

# Réponses de grande échelle aux déferlement des ondes de montagnes

François Lott,

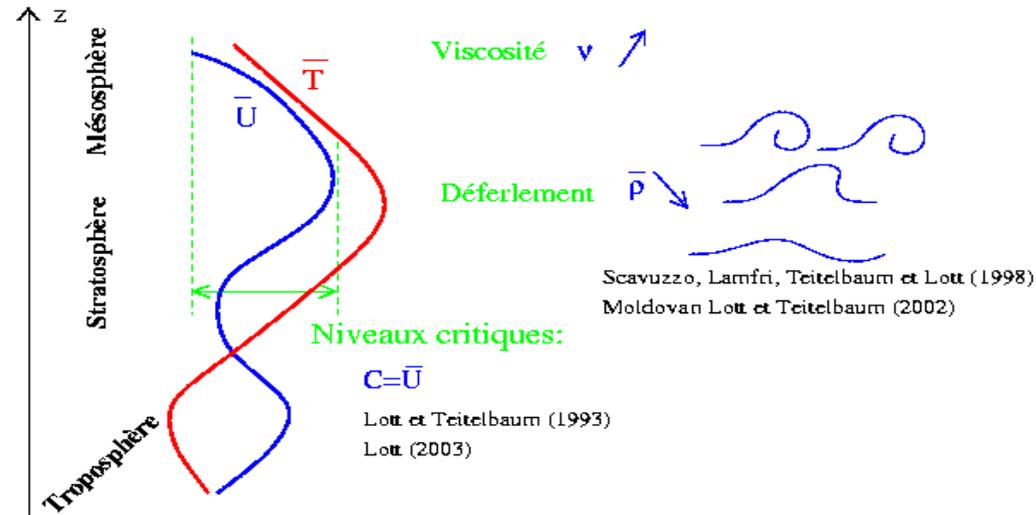
LMD, Ecole Normale Supérieure; flott@lmd.ens.fr

- 1) Généralités: les ondes de gravité et leur impact sur le climat
- 2) Impact local et synoptique du déferlement des ondes de montagnes
  - observations
  - outils diagnostiques
  - Paramétrisations dans les modèles de climat
- 3) Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé:
  - Réponse équilibrée
  - Ré-émission d'ondes d'Inertie Gravité (réponse non-équilibrée)

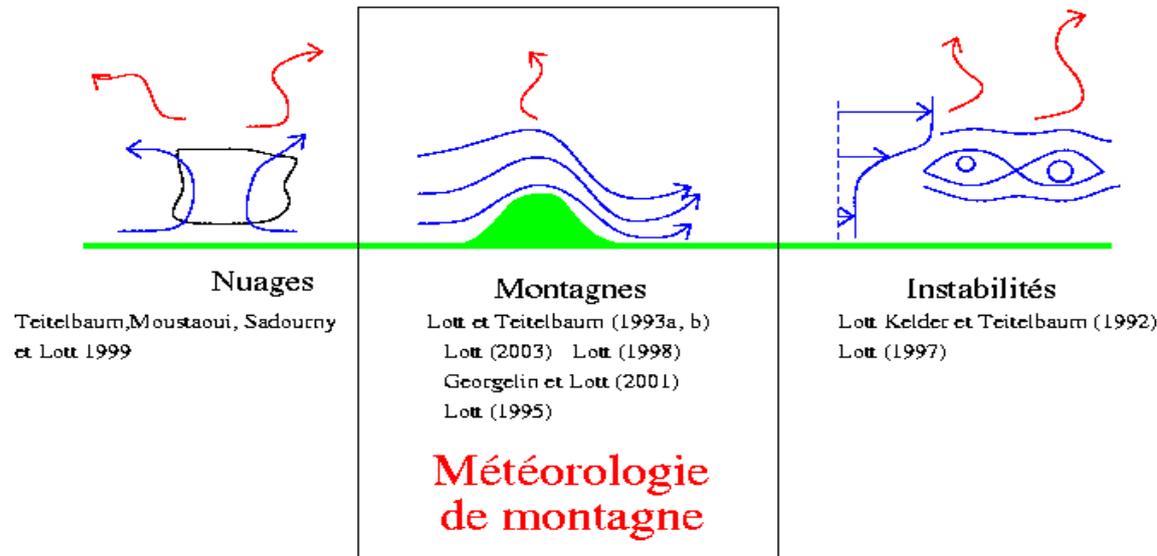
# I Généralités: les ondes de gravité et leur impact sur le climat

.Ondes de gravité et Météorologie de montagne (théories et observations)

Propagation et interaction avec l'écoulement moyen

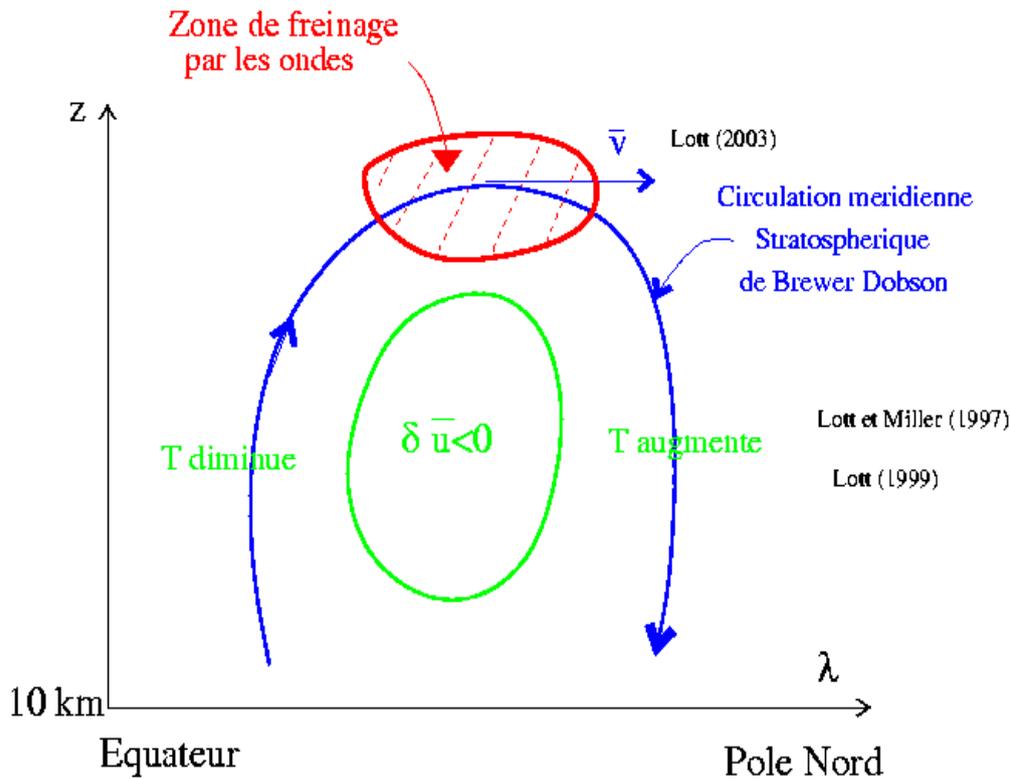


Sources



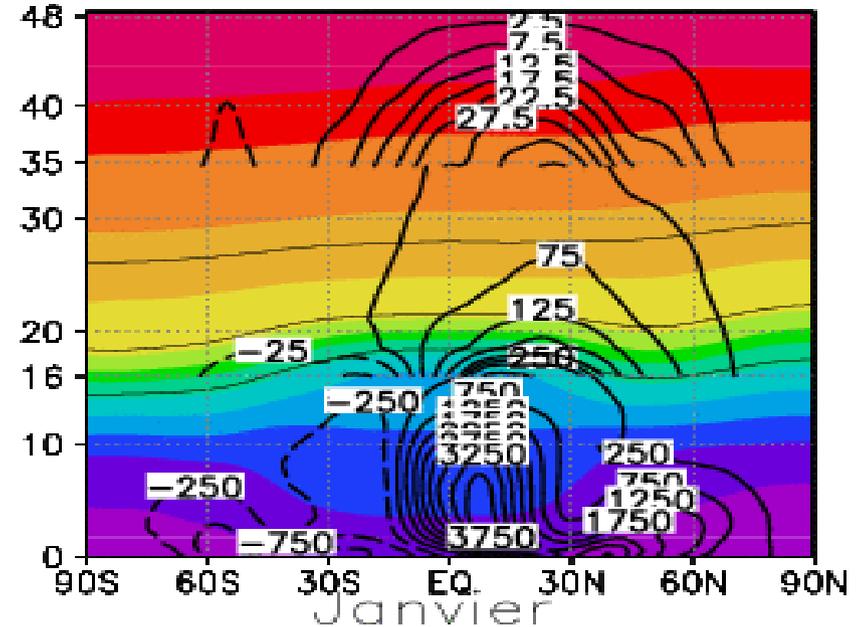
# I Généralités: les ondes de gravité et leur impact sur le climat

## Impact aux échelles planétaires



Correction des erreurs systématiques sur T et u

Transporte l'ozone des tropiques vers les hautes latitudes (essentielle dans les modèles couplés chimie-climat)



Fonction de courant de la Circulation de Brewer Dobson (Données CEPPMT)

Le déferlement des ondes de gravité est une contribution significative à cette circulation

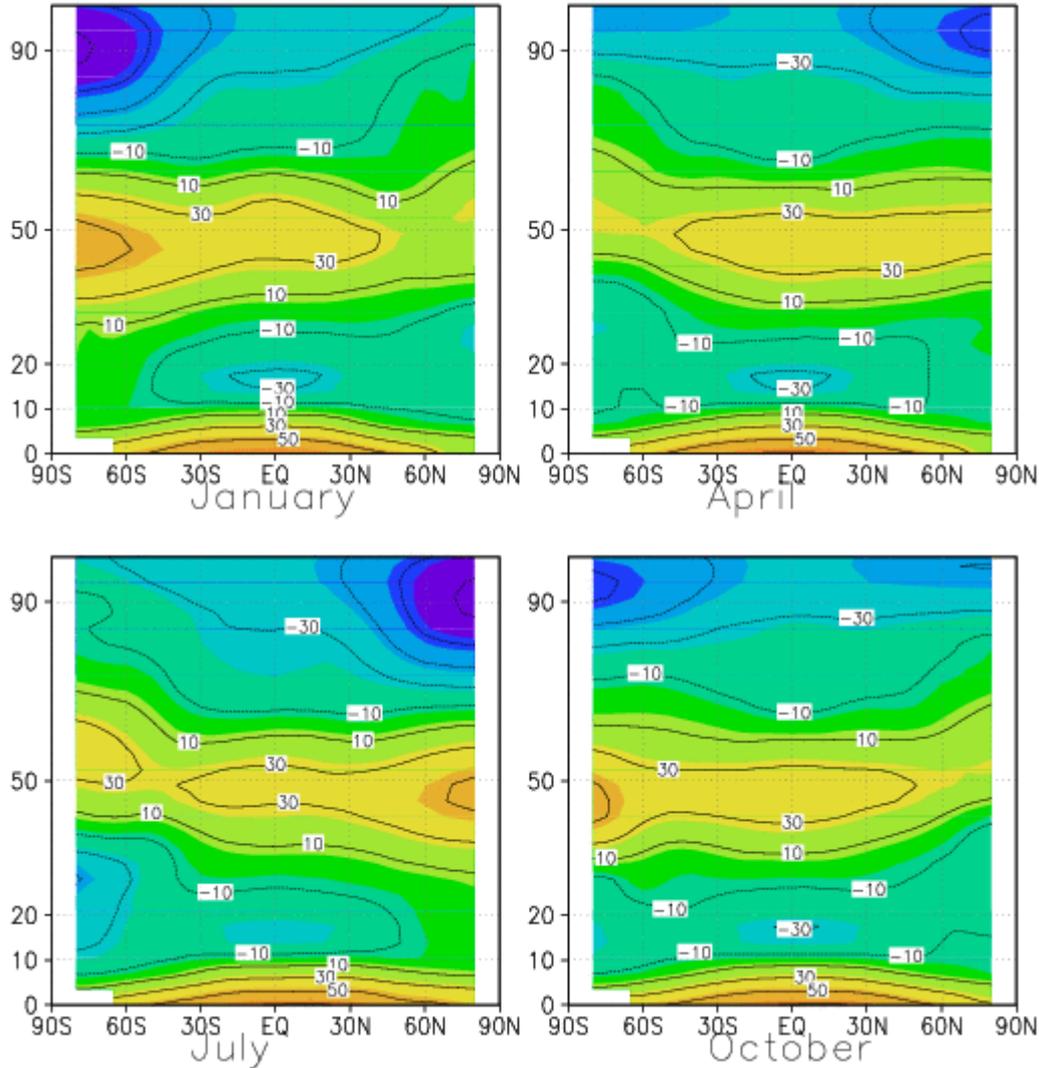
# I Généralités: les ondes de gravité et leur impact sur le climat

## Les moyennes zonales de la température dans l'atmosphère moyenne (données CIRA)

T(K)-230

Solstices

Equinoxes

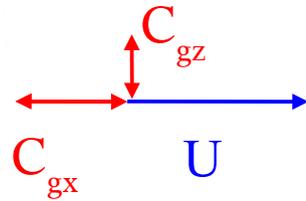
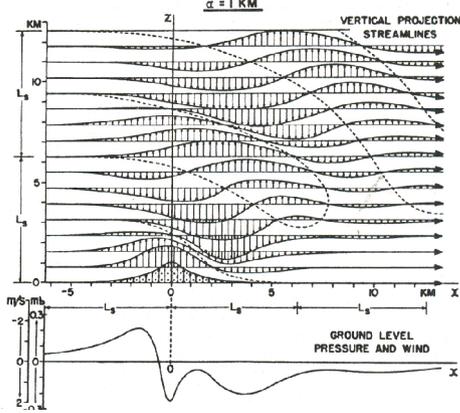


- A la stratopause (50km) dans l'Hémisphère d'été on trouve bien un maximum de T: A une altitude donnée T décroît lorsqu'on va du pôle d'été au pôle d'hiver.
- Dans la stratosphère ( $20\text{km} < z < 50\text{km}$ ), T décroît du pôle d'été au pôle d'hiver.
- Dans la stratosphère, T est plus uniforme durant les équinoxes
- Il y a un minimum marqué de T à la tropopause ( $z \sim 15\text{km}$ ) équatoriale, et en toute saison (Rayonnement IR due a la vapeur d'eau).
- Aux équinoxes et dans la haute mésosphère, (70-90km) T croît du pôle d'hiver vers le pôle d'été!!!
- Aux solstices et à la mésopause (90km) se trouve un minimum ( $\sim 180\text{K}$ ) de T près du pôle d'été. C'est la région la plus froide de l'atmosphère!!!!

