

Physique de l'atmosphère : Thermodynamique de l'atmosphère

Compléments

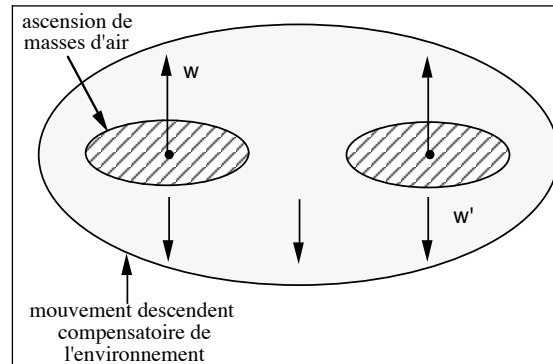
Table des matières

- ❑ MODIFICATIONS À LA THÉORIE
ÉLÉMENTAIRE DE LA PARCELLE D'AIR
 - Effet de la subsidence de l'environnement sur la stabilité
 - Entraînement
 - Effet de l'eau condensée sur la stabilité d'une parcelle d'air
- ❑ EFFETS RADIATIFS SUR LES NUAGES
- ❑ TAUX DE PRECIPITATION MAXIMUM

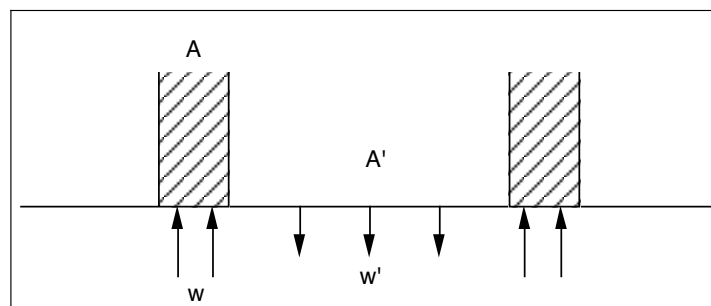
MODIFICATIONS À LA THÉORIE ÉLÉMENTAIRE DE LA PARCELLE D'AIR

➤ Effet de la subsidence de l'environnement sur la stabilité

Jusqu'à présent, nous avons considéré, lors du soulèvement de parcelles d'air, que l'environnement n'en était pas affecté. Cependant, lorsque les masses d'air en ascension occupent une fraction appréciable de la surface totale, on doit tenir compte des mouvements compensatoires de l'environnement. C'est-à-dire que l'ascension des masses d'air doit être compensée par un mouvement descendant de l'environnement. Nous allons maintenant regarder comment cette subsidence peut affecter la stabilité du milieu.



Considérons un niveau au-dessus duquel on retrouve un certain nombre de masses d'air qui se soulèvent avec une vitesse verticale w . La surface couverte par ces masses d'air est représentée par A et celle couverte par le mouvement descendant w' de l'environnement est représentée par A' .



Considérons, pour un intervalle de temps δt , que les déplacements de l'air ascendant et descendant sont donnés respectivement par δz et $\delta z'$. Par continuité de la masse, on a que

