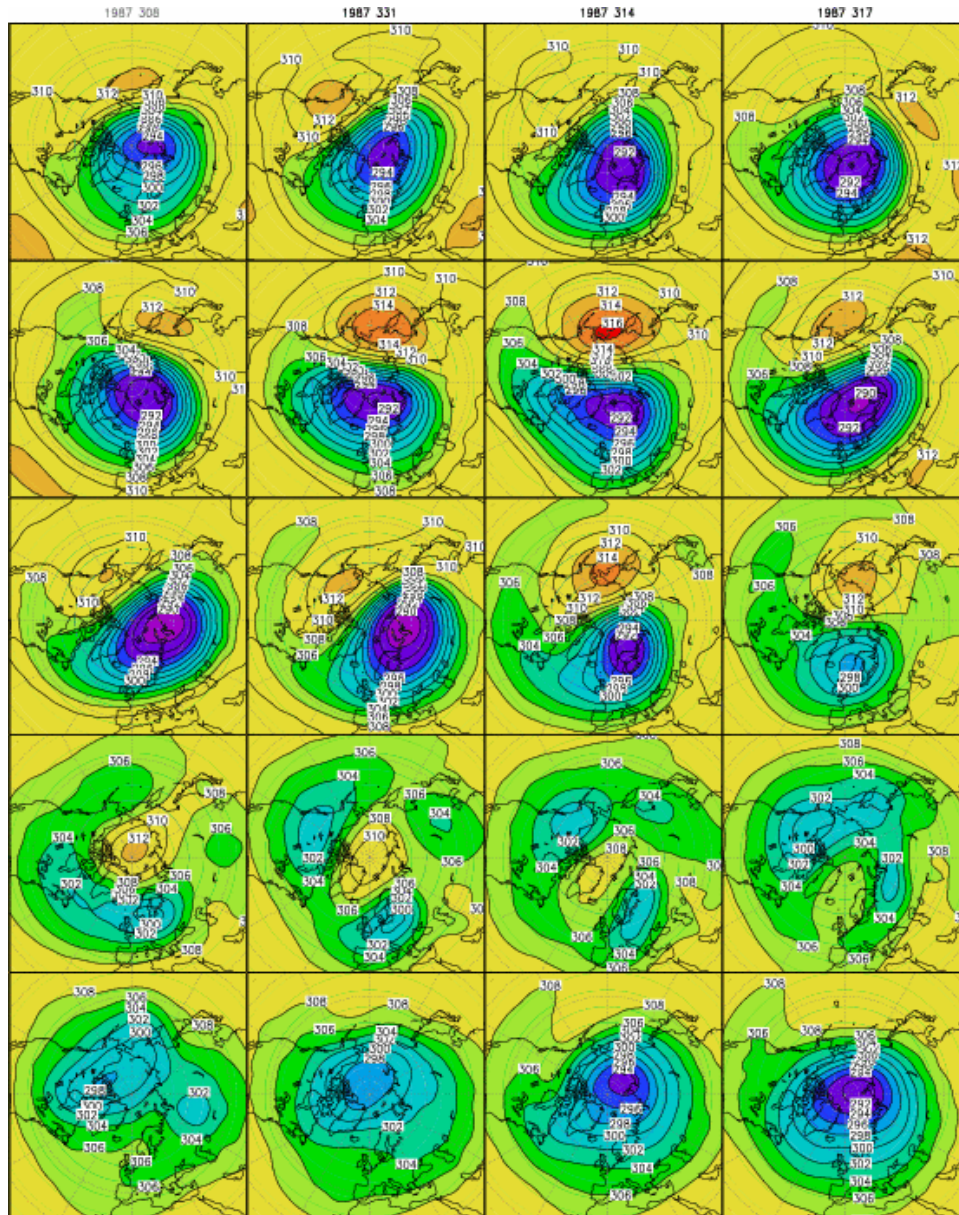
La variabilité dans la moyenne atmosphère et les réchauffement stratosphériques soudains

