

Physique de l'atmosphère et transport

COURS 1

INTRODUCTION

PANORAMA DES PHÉNOMÈNES

MÉTÉOROLOGIQUES

SPECATMO

B. Legras, legras@lmd.ens.fr, <http://www.lmd.ens.fr/legras>

PLAN DU COURS

Introduction à la physique de l'atmosphère

A L'atmosphère stratifiée

(stabilité, convection sèche et humide)

B Météorologie

(vent gradient, perturbations aux latitudes moyennes et tropicales)

Transport

A L'atmosphère stratifiée

I Stratification verticale en pression et température

II Température potentielle stabilité

III Humidité et nuages

Composition de l'atmosphère*

Azote N ₂	0,7808	homogène
Oxygène O ₂	0,2095	homogène
Eau H ₂ O	<0,030	très variable
Argon A	0,0093	homogène
CO ₂	385 ppmv	homogène
Ozone O ₃	10 ppmv	stratosphère
Méthane CH ₄	1,6 ppmv	décroît avec z
Oxyde nitreux N ₂ O	350 ppbv	décroît avec z
CO	70 ppbv	
NO, CFC-11, CFC-12	< 0,3 ppbv	

masse molaire moyenne $M=28,96$ g

*: la composition est indiquée en rapport de mélange en volume

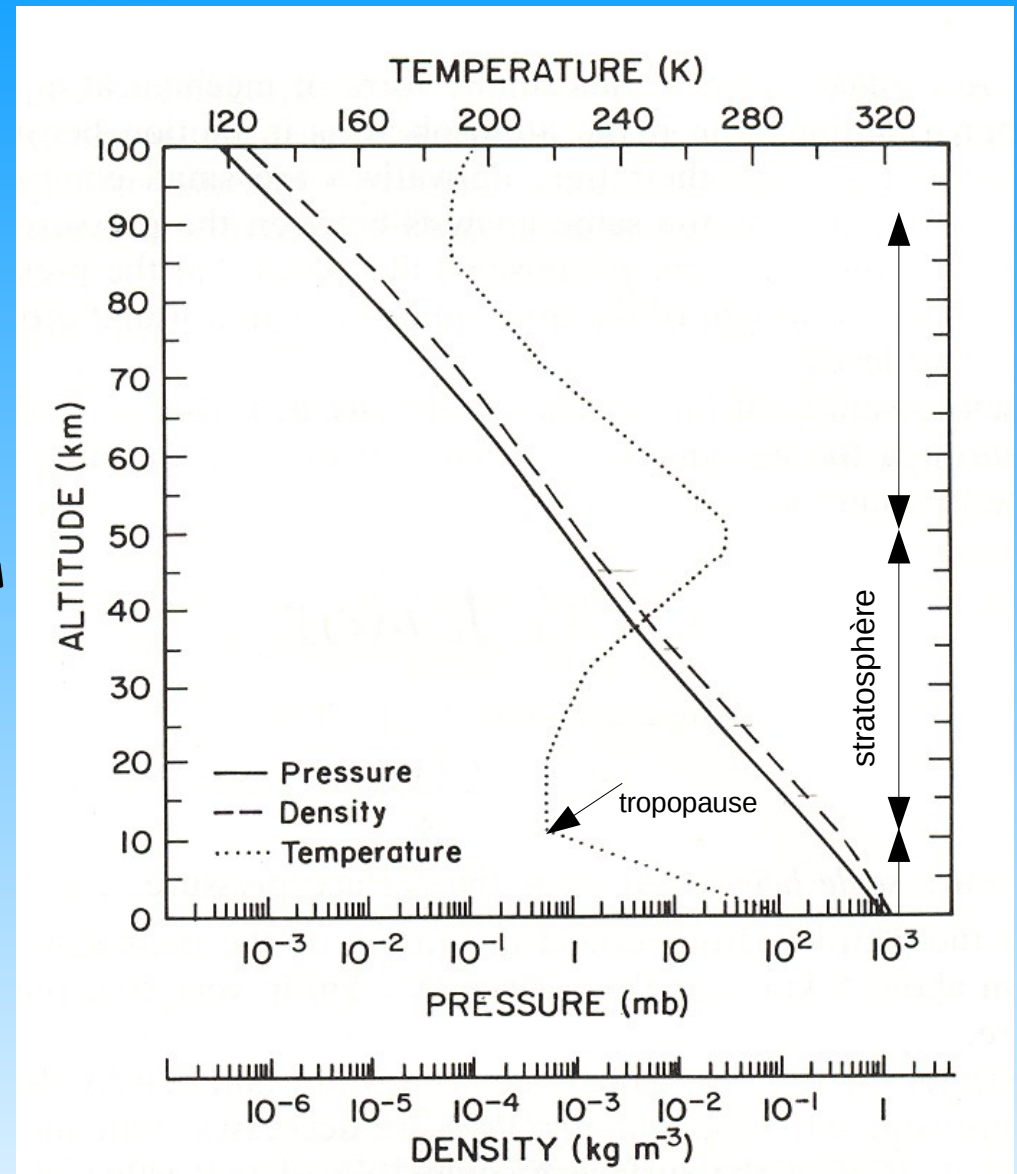
I.1 Stratification et composition

L'atmosphère est stratifiée:

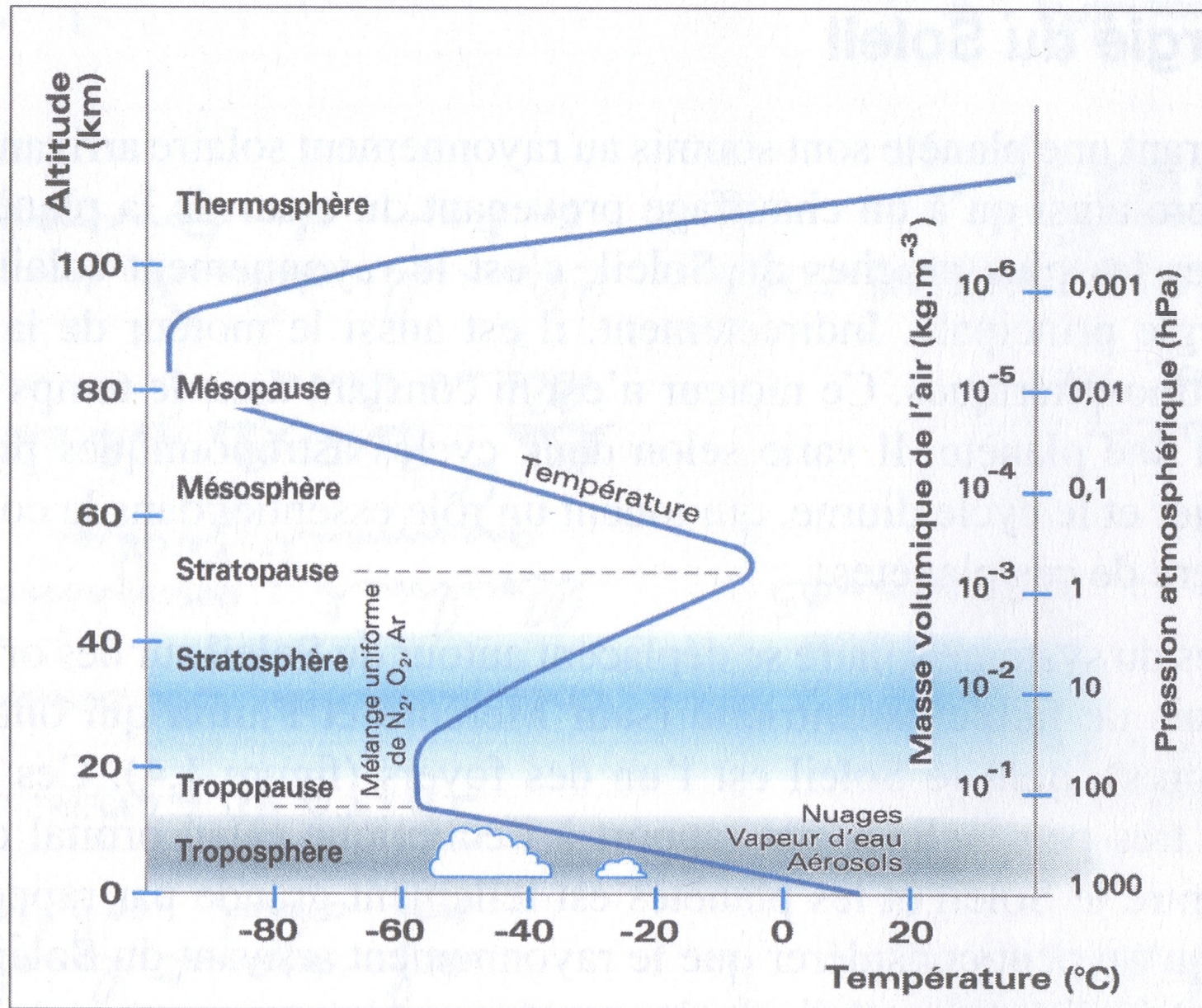
- Décroissance exponentielle de la pression et de la densité du sol jusqu'à 100 km
- Plusieurs couches distinguées par le profil de température

Troposphère de 0 à 12 km (18 km sous les tropiques)

- Stratosphère au dessus jusqu'à 50 km
- Mésosphère de 50 à 90 km
- 90% de la masse en dessous de 20 km
- Densité standard (à 1013 hPa et 273K): $\rho=1,29 \text{ kg m}^{-3}$



La troposphère et la stratosphère sont séparées par la tropopause



I.2 Thermodynamique de l'air sec

Loi du gaz parfait

$$p = \rho RT \text{ où } R = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

- Enthalpie du gaz parfait $H = C_p T$ où $C_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, capacité thermique par unité de masse à pression constante. H ne dépend que de la température

- A pression constante, pour une transformation quasi-statique:

$$\delta Q = C_p dT = dH = T dS \quad (S: \text{entropie})$$

- Plus généralement

$$\begin{aligned} \delta Q &= T dS = dU + p d(1/\rho) - 1/\rho dp \\ &= C_p dT - 1/\rho dp = C_p dT - RT/p dp = C_p (T/\theta) d\theta \end{aligned}$$

où on introduit la température potentielle

$$\theta = T(p_0/p)^\kappa \text{ avec } \kappa = R/C_p = 2/7$$

I.3 Loi hydrostatique et stratification

Selon la verticale, l'air est essentiellement en équilibre hydrostatique: en moyennant sur un pavé horizontal de quelques km^2 , la vitesse verticale est de l'ordre de quelques cm/s et l'accélération verticale est négligeable par rapport à la gravité.

• Loi hydrostatique $dp/dz + \rho g = 0$

En combinant avec la loi du gaz parfait, on obtient $dp/p = -g/RT dz$ et, pour une température uniforme (simplification grossière mais pertinente) $T_0 = 255 \text{ K}$, on obtient

$$p = p_0 \exp(-z/H)$$

avec $H = RT_0/g \approx 7,4 \text{ km}$, hauteur d'échelle.

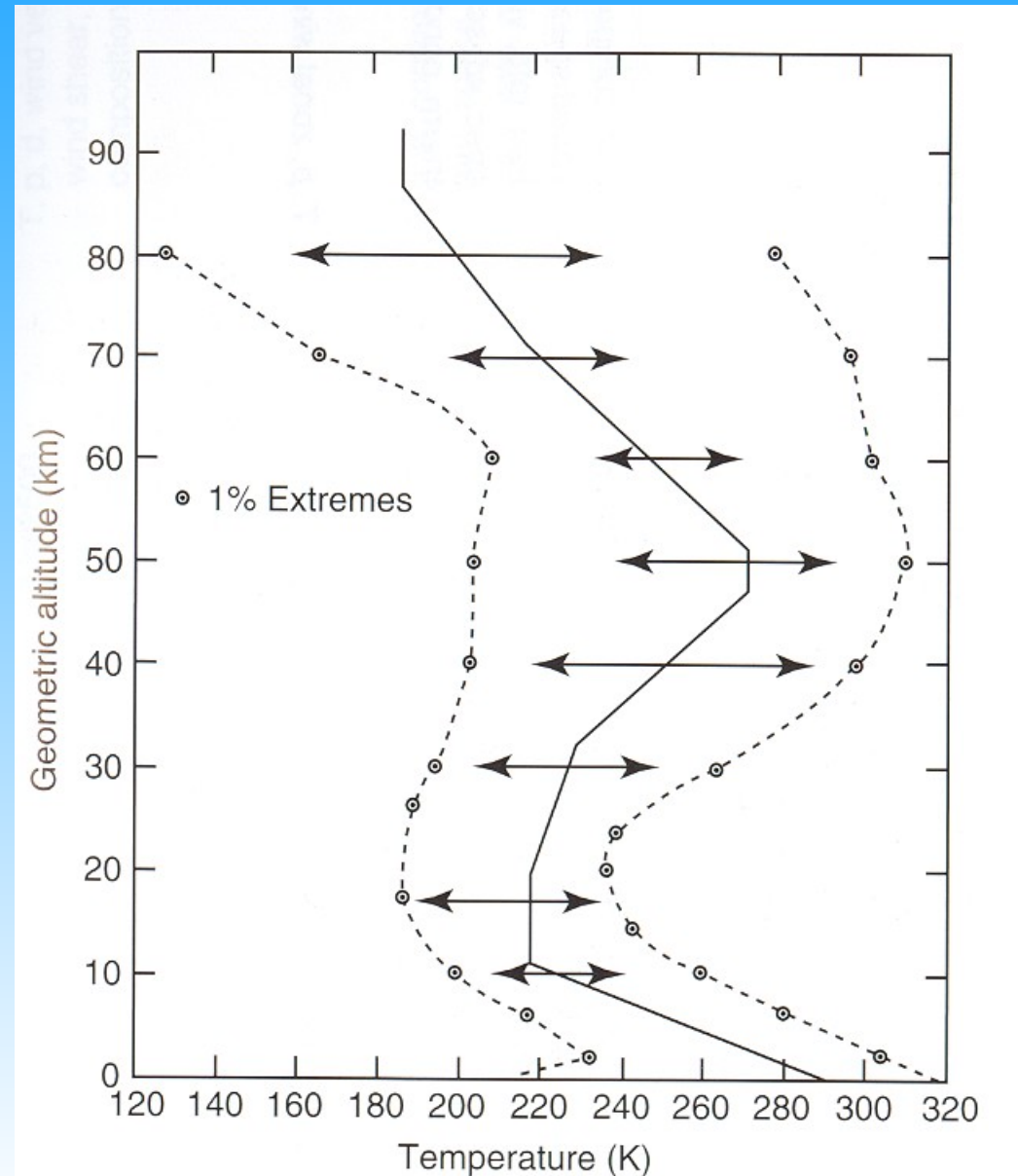
La pression diminue de moitié tous les 5 km (car $H \ln(2) \approx 5 \text{ km}$)

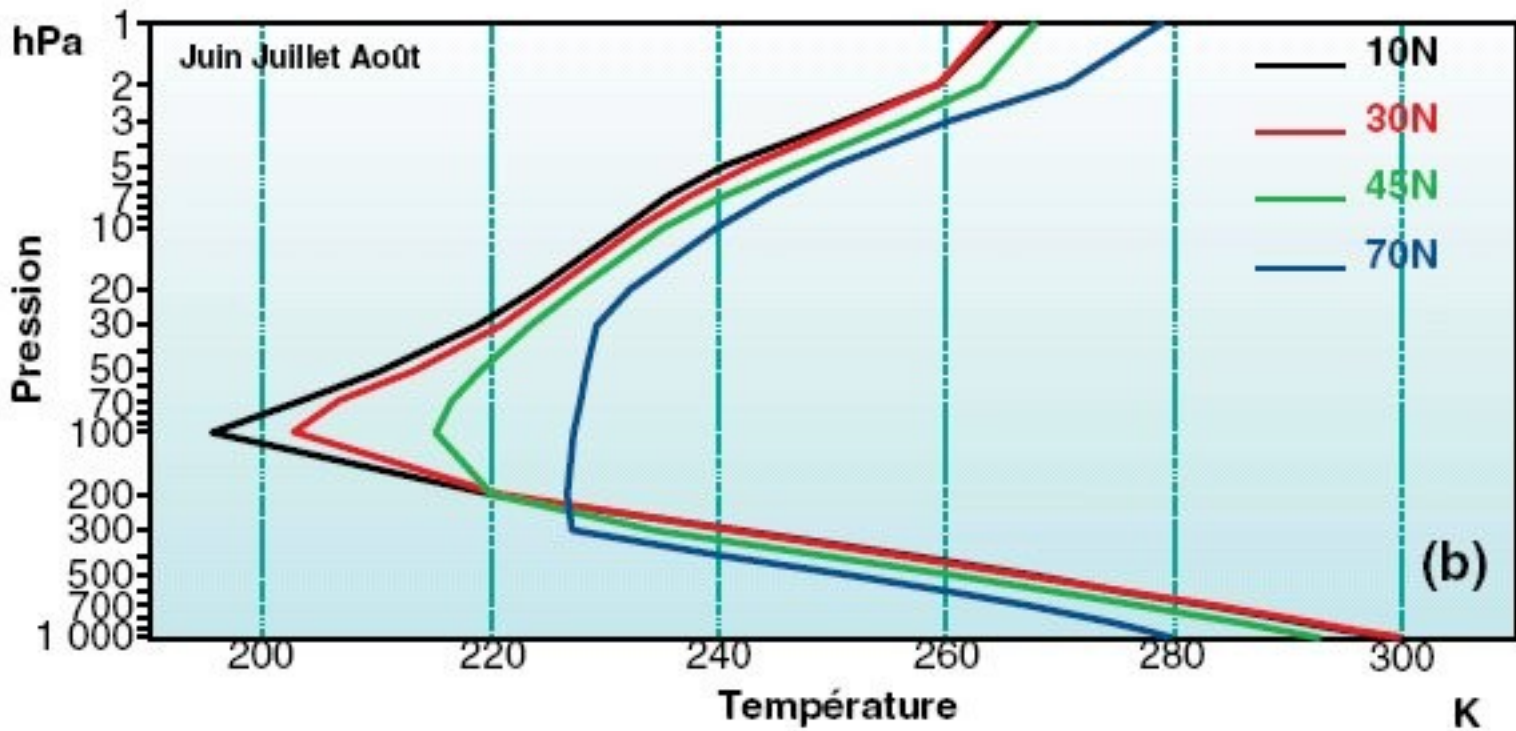
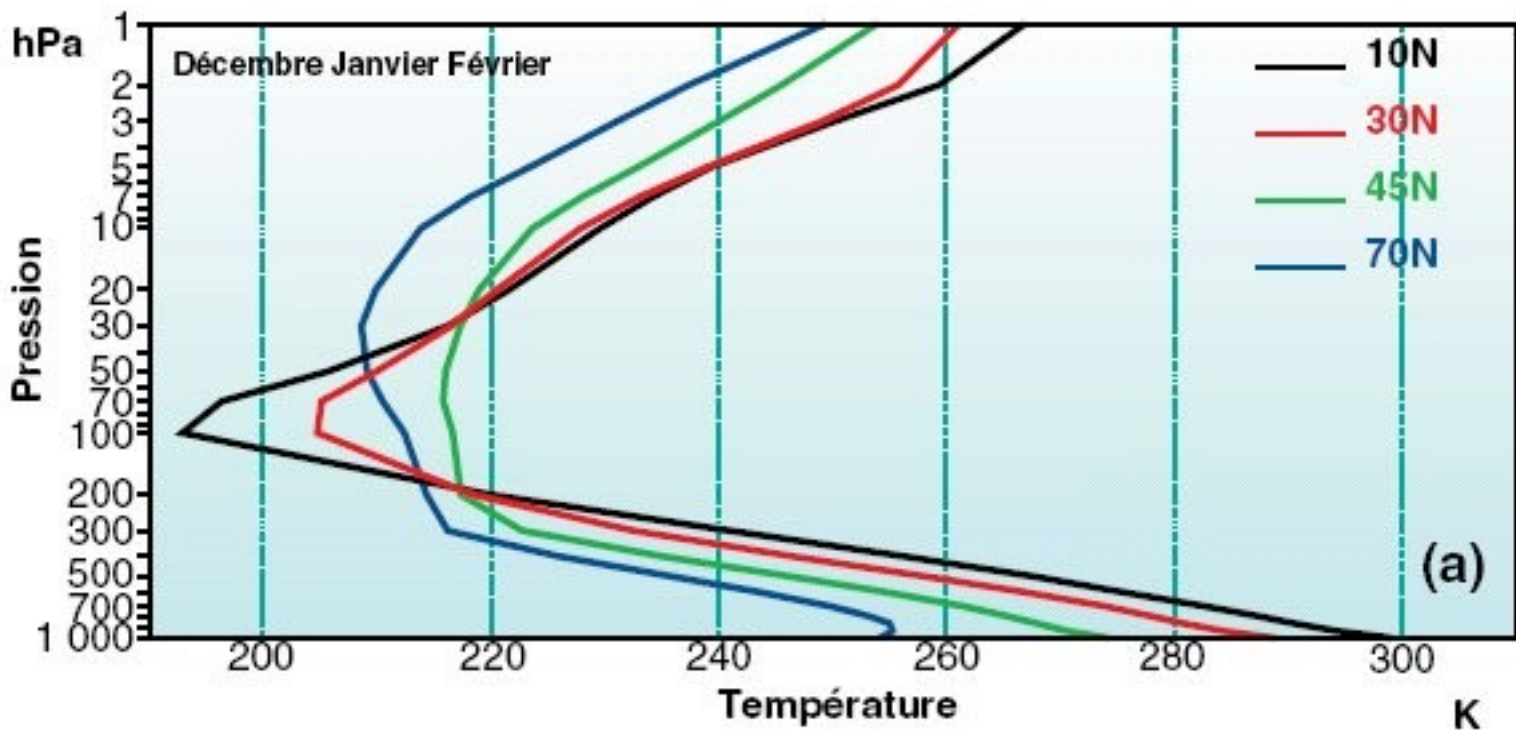
Le profil de température n'est pas explicable par des lois simples. Il dépend de l'équilibre radiatif (absorption et émission) et du transport vertical de chaleur par les mouvements de l'atmosphère.

I.4 Distribution de la température

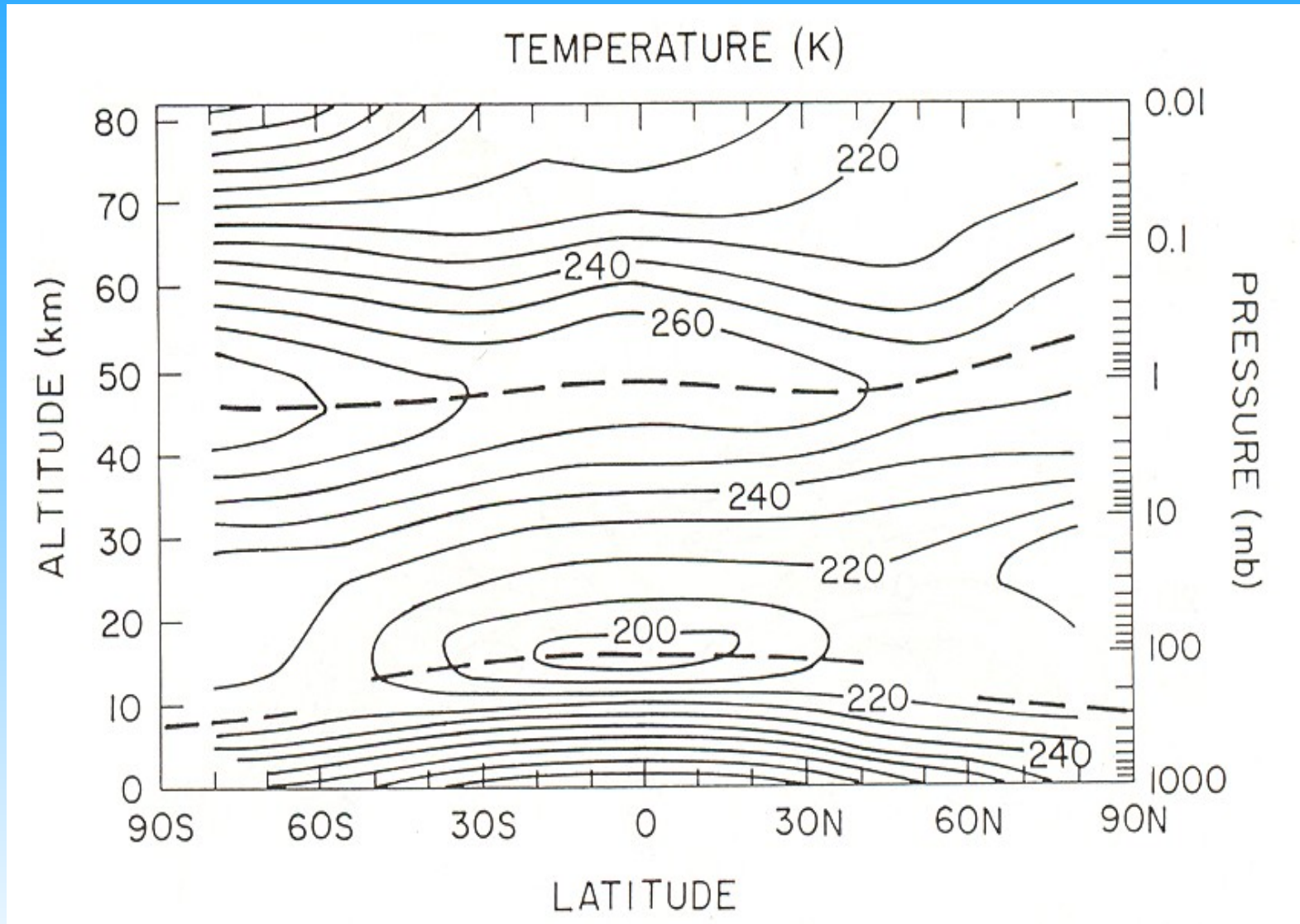
Variations du profil de température vertical

- Au sol, variations de 100 K mais 50 K en moyenne entre pôle et équateur
- Les températures dans la région de la tropopause varient plus faiblement mais atteignent de très basses valeurs (190 K). Très basses températures aux pôles en hiver dans la basse stratosphère mais aussi à la tropopause tropicale.





Distribution méridienne de la température en moyenne annuelle



A L'atmosphère stratifiée

I Stratification verticale en pression et température

II Température potentielle stabilité

III Humidité et nuages

II.1 Thermodynamique de l'air sec (suite)

- Loi du gaz parfait $p = \rho R T$ où $R = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
- Enthalpie du gaz parfait $H = C_p T$ où $C_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, capacité thermique par unité de masse à pression constante. H ne dépend que de la température
- A pression constante, pour une transformation quasi-statique:
 $\delta Q = C_p dT = dH = T dS$ (S : entropie)

Plus généralement

$$\begin{aligned}\delta Q &= T dS = dU + p d(1/\rho) = dH - 1/\rho dp \\ &= C_p dT - 1/\rho dp = C_p dT - RT/p dp\end{aligned}$$

$$dS = C_p dT/T - R dp/p = C_p d\theta/\theta$$

où on introduit la température potentielle

$$\theta = T(p_0/p)^\kappa \text{ avec } \kappa = R/C_p \text{ (= } 2/7 \text{ pour un gaz parfait di-atomique)}$$

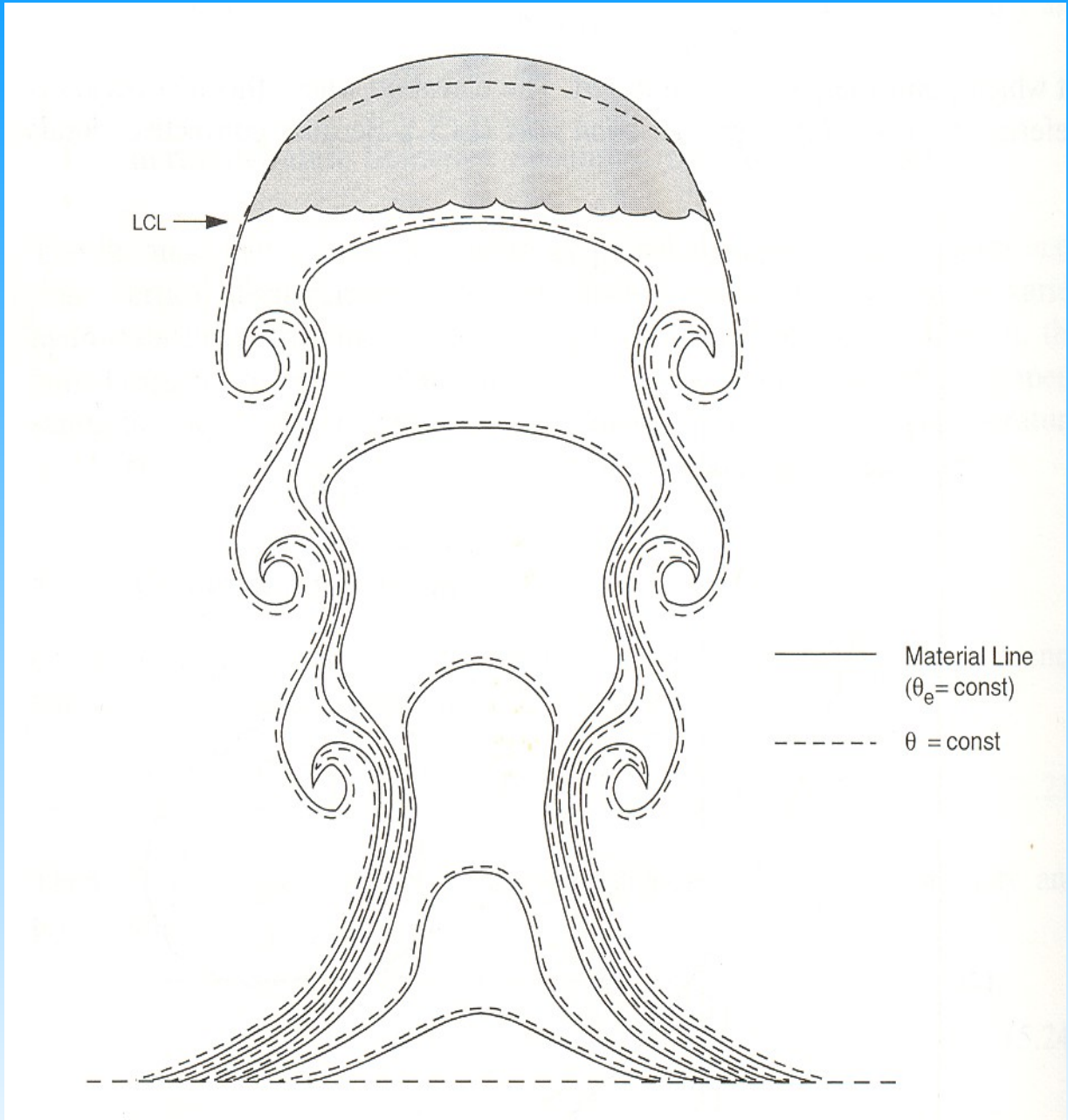
II.2 Température potentielle

Les mouvements convectifs sont essentiellement adiabatique (échanges de chaleur beaucoup plus lents que l'équilibre de la pression).

Conservation de la température potentielle

$$\theta = T(p_0/p)^\kappa$$

avec $\kappa = R/C_p$

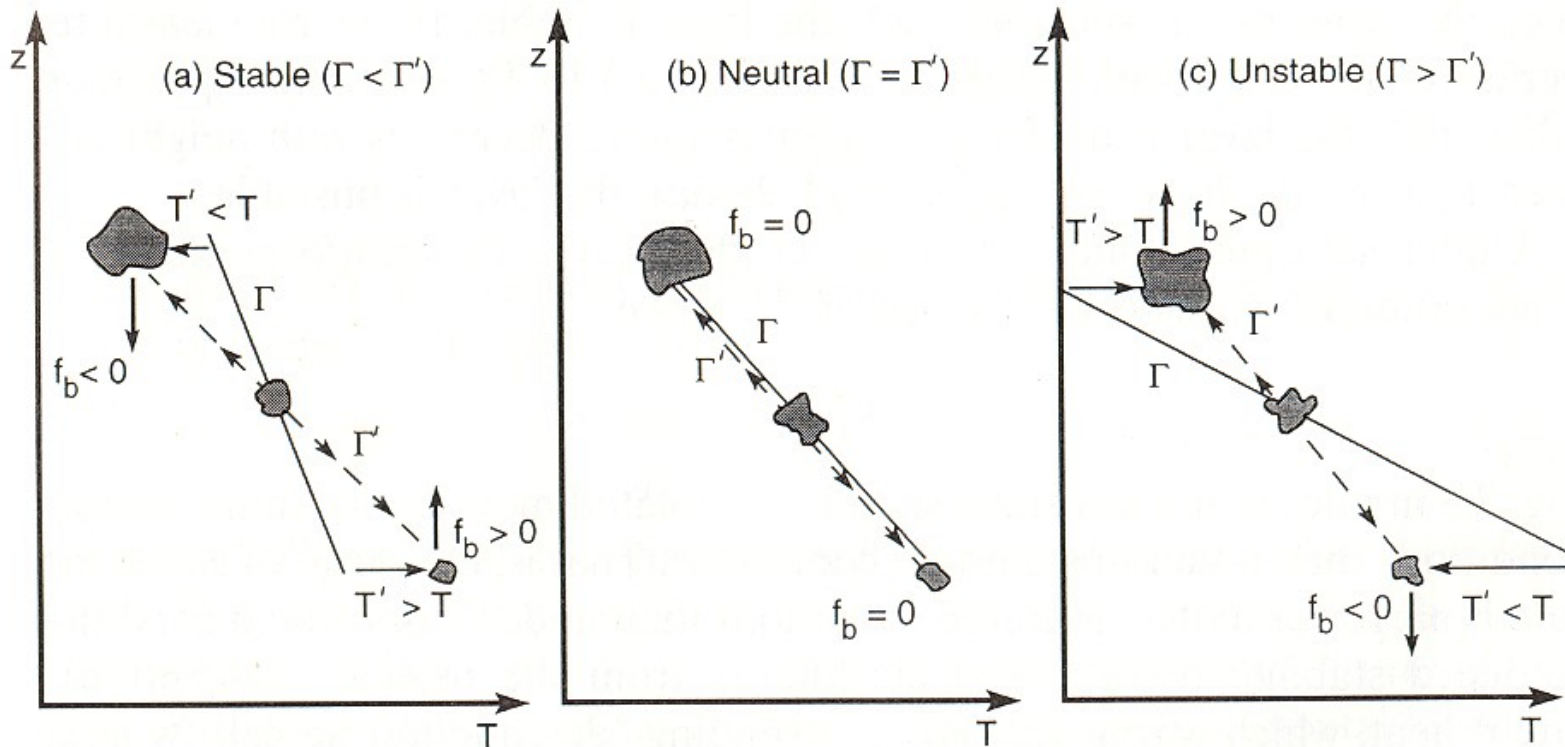
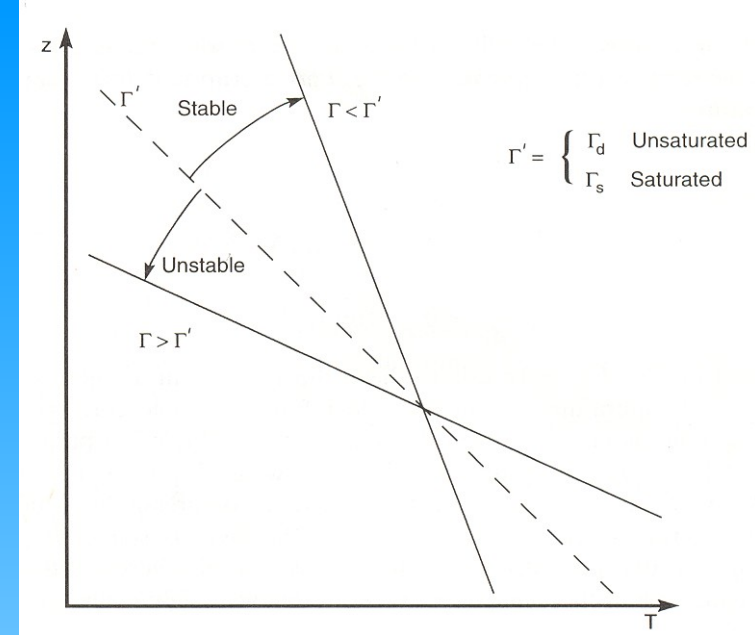


II.3 Instabilité des mouvements convectifs en fonction du profil de l'atmosphère

Gradient de température $\Gamma = -dT/dz$

Gradient adiabatique $\Gamma' = g/C_p$

*On utilise $0 = \delta Q =$
pour obtenir $\frac{dT}{dz} =$*



On suppose que le mouvement vertical de a parcelle d'air se fait selon une transformation adiabatique et on compare la nouvelle température T' à la température locale pour déterminer si l'air est stable ou instable.

