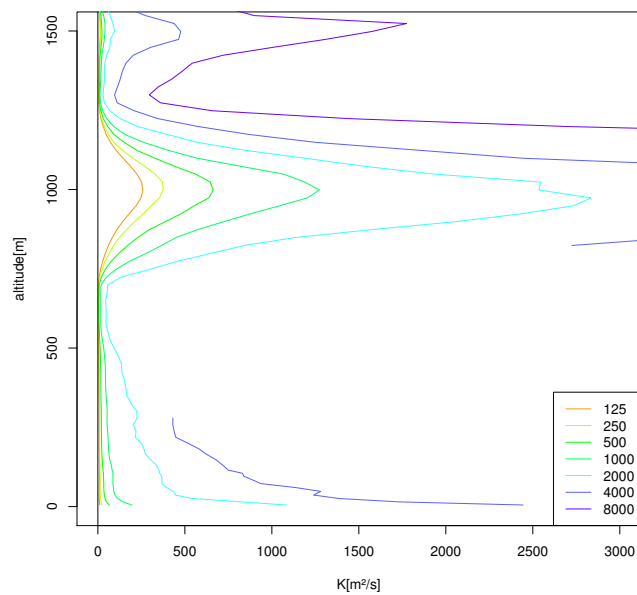


Modélisation de la couche limite à des résolutions hectométriques.



Projet de modélisation réalisé au Centre National de Recherche Météorologique sous la direction de Rachel Honnert et Pascal Marquet

Remerciements

Nous tenons tout d'abord à remercier nos encadrants, Rachel Honnert et Pascal Marquet, de nous avoir proposé un sujet passionnant sur la turbulence. Nous les remercions notamment pour le temps qu'ils nous ont consacré, leur disponibilité, leur encadrement irréprochable, leurs connaissances et leur contribution durant notre stage.

Nous tenons également à remercier Jeanine Payart pour son aide précieuse à la compréhension du fonctionnement de Meso-NH.

Nous remercions aussi toute l'équipe du RECYF et du CNRM de nous avoir accueilli à bras ouverts, et de nous avoir permis de nous intégrer facilement.

Résumé

Jusqu'à présent, les structures tourbillonnaires sont entièrement sous-maille dans les modèles de prévision numériques du temps. On avait l'habitude de considérer la couche limite comme homogène horizontalement, ce qui permet de négliger les flux turbulents horizontaux. La paramétrisation est alors purement verticale (1D).

Cependant, la résolution des modèles opérationnels commence à passer en-dessous de 2 km (1,3 km pour le modèle AROME de Météo France depuis avril 2015). Or ces échelles hectométriques se situent dans la «zone grise» de la turbulence et il a été récemment prouvé que même dans des couches limites purement convectives, les mouvements turbulents tri-dimensionnels, typiques d'une turbulence d'origine dynamique, doivent être modélisés pour ces échelles hectométriques. Il est alors nécessaire d'utiliser une paramétrisation 3D.

Durant ce stage, les coefficients de diffusion turbulente liant les flux turbulents aux gradients des variables moyennes ont été calculés aussi bien pour des flux verticaux qu'horizontaux à différentes résolutions dans la zone grise de la turbulence.

Table des matières

Introduction	4
1 Turbulence atmosphérique dans les modèles de prévision de temps	4
1.1 Généralité sur la couche limite atmosphérique	4
1.2 Modélisation de la turbulence dans la CLA	4
1.3 Zone grise	5
1.4 Problématique	5
2 Méthode	6
2.1 Modèle et simulation LES utilisée	6
2.2 Moyennes horizontales à différentes résolutions.	6
2.3 Calcul des coefficients de diffusion	7
3 Résultats	7
3.1 Gradient des champs moyennés	7
3.2 Flux turbulents	8
3.3 Coefficients de diffusion	9
3.4 Coefficients de diffusion en fonction de la résolution.	10
Conclusion	11
Bibliographie	12

Introduction

La présence permanente de structures tourbillonnaires de tailles inférieures à 2 km est caractéristique de la couche limite atmosphérique. Ces structures sont entièrement sous-maille, donc entièrement paramétrée dans les modèles opérationnels de prévision numérique du temps actuel.

Cependant, la résolution de ces modèles commence à passer en-dessous de 2 km (1,3 km pour le modèle AROME ([Seity *et al.*, 2011]) de Météo France depuis avril 2015). Ces nouveaux modèles, de résolution hectométrique, entrent ainsi dans la «zone grise» de la turbulence. Or, il a été récemment prouvé que même dans des couches limites purement convectives, les mouvements turbulents tri-dimensionnels, typiques d'une turbulence d'origine dynamique, doivent être modélisés pour des échelles spatiales situées dans la zone grise de la turbulence d'où la nécessité de paramétrisations tri-dimensionnelles.

Durant ce stage, nous avons cherché à quantifier les coefficients de diffusion turbulente horizontaux et verticaux, nécessaires à la bonne paramétrisation de la turbulence dans les modèles de prévision numérique du temps aux échelles hectométriques.

