

## Transferts Thermiques dans les Fluides

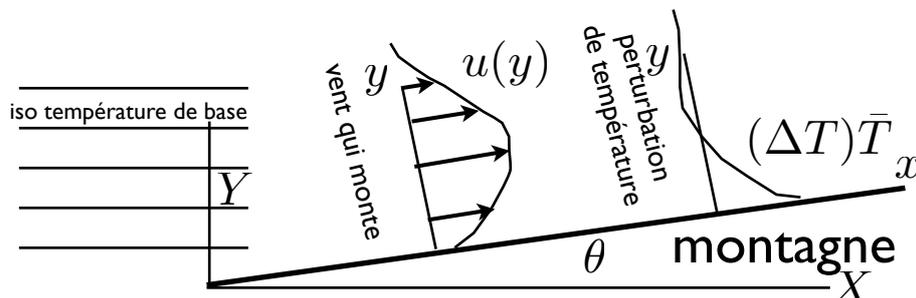
MF 204

durée 2 heures, tout document personnel autorisé

### Étude des vents Anabatique et Catabatique.

L'objet de ce problème est l'étude (simplifiée) de vents le long des montagnes. On distingue deux vents : le vent "anabatique" et le vent "catabatique" (du grec *κατα βαινω* je descends, *ανα βαινω* je monte). Les deux sont des vents gravitationnels créés par la force d'Archimède (terme de Boussinesq dans les équations).

Le vent anabatique est levé par un mécanisme assez similaire à la brise de mer. Une pente faisant face au soleil sera réchauffée rapidement par le rayonnement, la température de l'air près de la pente sera donc plus chaude que celle de l'air dans l'atmosphère. Une poussée d'Archimède produira alors un mouvement le long de la pente vers le haut. Inversement la nuit, le vent descend la montagne, on l'appelle alors "vent catabatique".



En fait, les vents catabatiques sont surtout très forts en Antarctique ou en Arctique au Groenland. La vitesse du vent peut être alors très élevée (plus de 300 km/h). Le Mistral (vallée du Rhône) et la Bora (Croatie, mer Adriatique) sont deux vents catabatiques européens.

On rappelle que l'on va étudier l'écoulement dans le cadre de l'approximation de type "Boussinesq" en régime stationnaire : les équations de conservation associées au mouvement (l'axe des  $x$  est le long de la pente,  $y$  est perpendiculaire,  $Y$  est la verticale; l'angle entre  $X, Y$  et  $x, y$  est  $\theta$ ), sont l'incompressibilité de l'air et la quantité de mouvement pour le fluide ainsi que l'équation de la chaleur. On a avec les notations classiques :

$$\rho_0 \left( u \frac{\partial}{\partial x} u + v \frac{\partial}{\partial y} u \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} - \rho_0 g \sin(\theta) (1 - \alpha(T - T_0)) + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

$$\rho_0 \left( u \frac{\partial}{\partial x} v + v \frac{\partial}{\partial y} v \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} - \rho_0 \cos(\theta) g (1 - \alpha(T - T_0)) + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$

On remarquera que le vent est une couche fine pariétale dont l'épaisseur sera notée  $\delta$ .

## Etat de Base

Au travers de l'atmosphère, la température évolue avec l'altitude. Dans le cas d'une atmosphère stable, le vent est nul, la température augmente en fonction de la hauteur  $Y = \cos(\theta)y + x\sin(\theta)$ . On posera  $T = T_0 + B(\cos(\theta)y + x\sin(\theta))$ , où  $B$  est le gradient vertical de température supposé constant. Dans le cas sans vent, la pression varie aussi en fonction de la hauteur. On appelle pression hydrostatique cette pression.

1.1 Ecrire l'équilibre hydrostatique.

1.2 On appelle  $p_0$  la référence de pression. Exprimer  $p_{hydro}$  (on pourra se placer dans le repère vertical  $Y = \cos(\theta)y + x\sin(\theta)$  et  $X = \cos(\theta)x - y\sin(\theta)$  pour simplifier le calcul).