$$\delta m = \delta m' \quad ,$$

$$\text{où} \quad \delta m = \rho A \delta z = \rho A (w \delta t) \quad ,$$

$$\delta m' = \rho' A' \delta z' = \rho' A' (w' \delta t) \quad .$$

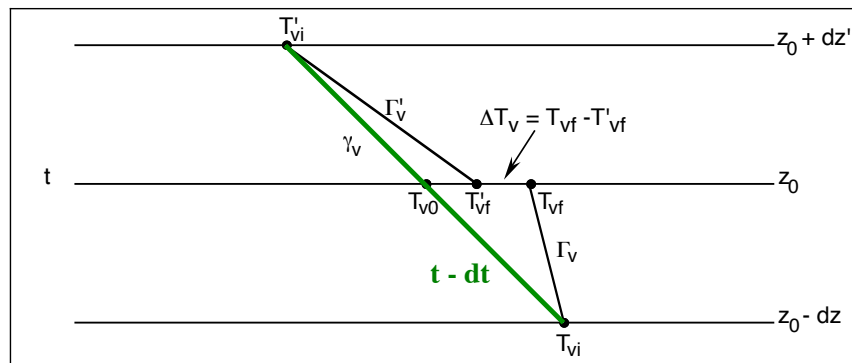
Ainsi,

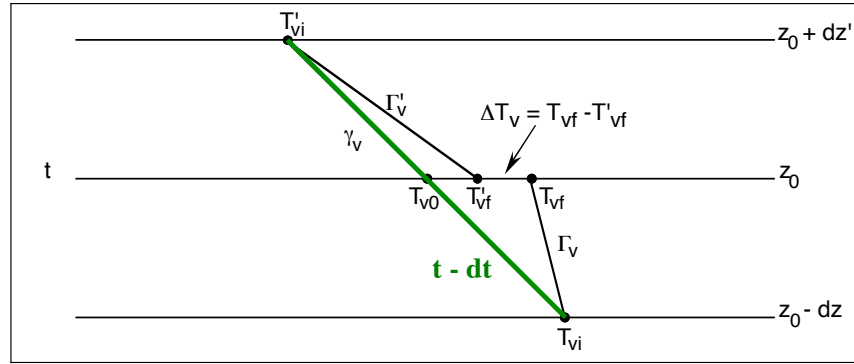
$$\frac{\delta m}{\delta m'} = \frac{\rho A w \delta t}{\rho' A' w' \delta t} = \frac{\rho A \delta z}{\rho' A' \delta z'} = 1 \quad . \leftarrow \text{Conservation de la masse}$$

Avec $\rho/\rho' = T_v'/T_v \approx 1$, on trouve que

$$\frac{A \delta z}{A' \delta z'} \approx 1 \quad \Rightarrow \quad \boxed{\frac{A}{A'} \approx \frac{\delta z'}{\delta z} = \frac{w'}{w}} \quad . \quad (1)$$

Les conditions de stabilité seront définies par la valeur de l'accélération $\ddot{z}$ acquise par l'air ascendant (comme dans le cas sans subsidence de l'environnement). Il suffit alors d'évaluer $\Delta T_v = T_{fv} - T'_{fv}$ obtenue à un niveau z_0 , après un intervalle de temps δt , lorsque l'air ascendant subit un déplacement δz et que l'air descendant subit un déplacement $\delta z'$. γ_v représente le gradient thermique initial (au temps $t - \delta t$) de l'atmosphère au niveau z_0 , Γ_v et Γ'_v représentent respectivement le gradient thermique suivi par l'air ascendant et l'air descendant durant l'intervalle de temps δt .





Ainsi, $T_{vf} = T_{vi} - \Gamma_v \delta z$ $T'_{vf} = T'_{vi} + \Gamma'_v \delta z'$

d'où $\Delta T_v = T_{vf} - T'_{vf} = (T_{vi} - T'_{vi}) - \Gamma_v \delta z - \Gamma'_v \delta z'$ (2)

Aussi, $T_{v0} = T_{vi} - \gamma_v \delta z$ $T_{v0} = T'_{vi} + \gamma_v \delta z'$

d'où, $(T_{vi} - T'_{vi}) - \gamma_v \delta z - \gamma_v \delta z' = 0$

$$\Rightarrow (T_{vi} - T'_{vi}) = \gamma_v (\delta z + \delta z') \quad (3)$$

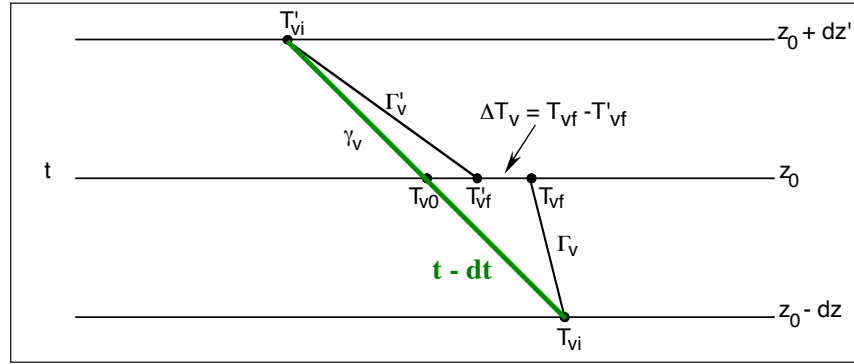
De (2) et (3), on a que

$$\Delta T_v = \gamma_v (\delta z + \delta z') - \Gamma_v \delta z - \Gamma'_v \delta z' = (\gamma_v - \Gamma_v) \delta z + (\gamma_v - \Gamma'_v) \delta z'$$

$$\Rightarrow \Delta T_v = \left[(\gamma_v - \Gamma_v) - (\Gamma'_v - \gamma_v) \frac{\delta z'}{\delta z} \right] \delta z \quad .$$

Finalement de la relation (1), on obtient que

$$\Delta T_v \approx \left[(\gamma_v - \Gamma_v) - (\Gamma'_v - \gamma_v) \frac{A}{A'} \right] \delta z \quad . \quad (4)$$



$$\Delta T_v \approx \left[(\gamma_v - \Gamma_v) - (\Gamma'_v - \gamma_v) \frac{A}{A'} \right] \delta z$$

