



**HAL**  
open science

# Paramétrisation de la turbulence dans la couche limite planétaire par un modèle en énergie cinétique turbulente. Application à un modèle tridimensionnel de mésoéchelle

Jean-François Mahfouf

► **To cite this version:**

Jean-François Mahfouf. Paramétrisation de la turbulence dans la couche limite planétaire par un modèle en énergie cinétique turbulente. Application à un modèle tridimensionnel de mésoéchelle. Note I.O.P.G. n°73, Institut et Observatoire de Physique du Globe du Puy de Dôme. 1984, pp.43. hal-04755468

**HAL Id: hal-04755468**

<https://hal.science/hal-04755468v1>

Submitted on 27 Oct 2024

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

 i.n.a.g.

université  
de  
clermont II



# INSTITUT ET OBSERVATOIRE DE PHYSIQUE DU GLOBE DU PUY DE DOME

PARAMÉTRISATION DE LA TURBULENCE  
DANS LA COUCHE LIMITE PLANÉTAIRE  
PAR UN MODÈLE EN ÉNERGIE CINÉTIQUE TURBULENTE  
APPLICATION À UN MODÈLE TRIDIMENSIONNEL DE MÉSOÉCHELLE

par

J.-F. MAHFOUF

OBSERVATOIRE DU PUY DE DOME  
12, AVENUE DES LANDAIS  
63000 CLERMONT-FERRAND

CENTRE DE RECHERCHES ATMOSPHERIQUES  
CAMPISTROUS - CIDEX B 47  
65300 LANNEMEZAN

N° ISSN 0241-6026

INSTITUT ET OBSERVATOIRE DE PHYSIQUE DU GLOBE DU PUY DE DOME

PARAMÉTRISATION DE LA TURBULENCE  
DANS LA COUCHE LIMITE PLANÉTAIRE  
PAR UN MODÈLE EN ÉNERGIE CINÉTIQUE TURBULENTE  
APPLICATION À UN MODÈLE TRIDIMENSIONNEL DE MÉSOÉCHELLE

par

J.-F. MAHFOUF

Note I.O.P.G. n° 73

Juin 1984

## S O M M A I R E

	Pages
1.- Introduction	1
2.- Présentation de la méthode de Therry et Lacarrère	3
1.- Modèle en énergie cinétique turbulente	3
2.- Equation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente	4
3.- Longueurs de mélange	5
4.- Contre-gradient en température	7
3.- Test de sensibilité de la paramétrisation	8
1.- Introduction	8
2.- Présentation du test	8
3.- Résultats	9
4.- Conclusion	10
4.- Adaptation à un modèle tridimensionnel de mésoéchelle	11
1.- Position du problème	11
2.- Equation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente	11
3.- Contre-gradient en entropie	12
4.- Epaisseur de la couche limite atmosphérique	14
5.- Conditions aux limites latérales pour l'énergie cinétique turbulente	14

5.- Mise en oeuvre de la paramétrisation	15
6.- Résultats préliminaires obtenus à l'aide d'une version bidimensionnelle	16
1.- Conditions initiales	16
2.- Conditions à la limite inférieure	16
3.- Conditions aux limites latérales	17
4.- Forçage à grande échelle	17
5.- Résolution verticale	18
6.- Présentation des résultats	18
A- Comparaison avec le modèle de Therry à 30 niveaux	18
B- Comparaison avec le modèle utilisant les coefficients d'échan- ge d'O'Brien	20
7.- Conclusion	20
Annexe A : Discrétisation des équations	22
Annexe B : Liste des principaux symboles	26
Références	42

## 1. - INTRODUCTION

La structure et l'évolution des circulations atmosphériques à mésoéchelle dépendent en général fortement des échanges énergétiques entre le sol et l'atmosphère. Par suite, les modèles numériques à mésoéchelle doivent traiter de manière correcte les transferts turbulents dans la couche limite atmosphérique.

La présente note propose une modification de la paramétrisation initiale de la couche limite du modèle de Nickerson (Nickerson, 1979), afin de mieux représenter les échanges turbulents au cours d'un cycle diurne.

Dans la version de ce modèle utilisée actuellement à l'IOPG, les flux turbulents sont paramétrés par une formulation en coefficients d'échange proposée par O'Brien (1970). Cette méthode, peu coûteuse en temps de calcul, présente cependant plusieurs défauts. Les relations entre flux et gradients excluent la prise en compte de structures cohérentes, et notamment la simulation de flux à contre-gradient. De plus, le profil vertical des coefficients d'échange utilisé, impose à priori l'épaisseur de la couche limite planétaire. On ne peut donc pas avec un tel modèle, simuler l'évolution diurne de l'épaisseur de la couche limite, ni celle des échanges turbulents entre le sol et l'atmosphère.

Une simulation plus réaliste de la couche limite atmosphérique, passe par une élévation de l'ordre de fermeture des équations de la turbulence.

C'est ainsi qu'ont été développés les modèles d'ordre élevé : modèles du 2ème ordre (Wyngaard et Coté, 1974 ; Yamada et Mellor, 1975), modèles du 3ème ordre (modèle COLT : André et coll, 1978). Toutefois, la résolution des équations d'évolution des flux turbulents, augmente sensiblement les temps de calcul. Le rapport des temps de calcul est à peu près de 100 entre les modèles du 3ème ordre et les modèles en coefficients d'échange. Cette contrainte numé-

rique exclut l'utilisation d'une telle paramétrisation dans un modèle mésoéchelle bi ou tridimensionnel. L'approche retenue dans le présent travail est un compromis entre les modèles d'ordre élevé et les modèles en coefficients d'échange proposé par Therry et Lacarrère (1983) en vue d'une utilisation dans des modèles de mésoéchelle. Tout en gardant un formalisme général en coefficients d'échange, ces derniers sont exprimés en fonction de l'énergie cinétique turbulente moyenne et de longueurs de mélange caractéristiques des structures turbulentes, dont la forme a été déterminée à partir des résultats du modèle COLT (André et coll, 1978). Conserver une formulation en coefficients d'échange permet une adaptation aisée de la paramétrisation dans notre modèle à mésoéchelle.

Dans une première partie, le modèle unidimensionnel proposé par Therry et Lacarrère est décrit. Un test de sensibilité de la paramétrisation à une diminution de la résolution verticale du modèle est ensuite effectué. On compare les résultats obtenus avec des grilles verticales comportant respectivement 30 et 9 niveaux. Dans la seconde partie, la paramétrisation en énergie cinétique turbulente (ECT) est intégrée dans une version du modèle de Nickerson ne comportant pas de microphysique des nuages. Une première vérification est faite sur une situation bien documentée : les 2 et 3 juillet de la campagne "Voves 77" (André, 1980). Les résultats obtenus sont comparés d'une part avec ceux du modèle de Therry et d'autre part à ceux du modèle de mésoéchelle comportant une paramétrisation classique en coefficients d'échange de type O'Brien.

Une liste des notations employées est placée en annexe B

## 2. - PRÉSENTATION DE LA METHODE DE THERY ET LACARRERE

### 1.- MODELE EN ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE

Dans un modèle en coefficients de diffusion turbulente, les flux verticaux turbulents de quantité de mouvement  $\rho_0 \overline{w'u'}$ ,  $\rho_0 \overline{w'v'}$  et de chaleur  $\rho_0 C_p \overline{w'\theta'}$  apparaissant dans les équations d'évolution pour le vent moyen  $(\overline{u}, \overline{v})$  et la température potentielle  $\overline{\theta}$  par les termes de divergence verticale du second membre :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \overline{u}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'u'}) + \dots \\ \frac{\partial \overline{v}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'v'}) + \dots \\ \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'\theta'}) + \dots \end{array} \right.$$

sont paramétrés en supposant la proportionnalité de ces flux aux gradients des quantités moyennes correspondantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{w'u'} = - K_u \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \\ \overline{w'v'} = - K_u \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} \\ \overline{w'\theta'} = - K_\theta \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} \end{array} \right.$$

Les modèles en énergie cinétique turbulente supposent de plus que les coefficients  $K_u$  et  $K_\theta$  ne dépendent que d'une longueur de mélange  $\lambda_k$  et d'une vitesse caractéristique formée à partir de l'énergie cinétique turbulente  $\bar{e}$  (Kolmogorov, 1942).

$$\text{soit : } K_u = C_k \lambda_k \sqrt{\bar{e}}$$

$$K_\theta = \alpha_\theta K_u$$

où  $C_k$  et  $\alpha_\theta$  sont des constantes empiriques

## 2.- EQUATION D'EVOLUTION DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE

Dans une seconde phase, il s'agit d'exprimer l'énergie cinétique turbulente  $\bar{e}$  définie par la relation

$$\bar{e} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$$

Elle est obtenue par la résolution d'une équation d'évolution qui peut s'écrire avec l'approximation de Boussinesq (Therry et Lacarrère, 1983)

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'e'} + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0}) + \beta \overline{w'\theta'} - \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \epsilon \quad (1)$$

où  $\beta$  est le paramètre de flottabilité.

Les termes du membre droit de l'équation (1) représentent respectivement la diffusion verticale d'énergie cinétique turbulente, sa production (algébrique) due aux différences de densité, sa production par cisaillement et sa dissipation par viscosité moléculaire.

Le premier et le dernier terme sont exprimés :

- par l'utilisation d'un coefficient d'échange

$$\overline{w'e'} + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} = - K_e \frac{\partial \bar{e}}{\partial z}$$

où  $K_e = \alpha_e K_u$  ( $\alpha_e$  est une constante numérique)

- par l'hypothèse de Kolmogorov pour la dissipation avec

$$\varepsilon = C_\varepsilon \frac{\bar{e}^{3/2}}{\lambda_\varepsilon}$$

où  $\lambda_\varepsilon$  est une longueur de dissipation et  $C_\varepsilon$  une constante empirique.

La formulation du flux de chaleur est modifiée par l'introduction d'un contre-gradient en température

$$\overline{w'\theta'} = -K_\theta \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \gamma_{cg} \right)$$

Ce terme permet d'assurer un flux turbulent de chaleur ascendant dans une zone à stratification thermique neutre ou légèrement stable.

L'existence de tels flux dans la couche limite convective a été mise en évidence par Deardorff (1966).

Compte-tenu des hypothèses précédentes, l'équation (1) prend la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial z} \left( \alpha_e K_u \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right) - \beta \alpha_\theta K_u \left[ \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \gamma_{cg} + 0,608 T_o \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right] \\ & + K_u \left[ \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] - C_\varepsilon \frac{\bar{e}^{3/2}}{\lambda_\varepsilon} \end{aligned}$$

Dans le terme de production thermique, la correction de densité due à la vapeur d'eau a été prise en compte.

### 3.- LONGUEURS DE MELANGE

En vue de réaliser la fermeture du système d'équations, les longueurs de mélange  $\lambda_k$  et de dissipation  $\lambda_\varepsilon$  doivent être spécifiées. Elles sont généralement posées égales et de nombreuses formulations ont été proposées (Mac Bean, 1979). Les résultats des modèles en ECT sont très sensibles au choix de ces longueurs, ce qui a conduit Therry et Lacarrère à réexaminer le problème.

La formulation proposée s'inspire de celle de Bodin (1979), mais les différentes constantes associées ont été ajustées à partir de mesures effectuées lors de l'expérience AMTEX (Lenschow et Coll., 1980), d'une expérience de convection en cuve (Willis et Deardorff, 1974) ainsi que de résultats de modélisations tridimensionnelle de Deardorff (1974) et unidimensionnelle à l'ordre supérieur avec le modèle COLT (André et coll., 1978)

La longueur de dissipation  $\ell_\varepsilon$  est exprimée par la formule suivante :

$$\frac{1}{\ell_\varepsilon} = \frac{1}{kz} + \frac{CLE1}{h} - \left( \frac{1}{kz} + \frac{CLE2}{h} \right) \cdot m_1 \cdot m_2 + \frac{CLE5}{\ell_s} \quad (2)$$

avec  $m_1 = 1 / (1 + CLE3 h / kz)$

$$m_2 = \begin{cases} 1 / (1 - CLE4 \cdot LMO / h) & \text{pour } LMO < 0 \text{ (cas instable)} \\ 0 & \text{pour } LMO > 0 \text{ (cas neutre ou stable)} \end{cases}$$

$$\frac{1}{\ell_s} = \begin{cases} 0 & \text{pour une stratification locale instable} \\ \left( \beta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} / \bar{e} \right)^{1/2} & \text{pour une stratification locale stable} \end{cases}$$

où LMO est la longueur de Monin-Obukhov

k la constante de Von Karman

h l'épaisseur de la couche limite calculée par :

$$h = \begin{cases} z_i & \text{altitude de l'inversion de température en régime convectif} \\ 0,3u^* / f & \text{en régime neutre ou stable (Blackadar et Tennekes, 1968)} \end{cases}$$

Les  $CLE_i$  sont des constantes choisies par Therry et Lacarrère de façon à obtenir un bon accord avec les mesures expérimentales :

$$CLE1 = 15 \quad CLE2 = 5 \quad CLE3 = 5 \times 10^{-3} \quad CLE4 = 1 \quad CLE5 = 1,5$$

Avec ces valeurs des constantes, l'expression (2) assure :

- la continuité entre les régimes stable et instable
- une allure en  $kz$  dans la couche limite de surface
- une décroissance dans la couche stable au-dessus de l'inversion, mise en évidence par Deardorff (1974).

L'utilisation des formules précédentes pour  $\lambda_K$  conduit à un épaissement trop faible de la couche turbulente. Aussi, la formulation de  $\lambda_\epsilon$  est reconduite avec toutefois un choix différent des constantes (Therry et Lacarrère, 1983), soit :

$$CLK1 = 15 \quad CLK2 = 11 \quad CLK3 = 2,5 \times 10^{-3} \quad CLK4 = 1 \quad CLK5 = 3$$

#### 4.- CONTRE-GRADIENT EN TEMPERATURE

L'expression adoptée pour le contre-gradient en température est proche de celle proposée par Deardorff (1973)

$$\gamma_{cg} = C_\gamma \frac{Q_0}{w^*h}$$

où  $Q_0$  est le flux de chaleur virtuelle en surface,  $w^* = (\beta Q_0 h)^{1/3}$  est l'échelle de vitesse convective

La constante  $C_\gamma = 5$  est ajustée à partir des mesures expérimentales de Frangi (1979) et des formules d'ajustement proposées par Lenschow et coll (1980).

°°°

### 3. - TEST DE SENSIBILITE DE LA PARAMETRISATION

#### 1.- INTRODUCTION

Le but de notre travail consiste en l'insertion du schéma de paramétrisation en ECT décrit précédemment dans le modèle tridimensionnel de mésoéchelle de Nickerson. Si le modèle unidimensionnel de Therry possède une résolution très fine de la couche limite (30 niveaux entre 0 et 2 km), pour des raisons de temps de calcul, cette résolution verticale est nécessairement fortement dégradée dans le modèle de mésoéchelle (15 niveaux seulement entre 0 et 22 km). Nous avons donc testé le modèle de Therry avec une résolution plus grossière, comparable à celle du modèle de Nickerson (9 niveaux entre 0 et 2 km). La mise en oeuvre d'une paramétrisation en ECT dans le modèle de mésoéchelle ne se justifiera, in fine, que si les caractéristiques essentielles de l'évolution des variables moyennes et turbulentes sont conservées dans une version du modèle de Therry à résolution réduite.

#### 2.- PRESENTATION DU TEST

Le modèle de Therry à 30 niveaux a été validé sur les deux situations suivantes :

- la journée 33 de l'expérience Wangara (Clarke et coll, 1971)
- les journées des 2 et 3 juillet 1977 à Voves (André, 1980), où certains paramètres turbulents (flux et taux de dissipation d'énergie), non disponibles dans l'expérience Wangara, ont été mesurés durant cette campagne.

Le modèle de Nickerson, comporte une grille verticale en coordonnée  $v$  ( $\theta$  modifiée) présentant un nombre supérieur de niveaux dans la couche limite planétaire par rapport aux couches supérieures de l'atmosphère. Par analogie, une grille verticale comprenant seulement 9 niveaux, avec un pas spatial  $\Delta z$  croissant avec l'altitude, a été implantée dans le modèle de Therry. Les grilles du modèle 30 niveaux ("grille en  $z$ ") et du modèle 9 niveaux ("grille en  $v$ ") sont représentées sur la figure 1. Les résultats des deux modèles sont confrontés pour la situation des 2 et 3 juillet de la campagne "Voves77". Les tests effectués sur la journée 33 de Wangara, qui ne sont pas présentés dans cette note, conduisent à des conclusions similaires.

### 3.- RESULTATS

L'évolution des profils moyens est tout d'abord comparée lors de la première journée, respectivement pour le rapport de mélange  $q_v$  (figure 2), pour la composante zonale  $u$  du vent (figure 3) et pour la température potentielle  $\theta$  (figure 4). Nous retrouvons pour le modèle à 9 niveaux la caractéristique essentielle de la phase convective, à savoir l'homogénéisation progressive vers le haut des différentes variables du fait des transports turbulents. Malgré la faible résolution verticale utilisée, on a une bonne reproduction de la forme des paramètres moyens, surtout dans la partie basse de l'atmosphère ( $z < 1$  km). Au dessus de 1000 m, quelques différences entre les deux modèles sont observées, notamment sur la composante  $u$  du vent : sa grande variabilité dans les couches supérieures (figure 3b) n'apparaît pas dans le modèle à 9 niveaux (figure 3a).