1 Turbulence atmosphérique dans les modèles de prévision de temps

1.1 Généralité sur la couche limite atmosphérique

La Couche Limite Atmosphérique (CLA) est la région de l'atmosphère qui est directement influencée par le sol et répond à ses forçages en une heure ou moins ([Stull, 1988]). En effet, la troposphère libre au-dessus réagit avec des temps beaucoup plus longs allant jusqu'à plusieurs jours. Dans cette couche se produit des échanges énergétiques entre la surface et l'atmosphère, qui dépendent des variations diurnes. Pendant la journée, période que nous avons étudié en particulier durant ce stage, le rayonnement solaire chauffe la surface terrestre. L'air chaud se trouvant près du sol va monter au sein de l'air plus froid au-dessus et génèrera des cellules convectives. Durant ce transport vertical, ces cellules génèreront de la turbulence (une superposition de mouvements tourbillonnaires). La taille des structures turbulentes s'étend de la hauteur de la CLA (environ 1 km en journée) à l'échelle à laquelle les tourbillons sont dissipés par viscosité moléculaire (de l'ordre du cm).

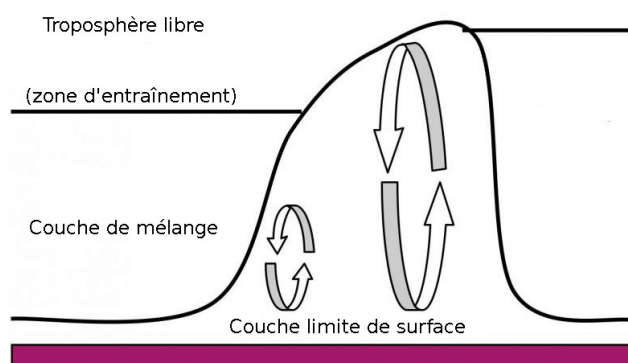


FIGURE 1 – Schéma de couche limite convective.

Trois couches différentes se distinguent : au voisinage du sol, dans la couche limite de surface, la température potentielle décroissant avec l'altitude et il y a des échanges turbulents de chaleur du sol vers l'air. Au-dessus, dans la couche de mélange, une forte turbulence règne et contribue à homogénéiser les grandeurs physiques. Enfin en limite supérieure, la zone d'entraînement est caractérisée par une inversion de température potentielle qui augmente avec l'altitude et stabilise la couche limite atmosphérique.

1.2 Modélisation de la turbulence dans la CLA

Soit $\psi(t, x_k)$ une grandeur scalaire générale quelconque et Q les termes sources et puits, où x_k ($k \in 1, 2, 3$) sont les directions cartésiennes x , y et z . Soit u_k pour $k \in 1, 2, 3$ les composantes du vent

u , v et w . L'équation d'évolution de ψ s'écrit alors sous la notation d'Einstein comme :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + u_k \frac{\partial \psi}{\partial x_k} = Q. \quad (1)$$

La grandeur ψ peut se fractionner en une valeur $\bar{\psi}$ moyenne et une variation ψ' de cette valeur :

$$\psi = \bar{\psi} + \psi' \quad \text{avec} \quad \overline{\psi'} = 0. \quad (2)$$

Ainsi, l'équation de la valeur moyenne s'écrit

$$\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_k} + \overline{u'_k \frac{\partial \psi'}{\partial x_k}} = \bar{Q}, \quad (3)$$

$$\text{avec} \quad \overline{u'_k \frac{\partial \psi'}{\partial x_k}} = \frac{\partial \overline{u'_k \psi'}}{\partial x_k} - \psi' \frac{\partial \overline{u'_k}}{\partial x_k} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \overline{u'_k}}{\partial x_k} = 0,$$

$$\text{ce qui donne :} \quad \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u'_k \psi'}}{\partial x_k} = \bar{Q}. \quad (\text{Système de Reynolds}) \quad (4)$$

Le dernier terme de la partie gauche dans l'équation 4 contient un produit des fluctuations. La présence de ce paramètre fait qu'il y a plus d'inconnues que d'équations dans le système de Reynolds, c'est-à-dire qu'il n'est possible de résoudre ce système qu'en cherchant une connexion F entre les flux turbulents $\overline{u'_k \psi'}$ et les autres valeurs moyennes déjà connues, comme ci-après pour l'exemple du flux vertical de la température potentielle :

$$\overline{w' \theta'} = F(\bar{w}, \bar{\theta}). \quad (5)$$

Afin de pallier ce problème, plusieurs principes ont été proposés dans le domaine de la météorologie. On s'intéresse ici en particulier à l'approche en K-gradient, où le flux turbulent est relié à un gradient ([Boussinesq, 1877]) par la relation suivante :

$$\overline{u'_k \psi'} = -K_{\psi, x_k} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_k}, \quad (6)$$

où on note K_{ψ, x_k} le coefficient de diffusion turbulente pour tout paramètre ψ dans la direction x_k .

1.3 Zone grise

Jusqu'à présent, les modèles de prévision numérique ont des résolutions supérieures à 2 km. Or la turbulence dans la CLA se déroule à une échelle inférieure à celle-ci, donc plus petite que la maille. Elle est dite «sous-maille» et ne peut pas être détectée. Par contre, elle peut être estimée par des schémas de paramétrisation appelés "1D", où les échanges sous-maille entre les mailles ne s'effectuent que verticalement. Les transports horizontaux de ces paramètres sont négligeables.