Puisque ΔT_v est un critère de stabilité, on trouve que

$\Delta T_v > 0 \Leftrightarrow (\gamma_v - \Gamma_v) A' > (\Gamma'_v - \gamma_v) A$	INSTABLE
$\Delta T_v = 0 \Leftrightarrow (\gamma_v - \Gamma_v) A' = (\Gamma'_v - \gamma_v) A$	NEUTRE
$\Delta T_v < 0 \Leftrightarrow (\gamma_v - \Gamma_v) A' < (\Gamma'_v - \gamma_v) A$	STABLE

Exemples:

- i) Considérons le cas où $\Gamma_s < \gamma_v < \Gamma_d$ (conditionnellement instable) avec $\Gamma_v = \Gamma_s$ et $\Gamma'_v = \Gamma_d$. De la relation (4),

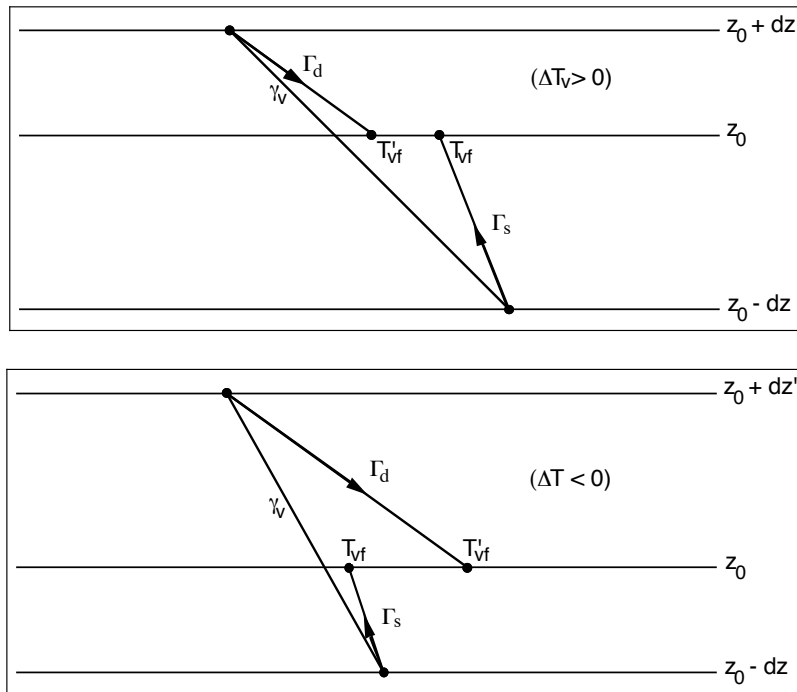
$$\Delta T_v = \left[(\gamma_v - \Gamma_s) - (\Gamma_d - \gamma_v) \frac{A}{A'} \right] dz$$

Pour obtenir de l'instabilité, il faut que

$$(\gamma_v - \Gamma_s) > (\Gamma_d - \gamma_v) \frac{A}{A'}$$

Les deux termes de l'inégalité sont positifs. Ainsi, l'état de stabilité dépend du rapport $A/A' \cong w'/w$.

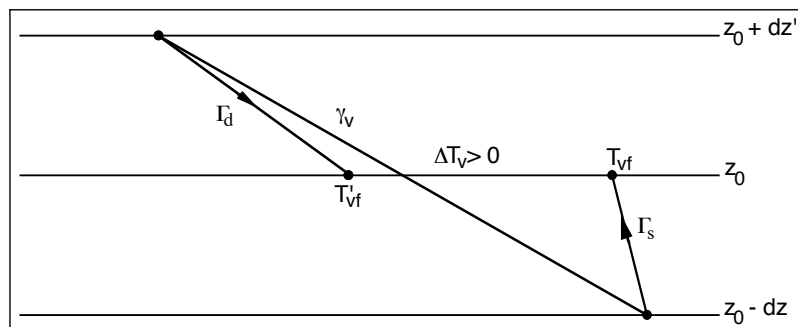
On présente un cas instable ($\Delta T_v > 0$) et un cas stable ($\Delta T_v < 0$).



- ii) Considérons le cas où $\gamma_v > \Gamma_d$ (absolument instable) avec $\Gamma_v = \Gamma_s$ et $\Gamma'_v = \Gamma'_d$. Pour obtenir de l'instabilité, il faut que

$$(\gamma_v - \Gamma_s) > (\Gamma_d - \gamma_v) \frac{A}{A'}$$

Ce qui est toujours vérifié. L'instabilité ne dépend pas du rapport $A/A' \equiv w'/w$ cette fois ci. Dans le cas illustré ici, de par la grande valeur de ΔT_v , l'instabilité est devenue plus prononcée par l'effet de la subsidence.