### Les Températures moyennes aux pôles



## b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

La variabilité dans la moyenne atmosphère et les réchauffement stratosphériques soudains



Un réchauffement stratosphérique:  
Cartes de Z à 32km,  
tout les 3 Jours en Déc. 1987

Certains mois en Hiver de l'hémisphère Nord l'activité des ondes planétaires est très forte

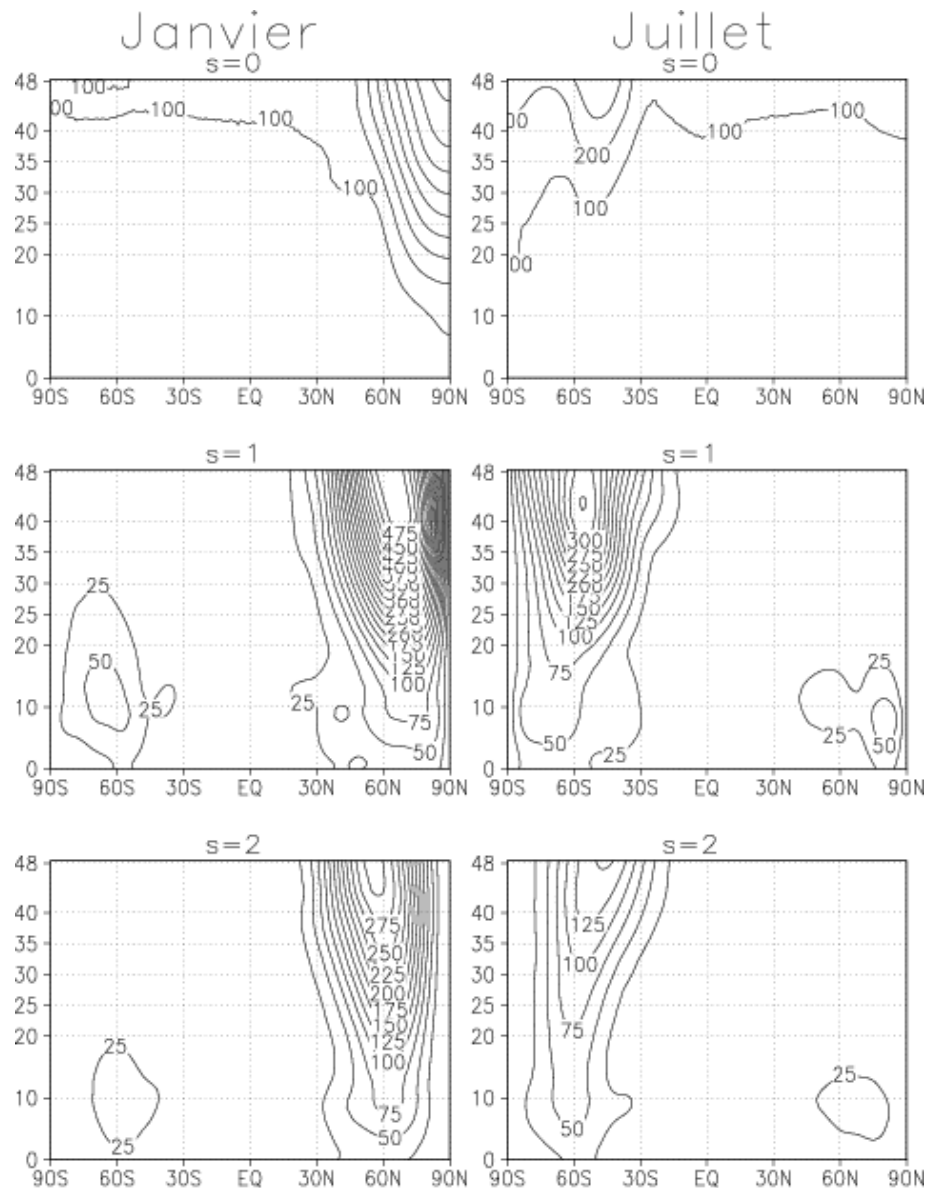
Lors de ces épisodes le réchauffement des régions polaires par les ondes est encore plus fort

Noter tout d'abord la forte activité de l'onde 1, puis l'apparition de l'onde 2 lorsque le réchauffement est maximum

Noter aussi la reconstruction du vortex polaire à la fin

## b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

La variabilité dans la moyenne atmosphère et les réchauffement stratosphériques soudains



Déviati  n standard de la Moyenne mensuelle de  $\Phi$  sur la période 1981-2000, donnée CEPPMT, analyse harmonique.

