

Cours de Circulation générale

ENPC, 6 octobre 2009

Isabelle Beau, METEO-FRANCE

(Isabelle.Beau@meteo.fr)

Dynamique atmosphérique: mouvements de l'atmosphère terrestre, lois physiques qui les gouvernent.

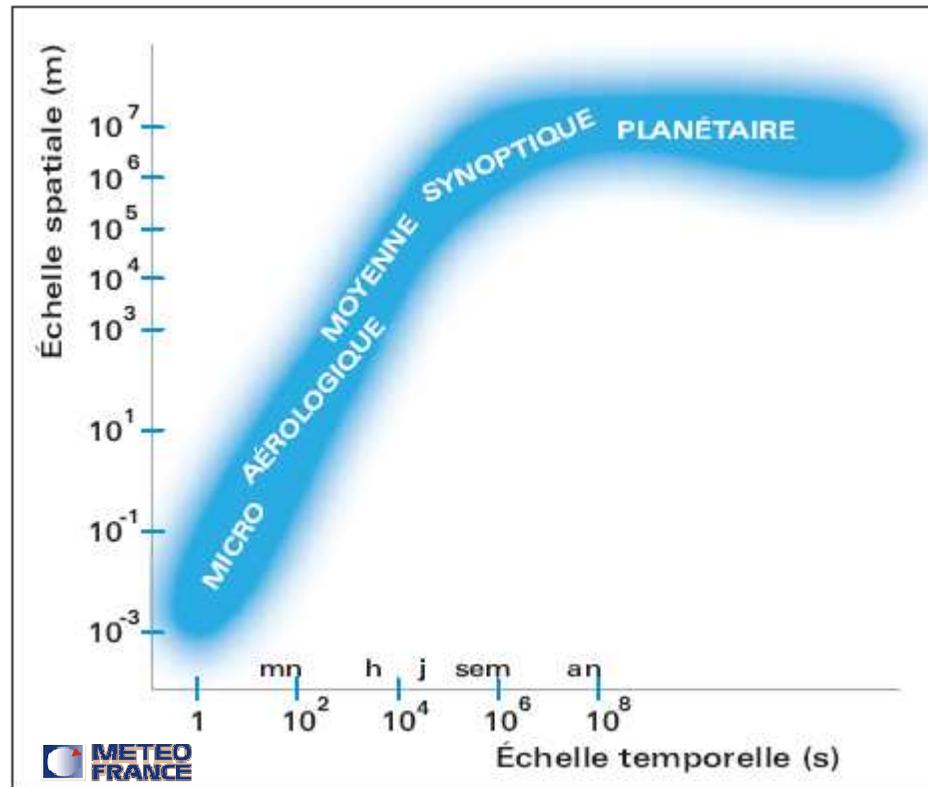
Lois physiques: contraintes auxquelles sont soumis les mouvements.

Rôle majeur de la dynamique atmosphérique dans la distribution des espèces chimiques:

- a. pilotage des sources/puits des espèces chimiques
- b. effet sur les constantes de temps des réactions chimiques

Les phénomènes atmosphériques

La notion d'échelle



échelle planétaire :

circulation persistante qui occupe une bonne partie du globe. Mise en évidence de ce type de circulation en « filtrant » les plus petites échelles par un traitement statistique adapté.

Ex : circulation de Hadley, régime de temps, mousson

Échelle synoptique :

Dépression et anticyclone des moyennes latitudes, ondes d'Est tropicale et cyclones tropicaux

Méso-échelle :

Vent régionaux, brises, lignes de grains

Échelle aérologique :

Orages isolés, tornades, thermiques pures

Micro-échelle :

Tourbillons de poussières, rafales, microphysique des nuages (formation de gouttelettes par ex)

Dans la réalité, toutes ces échelles sont étroitement imbriquées

I. Les mouvements dans l'atmosphère

I.1 Forces en présence, lois d'évolution

I.2 Contraintes sur les mouvements à grande échelle

II. Circulations troposphériques et transport

III. Circulations stratosphériques et transport

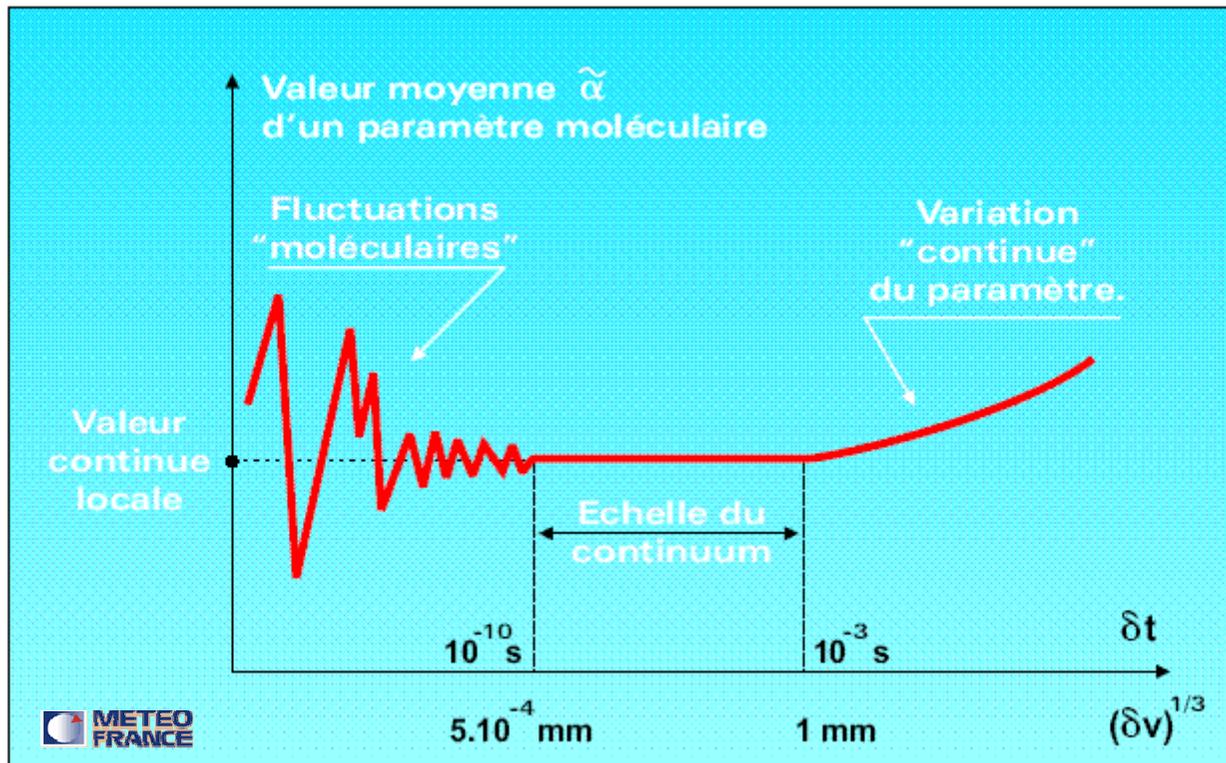
Bibliographie:

« Physique et chimie de l'atmosphère », sous la direction de R. Delmas, G.Mégie et V.H Peuch, Belin, 2005.

« Fondamentaux de météorologie. A l'école du temps. », S. Malardel, Cépaduès, 2005.

Rappels

- Trois lois fondamentales de la mécanique classique pour un corps isolé:
 1. Conservation de la masse
 2. Conservation de la quantité de mouvement
 3. Conservation de l'énergie



LOI DE CONSERVATION DE LA MASSE

- 1. Approche lagrangienne
- 2. Approche eulérienne
- Approche lagrangienne:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \operatorname{div}(\vec{u}) = 0$$

- La masse volumique d'une particule fluide ne peut varier que par la modification de son volume

Interprétation de l'équation de continuité

- Si le champ de mouvement des particules de fluide au voisinage de la particule est divergent (resp. convergent) alors la masse volumique diminue (resp. augmente)
- Cas du fluide incompressible: le volume d'une masse de fluide donnée ne varie pas

$$\frac{Ddv}{Dt} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad \text{ou} \quad \text{div}(\vec{u}) = 0$$

Forme eulérienne de l'équation de continuité

- En un point fixé de l'espace, comme il n'y a ni création, ni destruction de masse, la masse ne varie que par des entrées/sorties à travers la frontière du volume

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div}(\rho \vec{u})$$

Interprétation

- La masse présente au voisinage d'un point du fluide (volume fixé) a tendance à augmenter (diminuer) si le flux de masse est convergent (divergent).
- Passage de la forme eulérienne à la forme lagrangienne

Loi de conservation de la quantité de mouvement

- Dans un référentiel absolu, application des lois de Newton:

$$\frac{D_a(\mathcal{M}\vec{u}_a)}{Dt} = \sum \text{forces extérieures appliquées à } dv$$

- D_a/Dt évolution Lagrangienne dans un référentiel absolu

\vec{u}_a vitesse macroscopique dans le référentiel absolu

Inventaire des forces

- 1. Force d'attraction terrestre \vec{F}_g .
- 2. Force de pression \vec{F}_p .
- 3. Force de viscosité \vec{F}_v .