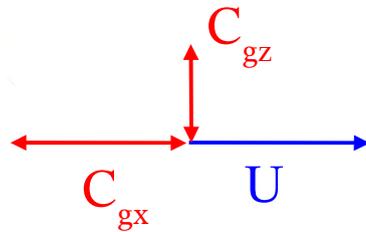
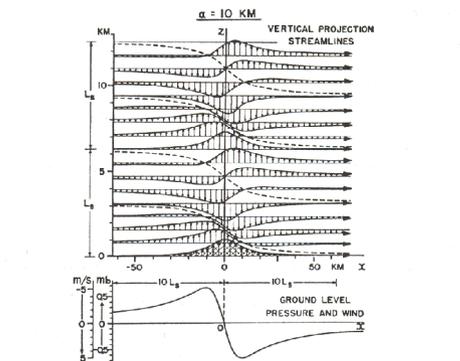
# II Impact local et synoptique du déferlement des ondes de montagnes

Les ondes de montagne (Théorie Linéaire 2D, Queney (1948))

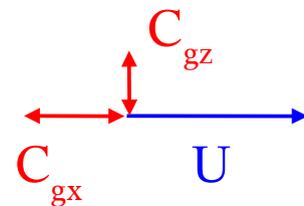
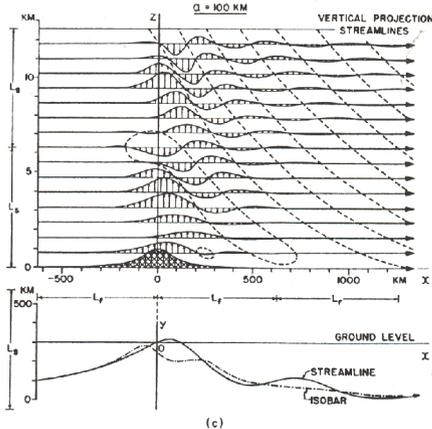
$$U=10\text{m/s}, N=0.01\text{s}^{-1}, f=0.0001\text{s}^{-1}$$



$d=1\text{km}, U/d \sim N$ , effets non-hydrostatiques



$d=10\text{km}$ , Hydrostatique non-tournant



$d=100\text{km}, U/d \sim f$   
Régime Hydrostatique tournant

Pour des ondes linéaires stationnaires, le flux de quantité de mouvement du aux ondes égale la traînée à la surface:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \rho \vec{u}' w' dx dy(z) = -\mathcal{D}$$

On appelle traînée:

$$\mathcal{D} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p' \vec{\nabla} h dx dy$$

(c'est un peu plus compliquée avec  $f \neq 0$ )

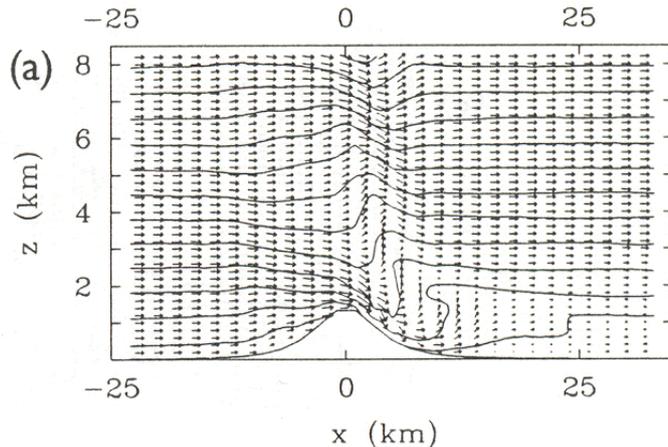
Fig. 8.9. (continued)

## II Impact local et synoptique du déferlement des ondes de montagnes

Les ondes de montagne (Effets non linéaires, Miranda et James 1992)

$$U=10\text{m/s}, N=0.01\text{s}^{-1}, h_{\text{max}} \sim 1\text{km}$$

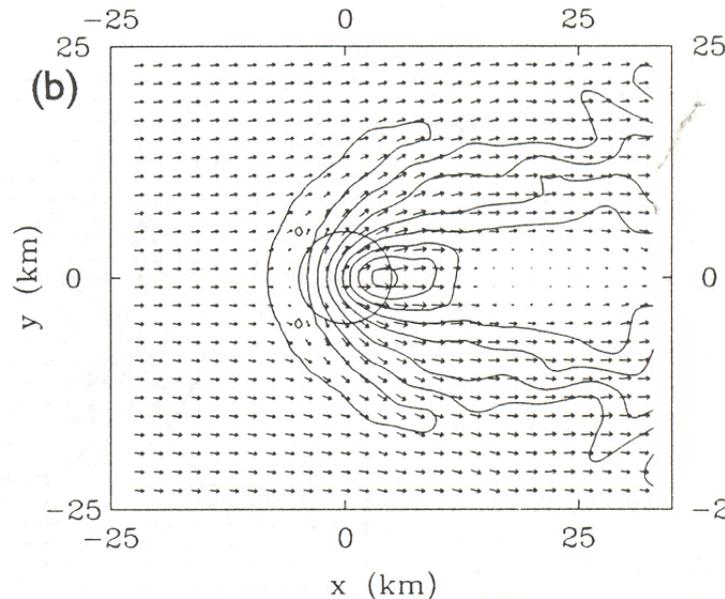
Noter:



Les isentropes quasi-verticales à bas niveau, indicatif du déferlement de l'onde

Le fort effet de Foehn en aval

Le résidu d'onde de gravité se propageant vers le haut



Le ralentissement dans le cillage visible dans la vitesse au sol

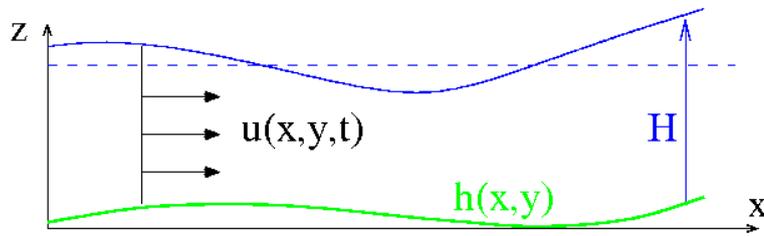
La zone de ralentissement qui s'étend loin en aval, c'est à dire loin de la région où l'onde se propage

Question:

Comment quantifier le mouvement (réversible) due à l'onde de celui du à son déferlement (irréversible)?

# II Impact local et synoptique du déferlement des ondes de montagnes

Exemple du ressaut Hydraulique dans les équations de St Venant.  
Schar et Smith 1992



Equations de St Venant, effets dissipatifs représentés par  $X, Y$ :

$$\begin{aligned} \frac{Du}{Dt} - fv &= -g \frac{\partial h + H}{\partial x} + X \\ \frac{Dv}{Dt} + fv &= -g \frac{\partial h + H}{\partial y} + Y \\ \frac{DH}{Dt} + H \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0 \end{aligned}$$

Equation pour la vorticité absolue:  $\xi_a = \partial_x v - \partial_y u + f$ :

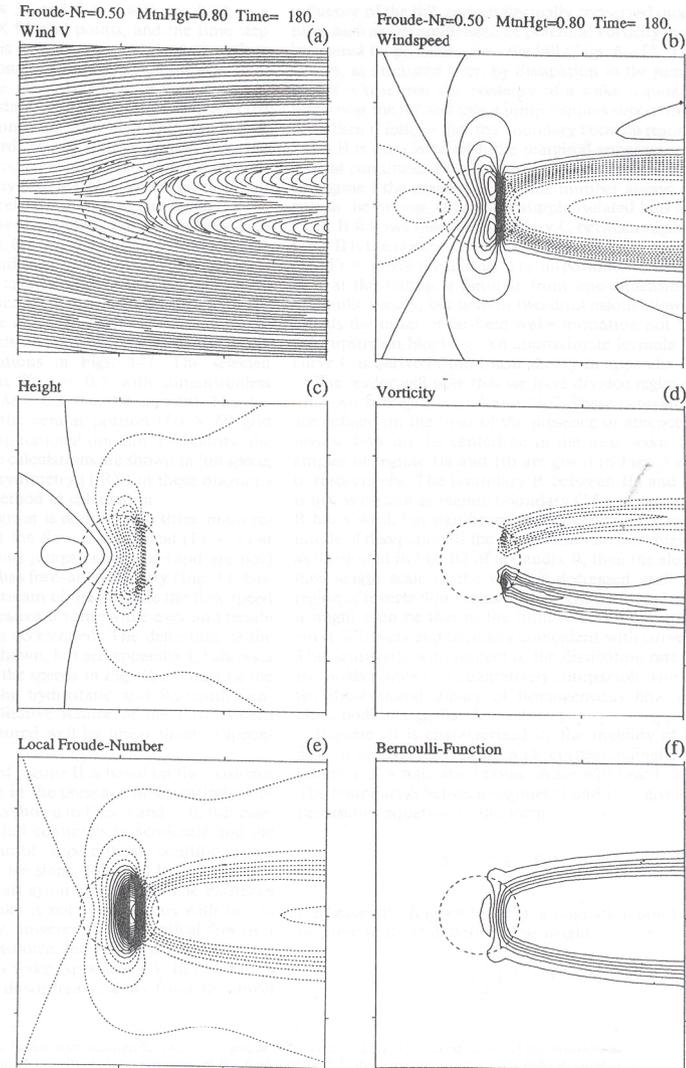
$$\frac{\partial \xi_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u} \xi_a + \vec{J}_N) = 0$$

Flux advectif de vorticité absolue:  $\vec{u} \xi_a$

Flux non-advectif de vorticité absolue:  $\vec{J}_N = -Y \vec{e}_x + X \vec{e}_y$

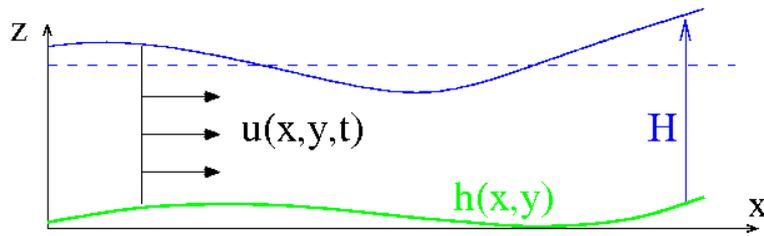
Sans dissipation,  $X = Y = 0$ ,  $\vec{J}_N = 0$  la vorticité potentielle  $Q = \xi_a / H$  est conservée:

$$\frac{DQ}{Dt} = 0$$



## II Impact local et synoptique du déferlement des ondes de montagnes

Exemple du ressaut Hydraulique dans les équations de St Venant.  
Schar et Smith 1992



Re-écriture Equations de St Venant, effets dissipatifs représentés par  $X, Y$ :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{k} \times (\xi_a \vec{u} + \vec{J}_N) + \vec{\nabla} B = 0$$

Où  $B$  est la fonction de Bernoulli (la charge):

$$B = \frac{u^2 + v^2}{2} + g(h + H)$$

Son évolution est donnée par:

$$\frac{DB}{Dt} = +g \frac{\partial H}{\partial t} + Xu + Yv$$

(la perte de charge est liée au travail des forces dissipatives).

