

Physique de l'atmosphère

COURS 1

ATMOSPHÈRE STRATIFIÉE ET CONVECTION

ENSEM

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

Version 2012

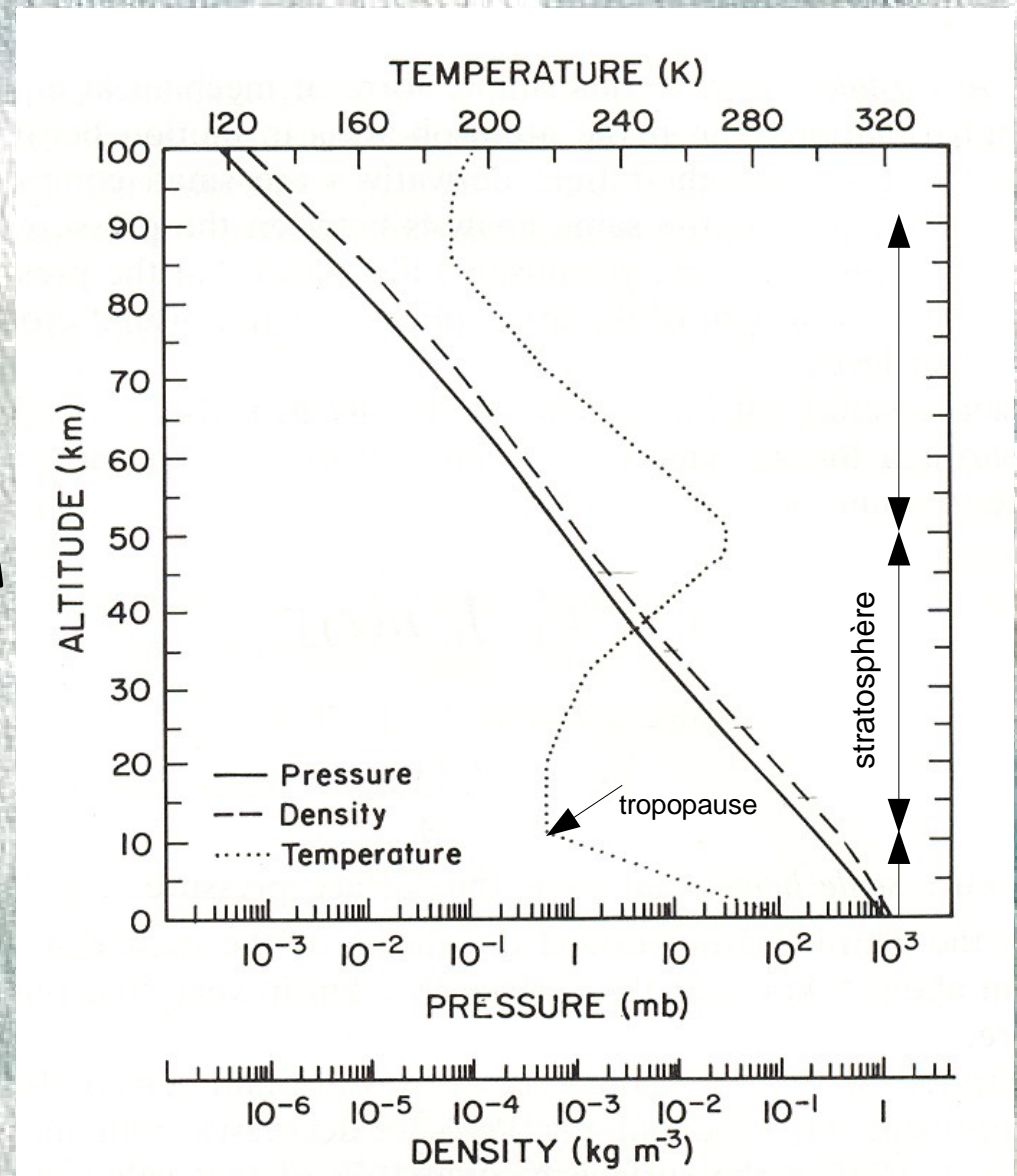
I.1 Stratification et composition

L'atmosphère est stratifiée:

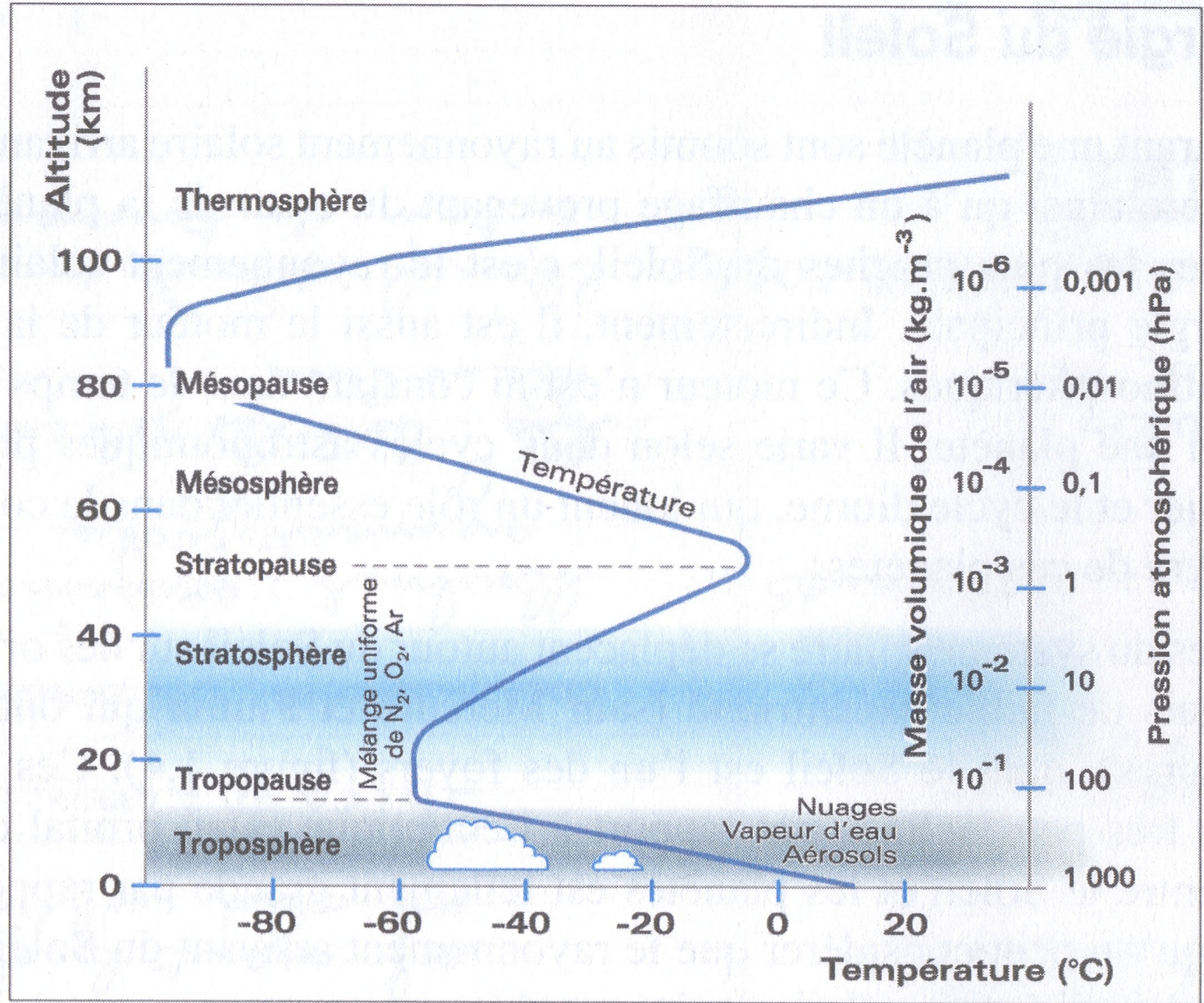
- Décroissance exponentielle de la pression et de la densité du sol jusqu'à 100 km
- Plusieurs couches distinguées par le profil de température

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



Composition de l'atmosphère*

Azote N_2	0,7808	homogène
Oxygène O_2	0,2095	homogène
Eau H_2O	<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_2O	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.

Note complémentaire: Définition des rapports de mélange

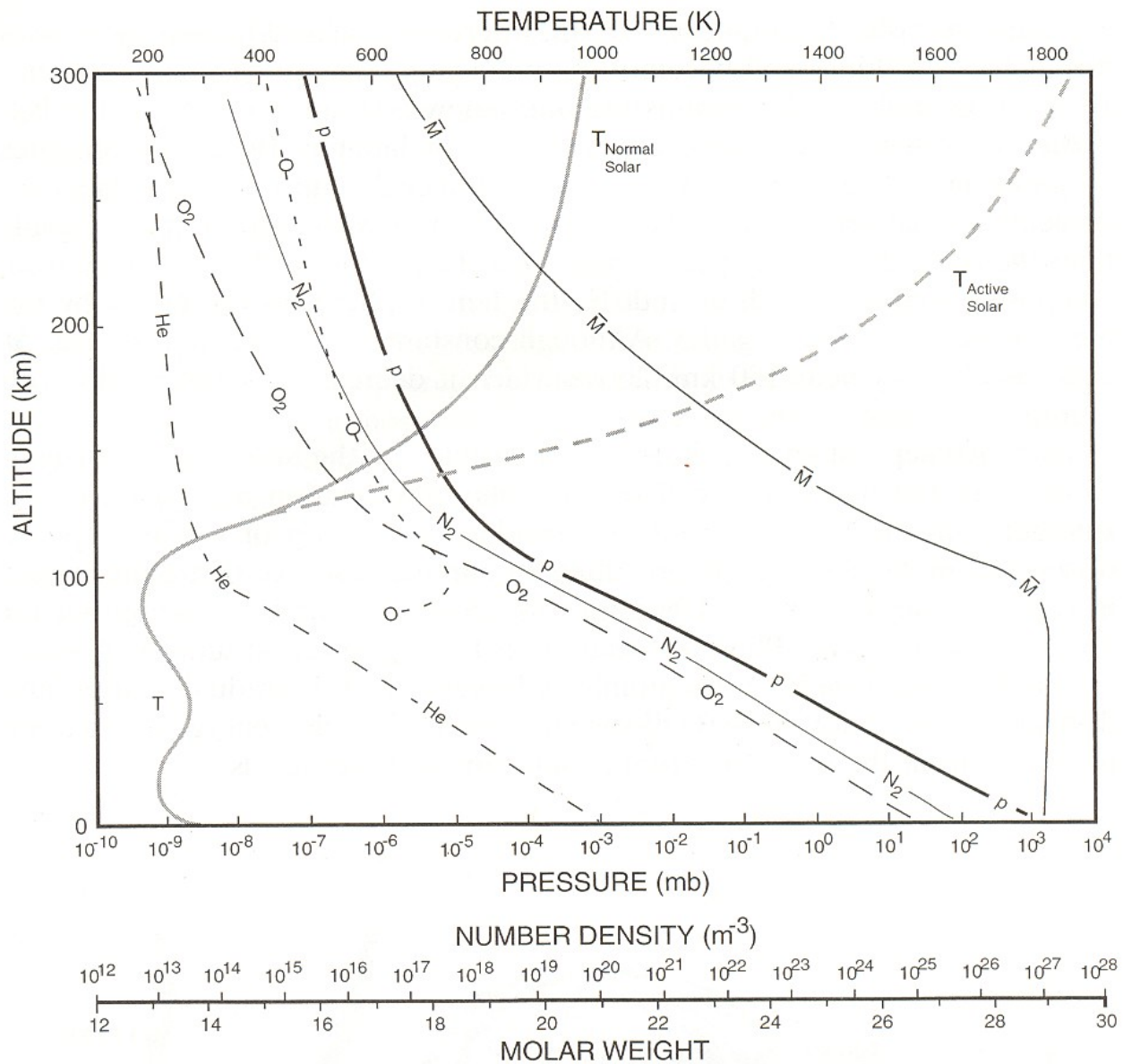
Les proportions de gaz dans l'air sont exprimés en rapports de mélange en volume ou en masse. On prend comme référence un air sec (sans eau) dont la masse molaire est $M_d = 28,96 \text{ g}$ et la densité ρ_d . Pour un gaz mineur de masse molaire M dont la densité est ρ , le rapport de mélange en masse est $r_m = \rho/\rho_d$. On lui préfère parfois le rapport de mélange en volume défini comme le rapport de la pression partielle p à la pression de l'air sec p_d , $r_v = p/p_d$. La relation entre les deux rapports est donnée par $r_v = r_m M_d/M$. Le rapport de mélange en volume indique la proportion du gaz mineur en nombre de molécules par rapport au nombre de molécules d'air sec. Lorsque cette proportion est très petite on utilise des facteurs multiplicatifs et on note le rapport de mélange en ppmv (parties par million en volume * facteur 10^6), ou ppbv (parties par milliard (« billion » en anglais) en volume \Leftrightarrow facteur 10^9) ou même en pptv (partie par trillion en volume \Leftrightarrow facteur 10^{12}).

Seule l'eau, dont le rapport de mélange en volume peut atteindre 0,03 dans les régions tropicales les plus chaudes et humides, est capable de changer de façon sensible la masse volumique de la parcelle d'air. Les autres composés mineurs variables sont en trop faible quantité pour affecter la masse volumique.

Traditionnellement, c'est le rapport de mélange en masse qui est utilisé pour l'eau et les propriétés thermodynamiques de l'air humide. Par contre, ce sont les rapports de mélange en volume qui sont utilisés en chimie atmosphérique.

La composition de l'atmosphère en composants majeurs (N_2 , O_2) varie peu jusqu'à 100 km.

Il existe par contre de fortes variations des composants mineurs (H_2O , O_3 , ...)



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.

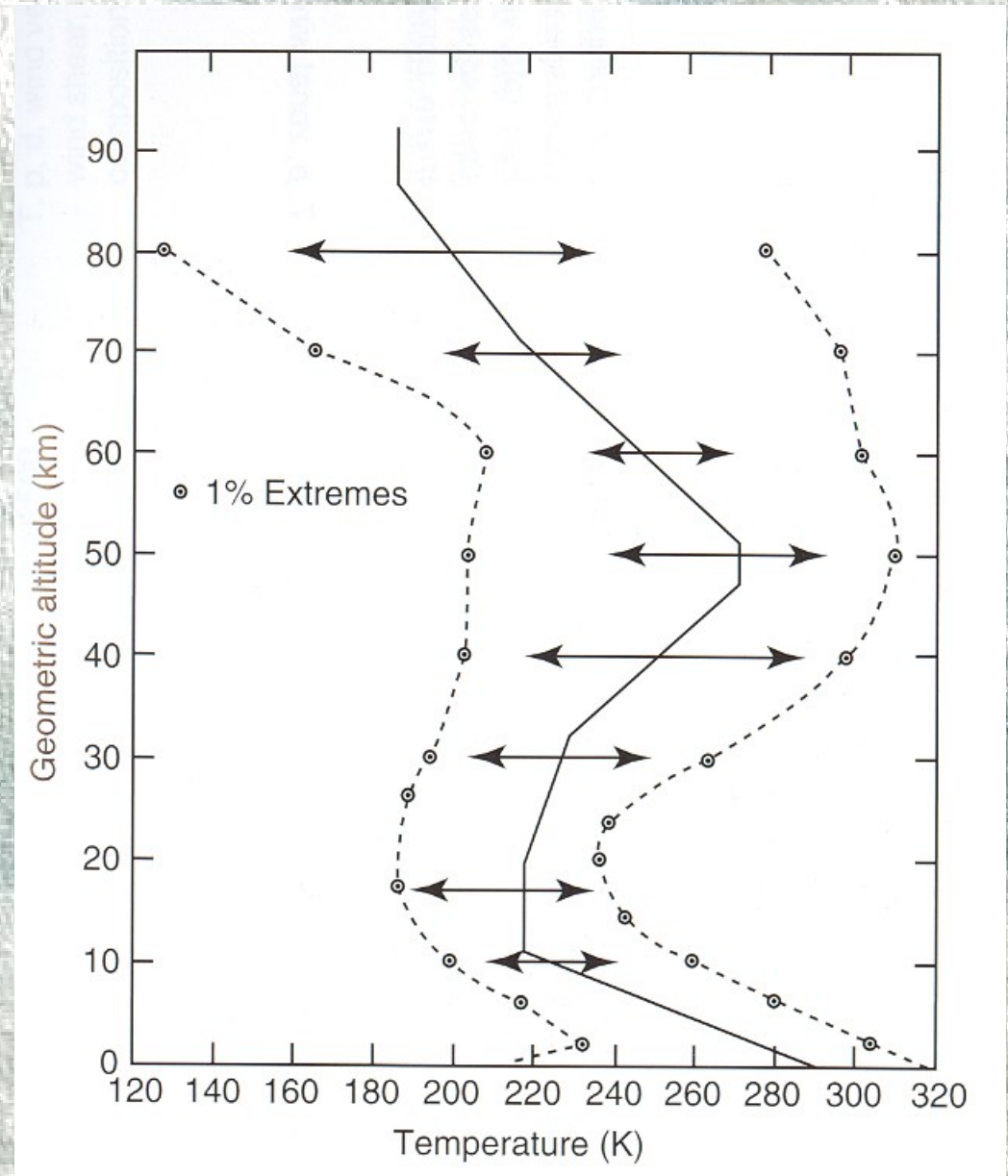
La pression diminue de moitié tous les 5 km (car $H \ln(2) \approx 5 \text{ km}$)

