T 13417 ab

N° d'Ordre : ECL 87-20 Année 1987

THESE

présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir

le titre de Docteur-Ingénieur

Spécialité : Mécanique

par : Laure JANVIER

Paramétrisations de la Turbulence

et de l'Interface sol/atmosphère

dans un modèle tridimensionnel à mésoéchelle.

Soutenue le 15 octobre 1987 devant la Commission d'Examen

Jury MM.	B.	GAY	Président
	J.Y.	CANEILL	Examinateur
	D.	JEANDEL	"
	J.	MATHIEU	"
	P.	MERY	"
	R.	ROSSET	"
	B.	SEGUIN	"

Ple 1

N° d'Ordre : ECL 87-20 Année 1987

T H E S E

présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir

le titre de Docteur-Ingénieur

Spécialité : Mécanique

par : Laure JANVIER

Paramétrisations de la Turbulence et de l'Interface sol/atmosphère dans un modèle tridimensionnel à mésoéchelle.

Soutenue le 15 octobre 1987 devant la Commission d'Examen

Jury MM.	B.	GAY	Président
	J.Y.	CANEILL	Examinateur
	D.	JEANDEL	"
	J.	MATHIEU	"
	P.	MERY	"
	R.	ROSSET	"
	B.	SEGUIN	"

ECOLE CENTRALE DE LYON

DIRECTEUR	A. MOIROUX
DIRECTEUR ADJOINT	R. RICHE

LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES A L'E.C.L.

(Doctorat d'Etat ou Habilitation au sens de l'Arrêté du 5 juillet 1984)

Mathématiques-Informatique-Systèmes

B. DAVID	Professeur 2e Classe
C.M. BRAUNER	Professeur 2e Classe - Univ.- Bordeaux
J.F. MAITRE	Professeur 1ère Classe
F. CONRAD	Maître Assistant ENSM-St-Etienne
G. THOMAS	Maître de Conférences
F. MUSY	Maître de Conférences
Cl. SCHMIDT-LAINE	Chargée de Recherche au CNRS

Physicochimie des Matériaux

P. CLECHET	Professeur 1ère Classe
P. PICHAT	Directeur de Recherche au CNRS
J.M. HERRMANN	Chargé de Recherche au CNRS
N. JAFFREZIC	Chargée de Recherche au CNRS
G. ESCHALIER	Maître de Conférences
J. JOSEPH	Professeur 2e Classe
A. GAGNAIRE	Maître de Conférences
Cl. MARTELET	Maître de Conférences
J.R. MARTIN	Maître de Conférences
R. OLIER	Maître de Conférences
A. TAILLAND	Maître de Conférences
R. PHILIPPE	Maître Assistant IUT-St-Etienne

Métallurgie et Physique des Matériaux

P. GUIRALDENQ	Professeur 1ère Classe
D. TREHEUX	Professeur 2e Classe
D. JUVE (Mme)	Ingénieur d'Etude - 2e C.
NGUYEN Du	Assistant Titulaire

Electronique

P. VIKTOROVITCH	Directeur de Recherche au CNRS
R. BLANCHET	Professeur 2e Classe
S. KRAWCZYK	Chargé de Recherche au CNRS
P. LEYRAL	Maître Assistant
O. BONNAUD	Professeur - INSA - Rennes
J. BOREL	Direct. Technique Sté E.F.C.I.S.
J.P. CHANTE	Professeur - INSA - Lyon

Electrotechnique

Ph. AURIOL	Professeur 2e Classe
A. FOGGIA	Professeur 1ère Classe - I.N.P.G.
A. NICOLAS	Maître de Conférences
G. ROJAT	Maître de Conférences

Mécanique des Solides

B. CAMBOU	Professeur 2e Classe
F. SIDOROFF	Professeur 1ère Classe
L. JEZEQUEL	Maître de Conférences
Cl. SURRY	Professeur - E.N.I.S.E.
L. VINCENT	Maître de Conférences

Technologie des Surfaces

J.M. GEORGES	Professeur 1ère Classe
J. DIMNET	Professeur Lyon I
J. SABOT	Professeur 2e Classe
Ph. KAPSA	Chargé de Recherche au CNRS
T. MATHIA	Directeur de Recherche au CNRS
J.M. MARTIN	Maître de Conférences
H. MONTES	Maître de Conférences

Mécanique des Fluides

J. MATHIEU	Professeur Classe Exceptionnelle
J. BATAILLE	Professeur Lyon I
B. GAY	Professeur Lyon I
J.N. GENCE	Professeur Lyon I
D. JEANDEL	Professeur 2e Classe
J.P. SCHON	Professeur IUT-St- Etienne
E. ALCARAZ	Professeur 2e Classe
F. LEBOEUF	Maître de Conférences
R. MOREL	Maître Assistant INSA
Cl. CAMBON	Attaché de Recherche au CNRS
G. CHARNAY	Maître de Recherche au CNRS
J.P. BERTOGLIO	Chargé de Recherche au CNRS
P. FERRAND	Chargé de Recherche au CNRS

Acoustique

(Mlle)	G. COMTE-BELLOT	Professeur Classe Exceptionnelle
	M. SUNYACH	Professeur IUT-Lyon
	D. JUVE	Maître de Conférences - LYON I

Machines Thermiques

M. BRUN	Professeur 2e Classe
Ph. ARQUES	Professeur 2e Classe
A. HAUPAIS	Maître de Conférences (en disponibilité)

Je remercie vivement, Messieurs :

Jean-Yves CANEILL, Chef du Groupe Modèles Météorologiques à la Direction des Etudes et Recherches d'EDF, qui m'a proposé cette étude et a orienté mes travaux,

Denis JEANDEL, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon, mon Directeur de thèse, qui en a suivi les étapes,

Jean MATHIEU, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon, qui m'a fait l'honneur de s'y intéresser,

Pierre MERY, Chef adjoint du Département Environnement Atmosphérique et Aquatique, qui m'a accueillie dans son équipe,

Robert ROSSET, Professeur à l'Université de Clermont-Ferrand, qui a accepté la charge de rapporteur,

Bernard SEGUIN, Directeur de Recherche à l'INRA, qui m'a fait part de ses travaux,

et qui en outre participent au jury,

ainsi que Monsieur **Bernard GAY**, Professeur à l'Université Claude Bernard, qui en assure la Présidence.

Ma gratitude va également à Monsieur **Jean-Pierre LEPETIT**, Chef du Département EAA, ainsi qu'à tous les membres de l'ancienne division Météorologie Appliquée et Pollution Atmosphérique, dont j'ai toujours pu apprécier l'accueil amical, en particulier à Messieurs **Pierre BISCAY** et **Jacques MOUSSAFIR** pour leur collaboration aussi efficace qu'indispensable et leurs nombreux encouragements.

Je tiens enfin à remercier Monsieur **Pascal SONNEVILLE**, Chef du Département TTA, ainsi que Messieurs **Thierry DESMAS** et **Michel RIBON**, Chefs de Groupe, qui m'ont permis d'achever ce rapport dans les meilleures conditions.

o
o o

SOMMAIRE

Pages

INTRODUCTION

NOTATIONS

A - DESCRIPTION DU CODE HERMES

I - EQUATIONS PHYSIQUES

1 Variables 1
2 Equation de continuité 1
3 Conservation de la quantité de mouvement 1
4 Approximation hydrostatique 3
5 Equation d'état 4
6 Conservation de l'énergie, Equation thermodynamique 4
7 Equation de conservation pour un scalaire passif 8

II - GRILLES DU MODELE

1 Coordonnée σ 11
2 Dimensions 12

III - EQUATIONS DU MODELE

1 Equation de continuité - Intégration 14
2 Equation hydrostatique - Calcul du géopotentiel 15
3 Diagnostic de la vitesse verticale 16
4 Equation de quantité de Mouvement 17
5 Equations de conservation de l'entropie et de l'humidité 18

IV - SCHEMA NUMERIQUE

1 Schéma temporel 19
2 Stabilité du schéma temporel 20
3 Filtrage spatial 22
4 Estimation du temps de calcul en simulation HERMES 23

V - INITIALISATION DU MODELE

1 Initialisation par radiosondage 25
2 Initialisation par imbrication 30

VI - CONDITIONS AUX LIMITES

1 Conditions aux limites latérales 33
2 Conditions limites au sommet du domaine 35
3 Pression sol 35

Pages

B - COUCHE DE SURFACE

I - DEFINITION PRATIQUE DE LA COUCHE DE SURFACE 39

II - COUCHE A FLUX CONSTANTS THEORIE DE MONIN OBUKHOV 40

1 Hypothèses 40
2 Echelles caractéristiques 41
3 Fonctions universelles - Stratification thermique 42
4 Longueur de rugosité, hauteur de déplacement 43
5 Critère de stabilité : nombre de Richardson 44

III - FORME DES FONCTIONS UNIVERSELLES 45

1 Fonctions universelles de Businger - Dyer 45
2 Formulations de Louis 46

IV - CALCUL PRATIQUE DES FLUX DANS LE MODELE 49

1 Schéma de principe du calcul des flux 49
2 Comparaisons des deux formulations 50

C - MODELE DE TURBULENCE EN ENERGIE CINETIQUE

I - MODELE D'ORDRE ELEVE 55

1 Equations générales pour l'écoulement 55
2 Modèle unidimensionnel appliqué à l'atmosphère 58

II - MODELE EN ENERGIE CINETIQUE EKE 61

1 Représentation des flux turbulents verticaux et intéraction pression vitesse 61
2 Dissipation 61
3 Production par flottabilité 62
4 Diffusivité turbulente 62
5 Longueurs caractéristiques 63

III - FLUX A CONTRE GRADIENT : PHENOMENE ET MODELISATION 65

1 Variance de température 65
2 Bilan pour le flux de chaleur $\overline{\omega'\theta'}$ 66
3 Profil de variances de température et de vitesse verticale 68

IV - EPAISSEUR DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE 70

1 Comportement Diurne 70
2 Couche limite nocture 71
3 Modèle 71

pages

D - TESTS D'IMPLANTATION DU MODELE DE TURBULENCE 75

I - PRESENTATION DES DONNEES DE VOVES 76

11 - INFLUENCE DE LA RESOLUTION VERTICALE EN SIMULATION 1D 80

III - CONDITIONS DE SIMULATION TRIDIMENSIONNELLES 82

1 Domaine et initialisation 82
2 Conditions limites latérales 85
3 Conditions limites inférieures 85
4 Limite supérieure 85
5 Période simulée - Phase nocturne 86

IV - SIMULATION DE CYCLES DIURNES

1 Evolution de l'épaisseur de la couche limite 88
2 Flux de chaleur vertical et température potentielle 89
3 Vent 91
4 Diffusivité et longueurs de mélange 91
5 Energie cinétique 92
6 Influence du terme à contre-gradient 93
7 Simulation avec le modèle d'O'BRIEN 94
8 Période nocturne 95

E - SIMULATION DE PHENOMENES DE BRISES THERMIQUES

I - CARACTERISTIQUES ET OCCURENCE DES CIRCULATIONS DE BRISE 99

II - DESCRIPTION DES SIMULATIONS TESTS - COTE RECTILIGNE 101

1 Domaine 101
2 Forçage thermique 101
3 Conditions dynamiques 102
4 Exemple de résultats 102

III - SIMULATIONS SUR COTES DECOUPEES 104

1 Domaine 104
2 Forçage thermique 105
3 Conditions dynamiques 105
4 Résultats 105
5 Remarque sur les simulations en période nocturne 111

F - PARAMETRISATION DE L'INTERFACE SOL/ATMOSPHERE

I - BILAN RADIATIF TERRESTRE 116

1 Rayonnement solaire 116
2 Rayonnement Infra rouge 117
3 Rayonnement Net 118

Pages

II - STOCKAGE DE CHALEUR DANS LE SOL 119

1 Description 119
2 Paramétrisations du flux conductif 121
3 Modèle à deux niveaux, équation prognostique 124

III - ECHANGES SOUS FORME DE CHALEUR SENSIBLE ET DE CHALEUR LATENTE 127

IV - BILAN HYDRIQUE 128

1 Modèles complexes 128
2 Modèles à deux réservoirs 128
3 Equations de Deardoff 130

V - COUVERT VEGETAL 132

1 Représentation de la couche végétale 132
2 Modification des termes radiatifs 133
3 Eau liquide et flux d'évapotranspiration au sein du couvert 134
4 Bilans d'énergie et bilans hydriques 136
Liste des paramètres à introduire lors d'une simulation avec interface et des variables à initialiser 140
5 Application du modèle de végétation à l'acquisition des paramètres sol 141

G - UTILISATION DE MESURES TELEDETECTEES POUR L'ESTIMATION DE L'EVAPOTRANSPIRATION

I - EXTENSION DE MODELES LOCAUX ET APPROCHE PAR LA TELEDETECTION 148

II - ETUDE EXPERIMENTALE ET VALIDATION SUR LE SITE DE LA CRAU 150

1 Description du site 150
2 Calibration des températures 151

III - ESTIMATION DE L'EVAPOTRANSPIRATION 152

1 Estimation à partir des températures satellitaires 152
2 Estimation à partir des mesures sol 153
3 Performances des estimations satellitaires 155
4 Généralisation de la formulation de Jackson signification des coefficients 157
5 Reconstitution de l'ET à l'échelle horaire 158

IV - DONNEES POUR LA BASSE VALLEE DU RHONE 159

H - DESCRIPTION DU SITE DE LA BASSE VALLEE DU RHONE

I - SITUATION GEOGRAPHIQUE ET RELIEF 165

II - STATIONS METEOROLOGIQUES 166

III - PHENOMENES METEOROLOGIQUES - OCCURENCE DE LA BRISE 168

Pages

IV - SITUATION SYNOPTIQUE 172

V - PROFILS ENREGISTRES A NIMES ET LYON 174

VI - ANALYSES PERIDOT - IMBRICATION 178

VII - REPARTITION DES COEFFICIENTS D'EVAPOTRANSPIRATION 182

I - SIMULATIONS SUR LA BASSE VALLEE DU RHONE : INTERFACE SOL/ATMOSPHERE

I - PREAMBULE : CADRE DES SIMULATIONS REALISEES 189

II - MISE EN OEUVRE DE L'UTILISATION DES CARTES D'EVAPORATION DANS HERMES (Test tridimensionnel réduit) 192

III - SIMULATIONS UNIDIMENSIONNELLES 198
Comparaison équation de Deardoff/coefficient d'évaporation

IV - SIMULATION TRIDIMENSIONNELLES : tests globaux réalisés 205

CONCLUSION GENERALE 231

BIBLIOGRAPHIE 233

ANNEXES

A1 - Equations en repère X, Y, σ, t

A2 - Discrétisation des équations dans HERMES

A3 - Couche de surface, forme des équations

A4 - Couche de surface, détermination du Ustar

A5 - Interface sol-atmosphère - Simulations 1D
Comparaison wgo-f

LISTE DES FIGURES

Chapitre A : Description du code HERMES

A.1 Grille horizontale
A.2 Maillage tridimensionnel
A.3 Schéma temporel : pas Leapfrof
A.4 Schéma temporel : pas Matsuno
A.5 Organisation générale du code HERMES
A.6 Schéma d'initialisation par radiosondage
A.7 Exemple d'initialisation dynamique à différentes altitudes sous les options programmées
A.8 Chaîne commune d'initialisation après repérage des points HERMES sur le maillage grande échelle
A.9 Exemple d'imbrication AMF/HERMES (Biscay 86)

Chapitre B : Couche de surface

B.1 Définition de la couche de surface
B.2 Comparaison des formulations de LOUIS et BUSINGER
B.3 Comparaison de la forme des fonctions universelles
B.4 Flux de chaleur sensible et vitesse de frottement à $\Delta\theta$ ou U_A constant

Chapitre C : Modèle de turbulence

C.1 Comportement des formulations de longueur de mélange et de dissipation
C.2 Bilan de variance de température potentielle $\overline{\theta'^2}$ dans la couche limite atmosphérique (André 76)
C.3 Bilan adimensionnel pour le flux de chaleur $\overline{w'\theta'}$ (André 76)
C.4 Exemple d'évolution diurne du flux de chaleur $\overline{w'\theta'}$ (André et ali 78)
C.5 Profils de variance de température et de vitesse verticale (André et ali 78)
C.6 Profils de variance de température et de vitesse verticale issus de mesures avions (Lenschow 75)
C.7 Evolution diurne du flux de chaleur en surface et montée de l'inversion associée (Kaimal 76)
C.8 Evolution diurne de l'épaisseur de la couche limite calculée par HERMES

Chapitre D : Tests d'implantation

D.1 Localisation du site de VOVES
D.2 Profil initial de température
D.3 Profil initial de rapport de mélange
D.4 Profil initial du module du vent
D.5 Profil initial de la direction du vent
D.6 Evolution mesurée de la température au sol
D.7 Evolution mesurée de la vitesse de frottement

D.8 Evolution mesurée des flux de chaleur latente et sensible
D.9 Profil de vent géostrophique à 9 heures
D.10 Evolution de la composante Ug du vent géostrophique
D.11 Evolution de la composante Vg du vent géostrophique
D.12 Comparaison de simulations HERMES unidimensionnelles pour deux grilles verticales
Profils du module du vent moyen calculés
D.13 Profils de la direction du vent
D.14 Profils de diffusivité turbulente
D.15 Profils de température potentielle
D.16 Bilan unidimensionnel pour U et V calculés à VOVES (André Lacarrère 80)
D.17 Bilan unidimensionnel pour θ calculé à VOVES (André Lacarrère 80)
D.18 Evolution unidimensionnelle calculée par HERMES avec advection horizontale : profils du vent moyen
D.19 Evolution unidimensionnelle calculée par HERMES avec advection horizontale : profils du rapport de mélange
D.20 Evolution de la température potentielle mesurée à VOVES dans la couche limite (André Lacarrère 80)
D.21 Evolution de la température potentielle calculée (André Lacarrère 80)
D.22 Bilan nocturne de température potentielle à 00H
D.23 Evolutions diurnes calculées par HERMES tridimensionnel couche limite et niveaux de turbulence
D.24 Idem pour P_T = 500 mb
D.25 Profils bihoraires de température potentielle calculée par HERMES
D.26 Profils bihoraires de flux de chaleur vertical
D.27 Profil de flux de chaleur vertical à 11 h et 12 h (André Lacarrère 80)
D.28 Profil bihoraire de vent calculé par HERMES
D.29 Profil bihoraire de diffusivité turbulente
D.30 Profil bihoraire d'énergie cinétique turbulente
D.31 Profil bihoraire de longueurs de mélange et de dissipation
D.32 Bilan pour l'énergie cinétique turbulente calculé par HERMES à 14 h
D.33 Bilan pour l'énergie cinétique turbulente calculé par André Lacarrère (80)
D.34 Profils de température potentielle calculés sans contre gradient
D.35 Evolution diurne de la couche limite calculée sans contre gradient
D.36 Simulations réalisées avec le modèle de diffusivités turbulentes d'O'Brien : profils de température potentielle
D.37 Simulations réalisées avec le modèle de diffusivités turbulentes d'O'Brien : profils de flux de chaleur vertical
D.36 Simulations réalisées avec le modèle de diffusivités turbulentes d'O'Brien : profils de diffusivités turbulentes
D.36 Simulations réalisées avec le modèle de diffusivités turbulentes d'O'Brien : profils du module du vent

Chapitre E : Brise thermique

E.1 Représentation schématique d'une circulation de brise de mer
E.2 Rotation de la brise sous l'effet des forces de Coriolis (Estoque 61)
E.3 Domaine de simulation
E.4 Forçage thermique au sol
E.5 Température potentielle et champ de vent calculés par HERMES
E.6 Relief côtier de la Basse Vallée du Rhône : maillage HERMES
E.7 Epaisseur de la couche limite et champ de vent calculés après 6 et 8 heures de chauffage terrestre
E.8 Répartition de la température potentielle et de l'énergie cinétique turbulente calculés
E.9 Simulation à rugosité faible : épaisseur de couche limite, température potentielle et champ de vent calculés
E.10 Champ de vent à 10 mètres pour différentes conditions aux limites latérales

Chapitre F : Interface Sol/Atmosphère

F.1 Bilan annuel de rayonnement et de flux de chaleur pour l'atmosphère
F.2 Conductivités thermiques λ en fonction de la teneur en eau
F.3 Test de comparaison de paramétrisations du flux conductif (Bhumralkar 75)
F.4 Evolution diurne de la température en fonction de la profondeur dans le sol
F.5 Schématisation à deux réservoirs
F.6 Essais unidimensionnels avec la paramétrisation de Deardoff en sol nu : cycle de 48 heures
F.7 Description schématique de la couche végétale
F.8 Bilan radiatif dans le couvert
F.9 Echanges sol/couvert/atmosphère
F.10 Taux d'évaporation et transpiration en fonction de la présence d'eau liquide dans le couvert
F.11 Bilan de chaleur sensible et latente sol/couvert/atmosphère
F.12 Calculs de sensibilité : évolutions diurnes de la température sol/teneur initiale en eau (Taconet et Ali 84)

Chapitre G : Evapotranspiration

G.1 Zones sèches et irriguées dans la plaine de la Crau (Seguin ...)
G.2 Calibration des températures télédétectées sur la Crau
G.3 Comparaison des évolutions horaires des flux d'évaporation évaluées à partir d'une température sol mesurée ou télédétectée
G.4 Comparaison entre diverses formulations pour l'évapotranspiration
G.5 Méthodes d'interpolation spatiale pour la température en surface (stations climatiques)

Chapitre H : La Basse Vallée du Rhône

H.1 Localisation de la Basse Vallée du Rhône (BVR)
H.2 Relief de la Basse Vallée du Rhône échantillonné à 5 km
H.3 Relief après filtrage
H.4 Courbes d'iso altitude
H.5 Répartition des stations climatiques autour de la BVR
H.6 Répartition des stations climatiques autour de la BVR
H.7 Direction des vents observés autour de Marseille à 6 h et 15 h (GLAND 71)
H.8 Direction des vents observés le 24 juillet 79 sur la BVR
H.9 Direction des vents observés le 25 juillet 79 sur la BVR
H.10 Evolution diurne au sol de pression et température relevées aux stations
H.11 Situation générale le 24 juillet 79
H.12 Radiosondages, pression, température, humidité de Nîmes le 24 juillet à 00 H
H.13 idem à Lyon
H.14 Nîmes à 12 H
H.15 Lyon à 12 H
H.16 Radiosondages vent de Nîmes à 00 H et 12 H
H.17 Radiosondages vent de Lyon à 00 H et 12 H
H.18 Domaine d'imbrication PERIDOT
H.19 Champ de vent PERIDOT le 24 juillet à 00 H
H.20 Pression PERIDOT sur la France le 24 juillet 00 H
H.21 Champ de vent PERIDOT à 500 m sur le domaine
H.22 Evolution du champ PERIDOT
H.23 Températures télédétectées le 24 juillet (INRA)
H.24 Evolution diurne du rayonnement net à Avignon et répartition des coefficients d'évaporation les 24 et 25 juillet (INRA 84)
H.25 idem (INRA 86)

Chapitre I : Simulations HERMES

I.1 Localisation d'un sous domaine de la BVR
I.2 Résultat de simulation sur domaine réduit champ de vent à X = 15 km
I.3 Champ de vent : coupe oblique
I.4 Température potentielle à X = 15 km
I.5 Evolution des rapports Hs/Rn et LE/Rn en fonction du contenu en eau initial (simulation 1D)
I.6 Résultats de simulations unidimensionnelles HERMES avec interface INRA ou Deardoff
a -> f Profils de température potentielle
énergie cinétique turbulente
flux de chaleur vertical
g -> l Profils de rapport de mélange
évolutions diurnes des flux en surface
des températures sol et surface
m -> r évolution diurnes de la couche limite
vitesse de frottement
teneur en eau au sol

I.7 Initialisation par radiosondage sur le domaine
Champ de vent à 100 m
Coupe transversale
I.8 Initialisation par imbrication PERIDOT
Champ de vent à 100 m
Coupe transversale
I.9 Initialisation par radiosondage
Température potentielle (A)
Rapport de mélange (B)
I.10 Initialisation par imbrication PERIDOT
Température potentielle
Rapport de mélange
I.11 Champs de vent à 100 m calculés pour différentes conditions initiales ou conditions aux limites
I.12 Localisation sur le domaine des 4 points de visualisation choisis pour les résultats tridimensionnels
I.13 Rayonnement net imposé sur terre
I.14 Répartition initiale de la teneur en eau au sol
I.15 Initialisation de l'interface "Deardoff" au sol
(rapport de mélange - température - température potentielle)
I.16 Simulations 3D avec interface "INRA"
Evolution à l'interface aux points 1 et 2 sur 20 heures
flux de chaleur (H_s, L_e)
température de surface
vitesse de frottement
I.17 idem aux points 3 et 4
I.18 Simulations 3D avec interface "Deardoff"
Evolution à l'interface aux points 1 et 2 sur 20 heures
flux de chaleur (H_s, L_e)
température au sol et en surface
vitesse de frottement
I.19 idem aux points 3 et 4
I.20 Evolution de la teneur en eau et du rapport
Evolution du rapport L_e/R_n calculé aux points 1 à 3
I.21 Simulation avec interface "INRA" :
- répartition de la température potentielle à X = 55 km
- surface définie par l'épaisseur de la couche limite
I.22 idem avec interface "Deardoff"
I.23 Simulation avec interface INRA
- évolution diurne de l'épaisseur de la couche limite aux points 1 à 4
I.24 idem avec interface "Deardoff"

ANNEXES

Annexe 2 Grilles de discrétisation horizontales et verticales
Annexe 4 Visualisation des équations analytiques résolues pour déterminer U* à flux H_s donné
Annexe 5 Figures 1 à 11 :
Profils unidimensionnels et évolutions diurnes calculées pour
plusieurs teneurs en eau initiales Wg (cas Deardoff)
plusieurs coefficients d'évaporation f (cas Inra)

INTRODUCTION

La connaissance du comportement des écoulements atmosphériques à l'échelle moyenne est un élément essentiel pour prédire l'impact d'un rejet de polluant sur une région.

Electricité de France s'est intéressé à la modélisation météorologique à mésoéchelle dans le cadre de la mise en place de plans d'urgence autour des sites des centrales thermiques en présence de situations accidentelles, et de la réalisation des dossiers d'impact préliminaire à l'ouverture d'un nouveau site. Les modèles météorologiques à l'échelle régionale, couplés à une représentation des phénomènes de transport et diffusion doivent permettre de prédire le trajet et les dépôts des polluants pour déterminer suffisamment tôt l'impact de tels événements.

Les dimensions spatiales des domaines concernées sont celles d'une région de quelques centaines de km de côté (i.e. : vallée du Rhône). Sur notre territoire, certaines régions présentent une topographie complexe favorisant l'apparition de phénomènes particuliers et des paysages très variés, avec alternance de champs cultivés et de forêts, de zones irriguées et arides, aux comportements climatiques divers.

A cette échelle il n'est pas rare d'observer des écoulements de brise de mer ou de lac, de brise de pente sur les versants des reliefs, des effets de canalisation dans les vallées, etc, phénomènes de nature à influencer de façon significative le transport ou la diffusion d'un polluant.

L'écoulement général est perturbé par les inhomogénéités dans la nature du terrain, celles-ci doivent donc être représentée avec précision et cohérence.

Le modèle tridimensionnel HERMES, développé à la Direction, des Etudes et Recherches, est un modèle prédictif qui résout les équations de la mécanique des fluides appliquée à l'atmosphère. Il est capable de fournir des champs de vent, de température et d'humidité. La démarche générale du modélisateur en mésométéorologie a été résumée par R. ANTHES (1978), elle commence par la mesure de valeurs initiales des variables et se poursuit par l'analyse de ces données pour fournir des champs initiaux compatibles. Doivent être définies ensuite les conditions aux limites aux bords du domaine étudié. Le quatrième point consiste à modéliser à proprement parler les processus physiques importants mis en jeu : advection, mélange turbulent, rayonnement, cycle de l'eau, modification de l'écoulement par le relief, etc. Finalement, ces processus sont résolus par différences finies.

La présente étude, sans négliger la description des autres étapes lorsque cela est nécessaire, est une contribution à l'adaptation de modélisations de phénomènes physiques à HERMES. Nous nous sommes attachées, d'une part, à la paramétrisation de la couche limite atmosphérique, d'autre part à la prédiction des cycles diurnes de température et d'humidité au sol. Ces deux aspects font appel à des disciplines assez différentes, de la turbulence à la bioclimatologie.

Ces modélisations doivent être les plus fines possibles pour représenter une réalité aussi complexe que celle de l'atmosphère tout en restant d'un coût raisonnable lorsqu'on les intègre dans un modèle tridimensionnel. Rappelons que la simulation de cycles diurnes complets, soit 24 heures réelles, est envisagée et que les temps calculs sont de l'ordre de 3 heures Cray pour la version utilisée dans cette étude.

Nous présentons en premier lieu une description du code HERMES, des variables et des équations utilisées, la façon dont peuvent être traitées les conditions aux limites, sans omettre certaines réserves, et en évoquant les développements récents réalisés ou envisagés par ailleurs.

Une seconde partie est consacrée au modèle de turbulence atmosphérique implanté au cours de cette étude, qui reprend les travaux de Therry Lacarrère (1981) sur l'utilisation d'une équation pour l'énergie cinétique turbulente moyenne.

Les calculs de validation effectués, grâce à des résultats de mesures à Voves, site plat et homogène sont explicités. Nous évoquons rapidement la définition et les paramétrisations de la couche de surface, partie basse de l'atmosphère (20 m) charnière entre le sol et la couche limite elle-même. Nous verrons comment et pourquoi nous avons, de même que Louis (1979), modifié l'évaluation des flux de chaleur en surface.

En utilisant cette nouvelle version, nous avons réalisé quelques essais académiques pour étudier le comportement du modèle lors de simulations de brises thermiques autour d'une côte schématique.

Avant de proposer un modèle de représentation du bilan d'énergie et du bilan hydrique en surface, nous avons choisi de présenter une synthèse des phénomènes physiques mis en jeu et de leur paramétrisation, à l'échelle locale.

Les difficultés liées à l'acquisition de paramètres descriptifs du terrain (rugosité, végétation, hydrologie) pertinents à l'échelle des simulations sont mises en avant.
Nous évoquons à ce stade la démarche originale de l'INRA pour évaluer les flux d'évaporation au sol à l'aide des clichés satellitaires représentatifs de la température à la surface terrestre. La résolution de ces images, qui correspond au maillage des régions étudiées, suggère une approche nouvelle de la définition de paramètres "méso", distincte du concept de "moyenne" de paramètres locaux.

La Basse vallée du Rhône (de Montpellier à Avignon) a servi de site d'essais pour cette approche. Nous présentons successivement les travaux de l'INRA sur cette région et leur utilisation prévue. Dans un premier temps, ils constituent une méthode de représentation physique d'hétérogénéités spatiales du flux forcés à la base de la couche limite atmosphérique, afin d'étudier la réponse du modèle HERMES dans de telles situations (chaleur sensible et latente).

Dans un second temps, ces mêmes résultats peuvent servir de données de validation pour le modèle prédictif d'interface sol/atmosphère.

Une journée de juillet 1979 a été choisie pour les simulations et les données de la Météorologie Nationale recueillies et analysées pour cette date.

Pour finir, nous présentons des simulations réalisées pour différentes configurations simplifiées, essais d'adaptation au relief sans thermique ni humidité, essais unidimensionnels comparatifs, pour la journée retenue, en interface prédictif ou en flux forcés selon la paramétrisation de l'INRA, essais de simulation de brise en flux forcés, etc...

Deux essais globaux tridimensionnels : sur relief réel, domaine complet, thermique humide, et initialisés par imbrication dans un modèle à plus grande échelle, (PERIDOT) ont été tentés pour les deux types d'évaluation des flux à l'interface à partir d'une répartition équivalente des contenus en eau initiaux dans le sol.

Notations		Unités
a	albedo	adim
acar	Log (Za/Zo)	
C Cp , Cv	capacité calorifique en général capacités calorifiques à pression et volume constant Cp = 1004	J kg^{-1} K^{-1}
Cg	capacité calorifique par unité de surface de terrain $Cg = \frac{\rho sCs}{2} \left(\frac{2Ks}{\omega}\right)^{1/2}$	J m^{-2} K^{-1}
C_1 , C_2	constantes de l'équation "force-restore" de Deardoff $C_1 = 2\pi$ $C_2 = \pi^{1/2}$	
Ci $C\varepsilon$ C_k C_{k1} $C_{\varepsilon 1}$	constantes de la formulation EKE constante dissipation constante diffusivité longueur de mélange longueur de dissipation	
d_1, d_2	épaisseurs des couches de terrain	m
Di	constantes fonctions universelles (couche de surface)	
é	énergie cinétique turbulente moyenne	$(ms^{-1})^2$
Eg	flux vertical d'humidité en surface	kgm^{-2} S^{-1}
Ev ou LE_v	flux de chaleur latente Ev = LEg	Wm^{-2}
f_c	paramètre de coriolis $2\Omega \sin\varphi$	rd s^{-1}
f	coefficient d'évapo-transpiration Inra	
F, G	fonctions universelles couche de surface	
g	accélération de la pesanteur	ms^{-2}
G	flux de conduction en sous-sol (stockage)	Wm^{-2}
h	épaisseurs	m
H	flux de chaleur sensible en général	
Hs	flux de chaleur sensible en surface $\overline{w'\theta'}_o$ (ou $\rho Cp\ \overline{w'\theta'}_o$)	Km s^{-1} (Wm^{-2})
i	indice horizontal Ouest Est	

Notations		Unités
I_R (↑ ou ↓)	flux infra-rouge du bilan interface	Wm^{-2}
j	indice horizontal Sud → Nord	
k	indice vertical Sommet → Sol	
K	diffusivités turbulentes en général	$m^2\ S^{-1}$
Ku	quantité de mouvement	$m^2\ S^{-1}$
Ko	chaleur	$m^2\ S^{-1}$
Ke	énergie cinétique	$m^2\ S^{-1}$
Kq	humidité	$m^2\ S^{-1}$
K_H	diffusivité horizontale	$m^2\ S^{-1}$
K_s	diffusivité thermique du sol	$m^2\ S^{-1}$
k_1	indice vertical du premier niveau au dessus du sol	
k_b	indice vertical du niveau sol	
k	constante de Von Kauman	0,35
L_v	chaleur latente de vaporisation ($\sim 2,5\ 10^6$)	$J\ kg^{-1}$
l l_ε l_k	longueurs caractéristiques de dissipation de mélange	m
Lmo	longueur de Monin-Obukhov	m
m	masse	kg
P	pression en général :	Pa
P_{oo}	pression standard (10^5 Pa) de définition de la température potentielle	
Ps	Pression sol	
P_T	sommet	
q	teneur en eau totale	kg/kg
qv	teneur en eau vapeur	
ql	teneur en eau liquide	

Notations		Unités
Q	flux de rayonnement	
Q_s	Rayonnement solaire incident	Wm^{-2}
qsat	teneur en vapeur d'eau à saturation	kg/kg
R	constante des gaz parfait	$m^2\ S^{-2}\ K^{-1}$
Rib	nombre de Richardson $(\beta\ Za\ \frac{\Delta\theta}{\Delta u^2})$ de gradients	
Rn	Rayonnement net	Wm^{-2}
s	entropie massique	
S	πs	
Sr	constante solaire de rayonnement	Wm^{-2}
t	temps	s
Δt	pas de temps	
T Tv T_{oo}	température : température virtuelle = 273 K	Kelvin K
u_i	énergie interne	
u, v ou U, V	composantes horizontales de vitesse	ms^{-1}
U_*	vitesse de frottement	ms^{-1}
u_g, v_g	composantes du vent geostrophique	ms^{-1}
w, W	vitesse verticale	ms^{-1}
w_s	teneur en eau au sol	% volumique
w_2	teneur en eau sous sol	
x	distance horizontale Ouest - Est	m
y	distance horizontale Sud - Nord	m
Z	altitude / sol	m
Zo	longueur de rugosité	m

Notations		Unités
Zi	épaisseur de la couche limite	m
α	volume massique	$= 1/\rho$
$\alpha\theta$,αe	rapport des diffusivités à la diffusivité dynamique	
β	Coefficient de flottabilité $\vec{\beta} = -\vec{g}/To$	
βo	rapport de Bowen	
γ	Cp/Cv	1,4
γc	Contre gradient	
δ	déclinaison	radian
δij	indice de Kronecker	
ξ	émissivité	
ϵ	dissipation	
ζ	Z/L	
η	teneur en eau bilan hydrique	
θ	température potentielle	K
θv	température potentielle virtuelle	K
θ_s	température couche de surface	K
κ	$\frac{\gamma - 1}{\gamma}$	
λ	conductivité thermique	$Jm^{-1}\ S^{-1}\ K^{-1}$
μ	viscosités dynamiques	$kg\ m^{-1}\ S^{-1}$
ν	viscosité cinematique $\nu = \mu/\rho$	$m^2\ S^{-1}$
ν	grille verticale	
ξ	angle zénithal	radian
Π	Ps - Pt	Pa
π	3.14	
ρ	masse volumique	$kg\ m^{-3}$
σ	coordonnée verticale généralisée	

Notations		Unités
σf	indice de densité de couvert	
σ	constante de Stéfan $5,6710^{-6}$	$Wm^{-2}\ K^{-4}$
τ	période diurne de rotation de la terre $(2\pi / \omega)$	S
τs	transmission atmosphérique	
$\emptyset$	geopotentiel = gz	$m^2\ S^{-2}$
φ	latitude	rad
ψ	Potentiel hydrique	
ω	vitesse de rotation de la terre $7,5\ 10^{-5}$	$rad\ S^{-1}$

Indices		
oo	standard	
a	1er niveau atmosphérique sommet CLS	
g	terrain	
s	sol	
2	sous-sol	
t	sommet	
f	couvert	
u'	fluctuations turbulentes	
$\overline{u}$	valeur moyenne	

Abréviations		
CLA	couche limite atmosphérique	
CLS	couche de surface	
EKE	désigne le modèle de turbulence en $\overline{e}$	

A – DESCRIPTION DU CODE HERMES

I - EQUATIONS PHYSIQUES

1 - Variables

Le fluide est composé d'air et d'eau sous forme vapeur et liquide.

Il est décrit par l'ensemble des variables suivantes :

Vecteur vitesse de composante (u,v,w) en coordonnées cartésiennes.
Pression P (Pa)
Température T (K)
Teneur en eau totale q (kg/kg)
Densité ρ ou volume massique $\alpha = \frac{1}{\rho}$
Géopotentiel $\phi = gz$

Ces variables sont liées entre elles par :

2 - Equation de continuité
3 - Equation de conservation pour la quantité de mouvement
4 - Hypothèse "Hydrostatique"
5 - Equation d'état pour un gaz parfait
6 - Premier principe de thermodynamique
7 - Equation de conservation pour un scalaire passif

2 - Equation de continuité

Pour un fluide compressible, on a :

$$\frac{1}{\rho}\frac{D\rho}{Dt} + \vec{\nabla}\vec{u} = 0$$

qui lie le taux de variation relative du volume à la trace du tenseur de déformation :

ce qui peut aussi s'écrire :

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0}$$

3 - Conservation de la quantité de mouvement

Pour un écoulement atmosphérique, la conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y^j}(\rho u_i u_j) = \rho F^i + \frac{\partial T^{ij}}{\partial y^j} + \rho \times \text{Coriolis} \quad (3.1)$$

où $F^i = - \delta^{i3} g$ représente les effets de gravité

et $T^{ij} = - p \delta^{ij} + V^{ij}$ est le tenseur des contraintes.

Le terme de Coriolis, force d'inertie due à la rotation de la terre s'exprime par $\boxed{\vec{F_c} = - 2 \vec{\Omega} \wedge \vec{V_R}}$

soit $\begin{cases} f_c V \\ f_c U \\ 0 \end{cases}$ où $f_c = 2 \Omega \sin \phi$

$\vec{\Omega}$ = le vecteur rotation de la terre

et ϕ = la latitude du lieu considéré.

On considère que la latitude varie peu dans les domaines concernés par les applications à mésoéchelle, ce qui permet d'utiliser la même valeur de f_c sur tout le domaine.

L'équation (2.1) se transforme à l'aide de l'équation de continuité :

$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y_j} (\rho u_j) = 0$ et devient

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial}{\partial y_j} ui = F^i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial T^{ij}}{\partial y_i} + \text{Coriolis} \qquad (3.2)$$

Après décomposition de Reynolds des composantes de vitesse en vitesse moyenne et vitesse fluctuante $u_i = \overline{u_i} + u'_i$. L'équation pour la vitesse moyenne s'écrit :

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial}{\partial y_i} \overline{u_i} + \frac{\partial}{\partial y_j} \overline{u_j 'u'_i} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial y_i}$$

$$+ 2 \nu \frac{\partial}{\partial y_j} (V_{ij} - \frac{1}{3} V_{kk} \delta_{ij}) - g \delta_{i3} + \text{Coriolis} \qquad (3.3)$$

où $V_{ij} = \frac{1}{2} (\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_i})$ et Coriolis exprimé sur $\overline{Ui}$.

La viscosité cinématique de l'air ν est très faible devant les viscosités turbulentes introduites par les termes de tensions de Reynolds

$$K_{uj} = - \frac{\overline{u_j' u_i'}}{\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial y_j}\right)}$$

($\nu = 1510^{-6}\ m^2\ s^{-1}$)

L'équation (2.3) se simplifie donc en

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial}{\partial y_i} \overline{u_i} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y_i} - g\, \delta_{i3} - \frac{\partial}{\partial y_i} \overline{u_j' u_i'} + \text{Coriolis} \qquad (3.4)$$

Le terme de tension de Reynolds comprend alors un terme de diffusion verticale :

$\frac{\partial}{\partial z} \overline{w' u_i'}$ et un terme de diffusion horizontale : $\frac{\partial}{\partial y_i} \partial \overline{u_j' u_i'}$ j= 1 et 2

L'évaluation du terme de diffusion verticale et donc de la forme de

$K_{u3} = - \frac{\overline{w' u_i'}}{\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial z}\right)}$, fait l'objet des paramétrisations de couche limite atmosphérique.

La turbulence atmosphérique n'a pas de propriétés d'homogénéité horizontale et d'isotropie. Le processus de diffusion horizontal est mal connu et rarement paramétré physiquement.

Les valeurs des constantes K_{ui} $_{i=1,2}$ introduites dans les modèles bi ou tridimensionnels sont choisies pour des raisons numériques (cf. A,IV).

4 - Approximation hydrostatique

Une analyse des ordres de grandeur des termes qui apparaissent dans l'équation de quantité de mouvement pour la coordonnée verticale (3.4, i=3) conduit à négliger les termes de COriolis, et d'accélération verticale. (HOLTON 1972). On remplace l'équation de quantité de mouvement pour la verticale par l'expression de l'équilibre hydrostatique du champ de pression :

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g = 0$$

En utilisant la définition du géopotentiel $\phi = gz$ cette relation s'écrit :

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = g \frac{\partial z}{\partial p} = - \frac{1}{\rho}$$

5 - Equation d'Etat

Elle s'écrit $\boxed{P = \rho RT}$ pour l'air sec. Pour l'air humide on remplace l'équation $\boxed{P = \rho_h R_h T}$ où R_h dépend du mélange par $P = \rho_h R T_v$ où T_v est la température virtuelle définie par

$$T_v = \left(\frac{1 + 1{,}608\ q}{1 + q} \right) T$$

6 - Conservation de l'énergie - Equation thermodynamique

On considère le mélange air, vapeur d'eau, eau liquide présent dans l'atmosphère.

A partir de l'équation de conservation pour l'énergie interne, on fait apparaître la notion de température potentielle de l'air en considérant que les teneurs en eau restent faibles.

Par ailleurs, on peut définir une entropie pour le mélange qui prenne en compte les échanges liés à la phase humide.

Nous allons présenter les deux démarches, les équations thermodynamiques issues de ces approches.

6.a - Température potentielle

L'équation de conservation pour l'énergie interne i d'un mélange eau-air, sans changement d'état s'écrit :

$$\rho \frac{di}{dt} = - p \vec{\nabla} \vec{U} - \vec{\nabla} \vec{\phi} + \mathcal{E} + \frac{d\phi}{dt} \qquad (6.1)$$

où $\vec{\phi}$ est le flux de chaleur moléculaire, soit $- \mu_\theta \vec{\nabla} T$ pour de l'air sec.

Pour des teneurs en eau faibles, comme celles qui sont enregistrées dans l'atmosphère ($q < 0.05$ Kg/Kg), on ne modifie pas, en première approximation, la forme de cette équation.

Pour l'air sec ou un mélange non saturant (De Moor P.50). Cette équation devient, avec $i = C_v T$.

$$\rho \frac{dC_v T}{dt} = - p \vec{\nabla} \vec{u} + \mu_\theta \vec{\nabla}^2 T \qquad (6.2)$$

en négligeant le terme de dissipation ε devant les termes d'advection, et la contribution du rayonnement ($\frac{d\phi}{dt}$) significative de nuit seulement, mais complexe.

A l'aide de l'équation d'état et de l'équation de continuité cette équation se transforme en :

$$\rho C_v \frac{dT}{dt} - \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \left(\frac{P}{Po}\right)^{-R/Cp} \left[\frac{dT}{dt} - \frac{R}{cp} T \frac{d \log P}{dt} \right] = \mu_\theta \nabla^2 T \qquad (6.3)$$

Cette forme permet de faire apparaître la température potentielle

$$\theta = T \left(\frac{P}{Po}\right)^{-R/Cp}$$

$$\rho Cp \frac{d\theta}{dt} = \frac{\theta}{T} \mu_\theta \nabla^2 T \qquad (6.4)$$

Cette équation primitive subit la décomposition en quantité moyenne et quantité fluctuante $\theta = \bar{\theta} + \theta'$, de façon analogue à l'équation de conservation pour la quantité de mouvement. Le terme de diffusion moléculaire est négligé devant le terme de diffusion turbulente $\frac{\partial}{\partial y_i} \overline{u'_i \theta'}$ (10^{-9} Ks^{-1} contre 10^{-3} Ks^{-1} pour le second terme dans la couche limite) (Businger 81).

L'équation d'évolution pour $\bar{\theta}$ se décompose en un terme de transport, (advection-convection), diffusion horizontale (pris en compte en bi ou tri dimensionnel par une diffusivité numérique fixée).

Un terme de diffusion verticale paramétrée par le modèle de couche limite.

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\bar{u}_i \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y_i} - \frac{\partial}{\partial y_i}\overline{u'_i\theta'} - \frac{\partial}{\partial z}\overline{w'\theta'} \qquad i = 1,2 \qquad (6.5)$$

Au terme de droite, vient s'ajouter des termes sources éventuels ou des termes de flux rádiatifs.

6.b - Entropie massique, définition d'une variable conservatrice pour l'atmosphère sèche ou humide

L'entropie massique de l'air sec est définie à partir de la température potentielle par

$S(p, T) = Cp \log \frac{\theta}{\theta oo}$

θoo température de référence où S = 0

Lors de processus adiabatiques, (si en 6.2, on néglige le terme de flux de chaleur moléculaire), la conservation de S s'écrit :

$$\frac{dS}{dt} = \frac{Cp}{\theta}\frac{d\theta}{dt} = 0 \qquad (6.6)$$

Le modèle HERMES utilise une équation de conservation pour $s = \frac{S}{Cp}$

$$\frac{\partial \bar{s}}{\partial t} = -\bar{u}_i \frac{\partial \bar{s}}{\partial y_i} - \frac{\partial}{\partial y_i}\overline{u'_i s'} - \frac{\partial}{\partial z}\overline{w's'} \qquad i = 1,2 \qquad (6.7)$$

La transformation $\bar{s} \leftrightarrow \bar{\theta}$ permet d'obtenir une meilleure précision relative sur la valeur numérique calculée $\bar{s}$.

Les quantités d'énergie mises en jeu en atmosphère humide par les processus d'évaporation et de condensation sont importantes. La définition d'une variable conservatrice pour l'atmosphère humide a été discutée dans Redelsperger (1980).

La conservation de l'entropie s'écrit pour le mélange (qv : rapport de mélange en eau vapeur).

$$dS = 0 = Cpm \frac{dT}{T} + \frac{Lv}{T} dqv - Rm \frac{dP}{P} \qquad (6.8)$$

$dS = Cpm \dfrac{d\theta e}{\theta e}$ définit la température potentielle équivalente

$$\theta e = \theta \exp\left(\frac{Lv}{CpT} qv\right) = \theta\left(1 + \frac{Lv}{CpT} qv\right) \qquad (6.9)$$

Lv = chaleur latente de vaporisation de l'eau

En atmosphère saturée, $\theta es = \theta\left(1 + \dfrac{Lv}{CpT} qs\right)$

Pour un mélange saturé, dont la teneur en eau liquide est qc la conservation de S peut s'écrire :

$$dS = 0 = Cpm \frac{dT}{T} - \frac{Lv}{T} dqc - Rm \frac{dP}{P} = Cpm \frac{d\theta_l}{\theta_l}$$

$\theta_l = \theta\left(1 - \dfrac{Lv}{CpT} qc\right)$ définit la température potentielle de l'eau liquide

(6.10)

Nous avons assimilé, pour le mélange, Cpm à Cp air sec, Rm à R air sec, supposé que Lv variait peu avec la température T et le rapport de mélange qv restait petit devant 1.

La version initiale d'HERMES utilise en atmosphère humide la température potentielle équivalente θ_e.

La conservation de s s'écrit $ds = d \operatorname{Ln} \theta + \dfrac{Lv}{CpT} dqv$ et s'intègre le long d'une transformation en :

$$s - s_o = \operatorname{Ln} \frac{\theta}{\theta_o} + \frac{Lv}{CpT} (qv - q_o) \text{ d'où, si } s_o = 0$$

$$s = \operatorname{Ln} \theta + \frac{Lv}{CpT} qv \qquad (6.11)$$

(6.11) est validée si le rapport $\dfrac{Lv}{CpT}$ varie peu au cours de la transformation.

Or, en air humide non saturé, et lors de l'initiation de la phase de convection thermique (flux de chaleur positifs au sol) les variations de $\frac{Lv}{CpT}$ ne sont pas négligables avec l'altitude, (voire plus importantes) devant celles de θ ou q, dont les profils sont lissés par le mélange turbulent.
(Le gradient vertical de $\frac{Lv}{CpT}$ est directement lié au gradient vertical de pression par l'équation d'état).

En cycle diurne d'été nous rencontrons ce type de situation dans les simulations, la définition de

$$s = \text{Ln } \emptyset + \frac{Lv}{CpT} qv$$

nous permet d'obtenir une couche bien mélangée en s et qv ($\frac{\partial s}{\partial z} \simeq 0$)
et un gradient vertical de θ négatif en altitude, trace de

$$d \text{ Ln } \theta = \cancel{ds} - \left(\frac{Lv}{CpT} \right) \cancel{dqv} - d \left(\frac{Lv}{CpT} \right) qv$$

o o

Ce défaut est amplifié par notre modèle, où la description de la couche limite turbulente repose sur la valeur des gradients de température potentielle locaux.

Redelsperger, qui s'intéresse particulièrement aux atmosphères précipitantes choisit d'utiliser dans tous les cas θ_l. En atmosphère non saturée cela revient à $\underline{s = \log \theta}$ (6.13)

Finalement, nous avons adopté cette définition pour mener les essais qui nécessitaient la prise en compte de q (interface, flux d'évaporation).

Les difficultés rencontrées seront évoquées plus loin. Au demeurant, des développements sur ce thème sont attendus.

7 - Equation de conservation pour un scalaire passif

Les quantités scalaires, vapeur d'eau ou concentrations de polluants passifs, sont transportées dans la couche limite atmosphérique.

Les concentrations sont définies en rapports de mélange exprimés en Kg de la quantité /Kg d'air ou Kg/Kg.

L'équation générale de conservation pour une quantité a s'écrit :

$$\frac{\partial \rho a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y_i}(\rho u_i a) = \rho Ka \frac{\partial^2 a}{\partial y_i^2} + Sa \qquad (7.1)$$

où Ka est un coefficient de diffusion pour la quantité a, Sa un terme source au sens large (sources + puits).

Dans le cas particulier de la vapeur d'eau, sources et puits représentent les processus d'évaporation et de condensation.

A l'aide de la continuité, (7.1) se transforme en

$$\frac{\partial a}{\partial t} + Ui \frac{\partial a}{\partial y_i} = Ka \frac{\partial^2 a}{\partial y_i^2} + Sa \qquad (7.2)$$

De la même façon, qu'en 4 et 5, on applique ici la décomposition de Reynolds pour la grandeur a : $a = \overline{a} + a'$ et la vitesse.

L'équation moyennée devient :

$$\frac{\partial \overline{a}}{\partial t} + \overline{Ui} \frac{\partial \overline{a}}{\partial y_i} + \frac{\partial \overline{u'_i a'}}{\partial y_i} = Ka \frac{\partial^2 \overline{a}}{\partial y_i^2} + \frac{1}{\rho} \overline{Sa} \qquad (7.3)$$

De même que pour la température potentielle de l'air sec, le terme de diffusion de droite est négligé devant la diffusion turbulente.

$$\frac{\partial \overline{a}}{\partial t} = - \overline{u_i} \frac{\partial \overline{a}}{\partial y_i} - \frac{\partial \overline{u_i' a'}}{\partial y_i} \quad i=1,2 \quad - \frac{\partial \overline{w'a'}}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \overline{Sa} \qquad (7.4)$$

II - GRILLES DU MODELE

Le domaine est maillé horizontalement selon deux grilles décalées. Sur la première (o) sont définies les composantes de la vitesse horizontale, sur la seconde (x) toutes les autres variables.

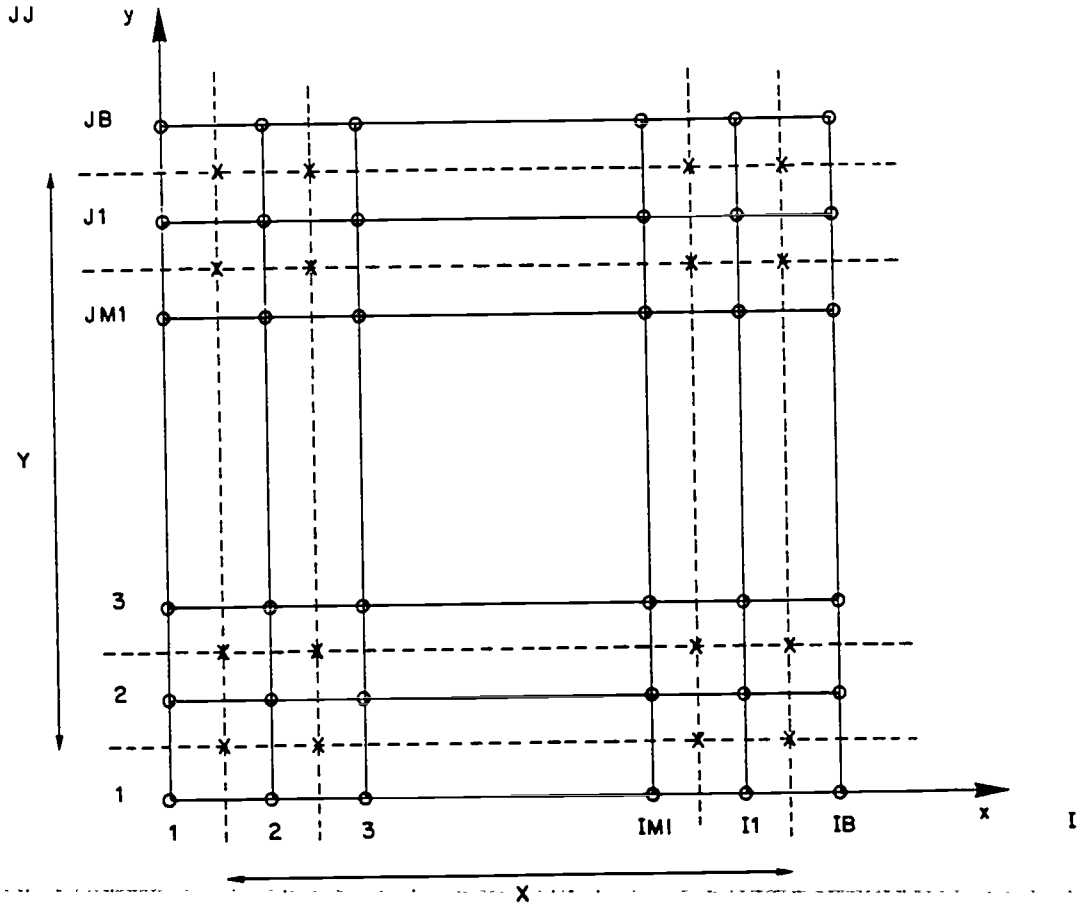


Figure A.1 - Grille horizontale

Sur la verticale, on distingue aussi les niveaux où l'on définit d'une part, les composantes de vitesse, la température T, la pression P, l'humidité etc... et d'autre part le géopotentiel, la vitesse verticale et l'énergie cinétique turbulente. Ces distinctions apparaissent utiles lors de la discrétisation des équations.

Le schéma d'une maille interne peut être représenté de cette façon dans l'espace tridimensionnel défini par le maillage.

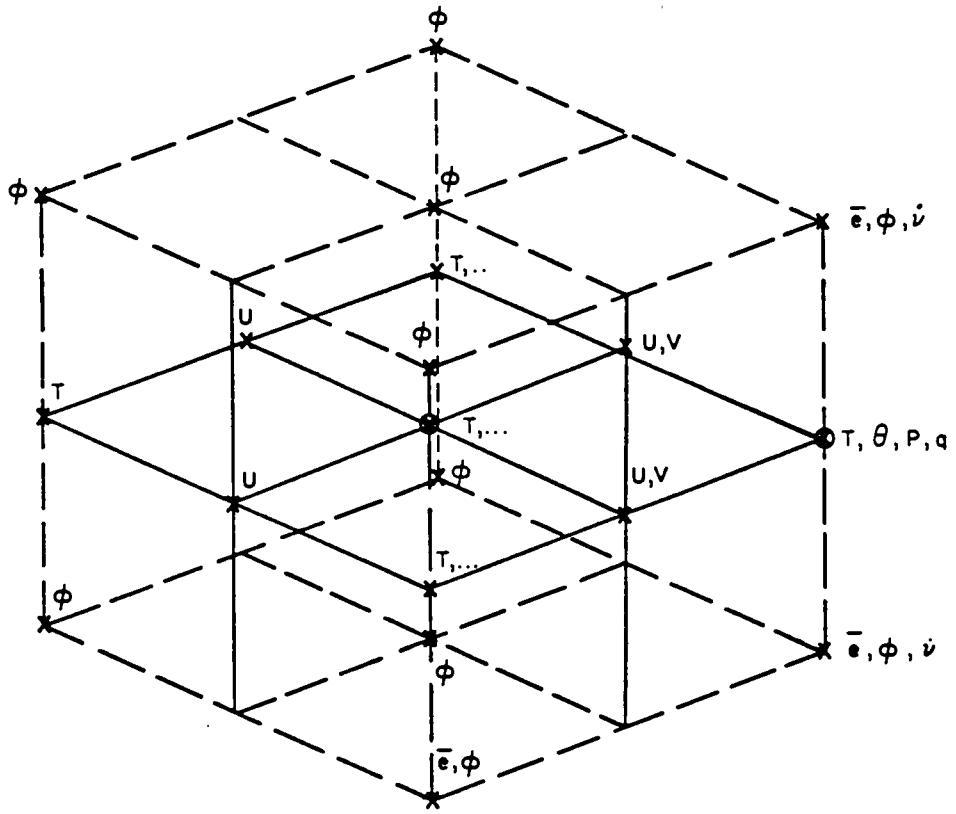


Figure A.2 - Maillage

1 - Coordonnée σ

La coordonné verticale est définie par les niveaux de pression P tels que

$$\sigma = \frac{P - P_T}{P_s - P_T}$$

P_T pression au sommet du modèle
P_s pression sol

La répartition des niveaux σ de calcul est donnée par la transformation σ (ν) à partir d'une grille ν régulièrement définie entre 0 et 1.

Si k_b est le nombre total de niveaux, $\Delta\nu = 1/(k_b - 1)$.

La transformation est choisie de telle manière que les niveaux soient ressérés près du sol, où l'on a besoin d'une description plus précise des phénomènes physiques.

$\sigma(\nu)$ vérifie
- $\sigma(0) = 0$
- $\sigma(1) = 1$
- $\sigma'(1) = 0$ assure une résolution accrue au voisinage de $\sigma = 1$ (sol)
- $\sigma'(\nu)$ bornée entre [0,1]

Pour une variable u définie sur une grille non uniforme, on peut dicrétiser la dérivée verticale selon σ en

$$\frac{\partial u}{\partial \sigma} = \frac{u_{k+1} - u_k}{\Delta\sigma_k + \Delta\sigma_{k-1}} - \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2}\left[\Delta\sigma_k - \Delta\sigma_{k-1}\right] - \ldots.$$

et selon ν en $\dfrac{u_{k+1} - u_k}{2\,\Delta\nu\,\sigma'(\nu)_k} - \dfrac{1}{6}\dfrac{\partial u}{\partial \sigma}\dfrac{\sigma'''(\nu)}{\sigma'(\nu)}\Delta\nu^2 + \ldots$

La transformation proposée par Nickerson initialement
$\sigma(\nu) = \dfrac{4\nu - \nu^4}{3}$ vérifie le premier ensemble de conditions mais, lorsque $\nu \to 1$ le rapport des dérivées σ'''/σ' n'est pas borné.

Pour pallier cette lacune, quoique que secondaire dans le modèle, d'autres transformations ont été étudiées par exemple :

$\sigma(\nu) = \nu(2 - \nu)$
$\sigma(\nu) = 2\sin^2[\pi/4\,(\nu + 1)] - 1$

Les transformations modifient la répartition verticale des niveaux de calcul (voir tableau 1..). La formule quadratique est celle qui fournit le plus de niveaux dans les basses couches.

2 - Dimensions

Pour les domaines qui nous intéressent, les dimensions spatiales sont de l'ordre de 100 à 500 km de côte avec des mailles de 1 à 10 km.

Afin de limiter les temps de calcul, la description verticale est réduite à une quinzaine de niveaux entre le sol et la surface, P_T fixée à 500 mb le plus souvent.

Les efforts de vectorisation possible dans un version opérationnelle du modèle permettraient de diminuer les temps de calcul et donc d'augmenter la résolution du domaine.

	$\frac{4\nu - \nu^4}{3}$	$\nu\,(2-\nu)$	$2\sin^2[\pi/4(\nu+1)]-1$
16	0	0	0
15	22.6	11.8	14.6
14	87.0	47.4	58.3
13	186.6	107.1	131.4
12	323.2	192.0	234.0
11	487.0	302.3	366.1
10	676.8	439.1	526.8

Tableau A.1

Altitudes calculées pour les premiers niveaux atmosphériques pour les trois grilles $\sigma\,(\nu)$ (mètres) (P_T = 700 mb, Po = 1024 mb, 16 niveaux).

III - EQUATIONS DU MODELE

1 - Equation de continuité - Intégration

Le passage de l'équation de continuité en coordonnée σ est détaillée en annexe (An.1). L'équation générale s'écrit dans le repère (x, y, σ).

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho u \frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho v \frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right) + \frac{\partial}{\partial \sigma}\left(\rho \dot{\sigma} \frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right) = 0$$

L'approximation hydrostatique permet ensuite d'écrire

$$\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} = \frac{-\pi}{\rho} \qquad \pi = P_s - P_T, \quad \sigma = \frac{P - P_T}{\pi}$$

d'où l'expression utilisée par le modèle :

$$\boxed{\frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\pi u) + \frac{\partial}{\partial y}(\pi v) + \frac{\partial}{\partial \sigma}(\pi \dot{\sigma}) = 0}$$

$\dot{\sigma} = \frac{d}{dt}(\sigma)$ vérifie les conditions aux limites $\dot{\sigma}(0) = 0$, $\dot{\sigma}(1) = 0$

L'équation précédente permet donc de diagnostiquer la tendance de la pression sol par :

$$\boxed{\frac{\partial \pi}{\partial t} = -\int_0^1 \left[\frac{\partial \pi u}{\partial x} + \frac{\partial \pi v}{\partial y}\right] d\sigma = -I(1)}$$

Le calcul de $\dot{\sigma}$ à chaque niveau vertical est fait en intégrant l'équation de continuité entre 0 et σ :

$$\boxed{\pi \dot{\sigma}(\sigma) = -\left[\sigma \frac{\partial \pi}{\partial t} + \int_0^{\sigma} \left[\frac{\partial \pi u}{\partial x} + \frac{\partial \pi v}{\partial y} + \right] d\sigma_1\right]}$$

L'intégrale $I(\sigma) = \int_{o}^{\sigma} \left[\frac{\partial \pi u}{\partial x} + \frac{\partial \pi v}{\partial y} \right] d\sigma_1$ est approchée par la

méthode des trapèzes (annexe discrétisation).

En pratique, le modèle utilise la variable :

$$\dot{\nu} = \frac{d\nu}{dt} = \frac{1}{\sigma'} \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{\sigma'(\nu)} \cdot \dot{\sigma}$$

et $\dot{\nu} = - \frac{1}{\pi} \frac{1}{\sigma'(\nu)} \left[\sigma(\nu) \frac{\partial \pi}{\partial t} + \int_{o}^{\nu} \left\{ \frac{\partial \pi u}{\partial x} + \frac{\partial \pi v}{\partial y} \right. \right. \sigma' (\nu_1) \, d\nu_1 \left. \right]$

2 - Equation hydrostatique, Calcul du géopotentiel

Ecrite en coordonnée σ elle s'exprime simplement par $\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = - \pi \alpha$

qui relie l'épaisseur de la couche située entre deux niveaux de pression σ, $\sigma + d\sigma$ à la donnée de la pression sol et du volume massique de la couche.

On utilise l'équation d'état $\alpha = \frac{RT_v}{P}$

$$\Phi - \Phi_{s\sigma 1} = \pi R \int_{o}^{1} \frac{T_v}{P} (\sigma_1) \, d\sigma_1$$

L'intégration de Laplace utilise le changement de variable :

$$X = \text{Log} \frac{P_s}{P} ,$$

$$dP = - P \, dX \qquad d\sigma = - \frac{P}{\pi} dX$$

$$\Phi - \Phi_{s\sigma 1} = \int_{x(\sigma)}^{x(1)} T_v(x) \, dx$$

Cette intégrale est évaluée par le modèle à chaque niveau k intermédiaire entre deux niveaux T_v par méthode des trapèzes.

De cette façon, le géopotentiel de la limite supérieure ne peut être calculé si $P_T = 0$.

Pratiquement, nous prenons $P_T \neq 0$, $\emptyset_{Top}$ est alors calculé en tenant compte de la condition limite supérieure sur T_v (ou T et q).

En présence de dénivelés importants dans le relief, les termes relatifs à la gravité et au gradient horizontal de pression sont prédominants et de signes opposés dans les équations de Navier-Stokes. Exprimés dans le système (x, y, σ), ces termes font intervenir les dérivées verticales et horizontales du géopotentiel $\emptyset$. Il est donc important d'avoir une intégration aussi précise que possible de l'hydrostatisme.

$\Delta x = 50$ Km
$\Delta z = 1000$ m

$\pi = 5 10^4$ Pa

$$\frac{\Delta \pi}{\Delta x} \sim -0.2$$

$$\sigma \frac{\partial \emptyset}{\partial \sigma} \frac{\partial \pi}{\partial x} \sim 10^4$$

$$\pi \frac{\partial \pi}{\partial x} \sim 10^4$$

$U_1 = 10$ ms^{-1}
$U_o = 5$ ms^{-1}

$$\frac{\partial \pi u}{\partial x} \cdot u \sim 70$$

3 - Diagnostic de la vitesse verticale

La composante verticale vraie W du vent est obtenue par la relation.

$$W = \frac{dz}{dt}(x,y,\sigma,t) = \frac{1}{g}\left[\frac{\partial \emptyset}{\partial t} + u\frac{\partial \emptyset}{\partial x} + v\frac{\partial \emptyset}{\partial y} + \sigma'\dot{\nu}\frac{\partial \emptyset}{\partial \sigma}\right]$$

Elle permet de visualiser les mouvements verticaux simulés par le modèle.

Cette relation est diagnostiquée car W n'intervient pas explicitement dans les équations du mouvement.

4 - Equation de Quantité de Mouvement

L'obtention des équations de quantité de mouvement (Navier-Stokes) exprimées dans le repère (x,y,σ) à partir des équations en coordonnées cartésiennes est détaillée en annexe (A2).

Sous forme conservative, les deux équations relatives aux composantes horizontales de la vitesse prennent la forme :

$$\frac{\partial \pi u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\pi u.u) + \frac{\partial}{\partial y}(\pi v u) + \frac{\partial}{\partial \sigma}(\pi \dot{\sigma} u) = \sigma \frac{\partial \pi}{\partial x}\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} - \pi \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{gR}{\pi}\frac{\partial}{\partial \sigma}(\pi.\overline{w'u'}) + f(\pi v)$$

$$\frac{\partial \pi v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\pi u.v) + \frac{\partial}{\partial y}(\pi v v) + \frac{\partial}{\partial \sigma}(\pi \dot{\sigma} u) = \sigma \frac{\partial \pi}{\partial y}\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} - \pi \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{gR}{\pi}\frac{\partial}{\partial \sigma}(\pi.\overline{w'v'}) - f(\pi u)$$

où le gradient de pression horizontal est exprimé en fonction des gradients de π et du géopotentiel.

$$-\pi/p \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right) = \sigma \frac{\partial \pi}{\partial x_\sigma}\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} - \pi \frac{\partial \phi}{\partial x_\sigma}$$

L'annexe A2 fournit la discrétisation de ces équations sur la grille HERMES.

Le terme de flux turbulent est exprimé en fonction d'une diffusivité turbulente K_u dont la paramétrisation fait l'objet d'une partie de cette étude

$$\overline{w'u'} = - K_u \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = - K_u \left(- \frac{\rho g}{\pi} \frac{\partial \bar{U}}{\partial \sigma} \right)$$

5 - Equations de conservation de l'entropie et de l'humidité

Des équations pour s et pour q se transforment de façon analogue dans le système (x, y,σ).

Les termes de diffusion turbulente sont paramètrés à l'aide d'une diffusivité K_θ, qu'on applique et à l'entropie et à la teneur en eau.

$$\overline{w's'} = - K_\theta \frac{\partial s}{\partial z} = - K_\theta \left(- \frac{\rho g}{\pi} \frac{\partial s}{\partial \sigma}\right)$$

$$\frac{\partial \pi s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\pi s u) + \frac{\partial}{\partial y} (\pi s v) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (\pi s \dot{\sigma}) = \frac{g \rho}{\pi} \frac{\partial}{\partial \sigma} (\pi \overline{w's'}) + S_1$$

S_1 étant un terme source qui prend en compte une éventuelle source de chaleur (ou d'humidité).

La discrétisation sur la grille HERMES est détaillée en annexe.

IV - SCHEMA NUMERIQUE

1 - Schéma temporel

Le schéma numérique utilisé est de type LEAPFROG, (explicite, centré en temps et en espace) avec recouplage des solutions par application régulière d'un schéma MATSUNO.

Le schéma est le suivant :

$$U^{(n+1)} = U^{(n-1)} + 2\Delta t\, f^{(n)}$$

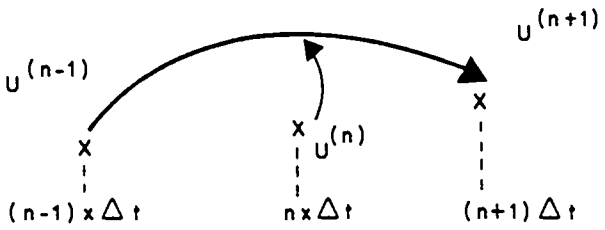


Figure A.3

Ce schéma est très répandu en différences finies. Si le temps d'intégration est suffisamment long, comme c'est en général le cas en météorologie, on peut voir se développer indépendamment deux solutions qui divergent l'une de l'autre (physique et numérique).

(voir GARP n° 17)

C'est pourquoi on doit faire intervenir périodiquement un schéma temporel non centré pour recoupler le mode numérique avec le mode physique, il s'agit des pas MATSUNO (Euler-Bacward),

(Villouvier 1982)

$$\begin{cases} U^{(n+1)*} = U^{(n)} + \Delta t\, f^{(n)} \\ U^{(n+1)} = U^{(n)} + \Delta t\, f^{(n+1)*} \end{cases}$$

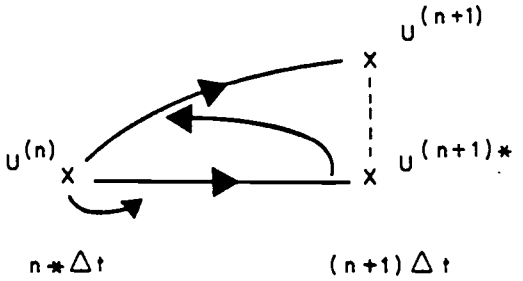


Figure A.4

Les champs (*) issus des pas de temps intermédiaires sont fictifs. En pratique, la séquence Matsuno, constituée de 2 pas de temps réels (4 cycles) est effectuée tous les 8 pas Leapfrog dans nos simulations.

2 - Stabilité du schéma temporel

a - Termes de diffusion

Soit l'équation de diffusion :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}[\emptyset u] \quad \text{avec} \quad \emptyset u = -\sigma \frac{\partial u}{\partial x}$$

Une évaluation classique des critères de stabilité à l'aide du schéma d'Euler conduit à (voir GARP 17) :

Schéma Leapfrog

En posant $u(x,t)$: Re $[U(t)\, e^{ikx}]$

La diffusivité σ doit vérifier, pour un pas de temps Δt,

$$\sigma \leq \frac{1}{K^2 \Delta t}$$

Schéma Matsuno

Le critère est le même, soit $\sigma \leq \dfrac{1}{K^2 \Delta t}$

Or, si $K_{max} = \dfrac{1}{2\Delta x}$, le critère devient $\sigma \leq \dfrac{4\,(\Delta x^2)}{\Delta t}$) exprimé en fonction de la taille des mailles du modèle. Pour la diffusion verticale par exemple, si $\Delta z = 10$ m et $\Delta t = 10$ s,

on doit vérifier $K_v \leq 40\ m^2\ s^{-1}$

Ce critère est restrictif dans la mesure où il va nous imposer une valeur maximale assez faible de Δt dès que la diffusion verticale est suffisamment importante et donc augmenter les temps de calcul.

En ce qui concerne la grille verticale choisie pour HERMES, il faut noter que l'espacement entre deux niveaux verticaux augmente avec l'altitude, tendance en général partagée par les diffusivités sur la couche limite. Là où K_v atteint des valeurs maximales, en convection par exemple, le Δz du modèle est large, le critère, en $(\Delta z)^2/K_v$, ne diminue pas aussi vite que pour une grille d'espacement régulier.