➤ Entraînement

Dans l'analyse des déplacements verticaux des parcelles d'air, on a supposé qu'il n'y avait aucun mélange entre la parcelle et l'air ambiant. Dans le cas où les mélanges turbulents seraient très actifs, cette hypothèse n'est peut plus être appliquée. En ignorant les mélanges turbulents d'importance considérable, on surévalue la différence de température entre la parcelle et l'environnement et l'énergie cinétique acquise par la parcelle saturée.

Lorsqu'un élément d'air ascendant se mélange avec l'air ambiant, l'air étant généralement plus froid et plus sec que l'élément ascendant, le mélange tend à réduire l'accélération et à diminuer son rapport de mélange. Ce type de mélange est appelé entraînement. Nous allons maintenant déterminer, à partir des effets thermodynamiques, le gradient thermique suivi par un élément d'air ascendant lorsque l'entraînement est pris en considération.

Considérons une masse nuageuse m , qui contient de l'air sec, de la vapeur d'eau et de l'eau condensée. Supposons aussi que durant une ascension δz une masse δm d'air ambiant est entraînée.

Si la température de la masse nuageuse est T et que celle de l'air ambiant est T' , on exprime la quantité de chaleur requise pour réchauffer l'air entraîné par

$$\delta Q_1 = c'_p (T - T') \delta m ,$$

De plus, de l'eau condensée de la masse nuageuse évapore afin de saturer l'air incorporé.

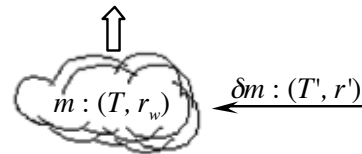
La chaleur requise pour l'évaporation est donnée par

$$\delta Q_2 = \ell_v (r_w - r') \delta m ,$$

où r' est le rapport de mélange de l'air entraîné. Durant l'ascension de la masse nuageuse il y a de la condensation qui se produit. La quantité de chaleur dégagée durant cette condensation est donnée par

$$\delta Q_3 = -m \ell_v dr_w .$$

Ainsi, durant le processus, la masse nuageuse perd une quantité $(\delta Q_1 + \delta Q_2)$ de chaleur et gagne une quantité δQ_3 .



Du premier principe de thermodynamique, on obtient que

$$\delta Q = -(\delta Q_1 + \delta Q_2) + \delta Q_3 = m c_p dT - m \alpha dp$$

d'où
$$-c'_p (T - T') \frac{dm}{m} - \ell_v (r_w - r') \frac{dm}{m} - \ell_v dr_w = c_p dT - \frac{R_d T}{p} dp$$

$$(c'_p \approx c_p \approx c_{pd}) \Rightarrow \frac{dT}{dz} \approx - \left[(T - T') + \frac{\ell_v}{c_{pd}} (r_w - r') \right] \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} - \frac{\ell_v}{c_{pd}} \frac{dr_w}{dz} + \frac{R_d T}{c_{pd}} \frac{dp}{dz}$$

On peut montrer que (Eq. hydrostatique et C.C.)

$$\Gamma_e \approx - \frac{dT}{dz} = \frac{\frac{g}{c_{pd}} \left[1 + \frac{\ell_v r_w}{R_d T} \right] + \frac{\mu}{m} \frac{dm}{dz} \left[(T - T') + \frac{\ell_v}{c_{pd}} (r_w - r') \right]}{1 + \frac{\ell_v^2 r_w}{R_v c_{pd} T^2}}$$

où Γ_e représente le taux de refroidissement lors du soulèvement d'une masse nuageuse dont l'entraînement est pris en considération.

Γ_e peut être aussi représenté en terme de Γ_s par,
$$\Gamma_e \approx \Gamma_s + \frac{\mu \left[(T - T') + \frac{\ell_v}{c_{pd}} (r_w - r') \right]}{1 + \frac{\ell_v^2 r_w}{R_v c_{pd} T^2}}$$

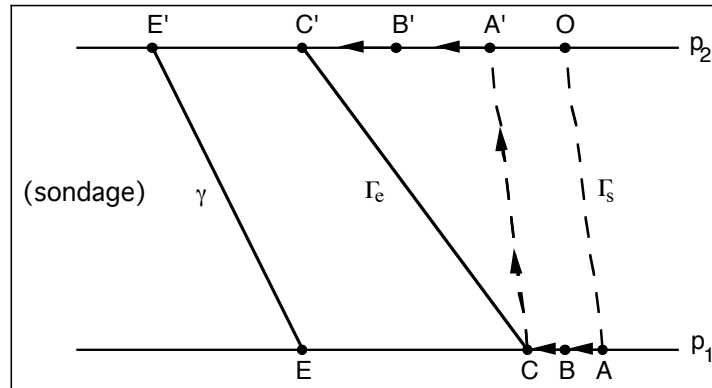
où le coefficient d'entraînement μ est défini par
$$\mu \equiv \frac{1}{m} \frac{dm}{dz}$$