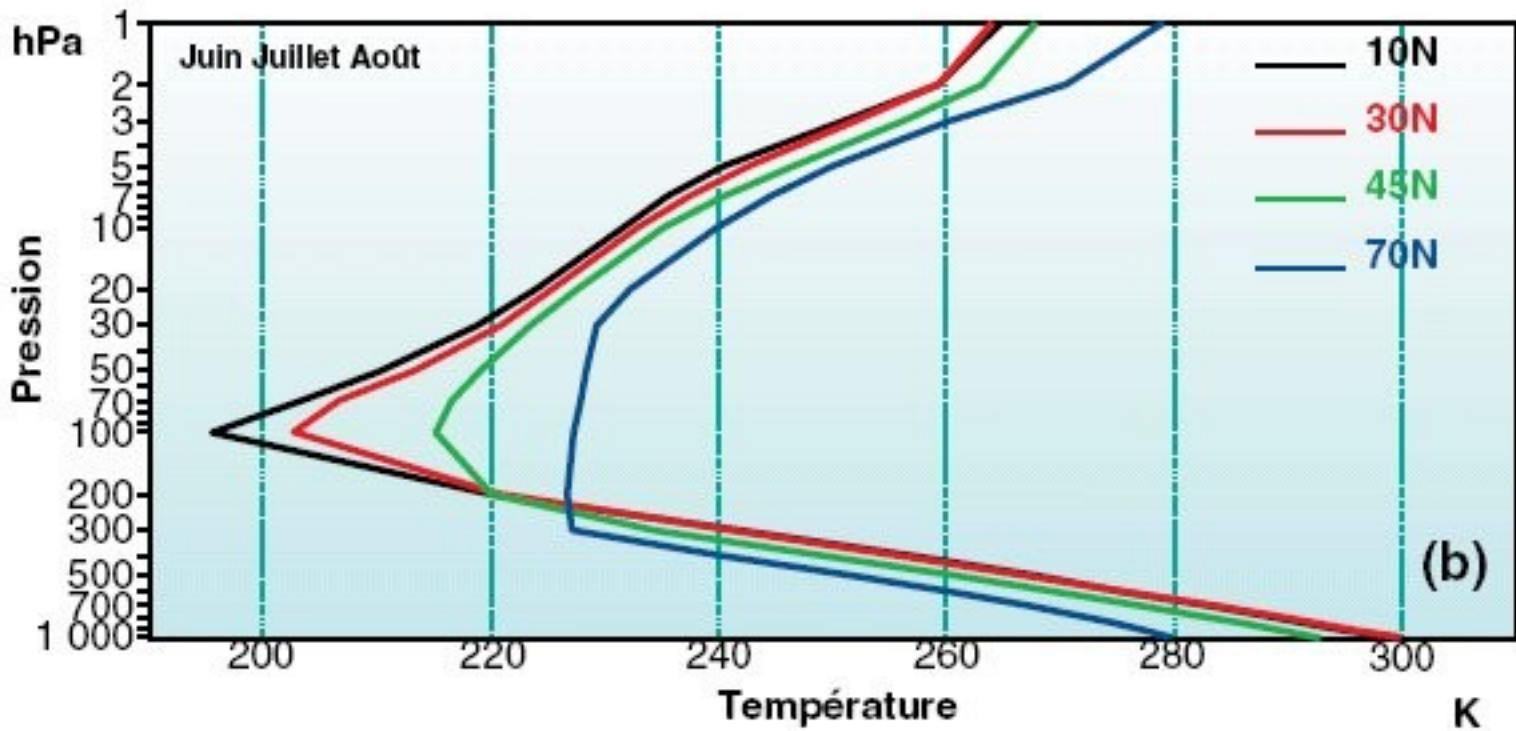
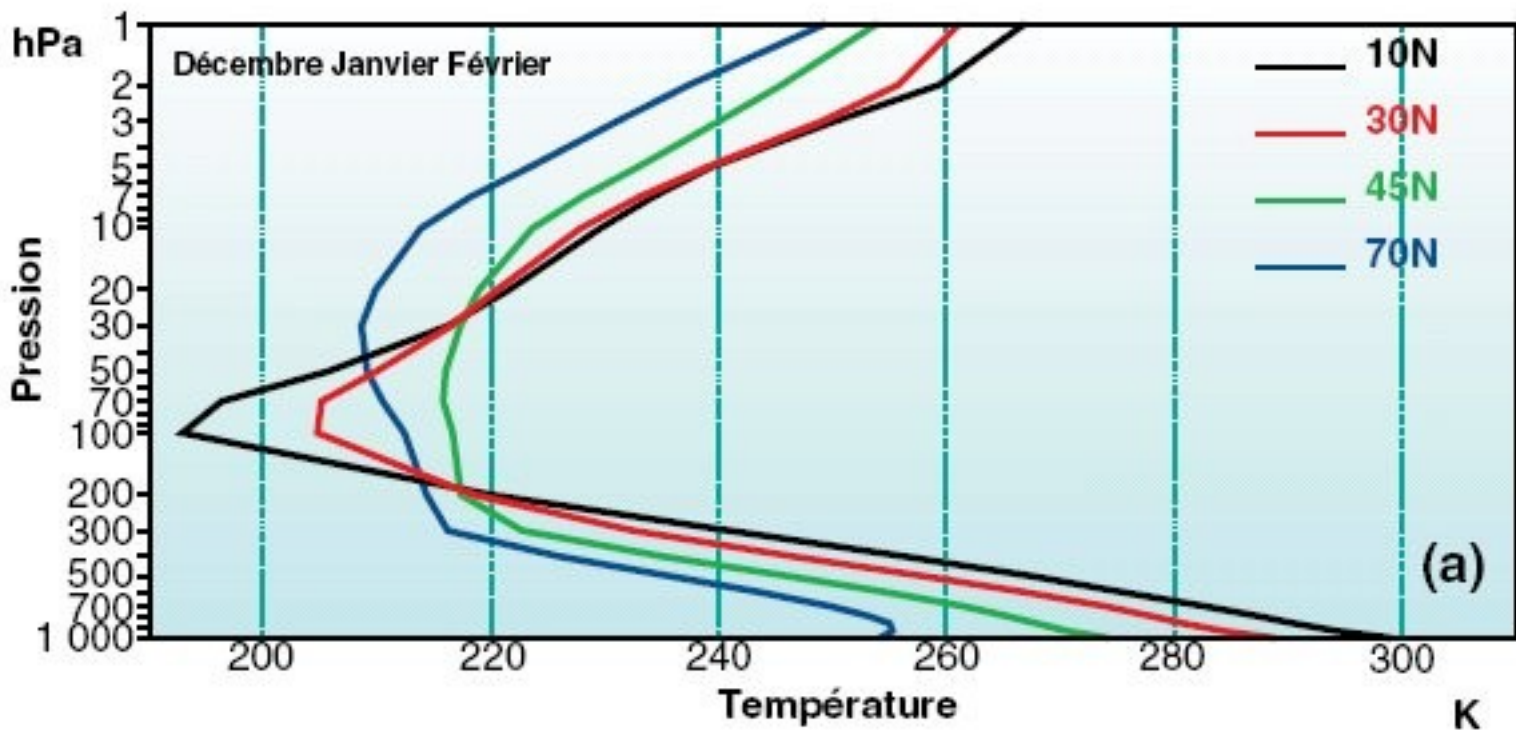
Le profil de température n'est pas explicable par des lois simples. Il dépend de l'équilibre radiatif (absorption et émission) et du transport vertical de chaleur par les mouvements de l'atmosphère.

I.4 Distribution de la température

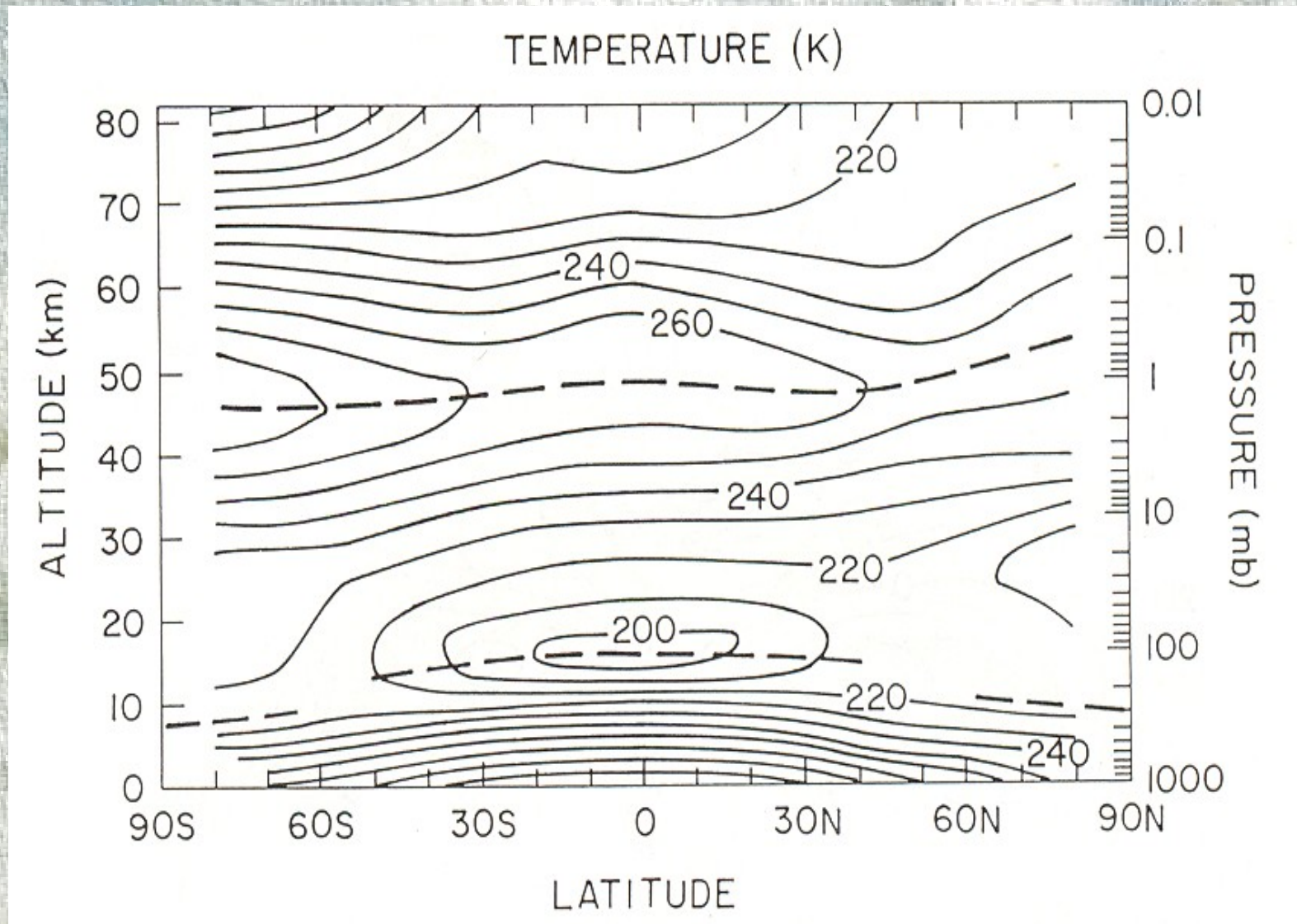
Variations du profil de température vertical

- 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 retenir

- L'atmosphère jusqu'à 100 km d'altitude est composée d'azote (78%), d'oxygène (21%) et d'argon (0,9%) en quantités fixes auxquelles s'ajoutent d'autres composés mineurs. Le plus important est l'eau dont la proportion varie considérablement (de 35g/kg au sol en régions tropicales à quelques mg/kg à 100 hPa et au dessus).
- L'ozone atmosphérique est concentré à 90% dans la stratosphère. Il filtre le rayonnement solaire ultra-violet (en dessous de 290 nm) et convertit cette énergie en chaleur; il est ainsi responsable du profil de température croissant dans la stratosphère depuis la tropopause jusqu'à 50 km.
- L'atmosphère est stratifiée. Elle est en équilibre hydrostatique dès que l'on considère les quantités moyennes sur un domaine horizontal plus grand que 10x10 km. La pression et la densité décroissent avec l'altitude de manière exponentielle en première approximation, diminuant de moitié tous les 5 km.
- La thermodynamique de l'air est bien décrite par la loi du gaz parfait.
- La température décroît dans la troposphère d'environ 6,5 K par km jusqu'à la tropopause au delà de laquelle la température se remet à croître dans la stratosphère jusqu'à environ 55 km. La hauteur de la tropopause varie selon la latitude. Elle est de 6 km dans les régions polaires, 12 km (300 hPa) aux latitudes tempérées et de 18 km (100 hPa) dans la zone tropicale autour de l'équateur. La température de la tropopause tropicale est très basse, de l'ordre de 200K.

I.5 Thermodynamique de l'air sec (suite)

- Loi du gaz parfait $p = \rho RT$ 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

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

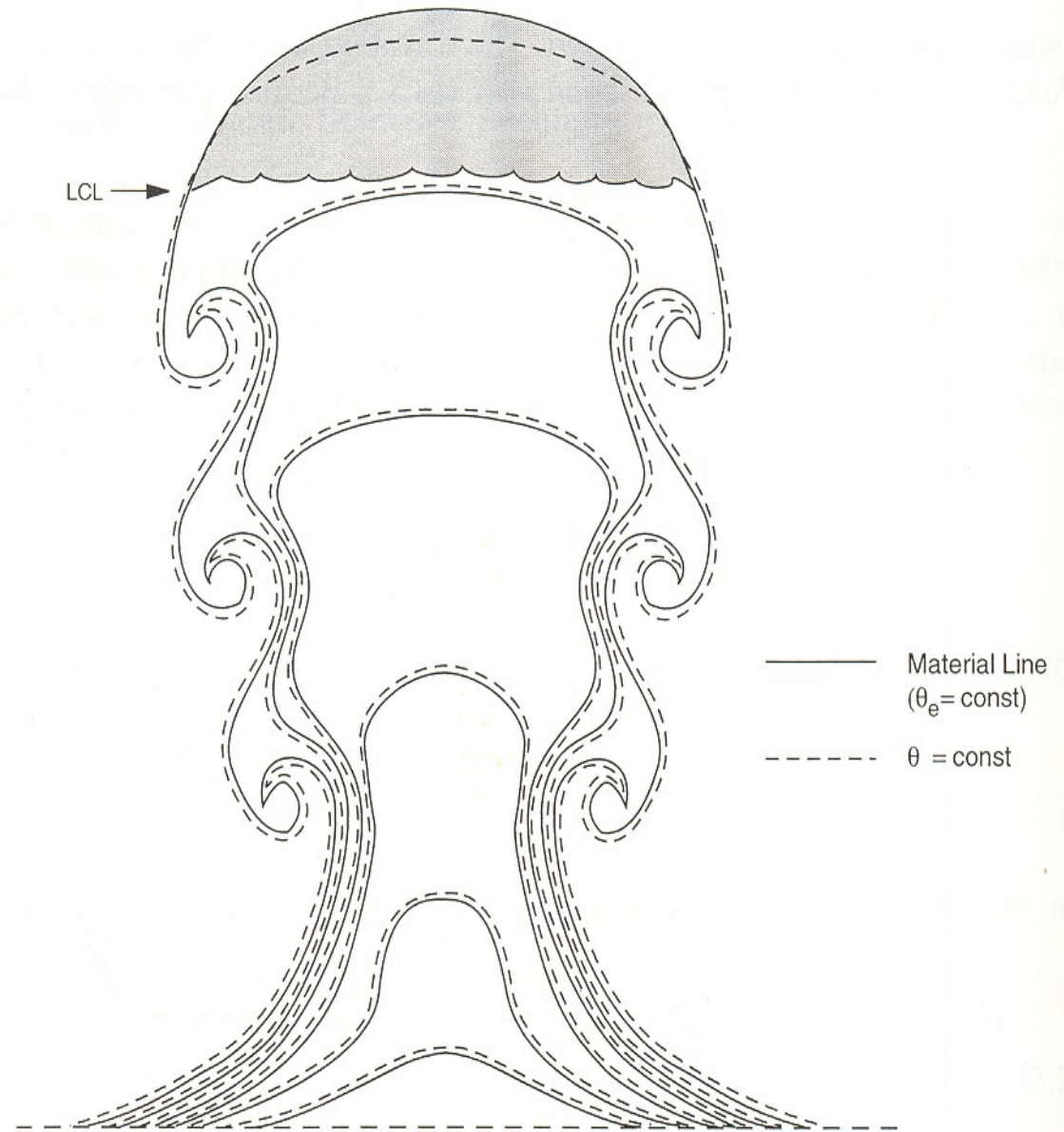
I.5b Température potentielle

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 $\kappa = R/C_p$



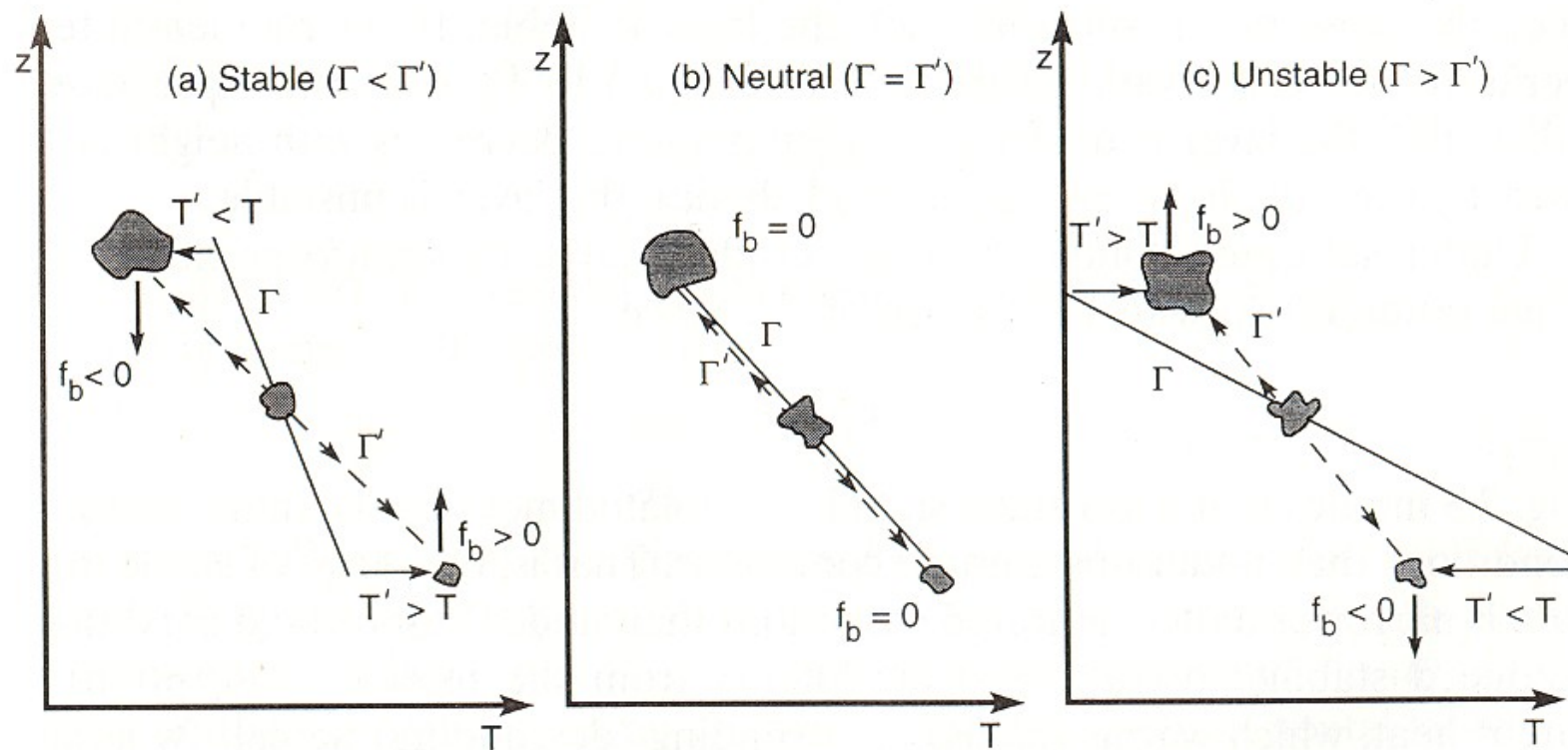
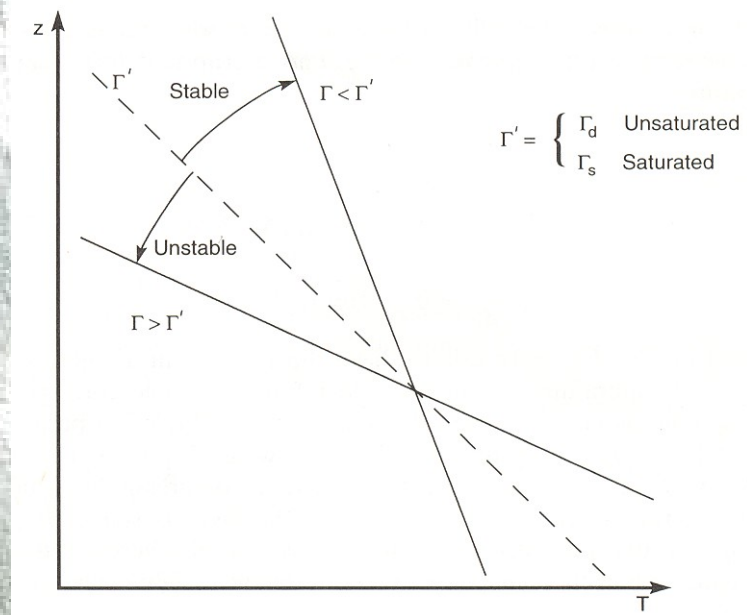
I.6 Instabilité des mouvements convectifs en fonction du profil de l'atmosphère

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

Gradient adiabatique $\Gamma' = g/C_p$

On utilise $0 = \delta Q = C_p dT - \frac{1}{\rho} dp$ et $\frac{dp}{dz} + \rho g = 0$