D'autre part, il existe un deuxième type de modèles qui sont appelés «Large-Eddy Simulations» (LES) qui tournent sur des mailles plus fines (10-100m) et qui permettent de simuler les plus grands tourbillons. Dans ces LES à fines résolutions, on utilise une paramétrisation 3D de la turbulence. Parmi ces modèles à fine résolution, on trouve MésoNH ([Lafore *et al.*, 1998]) qui est utilisé par Météo France et le Laboratoire d'Aérodynamique. Les LES ont été proposés par ([Smagorinsky, 1963]) pour simuler les écoulements atmosphériques et ils sont utilisés dans les sciences de l'atmosphère pour l'étude de la turbulence, de la structure de la couche limite et de la diffusion turbulente.

Entre ces deux types de modèles, c'est à dire pour des résolutions entre 100 m à 2 km, il existe une «zone grise» ou «terra Incognita» ([Wyngaard, 2004], [Honnert *et al.*, ress]), où les flux turbulents ne sont ni vraiment 1D ni vraiment 3D et dans laquelle on ne sait pas comment bien paramétriser la turbulence sous-maille.

1.4 Problématique

La résolution des modèles opérationnels commence à passer en-dessous de 2 km (1.3 km pour le modèle AROME de Météo France depuis avril 2015). Ces modèles risquent ainsi de se trouver dans la «zone grise» de la turbulence.

Des études à grande échelle ont déjà été réalisées sur des couches limites convectives dans lesquelles les flux (chaleur, humidité et vent) sont bien modélisés par des «K-Gradient» verticaux. Pour les échelles spatiales situées dans la zone grise de la turbulence, il convient de compléter les études précédentes en s'intéressant à l'échelle horizontale, où on sait d'après les LES que les K sont souvent isotropes (identiques sur l'horizontale et la verticale).

Dans ce travail, nous étudions dans quelle mesure la méthode de fermeture des équations de Reynolds (Eq. 4) par des «K-Gradient» peut-être utilisée pour ces modèles qui possèdent une résolution dans la zone grise.

Il s'agit de déterminer les coefficients de diffusion turbulents, à la fois verticaux et horizontaux, ceci pour la quantité de mouvement et la température. La comparaison des coefficients de diffusion horizontaux et verticaux permet de quantifier l'anisotropie de la turbulence à différentes résolutions dans la zone grise.

2 Méthode

2.1 Modèle et simulation LES utilisée

Ce stage va permettre à long terme d'améliorer les paramétrisations de la turbulence qui sont utilisées dans les modèles de prévision. Pour bien paramétrer, nous avons besoin de bien connaître la dynamique de la CLA. Pour cela, on a utilisé le modèle Mésos-NH qui est un modèle de type "LES" (pour "Large Eddy Simulations") utilisant une turbulence 3D. Plusieurs études ont permis de comparer les sorties des LES aux données observées d'un lidar ([Lafore *et al.*, 1998]). Ces comparaisons aux observations ont permis de valider ces LES, qui sont maintenant utilisés comme des données numériques de référence.

Le domaine d'étude est un carré horizontal de 16 km de côté, avec une hauteur de 4,675 km. Le modèle comprend une grille verticale étirée de 99 niveaux permettant d'avoir une résolution plus fine dans la couche limite, où $\Delta z < 40$ m, que dans l'atmosphère libre (Δz valant 250 m au dessus de 2000 m). Le domaine est périodique sur l'horizontale (les champs et forçages à une extrémité du domaine correspondent aux mêmes valeurs calculées à l'autre bout du domaine). Afin de ne garder que les données les plus réalistes, nous n'avons pas utilisé les données de la période de spin-up (la phase initiale nécessaire au modèle pour atteindre son équilibre) estimée aux deux premières heures.

Nous avons utilisée les données de la LES IHOP, un cas typique de CLA convective sèche. Cette simulation se base sur des données du projet IHOP (2002) ([Weckwerth *et al.*, 2004], International H2O Project) qui s'est déroulé du 13 mai au 25 juin 2002 au-dessus des Grandes Plaines de l'Oklahoma. L'objectif scientifique principal était d'améliorer la caractérisation spatio-temporelle de la distribution de la vapeur d'eau dans l'atmosphère, afin de mieux comprendre et prédire les phénomènes convectifs. Ce cas a été choisi en raison de la topographie relativement homogène du site et parce qu'il représentait le développement typique de la couche limite convective continentale ([Couvreur *et al.*, 2005]). Durant cette journée simulée le champ de température est relativement homogène et le vent faible, inférieur à 5 $m s^{-1}$. Le cisaillement vertical du vent est assez faible. La couche limite est bien mélangée et atteint 1,2 km en début d'après-midi.

2.2 Moyennes horizontales à différentes résolutions.

Si la LES IHOP fournit les valeurs de référence à très haute résolution, il est également possible d'obtenir les valeurs de référence à résolution plus faible, à condition de calculer après coup différentes moyennes horizontales des champs. Pour cela, nous nous sommes basés sur la méthode des "moyennes par bloc" qui consiste à regrouper les mailles en carrés de $(2^i)^2$ mailles initiales, avec i variant de 1 à 7, puis à appliquer une moyenne arithmétique aux paramètres souhaités sur chaque maille ([Honnert *et al.*, 2011]). Cette méthode permet de comparer facilement les champs moyennés aux champs issus des simulations aux résolutions plus faibles. Ces moyennes horizontales doivent être effectuées à chaque niveaux verticaux.