Il faut veiller à choisir un pas de temps plus faible lorsqu'on travaille avec des Δx plus faibles ou un nombre de niveaux verticaux plus important.

b - **Ondes de gravité externes**

Une analyse de stabilité pour les équations unidimensionnelles met en évidence un critère lié à la vitesse de phase maximum des ondes de gravité, généralisable au cas tridimensionnel.

Le système d'équations

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c\frac{\partial u}{\partial x} + g\frac{\partial h}{\partial x} = 0 \qquad c : \text{vitesse d'advection atmosphérique}$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + c\frac{\partial h}{\partial x} + H\frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

peut se mettre sous la forme (GARP chapitre 4) de deux équations d'advection :

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \left(c + \sqrt{gH}\right)\frac{\partial}{\partial x}\right]\left(u + \sqrt{g/H}\,h\right) = 0$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \left(c - \sqrt{gH}\right)\frac{\partial}{\partial x}\right]\left(u - \sqrt{g/H}\,h\right) = 0$$

Le critère de stabilité s'écrit donc pour le schéma Leapfrog, en considérant une vitesse d'advection C + $\sqrt{gH}$.

$$\left(c + \sqrt{gH}\right)\frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1$$

La vitesse c dans l'atmosphère est négligeable devant la vitesse de phase $\sqrt{gH}$, on réécrit le critère

$$\sqrt{gH}\,\frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1$$

En tridimensionnel, ce critère devient :

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{\sqrt{3gH}}$$

Pour un plafond HERMES situé à 500 mb, l'échelle H est de l'ordre de 5000 m, pour une maille horizontale de Δx = 10 km, le pas de temps Δt doit être choisi tel que $\Delta t \leq 25$ s.

Cette contrainte est d'autant plus sévère que le plafond est haut.

3 - Filtrage spatial

Les motivations qui sont à l'origine de la présence d'un filtrage spatial horizontal dans un modèle tridimensionnel sont de deux types. D'une part l'existence d'une diffusion horizontale est une réalité physique sur laquelle on ne possède malheureusement que très peu d'information, d'autre part, un calcul sans lissage produit de fortes instabilités.

Aux équations de base pour le champ ϕ, on ajoute à chaque pas un terme $K_o \Delta_{xy} \phi = K_o \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}\right)$ qui est équivalent à l'effet d'une turbulence uniforme.

On exprime le coefficient $Ko = Ka \frac{\Delta^2 x}{\Delta t}$ en fonction des caractéristiques du modèle (taille de la maille horizontale, pas de temps) ce qui permet de faire apparaître un coefficient adimensionnel Ka.

Dans le cas du filtre origine du modèle le champ final était déduit du champ calculé par

$$\phi'_{ij} = \frac{1}{8} (4\phi_{ij} + \phi_{i+1,j} + \phi_{i-1,j} + \phi_{i,j-1} + \phi_{i,j+1})$$

On peut montrer que cela revient à un $Ka \simeq 610^{-2}$ donc pour des conditions de simulation ordinaires (Δx = 10 km, Δt = 10 s) $Ko \simeq 610^{5}$ m^2 s^{-1}, valeur excessive, et non sans conséquence sur les performances du calcul.

Dans la version actuellement opérationnelle, la diffusion horizontale est introduite sous la forme de Ka et le filtrage est effectué sur les champs dynamique (πu, πv), et thermique (πs, πq).

Dans un cas idéal (écoulement neutre) on a obtenu des intégrations sur de longues périodes (> 8 heures réelles) sans filtrage (Ka = 0).

Pratiquement, un Ka d'environ 10^{-3} est adopté.

La diminution de l'intensité du filtrage numérique a été permise grâce à l'introduction d'un relief filtré convenablement.

(Moussafir Kern Biscay 85).

Des simulations sans filtrage spatial sur la thermique n'ont pu être menées qu'en terrain plat.

4 - Estimation du temps calcul en simulation HERMES

Les temps de calculs relevés au cours de cette étude ne peuvent être jugés comme définitifs.

Le code de base a subi entre temps un large effort de vectorisation afin de tirer le meilleur profit du calculateur (Cray).

Une grande partie de ces améliorations n'ont pas été retranscrites dans la version de développement utilisée où figurent en outre de nombreuses options de paramétrisation, donc autant de tests et d'écritures de contrôle qui pénalisent le temps calcul.

Les chiffres que nous pourront fournir doivent être largement surestimés par rapport à une version opérationnelle "à jour".

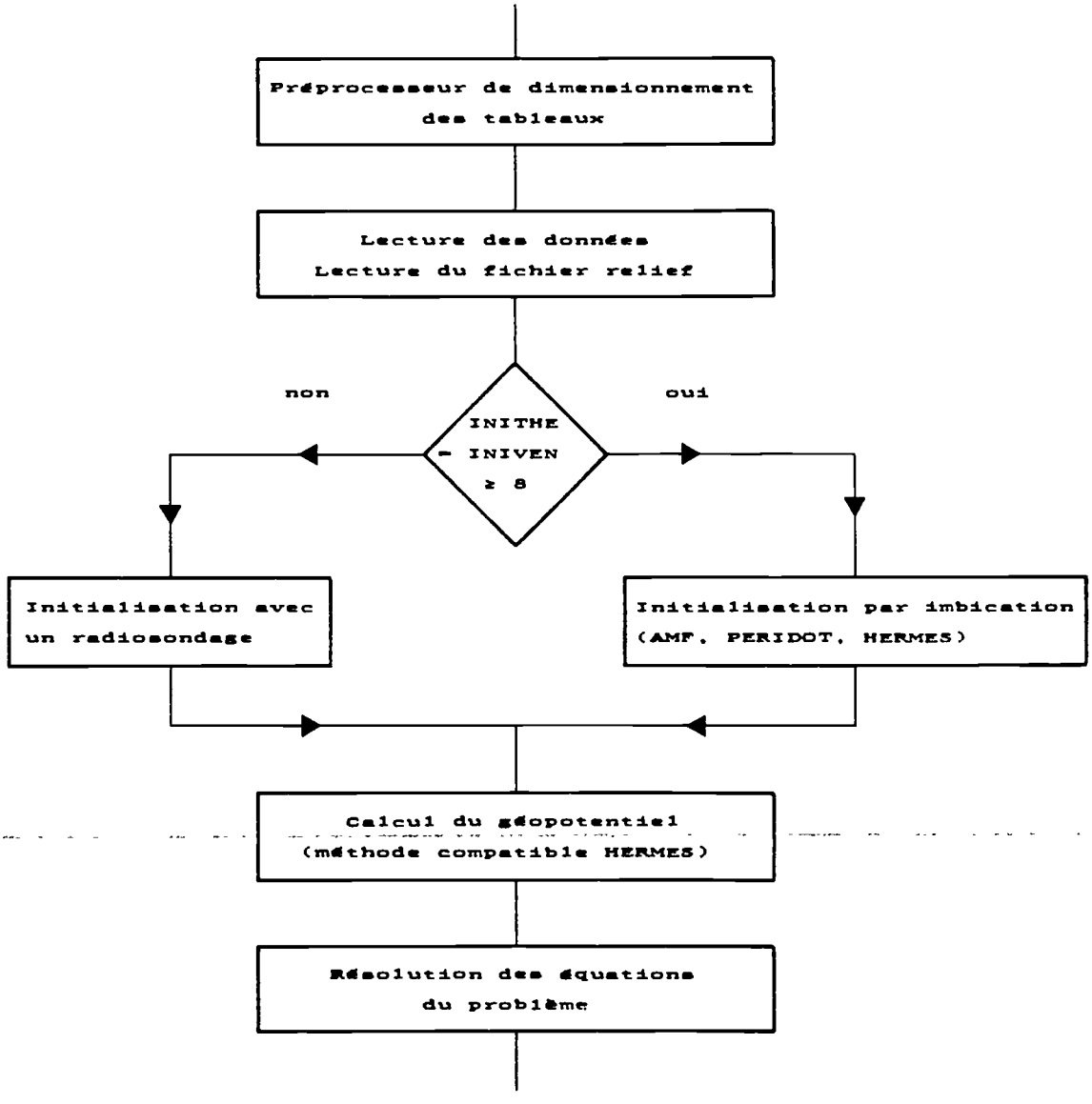
Domaine	pas de temps	Conditions	temps CPU/ heure réelle
20 x 15 x 16	10 s	- Brise sur 1/2 domaine θ(t) donnée - sec	100 s
27 x 28 x 16	10 s	- humide - flux chaleur donnés : H_s(t), LE(t) U* calculée	200 s
27 x 28 x 16	10 s	- humide - Interface complet	250 s

Outre le nombre de mailles du domaine l'appel à des sous-programmes qui contiennent des résolutions itératives (thermique humide en particulier) pénalise le calcul.

C'est pourquoi des efforts sont menés pour alléger ces résolutions.

V - INITIALISATION DU MODELE

Deux procédures d'initialisation des champs sur le domaine tridimensionnel sont prévues dans l'architecture d'HERMES : Initialisation par radiosondage, à partir des stations synoptiques ou de profils représentant des cas d'école, Initialisation par imbrication sur un modèle à plus grande échelle. Ces deux procédures ne sont pas actuellement au même stade de développement et de validation. Nous allons toutefois les décrire toutes deux.



Organisation générale du code HERMES
(Biscay 86)

Figure A.5

1 - Initialisation par radiosondage

La procédure d'initialisation courante utilisée par HERMES utilise les radiosondages de la Météorologie Nationale.

1.a - Données météorologiques

Un radiosondage est constitué des données météorologiques enregistrées par une station synoptique proche du domaine à simuler.

Les données sont fournies à 0 et 12 h TU

- Direction et vitesse du vent,
- Température
- Température de rosée
- Rapport de mélange
- Humidité relative
- Pression

La couche atmopshérique 0-10 km est en général décrite par une douzaine de niveaux de mesures.

Ces mesures peuvent être complétées par les relevées des stations sol, dont le réseau est plus serré et la fréquence d'enregistrement trihoraire :

- Température
- Direction et vitesse du vent
- Pression réduite au niveau de la mer

Les bulletins quotidiens de renseignements (BQR) fournissent le tracé des isobares réduites au niveau de la mer à 6 h et 18 h T.U ainsi que la répartition des températures sol sur le territoire.

A l'aide de ces trois sources d'information, on peut construire des champs initiaux pour le modèle.

1.b - Initialisation en homogénéité horizontale

A partir des données mesurées que l'on situe en un point du domaine d'altitude Zras, on mène de façons différentes l'initialisation des champs thermique et dynamique (voir schéma page suivante).

Afin d'avoir une meilleure précision sur les variables sol en un autre point du domaine d'altitude Zs, on définit une grille de résolution très fine (grille de référence) en pression où les profils mesurés de température et de vapeur d'eau sont interpolés en pression (Intras).

A partir de ces valeurs de référence et à l'aide de l'équation de Laplace, on calcule la répartition des géopotentiels correspondant à cette grille. Une interpolation en Z sur ces profils permet d'évaluer la répartition au sol des pressions et température pour tout le domaine, à condition que le radiosondage soit situé au point le plus bas (INTEPI), dans le cas contraire, une extrapolation est nécessaire vers le sol.

A l'aide de l'équation hydrostatique et des températures de référence on peut estimer les pressions de référence au dessus ce de point et les niveaux correspondant (grille auxiliaire).

Une dernière interpolation en sigma permet de passer de cette grille aux niveaux de la grille HERMES.

On a ainsi constitué les profils initiaux de température, pression, humidité en chaque point du domaine.

L'initialisation du champ de vent peut être envisagée de trois façons.

En chaque point on reprend sur la grille HERMES σ définie plus haut, les niveaux de pression $P(K) = \pi + Pt.\sigma$

Le profil de vitesse $U(\sigma)_{ref}$ introduit en Z_{ref} peut être soit transporté à σ constant, soit à P constant.

(figures A7 - A à C).

Initialiser U à σ constant permet de conserver l'allure du profil dans les basses couches au dessus des reliefs (figure A7-B) alors qu'à pression constante on tronque les profils. (A7-A)

L'un ou l'autre peut être réaliste, en particulier si le relief est amont ou aval par rapport à la direction du vent.

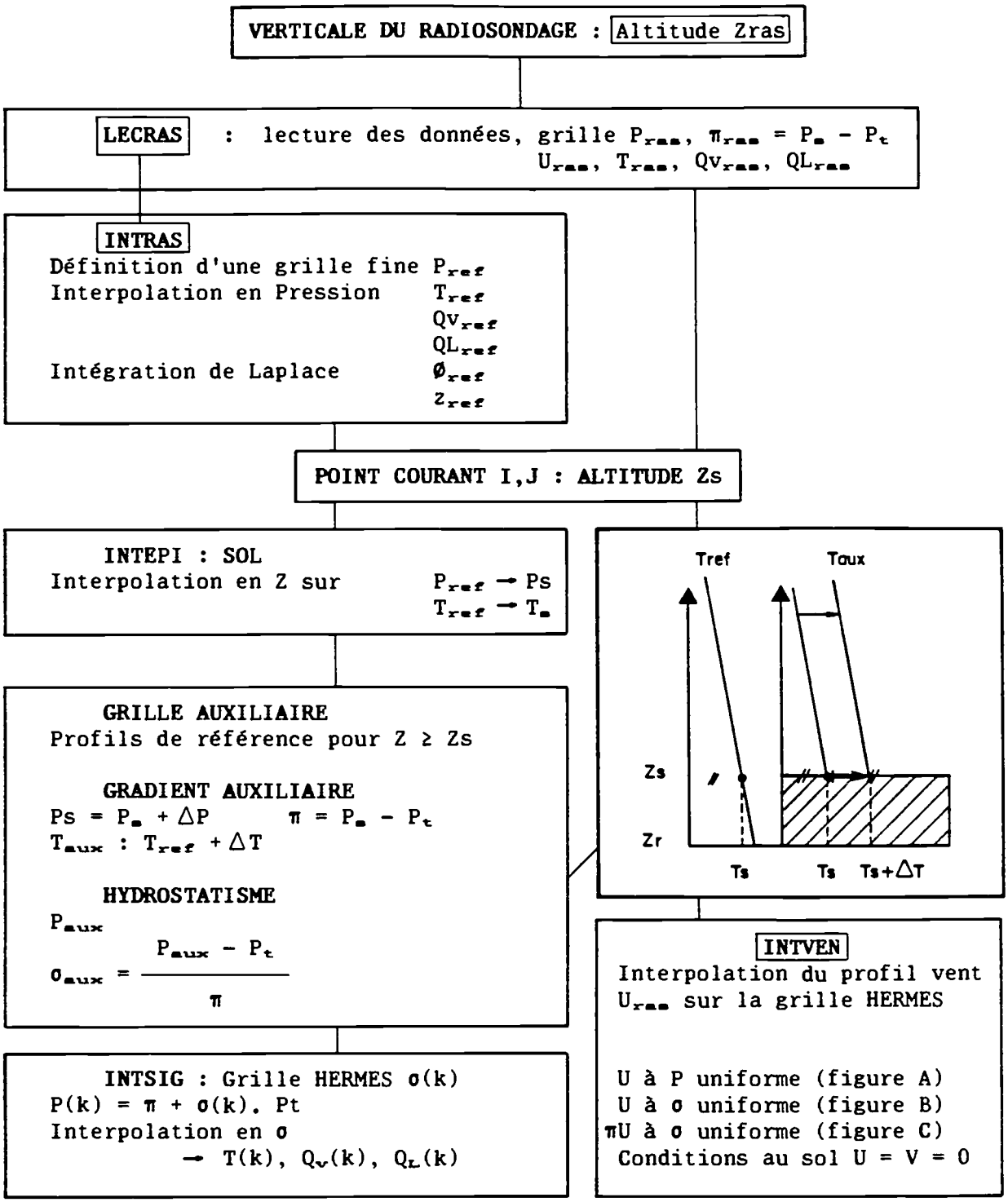
Dans ces deux cas, les débits dans le domaine entre les niveaux Ps et Ptop ne sont pas conservés.

Pour assurer cette conservation on propose de transporter le profil de vent à σ uniforme en modulant la vitesse par le rapport des pressions sol :

$$\frac{\pi_{ref}}{\pi(zs)}$$ (figure A7-C)

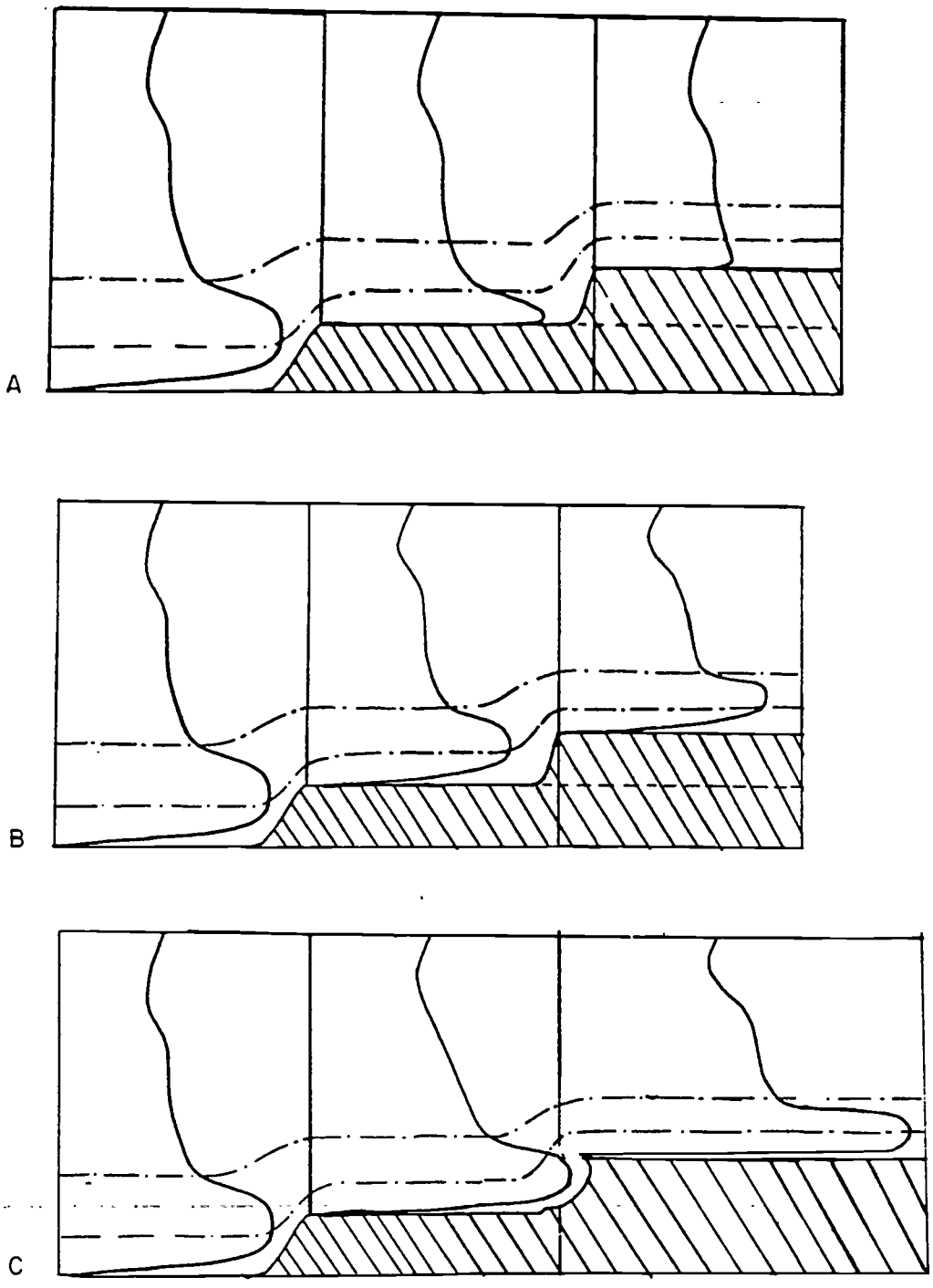
Ceci revient à augmenter la vitesse du vent au dessus des reliefs.

Par contre, cette 2° méthode ne permet pas d'assurer l'équilibre géostrophique introduit au niveau du radiosondage. Au niveau P = Pt on n'initialise pas avec un champ de vent constant $\vec{U}(x,y) \neq Cte$.



SCHEMA D'INITIALISATION PAR RADIOSONDAGE

Figure A.6



Exemple d'initialisation dynamique à différentes altitudes sous les 3 options programmées

Figures A.7

1.c - Initialisation avec gradients horizontaux

En appliquant la procédure précédente en tout point du domaine, on crée un champ initial horizontal uniforme.

Pour les dimensions des domaines considérées il est réaliste d'introduire des gradients initiaux de pression et de température.

L'analyse des BQR, ainsi que les relevés des stations sol donnent une information sur la valeur du vent géostrophique au niveau de la mer.

$$\begin{cases} Vg = \dfrac{1}{f_c}\dfrac{\partial P}{\partial x} \\ Ug = \dfrac{-1}{f_c}\dfrac{\partial P}{\partial y} \end{cases}$$

On peut approcher la réalité en imposant sur tout le domaine ce terme comme gradient horizontal de pression, dont on tiendra compte pour construire les grilles de pression au-dessus des reliefs (INTEPI, grilles auxiliaires).

Ce gradient est imposé à tous les niveaux verticaux, cette même démarche est menée parallèlement pour les profils de température.

Les bulletins européens fournissent le tracé des isobares en trois niveaux de pression : mer, 850 et 700 mb.

Par une interpolation quadratique on reconstitue un profil de vent geostrophique.

$$\vec{ug}(z) = \vec{ug}(o) + \frac{4\vec{ug}_1 - 3\vec{ug}_o - \vec{ug}_2}{Z_2} Z + \frac{\vec{ug}_2 - 2\vec{ug}_1 + \vec{ug}_o}{Z_2}\frac{Z^2}{Z_1}$$

où $Z_2 = 2Z_1 = 3100$ m.

On détermine ainsi aussi les gradients horizontaux de températures associés (vent thermique). Des estimations successives servent à piloter à grande échelle les simulations atmosphériques unidimensionnelles.

(André 1980)
$$\left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}, \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y}\right) = \frac{f_c \bar{T}}{g}\left(\frac{\partial V_g}{\partial z}, -\frac{\partial U_g}{\partial z}\right)$$

Nous pouvons envisager de créer ainsi un champ initial tridimensionnel à

gradient de pression non constant sur la verticale.

Ce degré de complexité supplémentaire n'a pas été jugé nécessaire car il a été jugé préférable de mettre au point des procédures d'imbrication.

En outre introduire une description plus détaillée des champs initiaux n'est justifiée que si les conditions limites utilisées ensuite dans la simulation ne ruinent pas cet acquis.

2 - Initialisation par imbrication

Cette procédure a fait l'objet d'une étude en 85 (Biscay 86).

Elle a été mise au point sur des cas d'adaptation de l'écoulement au relief pour des cas d'école (colline isolée) ou un relief réel (vallée du Rhône).

Il s'agit de créer les champs initiaux d'HERMES en interpolant à la dimension de la maille de la simulation les résultats d'une simulation à plus grande échelle.

Le champ à grande échelle peut être le résultat de simulation obtenue avec les modèles Améthyste ou Péridot de la Météorologie Nationale, pour les variables dynamiques et thermodynamiques. Le cas d'une réimbrication sur une simulation HERMES à plus grande échelle est aussi prévu.

Chaque noeud du domaine à initialiser est repéré sur le maillage à grande échelle.

Les champs à grande échelle subissent au préalable une interpolation verticale en pression pour se ramener aux niveaux σ de la grille HERMES. Une extrapolation peut être nécessaire au sol si le point HERMES est à une altitude inférieure au relief à grande échelle.

La méthode d'interpolation horizontale retenue est une interpolation horizontale parabolique sur les 16 points qui entourent le noeud HERMES (détaillée dans le rapport cité plus haut). Pour assurer une meilleure compatibilité des champs initiaux le géopotentiel est recalculé à partir des champs thermodynamiques interpolés et non du geopotentiel à grande échelle. (Importance du gradient de $\emptyset$ dans les équations, en présence de relief, voir supra III,2).

Le schéma suivant résume le chaine d'initialisation d'HERMES.

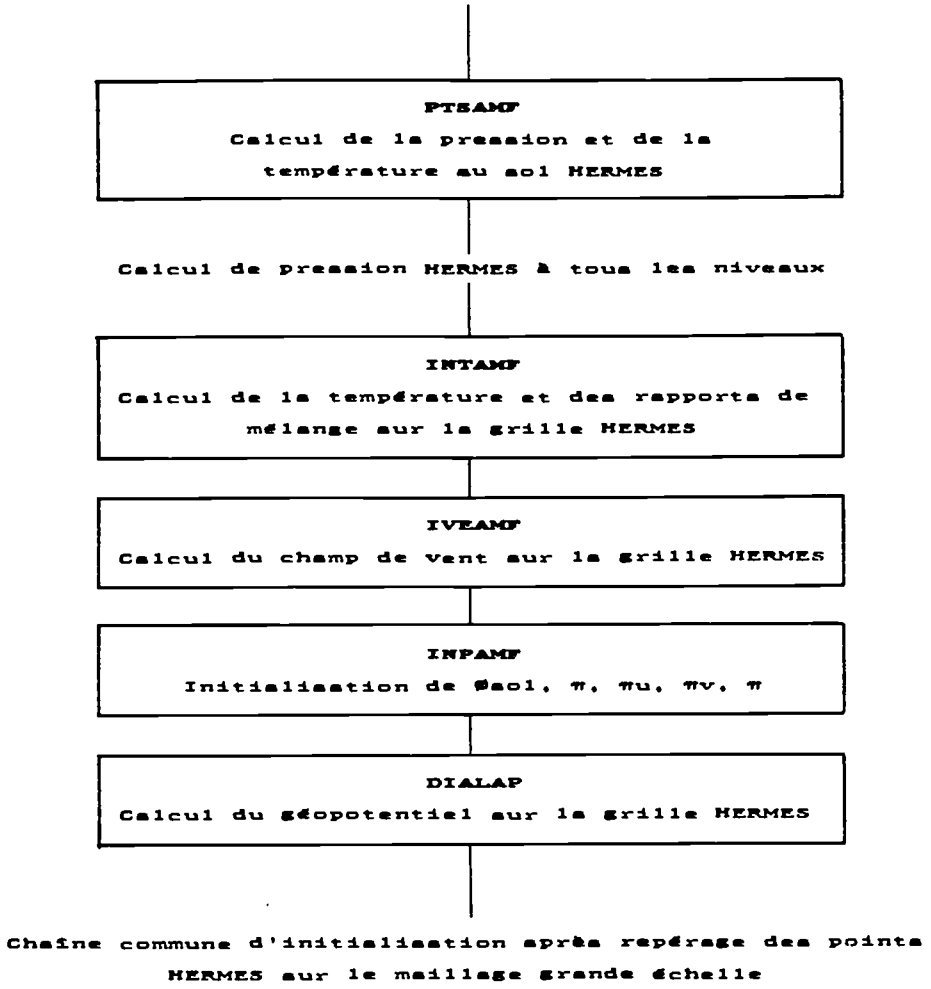


Figure A.8

Cette procédure nous permet d'introduire dans le champ initial des gradients de pression et de température horizontaux non uniformes, une dynamique déjà adaptée au relief.

Sur les cas d'écoles présentés, elle a permis d'améliorer les résultats obtenus, après quelques heures de simulation mais cette démarche doit être complétée par une approche similaire sur les conditions aux limites. Afin de faire varier celles-ci et de piloter ainsi la simulation (voir chapitre A.VI).

Les figures suivantes présentent un cas d'imbrication Améthyste/HERMES sur la vallée du Rhône, à 500 et 1500 m d'altitude.

CHAMP INITIAL DE VITESSE

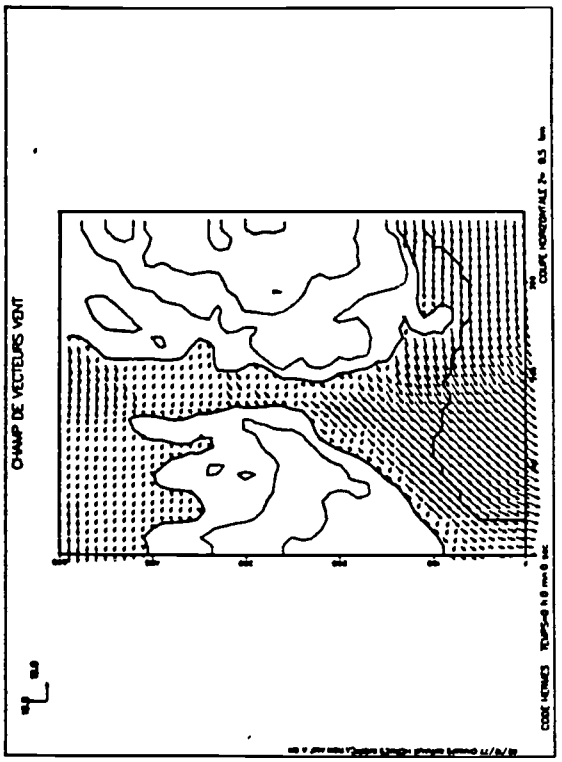


Figure : Champ de vent HERMES à 500 m

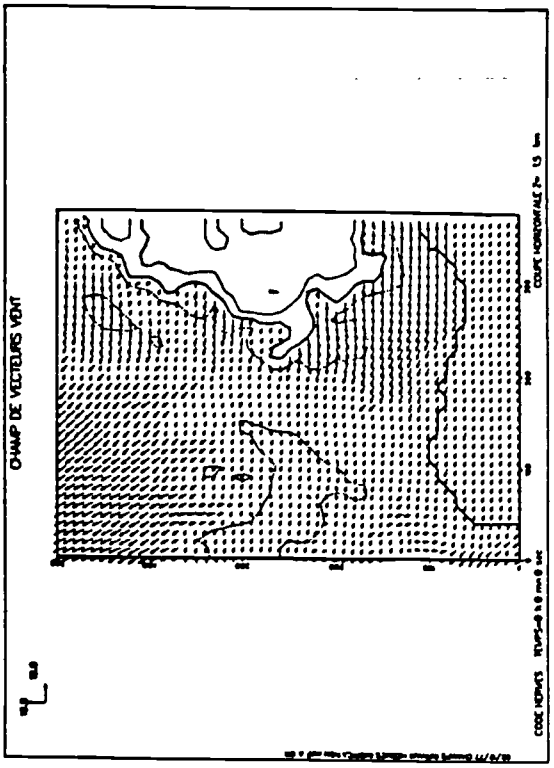


Figure : Champ de vent HERMES à 1500 m

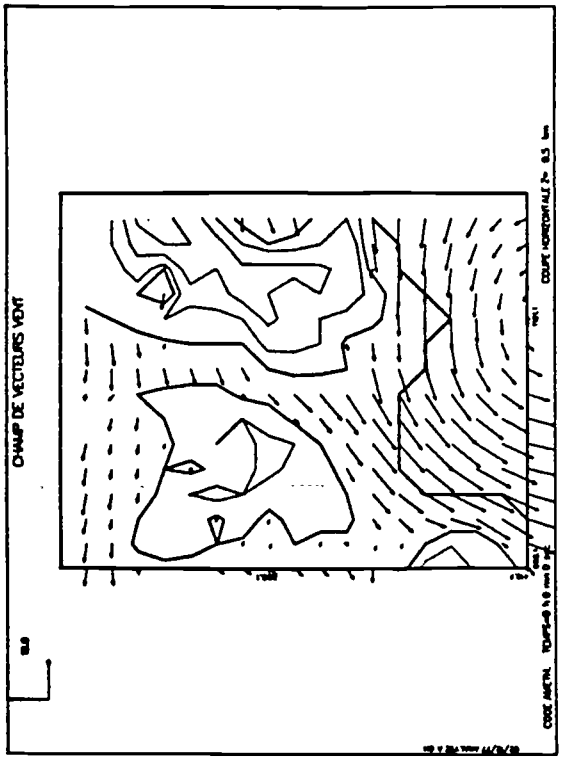


Figure : Champ de vent AMF à 500 m sur le domaine utile

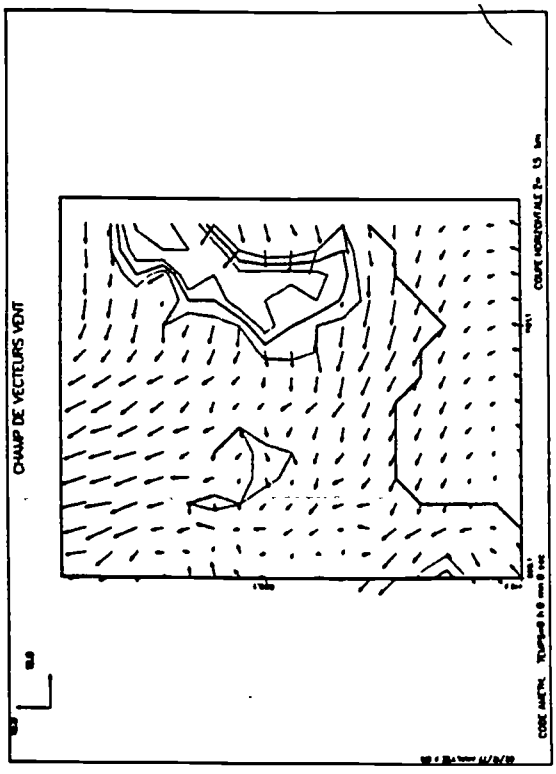


Figure : Champ de vent AMF à 1500 m sur le domaine utile

Exemple d'Imbrication AMF/HERMES (Biscay (86))

Figure A.9

VI - CONDITIONS AUX LIMITES

1 - Conditions aux limites latérales

1.1 - Conditions aux limites classiques

Un parti d'exhaustivité a été pris pour la programmation des conditions aux limites dans HERMES. Ainsi, il est à priori possible de choisir pour chaque champ (U, V, S, Q, E) le type de conditions appliquées, (éventuellement de les appliquer sur les variables prognostiques πu, πv ...)

Les conditions peuvent être soit de Dirichlet (champ initial conservé aux limites) soit de Neumann (extrapolation des valeurs calculées à l'intérieur du domaine), soit mixtes : Dirichlet pour les points entrant, Neumann pour les bords sortants. Ce dernier jeu est en général adopté pour la dynamique.

Néanmoins, le nombre de possibilités a priori à tester pour différents cas de simulation : stabilité thermique, direction du vent, type de relief aux bords du domaine, forçage thermique sol, etc. n'a pas permis de tirer des conclusions définitives quant au comportement du modèle vis à vis des conditions limites choisies .

Pratiquement, nous avons adopté les conditions limites au cas par cas et nous les préciserons dans la suite.

1.2 - Conditions aux limites évolutives

Pour des applications météorologiques à moyenne échelle la conduite du calcul par l'évolution des champs à grande échelle aux limites du domaine est envisagée.

La procédure à atteindre est l'imbrication de notre modèle dans les mailles du modèle à grande échelle de la Météorologie Nationale, Peridot, qui fournit des champs synoptiques à l'échelle du pays toutes les 6 heures.

Dans le cas des conditions aux limites actuelles l'évolution des vents sur les bords peut devenir rapidement incompatible avec l'écoulement extérieur, en particulier si le domaine de simulation est bordé à l'extérieur par des reliefs importants, non sans influence sur l'écoulement mais dont le domaine intérieur reste ignorant.

La conduite temporelle aux limites du modèle est envisagée dans le cadre de conditions limites de type Davies (Davies 76) qui propose une technique de relaxation dans laquelle les variables sur le domaine intérieur sont ajustées vers leurs valeurs aux limites, prédites par ailleurs.

Pour comparer avec profit les champs simulés par HERMES avec les évolutions réelles des champs atmosphériques cette étape de conduite aux limites est primordiale.

1.3 - Conditions aux limites de Davies

Ces conditions aux limites ont été proposées pour les modèles de prédiction météorologiques sur des domaines limités.
(Davies 76, Kallberg 77)

Cette méthode consiste à relaxer l'écoulement intérieur proche des limites vers l'écoulement extérieur entièrement prédit. Cet écoulement extérieur peut aussi bien être l'écoulement initial et on est en présence de conditions de Dirichlet aux bords du domaine.

L'équation d'évolution pour le vent s'écrit à chaque pas de temps

$$\frac{\partial u}{\partial t} - Du = -K\,(u - \hat{u})$$

où $\hat{u}$ est le champ aux limites

K est un coefficient de relaxation K(x,y) qui n'est différent de zéro que sur la bande étroite que constitue la zone de relaxation.

Cette technique permet d'absorber les ondes de gravités générées dans un domaine limité.

En pratique 5 mailles au moins sont nécessaires sur chaque bord, cela semble beaucoup pour certains domaines de simulations puisque la zone interne proprement dite est réduite à (IB-10) x (JB-10).

Le coefficient K est calculé pour chaque schéma temporel.

Pas Leapfrog

$$\frac{u^{n+1} - u^{n-1}}{2\Delta t} - D\,U^n = -K\,(u^{n+1} - \hat{u}^{n+1})$$

après calculs, :

$$u^{n+1} = (1-\alpha)\,(u^{n-1} + 2\Delta t\, D\, u^n) + \alpha\,\hat{u}^{n+1}$$

$$\text{où } \alpha = \frac{2K\Delta t}{1 + K\Delta t}$$

Pas Matsuno

$$\begin{cases} u^{n+1} = (1-\beta)\,(u^{n-1} + \Delta t\ D\ u^n) + \beta\,\hat{u}^{n+1} \\ \text{où } \beta = \dfrac{K\Delta t}{1 + K\Delta t} = \dfrac{\alpha}{2\,(1-\alpha) + \alpha} \end{cases}$$

Pour K variant de 0 à l'∞ α varie de 0 à 1

Kallberg choisit pour α l'expression :

$\alpha = 1 - \text{thaj}$ où a = 1/2 et j la position du point considéré compté à partir de l'extérieur.

j	0	1	2	3	4	5	6
α	1	0,5379	0,2384	0,0948	0,0360	0,0134	0

2 - Conditions limites au sommet du domaine

Un choix exhaustif de conditions au sommet, c'est à dire sur la surface $P = P_T$ ($\sigma = 0$), a été programmé : Neuman, Dirichlet pour chaque variable (où à π près).

En ce qui concerne la continuité on annule en $P = P_T$ la dérivée de σ à ce niveau ($\dot{\sigma} = 0$).

3 - Pression sol

La tendance de la pression au sol, (ou de $\pi = P_s - P_t$) est évaluée à partir de l'équation de continuité (diagnostic), par intégration sur la couche, ce qui conduit à :

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = -\int_0^1 \left[\frac{\partial \pi u}{\partial x} + \frac{\partial \pi v}{\partial y} \right] d\sigma$$

Aux limites latérales du domaine on peut imposer des conditions de Dirichlet sur P_s (π) ce qui contraint P_s sur les bords du domaine et limite les variations de π à l'intérieur.

Une alternative consiste à effectuer le calcul de la tendance de pression sur les bords à partir des gradients horizontaux de πu et πv calculées entre la frontière et le dernier point intérieur ce qui est permis par le fait que la grille limite de π est interne à celle de U, V. (cf. définition des grilles).

La tendance à l'intérieur du domaine est en général accentuée dans ce cas.

B — COUCHE DE SURFACE

La structure de la couche de surface gouverne les échanges d'énergie au sein de la couche limite.

L'implantation d'un nouveau schéma de turbulence et les nouvelles applications désirées en simulation nous ont rapidement conduit à nous intéresser de plus près à la façon dont les flux sont déterminés dans la couche de surface.

I - DEFINITION PRATIQUE DE LA COUCHE DE SURFACE

On appelle couche de surface la partie inférieure de l'atmopshère comprise entre le sol, paroi rugueuse, et un niveau dont l'altitude est de quelques dizaines de mètres. A cette couche, on applique communément les lois de similitudes élaborées par Monin et Obukhov, qui relient les flux verticaux de chaleur latente, de chaleur sensible et de quantité de mouvement aux gradients des variables moyennes associées, calculés dans la couche, par le biais de fonctions universelles.

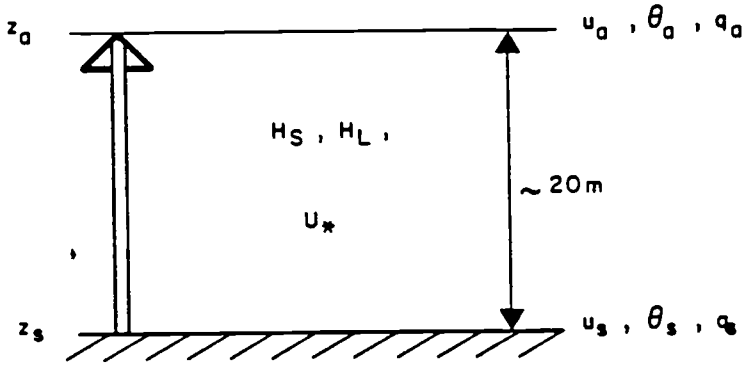


Figure B.1

11 - COUCHE A FLUX CONSTANTS - THEORIE DE MONIN-OBUKHOV

1 - Hypothèses

Nous résumons ici les hypothèses successives qui conduisent aux relations de Monin-Obukhov telles qu'elles apparaissent dans Monin et Yaglow (1971).

Pour une couche de densité moyenne ρ_m , au contact avec une surface plane, d'altitude z = 0, de rugosité uniforme pour l'écoulement zo, les équations sont modifiées :

. Equation de continuité pour un fluide incompressible soumis à un écoulement homogène horizontalement :

$\frac{\partial \overline{w}}{\partial z} = 0$ qui s'intègre en $\overline{w} = 0$ sur l'épaisseur de la couche.

. Equation de Navier Stokes sans forces de Coriolis, dont les effets sont moindres dans les premiers 50 m.

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho o}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}$$

Sans effets de Coriolis et en présence d'un gradient horizontal de pression $\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i}$ constant avec l'altitude dans l'épaisseur de la couche, le vent a une direction constante que l'on choisie comme axe x.u = u(z).

La seule équation moyennée qui subsiste s'écrit alors :

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\overline{u'w'} = -\frac{1}{\rho_m}\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u}}{\partial z^2}$$

On considère que les variations diurnes du vent en surface sont assez faibles ($\sim 10 - ms^{-1}$) pour que $\partial \overline{u}/\partial t$ soit négligeable (stationnarité). En intégrant en z on obtient finalement

$$-\rho_m \overline{u'w'} + \rho_m \nu \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} = \tau = cte = \rho_m u^2_*$$

Les mêmes hypothèses formulées pour l'équation en température conduisent à exprimer le flux de chaleur vertical moyen dû aux conductions thermiques moléculaires et turbulentes :

$$Cp\ \rho_m\ \overline{w'\theta'} - Cp\ \rho_m \chi \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = Cte/z = q$$

On considère que la région de l'atmosphère étudiée est soumiqe à une turbulence assez développée pour que l'on néglige les flux moléculaires devant les flux turbulents (paroi rugueuse).

On obtient alors un modèle ideal de couche à flux turbulent constant

$$\begin{cases} -\ \rho_m\ \overline{u'w'} = \tau = cte \\ Cp\rho_m\ \overline{\theta'w'} = q = cte \end{cases}$$

2 - Echelles caractéristiques

A l'aide des paramètres pertinents pour le comportement de la couche de surface (g/ θ_o, ρ_m, ν , χ , τ , q, zo) on peut construire les échelles de vitesse.

$$u_* = \sqrt{\tau / \rho_m}$$

$$\theta_* = \frac{-1}{k u_*} \frac{q}{Cp\rho_m}$$ de température

k : constante de Von Karman

et de longueur :

$$L_{mo} = \frac{-u_*^3}{k \frac{g}{\theta_o} \frac{q}{Cp\,\rho_m}}$$

qui déterminent la turbulence pour les altitudes où Z >> Zo

(dans certains articles il faut noter que θ_* est définie comme $\theta_* = \frac{1}{u_*} \frac{q}{Cp\,\rho_m}$, à k près)

On définit les fonctions universelles de Z/Lmo, telles que

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{kLmo} F(Z/Lmo) \text{ et } \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\theta_*}{Lmo} G\ (Z/Lmo)$$

Par intégration, on détermine les profils de vent ou de température potentielle dans la couche de surface. Entre les deux niveaux d'altitude Zo et Z :

$$\bar{u}(z) - \bar{u}(zo) = \frac{u_*}{k} [\, f(z/Lmo) - f(z_o/Lmo) \,] \text{ où f est la primitive de F}$$

$$\bar{\theta}(z) - \bar{\theta}(zo) = \theta_* [\, g(z/Lmo) - g(z_o/Lmo) \,] \text{ où g est la primitive de G}$$

3 - Fonctions universelles - Stratification thermique

Des formes analytiques de fonctions universelles ont été proposées en étudiant les comportements physiques connus au sein de la couche de surface dans des conditions extrêmes ainsi que le comportement aux limites de fonctions.

En stratification thermique neutre, on retrouve la loi logarithmique

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \text{Log} \frac{z}{zo}$$

Celle ci est modifiée en situation stable pour minimiser les échanges, (profil de $\bar{u}(z)$ plus pointu) alors qu'en situation instable les mélanges sont accentués, le profil de $\bar{u}(z)$ doit être plus lisse.

Le cas particulier de la convection libre qui apparait dans des situations de grandes instabilités où la vitesse de frottement u_* devient très faible pour un flux thermique donné ($Lmo \to 0$), est caractéristique d'une turbulence thermique pure, indépendante du mouvement moyen.

Le paramètre u_* n'est plus pertinent et doit disparaître des formulations lorsqu'on fait tendre Lmo vers 0.

Pour des considérations d'homogénéité, le profil de $\bar{\theta}$ devient

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = -\frac{C_1 k^{4/3}}{3} \left(\frac{z}{Lmo}\right)^{-4/3} \frac{\theta_*}{Lmo} \qquad \text{où } \frac{z}{Lmo} << -1$$

et le flux turbulent de température :

$$\frac{q}{\rho_m \, cp} = (\bar{\theta}(z) - \bar{\theta}(z_o))^{3/2} \frac{1}{C_1^{3/2}} \left(\frac{g}{\theta o}\right)^{1/2} (Zo^{-1/3} - Z^{-1/3})^{-3/2}$$

C_1 étant une constante déterminée à partir de mesures in situ.

4 - Longueur de rugosité - hauteur de déplacement

La classification des parois soumises à un écoulement atmosphérique selon les critères proposés par Monin et Yaglom (71) montrent que la surface terrestre peut dans tous les cas être considérée comme une paroi complètement rugueuse (ho hauteurs des aspérites).

$\frac{h_o \, u_*}{\nu} > 60$, u_* de l'ordre de 0,1 à 1 ms^{-1} , $\nu = 1510^{-6}$ m^2S^{-1}

Le profil de vitesse moyenne du vent, en dehors de toute stratification thermique, peut être mis sous la forme

$$\bar{u}(z) = \frac{U^*}{k} \, Ln \, \frac{Z}{Zo}$$ où Zo introduit la notion de longueur de rugosité.

Elle représente formellement la hauteur où le profil de vitesse s'annulerait si la loi log s'appliquait jusqu'en z = zo.

En pratique $Zo \simeq \frac{ho}{7.5}$ est le plus couramment utilisé dans la littérature.

Certaines surfaces déformables voient leur rugosité modifiée par la valeur de u_*, c'est le cas des étendues d'herbes hautes et de la mer.

La détermination de ces rugosité ne fait pas l'objet d'une définition claire, pour la mer on préconise des lois de la forme

$$Zo = b \frac{u_*^2}{g}$$

qui conduisent à des Zo < 1 mm.

Nature du terrain	Zo en cm
Glace	10^{-3} à 310^{-3}
Sable	10^{-2} à 10^{-1}
Herbe rase	1 à 4
Herbe haute	4 à 10
Forêts	20 à 90
banlieues (habitat bas)	100 à 200
villes	100 à 400

Tableau B.1

(d'après Mathematical Models for atmospherics polluants appendix A Elements of meteorology 1979)

Pour des hauteurs d'aspérites assez élevées, on ajoute la hauteur h_o aux paramètres qui influent sur la forme de $\frac{d\bar{u}}{dz}$, pour déplacer le point zéro du profil log vers des altitudes plus élevées.

Ainsi $$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{U_*}{kz}\, g\left(\frac{h_o}{Z}\right)$$

Pour que la correction introduite s'éteigne pour $Z >> h_o$, on doit choisir g telle que $g(0) = 1$.

En écrivant $Z = d + Z'$ où d est de l'ordre de h_o, et en développant au premier ordre, l'expression de $\frac{d\bar{u}}{dz}$ devient pour $\frac{h_o}{z} < 1$ (z, donc $z' > d$) :

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{u_*}{kz'}\left(1 + \left(a - \frac{d}{h_o}\right)\frac{h_o}{Z'}\right)$$

Choisir $d = ah_o$ permet d'annuler le second terme d'où

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{u_*}{k(z-d)} \qquad \text{et} \qquad \bar{u}(z) = \frac{u_*}{k}\,\text{Log}\left(\frac{z-d}{Zo}\right)$$

Ainsi, le point zéro du profil log est déplacé en $z = d + zo$.

Cette notion est généralisée aux cas de stratification thermique, en stable :

$$U(z) = \frac{U_*}{k}\left(\text{Log}\,\frac{z-d}{zo} + D_2\,\frac{z-d}{L_{mo}}\right)$$

Pour de très hautes végétations, d est pris en compte et se situe entre ho/2 et ho.

5 - Critère de stabilité - Nombre de Richardson

Le nombre de Richardson de gradients détermine les importances relatives des turbulences d'origine thermique et dynamique.

$$Rib = g/\theta_o\,\frac{\partial\theta/\partial z}{(\partial u/\partial z)^2}$$

Le signe de Rib permet de distinguer les cas stables des cas instables thermiquement (signe du gradient de température potentielle).

III - FORME DES FONCTIONS UNIVERSELLES

1 - Fonctions universelles de Businger-Dyer

La version d'origine d'HERMES utilise les formules définies par Businger dans les régions stables et instables.

Le critère de sélection choisi est le signe du Richardson calculé sur la couche.

Rib > 0 Cas stable $\theta a - \theta s > 0$, $q < 0$, $L > 0$

$$f(z/Lmo) = \text{Log } (z/Lmo) + D_2\ z/Lmo$$

$$g(z/Lmo) = D_1 \text{ Log } z/Lmo + D_2\ z/Lmo$$

Rib < 0 Cas instable $\theta a - \theta s < 0$, $q > 0$, $L < 0$

$$f(z/Lmo) = \text{Log } z/Lmo - \text{Log } (A^2 + 1)\ (A + 1)^2 + 2 \text{ arctg } A$$

$$g(z/Lmo) = D_1 \text{ Log } z/Lmo - D_1 \text{ Log } (B^2 + 1)^2$$

où $A = (1 - D_3\ Z/Lmo)^{1/4}$

$B = (1 - D_5\ Z/Lmo)^{1/4}$

Ces fonctions sont intégrées entre le niveau d'altitude Za (θa, qa, Ua) et le niveau Zo (θo, $\vec{U} = \vec{0}$, qo)

La formulation obtenue pour le domaine instable ne fournit pas le comportement nécessaire en convection libre. ($Lmo \rightarrow 0$)

Ce défaut est accentué dans cette paramétrisation par le fait qu'une valeur minimum du module de vitesse est définie, au delà de laquelle tous les flux, thermiques ou dynamiques, sont annulés, quelle que soit la stratification thermique.

En conditions stables, Nickerson distingue un domaine de forte stabilité où $Zo/Lmo > 1$

Dans ce cas, les fonctions qu'il utilise sont telles que

$$\Delta f(Z/L) = \text{Log } Z/Zo + D_2\ (\text{Log } Z/L + 1)$$

$$\Delta g(Z/L) = D_1 \text{ Log } Z/Zo + D_2\ (\text{Log } Z/L + 1) + (1 - D_1) \text{ Log } Z/L$$

et se raccordent aux précédentes en $Z/L = 1$.

2 - Formulation de Louis

J.F. Louis propose des approximations analytiques des formules de Businger calées sur la convection libre.

La motivation première de sa démarche est l'obtention d'une résolution rapide et directe de la couche de surface dans le modèle (pas de résolution iterative).

Il définit les fonctions Fm et Fh du Richardson de gradient calculé dans la couche de surface et du rapport Za/Zo telles que :

$$u_*^2 = a^2 \, \bar{u}^2_a \, Fm\,(Za/Zo,\ Rib)$$

$$Hs = u_* \, \theta_* = \frac{a^2}{R} \, \bar{U}a \, \Delta\bar{\theta} \, Fh\,(Za/Zo,\ Rib)$$

$$Rib = \frac{g}{\bar{\theta}} \, Za \, \frac{\Delta\bar{\theta}}{U_*^2}$$

$$a = \frac{k}{\ln\,(Za/Zo)}$$ est le coefficient de frottement en situation neutre

$R = 0.74$

Les expressions de F sont les suivantes :

conditions stables : $F = 1/(1 + b' \, Rib)^2$

conditions instables : $F = 1 - b \, Rib/(1 + c \, |Rib|^{\frac{1}{2}})$

La condition de continuité des formules numériques en Rib = 0, ainsi que des dérivées premières impose $b = 2\,b' = 9.4$

Le comportement extrême de la convection libre permet de caler la constante c :

On doit retrouver $\overline{w'\theta'} = c' \, (\frac{gz}{\theta})^{1/2} \, \Delta\theta^{3/2} \, (\frac{z}{zo}^{1/3} - 1)^{-3/2}$

lorsque Rib est négatif et $|Rib| \to +\infty$, $(Z >> Zo)$ cela impose

$$c = \frac{a^2}{R} \, \frac{b}{c'} \, (\frac{Z}{Zo})^{1/2} = c^* \, a^2 \, b \, (\frac{Z}{Zo})^{1/2}$$ où c* a été calculée pour un

accord optimum avec les résultats iteratifs de Businger dans le domaine de la convection forcée $(0 > Rib > -1)$

$c^* = 7.4$ pour Fm

$c^* = 5.3$ pour Fh

LOUIS	BUSINGER
$u'_* = \frac{k\, u_*}{\log\left(\frac{z_0}{z_0}\right)}\ F_m\left(\frac{z_0}{z_0}, Ri\right)^{1/2}$	$u_* = k\, u_0 / \left[f\left(z/L\right) - f\left(z_0/L\right)\right]$
$-\frac{H_s}{u_*} = \theta_{x_L} \frac{k}{R \log\left(\frac{z_0}{z_0}\right)}\ \Delta\theta\ \frac{Fh\left(z_0/z_0, Rib\right)}{Fm\ (\quad)^{1/2}}$	$-\frac{H_s}{u_x} = k\,\theta_* = k\,\Delta\theta / \left[g\left(z/L\right) - g\left(z_0/L\right)\right]$

$$Fm = \left(\log\left(\frac{z_0}{z_0}\right)\right)^2 \times \left(f\left(z_0/L\right) - f\left(z_0/L\right)\right)^{-2} = \left(\log\left(\frac{z_0}{z_0}\right)\right)^2 \Delta f^{-2}$$

$$Fh = R\left(\log\left(\frac{z_0}{z_0}\right)\right)^2 \times \left(f\left(z_0/L\right) - f\left(z_0/L\right)\right)^{-1} \left(g\left(z_{0_L}\right) - g\left(z_0/L\right)\right)^{-1} = R\left(\log\left(\frac{z_0}{z_0}\right)\right)^2 \Delta f^{-1} \Delta g^{-1}$$

$$\Delta f = \log\left(\frac{z_0}{z_0}\right) Fm^{-1/2}$$

$$\Delta g = R \log\left(\frac{z_0}{z_0}\right) Fm^{1/2}\ Fh^{-1}$$

$\Delta\theta$
U_0
z_0
z_0
β
k

→

Δf
Δg
Fm
Fh

pour choque formulation et flux calcule

Figure B.2

En ce qui concerne les temps de calcul, le gain apporté par la paramétrisation de Louis est significatif en conditions instables, là où de nombreuses iterations sont fréquentes pour Businger.

Il en est de même en stable, seulement si l'on considère la distinction faite par Nickerson qui impose un calcul itératif si Za/Lmo > 1 (conditions très stables).

Les tendances sont proches quant aux allures des fonctions universelles, les écarts les plus marqués apparaissent en conditions très stables, là où les formulations sont les moins validées par rapport aux mesures.

Après s'être placé en situation d'instabilité thermique, on a pu estimer le gain de temps calcul. Pour le module de surface lui même, le temps CPU a été réduit d'un facteur 1/18, ce qui pour le modèle complet, (sans interface) nous permet de réaliser une économie de 20 % environ.

IV - CALCUL PRATIQUE DES FLUX DANS LE MODELE

1 - Schéma de principe du calcul des flux

Les données d'entrée du modèle de couche de surface sont en chaque point :

Zo longueur de rugosité
Za épaisseur de la CLS, obtenue à partir du géopotentiel calculé au premier niveau
Ua module du vent au sommet de la CLS, calculé par le modèle
$\Delta\theta$ écart entre la température potentielle au sol, prescrite ou issue d'un modèle d'interface, d'une part et la température potentielle calculée au sommet de la CLS d'autre part
Δq écart équivalent pour la teneur en eau

Dans le cas de la version initiale, du code Hermès en utilisant les fonctions f et g définies par Businger, en x = Za/Lmo on peut se ramener à une équation en x.

$$u_* = k\, Ua / \Delta f(x)$$
$$\theta_* = \Delta\theta / \Delta g(x)$$
$$Hs = - k\, u_*\, \theta_* \qquad Lmo = \frac{- u_*^3}{\beta\, Hs\, k}$$

$$x = \beta\, Za\, \frac{\Delta\theta}{Ua^2}\, \frac{\Delta f^2(x)}{\Delta g(x)}$$

La solution en x est obtenue directement dans le cas stable, (mais si x > 1, la distinction établie conduit à un calcul itératif) et après un certain nombre d'itérations dans le domaine instable. Ceci pénalise de façon assez lourde les performances du modèle.

Si l'on adopte maintenant la formulation de Louis, en calculant à partir des données d'entrée le nombre de Richardson,

$$Rib = \beta\, Za\, \frac{\Delta\theta}{Ua^2},$$

on obtient les valeurs des fonctions Fh et Fm correspondantes, qui nous conduisent aux flux. On évite les iterations qui alourdissent le calcul 3D. Nous avons en outre gagné une meilleure description du domaine de convection libre.
(Voir Annexe 3 la forme des équations.

Comparaisons

L'étude comparative des deux formulations peut être menée d'une part sur les fonctions universelles elles-mêmes sur des domaines de variation déterminés en Rib ou Za/L, à Za/Zo choisi,

$$(Rib = \frac{Za}{L}\,\frac{\Delta g\,(Za/L)}{\Delta f^2\,(Za/L)} \quad \text{ou} \quad \frac{Za}{L} = \frac{1}{R}\,\text{Log}\,\frac{Za}{Zo}\,\frac{Fh\,(Rib)}{Fm^{3/2}\,(Rib)})$$

d'autre part sur le comportement des flux calculés en fonction du module du vent ou du gradient de température.

La figure 3 donne les allures de Fm, et f en fonction de Za/L pour les deux domaines de stabilités (Les formes de Fh et g sont similaires).
Za = 20 m Zo = 0,01 m et 0,001 m.

De même, pour des valeurs fixées de Za et Zo, les figures 4 (a-b-c) représentent les variations de Hs et U_* en fonction du module du vent et du gradient de température.
Za = 20 m, Zo = 0,01 m

Les figures 4(b) détaillent les figures 4 a pour un module de vent en surface de 0,05 ms^{-1} à 1 ms^{-1}.
Si des vents très faibles ont peu de chance d'être discernables dans les mesures, le modèle numérique peut les générer.

Dans le cas d'une couche instable ($\Delta\theta = -2$ K) nous remarquons bien ici le mauvais comportement de la formulation de Businger à vent très faible. Celui-ci était court-circuité par la version origine qui annulait les flux quelque soit par ailleurs le régime de stabilité.

En stable, l'écart entre les formulations est plus fort, c'est aussi dans ce domaine que les calages expérimentaux des formulations sont les moins abondants.

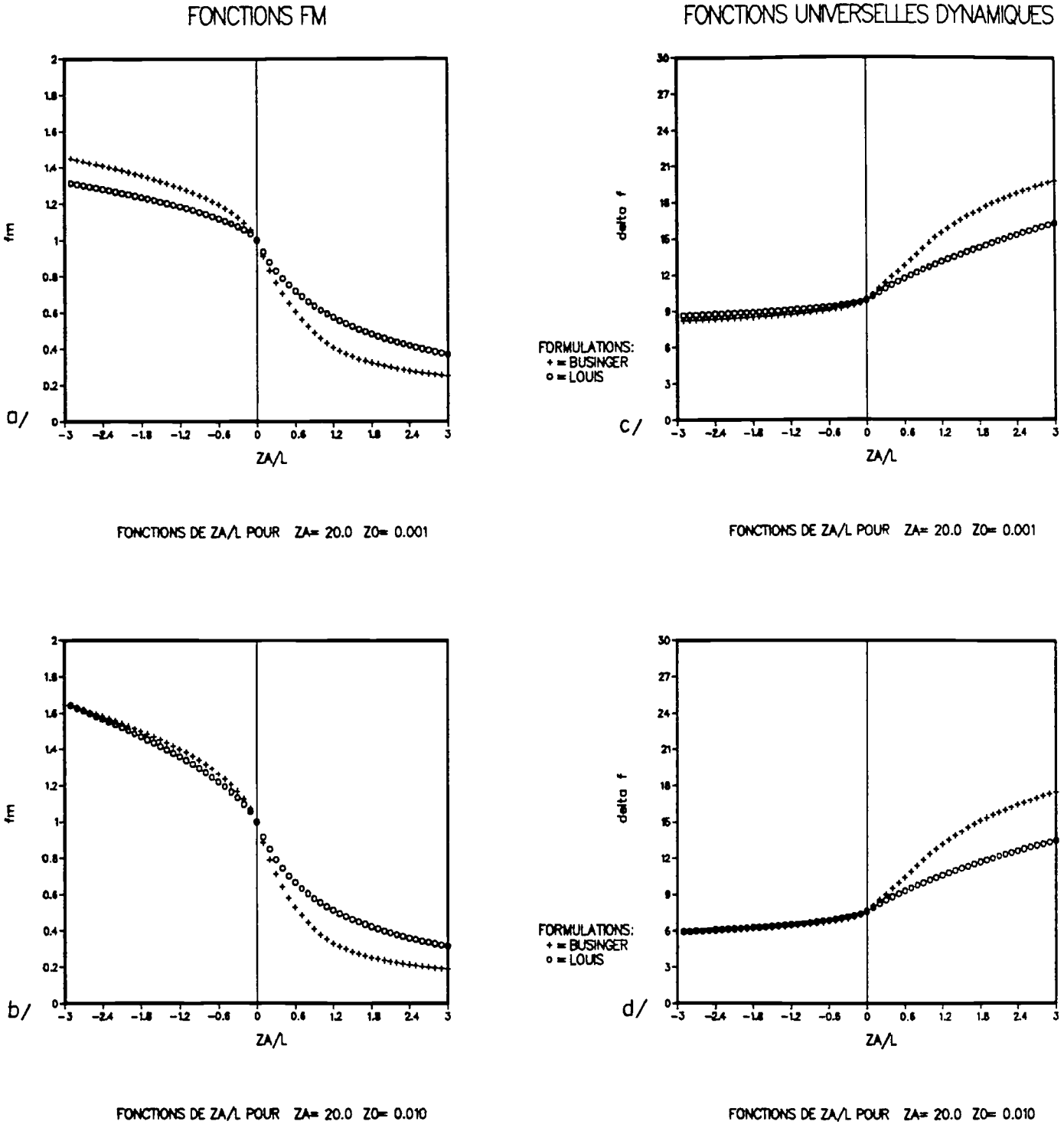


Figure B.3 - COUCHE DE SURFACE
Comparaison des fonctions Fm et f pour les deux formulations

a Fonction Fm pour une rugosité de 1 mm
b Fonction Fm pour une rugosité de 1 cm
c Fonction f pour une rugosité de 1 mm
d Fonction f pour une rugosité de 1 cm

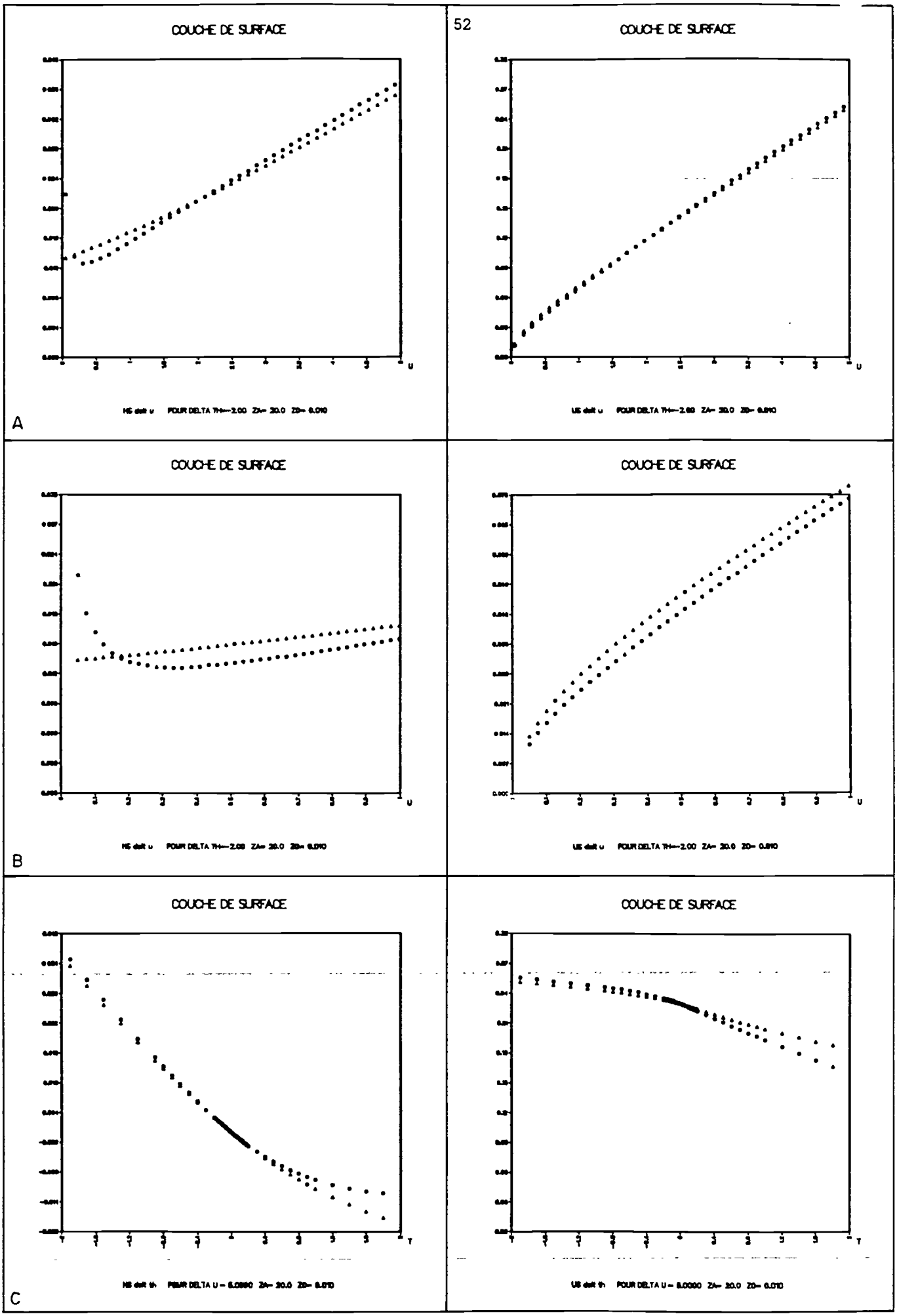


Figure B.4 - FLUX DE CHALEUR SENSIBLE (kms^{-1}) VITESSE DE FROTTEMENT (ms^{-1})
A et B à $\Delta\theta$ constant (- 2 K) Lois de Businger (Nickerson)
C à Un constant (5 ms^{-1}) Formulation simplifiée Louis

C — MODELE DE TURBULENCE EN ENERGIE CINETIQUE

I - MODELE D'ORDRE ELEVE

Un modèle de fermeture des équations pour les fluctuations turbulentes au troisième ordre a été développé et testé par la Météorologie Nationale (équations générales dans André 76 (part I)).

Dans le cadre de la recherche d'une fermeture pour le cas d'écoulements non homogènes, respectant la physique des écoulements atmosphériques les plus généraux, un ordre plus élevé permet de récupérer une meilleure précision sur les quantités définies à l'ordre inférieur mais les difficultés restent de même nature : ensemble de constantes numériques à caler sur les résultats d'expériences ou de campagnes de mesures, limitation des mémoires numériques disponibles, etc.

1 - Equations générales pour l'écoulement

On considère les équations pour la vitesse moyenne, la température, après décompostion en valeur moyenne et fluctuations.

Pour les valeurs moyennes :

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j}\,\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{u'_i\,u'_j}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho o}\,\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \alpha g\,\overline{T}\,\delta_{3i} + \nu\,\frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j\,\partial x_j}$$

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \overline{u_j}\,\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{u'_j\,T'}}{\partial x_j} + \lambda\,\frac{\partial^2 \overline{T}}{\partial x_j\,\partial x_j}$$

Pour les tensions de Reynolds et autres corrélations :

$$\text{(a)}\quad \frac{\partial \overline{u'_i\,u'_j}}{\partial t} + u_k\,\frac{\partial \overline{u'_i\,u'_j}}{\partial x_k} = \underbrace{-\frac{\partial \overline{u'_i\,u'_j\,u'_k}}{\partial x_k}}_{①} - \overline{u'_k\,u'_i}\,\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} - \overline{u'_k\,u'_j}\,\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k}$$

$$+ \beta\,(\overline{u'_i\,T'}\,\delta_{3i} + \overline{u'_j\,T'}\,\delta_{3i}) \underbrace{- \frac{1}{\rho o}\left(\frac{\partial \overline{p'\,u'_j}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{p'u'_i}}{\partial x_j}\right)}_{②}$$

$$\underbrace{+ \frac{1}{\rho o}\left(p'\,\frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_i} + p'\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j}\right)}_{③} + \underbrace{\nu\,\frac{\partial^2 \overline{u'_i\,u'_j}}{\partial x_k\,\partial x_k}}_{④} - \underbrace{2\,\nu\,\frac{\overline{\partial u'_i\,\partial u'_j}}{\partial x_k\,\partial x_k}}_{⑤}$$

$$(b)\quad \frac{\partial \overline{u'_i\,T'}}{\partial t} + \overline{u}_k \frac{\partial \overline{u'_i\,T'}}{\partial x_k} = - \frac{\partial \overline{u'_i\,u'_k\,T'}}{\partial x_k} - \overline{u'_k\,u'_i} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} - \overline{u_k'\,T'} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_k}$$

①

$$+ \beta\ \overline{T'^2}\ \delta_{3i} - \frac{1}{\rho o} \frac{\partial \overline{p'T'}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho o}\ p' \frac{\overline{\partial T'}}{\partial x_i} \qquad (2+3)$$

$$+ \nu T' \frac{\overline{\partial^2 u'_i}}{\partial x_k\,\partial x_k} + \lambda u'_i \frac{\overline{\partial^2 T'}}{\partial x_k\,\partial x_k} \qquad (4+5)$$

$$(c)\quad \frac{\partial \overline{T'^2}}{\partial t} + \overline{u}_k \frac{\partial \overline{T'^2}}{\partial x_k} = - \frac{\partial \overline{u'_k\,T'^2}}{\partial x_k} - 2\,\overline{u'_k\,T'} \frac{\partial T}{\partial x_k} + \lambda \frac{\partial^2 \overline{T'^2}}{\partial x_k\,\partial x_k} - 2\lambda \frac{\overline{\partial T'\,\partial T'}}{\partial x_k\,\partial x_k}$$

①

ν : viscosité cinématique, λ conductivité moléculaire.

Fermetures

① Les termes de corrélations triples sont gouvernés par leurs propres équations d'évolution, fermées elles-mêmes dans le cadre d'une hypothèse quasi-normale modifiée.

② Les termes de transport par pression sont paramétrés selon l'hypothèse de Donaldson, qui introduit l'énergie cinétique turbulente moyenne $\overline{e} = 1/2\ \overline{u'^2_i}$ et une longueur caractéristique l.

$$2 = - C_3\ \overline{e}^{1/2}\ l \frac{\partial \overline{\alpha u'_k}}{\partial x_k} \quad \text{où} \quad \alpha = u'_i \ \text{ou}\ T'$$

③ Les termes de presso-corrélations sont représentés dans le cadre de l'hypothèse de retour à l'isotropie émise par Launder :

$$(a)\quad - C_4 \frac{\xi}{\overline{e}} \left(\overline{u'_i\,u'_j} - \frac{2}{3}\,\delta_{ij}\,\overline{e}\right) - C_5 \left(P_{ij} - \frac{2}{3}\,\delta_{ij}\,P\right)$$

P_{ij} terme de production de tension de Reynolds

$$- \left(\overline{u'_i\,u'_k} \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_k} + \overline{u'_k\,u'_j} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_k}\right) + \beta \left(\overline{u'_i\,T'}\,\delta_{3j} + \overline{u'_j\,T'}\,\delta_{3i}\right)$$

P terme de production pour l'énergie cinétique

$$- \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k}$$

(b) $$- C_6 \frac{\varepsilon}{\bar{e}} \overline{u'_i T'} - C_7 P_{iT}$$

P_{iT} terme de production de flux de chaleur

$$- \overline{u'_k T'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \beta \overline{T'^2} \delta_{3i}$$

(4) Les termes de diffusion moléculaire sont négligeables devant les termes de diffusion turbulente.

(5) Les termes de dissipation sont représentés selon l'hypothèse d'isotropie des échelles dissipatives (destruction des corrélations dont la partie isotrope est non nulle).

(a) : $$\frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon = \frac{2}{3} \delta_{ij} C_1 \frac{\bar{e}^{3/2}}{l}$$

(b) : 0

(c) : $$\varepsilon_{\theta\theta} = C_2 \overline{T'^2} \frac{\varepsilon}{\bar{e}}$$

Les constantes C_i introduites dans ces formules ont fait l'objet d'un calage à partir de mesures expérimentales et de simulation de cas particuliers (André Mars 1976, Octobre 1978).