La figure 5 traduit l'évolution de l'épaisseur de la couche limite au cours des 33 heures de simulation pour les deux types de grilles adoptés. Nous relevons un épaissement correct de la couche de mélange lors de la première journée, suivi d'une décroissance rapide à partir de 18 h et d'un nouvel épaissement le lendemain matin, dans le modèle à 9 niveaux (figure 5a). L'inversion en température présente cependant une montée moins régulière qu'avec le modèle à 30 niveaux. La couche limite s'épaissit par paliers du fait de la réduction du nombre de niveaux sur la grille en  $v$  par rapport à la grille en  $z$ . L'évolution nocturne est identique pour les deux modèles, puis-

que l'épaisseur de la couche limite est donnée par la formule  $h = 0,3 \frac{u^*}{f}$ , laquelle est indépendante de la résolution verticale. Si l'on s'intéresse maintenant à l'énergie cinétique turbulente, paramètre clé de la méthode, nous notons, sur la figure 6, une augmentation rapide au cours de la phase diurne du 2 juillet sur les deux grilles, les valeurs du maximum en ECT étant cependant plus faibles dans le modèle à 9 niveaux. Ce résultat s'interprète par une sous-estimation de la hauteur de l'inversion dans le modèle à 9 niveaux, conduisant à des coefficients d'échange réduits par l'intermédiaire de la longueur de mélange  $\lambda_k$  (équation 2).

#### 4.- CONCLUSION

La dégradation de la résolution verticale ne remet pas en cause le comportement qualitatif et quantitatif du modèle de Therry. Il est donc justifié d'entreprendre l'incorporation de la paramétrisation en ECT dans le modèle de Nickerson qui ne comporte que 7 niveaux dans la couche limite.

°°

#### 4. - ADAPTATION A UN MODELE TRIDIMENSIONNEL DE MESOECHELLE

##### 1.- POSITION DU PROBLEME

On trouvera une présentation complète du modèle utilisé dans Richard (1982). La description du modèle, présente dans ce paragraphe, est donc limitée aux caractéristiques intervenant directement dans la mise en oeuvre de la paramétrisation de Therry - Lacarrère.

La coordonnée verticale utilisée,  $v$ , est une variante de la coordonnée pression normalisée  $\sigma$  définie de la manière suivante :

$$\sigma = \frac{4v - v^4}{3} \quad \text{avec} \quad \sigma = \frac{p - p_t}{\Pi}$$

où  $\Pi = p_s - p_t$  est la différence de pression entre le sol  $p_s$  et le sommet du modèle  $p_t$ .

Les variables pronostiques du modèle sont  $U = \bar{\Pi}u$ ,  $V = \bar{\Pi}v$ ,  $W = \bar{\Pi}(q_v + q_{cw})$  et  $S = \bar{\Pi}H$  où  $u$ ,  $v$  sont les composantes du vent horizontal,  $q_v$  le rapport de mélange en vapeur d'eau,  $q_{cw}$  le rapport de mélange en eau nuageuse,  $H = \log \theta + \frac{Lq_v}{CpT}$  l'entropie définie par référence à la phase liquide de l'eau.

La dépendance des coefficients d'échange en fonction de l'ECT, dans la paramétrisation adoptée, conduit à l'établissement d'une équation d'évolution pour  $\bar{\Pi}$  dans le système de coordonnées  $(x, y, v)$ . L'utilisation de l'entropie comme variable thermodynamique pronostique, plutôt que la température potentielle, introduit la notion de contre-gradient en entropie.

##### 2.- EQUATION D'EVOLUTION DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE

Utilisant une démarche analogue à celle de Mellor (1973) pour le filtrage hydrostatique du système des équations de la couche limite atmosphérique, l'équation d'énergie cinétique turbulente s'écrit en coordonnée  $v$  :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\Pi e) = & - \frac{\partial}{\partial x} (Ue) - \frac{\partial}{\partial y} (Ve) - \frac{1}{\sigma'} \frac{\partial}{\partial v} (\sigma' v \Pi e) + A \Pi \frac{\partial}{\partial v} \left( \alpha_e K_u A \frac{\partial e}{\partial v} \right) \\ & + \Pi K_u \left[ \left( A \frac{\partial u}{\partial v} \right)^2 + \left( A \frac{\partial v}{\partial v} \right)^2 \right] - \beta \alpha_\theta K_u \Pi \left[ A \frac{\partial \theta}{\partial v} + 0,608 T_o A \frac{\partial q_v}{\partial v} - \gamma_{cg} \right] \\ & - C_\epsilon \Pi \frac{e^{3/2}}{\ell_\epsilon} \end{aligned}$$

avec  $A = \frac{-gp}{RT^* \Pi \sigma'}$ , facteur lié au changement de coordonnée verticale

Les différentes notations sont explicités en annexe B

Les termes du membre de droite représentent respectivement pour l'ECT, l'advection horizontale, l'advection verticale, la diffusion verticale turbulente, la production par le cisaillement vertical du vent, la production thermique et la dissipation visqueuse. Les termes de diffusion et de production liés aux gradients horizontaux sont négligés faute de savoir les estimer de manière réaliste.

### 3.- CONTRE GRADIENT EN ENTROPIE

D'après la définition adoptée pour l'entropie  $S = \Pi \left( \text{Log} \theta + \frac{Lq_v}{C_p T} \right)$  (3) nous obtenons la relation suivante entre les flux de chaleur, d'humidité et d'entropie

$$\overline{w'S'} = \frac{\Pi}{\theta} \overline{w'\theta'} + \frac{\Pi L}{C_p T} \overline{w'q'_v} \quad (4)$$

L'utilisation du coefficient d'échange  $K_\theta$  pour exprimer les flux de chaleur sensible et latente conduit alors à l'expression :

$$\overline{w'S'} = \frac{\Pi}{\theta} K_{\theta} \left( \frac{\partial \theta}{\partial z} - \gamma_{cg} \right) - \frac{\Pi L}{C_p T} K_{\theta} \frac{\partial q_v}{\partial z} \quad (5)$$

Dérivons la relation (3) par rapport à  $z$

$$\frac{\partial S}{\partial z} = \Pi \left[ \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{L}{C_p T} \frac{\partial q_v}{\partial z} + \frac{q_v}{C_p T} \frac{dL}{dT} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{L q_v}{C_p T^2} \frac{\partial T}{\partial z} \right]$$

Compte-tenu de la relation entre le gradient vertical de température et le gradient vertical de température potentielle

$$\frac{\partial T}{\partial z} \approx \frac{\partial \theta}{\partial z} - \Gamma_a$$

où  $\Gamma_a$  est le gradient adiabatique sec (10 k/km)

l'expression précédente devient

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial z} &= \frac{\Pi}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{L \Pi}{C_p T} \frac{\partial q_v}{\partial z} + \frac{\Pi q_v}{C_p T} \left( \frac{dL}{dT} - \frac{L}{T} \right) \left( \frac{\partial \theta}{\partial z} - \Gamma_a \right) \\ &\approx \frac{\Pi}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{L \Pi}{C_p T} \frac{\partial q_v}{\partial z} - \frac{\Pi q_v}{C_p T} \left( \frac{dL}{dT} - \frac{L}{T} \right) \Gamma_a \quad (6) \end{aligned}$$

Les relations (5) et (6) permettent d'aboutir à la relation entre le flux d'entropie et le gradient vertical d'entropie

$$\overline{w'S'} \approx -K_{\theta} \left[ \frac{\partial S}{\partial z} - \frac{\Pi}{\theta} \gamma_{cg} + \frac{\Pi q_v}{C_p T} \left( \frac{dL}{dT} - \frac{L}{T} \right) \Gamma_a \right] \quad (7)$$

Il apparaît dans l'expression du flux vertical d'entropie le terme

$$\gamma_s = \frac{\Pi}{\theta} \gamma_{cg} + \frac{\Pi q_v}{C_p T} \left( \frac{L}{T} - \frac{dL}{dT} \right) \Gamma_a \text{ qui traduit l'existence d'un contre-}$$

gradient en entropie.

Dans le système de coordonnées  $v$ , (7) s'écrit sous la forme

$$\overline{w'S'} = -K_{\theta} \left( A \frac{\partial S}{\partial v} - \gamma_s \right)$$

L'équation d'évolution de l'entropie est alors modifiée de la manière suivante :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (Hx) - \frac{\partial}{\partial y} (Hy) - \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial v} (\sigma' \dot{v} \cdot S) + A \frac{\partial}{\partial v} \left[ K_{\theta} \left( A \frac{\partial S}{\partial v} - \gamma_s \right) \right]$$

#### 4.- EPAISSEUR DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

Comme il a été précisé précédemment, cette épaisseur est déterminée par :

$$\left\{ \begin{array}{l} h = 0,3 \frac{u^*}{f}, \text{ en régime neutre ou stable} \\ h = z_i \text{ altitude de l'inversion de température correspondant au minimum du flux de chaleur en régime convectif (figure 7)} \end{array} \right.$$

Le flux de chaleur  $\overline{w'\theta'}$  est une quantité directement calculée lorsque la température est une variable pronostique. La variable thermodynamique utilisée ici étant l'entropie,  $\overline{w'\theta'}$  s'obtient en inversant la formule (4), soit :

$$\overline{w'\theta'} = \left( \frac{p_0}{p} \right)^{R/C_p} \left( T \cdot \overline{w'H'} - \frac{L}{C_p} \overline{w'q'_v} \right) \quad (8)$$

Le terme de production thermique  $\beta \overline{w'\theta'}$  dans l'équation d'ECT est calculé de manière analogue.

#### 5.- CONDITIONS AUX LIMITES LATÉRALES POUR L'ÉNERGIE CINÉTIQUE TURBULENTE

Suivant le cas étudié, les conditions aux limites latérales pour l'énergie cinétique pourront être de gradient nul ou périodiques.

## 5. - MISE EN OEUVRE DE LA PARAMETRISATION

Les équations précédentes sont discrétisées aux points de grille d'un réseau tridimensionnel. Le modèle possède un schéma de grilles alternées : les variables dynamiques sur chaque  $v$  - surface sont déterminées aux points de grille d'indices entiers et les variables thermodynamiques aux points de grille d'indices demi-entiers. Sur chaque verticale, la vitesse verticale  $\dot{v}$  est calculé aux niveaux d'indices demi-entiers, toutes les autres variables sont représentées aux niveaux d'indices entiers.

La paramétrisation de la turbulence adoptée se ramène à l'adjonction d'une nouvelle équation pronostique, dans le modèle, pour l'ECT. Il est donc nécessaire de savoir où placer cette variable dans le réseau tridimensionnel.

La forme des flux turbulents incite à placer les coefficients d'échange aux points de grille d'indices demi-entiers sur une verticale. Comme ils sont fonction de l'énergie cinétique turbulente, il est naturel de l'implanter aux mêmes points. Dans le plan horizontal, on calcule l'ECT à l'emplacement des variables thermodynamiques. Une telle configuration conduit, dans l'équation d'évolution, à moyenner fortement le terme de production par cisaillement car il dépend des gradients verticaux des variables dynamiques. Par contre les autres termes, notamment le terme de production thermique prépondérant dans la couche convective, sont moins moyennés par rapport à un emplacement aux points de grille d'indices entiers.

On obtient finalement la position des différentes variables à l'intérieur d'une maille présentée sur la figure 8.

Toutes les autres variables turbulentes (coefficients d'échange, longueurs de mélange, contre-gradient en température) sont calculées aux mêmes points que l'énergie turbulente.

Les schémas de discrétisation spatiale pour les équations d'évolution de l'énergie cinétique turbulente et de l'entropie sont développés en annexe A.

## 6. - RESULTATS PRELIMINAIRES OBTENUS A L'AIDE D'UNE VERSION BIDIMENSIONNELLE

Le modèle est tout d'abord testé dans une version bidimensionnelle sur la situation supposée homogène des 2 et 3 juillet de la campagne de Voves 1977. Cette étude est effectuée dans le but de vérifier que les résultats obtenus avec le modèle de Nickerson sont conformes à ceux trouvés au chapitre 3. Ce test de validation porte non seulement sur l'évolution des paramètres moyens, vent et température, mais aussi sur l'ECT et les paramètres turbulents (flux de chaleur, coefficients d'échange).

### 1.- CONDITIONS INITIALES

Le modèle est initialisé en vent, température et rapport de mélange à partir des données expérimentales du 2 juillet 1977 à 6 h de la campagne Voves. L'énergie cinétique turbulente initiale est fixée à une valeur arbitrairement faible égale à  $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  jusqu'à 2000 m et nulle au dessus. Les longueurs de mélange et les coefficients de diffusion sont initialement nuls. L'épaisseur de la couche limite est de 150 m en début de simulation à 6 h.

### 2.- CONDITIONS A LA LIMITE INFERIEURE

Les flux de chaleur, d'humidité et de quantité de mouvement en surface sont imposés à chaque pas de temps du modèle au moyen d'interpolations linéaires des données expérimentales horaires. L'énergie cinétique turbulente en surface est obtenue à partir des données expérimentales en utilisant la formule de similitude de Monin-Obukhov (Wyngaard et Coté, 1974)

$$\left\{ \begin{array}{l} e_s = 3,75 u^{*2} \quad \text{cas stable} \\ e_s = 3,75 u^{*2} + 0,3 w^{*2} \quad \text{cas instable} \end{array} \right.$$

### 3.- CONDITIONS AUX LIMITES LATÉRALES

La situation étudiée étant supposée homogène horizontalement et le terrain étant plat, des conditions aux limites périodiques pour les variables pronostiques sont prises aux frontières latérales du domaine (Sommeria, 1976).

### 4.- FORCAGE A GRANDE ECHELLE

Dans le modèle unidimensionnel de Therry, le gradient de pression horizontal à grande échelle et l'advection à grande échelle pour la température et l'humidité sont imposés à partir des valeurs observées sur le terrain. Dans l'équation d'évolution du vent, le gradient de pression est un terme prépondérant qu'il est indispensable de représenter. Suivant l'usage généralement adopté pour les modèles de couche limite, ce forçage à grande échelle est introduit par le biais des composantes  $u_g$  et  $v_g$  du vent géostrophique qui varient avec l'altitude et au cours du temps. Ces valeurs sont imposées à partir d'une interpolation parabolique ajustée aux valeurs expérimentales connues. Dans ces conditions les équations pour  $\Pi_u$  et  $\Pi_v$  s'écrivent

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} &= - \frac{\partial}{\partial x} (Uu) - \frac{\partial}{\partial y} (Vu) - \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial v} (\sigma' \dot{v} U) + f (V - \Pi v_g) \\ &+ \left( \phi - \frac{RT^* \sigma \Pi}{p} \right) \frac{\partial \Pi}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (\Pi \phi) + A \frac{\partial}{\partial v} (A K_u \frac{\partial U}{\partial v}) \\ \frac{\partial V}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} (Uv) - \frac{\partial}{\partial y} (Vv) - \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial v} (\sigma' \dot{v} V) - f (U - \Pi u_g) \\ &+ \left( \phi - \frac{RT^* \sigma \Pi}{p} \right) \frac{\partial \Pi}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} (\Pi \phi) + A \frac{\partial}{\partial v} (A K_u \frac{\partial V}{\partial v}) \end{aligned}$$

Les termes d'advection horizontale à grande échelle pour la température potentielle et le rapport de mélange sont négligés dans ce test.

## 5.- RESOLUTION VERTICALE

La grille verticale du modèle de Nickerson comporte 15 niveaux entre 0 et 22 km. L'utilisation de la coordonnée  $v$  permet de disposer de 7 niveaux pour décrire la structure de la couche limite planétaire (entre 0 et 2000 m). Cette grille est comparée entre 0 et 2 km à celle du modèle de Therry à 30 niveaux sur la figure 9.

## 6.- PRESENTATION DES RESULTATS

Les profils verticaux, au cours d'une simulation de 33 h sont d'abord comparés avec ceux fournis par le modèle de Therry à 30 niveaux afin d'évaluer les résultats obtenus pour les paramètres moyens et turbulents avec le modèle de mésoéchelle. Une seconde série de comparaisons est faite ensuite avec les résultats fournis par une version du modèle de mésoéchelle utilisant des coefficients d'échange de type O'Brien et une couche limite d'épaisseur fixée à 1500 m. Ce test est effectué en vue de mettre en évidence l'intérêt de la paramétrisation de Therry par rapport à un modèle de type O'Brien pour l'étude du cycle diurne. La simulation étant effectuée pour une situation homogène horizontalement, les résultats ne sont présentés que sur une verticale du modèle bidimensionnel.

### A) Comparaison avec le modèle de Therry à 30 niveaux

Les résultats concernant les profils verticaux au cours de la première journée des valeurs moyennes des composantes  $u$  et  $v$  du vent, de la température potentielle  $\theta$  et du rapport de mélange  $q_v$  sont respectivement présentés sur les figures 10, 11, 12 et 13. Le modèle de mésoéchelle permet de simuler l'homogénéisation progressive vers le haut des différentes quantités dans la couche de mélange. Comme avec le modèle de Therry à 9 niveaux, nous notons une perte d'information plus importante dans les couches supérieures notamment pour les composantes  $u$  et  $v$  du vent (figures 11. et 12). Etant donné que les advections à grande échelle n'ont pas été prises en compte pour la température et l'humidité, plusieurs différences sont observées entre les figures 12a et 12b ainsi que 13a et 13b. En effet, les valeurs de la température

potentielle sont sous-estimées dans le modèle de mésoéchelle. Nous avons un écart d'environ 1 K à 10 h et de 3 K à 18 h. Ces différences sont cohérentes avec l'estimation du taux d'advection en température de 0,2 K/heure faite par Therry et Lacarrère. Egalement, pour le rapport de mélange et pour les mêmes raisons, l'assèchement des couches supérieures n'est pas reproduit dans le modèle de mésoéchelle. Les profils de température potentielle pour la journée du 3 juillet sont reportés sur la figure 14. Comme sur la figure 12, les valeurs numériques du modèle de mésoéchelle sont inférieures à celles du modèle de Therry à 30 niveaux. Nous retrouvons cependant avec notre modèle l'érosion matinale de la couche stable au dessus du sol et l'apparition d'une zone instable.