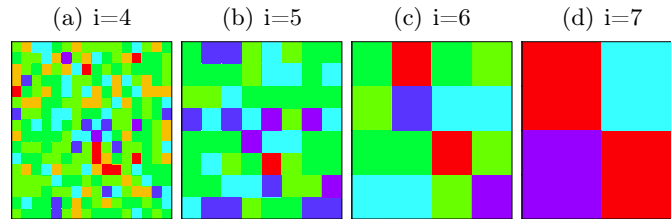


FIGURE 2 – Schéma de la méthode des moyennes horizontales par bloc (en réalité un champ de température potentielle (entre 303,55 et 303,75 K) après 7 heures de simulation à 487 m d'altitude moyenné horizontalement)

2.3 Calcul des coefficients de diffusion

Comme introduit à la section 1.2, on suppose que les flux turbulents sont reliés aux gradients par la relation suivante (ici Δx est l'échelle horizontale) :

$$\overline{u'_k \psi'}^{\Delta x} = -K_{\psi, x_k} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_k} \Leftrightarrow K_{\psi, x_k} = -\frac{\overline{u'_k \psi'}^{\Delta x}}{\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_k}}. \quad (7)$$

où $\bar{\psi}^{\Delta x}$ est la moyenne du champ ψ (température potentielle, vent vertical ou horizontal) à une résolution donnée (Δx) obtenue par moyenne par bloc. Ici $u_k = V_h$ (module du vent horizontal) ou w (vent vertical) et $x_k = h$ (direction horizontale) ou z (direction verticale).

Pour déterminer les coefficients de diffusion, K_{ψ, x_k} , nous avons utilisé les données LES (cf. section 2.1) de la simulation IHOP.

À partir de cette simulation, des valeurs moyennes des champs sont calculées : $\bar{u}^{\Delta x}$, $\bar{v}^{\Delta x}$, $\bar{w}^{\Delta x}$ et $\bar{\theta}^{\Delta x}$, ainsi que les flux turbulents : $\overline{u'^2}^{\Delta x}$, $\overline{v'^2}^{\Delta x}$, $\overline{w'^2}^{\Delta x}$, $\overline{\theta'^2}^{\Delta x}$, $\overline{u'\theta'}^{\Delta x}$, $\overline{v'\theta'}^{\Delta x}$, $\overline{w'\theta'}^{\Delta x}$, $\overline{u'v'}^{\Delta x}$, $\overline{u'w'}^{\Delta x}$ et $\overline{v'w'}^{\Delta x}$.

À partir de ces données, nous avons calculé les gradients des variables moyennes :

$$G = \frac{\partial \bar{\psi}^{\Delta x}}{\partial x_k} \quad (8)$$

De plus, dans le but simplifier l'interprétation, en comparant uniquement les coefficients de diffusion verticaux et horizontaux (et non des coefficients zonaux, méridiens et verticaux), nous avons calculé le module du vent horizontal V_h , les flux $\overline{V'_h \psi'}$ et les gradients horizontaux $\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial X}$, avec

$$V_h = \sqrt{\overline{u^{\Delta x 2}} + \overline{v^{\Delta x 2}}}; \quad \overline{V'_h \psi'} = \sqrt{\overline{u' \psi'^2} + \overline{v' \psi'^2}} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial X} = \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y}\right)^2}. \quad (9)$$

Le fait de passer de la représentation vectorielle du vent horizontal à son module, qui est un scalaire, empêche de vérifier facilement que les coefficients de diffusion est positif, c'est-à-dire que le flux horizontal est à contre-gradient. Il est toutefois possible de calculer à part les moyennes vectorielles des flux et des gradients, pour avoir accès à une notion de direction de ces flux et gradients. Ce faisant, il est possible de ne calculer $K_{\psi h}$ que lorsque le flux horizontal est de direction opposée au gradient.

Le coefficient de diffusion K_{ψ, x_k} a été calculé pour les différents résolutions $\Delta x = 125$ m, 250 m, 500 m, 1000 m, 2000 m, 4000 m et 8000 m.

3 Résultats

3.1 Gradient des champs moyennés

On montre sur la figure 3 les coupes horizontales tracées au milieu de la couche limite pour la température et pour les différentes résolutions horizontales diagnostiquées. On voit bien comment le processus de moyenne conduit à des champs de plus en plus homogènes horizontalement. Les structures résolues disparaissent quand la taille de la maille diagnostiquée augmente et elles disparaissent plus rapidement sur les champs de vitesse verticale (non montrés) que sur les champs de température, car

la taille caractéristique des tourbillons est plus petite pour les champs de vent que pour les champs de température.

L'homogénéité des coupes du vent (non montrées) et de la température potentielle expliquera par la suite (cf section 3.2) les faibles valeurs calculées pour les gradients horizontaux, en particulier pour les mailles les plus grossières (2 à 8 km).