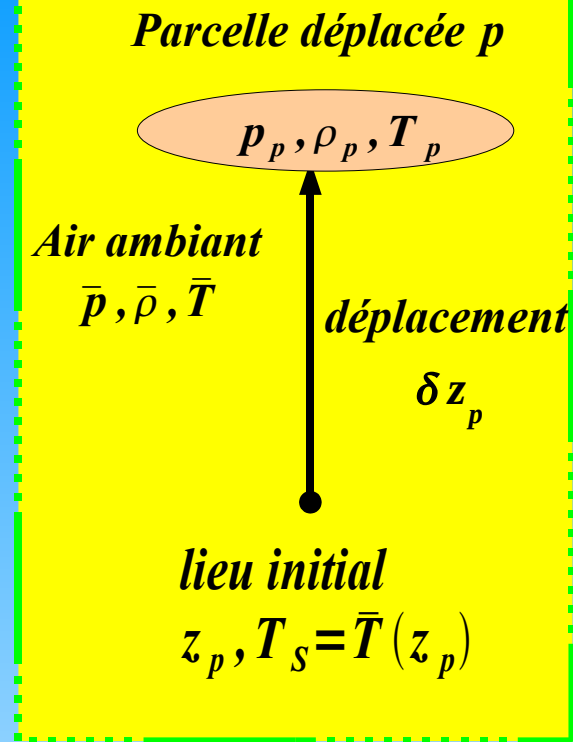
II.4 Mouvements verticaux d'une parcelle d'air

Notations:

- Propriétés thermodynamique de l'air ambiant : $\bar{p}, \bar{\rho}, \bar{T}$
- Propriétés thermodynamique de la parcelle : p_p, ρ_p, T_p

L'air ambiant est en équilibre hydrostatique:
$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \bar{\rho} \mathbf{g} = \mathbf{0} \quad (1)$$

La pression de la parcelle déplacée s'équilibre instantanément avec la pression ambiante : $p_p = \bar{p}$



L'équation du mouvement adiabatique de la parcelle est
$$\rho_p \frac{d^2 \delta z_p}{dt^2} + \rho_p \mathbf{g} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

En combinant (1) et (2), on obtient
$$\frac{d^2 \delta z_p}{dt^2} = g \frac{\bar{\rho} - \rho_p}{\rho_p} = g \frac{T_p - \bar{T}}{\bar{T}} = \text{accélération}$$

de flottaison, la deuxième égalité étant obtenue par l'usage de la loi du gaz parfait.

Si T_s est la température de la parcelle et de l'air ambiant à son point de départ, les températures de la parcelle et l'air ambiant à l'emplacement déplacé δz_p sont des perturbations de T_s , soit $\bar{T} = T_s + \delta \bar{T}$ et $T_p = T_s + \delta T_p$, d'où $T_p - \bar{T} = \delta T_p - \delta \bar{T}$.

La température potentielle étant définie par $\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa$, on a $\frac{\delta \bar{\theta}}{\bar{\theta}} = \frac{\delta \bar{T}}{\bar{T}} - \kappa \frac{\delta \bar{p}}{\bar{p}}$

pour l'air ambiant et $\theta = \frac{\delta T_p}{\bar{T}} - \kappa \frac{\delta \bar{p}}{\bar{p}}$ pour la parcelle qui se déplace

de manière adiabatique, d'où $\frac{d^2 \delta z_p}{dt^2} = -g \frac{\delta \bar{\theta}}{\bar{\theta}} = -N^2 \delta z_p$ avec $N^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)$.

N est appelée la fréquence de Brünt -Vaissala

Pour $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} > 0$, la fréquence de Brünt-Vaissala est réelle et la parcelle oscille

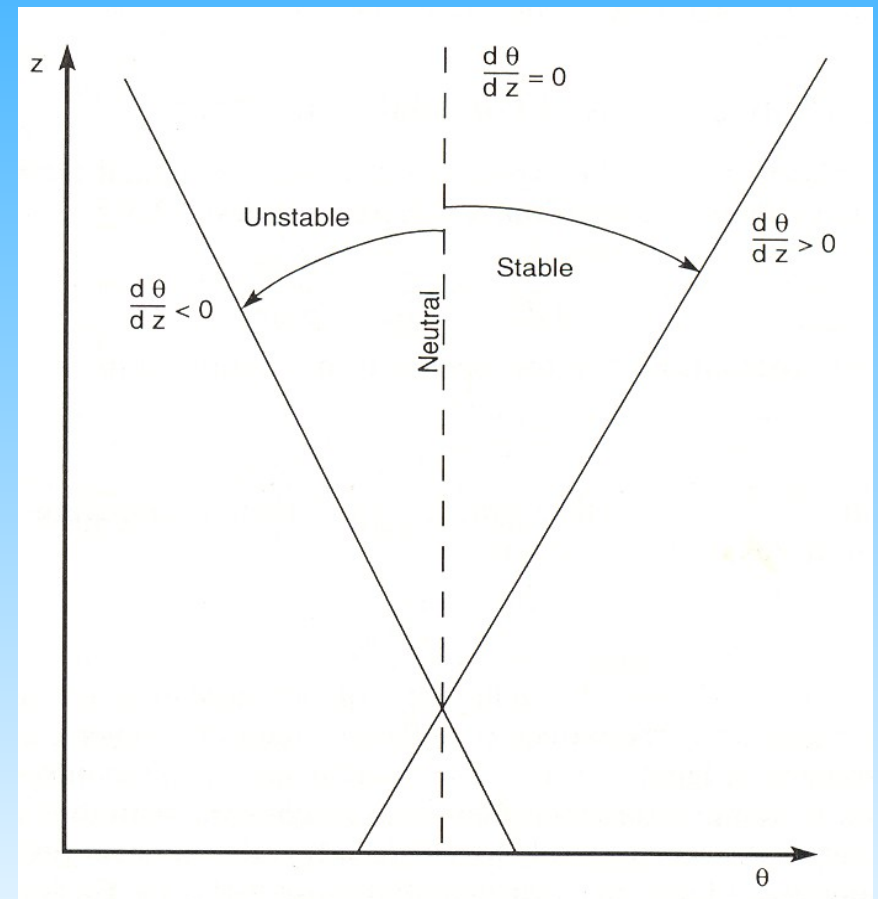
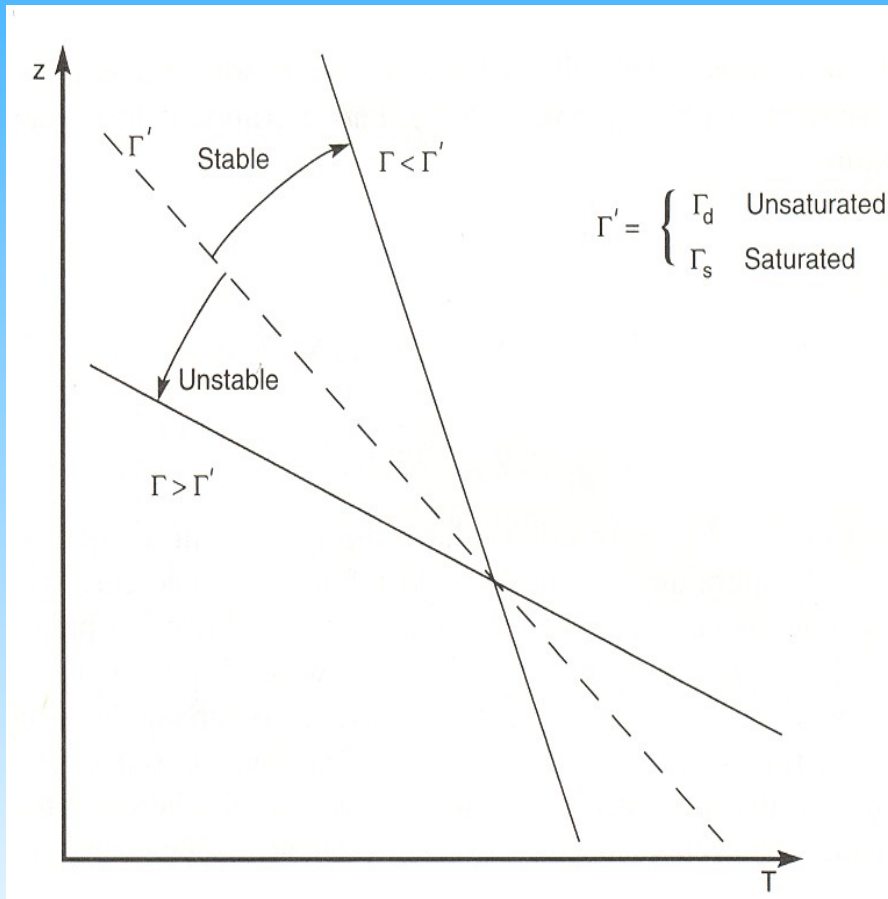
verticalement avec cette pulsation.

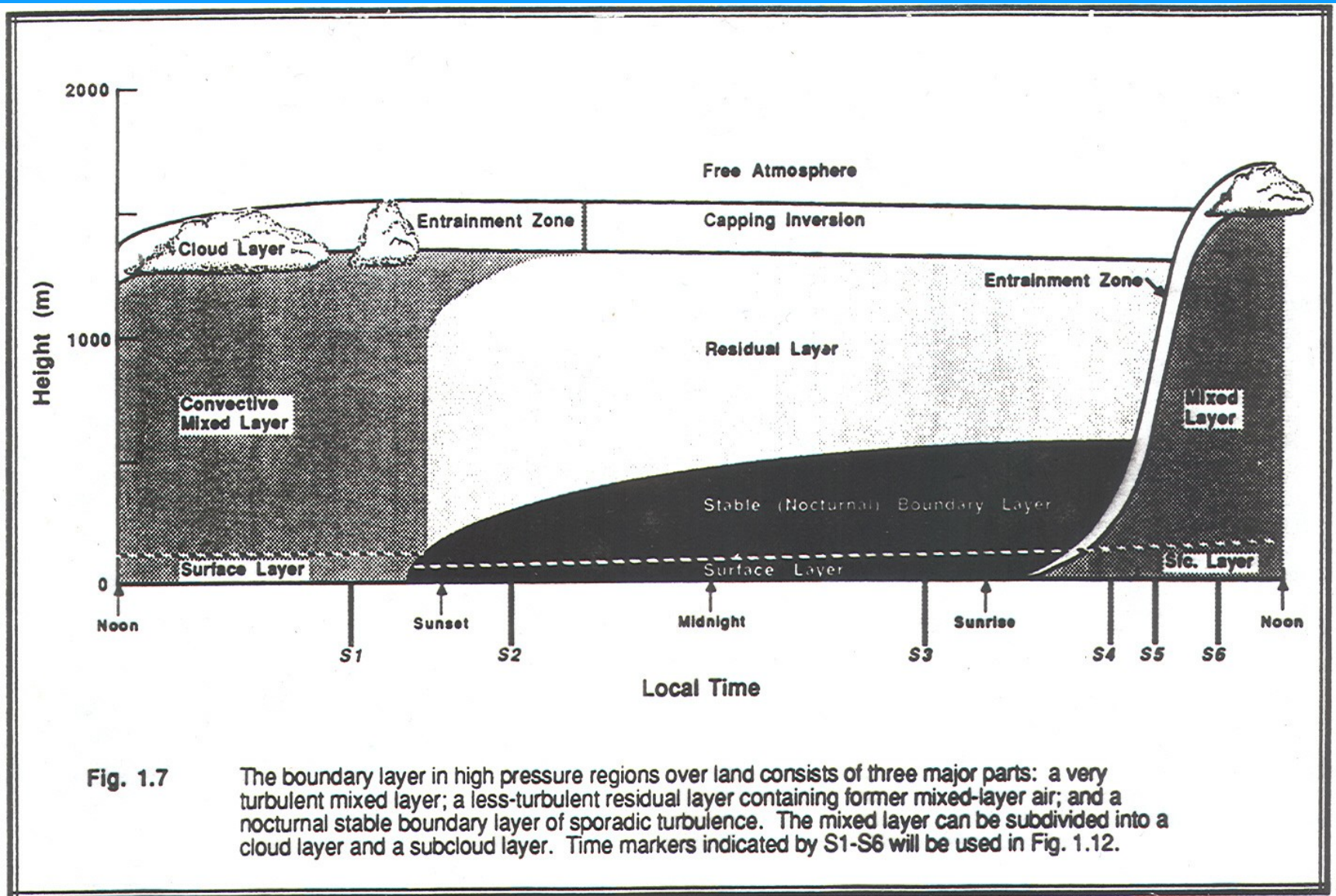
Pour $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} < 0$, l'atmosphère est instable et des mouvements convectifs

s'établissent pour brasser l'air et rétablir l'équilibre.

Instabilité en terme de Γ et de la température potentielle θ

Critère $\Gamma > \Gamma'$ ou $d\theta/dz < 0$





II.6 Cycle diurne d'une couche limite continentale en régime anticyclonique (couche mélangée pendant le jour, couche stable et couche neutre résiduelle pendant la nuit)

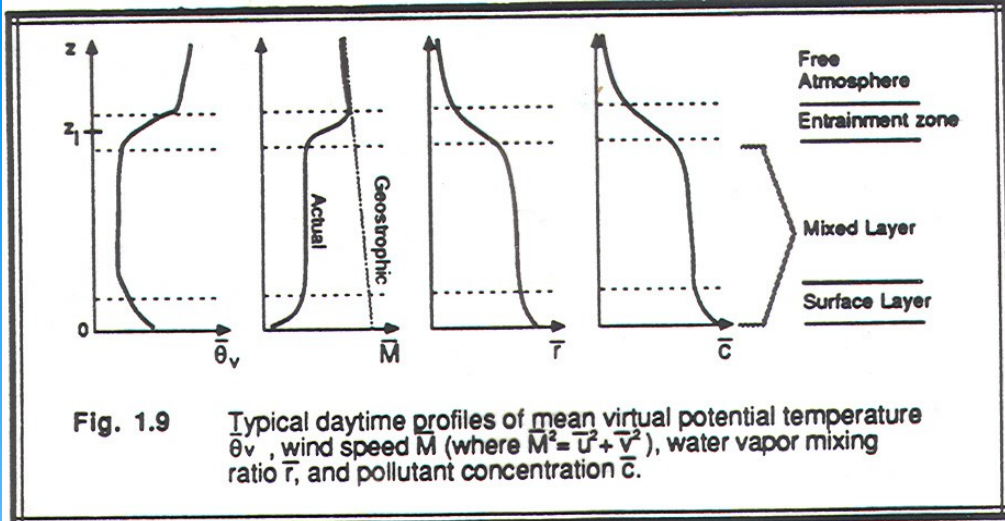
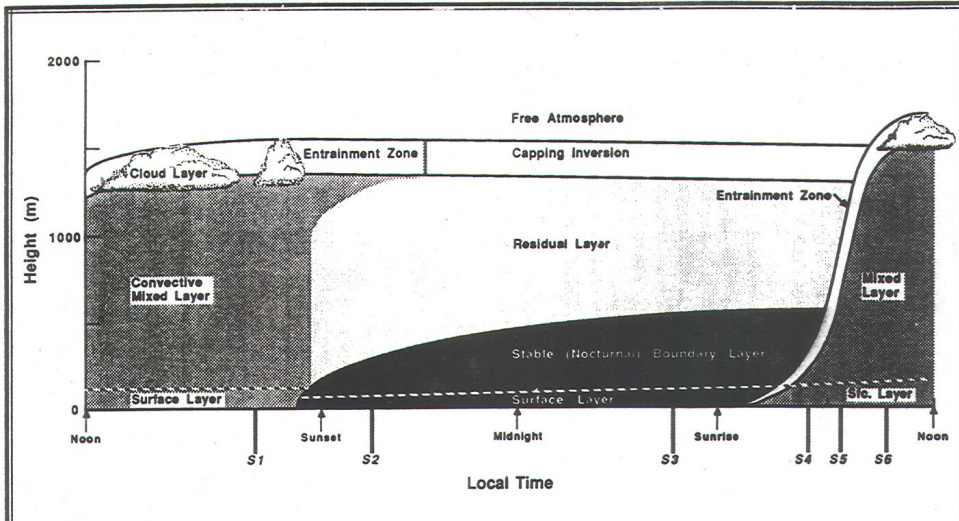


Fig. 1.9 Typical daytime profiles of mean virtual potential temperature $\bar{\theta}_v$, wind speed \bar{M} (where $\bar{M}^2 = \bar{u}^2 + \bar{v}^2$), water vapor mixing ratio \bar{T} , and pollutant concentration \bar{C} .

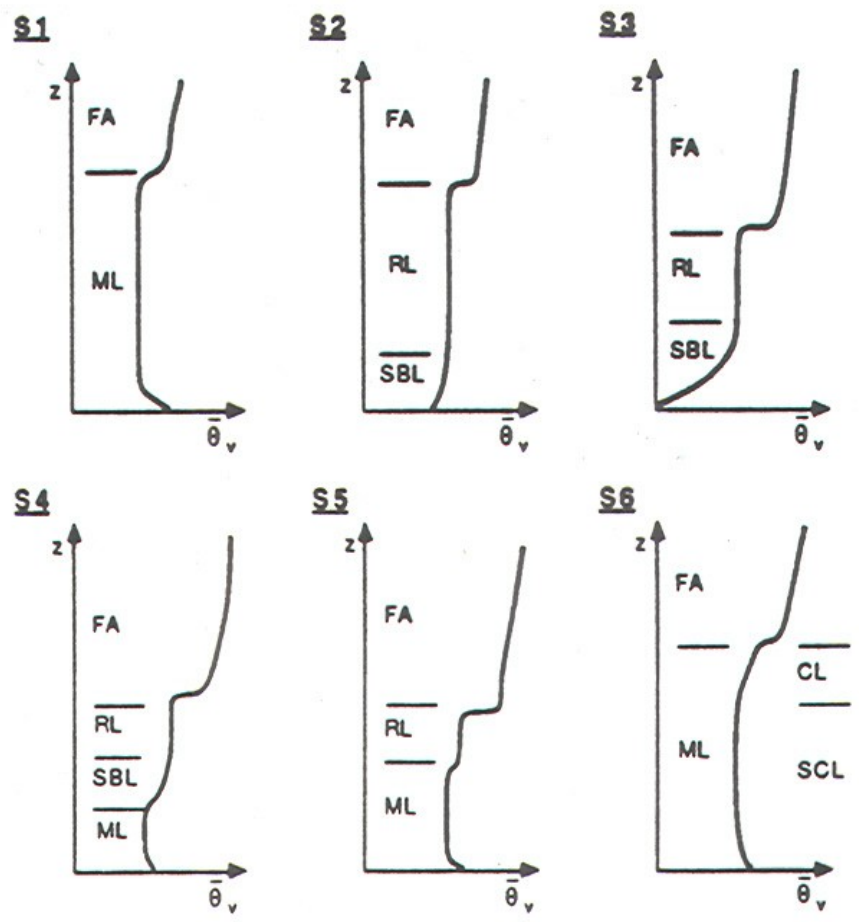


Fig. 1.12 Profiles of mean virtual potential temperature, $\bar{\theta}_v$, showing the boundary-layer evolution during a diurnal cycle starting at about 1600 local time. S1-S6 identify each sounding with an associated launch time indicated in Fig. 1.7.

Evolution des profils de température potentielle au cours du cycle diurne

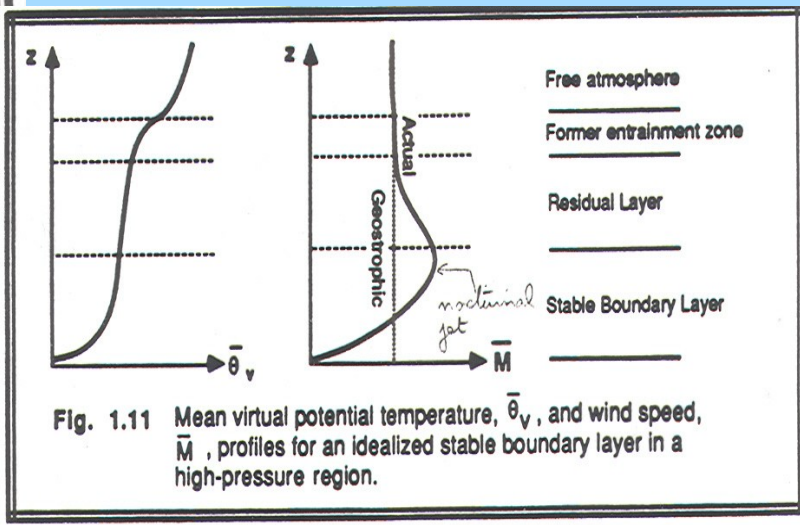
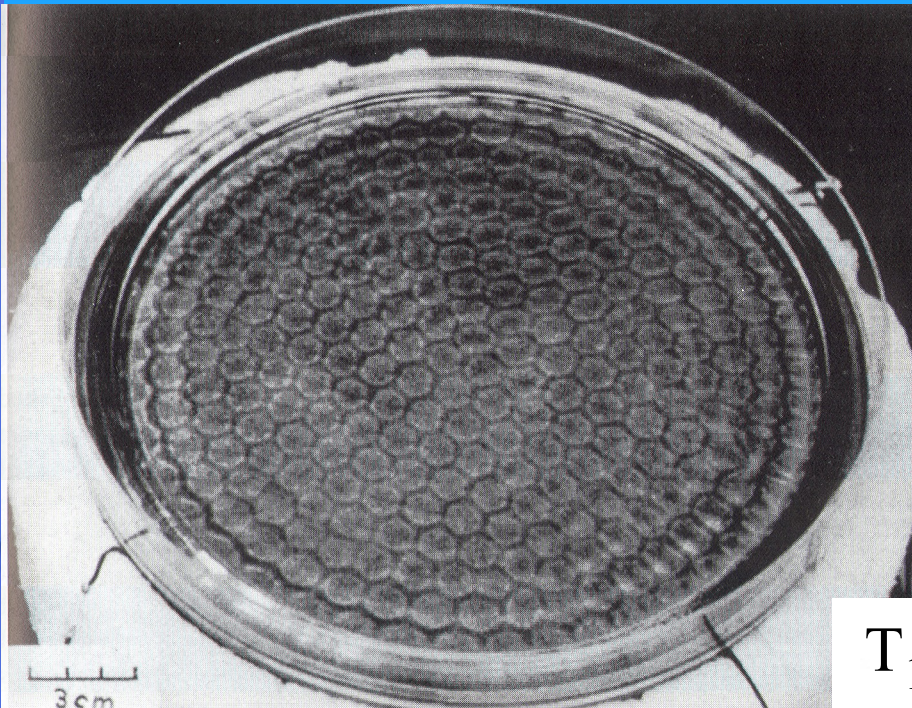


Fig. 1.11 Mean virtual potential temperature, $\bar{\theta}_v$, and wind speed, \bar{M} , profiles for an idealized stable boundary layer in a high-pressure region.

Analogie: Convection de Rayleigh-Bénard

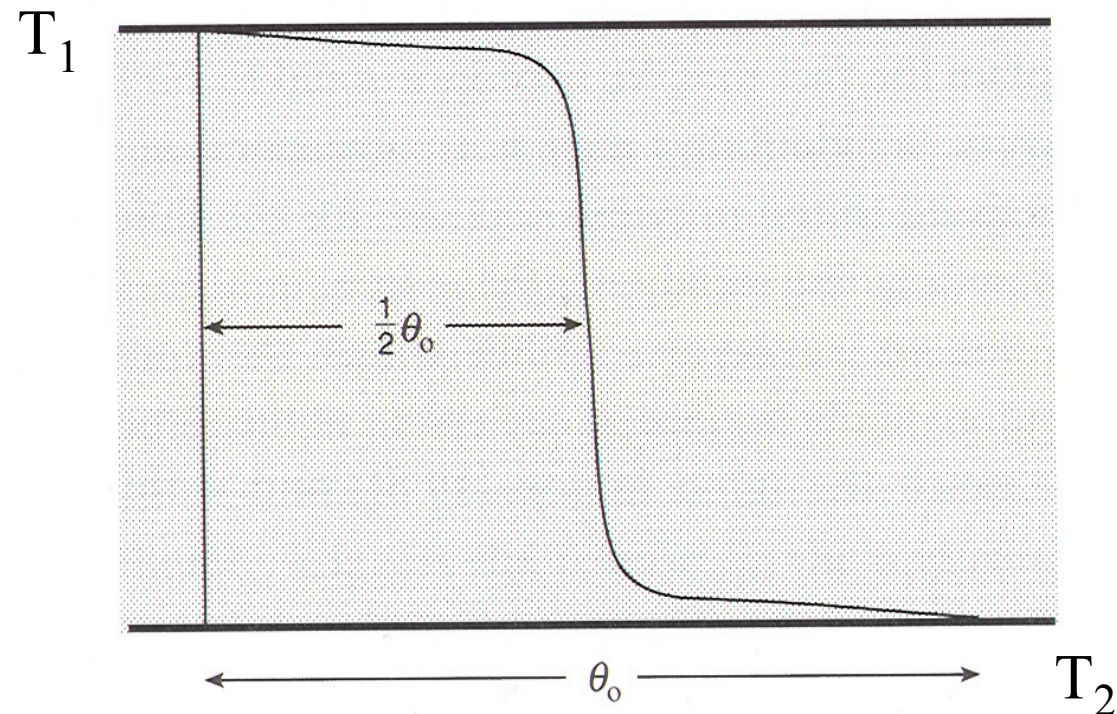


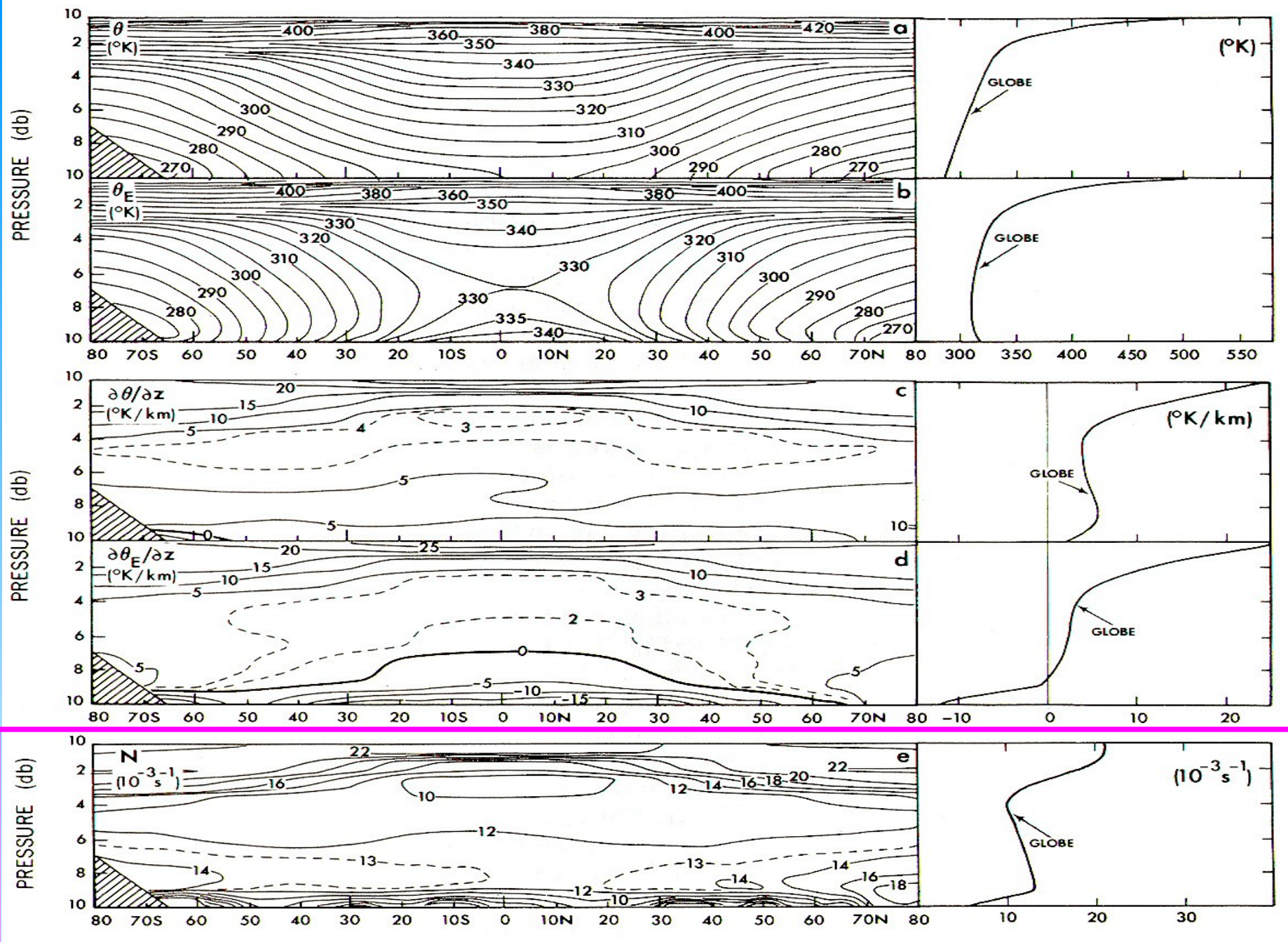
Cellules hexagonales pour une convection non turbulente

Profil de température en convection turbulente

$$T_2 - T_1 = \theta_0$$

Convection entre deux plaques maintenues aux températures T_1 et T_2 . A la suite du brassage de la cellule, production d'un profil moyen quasi-isotherme dans l'intérieur de la cellule et concentration du gradient de température dans deux couches limites près des parois.





Dans la troposphère, N est de l'ordre de 10^{-2} s^{-1} (période de 10 minutes) et deux fois plus grande dans la stratosphère.