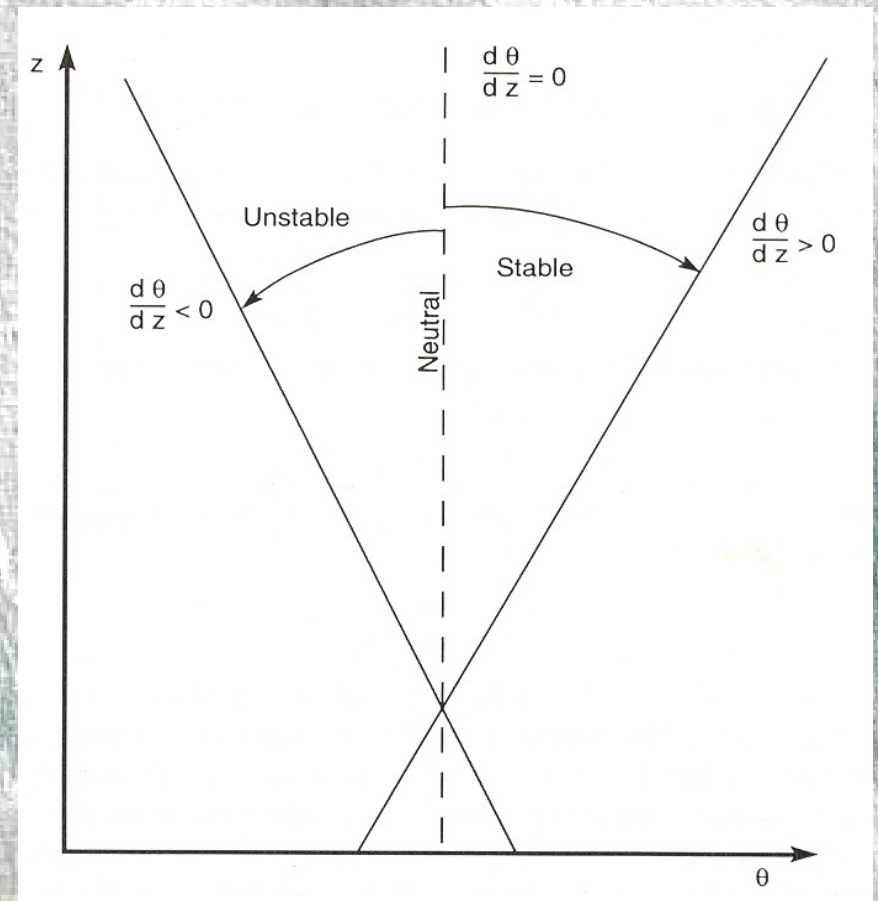
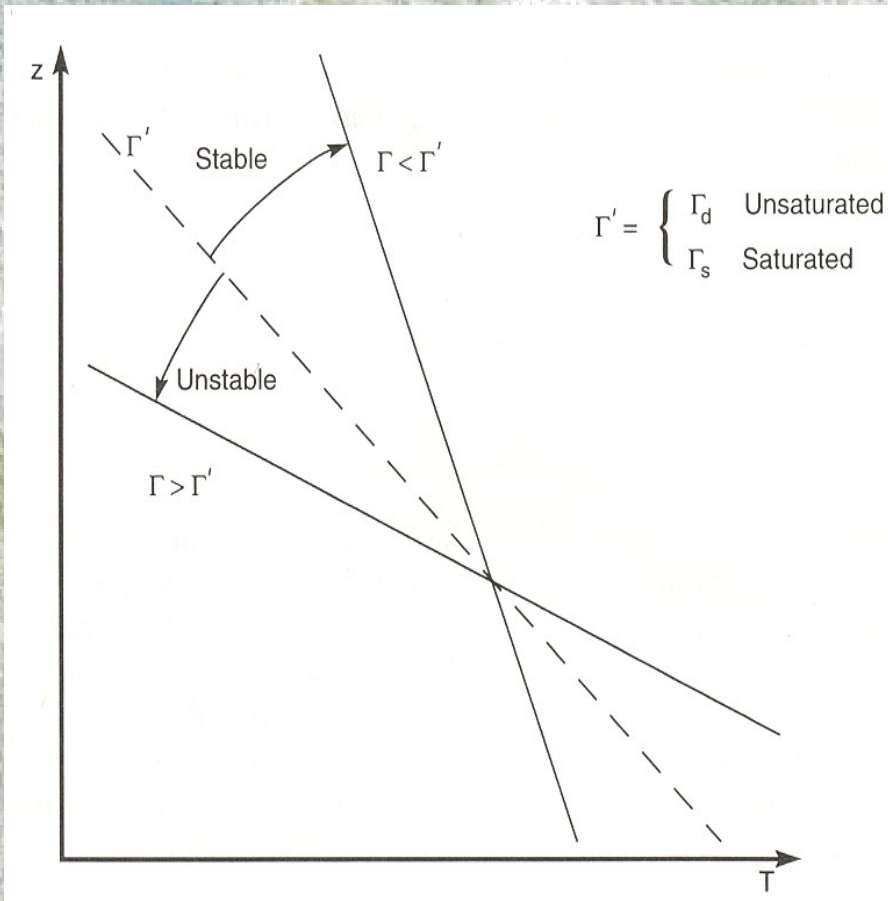
pour obtenir $\frac{dT}{dz} = \frac{-g}{C_p}$ lors d'un déplacement adiabatique



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.

Instabilité en terme de Γ et de la température potentielle θ

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



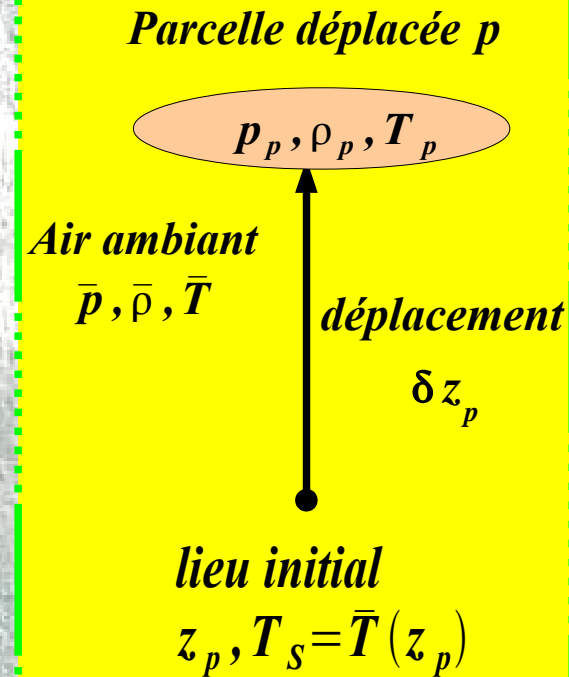
I.7 Mouvements verticaux d'une parcelle d'air

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
$$\rho_p \frac{d^2 \delta z_p}{dt^2} + \rho_p \mathbf{g} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = \mathbf{0} \quad (2)$$

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

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 $N^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)$.

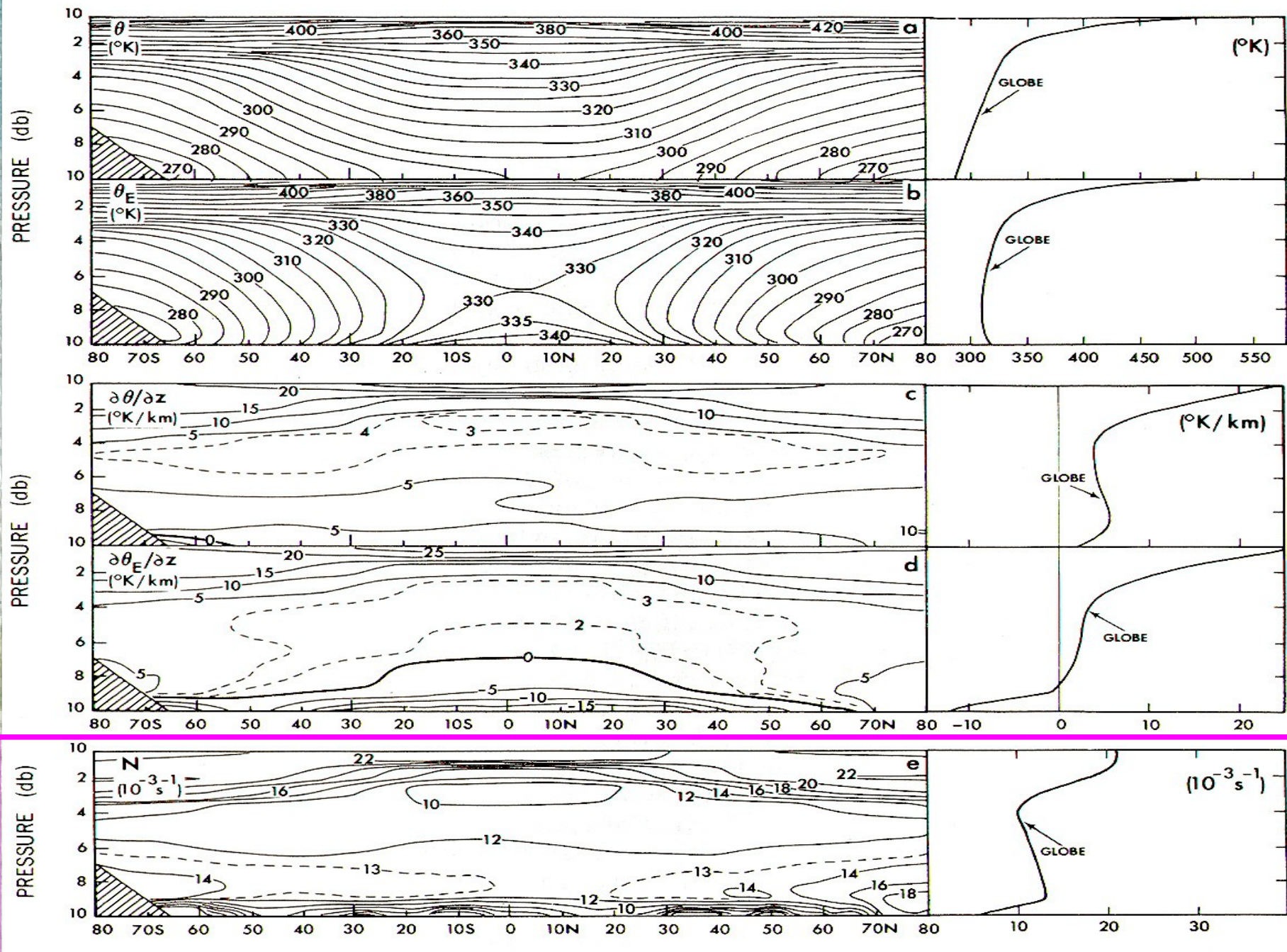
N est appelée la fréquence de Brünt -Vaissala

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.



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

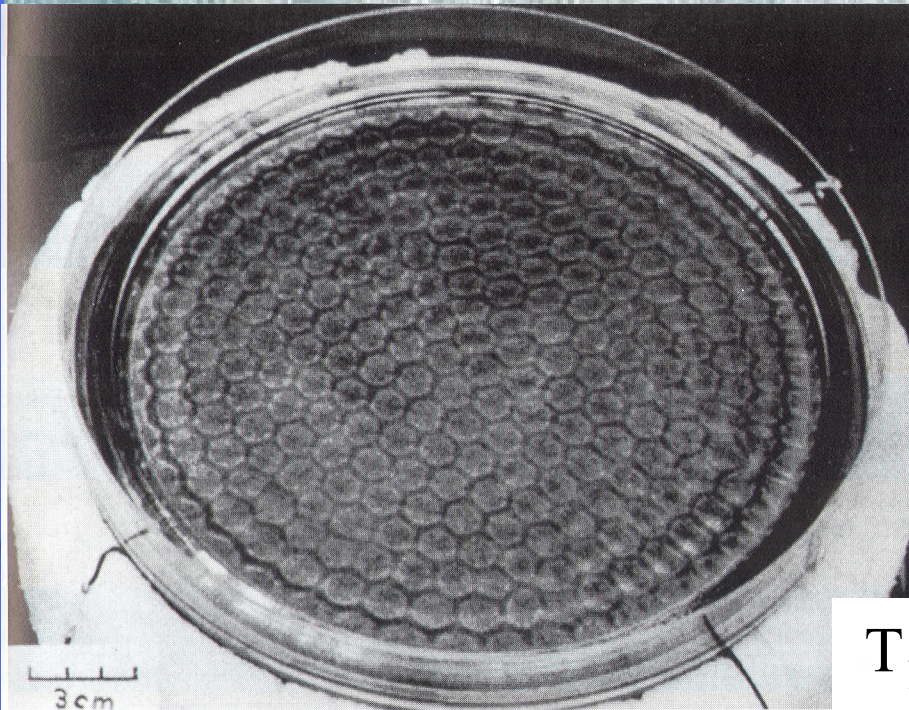
- Les mouvements atmosphériques verticaux sont essentiellement adiabatiques sur des temps comparables à celui de la convection, ce qui permet d'introduire la variable thermodynamique température potentielle.
-
- La stabilité verticale de l'atmosphère dépend de la valeur du gradient de température par rapport au gradient adiabatique. L'instabilité se produit lorsque la température décroît plus vite que le gradient adiabatique ou lorsque la température potentielle décroît avec l'altitude.
-

I Introduction et principes de base

II La convection sèche et la couche limite atmosphérique

III Convection humide et nuages

Convection de Rayleigh-Bénard



Cellules hexagonales pour une convection non turbulente

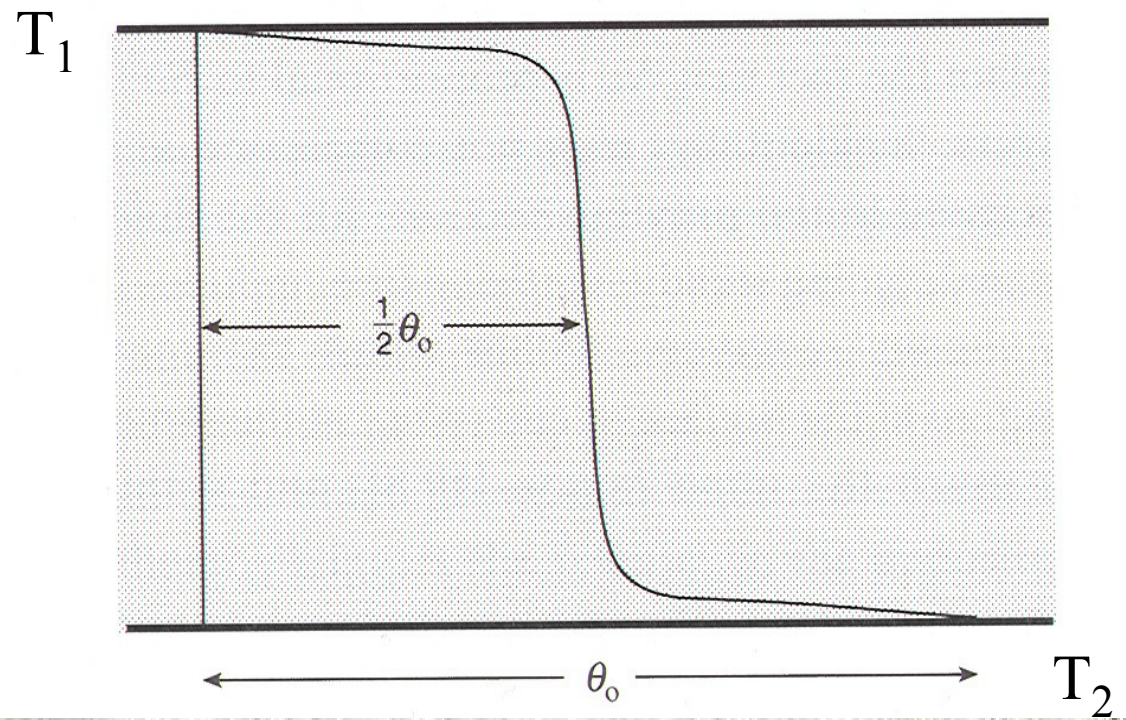
Profil de température en convection turbulente



Dans la zone brassée la température s'homogénéise par la génération de volutes de très petite échelle qui sont ensuite lissées par la diffusion (c'est à dire les échanges moléculaires).

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.

$$T_2 - T_1 = \theta_0$$



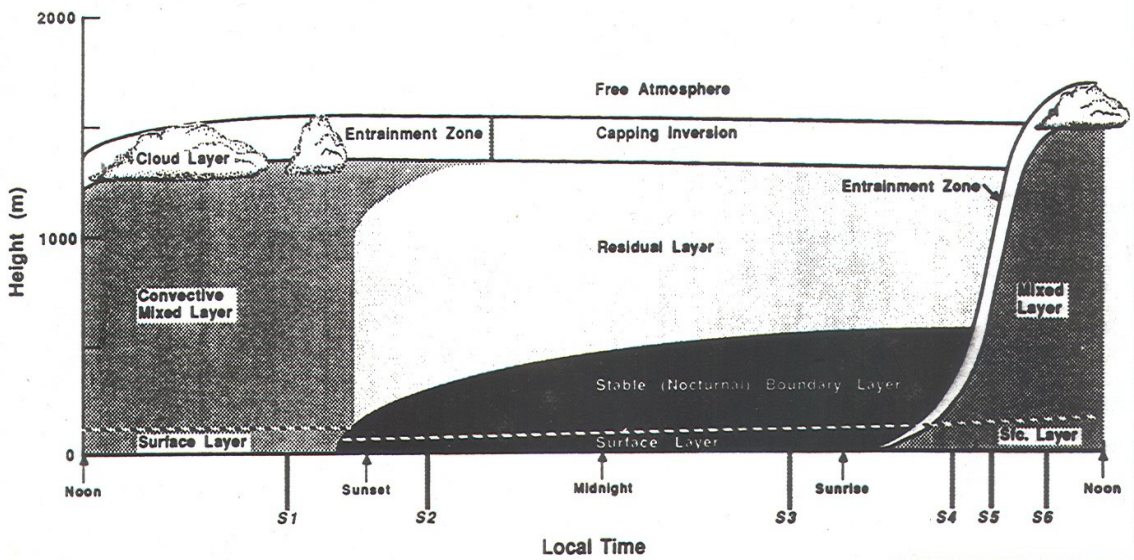


Fig. 1.7 The boundary layer in high pressure regions over land consists of three major parts: turbulent mixed layer; a less-turbulent residual layer containing former mixed-layer; nocturnal stable boundary layer of sporadic turbulence. The mixed layer can be subdivided into a convective mixed layer and a subcloud layer. Time markers indicated by S1-S6 will be used in Fig. 1.12.

Evolution des profils de température potentielle au cours du cycle diurne

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

C'est la température potentielle qui devient homogène.

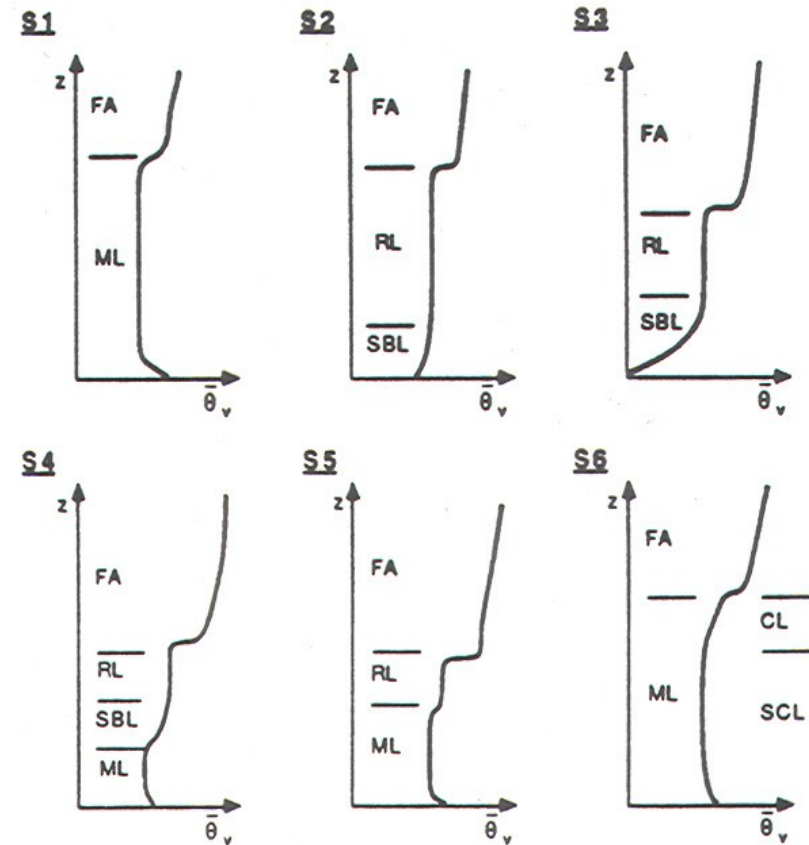


Fig. 1.12 Profiles of mean virtual potential temperature, θ_v , showing the boundary-layer evolution during a diurnal cycle starting at about 1600 local time. S1-S6 identify each sounding with an associated launch time indicated in Fig. 1.7.