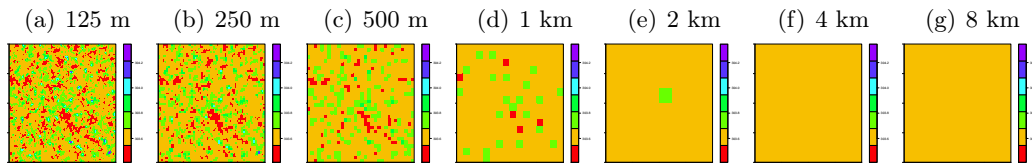


FIGURE 3 – Coupes horizontales pour la température potentielle tracées au milieu de la couche limite (à 487 m d'altitude), après 15 h de simulation et à différentes résolutions.

En ce qui concerne les gradients verticaux, on peut voir sur la figure 4(a) l'exemple des profils verticaux du gradient vertical de température potentielle (θ) à différentes résolutions. On constate en particulier de faibles gradients verticaux de θ dans la couche bien mélangée (200 à 8000 m). Par contre, contrairement aux gradients horizontaux, la résolution horizontale a un très faible impact sur les gradients verticaux.

3.2 Flux turbulents

Dans les modèles de prévision du temps, le flux total $\overline{u_k \psi}$ se sépare en la somme d'une partie sous-maille (paramétrée) ($\overline{u'_k \psi'}$, le flux turbulent) et d'une partie résolue $\overline{u_k \psi}$ (advection par les mouvements moyens $\overline{u_k}$) :

$$\overline{u_k \psi} = \overline{u'_k \psi'} + \overline{u_k \psi}. \quad (10)$$

À grande échelle, les flux sont entièrement sous-maille. Ainsi, $\overline{u_k \psi}$ est nul. Dans la zone grise, ce terme n'est pas nul, mais seul la partie paramétrée $\overline{u'_k \psi'}$ est à prendre en considération dans le calcul des coefficients de diffusion.

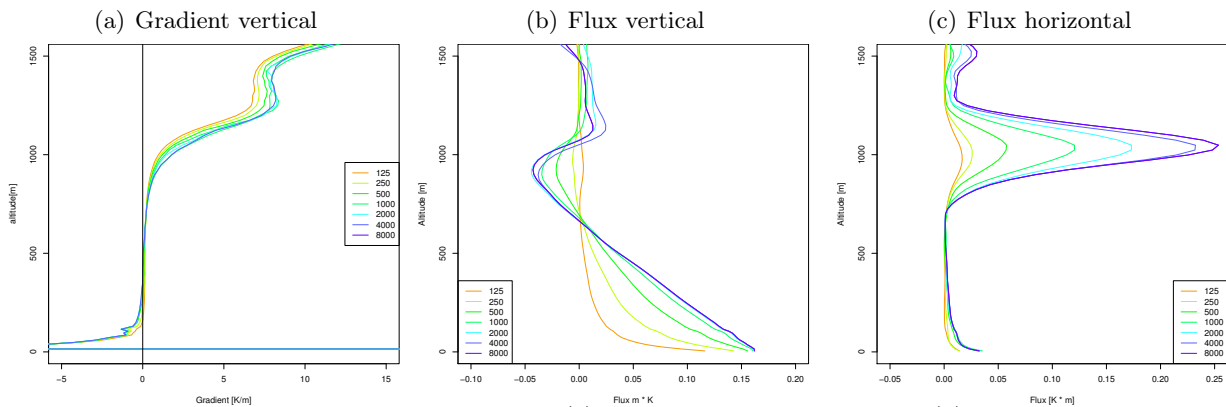


FIGURE 4 – Profils verticaux des gradients verticaux (a), des flux turbulents verticaux (b) et des flux turbulents horizontaux (c) de température potentielle après 7 heures de simulation entre 125 m et 8 km de résolution horizontale.

On montre sur la Figure 4(b-c) les flux sous-maille $\overline{w' \theta'}$ pour différentes résolutions horizontales. Le flux vertical (a) présente un maximum près de la surface qui est dû au chauffage qui est maximal près du sol. Le flux sous-maille est plus intense pour les résolutions les plus grossières (couleurs froides), c'est à dire pour les résolutions où presque tout le flux total est sous-maille. Pour les résolutions les plus fines, une proportion de plus en plus importante du flux total est assuré par la partie résolue, notamment sur la résolution à 125 m (en orange) où le flux sous-maille devient pratiquement nul.

Contrairement au flux vertical en Figure 4(b), le flux sous-maille horizontal Figure 4(c) est faible dans la couche limite (sous le niveau 700 m). On observe pourtant un maximum relatif près du sol qui s'explique par la présence de courants ascendants qui aspirent de l'air en basses couches et créent des mouvements horizontaux et par la présence de courants descendants qui s'étalent en arrivant au sol et

qui prennent une composante horizontale. Au sommet de la couche limite, les mouvements verticaux sont bloqués par inversion de température, ce qui induit des composantes horizontales plus marquées dans la couche d'inversion et crée des flux horizontaux plus intenses autour du niveau 1000 m. L'impact des différences résolutions s'expliquent de la même manière que pour le flux vertical en Figure 4(b).

3.3 Coefficients de diffusion

Nous avons calculé six différents coefficients de diffusion à différentes résolutions dans la zone grise :

- pour la chaleur (θ) $K_{\theta h}$ et $K_{\theta z}$,
- pour le vent vertical (w) K_{Wh} et K_{Wz} ,
- pour le module du vent horizontal ($\sqrt{u^2 + v^2}$) K_{Vhh} et K_{Vhz} .