$C_1 = 1.6$	$C_3 = 0.004$	$C_5 = 0$	$(1 - C_7)/C_6 = 0.125$
$C_2 = 2.5$	$C_4 = 4.5$	$C_6 = 4.85$	$C_7 = 0.394$

Corrélations Triples, conditions de réalisabilité

Les hypothèses émises sur la possibilité de négliger les termes liés aux effets de viscosité moléculaires, conductivité moléculaires ou fluctuations de pression ont permis d'obtenir, par exemple pour $\overline{w'^3}$:

$$\frac{\partial \overline{w'^3}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \overline{w'^3}}{\partial x_k} = - \frac{\partial \overline{u'_k w'^3}}{\partial x_k} + 3\overline{w'^2} \frac{\partial \overline{u'_k w'}}{\partial x_k} - 3 \overline{u'_k w'^2} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x_k} + 3 \beta \overline{w'^2 T'}$$

La fermeture proposée à cet ordre utilise l'hypothèse quasi normale, les deux premiers termes se réduisent alors à $- 3\ \overline{u'_k w'} \cdot \dfrac{\partial \overline{w'^2}}{\partial x_k}$.

L'hypothèse quasi normale, qui relie les corrélations d'ordre 4 à celles d'ordre 2 comme si les composantes de vitesse étaient des variables gaussiennes, se traduit sur $\overline{u'_k w'^3}$ par $\overline{u'_k w'^3} = 3\ \overline{u'_k w'_o}\ \overline{w'^2}$.

Pour éviter un développement anormal des corrélations triples on doit appliquer les inégalités de Schwarz généralisées à chaque pas de temps, en tronquant les quantités concernées.

$$\overline{\alpha'\beta'\gamma'^2} \leq \overline{\alpha'^2}\ (\overline{\beta'^2}.\ \overline{\gamma'^2} + (\overline{\beta'\ \gamma'})^2)$$

s'écrit pour l'exemple précédent, où $\alpha = \beta = \gamma = w$ $\quad |\overline{w'^3}| \leq (2\ \overline{w'^2}^3)^{1/2}$

Les conditions de réalisabilité ainsi obtenues évitent certes le développement de phénomènes aberrants (énergie cinétique négative) mais ne garantissent pas le caractère physique des écoulements turbulents obtenus après troncature.

2 - Modèle unidimensionnel appliqué à l'atmosphère

Les équations générales écrites en 1D, complétées pour tenir compte des termes de forces de Coriolis, du refroidissement radiatif et de l'évolution de l'humidité ont été utilisées en simulation sur les journées de Wangara et Voves (André et ali 78, 80).

Equations pour les quantités moyennes

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \overline{u}}{\partial t} = - \dfrac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} + f_c\ (\overline{v} - vg) \\ \dfrac{\partial \overline{v}}{\partial t} = - \dfrac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} - f_c\ (\overline{u} - ug) \qquad f_c \text{ paramètre de Coriolis} \\ \dfrac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} = - \dfrac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} - \overline{R} \qquad \overline{R} \text{ divergence du flux radiatif} \\ \dfrac{\partial \overline{q}}{\partial t} = - \dfrac{\partial \overline{w'q'}}{\partial z} \end{cases}$$

Corrélations doubles

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j w'}}{\partial z} - \left(\overline{u'_i w'} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial z} + \overline{u'_j w'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial z}\right)$$

$$+ \beta \left(\overline{u'_i \theta'} \delta_{3j} + \overline{u'_j \theta'} \delta_{3i}\right) - 1/\rho_o \left(\overline{u'_i \frac{\partial P'}{\partial x_j}} + \overline{u'_j \frac{\partial P'}{\partial x_i}}\right)$$

$$- \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} + f_c \left(\varepsilon_{ik3} \overline{u'_j u'_k} + \varepsilon_{jk3} \overline{u'_i u'_k}\right)$$

ε : taux de dissipation pour l'énergie cinétique turbulente

$$\frac{\partial \overline{u'_i \theta'}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{u'_i w' \theta'}}{\partial z} - \left(\overline{u'_i w'} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} + \overline{w' \theta'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial z}\right) + \beta \overline{\theta'^2} \delta_{3i}$$

$$- \frac{1}{\rho o} \overline{\theta' \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \varepsilon_{ik3} f_c \overline{u'_k \theta'}$$

$$\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w' \theta'^2} - 2 \overline{w' \theta'} \frac{\partial \theta}{\partial z} - \varepsilon_{\theta\theta} - \varepsilon_R$$

$\varepsilon_{\theta\theta}$ terme de dissipation moléculaire
ε_R terme de dissipation radiatif. $\varepsilon_R = 0.1 \, \overline{q} \, \overline{\theta'^2}$

$$\frac{\partial \overline{w'q'}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'^2 q'} - \overline{w'^2} \frac{\partial \overline{q}}{\partial z} + \beta \overline{\theta' q'} - \frac{1}{\rho o} \overline{q' \frac{\partial p'}{\partial z'}}$$

$$\frac{\partial \overline{\theta' q'}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w' \theta' q'} - \left(\overline{w.q'} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} + \overline{\theta' w'} + \frac{\partial \overline{q}}{\partial z}\right) - \varepsilon\theta q$$

$$\frac{\partial \overline{q'^2}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w' q'^2} - 2 \overline{w' q'} \frac{\partial \overline{q}}{\partial z} - \varepsilon qq$$

$$\varepsilon_{\theta q} = C_2 \, \varepsilon \, \overline{e}^{-1} \, \overline{\theta' q'}$$
$$\varepsilon_{qq} = C_2 \, \varepsilon \, \overline{e}^{-1} \, \overline{q'^2} \qquad C_2 = 2.5$$

Les paramétrisations introduites dans les équations générales sont reprises pour les termes en fluctuations de pression.
L'influence des flux radiatifs, qui devrait apparaître dans toutes les équations ou les fluctuations de θ' interviennent, n'est prise en compte que pour la variance de température, elle est particulièrement importante pour une représentation correcte du refroidissement nocturne.

Corrélations triples

Dans le cadre de simulations atmosphériques, on néglige les effets dus à Coriolis et aux transferts radiatifs dans les équations pour les corrélations triples.

Conditions de simulation 1D

Les simulations réalisées par André sont pilotées à grande échelle par l'évolution du profil du vent géostrophique (Ug, Vg) qui représente le gradient horizontal synoptique de pression. Les conditions au sol sont forcées pour les corrélations doubles, à partir des données mesurées de vitesse de frottement u_*, flux de chaleur sensible H_s, flux de chaleur latente H_L ou de la représentation de la couche de surface.

II - MODELE EN ENERGIE CINETIQUE "EKE"

Pour des applications météorologiques à plus grande échelle, (spatiale ou temporelle) le besoin de limiter le nombre de variables et d'équations et le temps de calcul, a poussé Therry et Laccarère (82) à tenter une fermeture à l'ordre 1 sur les corrélations doubles, en ne gardant de la structure turbulente à l'ordre supérieur que la description globale fournie par l'énergie cinétique turbulente moyenne ($\bar{e} = 1/2\ \overline{u'_i u'_j}$) en utilisant les acquits du modèle d'ordre supérieur.

A partir des équations pour les tensions de Reynolds, on peut établir l'équation de bilan pour l'énergie cinétique, en unidimensionnel :

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w'e'} + \overline{p'w'}/\rho_o \right) - \overline{u'w'} \frac{\partial}{\partial z} \bar{U} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} + \beta\ \overline{w'\theta'} - \varepsilon$$

(1) (2) (3) (4)

Le bilan d'énergie cinétique met en jeu quatre termes, termes de flux par effets de fluctuations de vitesse et interaction pression/vitesse (1), production par interaction avec l'écoulement moyen (2), production par flottabilité (3), dissipation (4).

1 - Représentation des flux turbulents verticaux et interaction pression vitesse

Les flux turbulents verticaux pour la quantité de mouvement ou l'énergie cinétique sont représentés à l'aide de coefficients d'échange, et du gradient vertical de la grandeur moyenne concernée.

$$\overline{w'u'} = - Ku \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \qquad \overline{w'v'} = - Ku \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \qquad Ku = 1/\alpha_\theta \cdot K_\theta$$

$$\overline{w'e'} = - Ke \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \qquad Ke = \alpha e \cdot K_\theta \qquad \alpha e = 1.3$$

Les coefficients Ku, Ke sont définis à partir du coefficient d'échange pour les transferts de chaleur K_θ (voir infra).

Le terme d'interaction pression/vitesse est englobé dans la représentation du flux, si bien que l'on considère que $\overline{w'e'} + \overline{p'w'}/\rho o = - Ke\ \partial \bar{e}/\partial z$.

2 - Dissipation

Le terme de dissipation pour l'énergie cinétique turbulente est lié de façon classique à la valeur moyenne à l'aide d'une longueur de dissipation L_ε .

$$\varepsilon = C_\varepsilon\ \bar{e}^{3/2}/L_\varepsilon \qquad C_\varepsilon = 1/8$$

3 - Production par flottabilité

La paramétrisation du terme de flux vertical de température potentielle est obtenue en faisant une hypothèse de quasi-stationnarité sur l'évolution de $\overline{w'\theta'}$, telle qu'elle a été écrite plus haut.

$$-\frac{\partial \overline{w'^2\theta'}}{\partial z} - \overline{w'^2}\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} + \beta\,\overline{\theta'^2} - \frac{1}{\rho o}\,\overline{\theta'\frac{\partial p'}{\partial z}} = 0$$

$$\frac{1}{\rho o}\,\overline{\theta'\frac{\partial p'}{\partial z}} = C_6\,\frac{\varepsilon}{\overline{e}}\,\overline{w'\theta'} + C_7\,\beta\,\overline{\theta'^2}$$

de façon analogue à la paramétrisation retenue en II.

Le terme de divergence verticale de $\overline{w'^2\theta'}$ est négligé en s'appuyant sur les résultats expérimentaux issus de la campagne Wangara, en couche limite convective.

Dans ces conditions,

$$\overline{w'\theta'} = -\frac{L_\varepsilon}{C_6\,C_\varepsilon}\,\sqrt{\overline{e}}\,\frac{\overline{w'^2}}{\overline{e}}\left[\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} - \beta\,\frac{\overline{\theta'^2}}{\overline{w'^2}}\,(1 - C_7)\right]$$

Le terme $L_\varepsilon / C_6\,C_\varepsilon \sqrt{\overline{e}}\;\overline{w'^2}/\overline{e}$ s'identifie à la diffusivité turbulente pour les transferts thermiques, le terme $\beta\,\overline{\theta'^2}/\overline{w'^2}\,(1 - C_7)$ à un contre-gradient (voir IV).

4 - Diffusivité turbulente

La diffusivité turbulente pour les transferts de chaleur est $K_\theta = \alpha_\theta Ku$ où $Ku = C_K\,L_K\,\sqrt{\overline{e}}$ et α_θ le nombre de Prandtl.

Par identification on note $L_K = C_1\,\overline{w'^2}/\overline{e}\;L_\varepsilon$ la longueur de mélange et C_K la constante $1/C_\varepsilon\,C_6\,\alpha_\theta$.

Les constantes C_1 et C_K ont fait l'objet d'ajustement sur le cas neutre où $L_\varepsilon = L_K = kZ$, à partir de données mesurées ou calculées à l'ordre supérieur.

Dans ce cas, $C_1 = (\overline{w'^2}/\overline{e})^{-1}$ neutre) $\simeq 2.5$
$C_K = C_\mu^{-1/2} = 0.5$

(Therry Lacarrère 82).

5 - Longueurs caractéristiques

Les longueurs de mélange et de dissipation sont évaluées pour chaque domaine de stabilité en fonction du comportement aux limites et de paramétrisations confirmées.

La formulation générale d'une longueur de mélange, s'écrit, pour L_ε par exemple, au niveau d'altitude Z.

$$\frac{1}{L_\varepsilon} = \frac{1}{kZ} + \frac{CLE1}{Zi} - \left(\frac{1}{kZ} + \frac{CLE2}{Zi}\right) . m_1 m_2 + \frac{CLE5}{L_s}$$

	NEUTRE	CONVECTIF HAUTS NIVEAUX	CONVECTIF BAS NIVEAUX
$1/L_\varepsilon$	$1/kZ + CLE1/Zi$	$\rightarrow$ $CLE1 - CLE2/Zi$	$\rightarrow$ $1/kZ + (CLE1 - 1/CLE3)\ 1/Zi$
$m_1.m_2$	0	$\rightarrow$ 1	$\rightarrow$ $kZ/(CLE3.Zi)$

Constantes : Dissipation: CLE1 = 15 CLE2 = 5 CLE3 = 0.005 CLE5 = 1.5 CLE4 = 1

Mélange : CLK1 = 15 CLK2 = 11 CLK3 = 0.0025 CLK5 = 3 CLK4 = 1

$m_1 = 1/(1 + CL3.Z_i/kZ)$ prend en compte l'altitude du niveau considéré par rapport à l'épaisseur totale de la couche limite Zi.

$$m_2 = \begin{cases} 1/(1 - CL4.\ LMO/Zi) & \text{si } LMO < 0 \\ 0 & \text{si } LMO \geq 0 \end{cases}$$, prend en compte un critère de

stabilité de la couche de surface (longueur de Monin-Obhukov).

$$1/Ls = \begin{cases} 0 & \text{si } \partial\bar{\theta}/\partial z < 0 \\ \beta \left(\dfrac{\partial\bar{\theta}/\partial z}{\bar{e}}\right)^{1/2} & \text{si } \partial\bar{\theta}/\partial z > 0 \end{cases}$$ modifie la longueur caractéristique en fonction de la stabilité locale.

Pour chaque domaine de stabilité nous avons tracé, pour trois valeurs de Zi, une valeur de Lmo et du gradient local de θ, le comportement des formulations $L_\varepsilon(Z)$ et $L_k(Z)$.

Les longueurs augmentent avec l'instabilité ($Lmo \rightarrow 0^-$) pour une surface instable. En altitude, à la rencontre d'une couche stable, le terme en $1/L_s$ diminue la longueur calculée d'autant plus que $\bar{e}$ est faible.
Ce terme permet l'extinction du mélange au-delà de la couche ($z > Zi$).

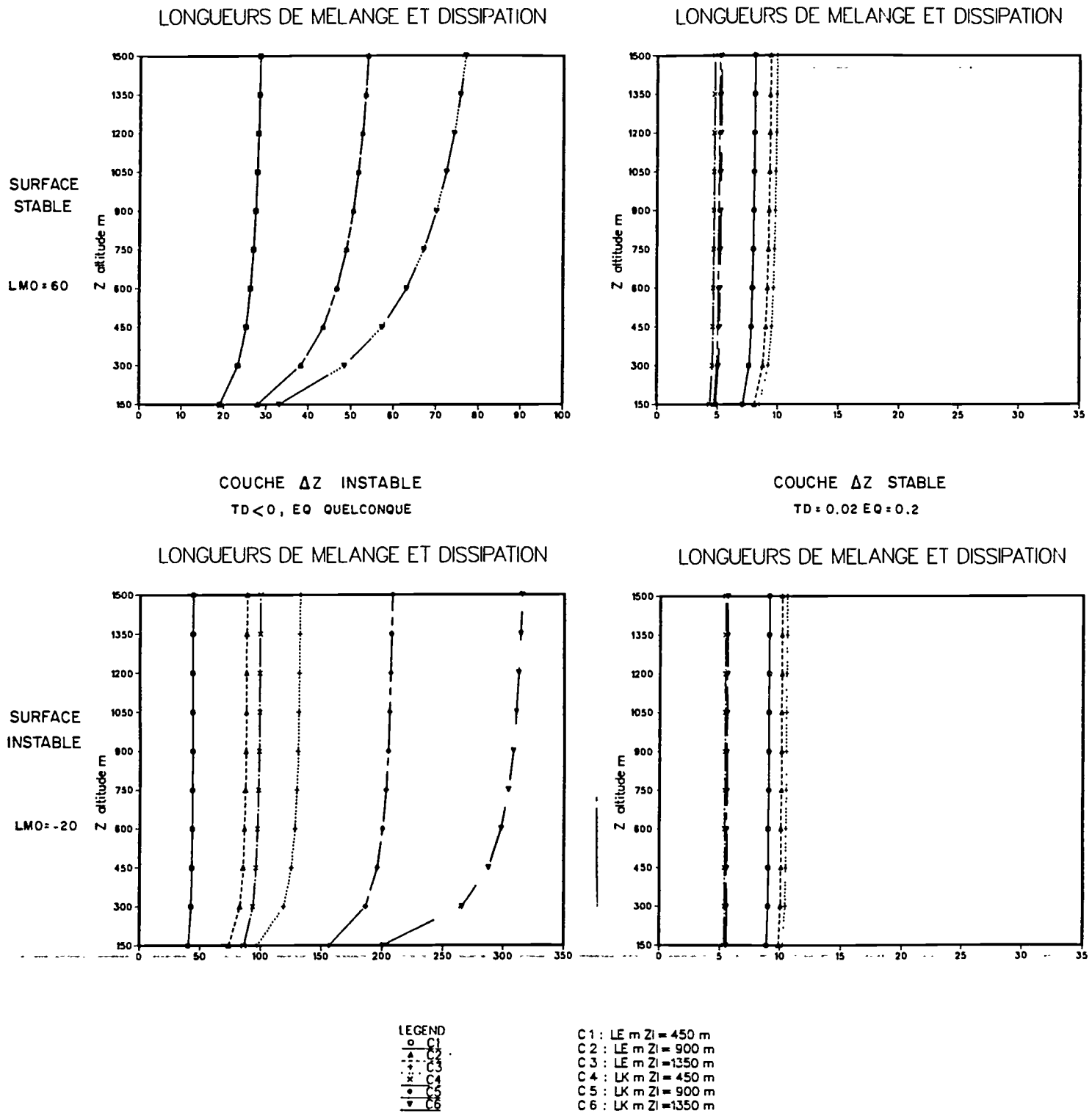


Figure C.1 - Comportement des formules LK, LE

III - FLUX A CONTRE GRADIENT : PHENOMENE ET MODELISATION

La paramétrisation de la turbulence présentée dans ce qui précède intègre un terme à contre-gradient dans le flux vertical de chaleur. La représentation d'un tel terme correspond à une phénomène observé dont l'interprétation a été tentée entre autres par Deardoff (66, 72), sous certaines hypothèses, ($\partial\theta / \partial z$ localement positif (couche neutre ou légèrement stable) et flux de chaleur sensible dirigé vers le haut).

1 - Variance de température

L'équation d'évolution pour la variance de température potentielle $\overline{\theta'^2}$, en hypothèse d'homogénéité horizontale s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\overline{\theta'^2}}{2}\right) = \underbrace{-\overline{w'\theta'}\,\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}}_{(1)} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\overline{w'\theta'^2}}{2}\right)}_{(2)} + \underbrace{\frac{\bar{\theta}}{T}\left[-k\nabla\overline{T'^2} + \overline{R'\theta'}\right]}_{(3)}$$

Dans des conditions quasi stationnaires, le membre de gauche est nul.
Si les signes de $w'\theta'$ et $\partial\bar{\theta}/\partial z$ sont opposés, (1) est un terme de production ce qui suppose que (2) + (3) est négatif.

Le troisième terme est un terme de destruction dans tous les cas. Dans le cas où le terme de diffusion (2) est suffisamment positif pour que 2 + 3 soit positif, cette égalité n'est réalisée que si $w'\theta'$ est du même signe que $\partial\bar{\theta}/\partial z$, soit à contre-gradient.

Le bilan adimensionnel calculé par André (76) sur Voves pour $\overline{\theta'^2}$ montre un terme en gradient (1) négatif (destruction) sur les 3/4 de la couche (calcul 1D, 3ème ordre).

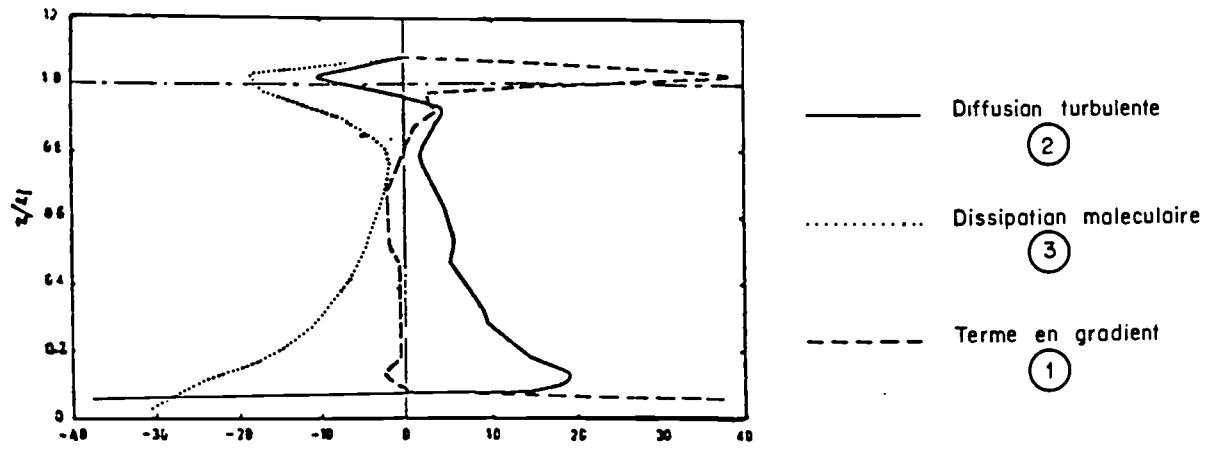


Figure C.2

La production par gradient est importante dans les zones où le gradient de $\bar{\theta}$ est élevé : couche de surface et autour de l'inversion Zi. L'excès de variance produit en Zi est transporté dans la CLA par une diffusion turbulente négative.

Deardoff (66) propose d'exprimer le flux turbulent $\overline{w'\theta'} = - K_H \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \gamma c\right)$ pour conserver une formulation en K_H, où $K_H > 0$. γ_c représente le gradient positif de température potentielle limite compatible avec un flux de chaleur sensible positif.

$$(\text{Si} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} > \gamma_c \quad \overline{w'\theta'} < 0$$

$$\gamma_c = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\overline{w'\theta'^2}}{2}\right) / \overline{w'\theta'}$$

La valeur $\gamma_c = 6.510^{-4}$ K m^{-1}, obtenue d'après une mesure à 650 m au-dessus du sol est souvent utilisée.

2 - Bilan pour le flux de chaleur $\overline{w'\theta'}$

Rappelons qu'en négligeant les termes moleculaires et en terrain homogene l'équation d'évolution pour $\overline{w'\theta'}$ devient : (cf. équation (b) du II).

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{w'\theta'}) = \underset{①}{\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} - \underset{②}{\frac{\partial}{\partial z} \overline{w'^2\theta'}} + \underset{③}{\beta \overline{\theta'^2}} - \underset{④}{\frac{1}{\rho_o} \overline{\theta' \frac{\partial p'}{\partial z}}}$$

Le bilan adimensionnel calculé sur Voves montre une importante production par flottabilité (3) dont une partie est détruite par les effets des presso-corrélations (4), la majeure partie est transportée vers le haut par diffusion turbulente (2).

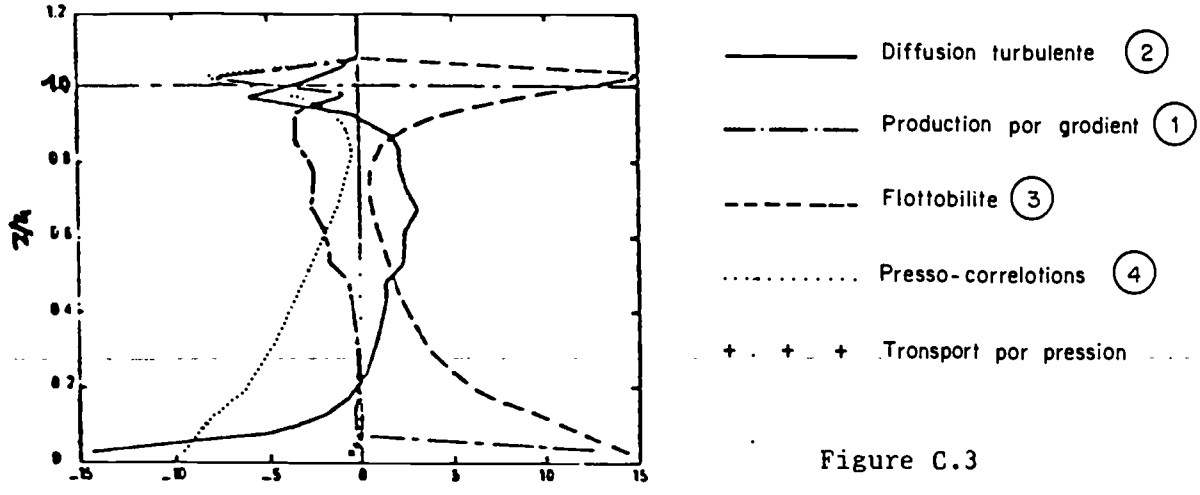


Figure C.3

Sous l'inversion, il y a également une forte production par flottabilité équilibrée en partie par un terme négatif de production par gradient et de destruction par presso-corrélation.
Le terme de diffusion turbulente exporte des flux positifs vers le bas à un taux élevé, de sorte que le flux juste sous l'inversion devient négatif.

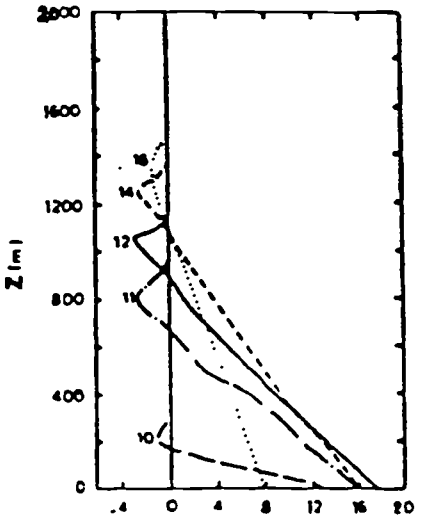


Figure C.4

Exemple d'évolution diurne de flux de chaleur $\overline{w'\theta'}$ (m Ks^{-1})
(André 78 - Wangara D33)

En utilisant d'une part une hypothèse de quasi stationnarité, d'autre part l'hypothèse de retour à l'isotropie pour exprimer les pressocorrélations, on obtient (voir + haut).

$$\overline{w'\theta'} = - K_\theta \left[\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} - (1 - C_7)\ \beta\ \frac{\overline{\theta'^2}}{\overline{w'^2}} \right]$$

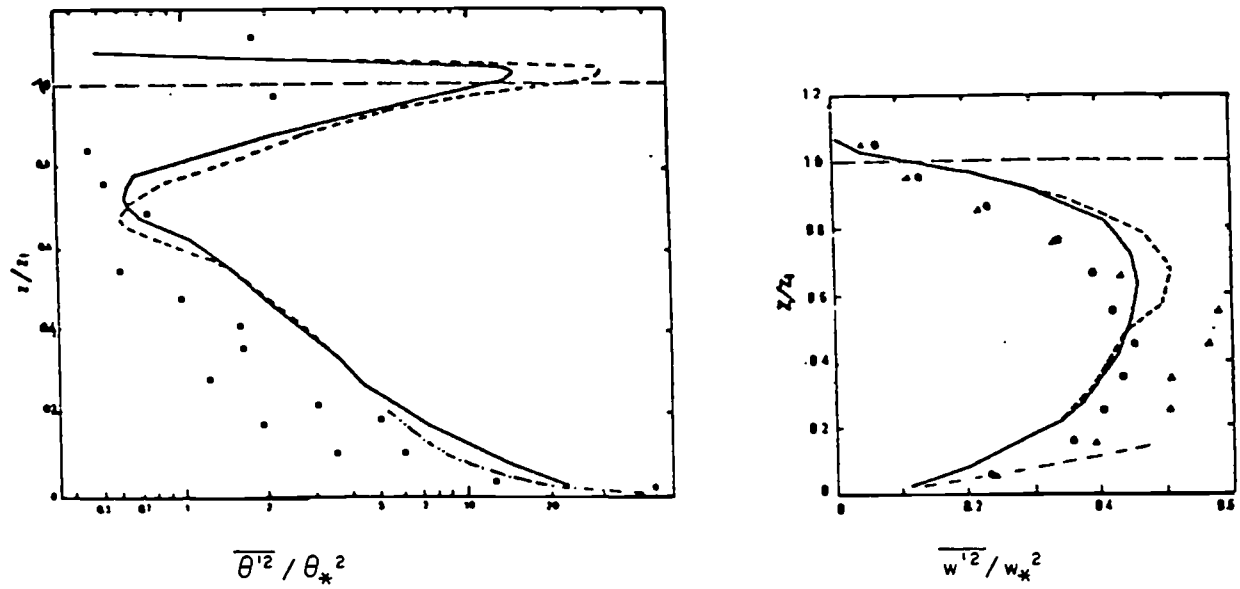
Le contre-gradient $\gamma_c = (1 - C_7)\ \beta\ \dfrac{\overline{\theta'^2}}{\overline{w'^2}}$

Des mesures avions, pour différents plafonds, ont donné des valeurs de cette expression allant de $\gamma_c = 2{,}9 10^{-3}$ à $\gamma_c = 0{,}3 10^{-3}$ K m^{-1}, les valeurs les plus élevées étant obtenues pour les niveaux les plus bas d'une part, les plus proches de l'inversion d'autre part .

On préconise en outre une valeur plus élevée si l'échelle du calcul est grande ou si le pas de temps ne justifie pas l'hypothèse de quasi stationnarité.
(mesures citées dans J.W. Deardoff 1972).

3 - Profils de variances de température et de vitesse verticale

Les simulations des journees de Wangara ou de Voves en utilisant le modele au troisième ordre ont permis à André et All (78) de représenter les allures des profils de variance de température et de vitesse verticale.



Figures C.5 - (Wangara - André et All 78, mesures et calculs)

Pour fournir une expression opérationnelle de γ_θ, Lenschow et all ont dépouillé des mesures en altitude et proposent les formules approchées :

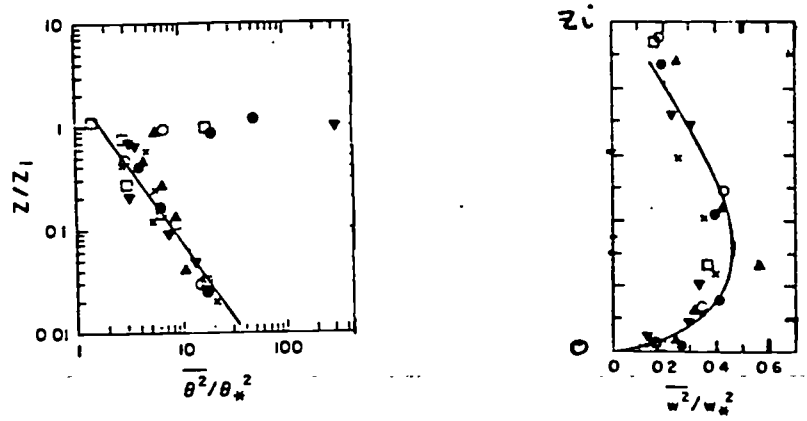
$\overline{\theta'^2} = \frac{1.5\ (Z/Z_i)^{-2/3} \times \theta_*}{w'\theta_0'/w_*}$

θ_* = $w'\theta_0'/w_*$

Z_i = hauteur de la base de la couche d'inversion

w_* = $(\beta \overline{w'\theta_0'}\ Z_i)^{1/3}$

$\overline{w'^2} = 1.8\ (Z/Z_i)^{2/3}\ (1 - 0.8\ Z/Z_i)^2$



Figures C.6 - (Mesures : février 1975 Vols Amtex)

L'expression de $\overline{\theta'^2}$ ne convient pas aux environs de Z_i où les variances mesurées sont beaucoup plus élevées, ceci est dû sans doute au phénomène d'entraînement en présence de brusques variations de θ en Z_i.
Réserve est faite en outre quant à la validité de ces formules en présence de couverture nuageuse ou de changement de phase autour de Z_i.

Therry et Lacarrère ont utilisé ces formules en leur reconnaissant une certaine validité sous $Z = 0.8\ Z_i$ pour former le rapport $(\overline{\theta'^2}/\overline{w'^2})\ /\ (\theta_*^2/w_*^2)$.
Ce même rapport a été extrait de mesures de variances effectuées par Frangi:

z/h	Frangis measurements		$(\overline{\theta'^2}/\overline{w'^2})/(\theta'^2/w^2)$	Lenschow et al.'s formula $(\theta'^2/w'^2)/(\theta'^2/w^2)$
	$(\overline{w'^2}/w^2)$	$(\overline{\theta'^2}/\theta^2)$		
0,1	0,44	6,80	15,5	25,4
0,2	0,46	4,80	10,3	12,1
0,3	0,48	3,55	7,4	8,6
0,4	0,47	2,82	6,0	7,3
0,5	0,45	2,33	5,2	7,0
0,6	0,43	2,24	5,2	7,3
0,7	0,39	2,15	5,5	8,3
0,8	0,33	3,16	9,4	10,4
0,9	0,27	5,62	21,1	
1,0	0,20	11,2	57,3	

Tableau C.1

Par souci de simplicité la paramétrisation proposée par Therry Laccarère utilise une valeur constante pour le rapport

$$\frac{\overline{\theta'^2}}{\overline{w'^2}} \times \frac{w_*^2}{*^2} = 8.33$$

pour toute l'épaisseur de la CLA;

Ce qui fournit pour le contre gradient :

$$\gamma_c = 5\ \beta\ \frac{\theta_*^2}{w_*^2} = 5\ .\ \frac{H_*}{w_*\ .\ z_i} = 5\ \frac{H_*}{(\beta\ H_*\ z_i)^{1/3}\ z_i}$$

La variabilité du contre gradient se réduit donc à une variabilité horizontale, le cas échéant. Il augmente à mesure que la convection libre se développe (Hs croît) mais est limité par la coissance simultanée de Z_i.

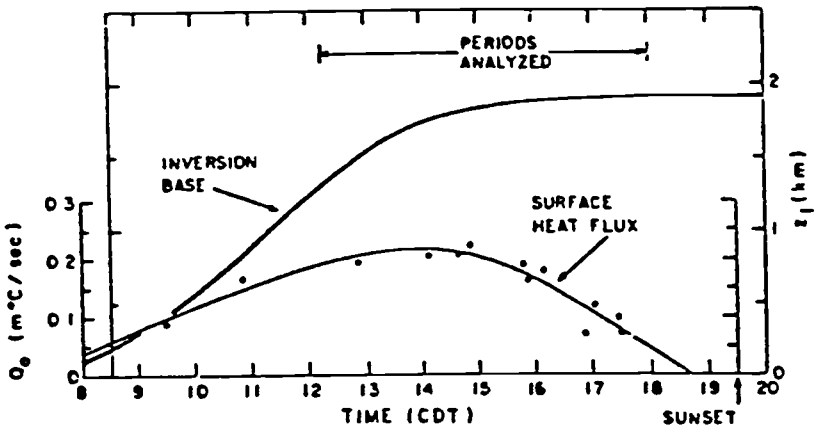
IV - EPAISSEUR DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE

L'épaisseur de la couche limite atmosphérique, siège des phénomènes de mélange turbulent, est une donnée essentielle des modèles simples décrits plus haut. Dans le modèle en énergie cinétique les longueurs caractéristiques utilisées dépendent directement de la hauteur Z_i de façon croissante.

1 - Comportement Diurne

Dans les situations où la convection domine et où une couche d'inversion a été développée, les phénomènes turbulents sont bloqués en altitude. On assimile alors la base de la couche d'inversion au sommet de la couche limite.

Des campagnes de mesures ont permis de suivre l'évolution de l'inversion parallèlement à l'histoire diurne du flux de surface.



Evolution diurne du flux de chaleur en surface
et montée de l'inversion associée
(Kaimal et all)

Figure C.7

Pour une situation convective en ciel clair, Z_i va croître au fur et à mesure que le rayonnement reçu réchauffe la surface terrestre jusqu'à une certaine altitude de l'ordre de 1 à 2 km, où elle va se stabiliser et persister ensuite alors que, avec la tombée de la nuit, le flux de chaleur sensible change de signe. La dissolution de la couche convective a lieu en général avant même le coucher du soleil et de façon très rapide (Kaimal constate un changement de signe du profil des flux, du sommet vers le sol, en quelques minutes).

2 — Couche limite nocturne

Estimer h en situation nocturne, alors que la surface se stabilise sous l'effet du refroidissement au sol relève d'une autre définition. Face à l'extinction des phénomènes turbulents en situation stable, le phénomène de refroidissement radiatif devient significatif.

On considère comme une bonne évaluation de l'épaisseur de la couche limite, $h = .3\ U_*/f_c$. Cette estimation privilègie les causes dynamiques du mélange turbulent (vitesse en surface, rugosité dynamique ...).

Par vent faible ou nul, seule la prise en compte de la divergence des flux radiatifs permet de transmettre le refroidissement aux couches élevées.

En l'absence de paramétrisation de ce terme complexe, on peut introduire un coefficient d'échange dit "pseudo-radiatif" qui impose un mélange "minimum" ($K = Ku + Ko$).
(Blackadar $Ko = 0.5\ m^2s^{-1}$; Zhang et Anthes $Ko = 1\ m^2s^{-1}$).

L'expression $h = .3\ U_*/f_c$ a pour origine la solution quasi stationnaire d'une équation prognostique en h proposée par Deardoff, en situation neutre, sans advection horizontale, ni mouvement vertical.
(Deardoff Peterson 1980, Pielke Mahrer 1975).

3 - Modèle

La variation de h sur un cycle diurne complet, avec la paramétrisation EKE est obtenue de la façon suivante :

en situation instable : diagnostique de l'altitude où le flux de chaleur vertical est minimal
en situation stable : $h = .3\ U_*/f_c$

A chaque pas de temps, et en chaque point on construit la parabole qui relie le minimum de flux de chaleur aux deux niveaux de calcul qui l'entourent.
On considère comme lieu effectif de la base de la couche d'inversion le minimum de cette parabole.

L'algorithme utilisé, mis en oeuvre sur une couche limite dont la résolution verticale est faible, calcule une évolution en escalier, de niveaux de calcul en niveaux de calcul.

La figure 8 montre la variation de h sur un cycle diurne complet simulée par HERMES, en utilisant les données de surface mesurées à Voves.

EPAISSEUR COUCHE LIMITE CALCULEE

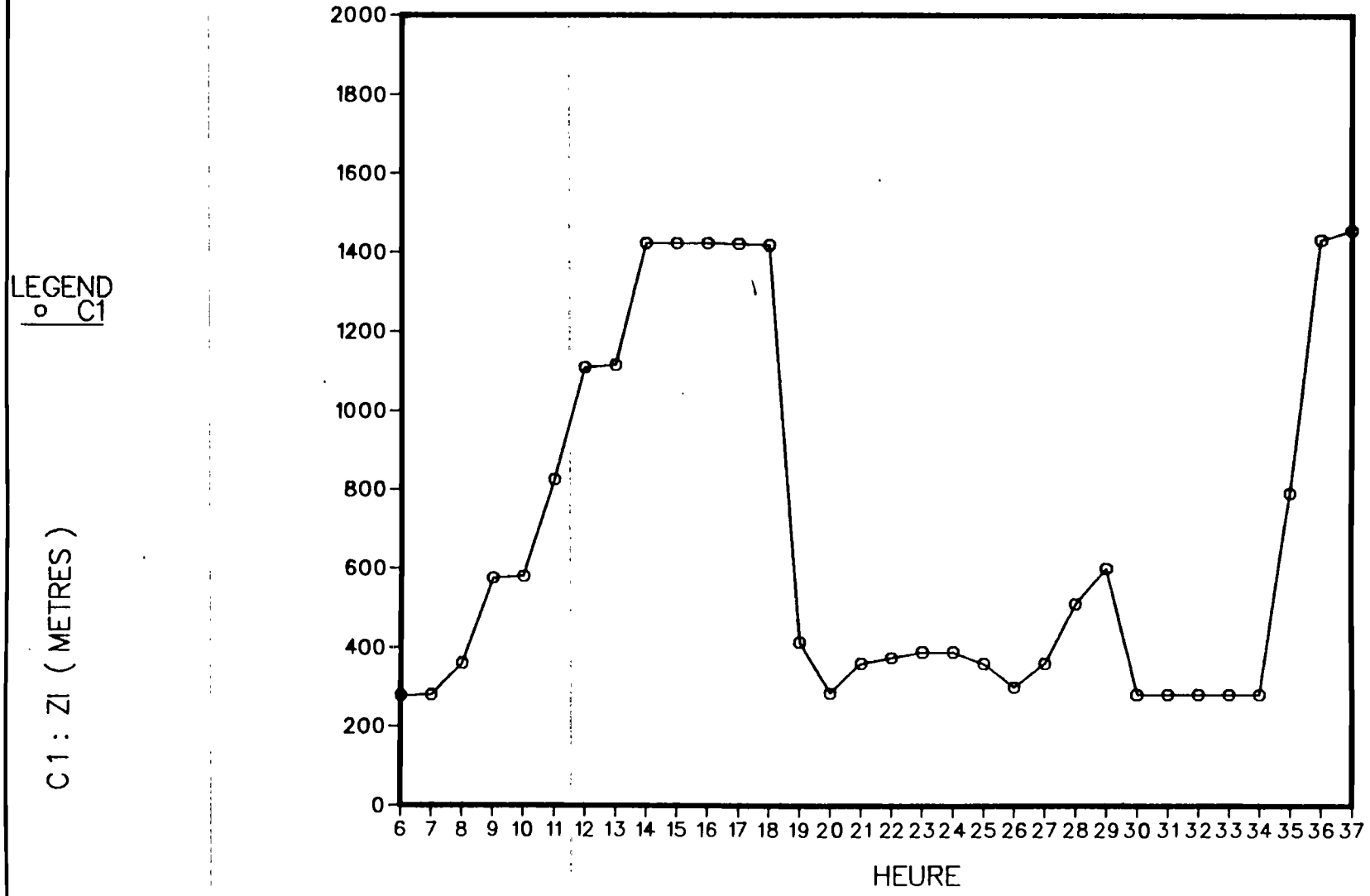


Figure C.8

D — TESTS D'IMPLANTATION DU MODELE DE TURBULENCE

Les tests d'implantation du modèle de turbulence en énergie cinétique ont été réalisés à l'aide des données disponibles sur le site de Voves. Ces données ont en effet servi à André (76) pour des simulations unidimensionnelles à l'ordre 3 et ces résultats sont assez bien documentés pour servir de base de comparaison.

Différents aspects ont guidé les essais préliminaires : performances du modèle vis-à-vis de la résolution verticale, initialisation et forcing 1 et 3D, évolution de la hauteur de la couche limite, bilan pour e, influence du contre-gradient, comparaison avec la paramétrisation d'O'Brien.

Cette démarche a permis de tester le caractère opérationnel de la nouvelle version du code et de vérifier son "bon" comportement en domaine plat, sous des conditions atmosphériques uniformes, en présence d'un forcing évolutif au sol.

Cette validation devra être complétée sur des cas plus "réels" : présence de relief, conditions aux limites évolutives, couplage sol-atmosphère par le biais du modèle d'interface.

I - PRESENTATION DES DONNEES DE VOVES

On trouvera dans (André, 1980), une description détaillée de la campagne de Voves (Beauce Chartraine, Figure 1), ainsi que des références complémentaires.

Les conditions réunies lors de cette campagne sont proches de l'homogénéité horizontale : culture de blé en plaine, avant moisson sous ciel clair (2-4 juillet 1977).

Il s'agissait d'obtenir les caractéristiques complètes de l'atmosphère au cours d'un cycle diurne : profils moyens et structure turbulente, afin de pouvoir valider des codes de simulation d'ordre élevé.

Ces mesures ont été en particulier exploitées par (André, 1980) (période du 2 juillet 6 h au 3 juillet 15 h) pour valider le code développé par la Météorologie Nationale qui traite les équations des corrélations statistiques jusqu'à l'ordre 3, notamment en ce qui concerne l'évolution nocturne de la couche limite planétaire.
(André et ali 76 a et supra).

Les essais d'implantation de la formulatin dite EKE des flux turbulents verticaux dans le code HERMES ont été réalisés avec, comme conditions initiales, des profils déduits des mesures recueillies à Voves.

La période choisie (ciel clair) nous assure une humidité faible dans l'atmosphère et nous évite d'avoir à traiter les phénomènes liés à la condensation, non encore introduits dans le modèle.

L'ensemble des données comprend, pour des niveaux de pression allant du sol (1024 mb) jusqu'à une altitude de 2,3 km environ (780 mb), les profils de rapport de mélange q, de température potentielle θ , les composantes horizontales du vent U et V (Figures 2 à 5).

Pour les simulations HERMES, nous avons dû compléter ces profils jusqu'au sommet du modèle (500 mb). Des tests ont montré que ces niveaux, situés hors couche limite, n'ont que peu d'influence sur son évolution.
(u, v : constant, θ : profil légèrement stable, q : constant)

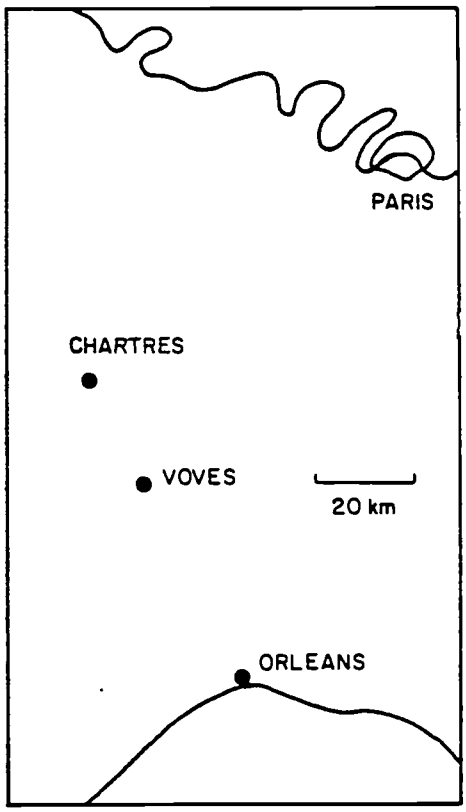
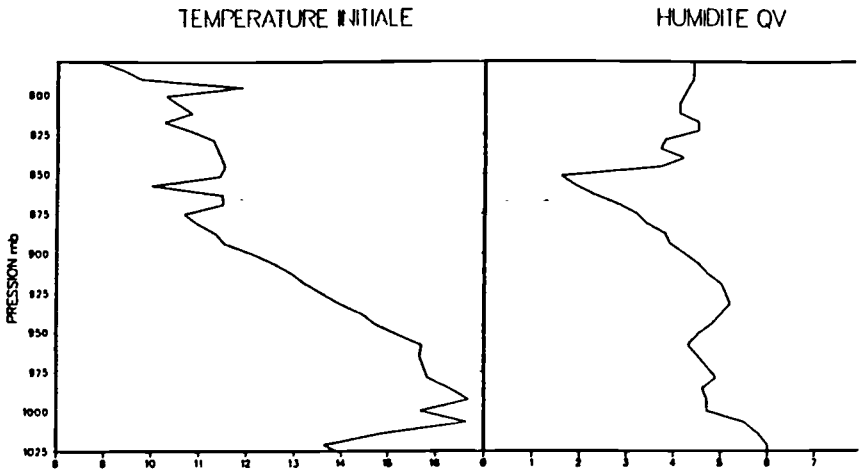
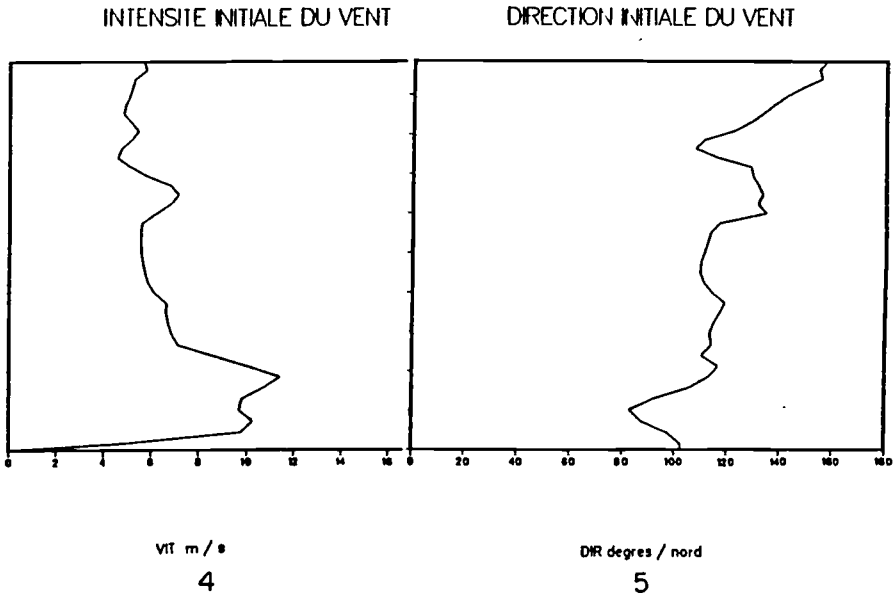


Figure 1 - Localisation du site de Voves

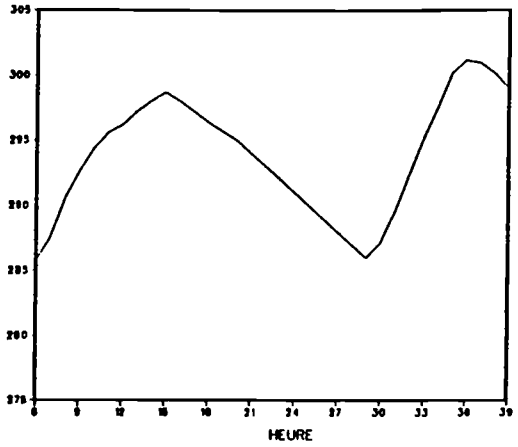




Figures D.2 à 5 - Données mesurées

Les variables au sol (flux de surface, température) ont été forcées par les évolutions temporelles mesurées à la fréquence horaire.

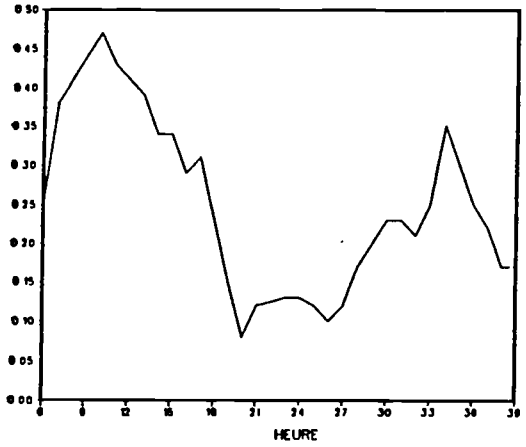
TEMPERATURE SOL



TS , Kelvin

6

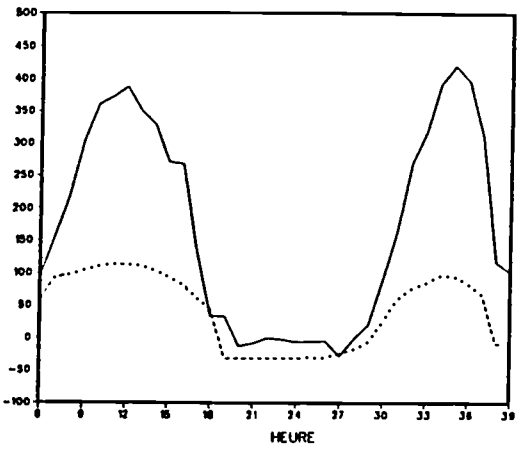
VITESSE DE FROTTEMENT



Ux, $m\,s^{-1}$

7

FLUX DE SURFACE



8

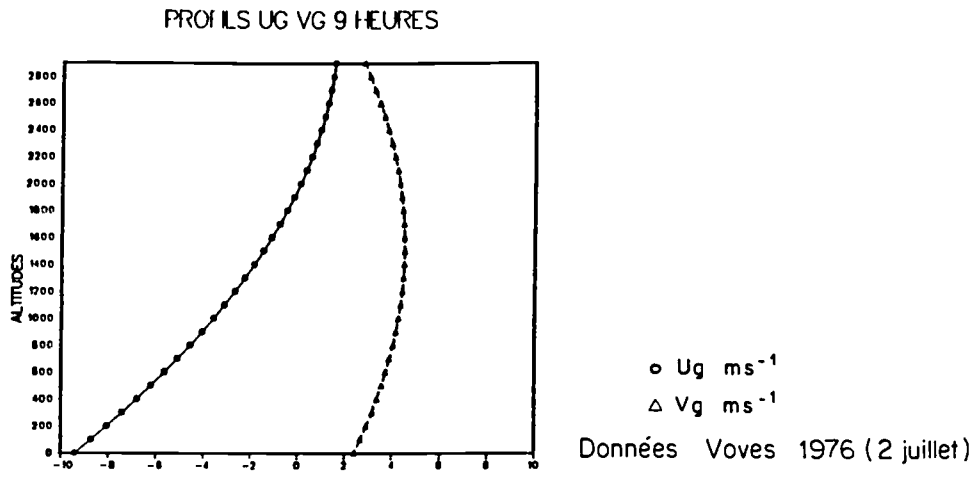
——— HL flux de chaleur latente W m^{-2}

------ HL flux de chaleur sensible W m^{-2}

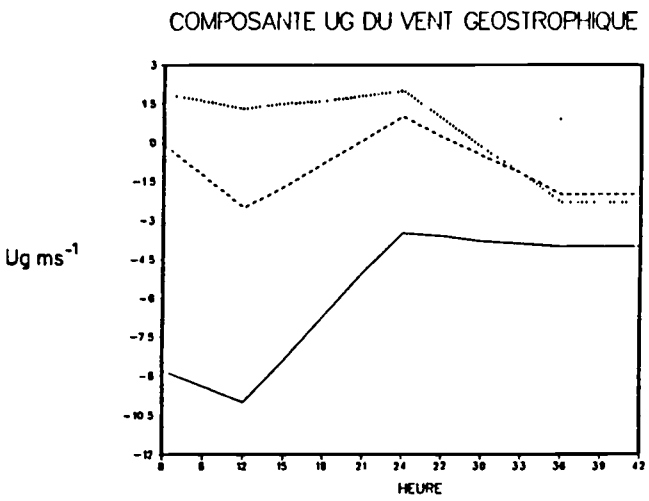
Figures D.6 à D.8

Evolutions Diurnes 2 et 3 juillet 1976 (Voves)

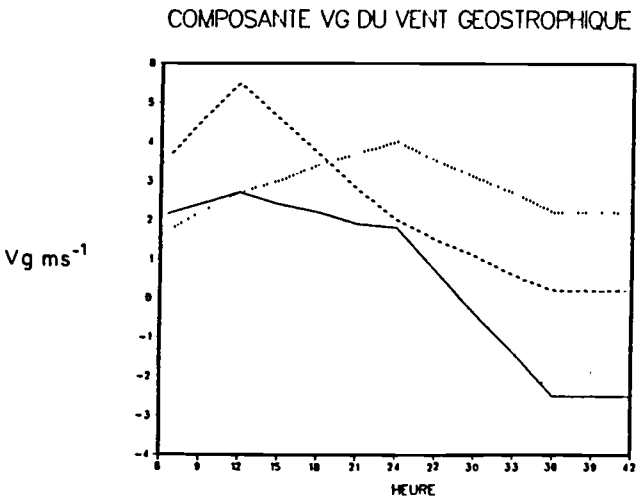
L'information disponible sur l'environnement à plus grande échelle de Voves est contenue dans la donnée trihoraire des profils de vent géostrophique, aux niveaux de pression mer, 850 mb, et 700 mb (Figures 9 à 11). Ces données sont utilisées en simulation unidimensionnelle comme forcing à grande échelle. Les valeurs subissent une double interpolation, quadratique d'une part sur la verticale, linéaire d'autre part en fonction du temps (voir Initialisation, chapitre A-V).



9



10



11

P mer
850 mb
700 mb

Figures D.9 à D.11

Vent Géostrophique mesuré

II - INFLUENCE DE LA RESOLUTION VERTICALE EN SIMULATION 1D

Une version du modèle d'origine de Therry étant disponible, nous avons pu effectuer des calculs préliminaires en 1D sur les données de Voves.

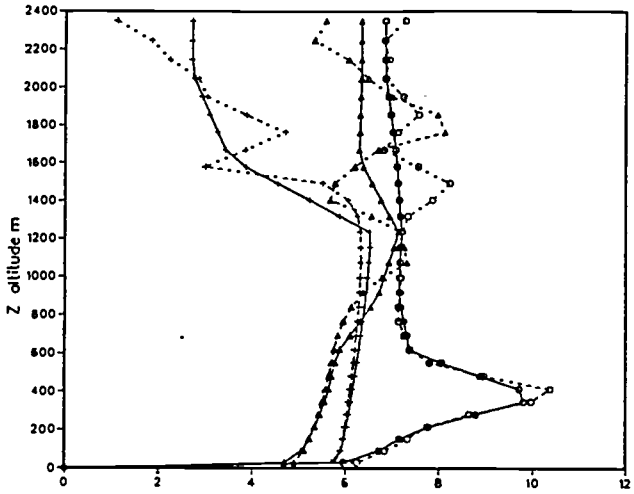
Cette version, qui traite une grille verticale de 30 niveaux dont le sommet est situé à 2400 m a été utilisée selon une procédure analogue à celle décrite précédemment (forcing sol et sommet).

Un terme d'advection d'humidité, évalué à partir de mesures, conduit l'évolution de q.
L'ensemble des équations pour les variables u, v, θ , q et $\overline{e}$ est résolu de façon implicite.

Quelques modifications ont été apportées à cette version (Clermont-Ferrand, LAMP) pour tester ces mêmes conditions de simulation sur une grille verticale définie d'après les mêmes relations que celles utilisées par Nickerson (ν -niveaux) qui comporte 9 niveaux (ν = 1 à ν = 0.6) entre le sol et le sommet du modèle.

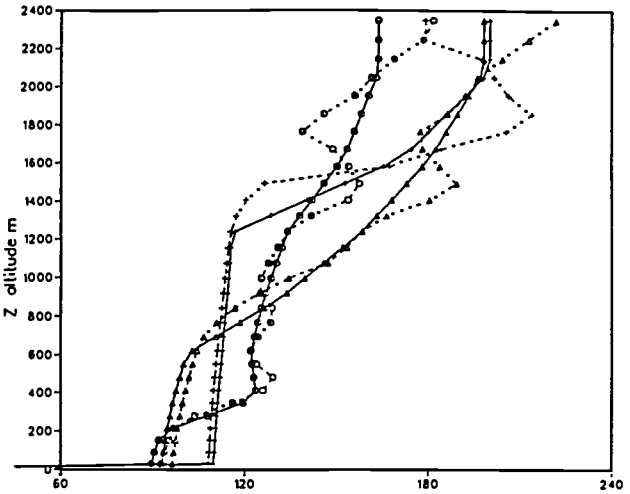
Les résultats obtenus dans les deux cas sont comparés sur les profils des grandeurs moyennes (Figures D.12 à D.15).

EVOLUTION MODULE DU VENT



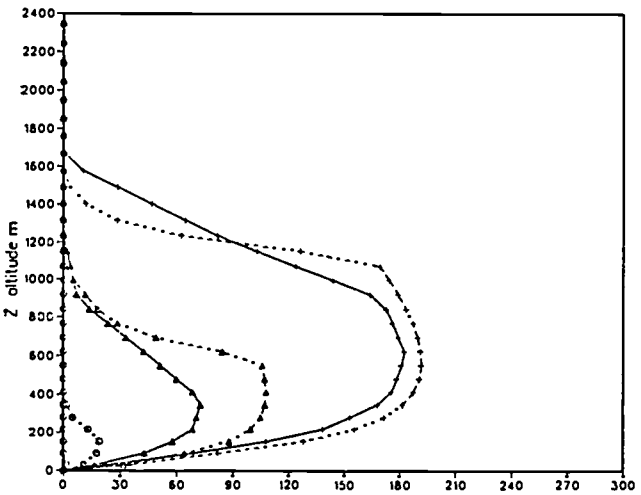
D_12

EVOLUTION DIRECTION DU VENT



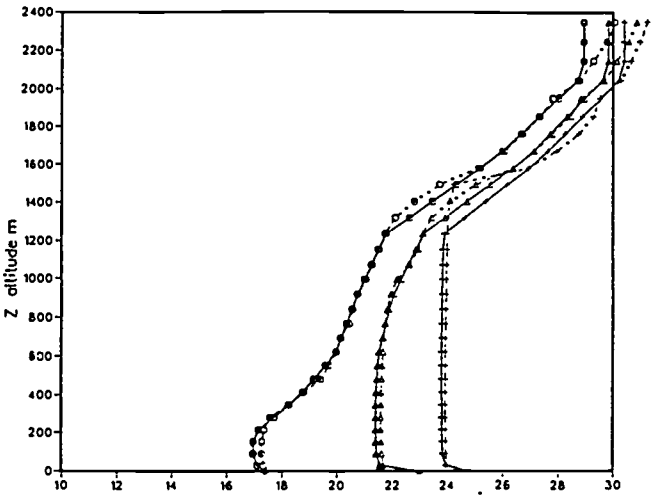
D_13

EVOLUTION DIFFUSIVITE



D_14

EVOLUTION TEMPERATURE POTENTIELLE



D_15

——— 9 niveaux

------- 30 niveaux

o 9 heures

△ 12 heures

\+ 16 heures

Evolutions calculées par HERMES

Dans ce cas, la perte de précision due à la diminution de la résolution affecte surtout la structure dynamique de l'écoulement, au-delà de 1200 m, c'est-à-dire hors de la zone d'homogénéisation importante par transferts turbulents, là ou la résolution est la moins favorable.
Dans la couche limite elle-même, les résultats permettent d'envisager assez favorablement l'utilisation d'une telle description de la CLA dans le code 3D HERMES, malgré sa faible résolution.

III - CONDITIONS DE SIMULATION TRIDIMENSIONNELLES

Il convient tout d'abord de rappeler que les simulations de références effectuées par André (80) prennent en compte des processus physiques représentés en 1D, et ignorés par HERMES en 3D.
(rayonnement nocturne en particulier).

1 - Domaine et initialisation

Nous avons choisi un domaine carré de 100 km de côté, plat, et une maille de 5 km. Les profils mesurés à Voves (6 h, le 2 juillet) sont introduits de façon uniforme en tout point du maillage.

A ce stade de développement d'HERMES (voir chapitre sur l'initialisation, A, V) on ne peut qu'imposer sur les champs initiaux un gradient de pression horizontal uniforme et constant avec l'altitude ainsi qu'un gradient de température. Nous laissons donc de côté une part importante de l'information contenue dans la répartition des isobares et leur évolution (voir conditions limites, A, VI).

De ce fait, les évolutions des structures dynamique et thermique simulées par HERMES, non pilotées à grande échelle, présentent des écarts plus ou moins remarquables avec les évolutions de référence 1D.

On notera en effet l'importance du terme "P" dans les bilans 1D pour u et v (figure D.16) et du terme "A" d'advection horizontale pour θ (figure D.17). (André Lacarrère 80 : modèle 3ème ordre, 1D).

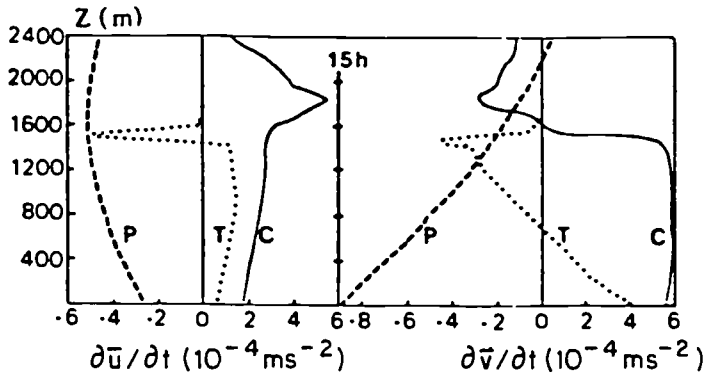


Figure D.16
(André, 80)

(2 juillet)

———— Force de Coriolis $C = f\,(\bar{v}, \bar{u})$

– – – – – – – Grodient de pression $P = -f\,(vg, ug)$

..... Tronsport turbulent $T = \left(-\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}, -\frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}\right)$

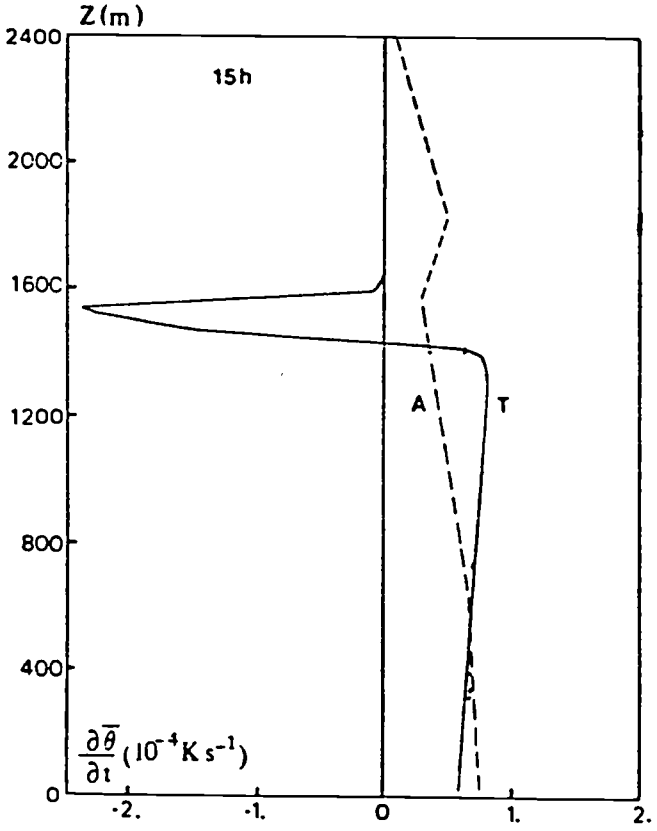


Figure D.17
(André, 80)

(2 juillet)

– – – – – – Advection horizontole $A = -\bar{U}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \bar{V}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y}$

———— Divergence du flux turbulent $T = -\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}$

L'évolution diurne des profils moyens calculés en 1D avec un teme d'advection horizontale pour θ et q et forçage par gradient de pression synoptique illustre bien l'importance de ces termes dès que les termes de turbulence sont nuls, au-dessus de la couche limite (Figures D.18 et D.19).

EVOLUTION MODULE DU VENT

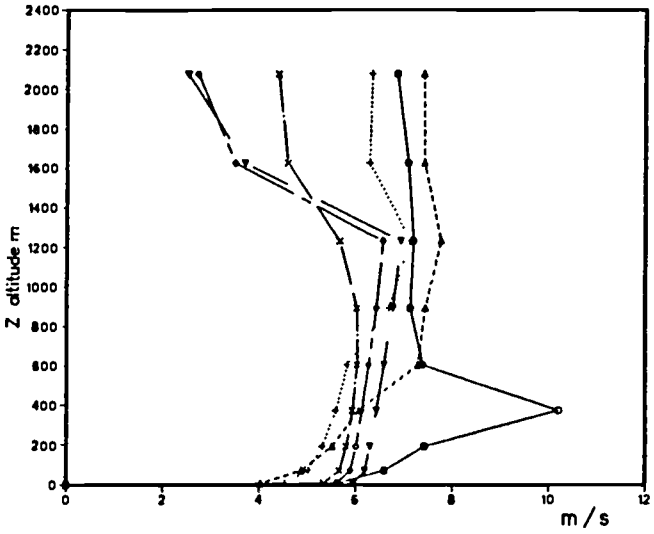


Figure D.18

EVOLUTION HUMIDITE

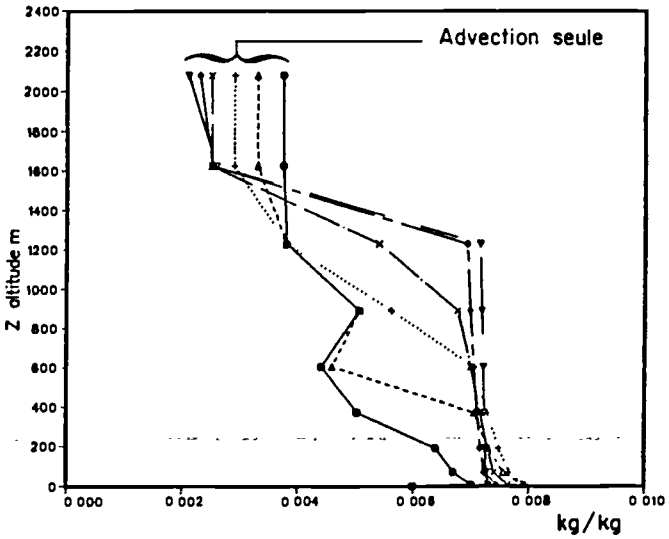


Figure D.19

Evolution diurne (8h-18h) simulée version 1D.
Modèle EKE , 9 niveoux

Il est important de conserver ces limitations à l'esprit lorsque nous présenterons les résultats de calculs effectués sans pilotage à grande échelle, évolutif au initial.

2 - Conditions limites latérales

Nous avons évoqué plus haut l'état de développement du code 3D en ce qui concerne la définition des conditions limites et leur validation.

L'application sur terrain plat et homogène ne rend pas primordial et déterminant cet aspect des conditions de simulation, auquel nous serons de nouveau confrontés par la suite (relief, forcing thermique non homogène, etc).

Dans ce cas les simulations ont été effectuées avec :

$\pi = P_s - P_T$ calculé sur les frontières
u, v conditions de Neuman
H, Q, e conditions de Neuman

3 - Conditions limites inférieures

Les données de flux de chaleur latent et sensible, de vitesse de frottement et de température au sol sont interpolées linéairement pour fournir, à chaque pas de temps, le forçage au sol, introduit de façon uniforme sur le domaine.
La donnée de rugosité n'est donc pas utilisée dans ce cas.

L'uniformité de ce forçage conduit à émettre quelques réserves puisque, dans le même temps, et du fait de l'advection par exemple, la structure atmosphérique au sommet de la couche de surface peut évoluer de façon non homogène.

Il serait à revoir par exemple si l'on envisageait de travailler avec un gradient horizontal de température ou de pression.

4 - Limite supérieure

La limite supérieure est définie par la donnée du niveau de pression au sommet du modèle P_T.

Les conditions retenues à la limite supérieure sont :

u, v : Dirichlet
H, q : Dirichlet
vitesse verticale $\dot{\sigma} = 0$ au sommet.

Des simulations ont été réalisées avec P_T = 500 mb (Z $\simeq$ 5000 m sur terrain plat) et P_T = 700 mb (Z $\simeq$ 3000 m).

Le sommet est donc situé, pour ces deux cas, au-delà de l'éventuelle épaisseur de la couche limite considérée et, sur terrain plat et uniforme, les conditions retenues ont peu d'influence sur l'évolution des quantités en-dessous.

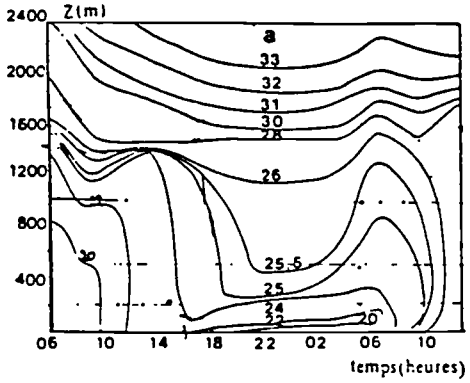
5 - Période simulée - Phase nocturne

La période simulée commence à 6 heures du matin, heure locale. Les données sont disponibles pour une période de 33 heures jusqu'au lendemain 15 heures. Il est donc a priori possible de simuler un cycle diurne complet, avec phase nocturne.

Des simulations sur 33 heures ont été réalisées, avec la version unidimensionnelle de Therry, une version 1D d'HERMES ou la version 3D. Aucune de ces versions ne prend en compte le refroidissement radiatif nocturne et chacune présente par conséquent une mauvaise évolution de la couche limite nocturne, visible sur les profils de θ .

La simulation menée par André Laccarère (80) qui prend en compte la divergence du flux radiatif nocturne a elle-même du mal à représenter ce refroidissement (Figures D.20 et D.21).

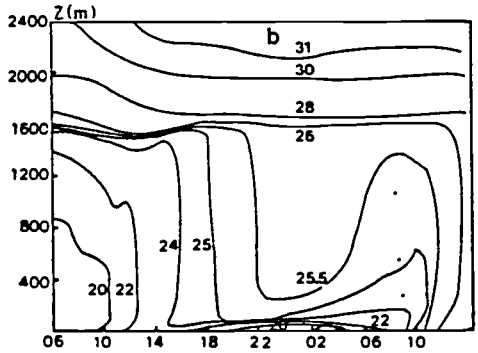
Un effort devrait être porté ultérieurement pour introduire au mieux cet effet dans notre modèle, l'importance du terme radiatif (R) est mis en évidence par la figure D.22.



Température potentielle

Mesurées

D.20



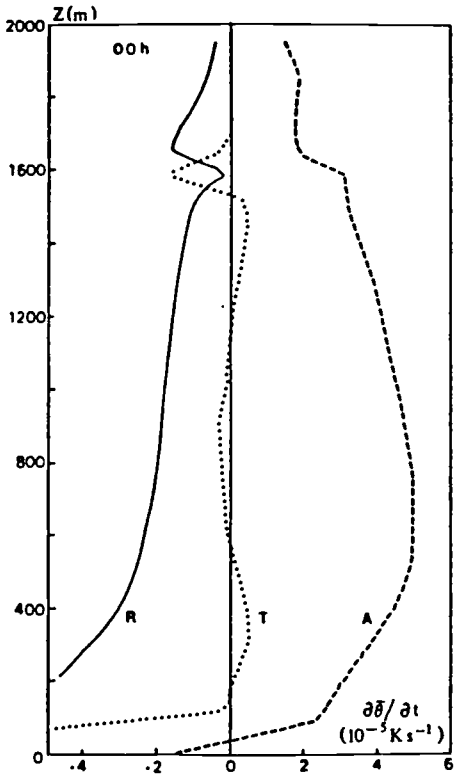
Calculées

D. 21

Evolution diurne de la température potentielle

Voves 2 et 3 juillet 76

(André Lacarrère 1980)



D. 22

Bilan nocturne de température (00h)

R Refroidissement radiatif

T Transfert turbulent

A Advection

IV - SIMULATIONS DE CYCLES DIURNES

Des simulations similaires ont été effectuées, toutes autres conditions semblables, à l'aide de la paramétrisation d'origine O'Brien, où la hauteur de couche limite est fixée à 1500 m et à l'aide de la version EKE.

Nous présentons les résultats obtenus par HERMES pour la période diurne (P_T = 700 mb), en illustrant certains éléments de la paramétrisation : évolutions de l'épaisseur de la couche limite, bilan pour e, influence du contre-gradient, etc.

Les journées du 2 et 3 juillet à Voves présentent une évolution classique de la température au sol et des flux de chaleur sensible et latente en surface. Dans de telles conditions, on observe en principe une montée progressive du sommet de la couche limite durant laquelle l'instabilité de la couche de surface augmente le mélange dans les couches supérieures, suivie d'une chute plus ou moins brutale quand le signe des flux s'inverse. Dans notre cas c'est le signe du flux au sol qui commande la chute de Z_i.