$$\frac{D_a(\mathcal{M} \vec{u}_a)}{Dt} = \vec{F}_g + \vec{F}_p + \vec{F}_v$$

L'équation du mouvement absolu

$$\frac{D_a(\mathcal{M}\vec{u}_a)}{Dt} = \mathcal{M}\frac{D_a(\vec{u}_a)}{Dt}$$

soit

$$\frac{D_a\vec{u}_a}{Dt} = \vec{g}^* - \frac{1}{\rho}\text{grad}(p)$$

Conservation de la quantité de mouvement dans un référentiel tournant

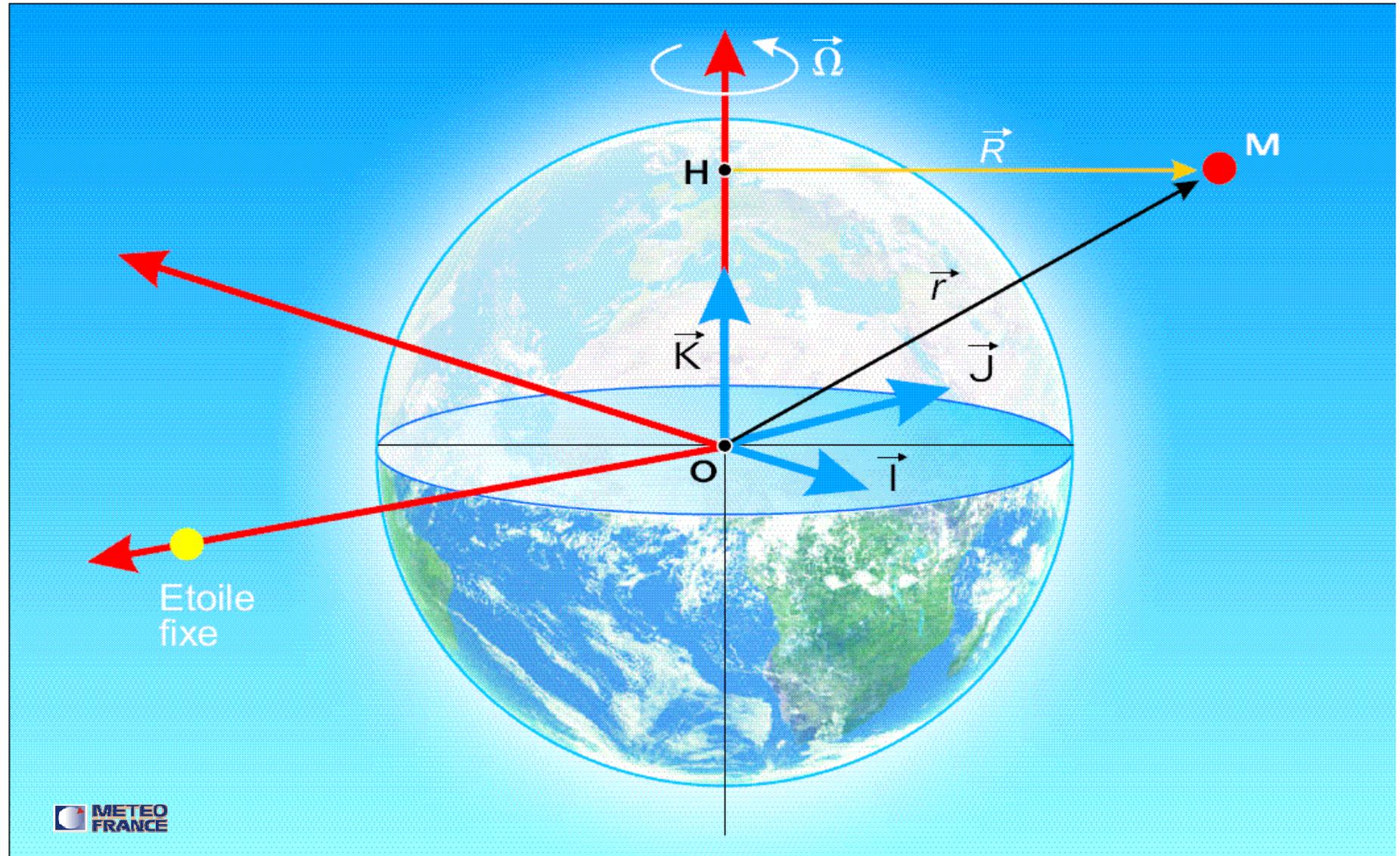
$$\frac{D_a \vec{A}}{Dt} = \frac{D\vec{A}}{Dt} + \vec{\Omega} \wedge \vec{A}$$

$\vec{\Omega}$ vecteur rotation de la terre, de module $7,292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

$$\vec{u}_a = \vec{u} + \underbrace{\vec{\Omega} \wedge O\vec{M}}_{\vec{u}_e}$$

- \vec{u}_e : vitesse d'entraînement, vitesse absolue du référentiel tournant lié à la Terre à l'endroit où se trouve la particule; vitesse zonale d'ouest en est, de module ΩR

Référentiels absolu et terrestre



Accélération relative/ Accélération absolue

$$\frac{D_a \vec{u}_a}{Dt} = \underbrace{\frac{D\vec{u}}{Dt} + \vec{\Omega} \wedge \vec{u}}_{\text{variation absolue de } \vec{u}} + \underbrace{\frac{D\vec{u}_e}{Dt} + \vec{\Omega} \wedge \vec{u}_e}_{\text{variation absolue de } \vec{u}_e}$$

soit

$$\frac{D_a \vec{u}_a}{Dt} = \frac{D\vec{u}}{Dt} + \frac{2\vec{\Omega} \wedge \vec{u} + \vec{\Omega} \wedge \vec{u}_e}{}$$

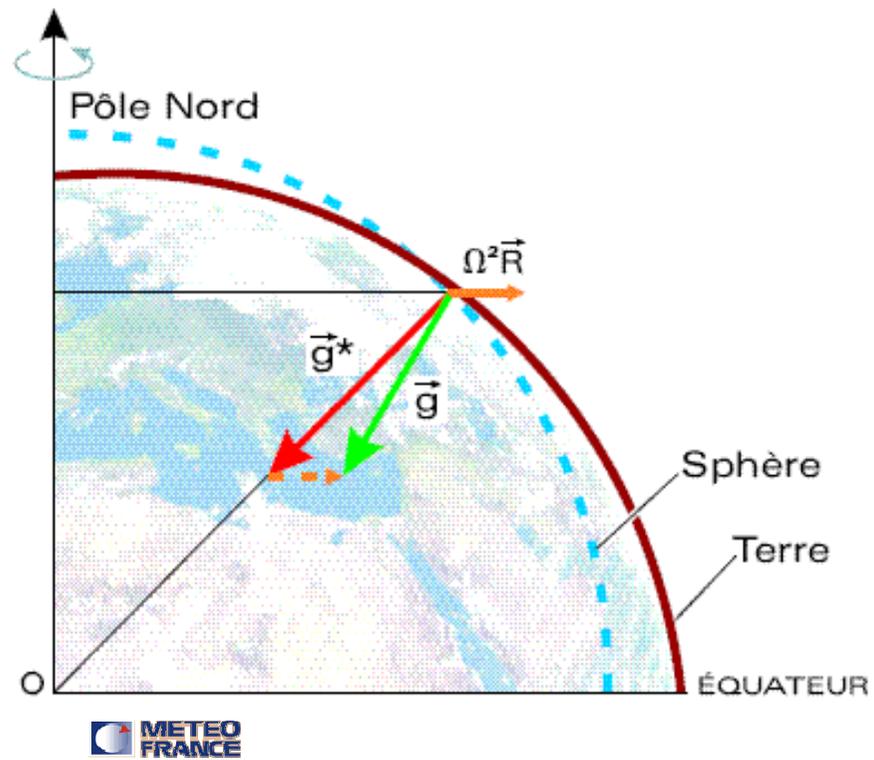
Accélération absolue = Accélération relative + Accélérations d'inertie

Force de gravité en météorologie- Définition de la verticale

- En météo,

$$\rho \vec{g}^* - \rho \vec{\Omega} \wedge \vec{u}_e = \rho \vec{g}$$

- Gravité, champ de pesanteur (verticale) =
champ d'attraction gravitationnelle de la
Terre + force d'inertie centrifuge par unité
de masse



Le poids

$$\vec{P} = \rho \vec{g}^* - \rho \vec{\Omega} \wedge \vec{u}_e = \rho \vec{g}$$

- Poids ou force de pesanteur ou force de gravité
- La force de gravité dérive d'un potentiel:

$$\vec{g} = -\frac{\partial gz}{\partial z} \vec{k} = -\text{grad}(\phi) \quad \text{avec} \quad \phi = gz$$