A RETENIR

- Les mouvements atmosphériques verticaux sont essentiellement adiabatiques sur des temps comparables à celui de la convection, ce qui permet d'introduire la variable thermodynamique température potentielle.
-
- La stabilité verticale de l'atmosphère dépend de la valeur du gradient de température par rapport au gradient adiabatique. L'instabilité se produit lorsque la température décroît plus vite que le gradient diabatique ou lorsque la température potentielle décroît avec l'altitude.
-
- L'atmosphère étant chauffée par le bas, une couche limite se forme près du sol sur une épaisseur de 1000 à 4000m (selon les saisons et les latitudes). Dans cette couche limite le brassage convectif maintient un gradient quasi-nul de température potentielle par brassage et mélange (le gradient de température potentielle ne peut se maintenir que dans une couche de surface où les mouvements sont faibles)
-
- En conditions continentales, la couche limite connaît un cycle diurne marqué avec une couche mélangée active pendant la journée suivie d'une

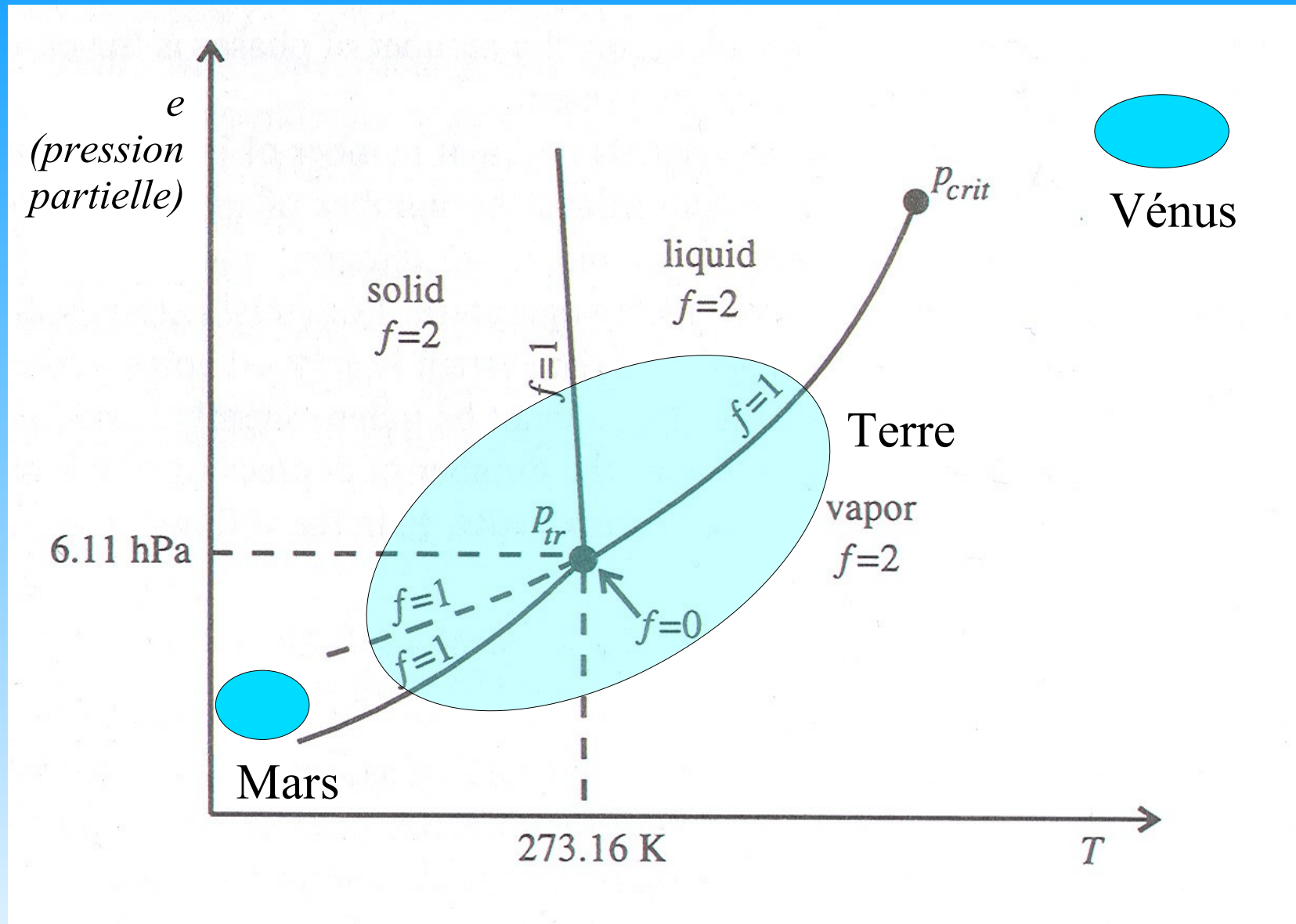
A L'atmosphère stratifiée

I Stratification verticale en pression et température

II Température potentielle stabilité

III Humidité et nuages

III.1 Diagramme thermodynamique de l'eau



Les conditions de l'atmosphère sont telles que l'eau y est présente sous ses trois phases

Note complémentaire: Description de l'air humide

On note e la pression partielle de la vapeur d'eau, $R_v = R^*/M_v$ la constante des gaz associée et r_v la densité de la vapeur d'eau. Ces quantités sont liées par $e = \rho_v R_v T$. On note $e = R_d/R_v = 0,622$. On a $R_v = 462 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

La pression totale est $p = p_d + e$ et la densité totale est $\rho = \rho_v + \rho_d$

L'humidité spécifique est $q = r_v/r$, rapport de la densité en vapeur d'eau à la densité totale

Le rapport de mélange en masse est le rapport à la densité d'air sec $r = \rho_v/\rho_d$, soit $r = q/(1-q)$. En pratique, sauf dans les régions très humides et pour des calculs précis, on peut confondre r et q . On pourra aussi, dans une approche simplifiée, assimiler la densité et la pression de l'air total à celles de l'air sec.

On peut écrire

$$p = p_d + e = \rho_d R_d T + \rho_v R_v T = \rho T R_d \left(1 - q + \frac{q}{\epsilon}\right) = \rho T R_d \left(1 + \left(\frac{1}{\epsilon} - 1\right)q\right) = \rho T R'$$

avec $R' = (1 + 0,61 q) R_d$

On peut aussi introduire une température virtuelle $T_v = (1 + 0,61 q)T$ telle que $p = \rho R_d T_v$. T_v est la température qu'aurait l'air sec à la même pression et la même densité que l'air humide

Les chaleurs spécifiques de l'air dépendent aussi de l'humidité :

$$C_v = (1 + 0,97 q) C_{vd}$$

$$C_p = (1 + 0,87 q) C_{pd}$$

III.2 Condensation de l'humidité

On caractérise la vapeur d'eau présente dans l'air, soit par sa pression partielle e , soit par son rapport de mélange en masse $r = \rho_v/\rho_d = (e/p_d)(R_d/R_v)$

où l'indice d se réfère à l'air sec.

La pression partielle de saturation e_s dépend de la température (loi de Clausius-Clapeyron).

$$e_s^{\text{liquide}} = 6,112 \exp(17,67(T+273,15)/(T-29,65))$$

$$e_s^{\text{glace}} = \exp(23,33086 - 6111,72784/T + 0,15215 \ln(T))$$

Exemples de rapports saturants

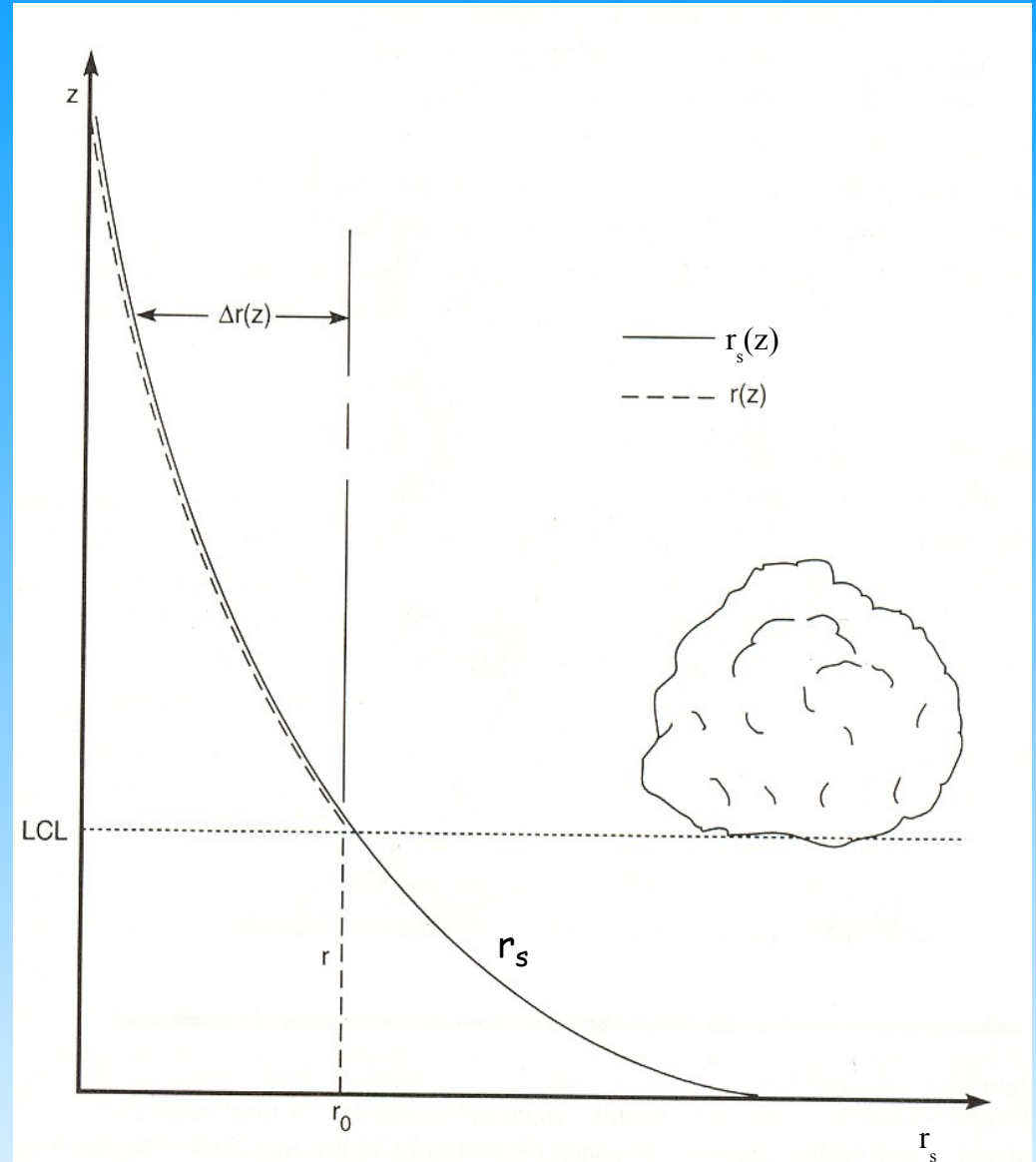
à 1000hPa et $T=20^\circ\text{C}$: $r_s = 14,5 \text{ g/kg}$,

à 800 hPa (2000m) et $T = 7^\circ\text{C}$: $r_s = 7,8 \text{ g/kg}$,

à 500 hPa et $T=-30^\circ\text{C}$ $r_s = 0,47 \text{ g/kg}$,

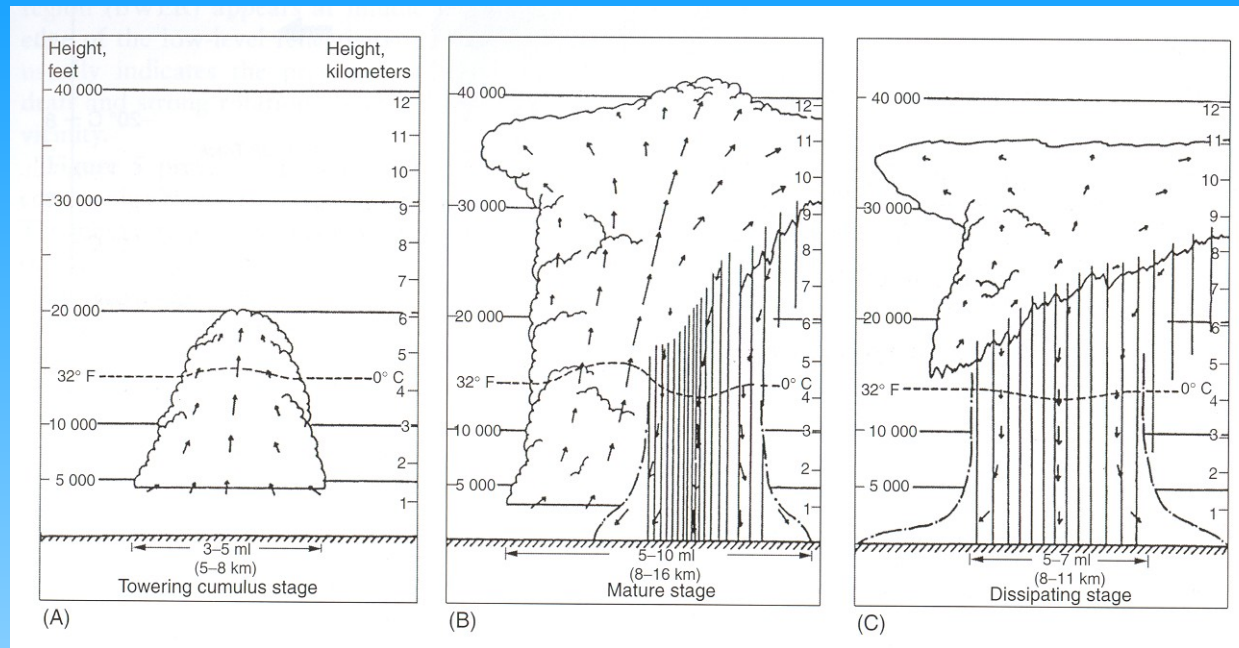
à 100 hPa et $T=-80^\circ\text{C}$ $r_s = 0,003 \text{ g/kg}$,

(le contenu en eau de l'atmosphère est divisé par presque quatre ordres de grandeur entre le sol et 100 hPa)



LCL (lifting condensation level): niveau de condensation des parcelles montées depuis le sol

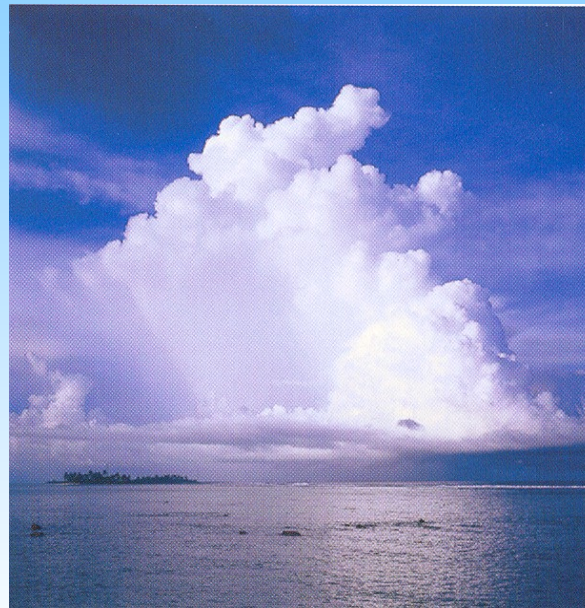
II.2 Formation des nuages convectifs



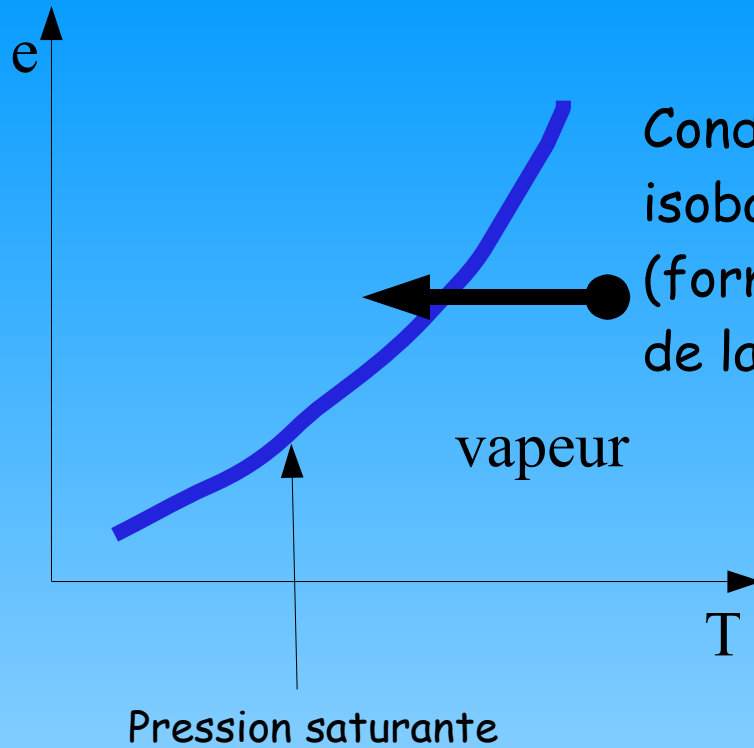
cumulus



cumulonimbus



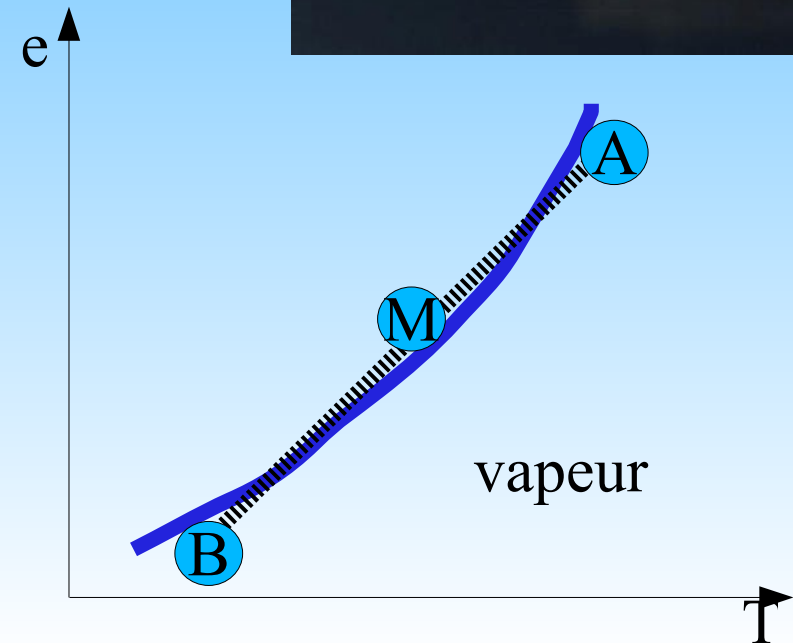
III.3 Autres formes de condensation



Condensation par refroidissement isobare
(formation de brouillard et de la rosée)



Condensation par brassage et mélange d'air chaud et humide (A) avec de l'air froid et sec (B) (formation de brouillard au dessus des rivières et lacs en hiver, formation des traînées d'avion)



A RETENIR

- L'humidité est limitée dans l'air par la relation de Clausius-Clapeyron qui fixe le rapport de mélange saturant en fonction de la température et de la pression.
- Lorsque en s'élevant, l'air atteint le niveau où son contenu en eau vapeur devient saturant, la condensation se produit et ceci constitue la base des nuages cumuliformes.
-
- D'autres mécanismes peuvent conduire à la formation de nuages comme le refroidissement isobare (génération des brouillards matinaux) ou le mélange d'air chaud et humide et d'air froid et sec (traînées d'avions, brouillards au dessus des étendues d'eau).

Note complémentaire: Description de l'air humide

On note e la pression partielle de la vapeur d'eau, $R_v = R^*/M_v$ la constante des gaz associée et r_v la densité de la vapeur d'eau. Ces quantités sont liées par $e = \rho_v R_v T$. On note $e = R_d/R_v = 0,622$. On a $R_v = 462 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

La pression totale est $p = p_d + e$ et la densité totale est $\rho = \rho_v + \rho_d$

L'humidité spécifique est $q = r_v/r$, rapport de la densité en vapeur d'eau à la densité totale

Le rapport de mélange en masse est le rapport à la densité d'air sec $r = \rho_v/\rho_d$, soit $r = q/(1-q)$. En pratique, sauf dans les régions très humides et pour des calculs précis, on peut confondre r et q . On pourra aussi, dans une approche simplifiée, assimiler la densité et la pression de l'air total à celles de l'air sec.

On peut écrire

$$p = p_d + e = \rho_d R_d T + \rho_v R_v T = \rho T R_d \left(1 - q + \frac{q}{\epsilon}\right) = \rho T R_d \left(1 + \left(\frac{1}{\epsilon} - 1\right)q\right) = \rho T R'$$

avec $R' = (1 + 0,61 q) R_d$

On peut aussi introduire une température virtuelle $T_v = (1 + 0,61 q)T$ telle que $p = \rho R_d T_v$. T_v est la température qu'aurait l'air sec à la même pression et la même densité que l'air humide

Les chaleurs spécifiques de l'air dépendent aussi de l'humidité :

$$C_v = (1 + 0,97 q) C_{vd}$$

$$C_p = (1 + 0,87 q) C_{pd}$$

III.4 Températures potentielles humides

Pour une parcelle d'air humide saturé, la variation d'entropie pour une unité de masse d'air sec est

$$dS = (C_p + r_v C_{pv} + r_l C_{pl}) d \log T + \frac{L}{T} d r_v - R_d d \log p_d - r_v R_v d \log e$$

C_p, C_{pv}, C_{pl} : capacités calorifiques de l'air sec, de la vapeur d'eau et de l'eau liquide

r_v, r_l : rapports de mélange en masse de la vapeur d'eau et de l'eau liquide

R_d, R_v : constantes des gaz pour l'air sec et la vapeur d'eau ($R_v = \frac{29}{18} R_d$)

p_d, e : pression de l'air sec et pression saturante de l'eau à la température T

L : chaleur latente de condensation. A 0°C , $L_0 = 2,501 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$

En utilisant de plus l'équation de Clausius-Clapeyron $\frac{d \log e}{dT} = \frac{L}{R_v T^2}$,

et l'équation de Kirchoff $\frac{dL}{dT} = C_{pv} - C_{pl}$,

on se ramène à $dS = (C_p + r C_{pl}) d \log T + d \left(\frac{L r_v}{T} \right) - R_d d \log p_d$

où $r = r_v + r_l$ est le rapport de mélange total de l'eau

Ceci permet de définir une température potentielle équivalente θ_e telle que

$$dS = (C_p + r C_{pl}) d \log \theta_e$$

soit

$$\theta_e = T \left(\frac{p_0}{p_d} \right)^{\frac{R}{C_p + r C_{pl}}} \exp \left(\frac{L r_v}{(C_p + r C_{pl}) T} \right) \approx \theta \exp \left(\frac{L r_v}{C_p T} \right)$$

Conservation θ_e si 1) r est conservé (l'eau condensée reste transportée avec la parcelle), et 2) le mouvement est adiabatique.

Pour une parcelle non saturée, la température potentielle équivalente est définie comme celle de la parcelle saturée obtenue par une détente adiabatique jusqu'au niveau de saturation (LCL).

Avec cette définition, θ_e est une variable conservative pour toutes les transformations adiabatiques de la parcelle (saturée ou non).

θ_e est maintenant une fonction de T , p et r

Cependant, l'eau condensée n'est pas transportée avec la parcelle dans un nuage précipitant.

On introduit la transformation pseudo-adiabatique pour la seule partie d'air sec de la parcelle.

Hypothèse: la chaleur latente dégagée par la condensation sert entièrement à réchauffer cette partie

On néglige la capacité thermique de la vapeur d'eau et de l'eau liquide, et il n'y a aucun échange de chaleur avec l'extérieur. L'entropie est alors

$$dS = C_p d \log T + \frac{L}{T} dr_v - R_d d \log p_d$$

$$\theta_{e,pa} = \theta \exp \left(\int_0^{r_v} \frac{L}{C_p T} dr'_v \right) \approx \theta \exp \left(\frac{L r_v}{C_p T} \right)$$

où l'intégrale est selon une pseudo-adiabatique. En première approximation, $\theta_{e,pa} \approx \theta_e$.

On définit aussi la température potentielle équivalente de saturation θ_e^* comme la température potentielle équivalente d'une parcelle saturée à la même pression et la même température

que la parcelle d'air considérée: $\theta_e^* \approx \theta \exp \left(\frac{L r_{vs}(T, p)}{C_p T} \right)$

θ_e^* est une fonction de T et P

Pour une parcelle saturée, $\theta_e^* = \theta_e$; pour une parcelle non saturée, $\theta_e^* > \theta_e$.

Remarque: on a négligé la contribution de l'évaporation des précipitations

Thermodynamique de l'air humide saturé

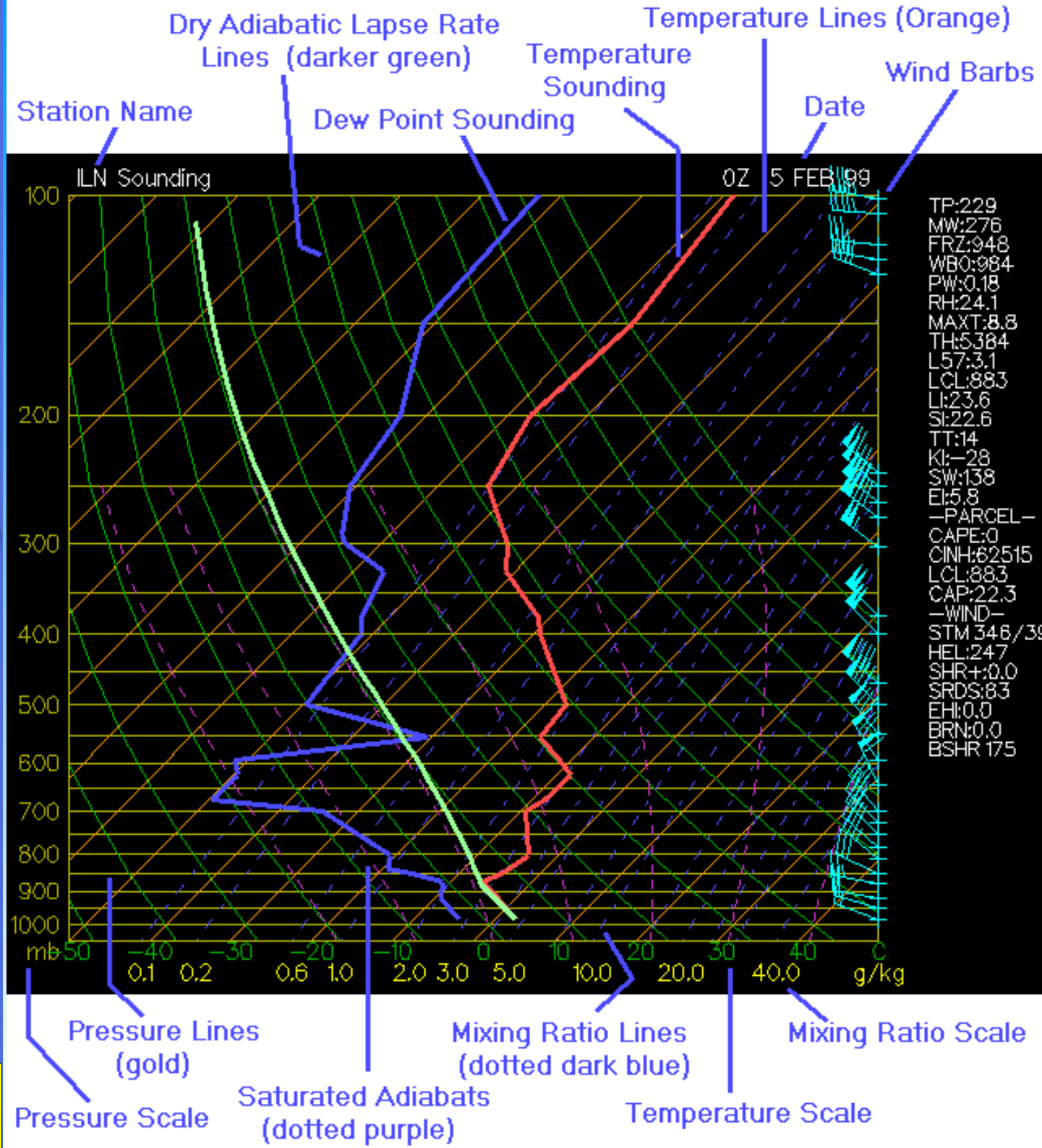
A l'intérieur d'un nuage, les mouvements ascendants adiabatiques entraînent la formation de condensats (eau liquide puis glace) qui rejette de la chaleur latente. Par conséquent la température potentielle $\Theta = T(p_0/p)^\kappa$ n'est plus conservée mais croît avec l'ascendance.

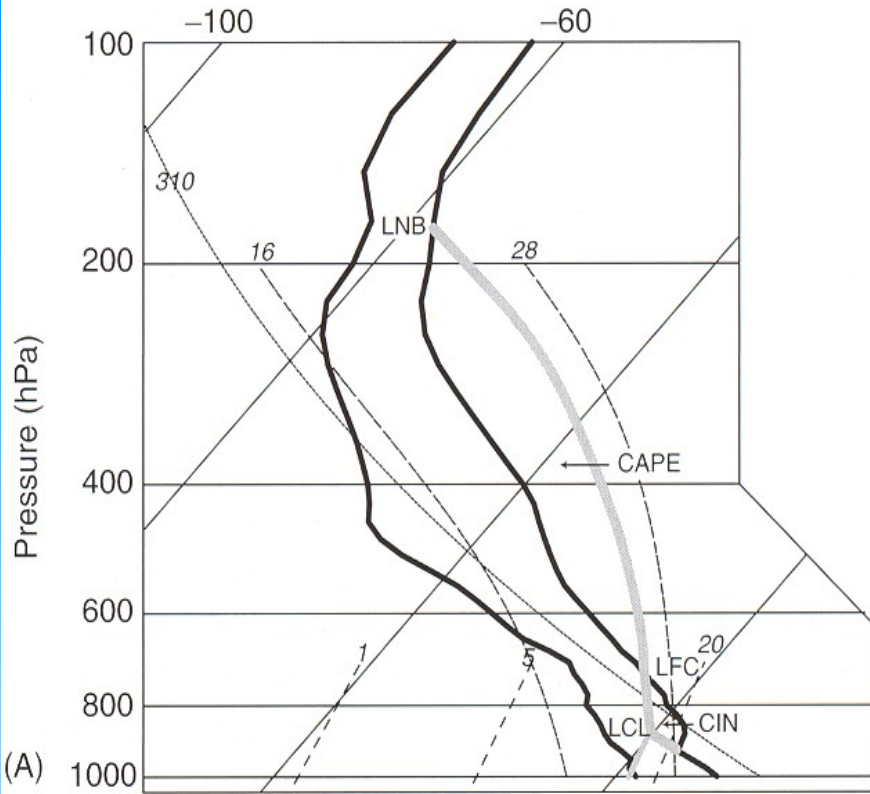
On peut montrer, en supposant que la parcelle n'échange pas de chaleur avec l'extérieur, que la conservation de l'entropie se traduit alors par la conservation d'une nouvelles quantité, la température potentielle équivalente dont la forme simplifiée est