Important:

Dans le cadre stationnaire la fonction de Bernoulli est la fonction de courant du flux total de vorticité absolue:

$$\xi_a \vec{u} + \vec{J}_N = \vec{k} \times \vec{\nabla} B$$

Le tourbillon potentiel et la fonction de Bernoulli permettent de diagnostiquer lorsqu'une onde déferle où est dissip e (une onde stationnaire non-dissip e ne produit pas d'anomalies de  $B$  ou de  $Q$ )

Ces propriétés sont totalement généralisables aux équations exactes

L'effet des montagnes ou des obstacles est de produire une force  $X, Y$  sur l'écoulement là où la traînée due aux ondes ou à l'obstacle est restitu e

Un comportement tout à fait comparable se produit lorsque la surface du fluide intersecte la montagne

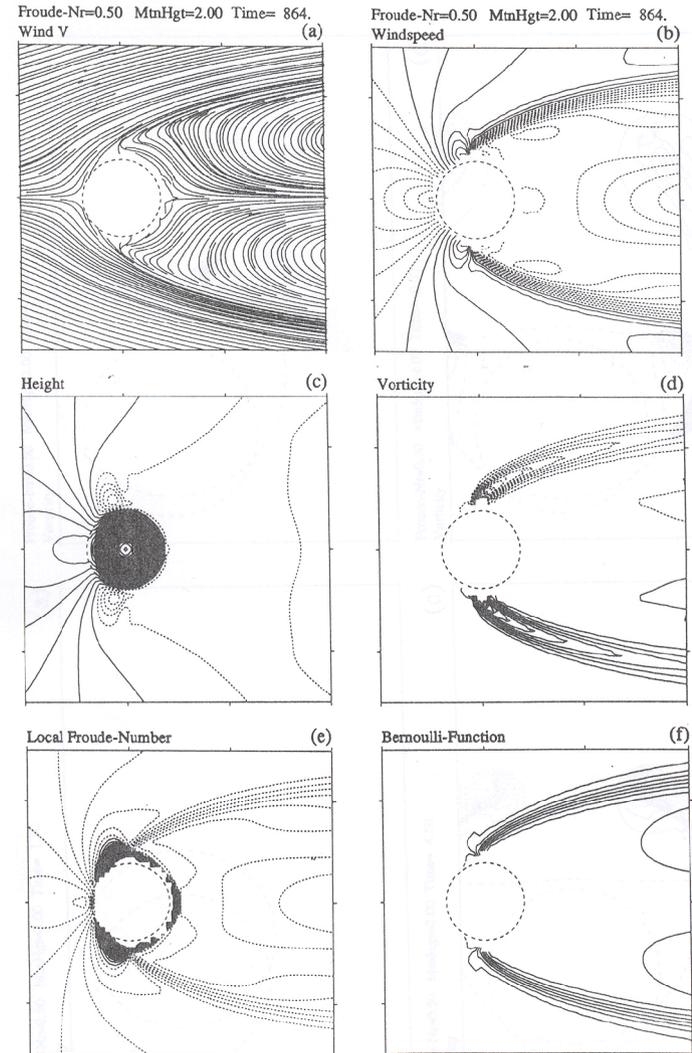
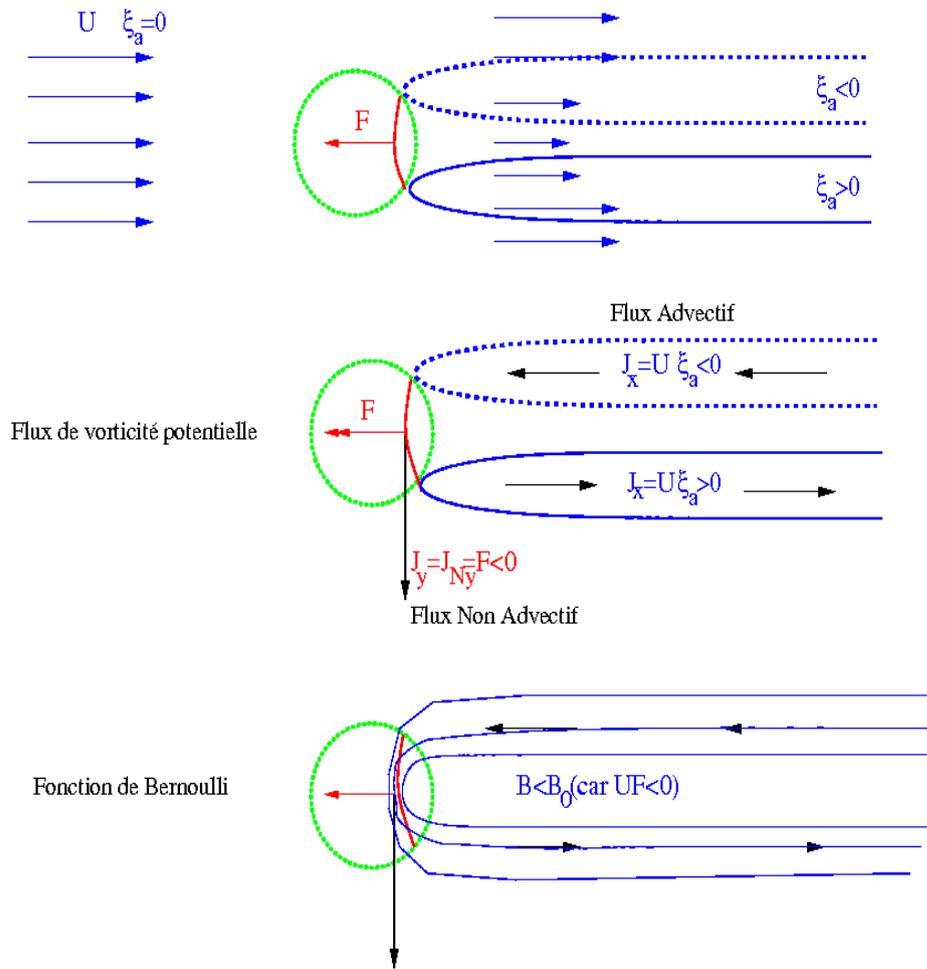
# II Impact local et synoptique du déferlement des ondes de montagnes

Exemple du ressaut Hydraulique dans les équations de St Venant.

Schar et Smith 1992

Cas où l'obstacle perce la surface

Description Heuristique ( $f=0$ )



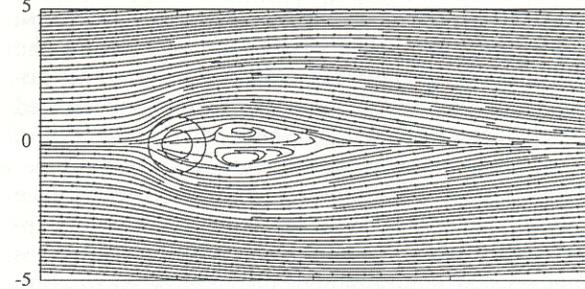
# II Impact local et synoptique du déferlement des ondes de montagnes

Extension à un fluide continuellement stratifié

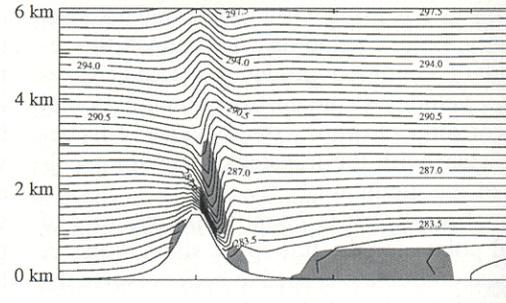
Schar et Durran 1997

Streamlines at surface

(a)

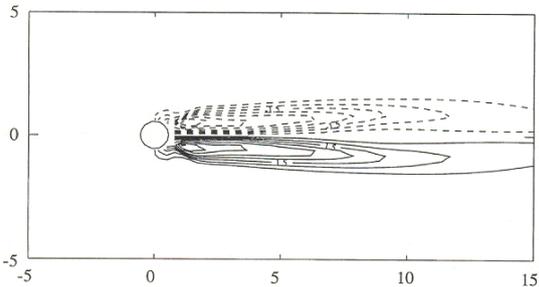


Potential temperature [K]

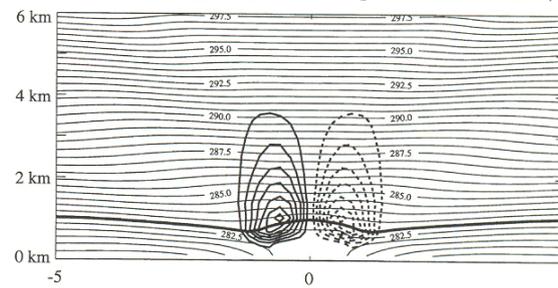


Potential vorticity at z=1 km [pvu]

(b)



Potential vorticity and potential temperature at x=50 km (d)



On peut voir les surfaces isentropes comme les surfaces libres du modèle de St Venant (les flux de PV sont alors // aux isentropes)

La zone où l'onde déferle est alors l'équivalent du ressaut hydraulique

# II Impact local et synoptique du déferlement des ondes de montagnes

## Observations

Lott (1995) et Georgelin and Lott (2001)

Pour les données PYREX, Bougeault et al. (1990)

Le transect central de la campagne PYREX

Les ondes de montagne vues par les vols avions

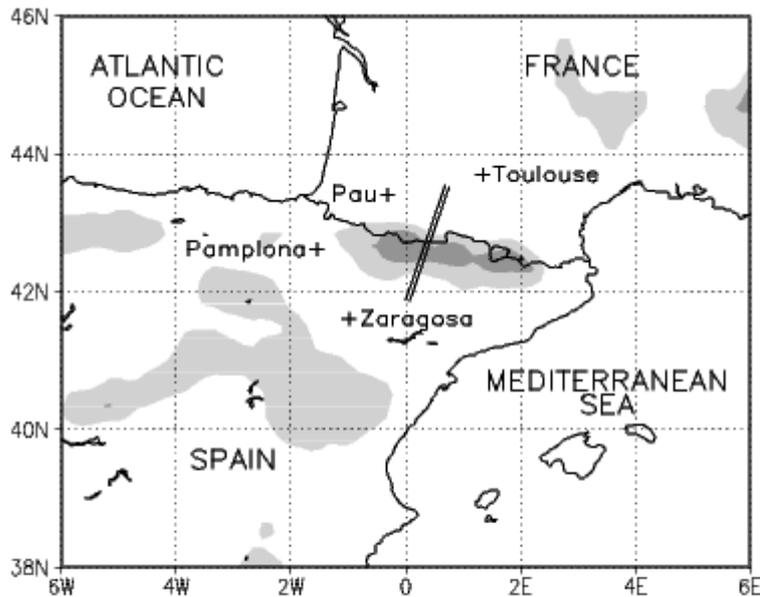
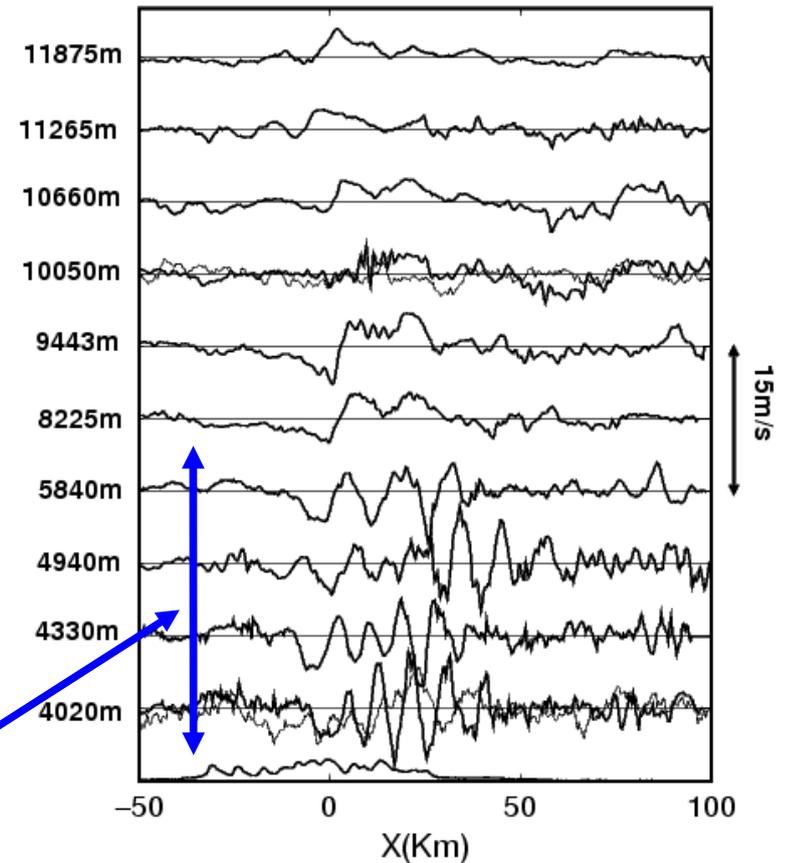


Figure 1: Smoothed terrain elevation and PYREX data used. + denotes the location of the high resolution soundings. The two thick lines indicate the airplane paths during the IOP 3. The light and dark shaded areas denote terrain elevation above 1000m and 1500m respectively.



Ondes piégées  
(Georgelin et Lott 2001)

Figure 2: Observed vertical velocities from different Aircraft legs. 15 October 1990 around 6 UTC. Thick lower curve represent the Pyrénées, the thin curve at the Z=4km and Z=10km are red noises surrogate with characteristics adapted to the measured vertical velocity at that levels.