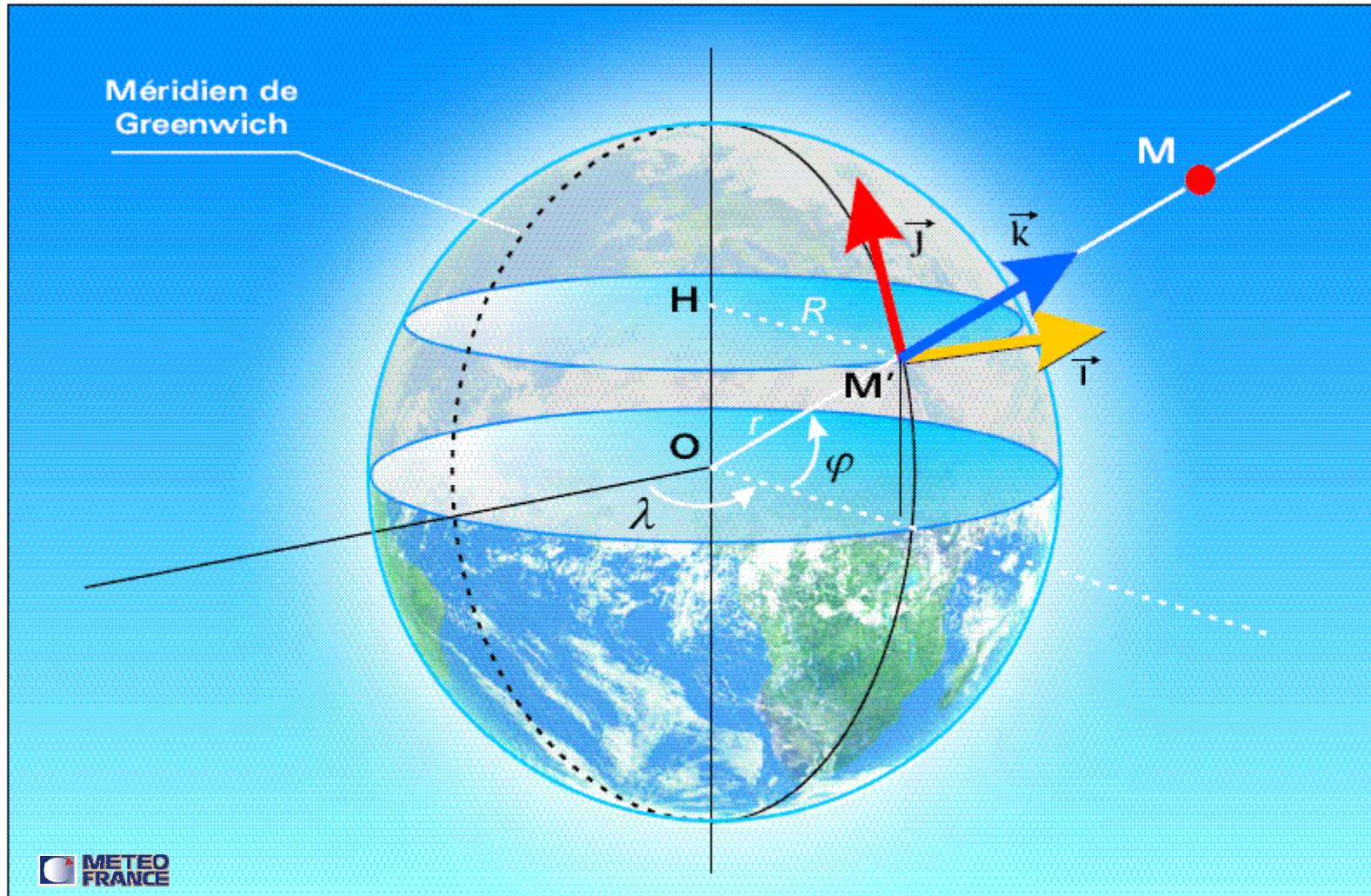
L'équation du mouvement dans le repère local

- Par unité de masse, dans le référentiel tournant lié à la Terre:

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = \vec{g} - \frac{1}{\rho} \text{grad}(p) - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{u}$$

- Système de coordonnées dans le référentiel terrestre $\lambda, \varphi, r = z + a$

$(M', \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ Repère local du point M



UFR de l'ENM- Version 0 (septembre
2004)

Vent

$$\vec{u} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$$

- Vent zonal (vitesse relative tangente aux cercles de latitude) u
- Vent méridien (vitesse relative tangente aux cercles méridiens) v
- Vitesse verticale w

Equations du mouvement dans le repère local

$$\begin{array}{cccccc}
 \frac{Du}{Dt} & -\frac{uv\operatorname{tg}\varphi}{r} + \frac{uw}{r} & = & -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r \cos(\varphi)} \frac{\partial p}{\partial \lambda} & +2\Omega v \sin \varphi - 2\Omega w \cos \varphi \\
 \frac{Dv}{Dt} & +\frac{u\operatorname{tg}\varphi}{r} + \frac{vw}{r} & = & -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} & -2\Omega u \sin \varphi \\
 \frac{Dw}{Dt} & -\frac{u^2+v^2}{r} & = & -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} & +2\Omega u \cos \varphi \\
 \underbrace{\hspace{1.5cm}} & \underbrace{\hspace{1.5cm}} & = & \underbrace{\hspace{1.5cm}} & \underbrace{\hspace{1.5cm}} \\
 \text{acc. relative} & \text{courbure} & = & \text{gravité} & \text{Coriolis}
 \end{array}$$

avec

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{r \cos(\varphi)} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} + w \frac{\partial}{\partial r}$$

LOI DE CONSERVATION DE L'ENERGIE

UFR de l'ENM- Version 0 (septembre
2004)

Loi de conservation de l'énergie (suite)

- **Premier principe de la thermodynamique**

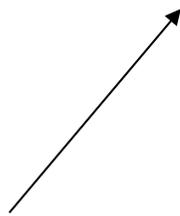
$$\frac{D(K + U)}{Dt} = \delta \dot{W}_{\text{ext}} + \delta \dot{Q}$$

La variation d'énergie cinétique totale de la particule par unité de temps est égale à la somme de la puissance totale des forces extérieures s'appliquant sur la particule et de la chaleur échangée par unité de temps avec l'extérieur

Equation de la thermodynamique

$$\frac{Dc_p T}{Dt} = -\frac{p}{\rho} \operatorname{div}(\vec{u}) + \delta\dot{Q}$$

Taux de chauffage de la particule



Transformation adiabatique

- souvent utilisée en première approximation

$$\rho \frac{Dc_v T}{Dt} = -p \operatorname{div}(\vec{u})$$

- Compression adiabatique: le travail des forces de pression est associé à une augmentation de l'énergie interne, donc à une augmentation de la température et P augmente.
- Détente adiabatique: masse volumique, température et pression diminuent

La température potentielle

$$(p_A, T_A) \longrightarrow (p_B, T_B)$$

Transformation adiabatique

alors $\frac{T_A}{p_A^{R/c_p}} = \frac{T_B}{p_B^{R/c_p}}$ et $\theta = T \left(\frac{p_o}{p} \right)^{R/c_p}$

- **Loi d'évolution**

$$\left(\frac{D\theta}{Dt} \right)_{adiab} = 0$$

La température potentielle (suite)

- Contrainte sur les valeurs de (P, T) d'une particule évoluant de façon adiabatique à partir d'un état initial donné.

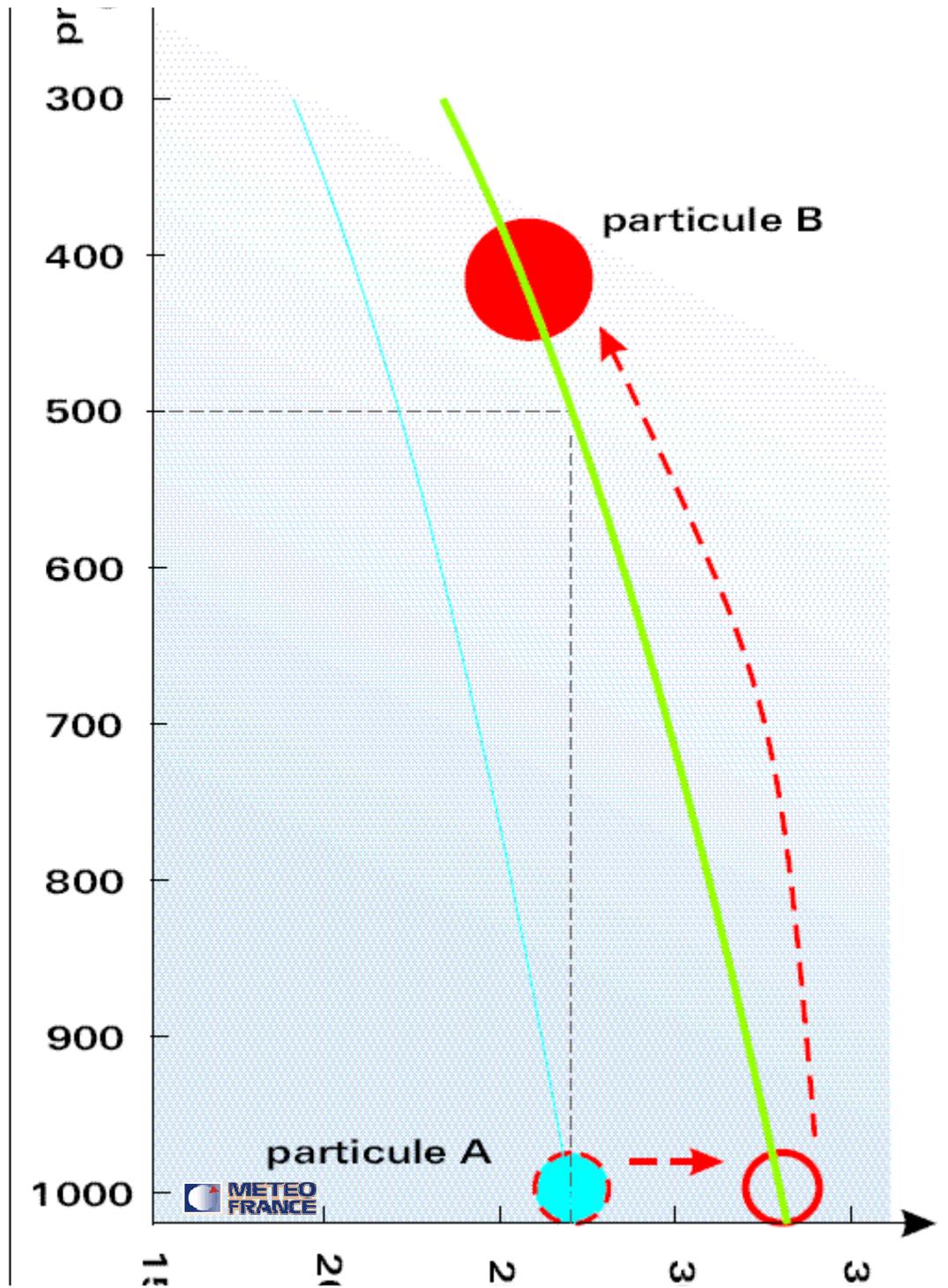
- Evolution quelconque:

$$c_p \frac{D\theta}{Dt} = \delta\dot{Q} \left(\frac{p_o}{p} \right)^{R/c_p}$$

- Pour un apport de chaleur, la température potentielle augmente

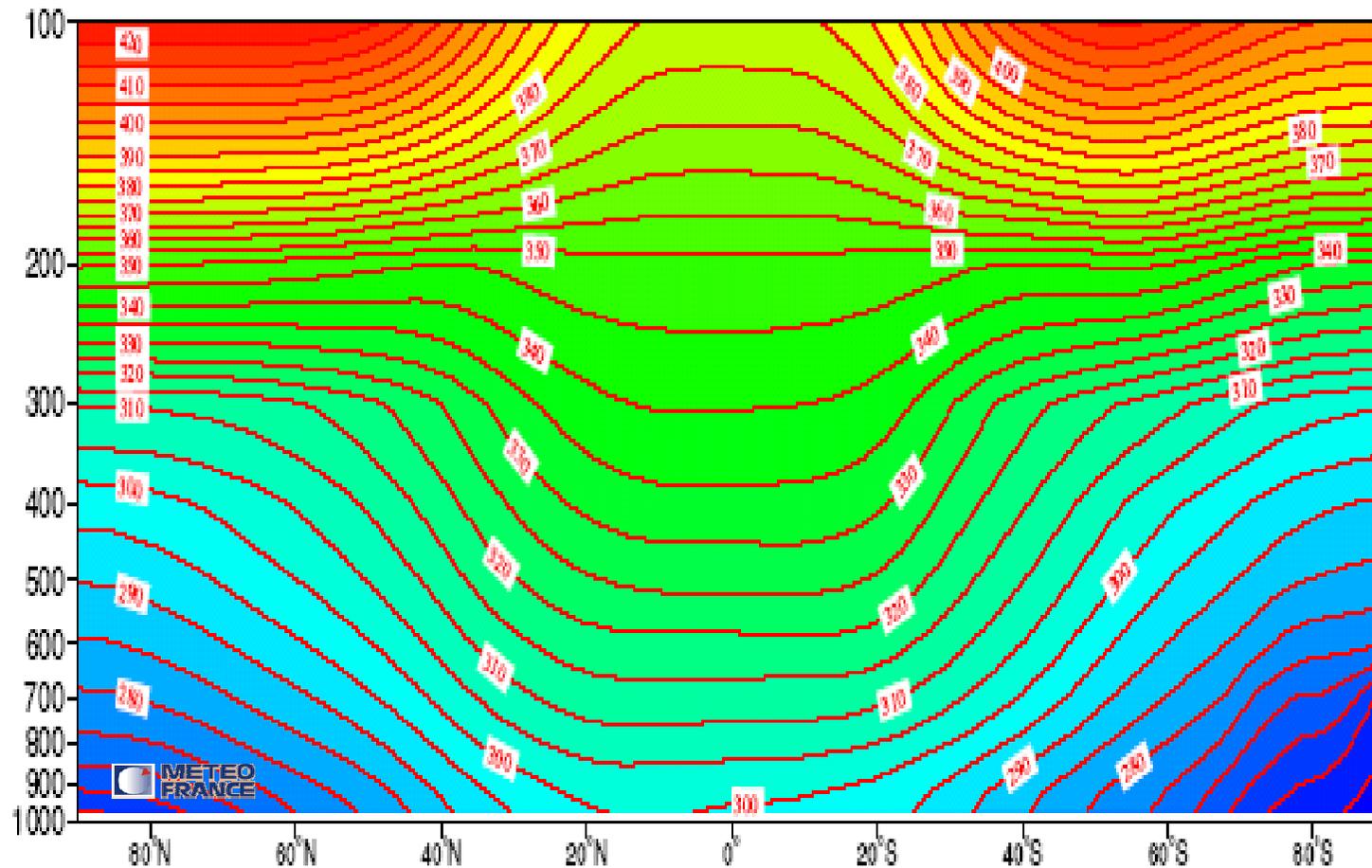
θ ne varie qu'en cas d'échange de chaleur avec l'extérieur

Température et température potentielle



Stratification verticale et stabilité

- Flottabilité d'un élément fluide: différence entre la densité de l'environnement et celle de l'élément. Un des mécanismes responsable de mvts verticaux dans l'atmosphère, pas le seul (voir II).
- Sous certaines hypothèses, mouvement adiabatique sur la verticale:
 - $\partial\theta_{\text{particule}}/\partial z = 0$
 - > Croissance de θ sur la verticale: équilibre stable
 - > Décroissance de θ : instable
- > A grande échelle, atmosphère stable vis-à-vis de la convection sèche
- Effet de la condensation de l'eau sur la flottabilité: libération de chaleur par condensation limite la diminution de T de la particule au cours de l'ascendance. La condition d'instabilité est plus facilement remplie que dans le cas sans condensation et mvts verticaux par instabilité de flottabilité favorisés.



Moyenne annuelle et zonale de la température potentielle (ERA 40)

UFR de l'ENM- Version 0 (septembre 2004)

L'atmosphère en conditions stables. Les inversions

- Deux cas typiques:
 - Aux moyennes et hautes latitudes, près de la surface au cours des nuits d'hiver calmes par refroidissement radiatif de la surface.
 - Dans les zones subtropicales, dans les basses couches: inversion des alizés, visible entre 400 et 2000 m d'altitude.

Tourbillon vertical absolu

$$\xi_a = \xi + \underbrace{2\Omega \sin(\varphi)}_{\xi_p}$$

- Tourbillon vertical du référentiel lié à la Terre:

$$f = 2\Omega \sin(\varphi)$$

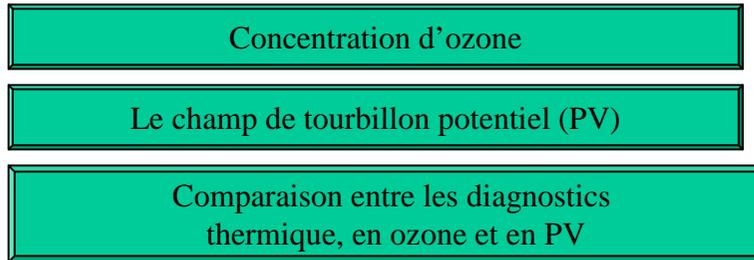
- f paramètre de Coriolis $f > 0$ dans HN
 $f < 0$ dans HS

Présentation à l'échelle du globe

6) La tropopause :

La tropopause peut-être diagnostiquée sur des critères plus rigoureux que la rupture de pente du profil de température

-
-
-



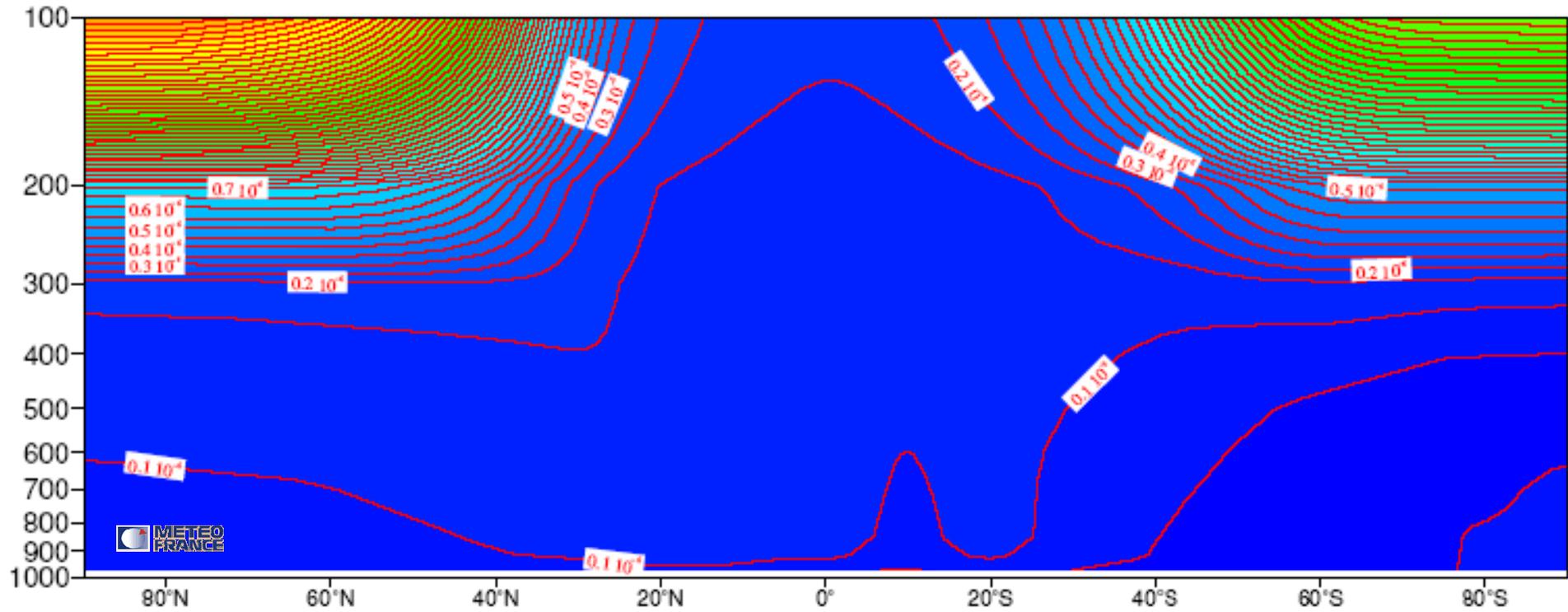
Le PV et l'ozone augmentent rapidement au dessus de la tropopause.