La figure 15 présente l'évolution de l'épaisseur  $h$  de la couche limite pendant les 33 heures de simulation. Pour le modèle de mésoéchelle, nous constatons un épaissement de la couche limite planétaire par paliers très semblable à celui noté avec le modèle de Therry à 9 niveaux. Ce résultat, lié à la faible résolution verticale du modèle, pourrait être amélioré en effectuant une interpolation polynomiale autour du minimum du flux de chaleur sensible, la hauteur de l'inversion étant déterminée par le point de tangente verticale. Alors qu'avec le modèle de Therry à 30 niveaux la couche limite s'épaissit jusqu'à 1500 m le 2 juillet, le maximum atteint dans le modèle de mésoéchelle n'est que de 1100 m. Cette différence s'explique par le fait qu'il n'existe pas de niveaux intermédiaires entre 1100 et 1700 m sur la grille en  $v$  du modèle de Nickerson. La sous-estimation de l'épaisseur  $h$  se fait ressentir sur les valeurs numériques des coefficients d'échange (figure 16) et de l'énergie cinétique turbulente (figure 18), bien que, d'une part les ordres de grandeur soient respectés et que, d'autre part l'évolution de ces variables au cours de la journée du 2 juillet soit bien décrite. La forme du flux de chaleur sensible dans le modèle de mésoéchelle (figure 17a) pour la phase convective fait apparaître la décroissance classique linéaire avec l'altitude (figure 7). On observe cependant ici une croissance moins régulière de l'altitude de l'inversion qu'avec le modèle de Therry à 30 niveaux (figure 17b).

## B) Comparaison avec le modèle utilisant les coefficients d'échange d'O'Brien

Sur les figures 19 et 20, nous pouvons suivre l'évolution des profils verticaux pour la composante u du vent et la température potentielle au cours de la première journée. Dans le modèle utilisant les coefficients d'O'Brien, l'homogénéisation des variables moyennes est très rapide. La composante zonale du vent, par exemple, est égale à - 5 m/s jusqu'à 1300 m dès 10 h du matin. La figure 22, où sont comparés les profils verticaux des coefficients d'échange, permet d'interpréter un tel comportement. Dans le modèle de type O'Brien, l'épaisseur de la couche limite planétaire est fixée à 1500 m. Les coefficients d'échange, nuls seulement au dessus de 1500 m et de valeur maximale initialement élevée ( $57 \text{ m}^2/\text{s}$ ), assurent un transfert vertical turbulent important dès le début de la simulation, d'où une évolution très rapide des profils moyens. Au contraire, avec le modèle en énergie cinétique turbulente, l'augmentation des échanges turbulents au cours d'un cycle diurne est plus progressive.

Le contre-gradient en température ayant été supprimé dans l'expression du flux de chaleur pour le modèle de type O'Brien, nous notons sur la figure 20a que le profil vertical de température potentielle prend une allure nettement instable donnant lieu à un flux turbulent ascendant. En outre, l'allure du profil du flux de chaleur sensible est irréaliste (figure 21a), la zone à flux négatif au niveau de l'inversion de température n'étant pas reproduite.

°  
° °

## 7.- CONCLUSION

Les premiers tests effectués avec le modèle de Nickerson, adapté à la paramétrisation de la turbulence dans la couche limite planétaire proposée par Therry et Lacarrère (1983), montrent que cette méthode permet de représenter l'évolution de l'épaisseur  $z_i$  et des échanges turbulents de manière réaliste pendant un cycle diurne. Malgré les imprécisions dues à une résolution assez grossière dans la couche limite, les résultats préliminaires obtenus sont encourageants. Le modèle est capable de reproduire de manière satisfaisante qualitativement et quantitativement :

- . l'homogénéisation des variables moyennes dans la couche limite au cours de la journée,
- . l'épaississement de la couche limite le jour et sa décroissance rapide la nuit,
- . l'augmentation des transferts turbulents au cours de la journée et leur diminution en fin d'après-midi.

La poursuite de la présente étude consistera tout d'abord à coupler la paramétrisation en énergie cinétique turbulente à la couche limite de surface existant déjà dans le modèle de Nickerson (Nickerson et Smiley, 1975) et à étudier son comportement en présence d'écoulement de brise de mer ou présentant des hétérogénéités bidimensionnelles. Ce travail sera prolongé par une paramétrisation des échanges radiatifs (permettant de déterminer le rayonnement net arrivant au sol), du sol (permettant d'obtenir la température et l'humidité de surface), ainsi que la végétation, dans le but d'obtenir une description détaillée de l'interface sol-atmosphère.

## ANNEXE A

## DISCRÉTISATION DES ÉQUATIONS

Nous présentons ici le schéma de différenciation spatiale utilisé pour l'équation d'ECT, les flux d'entropie et de quantité de mouvement.

Les indices  $i$  et  $j$  définissent la position d'un point courant sur la grille horizontale et  $k$  sur la grille verticale.

On notera de la manière suivante, les moyennes spatiales effectuées sur une variable quelconque  $\lambda$ .

Moyenne verticale :

$$\hat{\lambda}_{k-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\lambda_k + \lambda_{k+1})$$

Moyenne horizontale :

$$\bar{\lambda}_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{4} (\lambda_{i+1, j+1} + \lambda_{i, j+1} + \lambda_{i+1, j} + \lambda_{i, j})$$

Moyenne mixte horizontale et verticale :

$$\begin{aligned} \tilde{\lambda}_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} &= \frac{1}{8} (\lambda_{i+1, j+1, k} + \lambda_{i, j+1, k} + \lambda_{i+1, j, k} + \lambda_{i, j, k} + \lambda_{i+1, j+1, k-1} \\ &\quad + \lambda_{i, j+1, k-1} + \lambda_{i+1, j, k-1} + \lambda_{i, j, k-1}) \end{aligned}$$

## 1.- ENERGIE CINÉTIQUE TURBULENTE

$$\left( \frac{\partial \pi e}{\partial t} \right)_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} = D_1(e) + D_2(e) + D_3(e) + D_4 + D_5 + D_6(e)$$

\* Advection horizontale :  $-\frac{\partial}{\partial x} (Ue) - \frac{\partial}{\partial y} (Ve)$

$$D_1(\bar{e}) = -\frac{1}{4\Delta x} \left\{ (\hat{U}_{i+1,j+1,k-\frac{1}{2}} + \hat{U}_{i+1,j,k-\frac{1}{2}}) (e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} + e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}) \right. \\ \left. - (\hat{U}_{i,j+1,k-\frac{1}{2}} + \hat{U}_{i,j,k-\frac{1}{2}}) (e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} + e_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}) \right\} \\ -\frac{1}{4\Delta y} \left\{ (\hat{V}_{i+1,j+1,k-\frac{1}{2}} + \hat{V}_{i,j+1,k-\frac{1}{2}}) (e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} + e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{3}{2},k-\frac{1}{2}}) \right. \\ \left. - (\hat{V}_{i+1,j,k-\frac{1}{2}} + \hat{V}_{i,j,k-\frac{1}{2}}) (e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} + e_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}) \right\}$$

\* Advection verticale :  $-\frac{1}{\sigma'} \frac{\partial}{\partial v} (\sigma' \bar{v} \pi e)$

$$D_2(e) = \frac{\pi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}}{\sigma'_{k-\frac{1}{2}} \Delta v} \left\{ (\hat{v} \sigma' \bar{e})_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - (\hat{v} \sigma' \bar{e})_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-1} \right\}$$

\* Diffusion turbulente :  $A \pi \frac{\partial}{\partial v} (AK_e \frac{\partial e}{\partial v})$

$$D(e) = \frac{\hat{A}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}}{(\Delta v)^2} \cdot \pi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \left\{ (e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} - e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}) \right. \\ \left. (\hat{AK}_e)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - (e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} - e_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{3}{2}}) (\hat{AK}_e)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-1} \right\}$$

avec :

$$\hat{A}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} = -\frac{g}{R} \cdot \frac{\pi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \cdot \sigma_{K-\frac{1}{2}} + P_t}{\pi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \cdot \hat{T}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} \cdot \sigma'_{K-\frac{1}{2}}}$$

\* Production d'énergie par cisaillement :  $\pi K_u \left[ \left( A \frac{\partial u}{\partial v} \right)^2 + \left( A \frac{\partial v}{\partial v} \right)^2 \right]$

$$D_4 = \pi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} (K_u)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} \cdot \left\{ (\hat{A}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} \cdot \frac{\bar{u}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - \bar{u}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-1}}{\Delta v})^2 \right. \\ \left. + (\hat{A}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}} \cdot \frac{\bar{v}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - \bar{v}_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k-1}}{\Delta v})^2 \right\}$$

$$* \text{ Production d'énergie par flottabilité : } - \frac{g}{T_0} K_\theta \pi \left[ A \frac{\partial \theta}{\partial v} - \gamma_{cg} + 0,608 T_0 A \frac{\partial q_v}{\partial v} \right]$$

L'équation (8) permet d'exprimer le flux de chaleur en fonction du flux d'entropie et d'humidité

$$D_s = - \frac{g}{T_0} \pi_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} \left[ \left( \frac{P_0}{P_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}} \right)^{R/C_p} \left[ (\text{FLUXH})_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} \cdot \right. \right. \\ \left. \left. \hat{T}_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} - \frac{\hat{L}}{C_p} (\text{FLUXQ})_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} \right] \right. \\ \left. + 0,608 T_0 (\text{FLUXQ})_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} \right]$$

$$\text{avec : FLUXH} = K_\theta \left( A \frac{\partial H}{\partial v} - \gamma_s \right)$$

$$\text{et : FLUXQ} = K_\theta A \frac{\partial q_v}{\partial v}$$

$$* \text{ Dissipation visqueuse : } C_\epsilon \pi \frac{e^{3/2}}{\ell_\epsilon}$$

$$D_\epsilon(e) = C_\epsilon \pi_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} \cdot (e_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}})^{3/2} / (\ell_\epsilon)_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}$$

## 2.- FLUX D'ENTROPIE

L'introduction d'un contre gradient en entropie conduit à formuler ainsi le flux turbulent :

$$K_\theta \left[ A \frac{\partial H}{\partial v} - \frac{\gamma_{cg}}{\theta} + \frac{q_v}{C_p T} \left( \frac{dL}{dT} - \frac{L}{T} \right) \Gamma_a \right] \\ (\text{FLUXH})_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} = (K_\theta)_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} \left[ \hat{A}_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}} \cdot \right. \\ \frac{H_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k} - H_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-1}}{\Delta v} - \frac{(\gamma_{cg})_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}}{\hat{\theta}_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}} \\ \left. + \frac{(\hat{q}_v)_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}}{C_p \cdot \hat{T}_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}} \left( \frac{dL}{dT} - \frac{\hat{L}_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}}{\hat{T}_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}} \right) \Gamma_a \right]$$

## 3.- FLUX DE QUANTITE DE MOUVEMENT

Le calcul du flux de quantité de mouvement diffère de ce qu'il était initialement dans le modèle. En effet, les coefficients d'échange  $K_u$  ne dépendent plus uniquement de la coordonnée verticale. Leur emplacement aux points thermodynamiques nécessite un recentrage horizontal lorsqu'ils interviennent dans les variables vent.

$$(\text{FLUXU})_{i,j,k-\frac{1}{2}} = \tilde{A}_{i,j,k-\frac{1}{2}} (\overline{K_u})_{i,j,k-\frac{1}{2}} \frac{U_{i,j,k} - U_{i,j,k-1}}{\Delta v}$$

$$(\text{FLUXV})_{i,j,k-\frac{1}{2}} = \tilde{A}_{i,j,k-\frac{1}{2}} (\overline{K_u})_{i,j,k-\frac{1}{2}} \frac{V_{i,j,k} - V_{i,j,k-1}}{\Delta v}$$

$$\text{avec : } \tilde{A}_{i,j,k-\frac{1}{2}} = \frac{g}{R} \frac{\overline{\pi}_{i,j} \cdot \sigma_{k-\frac{1}{2}} + P_t}{\overline{\pi}_{i,j} \cdot \tilde{T}_{i,j,k-\frac{1}{2}} \cdot \sigma'_{k-\frac{1}{2}}}$$

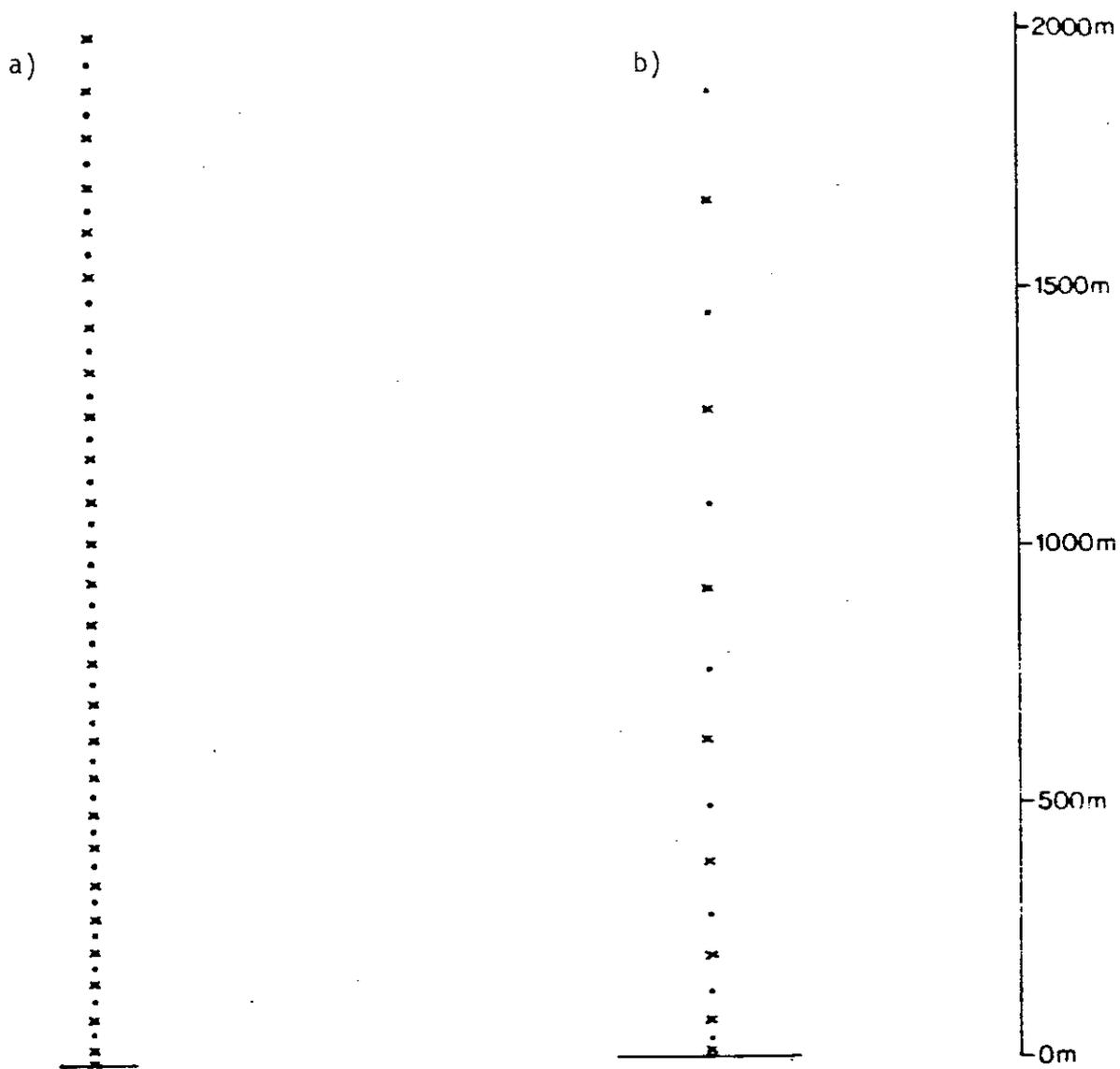
°°°

## ANNEXE B

## LISTE DES PRINCIPAUX SYMBOLES

$C_p$	:	chaleur spécifique sous pression constante
$e$	:	énergie cinétique turbulente
$f$	:	paramètre de Coriolis
$g$	:	accélération de la pesanteur
$h$	:	épaisseur de la couche limite planétaire
$H$	:	entropie
$k$	:	constante de Von Karman
$K_u$	:	coefficient d'échange de quantité de mouvement
$K_\theta$	:	coefficient d'échange de chaleur et d'humidité
$l_k$	:	longueur de mélange de diffusion
$l_\varepsilon$	:	longueur de mélange de dissipation
$LMO$	:	longueur de Monin-Obukhov
$L$	:	chaleur latente de vaporisation
$P$	:	pression
$P'$	:	fluctuation de $P$
$P_s$	:	pression au sol
$P_t$	:	pression au sommet du modèle
$P_o$	:	pression de référence (1000 mb)
$q_{cw}$	:	rapport de mélange en eau nuageuse
$q_v$	:	rapport de mélange en vapeur d'eau
$R$	:	constante universelle des gaz parfaits