On remarque de la relation ci-dessus que:

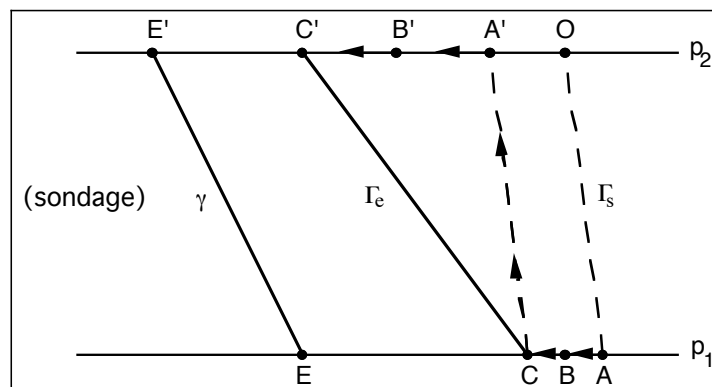
- S'il n'y a pas d'entraînement ($\delta m = 0$), le taux de refroidissement $\Gamma_e = \Gamma_s$. La masse nuageuse se soulève selon une pseudoadiabatique.
- $\Gamma_e > \Gamma_s$. Ainsi, la différence de température ΔT_v entre la masse nuageuse avec entraînement et l'air ambiant est moindre que dans le cas d'un soulèvement pseudoadiabatique.
- Puisque $\mu = (1/m)(dm/dz)$, plus la masse nuageuse est petite plus l'effet de l'entraînement est important.

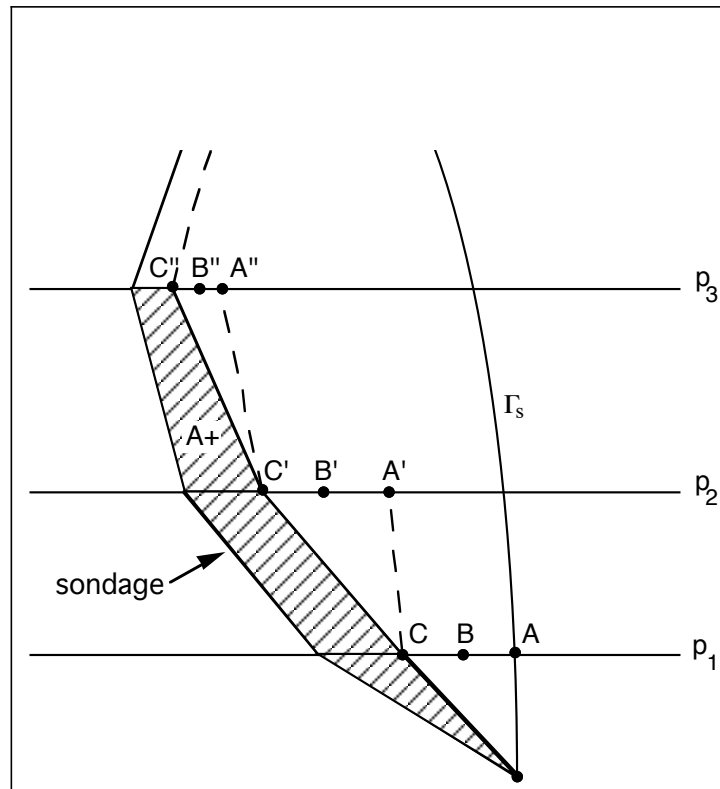
Dans les figures suivantes, on visualise l'effet de l'entraînement sur la trajectoire des masses nuageuses qui se soulèvent. Sur ces diagrammes, on divise l'ascension en un certain nombre d'étape, et pour chaque étape on considère trois processus:

- i) La parcelle se mélange de façon isenthalpique avec l'air ambiant entraîné. La proportion d'air incorporé est donnée par μ (par exemple 20 %/km). Grâce à ce processus la particule initialement en A se retrouve au point B. Lorsque T_B est donné par la température moyenne pondérée par la masse des températures initiales T_A et T_E .



- ii) Une fois le mélange effectué, de l'eau condensé évapore de façon isenthalpique jusqu'à saturation. Une fois saturée la masse nuageuse se trouve en C avec la température du thermomètre mouillé du mélange au point B.
- iii) La masse nuageuse effectue par la suite une ascension de façon pseudoadiabatique Δp jusqu'au point A'. Les processus i) et ii) sont alors par la suite effectués. La trajectoire de la masse nuageuse est ainsi représentée par la courbe CC'.