Development of an inversion above a boundary layer

Evolution of θ_m by the difference between top and bottom fluxes:

$$h \frac{d\theta_m}{dt} = \overline{w'\theta'_0} - \overline{w'\theta'_h}$$

Growth of h by entrainment:

$$\frac{dh}{dt} = w_e$$

Evolution of inversion gap by entrainment and variation of θ_m :

$$\frac{d\Delta\theta_m}{dt} = w_e \gamma - \frac{d\theta_m}{dt}$$

Equilibration between flux and entrainment at the top of the boundary layer:

$$\Delta\theta_m w_e = -\overline{w'\theta'_h}$$

The solution requires a closure assumption on w_e or $\overline{w'\theta'_h}$

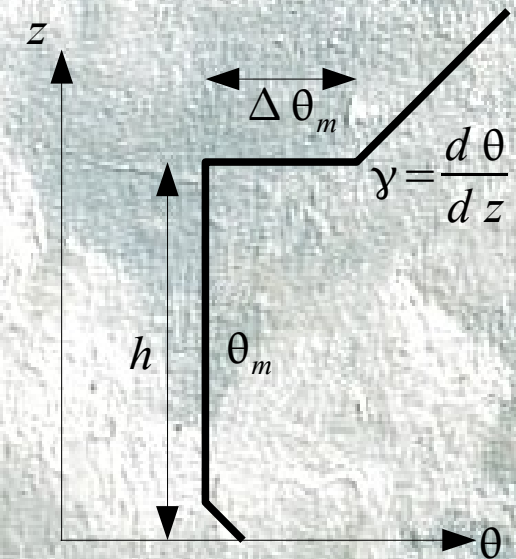
We choose $\overline{w'\theta'_h} = -c_E \phi$ with $\phi \equiv \overline{w'\theta'_0}$

Hence
$$\frac{d\Delta\theta_m}{dt} = \frac{\gamma c_E \phi}{\Delta\theta_m} - \frac{\phi(1+c_E)}{h} \quad \text{and} \quad \frac{dh}{dt} = \frac{c_E \phi}{\Delta\theta_m}$$

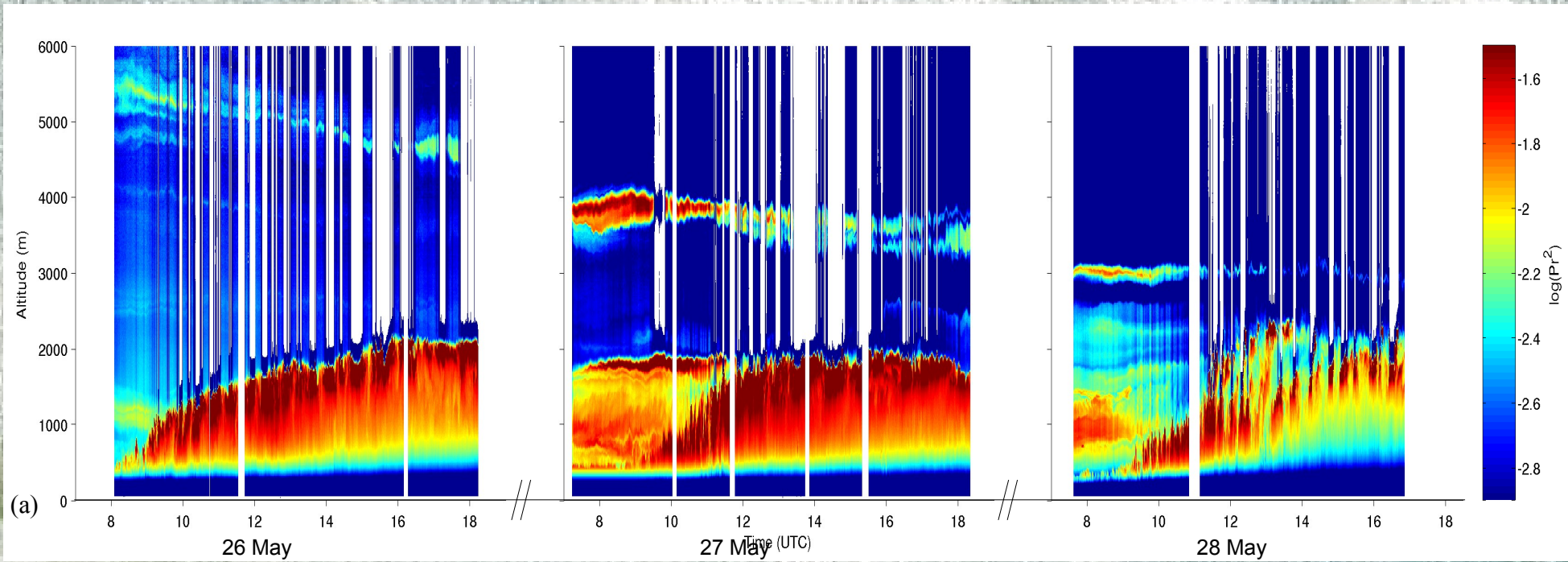
A solution with $h = \Delta\theta_m = 0$ at $t = 0$ is obtained as $\Delta\theta_m = At^{1/2}$ and $h = Bt^{1/2}$

where $A = \sqrt{\frac{2\gamma c_E^2 \phi}{1+2c_E}}$ and $B = \sqrt{\frac{2\phi(1+2c_E)}{\gamma}}$. We get also: $\theta_m = \theta_0 + \sqrt{\frac{2(1+c_E)\gamma\phi t}{1+2c_E}}$

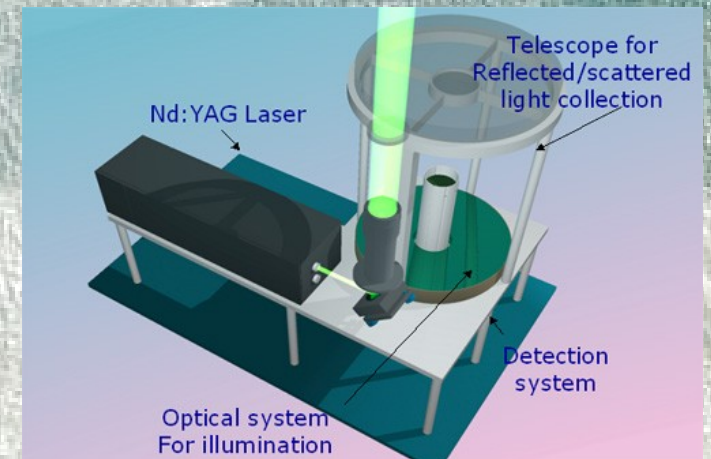
The inversion layer which caps convective motion is a direct consequence of the development of a boundary layer



Observation of the boundary layer aerosols + volcanic ashes by lidar (SIRTA)



Lidar



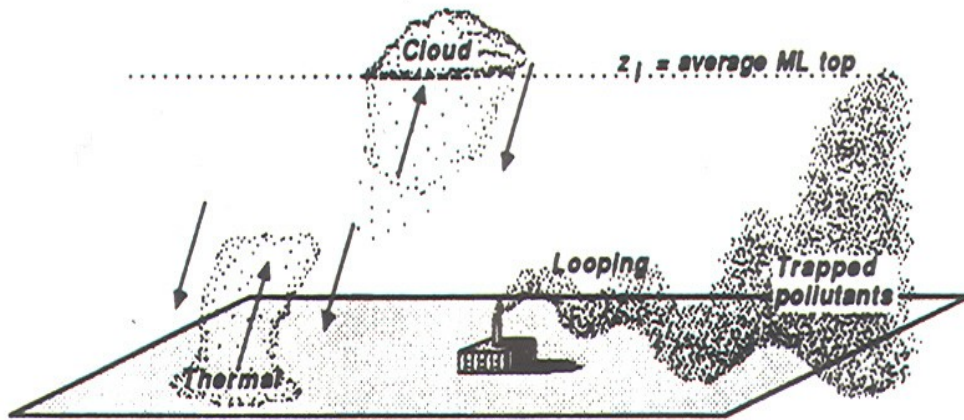


Fig. 1.8 Idealization of thermals in a mixed layer. Smoke plumes loop up and down in the mixed layer eventually becoming uniformly distributed.

Comparaison
de la dispersion
tri-dimensionnelle
dans la couche
neutre et de la
dispersion
bi-dimensionnelle
dans la couche
stable.

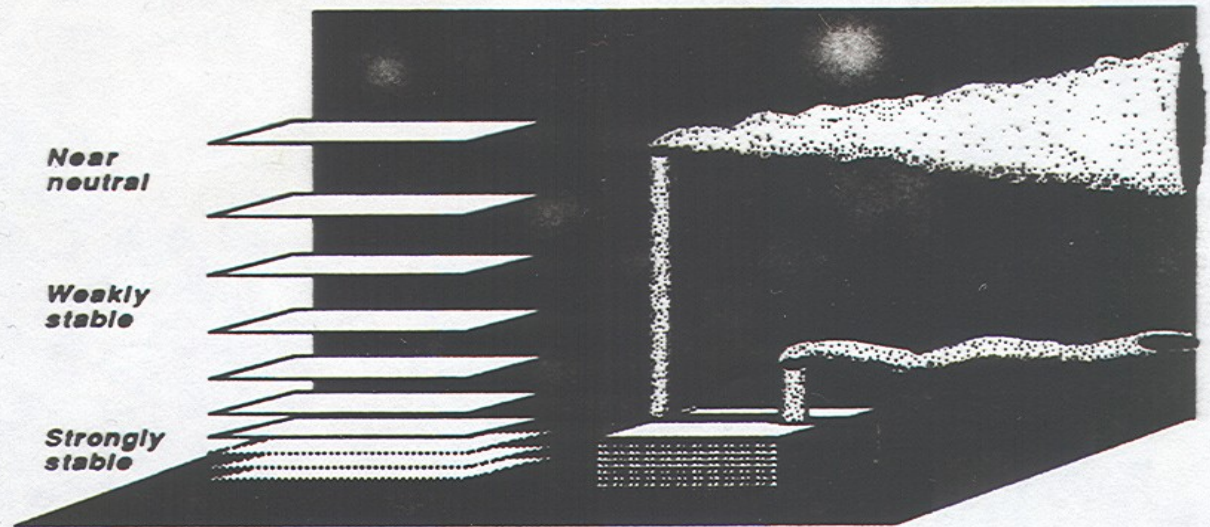


Fig. 1.10 The static stability decreases with height in the nocturnal boundary layer, gradually blending into the neutrally-stratified residual layer aloft, as indicated by the isentropic surfaces sketched on the left. Smoke emissions into the stable air fan out in the horizontal with little vertical dispersion other than wavelike oscillations. Smoke emissions in the neutral residual-layer air spread with an almost equal rate in the vertical and horizontal, allowing the smoke plume to assume a cone-like shape.

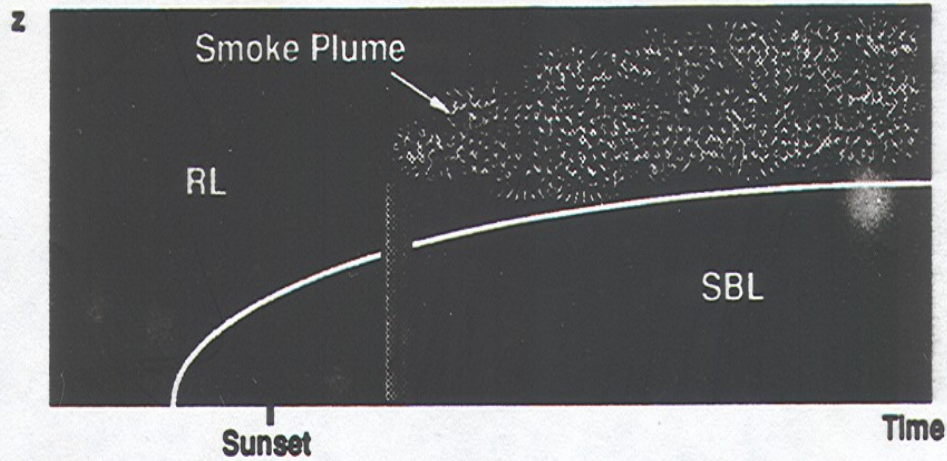


Fig. 1.13 Lofting of a smoke plume occurs when the top of the plume grows upward into a neutral layer of air while the bottom is stopped by a stable layer.

Retour de la pollution nocturne au sol dans la couche mélangée diurne

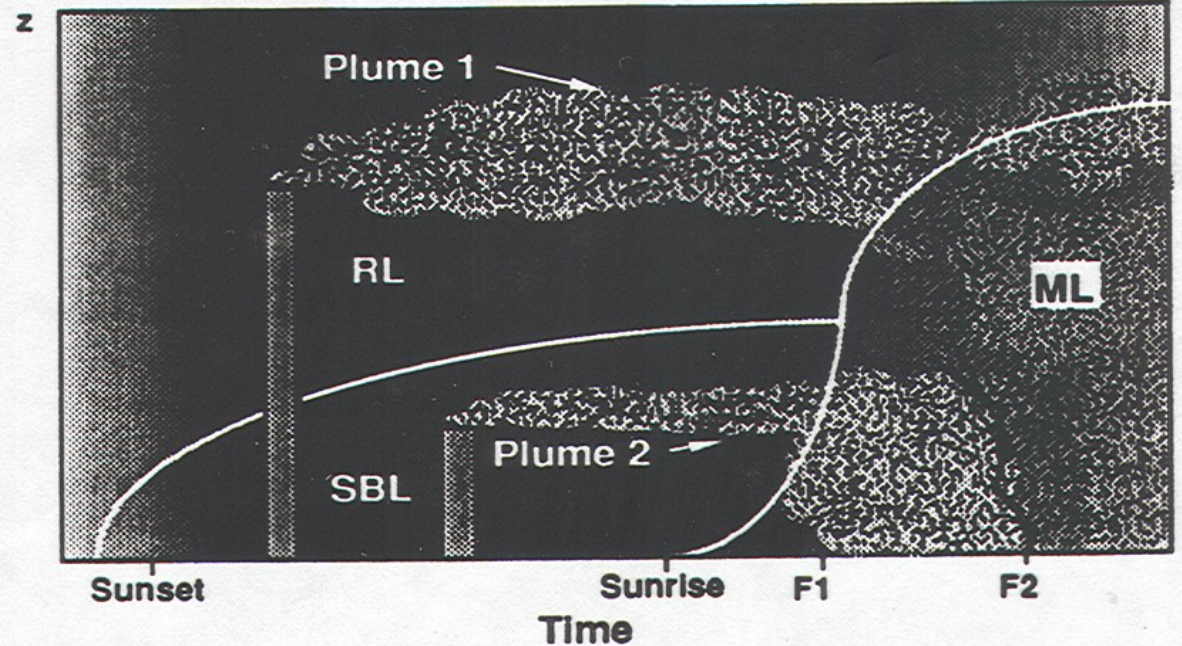


Fig. 1.14 Sketch of the fumigation process, where a growing mixed layer mixes elevated smoke plumes down to the ground. Smoke plume 1 is fumigated at time F1, while plume 2 is fumigated at time F2.

A RETENIR

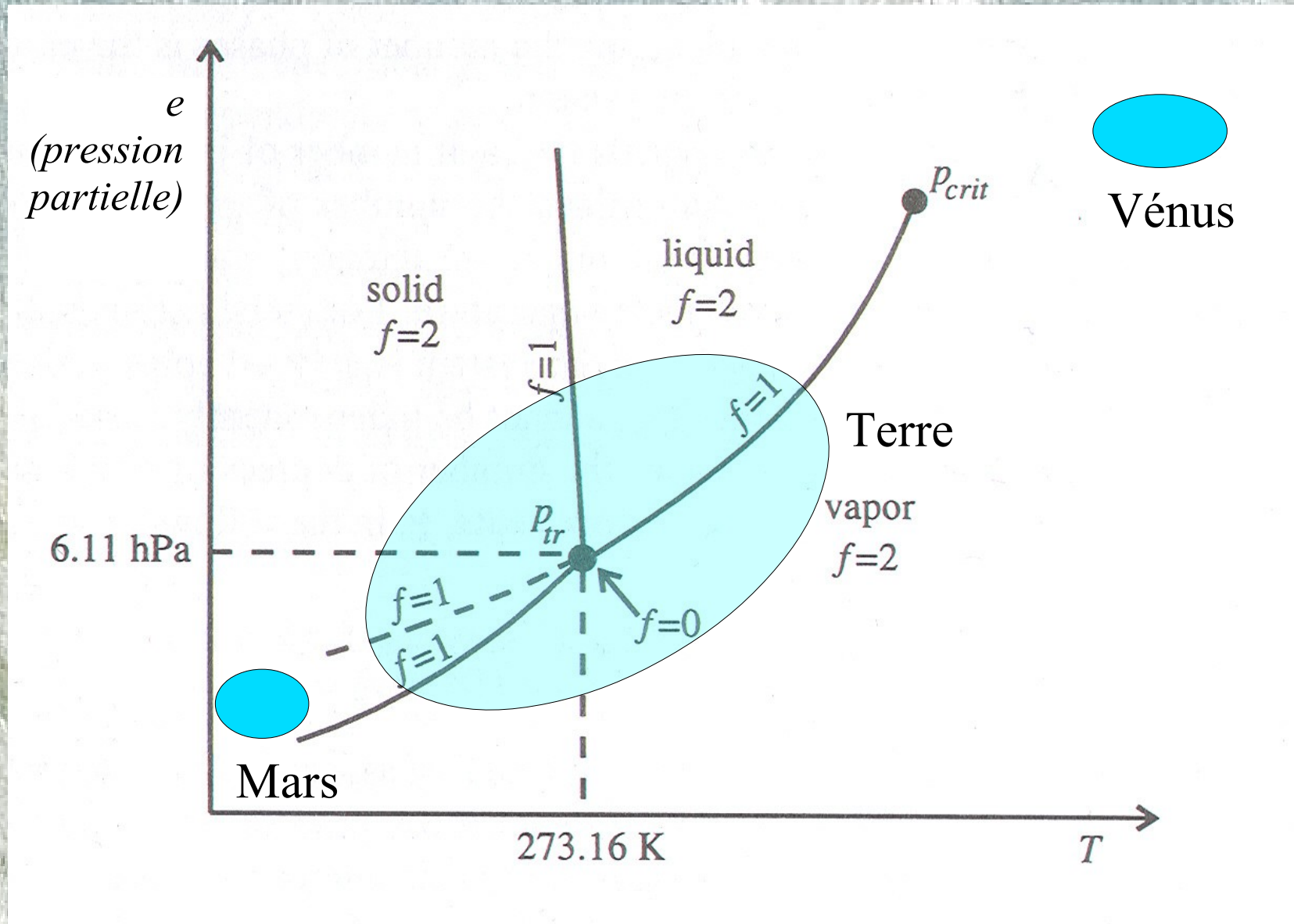
- L'atmosphère étant chauffée par le bas, une couche limite se forme près du sol sur une épaisseur de 1000 à 4000m (selon les saisons et les latitudes). Dans cette couche limite le brassage convectif maintient un gradient quasi-nul de température potentielle par brassage et mélange (le gradient de température 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 restratification depuis la surface pendant la nuit où subsiste une couche neutre résiduelle.