Analyse harmonique du géopotential un jour donné:

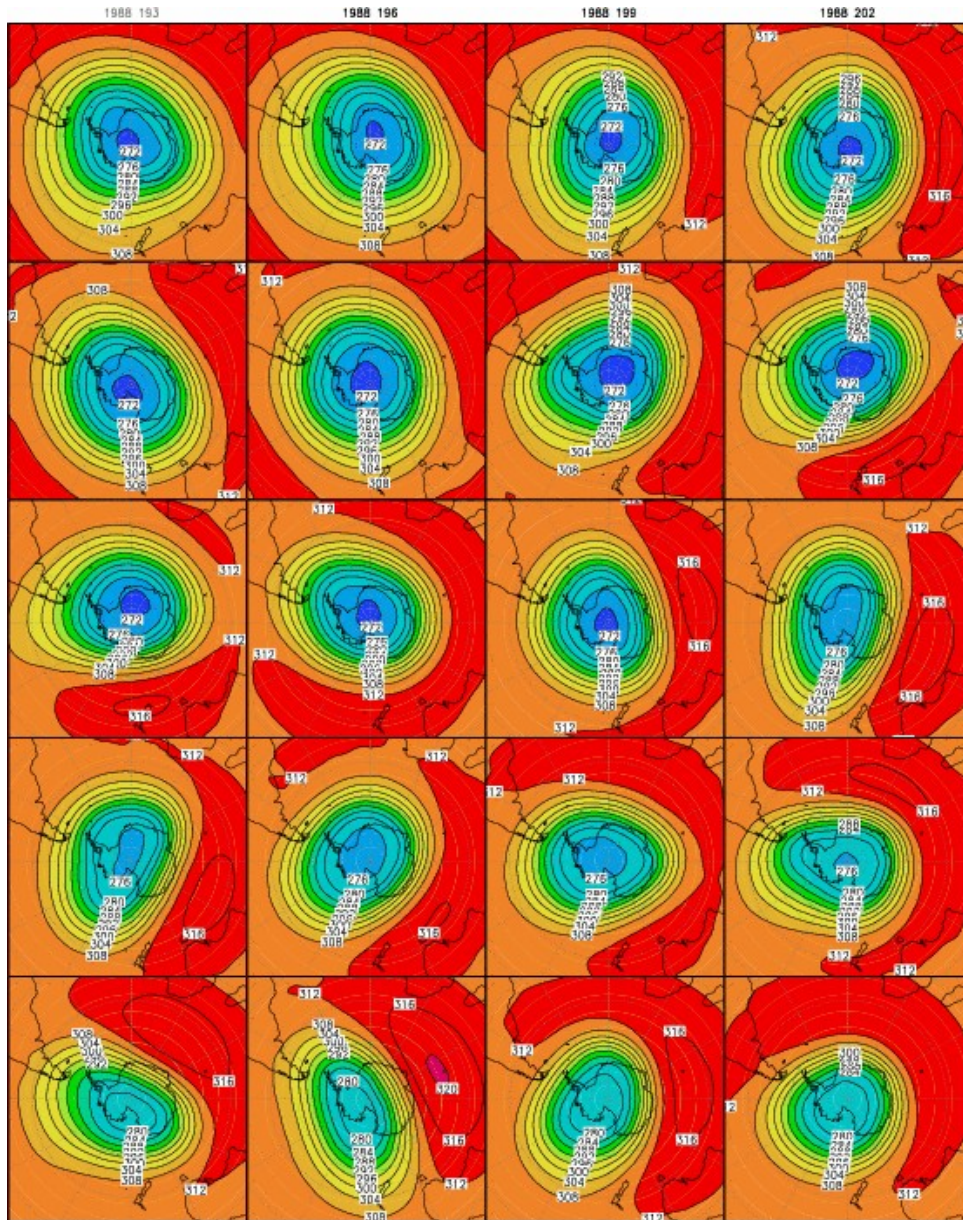
$$\Phi(\phi, \lambda, z, t) = \sum_{s=0}^{\infty} \hat{\Phi}_s(\lambda, z, t) e^{is\phi}$$