$$\Theta_e = \Theta \text{Exp}(L r_s / C_p T)$$

L: chaleur latente; r_s : rapport de mélange saturant

III.5 Diagramme météorologique permettant de représenter un sondage

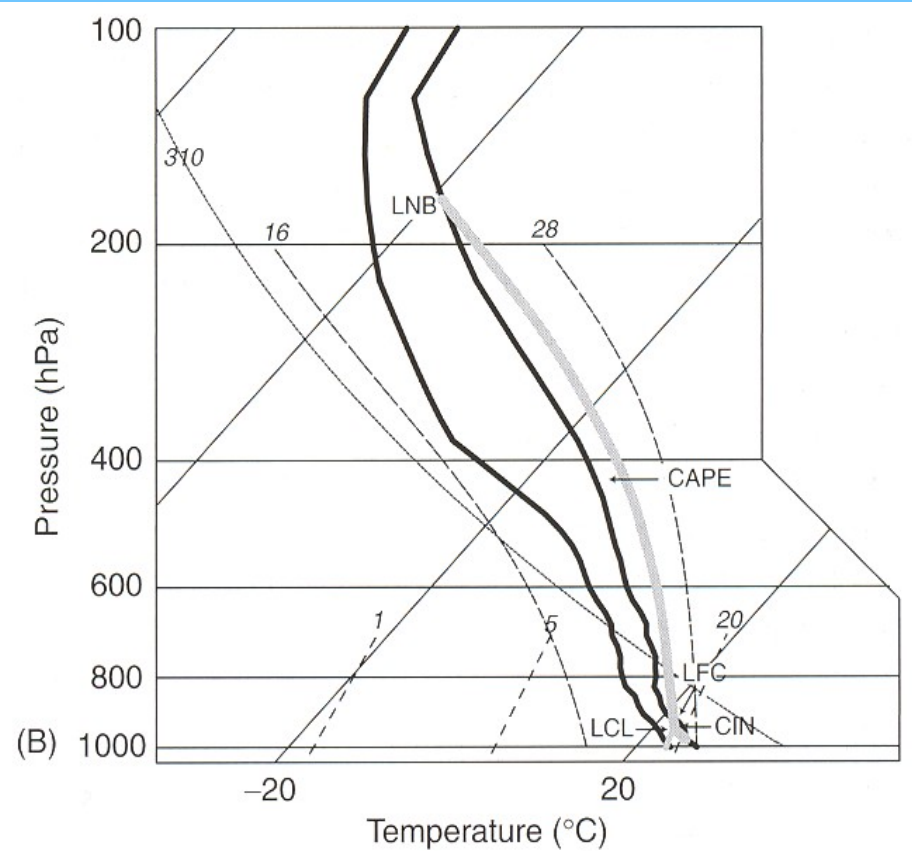


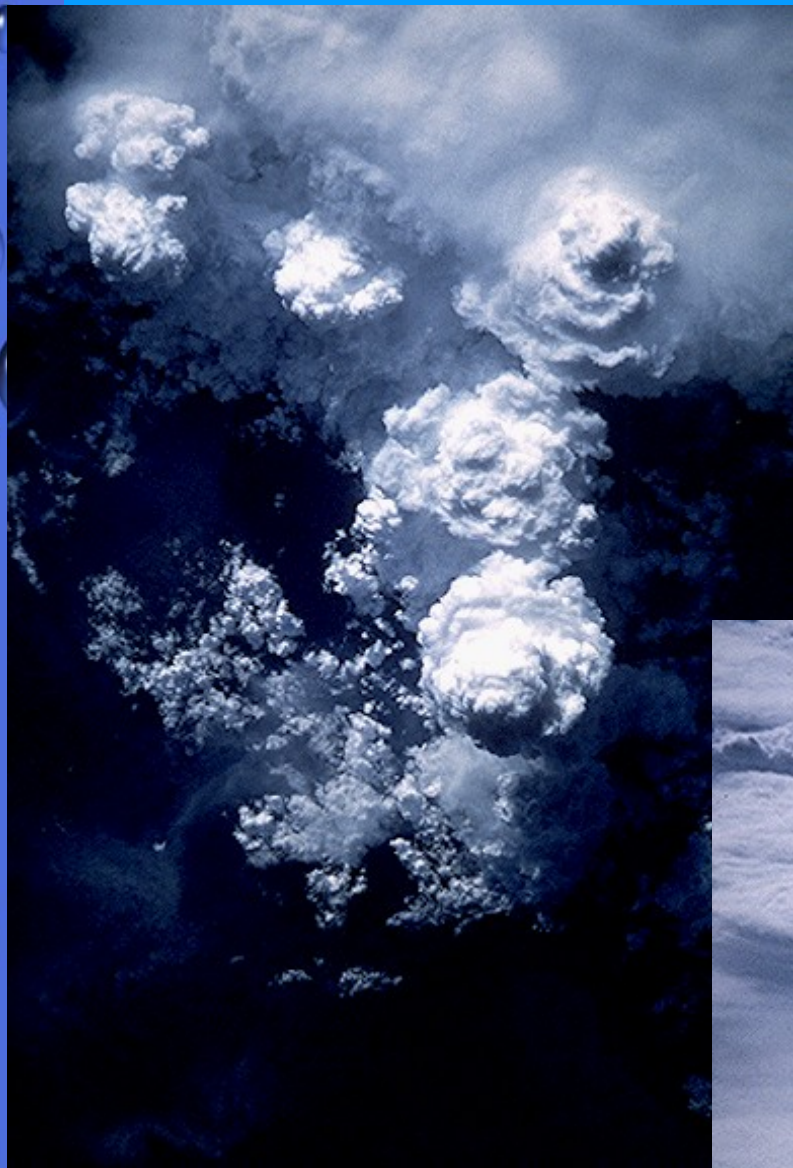


Situation extra-tropicale:
forte CAPE (4000 J/kg)
mais forte inhibition

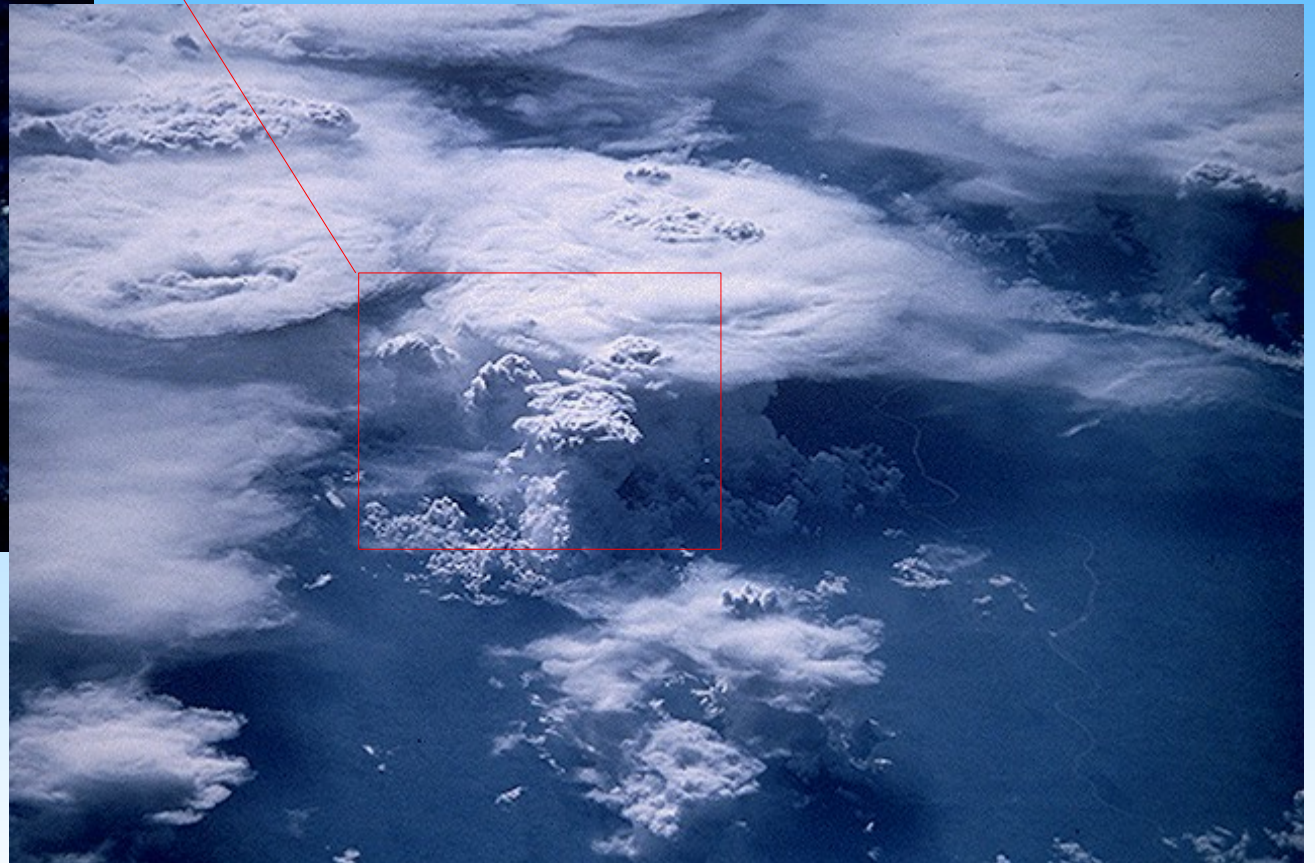
CAPE et diagramme météorologique

Situation tropicale:
CAPE modérée (2000 J/kg)
mais faible inhibition





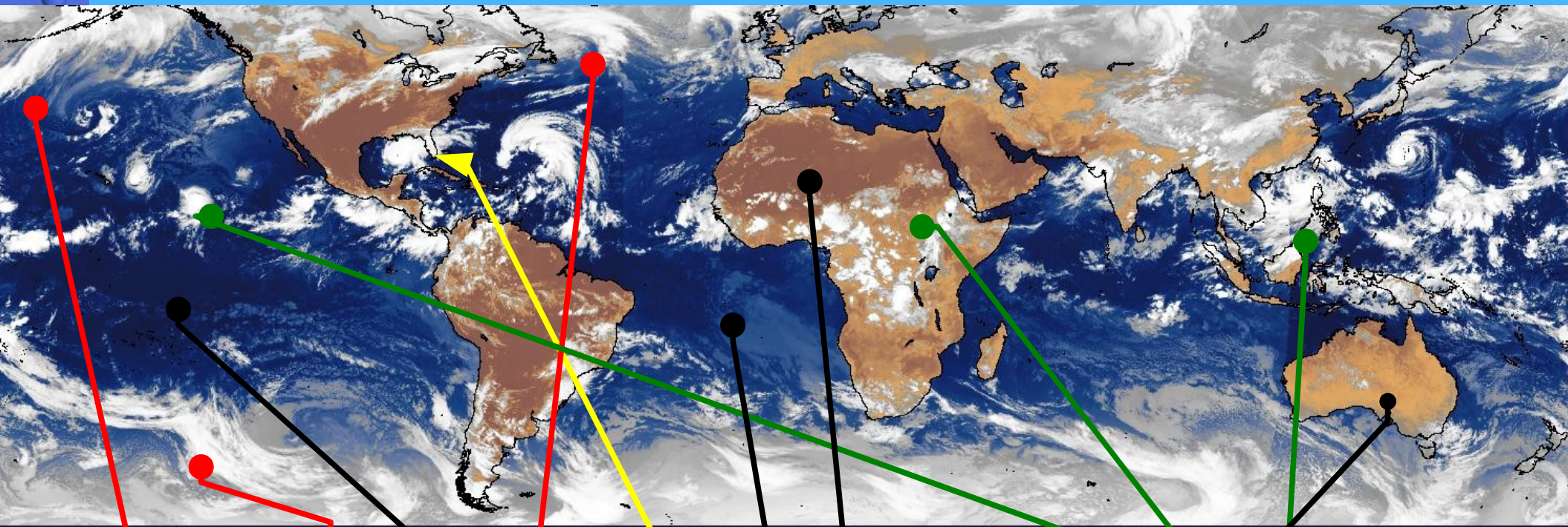
Convection au dessus du Brésil vu depuis une navette spatiale



II.4 Organisation nuageuse à grande échelle

Image composite IR fausses couleurs, obtenue par compositage de 5 satellite géostationnaires en orbite 22/09/2005 18:00TU

(GOES-10 (135O), GOES-12 (75O), METEOSAT-7 (OE), METEOSAT-5 (63E), MTSAT (140E))



Bandes de nuages associées aux perturbations des latitudes tempérées

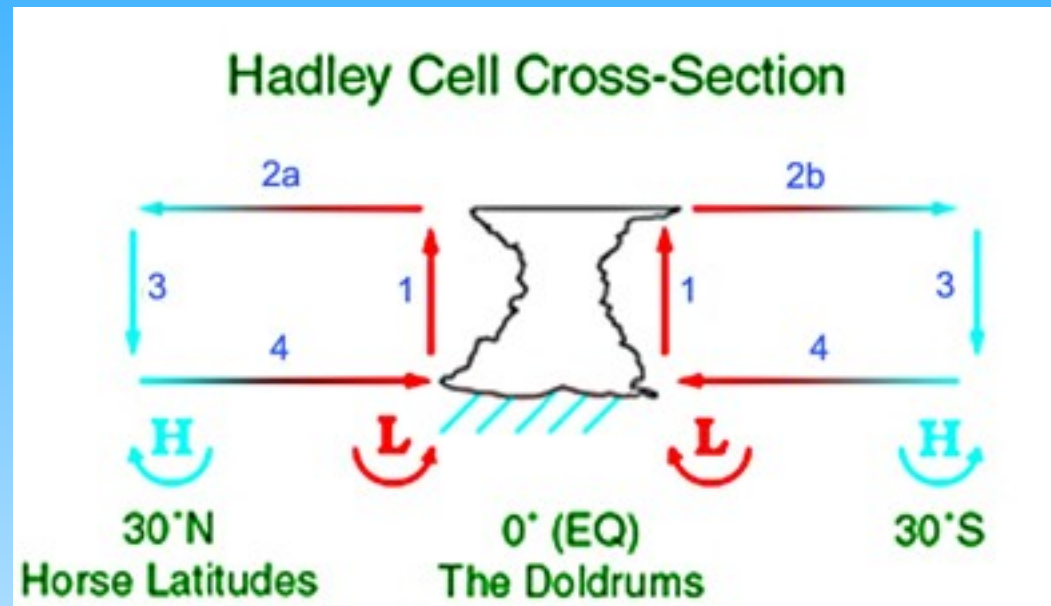
Cyclone Rita

Amas de nuages convectifs dans la région tropicale autour de l'équateur (15S - 15 N)

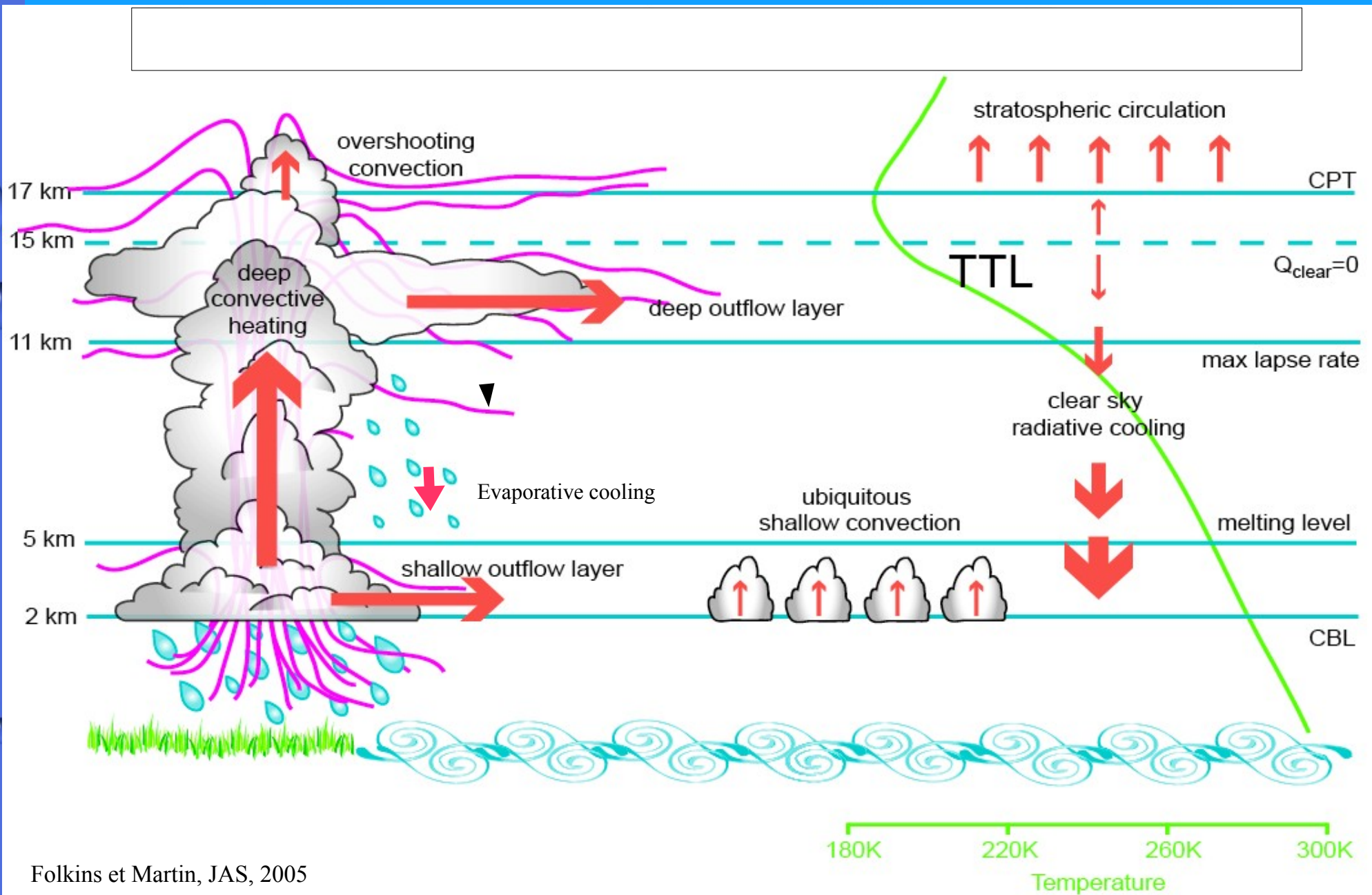
Zones de subsidence sans nuages et déserts

Source: <http://www.satmos.meteo.fr>

II.5 Circulation de Hadley



Circulation verticale dans les tropiques et convection



Folkens et Martin, JAS, 2005

Météorologie

I Température et vent moyen

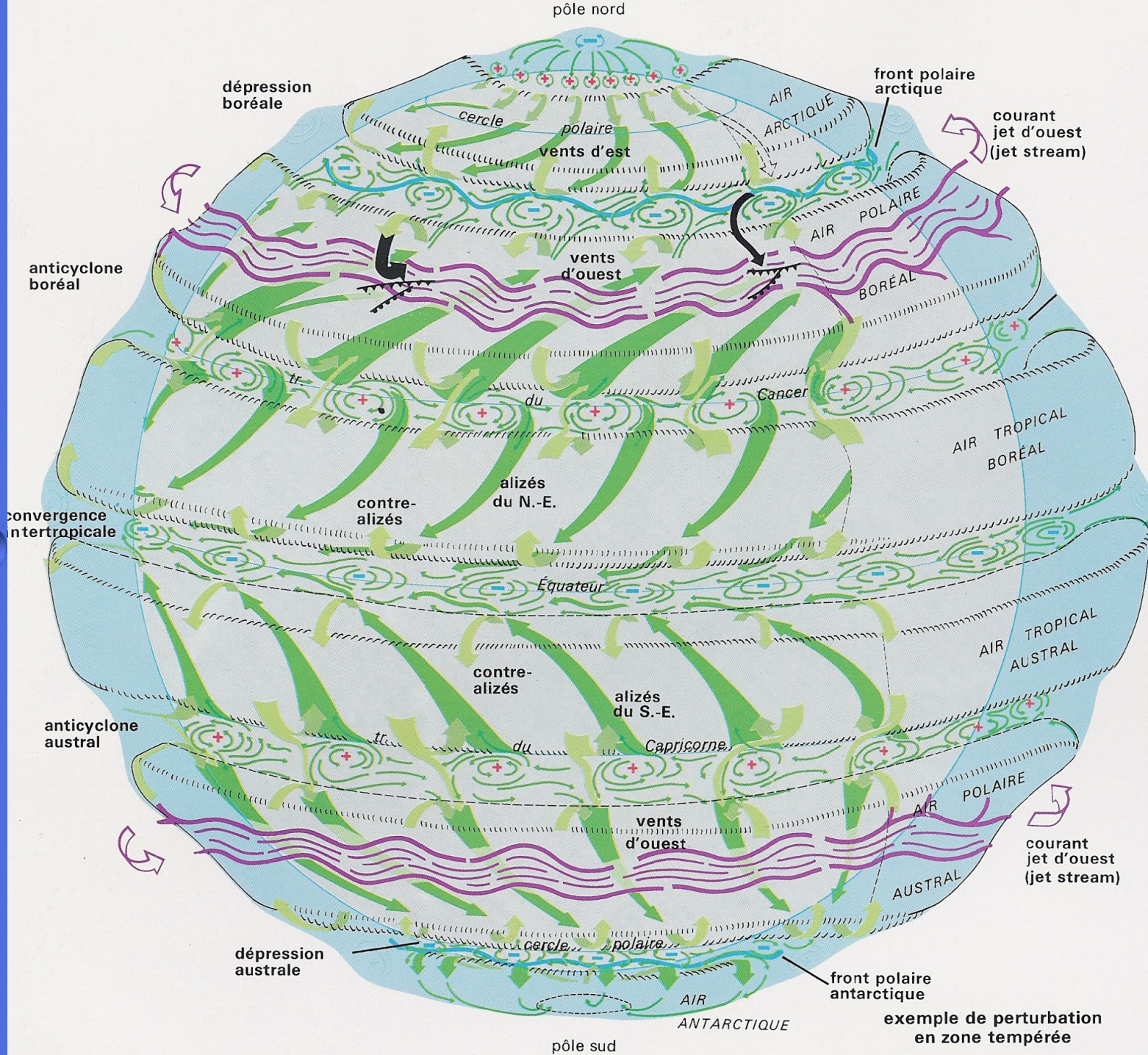
II Relation du vent thermique

III La tropopause

IV Variabilité aux latitudes tempérées

V Variabilité aux latitudes tropicales

VI Circulation stratosphérique de Brewer-Dobson



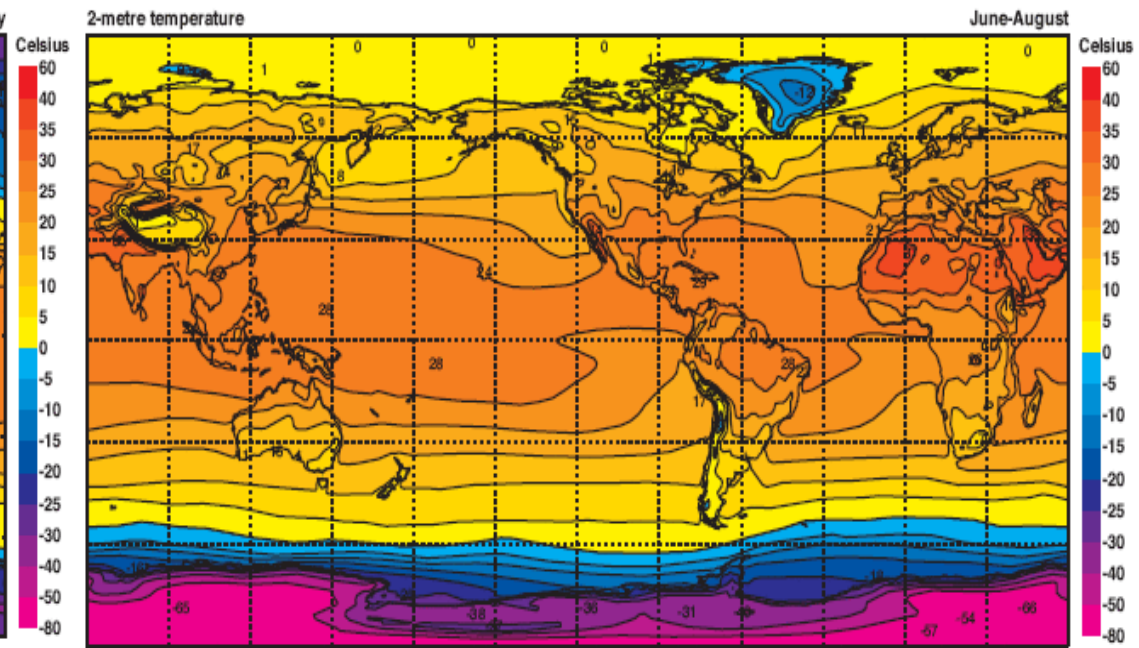
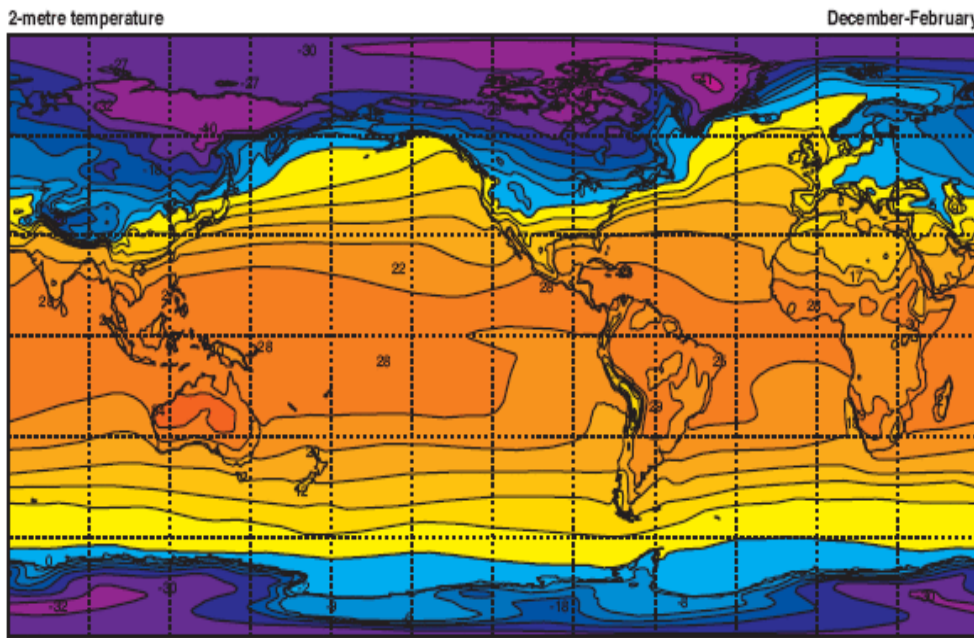
Les climats de la Terre selon un atlas de géographie

schéma de la circulation générale dans la basse atmosphère

le croquis ci-dessus n'est qu'un schéma, en particulier il ne tient pas compte de la présence d'océans ou de continents ni de l'alternance des saisons.

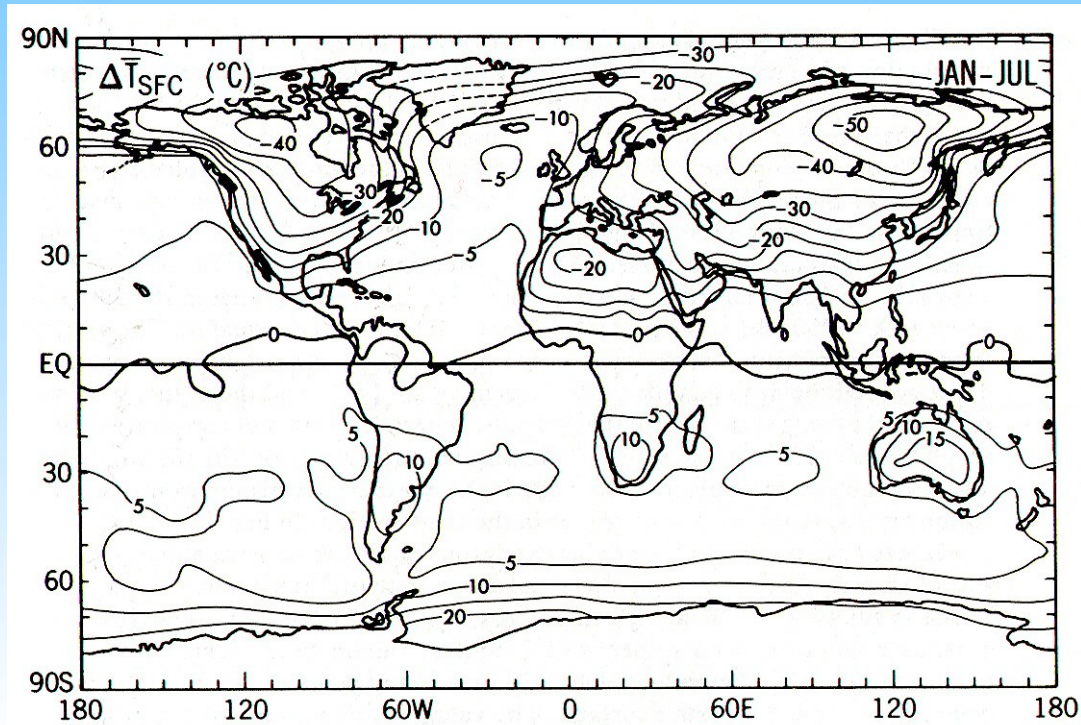
- ➔ vent au sol
- ➔ vent d'altitude
- vent de secteur nord
- front froid
- front chaud

exemple de perturbation en zone tempérée



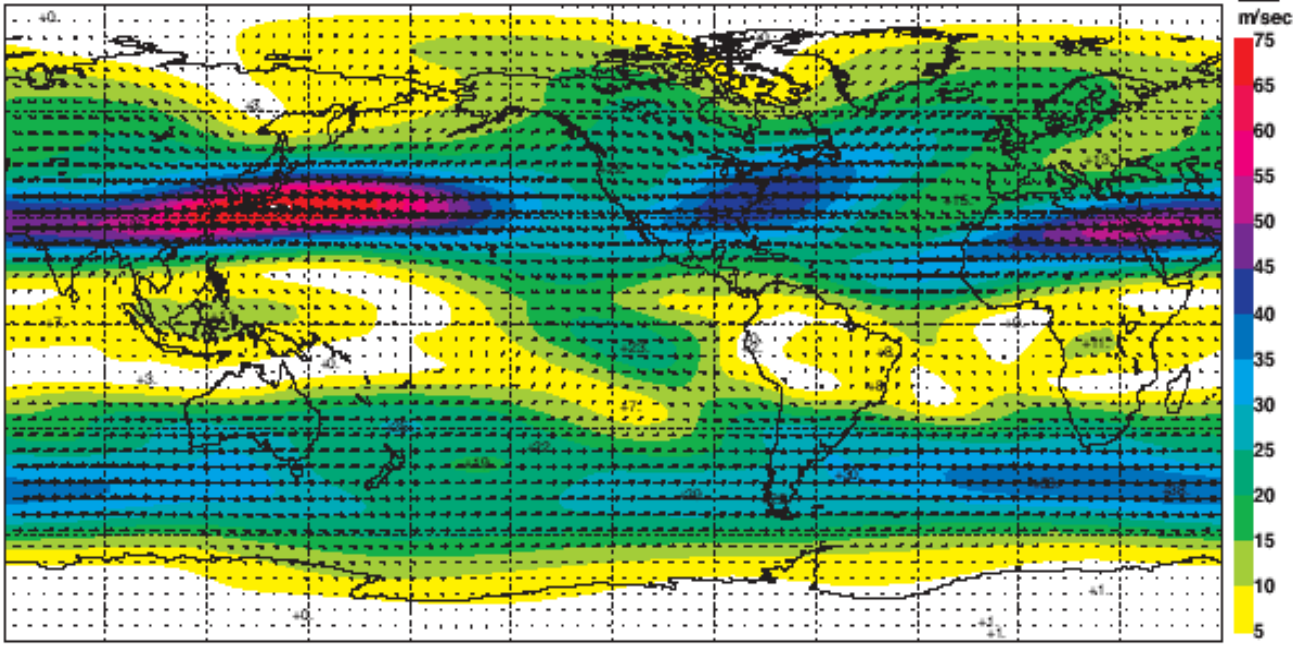
Température de l'hiver et de l'été au niveau du sol et écarts

Continents chauds en été et froids en hiver.
 Relativement aux continents, océans froids en été et chaud en hiver.
 Forts écarts été-hiver dans les zones continentales, faibles écarts dans les océans.
 Isotherme 0 à très haute latitude dans l'Atlantique.
 Forts gradients de température au large du Labrador et du Japon, surtout en hiver.



Wind vector and isotachs at 200 hPa

December-February

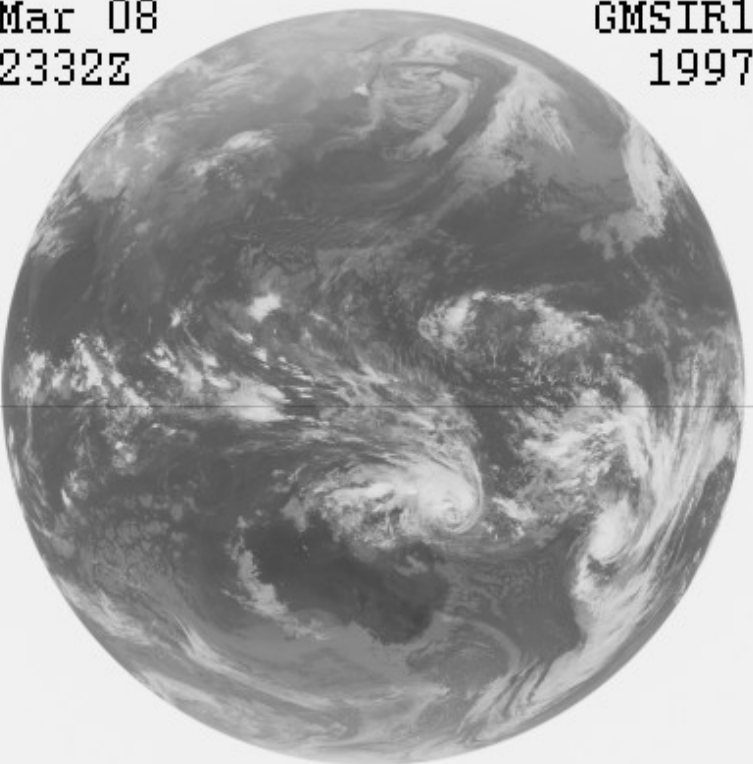


Circulation moyenne en janvier et juillet

Vents d'ouest aux latitudes tempérées, plus forts en hiver qu'en été.
 Noter: Jet d'altitude maximum là où le gradient de température au sol est maximum
 (Relation du vent thermique).