S	:	$\pi H$
T	:	température
T <sub>0</sub>	:	température de référence (288 °K)
T*	:	température virtuelle
u	:	vitesse horizontale du vent selon l'axe Est-Ouest
U	:	$\pi u$
u <sub>g</sub>	:	vitesse du vent géostrophique selon l'axe Est-Ouest
u'	:	fluctuation turbulente de u
u*	:	vitesse de frottement
v	:	vitesse horizontale du vent selon l'axe Nord-Sud
V	:	$\pi v$
v <sub>g</sub>	:	vitesse du vent géostrophique selon l'axe Nord-Sud
v'	:	fluctuation turbulente de v
w	:	vitesse vertical du vent
w'	:	fluctuation turbulente de w
w*	:	échelle de vitesse convective
z	:	altitude
$\beta$	:	paramètre de flottabilité
$\epsilon$	:	taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente par viscosité
$\gamma_{cg}$	:	contre-gradient en température
$\rho_0$	:	masse spécifique de référence
$\pi$	:	différence entre la pression au sol et la pression au sommet du domaine ( $\pi = P_s - P_t$ )
$\sigma$	:	coordonnée verticale définie par $\sigma = (P - P_t)/(P_s - P_t)$
$\nu$	:	coordonnée verticale définie par $\sigma = (4\nu - \nu^4)/3$
$\sigma$	:	$d\sigma/d\nu$
$\dot{\nu}$	:	vitesse verticale
$\phi$	:	géopotentiel
$\theta$	:	température potentielle



× Variables dynamiques et thermodynamiques

• Energie turbulente et vitesse verticale

Figure 1.- a) grille verticale du modèle de Therry à 30 niveaux  
b) grille verticale du modèle de Therry à 9 niveaux

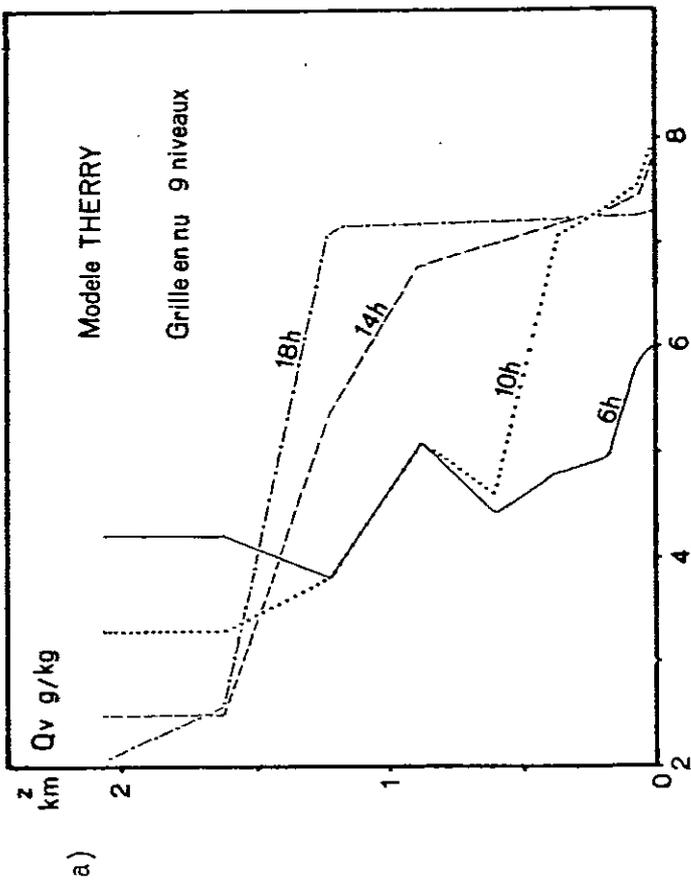


Figure 2.

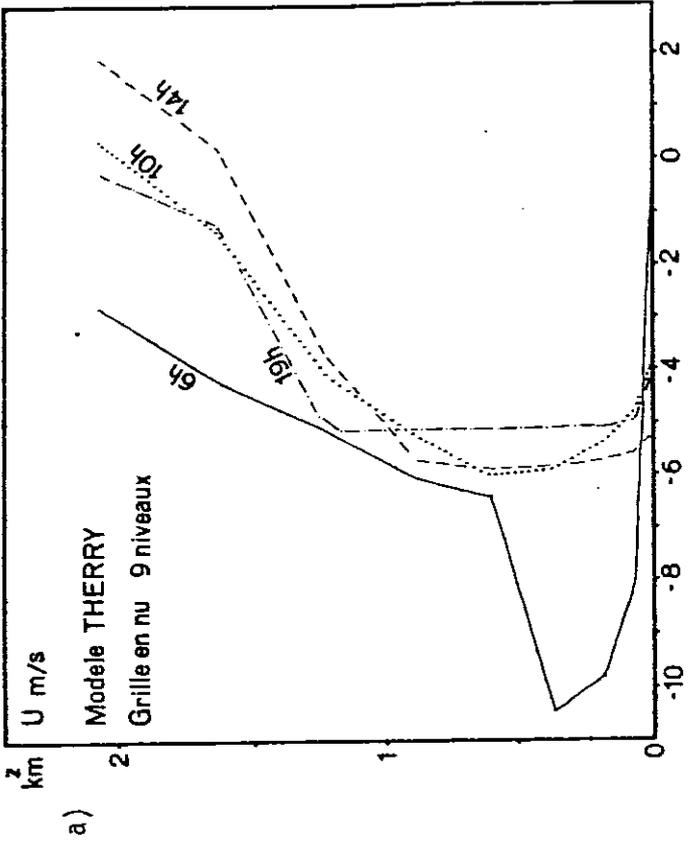
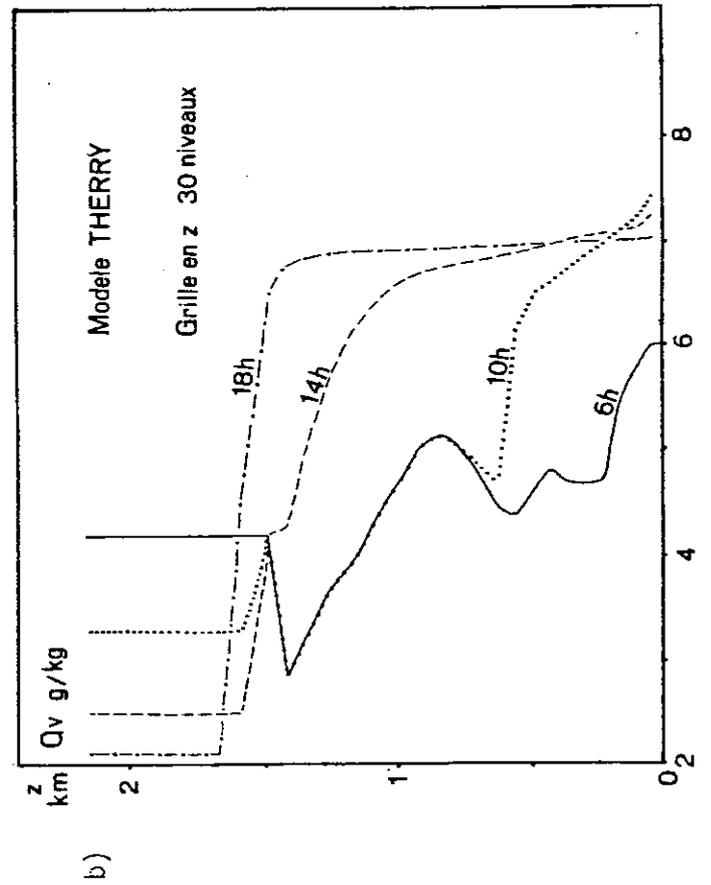
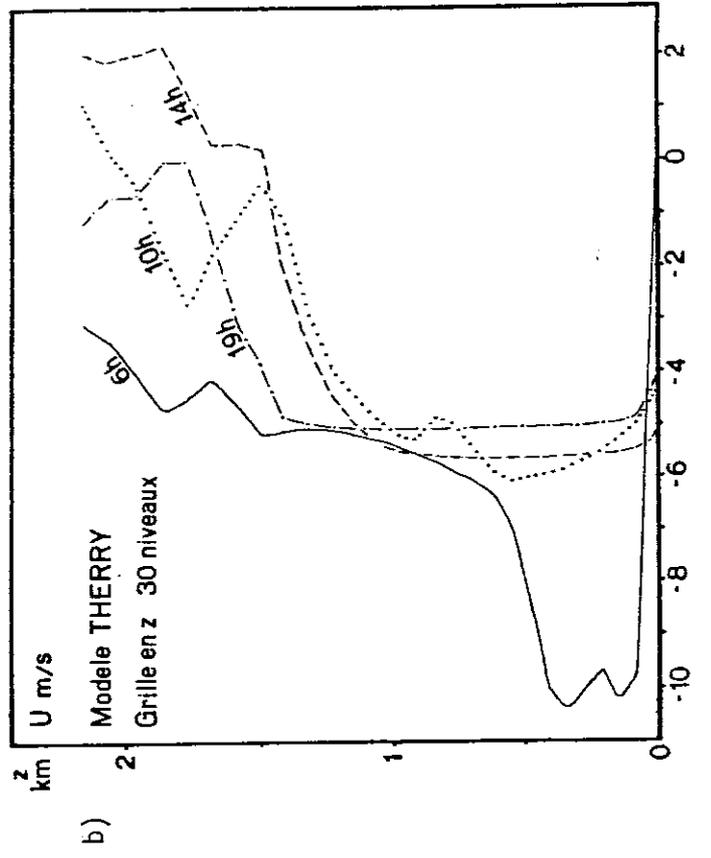


Figure 3.



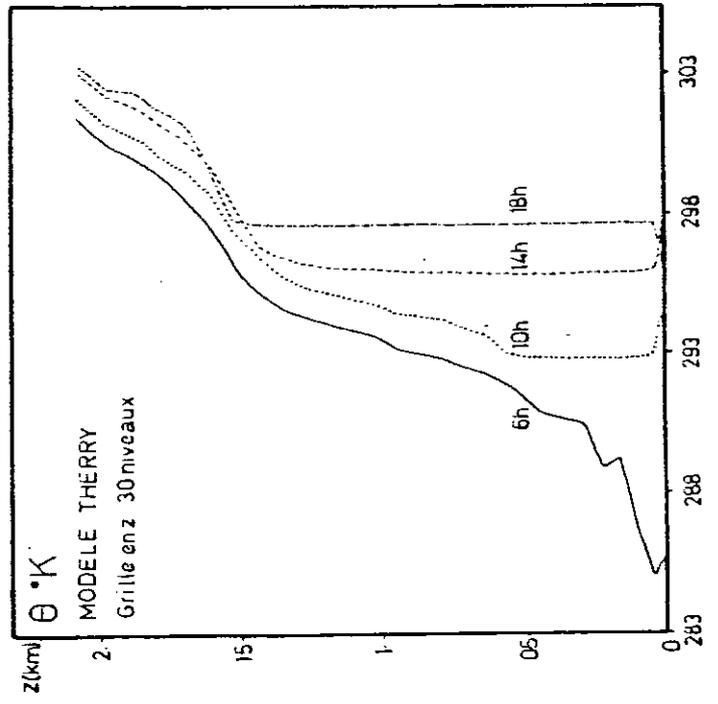
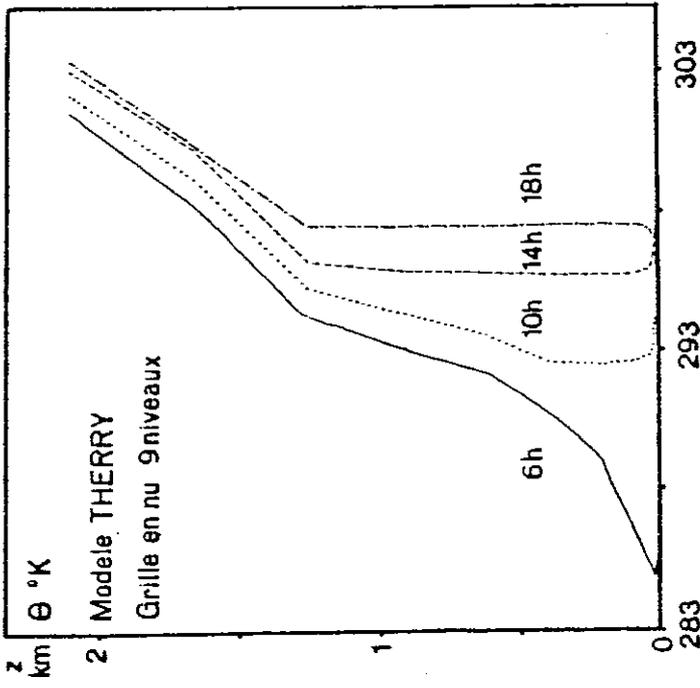
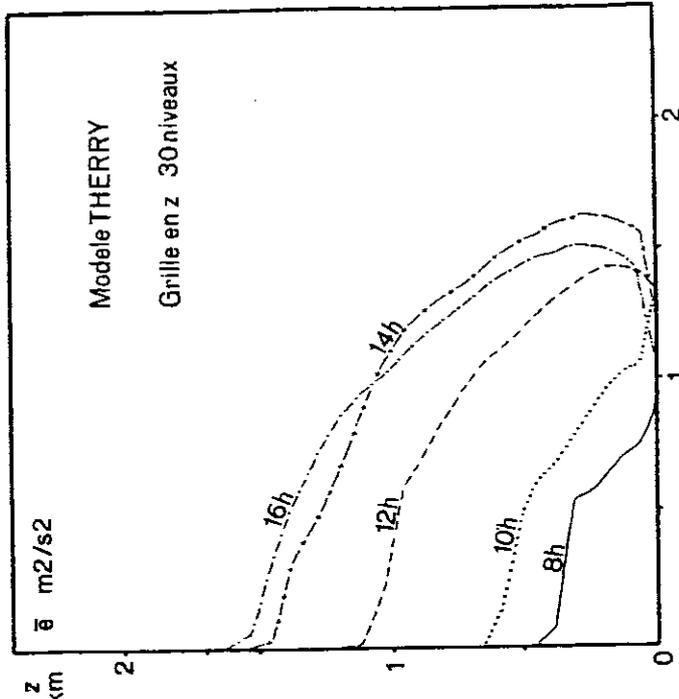
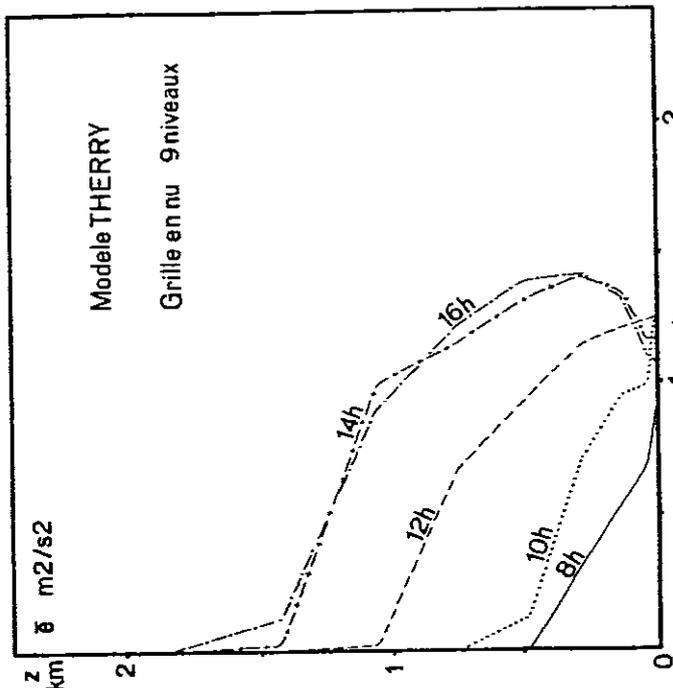


Figure 4.

a)

b)

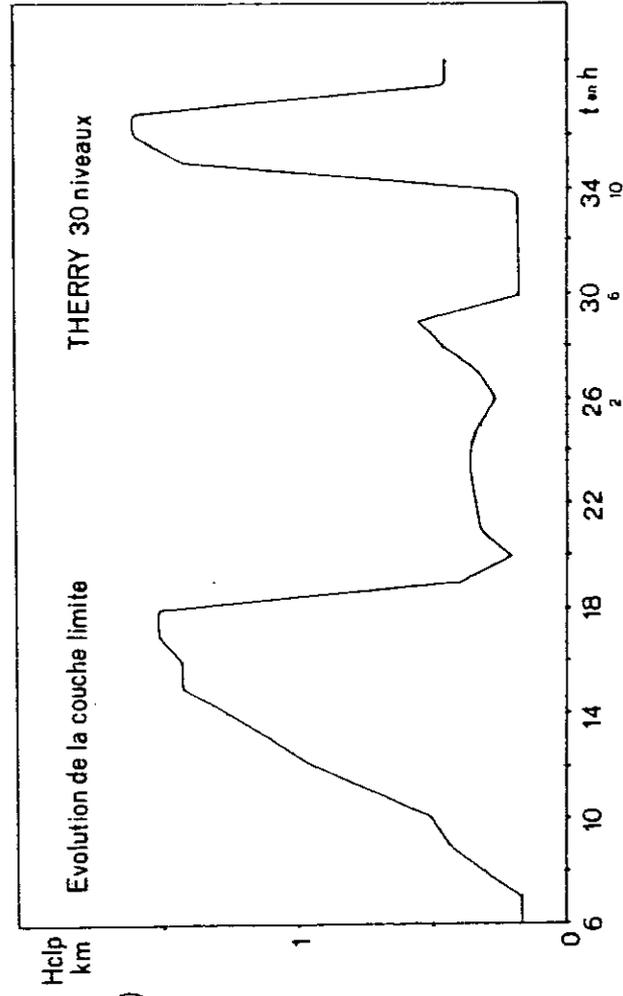
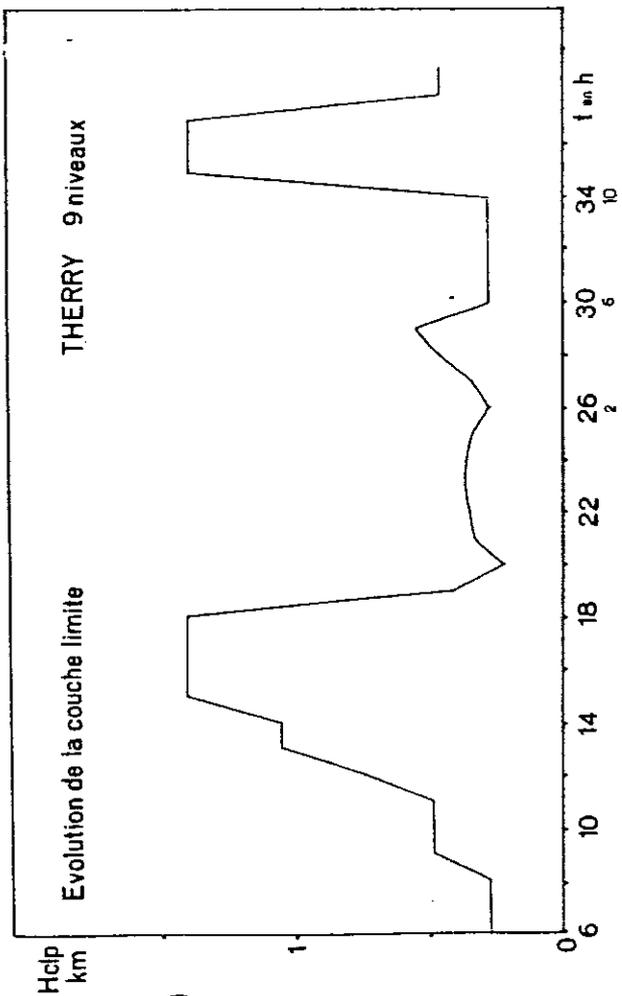
Figure 6.