## Mouvement le long d'une pente infinie

Comme expliqué plus haut, la pente de la montagne est un peu chauffée et chauffe le fluide. On pose pour la perturbation autour de l'état hydrostatique  $T = T_0 + B(\cos(\theta)y + x\sin(\theta)) + (\Delta T)\bar{T}$ , cette élévation d'ordre  $(\Delta T)$  de la température provoque le mouvement du fluide : on pose  $u = U_0\bar{u}$ . Lorsque la montagne est assez longue, l'écoulement est établi, il n'y a plus de variations longitudinales en  $x$ , les champs dépendent de  $y$  uniquement (et  $v = 0$ ). On remarquera que la perturbation de pression par rapport à la pression hydrostatique est nulle car elle ne joue pas de rôle dans le mouvement.

2.1 Montrer que l'incompressibilité est vérifiée.

2.2 Ecrire les équations de conservation de quantité de mouvement compte tenu de l'invariance en  $x$ .

2.3 Adimensionner l'équation suivant  $u$  et trouver par moindre dégénérescence une première relation entre les ordres de grandeur  $U_0$  et  $(\Delta T)$ .

2.4 Ecrire l'équation de la chaleur complète en stationnaire mais en négligeant le terme d'élévation de la température par la viscosité (quel est le nombre sans dimension associé à ce phénomène?).

2.5 Montrer que compte tenu des hypothèses l'équation de la chaleur s'écrit

$$u = A \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2}.$$

Identifier le coefficient  $A$  en fonction des caractéristiques du fluide et des paramètres du problème.

2.6 Adimensionner l'équation de la chaleur en utilisant  $\delta$  l'épaisseur caractéristique du vent pariétal. Trouver par moindre dégénérescence une deuxième relation entre  $U_0$  et  $\Delta T$  (et les coefficients pertinents).

2.7 En déduire l'épaisseur  $\delta$  en fonction de  $g$ ,  $\theta$ ,  $Pr$ ,  $B$  et  $\alpha$ .

2.8 Exprimer ensuite  $U_0$ .

2.9 Vérifier que le système à résoudre se réduit à  $\frac{\partial^4 \bar{u}}{\partial \bar{y}^4} + \bar{u} = 0$ .

2.10 Quelles sont toutes les conditions aux limites?

2.11 Montrer que la solution est en  $e^{-K\bar{y}}\sin(K\bar{y})$ . Calculer  $\bar{T}$ .

## Longueur d'établissement

On a en fait pas pris en compte la dérivée totale  $\rho_0(u \frac{\partial}{\partial x} u + v \frac{\partial}{\partial y} u)$  ni le gradient de pression hors pression hydrostatique  $-(\delta p) \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}$  dans la question précédente. La vitesse est bien toujours d'ordre de

grandeur  $U_0$  déterminé plus haut.

3.1 Quelle serait l'échelle de longueur  $L_e$  pertinente qui permettrait de tenir compte de la longueur d'établissement de l'écoulement ?

3.2 Quel sera l'ordre de grandeur de la vitesse transverse ?

3.3 Quel sera l'ordre de grandeur de  $(\delta p)$  ?

3.4 Comment relier  $L_e$  et l'invariance en  $x$  de la question (2.) ?

## Influence de la force de Coriolis

Dans le cas du vent catabatique en région polaire, il est si fort que la force de Coriolis n'est plus négligeable. La vitesse  $w$  transverse entre en jeu. On se place encore une fois dans le cas du régime établi, il n'y a donc plus de dérivée totale et l'invariance donne  $u(y)$ ,  $v = 0$ ,  $w(y)$  et  $(\Delta T)\bar{T}(y)$ .