La tropopause peut-être diagnostiquée par l'iso-surface 2.5×10^{-7} kg d'ozone/ kg d'air ou sur l'iso-surface 1.5 ou 2 PVU

L'intérêt du PV est considérable :

- C'est un paramètre quasi-conservatif cad qu'une particule de fluide peut-être identifiée et suivie par sa valeur de PV (le PV sert de traceur)

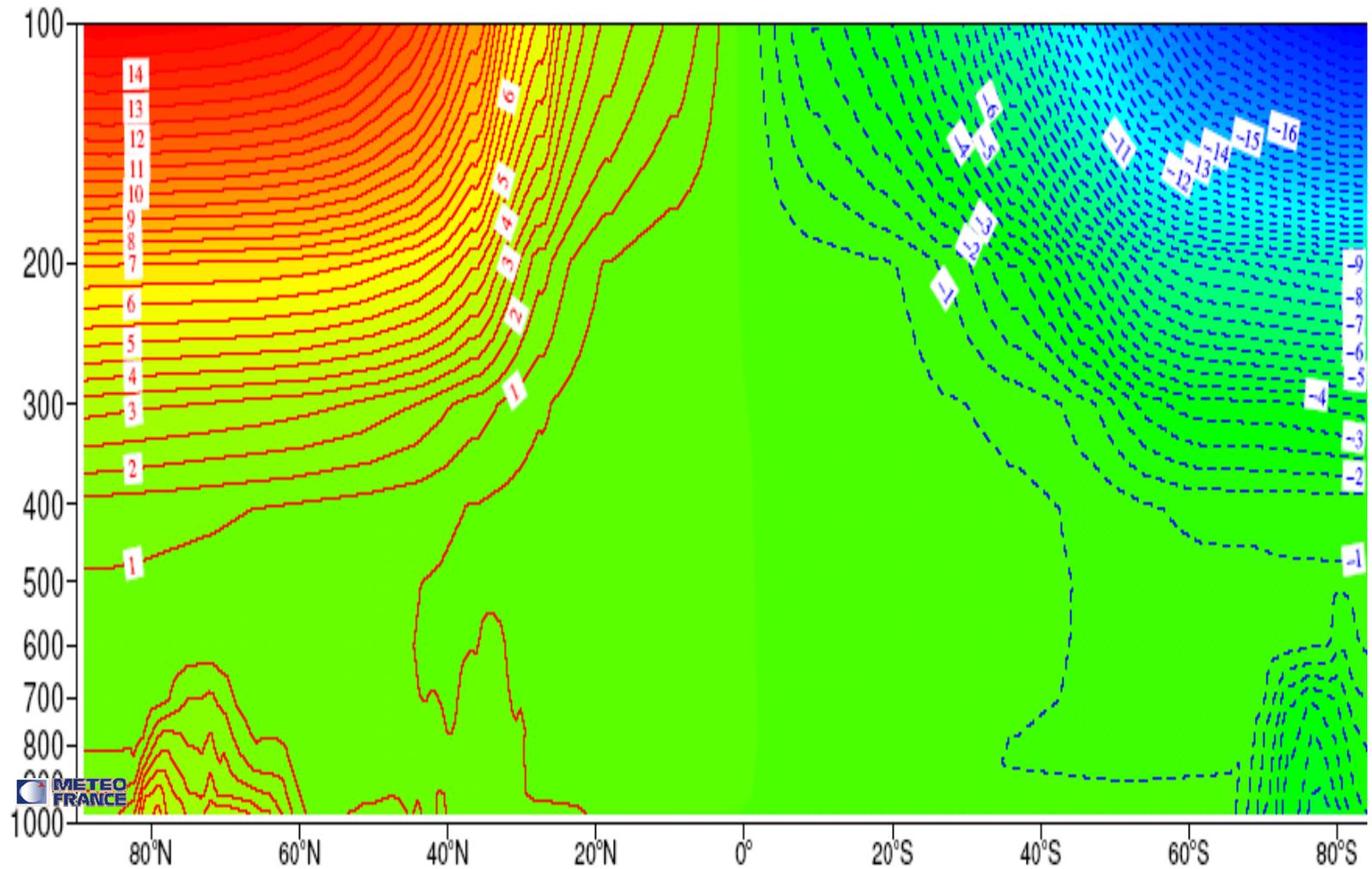
- Le PV est un paramètre qui « condense l'information » et on peut en inversant le PV, connaissant les conditions aux limites, retrouver les autres champs (Z,P,T ...)



UFR de l'ENM- Version 0 (septembre
2004)

Le tourbillon potentiel (2/2)

- Unité de TP: $1 \text{ pvu} = 10^6 \text{ K.m}^2.\text{kg}^{-1}.\text{s}^{-1}$.
- Climatologie du TP
- Le tourbillon potentiel couple explicitement les caractéristiques dynamiques de l'écoulement et les caractéristiques thermodynamiques de l'atmosphère: tourbillon absolu et gradient de température potentielle ne sont pas indépendants



Moyenne zonale et annuelle du tourbillon potentiel (ERA

40)

UFR de l'ENM- Version 0 (septembre
2004)

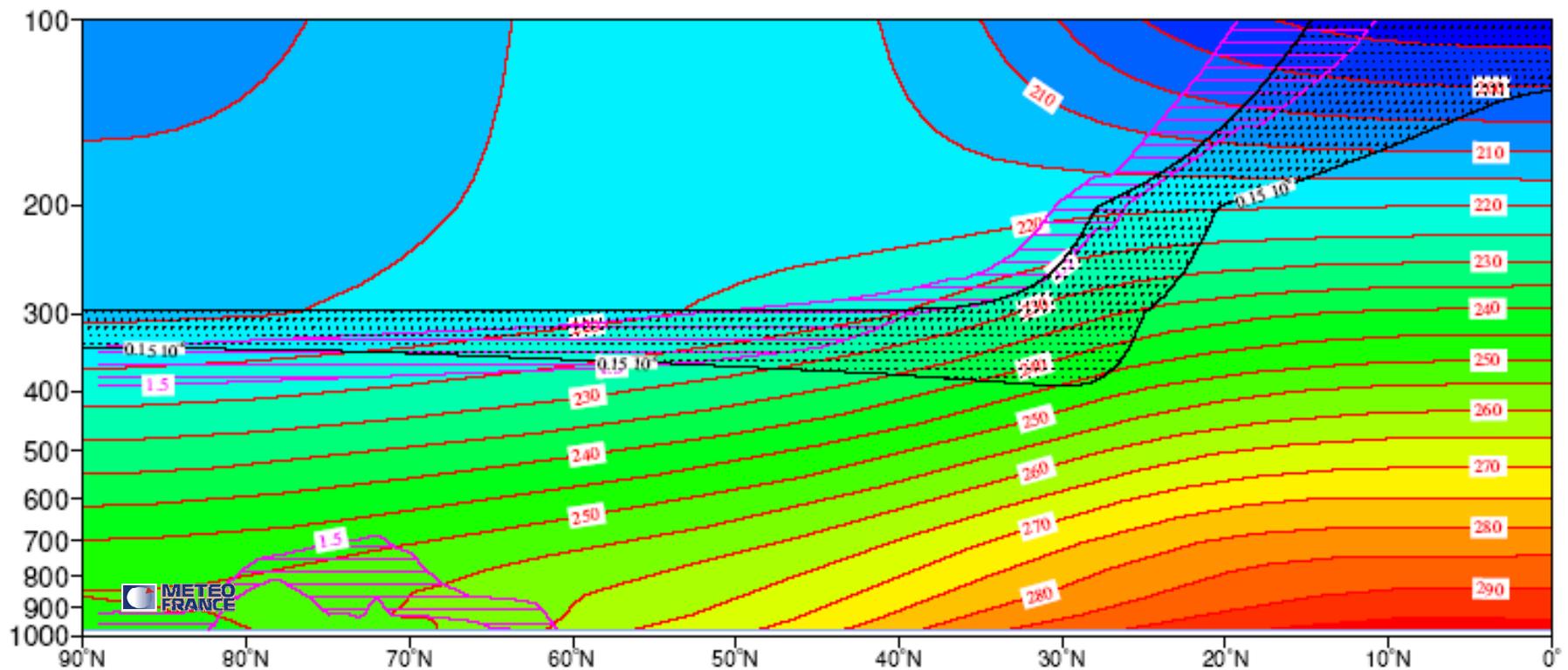


FIG. 3.27 – Comparaison entre le diagnostic thermique, le diagnostic en ozone et le diagnostic en tourbillon potentiel de la tropopause. Champ de température (K) en moyenne zonale et saisonnière (décembre-janvier-février) auquel on a superposé la couche comprise entre 150 et 200 ppm ($1 \text{ ppm} = 10^{-9} \text{ kg/kg}$) du rapport de mélange massique moyen d'ozone (noir) et la couche comprise en moyenne entre 1,5 et 2 pvu (magenta) pour la même saison.

Les équilibres à grande échelle

ECHELLE DE TRAVAIL

- En pratique, pour filtrer les fluctuations les plus fines, on augmente la taille des briques élémentaires dans lesquelles on moyenne les grandeurs → **L'échelle de travail** correspond à la taille des particules élémentaires sur lesquelles on opère les moyennes.

Lois d'évolution à l'échelle de travail

- Elles sont obtenues en moyennant les équations d'évolution valables à l'échelle du continuum.
- Formellement, on retrouve les mêmes termes que ceux à l'échelle du continuum + **de nouveaux termes: termes de transport turbulents.** A prendre en compte dans l'étude de la couche limite atmosphérique, en général négligeables devant les autres termes en dehors de la CL.

Analyse en ordre de grandeur

- En fonction du contexte et de l'échelle du phénomène à décrire, on estime l'ordre de grandeur de chacun des termes intervenant dans les équations d'évolution de l'atmosphère-→ on conserve les termes ayant les ordres de grandeur les plus grands (facteur 10 d'un OG à l'autre)

L'approximation de la pellicule mince

- Altitude z des particules d'air $< 100\text{km}$, donc \lll rayon de la Terre ($a = 6400\text{ km}$).
- Donc $r = a + z$ peu différent de a .