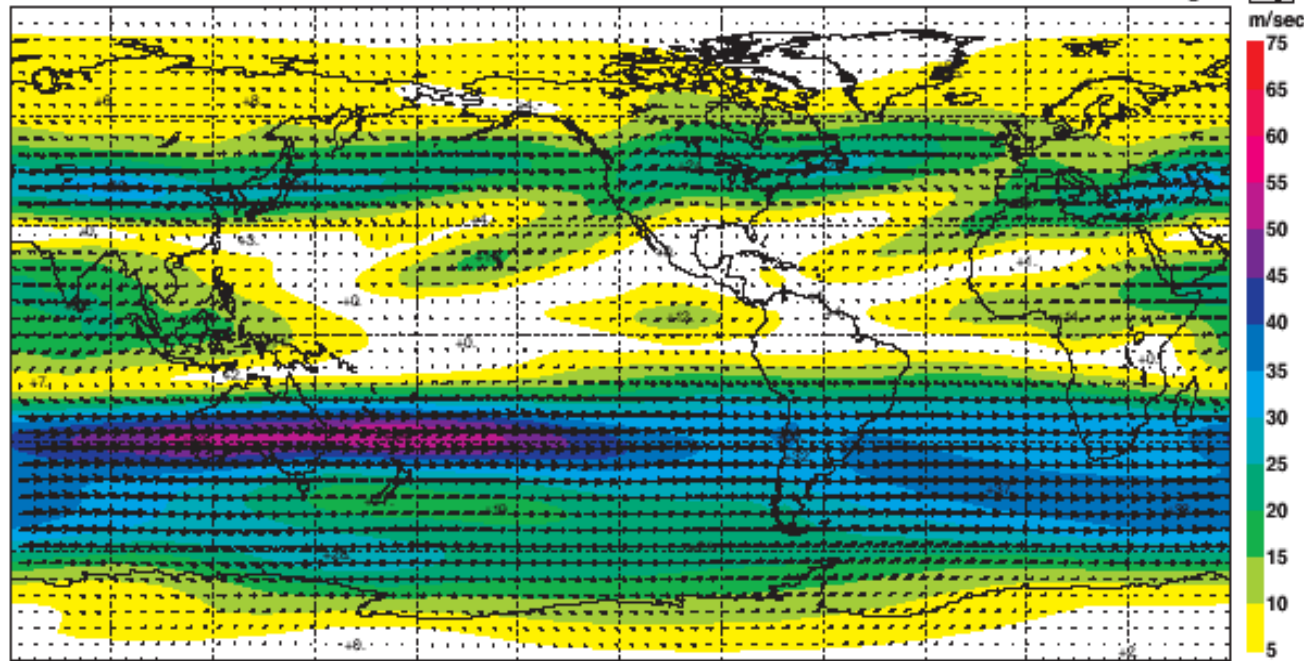
Mar 08
2332Z

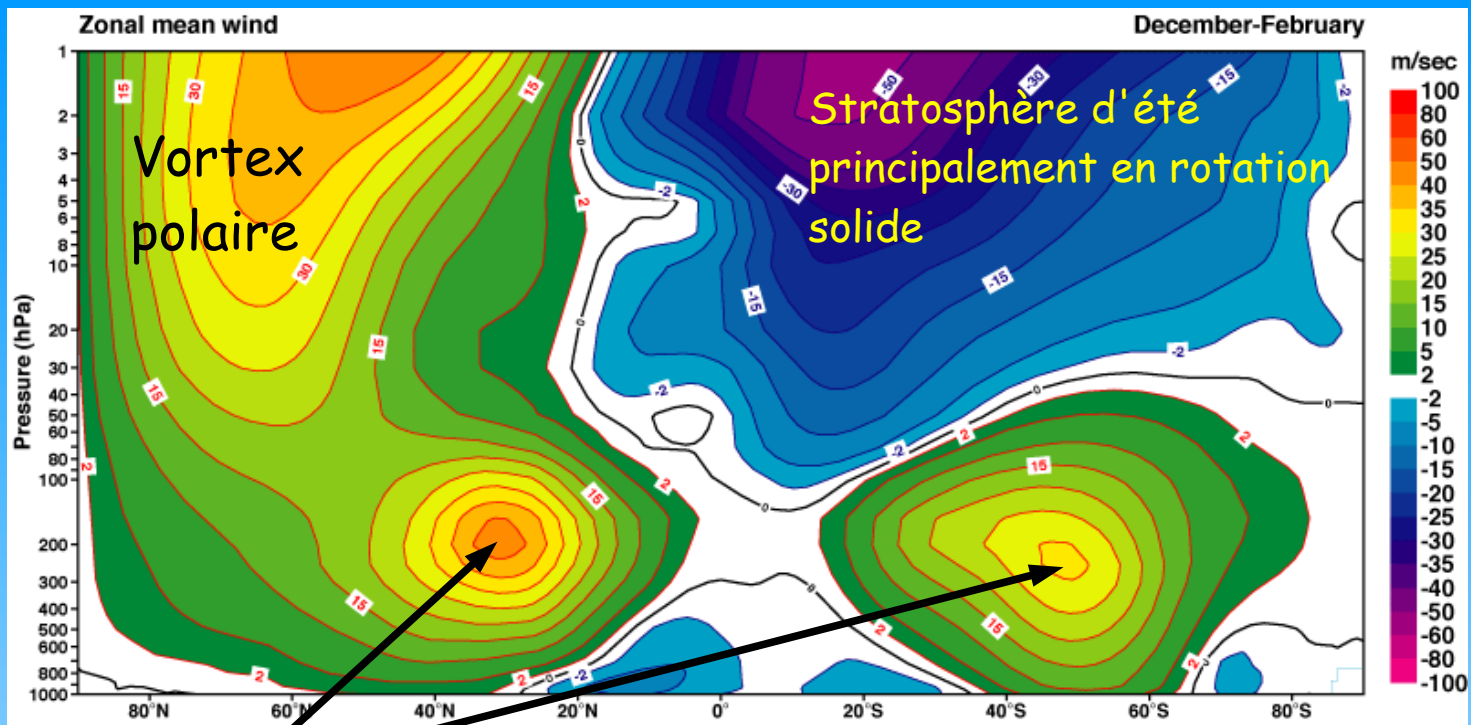
GMSIR1
1997



Wind vector and isotachs at 200 hPa

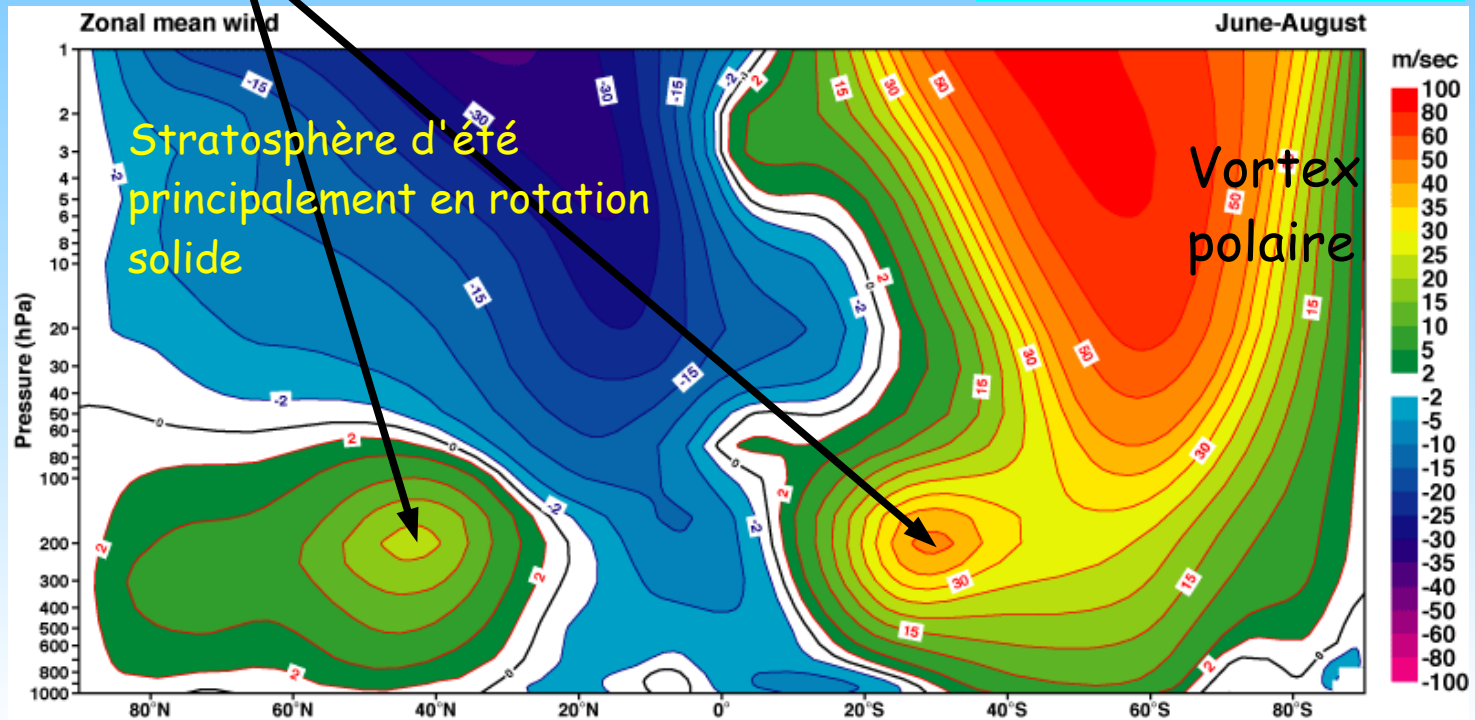
June-August





Jets subtropicaux

Zonal mean wind



Météorologie

I Température et vent moyen

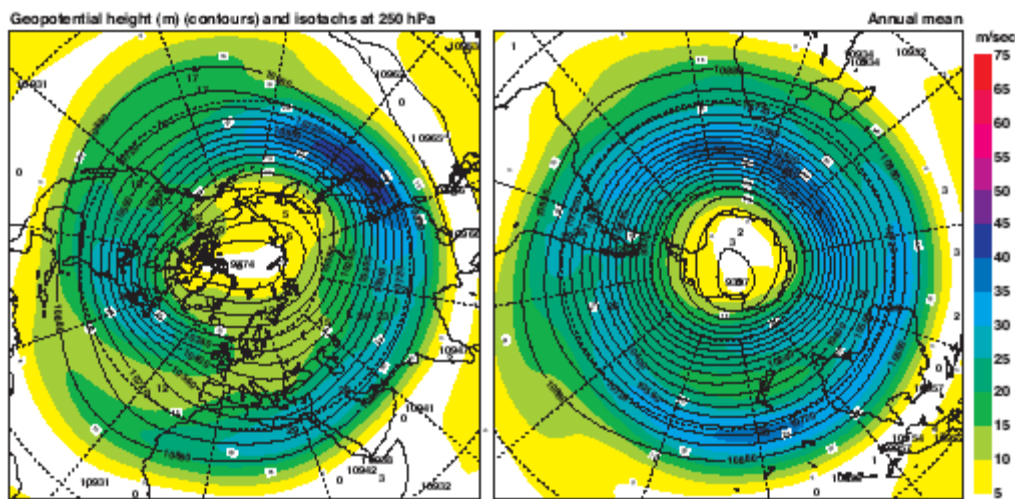
II Relation du vent thermique

III La tropopause

IV Variabilité aux latitudes tempérées

V Variabilité aux latitudes tropicales

VI Circulation stratosphérique de Brewer-Dobson



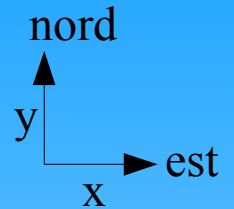
Géopotentiel et vent zonal à 250 hPa

Relation géostrophique

$$\text{vent zonal} \quad f u = -\frac{\partial \phi}{\partial y}$$

$$\text{vent méridien} \quad f v = \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

où $f = 2 \Omega \sin(\text{latitude})$

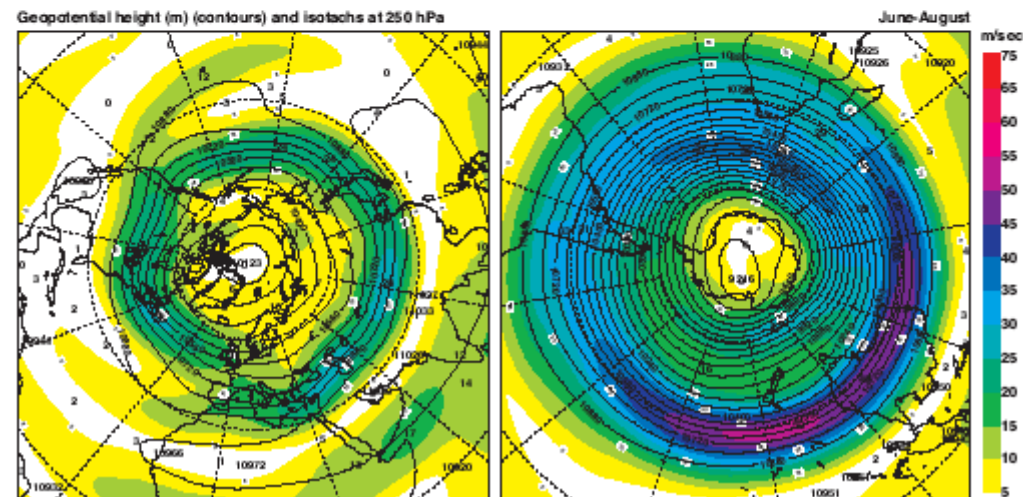
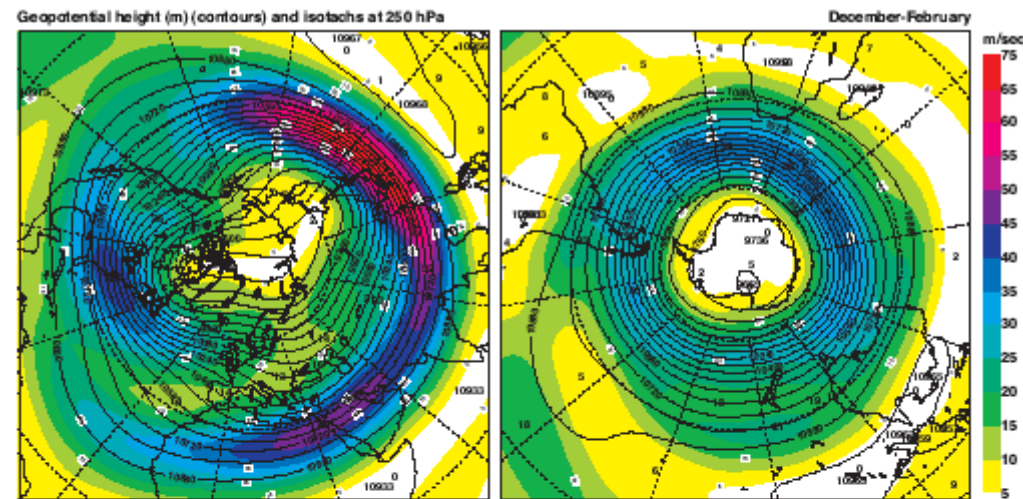


Le géopotentiel $\Phi(x,y,p,t)$ est l'altitude de la surface de pression p .

C'est une quantité que l'on mesure à partir d'un radiosondage donnant le profil de température en fonction de la pression et en intégrant depuis le sol l'équation hydrostatique ($dp/dz + \rho g = 0$).

Les contours du géopotentiel moyen sont circumpolaires; l'altitude de la surface $p=250$ hPa est plus faible aux pôles qu'à l'équateur.

Le vent est plus intense là où les contours de géopotentiel sont plus serrés (vent géostrophique dû à l'équilibre entre force de pression et force de Coriolis).



Vent thermique

On dérive en p la relation géostrophique:

$$-f \frac{\partial v}{\partial p} = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial p}$$

On utilise la relation hydrostatique

$$-f \frac{\partial v}{\partial p} = \frac{\partial 1/\rho}{\partial x},$$

puis la loi du gaz parfait

$$-f \frac{\partial v}{\partial p} = \frac{R \partial T}{p \partial x}.$$

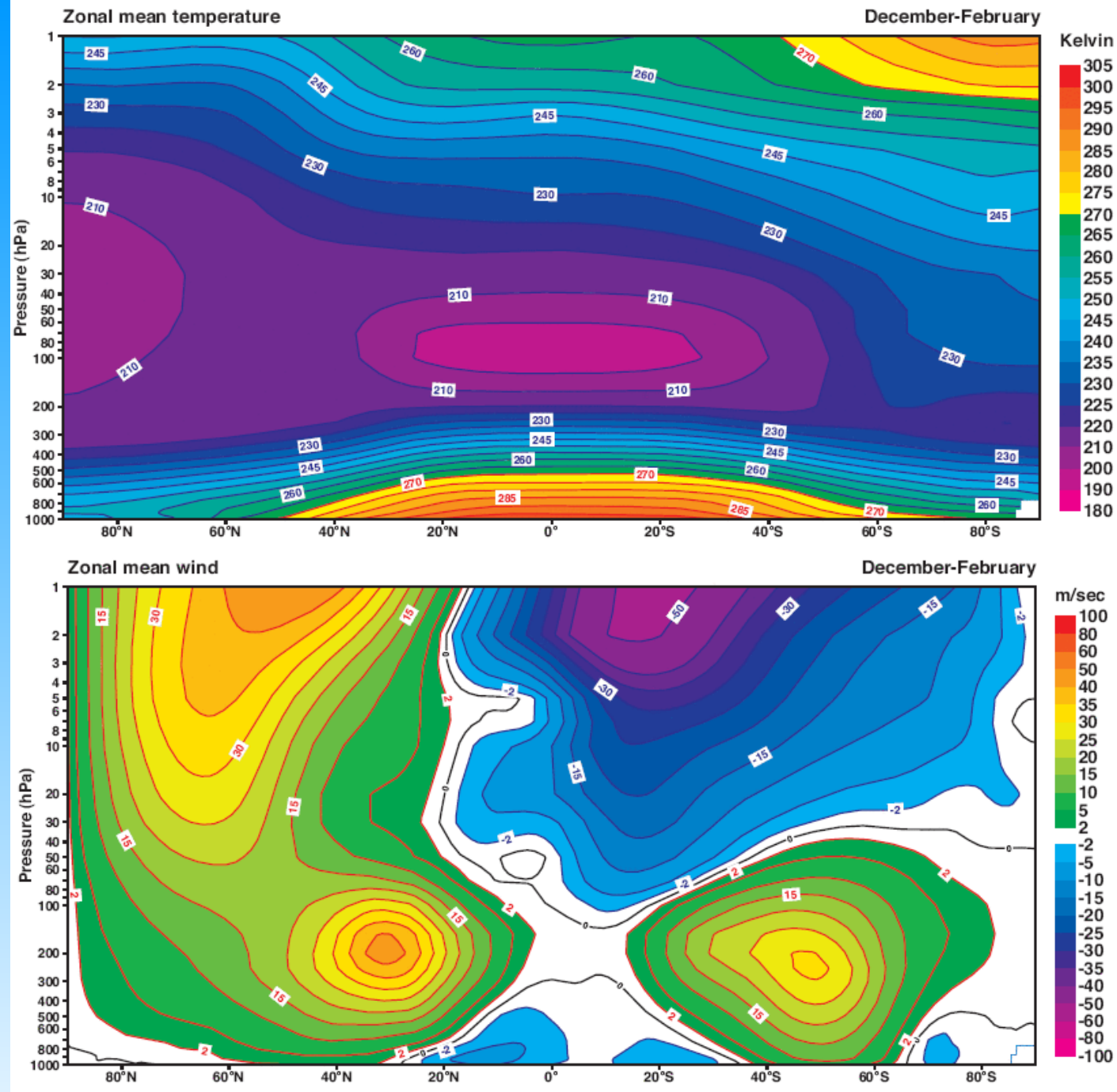
De même

$$f \frac{\partial u}{\partial p} = \frac{R \partial T}{p \partial y}.$$

En résumé

$$H f \frac{\partial \vec{u}}{\partial z^*} = \vec{k} \times \vec{\nabla} T$$

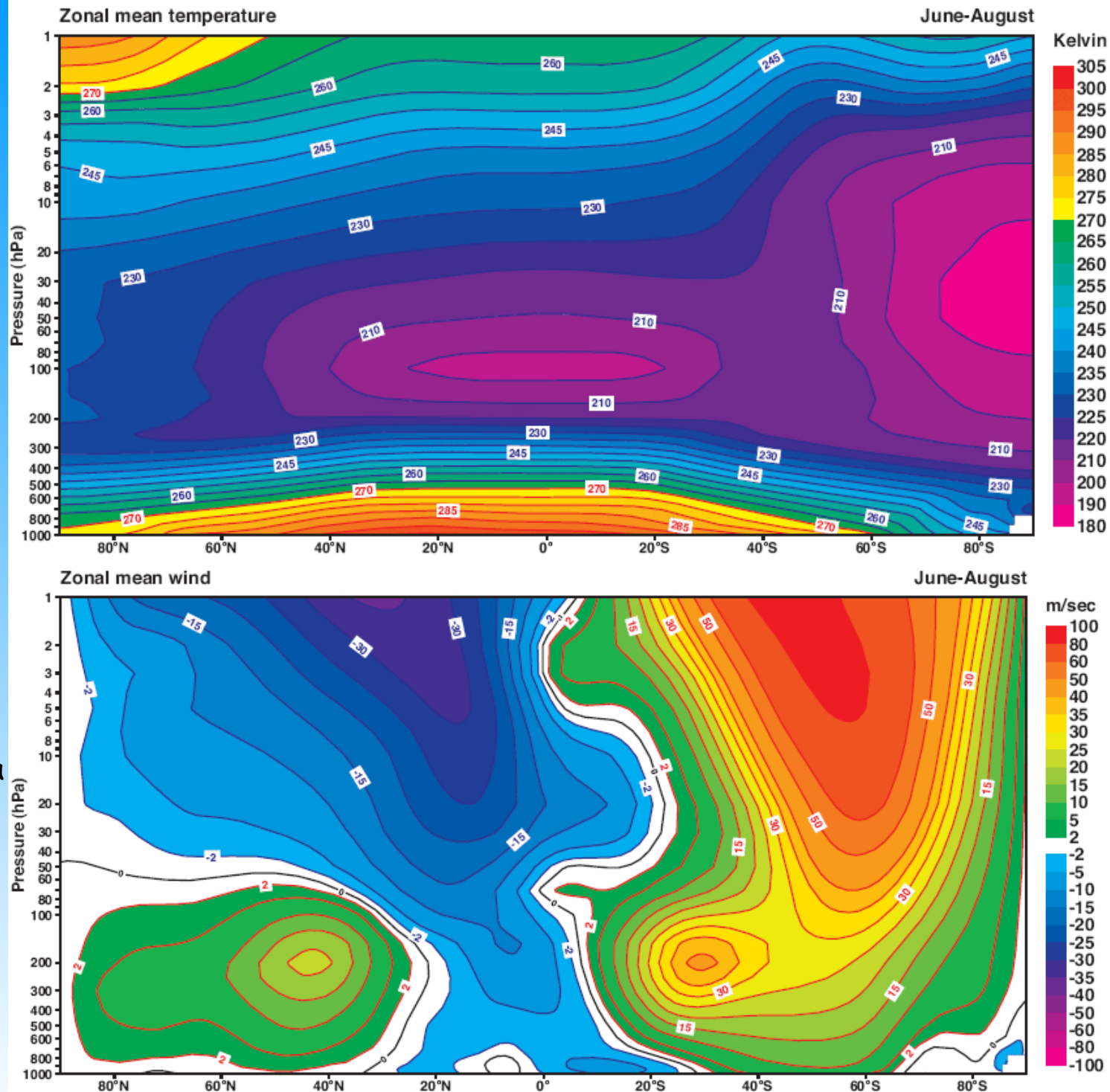
avec $z^* = H \ln \frac{p_0}{p}$, altitude hydrostatique isotherme.



Le gradient vertical du vent géostrophique en altitude est proportionnel au gradient horizontal de la température tourné de 90° (HN: sens direct, HS: sens indirect)

Dans l'hémisphère d'hiver, le fort gradient de température entre pôle plongé dans l'obscurité et latitudes tempérées induit un fort courant jet d'ouest dans la stratosphère et la mésosphère vers la latitude 60°.

Dans l'hémisphère d'été le gradient pôle vers équateur en altitude établit une circulation d'est dans la haute stratosphère et la méésosphère. La basse stratosphère est essentiellement en rotation solide.



Météorologie

I Température et vent moyen

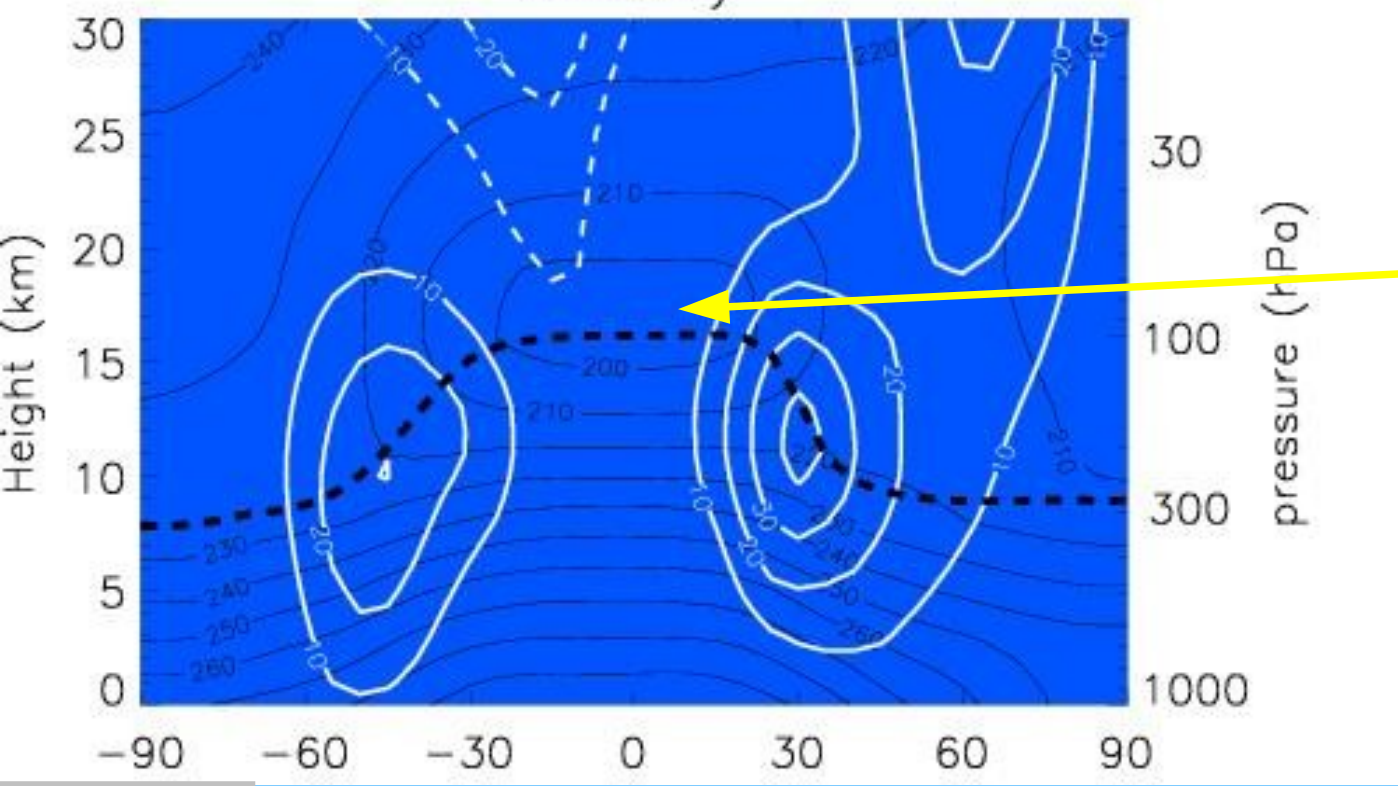
II Relation du vent thermique

III La tropopause

IV Variabilité aux latitudes tempérées

V Variabilité aux latitudes tropicales

VI Circulation stratosphérique de Brewer-Dobson



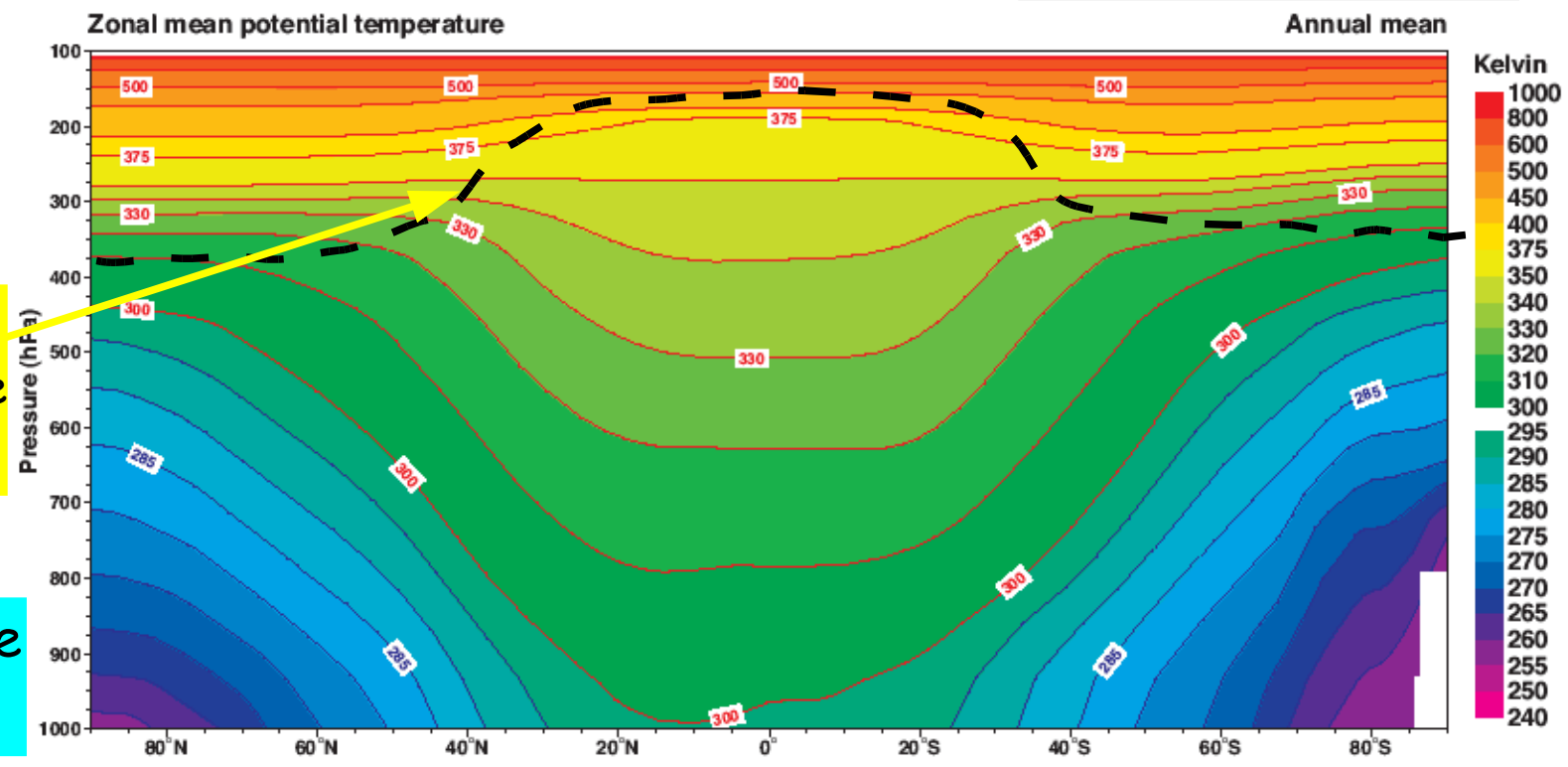
Wind and temperature at the tropopause

Temperature minima at the tropical tropopause

Subtropical jet winds associated with tropopause drop

ERA-40 Atlas, 2005

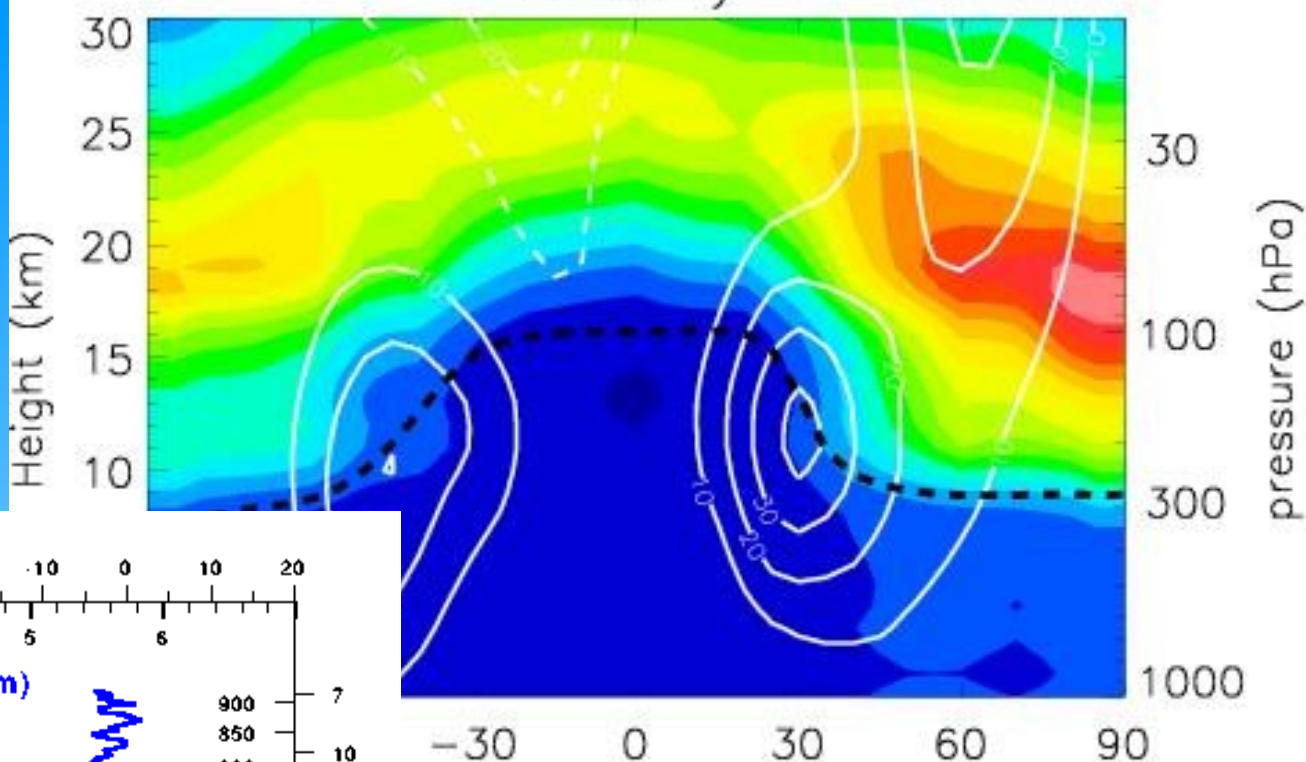
B. Randell



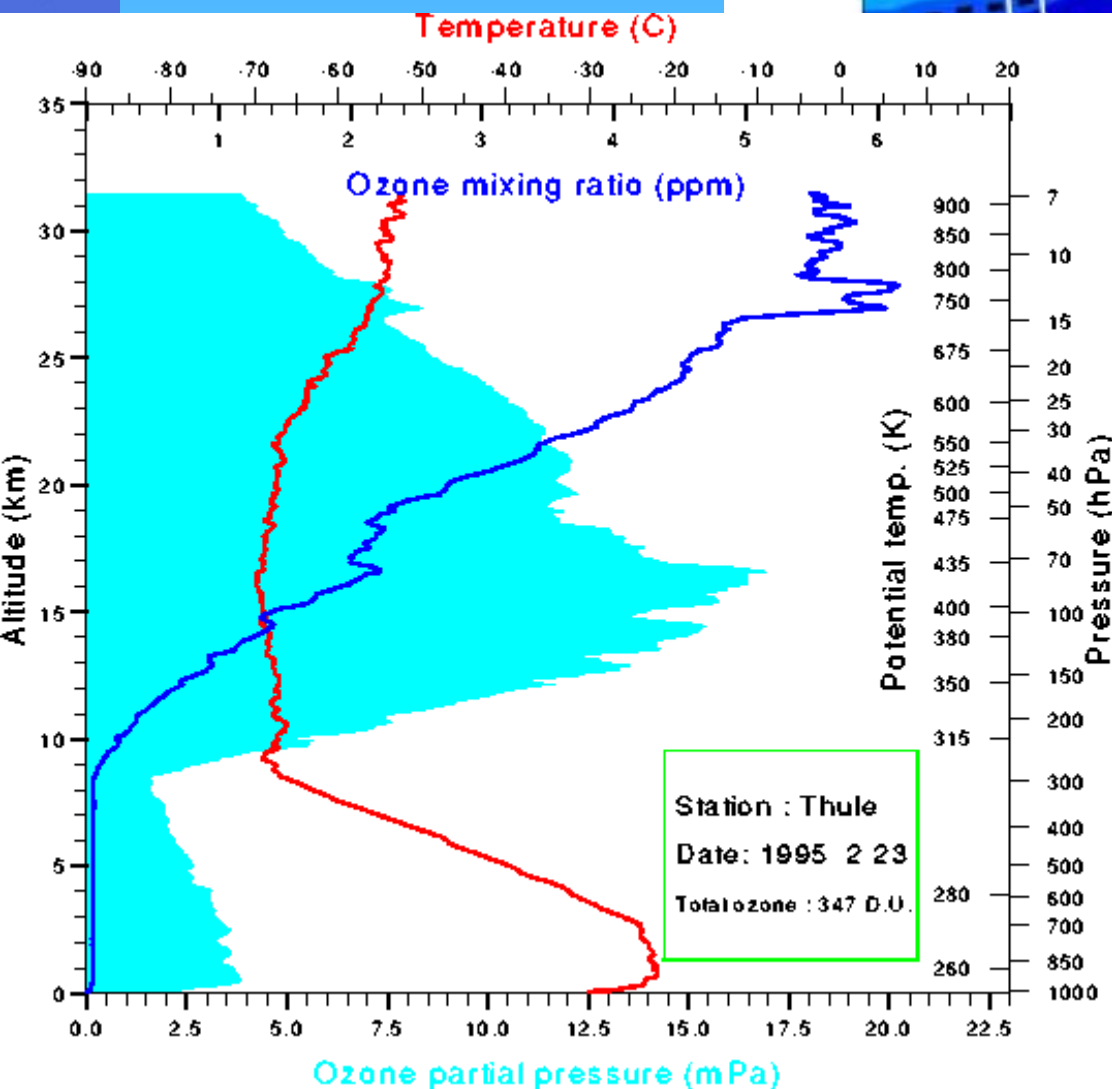
Isentropic surfaces crossing the tropopause in the subtropics