1 - Evolution de Z_i :

L'évolution diurne de Z_i est tracée (échantillonnage 1/2 heure) sur la même figure que l'évolution du maximum d'énergie cinétique sur la verticale et du maximum de diffusivité turbulente (Figure D.23). Ce schéma montre une évolution "en escalier" de Z_i entre 6 et 18 heures le 2 juillet.

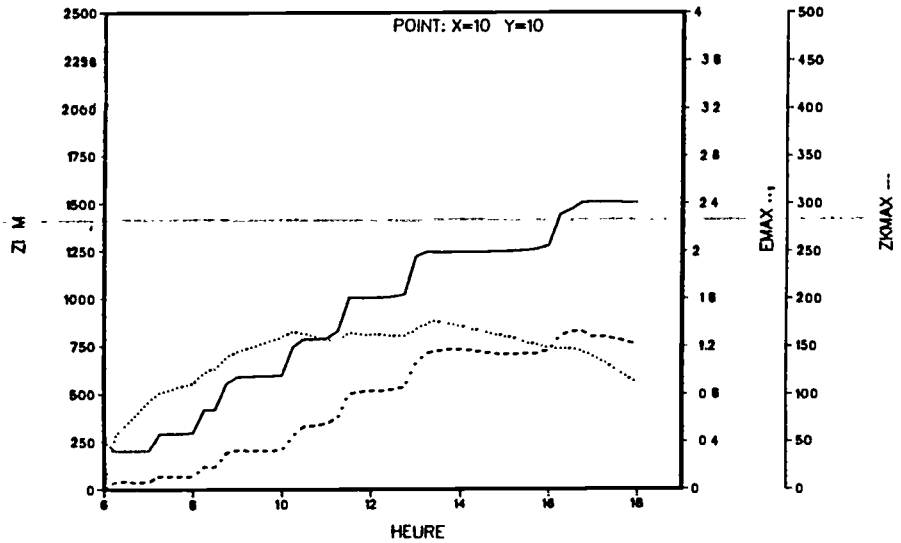


Figure D.23

Evolution de Z_i, des moximum d'énergie cinétique turbulente et de diffusivité turbulente
(——) (·····) (----)

L'algorithme utilisé pour déterminer Z_i (voir C.IV) ne permet pas d'éviter ce comportement, le lieu du minimum de flux passe d'un niveau de calcul à un autre en quelques pas de temps. Ce comportement explique les différences obtenues lors d'une simulation sur une autre grille (P_T = 500 mb) : avec moins de niveaux sous 2000 m, la couche limite atteint plus tôt 1500 m (figure D.24).

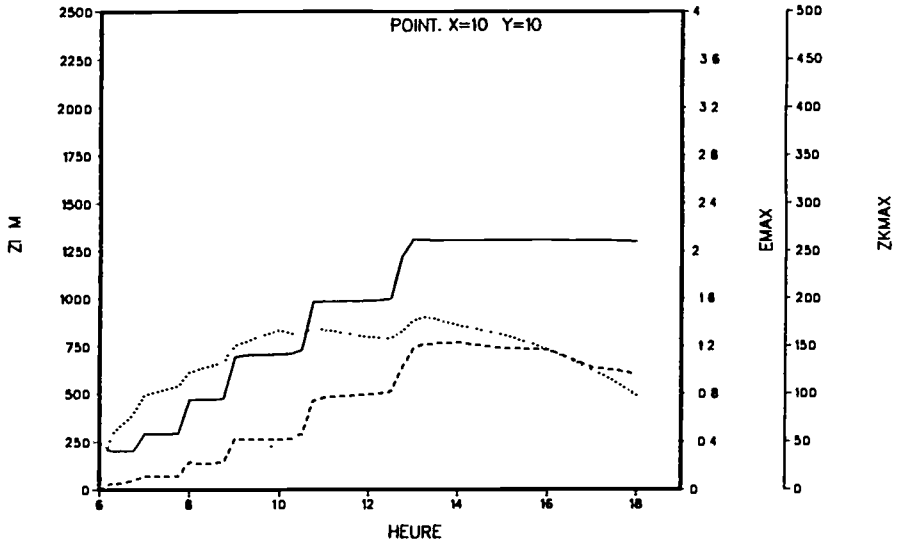


Figure D.24

Voir figure D.23 pour P_T = 500 mb

2 - Flux de chaleur vertical et température potentielle

L'évolution diurne du profil de flux de chaleur vertical est un élément essentiel puisque sa forme détermine le diagnostique de l'épaississement de la couche limite.

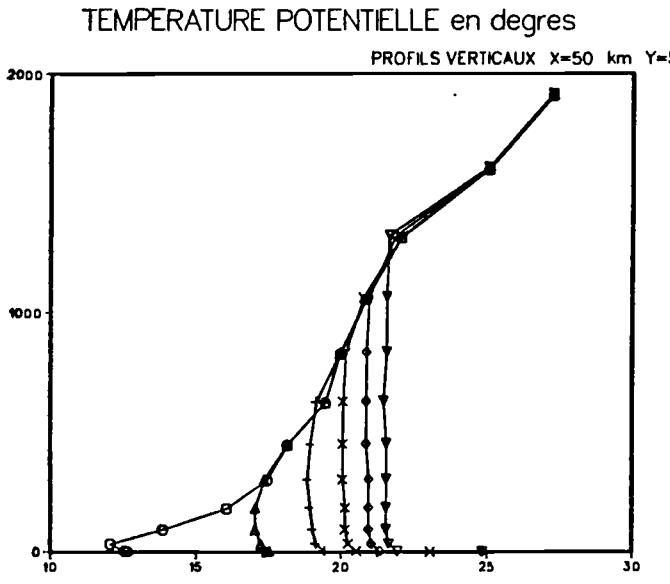


Figure D.25

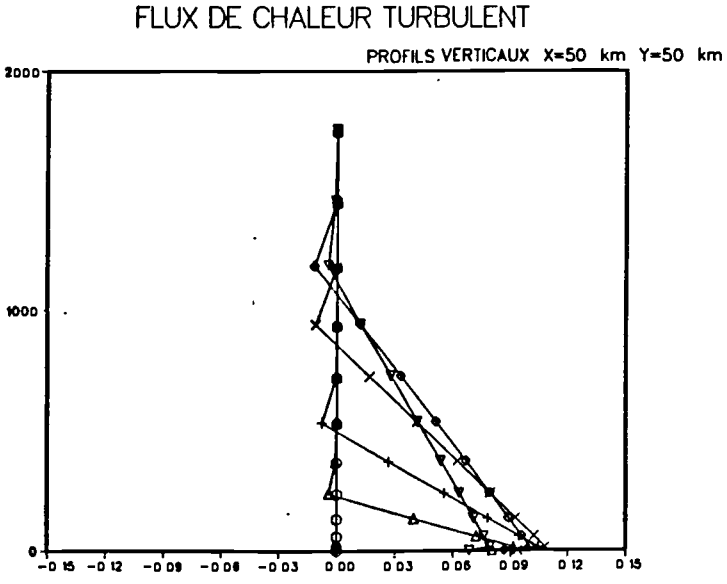


Figure D.26

o 6 heures
x 12 h
△ 8 h
◇ 14 h
\+ 10 h
▽ 16 h

Un flux négatif assez significatif n'est obtenu qu'en un seul niveau de calcul, alors qu'au-dessus il prend une valeur quasiment nulle (Figure D.26). De ce fait, la construction de la parabole ne permet pas d'éviter la croissance en escalier.

Les profils calculés par André Laccarère ne sont pas en contradiction avec les notres (Figure D.27).

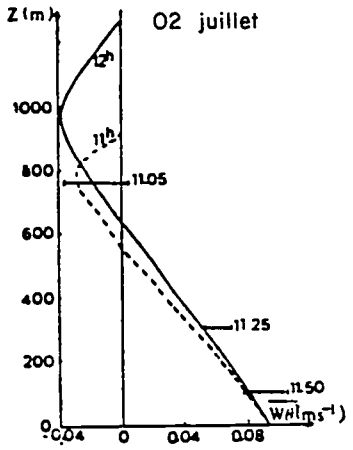


Figure D.27

L'évolution des profils de température potentielle (Figure D.25) reproduit bien le mélange progressif au sein de la couche limite où la surface restant instable, le profil s'uniformise en altitude.

Le niveau situé, au sommet de la couche limite, subit un léger refroidissement par rapport au profil d'origine alors que les niveaux au-dessous voient leur température potentielle augmenter. On voit dans ce phénomène un effet d'entraînement d'air chaud au niveau de l'inversion dans la couche limite.

La température moyenne sous Z_i reste inférieure à celle calculée par Therry (ou celle mesurée), ce qui n'est pas surprenant puisque l'advection due à l'écoulement calculé à moyenne échelle (advection "méso") est de beaucoup inférieure au forcing synoptique.

3 - **Vent** :

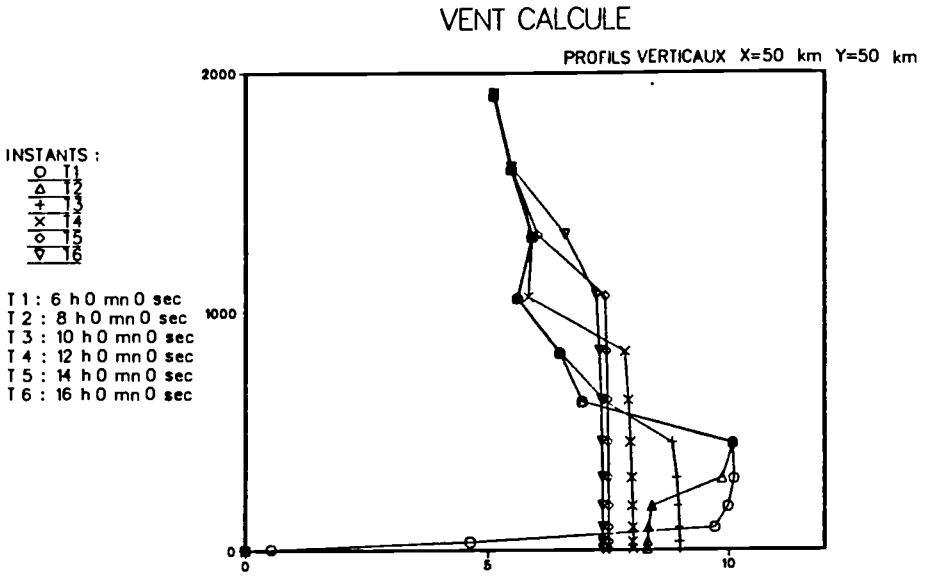


Figure D.28

Le vent est homogénéisé au fur et à mesure que la couche s'épaissit. Le profil ne varie pas au-delà des niveaux concernés par le mélange. Les autres termes du bilan de quantité de mouvement sont quasiment nuls (advection méso, gradient de pression...). Sans forçage extérieur, on ne comparera pas ces sorties à l'évolution réelle ou calculée en 1D.

4 - **Diffusivités et longueurs de mélange** :

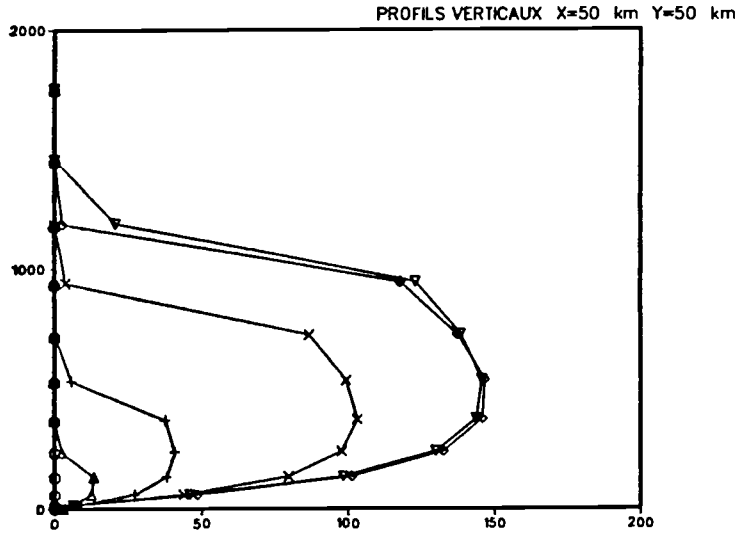


Figure D.29

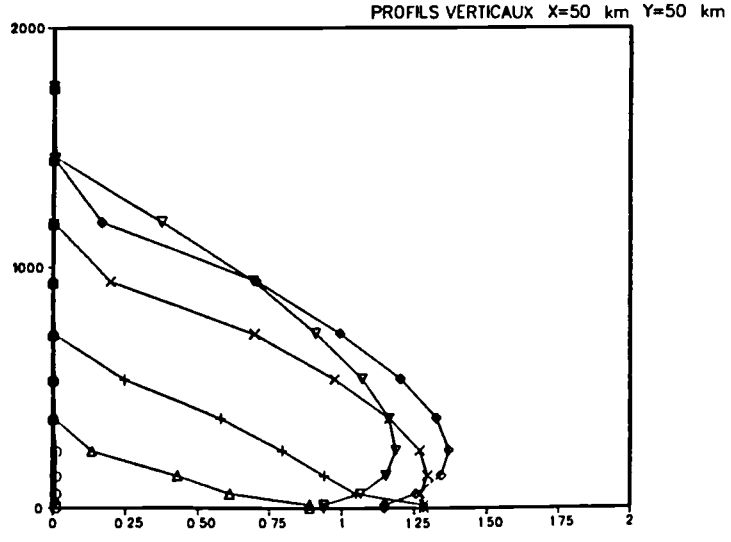


Figure D.30

Les diffusivités turbulentes K_z l'énergie cinétique e et l'épaisseur Z_i atteignent leurs valeurs maximales après 14 heures (Figures D.29 et D.30).

Les longueurs de mélange sont alors assez élevées (> 300 m) (Figure D.31).

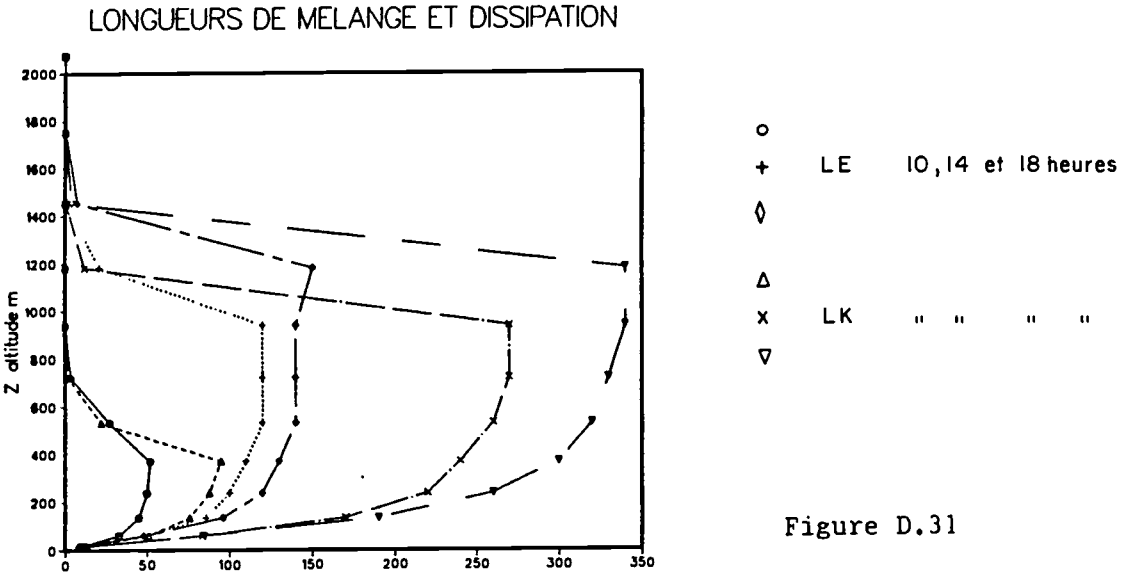


Figure D.31

5 - Energie cinétique :

Le bilan pour l'énergie cinétique moyenne à 14 heures montre de bonne similitudes avec le bilan présenté par André Laccarère (80) en modèle au 3è ordre. (Figures D.32 et D.33).

Les profils des différents termes ont des allures similaires.
Les comportements particuliers observés au niveau de l'inversion (maximum locaux pour B, M, minimum pour D et T) sont moins marqués dans notre calcul, tendance due à la résolution verticale plus lache de notre grille à cette altitude.

Le terme dû au cisaillement vertical du vent horizontal est beaucoup plus petit dans notre simulation (quasiment nul sauf en Z_i). A cette heure là, le terme de divergence du flux turbulent a déjà joué son rôle pour lisser les profils moyens dans la couche limite et en l'absence de forçage à grande échelle, nous n'avons plus de cisaillement.

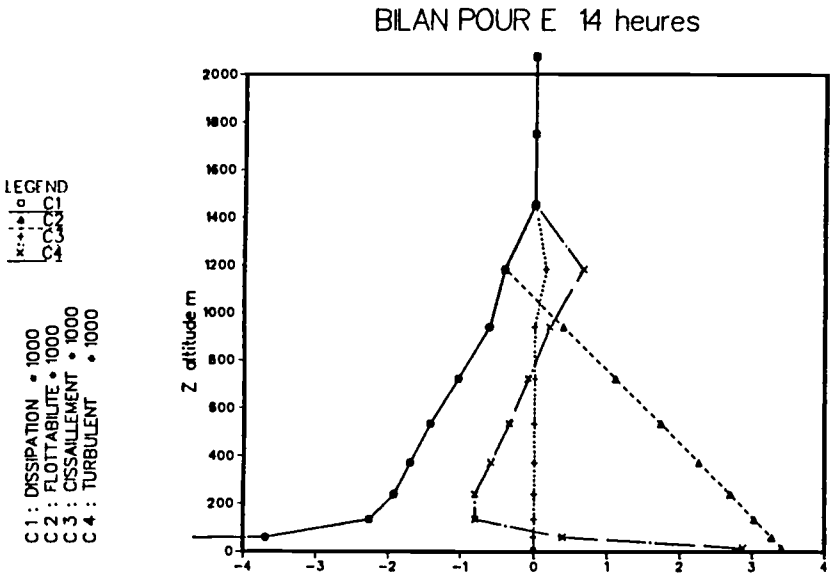


Figure D.32

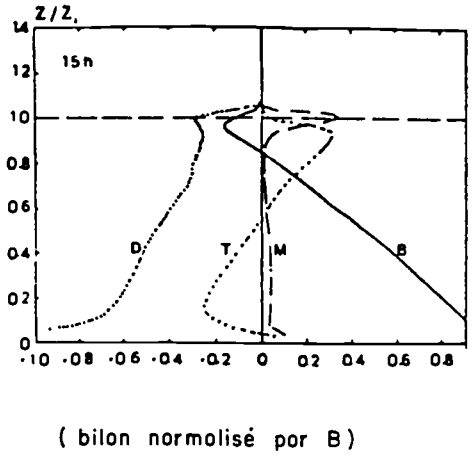


Figure D.33

o	D	Dissipotion
x	T	Tronsfert turbulent
△	B	Flottobilité
+	M	Production por cisoillement

6 - Influence du terme à contre gradient

L'étude de l'influence de la prise en compte du terme à contre gradient a été réalisé pour cette même journée. Sur ce cas là, les écarts ne sont pas significatifs. Le profil de θ dans la couche limite reste instable ce qui assure un flux positif, alors que le contre gradient (Figure D.34) permet d'avoir un gradient positif à flux positif.

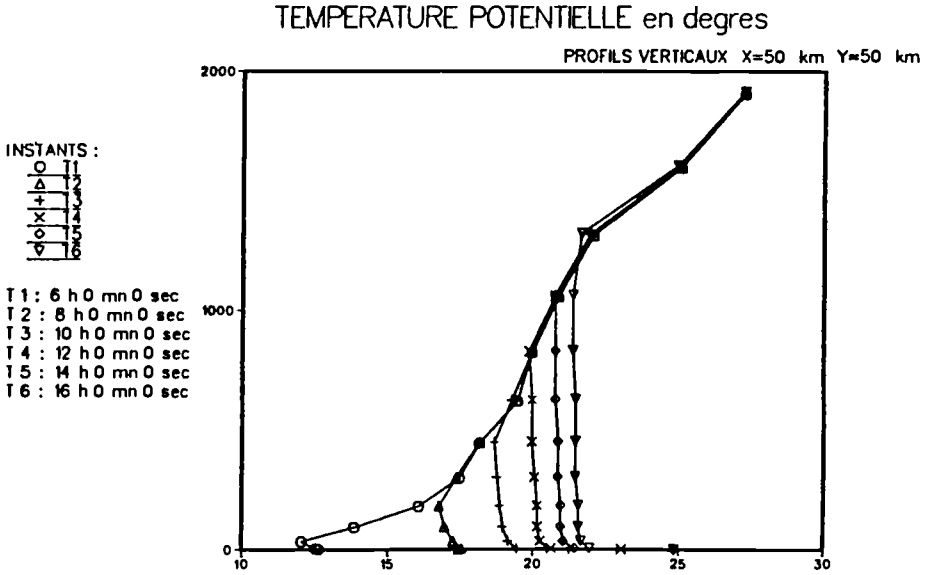


Figure D.34

Cependant, la montée de couche limite associée est plus tardive (1250 m atteint 1 heure plus tard).

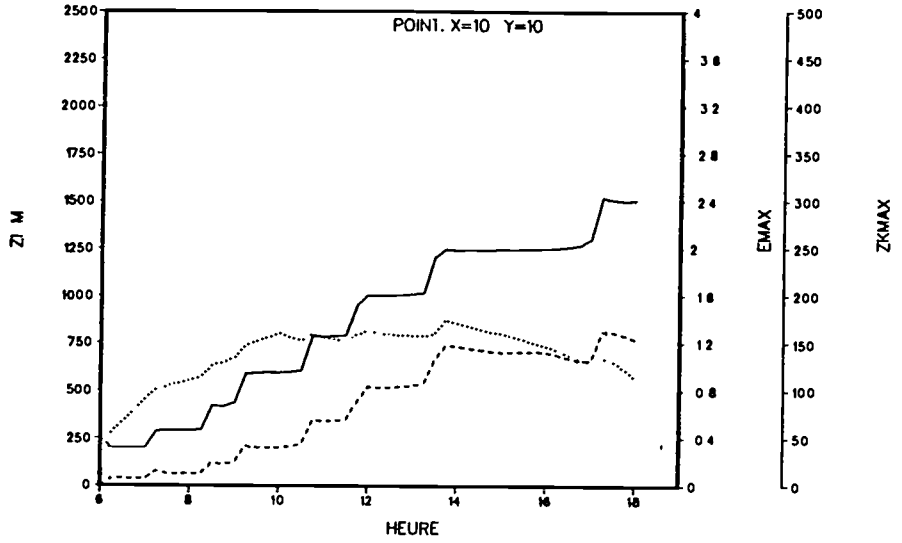


Figure D.35

7 - Simulation avec le modèle d'O'Brien

Avec une hauteur de couche limite constante le modèle en O'Brien représente un mélange turbulent excessif pendant les premières heures du calcul : dès 8 heures, la couche est presque totalement mélangée et les diffusivités atteignent 40 m^2s^{-1}.

Les niveaux supérieurs subissent un refroidissement excessifs alors que les niveaux inférieurs se réchauffent d'autant (comparer les températures sous 400 m). Par la suite, le flux de chaleur introduit en surface est redistribué en altitude mais le profil reste légèrement instable, le mélange étant insuffisant.

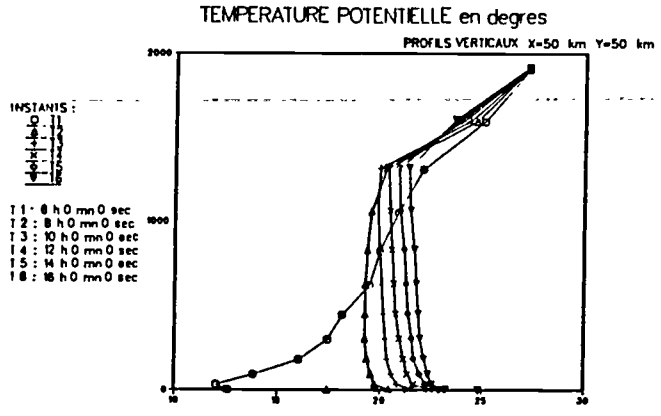


Figure D.36

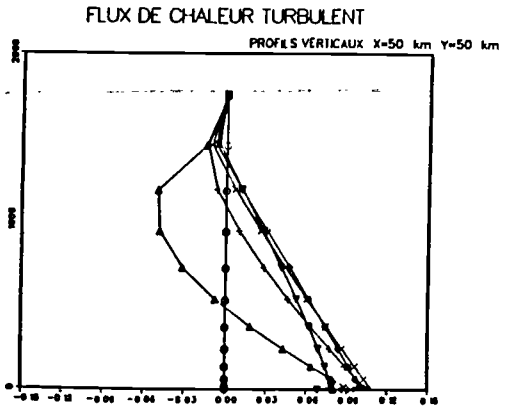


Figure D.37

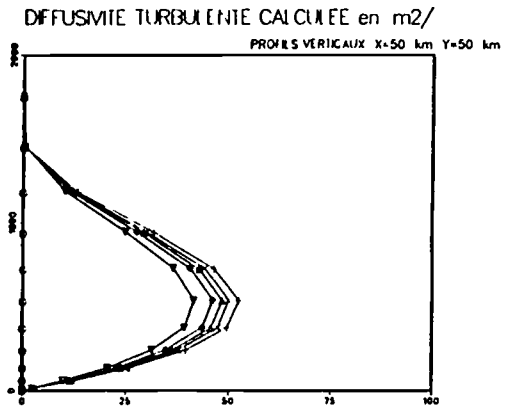


Figure D.38

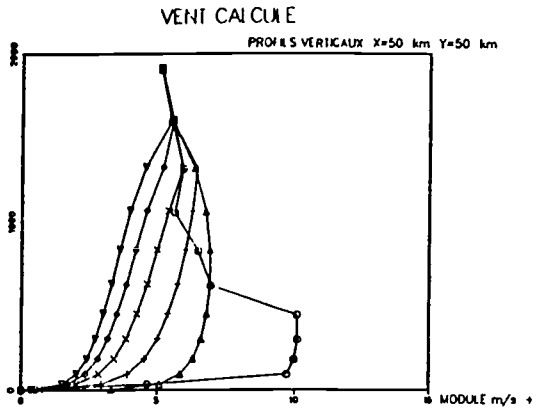


Figure D.39

RESULTATS D'UNE SIMULATION HERMES SUR VOVES AVEC REPRESENTATION D'O'BRIEN (h=cte=1500 m)

8 - Période nocturne

Nous n'avons pas présenté ici les résultats obtenus pour la suite du calcul, en période nocturne.

En version EKE, l'évolution de l'épaisseur Z_i n'est, à une valeur multiplicative près, que l'évolution donnée de u_* et ne dépasse pas 500 m.

La version O'Brien n'est pas applicable avec une épaisseur fixée à 1500 m.

E – SIMULATION DE PHENOMENES DE BRISE THERMIQUE

I - CARACTERISTIQUES ET OCCURRENCE DES CIRCULATIONS DE BRISE

Le phénomène de brise est dû à la différence de comportement thermique entre la masse d'eau de la mer ou du lac d'une part et de la terre d'autre part.

Au cours de la journée, la terre se réchauffe alors que les variations de température subies par l'eau restent faibles (capacités calorifiques, albedo différents).

Un écart, qui peut être important en période de fort ensoleillement, se crée par mélange vertical du sol vers l'atmosphère entre les couches d'air maritimes et terrestres. Ceci génère une circulation des masses d'air froides vers les masses d'air chaudes qui s'élèvent ; la nuit, la température terrestre baissant du fait du rayonnement le phénomène s'inverse.

L'intensité et l'extension de la brise dépendent d'une part de l'importance de l'écart thermique entre les deux zones, d'autre part des conditions dynamiques à grande échelle.

Le relief et le tracé de la côte, ainsi que les effets de la force de Coriolis viennent en outre modifier la circulation.

Compte tenu de l'extension horizontale moyenne du phénomène, 30 à 50 km de pénétration aux latitudes moyennes, jusqu'à 200 sous les tropiques (Estoque 60-61), les échelles (dimensions et durée) de la brise thermique sont bien celles d'un phénomène mésométéorologique.

En l'absence de forces de Coriolis et de vent synoptique la circulation se développe perpendiculairement à la côte.

Si un vent synoptique contraire existe, elle se combine à celui-ci et peut apparaître plus tard ou être décalée vers la mer.

La force de Coriolis fait subir à la circulation une rotation vers l'Est au cours de la journée (l'hémisphère Nord).

Le vent maximum observé au cours d'un cycle de brise de mer normal apparaît peu après le maximum de température, vers 15 heures en général.

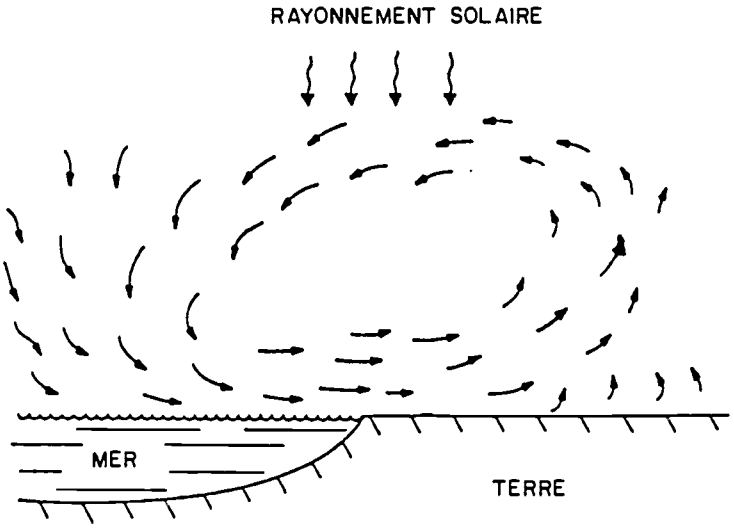


Figure E.1 :
Représentation schématique d'une circulation de brise de mer

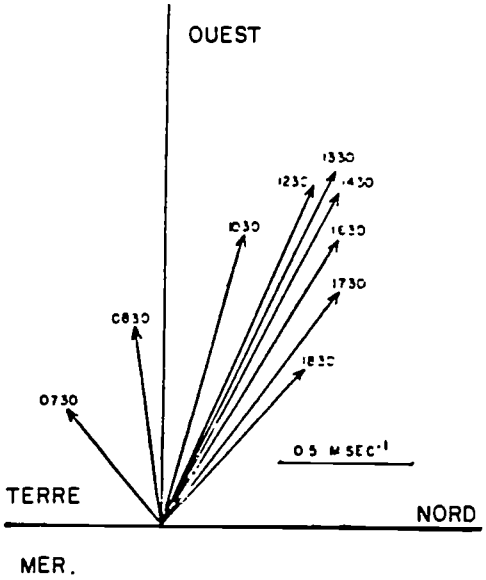


Figure E.2 :
Rotation de la brise sous l'effet des forces de Coriolis à Boston (Estoque 61)

La brise de terre, nocturne, est d'intensité plus faible, elle atteint son maximum à la fin de la nuit.

Ce phénomène représente un test classique pour les modèles de simulation mésométéorologiques qu'ils soient bi ou tri dimensionnels.
(Estoque 61-62, Pielke 75, Bornstein 77, Blondin 81, etc).

II - DESCRIPTION DES SIMULATIONS TESTS - COTE RECTILIGNE

1 - Domaine

Pour simuler un cycle de brise nous définissons un domaine partagé en deux zones, dans la direction Nord-Sud.

- une zone dite maritime (M) de faible rugosité ($\sim 10^{-1}$ mm),
- une zone terrestre (T) de rugosité plus forte (qq mm à 10 cm).

Le relief de la zone terrestre est plat, le découpage de la côte rectiligne (Figure E3).

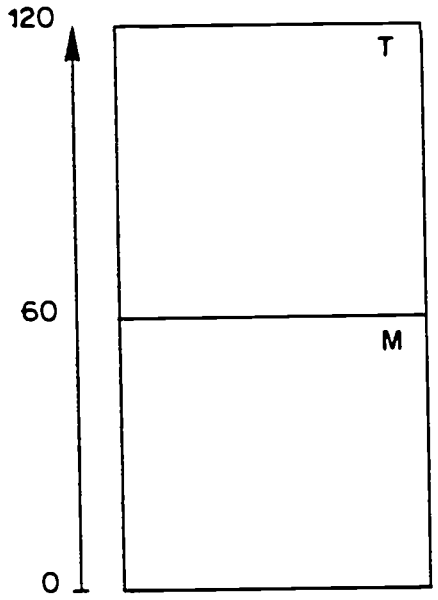


Figure E.3

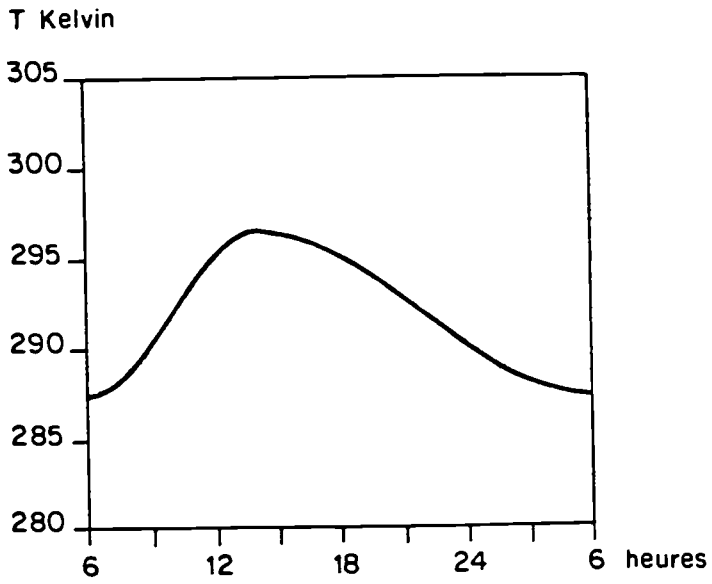


Figure E.4 - Forçage thermique au sol

Pour permettre l'extension de la circulation à l'intérieur du domaine nous avons choisi les dimensions : 50 km (E.O) x 120 km (N.S), une maille de 5 km.

2 - Forçage thermique

Sur chaque partie du domaine, nous imposons par une loi analytique la variation temporelle de température au sol sous la forme $\theta = \Delta\theta$ max.f(t). L'amplitude de cette variation en chaque point est donnée sous forme d'un tableau 2D des $\Delta\theta$ max (i,j).

En pratique, nous prenons $\begin{cases} \Delta\theta \text{ max} = 0K \text{ pour la zone (M)} \\ \Delta\theta \text{ max} = 9K \text{ pour la zone (T)} \end{cases}$

de façon uniforme, sans transition à la côte (Figure E.4).

La forme de f(t) reproduit de façon schématique l'évolution de température diurne classique en ciel clair.

Les flux de chaleur sensible calculés sur la terre sont d'autant plus élevés que la longueur de rugosité Z_o y est forte. Ces simulations sont effectuées en version "sèche" du code, nous ne calculons pas de flux de chaleur latente.

La conjugaison des deux facteurs ΔZ_o, $\Delta\theta$ crée un écart plus ou moins significatif de flux convectifs de part et d'autre de la côte qui modifie l'intensité, la pénétration et la période d'occurrence de la brise.

Aux limites latérales du domaine, nous laissons évoluer le champ de température de la même façon en imposant des conditions de Neumann, de même qu'au sommet (P_T = 500 mb).

Le profil initial de température, uniformément introduit sur le domaine, est légèrement stable.

3 - Conditions dynamiques

Pour favoriser l'apparition de la brise thermique, on se place à vent faible ou nul à l'initialisation (0,1 ms^{-1}). Les premiers tests ne prennent pas en compte les forces de Coriolis et simulent une circulation perpendiculaire à la côte.

Nous avons choisi un domaine paraissant suffisamment étendu, les conditions aux limites dynamiques imposées au cours de la simulation se sont révélées être un facteur déterminant, qui perturbe la solution.

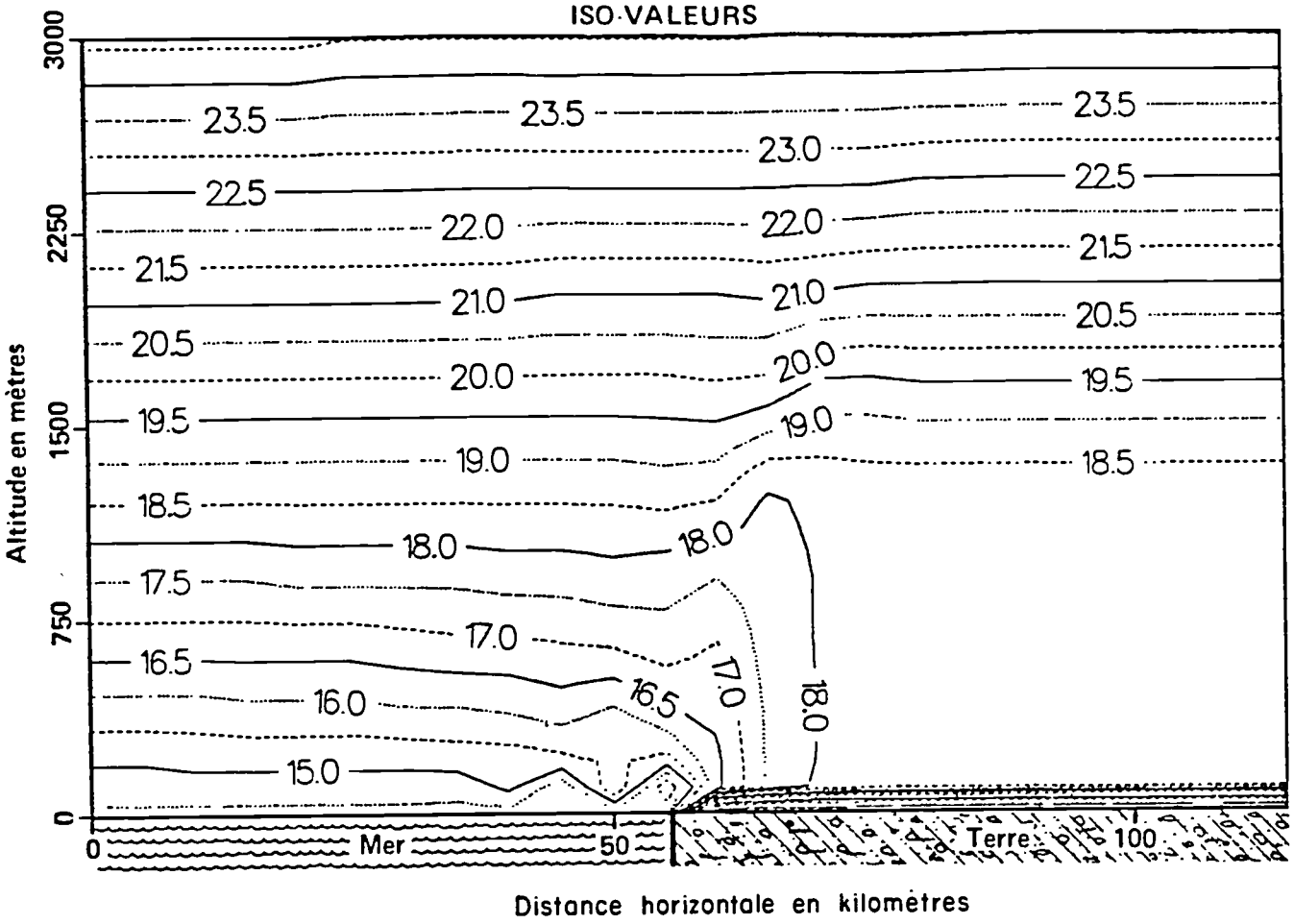
Malgré différents essais, nous n'avons pu définir un type de conditions limites idéal.

Dans une simulation sans effet de Coriolis, (fc = 0) en conditions de Dirichlet sur les bords (vent initial faible) la quantité de mouvement qui se crée reste à l'intérieur du domaine, la circulation y est forte et ne subit pas décalage marqué vers les terres.
Si l'on prend en compte les effets de Coriolis, puisque la direction change on ne peut conserver la direction initiale sur les bords.

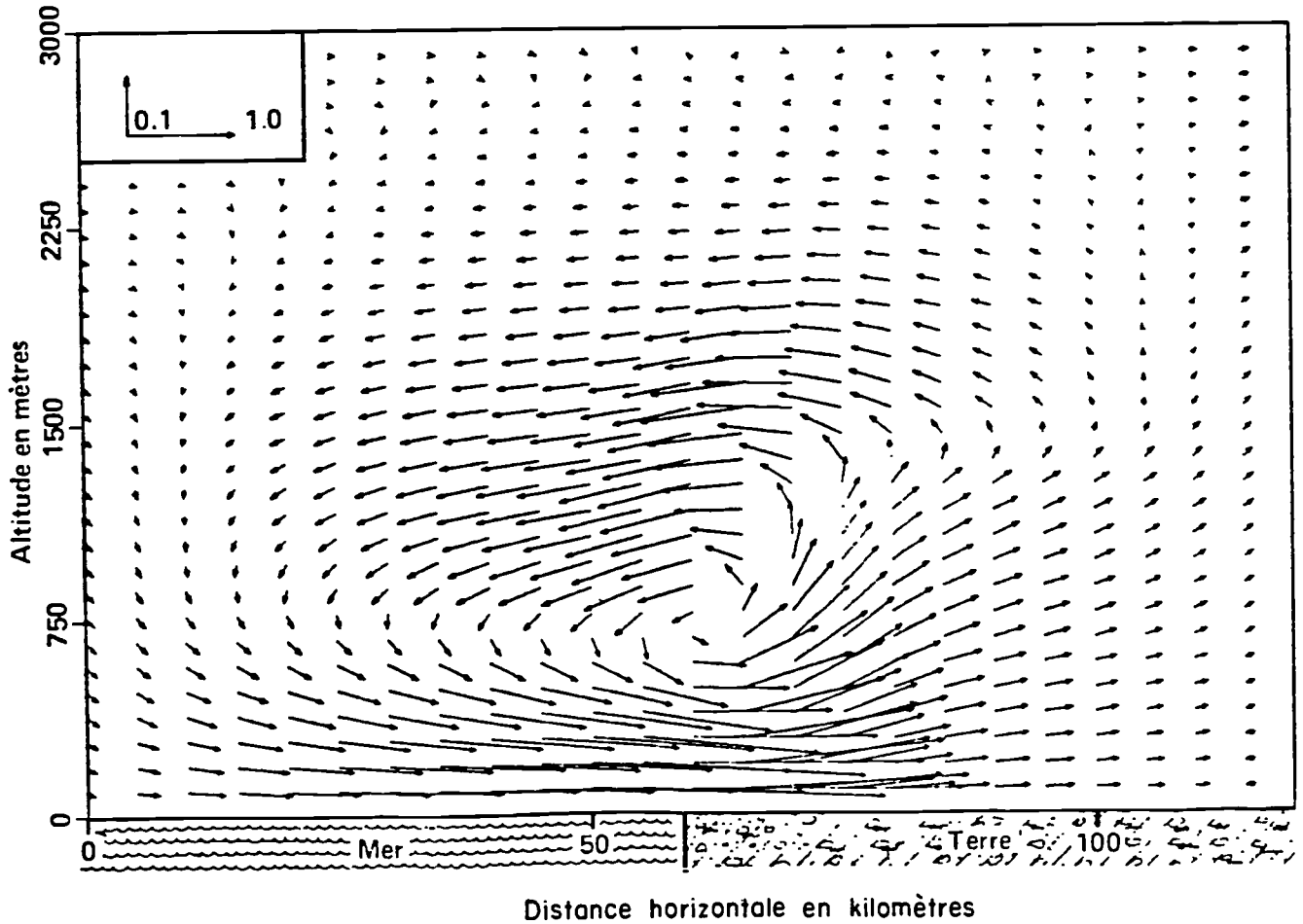
4 - Exemples de résultats

Les figures E5 représentent les résultats obtenus avec des conditions de Dirichlet après 8 heures de chauffage thermique.
Nous constatons que, compte tenu de l'uniformité des conditions de simulation, la couche limite diagnostiquée est quasiment 2D, de faible épaisseur au-dessus de l'eau, élevée (> 1500 m au-dessus de la terre.
La circulation est assez élevée (coupe verticale au centre du domaine).

TEMPERATURE POTENTIELLE (CELSIUS)



CHAMP DE VENT (M/S)



Figures E.5

III - SIMULATIONS SUR COTES DECOUPEES

1 - Domaine

Dans le domaine de la basse vallée du Rhône, nous avons découpé la partie côtière en conservant le relief réel, là où son altitude ne dépasse pas 100 m.

La zone terrestre ainsi définie est de faible extension (25 à 45 km), la zone maritime, au sud, plus importante. La maille est de 5 km, la grille verticale a 16 niveaux.

Le schéma suivant présente le relief, (échelle verticale fortement distordue) que nous avons utilisé pour ces simulations.

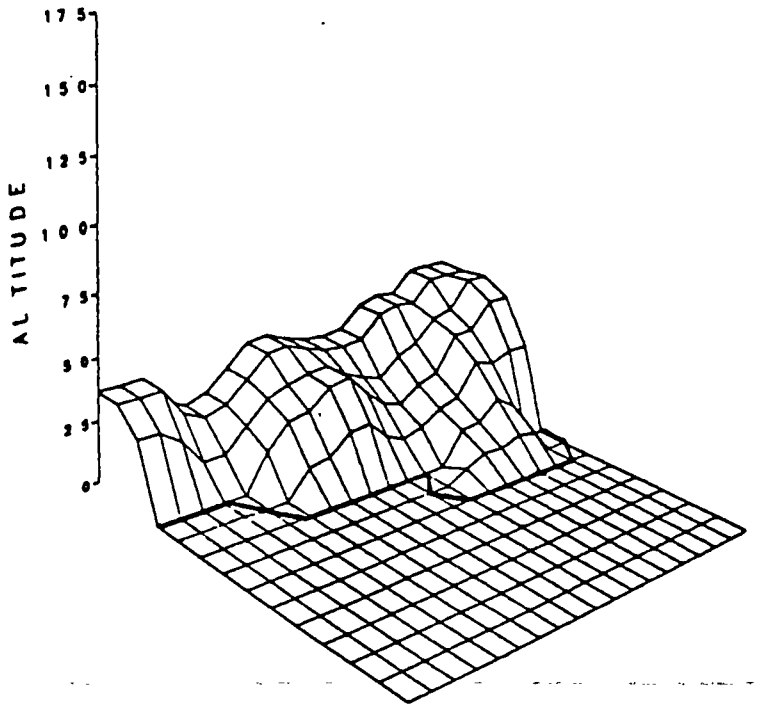


Figure E.6

Les rugosités sont de 10 cm sur terre, 1 mm sur mer pour les tests 3A, de 4 mm sur terre et 0,1 mm sur mer pour les tests 3B et 3C.

2 - Forçage thermique

Le forçage thermique au sol est analogue à celui décrit précédemment.
L'amplitude de θ sur terre est de 12 K, nulle sur la mer.
Le profil initial de température est aussi le même, légèrement stable.
La simulation commence à 6 heures.

3 - Conditions dynamiques

Le vent initial est plus élevé (2 ms^{-1}) en altitude (Z > 600 m), de direction Nord. Les conditions limites latérales sont des conditions de Dirichlet sur les composantes U, V sur les faces entrantes, de Neumann sur les faces sortantes.
On ne prend pas en compte l'effet de Coriolis, aucun gradient horizontal de pression initial n'est introduit.
Le terme $\pi = P_* - P_T$ sur les bords est gardé constant pendant le calcul.

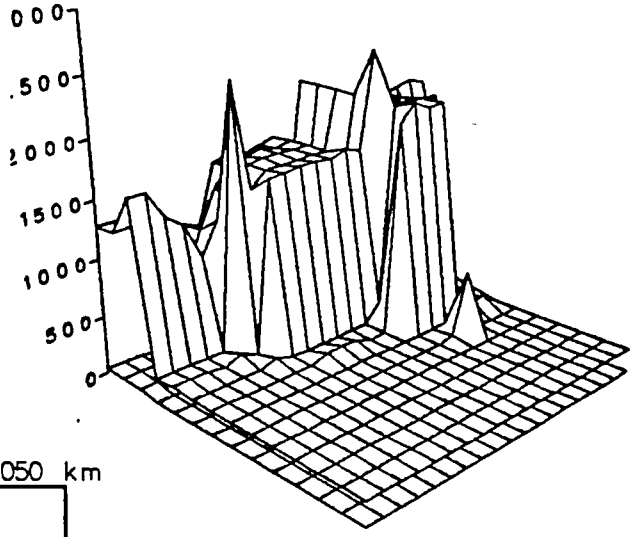
4 - Résultats

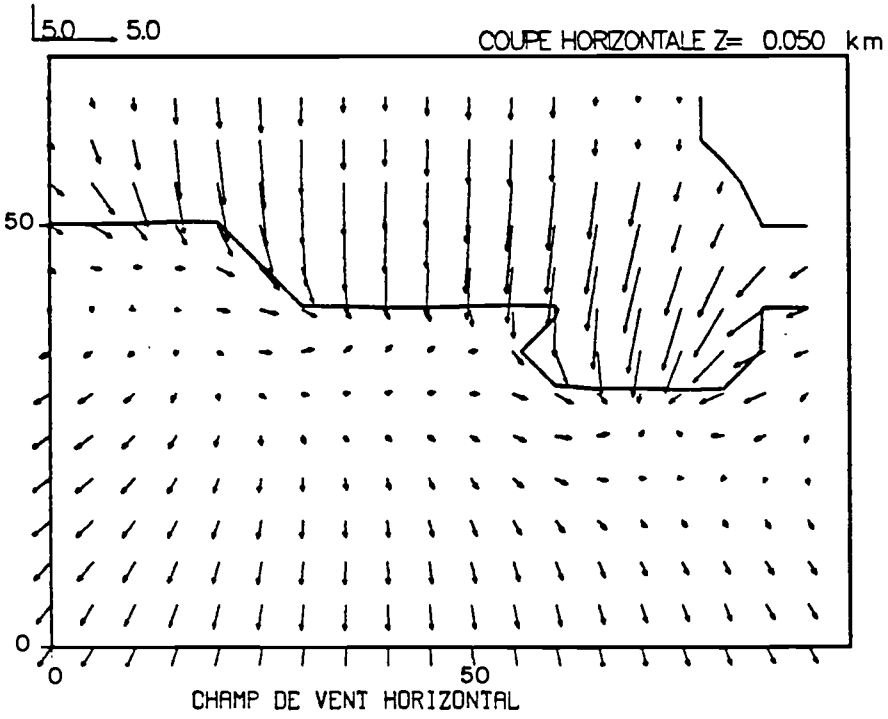
Nous présentons les champs simulés après 6 heures et 8 heures de chauffage au sol (T_s maximale à 14 heures). On peut constater qu'entre ces deux instants, la direction du vent a changé sur la mer, et que les noeuds côtiers commencent a subir le changement de direction, la condition de Dirichlet au Nord du domaine (face entrante) freine la pénétration de la circulation sur un domaine aussi restreint.

CAS 3.A

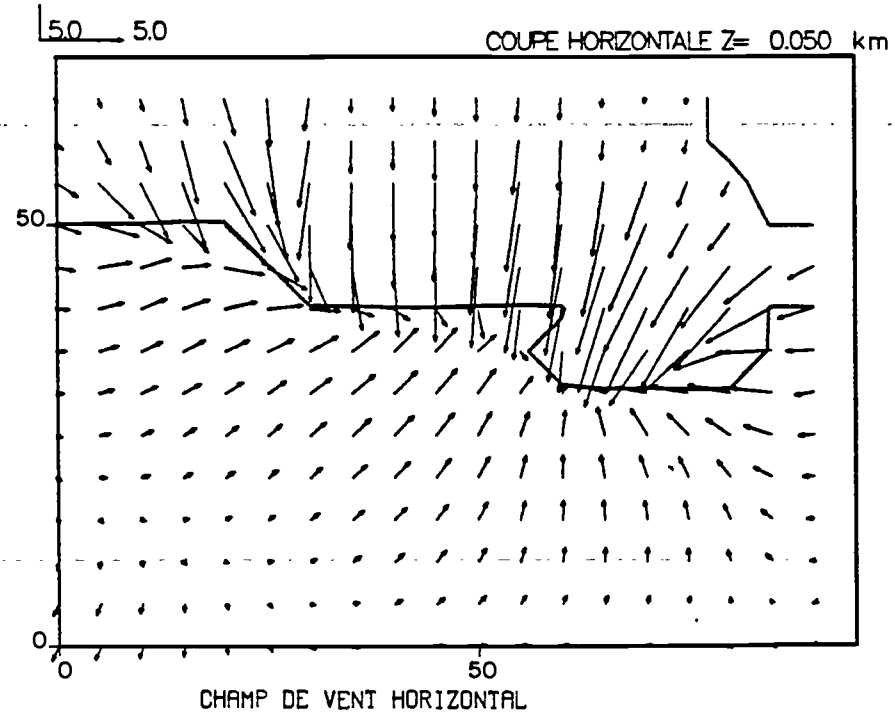
COUCHE LIMITE

TO + 8 heures



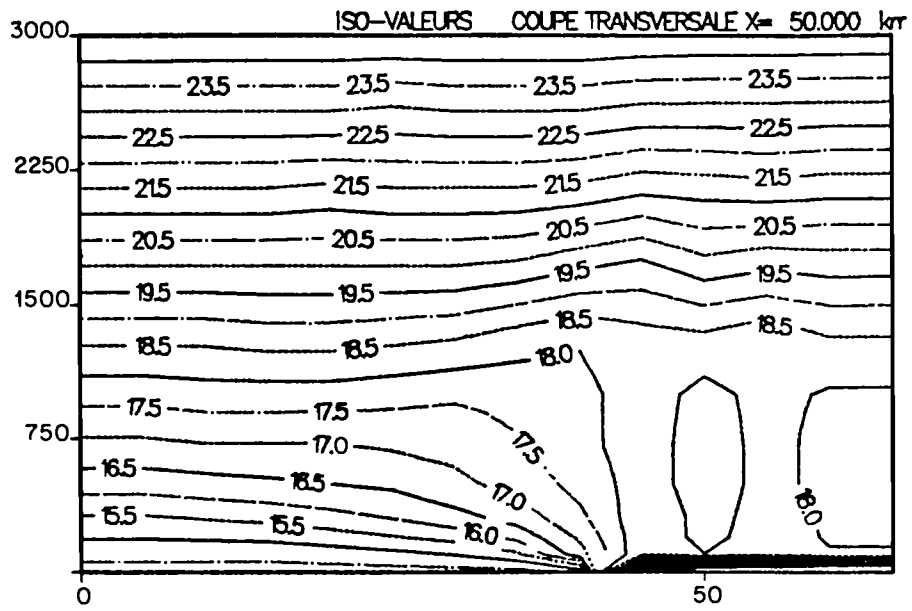


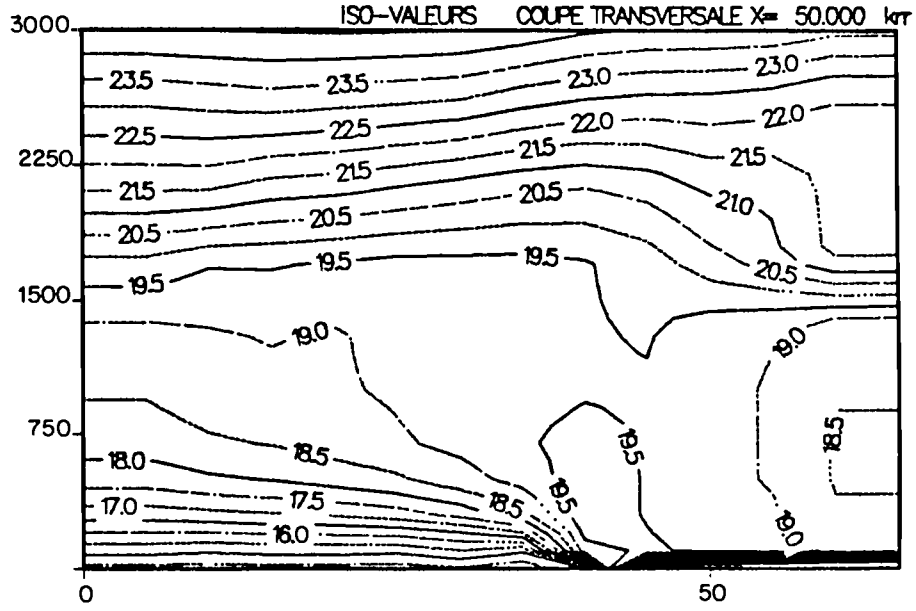
6 h

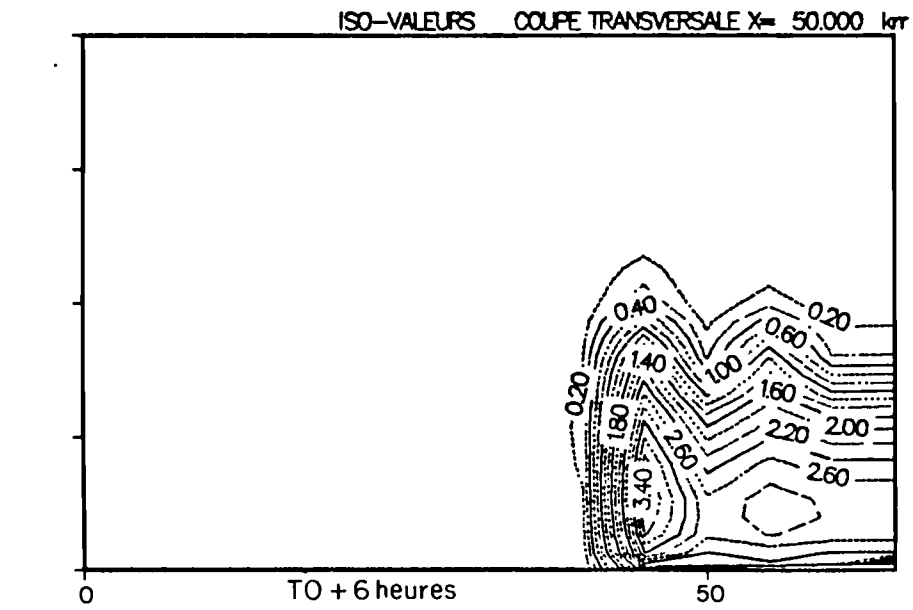


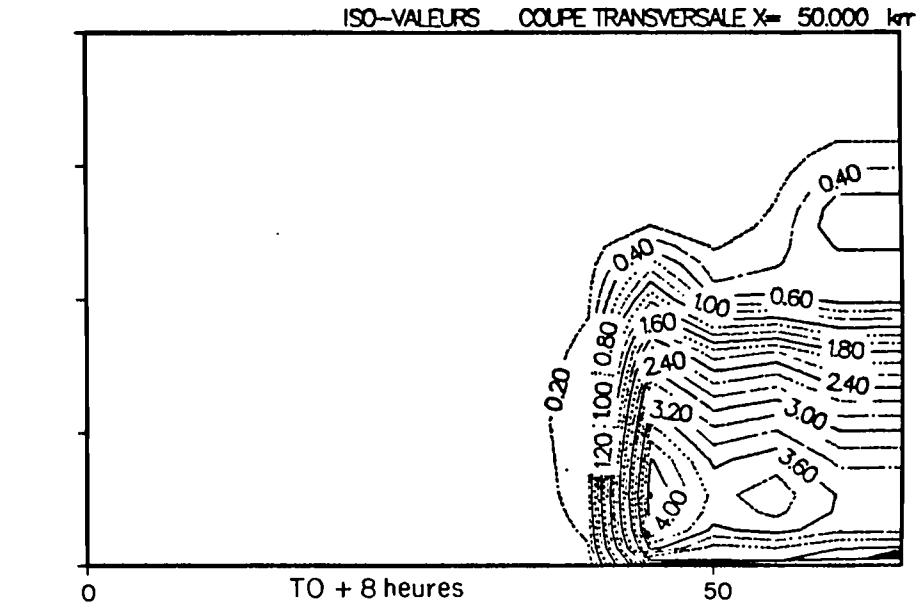
8 h

Figures E.7


TEMPERATURE POTENTIELLE
ISO-VALEURS COUPE TRANSVERSALE X= 50.000 km
3000
2250
1500
750
0
50
23.5
22.5
21.5
20.5
19.5
18.5
18.0
17.5
17.0
16.5
16.0
15.5


TEMPERATURE POTENTIELLE
ISO-VALEURS COUPE TRANSVERSALE X= 50.000 km
3000
2250
1500
750
0
50
23.5
23.0
22.5
22.0
21.5
21.0
20.5
19.5
19.0
18.5
18.0
17.5
16.0


ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE
ISO-VALEURS COUPE TRANSVERSALE X= 50.000 km
0
50
TO + 6 heures
0.20
0.40
0.60
1.00
1.40
1.60
1.80
2.00
2.20
2.60
3.40


ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE
ISO-VALEURS COUPE TRANSVERSALE X= 50.000 km
0
50
TO + 8 heures
0.20
0.40
0.60
0.80
1.00
1.20
1.60
1.80
2.40
3.00
3.20
3.60
4.00

Figures E.8

Le cas 3B est réalisé dans les mêmes conditions que le cas précédent (3A), exception faite de longueurs de rugosité, plus faibles (4 mm et 0,1 mm).

Cette baisse de rugosité a entraîné une baisse de l'intensité des flux de chaleur sensible convectifs calculés sur la terre ce qui ne permet pas, même après un temps d'intégration plus long, d'obtenir des changements de direction aussi importants que pour le cas 3A.

Nous remarquerons aussi que nous présentons après 10 heures de simulation une surface de hauteur de couche limite plus régulière qu'en 3A.

Au cours du développement d'HERMES et face aux difficultés rencontrées lors de simulation sur relief, nous avons réintroduit les termes de diffusion horizontale pour les variables H et e.
Nous constatons ici l'importance numérique de ces termes en simulation tridimensionnelle.

La régularité spatiale du forçage thermique au sol se retrouve sur la forme de Z_i.

Le cas 3C, simulé sous des conditions aux limites de Dirichlet sur tous les bords, toutes autres conditions égales au cas 3B, permet de mettre en évidence le fait que de telles conditions limitent les changements de direction de façon contraignante à l'intérieur du domaine et freine le développement de la circulation de la brise, d'autant plus que le domaine est petit et le vent initial élevé.

Ce défaut est présent également dans les simulations 3A et 3B en Neumann sortant, sur les bords latéraux Nord Sud.

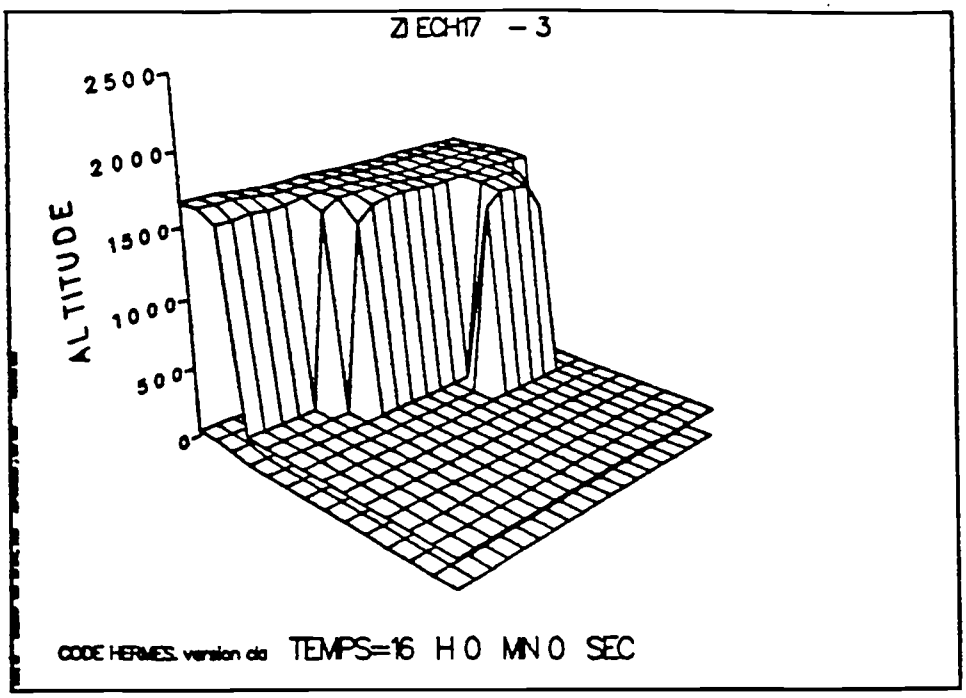
L'ensemble des expériences numériques a donc montré qu'une simulation, de circulation de brise typique, doit être réalisée dans le contexte suivant :

- Domaine large.
- Rugosité terre élevée.
- Ecart thermique important.
- Vent initial faible.
- Conditions aux limites de Neumann sortant pour la dynamique ou évolutives.

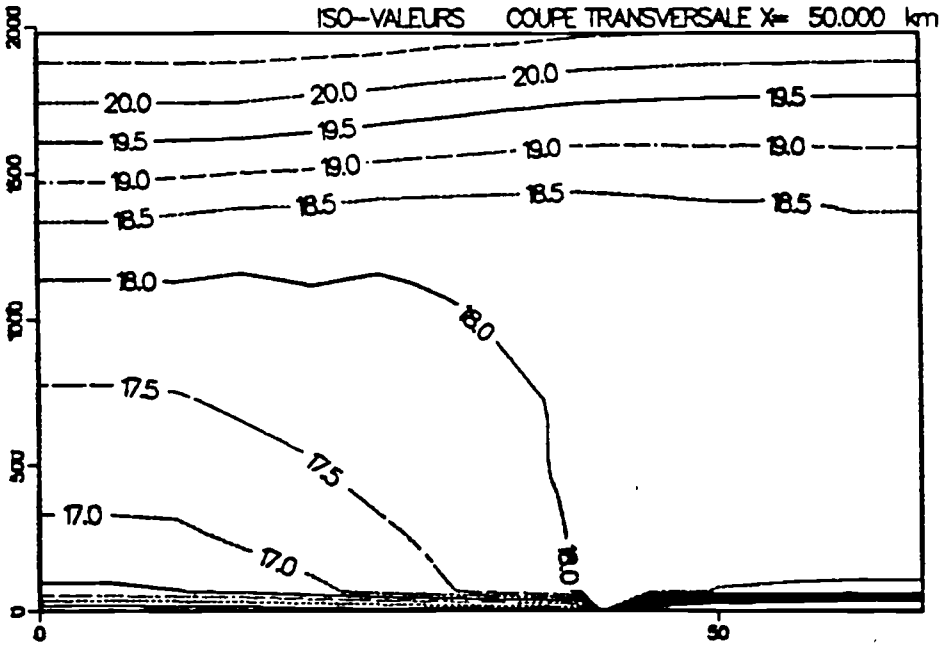
Ces éléments pourront servir à classer les cas réels (Radiosondages) ou les champs Péridot de la Météorologie Nationale. Ce classement peut guider le choix des journées retenues en simulation.

CAS 3.B : Rugosités plus faibles

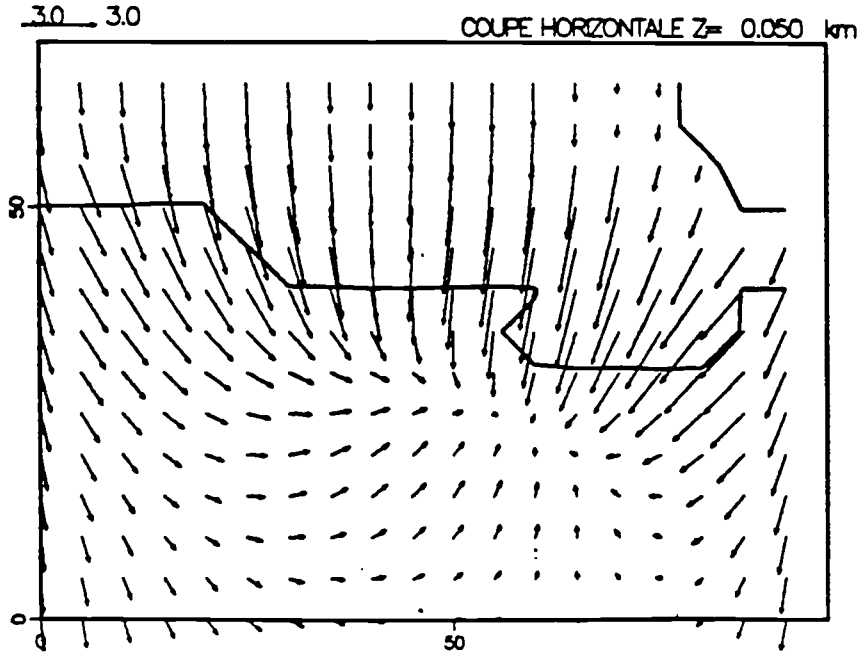
Figures E.9



1 - COUCHE LIMITE
TO+10 heures

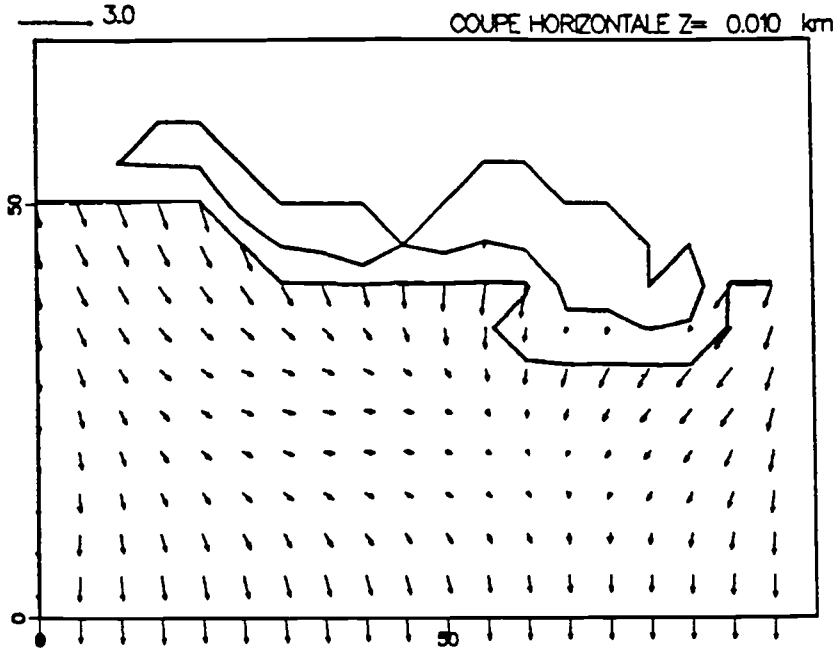


2 - TEMPERATURE POTENTIELLE
TO +10 heures

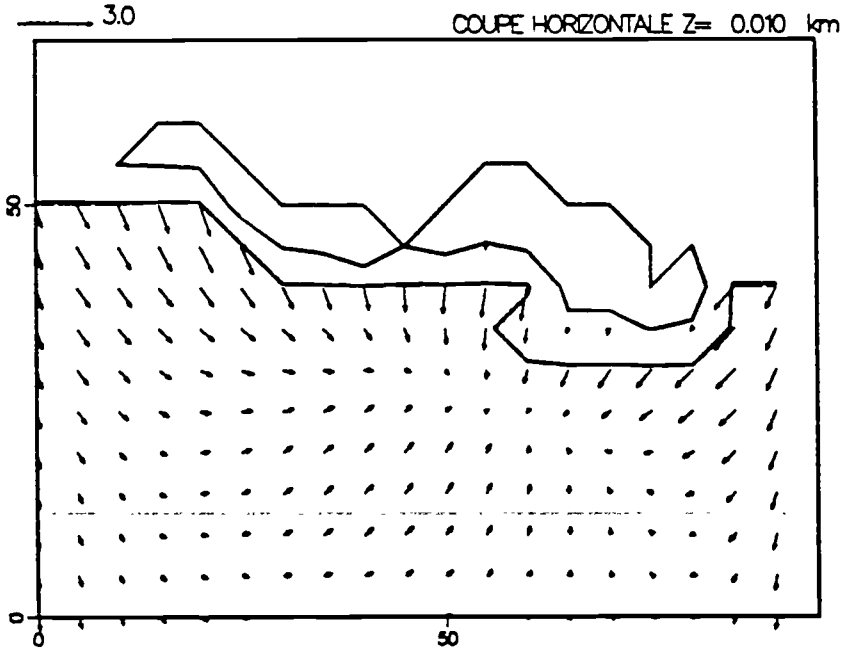


3- CHAMP DEVENT
TO + 14 heures

TO + 14 heures



Cas 3.C : DIRICHLET



Cas 3.B : NEUMANN sortant

Figures E.10 :
CHAMPS DE VENT A 10 mètres
Influence des conditions aux limites

5 - Remarque sur les simulations en période nocturne

Après que la température du sol ait décru jusqu'à atteindre sa valeur initiale, égale alors à celle de la surface maritime, le flux de chaleur sensible change de signe du fait du changement de stabilité de la couche de surface et la brise n'est plus alimentée.

L'intensité de la circulation va décroître pour s'annuler. La température au sol continue de baisser, la brise de terre apparaît quand le contraste thermique est assez important entre l'air terrestre, et l'air maritime plus chaud.

Or, dans nos simulations ce phénomène n'est pas reproduit. Le refroidissement n'est communiqué aux couches atmosphériques que très lentement en fonction des mouvements turbulents résiduels. L'air terrestre reste à la température qu'il a atteint en soirée. Notre modèle ne prend en effet pas en compte le processus de refroidissement nocturne essentiel, représenté par le terme de rayonnement des équations. De plus, ce terme est lié au contenu en vapeur d'eau des couches atmosphériques, non calculés dans ces simulations.

F – PARAMETRISATION DE L'INTERFACE SOL/ATMOSPHERE

Rappelons que l'objet de cette paramétrisation est de prédire l'évolution de la température et de l'humidité de l'atmosphère au sol. Nous sommes en présence de deux milieux, l'un constitué par la couche atmosphérique en contact avec le sol (couche de surface) et l'autre par le terrain lui-même.

Le schéma suivant rappelle les différents phénomènes mis en jeu dans l'atmosphère ; chacun d'eux fait l'objet d'une paramétrisation.