➤ Effet de l'eau condensée sur la stabilité d'une parcelle d'air

Un nuage ou un brouillard sont constitués d'un mélange de deux (ou trois) phases distinctes : de l'air humide, des gouttes d'eau et éventuellement des cristaux de glace. Or les phases condensées ont une réponse dynamique différente de celle du fluide qui les entoure.

L'équation qui décrit le mouvement de la goutte i dans la parcelle est donnée par la deuxième loi de Newton :

$$m_i \frac{dv_i}{dt} = -m_i g + f_{di}$$

où m_i est la masse de la goutte, v_i sa vitesse de chute, g l'accélération de gravité, et f_{di} est la force de frottement que l'air exerce sur la goutte. Lorsque la goutte atteint la vitesse limite de chute, son accélération est nulle et

$$f_{di} = m_i g.$$

Le mouvement de l'air humide de la parcelle nuageuse est aussi établi par la deuxième loi de Newton

$$\rho_a V \frac{dw}{dt} = \rho'_a V g - \rho_a V g - F_d \quad (1)$$

où ρ_a est la densité de la parcelle, V son volume, w sa vitesse, ρ'_a est la densité de l'air de l'environnement, et F_d est la force de friction totale exercée par toutes les gouttes.

Appliquant le principe d'action et réaction, F_d est égal à la somme des f_{di} étendue à la population de gouttes

$$F_d = \sum_i f_{di},$$

et lorsqu'elles chutent à vitesse terminale on obtient

$$F_d = g \sum_i m_i. \quad (2)$$

Des équations (1) et (2) nous pouvons alors écrire

$$\frac{dw}{dt} = \left(\frac{\rho'_a}{\rho_a} - 1 \right) g - \frac{g \sum_i m_i}{\rho_a V},$$

et de la définition du contenu en eau liquide $q_L = \frac{m_w}{m_a} = \frac{\sum_i m_i}{\rho_a V}$ nous avons que

$$\Rightarrow \boxed{\frac{dw}{dt} = \left(\frac{T_v}{T'_v} - 1 \right) g - q_L g} \quad (3)$$

où T_v est la température virtuelle de la parcelle, et T'_v est la température virtuelle de l'environnement.

Il est pratique courante modifier la définition de température virtuelle pour tenir compte de la présence de la phase condensée dans la parcelle d'air. Pour cela on pose que

$$\begin{cases} \frac{dw}{dt} = \left(\frac{T_v}{T'_v} - 1 \right) g - q_L g \\ \frac{dw}{dt} = \left(\frac{T_v^c}{T'_v} - 1 \right) g \end{cases}$$

d'où on a que

$$\boxed{T_v^c = T (1 + 0.608 q - q_L)} \quad (4)$$

Dans la littérature, les expressions (3) et (4) sont déduites en considérant que la parcelle d'air se comporte comme un système fermé dans lequel l'air sec, la vapeur d'eau et les gouttes en chute se déplacent solidairement. Par conséquent on considère dans l'équation de mouvement de la parcelle d'air que le poids de l'eau condensée exerce une force dirigée vers le bas. Or on sait que les gouttes sont en chute permanente par rapport à l'air et c'est par le biais de la friction qu'elles s'opposent à son mouvement. Il appert que, seulement si toutes les gouttes sont à leur vitesse limite (accélération inertielle nulle), la résultante des forces de frottement entre les gouttes et l'air est égale au poids de l'eau condensée. Il semble raisonnable de supposer que les gouttes chutent de façon générale à leur vitesse limite. Cependant, lors de fort cisaillement de la vitesse de l'air, on devrait se questionner sur la validité de cette hypothèse.

EFFETS RADIATIFS SUR LES NUAGES

➤ Brouillard

Une fois le brouillard formé, par refroidissement radiatif il tend à s'intensifier, car agissant comme un corps noir il se met à émettre de la radiation infrarouge. La majeure partie du refroidissement s'effectue au sommet du brouillard. Par cet effet, l'intensité du brouillard se trouve grandement augmentée dans les niveaux supérieurs.

Après la levée du soleil, la visibilité peut continuer à diminuer puisque le brouillard réfléchit en grande partie le rayonnement solaire. Cependant, grâce au rayonnement solaire, le sol se réchauffe et tend ainsi à dissiper le brouillard. Initialement, le brouillard se dissipe alors dans les niveaux près du sol, pour finalement se dissiper complètement par les effets du réchauffement et du mélange entre les niveaux inférieurs et supérieurs du brouillard.