Potential temperature at the tropopause

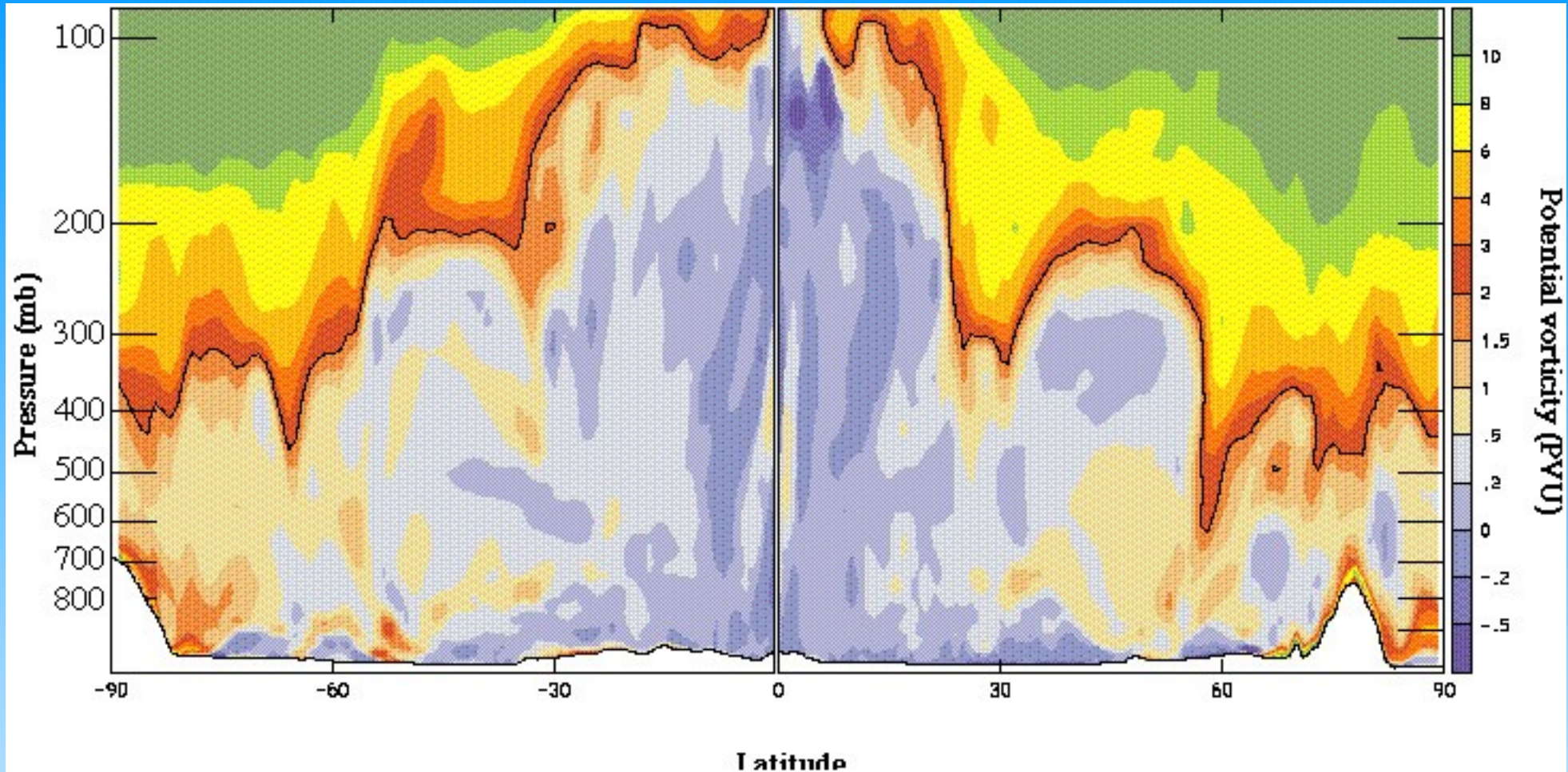
Tracer discontinuity at the tropopause



Ozone distribution from MOZART
B. Randel



PV definition of the tropopause

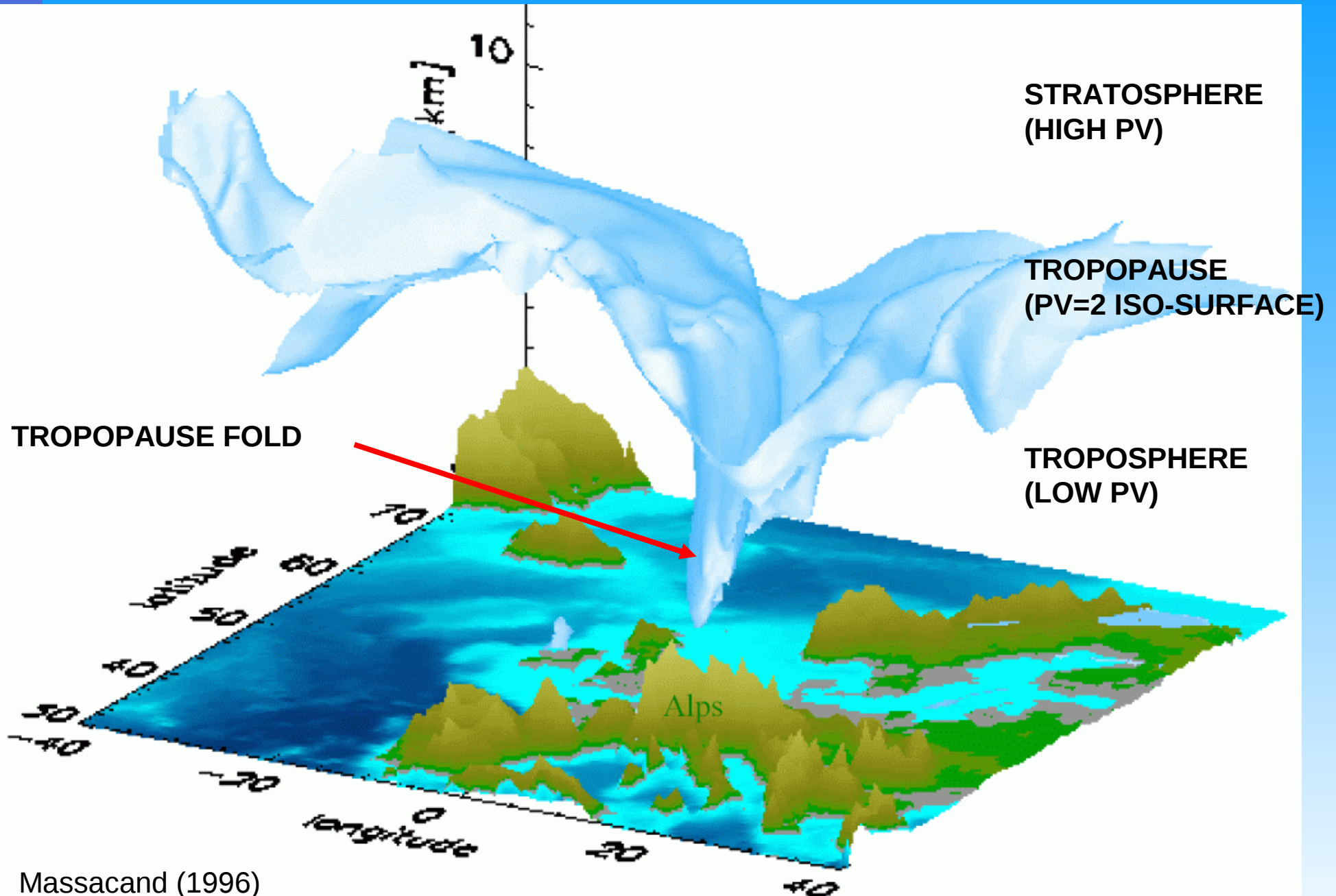


Instantaneous height-latitude cross section of potential vorticity along a single longitude (55W), with the tropopause marked (in black) as the 2PVU contour.

Un invariant adiabatique et inviscide du mouvement
La vorticité potentielle d'Ertel

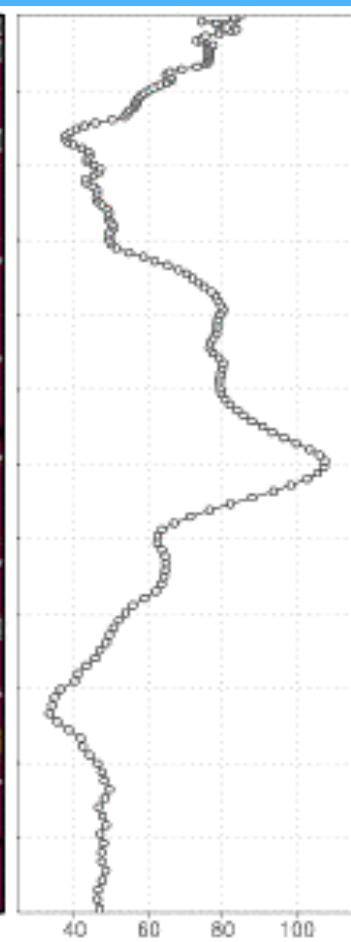
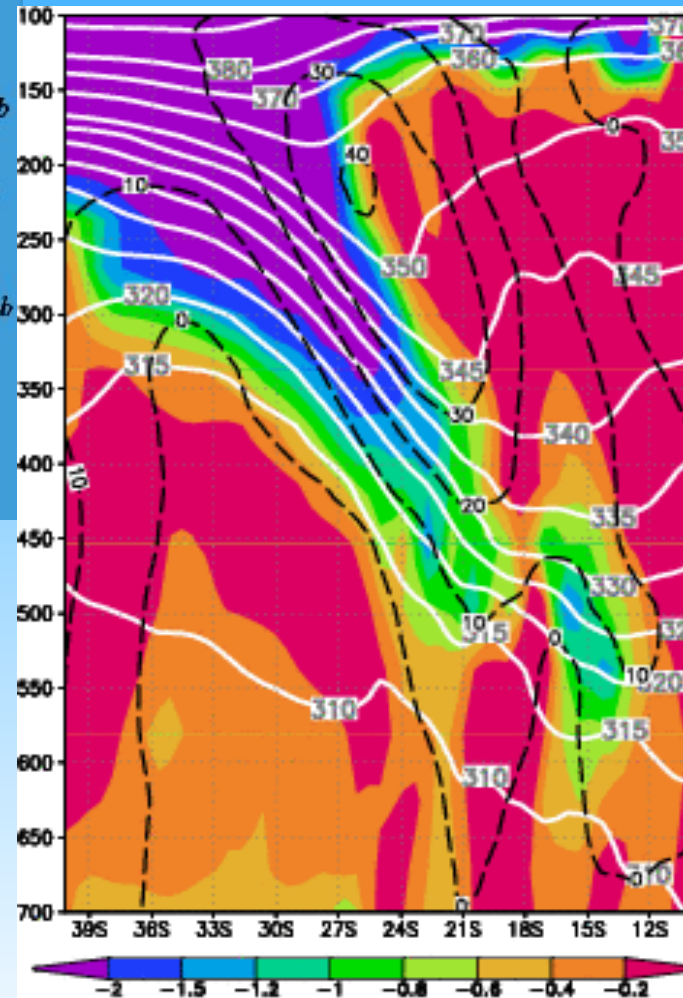
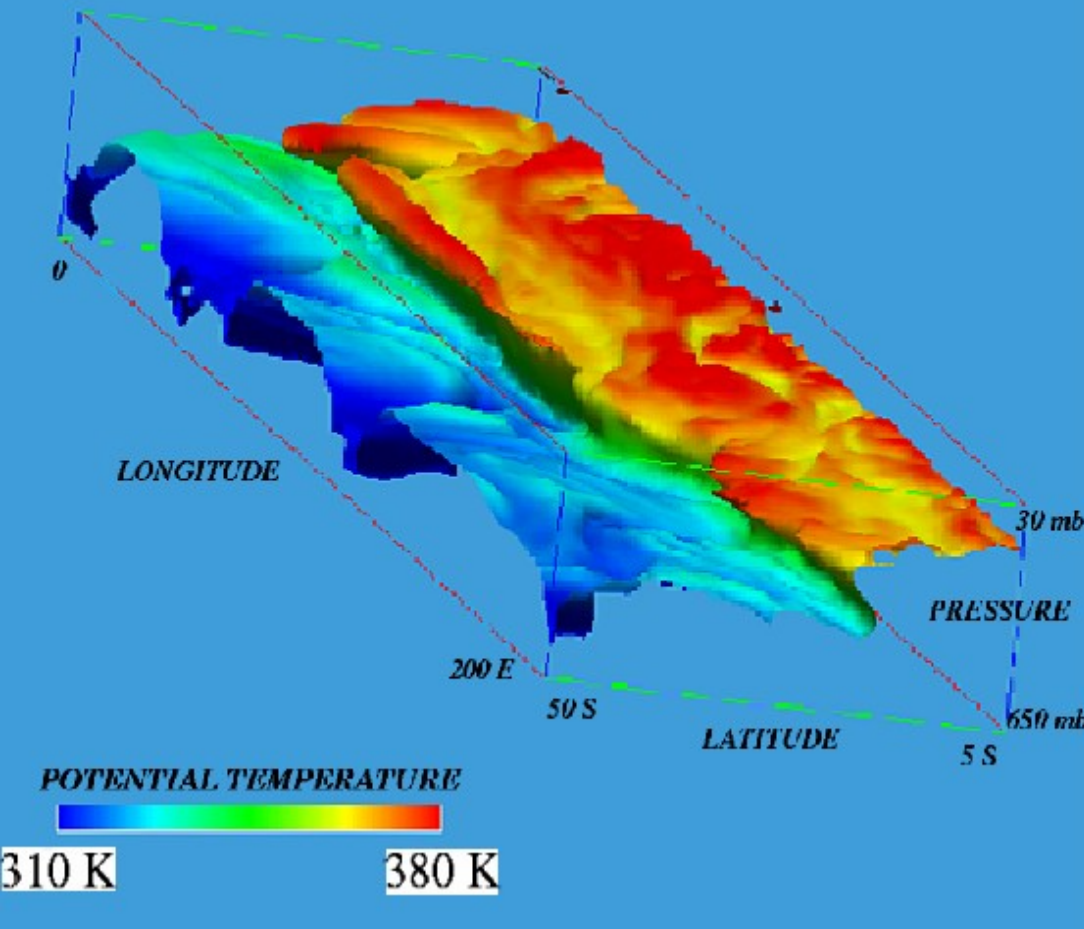
$$PV = \frac{(\vec{\nabla} \times \vec{v} + 2\vec{\Omega}) \cdot \vec{\nabla} \theta}{\rho}$$

Dynamic Tropopause at 2PV units



Massacand (1996)

Fronts de grande échelle



Météorologie

I Température et vent moyen

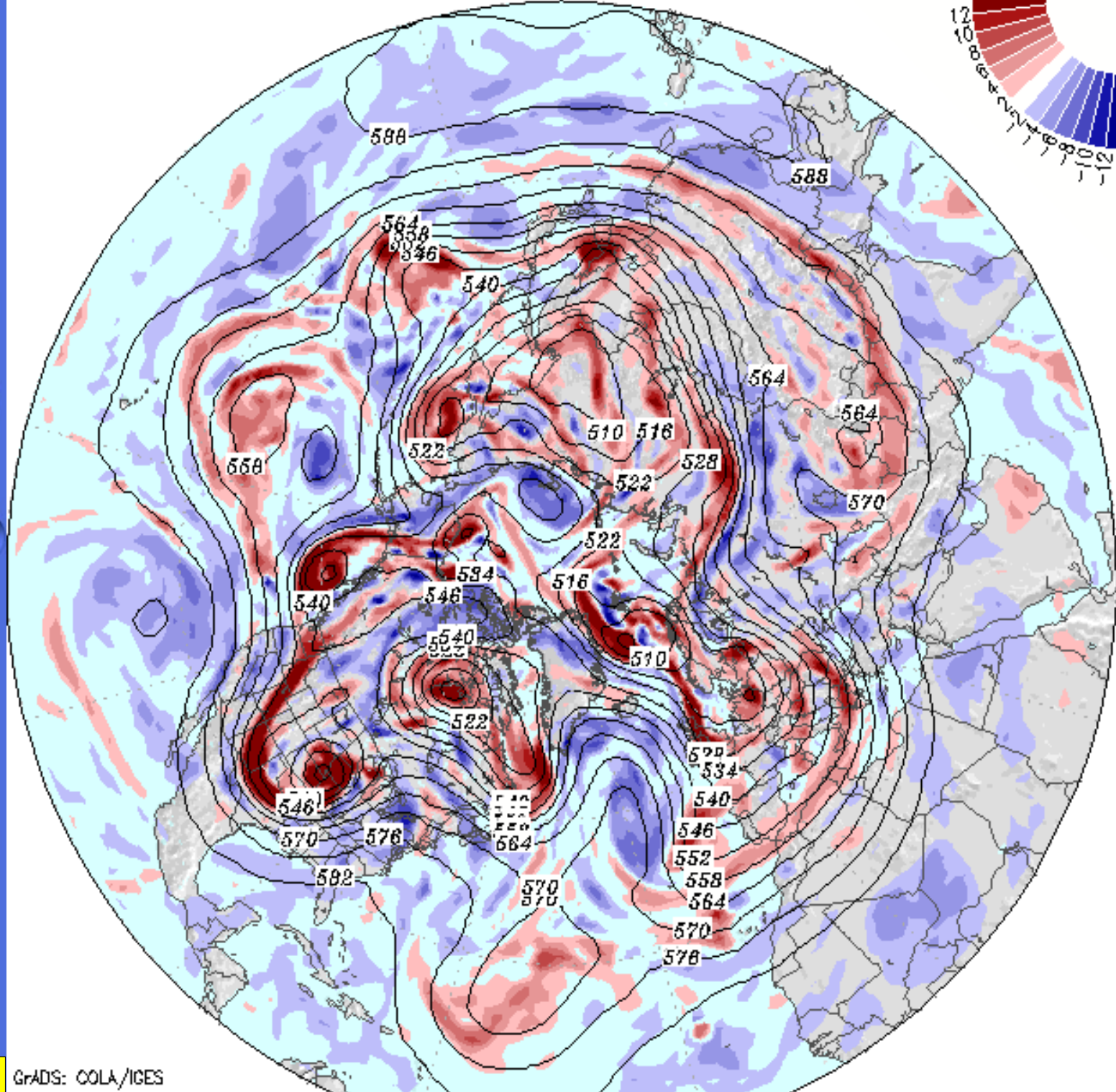
II Relation du vent thermique

III La tropopause

IV Variabilité aux latitudes tempérées

V Variabilité aux latitudes tropicales

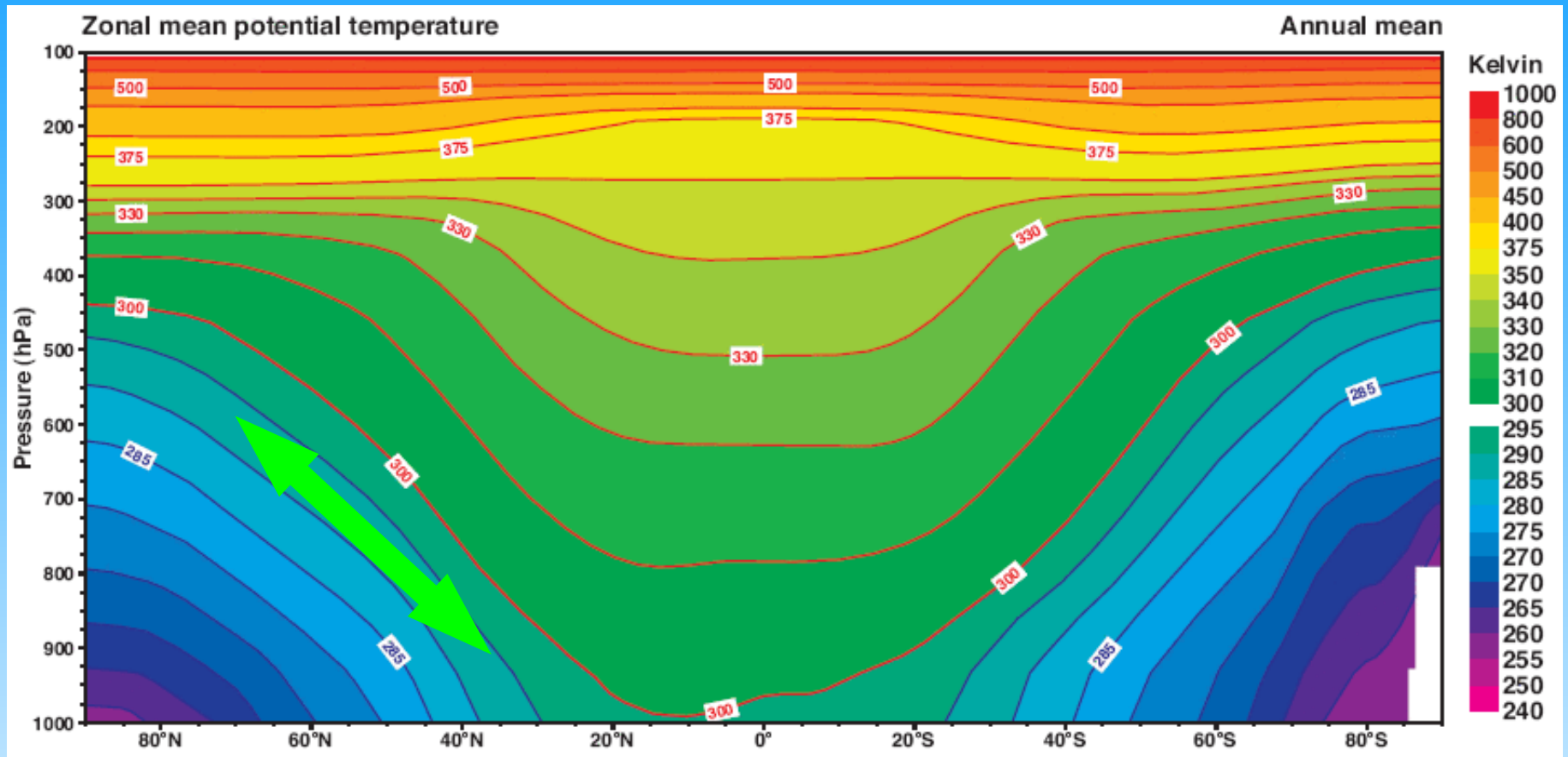
VI Circulation stratosphérique de Brewer-Dobson



GrADS: COLA/IGES

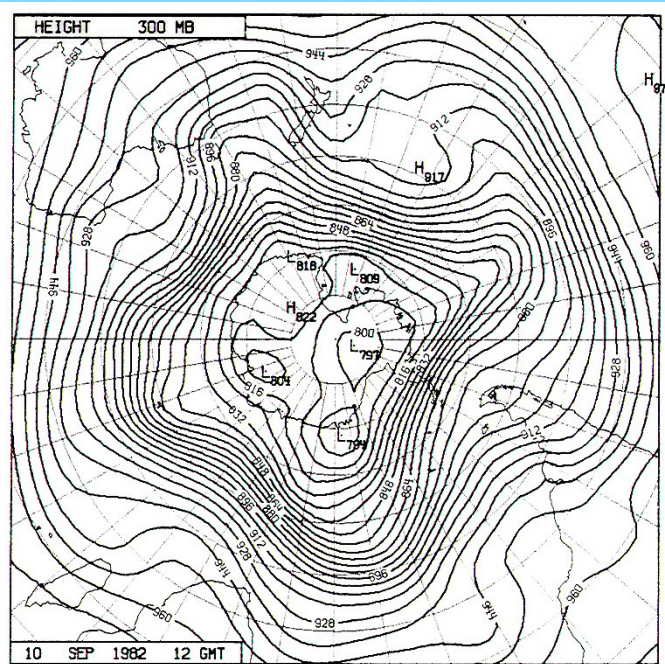
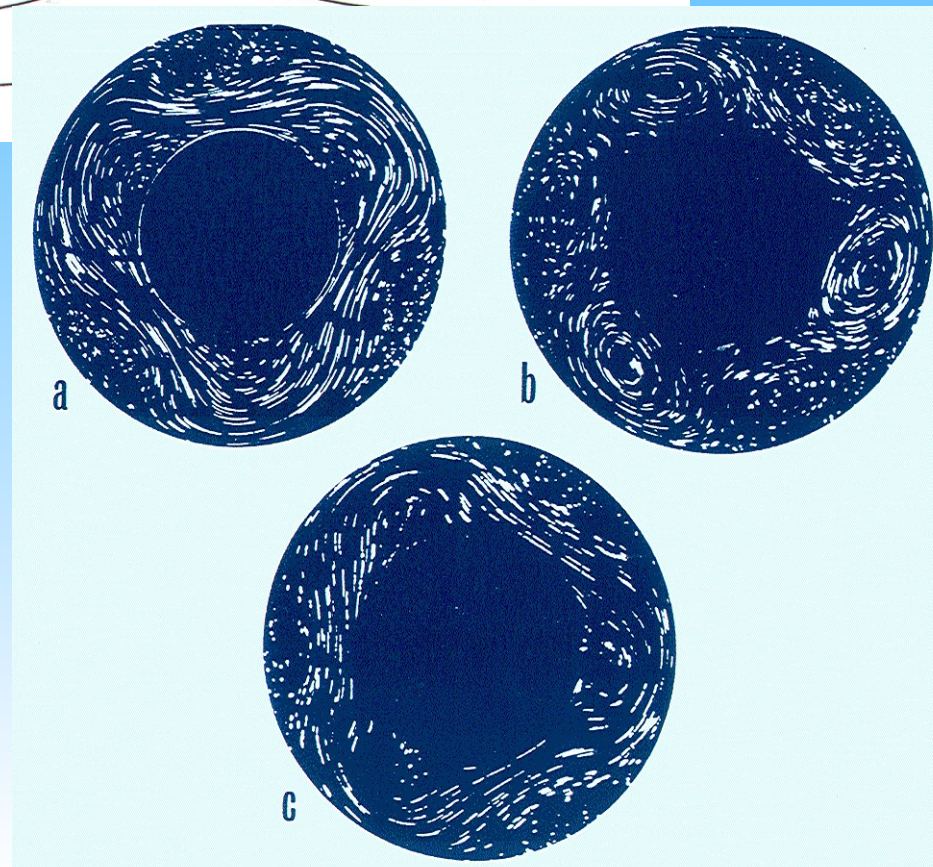
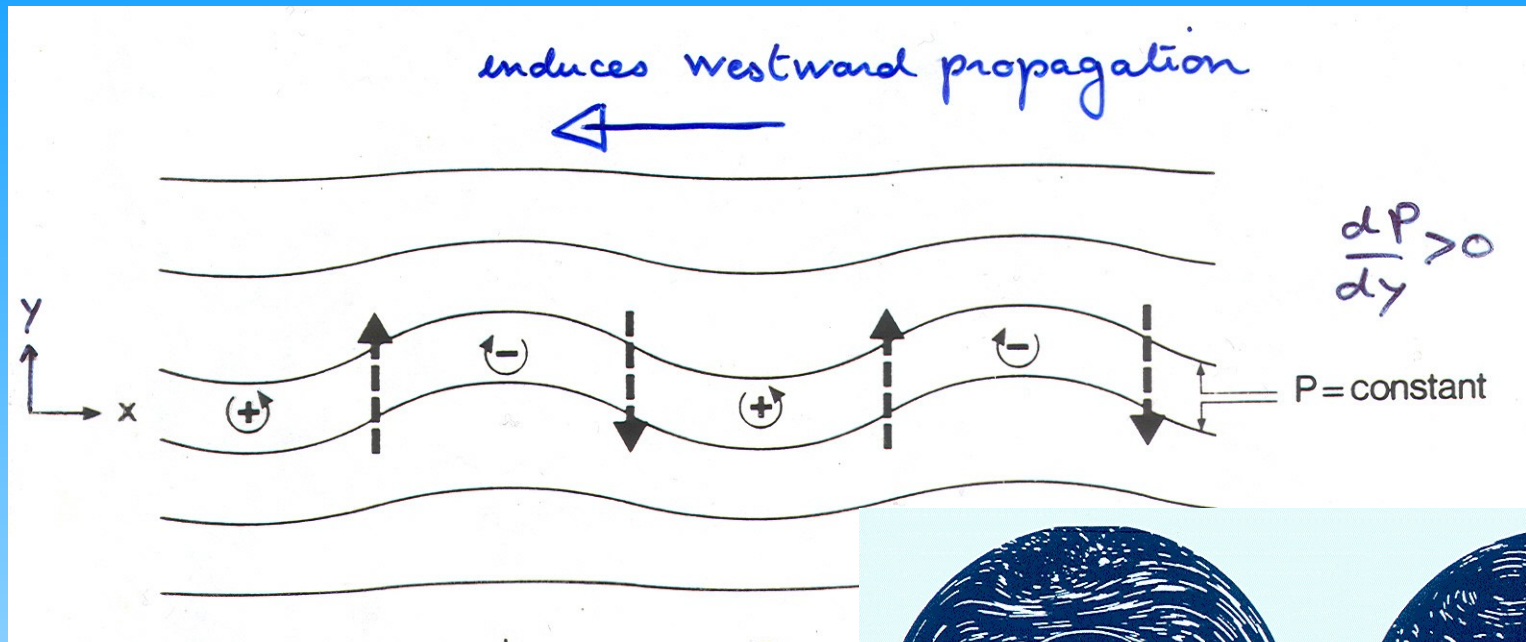
GFS Analysis: 12Z Mon 28 NOV 2005

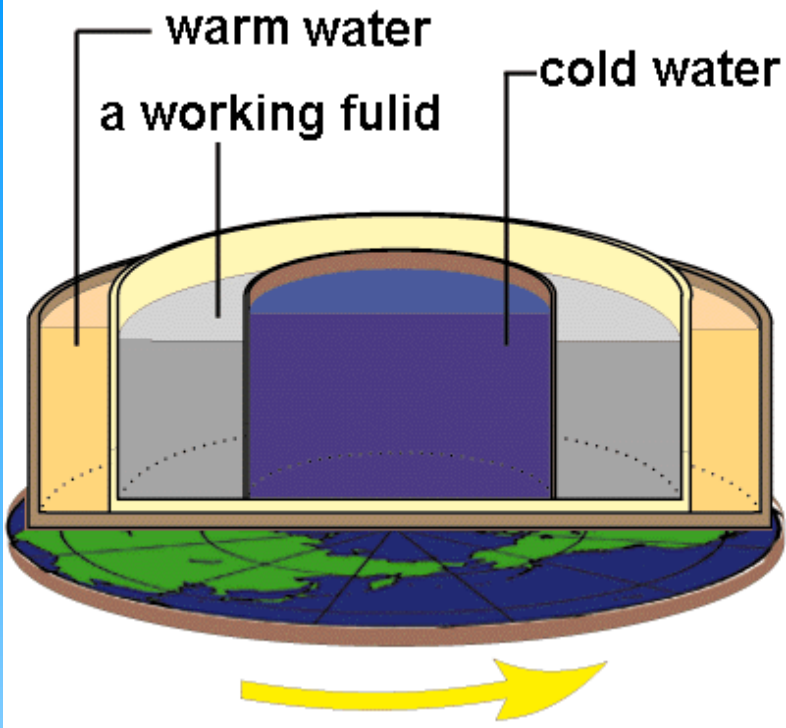
500mb Geopotential Heights (dam), Vorticity ($1e^{-4}/\text{sec}$)



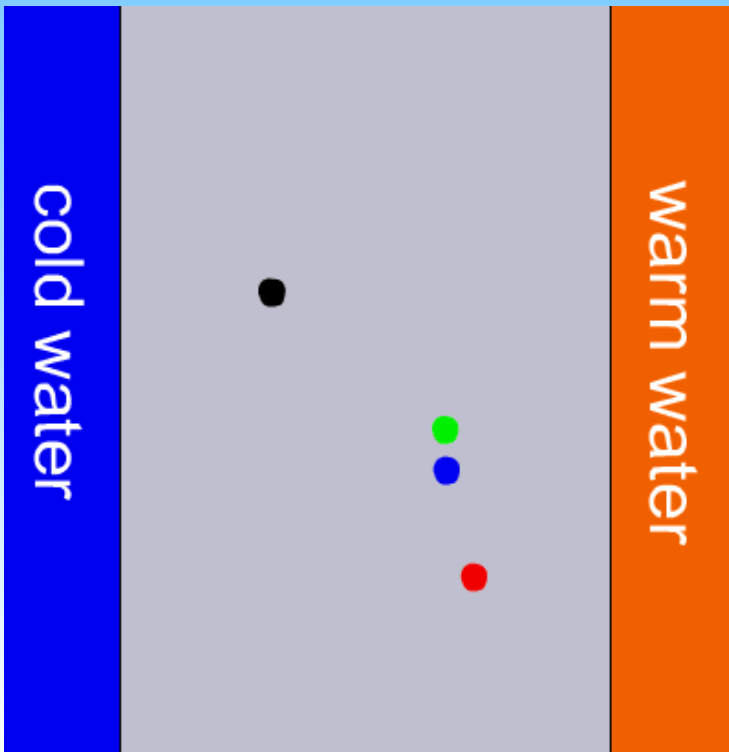
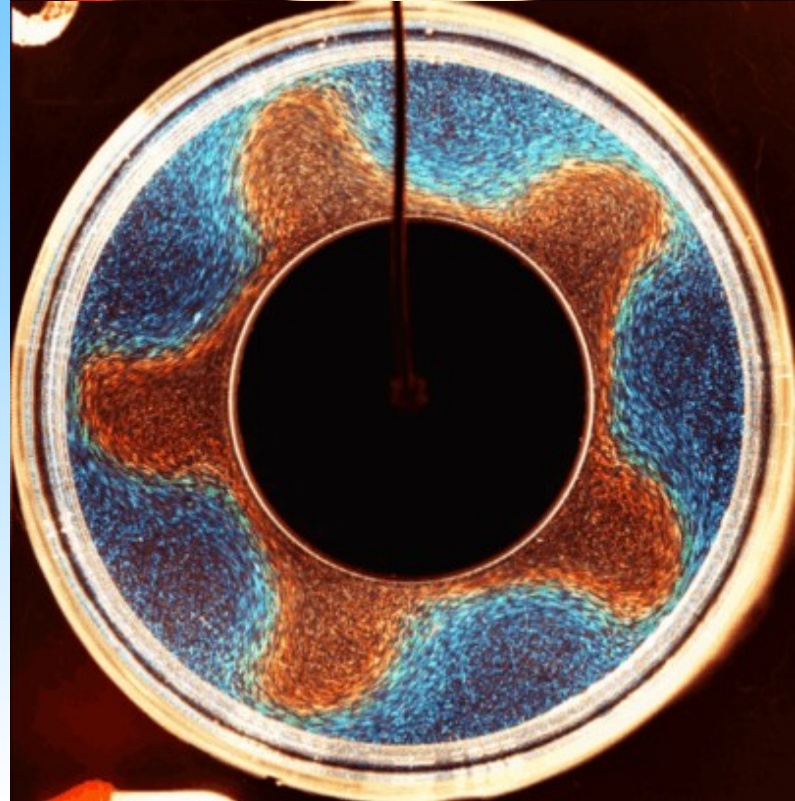
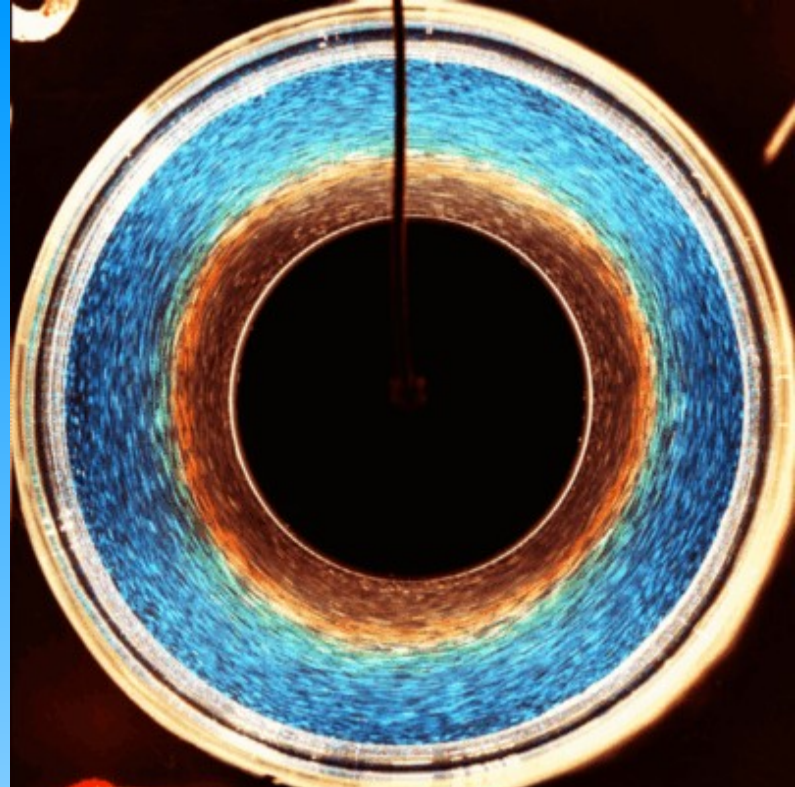
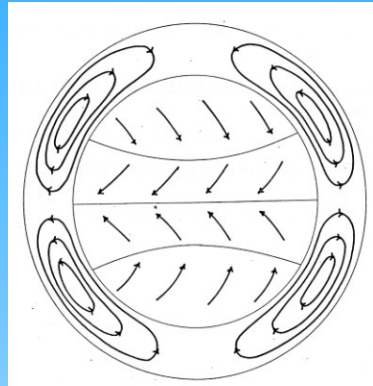
Les déplacements méridiens sont associés à des déplacements en altitude suivant l'inclinaison des surface de température potentielle.