Nous voulons surtout compléter les études précédentes ([Siebesma *et al.*, 2003], [Stevens *et al.*, 2001]) en calculant les coefficients de diffusion pour le vent et surtout pour les coefficients de diffusion horizontaux pour tous les paramètres à des échelles hectométriques (dans la zone grise).

On montre sur la figure 5 le coefficient de diffusion de température potentielle pour les différentes résolutions.

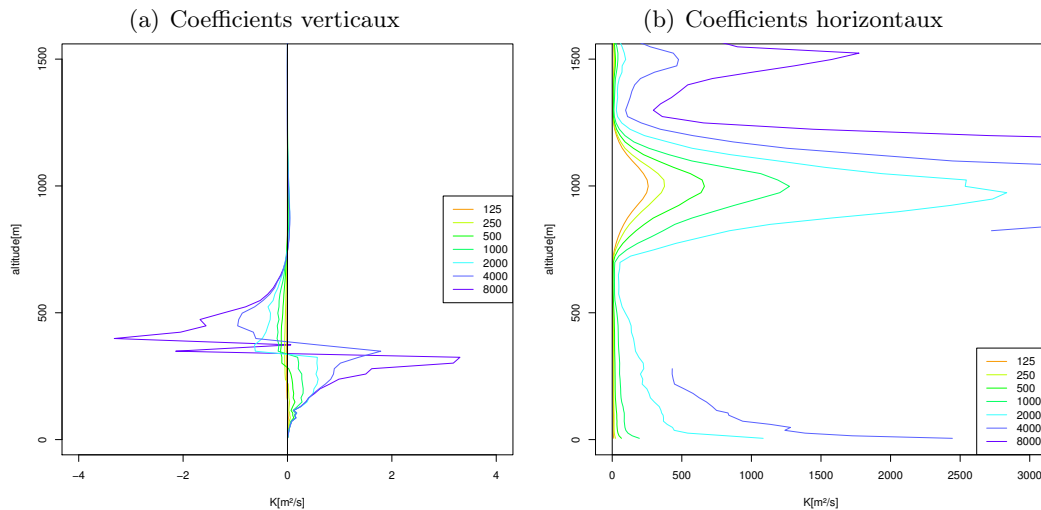


FIGURE 5 – Les profils verticaux moyens des coefficients de diffusion de température potentielle à différentes résolutions après 7 heures de simulation (a) selon la verticale ($K_{\theta,z}$) et (b) selon l'horizontale ($K_{\theta,h}$).

Le profil des coefficients de diffusion de température potentielle à grande échelle est bien connu (il a déjà été calculé par cette même méthode par [Stensrud, 2007]). Les résultats sont cohérents avec le profil que nous avons calculé à 8 km. La nouveauté de ce stage est que nous avons calculé les coefficients de diffusion pour les résolutions dans la zone grise. Les résultats semblent là aussi être cohérents, en étant de plus en plus faibles quand la résolution décroît.

Plus les résolutions sont fines, plus les coefficients de diffusion sont faibles. Sur la verticale, ceci est dû au fait que les gradients verticaux dépendent peu de la résolution, alors que les flux turbulents sont d'autant plus faibles que la résolution est forte (les flux résolus devenant de plus en plus forts). Sur l'horizontale, ces coefficients de diffusion sont d'autant plus importants que les gradients sont faibles, ce qui se produit en particulier pour les résolution les plus faibles (vers 4 km, cf. Fig. 3). Par conséquent, les coefficients de diffusion les plus intenses sont observés pour les plus grandes mailles. Et en cas d'annulation stricte du gradient, les coefficients de diffusion ne sont pas définis.

Les gradients et les flux changent de signe à des altitudes différentes. Ceci produit des coefficients d'échange négatifs entre les deux altitudes de changement de signe. Dans la théorie du K-gradient, ces valeurs négatives ne sont pas pertinentes physiquement puisque les flux sont toujours de signe opposé au gradient. Cependant, dans la couche limite convective, il est parfois utile d'introduire des termes de contre-gradient (γ , [Deardorff, 1972]) dans le calcul du flux vertical de température potentielle sous la forme $\overline{w'\theta'} = -K(\frac{\partial\theta}{\partial z} - \gamma)$. ([Tomas et Masson, 2006]) Dans cette étude, nous n'avons pas utilisé ces méthodes avec contre-gradient. Ainsi le coefficient de diffusion vertical de température potentielle n'est pas calculés dans la zone de contre-gradient.

On peut voir sur la Figure 5 que les coefficients de diffusion de chaleur dans la moitié supérieure de la couche limite sont négatifs et pas utilisables en absence de contre-gradient.

On observe sur l'image 5 (b) des valeurs élevées du coefficient de diffusion horizontal au sommet de la couche limite (vers 1000 m), là où les flux horizontaux sont maximaux. Sur l'horizontale, les coefficients de diffusion ne sont pas significatifs pour les résolutions les plus grossières, car les champs deviennent homogènes et les gradients nuls.

Par contre, la méthode employée est d'autant plus robuste que les résolutions sont fines.