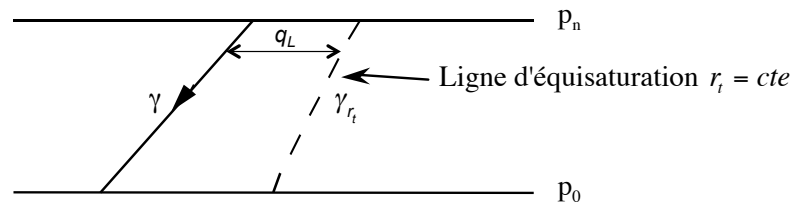
➤ Nuages

Puisque les sommets des nuages agissent comme des corps noirs (émission de radiations infrarouges), les refroidissements résultants ont pour effet d'augmenter la densité des nuages au sommet de ceux-ci (effet brouillard). Le taux de refroidissement d'un petit nuage peut excéder le taux de refroidissement de l'air, et ainsi produire la descente du nuage vers des niveaux plus bas. Ce processus peut produire l'évaporation complète de l'eau liquide du nuage et donc la dissipation complète du nuage.

Or, pendant la descente : $r_w + q_L = r_t = cte$

Considérons les cas suivants :

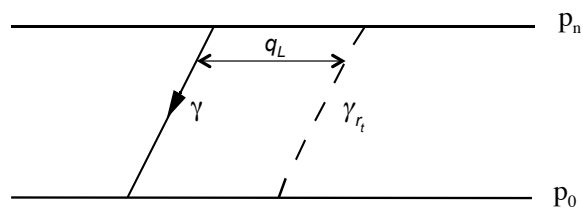
i) $\gamma < \gamma_{r_t}$



Pendant la descente du nuage : $r_w + q_L = r_t = cte$

➔ r_w diminue donc q_L augmente.

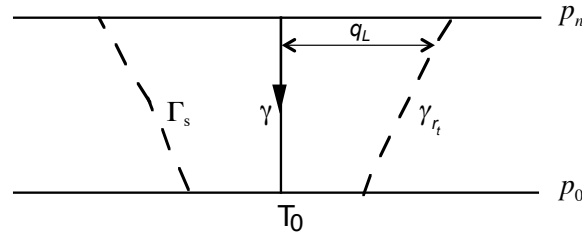
ii) $\gamma = \gamma_{r_t}$



Pendant la descente du nuage : $r_w + q_L = r_t = cte$

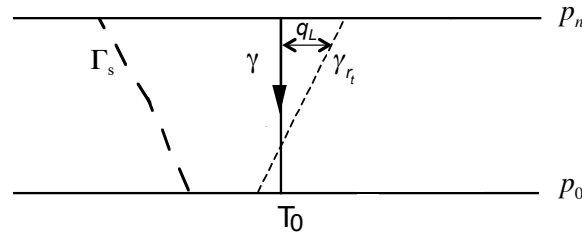
➔ $r_w = cte$ et alors $q_L = cte$.

iii) $\Gamma_s > \gamma > \gamma_{r_t}$ avec $r_w(T_0) < r_t$



Pendant la descente du nuage : $r_w + q_L = r_t = cte \rightarrow$ Puisque r_w augmente, q_L diminue

iv) $\Gamma_s > \gamma > \gamma_{r_t}$ avec $r_w(T_0) > r_t$



Dans ce cas, le nuage se dissipe avant d'arriver au sol (dissipation nocturne).

TAUX DE PRÉCIPITATION MAXIMUM

Considérons maintenant un flux ascendant de parcelles d'air saturé. Durant le soulèvement de la masse d'air, de la vapeur d'eau est condensée en eau liquide. Si on s'imaginerait que toute l'eau condensée contribue à produire de la précipitation, on est en mesure d'estimer le taux maximum de précipitation possible.

Suivant un processus pseudoadiabatique, on a que pour $\ell_v \approx cte$

$$(c_{pd} + r_w c_w) d \ln T - R_d d \ln p + \ell_v d \left(\frac{r_w}{T} \right) \approx 0.$$

Or

$$d \left(\frac{r_w}{T} \right) = \frac{dr_w}{T} - \frac{r_w}{T^2} dT,$$

$$\Rightarrow \left[c_{pd} + \left(c_w - \frac{\ell_v}{T} \right) r_w \right] \frac{dT}{T} - R_d \frac{dp}{p} + \frac{\ell_v}{T} dr_w \approx 0,$$

$$c_{pd} \frac{dT}{T} - R_d \frac{dp}{p} + \frac{\ell_v}{T} dr_w \approx 0.$$

De l'équation des gaz idéaux et hydrostatique on a que $R_d \frac{dp}{p} = \frac{dp}{\rho T} = -\frac{g_0}{T} dz,$

$$\Rightarrow c_{pd} dT + g dz + \ell_v dr_w \cong 0; \quad \Rightarrow c_{pd} \frac{dT}{dz} + \ell_v \frac{dr_w}{dz} + g_0 \cong 0.$$