Ondes de Rossby dans un gradient de vorticité



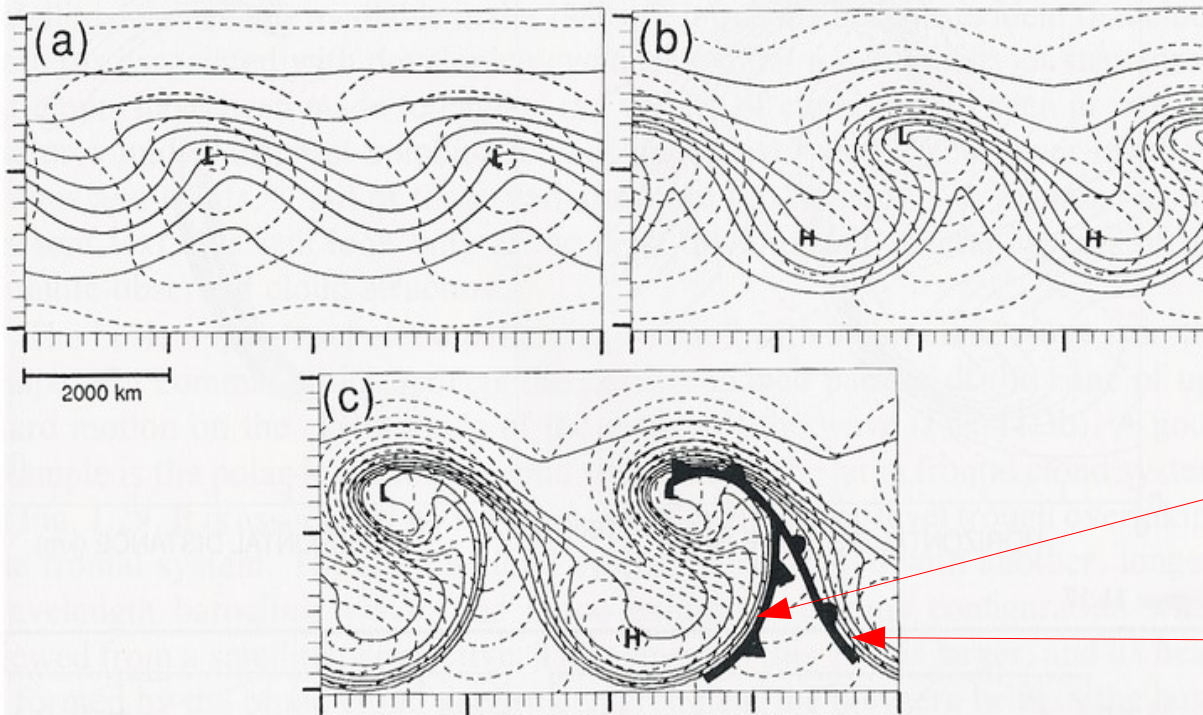


Régime
axisymétrique



Régime
barocline
ondulatoire

Convection
oblique



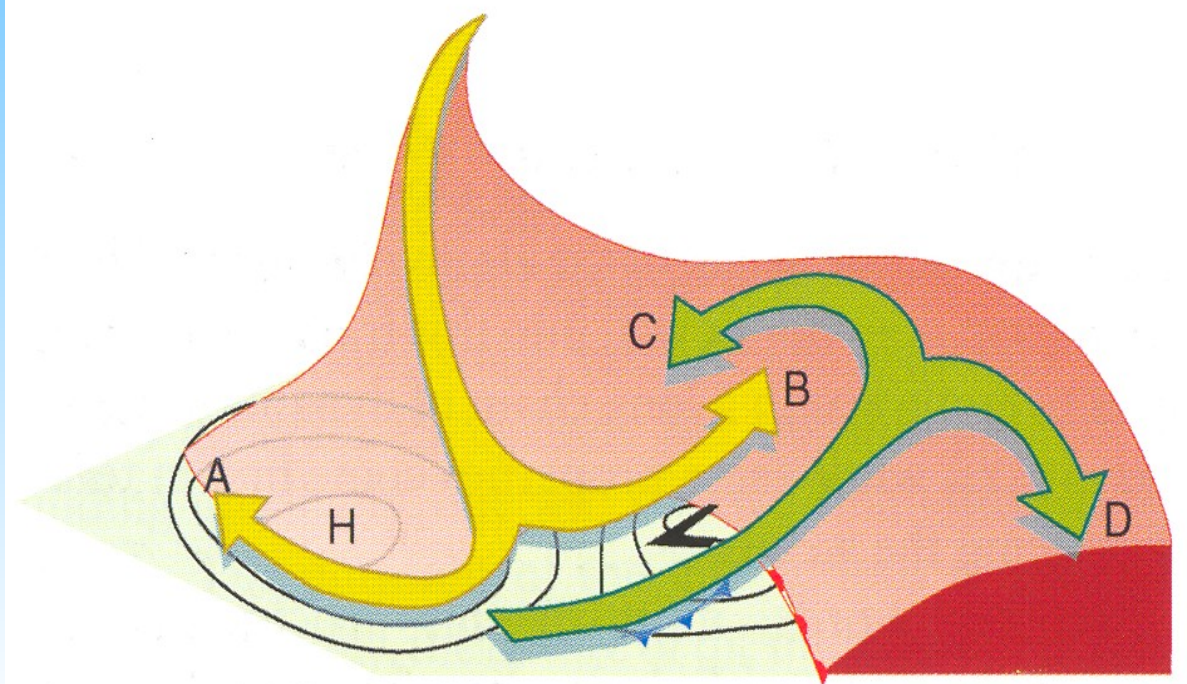
Développement d'une perturbation barocline idéalisée

----- = pression
 ----- = température

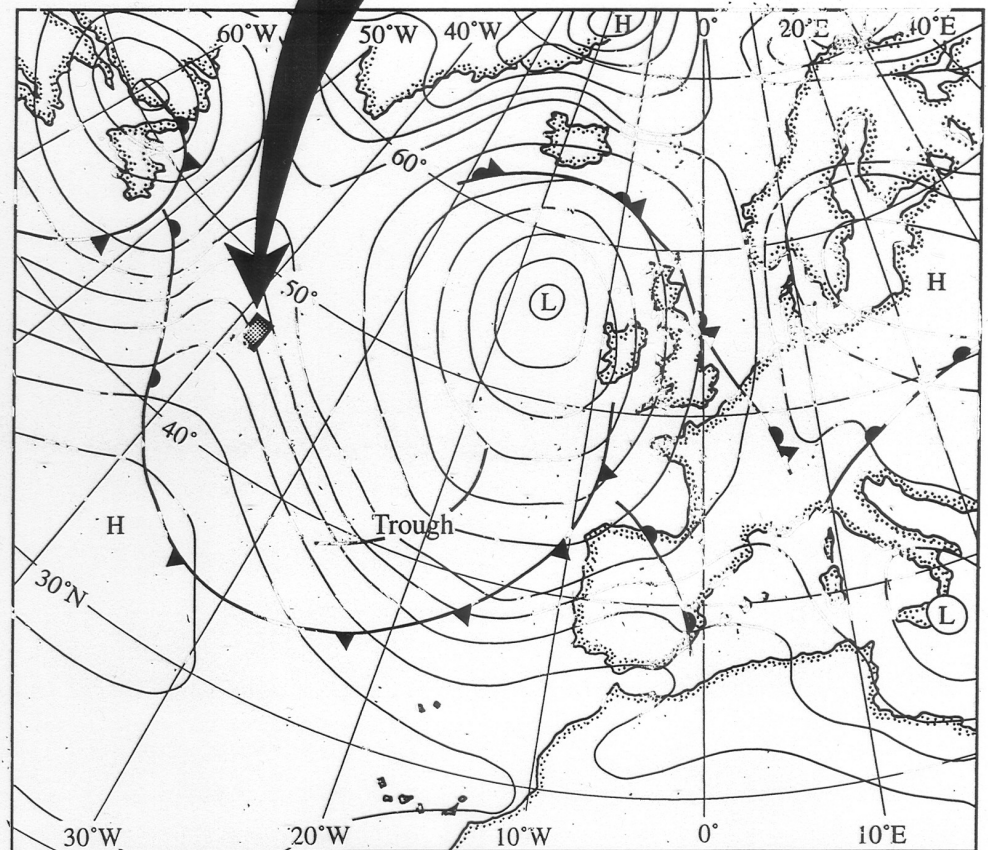
front froid

front chaud

Mouvements de l'air associés au développement d'un système frontal.



Les tourbillons océaniques sont d'une échelle beaucoup plus petite (quelques dizaines de km) que les tourbillons atmosphériques.



Météorologie

I Température et vent moyen

II Relation du vent thermique

III La tropopause

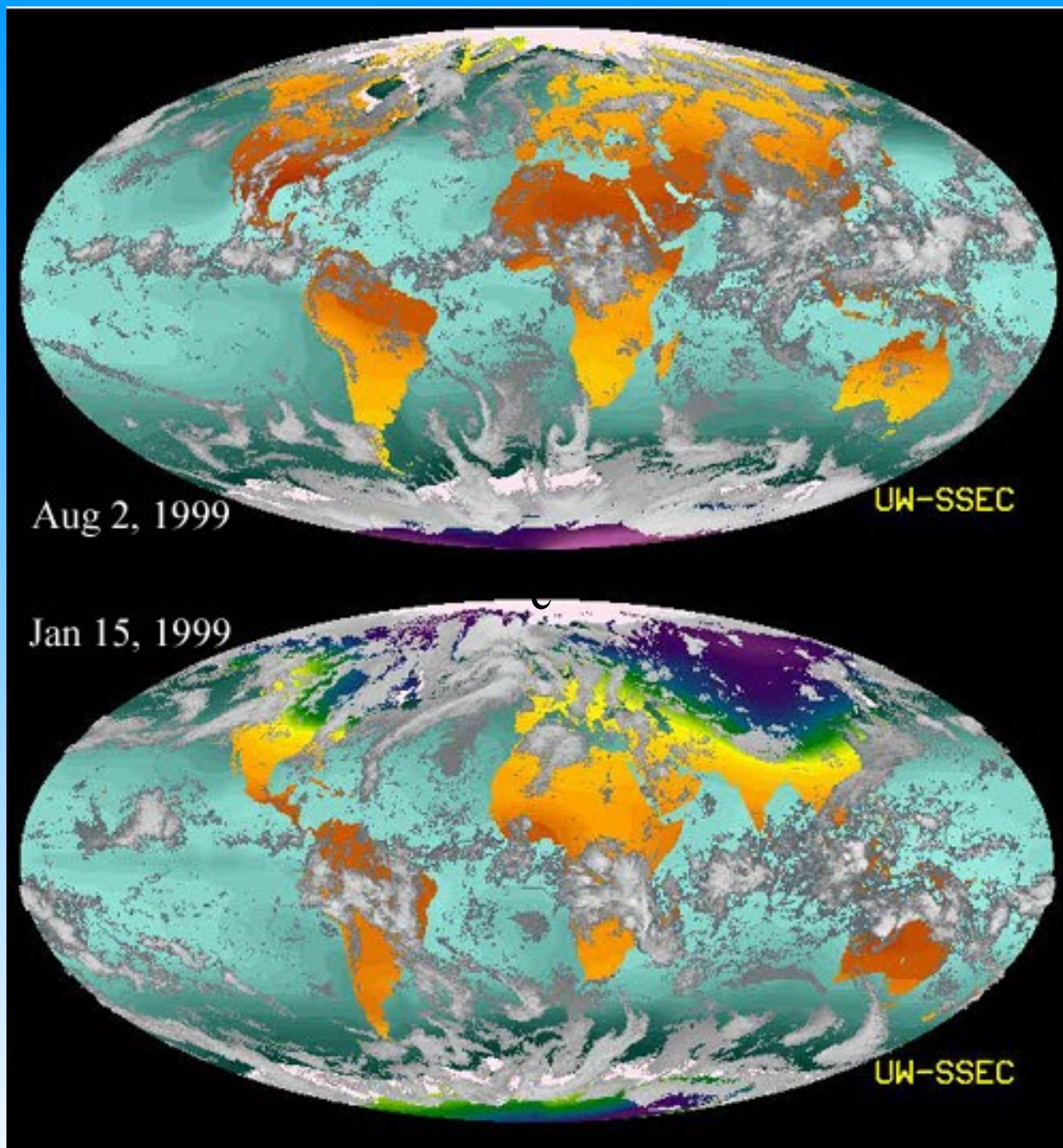
IV Variabilité aux latitudes tempérées

V Variabilité aux latitudes tropicales

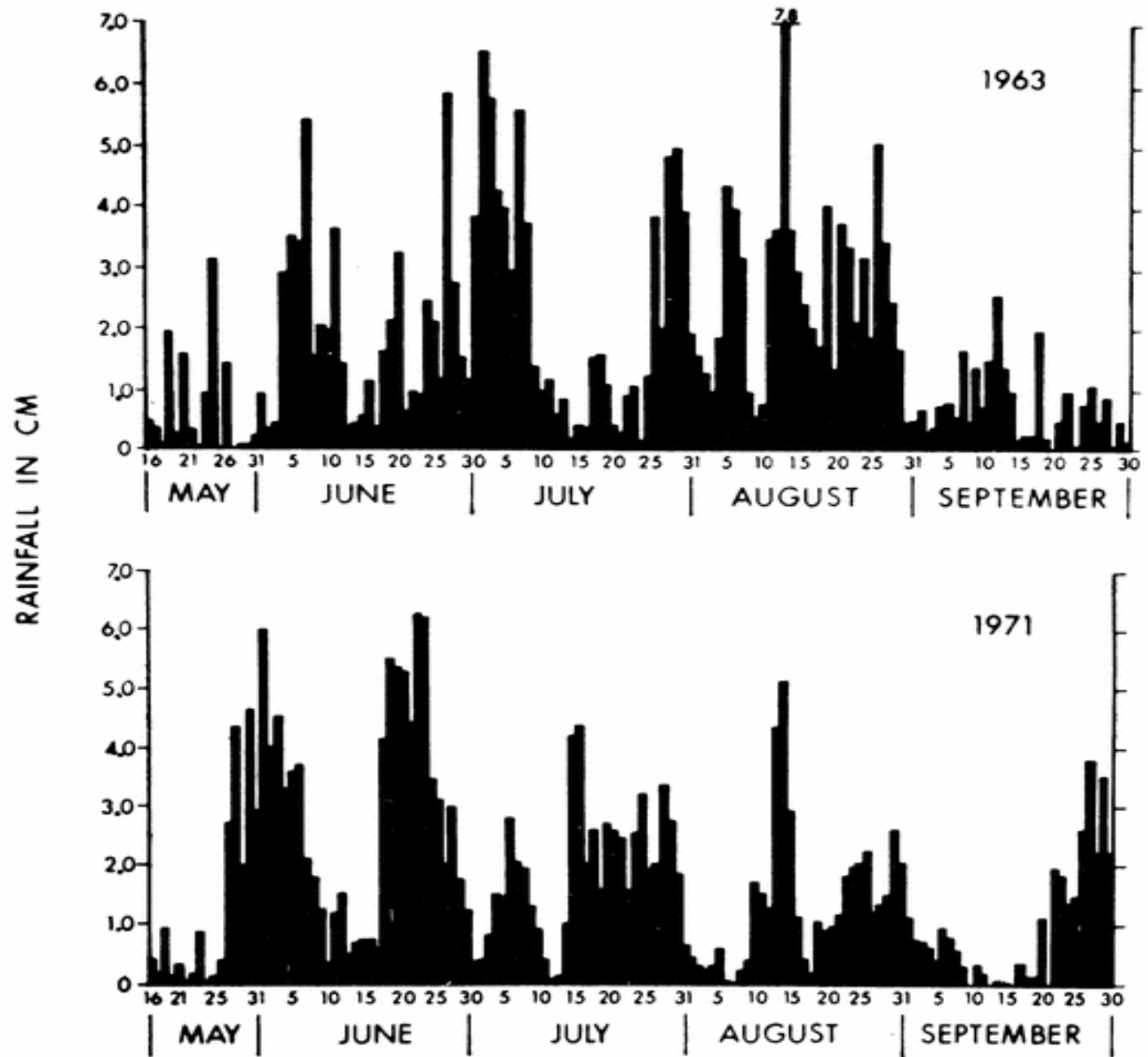
VI Circulation stratosphérique de Brewer-Dobson

Couverture nuageuse
données ISSCP

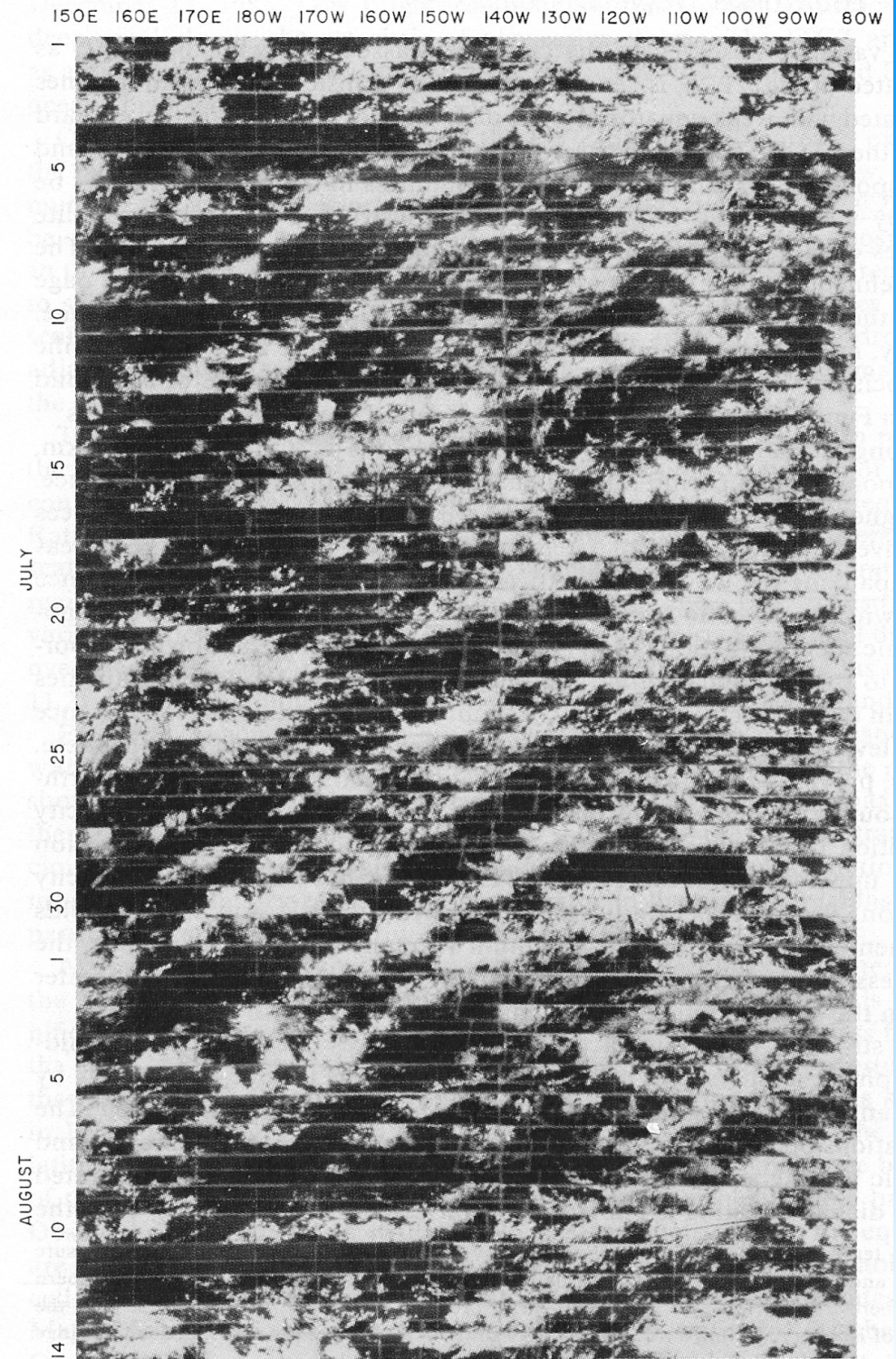
comparaison
janvier-juillet



Fluctuations des pluies de la mousson indienne

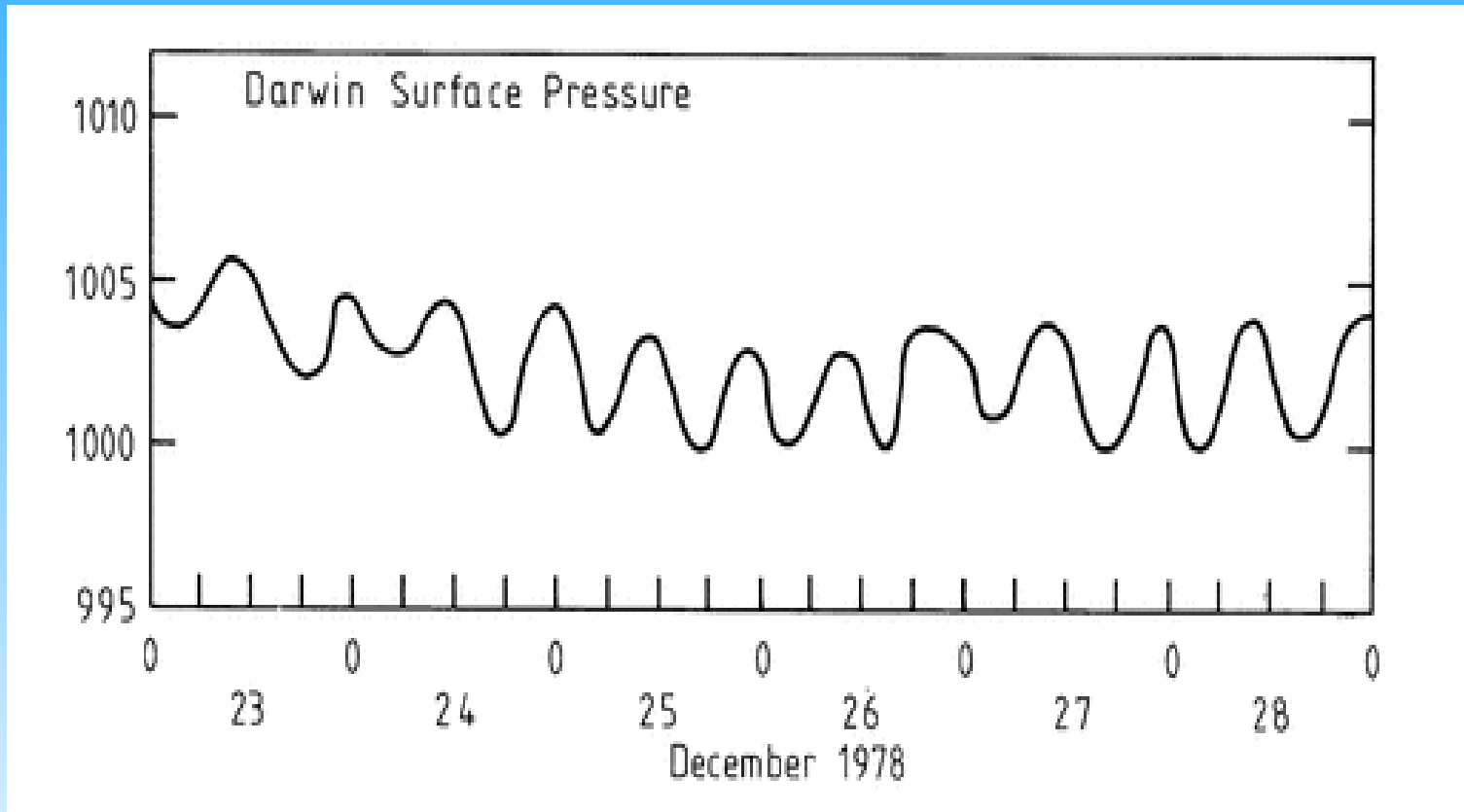


Perturbations tropicales:
propagation vers l'ouest
dans la zone convective
diagramme temps longitude
entre 5S et 10N à partir
d'images satellite dans le visible



Variabilité tropicale (4)

Cependant, les fluctuations de la pression au sol restent faibles (dominées par la marée semi-diurne)



Webster, fig9.10

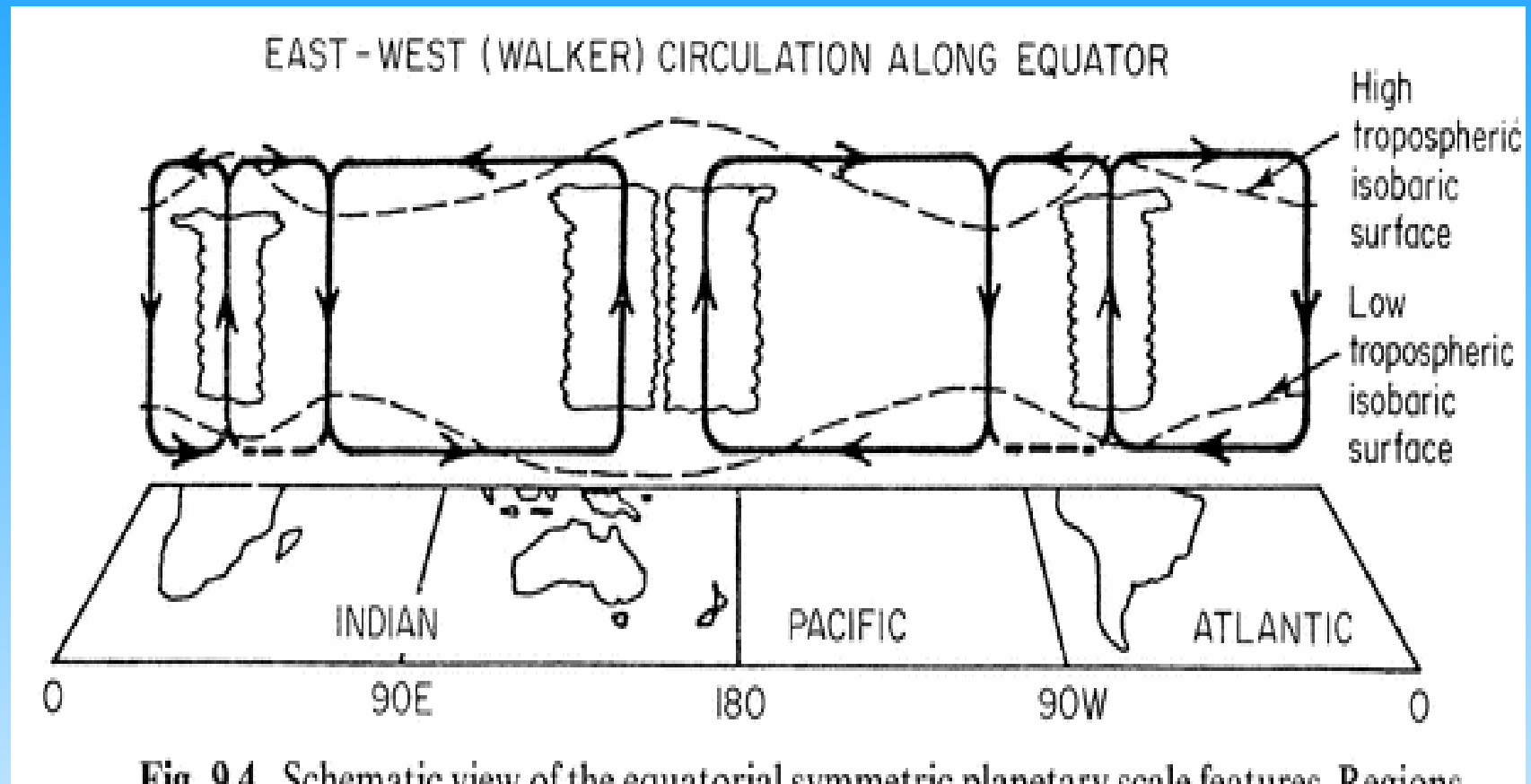
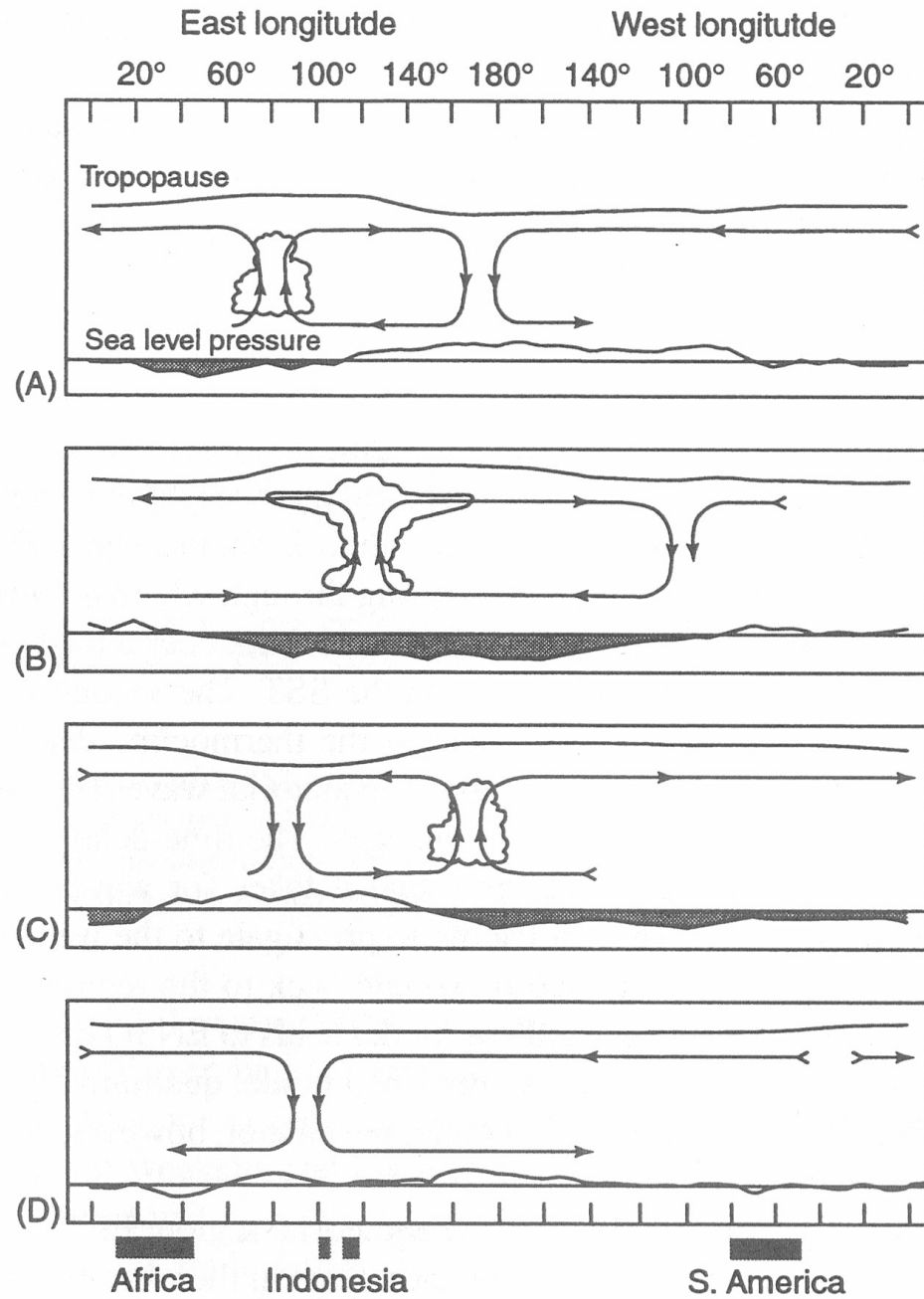