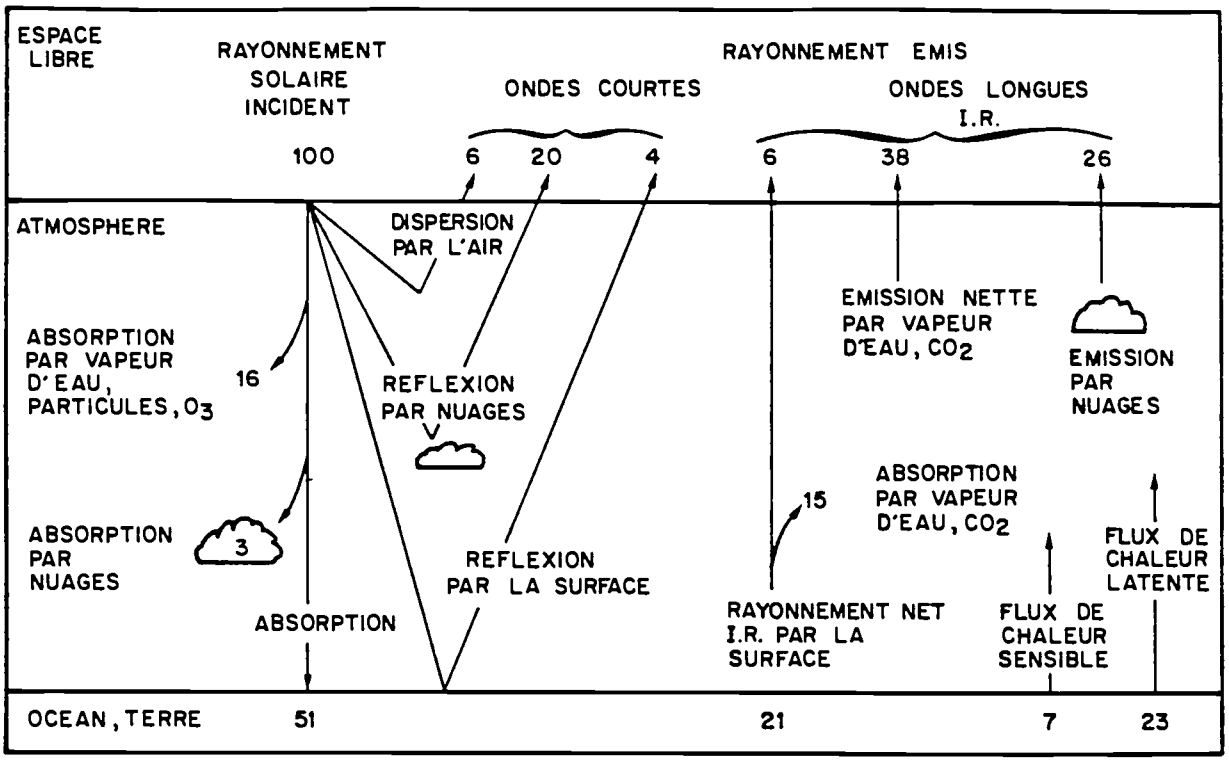


Figure F.1

BILAN ANNUEL DE RAYONNEMENT ET CHALEUR POUR L'ATMOSPHERE

(d'après "Mathematical Models for Atmospheric Pollutants
Appendix A Elements of Meteorology 1979)

I - BILAN RADIATIF TERRESTRE

1 - Rayonnement solaire

Le sommet de l'atmosphère reçoit du soleil un flux dont la moyenne annuelle définit la constante solaire S_r = 1.396 kW m^{-2} et dont les fluctuations, liées à la variation saisonnière de la distance Terre-Soleil sont de ± 3,4 %. La puissance reçue est, modifiée par la distance zénithale, variable selon le lieu, la date et l'heure.

$$QS = S_r \cos \xi$$

ξ angle zénithal tel que
$\cos \xi = \cos \phi \cos \delta + \sin \phi \sin \delta \cos Ho$
où ϕ est la latitude du lieu
δ la déclinaison
Ho l'angle horaire apparent

A la traversée de l'atmosphère, elle peut être absorbée ou diffusée par les constituants naturels ou les polluants.

Le rayonnement solaire incident, que l'on écrit
$QS_{\downarrow} = S_r \cos \xi$ - RS abs - Rs diff ↑ + RS diff ↓ = $\tau \times S_r \cos \xi$
permet de définir un coefficient d'atténuation ou de transmission, évalué en particulier en fonction de la nébulosité (cf. Santhanam 80).

Le rayonnement incident est réfléchi par la surface terrestre selon un coefficient de réflexion ou albedo a, variable en fonction de la nature de cette surface (voir tableau 1.F).

$$QS = (1 - a)\, S_r \cos \xi . \tau .$$

La valeur de l'albedo est modifiée selon la teneur en eau, ce qui permet de considérer, pour un lieu donné, les variations saisonnières d'une part et diurnes d'autre part.

La télédétection permet d'établir des cartes d'albedo qui donnent une assez bonne idée des variations spatiales de ce paramètre sur le territoire (CANO 1982).

Certaines relations expriment l'albedo locale en fonction du contenu en eau (Deardoff 78), par exemple :

$ag = 0.31 - 0.17\ wg/wk$ $\quad wg \leq wk$ contenu inférieur à la saturation
$ag = 0.14$ $\quad wg > wk$ sol saturé

pour un sol argileux.

Valeurs moyennes pour l'albedo de surfaces naturelles.

	Albedo
Eau	3 - 40 %
Neige	40 - 85 %
Prairie	26
Sommet chênes	18
zone hurbaine dense	15 - 25
sable	35

Tableau 1.F

Extrait de Mathematical Models for Atmospheric Pollutants 1979
Appendix A : Elements of Meteorology

Dans le cas d'application en relief assez prononcé, le rayonnement incident en un point doit tenir compte en outre de l'ombre portée.

2 - Rayonnement Infra-rouge

La terre se comporte dans le domaine infrarouge comme un corps noir et réémet un flux IR ↑ qui répond à la loi de Stefan.

$$IR\uparrow = \varepsilon \sigma\ Tg^4$$

ε émissivité de la terre
σ constante de Stefan - Boltzman $\sigma = 5.67\ 10^{-8}$
Tg température du sol

Le coefficient d'emissivité des différentes surfaces terrestres varie peu autour de 0,9 - 1. Les composants atmosphériques et surtout les nuages jouent également le rôle de corps noir et réemettent un flux IR vers la terre, largemement absorbé par le sol.

Deardoff (78) exprime l'émissivité de l'atmosphère en fonction d'une fraction nuageuse σ_c et du rapport de mélange qa.

$$IR\downarrow = (\sigma_c + (1 - \sigma_c)\ 0.67\ (1670\ qa)^{0.08})\sigma\ Ta^4$$

($\sigma_c = 0$ qa = 510^{-3} kg/kg $\varepsilon = 0.80$)

3 — Rayonnement net

Le rayonnement net à la surface terrestre.

$$RNET = (1-a)\, S_r \cos\xi\, \tau + IR\downarrow - IR\uparrow$$

s'inverse deux fois au cours du cycle diurne de la terre : environ 1 heure après le lever du soleil et 1 heure avant son coucher.

Pour des travaux de développement du modèle, il est possible d'avoir recours aux évolutions du rayonnement net mesurées dans les stations.

Ces valeurs sont d'autant plus représentatives du domaine que la situation d'ensoleillement y est uniforme et les écarts spatiaux d'albedo faibles.

II - STOCKAGE DE CHALEUR DANS LE SOL

1 - Description

Une partie de la chaleur reçue à la surface terrestre est transmise dans l'épaisseur du sous-sol par conduction, selon la loi de Fourier.

L'équation générale pour la conduction de la chaleur dans un milieu de conductivité λ et de capacité calorifique volumique C s'écrit

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla (\lambda \nabla T)$$

Dans le cas du sous sol terrestre on raménera cette équation à une seule direction en considérant que les variations verticales de T sont les plus importantes.

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (\lambda \frac{\partial T}{\partial z})$$

On définit la diffusivité thermique $Ks = \frac{\lambda}{C}$ et si on considère une couche de conductivité constante λ.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = Ks \frac{\partial^2}{\partial^2 z} (T)$$

La sensibilité du bilan énergétique au sol en fonction de la conductivité et de la capacité calorifique est importante, or celles-ci varient selon les constituants du terrain (De Vries 75).

Tout sol contient en gros trois constituants principaux solide(s), eau, air, en des proportions volumiques X_{si}, X_e, X_a. Sa masse volumique est $\rho = \sum \rho_i X_i$, sa capacité calorifique $C = \sum \rho i X_i C_i$. Aux températures moyennes, on néglige facilement la contribution de l'air, et ρe Ce ~ 1 pour l'eau.
$C = \sum \rho_{si} X_{si} c_{si} + \rho_e C_e X_e = C_s$ sec $+ X_e$.
(pour un sol argileux, Deardoff (78) donne $\rho_c = 0.27 + wg$).

Le tableau suivant donne une idée des ρ , C, λ pour différents types de sols usuels.

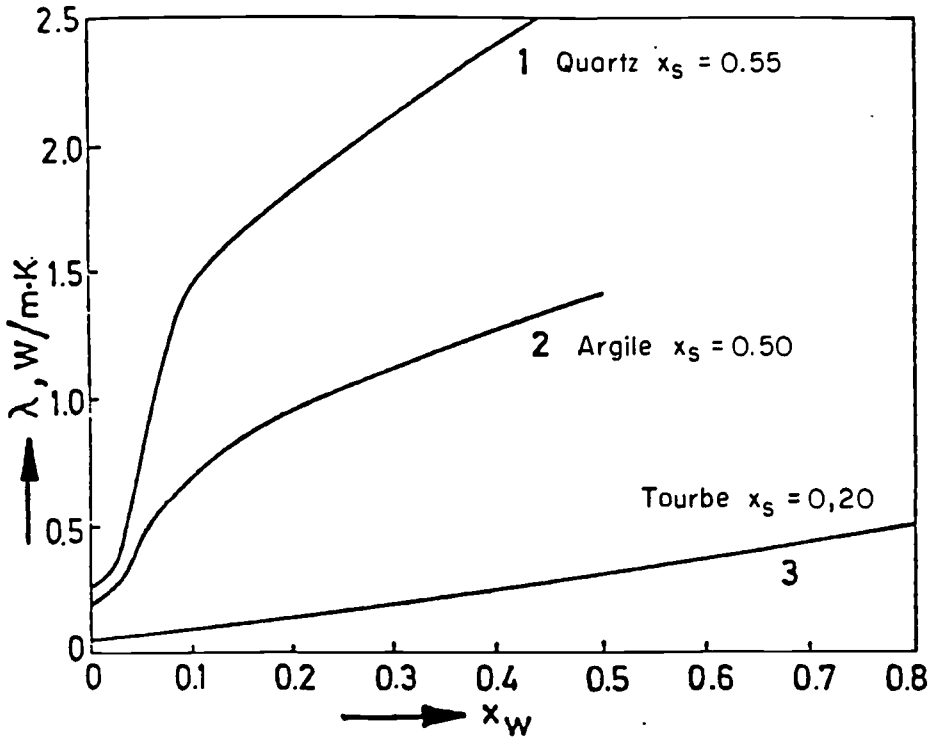


Figure F.2

Conductivités thermiques
λ en fonction du contenu volumique en eau à 10°C (De Vries 75)

Substance	ρ (kg/m³)	C(J/m³.K)	λ(W/m.K)
QUARTZ	$2.66.10^3$	$2.0 .10^6$	8.8
AUTRES MINERAUX	$2.65.10^3$	$2.0 .10^6$	2.9
MATIERES ORGANIQUES	$1.3 .10^3$	$2.5 .10^6$	0.25
EAU	$1.0 .10^3$	$4.2 .10^6$	0.57
GLACE	$0.92.10^3$	$1.9 .10^6$	2.2
AIR	1.25	$1.25.10^3$	0.025

Tableau F.2

Propriétés thermiques et densités volumiques à 10°C (glace 0°C)

Pour obtenir une bonne représentation des flux conductifs dans le sol, il apparait donc nécessaire de développer également la description des phénomènes hydrologiques, pour prédire l'évolution de X_w.

Sur notre territoire, la disparité agricole, géologique ou hydrologique des terrains est une difficulté de plus pour appliquer le modèle dans des conditions réelles (définition de valeurs moyennes sur une maille du calcul).

2 - Paramétrisations du flux conductif

Une première approche pour évaluer le flux de conduction à l'interface est de représenter le sous-sol, par un milieu multicouches jusqu'à une profondeur au delà de laquelle les variations de température diurne ou annuelle selon l'échelle du calcul, ne sont plus significatives. ( )

Cette profondeur est variable selon la nature du terrain et apparait donc comme une caractéristique de plus à déterminer.

A chaque couche, sont attribuées une température moyenne Ti, une conductivité λ_i et une capacité calorifique Ci. Le bilan de la dernière couche fournit le terme de flux conductif à l'interface.

Soit la couche i

$$\emptyset_i = -\lambda_i \frac{\Delta T_i}{\Delta Z_i}$$

$$\emptyset_1 = \frac{\lambda (T_s - T_1)}{Z_1}$$

La température de la couche la plus profonde, selon la période simulée (de quelques heures à l'année en climatologie) est constante ou subit une variation annuelle. Les températures sont déduites de bas en haut par

$$Ci \frac{\Delta T_i}{\Delta t} = \frac{\emptyset_{i+1} - \emptyset_i}{\Delta Z_{i+1}}$$

Cette démarche a surtout été développée dans le cas de modèles locaux (Mac Cumber et Pielke 1981), en considérant jusqu'à 14 niveaux dans le sous-sol.

La multiplication des paramètres et des variables à spécifier, à traiter et à conserver pour une telle description est une difficulté quasiment insurmontable en ce qui concerne un modèle à l'échelle régionale.

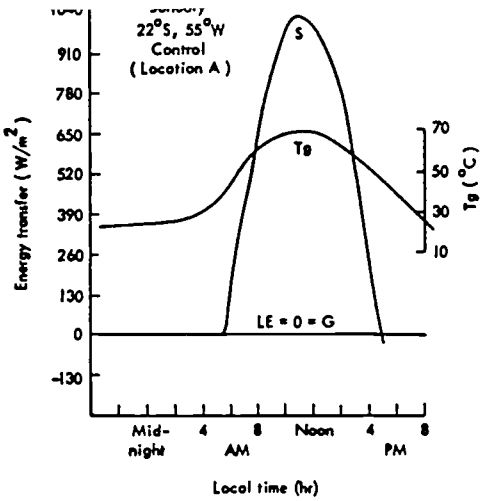
C'est pourquoi on trouve, à l'opposé, des formulations simplifiées du flux conductif, utiles lorsque l'information manque sur la structure du terrain.

1/ $G = \mu Rn$	$\mu = 0,1$ si $Rn \geq 0$ $\mu = 0,5$ si $Rn < 0$	proportionnel au rayonnement net
2/ $G = 0,3\ H_s$		proportionnel au flux de chaleur sensible
3/ $G = \lambda/D\ (Tg - T_2)$		où la température T_2 est constante λ et D peuvent dépendre du contenu en eau
4/ $G = 0$		

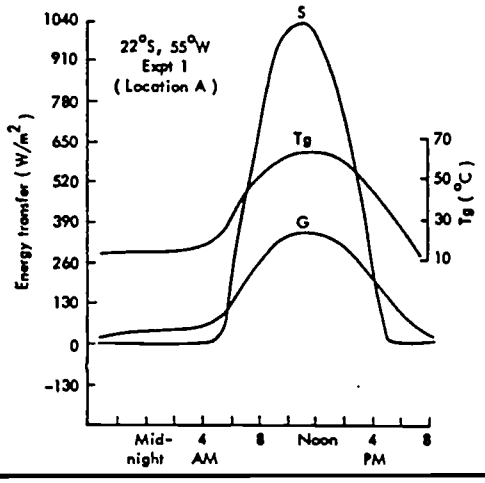
On trouvera dans Bhumralkar (75) le résultat de tests menés avec ces différentes formulations du flux conductif (voir figures F.3) la forme même de ces relations de proportionnalité conduit à une synchronisation des évolutions de la température au sol, du flux conductif, et du rayonnement solaire.

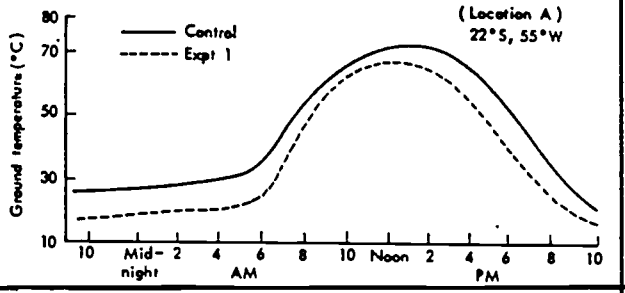
Les observations montrent un retard de 1 heure environ sur le rayonnement, un décalage de trois heures avec le flux conductif. De plus, négliger totalement G conduit a des amplitudes de variation erronées.

TESTS DE FORMULATIONS DE FLUX CONDUCTIF (BHUMRALKAR 1975)

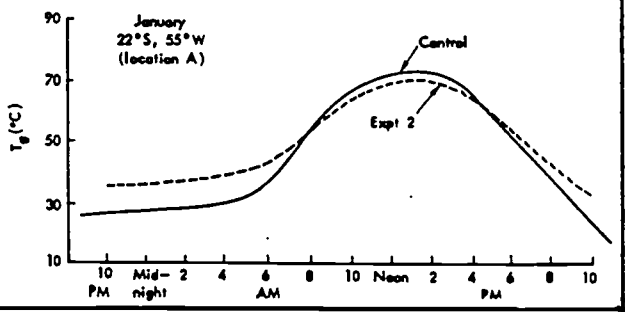


G = 0

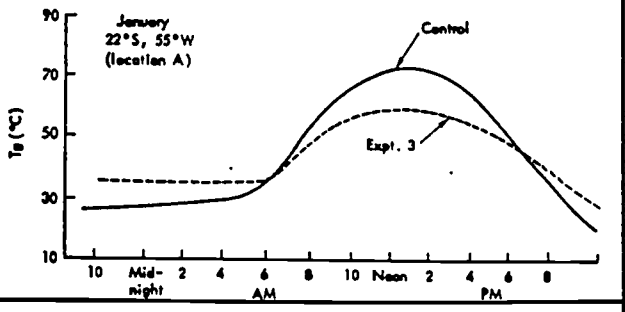




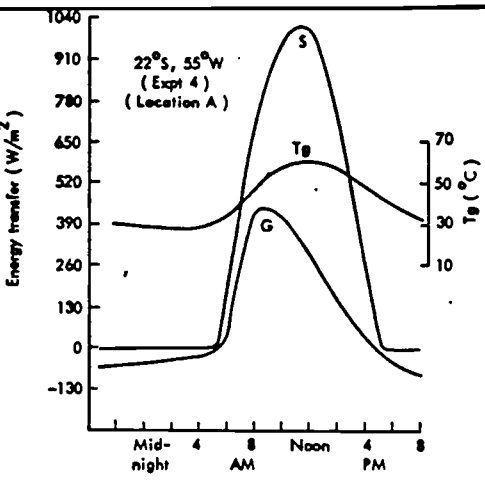
$G = \frac{\lambda}{D}(T_G - T_2)$



$G = \mu R_{net}$



G = 0.3Hs



Equation pronostique

Figures F.3

3 - Modèle à deux niveaux, équation pronostique

Entre ces deux types extrèmes de démarche on retient l'intégration de l'équation de conduction sur deux niveaux telle qu'elle est proposée par Bhumralkar (75).

On considère que le sous-sol est soumis à une onde diurne, d'amplitude décroissante et déphasage croissant sur la profondeur d_1, échelle des mouvements diffusifs sur une journée.

$$d_1 = (k_s \tau_1)^{1/2} = \left(\frac{2\pi\lambda}{C\omega}\right)^{1/2}$$

où τ_1 est la période de rotation de la terre $\tau_1 = 2\pi/\omega$

$$Tg(z, t) = T_2 + \Delta To\, e^{-z/d_1} [\sin(\omega t - z/d_1)]$$

ce qui est une solution réaliste à l'équation de diffusion à l'échelle d'une journée (figure F.4).

Cette solution vérifie en outre

$$\frac{\partial Tg}{\partial z} = -\frac{1}{d_1}(Tg - T_2) - \frac{1}{d_1}\frac{1}{\omega}\frac{\partial Tg}{\partial t}$$

ce qui permet d'écrire le flux au niveau z.

$$G(z) = \left(\frac{\omega C\lambda}{2}\right)^{1/2} \left[Tg(z) - T_2 + \frac{1}{\omega}\frac{\partial Tg}{\partial t}\right]$$

L'évolution de la température moyenne Tg de la couche superficielle d'épaisseur finie Δz suivra la loi de Fourier discrétisée

$$\frac{\partial Tg}{\partial t} = -\frac{1}{C}\frac{\Delta G}{\Delta z} = -\frac{1}{C\Delta z}(Go - G(\Delta z))$$

Le flux Go au sommet du substrat est alors exprimé par :

$$Go = -\frac{\partial Tg}{\partial t} C\Delta z + \left(\frac{\omega C\lambda}{2}\right)^{1/2} \left[Tg - T_2 + \frac{1}{\omega}\frac{\partial Tg}{\partial t}\right]$$

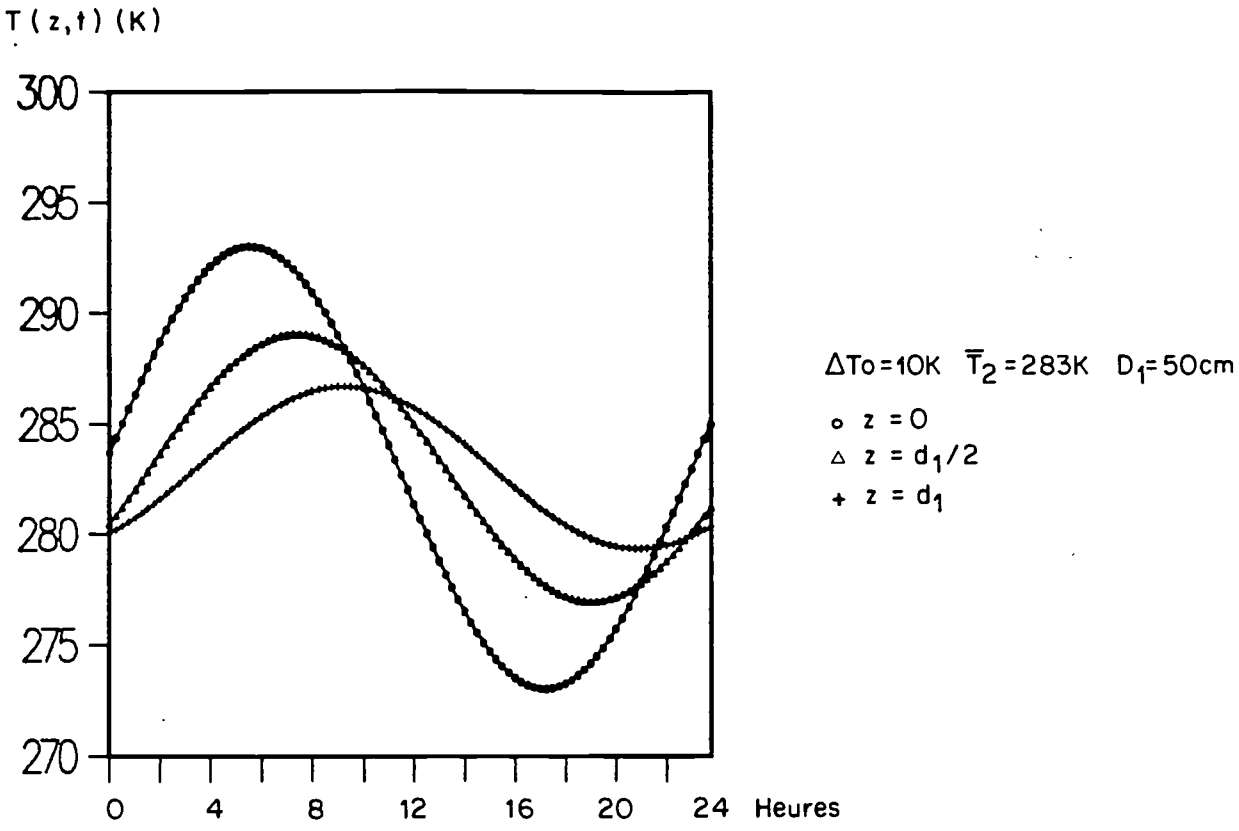

T (z,t) (K)
300
295
290
285
280
275
270
0
4
8
12
16
20
24
Heures
ΔTo=10K $\bar{T}_2$=283K D_1=50cm
o z = 0
△ z = $d_1/2$
+ z = d_1

Figure F.4

et l'évolution de Tg par

$$\frac{\partial Tg}{\partial t}\left(\Delta z.C + \left(\frac{\lambda C}{2\omega}\right)^{1/2}\right) = Go - \left(\frac{\lambda C \omega}{2}\right)^{1/2} (Tg - T_2)$$

Deardoff (78) a repris cette expression en considérant une épaisseur infiniment mince ce qui permet d'obtenir :

$$\frac{\partial Tg}{\partial t} = \left(\frac{2\omega}{\rho C}\right)^{1/2} . Go - \omega . (Tg - T_2)$$

La continuité des flux à l'interface permet de tirer Go du bilan atmosphérique $Go = H_s + L_E - R_N = - Ha$

L'équation "force restore" de Deardoff est écrite sous la forme

$$\frac{\partial Tg}{\partial t} = - \frac{C_1}{\rho C\, d_1} Ha - \frac{C_2}{\tau_1} (Tg - T_2)$$

(C capacité volumique)

où $C_1 = 2\pi^{1/2}$ et $C_2 = 2\pi$

La température moyenne T_2, constante à l'échelle de la journée subit une évolution annuelle, de période 365 τ_1. Un raisonnement analogue à l'échelle de l'année permet de définir la profondeur $d_2 = (365\, k_s\, \tau_1)^{1/2}$ affectée par les phénomènes conductifs.

Pour les périodes concernées par nos applications, (quelques jours), on peut négliger le second terme et écrire :

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = - \frac{Ha}{\rho C d_2}$$

L'équation "force restore" permet de mettre en évidence la réponse de la température à l'interface aux conditions atmosphériques d'une part, (Ha), et au stockage dans le sol d'autre part.

III - ECHANGES SOUS FORME DE CHALEUR SENSIBLE ET DE CHALEUR LATENTE

En terrain nu, la couche de surface est le siège de flux turbulents verticaux de chaleur et d'humidité, selon la stabilité thermique et le déficit en humidité de l'air.

Le flux de chaleur sensible $H = \rho Cp \overline{w'\theta'}o$ est habituellement représenté dans le cadre de la théorie de similitudes de Monin-Obhukov, modifiée en présence d'un couvert végétal. (se reporter au chapitre couche de surface).

Le flux de chaleur latente $LE = \rho Lv \overline{w'q_v'}$ est également issu de cette représentation, pour l'évaluer il est nécessaire de connaître l'évolution de l'humidité spécifique au sol, et donc du contenu hydrique.

IV - BILAN HYDRIQUE

La teneur en eau du terrain est un paramètre qui est déterminant pour l'évaluation du flux de chaleur latente, l'estimation des résistances en cas de couvert végétal et qui modifie les paramètres caractéristiques du sol.

Le développement de modèles de bilan hydrique a été principalement mené à l'échelle locale, en bioclimatologie.

Le contenu hydrique d'un terrain évolue selon plusieurs processus, puits ou sources : évaporation (E) ruissellements (R), précipitations (P), fontes de neiges, etc.

1 - Modèles complexes

Un modèle analogue au calcul du flux conductif a été exploité par Mac Cumber et Pielke (81).
En définissant une conductivité hydraulique k_η, un potentiel hydrique ψ_η pour une fraction volumique d'eau η à la profondeur z sous le sol, on écrit une équation de condution :

$$\rho_e \eta = k_\eta \rho_e \frac{\partial(\psi_e + z)}{\partial z}$$

qui représente les effets de capilarité et de gravité.

Les lois $k(\eta)$ et $\psi(\eta)$ sont données sous la forme $X = Xsat\ (\eta / \eta max)^b$, où Xsat est la valeur à saturation.

A une profondeur maximale choisie, on prédit l'évolution de η, l'équation est ensuite résolue de proche en proche jusqu'au sol (z = o). L'humidité spécifique en surface est déterminée par :

$$[qs = \exp(-g\psi(z = o)/Rv\ Ts) \cdot qsat(T_s)]$$

où l'exponentielle représente l'humidité relative au sol.

Ce modèle, comme le modèle multicouche de conduction pour la chaleur, ne peut être étendu facilement à des cas tridimensionnels par manque de données qui permettraient de fixer les valeurs des différents paramètres (Xsat, b, η max, profondeur,...) en chaque point, et par le nombre de tableaux supplémentaires à conserver par le code.

2 - Modèle à deux réservoirs

L'approche de Choisnel (77) est liée à un modèle de couvert végétal. Elle tente de traduire de façon distincte le comportement de la couche superficielle et des couches profondes, ceci d'après l'observation de

certains phénomènes : par exemple lors d'un épisode pluvieux suivi d'un ensoillement important on assiste à un dessèchement plus rapide de la couche arable alors que le sous-sol garde son humidité.

Le sous-sol est partagé en deux réservoirs, superficiel et profond. La hauteur de remplissage du réservoir profond varie de 0 à la limite inférieure du réservoir superficiel, celle de ce dernier de 0 à la base de la couche arable.

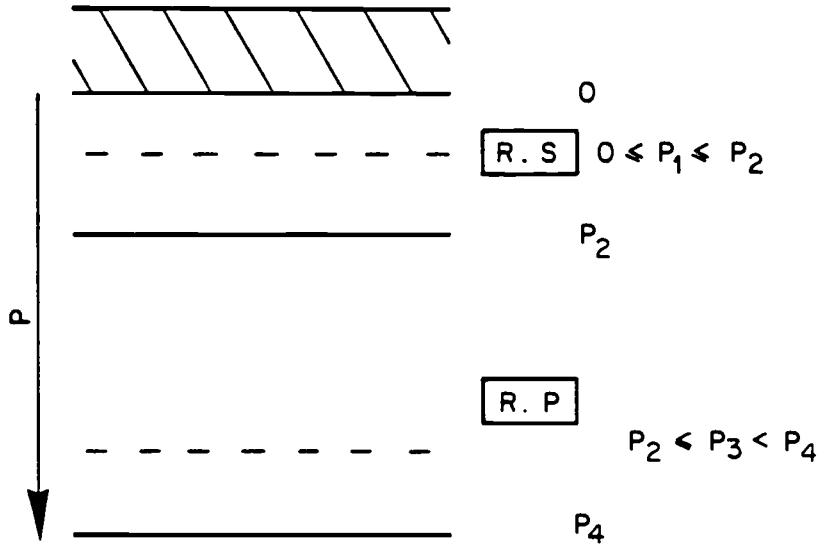


Figure F.5

La profondeur totale (P_4), de l'ordre du mètre, dépend de la taille du système racinaire présent.

On établit les quelques règles qui gouvernent les échanges entre le couvert et les réservoirs : si le réservoir superficiel n'est pas vide, le système racinaire peut y puiser, l'humidité en surface est de 100 % et le réservoir profond ne participe pas aux échanges, dans le cas contraire, le réservoir profond entre en jeu et l'humidité en surface décroit exponentiellement selon :

$$qs = \exp(-C\ P/P_4)\ qsat\ (T_s).$$

Le remplissage des réservoirs s'effectue pour sa part en fonction des sources : pluies et remontées et des puits : évapotranspiration et écoulements et concernent d'abord le R.P.

La grande difficulté liée à ce type de paramétrisation est l'évaluation initiale du contenu des réservoirs, de leurs dimensions... en chaque maille du domaine.

3 - Equation de Deardoff

Deardoff complète son modèle de bilan d'énergie par un modèle formellement analogue de bilan hydrique. Il a en commun avec la méthode à deux réservoirs d'introduire deux fractions volumiques en eau wg et w_2, l'une représente une couche mince superficielle (d'_1) l'autre la moyenne sur une couche profonde (d'_2).

L'évolution de wg dépend du bilan évapotranspiration-précipitations sur l'épaisseur d'_1 et des échanges avec la couche profonde remontées ou écoulements, selon le déficit ou le surplus en eau (signe de w_2 - wg), sur un cycle diurne.

Ces teneurs sont limitées par la valeur w_{max}, capacité au champ, variable selon la nature du sol :

$$\frac{\partial w_g}{\partial t} = - C'_1 \frac{E - P}{\rho_e \, d'_1} - C'_2 \frac{w_g - w_2}{\tau_1}$$

$$\frac{\partial w_2}{\partial t} = - \frac{E - P}{\rho_e \, d'_2}$$

L'humidité spécifique au sol est reliée d'une part à l'humidité à saturation à la température T_s, d'autre part à l'humidité au premier niveau atmosphérique par :

$$qs = \alpha \, qsat\,(T_s) + (1 - \alpha)\, qa \qquad \alpha = \min\,(1, wg/wk)$$

où wk, est la valeur critique au-delà de laquelle le sol a un comportement saturé.

Adopter cette équation ne résout pas la difficulté d'accès aux données sur un domaine de dimensions régionales (d'_1, d'_2, C_1, C_2, valeurs initiales de w_g et w_2...), mais a l'avantage de présenter un formalisme homogène avec l'équation de température, en outre facilement mis en jeu dans le cadre des différences finies en schéma explicite.

PARAMETRES

Ua = 4 ms^{-1}
Ta = 286 K
Za = 20 m

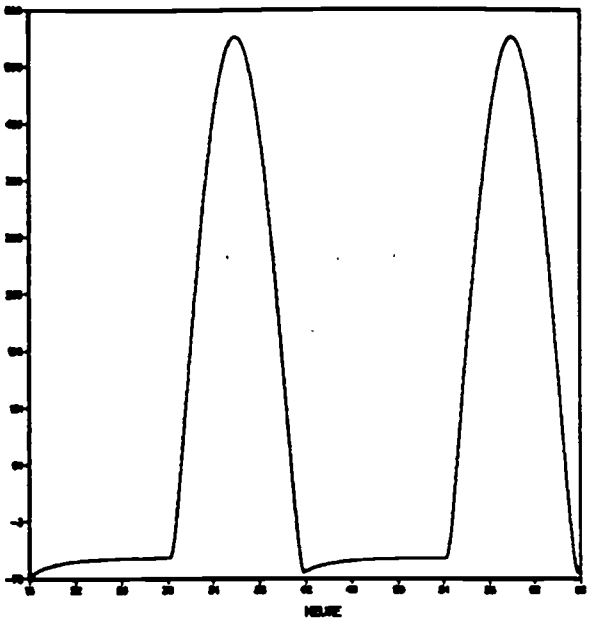
a = 0.15
$\mathcal{E}$ = 0.95
τ = 0.85

$\rho C_s = 2.34\ 10^{6}$
$K_s = 1.20\ 10^{-6}$
d'_1 = 0.1 m
d'_2 = 0.5 m
W_k = 0.30
W_{max} = 0.40
Zo = 1 cm

INITIALISATION

wg = 0.20
w2 = 0.25
T2 = 248 K
T_s = 286 K

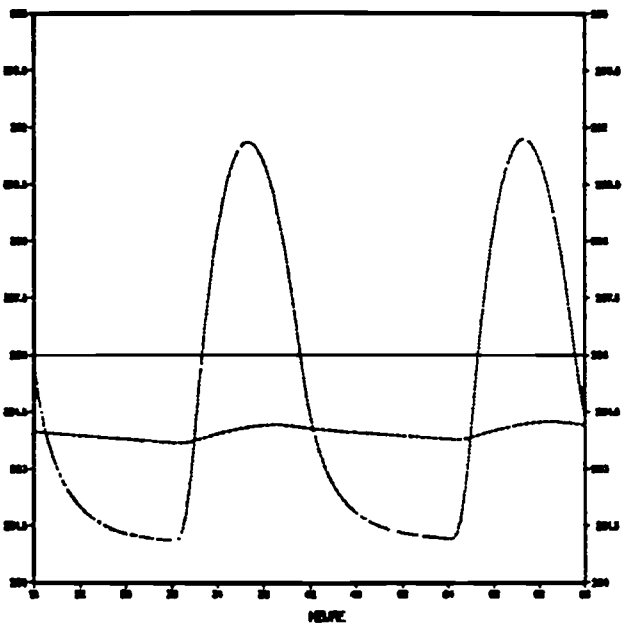
RAYONNEMENT NET
W/m^2



TEMPERATURES

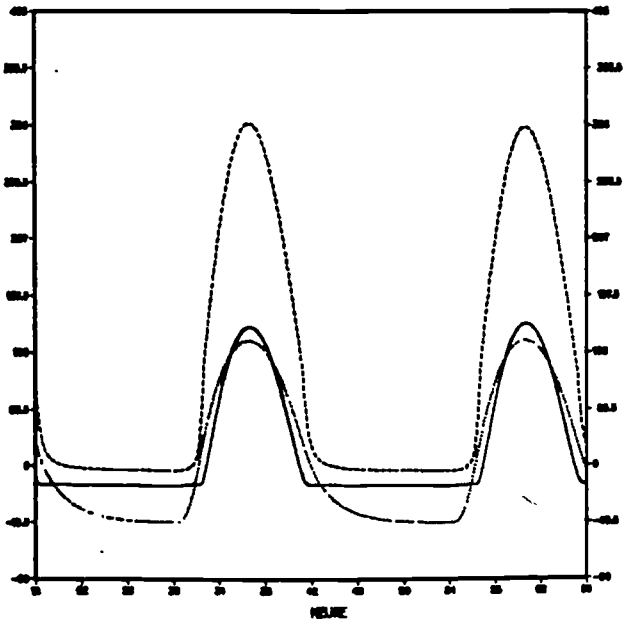
kelvin

——— Air Ta
..... sol Tg
----- sous-sol T2



FLUX DE CHALEUR
Wm^{-2}

——— sensible Hs
..... conductif G
----- latent LE



INTERFACE (DEARDOFF), CYCLE DE 48 HEURES

FIGURE F6

ESSAI 1D en sol nu

V - COUVERT VEGETAL

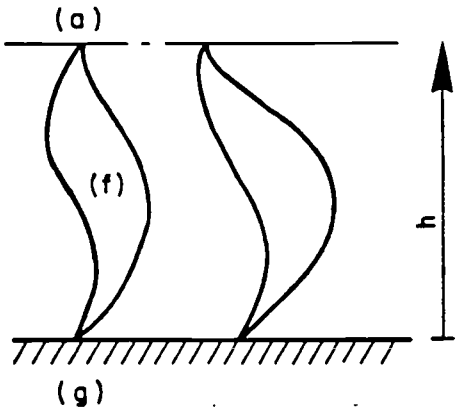
1 - Représentation de la couche végétale

Une approche assez détaillée pour inclure les modifications apportées dans les flux de surface en présence d'une couverture végétale, même partielle, est décrite par Deardoff (78).

La couverture végétale, représentée par une seule couche est caractérisée par un coefficient de densité σ_f ($0 \leq \sigma_f \leq 1$) qui rend compte de l'écran plus ou moins total interposé par la végétation entre le rayonnement incident et le sol. Ce coefficient peut atteindre 0.98 pour une forêt d'épineux, dans ce cas, le sol n'est soumis qu'à 2 % du rayonnement solaire incident et son influence sera moindre dans les bilans à l'interface.

Pour évaluer les flux à la base de la couche limite, on considère les échanges entre le sol et l'air présent dans la couche végétale d'une part entre les éléments végétaux et ce même air d'autre part.

Les propriétés dynamiques et thermodynamiques de l'air qui ventile la végétation (af) sont estimées à partir des propriétés de l'air au-dessus du couvert (a), au sol (g) et du feuillage (f).



$$U_{af} = 0{,}83 \quad \sigma_f \, C_u \, h^{1/2} \, U_a + (1 - \sigma_f) \, U_a$$

où Cu h est le coefficient d'échange pour la quantité de mouvement calculé au sommet du couvert.

$$T_{af} = (1 - \sigma_f) \, T_a + \sigma_f \, (0{,}3 \, T_a + 0{,}6 \, T_f + 0{,}1 \, T_g)$$

$$q_{af} = (1 - \sigma_f) \, q_a + \sigma_f \, (0{,}3 \, q_a + 0{,}6 \, q_f + 0{,}1 \, q_g)$$

Figure F.7

Le poids des éléments végétaux (Tf) est le plus important car on considère que le couvert présente une surface d'échange plus vaste.

2 - Modification des termes radiatifs

Les rayonnements visibles ou infrarouge émis ou reçus par les différentes couches prennent en compte les phénomènes d'ombre, d'émission-réflexion en présence de deux surfaces parallèles d'émissivité distinctes.

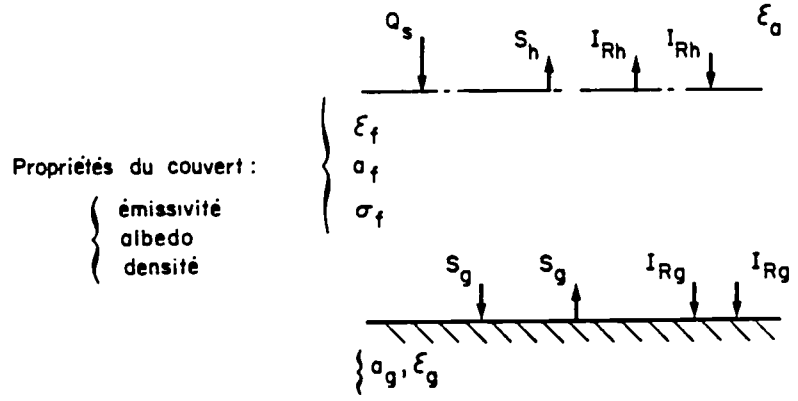


Figure F.8

A partir des données climatiques, on calcule les flux reçus au sommet de la couche végétale, de la même façon qu'en sol nu.

$$\begin{vmatrix} Q_s = (1 - a_f)\ S \cos \xi \tau \\ I_{Rh}\downarrow = \varepsilon_a\ \sigma\ T_a 4 \end{vmatrix}$$

Le sol reçoit un flux solaire qui correspond à la fraction de sol nu :

$$\left| S_g \downarrow = (1 - \sigma_f)\ Q_s \right.$$

dont il réfléchit une partie, si son albedo est ag :

$$\left| S_g \uparrow = a_g\ S_g \downarrow \right.$$

Au sommet, h, le rayonnement visible réfléchi tient aussi compte de la réflexion par le couvert du rayonnement incident Q_s.

$$\left| S_h \uparrow = (\sigma_f . a_f)\ Q_s + S_g \uparrow = [a_f\ \sigma_f + a_g\ (1 - \sigma_f)]\ Q_s \right.$$

Le rayonnement infrarouge reçu par le sol est composé d'une part du IRh $\downarrow$ reçu par la fraction de sol nu, d'autre part de l'émission-réflexion entre les deux surfaces parallèles que représentent la végétation et le sol, pour la fraction de sol couvert.

$$\left| I_{Rg} \downarrow = (1 - \sigma f)\ IRh \downarrow + \sigma f\ \frac{\varepsilon_f\ \sigma\ T_f^4 + (1 - \varepsilon_f)\ \varepsilon_g\ \sigma\ T_g^4}{\varepsilon_f + \varepsilon_g - \varepsilon_f\ \varepsilon_g} \right.$$

Le flux infrarouge émis est composé pour le sol nu de l'émission propre et d'un terme similaire au précédent pour la partie couverte.

$$\left| I_{Rg} \uparrow = (1 - \sigma_f)\ [\ \varepsilon_g\ \sigma\ T_g^4 + (1 - \varepsilon_g)\ I_{Rh} \downarrow\ ] + \sigma_f\ \frac{\varepsilon_g \sigma T_g^4 + (1 - \varepsilon_g)\ \varepsilon_f \sigma T_f^4}{\varepsilon_f + \varepsilon_g - \varepsilon_f\ \varepsilon_g} \right.$$

Au sommet du couvert, l'émission tient compte de l'émission propre des végétaux.

$$I_{Rh}\uparrow = (1 - \sigma_f)\ [\varepsilon_g \sigma T_g 4 + (1 - \varepsilon_g)\ I_{Rh}\downarrow\ ] + \sigma_f\ [\varepsilon_f\ \sigma\ T_f 4 + (1 - \varepsilon_f)\ I_{Rh}\downarrow\ ]$$

3 - Eau liquide et flux d'évapotranspiration au sein du couvert

En milieu végétal une quantité supplémentaire intervient dans la description des échanges hydriques, par la quantité d'eau condensée ou rosée. Cette teneur est limitée par la quantité d'eau liquide maximale retenue par le feuillage avant écoulement vers le sol (w_{dmax}).

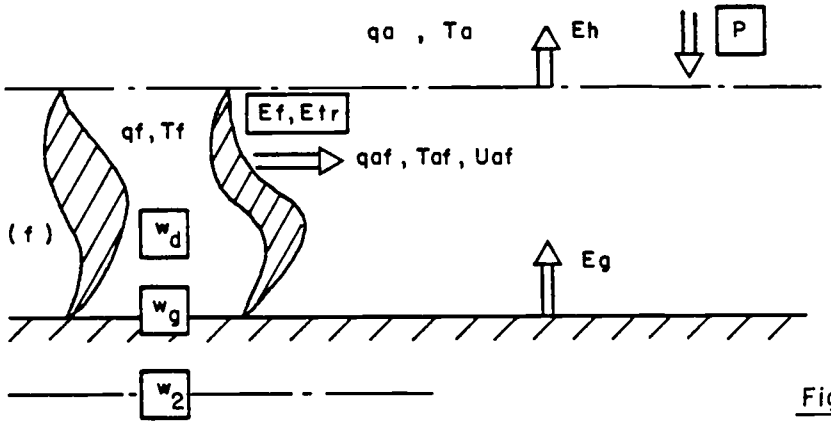


Figure F.9

Les autres grandeurs sont analogues à celles décrites en sol nu.

L'évaporation maximale ou potentielle du couvert tient compte de la surface d'échange que présente la couverture végétale. Un indice foliaire N, mesure le rapport de la surface totale du feuillage à la surface du sol nu.
Une évaluation courante rapporte N à la densité du couvert : $N = 7\sigma_f$.

Un coefficient de transfert Cf est défini pour les échanges végétaux/air.
Il est évalué par $C_f = 0{,}01\ (1 + 0{,}3/U_{af})$ où la valeur numérique 0,01 correspond à la convection forcée, le second terme favorisant les échanges en convection libre.
L'évaporation potentielle s'exprime finalement par

$$E_f \text{ pot} = N\ (\rho_a\ C_f\ U_{af}\ (q_{sat}\ (T_f) - q_{af}))$$

L'évapotranspiration réelle est définie par le biais d'un coefficient r", fraction d'évaporation potentielle.

$$E_f = r''\ E_f \text{ pot}$$

Dans le cas où il y a évaporation d'eau liquide à la surface du feuillage (qaf < qsat (Tf), Ef pot > 0) en l'absence d'eau liquide, seule la transpiration est effective.

$$Ef = Etr = \frac{ra}{rs + ra} \; Ef\ pot$$

en présence d'une fraction d'eau liquide wd/wd max, la part de transpiration diminue et la part d'évaporation augmente selon

$$\left| \begin{array}{l} Etr = \dfrac{ra}{rs + ra} \left(1 - \left(\dfrac{wd}{wdmax}\right)^{2/3}\right) Ef\ pot \\ \\ Ev = \left(\dfrac{wd}{wdmax}\right)^{2/3} Ef\ pot \end{array} \right.$$

quand la quantité d'eau liquide est maximale, seule l'évaporation subsiste

$$\left| \begin{array}{l} Etr = 0 \\ Ev = Ef\ pot \end{array} \right.$$

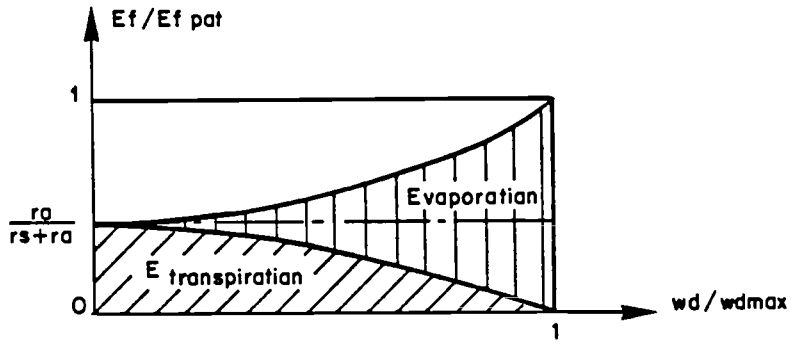


Figure F.10

Dans le cas où qaf > qsat (Tf), Ef pot < 0, un seul phénomène existe, la condensation de vapeur d'eau à la surface du feuillage.

$$\left| \begin{array}{l} Etr = 0 \\ Ef = Ef\ pot \end{array} \right.$$

Ceci est résumé par Dear doff en une expression en utilisant un indice $\delta c = 0$ en phase de condensation, $\delta c = 1$ sinon.

$$\left\{ \begin{array}{l} \dfrac{Ef}{Ef\ pot} = r'' = 1 - \delta c \dfrac{rs}{rs + ra} \left(1 - \left(\dfrac{wd}{wdmax}\right)^{2/3}\right) \\ \\ \dfrac{Etr}{Ef\ pot} = \delta c \dfrac{ra}{rs + ra} \left(1 - \left(\dfrac{wd}{wdmax}\right)^{2/3}\right) \end{array} \right.$$

La quantité d'eau liquide wd évolue dans le couvert en fonction de la quantité d'eau interceptée par le couvert et du taux d'évaporation ou de condensation d'eau liquide Ef - Etr = Ev.

$$\frac{\partial wd}{\partial t} = \sigma_f P - (Ef - Etr) \qquad wd \leq wdmax$$

La résistance atmosphérique ra correspond au coefficient de transfert Cf défini plus haut

$$ra = 1/\ Cf\ Uaf$$

La résistance stomatale rs est exprimée en fonction de la saison ($\mathcal{S}$), du rayonnement solaire maximum (midi local) du point de flétrissement w wilt et de la teneur dans la zone racinaire ws.

$$rs = 2\ [\ Smax \downarrow / (S \downarrow + 0{,}03\ S\ \ max) + \mathcal{S} + (w\ wilt/ws)^2]$$

$$ws = 0{,}9\ w_2 + 0{,}1\ wg$$

où w_2 et wg sont les teneurs en eau définies dans le sous-sol (voir Bilan Hydrique).
$\mathcal{S}$ est un terme significatif en période normale, annulé en période de croissance des cultures.
Une valeur minimum de 2 scm^{-1} est imposée.

4 - Bilans d'énergie et bilans hydriques

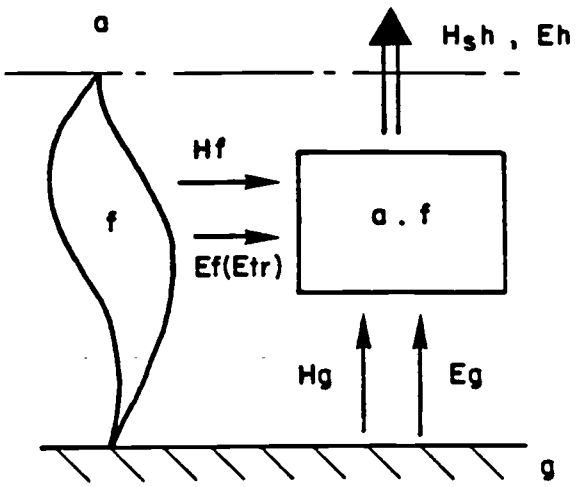


Figure F.11

Bilans au sol

La température et l'humidité au sol sont issues du bilan des échanges entre les milieux (g) et (af) de façon analogue au bilan en sol nu.

$$-G = Hsg + LEg - (1 - ag)\,(1 - \sigma_f)\,QS + IRg\uparrow - IRg\downarrow = Ha$$

Hsg et LEg sont évalués de la même façon qu'en sol nu, en considérant l'écart Tg - Taf, qg - qaf, le vent Uaf.

Le bilan hydrique tient compte en plus de l'extraction d'eau au sol par transpiration, et ne prend comme source que la fraction de précipitation qui atteint le sol $Pg = (1 - \sigma_f)\,P$.

$$\frac{\partial wg}{\partial t} = - \frac{C_1}{\rho_e\, d'_1}\,(Eg + 0{,}1\,Etr - Pg) - \frac{C_2}{\tau_1}\,(wg - w_2)$$

$$\frac{\partial w_2}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_e\, d'_1}\,(Eg + Etr - Pg)$$

On considère que la majeure partie de l'eau mise en jeu pour la transpiration provient des couches les plus profondes, ce terme ne participe donc que faiblement au bilan de $w_g(0.1\,Etr)$.

Bilans dans le couvert

Le bilan d'énergie dans le couvert ne tient pas compte de terme de stockage de chaleur.
Le flux de chaleur sensible, calculé à partir de l'écart de température entre les milieux (f) et (af), Tf - Taf, prend en compte l'indice foliaire N (surface d'échange), multiplié par un coefficient 1,1 pour introduire grossièrement la participation des autres parties végétales, absentes dans le processus de transpiration (branches, tronc etc).

$$Hsf = 1{,}1\,N\,[\,\rho_a\,Cp\,Cf\,Uaf\,(Tf - Taf)]$$

Le flux de chaleur latente, évaporation ou transpiration, a été défini en (3) .

Un bilan d'énergie pour la couche végétale entre les niveaux z = 0 et z = h :

$$Hf + LEf = (1 - af)\,\sigma f\,Q_s - IRh\uparrow + IRh\downarrow - [\,(1 - ag)\,(1 - f)\,Q_s - IRg\downarrow + IRg\uparrow\,]$$

permet de déterminer la température Tf du feuillage.

L'humidité correspondante qf = r" qsat (Tf) + (1 - r") qaf
qf ≤ qsat (Tf) est définie de telle façon que l'évapotranspiration Ef soit exprimée par Ef = N ρ_a Cf Uaf (qf - qaf).

Au niveau z = h, on introduit les flux résultants au sommet du couvert :

$$H_s h = H_s g + H_s f$$
$$Eh = Eg + Ef$$

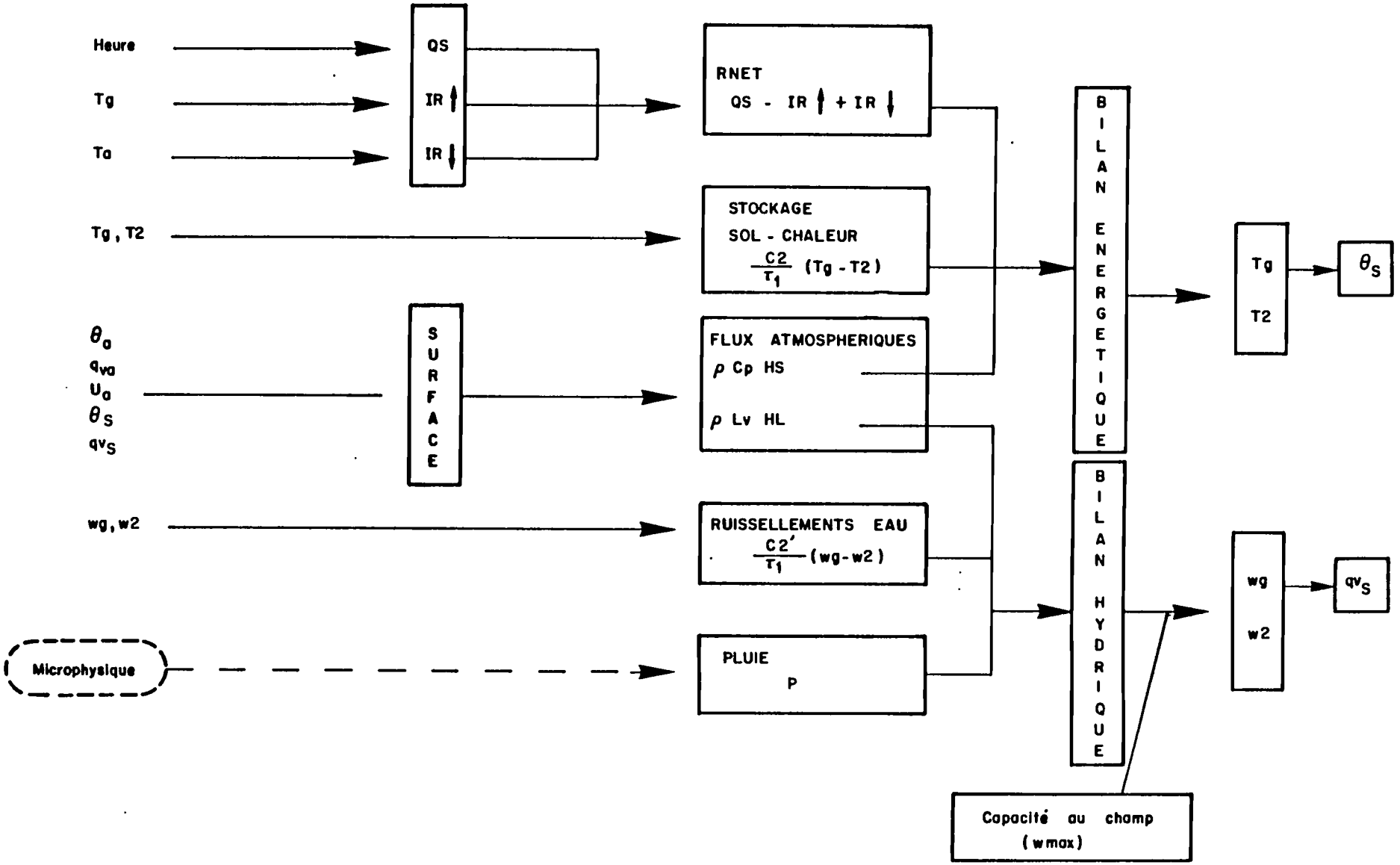


Schéma simplifié à la résolution explicite de l'interface sol/atmosphérique mise en oeuvre dans HERMES, en utilisant les équations de Deardoff.
A chaque pas de temps, les caractéristiques peuvent être en outre modifiées par les teneurs en eau du sol

Liste des paramètres à introduire lors d'une simulation avec interface et des variables à initialiser

Nous devons distinguer deux sortes d'entrées nécessaires au modèle. D'une part les variables terrain, qui seraient connues localement si une description précise du domaine existait. Ces paramètres ne dépendent pas de l'état atmosphérique existant, mais seulement de la nature du terrain et évoluent selon la teneur en eau du sol (cf. F, II éventuellement) :

Définition	Dépendance éventuelle
Rugosité Zo (m)	vent (mer en particulier)
Capacité calorifique C ($J/m^3.k$)	eau (ρ C (sec) + α wg)
Conductivité thermique λ (W/mk)	eau
Emissivité ε	
Albedo a	eau
Capacité au champ wmax	
Teneur critique wcri	
Transmission atmosphérique τ	nébulosité, composant atmosphérique
Profondeur couches hyd. d'_1, d'_2	
Localisation géographique	
Partie végétale	
Hauteur du couvert hf	
Densité du couvert σf	
Albedo af	
Emissivité Ef	
Point de flétrissement w_{wilt}	
Retenue eau liquide max $w_{a\ max}$	
Variation saisonnière pour la résistance stomatale	
Minimum de r_s	

D'autre part les valeurs initiales des variables supplémentaires a traiter par le modèle.

Température terrain	Tg	obtention ou approximation approchée par la mesure de température à la base du Radiosondage ou station climatique
Température sous-sol	T_2	mesures sous-sol stations climatiques
Teneur en eau terrain	wg	?
Teneur en eau sous-sol	w_2	?
Partie végétale :		
Teneur en eau liquide (rosée)	wd	?

Les inconnues essentielles sont donc du domaine de l'initialisation des teneurs en eau sur le domaine. La plupart des travaux dans ce domaine restent au stade des études de sensibilité du modèle, qui est élevée vis-à-vis de wg.

(Voir chapitre I, IV test 1D effectués).

Une tentative (Taconet 84) de détermination des contenus initiaux est brièvement présentée dans la suite.
Elle suppose la validité du modèle et de tout autre paramètre descriptif associé ainsi qu'un calage a posteriori, sur des évolutions de températures télédétectées.

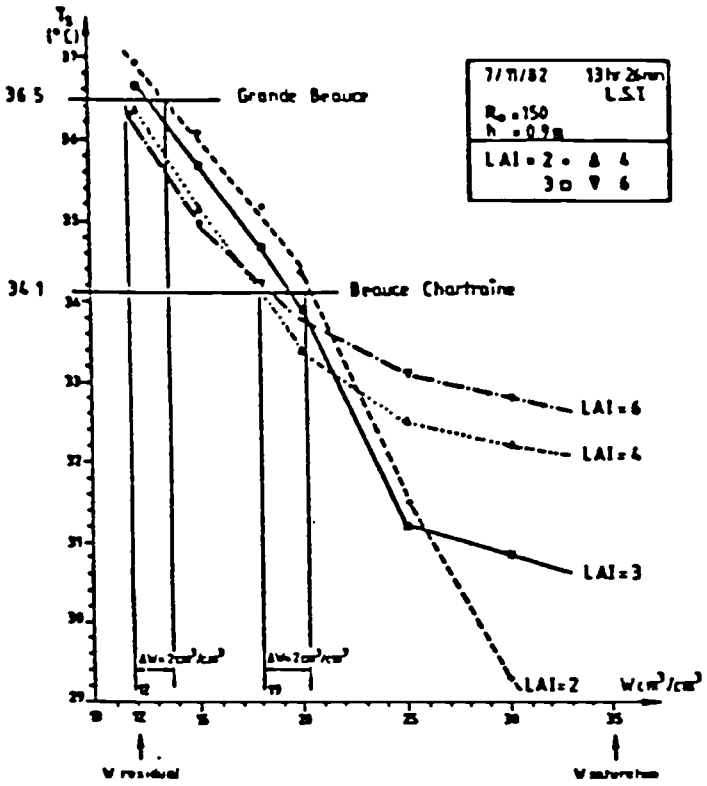
5 - Application du modèle de végétation à l'acquisition de paramètres sol (Taconet 84)

Un modèle fondé sur cette paramétrisation de la couverture végétale a été utilisé par Taconet et ali. (84), couplé à un modèle unidimensionnel de couche limite.
Il a été appliqué pour évaluer la possibilité, à partir des évolutions diurnes télédétectées de température de surface (NOAA), de déterminer la teneur en eau, l'évapotranspiration, l'inertie thermique du sol.
Il a permis de tracer des courbes de sensibilité :
Température de surface à 12 H locale pour différentes teneurs en eau (W) initiales et différents indices de végétation (LAI, $\sigma f = 1 - \exp(-LAI/2)$), tout autre paramètre égal (voir figure F.12.a).

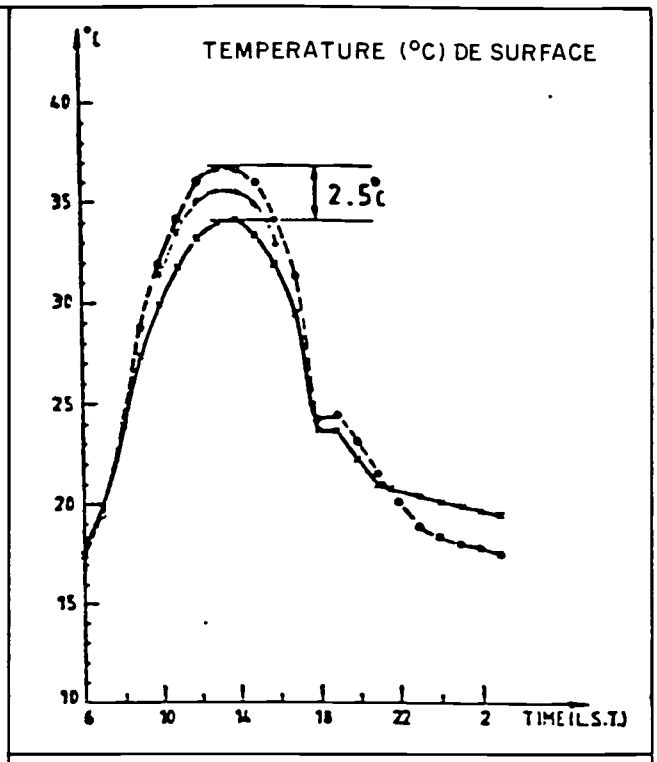
En utilisant la température déduite par télédétection sur la Beauce, pour une zone de culture homogène, on détermine un intervalle pour W dans lequel on situe la valeur "réelle".
Cet intervalle est d'autant plus réduit que le sol est peu humide (si l'on ne connait pas a priori l'indice LAI du lieu).

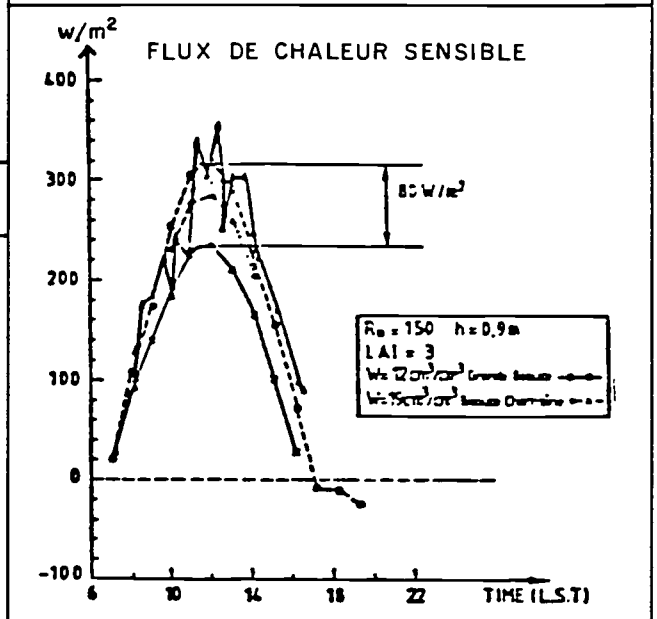
La valeur W sert de donnée d'entrée au modèle qui calcule alors les évolutions diurnes de T_s, et des flux de chaleur sensible et latent, en différents sites. (Figures F12 (b,c,d).

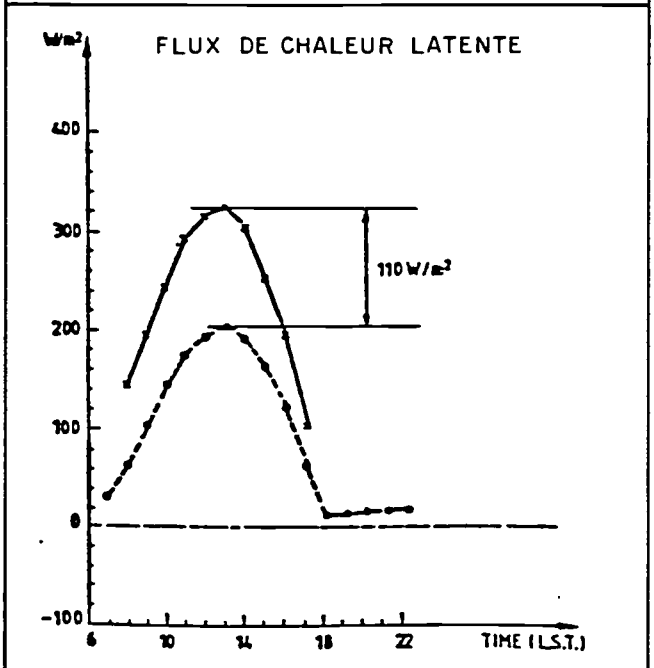
Ce genre de calage peut être a priori mené avec une version 1D de notre modèle, mais une liste, même non exhaustive des paramètres d'entrée du modèle montre que ce n'est pas la seule méthode.



COURBES DE SENSIBILITE T (13h 26) _ w initiale _







LEGENDE :

—x—x— Simulations Beauce Chartraine (A)

--o-o-- Grande Beauce (B)

+---+---+ Villeau

—Δ—Δ— Données Villeau (C)

Figure F.12

G – UTILISATION DE MESURES TELEDETECTEES POUR L'ESTIMATION DE L'EVAPOTRANSPIRATION

Une convention a été passée entre EDF et l'Inra pour l'étude des possibilités offertes par l'utilisation des mesures télédétectées pour l'estimation de l'évapotranspiration d'une région.

L'emploi des données satellitaires permet d'espérer une prise en compte de l'aspect tridimensionnel des domaines mésométéorologiques dont l'échelle en outre est proche de la résolution satellitaire (maille météosat environ 5 x 7 km).

Ainsi, les difficultés liées à la définition de valeurs "moyennes" représentatives de l'effet global du flux d'évapotranspiration sur une maille du calcul peuvent être approchées autrement qu'à partir de l'échelle locale.

Une revue détaillée des méthodes étudiées jusqu'à présent et des efforts mis en oeuvre se trouve dans les différents articles écrits par Seguin (78, 80, 82, 83, 84).

I - EXTENSION DE MODELES LOCAUX ET APPROCHE PAR LA TELEDETECTION

Dans le cadre de simulations tridimensionnelles à l'échelle mésométéorologique, l'évaluation des flux à la base de la couche limite est en général envisagée à partir des modèles locaux, développés de nombreuses manières et dans diverses optiques jusqu'à présent.
(ex : Choisnel 77, Deardoff 78, Ottle 83).

L'extension à l'échelle régionale de paramétrisations locales a amené les auteurs à se pencher sur les méthodes d'obtention de caractéristiques moyennes sur la surface définie par la maille et leur représentativité quant aux flux résultants.

Cette question est d'autant plus cruciale pour les régions situées dans notre pays que le morcellement naturel ou agraire y est élévé.

Une approche simple consiste en un découpage des domaines étudiés en zones considérées comme homogènes pour lesquelles on dispose d'un catalogue de paramètres descriptifs (rugosité, albedo, conductivité, etc).

Un obstacle à ce type de démarche est le caractère non linéaire de la dépendance des équations de bilan d'énergie à l'interface vis-à-vis de certains de ces paramètres : émissivité , rugosité Zo, température sol T_s.

Pour une zone constituée de plusieurs parcelles i, ε_0 un domaine de variation réduit, et est en outre le moins sensible de ces paramètres.

Le cas de T_s est approché par la linéarisation habituelle, si l'écart ne dépasse pas 5°C entre les parcelles, ce qui suppose des réserves hydriques assez homogènes également.

$$\varepsilon i \ \sigma T_{si}^4 = \overline{\varepsilon} \sigma \overline{T}_s^4 + 4 \sigma (T_{si} - \overline{T}_s) \ \varepsilon i$$

La prise en compte de la rugosité de la parcelle i, en log z_{oi}, dans l'expression de la résistance aérodynamique, ne se résout pas.
La représentativité de la rugosité moyenne n'est assurée dans ce cas que si, pour la zone considérée, une classe dominante existe.

L'image satelittaire obtenue dans le domaine infrarouge au-dessus d'une région est une représentation de la répartition spatiale de la température de surface, c'est-à-dire du terrain en sol nu, du sommet des éléments végétaux en sol couvert ou même des zones urbaines.

L'image fournie à l'échelle de la maille météosat (5 x 7 km environ) réalise donc a priori la moyenne représentative souhaitée sur cette maille.

Une calibration appropriée mise au point à l'aide des mesures effectuées sur le site de la Crau (cf. infra) fournit la température de surface attribuée à chaque maille météosat.

A partir de la notion de bilan d'énergie à l'interface des études se sont attachées à définir des méthodologies pour estimer le flux d'évapotranspiration à partir de cette température dans le cadre de certaines approximations (TACONET/84) Le Treut. Serafini 84)

Le flux d'évapotranspiration est en effet le terme du bilan d'énergie le plus délicat à estimer dans le cadre d'une paramétrisation locale étendue puisque doivent être a priori décrits pour ce faire les ressources hydriques de la zone étudiée, les processus d'évaporation du sol, de transpiration des couverts, etc. autant d'étapes lourdes en inconnues (voir plus haut : F,INTERFACE).

La validation du modèle proposé par l'Inra repose sur la comparaison des flux calculés avec les résultats issus de modèles locaux en bilan d'énergie à partir de mesures sur le site de la Crau ou de températures télédétectées.

L'objectif est de mettre au point une méthodologie aussi simple, donc approximative, que les données disponibles en routine sont insuffisantes et qui soit capable de restituer la variabilité spatiale des flux d'évaporation et une évolution diurne réaliste de ces flux.

II - ETUDE EXPERIMENTALE ET VALIDATION SUR LE SITE DE LA CRAU

1 - Description du site

Cette région a été choisie pour le fort contraste hydrique qu'elle présente, entre une zone aride au sol caillouteux et une zone bien irriguée, au sol limoneux, au couvert herbacé de 10 à 50 cm.
(Seguin et all 82)

Ce site a été équipé de stations microclimatiques au sol au cours des mois d'été 1978 et 1979.



Figure G.1

Plaine de la Crau
Indications schématiques des zones sèches et irriguées

(Seguin 1980)

Prairies irriguées

Zone de végétation naturelle sèche.

X Mesure de bilan d'énergie au sol.

0 5 10 15 20 Km

Deux zones homogènes, l'une sèche et l'autre irriguée ont fait l'objet de mesures intensives de bilan d'énergie au sol.

La température en zone sèche peut être de 15 à 20°C plus chaude qu'en zone irriguée, de même elle est de 1 à 2°C plus froide la nuit.