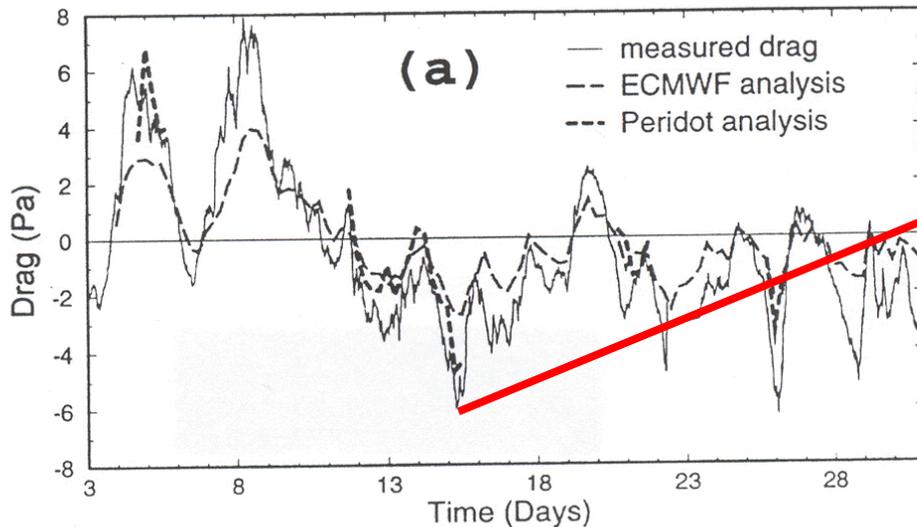
# II Impact local et synoptique du déferlement des ondes de montagnes

## Observations

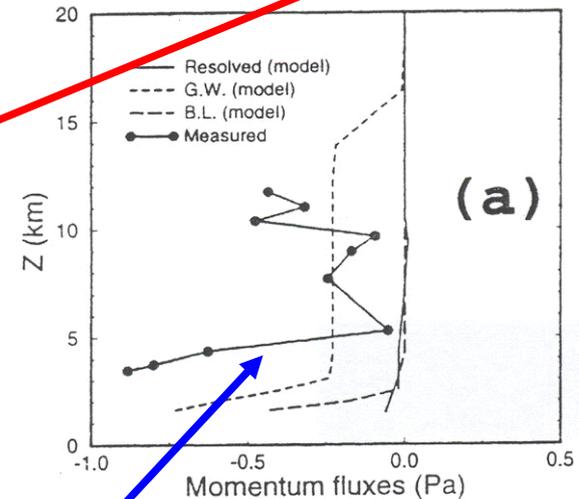
Lott (1995) et Georgelin and Lott (2001)

Pour les données PYREX, Bougeault et al. (1990)

La trainée mesurée par les micro-barographes au sol (Octobre 1990)



Le flux de quantité de mouvement mesuré par les avions le 15 Octobre



Effet des ondes piégées (Georgelin et Lott 2001)

Noter que le flux de quantité de mouvement est nettement inférieure à la trainée au sol: Indicatif de déferlements à bas niveau, et de contournement avec formation de cillage

## II Impact local et synoptique du déferlement des ondes de montagnes

### Diagnostiques isentropiques des Réanalyses Périidot

Lott (1995)

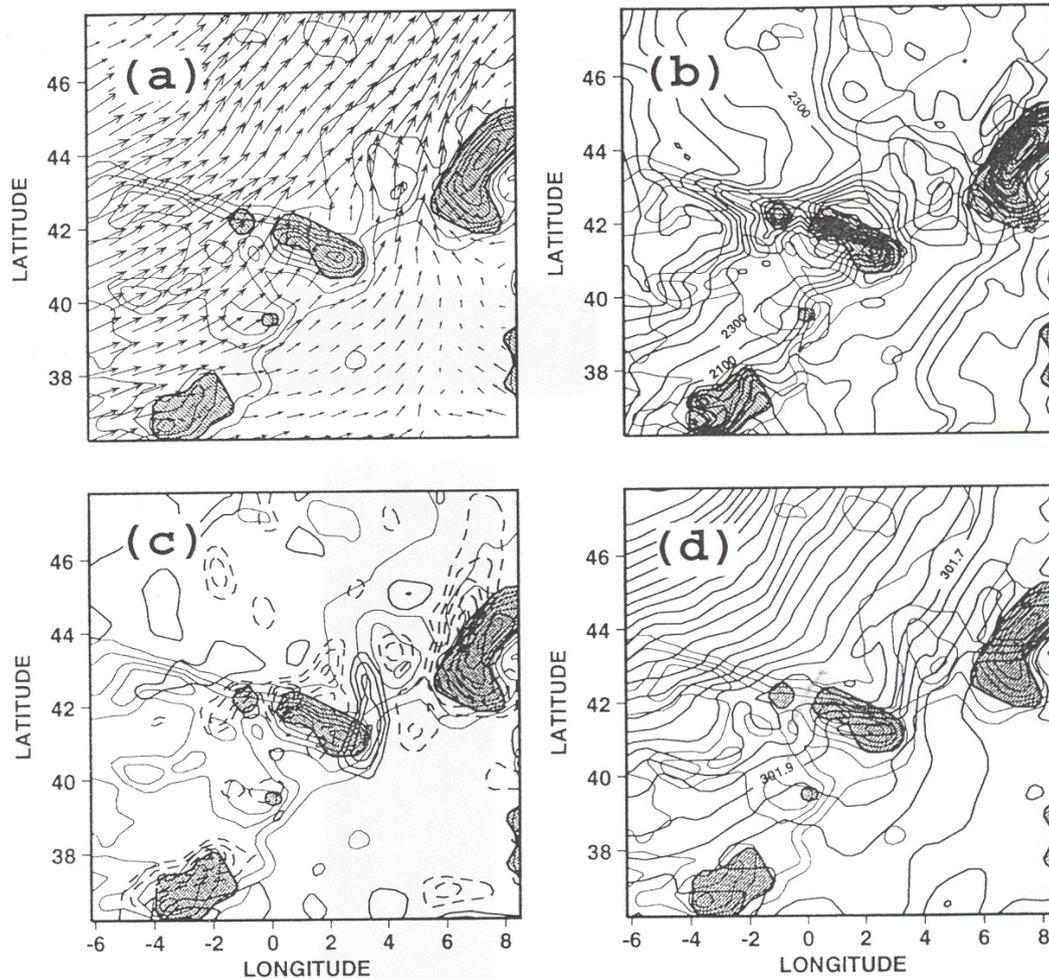


Figure 9. Périidot analysis, 12 UTC 15 October 1990. Orography (contour interval = 400 m) and flow diagnostics on the isentropic surface  $\theta = 302$  K. In the shaded area, the isentropic goes below the lowest model level. (a) wind; (b) elevation, contour interval = 200 m; (c) isentropic relative vorticity, contour interval =  $0.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , negative values dashed and (d) Bernoulli function, contour interval =  $100 \text{ J kg}^{-1}$ .

# II Impact local et synoptique du déferlement des ondes de montagnes

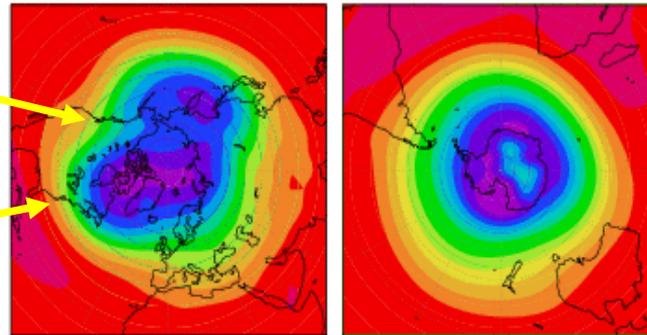
## Effet sur l'onde planétaire stationnaire

### Importance des montagnes aux échelles planétaires

NH DJF      SH JJA

Dorsale ( $\xi < 0$ )

Talweigh ( $\xi > 0$ )



Réanalyses NCEP, géopotiel à 700hPa, mois d'hiver

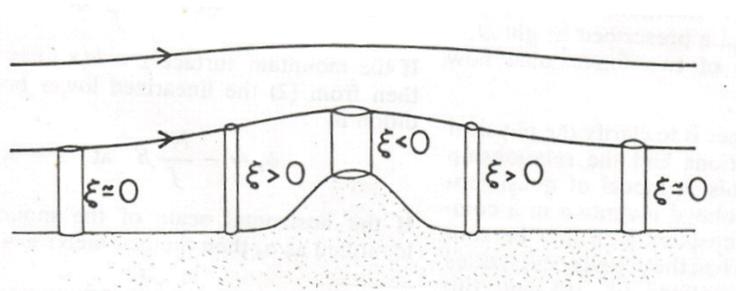


FIG. 1. The quasi-geostrophic stratified flow over a mountain. The vertical displacement of potential temperature surfaces becomes weaker but more widespread aloft. The stretching of vortex line near the ground causes strong anticyclonic vorticity over the mountain and weaker cyclonic vorticity surrounding the mountain. Further aloft, the vorticity distribution broadens and becomes weaker. (After Buzzi and Tibaldi.)

Conservation de la vorticité potentielle (approximation Quasi-Geostrophique):

$$\frac{d(\xi + f) \theta_z}{dt} = 0.$$

vorticité relative:

$$\xi = \partial_x v_g - \partial_y u_g$$

Les isentropes sont des surfaces matérielles (en l'absence d'effet diabatiques):

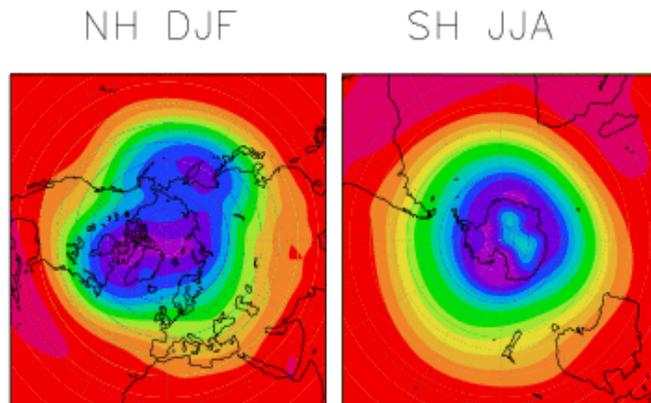
$$\frac{d\theta}{dt} = 0.$$

## II Impact local et synoptique du déferlement des ondes de montagnes

### Représentation dans les modèles de circulation générale

Lott et Miller (1997), Lott (1999), Lott et al. (2005)