Système d'équations du mouvement après application de l'approximation de la pellicule mince

$$\frac{Du}{Dt} - \frac{uvtg\varphi}{a} = -\frac{1}{\rho} \frac{1}{a \cos(\varphi)} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + \underbrace{2\Omega \sin \varphi v}_f$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \frac{uvtg\varphi}{a} = -\frac{1}{\rho} \frac{1}{a} \frac{\partial p}{\partial \varphi} - \underbrace{2\Omega \sin \varphi u}_f$$

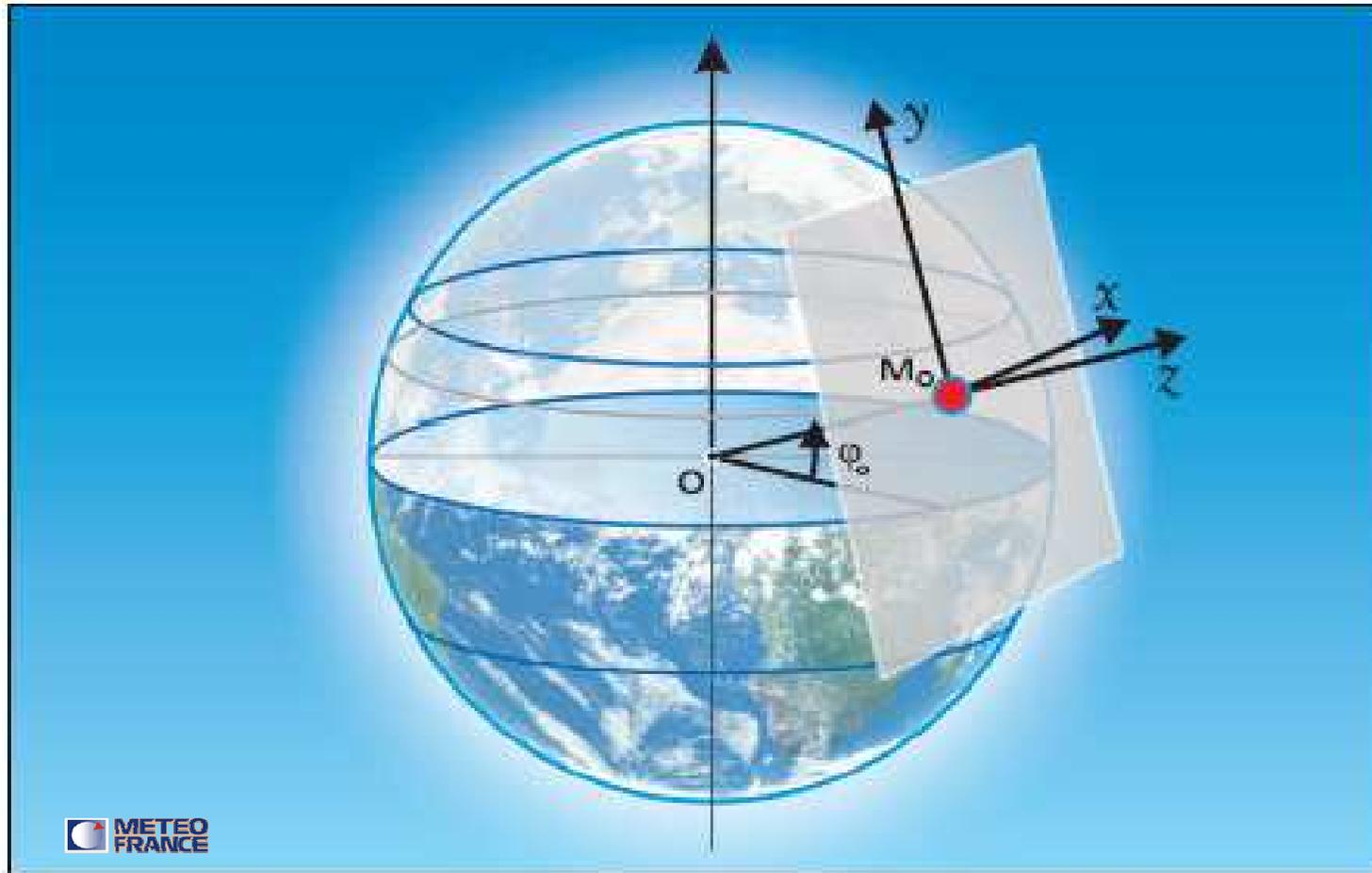
$$\frac{Dw}{Dt} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$$

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos(\varphi)} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

Approximation du plan tangent, f-plan, beta-plan

- Termes de courbure d'OG: U^2/a
- Terme d'accélération d'OG: U^2/L
- **Donc, pour toute échelle inférieure à l'échelle planétaire, les termes de courbure sont petits devant le terme d'accélération.** De l'échelle synoptique à la microéchelle, on peut négliger ces termes et se placer dans une géométrie plane sur un plan tangent à la sphère terrestre en un point M_0 situé à la latitude φ_0 .

Plan tangent en M_0



Equations dans le plan tangent

$$\begin{aligned}\frac{Du}{Dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f v \\ \frac{Dv}{Dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f u \\ \frac{Dw}{Dt} &= -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}\end{aligned}$$

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

f-plan

- Dans le contexte du plan tangent, faible variation de la latitude \rightarrow forme approchée des variations de f avec la latitude.

$f = f_0 + \beta y$ Approximation du beta-plan

- . si β est petit devant f_0 , f constant égal à f_0 sur tout le plan tangent. Approximation du f-plan.

L'atmosphère au repos, l'atmosphère de référence

- Atmosphère au repos: au repos dans un référentiel terrestre (vent et accélération nuls)
- Equilibre hydrostatique $\frac{dp}{dz} = -\rho g$
- Donc la masse volumique, la pression et la température ne dépendent que de l'altitude. Les surfaces isobares, isopycnes et isothermes sont horizontales.

Quasi-équilibre vertical, approximation hydrostatique

Quasi-équilibre vertical, approximation hydrostatique

Rappels: dw/dt associée à deux
forces:

composante verticale du
bilan des forces de pression, vers
le haut

poids, vers le bas

Approximation hydrostatique

- Valable si l'accélération verticale des particules est faible comparée à ces forces

$$\underbrace{0}_{\text{accélération négligée}} = \underbrace{-\frac{\partial p}{\partial z}}_{\text{force de pression}} \underbrace{-\rho g}_{\text{poids}}$$

- **IMPORTANT:** w n'est pas nulle ni même constante dans le temps. Dans une atmosphère quasi-hydrostatique en mouvement, il faut de la vitesse verticale pour respecter la loi de conservation de la masse par exemple.
(détermination de w par l'équation de continuité)

Validité de l'approximation hydrostatique

- Pas de méthode simple pour obtenir les conditions générales de validité de l'approximation hydrostatique
- Résultat: condition de validité

$$H/L \ll 1$$

L'approximation hydrostatique est valable pour l'étude de phénomènes « plats » (rapports d'aspect petit devant l'unité)

Quasi-équilibre horizontal,
écoulements de grande échelle,
approximation QG

Comment estimer l'importance de la force de Coriolis sur une circulation atmosphérique?

- Comparaison de l'OG de l'accélération horizontale et de l'OG de la force de Coriolis dans l'équation du mouvement horizontal.

$$R_o = \frac{\text{accélération horizontale}}{\text{force de Coriolis}} = \frac{U}{f_o L}$$

- U, L, f0 OG de la vitesse horizontale, de la dimension horizontale et du paramètre de Coriolis

Nombre de Rossby

- Estimation du rapport entre le terme d'accélération et le terme de Coriolis dans l'équation du mouvement: nombre sans dimension, nombre de Rossby:

$$\frac{U}{f_o L}$$

- Si $Ro \ll 1$, la force de Coriolis est d'un OG supérieur à l'accélération horizontale dans l'équation du mouvement

Nombre de Rossby (suite)

- La séparation d'échelles entre les phénomènes dépend de f donc de la latitude.
 - Moyennes latitudes $f_o = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$,
 - Régions tropicales: $f_o = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
- R_0 petit devant 1 à l'échelle synoptique aux moyennes latitudes, uniquement à l'échelle planétaire dans les régions tropicales.

Estimation du nombre de Rossby selon le contexte

- Supposons vitesse horizontale caractéristique : 10 m/s
- → à latitude donnée, Ro d'autant plus petit que L est grande
- Traduction: l'influence de la force de Coriolis joue un rôle plus important dans les processus associés à des circulations de grande dimension horizontale que dans ceux associés à des circulations d'échelle fine.

Définition: grande échelle

- L'ensemble des phénomènes pour lesquels l'influence de la rotation de la Terre domine celle de l'accélération horizontale. Les échelles météorologiques associées à la grande échelle varient avec la latitude et avec l'OG caractéristique du vent horizontal.

Composante géostrophique de la circulation à grande échelle

- Hypothèses: $H/L < 10^{-2}$ + f –plan

- **Equilibre géostrophique:**

À grande échelle, l'accélération horizontale est d'un OG plus petit que la force de Coriolis. Donc la force de pression horizontale et la force de Coriolis sont du même OG= **quasi-équilibre entre la force de pression horizontale et la force de Coriolis.**

L'équilibre géostrophique

- Equilibre théorique entre la force de Coriolis et la force de pression horizontale. Dans une atmosphère en équilibre géostrophique parfait, le vent horizontal est stationnaire.

$$-\frac{1}{\rho_o} \text{grad}_h(\tilde{p}) - f_o \vec{k} \wedge \vec{v} = \mathbf{0}$$

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \mathbf{0}$$

Le vent géostrophique

- Décomposition du vent en deux parties: le vent géostrophique et l'écart entre le vent réel et le vent géostrophique (**vent agéostrophique**)

$$\vec{v} = \vec{v}_g + \vec{v}_{ag}$$

- Le vent géostrophique est la partie du vent réel dont l'accélération d'inertie de Coriolis permet d'équilibrer exactement la force de pression horizontale.

Expressions du vent géostrophique

$$\vec{v}_g = \frac{1}{\rho_0 f_0} \vec{k} \wedge \text{grad}(\tilde{p})$$

$$u_g = -\frac{1}{\rho_0 f_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y}$$

$$v_g = \frac{1}{\rho_0 f_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x}$$

Relation vent agéostrophique/accélération horizontale

$$\underbrace{\frac{D\vec{v}}{Dt}}_{\text{accélération horizontale}} = \underbrace{-f_o \vec{k} \wedge \vec{v}}_{\text{force de Coriolis}} - \underbrace{\frac{1}{\rho_o} \text{grad}_h(\tilde{p})}_{\text{force de pression}}$$

$$= -f_o \vec{k} \wedge (\vec{v} - \vec{v}_g) = -f_o \vec{k} \wedge \vec{v}_{ag}$$

- Donc l'OG du vent agéostrophique est R0 fois celui du vent réel (exercice). Plus R0 est petit, plus le vent géostrophique est une bonne approximation du vent réel.