- On retrouve bien que la variabilité de l'écoulement moyen est la plus forte dans l'H  m. Nord en Hiver
- Il en est de même de la variabilité des ondes



## b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

La variabilité dans la moyenne atmosphère et les réchauffement stratosphériques soudains



Hémisphère sud, Aout-Sept 1988,  
Z à 32km, tout les 3 jours:

Une certaine variabilité du vortex lors du réchauffement relatif

Très rarement de ruptures

Les masses d'air polaire dans la stratosphère de l'Hémisphère Sud restent très isolées, ce qui rend facile la destruction de l'Ozone dans ces régions et durant la nuit polaire

Rappel: la circulation de BD ne rentre pas dans ce vortex (elle n'y apporte pas l'Ozone depuis les latitudes tropicales)

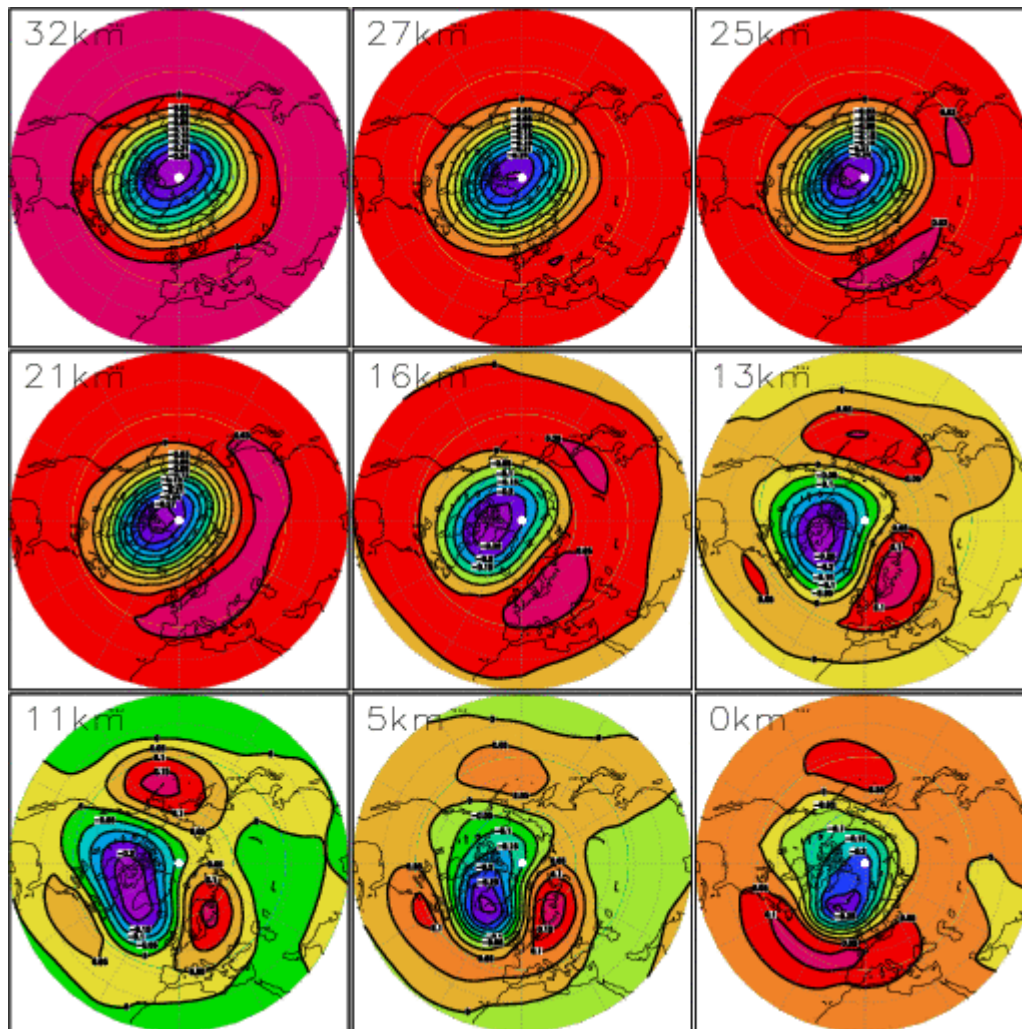


## b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

L'Oscillation Arctique, Influence de la stratosphère sur le climat au sol

Analyse en composantes principales de la variabilité du géopotentiel dans l'Hémisphère Nord (après soustraction du cycle annuel).

Cartes du 1er EOF à différentes altitudes données NCEP 1981-2000



A bas niveau, il s'agit du premier mode de variabilité du climat dans la troposphère

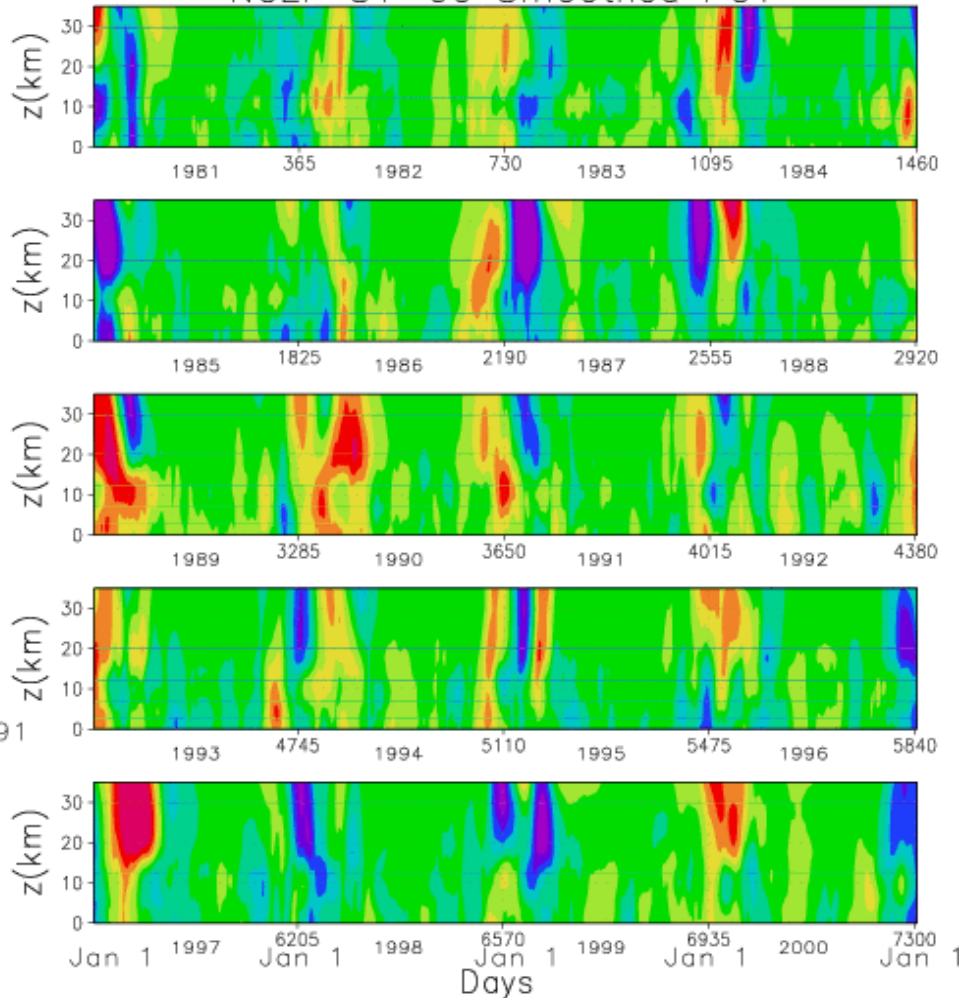
# b) La variabilité dans la moyenne atmosphère