a)

b)

Figure 5.



a)

b)

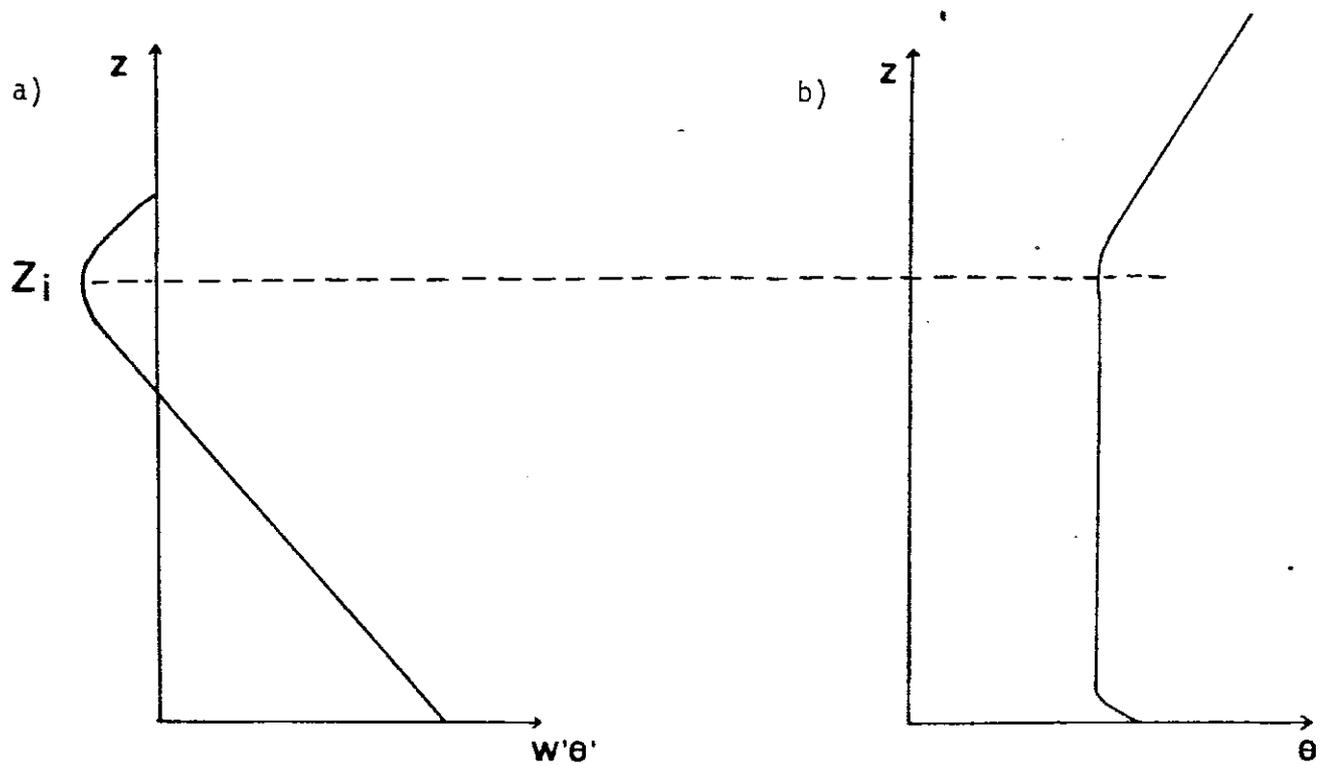


Figure 7.- Profils verticaux du flux de chaleur en régime convectif (a) et de la température potentielle (b)

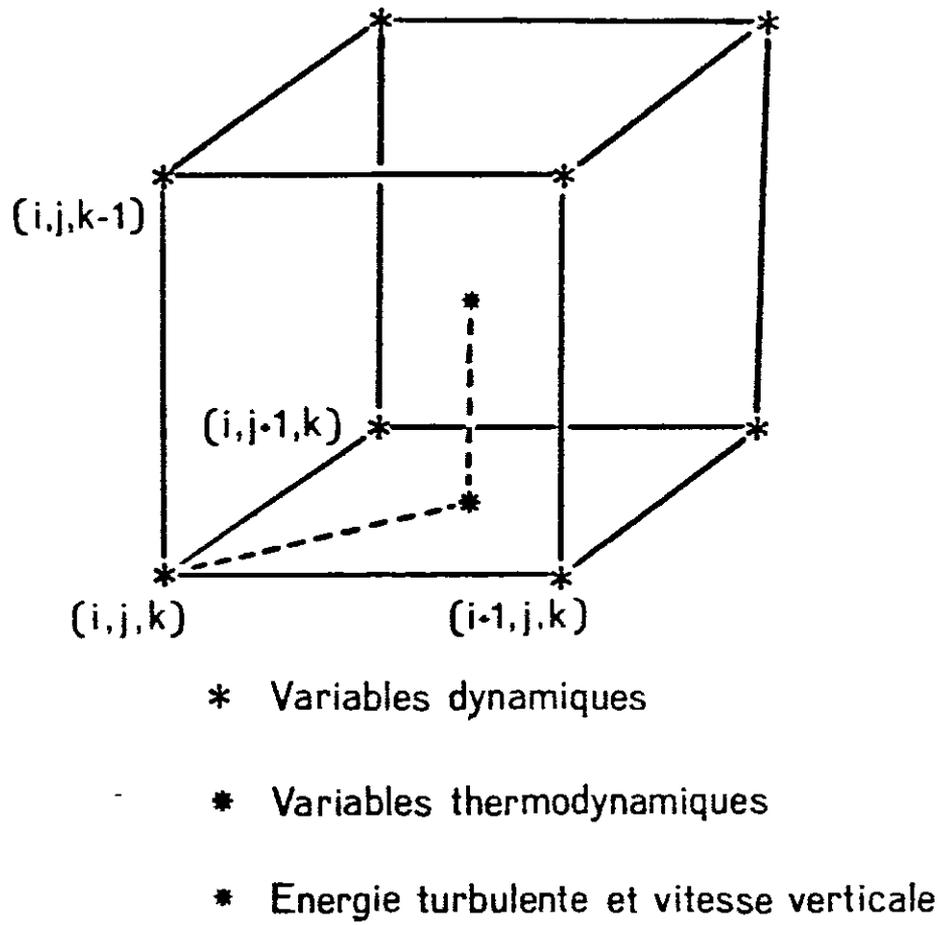
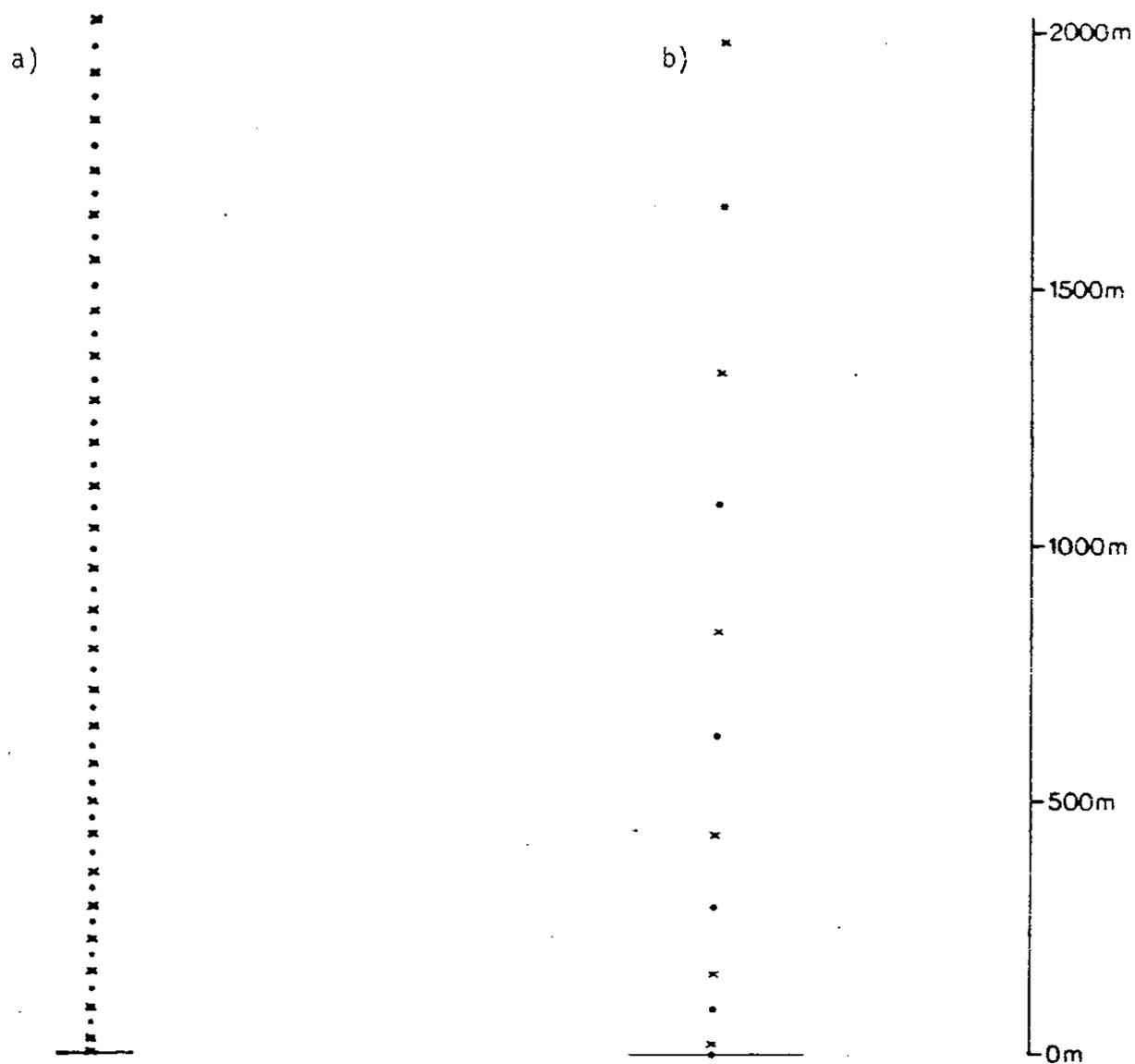