Vent géostrophique (suite)

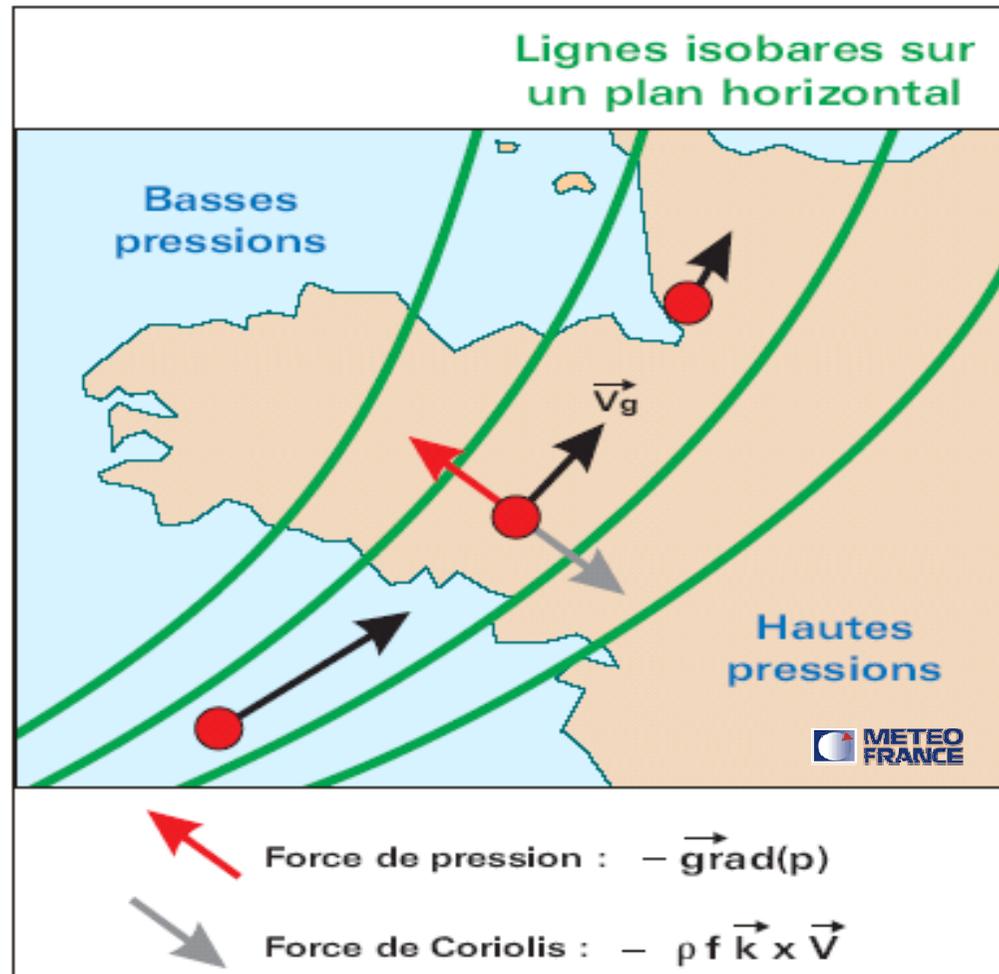
- A grande échelle, la circulation horizontale est bien expliquée par la circulation géostrophique.
- Le vent géostrophique dépend directement de la distribution horizontale de la masse atmosphérique décrite par le champ de pression
- Il est toujours perpendiculaire au vecteur gradient de pression horizontal et tangent aux isobares
- Il est dirigé de façon à avoir les zones anticycloniques sur sa droite et les zones dépressionnaires sur sa gauche dans l'hémisphère nord (Inverse dans l'hémisphère sud, $f < 0$)

Vent géostrophique

- L'intensité du vent géostrophique est directement proportionnelle au module du gradient horizontal de pression: elle est d'autant plus forte que les lignes isobares sont serrées sur une projection horizontale.
- Vent géostrophique en coordonnée pression:

$$\vec{v}_g = \frac{1}{f_o} \vec{k} \wedge \text{grad}_p(\phi)$$

soit $\begin{cases} u_g & = & -\frac{1}{f_o} \frac{\partial \phi}{\partial y})p \\ v_g & = & \frac{1}{f_o} \frac{\partial \phi}{\partial x})p \end{cases}$



Vent géostrophique en coordonnée pression

- Sur une carte isobare, le vent géostrophique a les hauts géopotentiels à sa droite, les bas à sa gauche dans l'hémisphère nord (inverse dans l'hémisphère sud)
- L'intensité du vent géostrophique est proportionnelle à la pente des surfaces isobares.
- $\vec{\text{grad}}_p(\phi)$ sur une isobare donne la direction de la ligne de plus grande pente de la surface isobare et son module est proportionnel à cette pente. Plus les isohypses sont resserrées sur une surface isobare et plus le vent géostrophique est fort.

Présentation à l'échelle du globe

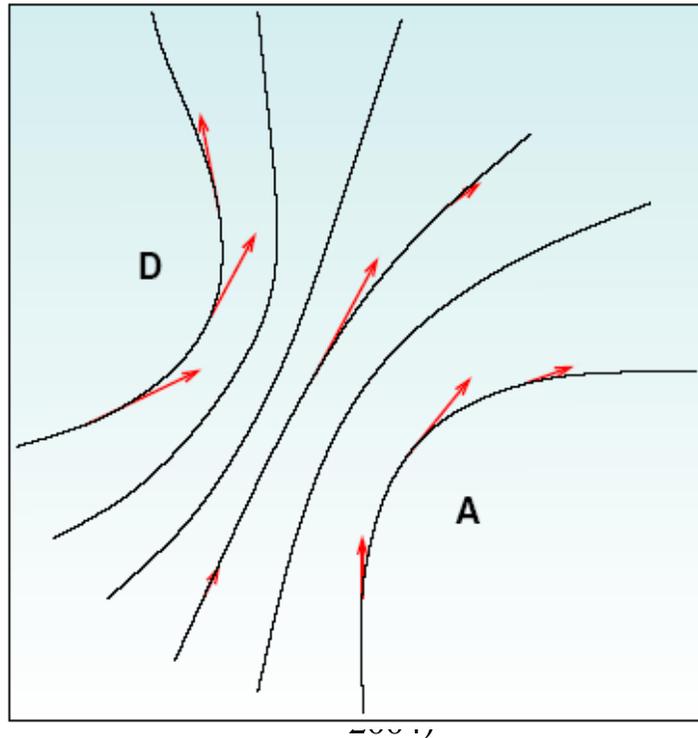
6) Superposition de champs moyens de géopotential et de vent :

Champs de géopotential et de vent à 850 hPa

Champs de géopotential et de vent à 300 hPa

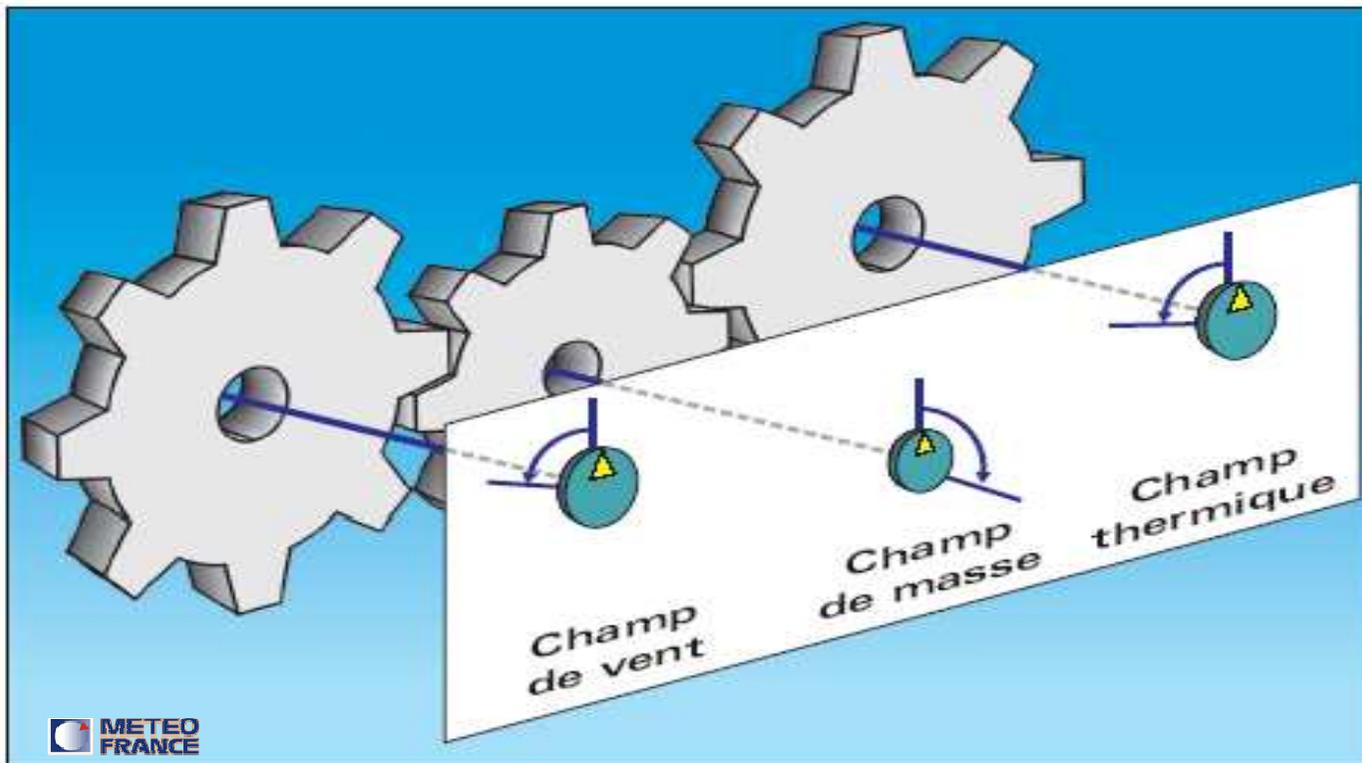
Sur ces champs moyens, on retrouve les caractéristiques de la règle de Buys-Ballot

Le météorologiste hollandais Christophorus Henricus Didericus Buys-Ballot (1817-1890) a déduit des observations météorologiques dont il disposait, que, dans l'hémisphère nord, le vent de grand échelle «tourne» dans le sens inverse des aiguilles d'une montre autour des zones de basse pression, et dans l'autre sens autour des zones anticycloniques : le vent est presque parallèle aux lignes isobares et il laisse les basses pressions à sa gauche, les hautes pressions à sa droite. Buys-Ballot a également remarqué que le vent est d'autant plus fort que les lignes isobares sont resserrées.