4.1 Montrez que l'on obtient alors les équations suivantes (pour un vent catabatique  $\theta$  est négatif) :

$$0 = g \sin(\theta) \alpha (\Delta T) \bar{T} - f w \cos(\theta) + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad 0 = f u + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}, \quad 0 = -B \sin \theta u + \frac{k(\Delta T)}{\rho_0 c_p} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2}.$$

$f$  est le paramètre de Coriolis  $f = 2\Omega \sin \lambda$  (vitesse de rotation de la terre et latitude du lieu).

4.2 Quel doit être l'ordre de grandeur de  $f$  pour que la force de Coriolis soit à prendre en compte ?

4.3 Ecrire l'équation différentielle pour  $\bar{T}$ . Quelle sera la forme de la solution pour les différents champs ?

## Bibliographie

On consultera Wikipedia :

[http://fr.wikipedia.org/wiki/Vent\\_catabatique](http://fr.wikipedia.org/wiki/Vent_catabatique), et de même pour "anabatique".

Ivana Stiperski, Iva Kavcic, Branko Grisogono and Dale R. Durran (2007)

"Including Coriolis effects in the Prandtl model for katabatic flow",

Q. J. R. Meteorol. Soc. 133 : 101–106 (2007)

Ludwig Prandtl (1952) :

"Guide à travers la mécanique des fluides" 1952 Dunod

## Étude des vents Anabatique et Catabatique

1. Manifestement l'altitude dans le repère re-tourné (le repère habituel suivant la verticale) est bien  $Y = \cos(\theta)y + x\sin(\theta)$ . donc comme  $T = T_0 + BY$ , l'équation est simplement :

$$0 = -\frac{\partial p_{hyd}}{\partial Y} + \rho_0 g(1 - \alpha BY), \text{ soit par intégration : } p_{hyd} = p_0 - \rho_0 g(Y - \alpha BY^2/2).$$

Si on le fait sans se poser de question, c'est plus compliqué, on part de l'équilibre :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = +\rho_0 g \sin(\theta)(1 - B\alpha(\cos(\theta)y + x\sin(\theta))) \text{ et } \frac{\partial p}{\partial y} = -\rho_0 \cos(\theta)g(1 - \alpha B(\cos(\theta)y + x\sin(\theta)))$$

On intègre la première en  $x$ , cela donne  $p = +\rho_0 g \sin(\theta)(x - B\alpha(\cos(\theta)yx + (x^2/2)\sin(\theta))) + F(y)$  on dérive par rapport à  $y$  et on identifie à  $\frac{\partial p}{\partial y}$  :

$$-\rho_0 g \sin(\theta)(0 - B\alpha(\cos(\theta)y + 0) + F'(y)) = -\rho_0 \cos(\theta)g(1 - \alpha B(\cos(\theta)y + x\sin(\theta)))$$

donc  $F(y) = p_0 - \rho_0 \cos(\theta)g(y - \alpha B(\cos(\theta)y^2/2 + 2xysin(\theta)))$ . On trouve la même chose :

$$p = p_0 - \rho_0 g(x\sin\theta + y\cos\theta) + \frac{1}{2}(\alpha B(x\sin\theta + y\cos\theta))^2.$$

Si on fait des changements de repère on fait attention, on a  $\partial_X = 0$ .

2.1 L'incompressibilité  $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$  est vérifiée car  $v = 0$  (adhérence) et  $\partial_x = 0$ .

2.2 L'équation en  $u$  donne (il n'y a pas d'équation en  $v$ ), resp. 2.3 s'adimensionne :

$$0 = \rho_0 g \alpha \sin(\theta)(\Delta T)\bar{T} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad \text{resp. } 0 = \bar{T} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{y}^2}$$

grâce à l'ordre de grandeur :  $U_0 = \rho_0 g \alpha \sin(\theta)(\Delta T)\delta^2/\mu$ . On a fait disparaître les termes de variation de température dans  $p_{hyd}$  (ça vient des questions 1.1 et 1.2), il reste une perturbation transverse de pression qui est un résultat de l'intégration de  $\bar{T}$  en  $y$  (non demandé dans l'énoncé).