La zone irriguée, en partie abritée par un réseau de coupe vent voit son évaporation potentielle réduite de ce fait.
L'évaporation réelle y est plus élévée grâce aux réserves hydriques plus importantes.
ETR/ETP 0,8 en zone irriguée (ZI) - ETR/ETP 0,4 en zone sèche (ZS)

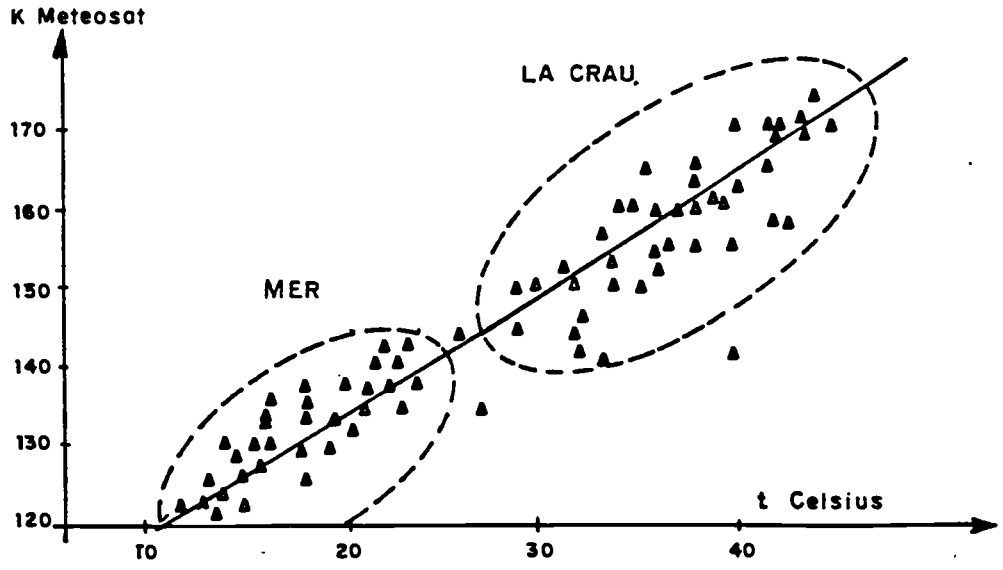
2 - Calibration des températures

L'étalonnage a été déterminé à partir de mesures de températures au sol, pour l'ensemble de la Crau, le meilleur ajustement a été obtenu avec la formule :

$$t = \frac{K - 102,9}{1.52} \qquad \text{(Seguin 84)}$$

Cette calibration présente, à l'échelle journalière, une dispersion assez importante (variations diurnes des corrections atmosphériques).
En ce qui concerne le domaine plus vaste de la basse vallée du Rhône, où les reliefs sont significatifs, et parce qu'on utilisera plus tard une température air Ta uniforme, l'écart $T_s - T_a$ a été reporté sur la valeur de T_s. Cette correction relief est évaluée avec le gradient vertical 0,7 - 0,8°C/100 m. (Guinot Seguin 84)

Figure G.2



III - ESTIMATION DE L'EVAPOTRANSPIRATION

III.1 - Estimations à partir de températures satelittaires

1.a - Utilisation du Bilan d'Energie en routine

En utilisant un bilan complet, avec description de chaque flux, l'évapotranspiration d'une zone i s'écrit (mmj^{-1}).

$$ET_{Ts} = (1 - ai)\, Rg + Ra - \sigma\, T_{si}^{4} - \lambda i\, (T_{si} - T_{ai}) - \rho \frac{Cp\, T_{si} - T_{ai}}{rai}$$

Les paramètres et variables qui apparaissent à droite sont d'accessibilités diverses.

albedo ai	données satellitaires visibles
Rg, Ra, Ta, Tg, U	réseau climatique avec interpolation adéquate
T_{si}	données satellitaires infrarouge
rai = rai (U, Zo)	
Zo	appréciation sur terrain (classifications)
λi	" "

On se persuade facilement des difficultés d'accès aux deux derniers paramètres cités, même sans aborder les problèmes de moyenne sur la maille. Malheureusement la sensibilité du calcul à ses paramètres est des plus élevées.

Le flux de conduction dans le sous-sol peut être négligé à la rigueur, en particulier en sous-sol humide où il ne représente jamais plus de 5 % du rayonnement net.

Un autre obstacle est la fréquence de passage du satellite qui ne fournit pas T_s de façon continue. Or, pratiquer une extrapolation sur la journée, suppose de prédire un type d'évolution lié à des paramètres micrométéorologiques inconnus ou mal connus en général, en dehors des zones équipées pour la mesure (Seguin, 80, entre autres).

1.b - Formulation simplifiée - Jackson

La formulation simplifiée a été d'abord proposée par Jackson et mise au point sur la région de Phoenix, Etats-Unis. Elle est reprise par Seguin (82, 83, 84) et généralisée pour s'adapter à la configuration plus variée du site de la Crau.

L'expression $ETj = Rnj - G + A - B\ (T_s - T_a)i$ évalue l'évapotranspiration-journalière, (mm j^{-1}) en fonction de :

Rnj rayonnement net journalier

T_s température radiative maximale (Cliché 13 h Tu sur la Crau) ou température mer éventuellement

Ta température air correspondante

$(T_s - T_a)_i$ représente une valeur instantanée de l'écart $T_s - T_a$ au voisinage du maximum de T_s

La représentativité de la température maximale de la journée se justifie par le fait que, en présence d'un contraste hydrique important en deux régions, un écart de température T_s de 15°C peut être enregistré lorsque le maximum est atteint, alors qu'il n'est que de 2 ou 3°C au plus la nuit.

Une information plus intéressante quant à la variabilité spatiale du comportement hydrologique est contenue dans la donnée de la répartition des T_s à ce moment là.

III.2 - Estimations à partir de mesures sol

2.a - Bilan d'énergie

$ET_{BE} = Rn - G - \rho\ Cp\ hi\ (T_s - T_a)$

hi coefficient d'échange turbulent entre le sol et l'altitude Za où la température de l'air est mesurée ($hi = 1/r_{ai}$, r_{ai} utilisé en 1.a)

Ce coefficient d'échange est calculé dans le cadre des hypothèses de similitude de Monin Obhukov, en fonction de la stabilité de la couche de surface, du vent en Za, de la longueur de rugosité zo et hauteur de déplacement d.

Dans l'expression de hi, Seguin préfère introduire la correction proposée par Thom (76) qui consiste, par l'intermédiaire d'un coefficient $\alpha = 5$ à distinguer la forme des transferts de quantité de mouvement d'une part, de masse et chaleur d'autre part (Seguin, 83).

$$h_i = \frac{kU_*}{\log \alpha \frac{z-d}{zo}} F_2\left(\frac{z}{L}\right) \quad \text{et} \quad u(z) = \frac{u_*}{k} \log \frac{z-d}{zo} F_1\left(\frac{z}{L}\right)$$

Ceci est particulièrement important pour l'estimation satellitaire équivalente présentée en (1 - a) puisque la température radiative de surface utilisée est assez différente de la température aérodynamique que définirait l'extrapolation au niveau du sol (zo ou zo + d) des profils logarithmiques issus de Ta. Une résistance supplémentaire aux transferts de chaleur doit être utilisée (rah > ra) ou une rugosité plus faible ($zo_h < zo$. $zo_h = zo/a$).

2.b - Equation de Penmann (Evaporation Potentielle)

L'évaporation potentielle définie par Penmann en fonction du rayonnement net et d'une demande atmosphérique construite à partir du vent et du déficit en eau de l'air en contact avec le sol, a pour expression :

$$ETP = \frac{\Delta Rn + \gamma Ea}{\Delta + \gamma} \qquad (mm\ j^{-1})$$

où γ est la constante psychométrique (0,66 mbk^{-1})
Δ la pente de la courbe e_s (T)
e_s la pression de vapeur a saturation (mb)
e la pression de vapeur réelle

$$et \quad Ea = 0,26\ (e_s - e)\ (1 + \frac{U}{100})$$

où U est le module du vent à 2 m en miles $jour^{-1}$

(d'après Thom - Oliver, 77)

Cette estimation correspond au cas idéal d'un sol saturé.

2.c - Evapotranspiration à l'équilibre

Le premier terme de l'équation de Penman se réduit à $ET_{eq} = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} Rn$

Cette évaluation, est surtout valable en conditions de sol sec, où l'évaporation de ce fait est réduite.

2.d - Rayonnement net

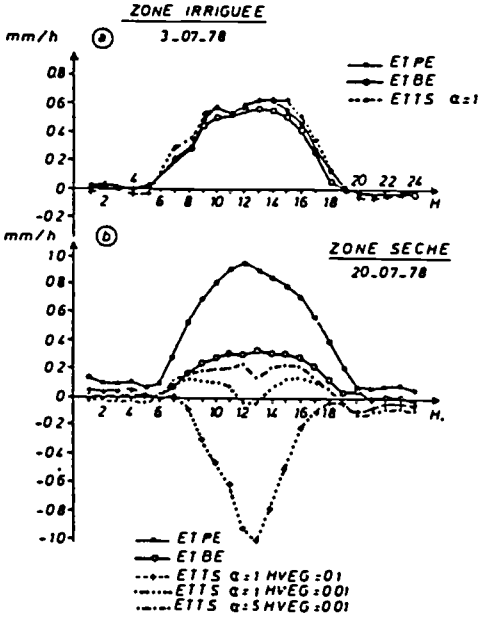
L'approximation ET_{Rn}, (Rn exprimé en mm j^{-1}) est satisfaisante et utile en présence d'un sol humide, et surestime fortement l'évapotranspiration en dehors de ce cas, en général.

III.3 - Performances des estimations satellitaires

Les performances recherchées sont assez modestes, à la mesure des approximations nécessaires. Il s'agit avant tout d'obtenir sur l'ensemble du site de la Crau, tant en zone sèche qu'irriguée une précision acceptable dans tous les cas (10 à 15 %) avec une formulation unique et simple par rapport à une évaluation "mesurée" du flux d'évapotranspiration.

3.a - ET_{TS}

Une première comparaison a porté sur l'évapotranspiration horaire ET_{TS} (cf. 1.a) d'une part, ET_{BE} et ET_P d'autre part (Seguin et ali 1982).



Evolution horaire des flux d'évaporation
ET PE : ET_P
ET BE
ET TS $\alpha = 1$
$\alpha = 5$ correction THOM
HVEG : hauteurs de végétation

Figure G.3

3.b - Relation de Jackson, ET journalière

Une régression linéaire effectuée sur les mesures d'ET a établi que la loi.

$$ET_{JT} = Rn - G + 1{,}0 - 0{,}25\ (T_s - T_a)$$

s'adapte le mieux aux données (à ± 1,5 mm j^{-1}), tant en zone sèche qu'irriguée.

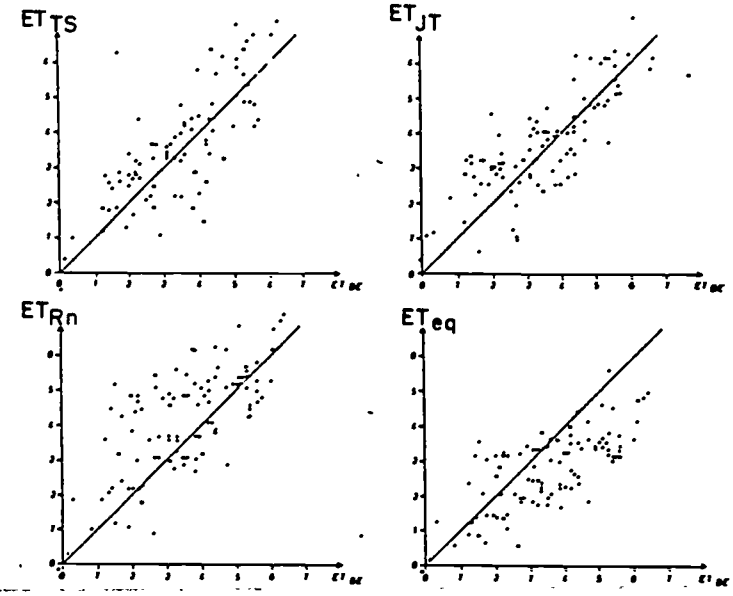
3.c - Comparaison avec les estimations simplifiées et ET_{BE}

Les figures suivantes montrent, pour les zones sèches ou irriguées les performances comparées des différentes évaluations, où ET_{BE} est prise comme référence.

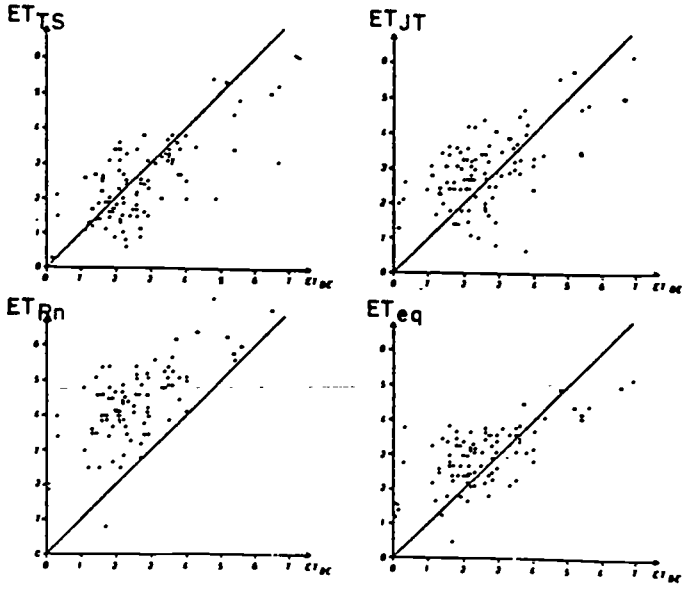
Ainsi, ces schémas confirment que ET_{Rn} surestime l'ET en situation sèche, que ET_{eq} n'est satisfaisante qu'en conditions sèches.

Les deux formulations "satellitaires" semblent d'égale performance, pour les deux zones, et pour chaque zone séparément, sont comparables aux estimations simplifiées, sans grosses améliorations sauf celle d'être plus générale, du moins en ce qui concerne la Crau.

Comme en outre la formulation de Jackson a l'avantage non négligeable de se passer de certains paramètres, jugés difficiles à déterminer, elle semble pouvoir être mise en oeuvre avec profit.



Zone irriguée ETE 78



Zone sèche ETE 79

Figure G.4

III.4 - Généralisation de la formulation de Jackson, signification des coefficients

Seguin (83) tente de relier la formulation simplifiée conçue par Jackson aux expressions plus générales de l'évapotranspiration et de donner ainsi aux définitions des coefficients empiriques A et B un contenu plus théorique. Pour cela, il étudie les variations de B dans plusieurs cas de rugosité, à partir de simulations ou de mesures recueillies chez différents auteurs. C'est en sol nu que la documentation est la plus abondante.

Simulations	Type de terrain	B mm j^{-1} C^{-1}
Recan (75)	sable argile	0.250 0.245
Rosema	Zo = 0.7 mm Zo = 7 mm	0.15 0.25
Mesures		
Riou : Tunisie	Zo = 0,01 mm Zo = 1 mm	0.12 0.25
Mementi : Lybie		0.22

Tableau G.1

En terrain couvert, les mesures font défaut, celles exploitées par Jackson à Phoenix ont été recueillies lors de conditions de forte advection, ce qui limite leur signification, d'autres résultats, qui concernent des cultures de haricots, définissent un coefficient B = 0.32 mmj^{-1} C^{-1}.

Le coefficient B apparaît, par analogie avec l'expression d'ET_{BR}, comme significatif d'une moyenne pour la journée du coefficient d'échange turbulent pour le transfert de chaleur.

Un bilan journalier, sans terme de stockage, s'écrit : $ET_j = R_j - H_j$. Si on suppose que le rapport H/Rn reste dans les mêmes proportions toute la journée, soit $H_j/R_{nj} = Hi/R_{ni}$ (i valeur instantanée).

$$\text{Si } Hi = \rho\, Cp\, hi\, \Delta Ti \text{ on relie B à hi par } B \simeq R_{nj}/R_{ni}\ \rho\, \overline{Cp\ hi}$$

B est donc un coefficient moyen pondéré par la contribution relative du rayonnement net à 12 heures, si hi est estimé à cette heure là.

Par ciel clair, c'est à cette heure que le flux d'évaporation doit être le plus élevé, et par conséquent l'erreur relative est plus faible.

En évaluant l'erreur sur B pour des variations de R_{nj}/R_{ni} ou hi (soit Zo, U ou $\Delta\theta/\Delta Z$) on peut constater que le domaine de variation de B est faible, autour de 0.25, sauf en conditions stables (B = 0.18) ce qui est rare à 12 heures. (Seguin, Itier 1983)

Néanmoins, nous verrons par la suite, dans nos essais d'application que ces conclusions sont trop optimistes et que les variations de B en fonction de la rugosité ne peuvent être négligées.

III.5 - Reconstitution de l'ET à l'échelle horaire

Reconstituer l'évolution de l'évapotranspiration consiste à trouver une loi de répartition de l'ET journalière sur le cycle diurne.

On peut approcher celle-ci par une variation sinusoïdale en fonction du temps ou utiliser, en allant au plus complexe, un modèle local. En gros, l'évapotranspiration suit la forme des variations du rayonnement net dans la journée. Le rapport de Bowen β lie le flux de chaleur sensible H au flux d'évapotranspiration H = β ET.

Un bilan simplifié se résout donc par ET = Rn/(1 + β).
Le coefficient f = 1/(1 + β) permet de passer de l'évolution du rayonnement net à celle de l'ET.

La méthode proposée suppose la constance du coefficient f au cours du cycle diurne concerné, ce qui permet d'évaluer f sur les valeurs journalières de ET et Rn,

$f = ET_j/R_{nj}$.

Cela revient à supposer que le rapport de Bowen β est constant, hypothèse classique mais invalidée pendant les périodes de transition que sont le lever et le coucher du soleil. De nuit comme de jour, la valeur de β peut être considérée comme constante mais prend en général 2 valeurs distinctes.

Néanmoins la méthodologie INRA a été mise au point en gardant un unique coefficient f par période de 24 heures, pour conserver un maximum de simplicité.

La valeur de l'évapotranspiration journalière étant estimée à partir des données de température au maximum diurne, la reconstitution est d'autant plus réaliste que le temps est stable ce jour là et le ciel clair.

IV - DONNEES POUR LA BASSE VALLEE DU RHONE

a - Evapotranspiration journalière ET_j

Pour une maille définie par les indices α ,β, l'évapotranspiration journalière est calculée comme :

$$ET_{\alpha\beta\, j} = Rn_{\alpha\beta\, j} + A - B\,(TS_{\alpha\beta\, j} - Ta_{\alpha\beta\, j})$$

où $A = 1.0 mm\ j^{-1}$, $B = 0.25\ mm\ j^{-1}\ C^{-1}$
$A = 1.0 mm\ j^{-1}$, $B = 0.35\ mm\ j^{-1}\ C^{-1}$ pour une version plus contrastée

$TS_{\alpha\beta}$: passage Meteosat 13 h TU + étalonnage + corrections

$Ta_{\alpha\beta}$: température du réseau climatique : moyenne des stations

Rn_j : moyenne journalière des stations synoptiques (Avignon)
(mer : x 1,2).

b - Température de l'air

Une étude a été présentée dans le rapport Inra (Déc. 84) sur différentes méthodes d'interpolation spatiale pour la température de l'air (P. Monestiez). Sont proposées :

1 - valeur d'une seule station en tout noeud
2 - moyenne de toutes les stations en tout noeud
3 - station la plus proche du noeud
4 - Krigeage à partir de l'ensemble des stations.

Pour ces 4 estimations, les plages d'erreur évaluées par σ_E (écart type des erreurs) sont comparées graphiquement (Figure G.5).

Il apparaît, après un rejet évident de (1) en présence d'un réseau de stations que (4) est la méthode la plus performante mais semble peu envisageable :

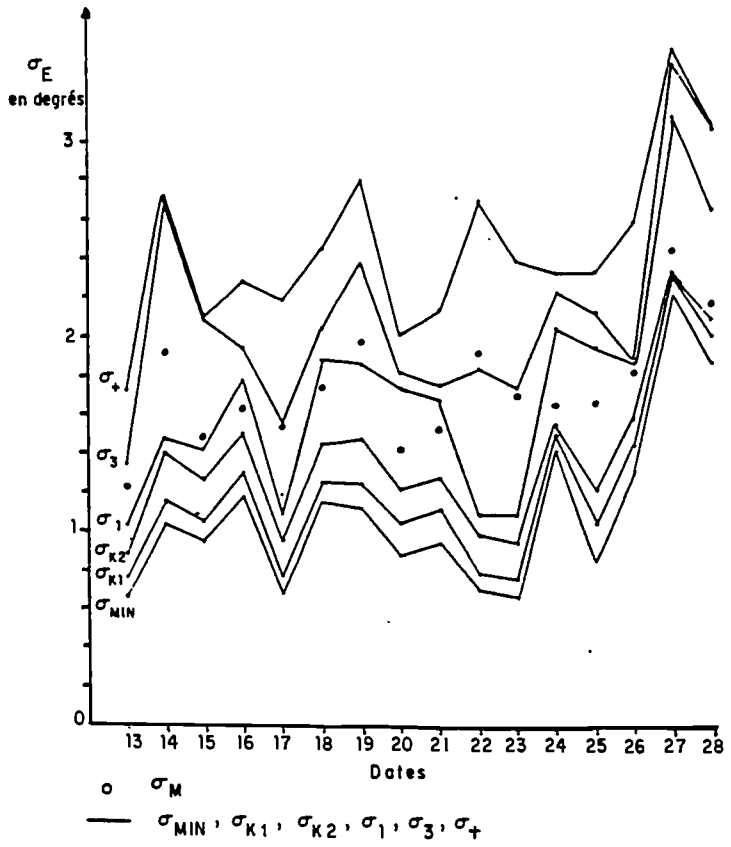


Figure G.5 (Inra 84)

La complexité de la méthode n'est pas justifiée puisque le gain n'est pas considérable par rapport aux erreurs commises sur T_s par ailleurs.

Une température T_a uniforme (2) sur le domaine a donc été utilisée, on rappellera que les températures T_s sont corrigées pour que dans ce cas l'écart $T_s - T_a$ tienne compte du relief.

c - Echelle horaire

Le rayonnement net utilisé est la mesure horaire à Avignon. Les coefficients sont calculés, en chaque maille

$$f_{\alpha s j} = \frac{ET\alpha_{s j}}{Rnav\ j}$$

La reconstitution de l'évolution de l'évapotranspiration est obtenue, pour chaque maille.

$$ET\alpha_s\ (t) = f\alpha_s\ Rnav\ (t)$$

Une estimation des variations spatiales du rayonnement à ces dates a été faite sur le domaine. L'écart se situe de + 10 à 15 % pour la surface maritime à - 10 à 15 % pour les zones arides. Une description plus précise, accessible par télédétection n'est pas apparue nécessaire aux auteurs.

Le rayonnement net est corrigé d'un coefficient 1.2 au-dessus de la mer, qui prend en compte le rapport approximatif des rayonnements terre/mer (rapport des albedo en gros).

Cette expression conduit toujours à un flux négatif la nuit (condensation) ce qui n'est pas toujours le cas dans les observations.

d - Cas de la zone maritime

Le cas des mailles situées sur la zone maritime devrait être envisagé de façon différentes.

Après avoir établi une première répartition de coefficients en utilisant la formulation simplifiée appliquée à une température T_a uniforme et au rayonnement net maritime.
(Les valeurs correspondantes figurent dans le rapport Guinot Seguin (84)) l'Inra a émis des réserves quant à la validité de cette méthode sur la mer.

La température au-dessus de l'eau varie peu à l'échelle diurne, T_a terrestre surestime l'écart $T_{a\ max} - T_{s\ max}$ pour cette zone.

La formule de Penman, en surface libre aqueuse pourrait s'appliquer pour évaluer ET_j, si ce n'était le manque de données atmosphériques au-dessus de la mer (vent en particulier).

Un exemple numérique montre cet écart :
T_s = 24°C (valeur télédétectée pour le 24 juillet)
T_a = 28.8°C (moyennes des stations le 24 juillet)
P = 1020 mb
U = 4 ms^{-1}
qa = 16 g/kg
$Rnav_j$ = 6.4 mmj^{-1} Rn mer = 7.7 mmj^{-1}

ET Penman/Rn mer	ET (A = 1, B = 0.25)/Rn mer
0.97	1.285

(les coefficients qui figurent dans le document Inra se rapportent à Rnav soit f = 1.55 au lieu de 1.285).

Une solution envisagée consiste à fixer hypothétiquement un écart
$T_a - T_s$ = - 2°C au-dessus de l'eau soit ET_j = Rn mer + 1 - 0.5.
ET_j/Rn mer = 1.065 (f calculé sur Rnav = 1,27).

Les valeurs qui proviennent de cette modification sont plus réalistes quant au taux d'évaporation au-dessus de l'eau.
Il faut ajouter que l'utilisation d'un même coefficient B pour les deux surfaces (zo mer < zo terre) va aussi dans le sens d'une surévaluation de l'ET_j maritime.

H – DESCRIPTION DU SITE DE LA BASSE VALLEE DU RHONE

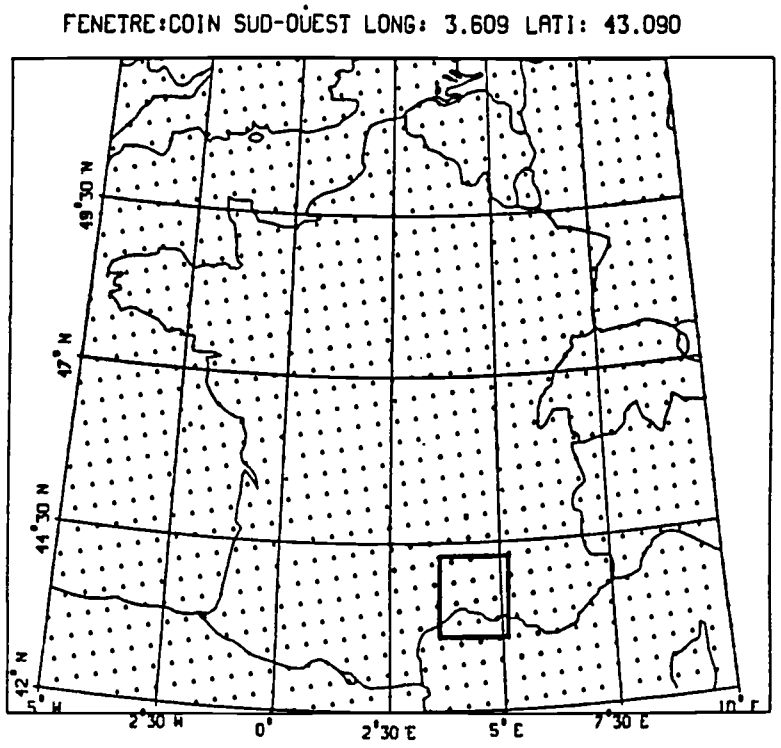


Figure H.1

1 - SITUATION GEOGRAPHIQUE ET RELIEF

Le domaine exploré par l'INRA est rectangulaire, de 130 km de large (Est-Ouest) et 133 km de long (Nord-Sud). Ces dimensions correspondent à 26 x 28 mailles Météosat de 5 km x 7 km chacune. Un tiers du domaine environ, au sud, est occupé par le Golfe du Lion, sur la terre nous repérons les villes de Montpellier, Nîmes, Avignon. Le relief est bas dans l'ensemble, seuls au nord du domaine, quelques points atteignent les 1000 m.

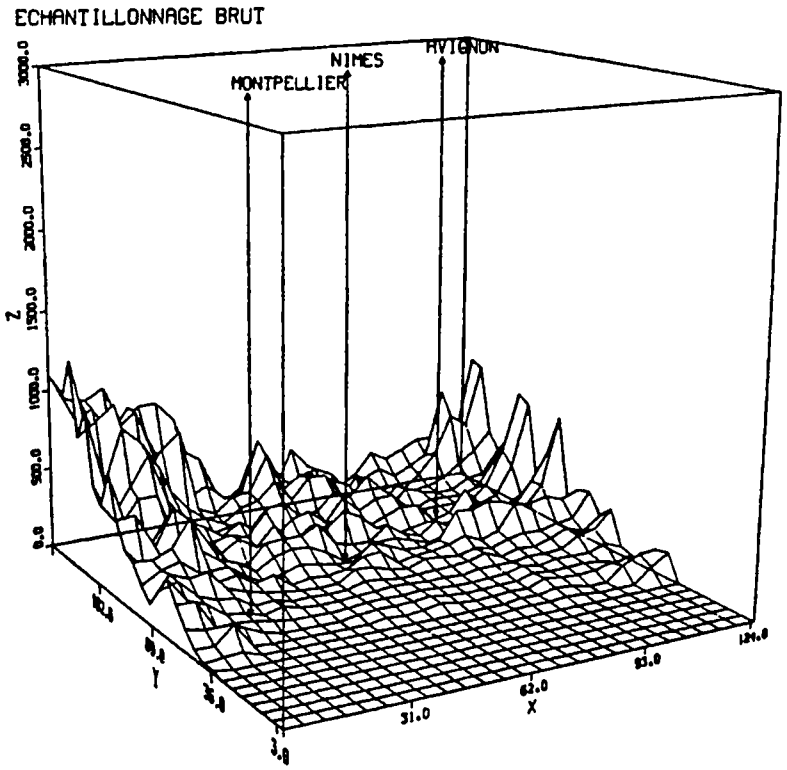


Figure H.2

Relief échantillonné à 5 km (Données IGN)

Nous sommes partis du fichier relief IGN France à 1 km pour établir le relief utilisé par HERMES, à l'échelle 5 km.
Pour cela, les données brutes subissent un filtrage approprié dont on trouvera la description dans Moussafir Kern Biscay (1985)
(filtrage par convolution avec gaussienne sur un voisinage circulaire de 13 points IGN).

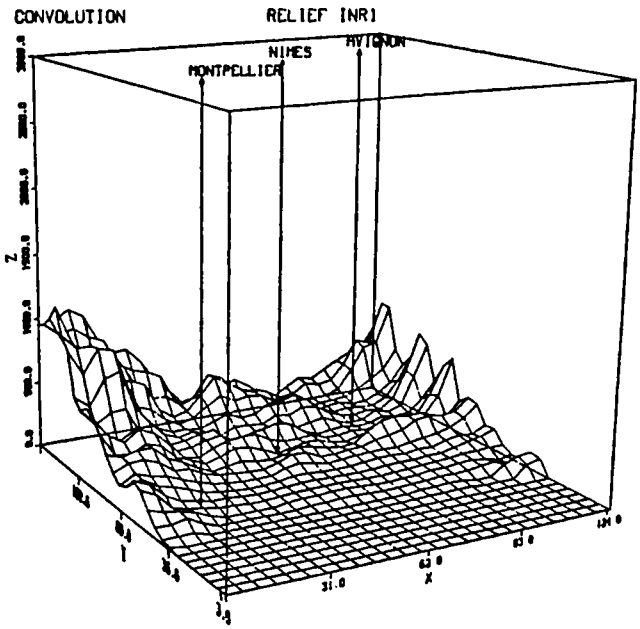


Figure H.3
Relief après filtrage

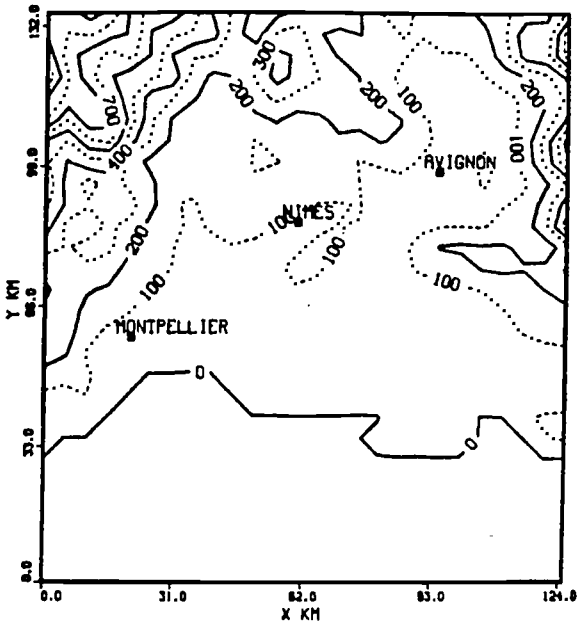


Figure H.4

2 - STATIONS METEOROLOGIQUES

Cette région est bien équipée en stations climatiques qui fournissent les évolutions trihoraires des pression, température et vent en surface.

La station synoptique représentative du site est Nîmes-Courbessac située à peu près au centre du domaine terrestre.
La station de Lyon, au nord du domaine, peut donner des informations intéressantes sur les conditions extérieures en suggérant éventuellement les options à prendre pour les conditions limites.

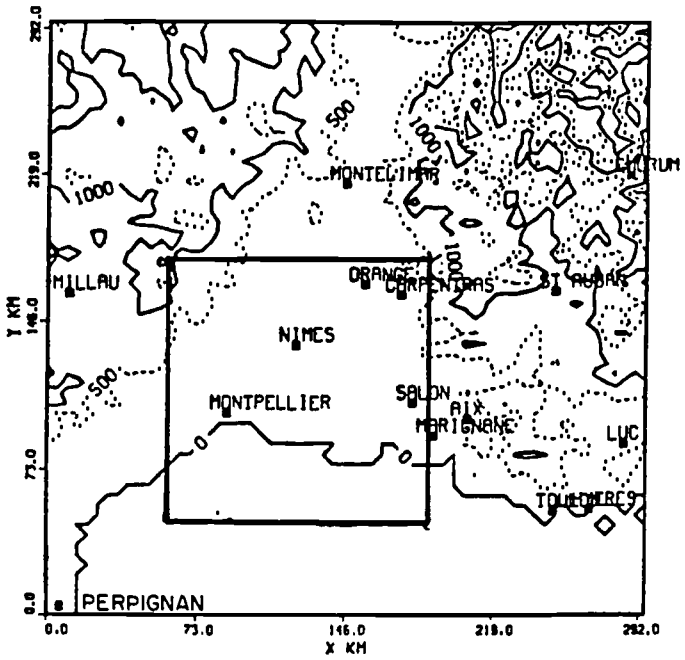


Figure H.5

Stations climatiques autour du domaine

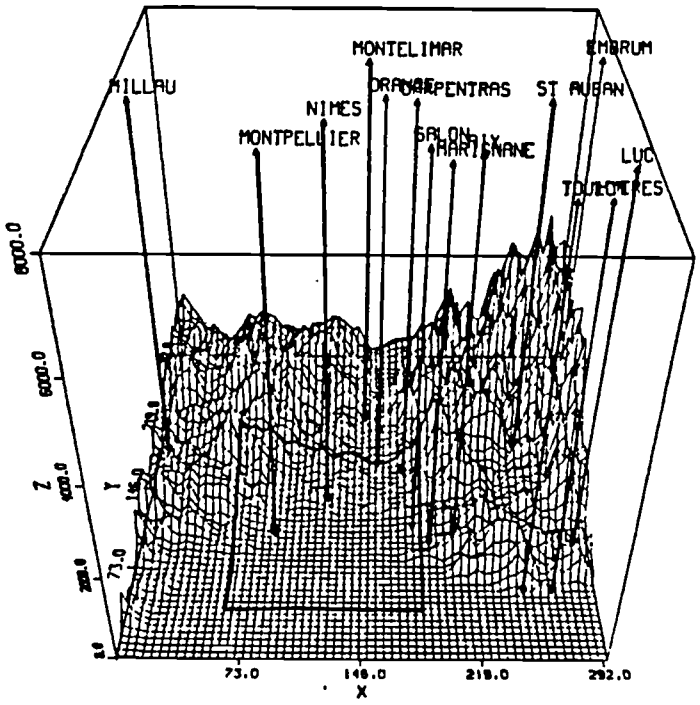


Figure H.6

3 - PHENOMENES METEOROLOGIQUES - OCCURRENCE DE LA BRISE

Une étude sur les cycles de brise dans la région marseillaise a été menée par Gland (1971). 64 journées sont retenues pour analyser la progression de la brise sur la région selon les critères suivant : faible gradient barométrique, pas de passage de perturbation, rotation du vent notable (+ de 90°) au cours de la journée à Istres.

Les phénomènes observés mettent en jeu le constraste thermique terre/mer mais aussi le relief de la région, qui favorise des brises de vallée (ascendante le jour, descendante la nuit) des brises de pente, et des effets de canalisation qui peuvent se combiner.

Le cycle typique décrit au cours de ces journées, suit l'évolution suivante:

9 heures TU	amorce de brise à Marseille, Marignane vent du Nord assez fort à Nîmes, Orange et Montélimar selon l'axe de la vallée du Rhône
12 heures	la brise remonte jusqu'à Orange le vent est calme à Montélimar
15 heures 18 heures	le vent a son intensité maximum et la brise a dépassée Montélimar, favorisée par la brise ascendante de vallée. Elle reste forte jusqu'à 18 heures.
21 heures	le vent faiblit, il a tourné à Montélimar : brise de vallée descendante, et à Marignane brise de terre, influencée par la présence de l'Etang de Berre.
0 - 6 heures	la direction Nord est générale, renforcée par l'axe de la vallée du Rhône

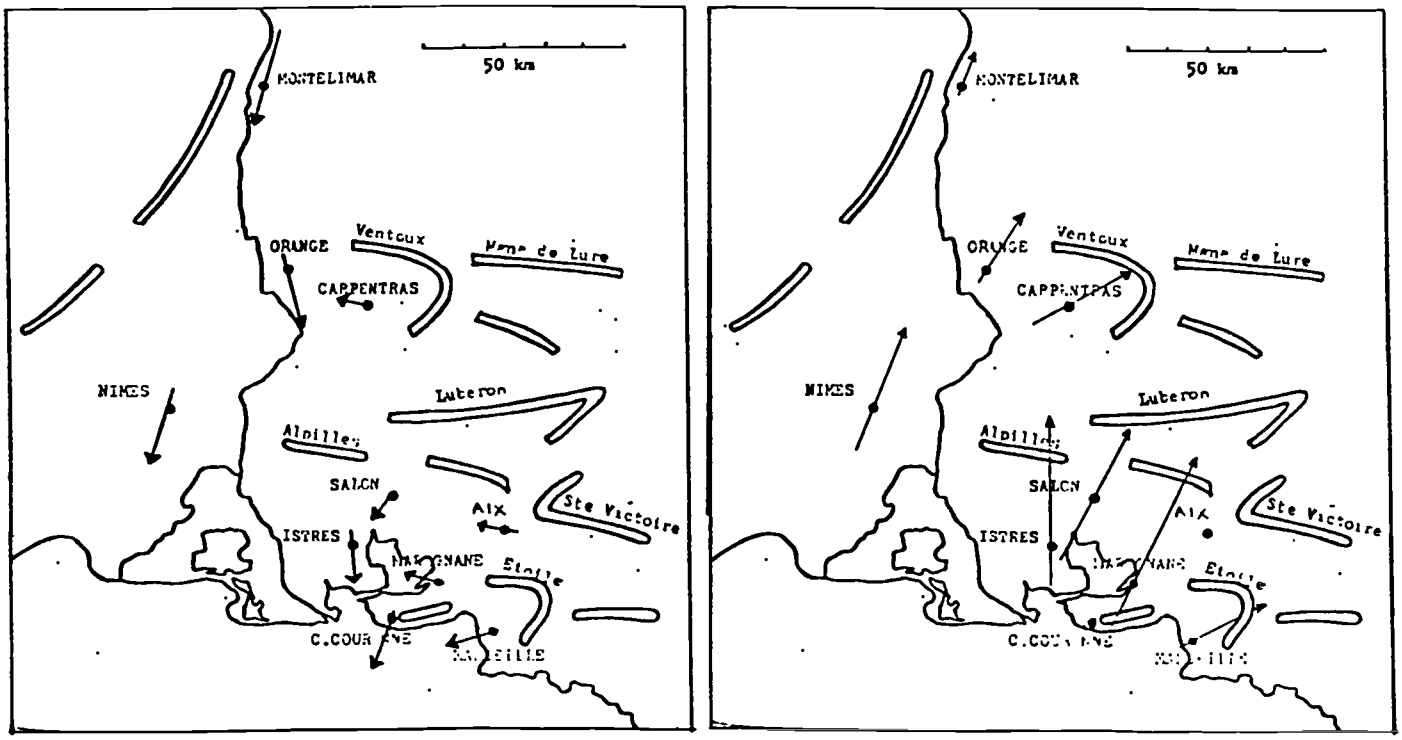


FIGURE H.7
Vent observés à 06 H TU et 15 H TU (1 cm pour 2 m/s)
(D'après GLAND 1971)

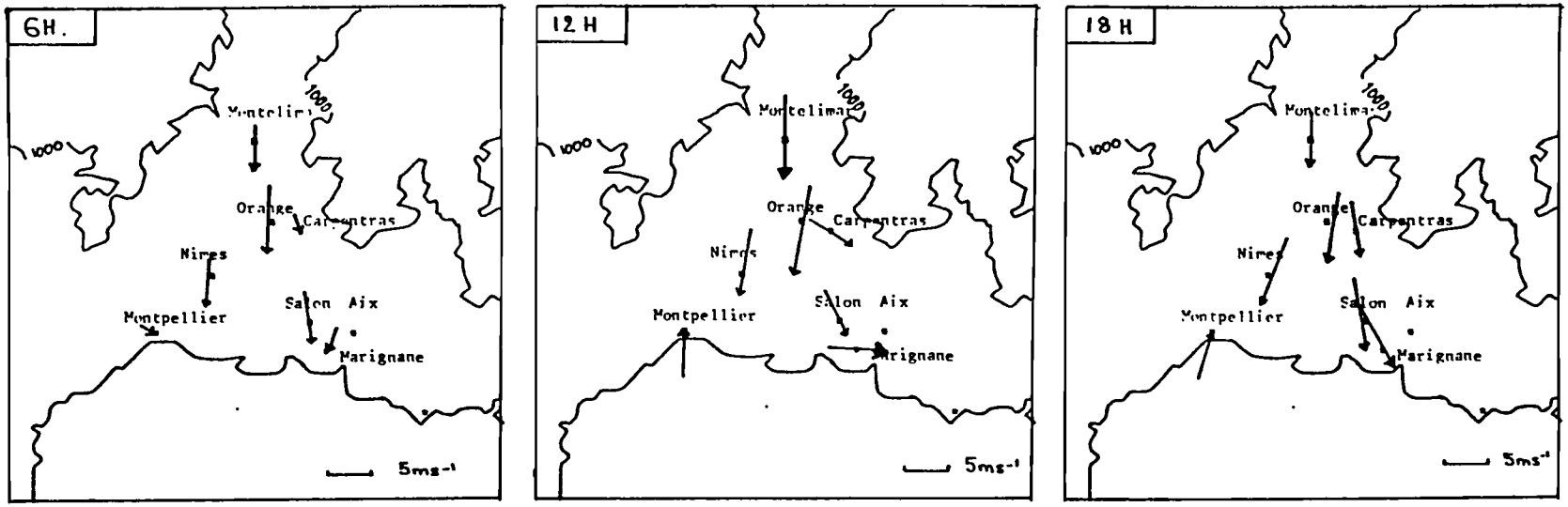
La période que nous étudions, juillet 1979 (13 au 29) se prête, du point de vue thermique à l'occurrence de phénomènes de brise de mer sur la région.

Nous disposons des mesures des stations climatiques pour confirmer ce fait. Les journées des 24 et 25 juillet sont à ce titre très différentes.

Les figures suivantes comparent l'évolution de la direction du vent pour ces deux journées. Nous pouvons comparer, comme critère de démarrage et de pénétration, l'intensité du vent de secteur Nord à Montélimar (max à 11 ms^{-1} le 24, 6 ms^{-1} le 25). Le phénomène de brise est quasiment quotidient à Montpellier (15 j sur 17 jours). A Marignane, le phénomène se combine avec la brise d'étang.

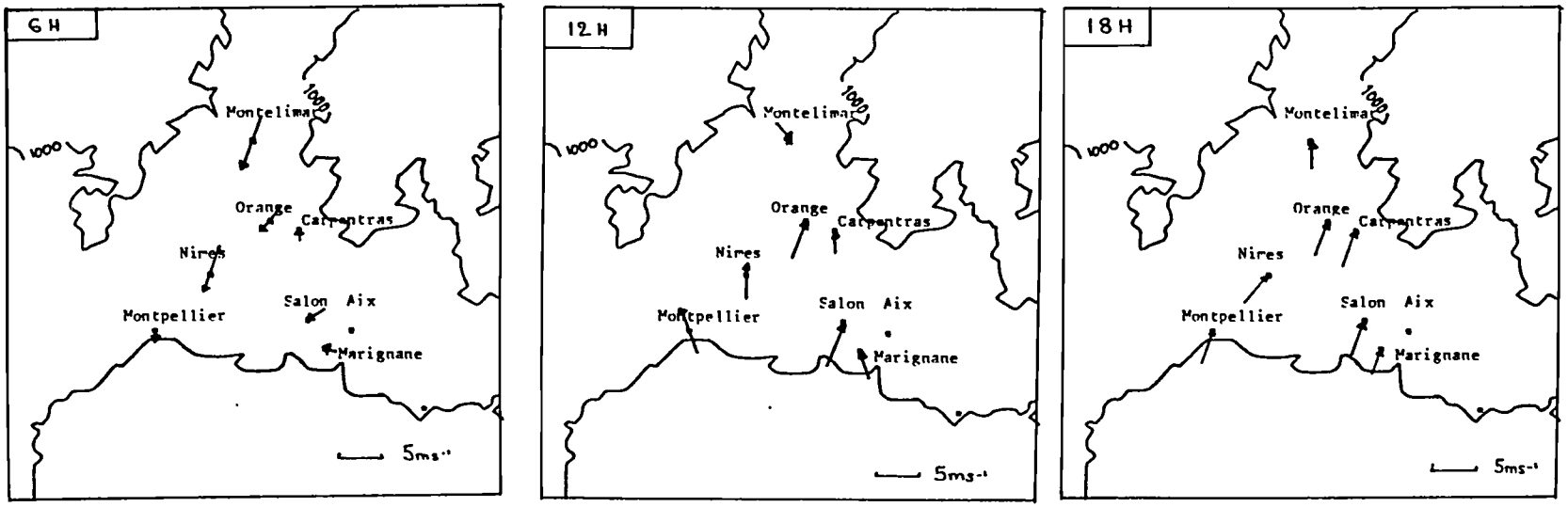
Le 24 juillet, le vent garde une direction quasiment constante au Nord de Nîmes, Nord-Nord-Est (0-40°) où son intensité minimale est de 3 ms^{-1} à 3 heures, maximale de 11 ms^{-1} à 9 heures, à Montélimar. Ce vent du Nord, est trop important pour que la brise qui ne se développe qu'à Montpellier, pénètre à l'intérieur des terres.

A Marignane, où le vent de secteur Nord-Est est plus faible en début de journée, la présence de l'Etang de Berre se traduit par un vent de sécteur Ouest (de l'Etang vers la station) à 12 heures, alors que la température au sol a augmenté de près de 10 K. Il garde cette direction et atteint son maximum (6 ms^{-1}) à 15 heures. Il faiblit et s'oriente Nord-Ouest dans la soirée, Est, Sud-Est la nuit (brise de terre et relief).



Evolution des vents au sol le 24 juillet (stations climatiques)

Figure H.8



le 25 juillet

Figure H.9

A Montpellier, le phénomène de brise de mer est significatif, le vent de secteur Nord, d'intensité 5 ms^{-1} à 0 heure. A midi s'installe un vent de secteur Sud qui atteint un maximum de 6 ms^{-1} à 15 heures, et subit une rotation, (Sud Sud-Ouest), due à Coriolis jusqu'à la fin de la journée. La nuit du 24/25, il faiblit et s'oriente au Nord, le cycle se reproduit le 25.

Le 25 au matin, le flux de Nord a faibli ce qui permet à la brise de se développer et de pénétrer jusqu'à Montélimar au cours de la journée, où le vent est de secteur Sud à 15 heures.

A Marignane, la brise de mer est plus forte que l'effet de l'Etang.

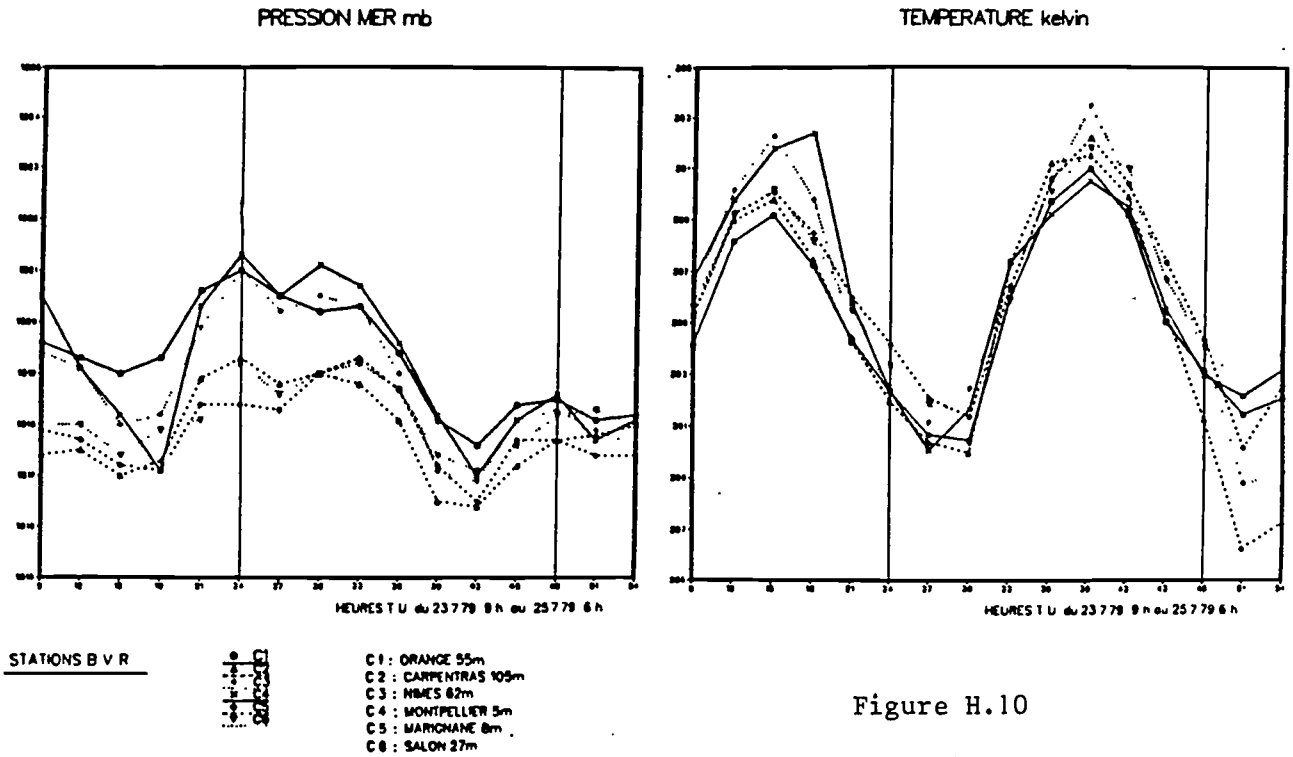


Figure H.10

Evolution diurne mesurée
Stations sol Météo

Journée du 24 juillet 1979

Nous pouvons conclure que du choix des conditions initiales d'une part, de l'éventuelle conduite aux limites d'autre part va dépendre, l'apparition de phénomènes mésométéorologiques remarquables ou la prédominance des conditions synoptiques.
Il serait évidemment plus intéressant de considérer des situations de vent faible pour espérer simuler un cycle de brise significatif et bien développé.

4 - SITUATION SYNOPTIQUE

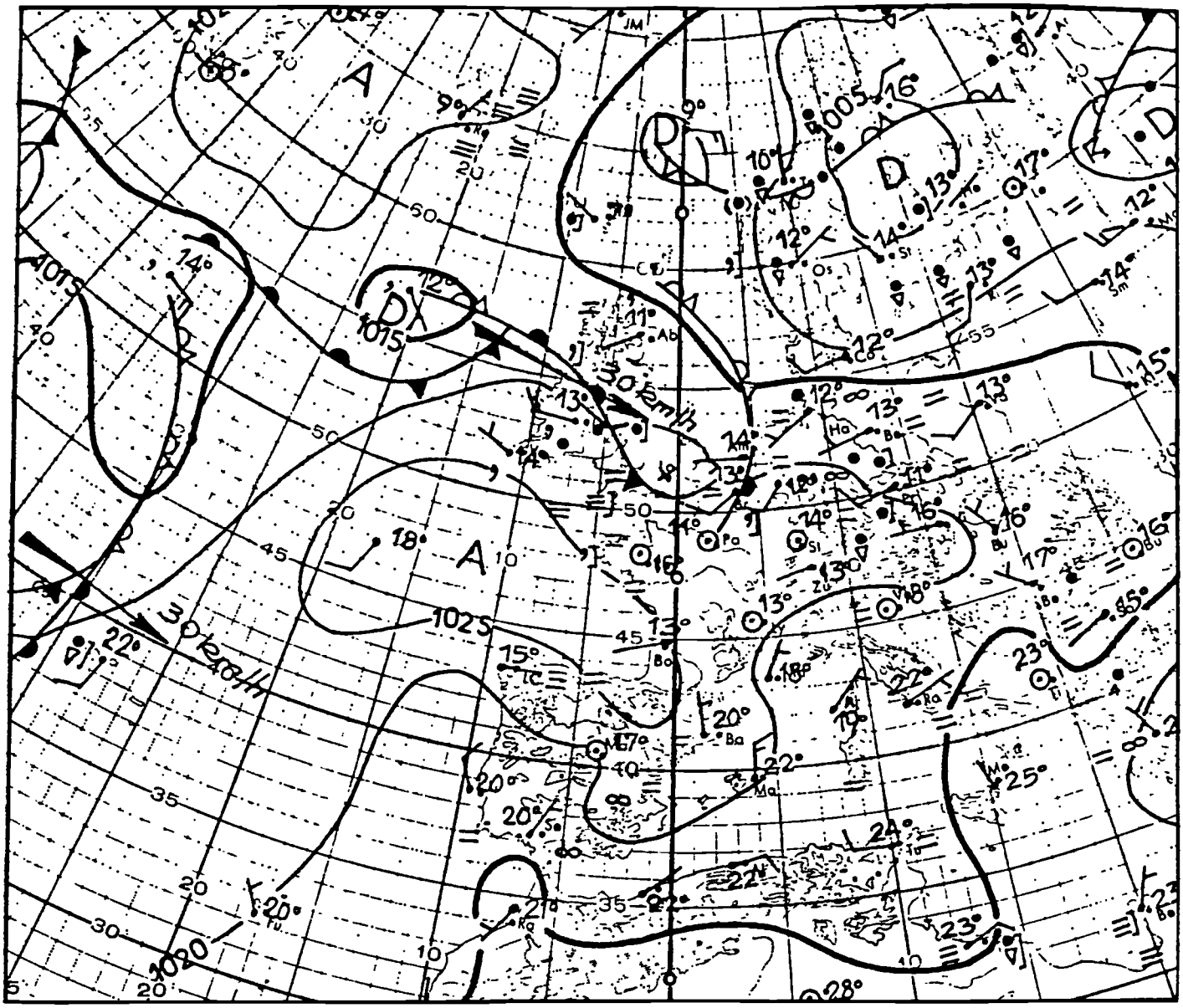
La période étudiée est comprise entre les 13 et 29 juillet 1979. Sur la région, il s'agit en général de journées bien ensoleillées. Des épisodes pluvieux ont été observés du 11 au 13 juillet, ainsi que le 19. Pour des raisons de cohérence avec les approximations faites, nous avons préféré a priori retenir des journées où le rayonnement net enregistré à Avignon ne fait objet d'aucun passage nuageux.

Ainsi la journée du 24 juillet 1979 servira aux tests de simulation bien que, comme noté plus haut, les effets locaux de brise n'y soient pas prononcés.

Les Bulletins Quotidiens de Renseignement de la Météorologie Nationale nous donne une première idée de la situation générale sur le pays. La répartition des isobares se traduit sur le domaine par un flux synoptique de secteur Nord, assez fort, qui s'affaiblit jusqu'au lendemain. A partir de cette carte, on peut avoir une évaluation des composantes du flux géostrophique au sol.

On a pu estimer une composante géostrophique d'Est d'environ 6.5 ms^{-1} correspondant au gradient de pression à 6 heures du matin.

Il faudrait utiliser les bulletins européens pour disposer des cartes à 850 et 700 mb et reconstituer les profils de vents géostrophiques pour initialiser les champs de pression en altitude.



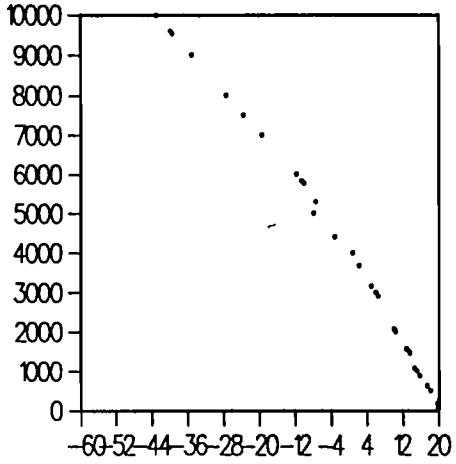
SITUATION GENERALE à 6 h T.U le mardi 24 juillet 1979 (BQR)
Figure H.11

5 - PROFILS ENREGISTRES A NIMES ET LYON

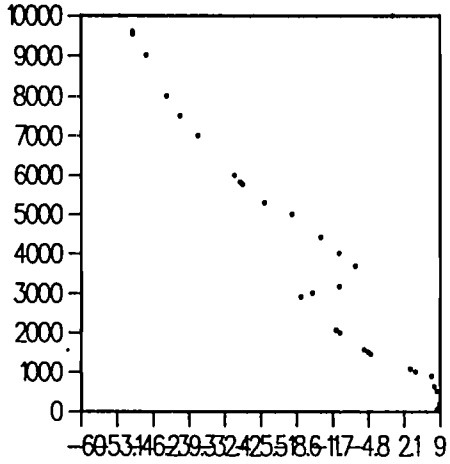
La Météorologie Nationale fournit les profils de vent, de température et d'humidité à Nîmes, ville située dans notre domaine, dont les données serviront à l'initialisation des simulations HERMES, et à Lyon ce qui peut être intéressant pour évaluer l'évolution des conditions extérieures au domaine.

Figures H.12

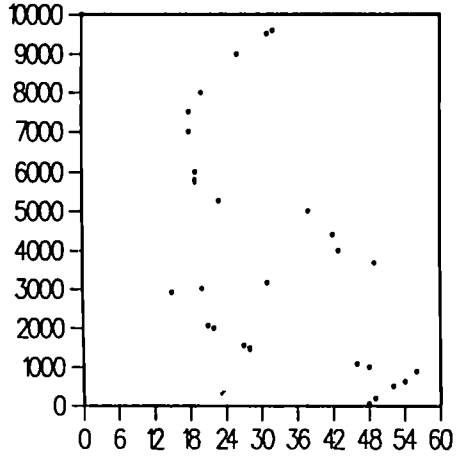
24 JUILLET 1979 00 HEURES NIMES COURBESSAC



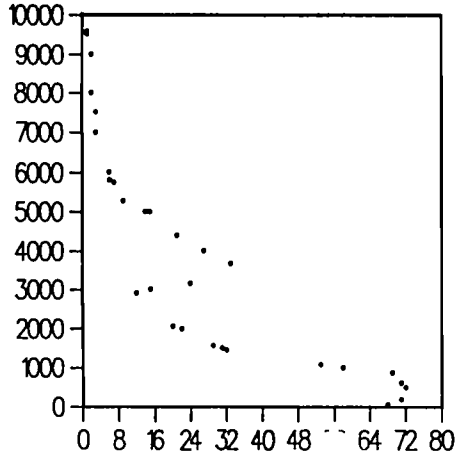
TEMPERATURE (CELCIUS)



TEMPERATURE DE ROSEE



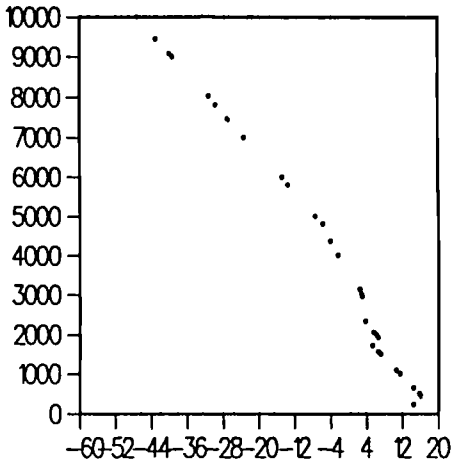
HUMIDITE %



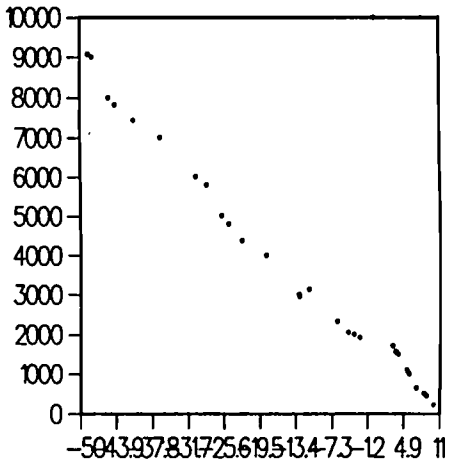
RAPPORT DE MELANGE G/KG x10

Figures H.13

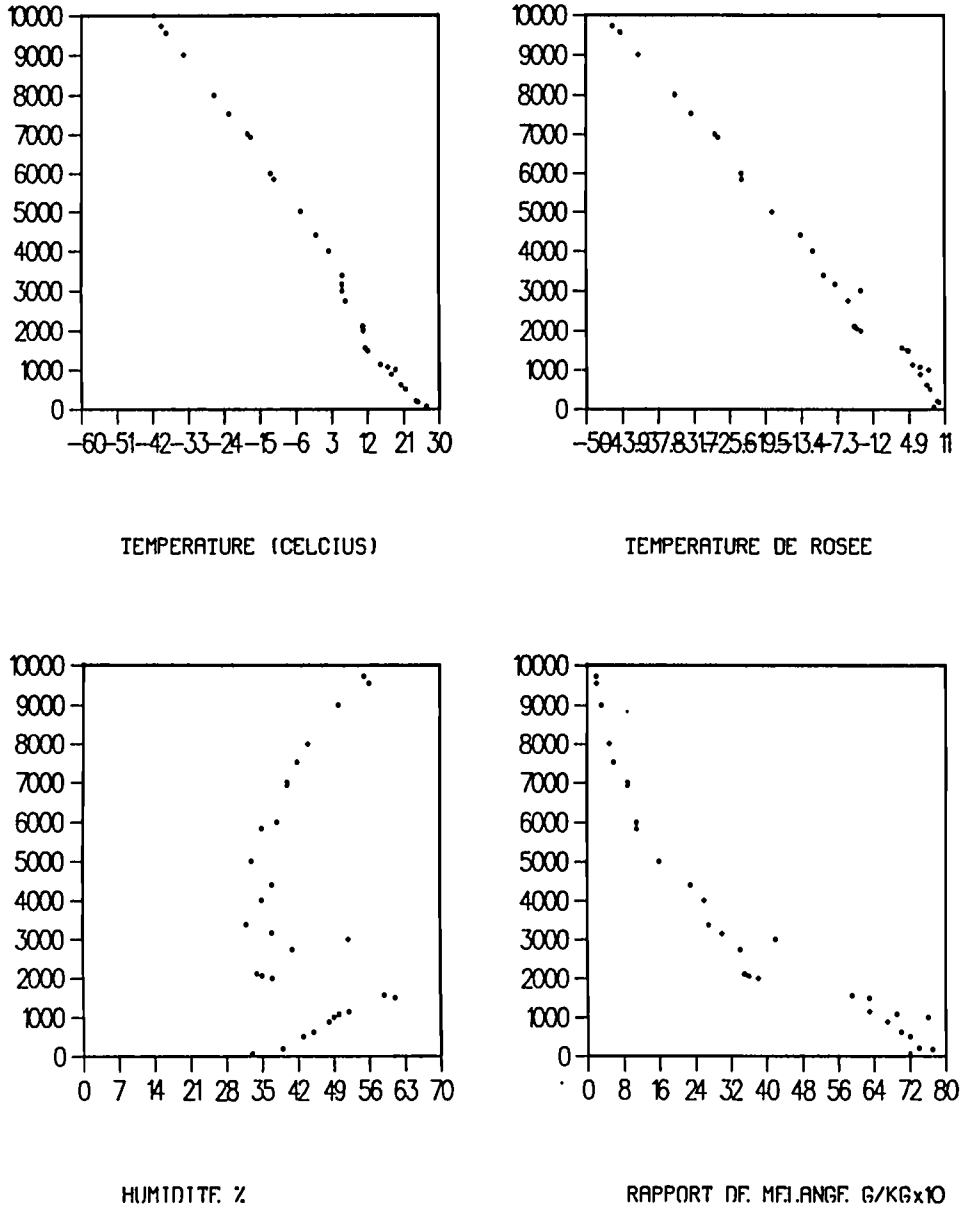
24 JUILLET 1979 00 HEURES LYON SATOLAS



TEMPERATURE (CELCIUS)