Figure 8. Implantation des différentes variables dans une maille



× Variables dynamiques et thermodynamiques

. Energie turbulente et vitesse verticale

Figure 9.- a) grille verticale du modèle de Therry à 30 niveaux

b) grille verticale du modèle de Nickerson entre 0 et 2 km

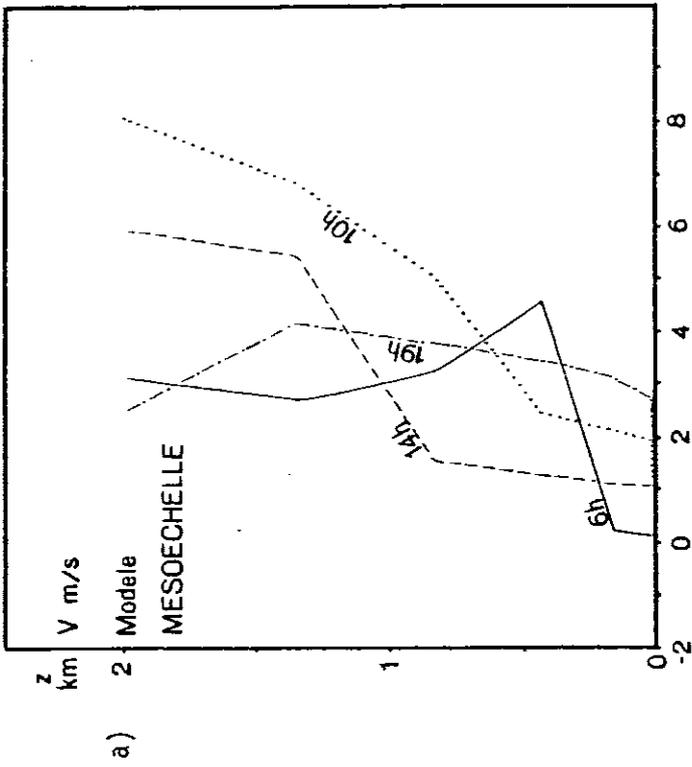


Figure 11

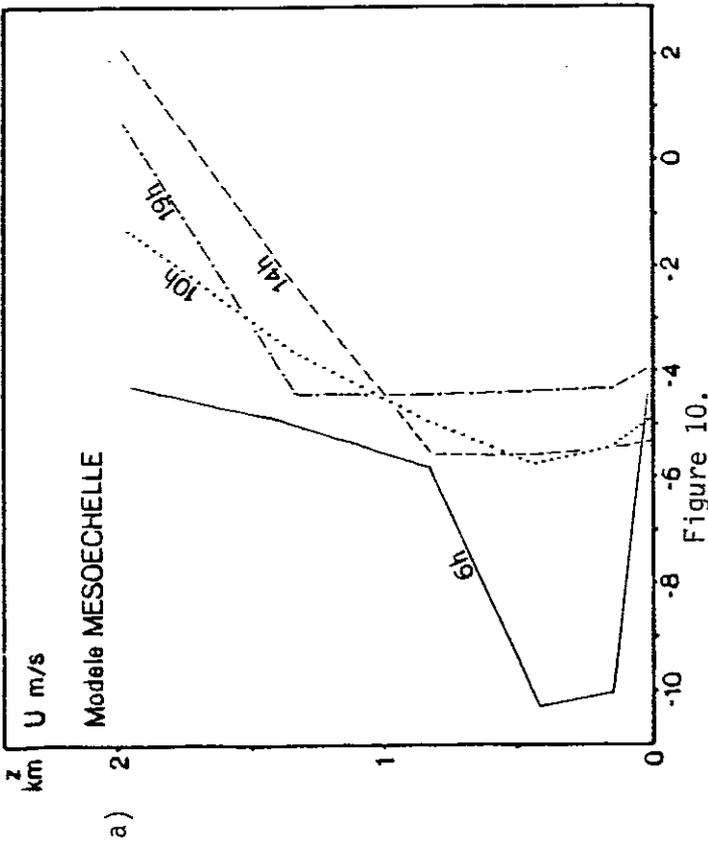
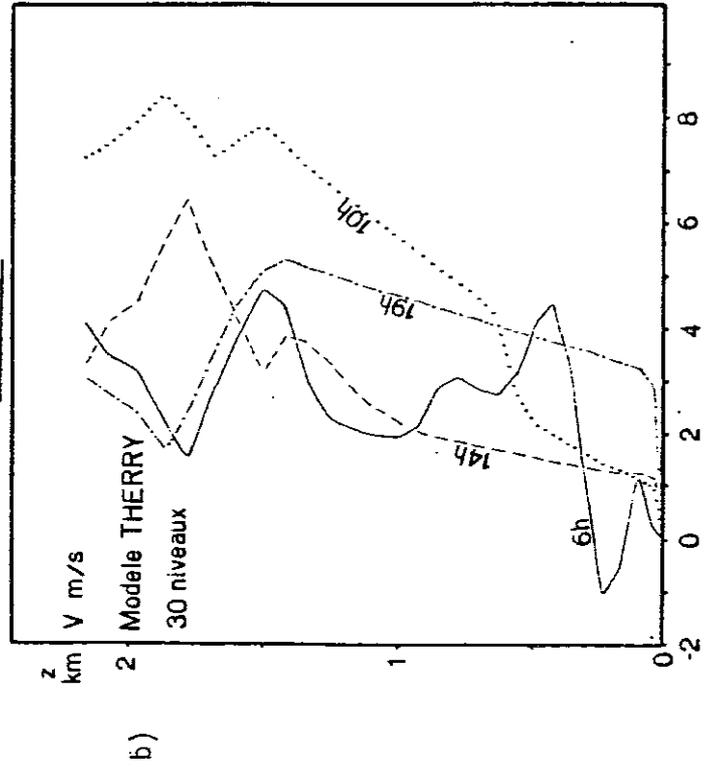
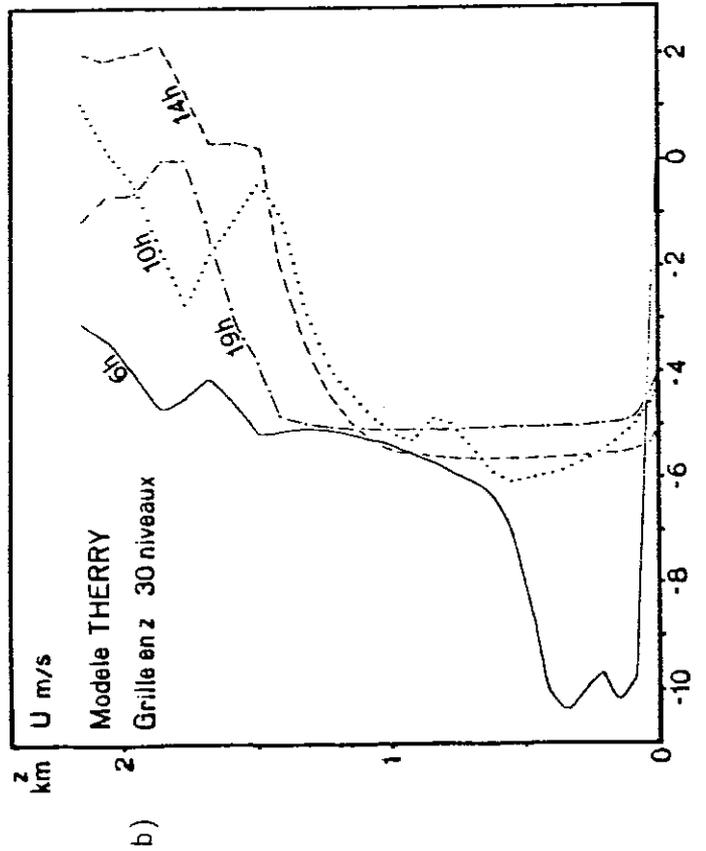
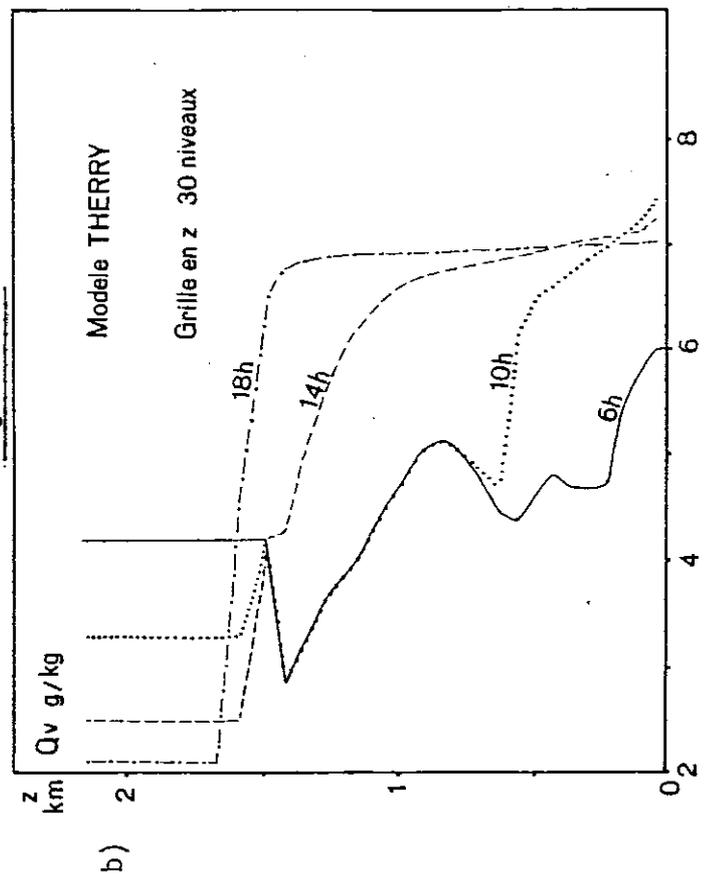
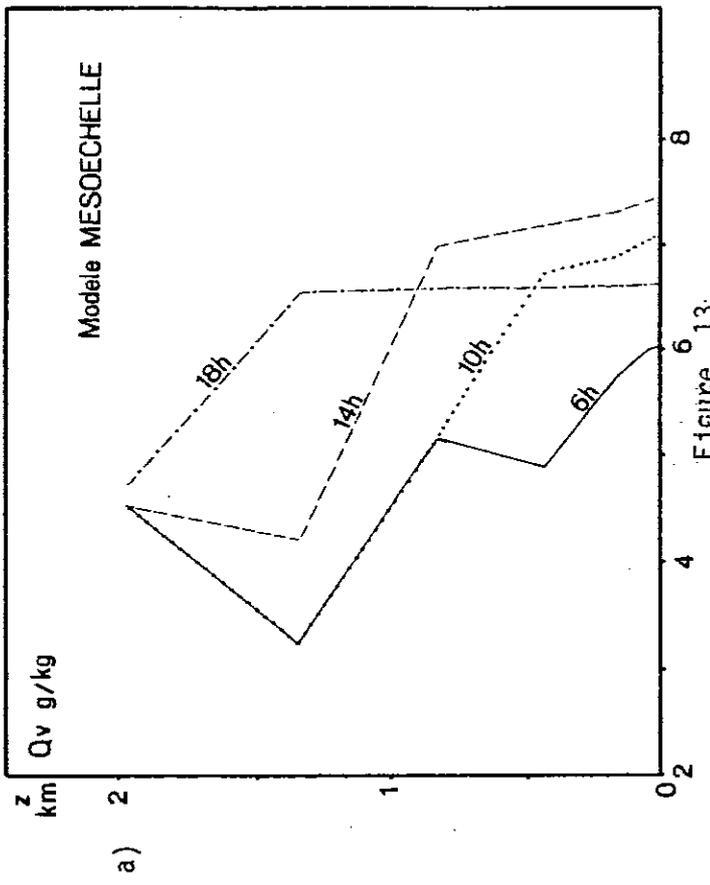
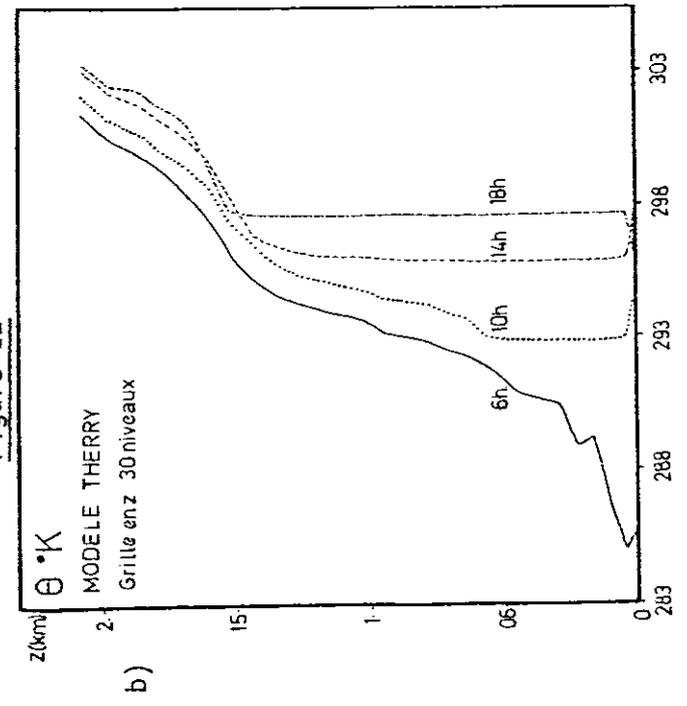
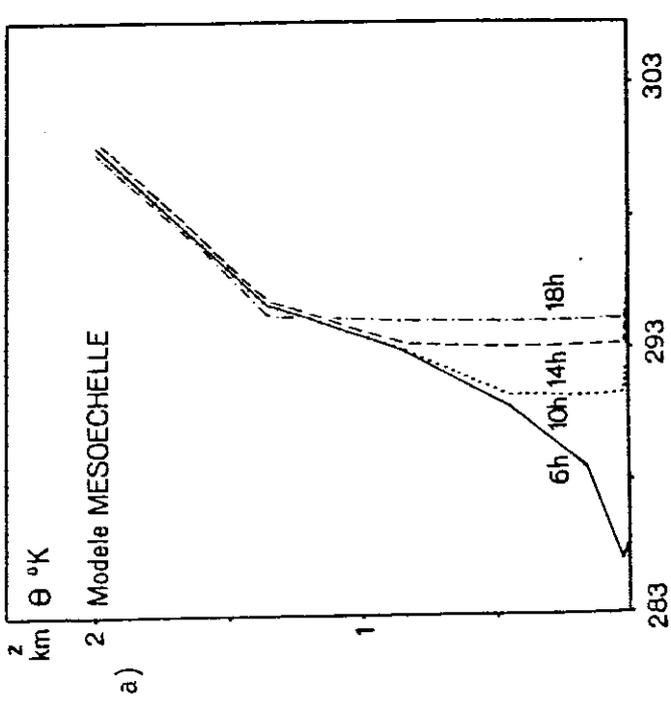


Figure 10.





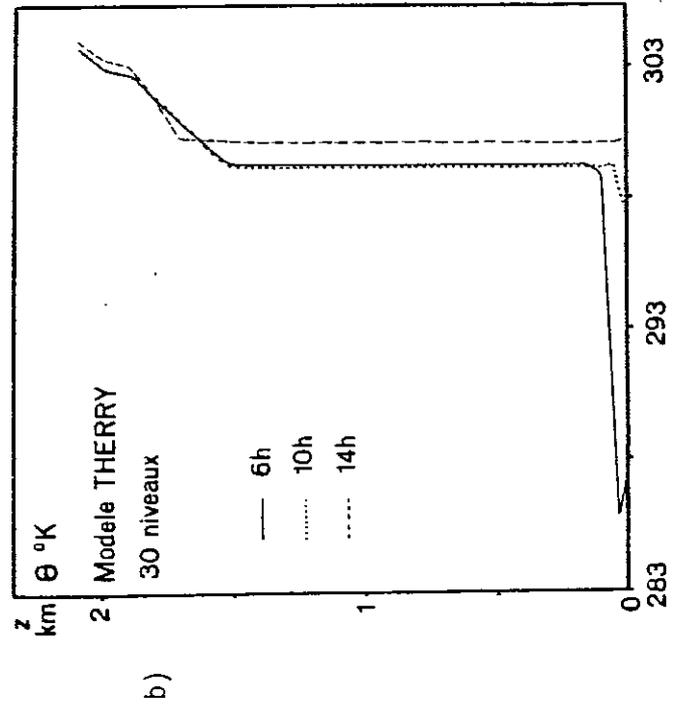
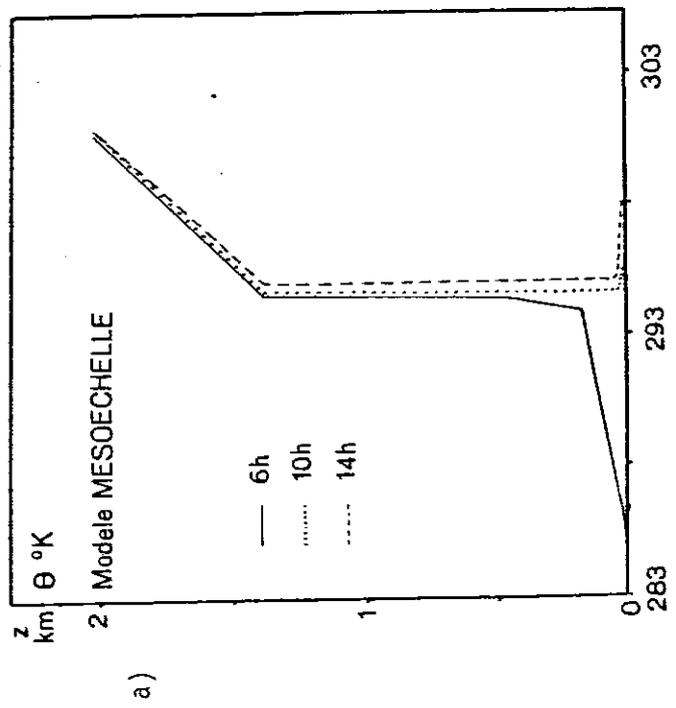


Figure 14

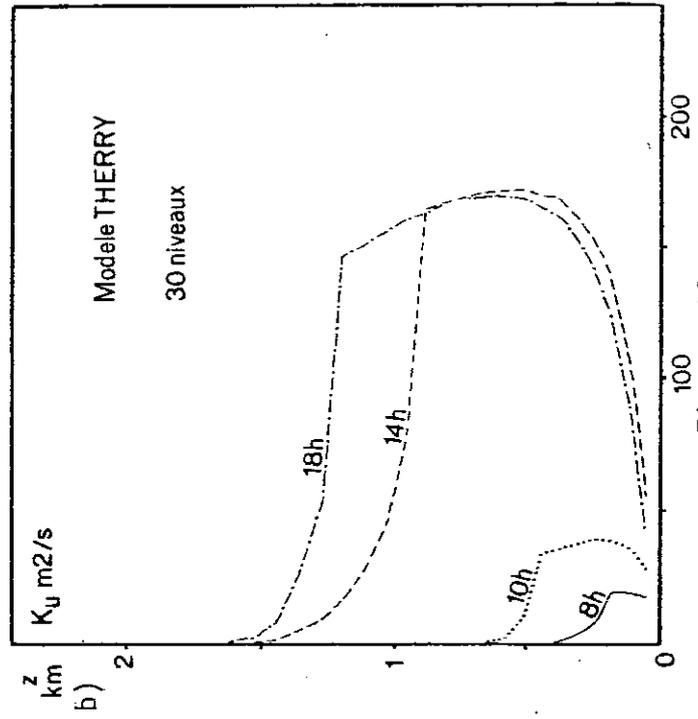
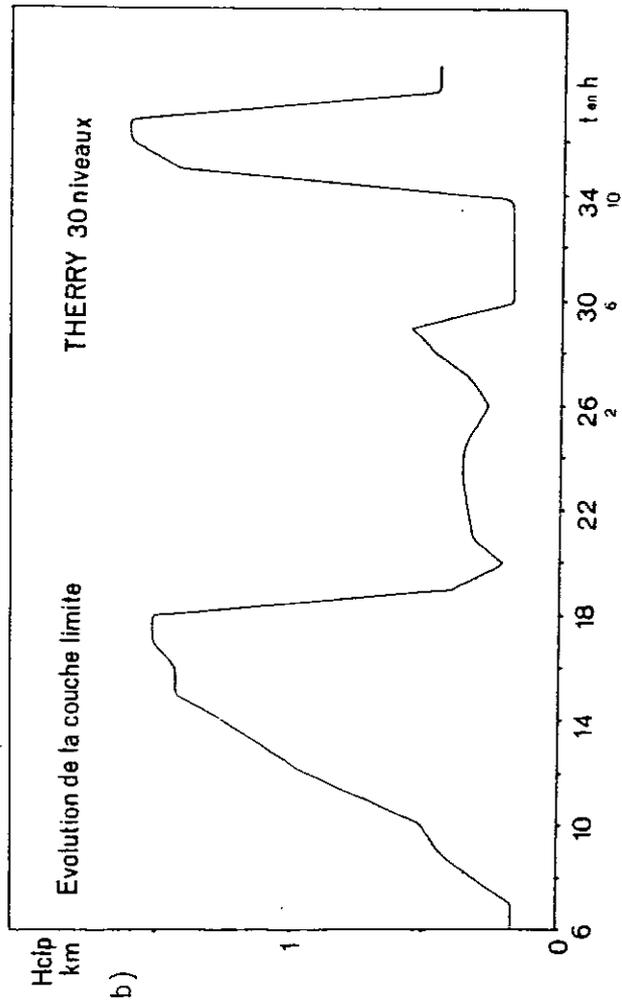
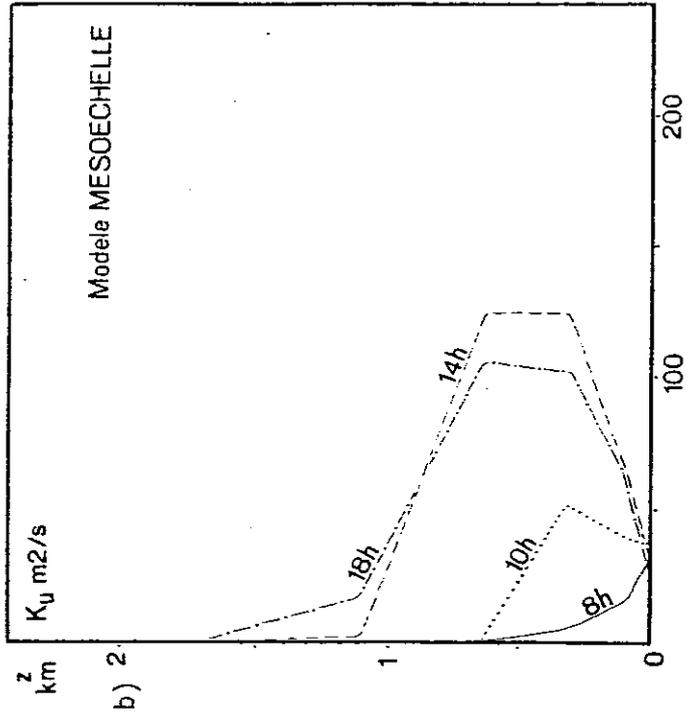
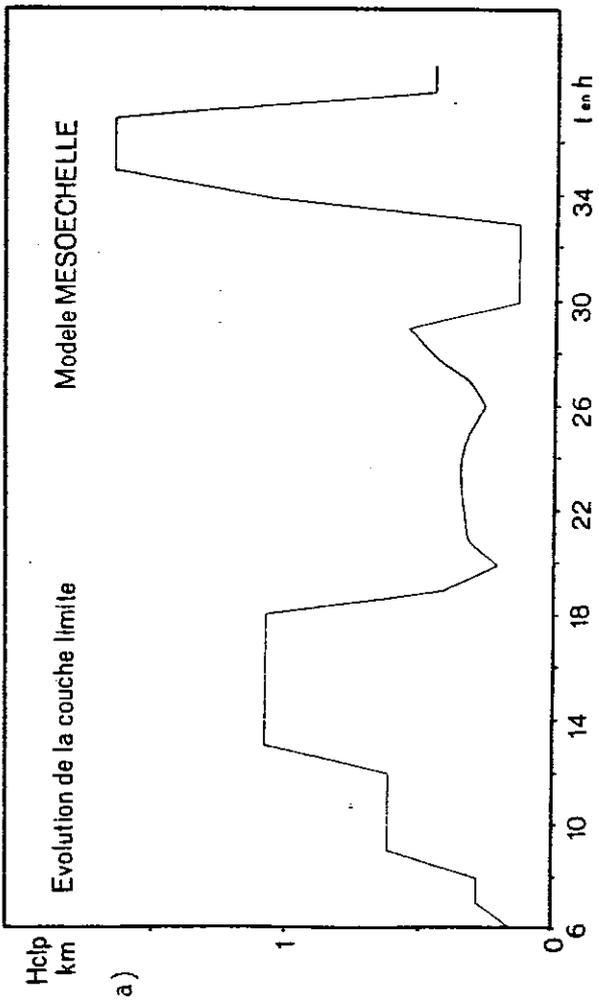