I Introduction et principes de base

II La convection sèche et la couche limite atmosphérique

III Convection humide 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

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

$$r_v = \rho_v / \rho_d = (e / p_d) (R_d / R_v)$$

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). (T in K)

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

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

Exemples de rapports saturants

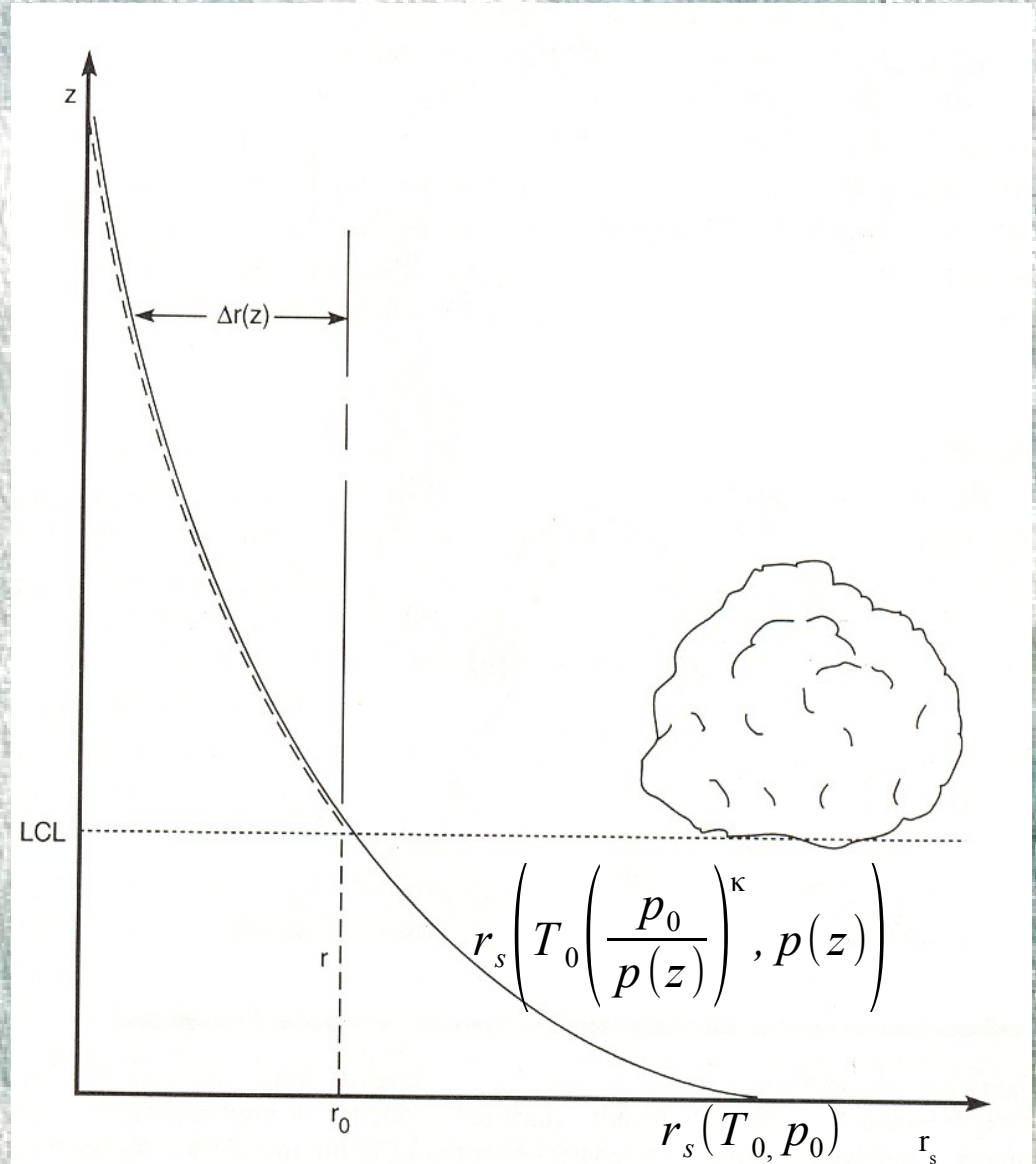
à 1000hPa et T=20°C: $r_s = 14,5 \text{ g/kg,}$

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

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

à 100 hPa et T=-80°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

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 ρ_v la densité de la vapeur d'eau. Ces quantités sont liées par $e = \rho_v R_v T$. On note $\epsilon = R_d/R_v = 0,622$. 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 $q = \rho_v/\rho$, 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 $R' = (1 + 0,61 q) R_d$

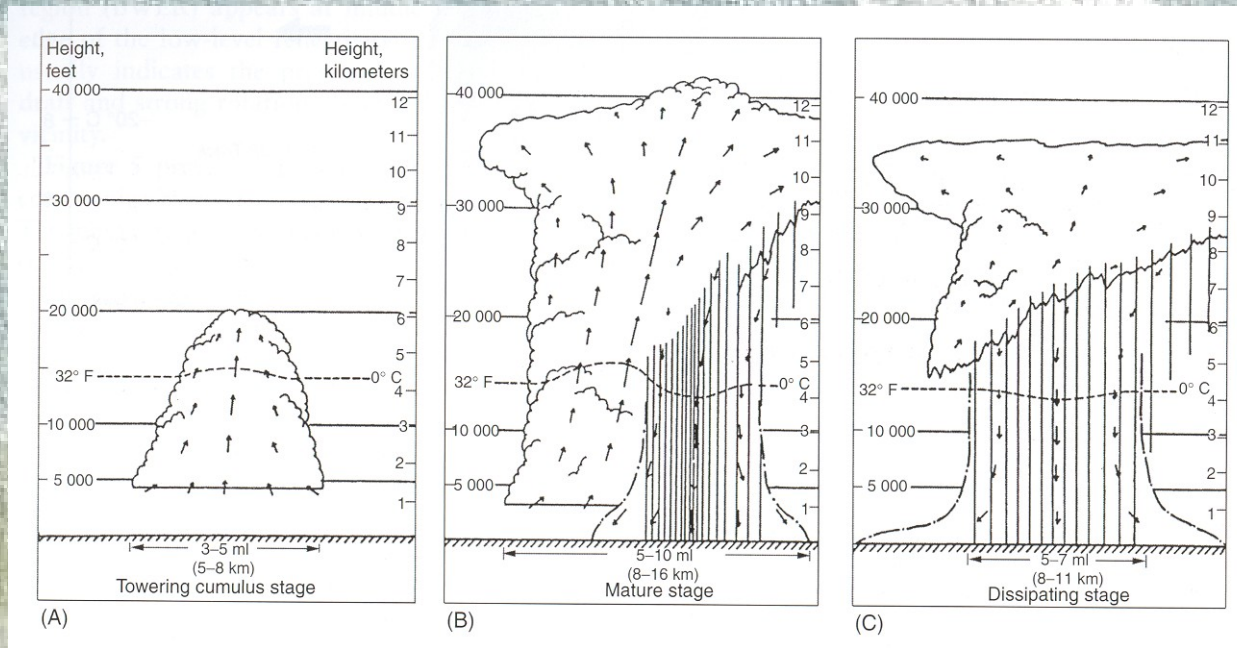
On peut aussi introduire une température virtuelle $T_v = (1 + 0,61 q) T$ telle que $p = \rho R_d T_v$, T_v est la température qu'aurait l'air sec à la même pression et la même densité que l'air humide

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

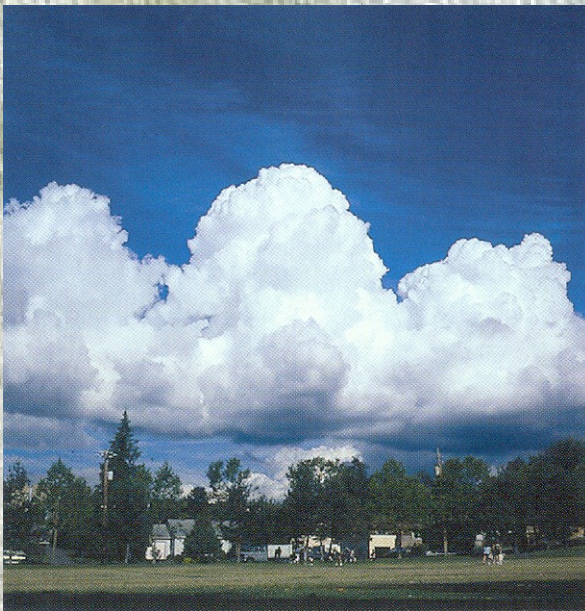
$$C_v = (1 + 0,97 q) C_{vd}$$

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

III.3 Formation des nuages convectifs

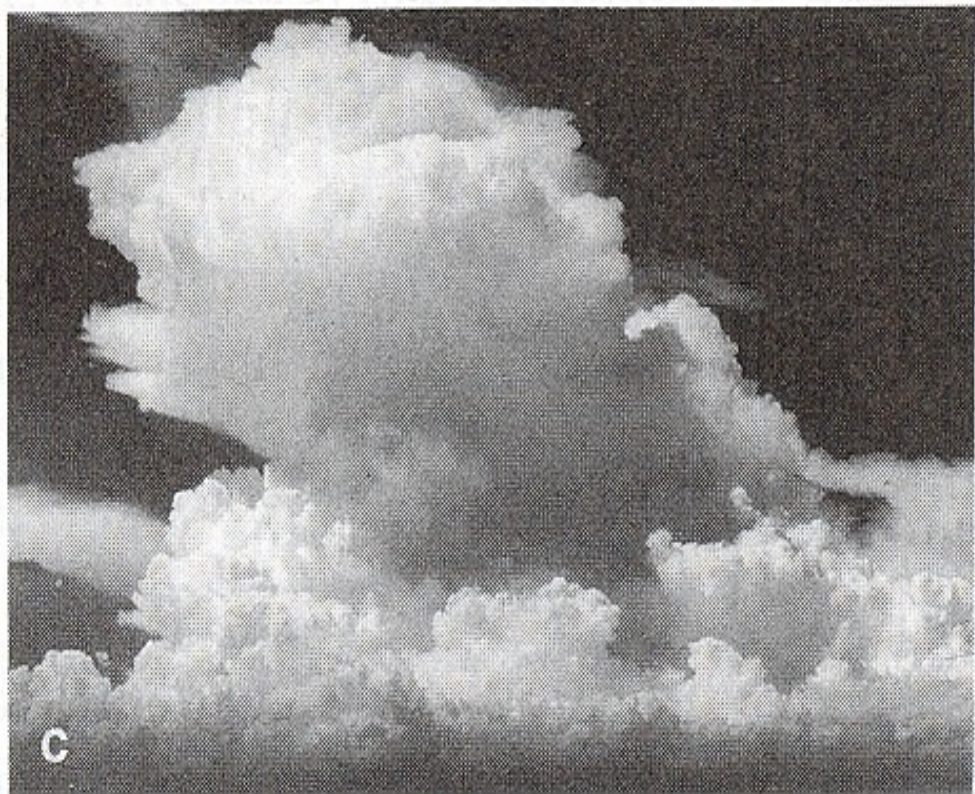
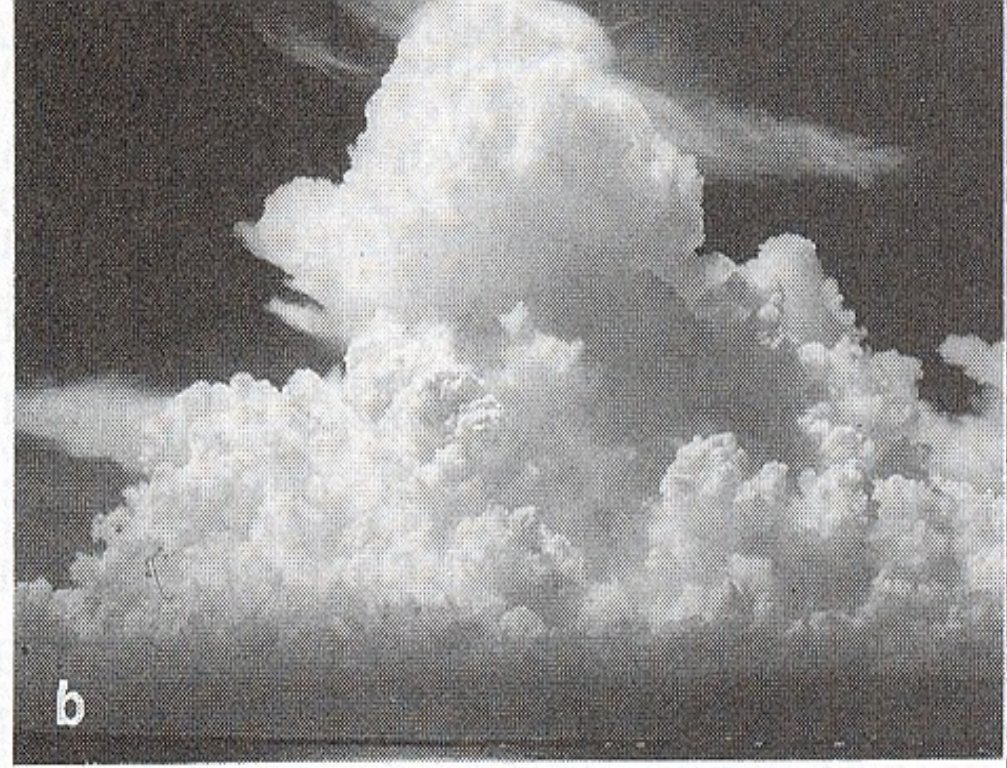


cumulus

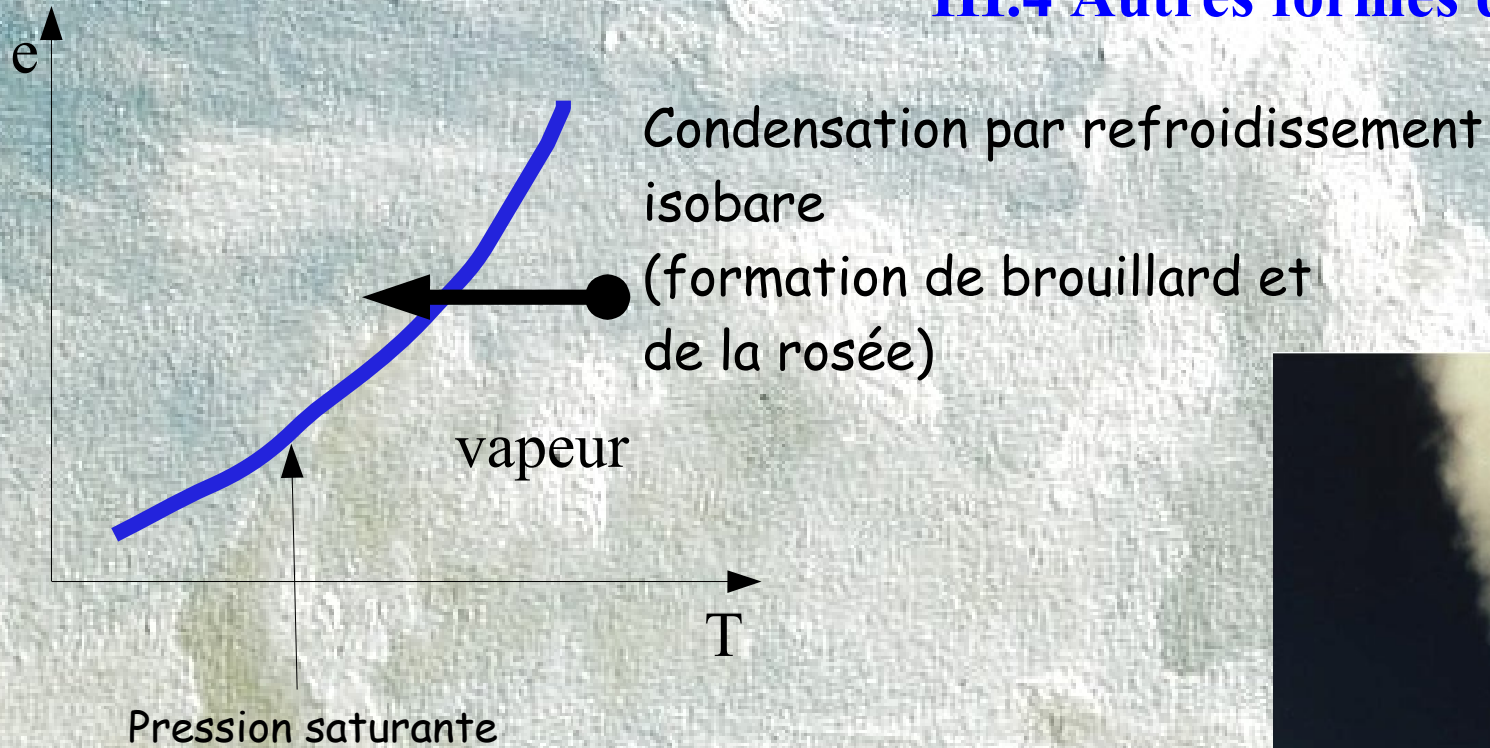


cumulonimbus

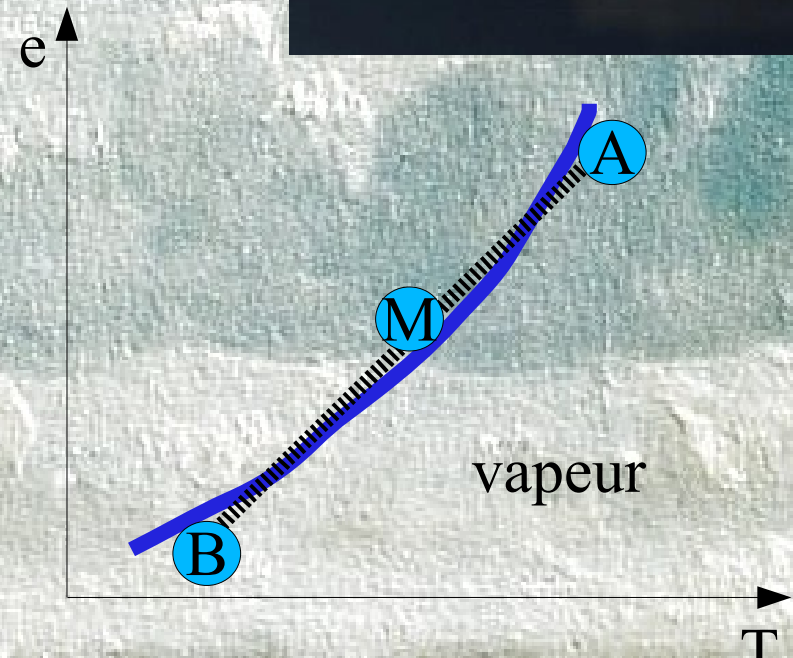




III.4 Autres formes de condensation



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)



III.5 Autres types de nuages

Nuages d'altitude

Cirrus

composés de glace, rarement opaques,
se forment au dessus de 6000m dans les
latitudes tempérées,
ils sont souvent précurseurs du passage du
front chaud d'une perturbation



Alto-cumulus

composés de goutelettes d'eau, entre 2000 et
6000m dans les latitudes tempérées,
en troupeaux compacts,
ils sont souvent, en été, précurseurs du
développement de cumulo-nimbus et d'orages
en fin de journée



Autres types de nuages

Nuages bas stratiformes

Strato-cumulus

composés de goutelettes d'eau, opaque ou très opaques, base en dessous de 2000m, associés à des précipitations faibles



© 2004 Roger Edwards



© 2001 Roger Edwards

Nimbo-stratus

nuages bas très opaques, base indéfinie, associés à des précipitations persistentes, neige par temps froid