#### Importance des montagnes aux échelles planétaires

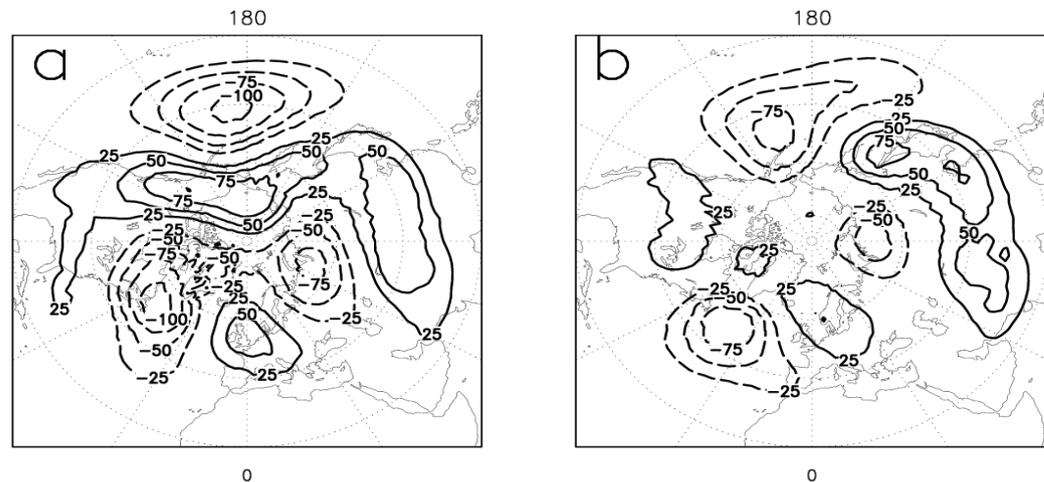


Réanalyses NCEP, géopotential à 700hPa, mois d'hiver

#### Paramétrisation et impacts

Sans

Avec

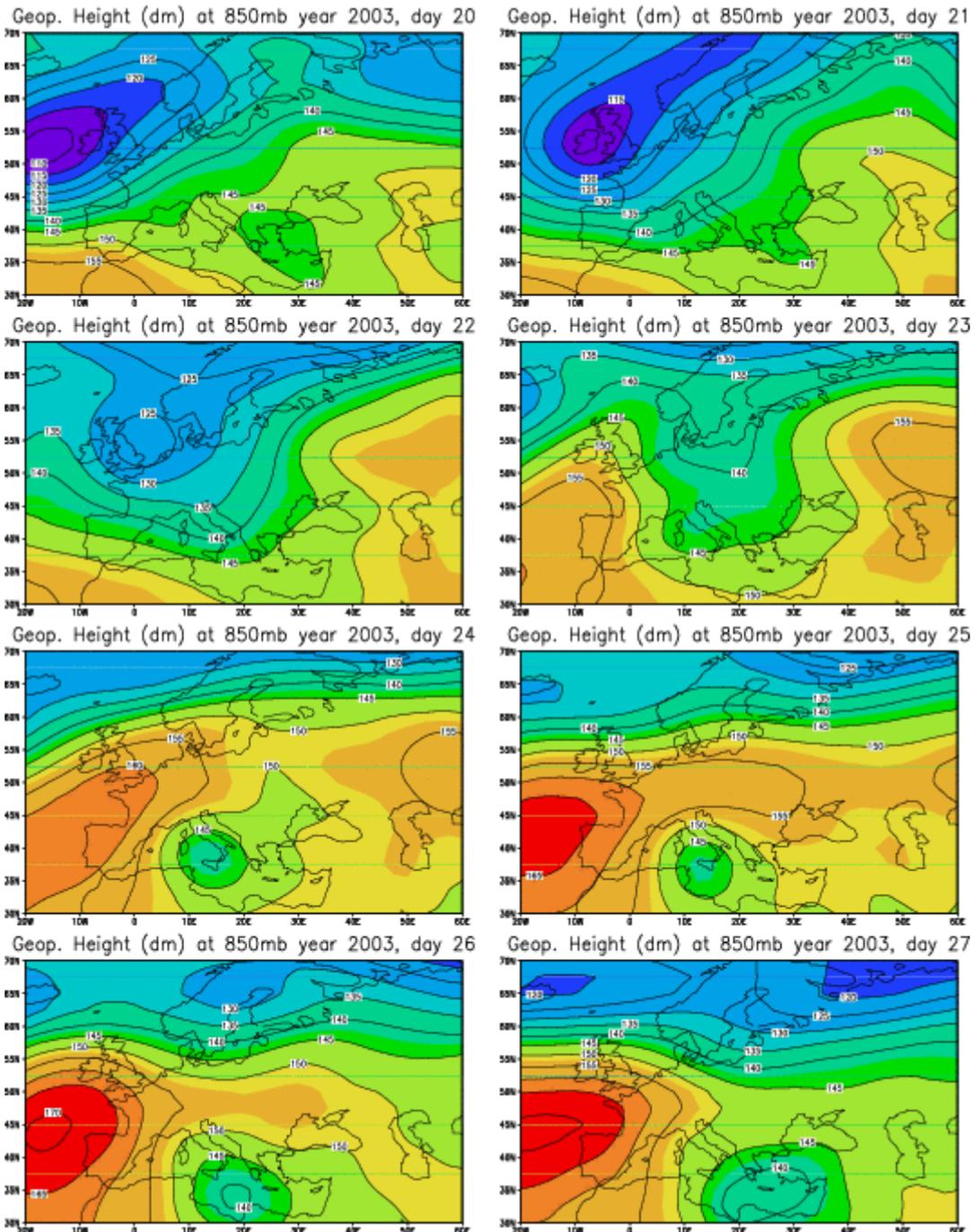


Cartes d'erreurs, NCEP-LMDz, géopotential à 700hPa, mois d'hiver

- Principes physique: blocages et cillages à bas niveaux, ondes piégées, effets directionnel
- Opérationnel à l'ECMWF et au LMD, implémenté au MPI, la formulation du blocage à bas niveau inspire d'autres centres

# III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

## Un cas de Cyclogénèse de montagne (Données NCEP)



# III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

## Une théorie de la cyclogénèse de montagne (Smith 1979)

Profil de la montagne:

$$\mathcal{H}(\mathbf{x}) = H_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{2L^2}}$$

Profil du vent et de la T potentielle:

$$\mathbf{U}(z) = U(z) \mathbf{e}_x + V_0 \mathbf{e}_y = \Lambda z \mathbf{e}_x + V_0 \mathbf{e}_y,$$

$$\Theta_b(y, z, t) = \theta_r + \theta_{0z} z + \Theta_y y$$

Fréquence de Brunt Vaisala, gradient thermique Nord-Sud et Richardson:

$$N^2 = \frac{g \theta_{0z}}{\theta_r}, \quad \Theta_y = -\frac{\Lambda f \theta_r}{g}, \quad Ri = \frac{N^2}{\Lambda^2}$$

Equations linéarisées Semi-Géostrophique dans le fluide:

$$(\partial_t + \mathbf{U} \nabla) u_g + w \Lambda - f v + \partial_x \phi = 0$$

$$(\partial_t + \mathbf{U} \nabla) v_g + f u + \partial_y \phi = 0$$

$$(\partial_t + \mathbf{U} \nabla) \theta + v \Theta_y + w \theta_{0z} = 0;$$

$$\partial_x u + \partial_y v + \partial_z w = 0.$$

Vent Géostrophique et relation hydrostatique:

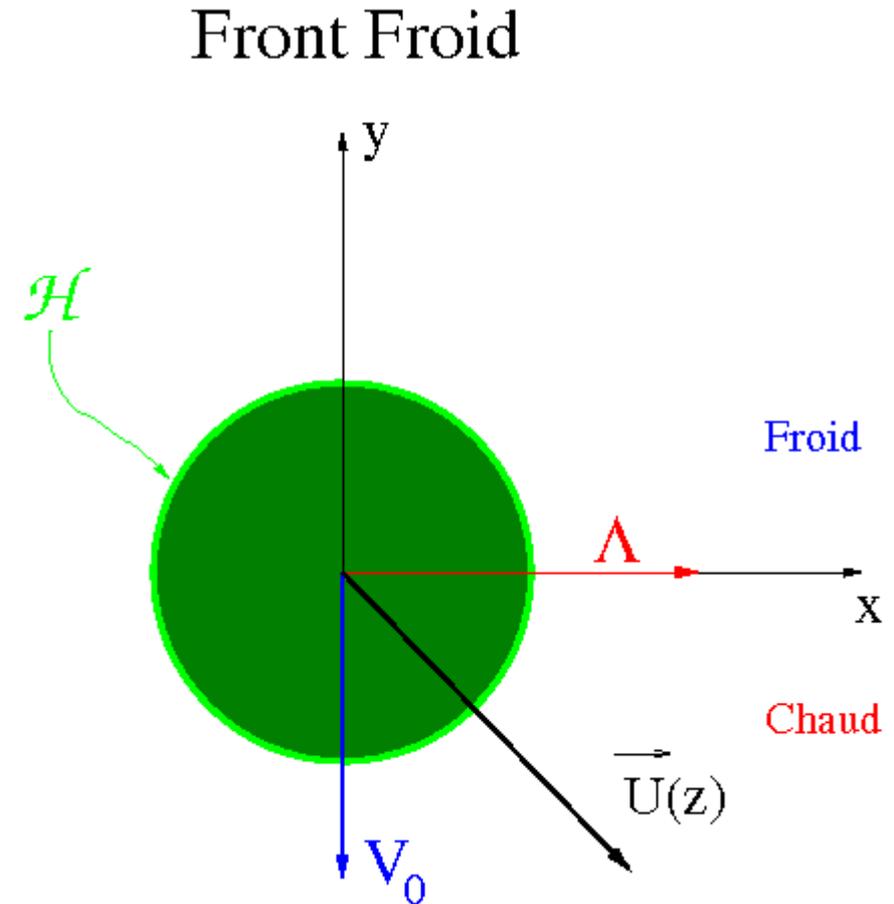
$$u_g = -\partial_y \phi / f \quad v_g = \partial_x \phi / f \quad g \theta / \theta_r = \partial_z \phi.$$

Dans ce système le tourbillon potentiel Semi-Géostrophique est conservé, pour la perturbation cela revient à écrire:

$$q(\mathbf{x}, z, t) = \theta_{0z} \left( (1 - Ri^{-1}) \partial_x v_g - \partial_y u_g \right) + \Lambda \partial_y \theta + \Theta_y \partial_z u_g + f \partial_z \theta = 0$$

Conditions aux limites en  $z = 0$  (pas de tropopause):

$$(\partial_t + \mathbf{U}(0) \cdot \nabla) \theta + v \Theta_y = -\theta_{0z} \mathbf{U}(0) \cdot \nabla \mathcal{H} \quad \text{in } z = 0$$



# III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

## Une théorie de la cyclogénèse de montagne (Smith 1979)

### Les ondes de Eady de Bord

Résolution dans l'espace spectral:

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\phi}(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} d\mathbf{k} dl$$

Une solution à tourbillon potentiel nul:

$$\hat{\phi}(\mathbf{k}, z, t) = \hat{\phi}_u(\mathbf{k}, t) e^{-\lambda z}$$

où:

$$\lambda = \lambda_r - i\lambda_i, \quad \lambda_r = \frac{N}{f} \sqrt{1 - Ri^{-1}} |\mathbf{k}|, \quad \lambda_i = l \frac{\Lambda}{f}$$

La condition la limite en  $z = 0$  devient:

$$\lambda_r (\partial_t - i\mathbf{k} \cdot \mathbf{U}(\mathbf{0})) \hat{\phi}_u - ik\Lambda \hat{\phi}_u = -i\mathbf{k} \cdot \mathbf{U}(\mathbf{0}) N^2 (1 - Ri^{-1}) \hat{\mathcal{H}}(\mathbf{k})$$

Evolution et advection  
de la perturbation de  
Température

Advection méridienne  
de la T moyenne  
par la perturbation

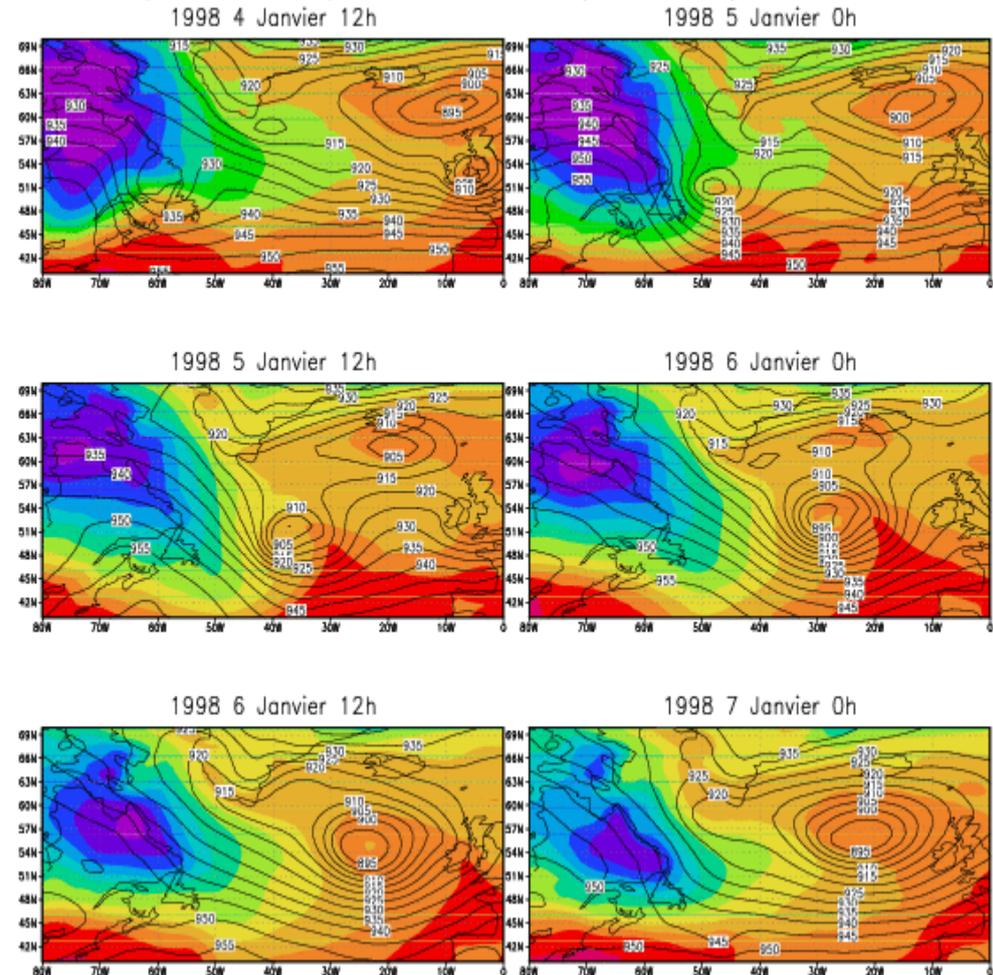
Ondes libres de Eady:

$$\partial_t = i\omega \text{ et } \hat{\mathcal{H}} = 0$$

Relation de dispersion:

$$\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{U}(\mathbf{0}) + k \frac{\Lambda}{\lambda_r}$$

Pression (mb) pres du sol (600m, noire)  
Température pres du sol (couleur)



# III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

## Une théorie de la cyclogénèse de montagne (Smith 1979)

### Ondes de Eady forcées

Cas où  $\phi = 0$  à  $t = 0$  et  $\mathcal{H} \neq 0$   
résolution numérique de l'équation

$$\lambda_r (\partial_t - i\mathbf{k} \cdot \mathbf{U}(\mathbf{0})) \hat{\phi}_u - ik\Lambda \hat{\phi}_u = -i\mathbf{k} \cdot \mathbf{U}(\mathbf{0}) N^2 (1 - Ri^{-1}) \hat{\mathcal{H}}(\mathbf{k})$$

et retour dans l'espace physique.