Figure 15

Figure 16

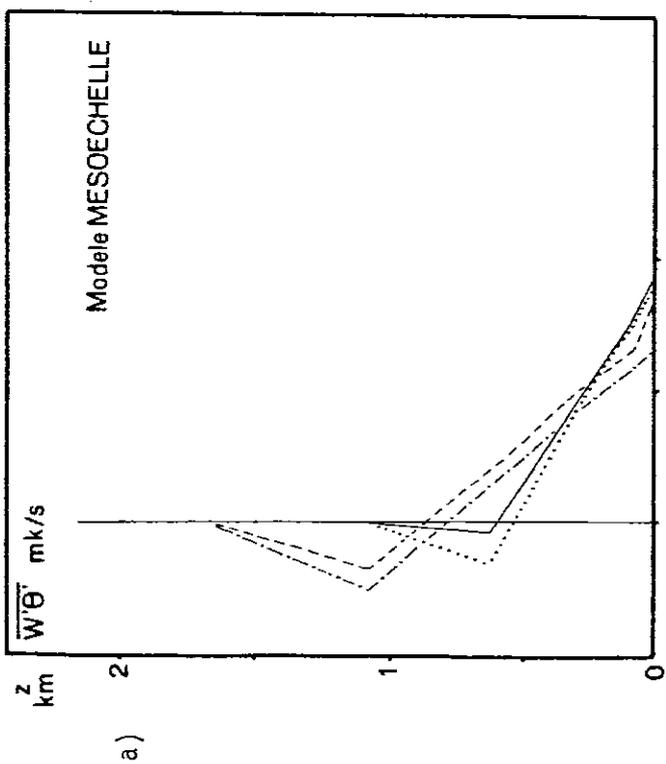


Figure 17

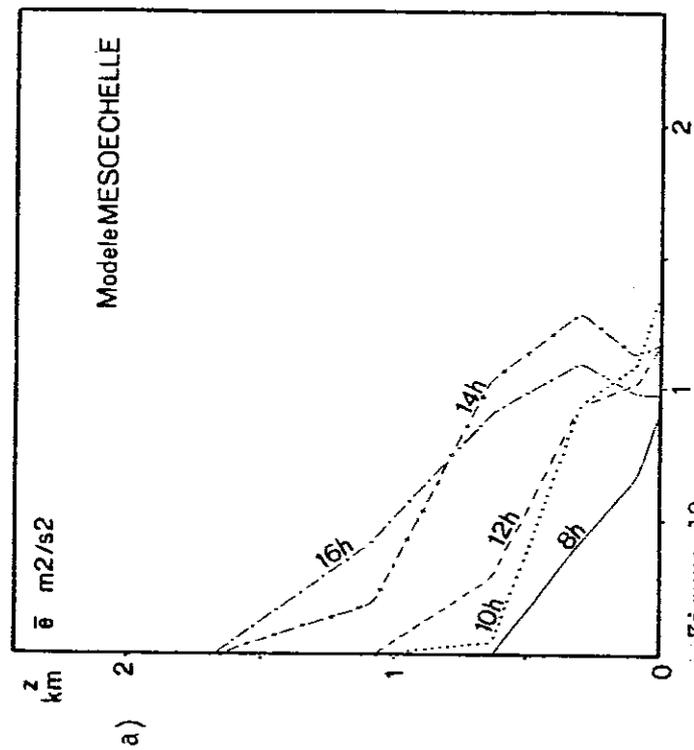
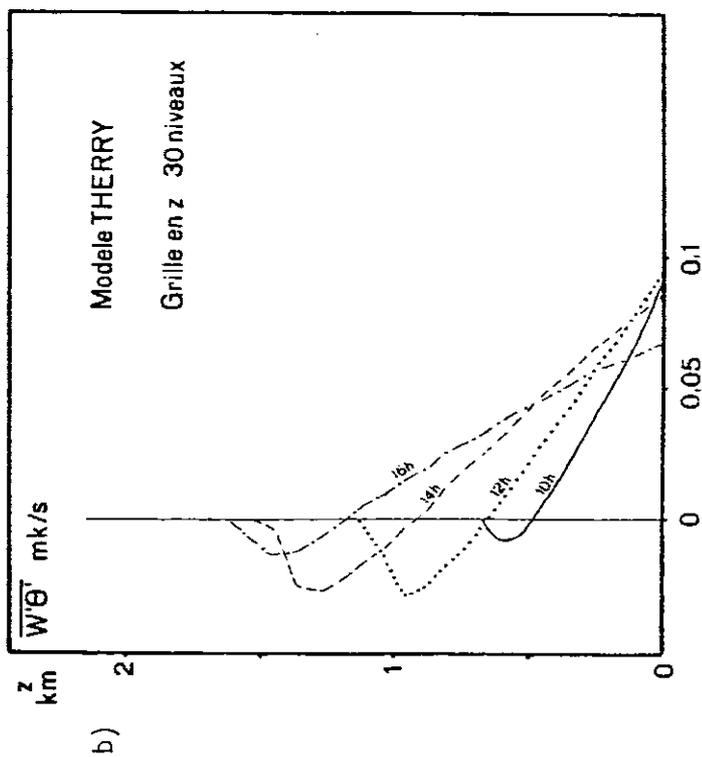
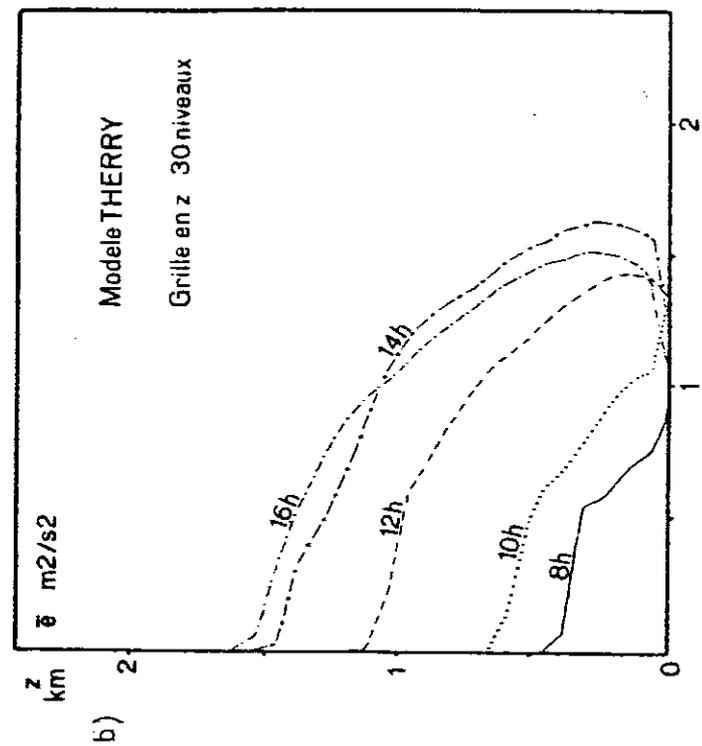


Figure 18



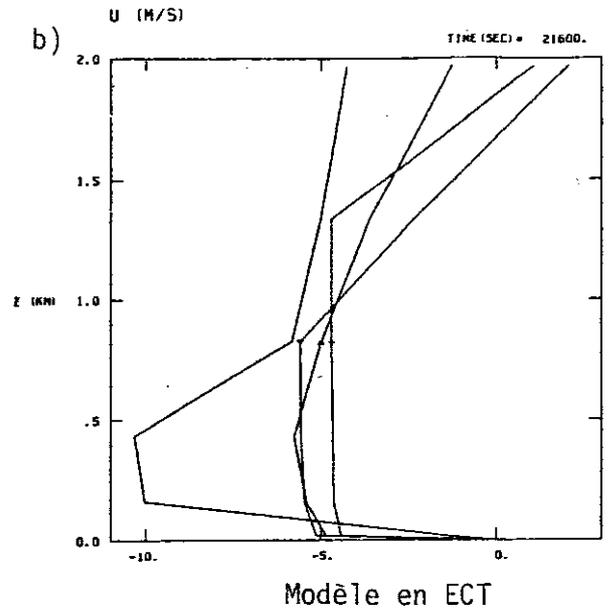
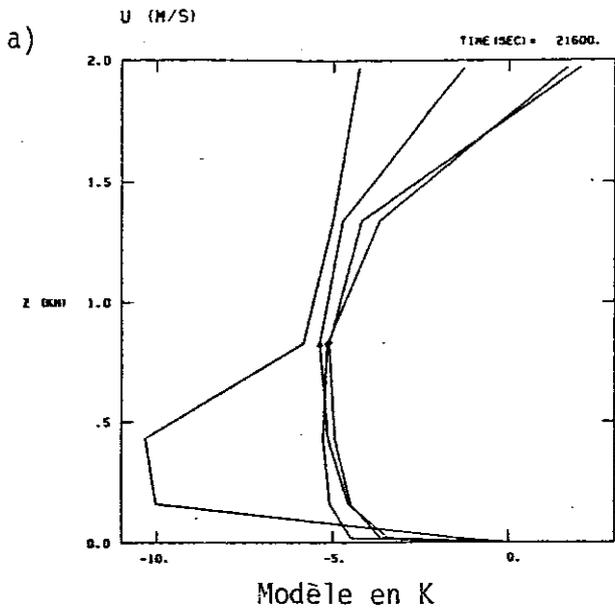


Figure 19

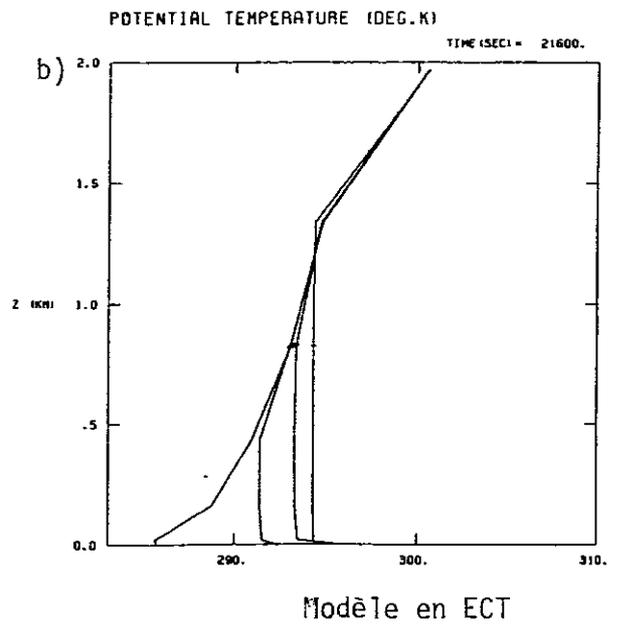
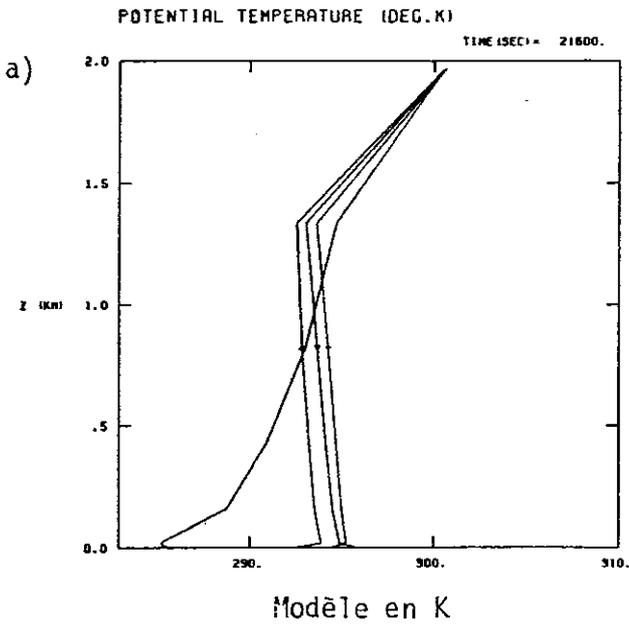