10000
9000
8000
7000
6000
5000
4000
3000
2000
1000
0
-59 -43 -27 -11 7 25 41 57 73 89 105 121 137 153 169 185 201 217 233 249 265 281 297 313 329 345 361 377 393 409 425 441 457 473 489 505 521 537 553 569 585 601 617 633 649 665 681 697 713 729 745 761 777 793 809 825 841 857 873 889 905 921 937 953 969 985 1001 1017 1033 1049 1065 1081 1097 1113 1129 1145 1161 1177 1193 1209 1225 1241 1257 1273 1289 1305 1321 1337 1353 1369 1385 1401 1417 1433 1449 1465 1481 1497 1513 1529 1545 1561 1577 1593 1609 1625 1641 1657 1673 1689 1705 1721 1737 1753 1769 1785 1801 1817 1833 1849 1865 1881 1897 1913 1929 1945 1961 1977 1993 2009 2025 2041 2057 2073 2089 2105 2121 2137 2153 2169 2185 2201 2217 2233 2249 2265 2281 2297 2313 2329 2345 2361 2377 2393 2409 2425 2441 2457 2473 2489 2505 2521 2537 2553 2569 2585 2601 2617 2633 2649 2665 2681 2697 2713 2729 2745 2761 2777 2793 2809 2825 2841 2857 2873 2889 2905 2921 2937 2953 2969 2985 3001 3017 3033 3049 3065 3081 3097 3113 3129 3145 3161 3177 3193 3209 3225 3241 3257 3273 3289 3305 3321 3337 3353 3369 3385 3401 3417 3433 3449 3465 3481 3497 3513 3529 3545 3561 3577 3593 3609 3625 3641 3657 3673 3689 3705 3721 3737 3753 3769 3785 3801 3817 3833 3849 3865 3881 3897 3913 3929 3945 3961 3977 3993 4009 4025 4041 4057 4073 4089 4105 4121 4137 4153 4169 4185 4201 4217 4233 4249 4265 4281 4297 4313 4329 4345 4361 4377 4393 4409 4425 4441 4457 4473 4489 4505 4521 4537 4553 4569 4585 4601 4617 4633 4649 4665 4681 4697 4713 4729 4745 4761 4777 4793 4809 4825 4841 4857 4873 4889 4905 4921 4937 4953 4969 4985 5001 5017 5033 5049 5065 5081 5097 5113 5129 5145 5161 5177 5193 5209 5225 5241 5257 5273 5289 5305 5321 5337 5353 5369 5385 5401 5417 5433 5449 5465 5481 5497 5513 5529 5545 5561 5577 5593 5609 5625 5641 5657 5673 5689 5705 5721 5737 5753 5769 5785 5801 5817 5833 5849 5865 5881 5897 5913 5929 5945 5961 5977 5993 6009 6025 6041 6057 6073 6089 6105 6121 6137 6153 6169 6185 6201 6217 6233 6249 6265 6281 6297 6313 6329 6345 6361 6377 6393 6409 6425 6441 6457 6473 6489 6505 6521 6537 6553 6569 6585 6601 6617 6633 6649 6665 6681 6697 6713 6729 6745 6761 6777 6793 6809 6825 6841 6857 6873 6889 6905 6921 6937 6953 6969 6985 7001 7017 7033 7049 7065 7081 7097 7113 7129 7145 7161 7177 7193 7209 7225 7241 7257 7273 7289 7305 7321 7337 7353 7369 7385 7401 7417 7433 7449 7465 7481 7497 7513 7529 7545 7561 7577 7593 7609 7625 7641 7657 7673 7689 7705 7721 7737 7753 7769 7785 7801 7817 7833 7849 7865 7881 7897 7913 7929 7945 7961 7977 7993 8009 8025 8041 8057 8073 8089 8105 8121 8137 8153 8169 8185 8201 8217 8233 8249 8265 8281 8297 8313 8329 8345 8361 8377 8393 8409 8425 8441 8457 8473 8489 8505 8521 8537 8553 8569 8585 8601 8617 8633 8649 8665 8681 8697 8713 8729 8745 8761 8777 8793 8809 8825 8841 8857 8873 8889 8905 8921 8937 8953 8969 8985 9001 9017 9033 9049 9065 9081 9097 9113 9129 9145 9161 9177 9193 9209 9225 9241 9257 9273 9289 9305 9321 9337 9353 9369 9385 9401 9417 9433 9449 9465 9481 9497 9513 9529 9545 9561 9577 9593 9609 9625 9641 9657 9673 9689 9705 9721 9737 9753 9769 9785 9801 9817 9833 9849 9865 9881 9897 9913 9929 9945 9961 9977 9993 10009 10025 10041 10057 10073 10089 10105 10121 10137 10153 10169 10185 10201 10217 10233 10249 10265 10281 10297 10313 10329 10345 10361 10377 10393 10409 10425 10441 10457 10473 10489 10505 10521 10537 10553 10569 10585 10601 10617 10633 10649 10665 10681 10697 10713 10729 10745 10761 10777 10793 10809 10825 10841 10857 10873 10889 10905 10921 10937 10953 10969 10985 11001 11017 11033 11049 11065 11081 11097 11113 11129 11145 11161 11177 11193 11209 11225 11241 11257 11273 11289 11305 11321 11337 11353 11369 11385 11401 11417 11433 11449 11465 11481 11497 11513 11529 11545 11561 11577 11593 11609 11625 11641 11657 11673 11689 11705 11721 11737 11753 11769 11785 11801 11817 11833 11849 11865 11881 11897 11913 11929 11945 11961 11977 11993 12009 12025 12041 12057 12073 12089 12105 12121 12137 12153 12169 12185 12201 12217 12233 12249 12265 12281 12297 12313 12329 12345 12361 12377 12393 12409 12425 12441 12457 12473 12489 12505 12521 12537 12553 12569 12585 12601 12617 12633 12649 12665 12681 12697 12713 12729 12745 12761 12777 12793 12809 12825 12841 12857 12873 12889 12905 12921 12937 12953 12969 12985 13001 13017 13033 13049 13065 13081 13097 13113 13129 13145 13161 13177 13193 13209 13225 13241 13257 13273 13289 13305 13321 13337 13353 13369 13385 13401 13417 13433 13449 13465 13481 13497 13513 13529 13545 13561 13577 13593 13609 13625 13641 13657 13673 13689 13705 13721 13737 13753 13769 13785 13801 13817 13833 13849 13865 13881 13897 13913 13929 13945 13961 13977 13993 14009 14025 14041 14057 14073 14089 14105 14121 14137 14153 14169 14185 14201 14217 14233 14249 14265 14281 14297 14313 14329 14345 14361 14377 14393 14409 14425 14441 14457 14473 14489 14505 14521 14537 14553 14569 14585 14601 14617 14633 14649 14665 14681 14697 14713 14729 14745 14761 14777 14793 14809 14825 14841 14857 14873 14889 14905 14921 14937 14953 14969 14985 15001 15017 15033 15049 15065 15081 15097 15113 15129 15145 15161 15177 15193 15209 15225 15241 15257 15273 15289 15305 15321 15337 15353 15369 15385 15401 15417 15433 15449 15465 15481 15497 15513 15529 15545 15561 15577 15593 15609 15625 15641 15657 15673 15689 15705 15721 15737 15753 15769 15785 15801 15817 15833 15849 15865 15881 15897 15913 15929 15945 15961 15977 15993 16009 16025 16041 16057 16073 16089 16105 16121 16137 16153 16169 16185 16201 16217 16233 16249 16265 16281 16297 16313 16329 16345 16361 16377 16393 16409 16425 16441 16457 16473 16489 16505 16521 16537 16553 16569 16585 16601 16617 16633 16649 16665 16681 16697 16713 16729 16745 16761 16777 16793 16809 16825 16841 16857 16873 16889 16905 16921 16937 16953 16969 16985 17001 17017 17033 17049 17065 17081 17097 17113 17129 17145 17161 17177 17193 17209 17225 17241 17257 17273 17289 17305 17321 17337 17353 17369 17385 17401 17417 17433 17449 17465 17481 17497 17513 17529 17545 17561 17577 17593 17609 17625 17641 17657 17673 17689 17705 17721 17737 17753 17769 17785 17801 17817 17833 17849 17865 17881 17897 17913 17929 17945 17961 17977 17993 18009 18025 18041 18057 18073 18089 18105 18121 18137 18153 18169 18185 18201 18217 18233 18249 18265 18281 18297 18313 18329 18345 18361 18377 18393 18409 18425 18441 18457 18473 18489 18505 18521 18537 18553 18569 18585 18601 18617 18633 18649 18665 18681 18697 18713 18729 18745 18761 18777 18793 18809 18825 18841 18857 18873 18889 18905 18921 18937 18953 18969 18985 19001 19017 19033 19049 19065 19081 19097 19113 19129 19145 19161 19177 19193 19209 19225 19241 19257 19273 19289 19305 19321 19337 19353 19369 19385 19401 19417 19433 19449 19465 19481 19497 19513 19529 19545 19561 19577 19593 19609 19625 19641 19657 19673 19689 19705 19721 19737 19753 19769 19785 19801 19817 19833 19849 19865 19881 19897 19913 19929 19945 19961 19977 19993 20009 20025 20041 20057 20073 20089 20105 20121 20137 20153 20169 20185 20201 20217 20233 20249 20265 20281 20297 20313 20329 20345 20361 20377 20393 20409 20425 20441 20457 20473 20489 20505 20521 20537 20553 20569 20585 20601 20617 20633 20649 20665 20681 20697 20713 20729 20745 20761 20777 20793 20809 20825 20841 20857 20873 20889 20905 20921 20937 20953 20969 20985 21001 21017 21033 21049 21065 21081 21097 21113 21129 21145 21161 21177 21193 21209 21225 21241 21257 21273 21289 21305 21321 21337 21353 21369 21385 21401 21417 21433 21449 21465 21481 21497 21513 21529 21545 21561 21577 21593 21609 21625 21641 21657 21673 21689 21705 21721 21737 21753 21769 21785 21801 21817 21833 21849 21865 21881 21897 21913 21929 21945 21961 21977 21993 22009 22025 22041 22057 22073 22089 22105 22121 22137 22153 22169 22185 22201 22217 22233 22249 22265 22281 22297 22313 22329 22345 22361 22377 22393 22409 22425 22441 22457 22473 22489 22505 22521 22537 22553 22569 22585 22601 22617 22633 22649 22665 22681 22697 22713 22729 22745 22761 22777 22793 22809 22825 22841 22857 22873 22889 22905 22921 22937 22953 22969 22985 23001 23017 23033 23049 23065 23081 23097 23113 23129 23145 23161 23177 23193 23209 23225 23241 23257 23273 23289 23305 23321 23337 23353 23369 23385 23401 23417 23433 23449 23465 23481 23497 23513 23529 23545 23561 23577 23593 23609 23625 23641 23657 23673 23689 23705 23721 23737 23753 23769 23785 23801 23817 23833 23849 23865 23881 23897 23913 23929 23945 23961 23977 23993 24009 24025 24041 24057 24073 24089 24105 24121 24137 24153 24169 24185 24201 24217 24233 24249 24265 24281 24297 24313 24329 24345 24361 24377 24393 24409 24425 24441 24457 24473 24489 24505 24521 24537 24553 24569 24585 24601 24617 24633 24649 24665 24681 24697 24713 24729 24745 24761 24777 24793 24809 24825 24841 24857 24873 24889 24905 24921 24937 24953 24969 24985 25001 25017 25033 25049 25065 25081 25097 25113 25129 25145 25161 25177 25193 25209 25225 25241 25257 25273 25289 25305 25321 25337 25353 25369 25385 25401 25417 25433 25449 25465 25481 25497 25513 25529 25545 25561 25577 25593 25609 25625 25641 25657 25673 25689 25705 25721 25737 25753 25769 25785 25801 25817 25833 25849 25865 25881 25897 25913 25929 25945 25961 25977 25993 26009 26025 26041 26057 26073 26089 26105 26121 26137 26153 26169 26185 26201 26217 26233 26249 26265 26281 26297 26313 26329 26345 26361 26377 26393 26409 26425 26441 26457 26473 26489 26505 26521 26537 26553 26569 26585 26601 26617 26633 26649 26665 26681 26697 26713 26729 26745 26761 26777 26793 26809 26825 26841 26857 26873 26889 26905 26921 26937 26953 26969 26985 27001 27017 27033 27049 27065 27081 27097 27113 27129 27145 27161 27177 27193 27209 27225 27241 27257 27273 27289 27305 27321 27337 27353 27369 27385 27401 27417 27433 27449 27465 27481 27497 27513 27529 27545 27561 27577 27593 27609 27625 27641 27657 27673 27689 27705 27721 27737 27753 27769 27785 27801 27817 27833 27849 27865 27881 27897 27913 27929 27945 27961 27977 27993 28009 28025 28041 28057 28073 28089 28105 28121 28137 28153 28169 28185 28201 28217 28233 28249 28265 28281 28297 28313 28329 28345 28361 28377 28393 28409 28425 28441 28457 28473 28489 28505 28521 28537 28553 28569 28585 28601 28617 28633 28649 28665 28681 28697 28713 28729 28745 28761 28777 28793 28809 28825 28841 28857 28873 28889 28905 28921 28937 28953 28969 28985 29001 29017 29033 29049 29065 29081 29097 29113 29129 29145 29161 29177 29193 29209 29225 29241 29257 29273 29289 29305 29321 29337 29353 29369 29385 29401 29417 29433 29449 29465 29481 29497 29513 29529 29545 29561 29577 29593 29609 29625 29641 29657 29673 29689 29705 29721 29737 29753 29769 29785 29801 29817 29833 29849 29865 29881 29897 29913 29929 29945 29961 29977 29993 30009 30025 30041 30057 30073 30089 30105 30121 30137 30153 30169 30185 30201 30217 30233 30249 30265 30281 30297 30313 30329 30345 30361 30377 30393 30409 30425 30441 30457 30473 30489 30505 30521 30537 30553 30569 30585 30601 30617 30633 30649 30665 30681 30697 30713 30729 30745 30761 30777 30793 30809 30825 30841 30857 30873 30889 30905 30921 30937 30953 30969 30985 31001 31017 31033 31049 31065 31081 31097 31113 31129 31145 31161 31177 31193 31209 31225 31241 31257 31273 31289 31305 31321 31337 31353 31369 31385 31401 31417 31433 31449 31465 31481 31497 31513 31529 31545 31561 31577 31593 31609 31625 31641 31657 31673 31689 31705 31721 31737 31753 31769 31785 31801 31817 31833 31849 31865 31881 31897 31913 31929 31945 31961 31977 31993 32009 32025 32041 32057 32073 32089 32105 32121 32137 32153 32169 32185 32201 32217 32233 32249 32265 32281 32297 32313 32329 32345 32361 32377 32393 32409 32425 32441 32457 32473 32489 32505 32521 32537 32553 32569 32585 32601 32617 32633 32649 32665 32681 32697 32713 32729 32745 32761 32777 32793 32809 32825 32841 32857 32873 32889 32905 32921 32937 32953 32969 32985 33001 33017 33033 33049 33065 33081 33097 33113 33129 33145 33161 33177 33193 33209 33225 33241 33257 33273 33289 33305 33321 33337 33353 33369 33385 33401 33417 33433 33449 33465 33481 33497 33513 33529 33545 33561 33577 33593 33609 33625 33641 33657 33673 33689 33705 33721 33737 33753 33769 33785 33801 33817 33833 33849 33865 33881 33897 33913 33929 33945 33961 33977 33993 34009 34025 34041 34057 34073 34089 34105 34121 34137 34153 34169 34185 34201 34217 34233 34249 34265 34281 34297 34313 34329 34345 34361 34377 34393 34409 34425 34441 34457 34473 34489 34505 34521 34537 34553 34569 34585 34601 34617 34633 34649 34665 34681 34697 34713 34729 34745 34761 34777 34793 34809 34825 34841 34857 34873 34889 34905 34921 34937 34953 34969 34985 35001 35017 35033 35049 35065 35081 35097 35113 35129 35145 35161 35177 35193 35209 35225 35241 35257 35273 35289 35305 35321 35337 35353 35369 35385 35401 35417 35433 35449 35465 35481 35497 35513 35529 35545 35561 35577 35593 35609 35625 35641 35657 35673 35689 35705 35721 35737 35753 35769 35785 35801 35817 35833 35849 35865 35881 35897 35913 35929 35945 35961 35977 35993 36009 36025 36041 36057 36073 36089 36105 36121 36137 36153 36169 36185 36201 36217 36233 36249 36265 36281 36297 36313 36329 36345 36361 36377 36393 36409 36425 36441 36457 36473 36489 36505 36521 36537 36553 36569 36585 36601 36617 36633 36649 36665 36681 36697 36713 36729 36745 36761 36777 36793 36809 36825 36841 36857 36873 36889 36905 36921 36937 36953 36969 36985 37001 37017 37033 37049 37065 37081 37097 37113 37129 37145 37161 37177 37193 37209 37225 37241 37257 37273 37289 37305 37321 37337 37353 37369 37385 37401 37417 37433 37449 37465 37481 37497 37513 37529 37545 37561 37577 37593 37609 37625 37641 37657 37673 37689 37705 37721 37737 37753 37769 37785 37801 37817 37833 37849 37865 37881 37897 37913 37929 37945 37961 37977 37993 38009 38025 38041 38057 38073 38089 38105 38121 38137 38153 38169 38185 38201 38217 38233 38249 38265 38281 38297 38313 38329 38345 38361 38377 38393 38409 38425 38441 38457 38473 38489 38505 38521 38537 38553 38569 38585 38601 38617 38633 38649 38665 38681 38697 38713 38729 38745 38761 38777 38793 38809 38825 38841 38857 38873 38889 38905 38921 38937 38953 38969 38985 39001 39017 39033 39049 39065 39081 39097 39113 39129 39145 39161 39177 39193 39209 39225 39241 39257 39273 39289 39305 39321 39337 39353 39369 39385 39401 39417 39433 39449 39465 39481 39497 39513 39529 39545 39561 39577 39593 39609 39625 39641 39657 39673 39689 39705 39721 39737 39753 39769 39785 39801 39817 39833 39849 39865 39881 39897 39913 39929 39945 39961 39977 39993 40009 40025 40041 40057 40073 40089 40105 40121 40137 40153 40169 40185 40201 40217 40233 40249 40265 40281 40297 40313 40329 40345 40361 40377 40393 40409 40425 40441 40457 40473 40489 40505 40521 40537 40553 40569 40585 40601 40617 40633 40649 40665 40681 40697 40713 40729 40745 40761 40777 40793 40809 40825 40841 40857 40873 40889 40905 40921 40937 40953 40969 40985 41001 41017 41033 41049 41065 41081 41097 41113 41129 41145 41161 41177 41193 41209 41225 41241 41257 41273 41289 41305 41321 41337 41353 41369 41385 41401 41417 41433 41449 41465 41481 41497 41513 41529 41545 41561 41577 41593 41609 41625 41641 41657 41673 41689 41705 41721 41737 41753 41769 41785 41801 41817 41833 41849 41865 41881 41897 41913 41929 41945 41961 41977 41993 42009 42025 42041 42057 42073 42089 42105 42121 42137 42153 42169 42185 42201 42217 42233 42249 42265 42281 42297 42313 42329 42345 42361 42377 42393 42409 42425 42441 42457 42473 42489 42505 42521 42537 42553 42569 42585 42601 42617 42633 42649 42665 42681 42697 42713 42729 42745 42761 42777 42793 42809 42825 42841 42857 42873 42889 42905 42921 42937 42953 42969 42985 43001 43017 43033 43049 43065 43081 43097 43113 43129 43145 43161 43177 43193 43209 43225 43241 43257 43273 43289 43305 43321 43337 43353 43369 43385 43401 43417 43433 43449 43465 43481 43497 43513 43529 43545 43561 43577 43593 43609 43625 43641 43657 43673 43689 43705 43721 43737 43753 43769 43785 43801 43817 43833 43849 43865 43881 43897 43913 43929 43945 43961 43977 43993 44009 44025 44041 44057 44073 44089 44105 44121 44137 44153 44169 44185 44201 44217 44233 44249 44265 44281 44297 44313 44329 44345 44361 44377 44393 44409 44425 44441 44457 44473 44489 44505 44521 44537 44553 44569 44585 44601 44617 44633 44649 44665 44681 44697 44713 44729 44745 44761 44777 44793 44809 44825 44841 44857 44873 44889 44905 44921 44937 44953 44969 44985 45001 45017 45033 45049 45065 45081 45097 45113 45129 45145 45161 45177 45193 45209 45225 45241 45257 45273 45289 45305 45321 45337 45353 45369 45385 45401 45417 45433 45449 45465 45481 45497 45513 45529 45545 45561 45577 45593 45609 45625 45641 45657 45673 45689 45705 45721 45737 45753 45769 45785 45801 45817 45833 45849 45865 45881 45897 45913 45929 45945 45961 45977 45993 46009 46025 46041 46057 46073 46089 46105 46121 46137 46153 46169 46185 46201 46217 46233 46249 46265 46281 46297 46313 46329 46345 46361 46377 46393 46409 46425 46441 46457 46473 46489 46505 46521 46537 46553 46569 46585 46601 46617 46633 46649 46665 46681 46697 46713 46729 46745 46761 46777 46793 46809 46825 46841 46857 46873 46889 46905 46921 46937 46953 46969 46985 47001 47017 47033 47049 47065 47081 47097 47113 47129 47145 47161 47177 47193 47209 47225 47241 47257 47273 47289 47305 47321 47337 47353 47369 47385 47401 47417 47433 47449 47465 47481 47497 47513 47529 47545 47561 47577 47593 47609 47625 47641 47657 47673 47689 47705 47721 47737 47753 47769 47785 47801 47817 47833 47849 47865 47881 47897 47913 47929 47945 47961 47977 47993 48009 48025 48041 48057 48073 48089 48105 48121 48137 48153 48169 48185 48201 48217 48233 48249 48265 48281 48297 48313 48329 48345 48361 48377 48393 48409 48425 48441 48457 48473 48489 48505 48521 48537 48553 48569 48585 48601 48617 48633 48649 48665 48681 48697 48713 48729 48745 48761 48777 48793 48809 48825 48841 48857 48873 48889 48905 48921 48937 48953 48969 48985 49001 49017 49033 49049 49065 49081 49097 49113 49129 49145 49161 49177 49193 49209 49225 49241 49257 49273 49289 49305 49321 49337 49353 49369 49385 49401 49417 49433 49449 49465 49481 49497 49513 49529 49545 49561 49577 49593 49609 49625 49641 49657 49673 49689 49705 49721 49737 49753 49769 49785 49801 49817 49833 49849 49865 49881 49897 49913 49929 49945 49961 49977 49993 50009 50025 50041 50057 50073 50089 50105 50121 50137 50153 50169 50185 50201 50217 50233 50249 50265 50281 50297 50313 50329 50345 50361 50377 50393 50409 50425 50441 50457 50473 50489 50505 50521 50537 50553 50569 50585 50601 50617 50633 50649 50665 50681 50697 50713 50729 50745 50761 50777 50793 50809 50825 50841 50857 50873 50889 50905 50921 50937 50953 50969 50985 51001 51017 51033 51049 51065 51081 51097 51113 51129 51145 51161 51177 51193 51209 51225 51241 51257 51273 51289 51305 51321 51337 51353 51369 51385 51401 51417 51433 51449 51465 51481 51497 51513 51529 51545 51561 51577 51593 51609 51625 51641 51657 51673 51689 51705 51721 51737 51753 51769 51785 51801 51817 51833 51849 51865 51881 51897 51913 51929 51945 51961 51977 51993 52009 52025 52041 52057 52073 52089 52105 52121 52137 52153 52169 52185 52201 52217 52233 52249 52265 52281 52297 52313 52329 52345 52361 52377 52393 52409 52425 52441 52457 52473 52489 52505 52521 52537 52553 52569 52585 52601 52617 52633 52649 52665 52681 52697 52713 52729 52745 52761 52777 52793 52809 52825 52841 52857 52873 52889 52905 52921 52937 52953 52969 52985 53001 53017 53033 53049 53065 53081 53097 53113 53129 53145 53161 53177 53193 53209 53225 53241 53257 53273 53289 53305 53321 53337 53353 53369 53385 53401 53417 53433 53449 53465 53481 53497 53513 53529 53545 53561 53577 53593 53609 53625 53641 53657 53673 53689 53705 53721 53737 53753 53769 53785 53801 53817 53833 53849 53865 53881 53897 53913 53929 53945 53961 53977 53993 54009 54025 54041 54057 54073 54089 54105 54121 54137 54153 54169 54185 54201 54217 54233 54249 54265 54281 54297 54313 54329 54345 54361 54377 54393 54409 54425 54441 54457 54473 54489 54505 54521 54537 54553 54569 54585 54601 54617 54633 54649 54665 54681 54697 54713 54729 54745 54761 54777 54793 54809 54825 54841 54857 54873 54889 54905 54921 54937 54953 54969 54985 55001 55017 55033 55049 55065 55081 55097 55113 55129 55145 55161 55177 55193 55209 55225 55241 55257 55273 55289 55305 55321 55337 55353 55369 55385 55401 55417 55433 55449 55465 55481 55497 55513 55529 55545 55561 55577 55593 55609 55625 55641 55657 55673 55689 55705 55721 55737 55753 55769 55785 55801 55817 55833 55849 55865 55881 55897 55913 55929 55945 55961 55977 55993 56009 56025 56041 56057 56073 56089 56105 56121 56137 56153 56169 56185 56201 56217 56233 56249 56265 56281 56297 56313 56329 56345 56361 56377 56393 56409 56425 56441 56457 56473 56489 56505 56521 56537 56553 56569 56585 56601 56617 56633 56649 56665 56681 56697 56713 56729 56745 56761 56777 56793 56809 56825 56841 56857 56873 56889 56905 56921 56937 56953 56969 56985 57001 57017 57033 57049 57065 57081 57097 57113 57129 57145 57161 57177 57193 57209 57225 57241 57257 57273 57289 57305 57321 57337 57353 57369 57385 57401 57417 57433 57449 57465 57481 57497 57513 57529 57545 57561 57577 57593 57609 57625 57641 57657 57673 57689 57705 57721 57737 57753 57769 57785 57801 57817 57833 57849 57865 57881 57897 57913 57929 57945 57961 57977 57993 58009 58025 58041 58057 58073 58089 58105 58121 58137 58153 58169 58185 58201 58217 58233 58249 58265 58281 58297 58313 58329 58345 58361 58377 58393 58409 58425 58441 58457 58473 58489 58505 58521 58537 58553 58569 58585 58601 58617 58633 58649 58665 58681 58697 58713 58729 58745 58761 58777 58793 58809 58825 58841 58857 58873 58889 58905 58921 58937 58953 58969 58985 59001 59017 59033 59049 59065 59081 59097 59113 59129 59145 59161 59177 59193 59209 59225 59241 59257 59273 59289 59305 59321 59337 59353 59369 59385 59401 59417 59433 59449 59465 59481 59497 59513 59529 59545 59561 59577 59593 59609 59625 59641 59657 59673 59689 59705 59721 59737 59753 59769 59785 59801 59817 59833 59849 59865 59881 59897 59913 59929 59945 59961 59977 59993 60009 60025 60041 60057 60073 60089 60105 60121 60137 60153 60169 60185 60201 60217 60233 60249 60265 60281 60297 60313 60329 60345 60361 60377 60393 60409 60425 60441 60457 60473 60489 60505 60521 60537 60553 60569 60585 60601 60617 60633 60649 60665 60681 60697 60713 60729 60745 60761 60777 60793 60809 60825 60841 60857 60873 60889 60905 60921 60937 60953 60969 60985 61001 61017 61033 61049 61065 61081 61097 61113 61129 61145 61161 61177 61193 61209 61225 61241 61257 61273 61289 61305 61321 61337 61353 61369 61385 61401 61417 61433 61449 61465 61481 61497 61513 61529 61545 61561 61577 61593 61609 61625 61641 61657 61673 61689 61705 61721 61737 61753 61769 61785 61801 61817 61833 61849 61865 61881 61897 61913 61929 61945 61961 61977 61993 62009 62025 62041 62057 62073 62089 62105 62121 62137 62153 62169 62185 62201 62217 62233 62249 62265 62281 62297 62313 62329 62345 62361 62377 62393 62409 62425 62441 62457 62473 62489 62505 62521 62537 62553 62569 62585 62601 62617 62633 62649 62665 62681 62697 62713 62729 62745 62761 62777 62793 62809 62825 62841 62857 62873 62889 62905 62921 62937 62953 62969 62985 63001 63017 63033 63049 63065 63081 63097 63113 63129 63145 63161 63177 63193 63209 63225 63241 63257 63273 63289 63305 63321 63337 63353 63369 63385 63401 63417 63433 63449 63465 63481 63497 63513 63529 63545 63561 63577 63593 63609 63625 63641 63657 63673 63689 63705 63721 63737 63753 63769 63785 63801 63817 63833 63849 63865 63881 63897 63913 63929 63945 63961 63977 63993 64009 64025 64041 64057 64073 64089 64105 64121 64137 64153 64169 64185 64201 64217 64233 64249 64265 64281 64297 64313 64329 64345 64361 64377 64393 64409 64425 64441 64457 64473 64489 64505 64521 64537 64553 64569 64585 64601 64617 64633 64649 64665 64681 64697 64713 64729 64745 64761 64777 64793 64809 64825 64841 64857 64873 64889 64905 64921 64937 64953 64969 64985 65001 65017 65033 65049 65065 65081 65097 65113 65129 65145 65161 65177 65193 65209 65225 65241 65257 65273 65289 65305 65321 65337 65353 65369 65385 65401 65417 65433 65449 65465 65481 65497 65513 65529 65545 65561 65577 65593 65609 65625 65641 65657 65673 65689 65705 65721 65737 65753 65769 65785 65801 65817 65833 65849 65865 65881 65897 65913 65929 65945 65961 65977 65993 66009 66025 66041 66057 66073 66089 66105 66121 66137 66153 66169 66185 66201 66217 66233 66249 66265 66281 66297 66313 66329 66345 66361 66377 66393 66409 66425 66441 66457 66473 66489 66505 66521 66537 66553 66569 66585 66601 66617 66633 66649 66665 66681 66697 66713 66729 66745 66761 66777 66793 66809 66825 66841 66857 66873 66889 66905 66921 66937 66953 66969 66985 67001 67017 67033 67049 67065 67081 67097 67113 67129 67145 67161 67177 67193 67209 67225 67241 67257 67273 67289 67305 67321 67337 67353 67369 67385 67401 67417 67433 67449 67465 67481 67497 67513 67529 67545 67561 67577 67593 67609 67625 67641 67657 67673 67689 67705 67721 67737 67753 67769 67785 67801 67817 67833 67849 67865 67881 67897 67913 67929 67945 67961 67977 67993 68009 68025 68041 68057 68073 68089 68105 68121 68137 68153 68169 68185 68201 68217 68233 68249 68265 68281 68297 68313 68329 68345 68361 68377 68393 68409 68425 68441 68457 68473 68489 68505 68521 68537 68553 68569 68585 68601 68617 68633 68649 68665 68681 68697 68713 68729 68745 68761 68777 68793 68809 68825 68841 68857 68873 68889 68905 68921 68937 68953 68969 68985 69001 69017 69033 69049 69065 69081 69097 69113 69129 69145 69161 69177 69193 69209 69225 69241 69257 69273 69289 69305 69321 69337 69353 69369 69385 69401 69417 69433 69449 69465 69481 69497 69513 69529 69545 69561 69577 69593 69609 69625 69641 69657 69673 69689 69705 69721 69737 69753 69769 69785 69801 69817 69833 69849 69865 69881 69897 69913 69929 69945 69961 69977 69993 70009 70025 70041 70057 70073 70089 70105 70121 70137 70153 70169 70185 70201 70217 70233 70249 70265 70281 70297 70313 70329 70345 70361 70377 70393 70409 70425 70441 70457 70473 70489 70505 70521 70537 70553 70569 70585 70601 70617 70633 70649 70665 70681 70697 70713 70729 70745 70761 70777 70793 70809 70825 70841 70857 70873 70889 70905 70921 70937 70953 70969 70985 71001 71017 71033 71049 71065 71081 71097 71113 71129 71145 71161 71177 71193 71209 71225 71241 71257 71273 71289 71305 71321 71337 71353 71369 71385 71401 71417 71433 71449 71465 71481 71497 71513 71529 71545 71561 71577 71593 71609 71625 71641 71657 71673 71689 71705 71721 71737 71753 71769 71785 71801 71817 71833 71849 71865 71881 71897 71913 71929 71945 71961 71977 71993 72009 72025 72041 72057 72073 72089 72105 72121 72137 72153 72169 72185 72201 72217 72233 72249 72265 72281 72297 72313 72329 72345 72361 72377 72393 72409 72425 72441 72457 72473 72489 72505 72521 72537 72553 72569 72585 72601 72617 72633 72649 72665 72681 72697 72713 72729 72745 72761 72777 72793 72809 72825 72841 72857 72873 72889 72905 72921 72937 72953 72969 72985 73001 73017 73033 73049 73065 73081 73097 73113 73129 73145 73161 73177 73193 73209 73225 73241 73257 73273 73289 73305 73321 73337 73353 73369 73385 73401 73417 73433 73449 73465 73481 73497 73513 73529 73545 73561 73577 73593 73609 73625 73641 73657 73673 73689 73705 73721 73737 73753 73769 73785 73801 73817 73833 73849 73865 73881 73897 73913 73929 73945 73961 73977 73993 74009 74025 74041 74057 74073 74089 74105 74121 74137 74153 74169 74185 74201 74217 74233 74249 74265 74281 74297 74313 74329 74345 74361 74377 74393 74409 74425 74441 74457 74473 74489 74505 74521 74537 74553 74569 74585 74601 74617 74633 74649 74665 74681 74697 74713 74729 74745 74761 74777 74793 74809 74825 74841 74857 74873 74889 74905 74921 74937 74953 74969 74985 75001 75017 75033 75049 75065 75081 75097 75113 75129 75145 75161 75177 75193 75209 75225 75241 75257 75273 75289 75305 75321 75337 75353 75369 75385 75401 75417 75433 75449 75465 75481 75497 75513 75529 75545 75561 75577 75593 75609 75625 75641 75657 75673 75689 75705 75721 75737 75753 75769 75785 75801 75817 75833 75849 75865 75881 75897 75913 75929 75945 75961 75977 75993 76009 76025 76041 76057 76073 76089 76105 76121 76137 76153 76169 76185 76201 76217 76233 76249 76265 76281 76297 76313 76329 76345 76361 76377 76393 76409 76425 76441 76457 76473 76489 76505 76521 76537 76553 76569 76585 76601 76617 76633 76649 76665 76681 76697 76713 76729 76745 76761 76777 76793 76809 76825 76841 76857 76873 76889 76905 76921 76937 76953 76969 76985 77001 77017 77033 77049 77065 77081 77097 77113 77129 77145 77161 77177 77193 77209 77225 77241 77257 77273 77289 77305 77321 77337 77353 77369 77385 77401 77417 77433 77449 77465 77481 77497 77513 77529 77545 77561 77577 77593 77609 77625 77641 77657 77673 77689 77705 77721 77737 77753 77769 77785 77801 77817 77833 77849 77865 77881 77897 77913 77929 77945 77961 77977 77993 78009 78025 78041 78057 78073 78089 78105 78121 78137 78153 78169 78185 78201 78217 78233 78249 78265 78281 78297 78313 78329 78345 78361 78377 78393 78409 78425 78441 78457 78473 78489 78505 78521 78537 78553 78569 78585 78601 78617 78633 78649 78665 78681 78697 78713 78729 78745 78761 78777 78793 78809 78825 78841 78857 78873 78889 78905 78921 78937 78953 78969 78985 79001 79017 79033 79049 79065 79081 79097 79113 79129 79145 79161 79177 79193 79209 79225 79241 79257 79273 79289 79305 79321 79337 79353 79369 79385 79401 79417 79433 79449 79465 79481 79497 79513 79529 79545 79561 79577 79593 79609 79625 79641 79657 79673 79689 79705 79721 79737 79753 79769 79785 79801 79817 79833 79849 79865 79881 79897 79913 79929 79945 79961 79977 79993 80009 80025 80041 80057 80073 80089 80105 80121 80137 80153 80169 80185 80201 80217 80233 80249 80265 80281 80297 80313 80329 80345 80361 80377 80393 80409 80425 80441 80457 80473 80489 80505 80521 80537 80553 80569 80585 80601 80617 80633 80649 80665 80681 80697 80713 80729 80745 80761 80777 80793 80809 80825 80841 80857 80873 80889 80905 80921 80937 80953 80969 80985 81001 81017 81033 81049 81065 81081 81097 81113 81129 81145 81161 81177 81193 81209 81225 81241 81257 81273 81289 81305 81321 81337 81353 81369 81385 81401 81417

Figures H.14



Figures H.15

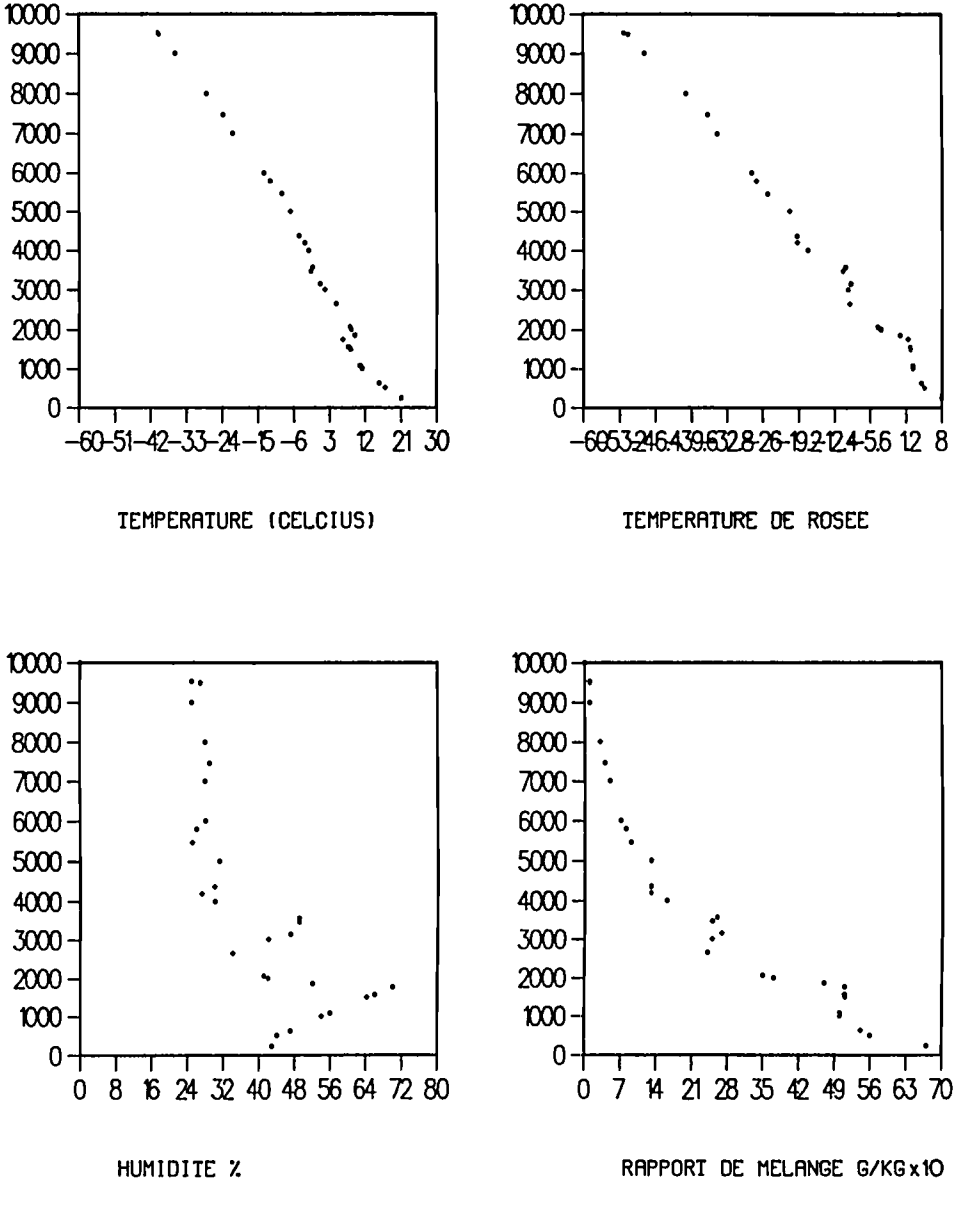
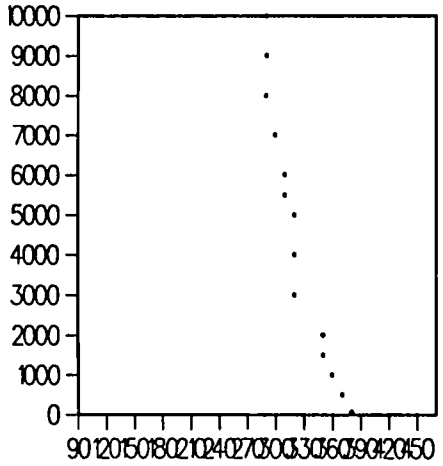
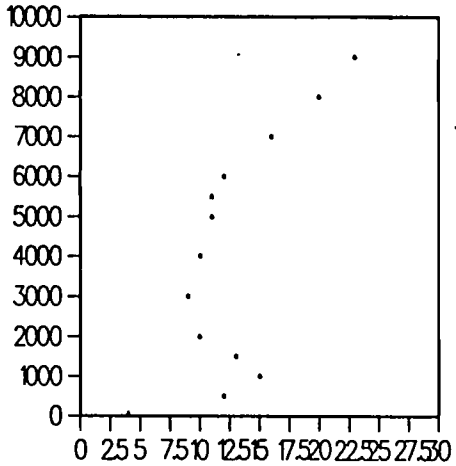


Figure H.16

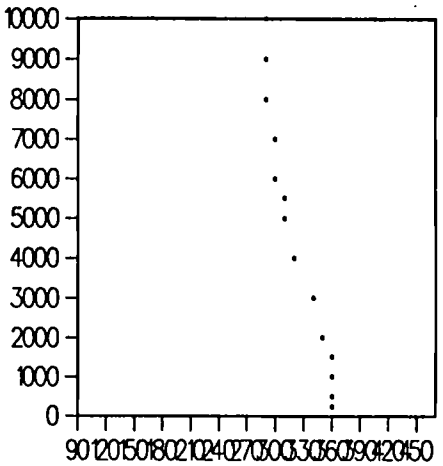
Figures H.17

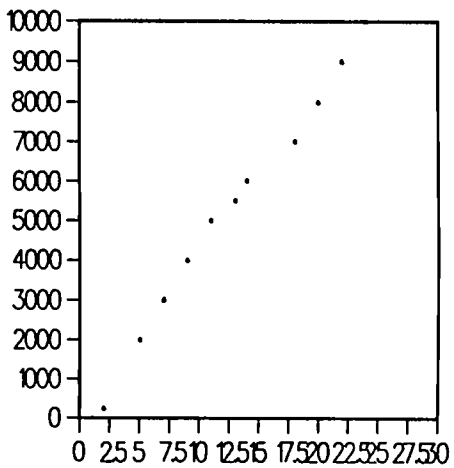
24 JUILLET 1979 00 / 12 HEURES NIMES COURBESSAC

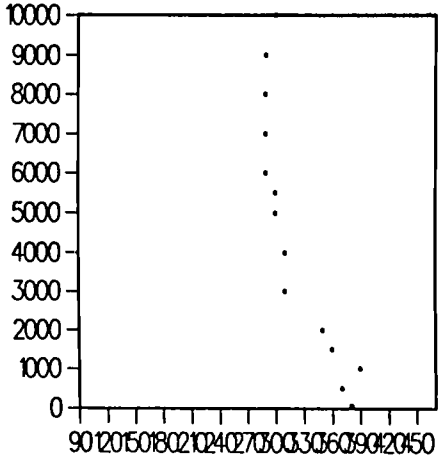


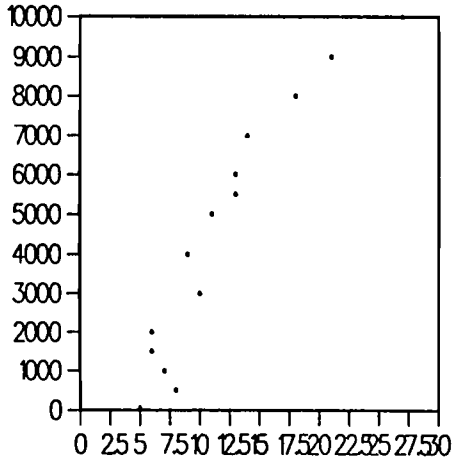


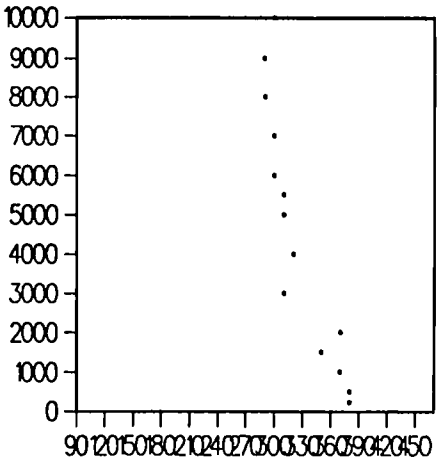
24 JUILLET 1979 00 / 12 HEURES LYON SATOLAS

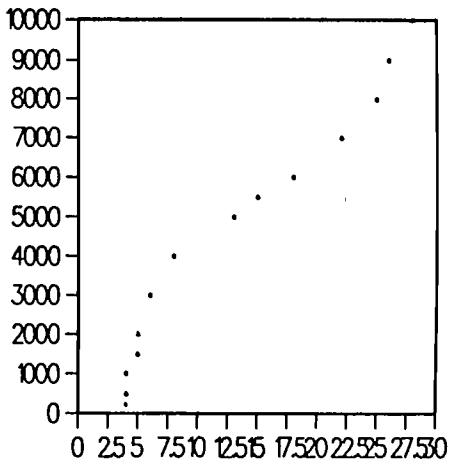












6 - ANALYSES PERIDOT IMBRICATION

(Pham et ali 1983 pour une description détaillée du modèle)

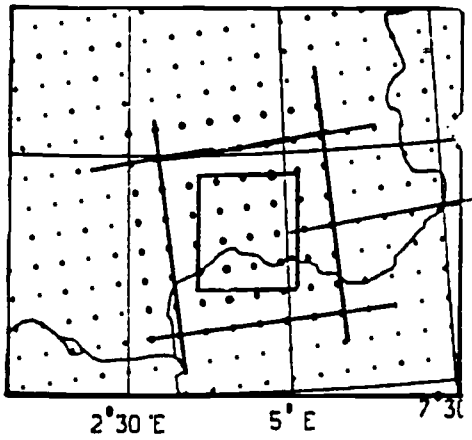


Figure H.18 - Domaine d'imbrication

Domaine HERMES

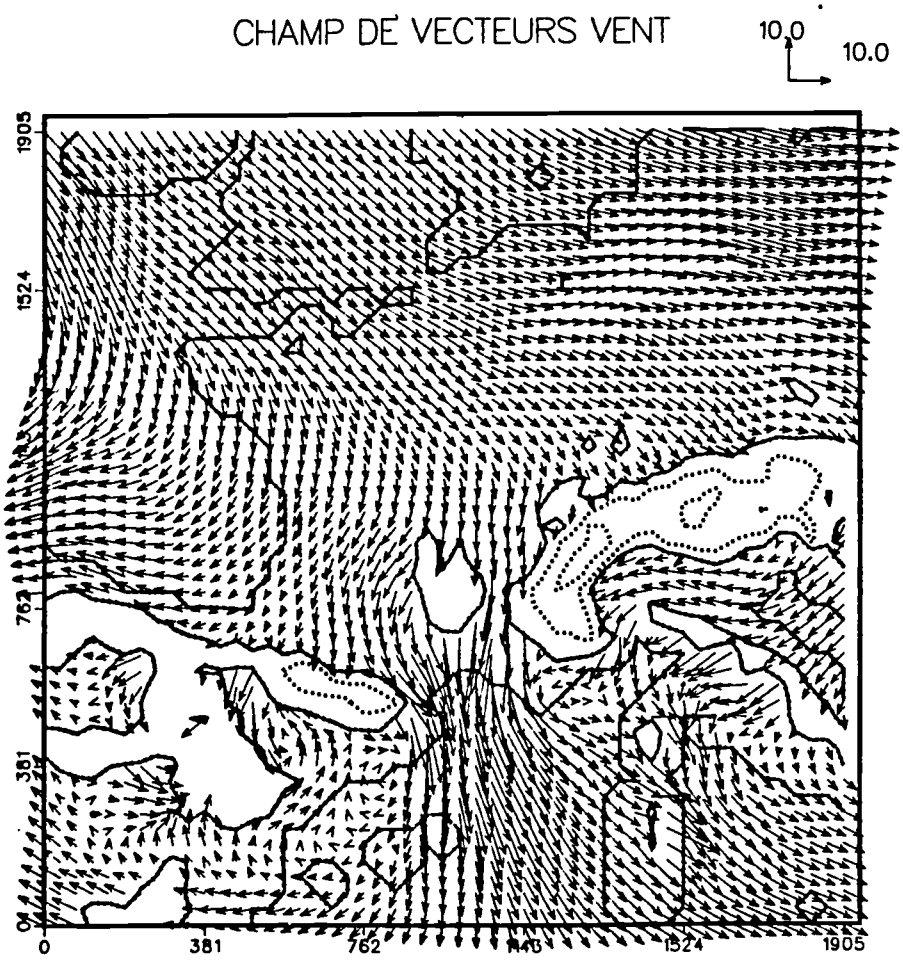
• Point Péridot

Figure H.19

CHAMPS PERIDOT LE 23/07/79

(24 HEURES)

SIMULATION PERIDOT
commencée le 23 à 12 h.



La Météorologie Nationale nous a fourni le résultat de simulations Péridot menées à partir de l'analyse à 12 h TU le 23 juillet 1979.
Le modèle Péridot a été intégré pendant une période de 36 heures et les échéances stockées toutes les 6 heures.

La figure H.18 présente les limites du domaine Hermès basse vallée du Rhône sur la grille utilisée par Péridot.
Nous remarquons que la direction Nord-Sud n'est pas respectée, que les champs de vent doivent donc subir une légère rotation, prise en compte lors de l'imbrication.

La figure H.19 présente la deuxième échéance du calcul Péridot, (24 h), un vent du Nord est bien canalisé dans la vallée du Rhône ce qui produit un vent assez fort, de direction Nord-Nord-Est sur le domaine étudié.

La répartition des pressions à 4 km correspond bien à l'analyse des BQR pour le Nord du pays, mais l'orientation des isobares n'est pas respectée sur le Sud-Est (voir figure H.20).

Un zoom réalisé sur la partie qui nous intéresse permet d'estimer à vue l'apport a priori espéré d'une intialisation imbriquée.

La sortie de ces champs pour les échéances suivantes permet de prévoir l'écart de nos simulations avec les améliorations prévues en conditions aux limites évolutives. Nous sommes d'autant plus pénalisés par des conditions classiques que la variation des champs Péridot est élevée au cours de la journée.

Nous remarquons que le nombre de points inclus dans le domaine est faible.

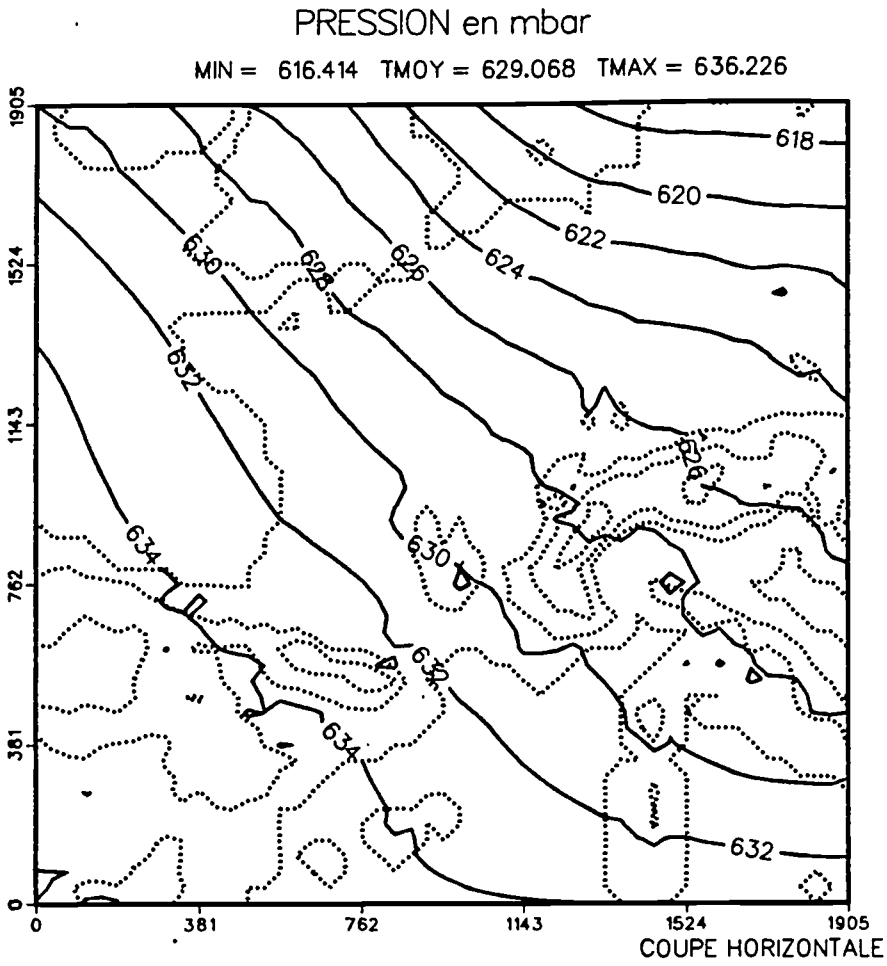


Figure H.20

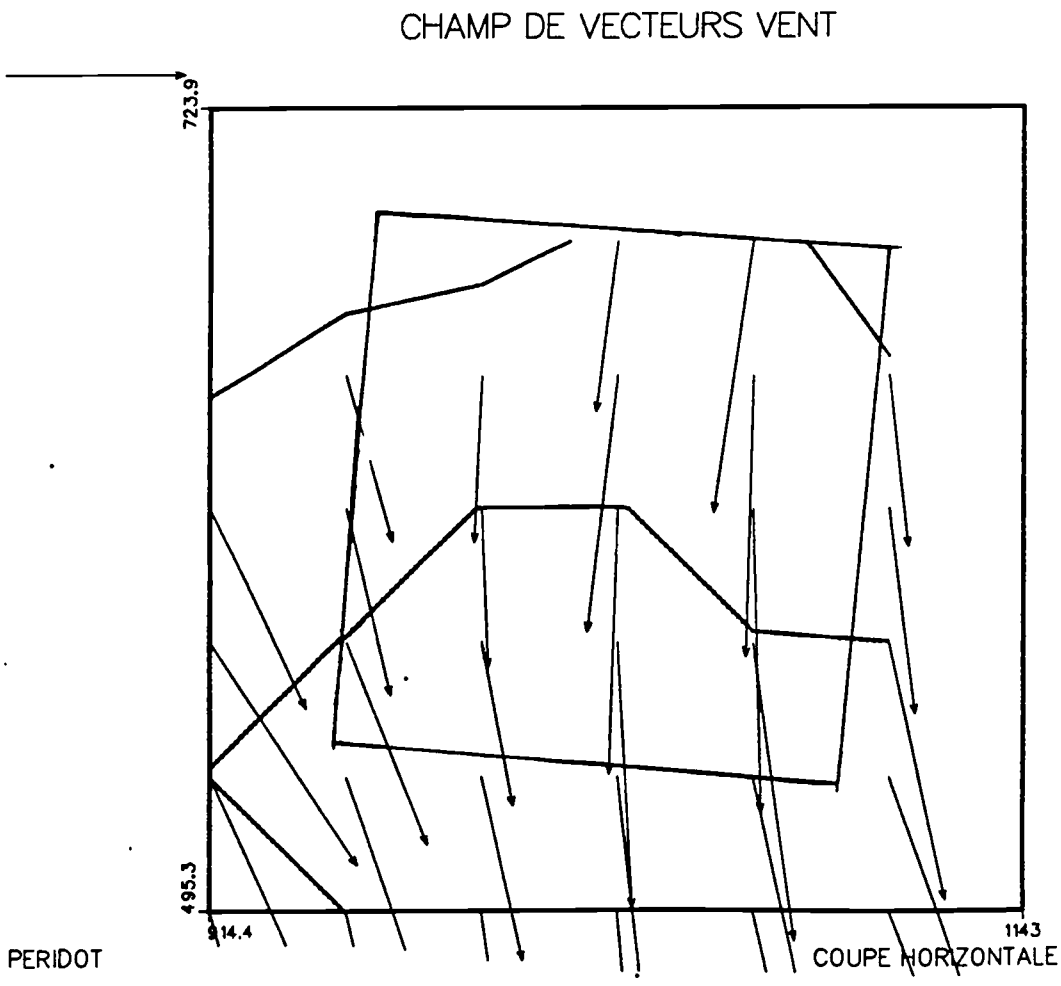
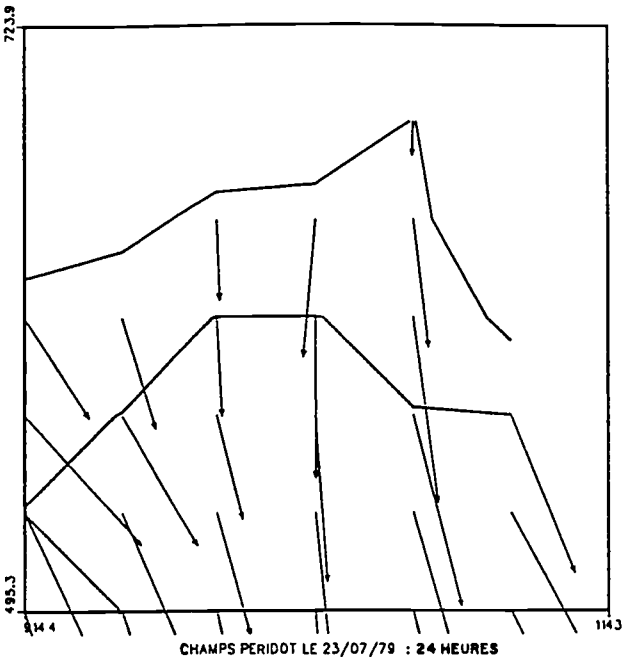


Figure H.21 - Echéance Péridot à 24 heures (23 juillet)

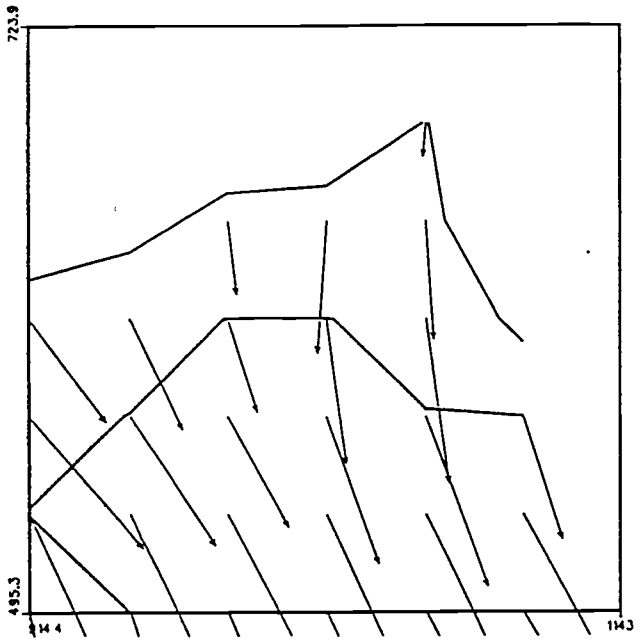
Figure H.22

Evolution des champs de vent Péridot

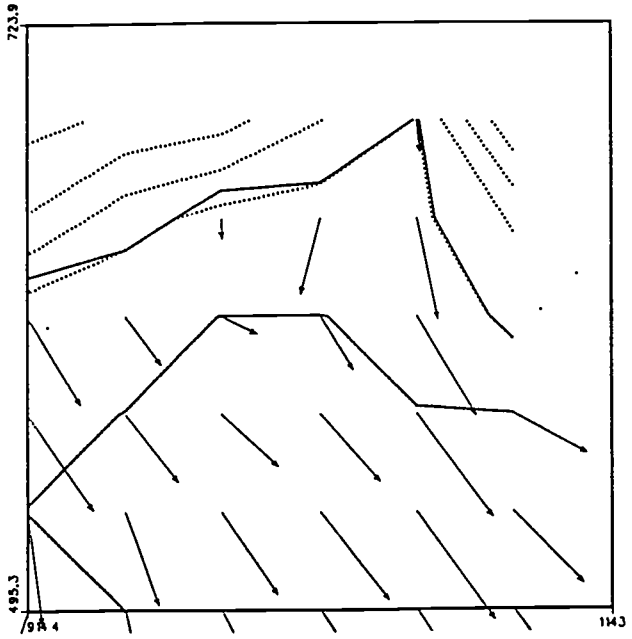
24 juillet 1979



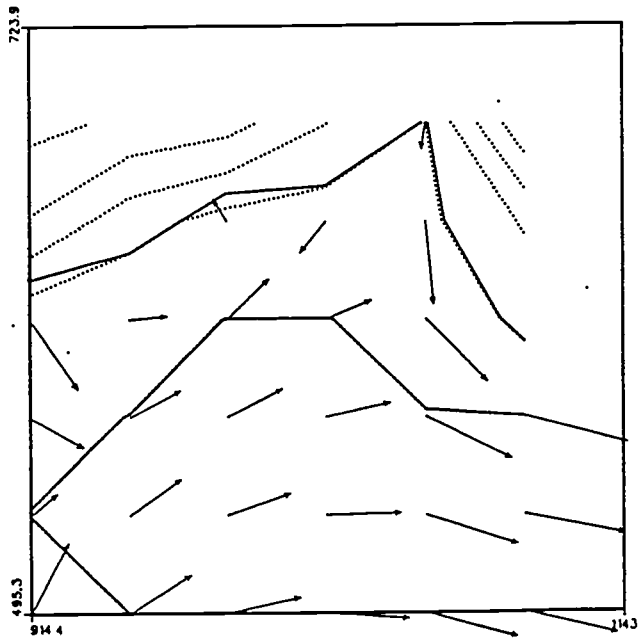
CHAMPS PERIDOT LE 23/07/79 : 24 HEURES



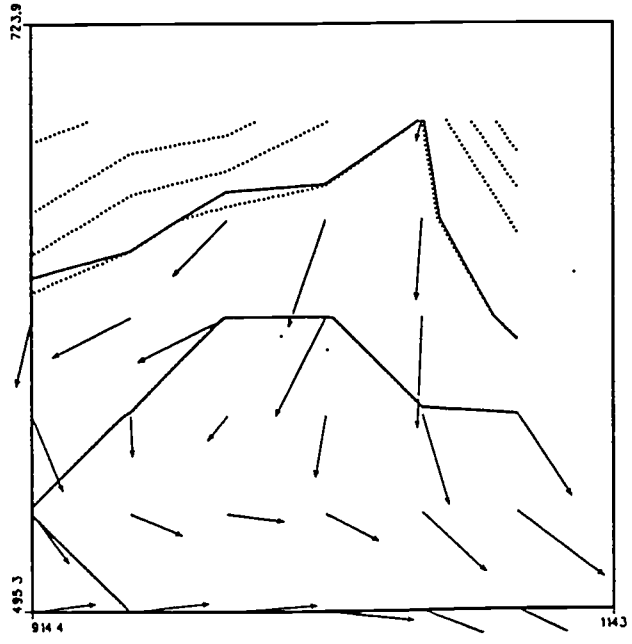
CHAMPS PERIDOT LE 24/07/79 :06H



CHAMPS PERIDOT LE 24/07/79 : 12 HEURES



CHAMPS PERIDOT LE 24/07/79 : 18 HEURES



CHAMPS PERIDOT LE 24/07/79 : 24 HEURES

7 - REPARTITION DES COEFFICIENTS D'EVAPOTRANSPIRATION

La méthodologie utilisée pour évaluer la répartition de l'évapotranspiration pour une journée donnée (période de 0 h à 24 heures) est celle décrite plus haut.
Après corrections, la répartition des températures télédétectées (voisines de $T_{s\ max}$), pour le 24 juillet est représentée sur la figure H.23.

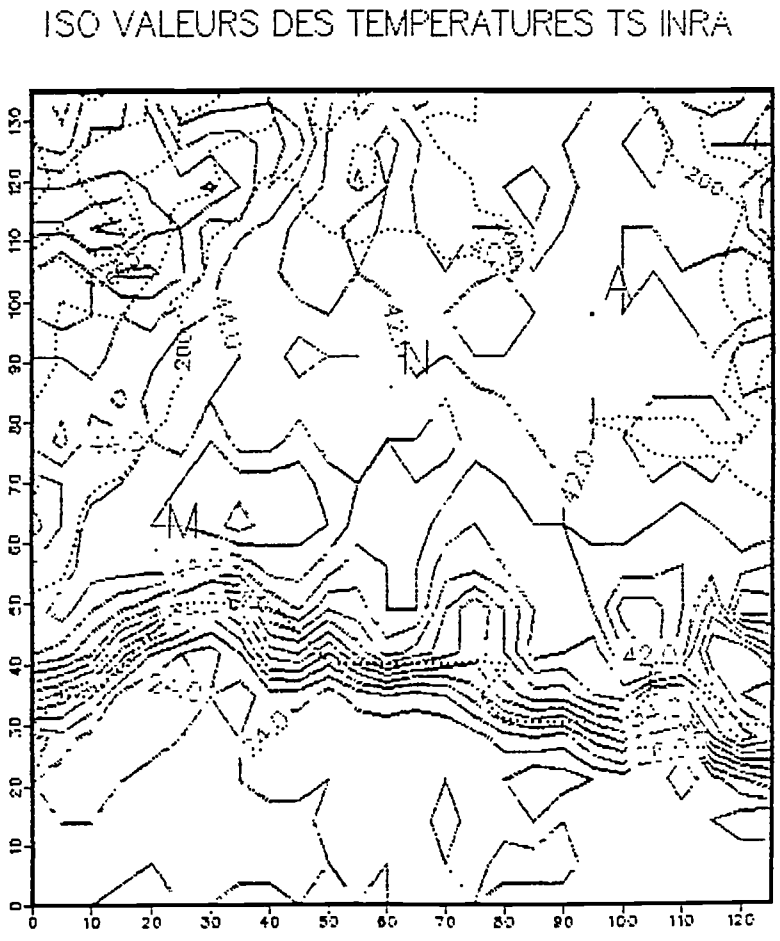


Figure H.23

24 juillet 1979

(D'après fichier de données INRA)

La surface de l'eau a une température maximale qui présente un écart significatif avec le domaine terrestre. Sur celui-ci, ce sont les régions de Montpellier à l'Ouest et de la Crau sèche, au Nord de FOS, qui ont les températures les plus élevées.
Comme nous l'avions laissé supposer plus haut, les coefficients concernant la zone maritime sont largement surévalués.

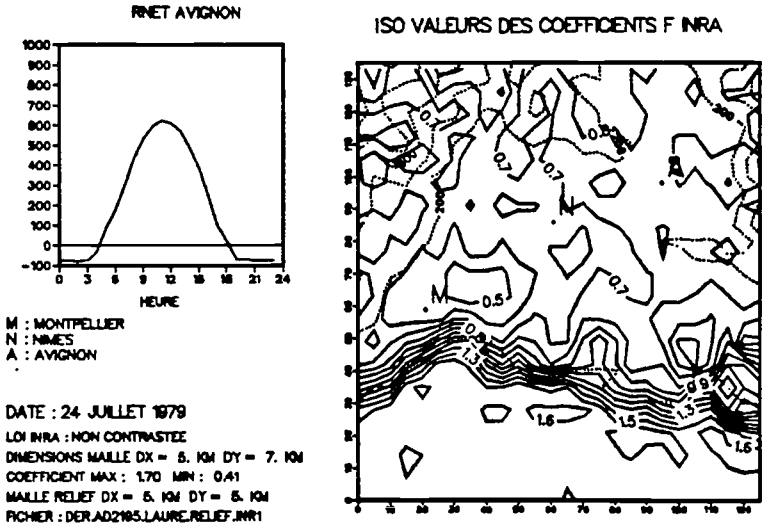
Dans un deuxième temps nous avons donc préféré utiliser les nouvelles valeurs, définies en considérant un écart air-mer fixe (Données Inra 86).

Le coefficient B = 0.25 correspond (cf. tableau p. 148) à une rugosité de l'ordre de 1 à 10 mm. Nous choisirons en fonction une rugosité pour la terre (calcul de U_*).

Pour le 25, faute d'un rayonnement net de ciel clair, la formulation simplifiée définit des coefficients a priori aberrants sur l'ensemble du domaine (1.4 sur la terre). Le rayonnement net moyen est tombé pour cette journée à 4.7 mmj^{-1} ($\simeq$ 140 Wm^{-2} contre 185 le 24) pour une température où T_* peu modifiée (28.2C contre 28.8C). Surtout, l'image Météosat est pratiquement inutilisable sur presque tout le domaine à cause de la couverture nuageuse, (voir tableau TS rapport Inra Déc. 84).

La détermination de l'ETR pour les zones couvertes a eu lieu à partir de la formule simplifiée appliquée à la zone découverte et du rapport moyen entre les ETR des différentes zones, calculé sur les journées de ciel clair.

Cette répartition de température, associée à une valeur moyenne de température pour les stations climatiques de 28.8°C pour le 24 juillet (Rapport INRA Déc. 84), utilisée et pour la mer, et pour la terre, conduit à une répartition d'iso valeur de coefficients f (ET/Rn) analogue à celle de TS.

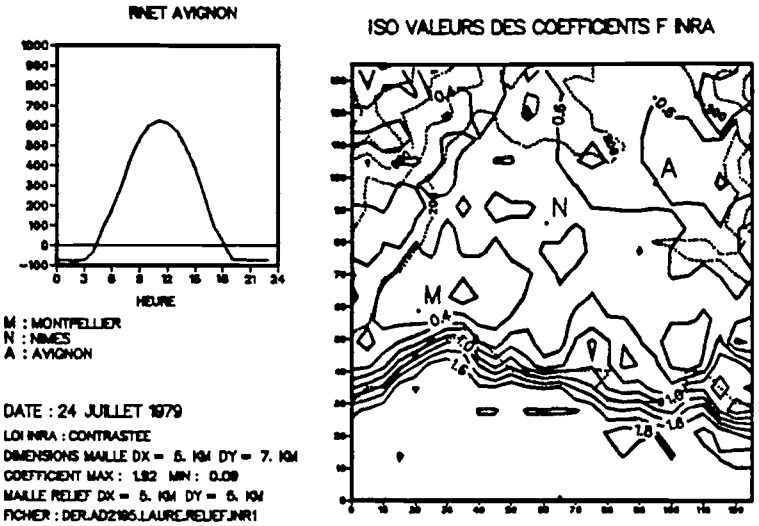


Figures H.24 a.

LOI NON CONTRASTEE (D'après données Inra 84)

Les coefficients calculées par la formulation contrastée sont plus faibles en région aride, plus élevés sur la mer, les minimums se retrouvent près de Montpellier et dans la région de la Crau, zones de faibles évaporation.

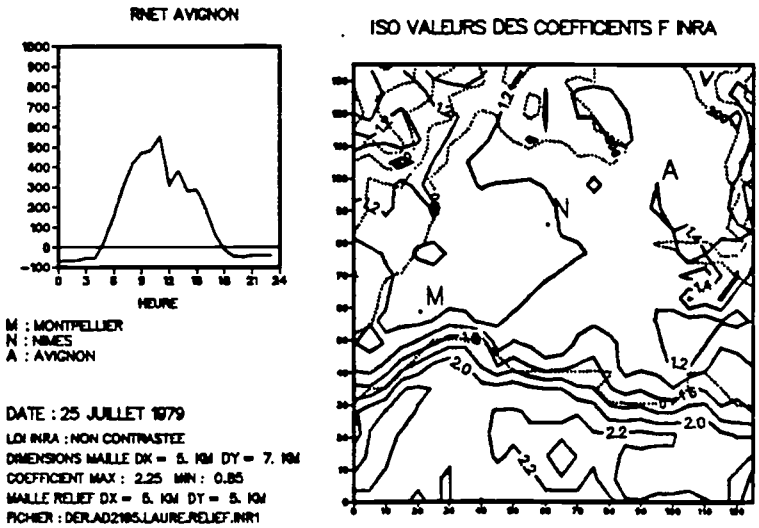
La présence de cette zone autour de Montpellier est favorable à l'occurrence de la brise, puisque le contraste y est élevé par rapport à la mer, proche.



Figures H.24 b.

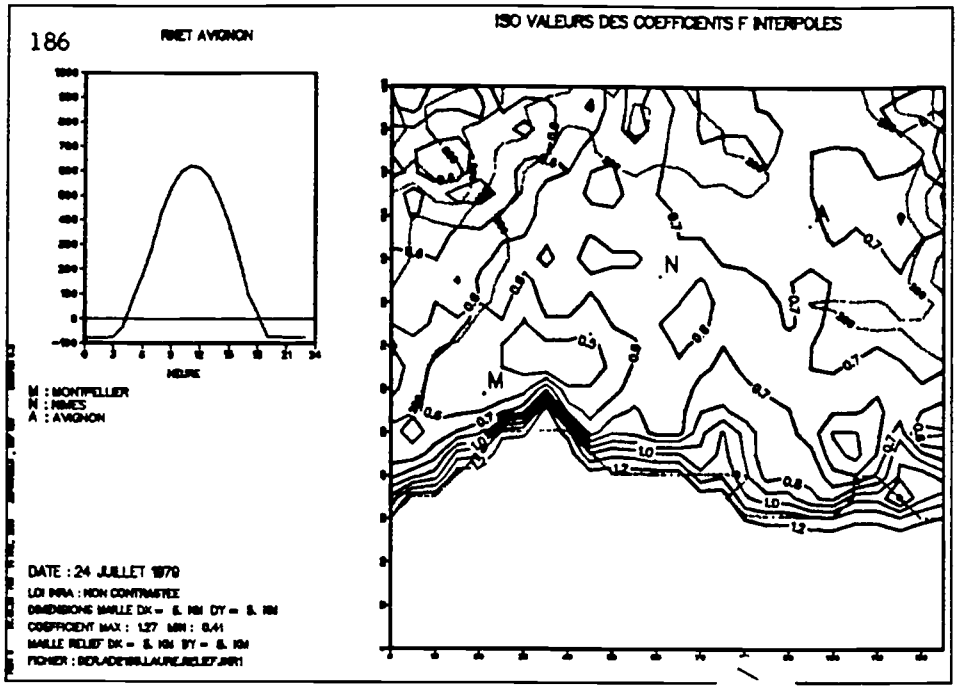
LOI CONTRASTEE (D'après données Inra 84)

Nous présentons ces mêmes coefficients en ce qui concerne la journée du 25 juillet, en loi non contrastée.



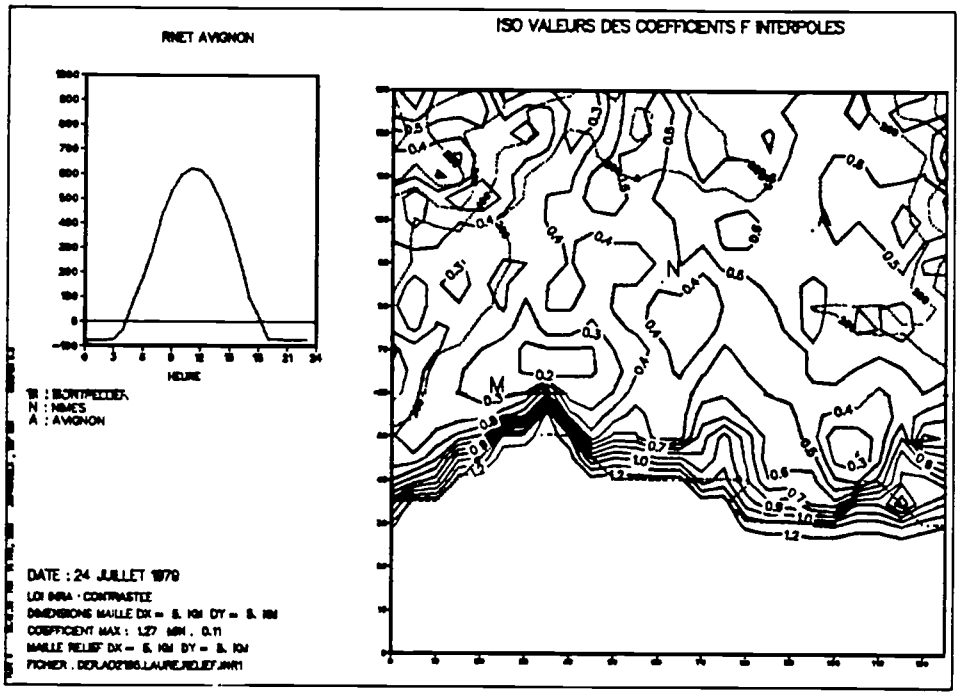
Figures H.24 c.

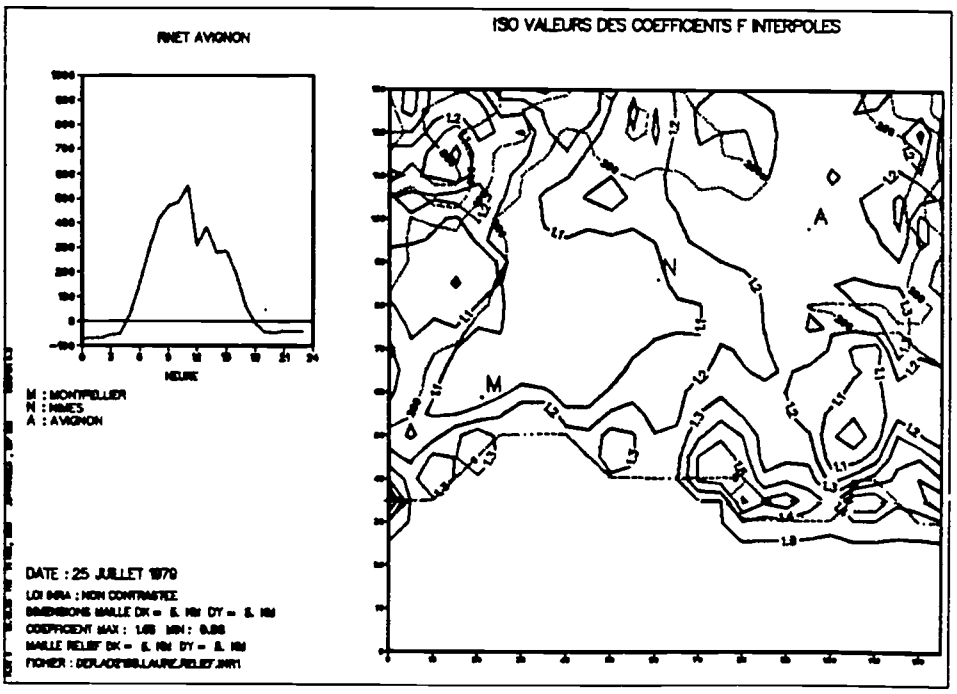
Cette procédure suppose une répartition éventuelle des T_s qui ne semble pas réaliste.
Le calcul comparé de l'ET Penman pour ce jour a conduit à une valeur moitié moindre. L'écart est trop imporant pour retenir les résultats de cette journée.



Figures H.25

(Données INRA 1986)





I – SIMULATIONS SUR LA BASSE VALLEE DU RHONE (INTERFACE SOL/ATMOSPHERE)

I - PREAMBULE : CADRE DES SIMULATIONS REALISEES

Avant de présenter les quelques résultats de simulations obtenus sur la Basse Vallée du Rhône, il nous semble nécessaire de préciser ici tous les aspects du modèle qui sont mis en jeu.

Certains de ces aspects ont été évoqués plus haut, soit qu'ils fassent partie de cette étude, soit qu'ils aient été l'objet d'études simultanées, conclues ou en cours (relief, initialisation, conditions aux limites ...).

Les points qui modifient de façon significative les conditions de simulation et les résultats sont :

a - La prise en compte du relief
b - La procédure d'initialisation
c - Les données initiales atmosphériques et terrestres
d - Le jeu de conditions aux limites
e - La paramétrisation des flux de surface et de l'interface
f - La paramétrisation de la couche limite
g - L'équation thermique en version humide

a) Relief

Le relief utilisé est celui décrit au chapitre (H, I), (relief IGN filtré).

b) Initialisation

Les deux procédures décrites en (A, V) ont été envisagées : la procédure d'imbrication, tardivement opérationnelle dans le modèle, n'a été utilisée que pour les dernières simulations.

Les essais préliminaires concernant la validité de cette procédure sur le relief et la période simulée n'ont pas été approfondis.

c) Données initiales

Celles-ci ont été largement décrites dans le chapitre précédent.
Le radiosondage est celui de Nîmes sauf pour les cas d'école où l'on a recours à un profil test.
L'échéance Peridot est celle de 0 h, (24 juillet).

Pour la version physique (Deardoff) une initialisation spécifique de l'interface sur le domaine n'a pas été recherchée, faute de données complètes immédiatement accessibles.

d) Limites

Lors de tests tridimensionnels, il a été fait un large appel aux possibilités diverses d'HERMES quant aux conditions aux limites. Ceci a conduit à des comportements dynamiques très dispersés, si ce n'est à l'arrêt du calcul.

Nous n'avons pas reproduit tous ces essais : une approche exhaustive sur des reliefs tests, pour différents domaines de stabilité et régimes de vent serait utile, mais les temps de calcul ne sont pas négligeables.

Nous avons évoqué quelques "défauts" caractéristiques dans le chapitre consacré aux simulations de brises thermiques.

Reste à entreprendre l'introduction de conditions aux limites évolutives, construites à partir des échéances du modèle Péridot dont on peut attendre une amélioration certaine.

e) Surface et interface

Nous avons voulu concevoir nos essais autour d'une comparaison entre le forçage au sol par flux de chaleur (méthode Inra) et l'équation physique complète du bilan (Deardoff).

Dans ce but, nous présentons en premier lieu la façon dont est introduite la procédure Inra dans HERMES, nous aidant de tests réalisés sur des sous-domaines. En second lieu, nous avons voulu évaluer une certaine équivalence entre les deux modèles, paramétrée par le contenu initial en eau du sol.

Ainsi, en une dimension, les deux méthodes ont été mises en oeuvres et on a réussi a obtenir des comportements réalistes et comparables d'une évolution diurne de la couche limite et de l'interface (voir annexe 5 et chapitre IV).

Finalement des calculs tridimensionnels globaux ont été entrepris. Nous ne sommes en mesure que de présenter des résultats partiels mettant au jour diverses difficultés que l'on pense ne surmonter qu'après des développements ultérieurs et à l'aide de tests de validation plus précis.

Ces difficultés ne sont pas liées à la méthode elle-même, mise en oeuvre avec profit en 1D, mais à l'influence primordiale des effets dynamiques qui apparaissent en 3D.

f) Couche limite

On utilise la paramétrisation de la couche limite en énergie cinétique telle qu'elle a été décrite au chapitre C.

Notons que cette paramétrisation n'a pas subi de validation exhaustive sur des terrains au relief accidenté.

En particulier les conséquences sur la poursuite du calcul de la création de fortes disparités de l'épaisseur de la couche limite d'une maille à l'autre du domaine sont mal connues.

g) Termique humide

La prise en compte de flux d'évaporation dans HERMES nous obligeait à réintroduire la thermique humide dans le modèle. La thermique que nous avons utilisée s'inspire des réflexions reproduites au chapitre (A, I) paragraphe (6). Nous avons constaté de nombreux cas de saturation dans les basses couches de l'atmosphère notamment, le matin, au-dessus de la mer. Or, l'eau liquide n'est pas connue d'HERMES, ce phénomène, tout à fait réaliste par ailleurs, ne peut être reproduit. On tronque le rapport de mélange à sa valeur saturante.

II - MISE EN OEUVRE DE L'UTILISATION DES CARTES D'EVAPORATION DANS HERMES

Tests tridimensionnels réduits.

1 - Schéma d'utilisation

Reprenons le bilan d'énergie pour l'interface sol/atmosphère :

$$Rn - G = HS + LE$$

Dans le cadre de l'étude des écoulements induits en simulation par des inhomogénéités spatiales de flux d'évapotranspiration nous disposons des lois horaires :

$$\boxed{\begin{array}{l} Rn\ (t) \\ LE\ (t) = f\ Rn\ (t) \end{array}}$$

pour l'ensemble du domaine, selon la description présentée au chapitre précédent (H, VII).
Si nous négligeons le terme de flux conductif G, nous pouvons en extraire l'évolution du flux de chaleur sensible :

$$\boxed{HS\ (t) = (1 - f)\ Rn\ (t)}$$

Ces lois d'évolution remplaceront les flux calculés par le modèle de couche de surface, en similitude de Monin-Obhukov.

Ainsi, les valeurs au sol de la température ou de la teneur en eau vapeur ne sont pas, dans ce cas, des variables nécessaires à la poursuite du calcul dans la couche limite, par conséquent nous ne considérons pas leur évaluation.

Cependant, la loi de similitude de MO est conservée pour évaluer la vitesse de frottement U_* en fonction de la rugosité zo et de la longueur de Monin-Obhukov Lmo.

2 - Evaluation de la vitesse de frottement

Nous pouvons a priori déterminer la vitesse de frottement u_* à partir de la donnée de H_s, de la condition de vent en surface : Ua, de la rugosité zo et de la loi de similitude dynamique pour une couche de surface d'épaisseur za à partir du système :

$$u_* = k\,\Delta u / (f\ (Za/L) - f\ (Zo/L))$$

$$L = - \frac{u_*^3}{\beta\ k\ H_s}$$

$$u_* \geq 0$$

Connaissant H_s, nous connaissons le régime de stabilité thermique et la forme de la fonction universelle dynamique associée.
Le système se résout en u_* ou en Za/L, en fonction des paramètres Zo, Za, Hs, Ua.