2.4 2.5 et 2.6 L'équation de la chaleur s'écrit (à nombre d'Eckert nul)  $\rho c_p u B \sin(\theta) = k(\Delta T) \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2}$

d'où  $A = k(\Delta T)/(\rho c_p B \sin\theta)$ . En adimensionnant, on trouve une nouvelle relation liant les jauges de vitesse et température  $U_0 = k(\Delta T)/(\rho c_p B \sin(\theta)\delta^2)$  et ainsi l'équation de la chaleur est  $\bar{u} = \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{y}^2}$

2.7 On obtient par élimination  $\delta^4 = \frac{\nu^2}{g \sin^2 \theta Pr B \alpha}$ .

2.8  $U_0 = (\Delta T)\sqrt{(g\alpha)/(PrB)}$  est indépendant de la pente  $\theta$  et dépend de  $Pr$ .

2.9 et 2.10 Conditions aux limites : vitesse nulle en 0 et à l'infini, température nulle à l'infini.

Température donnée constante en 0 (on prend  $\bar{T}(0) = 1$ ). Ordre 4, donc 4 conditions... Si on ne

sait pas que les solutions d'une EDO d'ordre 4 sont en  $e^{p\bar{y}}$  avec  $p^4 + 1 = 0$  donc  $p = e^{i\pi/4}$  d'où

une combinaison de  $e^{-\frac{\bar{y}}{\sqrt{2}}}\sin\left(\frac{\bar{y}}{\sqrt{2}}\right)$  et  $e^{-\frac{\bar{y}}{\sqrt{2}}}\cos\left(\frac{\bar{y}}{\sqrt{2}}\right)$ , alors on vérifie la forme proposée et on dérive

$e^{-K\bar{y}}\sin(K\bar{y})$ . La dérivée seconde est  $-2K^2 e^{-K\bar{y}}\sin(K\bar{y})$  puis la dérivée 4ème est  $-4K^4 e^{-K\bar{y}}\sin(K\bar{y})$

ce qui nous donne bien  $K = 1/\sqrt{2}$ . On vérifie que  $\bar{u} = e^{-\frac{\bar{y}}{\sqrt{2}}}\sin\left(\frac{\bar{y}}{\sqrt{2}}\right)$  résout l'équation différentielle.

La température est  $\bar{T} = e^{-\frac{\bar{y}}{\sqrt{2}}}\cos\left(\frac{\bar{y}}{\sqrt{2}}\right)$ .

Ces champs vérifient bien la vitesse nulle en 0 et l'infini, et la température nulle à l'infini. Température donnée en 0.

Ci dessous Tracé des profils et image originale du livre de Prandtl,

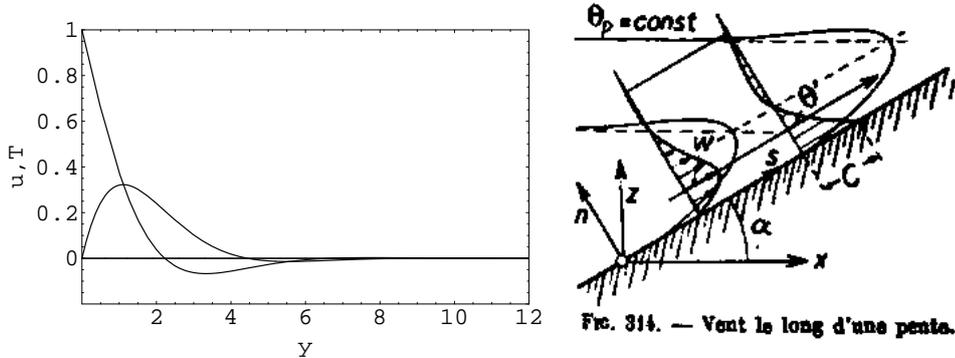


FIG. 314. — Vent le long d'une pente.

3.1 On équilibre  $\rho U_0^2/L_e$  le terme convectif que l'on réintroduit à  $\mu U_0/\delta^2$  le terme diffusif qui est toujours le même. Donc  $L_e = \delta(U_0\delta/\nu)$ .