-- Photograph by Ronald L. Holle --
-- U. of Illinois Cloud Catalog --

Stratus

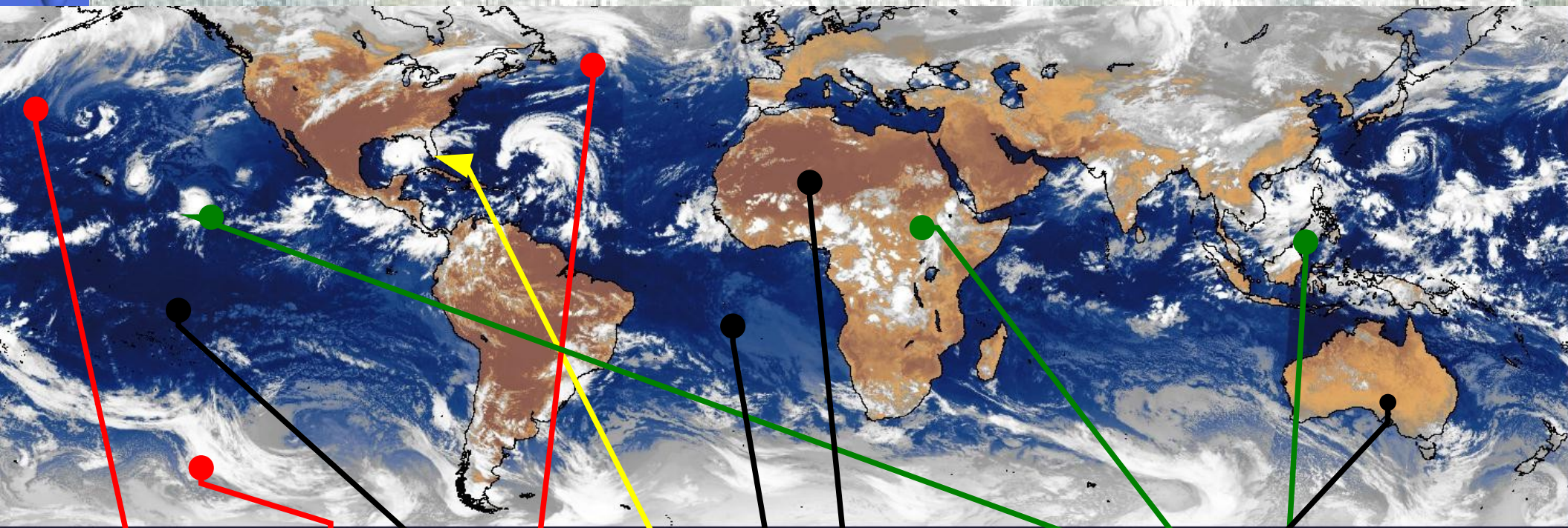
bancs de nuages faiblement opaques, base mal définie en dessous de 2000m voire au sol (brouillards)



III.6 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

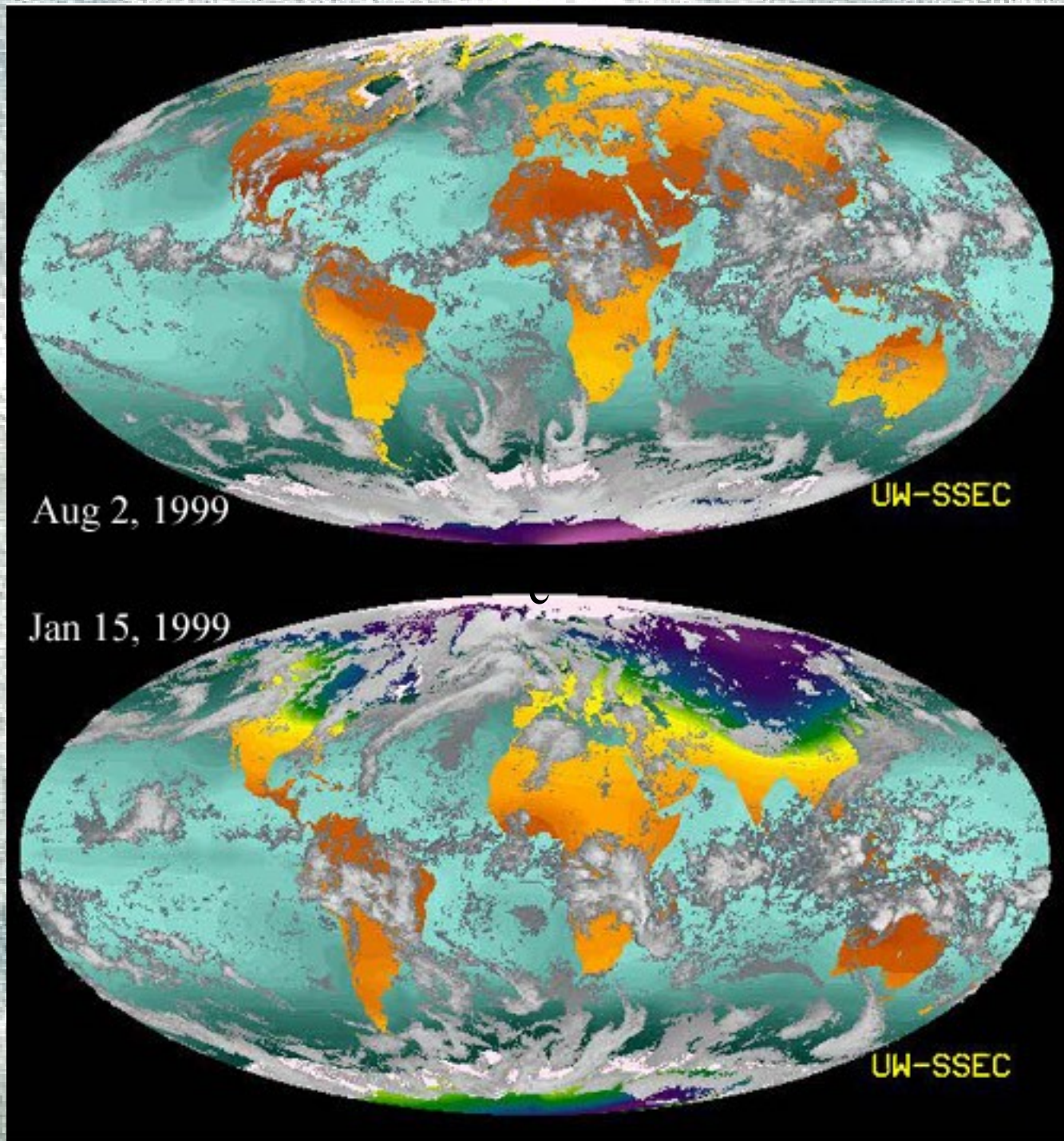
Amas de nuages convectifs dans la région tropicale autour de l'équateur (15S - 15 N)

Zones de subsidence sans nuages et déserts

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

Couverture nuageuse
données ISSCP

comparaison
janvier-juillet



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).

III.7 Températures potentielles humides

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

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

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_s : 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 $\frac{d \log e_s}{dT} = \frac{L}{R_v T^2}$,

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

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

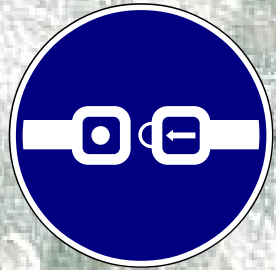
où $r = r_v + r_l$ est le rapport de mélange total de l'eau

Ceci permet de définir une température potentielle équivalente θ_e telle que

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

soit

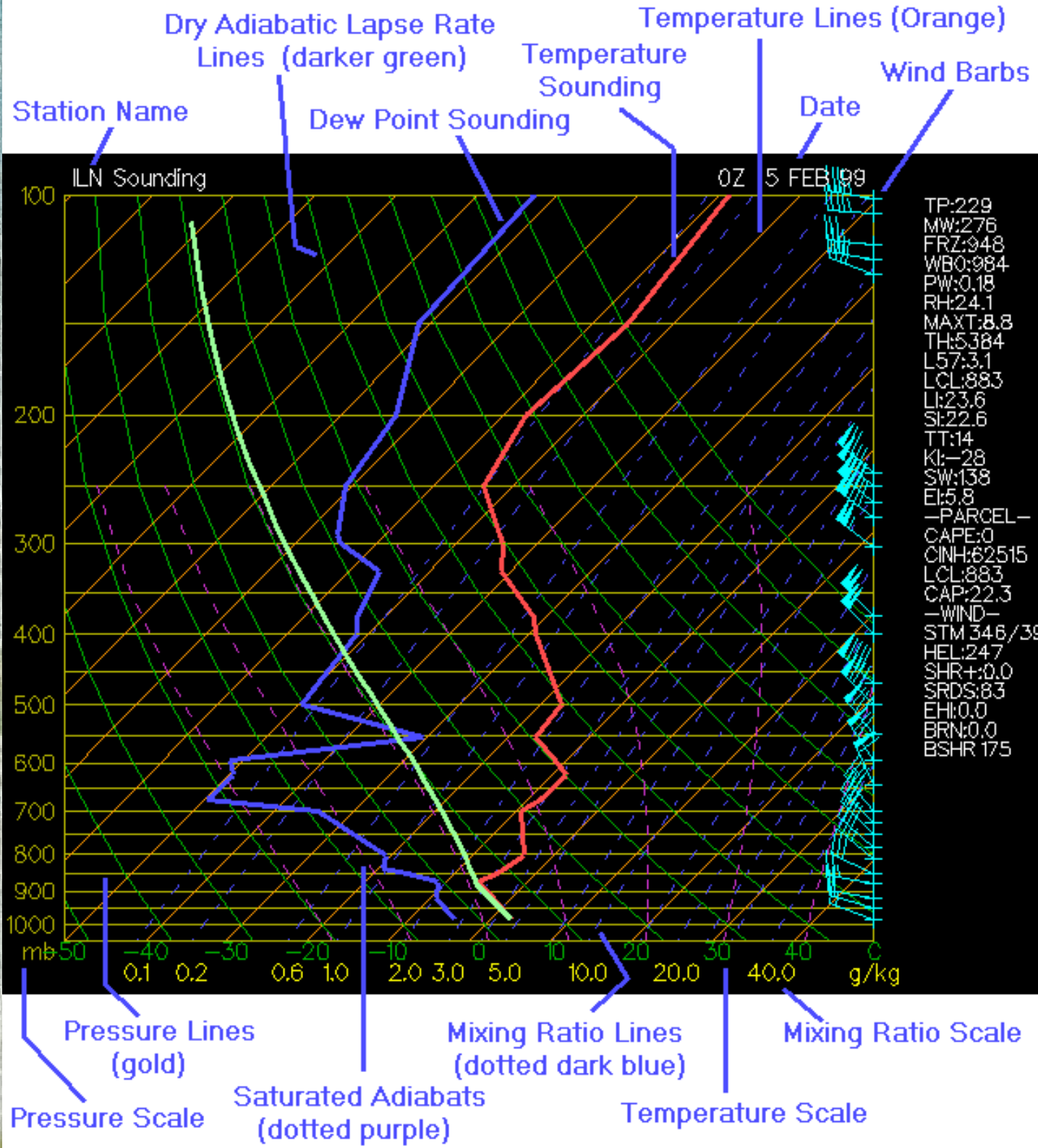
$$\theta_e = T \left(\frac{p_0}{p_d} \right)^{\frac{R_d}{C_p + r C_{pl}}} \exp \left(\frac{L r_v}{(C_p + r C_{pl}) T} \right) \approx \theta \exp \left(\frac{L r_v}{C_p T} \right)$$



θ_e est conservé si

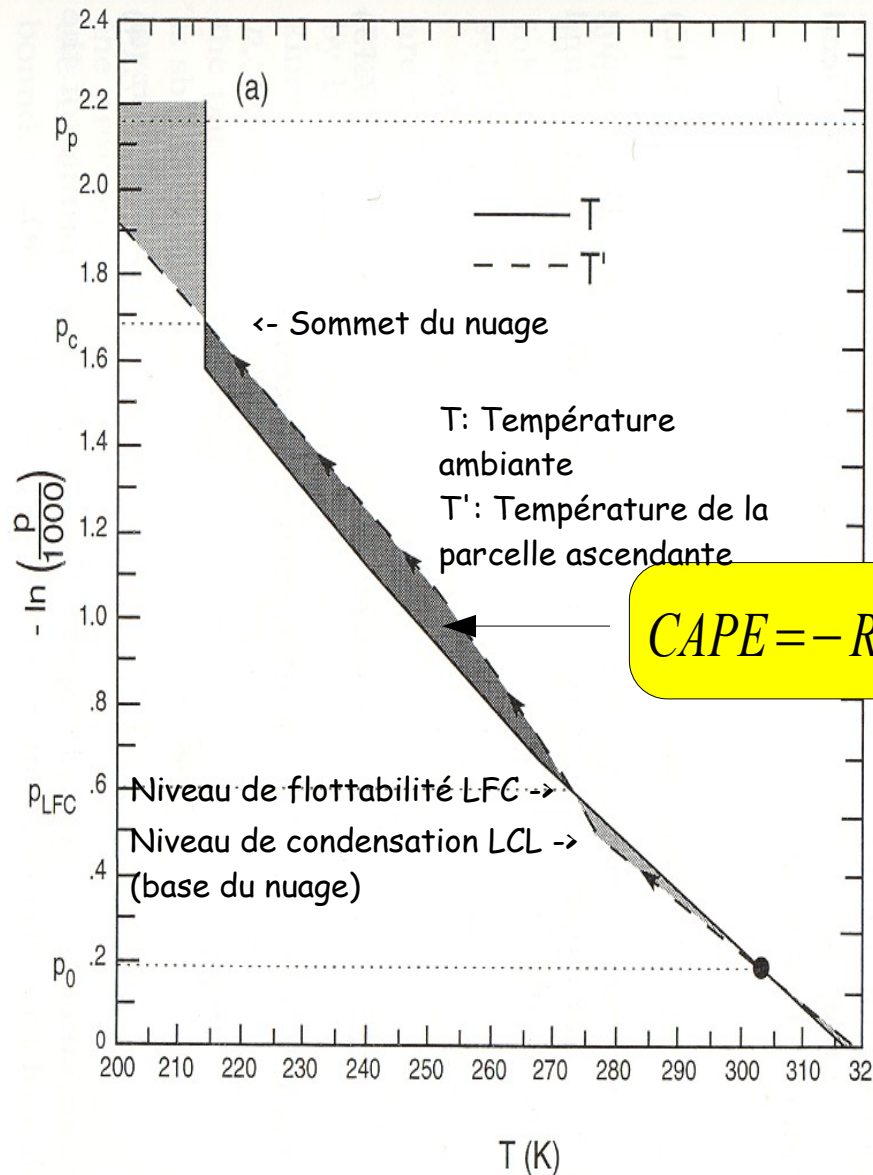
- 1) transformation adiabatique
- 2) condensats transportés avec la parcelle (r conservé)

III.8 Diagramme météorologique permettant de représenter un sondage



III.9 Histoire d'une parcelle d'air humide au cours de l'ascendance dans un nuage et énergie dégagée

CAPE: Convective Available Potential Energy



$$CAPE = -R \int_{p_{LFC}}^p (T' - T) d \ln p$$

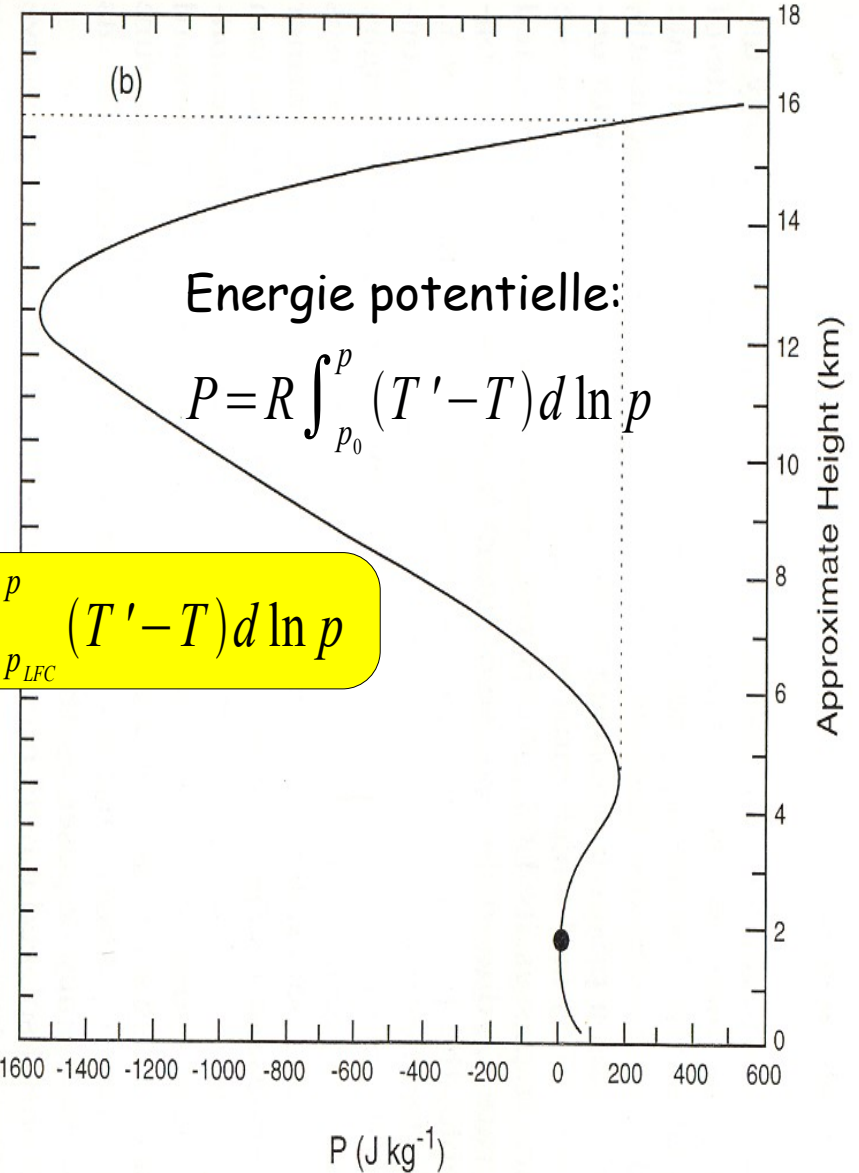
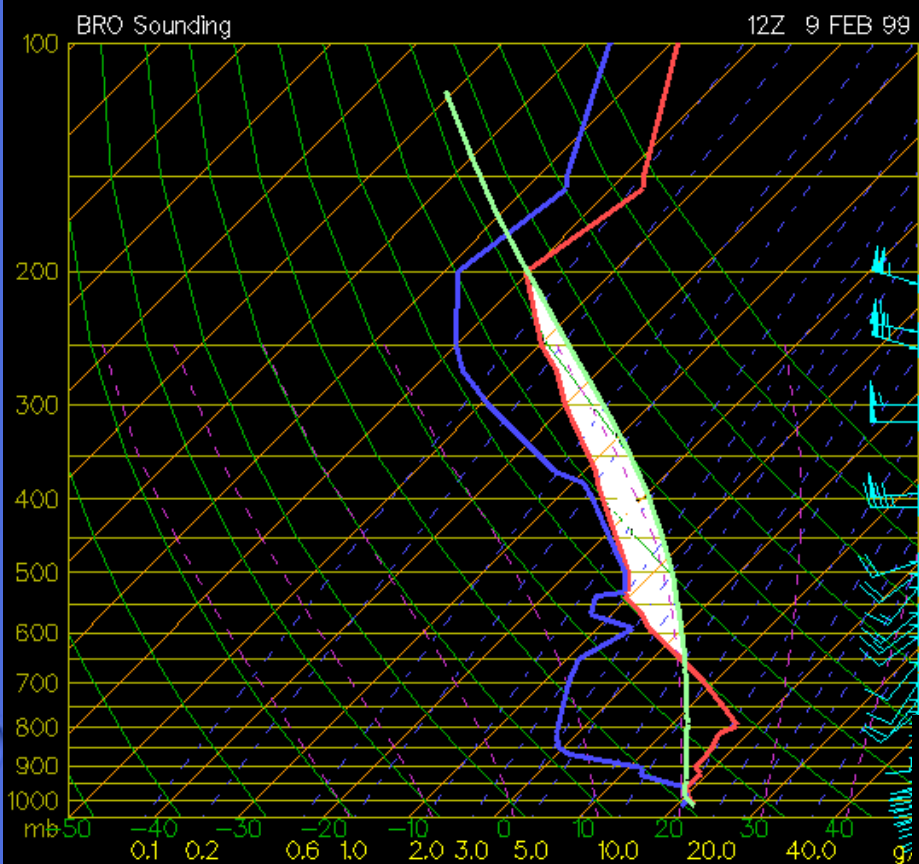