3.4 Coefficients de diffusion en fonction de la résolution.

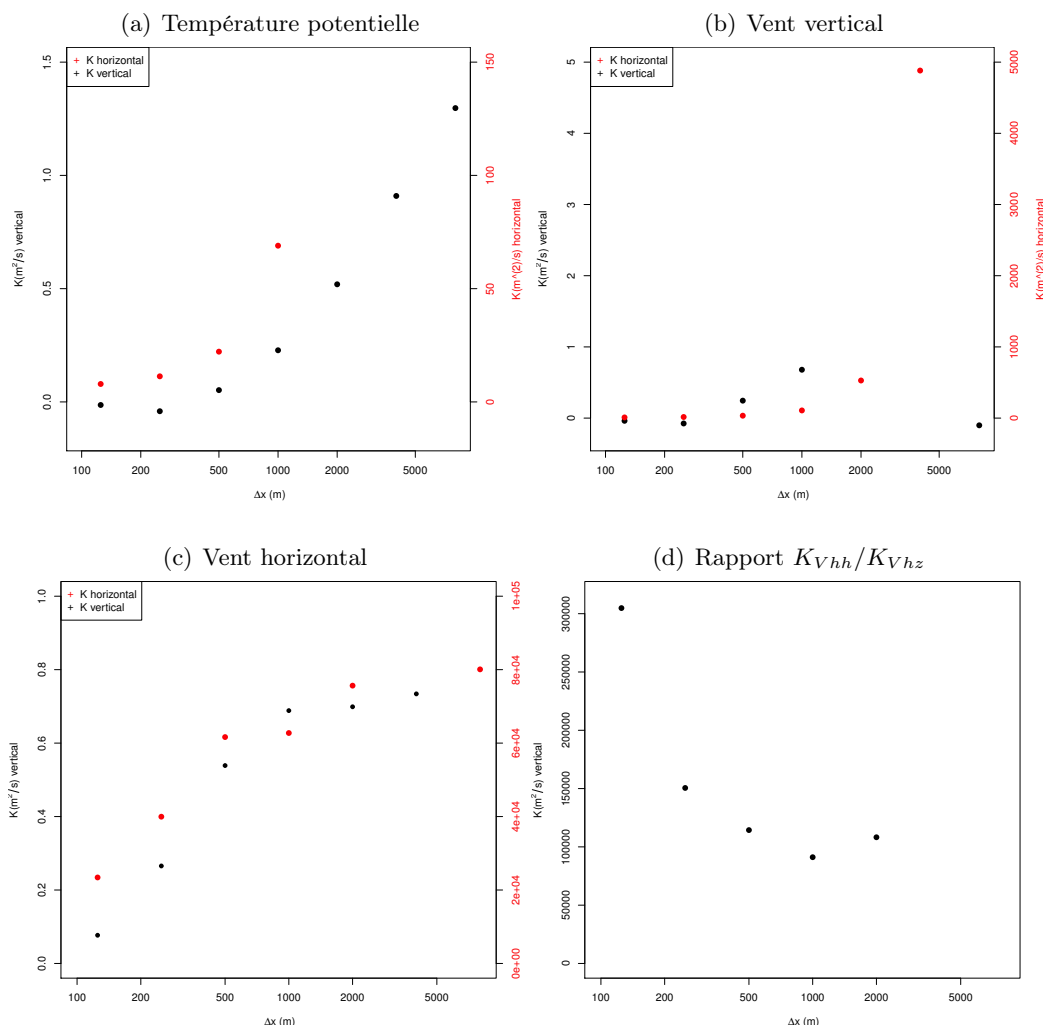


FIGURE 6 – Coefficients de diffusion verticaux (en noir) et horizontaux (en rouge) à 258 m d'altitude (a) pour la chaleur, (b) pour le vent vertical, (c) pour le module du vent horizontal et (d) rapport des coefficients de diffusion horizontaux et verticaux pour le vent horizontal et après 7 heures de simulation, tracés en fonction de la résolution.

Dans la dernière partie du stage, nous avons étudié les coefficients de diffusion verticaux sont tracés pour une altitude donnée (ici à 258 m pour avoir le maximum de donnée, sans être trop proche du sol et pour éviter la couche de surface où les flux sont trop différents de ceux dans la couche de mélange (cf. Fig. 4)) en fonction de la résolution horizontale.

La comparaison entre les aspects verticaux et horizontaux renseigneront sur le comportement anisotrope de la turbulence en fonction de la résolution.

On remarque que les coefficients horizontaux sont très différents des coefficients verticaux à faible résolution, alors qu'ils sont semblables à fine résolution. Les coefficients horizontaux croissent de manière plus rapide avec la résolution que les coefficients verticaux. Dans le cas du vent horizontal, les coefficients de diffusion tendent vers un facteur de 10^6 entre la verticale et l'horizontale. Cette crois-

sance exponentielle est expliquée par les flux sous-maille plus importants dans les faibles résolutions alors que les gradients sont plus faibles.

Conclusion

Afin de déterminer les coefficients de diffusion turbulente d'une couche limite convective sur l'ensemble de la gamme des résolutions de la zone grise de la turbulence, nous avons utilisé l'approche en K-gradient qui relie les flux sous-maille aux gradients des variables moyennes. Nous avons calculé le module du vent horizontal, les flux et les gradients verticaux et horizontaux et nous en avons déduit les coefficients de diffusion horizontaux et verticaux de la température potentielle, du vent vertical et du module du vent horizontal pour sept résolutions dans la zone grise de la turbulence.