3.2 la vitesse transverse est  $\delta U_0/L_e$

3.3 La pression  $\rho_0 U_0^2$

4.1 Coriolis avec  $f = 2\Omega \sin\lambda$  donne effectivement les équations proposées.

La version distribuée de l'énoncée était avec le mauvais signe (recopie hâtive des équations de Stiperski écrites en variables différentes)

4.2 les vitesses  $u$  et  $w$  sont du même ordre de grandeur et  $f \sim g \tan\theta \alpha \Delta T$ , posons  $\bar{f}$  le paramètre de Coriolis réduit. on a (pour un angle négatif)

$$0 = -\bar{T} - \bar{f}\bar{w} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{y}^2}, \quad 0 = \bar{f}\bar{u} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial \bar{y}^2}, \quad 0 = \bar{u} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{y}^2}.$$

donc  $0 = (1 + \bar{f}^2)\bar{u} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{y}^2}$ . la solution est du même type que la précédente.

### Sources

Ivana Stiperski, Iva Kavcic, Branko Grisogono and Dale R. Durran (2007)

" Including Coriolis effects in the Prandtl model for katabatic flow",

Q. J. R. Meteorol. Soc. 133 : 101–106 (2007)

Ludwig Prandtl (1952) :

"Guide à travers la mécanique des fluides " 1952 Dunod

Ivana Stiperski, Iva Kavcic, Branko Grisogono and Dale R. Durran (2007)

" Katabatic flows with Coriolis effects",

Shapiro Fedorovich 2007 Katabatic flow along a differentially cooled sloping surface

J. Fluid Mech. (2007), vol. 571, pp. 149–175

Résultats de Google Books Katabatic flows

Texte du livre de Prandtl :

e) **Vent de montagne et vent de vallée dans l'air stratifié.** — Tant qu'il n'y a pas d'influence de stratification, on peut, des formules pour la plaque verticale, déduire théoriquement ce qui se passera le long d'une surface plane inclinée ayant une température différente du milieu ambiant, si l'on remplace dans ces formules  $g$  par  $g \sin \alpha$ . Pratiquement il faudra tenir compte de ce qu'en raison de la perturbation du champ de température qui se produit dans le cas où la surface oblique est plus chaude que le milieu ambiant, il se développe une instabilité statique ou une tendance accrue à l'apparition de la turbulence. Ceci s'applique au-dessus de la surface. Sur la face inférieure d'une surface chauffée ou sur la face supérieure d'une surface refroidie il se développe par contre une stabilité statique et par là une tendance atténuée à l'apparition de la turbulence.

Mais d'autres conditions prennent naissance si par suite d'une stratification, par exemple lorsque la température potentielle <sup>(1)</sup> croît vers le haut, l'état primitif de la masse d'air est stable. Dans ce cas une particule d'air réchauffée ne pourra s'élever que jusqu'à l'endroit où elle sera entourée de particules de même température. Si cependant la surface lui communique alors un nouvel apport de chaleur cette particule continue à monter d'une manière réglée par l'apport de chaleur.

C'est le cas laminaire qui est le plus simple à comprendre, voir figure 314. Dans le cas d'une surface inclinée sous un angle  $\alpha$  et qui présente partout un excédent de température par rapport à la masse d'air stratifiée, on obtient à peu près une vitesse uniforme pour chaque particule <sup>(2)</sup>, de sorte que l'inertie reste sans influence.

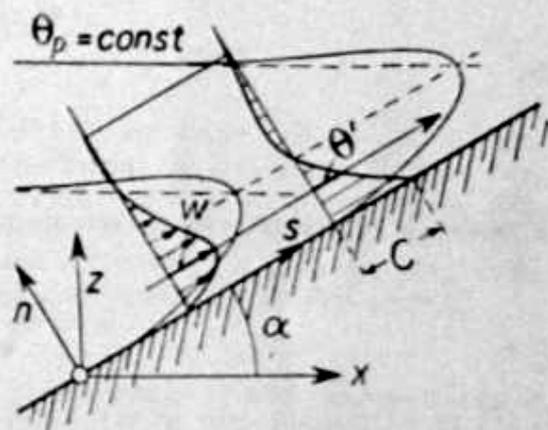


FIG. 314. — Vent le long d'une pente.