Figure 20

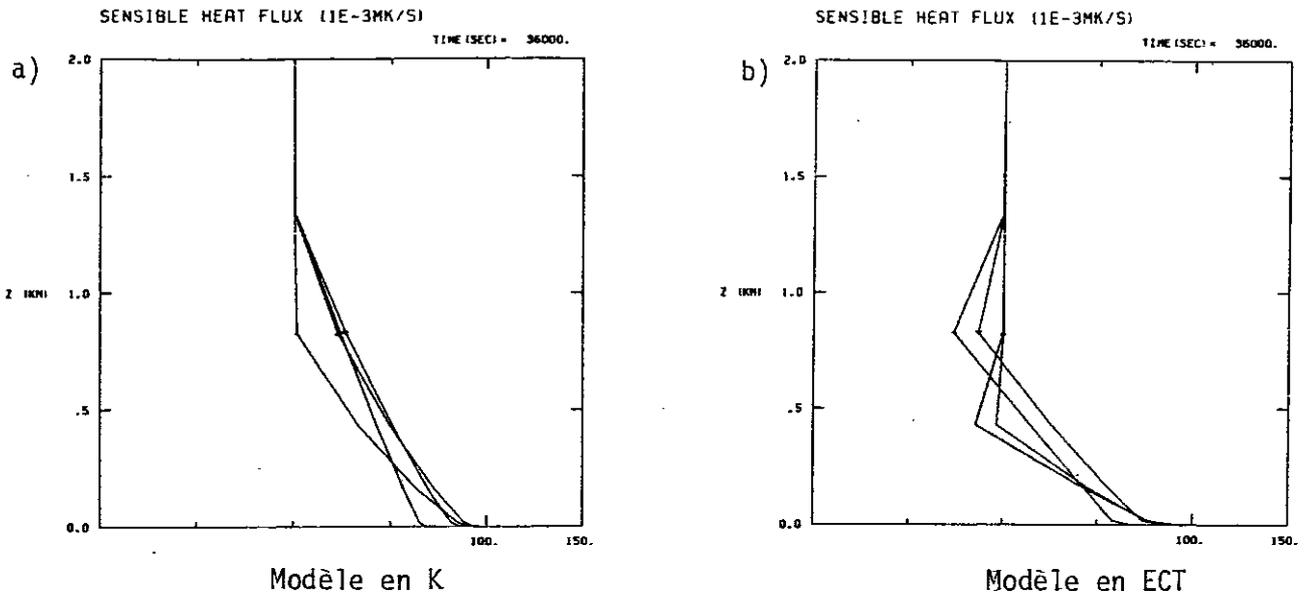


Figure 21

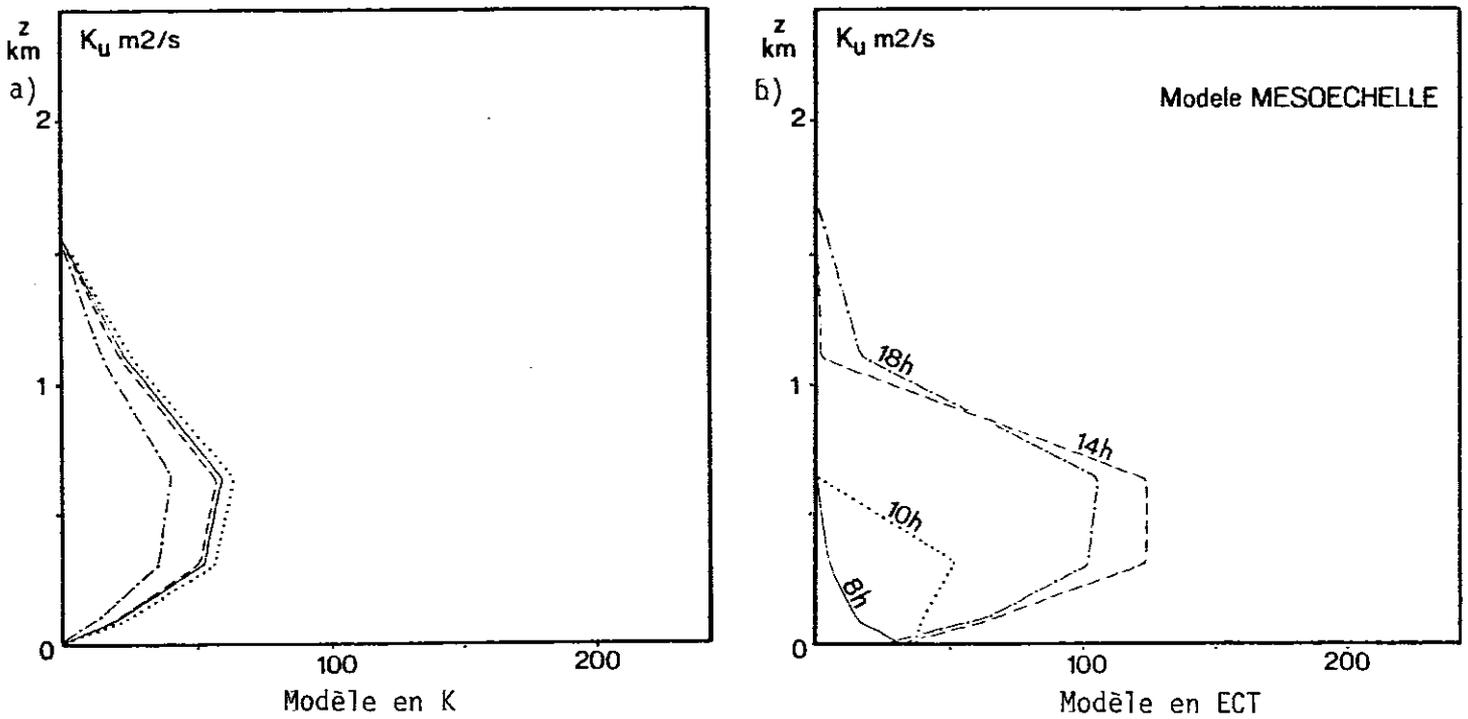


Figure 22

## BIBLIOGRAPHIE

- ANDRE, J.-C., G. De MOOR, P. LACARRERE, G. THERRY and R. Du VACHAT, 1978 : Modeling the 24-hr evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 35, pp. 1861-1883.
- ANDRE, J.-C., 1980 : Simulation numérique détaillée de la couche limite atmosphérique. Comparaison avec la situation des 2 et 3 juillet 1977 à Voves. *La météorologie*, VI, 22, pp. 5-49.
- BLACKADAR, A.K. and H. TENNEKES, 1968 : Asymptotic similarity in neutral barotropic planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, 25, pp. 1015-1020.
- BODIN, S., 1979 : A predictive numerical model of the atmospheric boundary layer based on the turbulent energy equation. *SMHI Report*, n°13, Norrköping, Sweden.
- CLARKE, R.H., A.J. DYER, R.R. BROOK, D.G. REID and A.J. TROUP, 1971 : The Wangara experiment - Boundary layer data. *Paper n° 19*, Division Meteorological Physics, CSIRO, Australia.
- DEARDORFF, J.W., 1966 : The counter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory. *J. Atmos. Sci.*, 23, pp. 503-506.
- DEARDORFF, J.W., 1973 : The use of subgrid transport equations in a three dimensional model of atmospheric turbulence. *J. Fluids Eng.*, 95, pp. 429-438.
- DEARDORFF, J.W., 1974 : Three dimensional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer. *Boundary Layer Meteor.*, 7, pp. 199-226.
- FRANGI, J.P., 1979 : Contribution à l'étude de la structure verticale des principales caractéristiques de la couche limite planétaire. *Thèse de 3ème Cycle*, Université de Paris VII.
- LENSCHOW, D.H., J.C. WYNGAARD and W.T. PENNELL, 1980 : Mean field and second moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 37, pp. 1313-1326.
- MELLOR, G.L., 1973 : Analytic prediction of the properties of stratified planetary surface layers. *J. Atmos. Sci.*, 30, pp. 1061-1069.

- Mac BEAN, G.A., 1979 : The planetary boundary layer. *W.M.O. Technical note*, n° 65, Geneva, Switzerland.
- MONIN, A.S. and A.M. YAGLOM, 1970 : *Statistical fluids mechanics, mechanics of turbulence*. Vol 1, MIT Press.
- NICKERSON E.C., and V.E. SMILEY, 1975 : Surface layer and energy budget parametrization for mesoscale models. *J. Appl. Meteor.*, 14, pp. 297-300.
- NICKERSON, E.C., 1979 : On the numerical simulation of airflow and clouds over mountainous terrain. *Beitr. Zur Physik der Atmos.*, 52, pp. 161-177.
- O'BRIEN, J., 1970 : On the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 27, pp. 1213-1215.
- RICHARD, E., 1982 : Paramétrisation de la microphysique des nuages en phase mixte dans un modèle tridimensionnel à mésoéchelle. *Thèse de 3ème Cycle*, Université de Clermont II.
- SOMMERIA, G., 1976 : Three dimensional simulation of turbulent processis in a undisturbed trade wind boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 30, pp. 1061-1069.
- TERRY, G. and P. LACARRERE, 1983 : Improving the eddy kinetic energy model for planetary boundary layer description. *Boundary-Layer Meteorol.*, 25, pp. 63-88.
- WILLIS, G.E. and J.W. DEARDROFF, 1974 : A laboratory model of the unstable planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 31, pp. 1297-1307.
- WYNGAARD, J.C. and O.R. COTE, 1974 : The evolution of a convective planetary boundary layer. A higher order closure model study. *Boundary-Layer Meteorol.*, 7, pp. 289-308.
- YAMADA, T. and G. MELLOR, 1975 : A simulation of Wangara atmospheric boundary layer data. *J. Atmos., Sci.*, 32, pp. 2309-2329.

Liste des Notes I.O.P.G. déjà parues

- N° 1 - Dosage de l'iodure d'argent dans les précipitations dans le cadre des expériences menées dans le Lot-et-Garonne et avec le matériel actuellement existant - Août 1970 (*J. Dessens et J.-P. Lacaux*).
- N° 2 - Présence probable d'une structure volcanique ancienne au Nord-Est du Puy de Dôme - Juin 1970 (*M. Aubert, D. Baudry et G. Camus*).
- N° 3 - Calcul du champ magnétique normal en France - Octobre 1970 (*M. Aubert*).
- N° 4 - Prospection électrique aux Fontêtes - Avril 1971 (*M. Aubert*).
- N° 5 - Convection artificielle : Météotron I, expériences 1961 - Juillet 1971 (*H. Dessens*).
- N° 6 - Sondages électriques dans les moraines du nord de la plaine de St Flour et dans la vallée de l'Allagnon - Janvier 1972 (*M. Aubert et A. de Goër*).
- N° 7 - Investigations géophysiques de quelques structures volcaniques du Velay oriental (Massif Central français) - Janvier 1972 (*M. Aubert et J. Mergoil*).
- N° 8 - Etude sur la précision des radiosondages Vaisala - Décembre 1971 (*B. Benech*).
- N° 9 - Premiers résultats sur la modification des profils verticaux thermiques et dynamiques due au passage d'une cellule convective - Janvier 1972 (*B. Benech*).
- N° 10 - Etude physique des phénomènes météorologiques à l'échelle fine - Janvier 1972 (*Rapport de synthèse final*).
- N° 11 - Rapport d'activité 1969 - Programme de Recherches 1970 - (*J. Dessens et S. Godard*).
- N° 12 - Sondages acoustiques de la Basse Atmosphère - Septembre 1972 (*Rapport de synthèse D.R.M.E.*).
- N° 13 - Etude et réalisation d'une chaîne de traitement de signal pour un radar météorologique millimétrique. Application à l'échelle de la convection atmosphérique - Novembre 1973 (*Rapport de synthèse*).
- N° 14 - Rapport technique "Languedoc 72" - Décembre 1972
- N° 15 - Rapport d'activité 1972 convection artificielle - Décembre 1972 (*B. Benech*).
- N° 16 - Recherche des effets sur la pluviométrie d'une émission continue de noyaux d'iodure d'argent - Janvier 1973 (*J.-P. Lacaux*).
- N° 17 - La structure magnétique de Mouterre (Vienne) - Février 1973 (*M. Aubert*).
- N° 18 - Prospection électrique à la Garandie - Juin 1973 (*M. Aubert*).
- N° 19 - Levé aéromagnétique Massif Central 1972 - Rapport d'interprétation provisoire sur la chaîne des Puys et la Limagne - Juin 1973 (*M. Aubert*).
- N° 20 - Etude des caractéristiques physiques et radioélectriques de la pluie à l'aide d'un spectropluviomètre photoélectrique - Août 1973 (*G. Donnaiieu*).

- N° 21 - Un système de visualisation pour sondeur acoustique utilisant un tube à mémoire - Novembre 1973 (*R. Cordesses*).
- N° 22 - Rapport d'activité 1973 "Convection artificielle" - Avril 1974 (*B. Benech*).
- N° 23 - Prospection magnétique hélicoptérée - Juin 1974 (*M. Aubert, A. Gachon et J.-F. Lénat*).
- sans N° - Sondages acoustiques de la basse atmosphère - Rapport de synthèse DRME - Septembre 1974 (*G. Dubosclard et R. Cordesses*).
- N° 24 - Reconnaissance par sondages électriques de l'épaisseur de la terrasse alluviale de la rive droite de l'Allier en aval de Brassac-les-Mines (63) - Août 1974 (*M. Aubert, A. Gachon et J.-F. Lénat*).
- N° 25 - Rapport d'interprétation de la prospection électrique réalisée au Breuil-sur-Couze - Août 1974 (*M. Aubert, A. Gachon et J.-F. Lénat*).
- N° 26 - Réunions de travail sur les caractéristiques physico-chimiques et le transports des poussières d'origine africaine - Résumé des Communications - Septembre 1974.
- N° 27 - Reconnaissance d'un effondrement volcano-tectonique dans la vallée de la Santoire (Cantal) par prospection et magnétotellurique - Janvier 1975 (*M. Aubert et A. Dupis*).
- N° 28 - Prospection électrique au sud du Puy de Dôme pour l'implantation d'un forage de mesure de flux géothermique - Février 1975 (*M. Aubert, G. Camus, A. Gachon et J.-F. Lénat*).
- N° 29 - Influence de la fonction de distribution des gouttes de pluie sur la relation *annulée* entre le facteur de réflectivité radar Z et l'intensité de pluie R - Juin 1975 (*G. Domnadiéu et J.-L. Lacour*)  
*Cette publication a fait l'objet d'un note à l'Académie des Sciences et non d'une note IOPG.*
- N° 30 - Caractéristique et performance du sodar de l'IPG du Puy de Dôme - Application à des mesures quantitatives - Avril 1976 (*B. Chrétien, R. Cordesses et G. Dubosclard*).
- N° 31 - Sondage électrique pour la Campagne Hydroxydase (Le Breuil-sur-Couze) - Juin 1976 (*M. Aubert*).
- N° 32 - Etude géophysique de la structure du maar du Plot de Lachamp (Devès)-Septembre 1976 (*J.-F. Lénat, P. Boivin et A. Gourgaud*).
- N° 33 - Prospection magnétique aux Fontêtes (63) - Novembre 1976 (*M. Aubert*).
- N° 34 - Rapport technique "Languedoc 1976" - Février 1977 (*J.-P. Lacaux*).
- N° 35 - Première reconnaissance de la profondeur du Bassin d'Arlanc (63) par prospection électrique - Avril 1977 (*M. Aubert et J.-F. Lénat*).
- N° 36 - Rapport de prospection électrique dans la zone des captages de la Mitte près d'Estivareilles (03) - Juillet 1977 (*J.-F. Lénat*).
- N° 37 - Prospection électrique de gisements d'argile près de Vihiers (49) - Décembre 1977 (*J.-F. Lénat et G. Torrent*).
- N° 38 - Prospection électrique des dépôts alluviaux de l'Allier près de Charnat (63) Décembre 1977 - (*J.-F. Lénat*).

- N° 39 - Le givrage dans les nuages stratiformes bas : détection et prévision - Février 1978 (*X. Henrion et H. Sauvageot*).
- N° 40 - Campagne FRONT 77, octobre-novembre 1977, Disdromètre I, II, III - Juin 1978 (*B. Campistron*).
- N° 41 - Prospection électrique des dépôts alluviaux de l'Allier près de Vinzelles - Juin 1978 (*J.-F. Lénat*).
- N° 42 - Etude géomagnétique de la dépression de Montchatres, Est chaîne des Puys (63) - Août 1978 (*M. Aubert, P. Boivin, G. Camus et J.-F. Lénat*).
- N° 43 - Recherche d'une distribution de sources magnétiques à profondeur de toit constante - Septembre 1978 (*D. Breugnot*).
- N° 44 - Construction d'un inductomètre numérique à translation - Octobre 1978 (*M. Aubert et R. Cordesses*).
- N° 45 - Utilisation d'un radar météorologique pour l'étude du foudroiement - Novembre 1978 (*P. Waldteufel et P. Metzger*).
- N° 46 - Premières mesures de prospection magnétique à la Réunion (Océan Indien) - Interprétation et perspectives - Janvier 1979 (*J.-F. Lénat et B. Tricot*).
- N° 47 - Journées franco-africaines de Physique de l'Atmosphère - Centre de Recherches Atmosphériques, Campistrous 12-14 Septembre 1978 - Février 1979
- N° 48 - Etude de la combustion du fuel-oil domestique à l'air libre - Février 1979 (*Pham Van Dinh*).
- N° 49 - Une étude par prospection électrique des terrasses alluviales de l'Allier dans sa boucle à l'est de Pont-du-Chateau - Février 1979 (*J.-F. Lénat et M. Aubert*).
- N° 50 - Exploration électromagnétique de la fosse volcano-tectonique du Cantal : rapport d'exécution et d'interprétation des sondages électriques et magnéto-telluriques - Juin 1979 (*M. Aubert, A. Dupis, J.-F. Lénat, G. Petiau, J. Roux et G. Senaud*).
- N° 51 - Etude par sondages électriques de la nuée ponceuse du Pavin - Juin 1979 (*J.-L. Bourdier et J.-F. Lénat*).
- N° 52 - Le collecteur automatique de précipitation (1978) - Rapport technique - mars 1979 (*J.-P. Lacaux*).
- N° 53 - Etude géophysique du lac Pavin et de ses environs (Puy de Dôme) - Juin 1979 (*M. Aubert et J.-F. Lénat*).
- N° 54 - Comparaison entre les performances de deux types de caméra infrarouge dans l'atmosphère en vue de l'étude d'un panache de fumée - Septembre 1979 (*J.-M. Brustet*).
- N° 55 - Modélisation tridimensionnelle thermodynamique et microphysique d'un jet humide - Octobre 1979 (*R. Rasocamanana, P. Sarthou et B. Benech*).

- N° 56 - Contribution à l'interprétation météorologique de l'imagerie fournie par le canal 6,3  $\mu$  de Météosat aux moyennes latitudes - Décembre 1979 (D. Ramoná et B. Tjasyono).
- N° 57 - Momentum Flux near a cold front - Juillet 1980 (R. Rabin et B. Campistron).
- N° 58 - Programme COCAGNE - Rapport de synthèse annuel 1980 - Janvier 1981 (B. Benech et P. Waldteufel).
- N° 59 - Etude magnétique des pyroclastites de la Chaîne des Puys - Juin 1981 (H. Leroy).
- N° 60 - Contribution à l'étude de la couche limite en site non homogène - Juillet 1981 (B. Benech, P. Bleuse et J. Noilhan).
- N° 61 - Etude expérimentale des caractéristiques microphysiques des nuages chauds sur le Plateau de Lannemezan - Août 1981 (N. Bleuse, B. Benech, Pham Van Dinh, J.-P. Lacaux et D. Breugnot).
- N° 62 - L'estimation de fréquences du sodar de l'I.O.P.G. - Décembre 1981 (R. Cordesses et G. Dubosclard).
- N° 63 - Projet de mesure du vent à 10 mètres à l'aide d'un sodar haute fréquence - Juin 1982 (R. Cordesses et G. Dubosclard).
- N° 64 - Premiers sondages acoustiques par sodar Doppler au Pic du Midi : intérêt pour l'observation astronomique - Rapport préliminaire sur la Campagne 82 - Décembre 1982 (G. Dubosclard et H. Sauvageot).
- N° 65 - Détermination des paramètres caractéristiques d'un panache de combustion par lidar 1,06  $\mu$ m - Avril 1983 (A. Ezcurra, B. Benech, Pham Van Dinh, J.-L. Lesne).
- N° 66 - Station météorologique automatique du C.R.A. - Mai 1983 - (B. Benech et J.-C. Mesnager).
- N° 67 - Modèle unidimensionnel de nuage chaud - Juin 1983 (C. Meltz, B. Benech, J.-P. Lacaux, P. Sarthou).
- N° 68 - Un système d'analyse et de balance des champs météorologiques - Mars 1984 - (D. Médal).
- N° 69 - SURVOL : Une station autonome d'acquisition de traitement et de transmission de données multiples - Septembre 1983 (R. Cordesses).
- N° 70 - Etude d'un débitmètre permettant de mesurer le flux de vapeur d'eau dans un sol fumérollien - Décembre 1983 - (Françoise et Yves Bourlet).
- N° 71 - Modélisation numérique à mésoéchelle : Microphysique des nuages chauds - Février 1984 - (E. Richard, J.-P. Pinty, H. Chaumerliac).
- N° 72 - Une méthode variationnelle d'ajustement des champs de masse et de vent - Mars 1984 (J.-P. Pinty).