Diagramme météorologique: situation d'instabilité convective conditionnelle

CIN: barrière d'énergie
à fournir pour déclencher
la convection

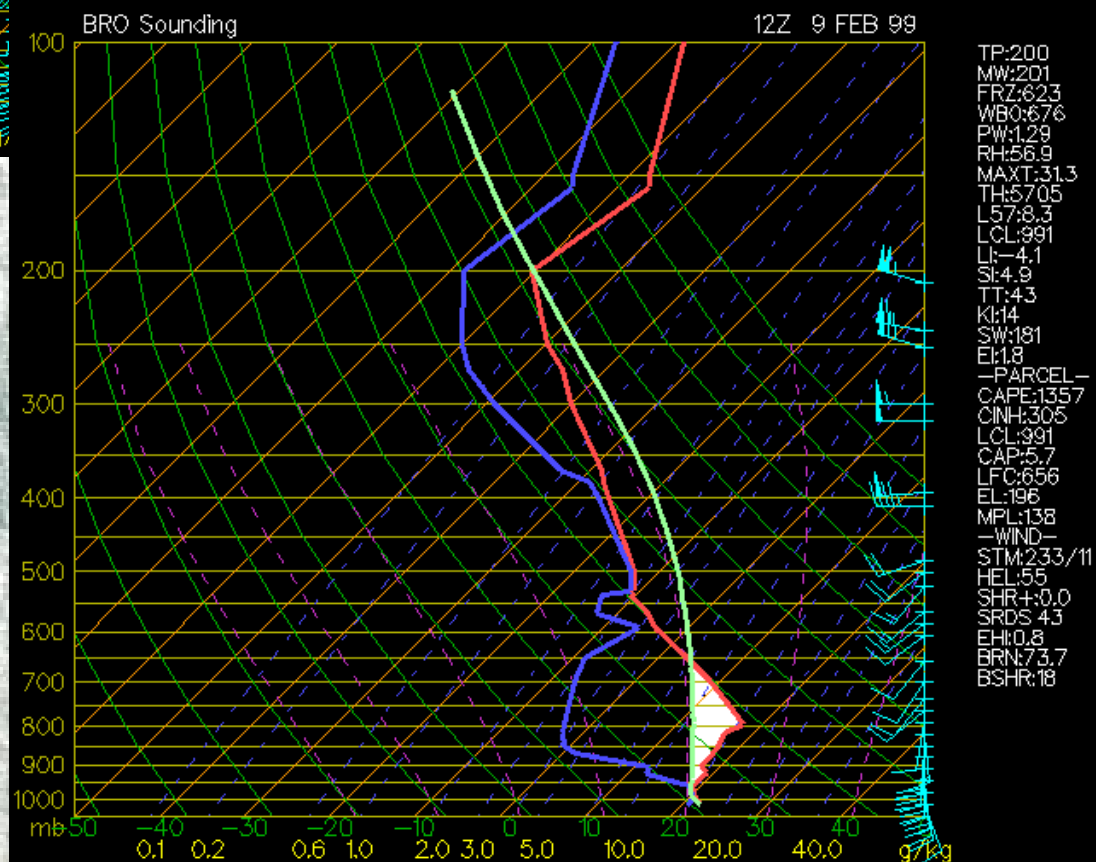


TP:200
MW:201
FRZ:623
WB0:676
PW:1.29
RH:56.9
MAXT:31.3
TH:5705
L57:8.3
LCL:991
LI:-4.1
SI:4.9
TT:4.3
KI:14
SW:181
EI:1.8
-PARCEL-
CAPE:1357
CINH:305
LCL:991
CAP:5.7
LFC:656
EL:196
MPL:138
-WIND-
STM:233/11
HEL:55
SHR+:0.0
SRDS:4.3
EH:0.8
BRN:73.7
BSHR:18

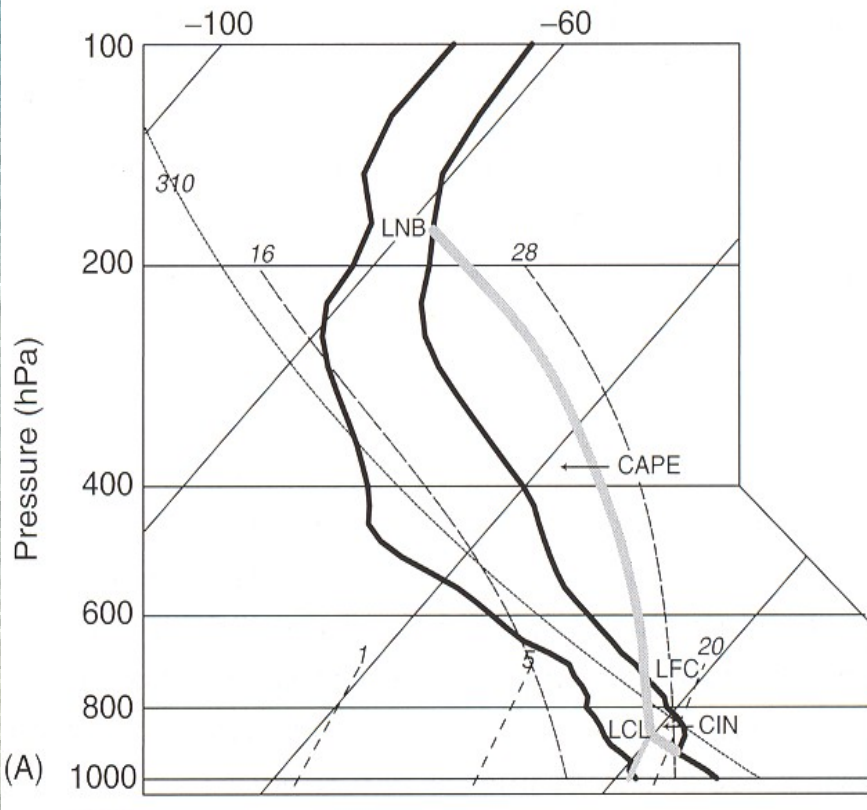
CAPE: énergie
récupérable par
la convection

CAPE: Convective Available
Potential Energy

CIN: Convective Inhibition



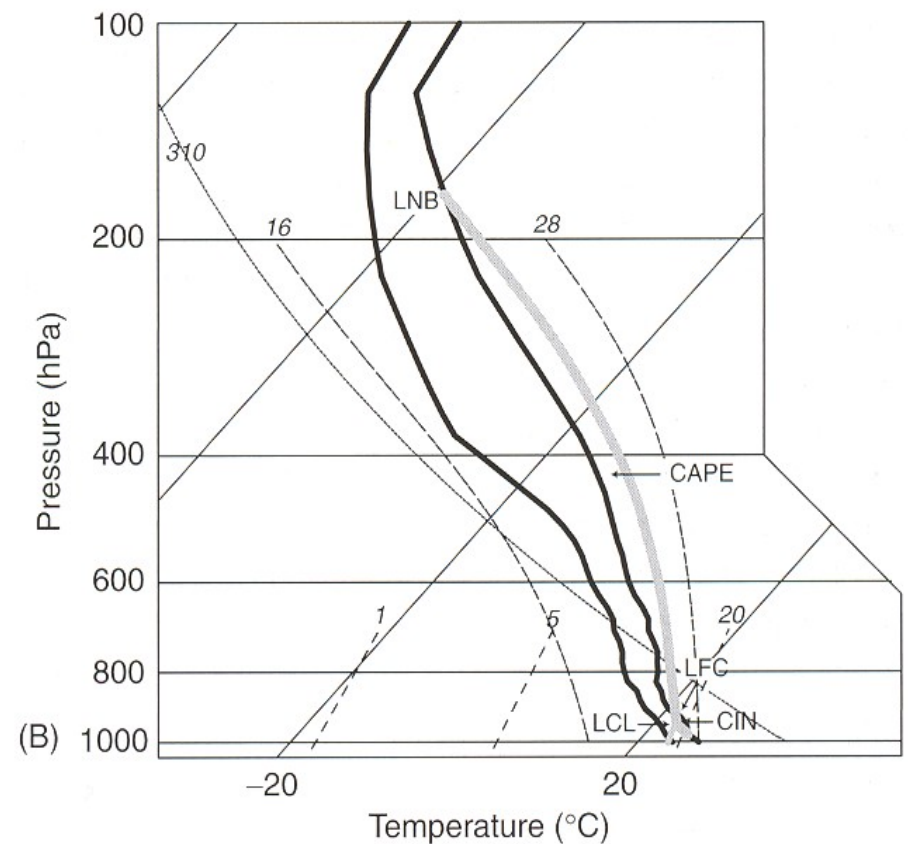
TP:200
MW:201
FRZ:623
WB0:676
PW:1.29
RH:56.9
MAXT:31.3
TH:5705
L57:8.3
LCL:991
LI:-4.1
SI:4.9
TT:4.3
KI:14
SW:181
EI:1.8
-PARCEL-
CAPE:1357
CINH:305
LCL:991
CAP:5.7
LFC:656
EL:196
MPL:138
-WIND-
STM:233/11
HEL:55
SHR+:0.0
SRDS:4.3
EH:0.8
BRN:73.7
BSHR:18



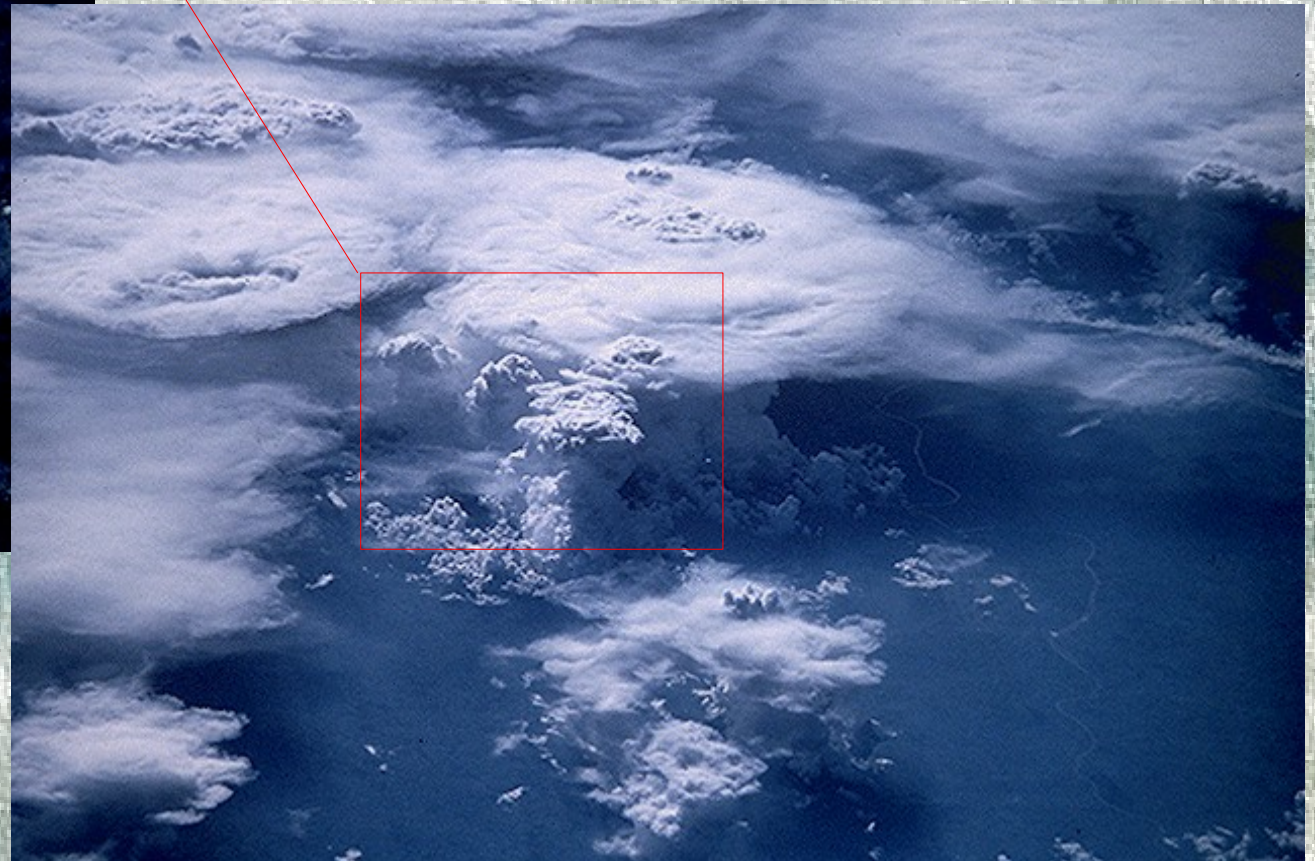
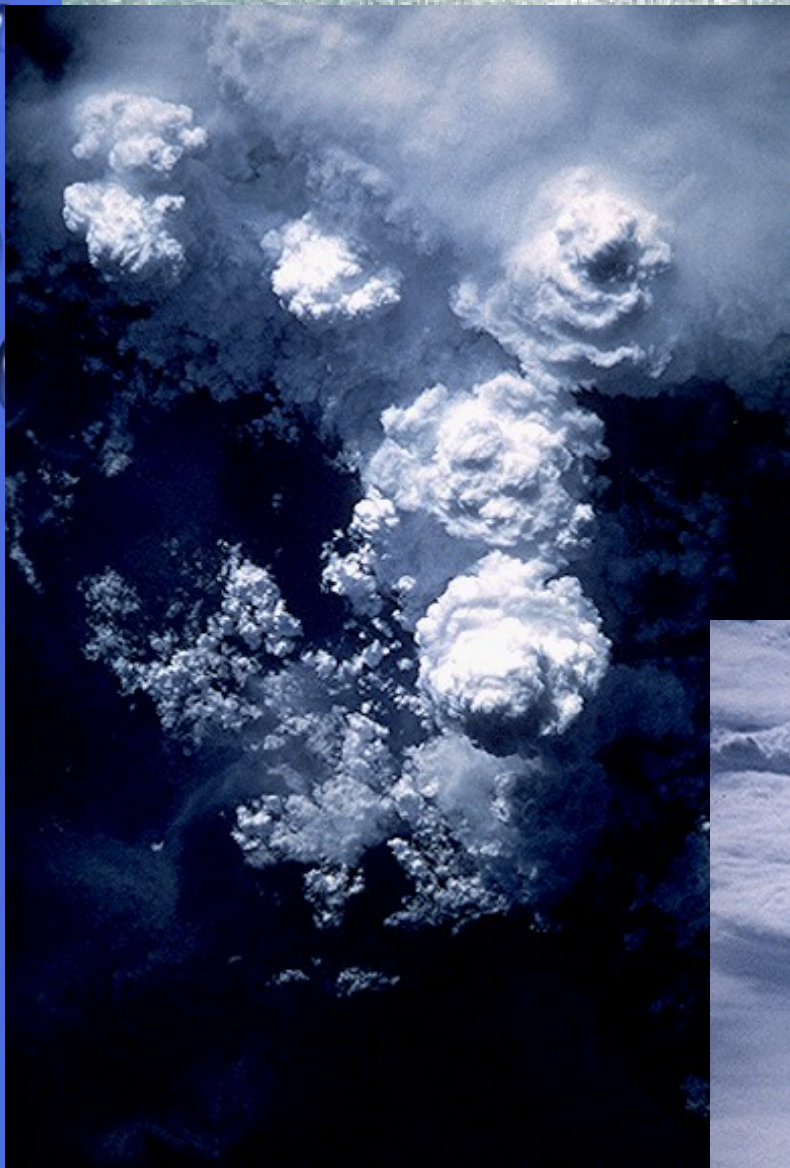
Situation extra-tropicale:
forte CAPE (4000 J/kg)
mais forte inhibition

CAPE et diagramme météorologique

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



Convection au dessus du Brésil vu
depuis une navette spatiale



A RETENIR

- Le diagramme météorologique permet de représenter l'état thermodynamique d'une colonne d'atmosphère et d'estimer son potentiel d'instabilité ainsi que le niveau de la base et du sommet des nuages.
- La CAPE est l'énergie récupérable dans le mouvement pseudo-adiabatique d'une parcelle d'air depuis son niveau de flottaison jusqu'au sommet du nuage. C'est une mesure de l'intensité de la convection profonde. Les courants ascendants peuvent atteindre plusieurs dizaines de m/s.
- La CAPE est moins forte dans la convection tropicale maritime que dans la convection continentale aux latitudes tempérées mais le déclenchement de la convection est plus facile dans le premier cas.

A RETENIR (suite)

- On a négligé ici le fait qu'un nuage est un mélange d'air entraîné et détraîné sur toute sa hauteur. Cependant les parcelles qui atteignent les plus hautes altitudes sont généralement issues de la base sans mélange.
- Les cumulonimbus engendrés par la convection profonde ne sont pas le seul type de nuages. Les nuages en bancs stratiformes ou les nuages d'altitude constituent une bonne part de la nébulosité. Ils jouent un rôle important dans le bilan radiatif et l'effet de serre (voir cours suivant). Cependant la convection profonde est responsable des précipitations les plus fortes et par suite de l'essentiel du chauffage de l'atmosphère par transfert de chaleur latente (voir aussi cours suivant).

III.10 Instabilités humide (potentielle et conditionnelle)

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

Puisque r_v est fixé par le rapport saturant, θ_e est alors fonction de T , p et r .

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 alors fonction de T , p et r_v .

Instabilité potentielle



La quantité conservée pendant une transformation adiabatique saturée est la température potentielle équivalente

$$\theta_e \approx \theta \exp \frac{Lr_{vs}(T,P)}{C_p T}$$

Γ_s : gradient de température pour une atmosphère où θ_e est uniforme.

Conditions d'instabilités comparables au cas sec.

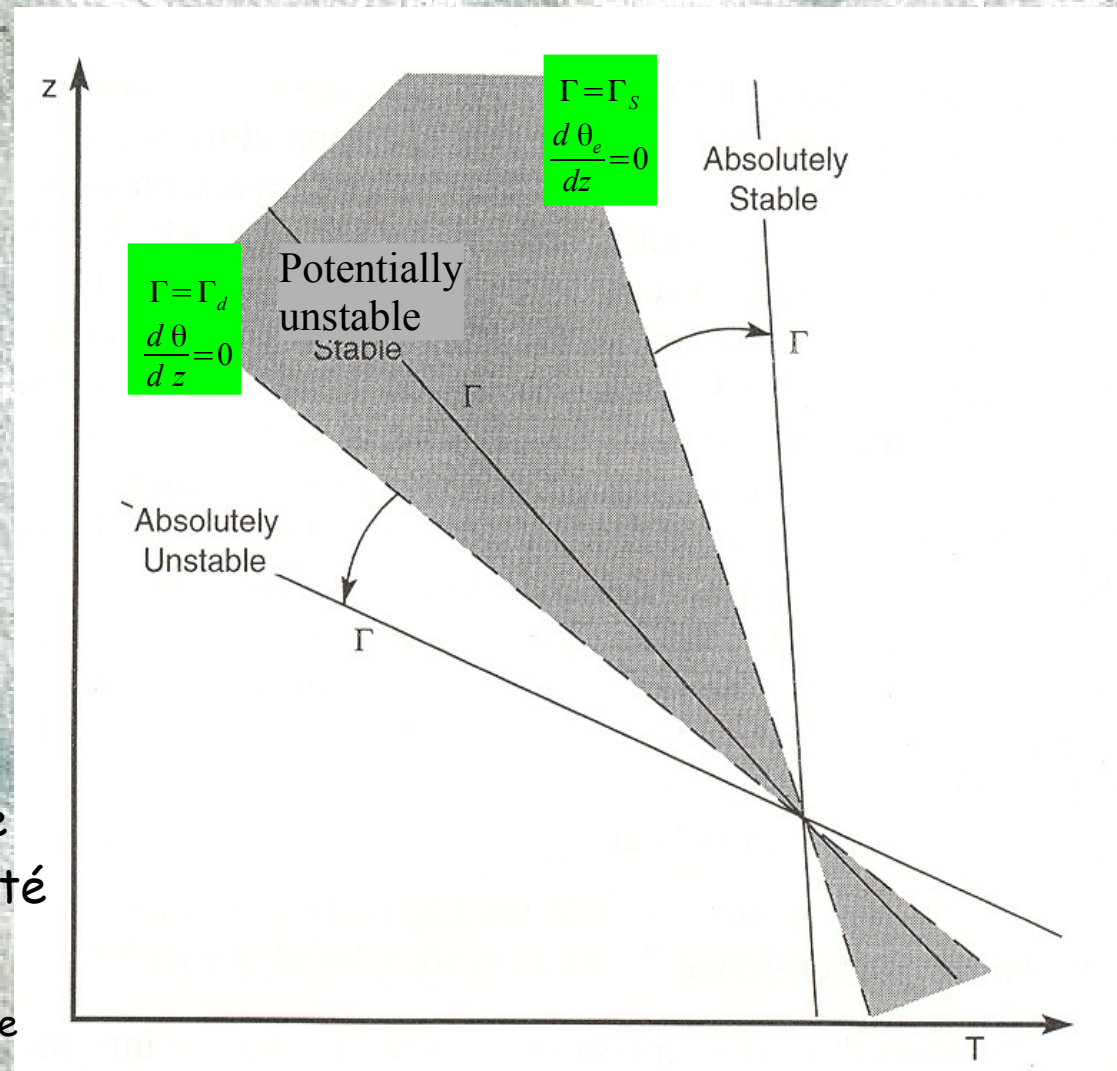
Instabilité de l'air saturé si $\Gamma > \Gamma_s$

Pour de l'air insaturé, il faut d'abord parvenir à la saturation de la couche d'air pour que l'instabilité se manifeste

Remarque: on néglige la plus faible densité de l'air humide par rapport à l'air sec.