Avec, $\Gamma_d = g_0/c_{pd}$ et $\Gamma_s = -dT/dz$, on obtient :

$$-\Gamma_s + \frac{\ell_v}{c_{pd}} \frac{dr_w}{dz} + \Gamma_d \cong 0, \quad \left| \begin{array}{l} \text{Processus} \\ \text{pseudo-adiabatique} \end{array} \right.$$

d'où

$$\boxed{-\frac{dr_w}{dz} = -(\Gamma_s - \Gamma_d) \frac{c_{pd}}{\ell_v}} \quad \left(\begin{array}{l} \text{Quantité d'eau condensée} \\ \text{par km d'ascension} \end{array} \right)$$

$$\text{De plus} \quad \frac{dr_w}{dz} = \frac{dr_w}{dt} \frac{dt}{dz} = \frac{dr_w}{dt} \frac{1}{w} \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{w} \frac{dr_w}{dt} = \frac{c_{pd}}{\ell_v} (\Gamma_s - \Gamma_d),$$

où w représente la vitesse verticale de la masse d'air. Ainsi que,

$$\boxed{-\frac{dr_w}{dt} = \frac{w c_{pd}}{\ell_v} (\Gamma_d - \Gamma_s)}.$$

Le taux de précipitation R est défini par la quantité d'eau qui tombe par unité de temps et unité de surface. Considérant que toute l'eau condensée est éventuellement transformée en précipitation, on peut écrire que

$$\delta R (\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}) = -\frac{dr_w}{dt} \delta m = \frac{w c_{pd}}{\ell_v} (\Gamma_d - \Gamma_s) \delta m = \frac{w c_{pd}}{\ell_v} (\Gamma_d - \Gamma_s) \rho \delta z$$

où $\delta m = \rho \delta z$ est la masse d'air par unité de surface dans une couche de nuage d'épaisseur δz .

La masse de précipitation par unité de surface peut être exprimée en terme d'épaisseur d'eau en mm. Puisque la densité de l'eau est 10^3 kg m^{-3} , on trouve que 1 kg m^{-2} d'eau de pluie représente une épaisseur de 1 mm . Le taux de précipitation est ainsi souvent représenté en mm/h :

$$\delta R (\text{mm h}^{-1}) = 3600 \frac{w c_{pd}}{\ell_v} (\Gamma_d - \Gamma_s) \rho \delta z \stackrel{\text{Eq. hydrostatique}}{\downarrow} = 3600 \frac{w c_{pd}}{\ell_v} (\Gamma_s - \Gamma_d) \frac{\delta p}{g_0}$$

où toutes les quantités sont exprimées dans les unités MKS.

Pour un nuage entier, on intègre cette relation de la base (NCA) au sommet du nuage ($\sim$ NFN) :

$$R = - \int_{\text{nuage}} \frac{dr_w}{dt} dm = \int_{\text{nuage}} \frac{dr_w}{dt} \frac{dp}{g_0} = 3600 \frac{c_{pd}}{g_0 \ell_v} \int_{\text{nuage}} (\Gamma_s - \Gamma_d) w dp$$

$\uparrow$
 $dm = \rho dz = -dp/g_0$

$$R = 3600 \frac{c_{pd}}{g_0 \ell_v} \int_{\text{nuage}} (\Gamma_s - \Gamma_d) w dp$$

Dans un théphigramme

$$\left(s_d = c_{pd} \ln \theta + cte \right) \Rightarrow ds_d = c_{pd} d \ln T - R_d d \ln p_d \left\{ \Rightarrow -\frac{dr_w}{dt} = \frac{T}{\ell_v} \frac{ds_d}{dt} \right.$$

$$\left. c_{pd} \frac{dT}{T} - R_d \frac{dp}{p} + \frac{\ell_v}{T} dr_w \cong 0 \right\}$$

Le long d'une pseudoadiabatique on a que $\frac{ds_d}{dt} = \left(\frac{\partial s_d}{\partial p} \right)_{\theta_w} \frac{dp}{dt}$.

D'où :

$$R = - \int_{\text{nuage}} \frac{T}{g_0 \ell_v} \frac{dp}{dt} \left(\frac{\partial s_d}{\partial p} \right)_{\theta_w} dp \cong \Sigma \left(\frac{T}{g_0 \ell_v} \right) \left(\frac{dp}{dt} \right) (\Delta s_d)_{\theta_w} .$$

$\uparrow$
 $-g \rho w$