Paramètres:

$$f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}, N = 10^{-2} \text{ s}^{-1}, \Lambda = 4.10^{-3} \text{ s}^{-1},$$

$$U_0 = 0 \text{ ms}^{-1}$$

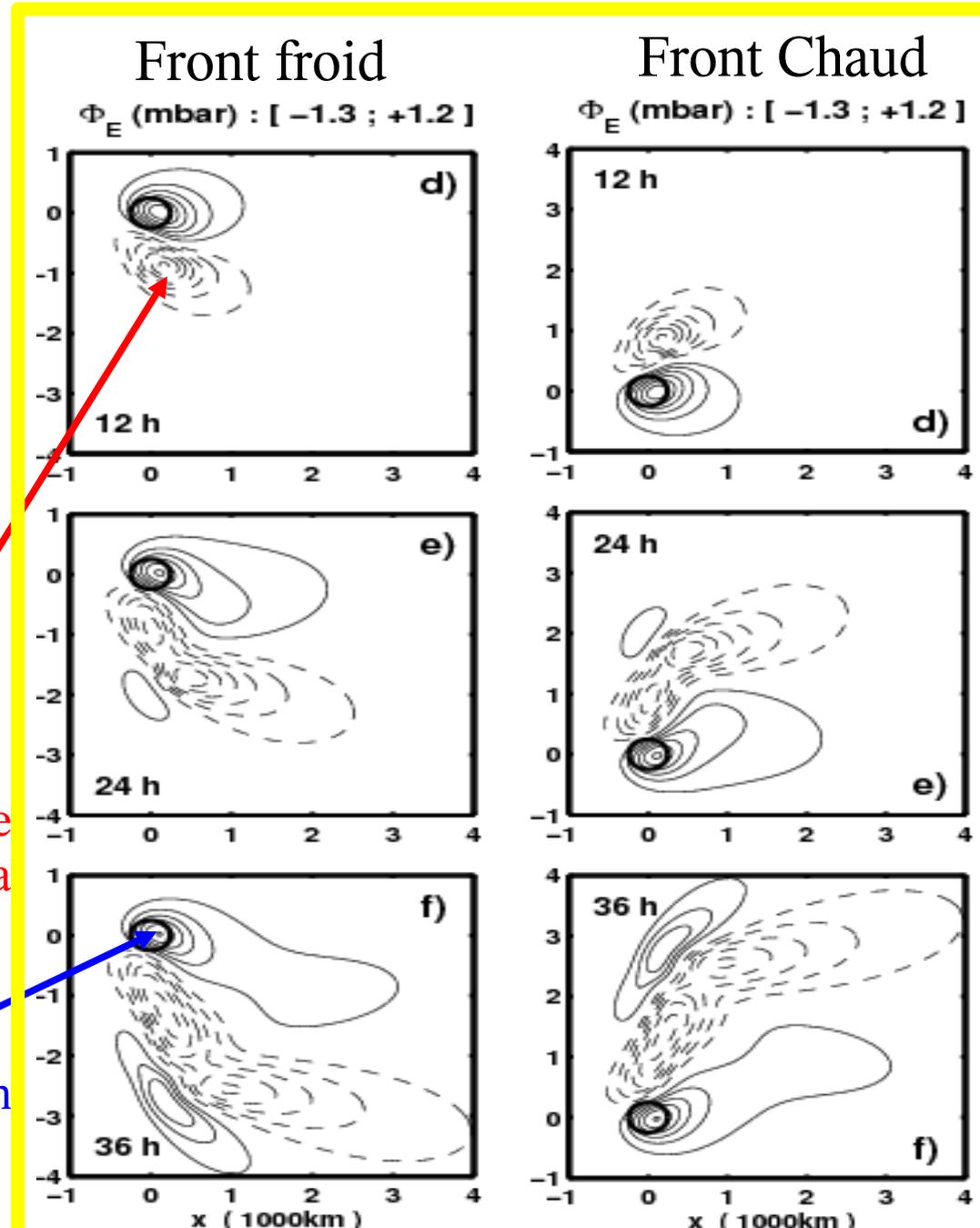
$$H_0 = 800 \text{ m}, L = 200 \text{ km}$$

Front Froid:

$$V_0 = -20 \text{ ms}^{-1}$$

Front Chaud:

$$V_0 = +20 \text{ ms}^{-1}$$



L'effet cyclogénétique est indiqué par la zone de basse pression juste en aval de la montagne

Il se produit pour un front chaud comme pour un front froid.

Sur la montagne la circulation est de façon prédominante anticyclonique

# III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

## Effet des ondes de gravité (Martin et Lott 2005)

Profil de la montagne:

$$h'(\mathbf{x}) = H_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{2L^2}} \cos(\mathbf{k}_w \mathbf{x})$$

avec  $\|\mathbf{k}_w\|L \gg 1$ , et  $\frac{\|\mathbf{k}_w\| \|\mathbf{U}\|}{f} \gg 1$  ( $h'$  produit des ondes de gravité).

Equations linéarisées Semi-Géostrophique dans le fluide:

$$(\partial_t + \mathbf{U}\nabla) u_g + w\Lambda - fv + \partial_x \phi = \mathcal{F}/\rho_r ;$$

$$(\partial_t + \mathbf{U}\nabla) v_g + fu + \partial_y \phi = \mathcal{G}/\rho_r ;$$

$$(\partial_t + \mathbf{U}\nabla) \theta + v\Theta_y + w\theta_{0z} = 0 ;$$

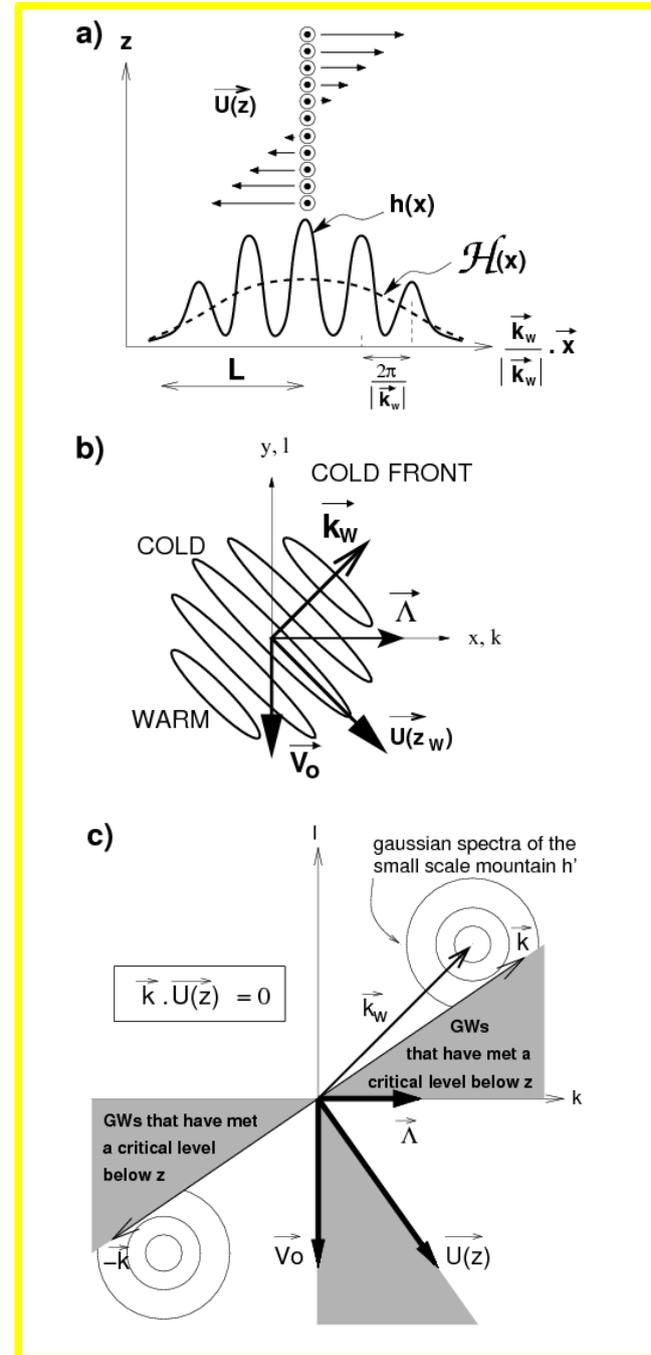
$$\partial_x u + \partial_y v + \partial_z w = 0.$$

$\mathcal{F}$  et  $\mathcal{G}$  représentent le dépôt de quantité de mouvement lorsque les ondes de gravité produites par  $h'$  déferlent.

Dans notre système cela se produit lorsque les ondes de gravité rencontrent un niveau critique:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{U}(z) = 0$$

$z_w$  est le centre de la zone dite 'critique' où la plupart des ondes de gravité rencontre un niveau critique.



# III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

## Evaluation de la force due aux ondes de gravité $\mathcal{F}$ , $\mathcal{G}$

On distribue spatialement au dessus du massif montagneux la force "nette" due aux ondes de gravité:

$$\mathcal{F}(\mathbf{x}, z) = \overline{\mathcal{F}}(z) e^{-\frac{x^2+y^2}{L^2}}$$

La force nette:

$$\overline{\mathcal{F}}(z) = -\rho_r \frac{d}{dz} \overline{\mathbf{u}' w'}$$

avec:

$$\overline{\mathbf{u}' w'} = \frac{1}{\pi L^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}' w' dx dy = \frac{4\pi^2}{\pi L^2} \int_{k=0}^{+\infty} \int_{l=-\infty}^{+\infty} (\hat{\mathbf{u}} w^* + \hat{\mathbf{u}}^* \hat{w}) dl dk$$

D'après la théorie linéaire stationnaire des ondes de gravité de montagne (hydrostatique, Boussinesq,  $f = 0$ ):

$$\frac{\partial^2 \hat{w}'}{\partial z^2} + \frac{N^2}{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{U}(z))^2} (k^2 + l^2) \hat{w}' = 0, \text{ with } \hat{w}'(0) = -i \mathbf{k} \mathbf{U}_0 \hat{h}'$$

Les ondes présentant in niveau critique en  $z_c = -\frac{\mathbf{k} \mathbf{U}_0}{k \Lambda} > 0$  sont de la forme (Shutts 1995, 1998):

$$\hat{w}'(z) = -i \mathbf{k} \mathbf{U}_0 \hat{h}' (1 - z/z_c)^{1/2 + \epsilon i \alpha}, \text{ , for } z < z_c$$

$$\hat{w}'(z) \approx 0 \text{ for } z > z_c$$

avec:  $\alpha = \sqrt{Ri \frac{k^2 + l^2}{k^2} - \frac{1}{4}}$  et  $\epsilon = \pm 1$  tel que  $\epsilon \mathbf{k} \mathbf{U}_0 > 0$ .

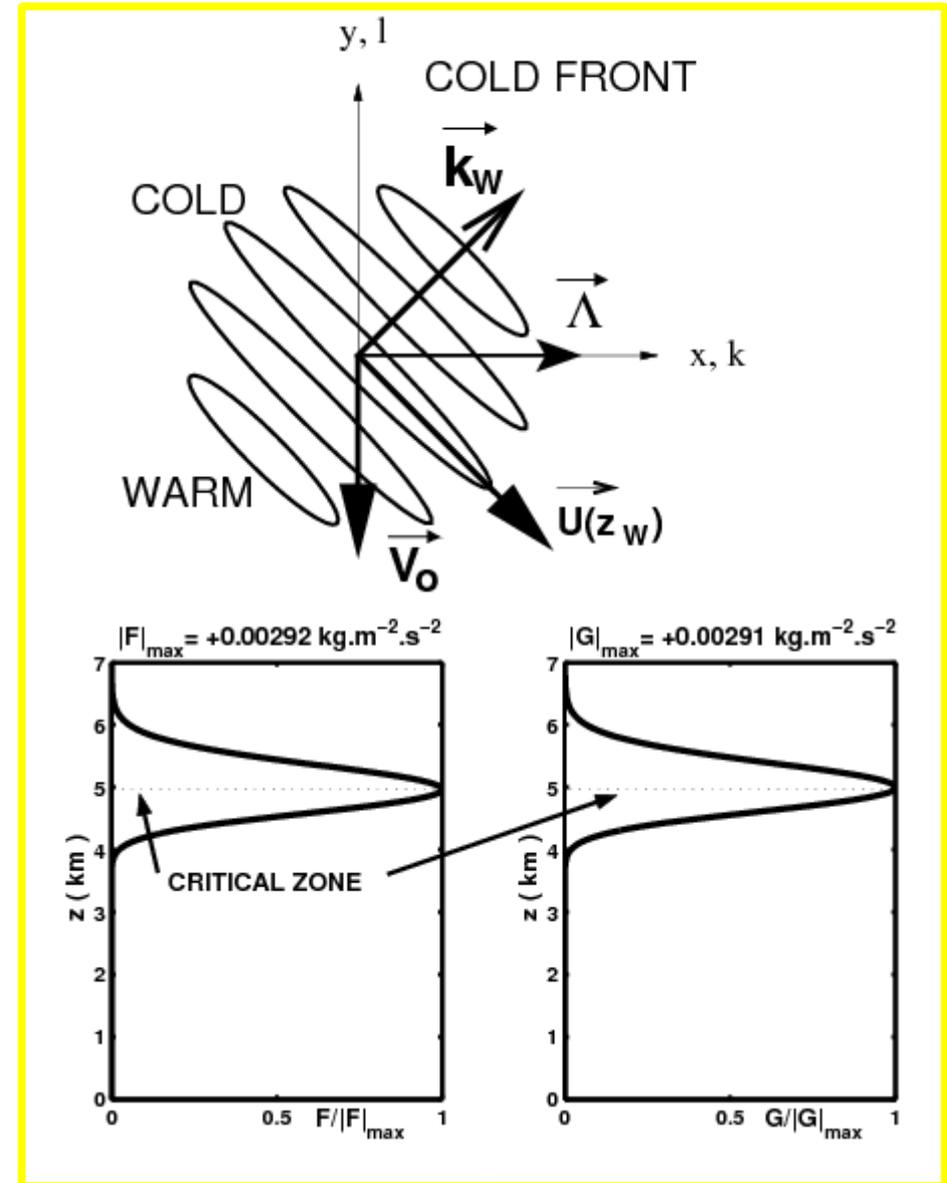
Dans ce cadre,

$$\overline{\mathbf{u}' w'} = \frac{8\pi^2}{\pi L^2} \int_{k=0}^{+\infty} \int_{l=-\frac{kU(z)}{V_0}}^{+\infty} -\frac{\mathbf{k}}{\|\mathbf{k}\|} (\mathbf{k} \mathbf{U}_0) N |\hat{h}'|^2 dl dk$$