Pour le calcul, il est commode de transformer les coordonnées  $x$  et  $z$  (voir fig. 314), en coordonnées  $s$  et  $n$  respectivement parallèle et perpendiculaire à la surface oblique. En tenant compte de la perturbation de température  $\theta'$  due à la conduction thermique à partir de la surface oblique, la température potentielle devient :

$$\theta_p = A + Bz + \theta'(n). \quad (1)$$

D'après ce qui a été dit plus haut la vitesse  $w$  parallèle à  $s$  doit être simplement fonction de  $n$ . De l'équation de NAVIER-STOKES il ne reste donc, après soustraction de la pression au repos, que :

$$0 = g \sin \alpha \cdot \beta \theta' + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial n^2}. \quad (2)$$

<sup>(1)</sup> Voir à ce sujet la remarque à la page 393.

<sup>(2)</sup> Ceci abstraction faite des phénomènes au départ au bord inférieur de la surface réchauffée !

Le bilan du transport de chaleur et de la conduction thermique fournit :

$$w \frac{\partial \theta}{\partial s} = a \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial n^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial s^2} \right),$$

ce qui donne en tenant compte de (1) et de ce que  $z = s \sin \alpha + n \cos \alpha$  :

$$w \cdot B \sin \alpha = a \frac{\partial^2 \theta}{\partial n^2}. \quad (3)$$

Si l'on différencie (3), deux fois par rapport à  $n$  et si l'on introduit  $\frac{\partial^2 w}{\partial n^2}$  dans (2), on

$$0 = g \sin \alpha \cdot \beta w'' + \frac{v a}{\beta \sin \alpha} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial n^2}. \quad (4)$$

obtient :

La solution à prendre en considération ici de cette équation différentielle connue est :

$$w' = C \cdot e^{-n/l} \cos n/l \quad (5)$$

où :

$$l = \sqrt{\frac{4va}{g\beta B \sin^2 \alpha}}. \quad (6)$$

Partant de (2) on trouve après un court calcul :

$$w = C \sqrt{\frac{g\beta a}{vB}} e^{-n/l} \sin n/l. \quad (7)$$

Il est remarquable que  $w$  est indépendant de la grandeur de l'inclinaison  $\alpha$  ! Ceci tient au fait qu'avec une inclinaison  $\alpha$  plus petite, la composante de la force ascendante due aux différences de densité provenant de l'échauffement est plus petite, mais que le ralentissement du mouvement dans la direction de  $s$  par la stratification est aussi réduit de la même manière. Cette dernière influence se manifeste dans l'accroissement de  $l$  (à un doublement du  $\alpha$  parcours non rallenti)  $s$ , correspond d'après le calcul de la couche limite [voir p. 140, éq. (3)] une épaisseur de la couche limite  $l \sqrt{2}$  fois plus forte, en accord avec l'équation (6).

L'allure des fonctions des équations (5) et (7) est représentée à la figure 314. Il est remarquable que la perturbation de température  $\theta'$  comporte aussi des valeurs négatives. Mais on en comprend la raison si l'on pense que, par suite du frottement dû à la poussée thermique, des couches sont mises en mouvement sans avoir été elles-mêmes réchauffées, lesquelles couches après leur élévation sont plus froides que les parties du fluide au même niveau dans l'état stratifié non troublé. Les deux courbes  $\theta'$  = const de la figure 314 représentent les isothermes potentielles déformées dans le cas d'un fort échauffement, où l'apparition de la turbulence est probable.