Γ_d : adiabatique sèche

Γ_s : adiabatique humide saturée



Note complémentaire: Calcul du gradient adiabatique saturé

Dans une transformation adiabatique saturée, et pour une unité de masse d'air sec:

$$C_p dT + L dr_s - R_d T d \log p_d = 0.$$

En utilisant la loi du gaz parfait,

$$R_d T d \log p_d = \frac{1}{\rho_d} dp = -g dz.$$

Par ailleurs, on écrit la variation de $r-s$ en fonction de T et p :

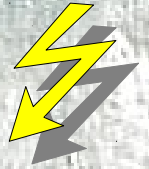
$$dr_s = \left(\frac{\partial r_s}{\partial T} \right) dT + \left(\frac{\partial r_s}{\partial p} \right) dp.$$

On obtient alors, en utilisant encore une fois la loi hydrostatique,

$$\left(C_p + L \left(\frac{\partial r_s}{\partial T} \right) \right) = -g \left(1 - \rho L \left(\frac{\partial r_s}{\partial p} \right) \right) dz,$$

soit

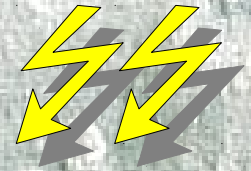
$$\Gamma_s = \Gamma_d \frac{1 - \rho L \left(\frac{\partial r_s}{\partial p} \right)}{1 + \frac{L}{C_p} \left(\frac{\partial r_s}{\partial T} \right)}.$$



Température potentielle équivalente de saturation

On a défini la température potentielle équivalente pour de l'air non saturé comme la température potentielle équivalente de la parcelle après ascension adiabatique jusqu'à son niveau de saturation.

θ_e est alors fonction de T , p et r_v .



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

Instabilité conditionnelle

Lorsque qu'une parcelle d'air est déplacée verticalement. Elle s'élève d'abord selon une adiabatique sèche et atteint ainsi son niveau de condensation (LCL).

Elle poursuit son chemin en restant saturée selon une pseudo-adiabatique.

Elle rencontre son niveau de flottabilité (LFC) lorsque sa température θ_e égale θ_e^* de l'air ambiant.

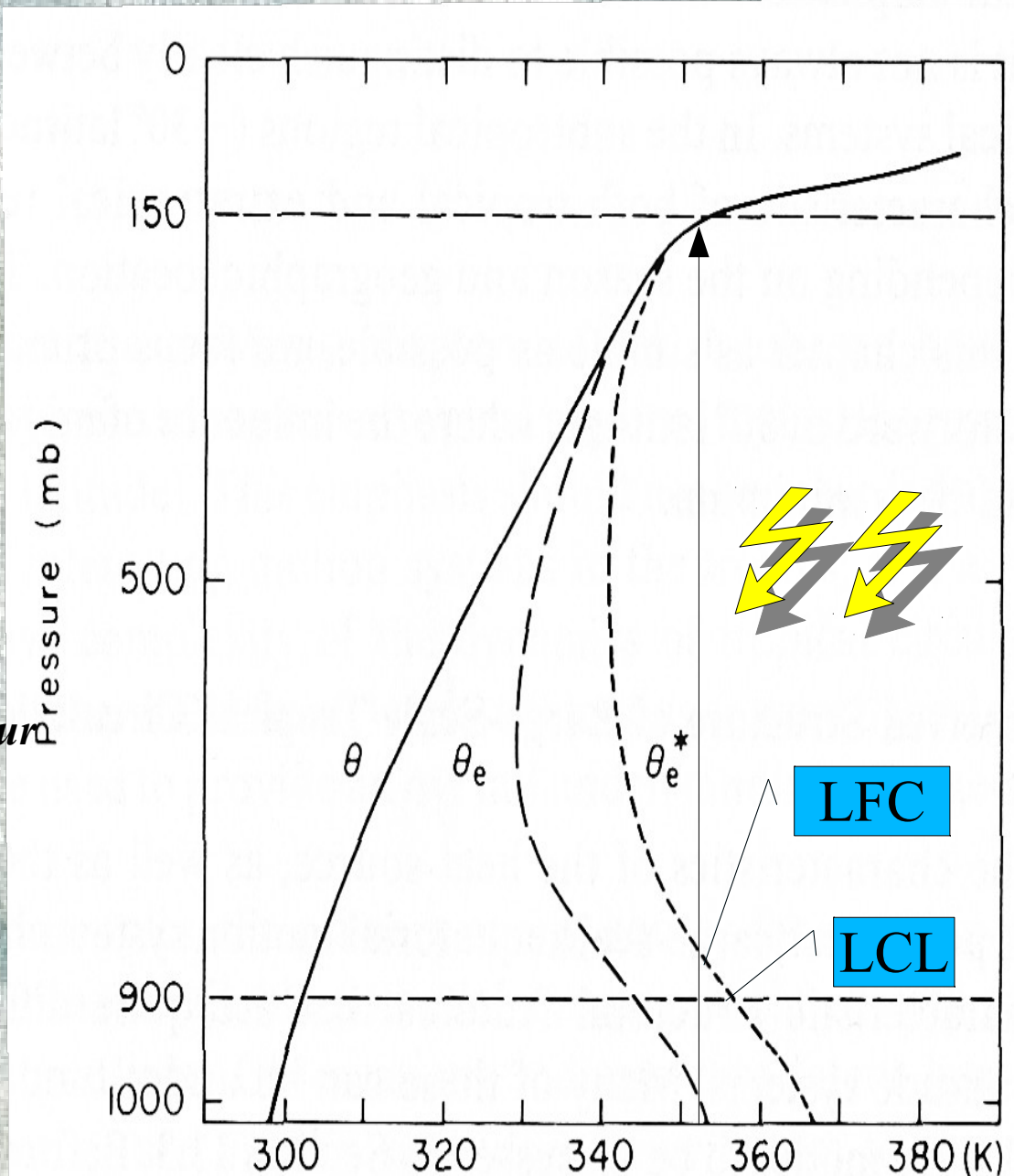
A ce moment là, la température de la parcelle est égale à celle de l'air ambiant.

L'ascension continue si $\frac{d\theta_e^*}{dz} < 0$

C'est le profil de θ_e^* et non de θ_e qui décide de la stabilité car une inégalité sur les températures saturées à pression constante entraîne une inégalité de même type sur les températures car

$$\frac{\partial \theta_e^*}{\partial T} > 0 \text{ (exo: le vérifier).}$$

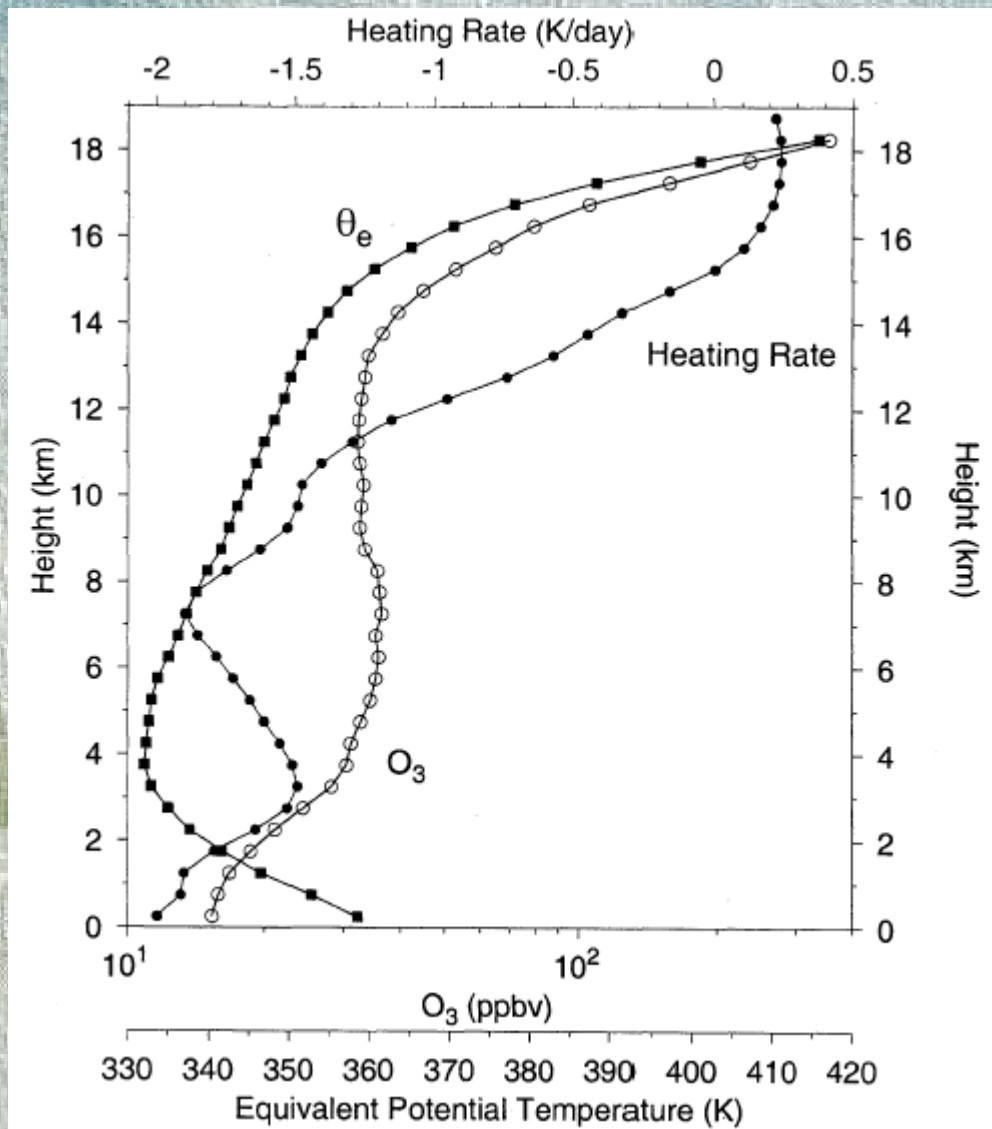
Remarque: on néglige l'effet de l'humidité sur la densité.



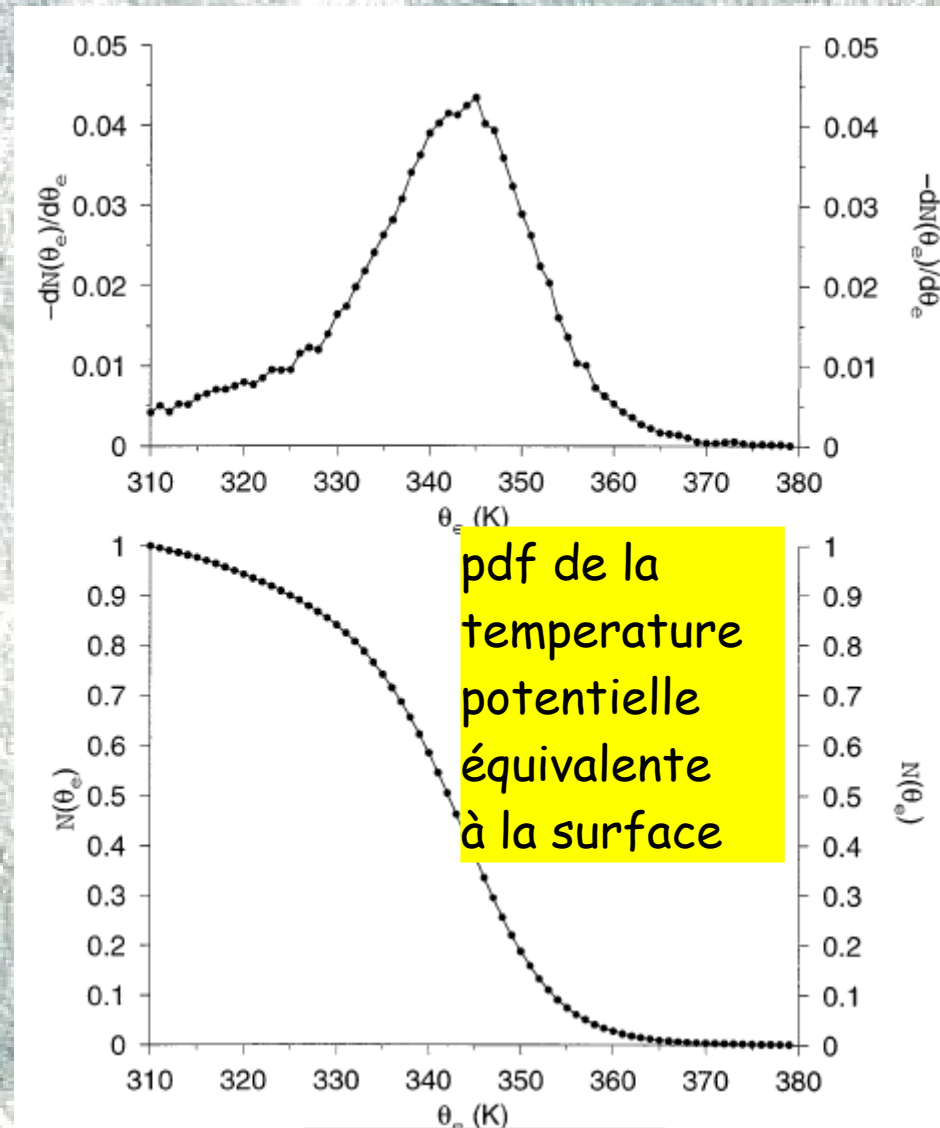
Situation convective typique en région tropicale

Instabilité	Potentielle	Conditionnelle
Condition	$d \theta_e / dz < 0$	$d \theta_e^* / dz < 0$
Nature	Instabilité d'une couche d'air	Instabilité d'une parcelle d'air dans la colonne
Déclenchement	Soulèvement de la couche d'air pour la porter à saturation	Ascension de la parcelle pour la saturer et la mener au niveau de flottaison positive

Stratification et la convection tropicale



Folkins, JGR, 1999

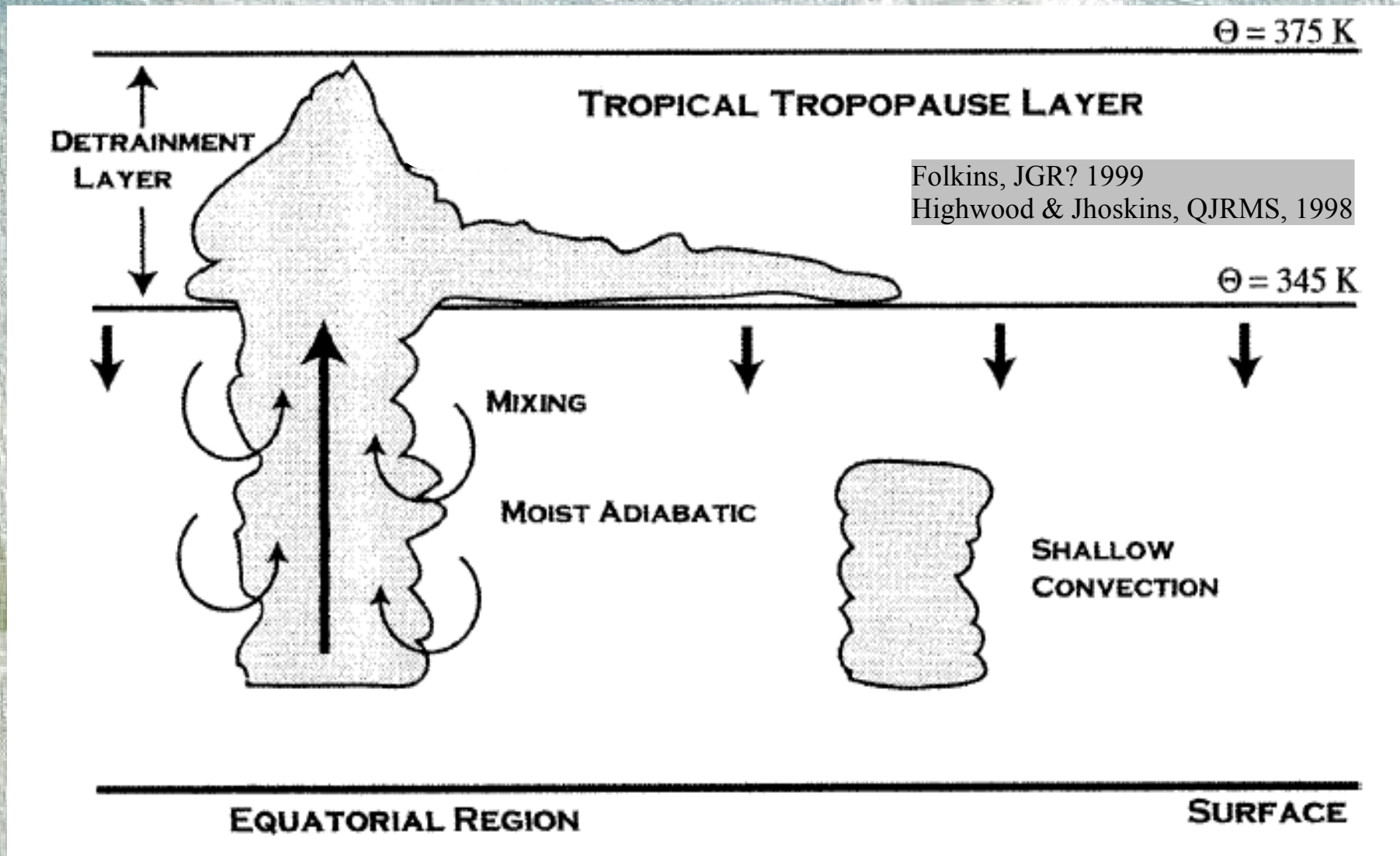


Folkins, JAS, 2002

pdf de la
temperature
potentielle
équivalente
à la surface

La convection est capable de mélanger l'air efficacement de la surface jusqu'à 16-17 km.

Tropopause tropicale



Adapted from Folkins, JAS, 2002

Existence dans la région tropicale d'une couche de transition entre l'atmosphère brassée et la stratosphère.

A RETENIR

- A l'intérieur du nuage, le mouvement ascendant d'une parcelle qui ne se mélange est décrit par une transformation adiabatique (si l'eau condensée est transportée avec la parcelle) ou pseudo-adiabatique si l'eau condensée précipite.
-
- On peut associer des variables thermodynamique généralisant la température potentielle pour les transformations adiabatiques saturées.
-
- Pour de l'air saturé, les conditions de stabilité de l'air sec se généralisent directement en utilisant la température potentielle équivalente.
-
- Dans l'air insaturé, apparaît la notion d'instabilité conditionnelle qui ne peut se réaliser que si l'air est au préalable saturé, c'est à dire si les parcelles d'air humides situées près du sol sont portés à condensation puis au niveau où elles acquièrent une flottaison positive.