Donc:

$$\overline{\mathcal{F}}(z) = -\frac{\rho_r 8\pi^2}{\pi L^2} \int_0^{+\infty} \frac{k^2 \Lambda^2}{V_0} \frac{\mathbf{k}}{\|\mathbf{k}\|} N |\hat{h}'|^2 (k, l = -k \frac{U(z)}{V_0}) dk$$

Pour notre profil  $h'$  on trouve par la méthode de la phase constante une formulation analytique de  $\overline{\mathcal{F}}(z)$



# III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

## Evaluation de la vorticité potentielle produite par $\mathcal{F}$ et $\mathcal{G}$

L'évolution de  $q(x, y, z, t)$  est donnée par:

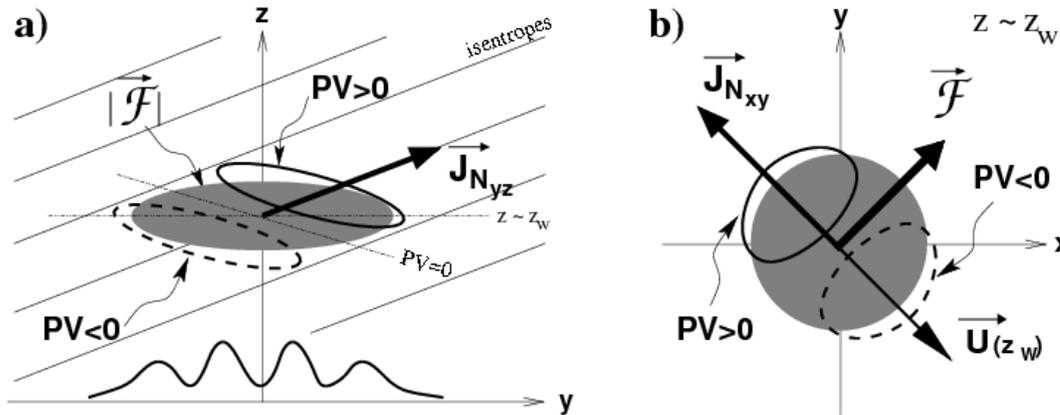
$$(\partial_t + \mathbf{U} \cdot \nabla) \rho_r q + \nabla \cdot \mathbf{J}_N = 0$$

où le flux "non-advectif":

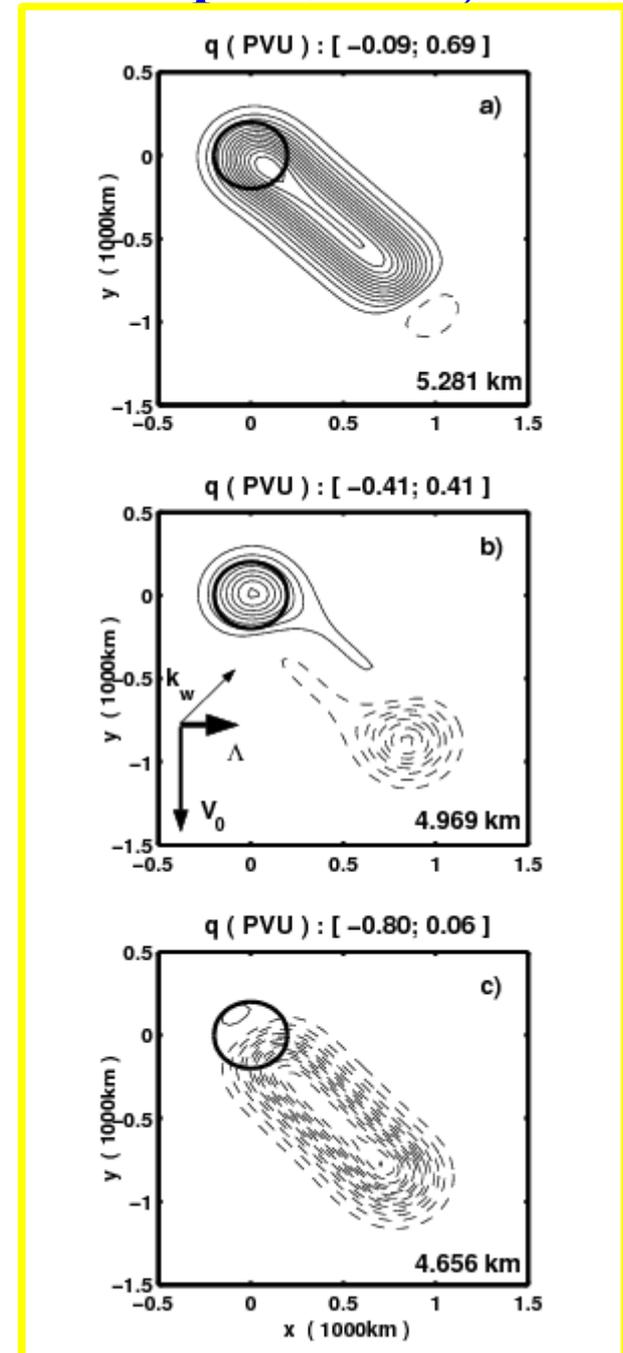
$$\mathbf{J}_N = -\theta_{0z} (1 - Ri^{-1}) \mathcal{G} \mathbf{e}_x + \theta_{0z} \mathcal{F} \mathbf{e}_y - \Theta_y \mathcal{F} \mathbf{e}_z$$

Dans l'espace spectral, cette équation s'évalue analytiquement:

$$\rho_r \hat{q} = i \frac{1 - e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{U})t}}{\mathbf{k} \cdot \mathbf{U}} \left\{ \Theta_y \partial_z \hat{\mathcal{F}} + \theta_{0z} \left( -ik(1 - Ri^{-1}) \hat{\mathcal{G}} + il \hat{\mathcal{F}} \right) \right\}$$



Noter la structure très différente du profil de  $q$ , par rapport à celui du aux écoulements autour d'une montagne de petite échelle



# III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

## Impact au sol de la vorticité potentielle produite par $\mathcal{F}$ et $\mathcal{G}$

La vorticité potentielle et le géopotential sont liés par l'équation Elliptique:

$$\frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial z^2} - 2i\lambda_i \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} - (\lambda_r^2 + \lambda_i^2) \hat{\phi} = \frac{g}{f\theta_r} \rho_r \hat{q}$$

Dont on construit une solution particulière qui n'a pas d'influence "directe" au sol:

$$\hat{\phi}_p(\mathbf{k}, z, t) = e^{-\lambda z} \int_0^z e^{2\lambda_r z'} \int_{z'}^D -\frac{g\rho_r}{f\theta_r} \hat{q} e^{-\lambda^* z''} dz'' dz'$$

L'effet au sol se manifeste à travers la condition à la limite:

$$\lambda_r (\partial_t - i\mathbf{k} \cdot \mathbf{U}(\mathbf{0})) \hat{\phi}_u - ik\Lambda \hat{\phi}_u = (\partial_t - i\mathbf{k} \cdot \mathbf{U}(\mathbf{0})) \partial_z \hat{\phi}_p(0)$$

Equation des ondes  
de Eady

Advection de l'anomalie  
de Température au sol  
due à la vorticité  
potentielle  $q$

Effets en aval:

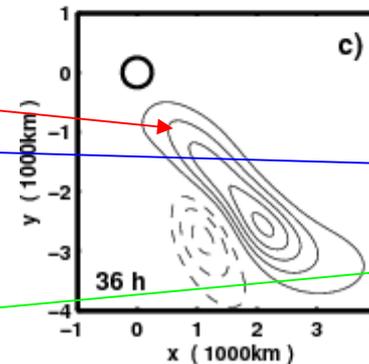
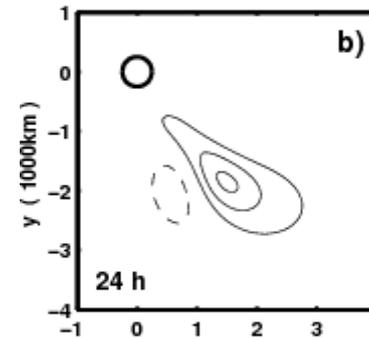
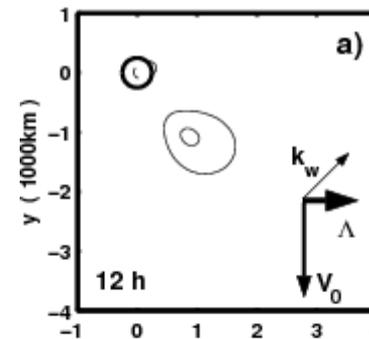
cyclolytique pour un front froid  
cyclogénétique pour un front chaud

Effets sur la montagne:

diminution de la dorsale pour un front froid  
augmente la dorsale pour un front chaud

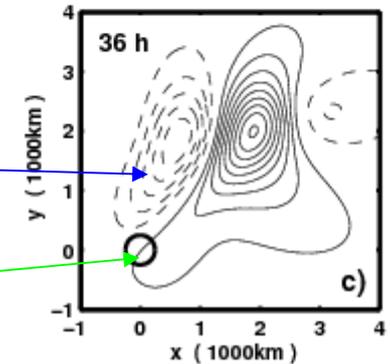
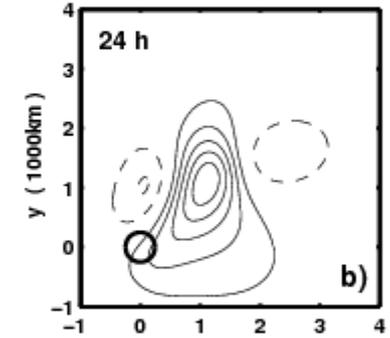
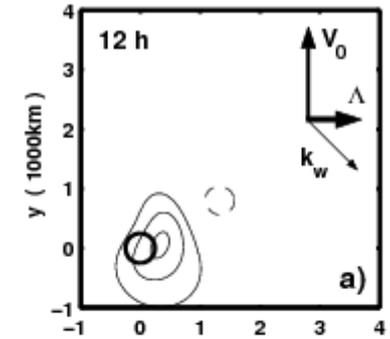
### Front Froid

$\Phi_W$  (mbar) : [ -0.7 ; +1.1 ]



### Front Chaud

$\Phi_W$  (mbar) : [ -1.2 ; +1.8 ]



### III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

#### Impact au sol de la vorticité potentielle produite par $\mathcal{F}$ et $\mathcal{G}$

Effets des ondes de G en aval:

cyclolytique pour un front froid s'oppose à celui du à  $\mathcal{H}$

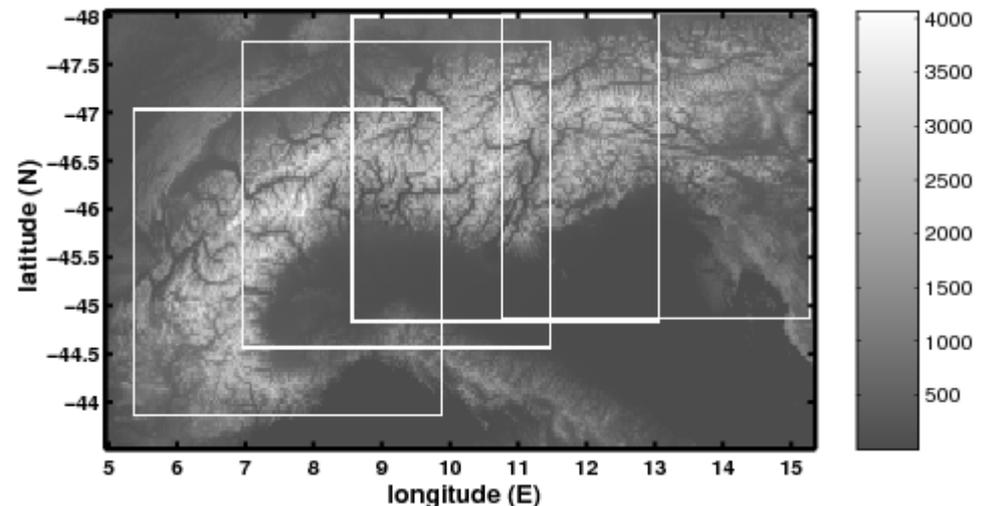
cyclogénétique pour un front chaud renforce celui du à  $\mathcal{H}$

Effets des onde de G sur la montagne:

diminution de la dorsale pour un front froid s'oppose à celui du à  $\mathcal{H}$

augmente la dorsale pour un front chaud renforce celui du à  $\mathcal{H}$

**Ces résultats sont robustes à l'introduction d'une tropopause (instabilités baroclines), ainsi qu'à des spécifications plus réalistes de la montagne**

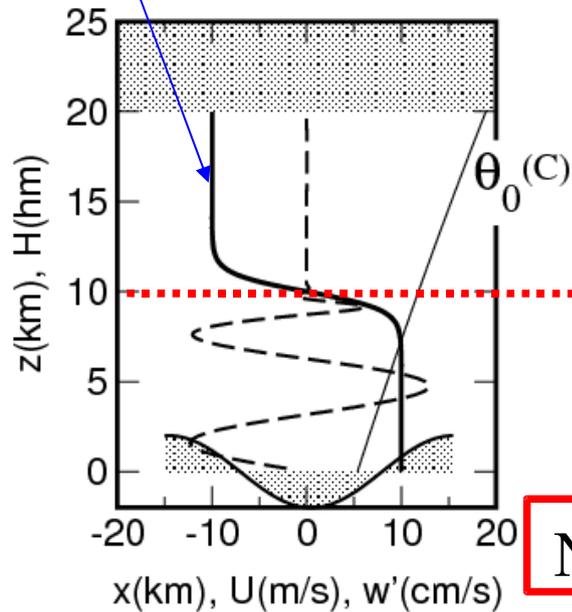


# III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

## Ré-émission d'Ondes d'Inertie Gravité

Simulations bidimensionnelles anélastiques du déferlement d'ondes de montagne, force de Coriolis incluse. (Lott 2003)