Nous en avons déduit que :

Les flux sous-maille sont plus intenses quand les résolutions sont grossières (mésométrie) où tous les flux sont sous-maille. Par contre, pour les résolutions plus fines (hectométriques) une partie de plus en plus importante des flux est résolue. Les résultats que nous avons trouvés sur le calcul des coefficients de diffusion sont cohérents avec les résultats déjà calculés par cette même méthode par ([Stensrud, 2007]) pour la température potentielle à grande échelle. Plus les résolutions sont fines, plus les coefficients de diffusion sont faibles, ceci est dû au fait que les flux sont d'autant plus faibles et les gradients d'autant plus importants que la résolution est fine. Les coefficients de diffusion horizontaux ne sont pas significatifs pour les faibles résolutions du fait que les champs deviennent homogènes.

Ce travail vise à long terme à adapter les paramétrisations à la zone grise de la turbulence. Or une adaptation des paramétrisations en K-gradient aux résolutions hectométriques n'est pas déterminable à partir des seuls coefficients de diffusion. Il faut les calculer à partir des longueurs de mélange telles que

$$K = \alpha l \sqrt{e}$$

avec α une constante, e l'énergie cinétique turbulente et l la longueur de mélange à déterminer dans un futur travail.

De plus, cette étude pourrait se poursuivre par l'application de cette méthode sur d'autres types de couches limites : avec nuage (cumulus ou stratocumulus), une couche limite nocturne (stable), une couche limite sans convection (neutre), *etc.*

Enfin, seuls trois variables ont été étudiées (la température potentielle, le vent vertical et le module du vent horizontal) or on pourrait aussi étudier l'humidité, des traceurs passifs, *etc.*

Références

- [Boussinesq, 1877] BOUSSINESQ, J. (1877). Essai sur la théorie des eaux courantes. *In Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences*, volume 23, pages 1–680.
- [Couvreur *et al.*, 2005] COUVREUX, F., GUICHARD, F., REDELSPERGER, J.-L., KIEMLE, C., MASSON, V., LAFORE, J.-P. et FLAMANT, C. (2005). Water vapour variability within a convective boundary-layer assessed by large-eddy simulations and ihop2002 observations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131:2665–2693.
- [Deardorff, 1972] DEARDORFF, J. W. (1972). Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, 29:91–115.
- [Honnert *et al.*, 2011] HONNERT, R., MASSON, V. et COUVREUX, F. (2011). A diagnostic for evaluating the representation of turbulence in atmospheric models at the kilometric scale. *J. Atmos. Sci.*, 68:3112–3131.
- [Honnert *et al.*, ress] HONNERT, R., MASSON, V. et COUVREUX, F. ((work in progress)). A parameterization of the turbulence at the kilometric scales. part i : What is a subgrid thermal at the kilometric scale ?
- [Lafore *et al.*, 1998] LAFORE, J. P., STEIN, J., ASENSIO, N., BOUGEAULT, P., DUCROCQ, V., DURON, J., FISCHER, C., HÉREIL, P., MASCART, P., MASSON, V., J.P. PINTY, J.L. REDELSPERGER, RICHARD, E. et VILA-GUERAU DE ARELLANO, J. (1998). The Méso-NH atmospheric simulation system. Part I : Adiabatic formulation and control simulation. *Annales Geophysics*, 16:90–109.
- [Seity *et al.*, 2011] SEITY, Y., BROUSSEAU, P., MALARDEL, S., HELLO, G., BENARD, P., BOUTTIER, F., LAC, C. et MASSON, V. (2011). The arôme-france convective scale operational model. *Mon. Wea. Rev.*, 139:976–991.
- [Siebesma *et al.*, 2003] SIEBESMA, A. P., BRETHERTON, C. S., CHLOND, A., CUXART, J., DUYNKERKE, P. G., JIANG, H., KHAIROUTDINOV, M., LEWELLEN, D., MOENG, C.-H., SANCHEZ, E., STEVENS, B. et STEVENS, D. E. (2003). A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60:1201–1219.
- [Smagorinsky, 1963] SMAGORINSKY, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations. i. the basic experiment. *Mon. Wea. Rev.*, 91:99–164.
- [Stensrud, 2007] STENSRUD, D. J. (2007). *Parameterization schemes : Keys to understand Numerical Weather Prediction Models*.
- [Stevens *et al.*, 2001] STEVENS, B., ACKERMAN, A. et ALBRECHT", B. A. (2001). Simulations of trade wind cumuli under a strong inversion. *J. Atmos. Sci.*, 58:1870–1891.
- [Stull, 1988] STULL, R. B. (1988). *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers.
- [Tomas et Masson, 2006] TOMAS, S. et MASSON, V. (2006). A parameterization of third-order moments for the dry convective boundary layer. *Boundary-layer Meteorol.*, 120:437–454.
- [Weckwerth *et al.*, 2004] WECKWERTH, T., PARSONS, D., KOCH, S., MOORE, J., LEMONE, M., DEMOZ, B., FLAMANT, C., GEERTS, B., WANG, J. et FELTZ, W. (2004). An overview of the international h2o project (ihop2002) and some preliminary highlights. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 85:253–277.
- [Wyngaard, 2004] WYNGAARD, J. (2004). Toward numerical modelling in the 'Terra Incognita'. *J. Atmos. Sci.*, 61:1816–1826.