L'Oscillation Arctique, Influence de la stratosphère sur le climat au sol

Analyse en composantes principales de la variabilité du géopotentiel dans l'Hémisphère Nord (après soustraction du cycle annuel).

Evolution de la 1ère PC, en fonction du temps et de l'altitude  
données NCEP 1981-2000

NCEP 81-00 Smoothed PC1



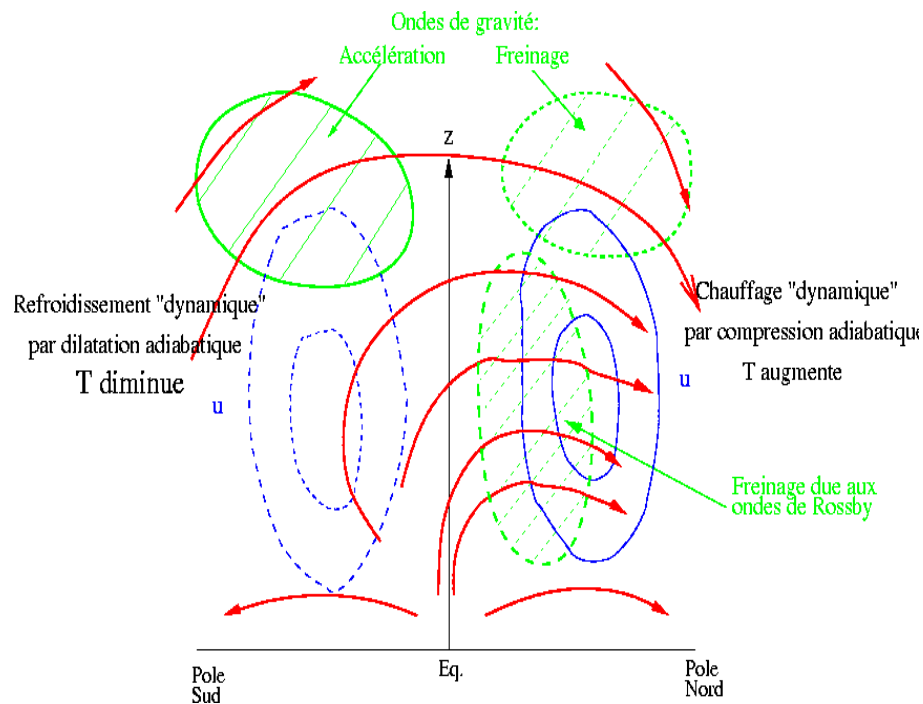
Noter parfois que le signal dans la stratosphère précède celui dans la troposphère

Mécanisme de type QBO mais prenant en compte les interactions entre les ondes planétaires et l'écoulement moyen

## c) Le minimum de Température à la mésopause aux pôles d'été

Retour sur la fermeture des jets dans la haute mésosphère, sur la circulation de Brewer Dobson pilotée par les ondes et le “Downward Control”

- Au sommet de la moyenne atmosphère d'Hiver, ne restent que des ondes se propageant vers l'Ouest ( $C < 0$ ). En effet, le vent étant vers l'Est ( $U > 0$ ) dans toute la moyenne atmosphère, les ondes vers l'Est ( $C > 0$ ) ont déferlées auparavant. Les ondes vers l'Ouest ( $C < 0$ ) restantes, déferlent par effet de densité et freinent l'écoulement moyen à très haute altitude (entre 65 et 90 km)  $dF^z/dz < 0$ .
- Inversement pour l'Hémisphère d'été.



Température au mois de Janvier  
(données CIRA)