Vent Incident  $U$

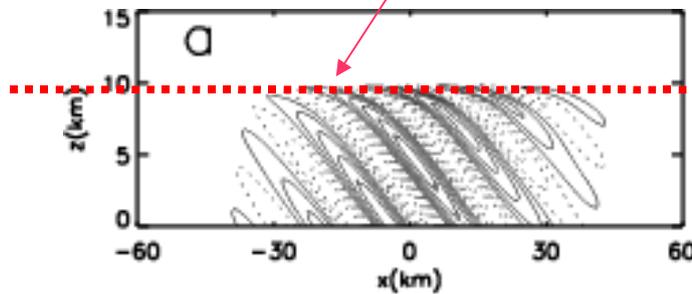
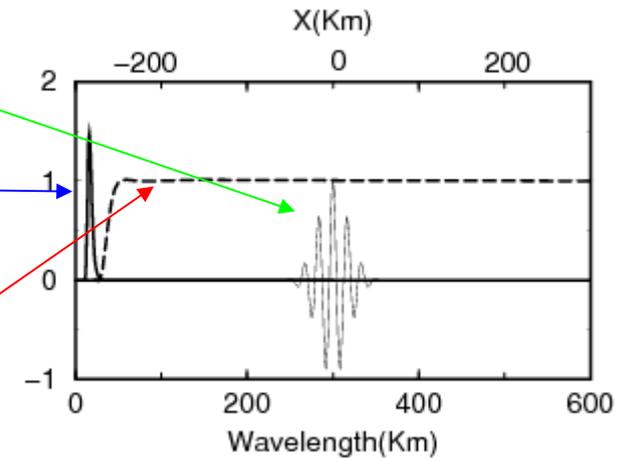


Profil de la montagne  $h'$

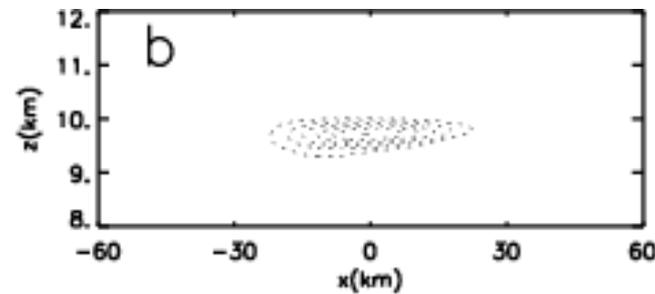
Spectre de  $h'$

Filtre passe haut utilisé pour définir la grande échelle

Niveau Critique



Vitesse verticales (non filtrées) due aux ondes de gravité (c'est les petites échelles)



Forçage non-linéaire due aux ondes de gravité (partie filtrée aux grandes échelles)

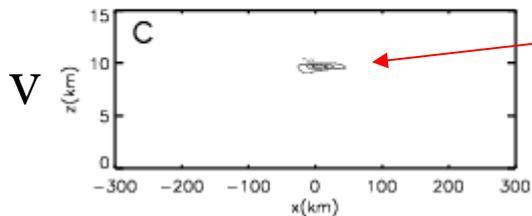
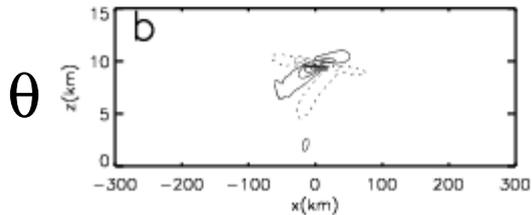
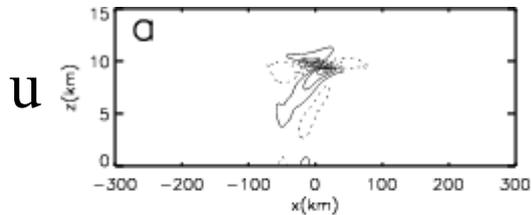
# III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

## Ré-émission d'Ondes d'Inertie Gravité

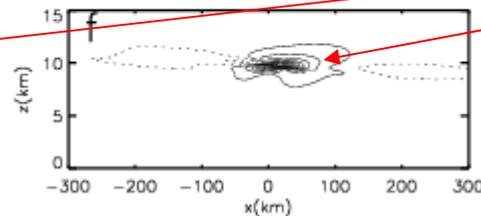
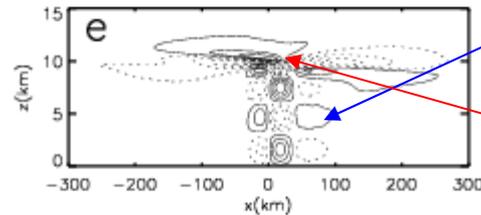
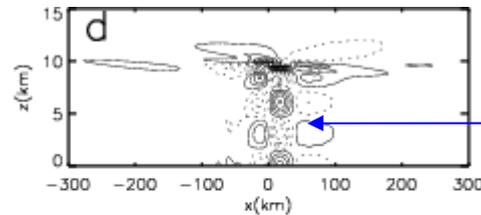
Simulations bidimensionnelles anélastiques du déferlement d'ondes de montagne, force de Coriolis incluse. (Lott 2003)

Réponse de grande échelle

t=6hrs



t=30hrs



Noter:

Le signal d'ondes d'inertie gravité ré-émise

La perturbation d'amplitude croissante autour du niveau critique

Ces 2 signaux peuvent avoir une amplitude comparable

# III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

## Ré-émission d'Ondes d'Inertie Gravité

Simulations bidimensionnelles anélastiques du déferlement d'ondes de montagne, force de Coriolis incluse. (Lott 2003)

Réponse équilibrée de grande échelle

Noter:

L'anomalie de Tourbillon potentielle qui croit en amplitude:

$q$  est transféré de bas en haut par la composante vertical du flux de PV du au déferlement des ondes de G

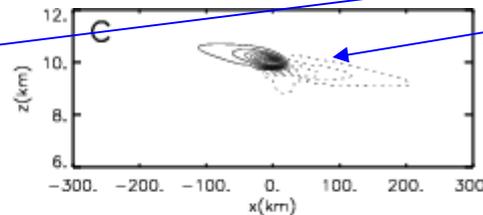
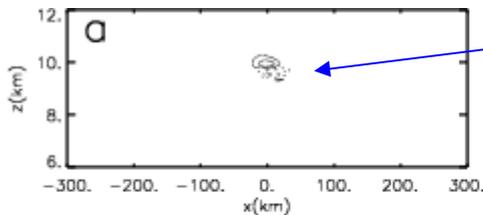
$q$  est ensuite étiré et transporté par le vent moyen

La perturbation de température potentielle est ici estimée par inversion de  $q$  (pas d'ondes d'inertie gravité)

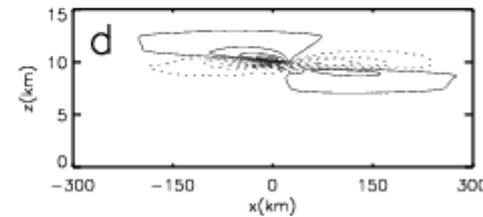
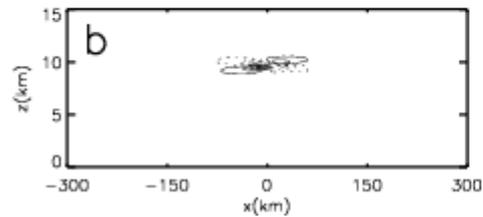
t=6hrs

t=30hrs

$q$



$\theta_b$



# III Interaction entre un front et un massif montagneux idéalisé

## Ré-émission d'Ondes d'Inertie Gravité

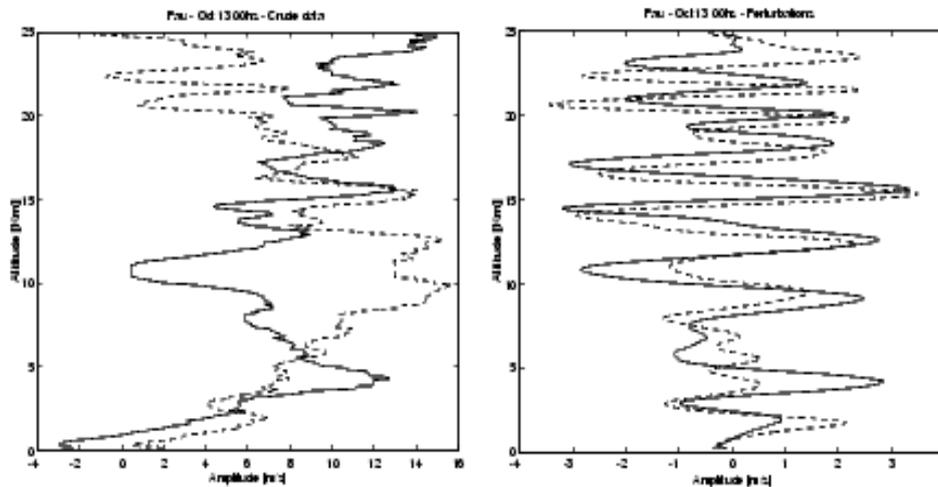
### Observations après un fort déferlement d'ondes de montagne

(Scavuzzo, Lamfri, Lott and Teitelbaum 1998)

Observation: RS haute résolution effectué à Pau  
le 13 Octobre 1990 ( $u$  continue,  $v$  pointillée)

Brutes

Filtrées



Relation de polarisation entre  $\hat{u}$  et  $\hat{v}$ :

$$\hat{v} = \frac{l\omega - ikf}{k\omega + ilf} \hat{u}$$

Pour des ondes produites par ajustement géostrophique:

$$\omega \approx f \text{ donc } \hat{v} \approx -i\hat{u}$$

Dans l'espace physique à  $x$  et  $t$  données:

$$u' = \Re \{ \hat{u} e^{imz^*} \} = \|\hat{u}\| \cos(mz^* + \chi)$$

$$v' = \Re \{ -i\hat{u} e^{imz^*} \} = \|\hat{u}\| \sin(mz^* + \chi)$$

NB:  $m < 0$  pour permettre la propagation vers le haut.

## Campagne PYREX

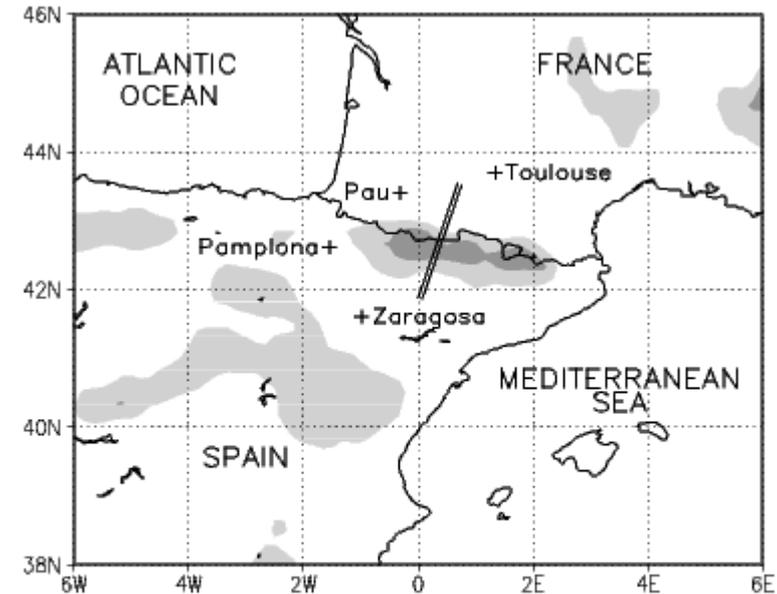


Figure 1: Smoothed terrain elevation and PYREX data used. + denotes the location of the high resolution soundings. The two thick lines indicate the airplane paths during the IOP 3. The light and dark shaded areas denote terrain elevation above 1000m and 1500m respectively.

# Résumé

- Les montagnes de petites échelles jouent un rôle significatif sur le climat
- Dans la moyenne atmosphère et dans la haute stratosphère via le déferlement des ondes de gravité (elles contribuent à la circulation de Brewer-Dobson)
- Dans la basse stratosphère via les effets non-linéaires à bas niveau elles y affectent le vent zonal moyen et l'onde planétaire stationnaire.
- Elles ont une influence potentielle sur la cyclogénèse de montagne (à développer en utilisant des modèles régionaux à très haute résolution)
- Suite à leur déferlement, les ondes de gravité peuvent aussi ré-émettre des ondes d'Inertie- Gravité (à développer aussi dans le même cadre et parce que les ondes d'Inertie-Gravité dominent le signal dans les radio-sondages verticaux dans la stratosphère).
- La paramétrisation des niveaux critiques directionnels n'a jamais été faite (formulation spectrale qui rapprocherait la paramétrisation des montagnes d'échelle sous-maille des paramétrisations des ondes de gravité non-orographique)
- L'interaction entre ondes de montagne et couche limite est encore mal comprise