L'équilibre du vent thermique

- Etape 1: le vent géostrophique est relié à la distribution de la masse atmosphérique
- Etape 2: à grande échelle, atmosphère très proche de l'équilibre hydrostatique. Donc relation entre le champ thermique et la distribution de masse atmosphérique
- → champ de vent et champ de température sont donc reliés par la **relation du vent thermique**



UFR de l'ENM- Version 0 (septembre
2004)

Expression de la relation du vent thermique

$$\frac{\partial u_g}{\partial z} = \frac{g}{f_o \theta_o} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial y}$$
$$\frac{\partial v_g}{\partial z} = \frac{g}{f_o \theta_o} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x}$$

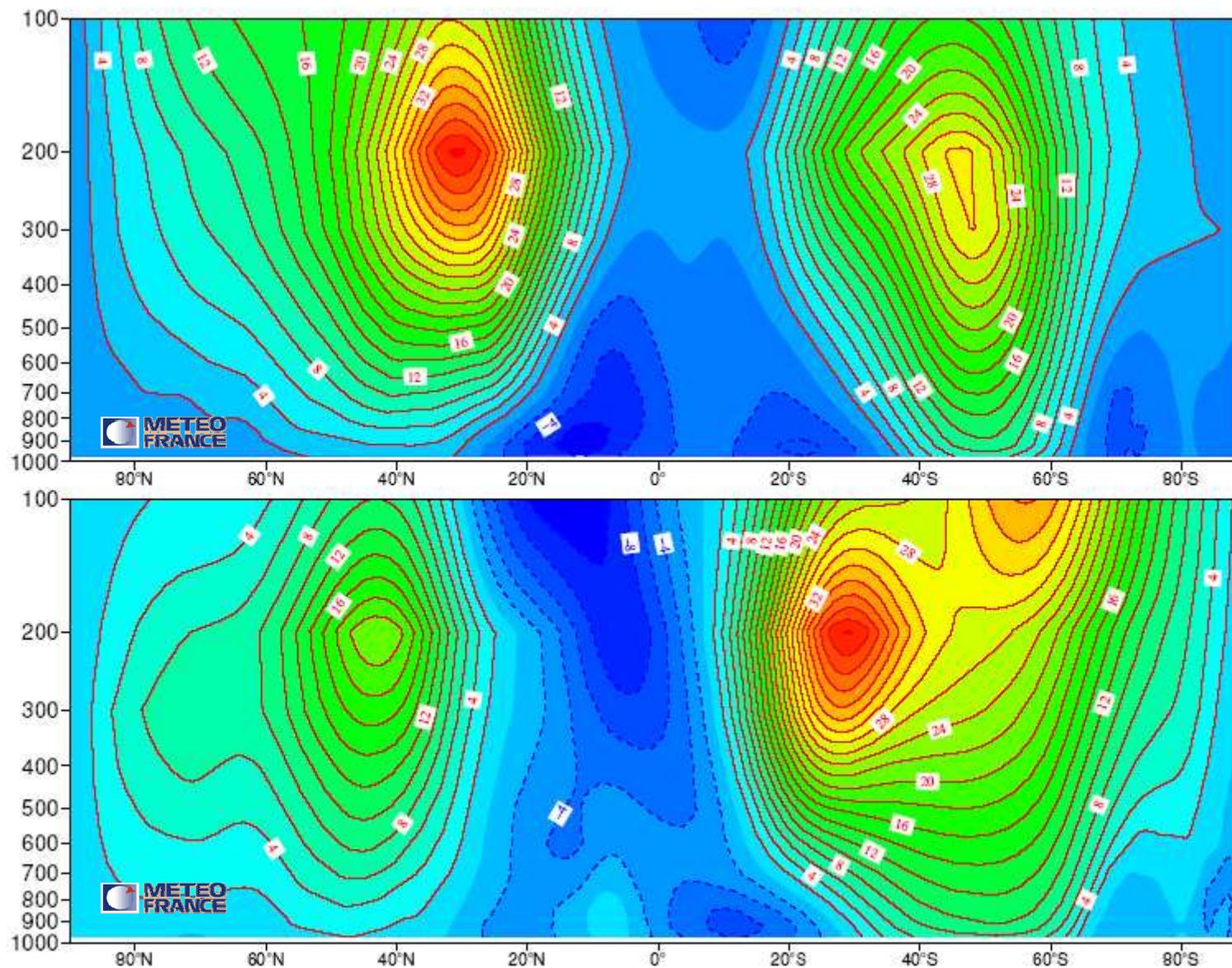
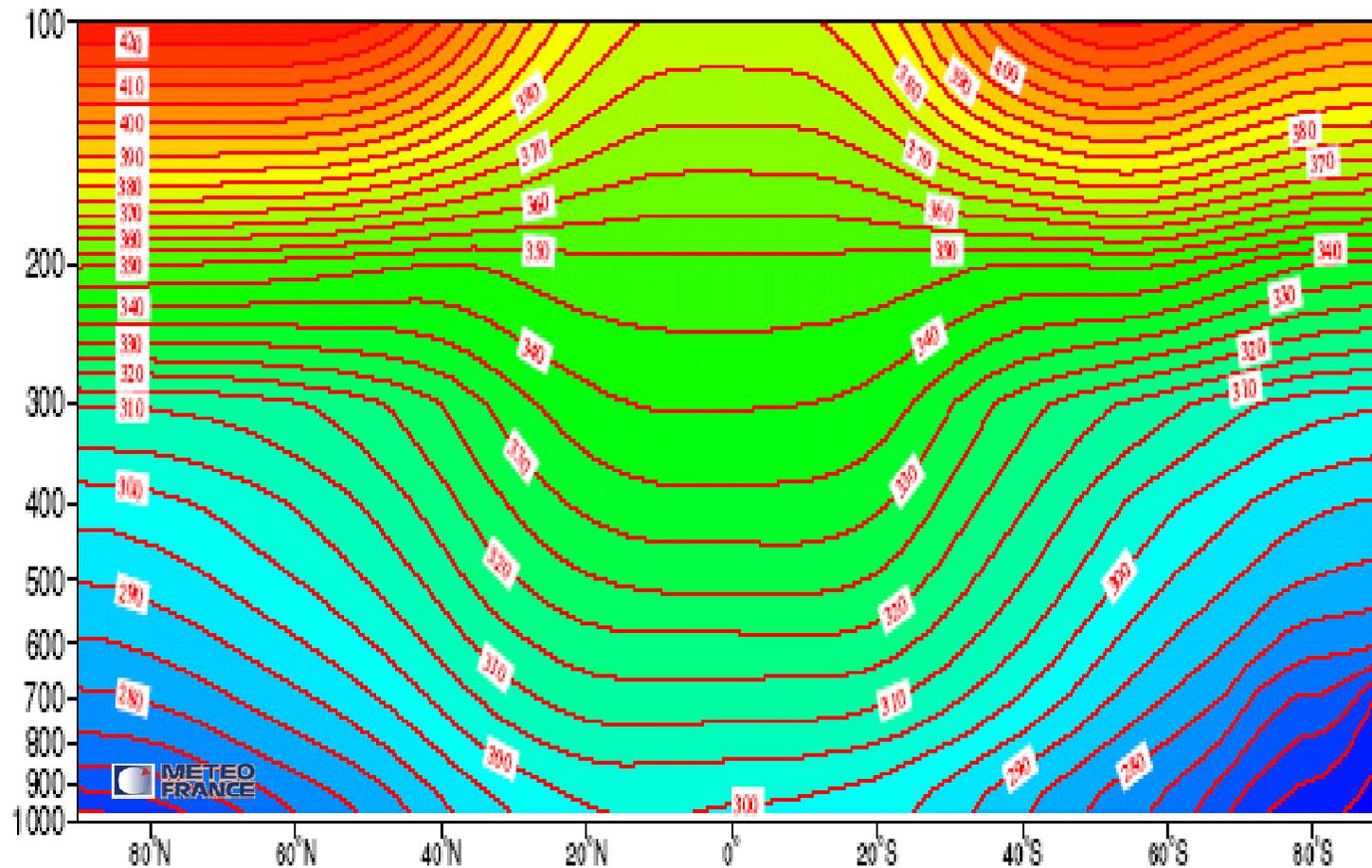


FIG. 3.13 – Moyenne zonale du champ de vent zonal (m.s^{-1}) entre 1000 hPa et 100 hPa sur les 44 ans de réanalyse ERA40 (a) décembre-janvier-février (b) juin-juillet-août



Moyenne annuelle et zonale de la température potentielle (ERA 40)

UFR de l'ENM- Version 0 (septembre 2004)