Les formules ci-dessus gagnent encore en clarté si d'après une remarque antérieure on pose  $\beta = 1/T$  et si l'on introduit une hauteur  $H$  telle que l'on ait  $\beta = T/H$ .  $C$  est la perturbation de température à la paroi. Le facteur de  $w$  dans l'équation (7) par exemple devient alors égal à  $C \sqrt{\frac{g}{\theta H} \cdot \frac{a}{v}}$ .

Pour le cas turbulent nous nous limiterons à une courte estimation. Au lieu de l'équation (2), on peut utiliser une propriété déjà énoncée, savoir que la tension tangentielle le long d'une surface rugueuse inclinée, que l'on peut estimer égale

à  $\tau = \zeta \rho w_1^2$ , équilibre la poussée thermique de toute la couche réchauffée d'épaisseur  $l$  ( $w_1$  = vitesse maximum) :

$$\zeta \rho w_1^2 \sim g \zeta l \sin \alpha, \quad (2a)$$

Il s'y ajoute la relation correspondant à l'équation (3), dans laquelle à la place de la conductibilité thermique  $a$  il faut introduire une grandeur de remplacement pour le régime turbulent. Celle-ci est égale à  $A \cdot \beta$ , ou  $A = \frac{\partial w}{\partial n}$ . Si l'on pose  $\tau = A \frac{\partial w}{\partial n}$ , l'équation ci-dessus pour  $\tau$  donne, avec  $\frac{\partial w}{\partial n} \sim w_1/l$ ,  $A \sim \zeta w_1 l$ , donc  $a \sim \zeta w_1 l$ . L'équation (3) conduit donc à :

$$w_1 B \sin \alpha \sim \zeta w_1 l C \cdot \beta = \zeta w_1 C / l. \quad (3a)$$

On en déduit :

$$l \sim \zeta C B \sin \alpha. \quad (3b)$$

L'équation (2a) donne alors :

$$w_1 \sim C \sqrt{\frac{g \zeta}{\beta}} B = \frac{C}{\beta} \sqrt{g \beta H}. \quad (7a)$$

donc  $w_1$  est de nouveau indépendant de  $\alpha$ . Il faut cependant tenir compte de ce que, particulièrement pour les faibles inclinaisons, le coefficient de frottement  $\zeta$  varie non seulement avec  $l$ ,  $\beta$  (voir p. 132) mais aussi avec le degré de turbulence, qui est déterminé par le nombre de Richardson (voir p. 392). De cette manière et en raison de l'accroissement de  $l$ , il se produit à mesure que  $\alpha$  décroît, un passage progressif aux états qui s'établissent sur des surfaces horizontales et ont été décrits sous  $d$ ).

Rattachons encore aux développements qui précèdent la remarque importante que l'écoulement le long des versants de montagnes, en remontant lorsqu'il y a échauffement et en descendant quand il y a refroidissement, engendre des « puits » au pied de la montagne et des « sources » à la crête pour l'écoulement libre, lesquels se manifestent dans ce dernier. Si par exemple une longue vallée entre de hautes montagnes est remplie d'air stratifié d'une manière stable, l'air qu'emporte les puits au pied des versants réchauffés ne peut être remplacé que par un afflux d'air, venant de la sortie de la vallée, et qui par suite de la stratification ne peut en principe se déplacer qu'horizontalement. Il faut donc s'attendre à ce que ce vent, dit « vent de vallée », un phénomène très frappant dans toutes les longues vallées de montagne, ait sa plus grande force dans les couches inférieures où se trouvent les puits. Lorsque les versants se refroidissent par le rayonnement nocturne, les courants froids se rassemblent au fond de la vallée et descendent celle-ci comme le fait une rivière : c'est le « vent de montagne ». Les courants supérieurs qui établissent la compensation avec les sources ou les puits supérieurs, sont moins frappants parce qu'ici il n'y a aucun rétrécissement, mais ils doivent aussi se tenir en quelque sorte dans les couches où se trouvent les sources et les puits (pour autant naturellement que des phénomènes météorologiques importants ne troublent pas tout le système).