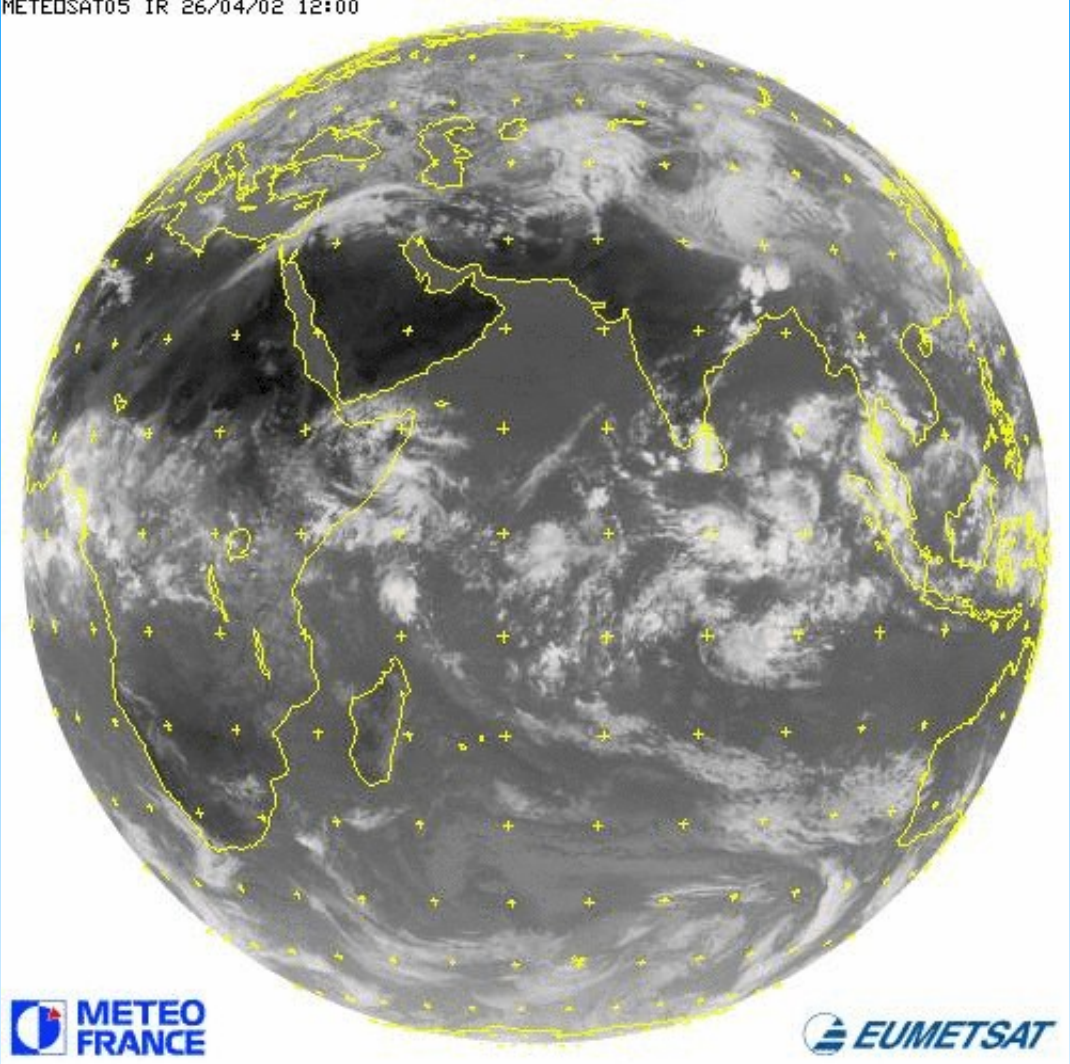
Fig. 9.4 Schematic view of the equatorial symmetric planetary scale features. Regions

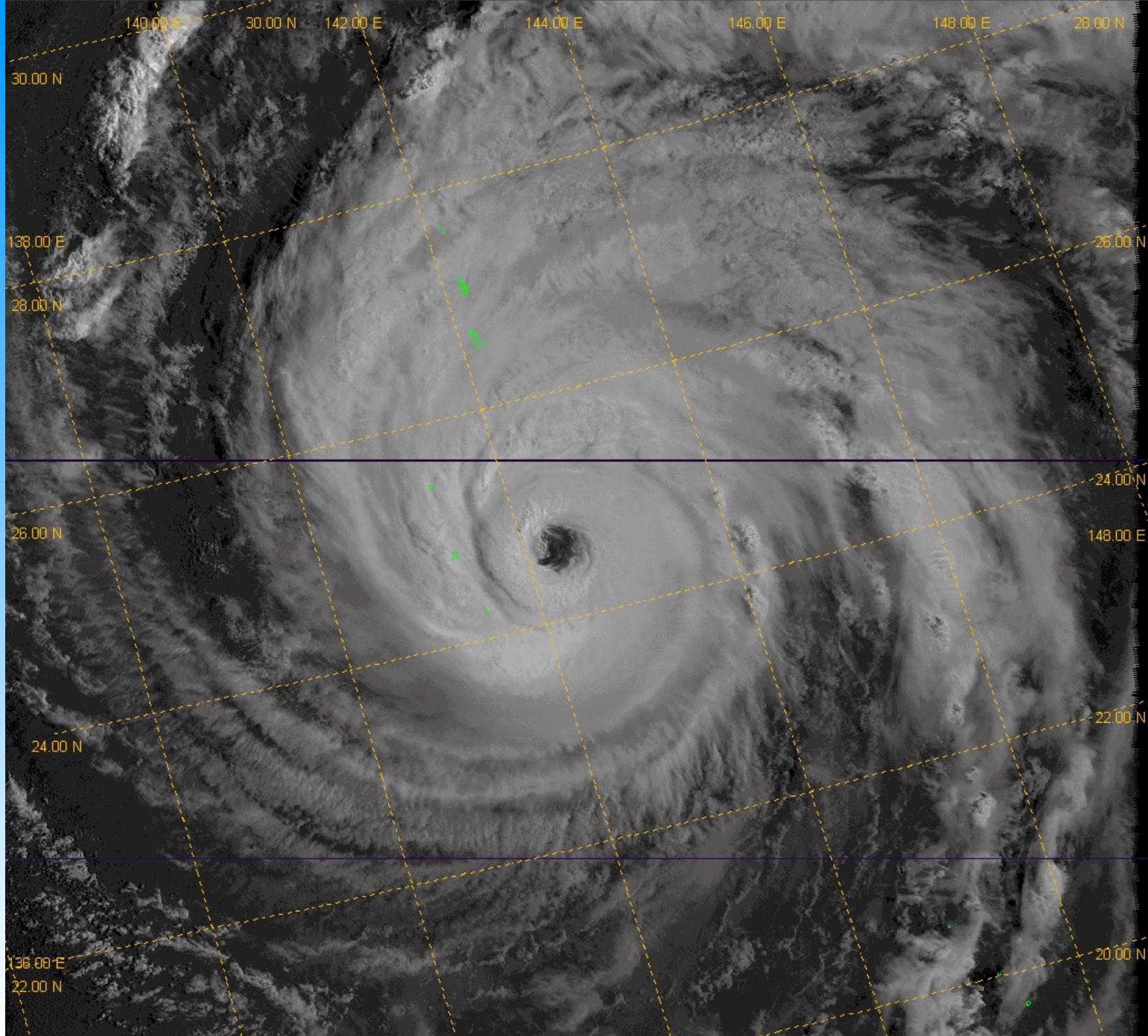
Oscillation de Madden-Julian

selon Madden 2003
(Encyclopedia Atmos.
Sciences)

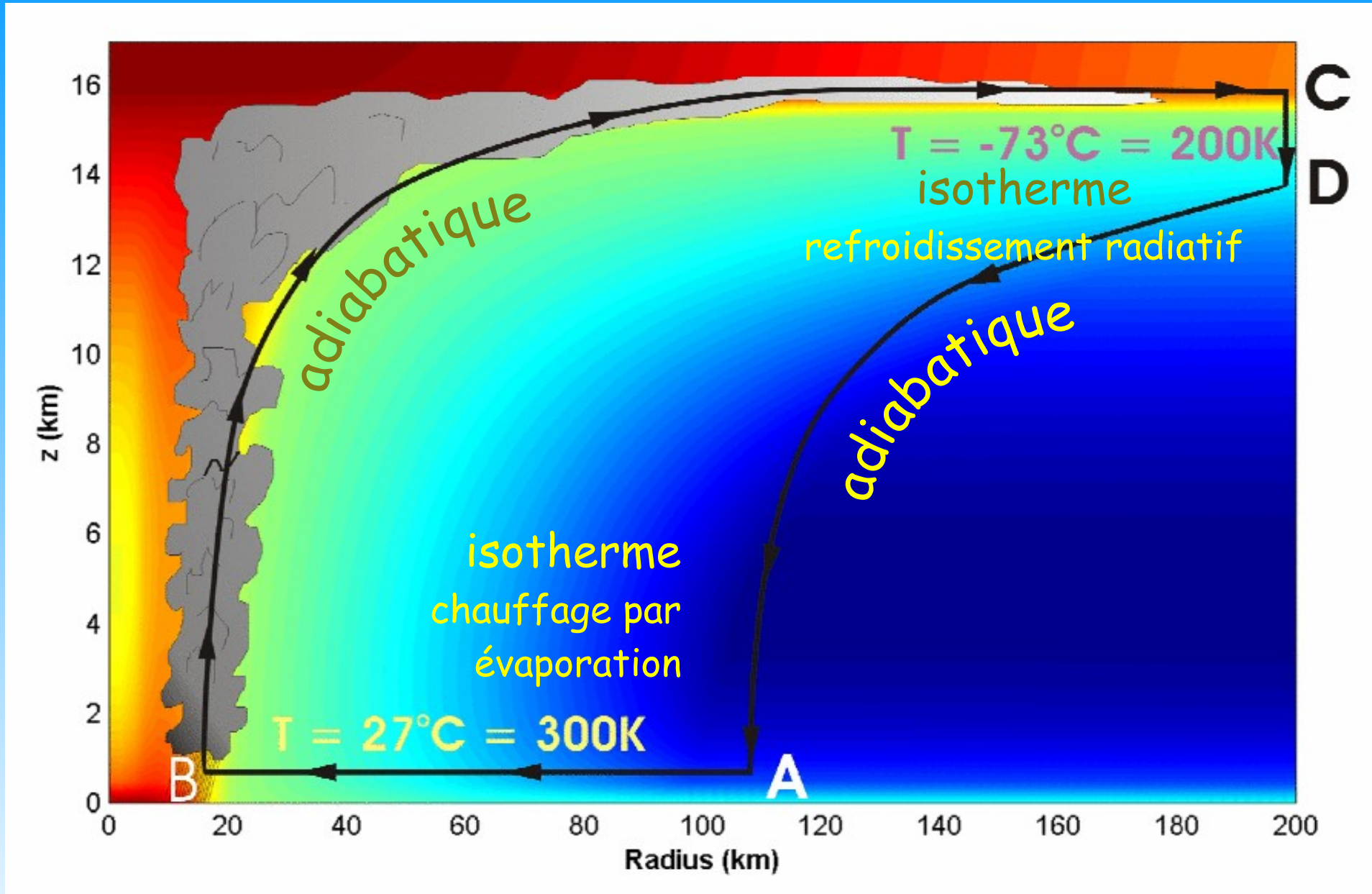


METEOSAT05 IR 26/04/02 12:00



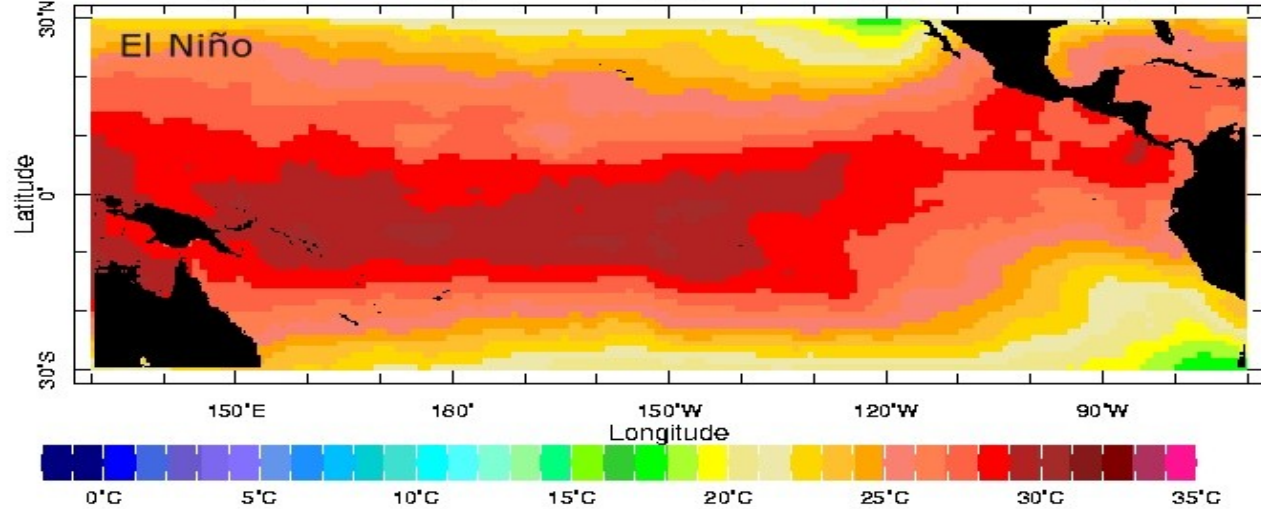
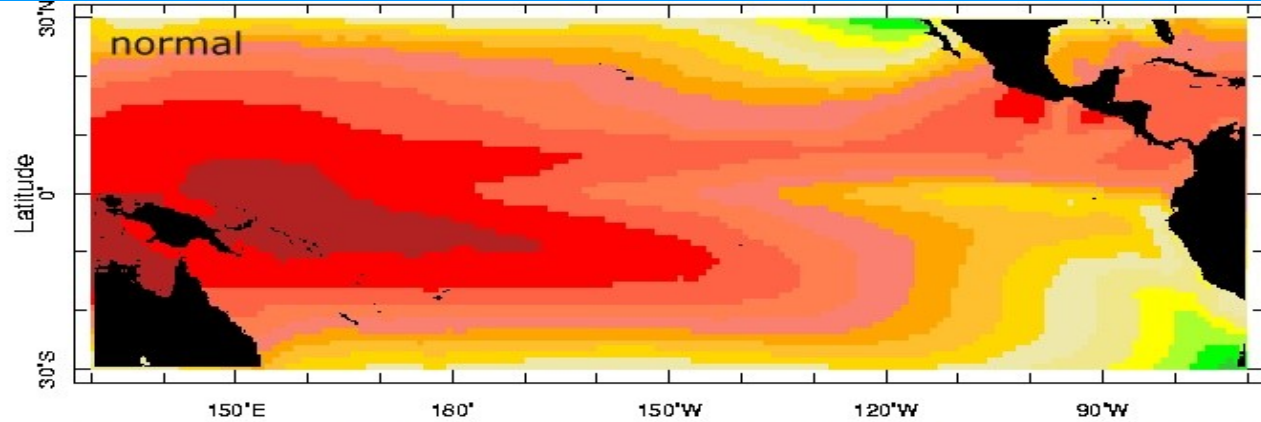
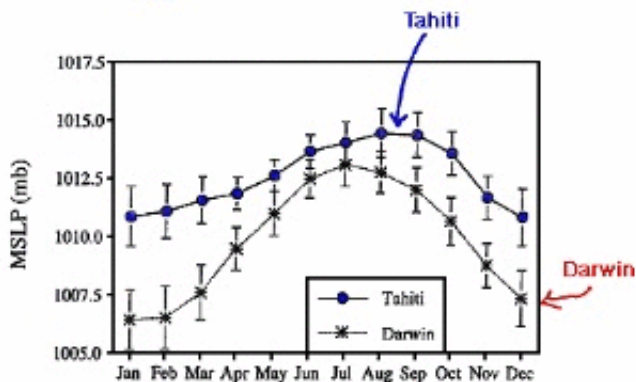


Le cyclone comme machine de Carnot

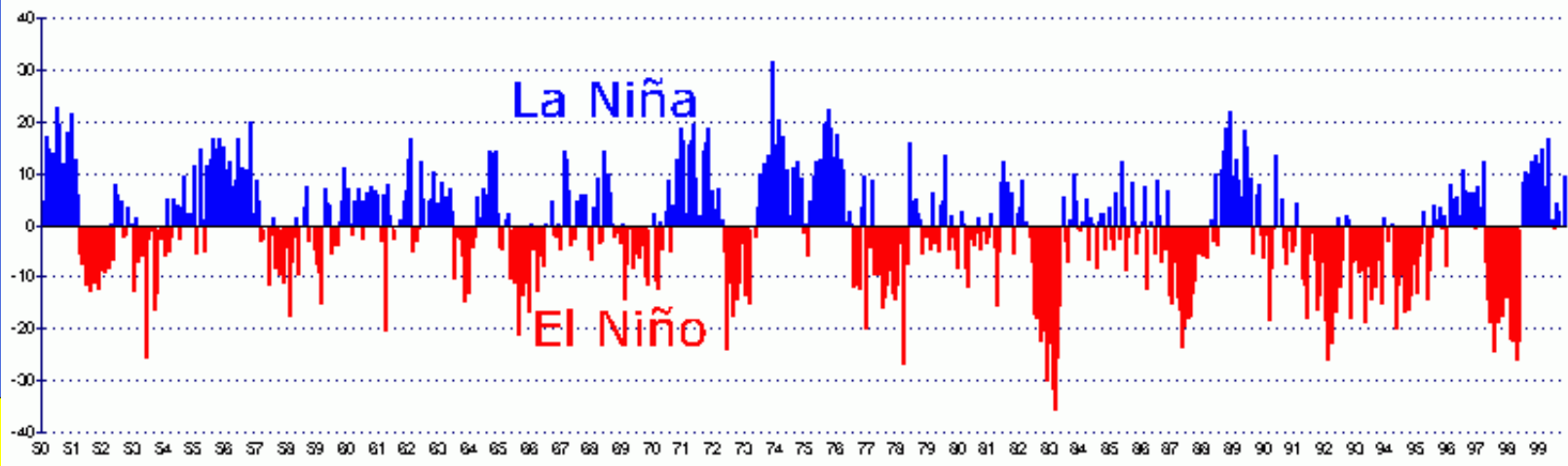


$$\text{SOI} \propto \frac{\text{Tahiti} - \text{Darwin}}{\text{SD (T-D)}}$$

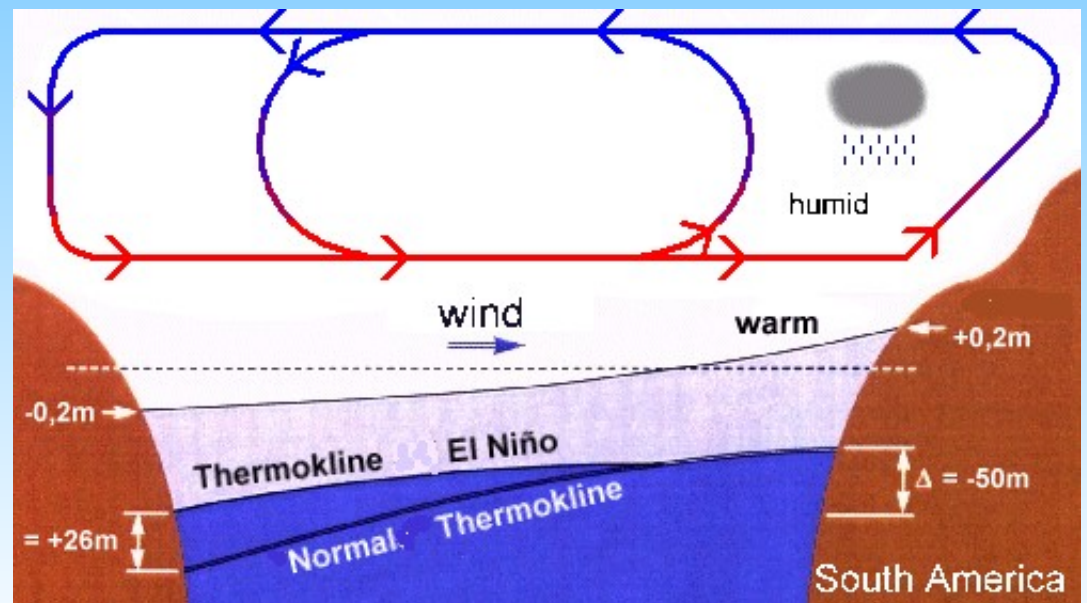
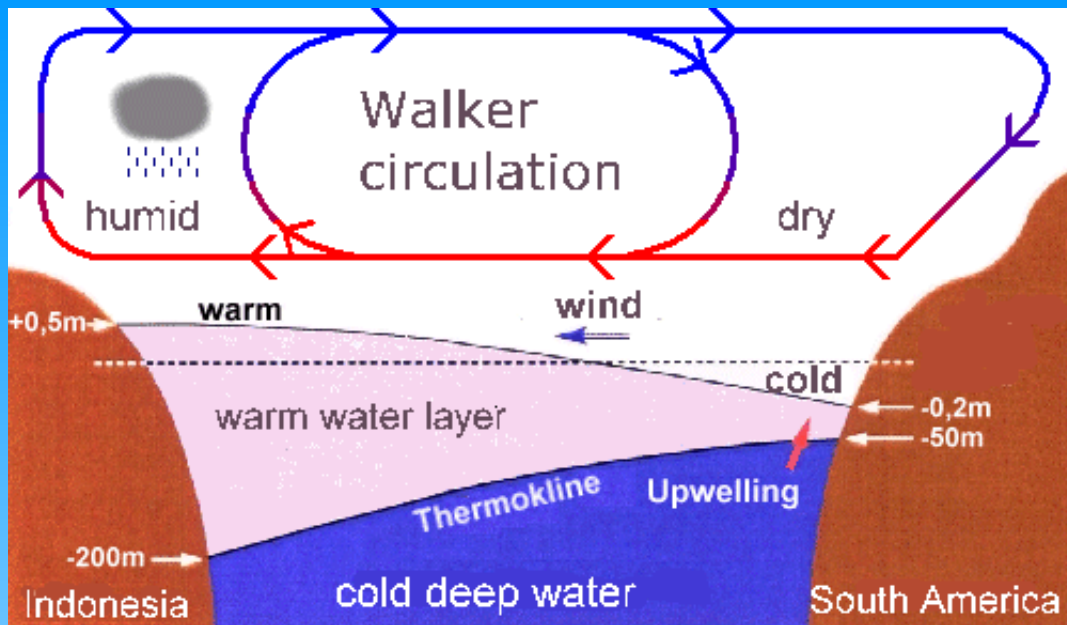
Southern Oscillation Index



SOUTHERN OSCILLATION INDEX
1950 to 1999



Year 19xx (Monthly Data)



Météorologie

I Température et vent moyen

II Relation du vent thermique

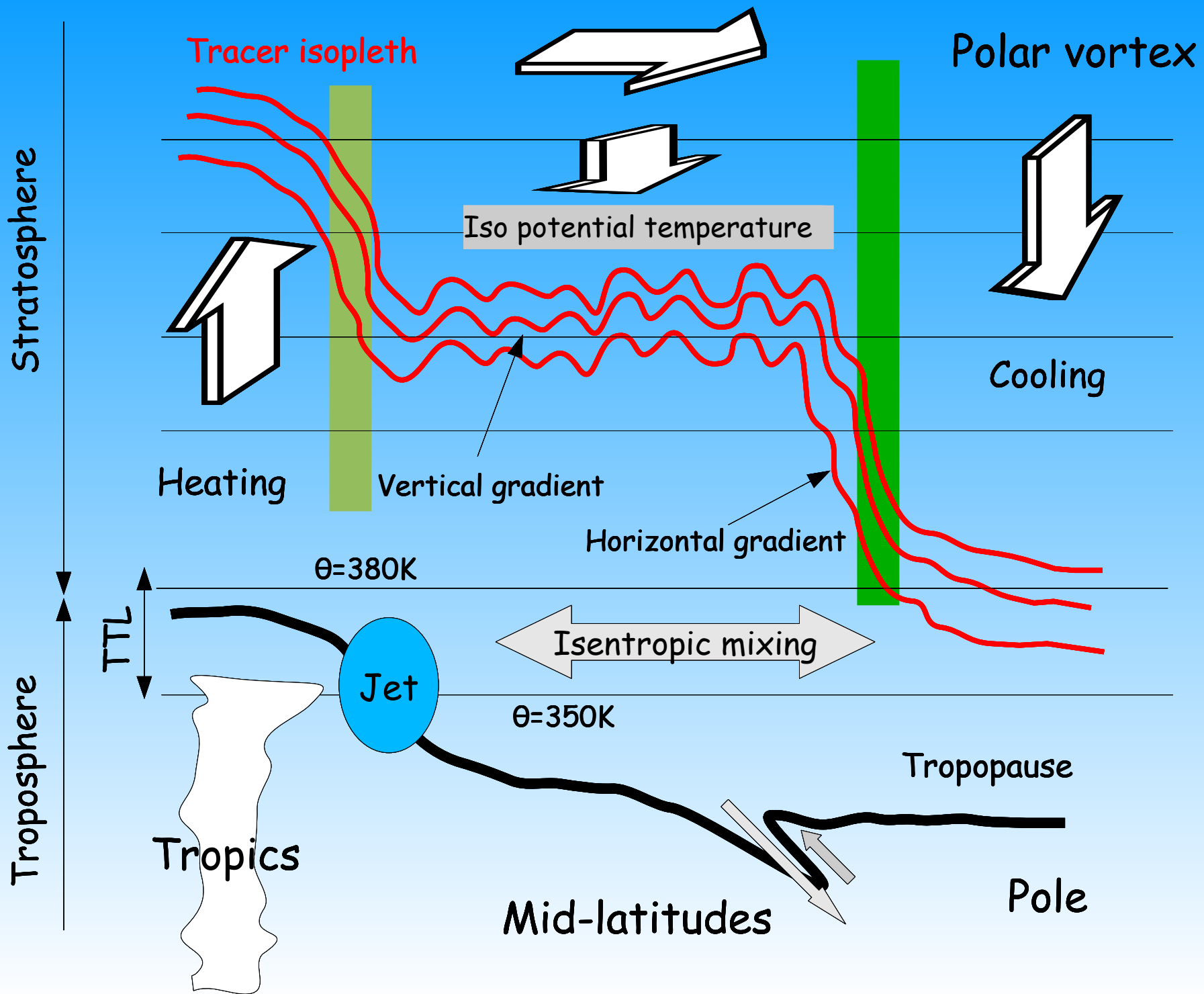
III La tropopause

IV Variabilité aux latitudes tempérées

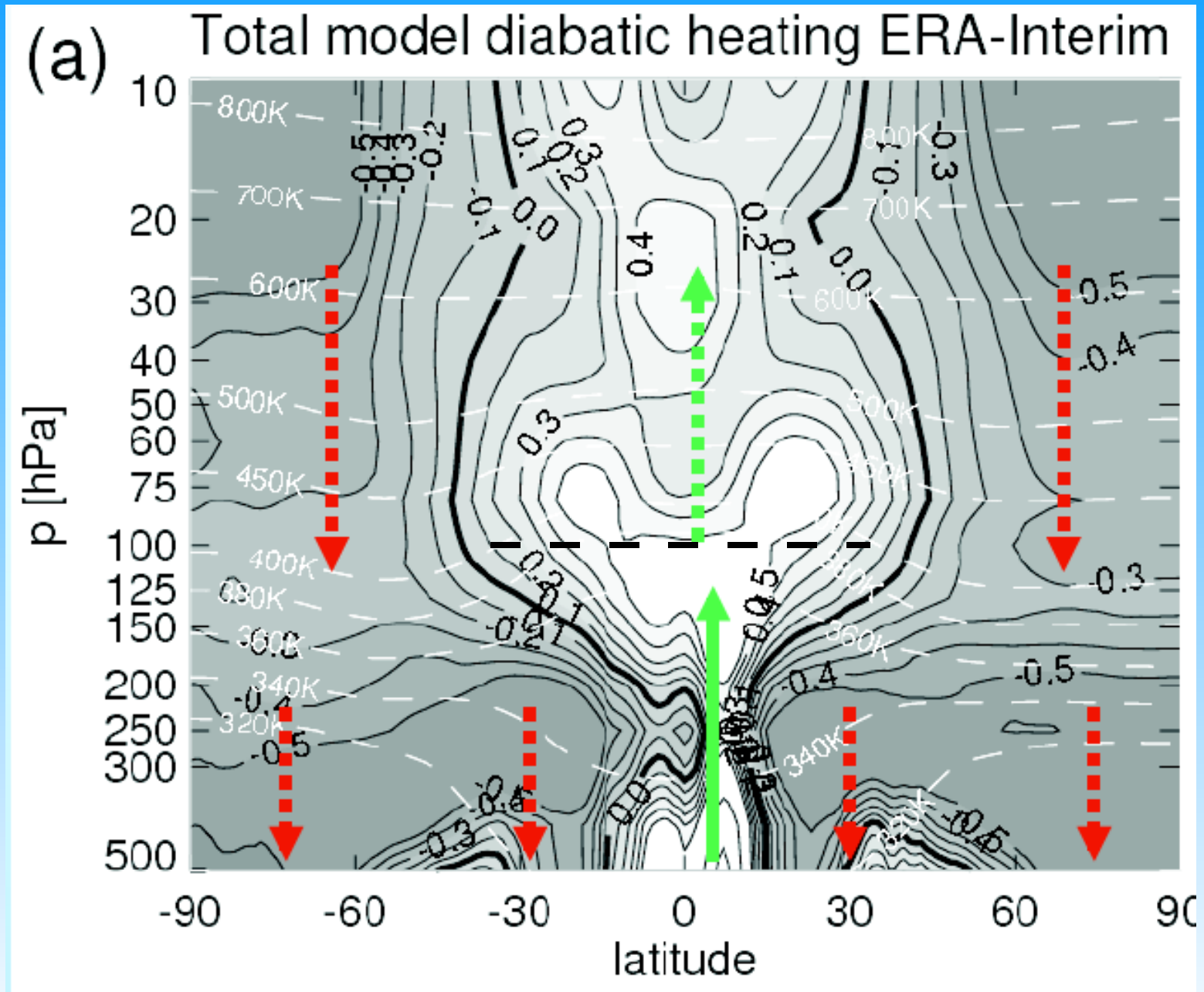
V Variabilité aux latitudes tropicales

VI Circulation stratosphérique de Brewer-Dobson

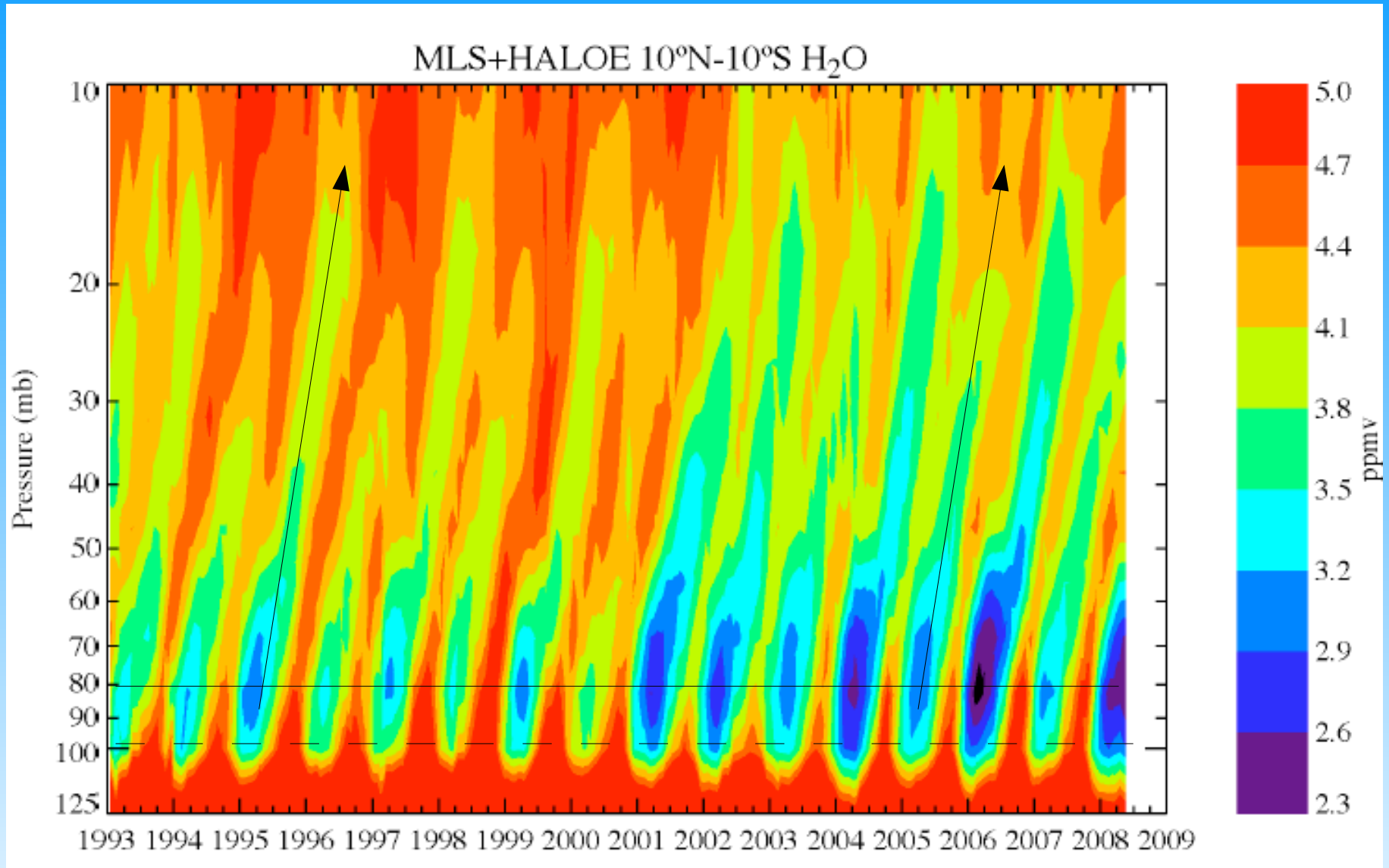
The Brewer Dobson meridional circulation



The Brewer-Dobson circulation from the point of view of heating rates



Tape recorder of H₂O in the tropical stratosphere



Courtesy of Rosenlof and Reid, 2008
See poster M21

L'oscillation quasi-biennale

AVERAGE ZONAL WIND AT THE EQUATOR (m/s)