On peut être a priori tenté par une évaluation au pas de temps n du type

$$\left.\begin{matrix} U_* (n-1) \\ Hs\ (n) \end{matrix}\right\} \rightarrow L \rightarrow za/L \rightarrow f(Za/L) \rightarrow u_*(n)$$

puisque le pas de temps est faible, les variations de u_* et Hs continues, mais elle ne permet pas de créer de la turbulence à partir d'un u_* identiquement nul, ce qui va être le cas si nous démarrons nos simulations par vent très faible.

Le système en u_*, en régime instable (Hs > 0) a toujours une solution analytique positive que l'on extraira par une recherche classique de zéro (que l'on utilise la fonction de Louis ou de Businger).

En régime stable, on peut mettre en évidence un critère d'existence d'une solution positive en u_*. Ce critère situe le rapport $|Hs|/Ua^3$ par rapport à un seuil construit sur za, zo et les constantes utilisées dans l'expression de f (annexe 3).
Ainsi pour la fonction de Businger, en stabilité modérée (za/L < 1)

$$\frac{|Hs|}{Ua^3} < \frac{4}{27} \left(\frac{k}{Acar}\right)^2 \frac{1}{D_2\ \beta\ za} \qquad Acar = Ln\ (za/zo)$$

Ce seuil est dépassé dès que l'on est en présence d'un flux positif élevé par vent faible.

Pour Hs = + 510^{-2} Kms^{-1}, (ce flux correspondrait à $\rho\, Cp\, |Hs| = 50\ Wm^{-2}$ ou à f=1,08 et Rn=600 Wm^{-2}

za = 10 m
zo = 4 mm on calcule : Ua > 6,40 ms^{-1}

Ce seuil est déplacé favorablement (Ua limite plus faible) si on augmente la rugosité ou si l'on diminue l'épaisseur za.

zo = 10 mm : Ua > 5.90 ms^{-1}
za = 5 m : Ua > 4.80 ms^{-1}

Ce qui semble réaliste puisqu'en conditions stables, à même rugosité, l'hypothèse à flux constant doit concerner une épaisseur plus faible. Nous sommes donc limités dans le cadre de cette hypothèse par le fait que la grille verticale d'HERMES nous impose une épaisseur za quasiment constante, fixée a priori par le premier niveau.

Nous avons été mis en difficulté lors de nos essais, pour les zones terrestres en situation nocturne, maritimes en période diurne. Pour définir u_* à partir de ce système nous pouvons réduire za dès que le critère n'est plus valable, (tant que le critère d'applicabilité de la théorie de similitude (za >> zo) reste validé).

Nous devons aussi veiller à ce que le premier niveau des données initiales de vent au-dessous du sol soit situé dans la CLS, au besoin en complétant le profil, pour éviter que le processus d'interpolation verticale n'initie à une valeur trop faible la vitesse Ua.

Au besoin, et en considérant les fortes approximations qui ont conduit à l'évaluation des évaporations au-dessus de l'eau, nous pouvons avoir recours à un pis aller c'est-à-dire imposer la neutralité ou une légère instabilité sur la mer afin d'y maintenir un certain mélange turbulent (voir cas pratiques de simulations) (Hs ≥ 0).

3 - Introduction des données dans Hermès

Les données fournies par l'Inra à la maille Météosat sont interpolées linéairement sur la grille de nos simulations 5 x 5 km. Le domaine HERMES considéré est de 125 km x 135 km pour la grille extérieure, ce qui définit une grille thermique de 120 km x 130 km, soit 25 x 27 points.

Au niveau de la côte, certaines mailles à cheval entre la terre et l'eau peuvent poser quelques difficultés quant à la validité d'une interpolation linéaire simple. Compte tenu des approximations, nous ne les avons pas traitées autrement.

Les données horaires de rayonnement net à Avignon sont interpolées linéairement en fonction du temps pour introduire la loi à l'échelle du pas de temps du calcul.

A chaque pas de temps, Hs et LE sont calculées et le sous-programme de surface est appelé pour déterminer Ustar.
Le reste du modèle est analogue.

4 - Simulations sur un domaine réduit

Des essais de mise en oeuvre de cette procédure ont été réalisés sur un domaine réduit, limité à quelques points horizontaux seulement.

Dans une phase de développement il est en effet important de limiter ainsi et la taille mémoire nécessaire aux simulations et les temps de calcul utilisés.

Nous avons choisi le coin Sud-Ouest du domaine terrestre de la basse vallée du Rhône.

a) Conditions

Domaine	7 points x 7 point (35 km x 35 km)
Rugosité	0,1 m uniforme
Vent initial	0,1 ms^{-1} uniforme
Coefficient de Coriolis	fc = 0
Conditions aux limites	Dirichlet

Heure : to = 6 heures, Rn (t) Avignon
Profil légèrement stable
Sol : Flux = f x Rn

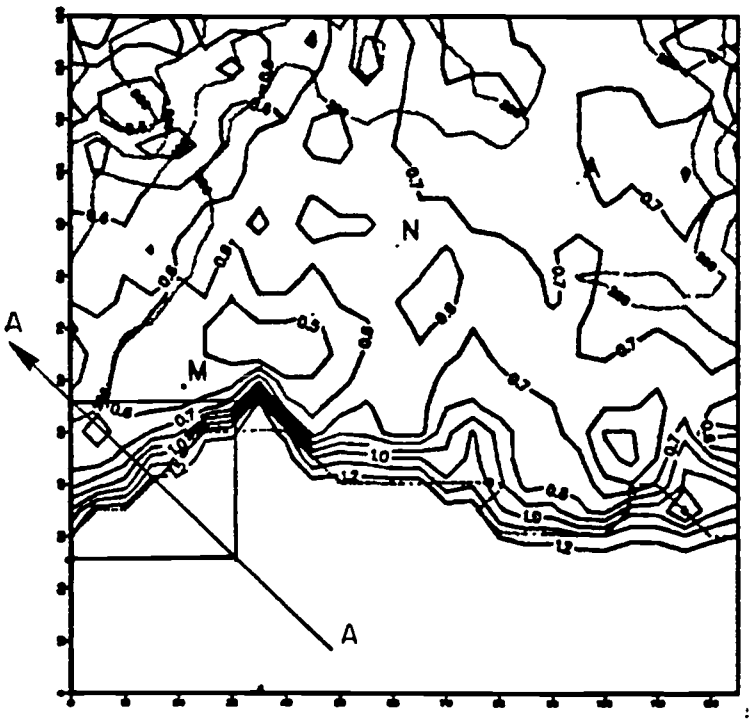


Figure I.1

Localisation du sous domaine

b) Résultats

La planche suivante montre les champs calculés par une telle simulation après 2 heures 30 mn pendant lesquelles un flux Hs positif a cru sur la terre tandis que le flux maritime était négatif (atmosphère stable).
Une couche mélangée s'est développée sur terre, dont la température s'est élevée.
Une circulation de brise peut être observée sur les figures I.2 et I.3, les coupes sont effectuées selon l'axe AA de la figure I.1 soit perpendiculairement à la côte.
Ce développement a été favorisé par un vent initial très faible, dont le sens (Est) ne contrarie pas la brise dans les bas niveaux.

DOMAINE INRA REDUIT TO + 2 HEURES 30 MN

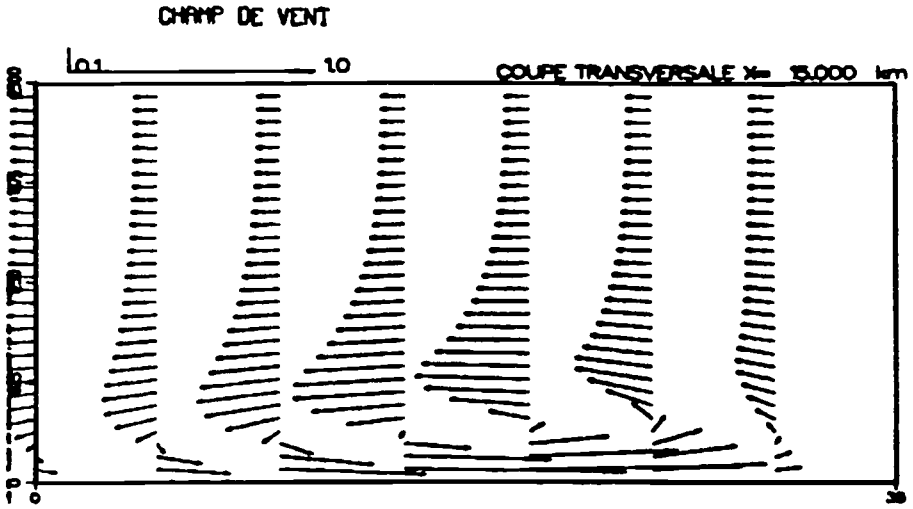


Figure I.2

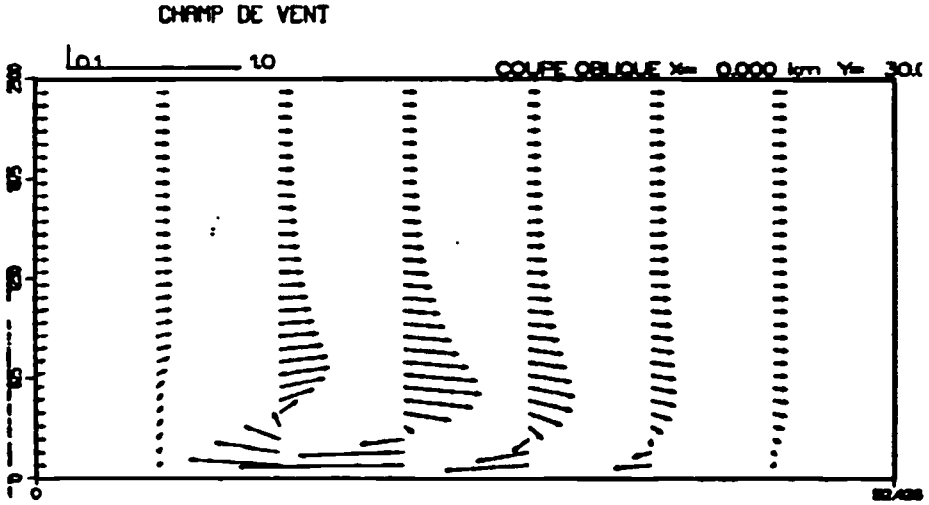


Figure I.3

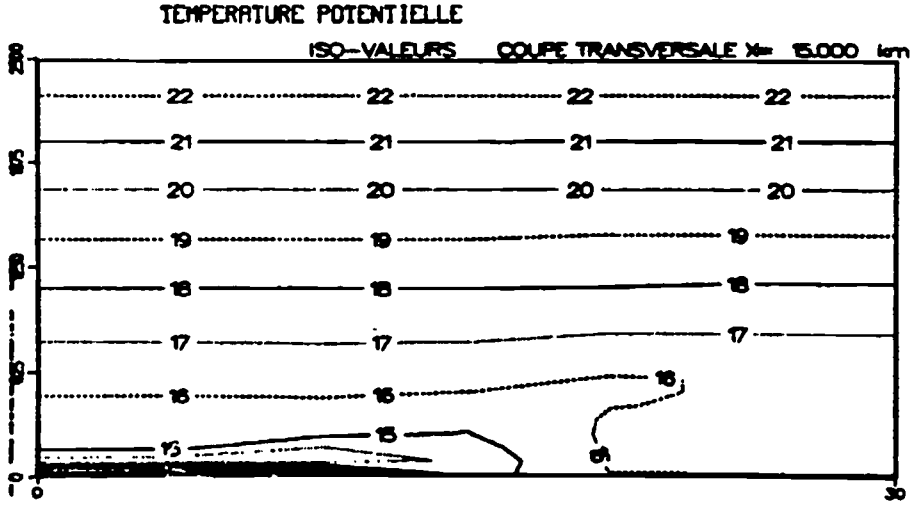


Figure I.4

SIMULATION SUR DOMAINE REDUIT

III - SIMULATIONS UNIDIMENSIONNELLES : Comparaison équation de Deardoff/ Coefficient d'évaporation

1 - Modalité des simulations

Pour réaliser sur la basse vallée du Rhône une simulation complète avec bilan d'énergie et hydrique à l'interface, nous avons vu que nous devons acquérir un nombre important de données et les distribuer de façon significative sur le domaine.

Pour rendre compte d'une inhomogénéité équivalente à celle des coefficients d'évaporation f, nous avons utilisé un jeu de données moyen, uniforme (O'Neill average d'après Deardoff) pour les propriétés thermiques du sol.

Nous intégrons dans ces caractéristiques la variation en fonction de la teneur en eau et fixons les conditions hydriques spécifiques du terrain : wmax, wcritique et w_2 initiale de façon également uniforme.

Nous nous proposons alors de déterminer une carte de contenus hydriques initiaux (wgo) sur le domaine susceptible de représenter, après intégration du modèle, le même forçage de flux en surface. La correspondance wgo/f en chaque point est approchée en utilisant le modèle 1D dont la mise en oeuvre est rapide.

2 - Détermination 1D de la correspondance wgo - f

Nous intégrons le modèle 1D sur 24 heures dans les mêmes conditions d'initialisation et de simulation que l'équivalent tridimensionnel, en faisant varier wgo. Nous calculons pour chaque cycle les rapports des flux LE/Rn et HS/Rn cumulés sur la période de 24 heures.

Le tableau suivant regroupe les conditions fixes de simulations (paramètres et valeurs initiales).

La figure I.5 montre l'évolution des coefficients ainsi calculés en fonction de wgo (fraction volumique) dans le cas où le terme de flux conductif est pris en compte, (x) dans le cas contraire (G = 0).

L'évolution des profils au cours de la journée, des flux, des températures ou des teneurs en eau calculées dans les différents cas : équation de Deardoff ou simulation Inra, sont présentées dans l'annexe 5.

Ces courbes correspondent au profil de Nîmes introduit en un point d'altitude z = 59 m.

Paramètres et conditions initiales utilisées

conductivité (wg = 0)	λ = 0.62 W m^{-1} K^{-1}	
capacité calorifique	ρCs = 1,55 10^6 Jm^{-3} K^{-1}	
rugosité	zo = 4 mm	Valeur initiale
teneurs en eau terrain	wmax = 0.40 wcrit = 0.30	W_2 = 0.20 T_2 = 293 K
profondeurs correspondantes	d'_1 = 10 cm d'_2 = 50 cm	

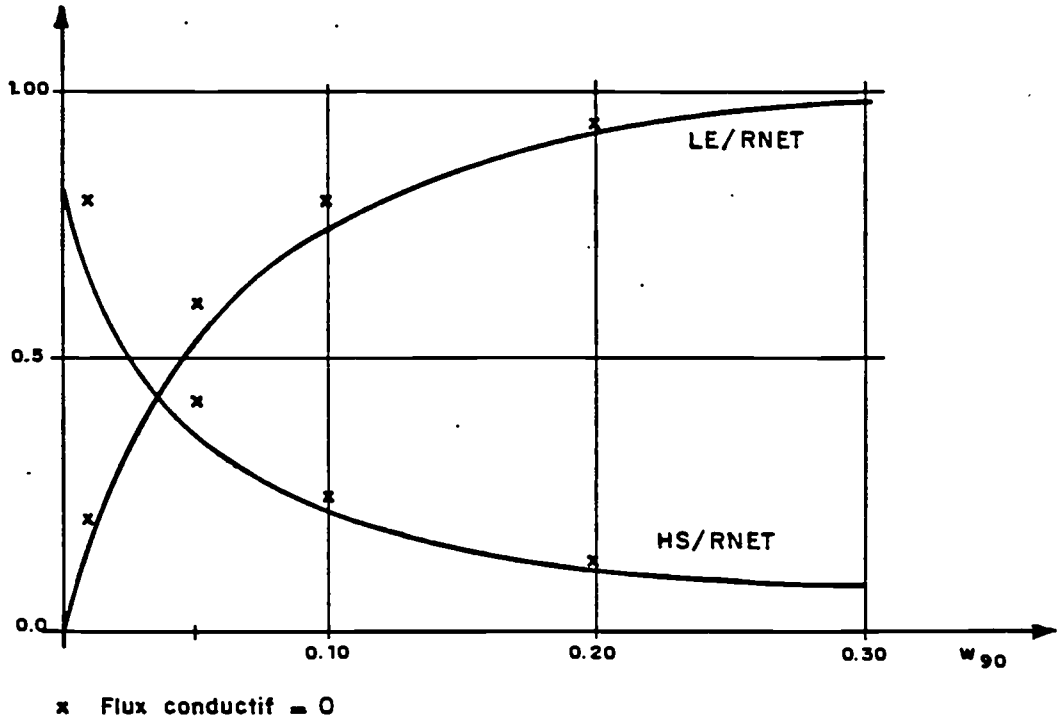


Figure I.5 - Evolution des rapports H_s/Rn et LE/Rn en fonction du contenu en eau initial

Un autre jeu de données conduirait à un autre résultat, mais nous avons voulu privilégier la répartition en eau, qui du reste modifie celle des propriétés thermiques et introduira une seconde source de non homogénéité pour les bilans. Cette description n'a pas la prétention de décrire la réalité du terrain.

3 - Remarques suggérées par les comparaisons wgo/f

Les tendances des évolutions diurnes simulées pour des disponibilités en eau initiales décroissantes ou des coefficients d'évapotranspiration décroissants sont analogues dans les deux séries d'essais. Une plus faible disponibilité crée une quantité d'évaporation moindre en surface puisque le gradient d'humidité y est d'autant plus faible (qs - qa). Le bilan est donc déplacé au profit du flux de chaleur sensible ce qui correspond à une situation de convection plus forte par chauffage du sol, une turbulence plus élevée, une montée plus rapide de l'épaisseur diagnostiquée de la couche limite.

Le cas intermédiaire (wgo = 0.05, f = 0.55) est celui qui permet de retrouver dans les deux cas la meilleure similitude des répartitions HS, LE.

Les cas extrêmes permettent d'analyser les causes des écarts constatées sur les figures :
Dans le cas très sec, (wgo = 0.01, f = 0.15) le flux conductif calculé n'est pas négligeable dans le bilan, son omission dans le second cas (HS = Rn - LE = G) surestime la part de HS pour un même Rn (LE reste faible) cela explique une énergie cinétique calculée plus élevée (θ plus élevée à la même heure, couche limite plus épaisse ...).

Dans le cas très humide, le cumul de LE sur la période de 24 heures simulée est diminué dans le cas "f" du cumul nocturne, non nul.

$$\text{en effet, } f = \frac{\text{LE (wgo) cumulé}}{\text{Rn cumulé}} = \frac{\text{LE (f) cumulé}}{\text{Rn cumulé}}$$

or, la simulation "wgo" ne calcule pas ou peu de flux d'évaporation négatif la nuit, le cumul représente donc seulement la partie diurne.

$$|\,\text{LE (wgo)}\,| = |\,\text{LE (wgo) jour}\,| = |\,\text{LE (f) jour}\,| - |\,\text{LE (f) nuit}\,|$$

Le flux de chaleur latente LE(f) prescrit en utilisant le coefficient f ainsi déterminé est donc surestimé le jour, HS est sous estimé, d'où une évolution de couche limite inexistante.
Le flux G intervient peu, en cas de sol humide, dans le bilan.

La détermination des correspondances wgo$\longleftrightarrow$f est rendue délicate par ces limites.

Nous avons complété ces simulations par une troisième série, effectuée avec l'équation de Deardoff, (après avoir négligé le terme G) dans le cas aride (wgo = 0.01) ce qui correspond à f = 0.20.

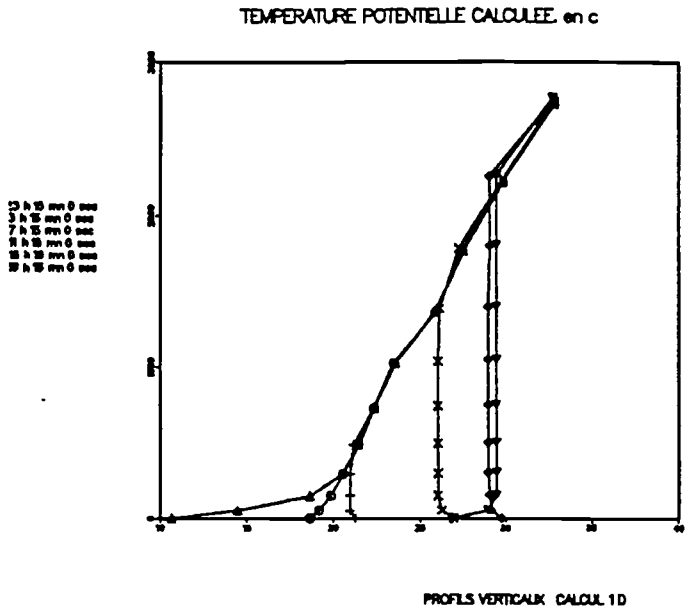
Nous obtenons dans les deux cas les mêmes niveaux globaux de flux (20 % LE, 80 % HS).

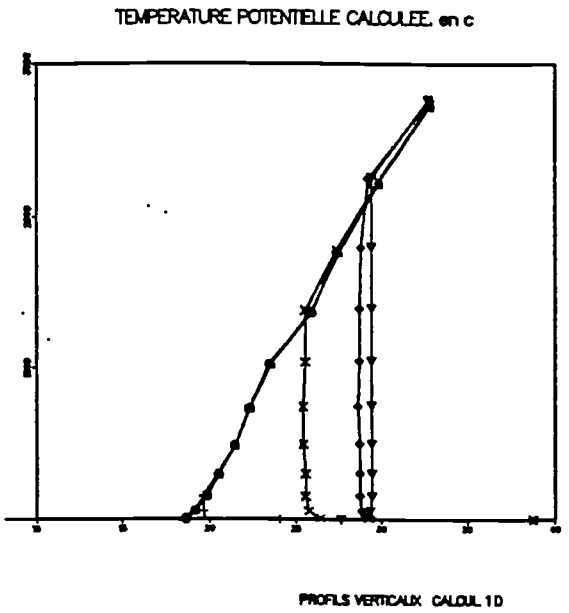
La température maximale atteinte est du même ordre au cours de la journée, ainsi que l'amplitude de variation des autres grandeurs calculées (les échelles de représentation sont les mêmes pour les deux séries de dessins).

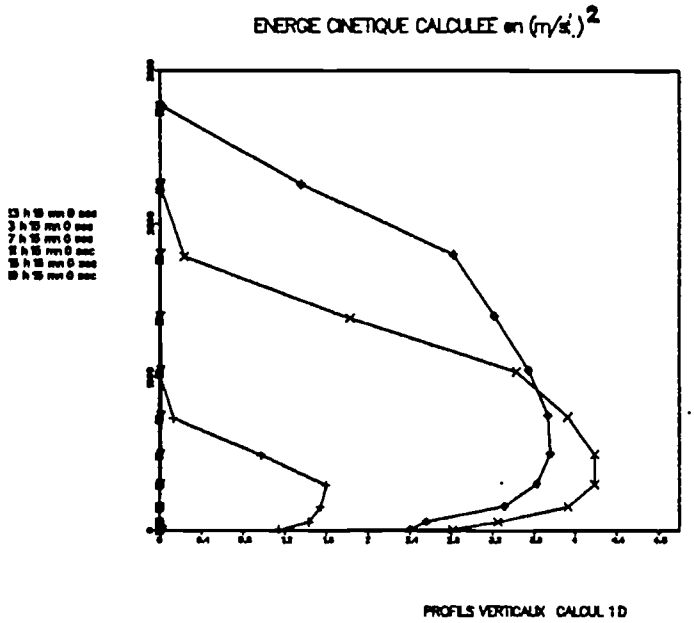
L'évolution des températures calculées est tracée dans le cas Inra au seul niveau K_1, aux niveaux Kb, K_1 et sous-sol dans le calcul Deardoff (θg, θa et T_2), de même pour les rapports de mélange.

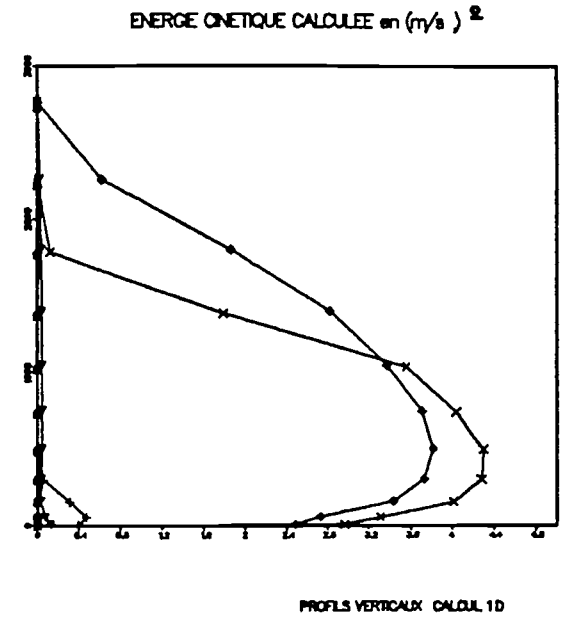
Les écarts sont principalement de deux types. En premier lieu, le refroidissement nocturne n'apparait pas dans le second cas (Deardoff) au niveau atmosphérique K_1, les flux de surface ont en effet été annulés pendant cette période, alors que la proportionnalité à Rn les maintient sinon. En second lieu, nous pouvons observer au cours de la journée le décalage des évolutions du rayonnement net d'une part, des flux d'autre part, qui se répercute sur le retard de la montée de Zi rattrapé par une croissance plus rapide.

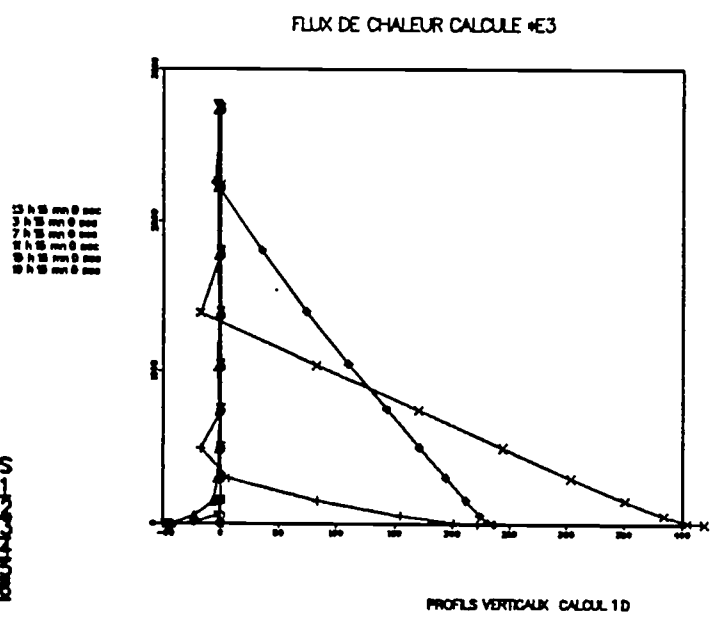
L'omission du terme de flux conductif dans le bilan augmente l'amplitude de variation de la température au sol, aussi bien dans la phase diurne que nocturne (voir avec 1ère série, cas 3, Annexe 5).

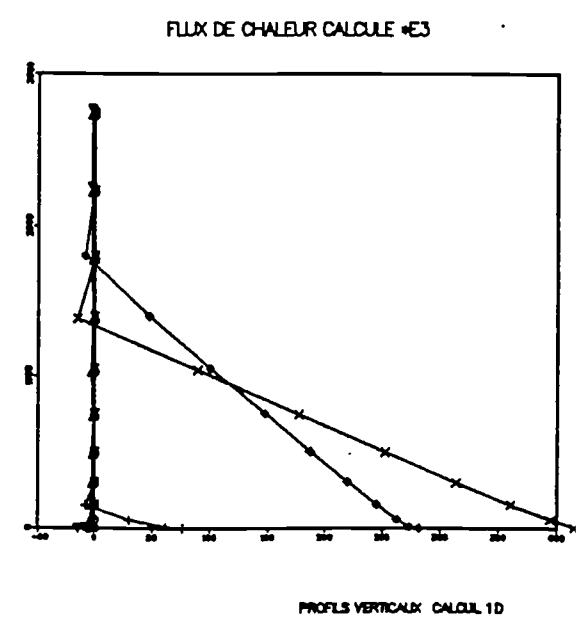










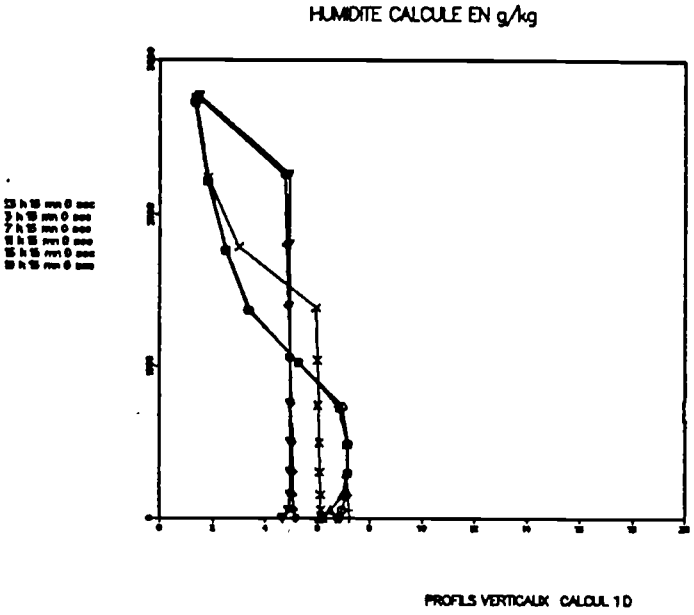


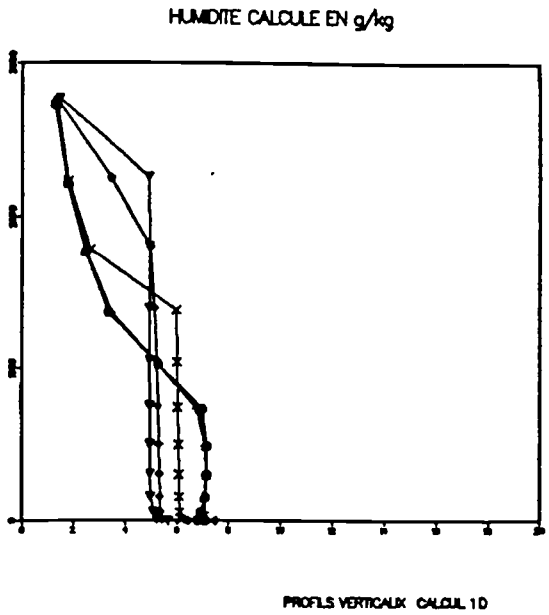
T 1 : 23 h 15 mn 0 sec
T 2 : 3 h 15 mn 0 sec
T 3 : 7 h 15 mn 0 sec
T 4 : 11 h 15 mn 0 sec
T 5 : 15 h 15 mn 0 sec
T 6 : 19 h 15 mn 0 sec

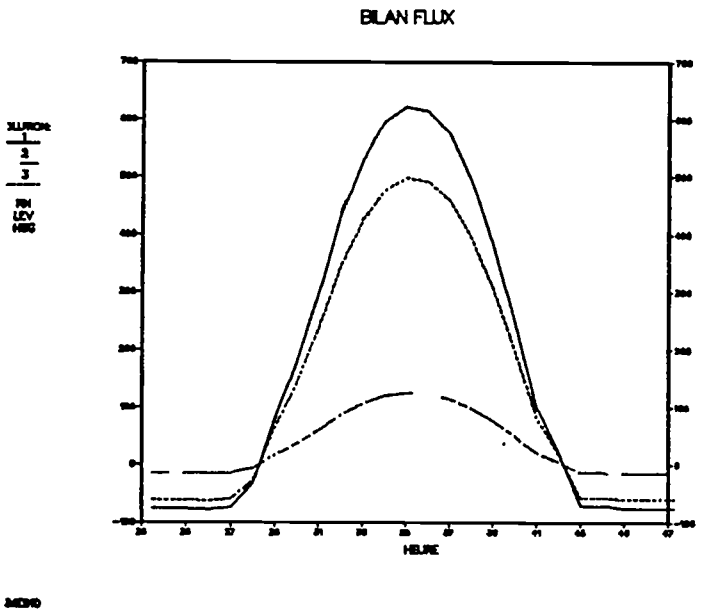
simulation Inra f = 0.20

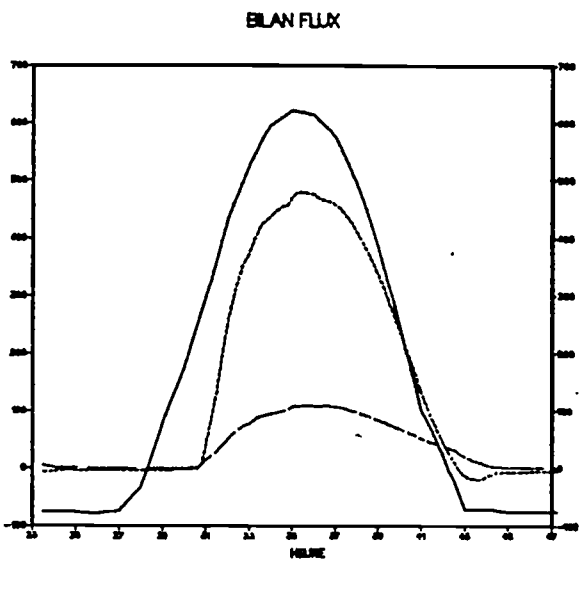
simulation Deardoff G = 0
wgo = 0.01

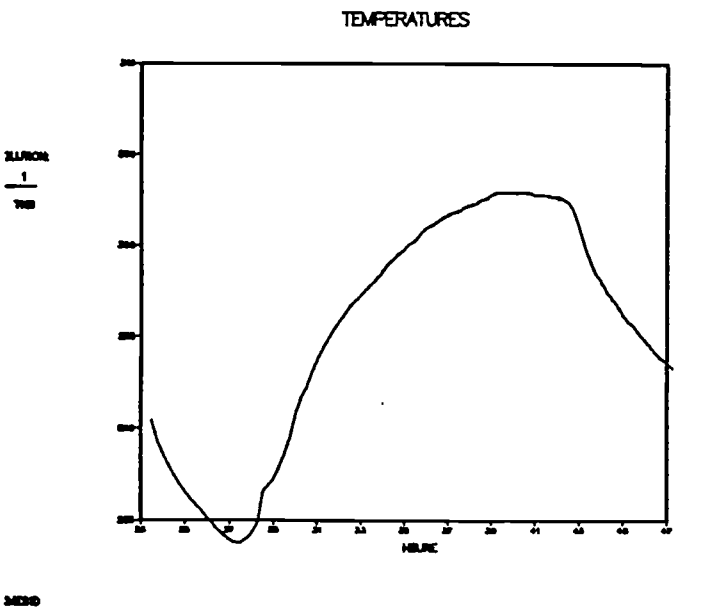
FIGURES I 6 (a → f)

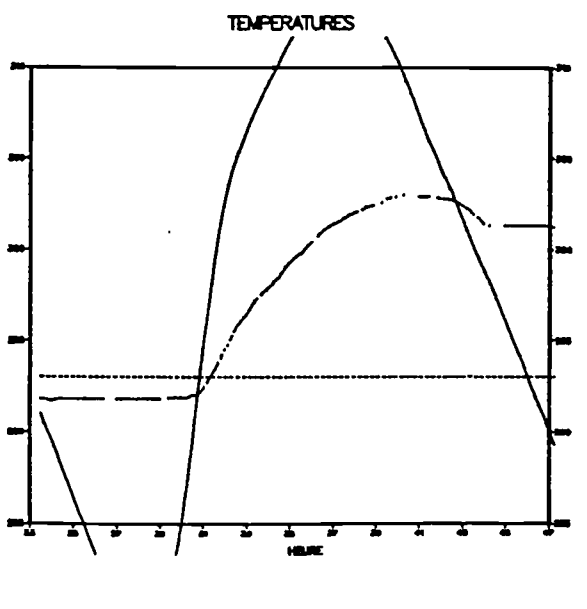








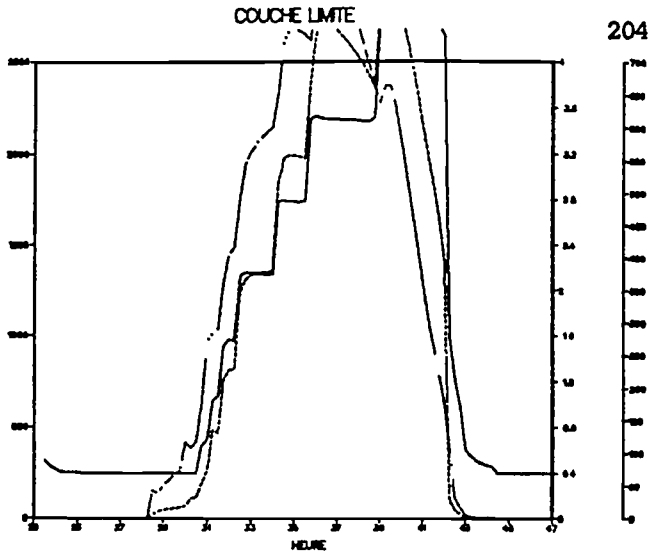


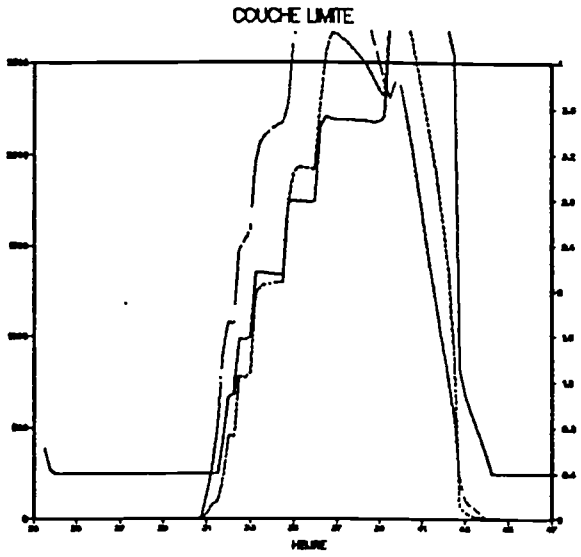


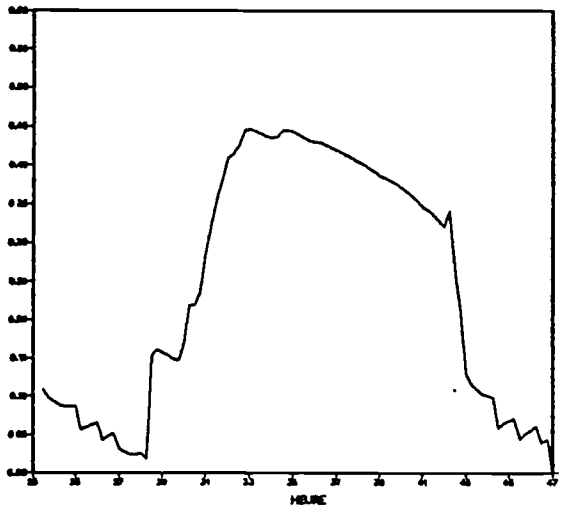
f = 0.20

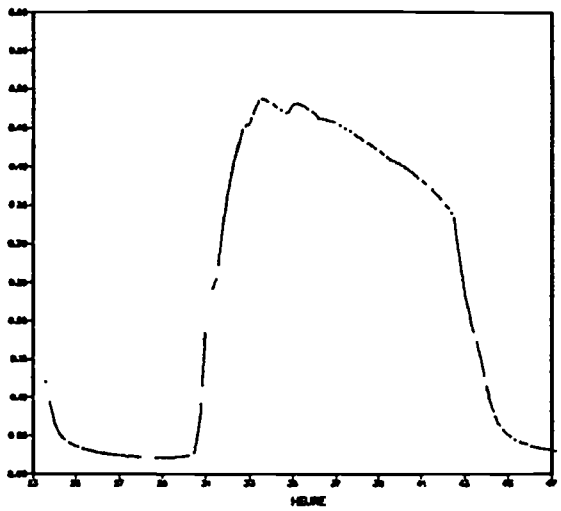
wgo = 0.01

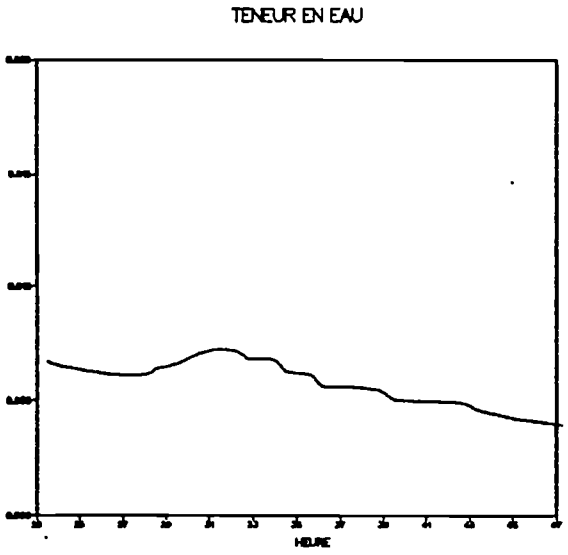
FIGURES I 6 (g → L)

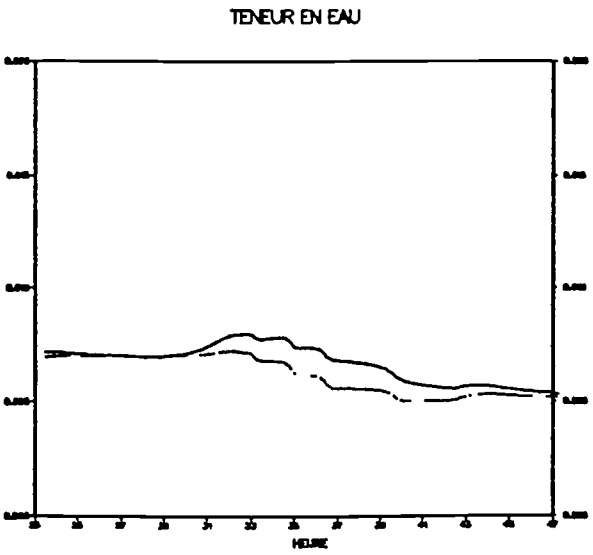












f = 0.20

wgo = 0.01

FIGURES I 6 (m → r)

IV - SIMULATIONS TRIDIMENSIONNELLES AVEC INTERFACE

Les simulations qui ont été tentées à la fin de cette étude avec Hermès regroupent la plupart des paramétrisations et avances de développement présentées plus haut. Les difficultés qui apparaissent se multiplient et leur analyse en est compliquée.

1 - Initialisation des simulations

- Radiosondage

Pour la journée simulée, nous démarrons nos cycles au 00 h des relevés météorologiques (~ 23h15 avec l'écart horaire). Le radiosondage de Nîmes est introduit au noeud situé le plus près de cette ville sur notre maillage horizontal. Les planches I7 et I9 montrent les champs de vitesse et la répartition des iso de températures potentielles ainsi initialisés (interpolation verticale à πU, πV constant sur les niveaux σ).

L'influence du relief est prépondérante sur ce type d'initialisation : concordance des tracés des iso relief et des iso des températures potentielles et du rapport de mélange au sol.

- Imbrication Péridot

L'échéance 00 h d'un calcul Péridot débuté la veille à 12 h sert à construire les champs de vitesse intiale et la répartition des températures rapport de mélange et pression dans le domaine (planches I8 et I10).

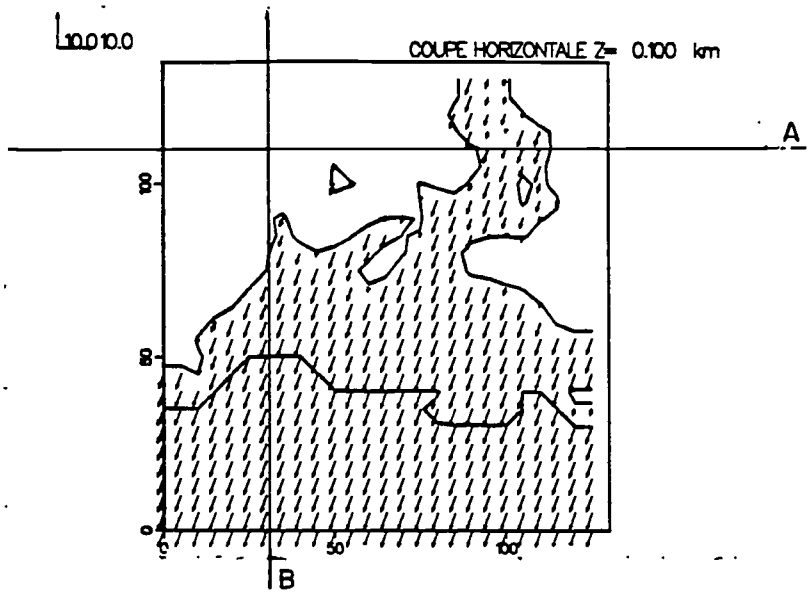
Sur la coupe horizontale à Z = 0,1 km, on peut observer une nette accélération au Sud-Est du domaine.

Le tracé des iso θ et q révèlent des différences notables que ne suffit pas à expliquer le décalage d'une maille du lieu de coupe.

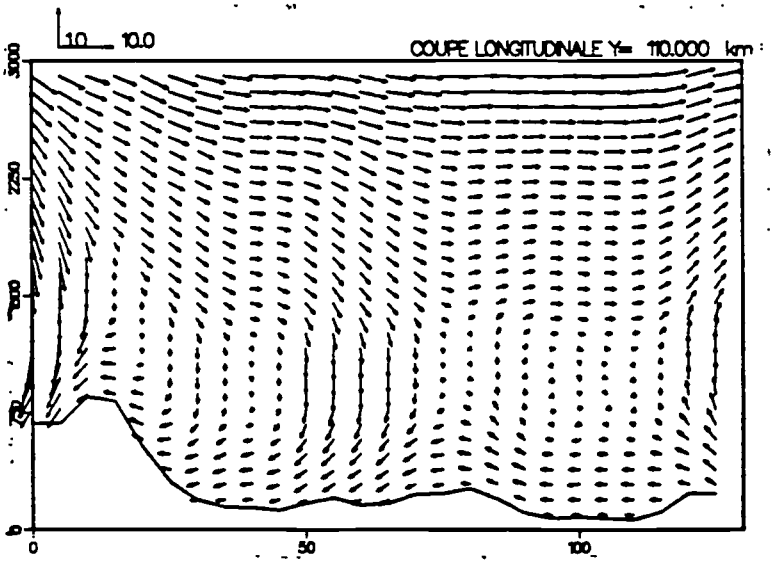
On peut émettre deux réserves, d'une part, la procédure d'imbrication sur ce domaine a été tardivement rendue opérationnelle sur cette version d'Hermès, (humidité entre autres), et n'a donc pas été testée de façon exhaustive, d'autre part, les champs Péridot sont issus de 12 heures d'intégration du modèle, dont une certaine partie en représentation de la couche nocturne, un écart certain par rapport aux mesures météorologiques à la même heure n'est pas anormal.
(voir exemple, la direction du vent autour de Nîmes à Z = 0,1 km)

Le choix d'une échéance diurne peut être plus favorable, bien qu'il faille alors initialiser l'épaisseur de la couche limite sur le domaine ainsi que le niveau de turbulence.

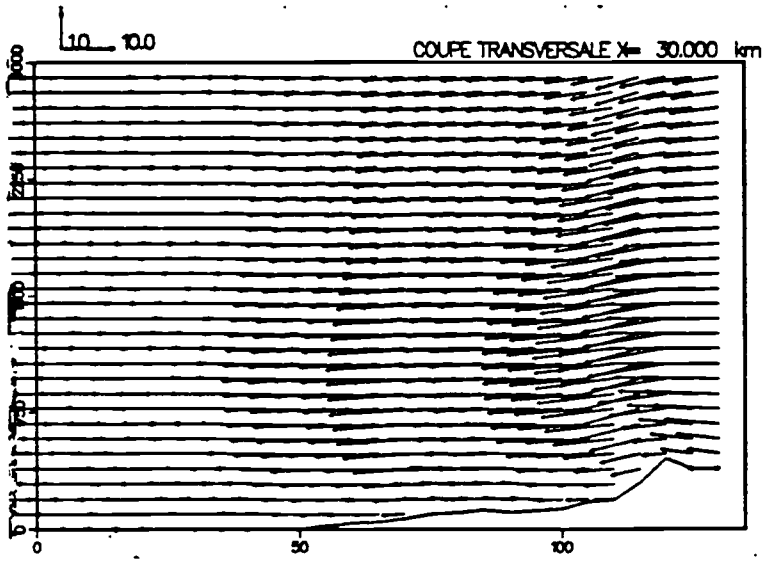
Figure I.7 - Initialisation par radiosondage (Nîmes 00hTU)
Champ de vent



CHAMP DE VENT
A 100 m



COUPE VERTICALE
LONGITUDINALE (A)



COUPE TRANSVERSALE

Figure I.8 - Initialisation par imbrication PERIDOT
Champs de vent

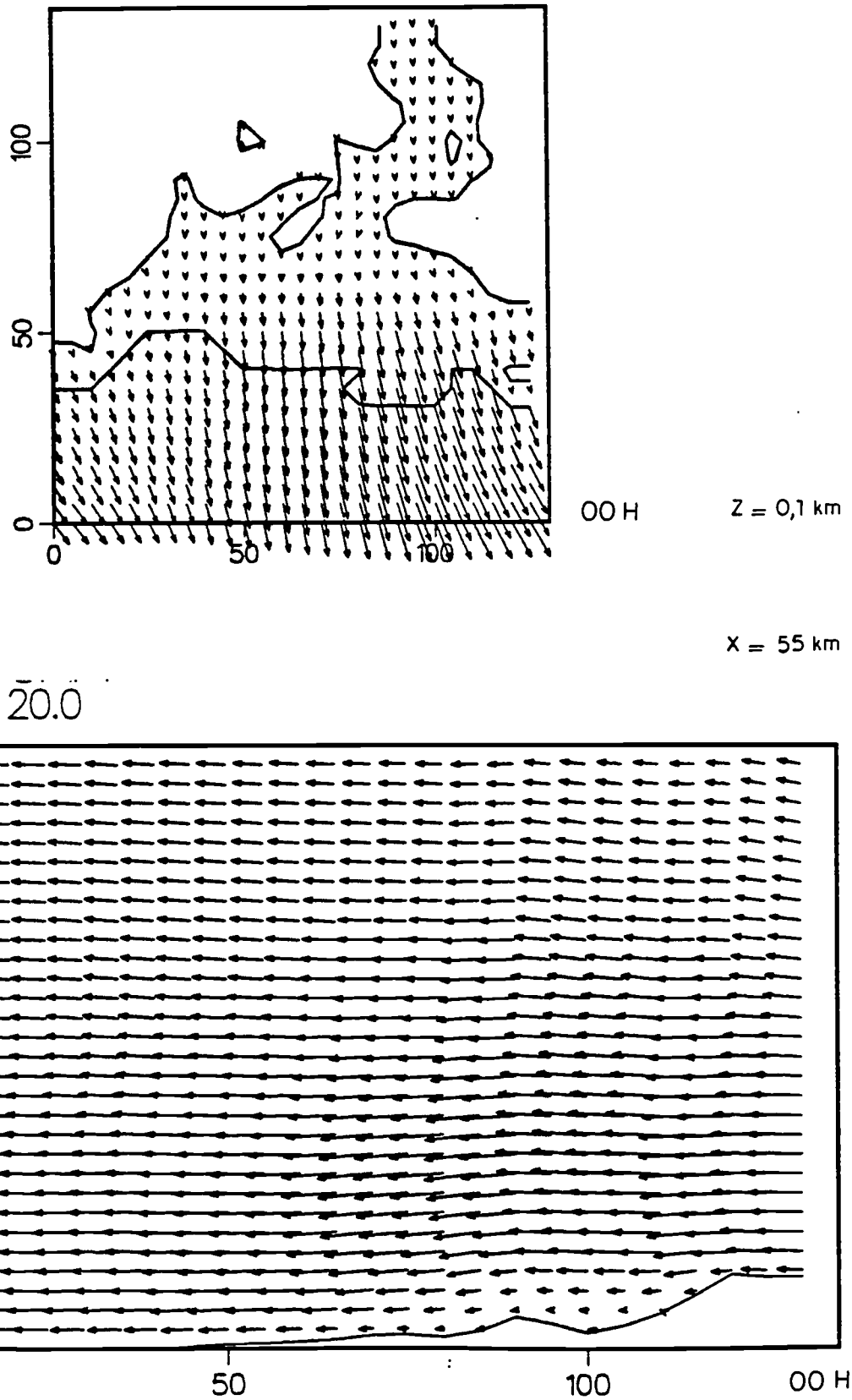


Figure I.9 - Initialisation par radiosondage (Nimes 00h TU)

A : Température potentielle (°C) (σ = 1 et X = 30 km)
B : Rapport de mélange (g/kg) (σ = 1 et X = 30 km)

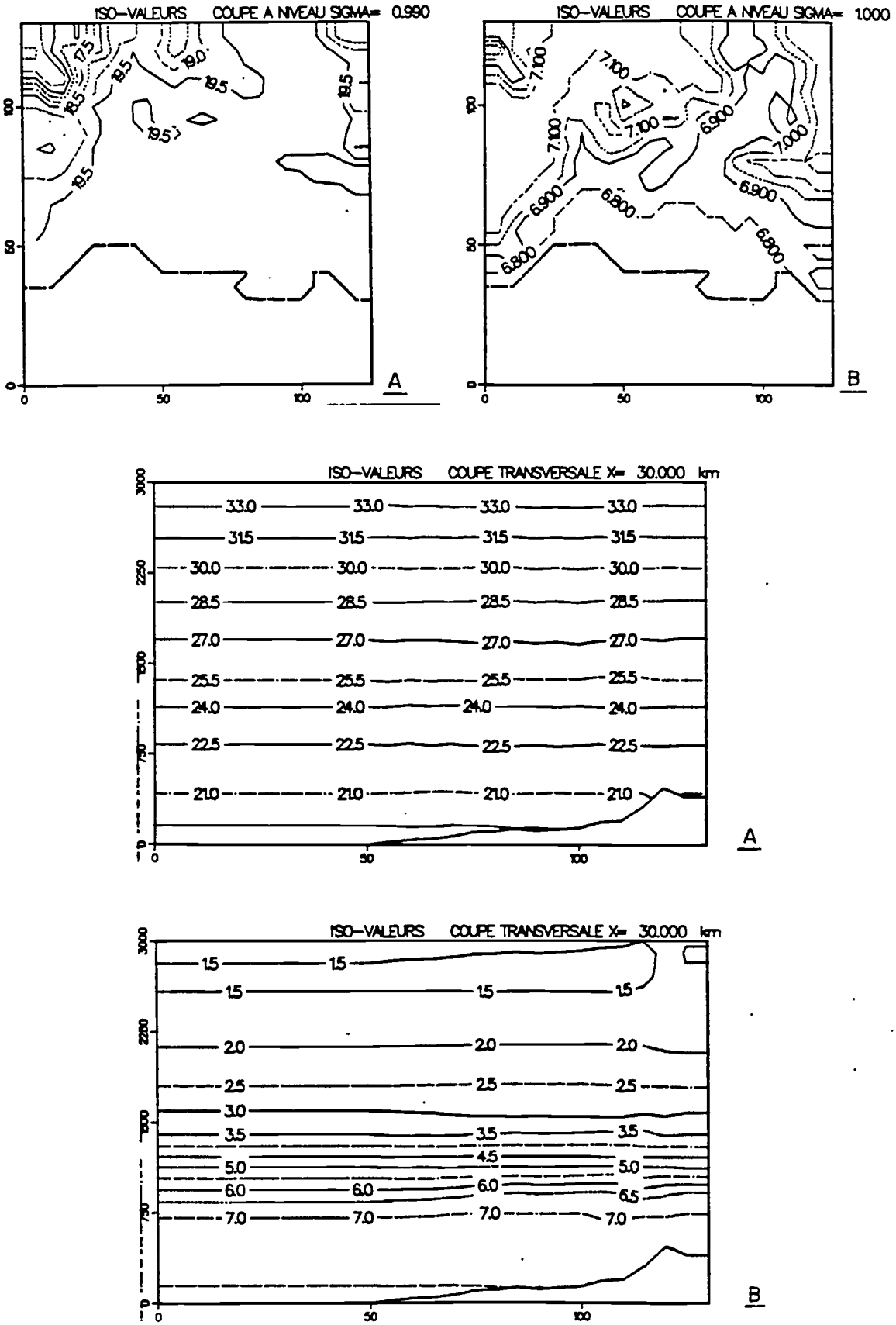
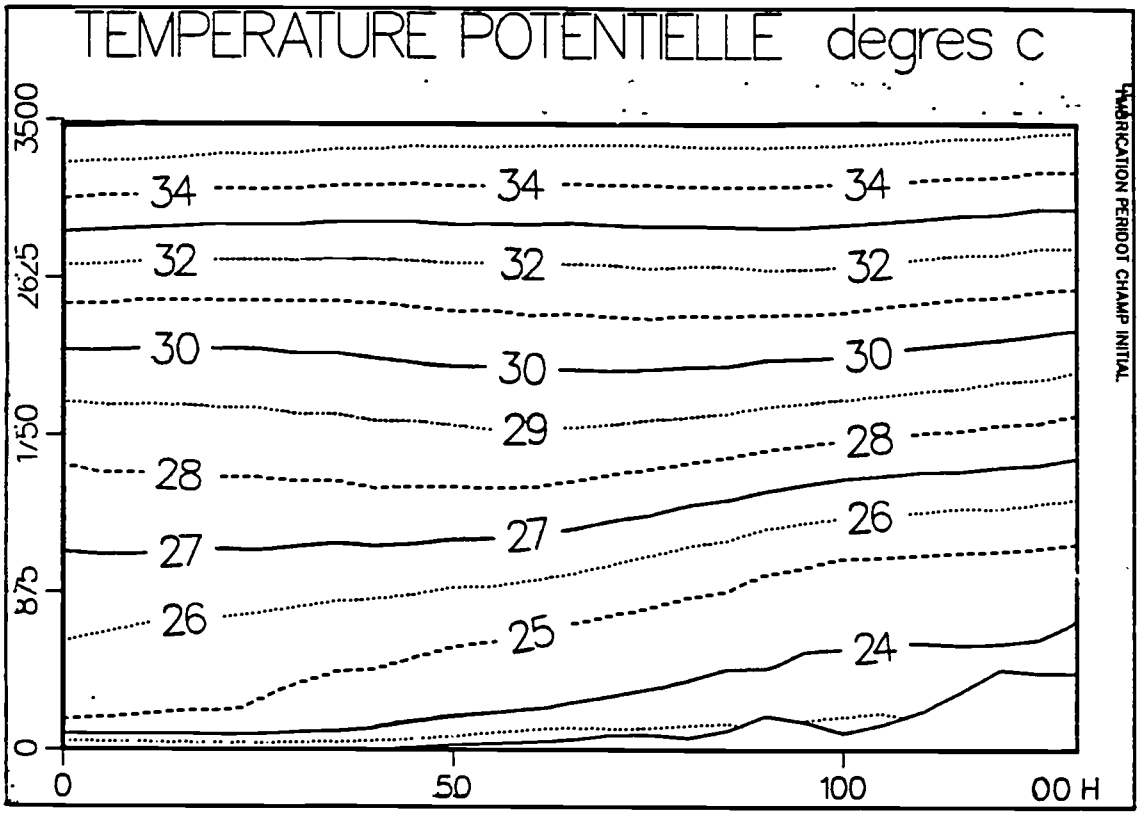
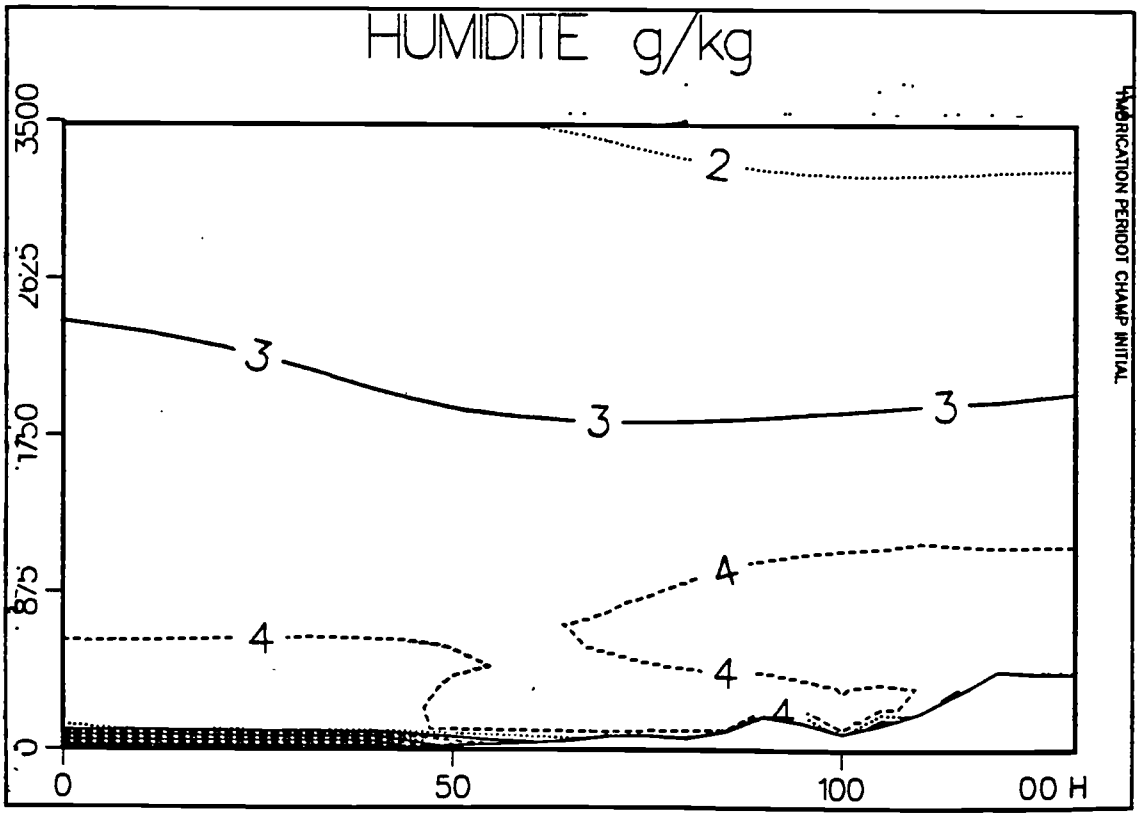


Figure I.10 - Initialisation par imbrication PERIDOT

Température potentielle (°C) à X = 55 km
Rapport de mélange (g/kg) à X = 55 km



A.



B.

2 - Comportement dynamique

Le comportement ultérieur du champ de vent, quelque soit la procédure d'initialisation et la paramétrisation de l'interface utilisées, est conditionné par le choix des conditions aux limites. Les résultats obtenus ne traduisent pas les échéances Péridot, ou les radiosondages relevés aux stations à 6 ou 12 heures.

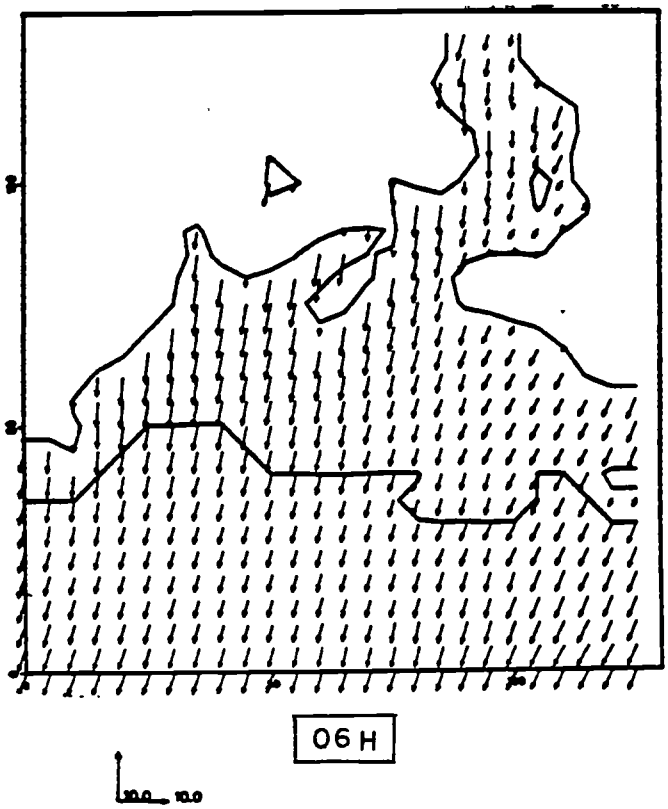
Dans le cas de conditions de Dirichlet simples ou relaxées de type Davies, (voir chapitre A.V) l'importance du champ initial reste primordiale. Elle bloque par exemple le développement de la brise que l'on aurait voulu voir se développer au Sud de Montpellier.

La différence entre les deux types de champ ne fait que croître par la suite (figure I.11 A et C).

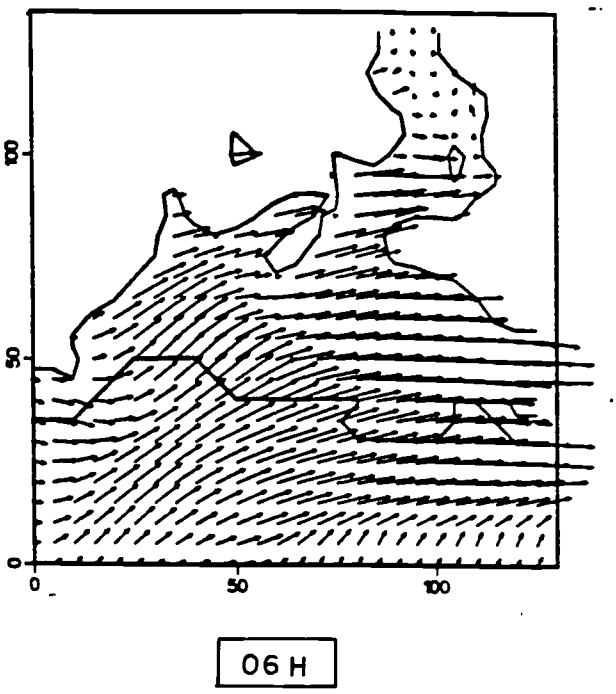
Avec des conditions de Neumann (B) sur les bords sortants, apparaissent des accélérations excessives et inexpliquées du vent. Ces résultats montrent le besoin de tests exhaustifs sur la compatibilité relief conditions limites, ainsi que l'intérêt de conditions évolutives aux limites (voir chapitre A, VI). Les simulations se poursuivent néanmoins sans arrêt numérique ce qui permet de regarder les évolutions à l'interface.

Figure I.11 - Champs de vent horizontal à 100 m (24 juillet 1977)

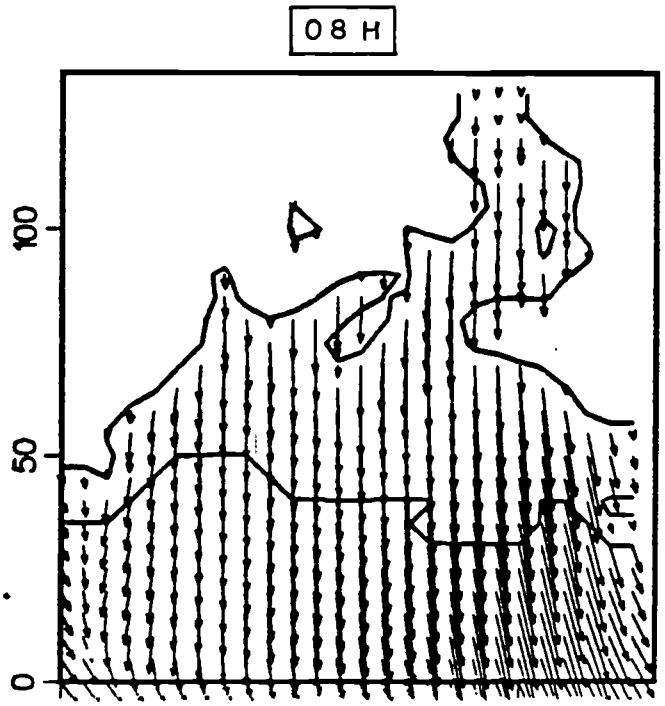
A : Initialisation par Radiosondage
Davies aux limites



B : Initialisation par Radiosondage
Neumann sur les bords sortants



C : Imbrication initiale
Davies aux limites



3 - Comportement des modèles d'interface

Nous visualisons graphiquement le comportement des paramétrisations de l'interface utilisée :

1) FLUX INRA
2) Equations complètes de DEARDOFF

Ces deux simulations sont initialisées par Imbrication Péridot. Les points retenus sont situés en 1 → 4 (Figure I.12). Les coefficients f des flux Inra sont ceux du 24 juillet, non contrastés.

Les paramètres retenus pour Deardoff sont uniformes, le contenu en eau est initialisé selon la procédure décrite en III (tableau 1, figure I.14).

Les figures I.15 montrent la répartition intiale au sol des variables thermiques (T, θ, q) obtenues pour la simulation avec interface complète (cas 2). Ces valeurs interviennent dans le calul des flux de chaleur et d'humidité en surface (proportionnels aux écarts $\theta a - \theta sol$, qa-qsol ; a : ler niveau atmosphérique au-dessus du sol). Elles ne sont pas initialisées, ni calculées, dans le cas 1 puisque ces flux y sont "forcés". L'initialisation reproduit la répartition fixée du contenu en eau puisque nous appliquons la formule :

$$qsol = \alpha\, qsat + (1 - \alpha)\, qa \quad \text{où } \alpha = wg/wcritique$$

Dans le sous-sol, la température est initialisée arbitrairement à $T_2 = T_{sol} + 2$ K, le contenu en eau à $w_2 = 1.5$ wg. Les bilans calculés (figures 18 et 19) montrent que les termes de flux conductif restent très faibles, que T_2 et w_2 varient peu : cette initialisation sera peu sensible sur la suite du calcul.

Tableau I.1

Paramètres caractéristiques du terrain et initialisation de l'interface sol/atmosphère (cas n°2) (Unités S.I).

Zo : mer 10^{-4} terre 410^{-3}
ρC_s : 0.155 10^7
λ : 0.62
a
ξ } la loi Rnet (t) est donnée par la variation du rayonnement net à
τ } Avignon

ω max : 0.4
ω cri : 0.3
d'1 : 0.1
d'2 : 0.5

wg : carte élaborée en correspondance wg-f

points de visualisation

	wg	f
1	0.067	0.653
2	0.094	0.700
3	0.107	0.726
4	0.400	1.270

Tableau I.2 : Conditions générales des simulations

Domaine : 27 x 28 x 16

Pression sommet : 500 mb

Δx maille : 5 km

Δt pas de temps : 10 s

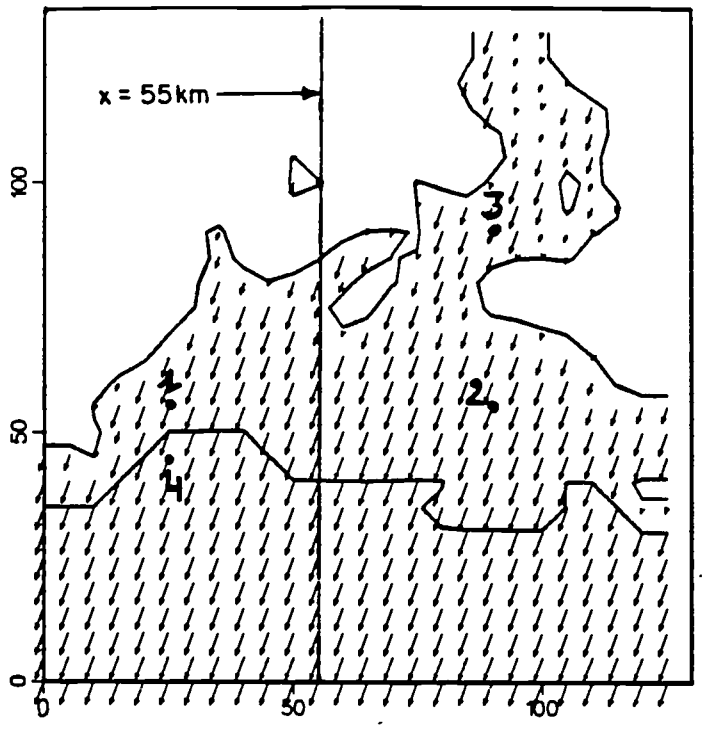


Figure I.12
Points de visualisation choisis

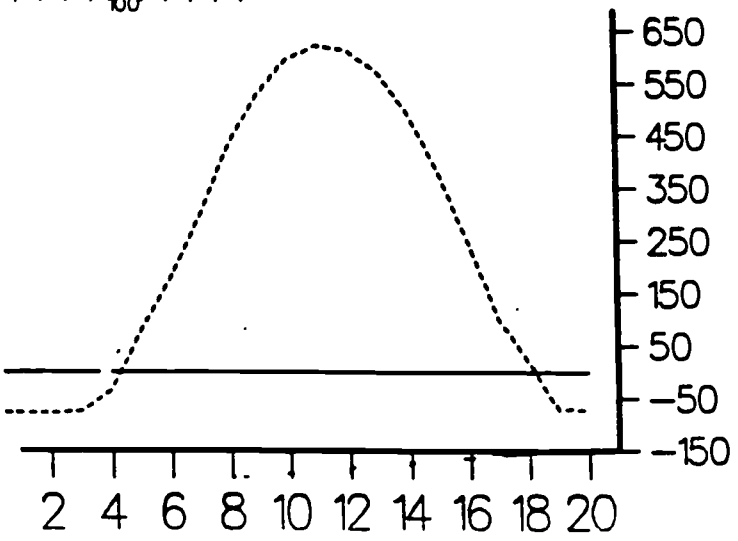


Figure I.13
Rayonnement net imposé sur terre (Wm^{-2})

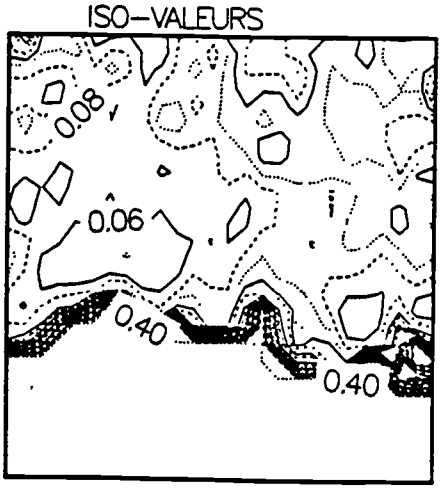
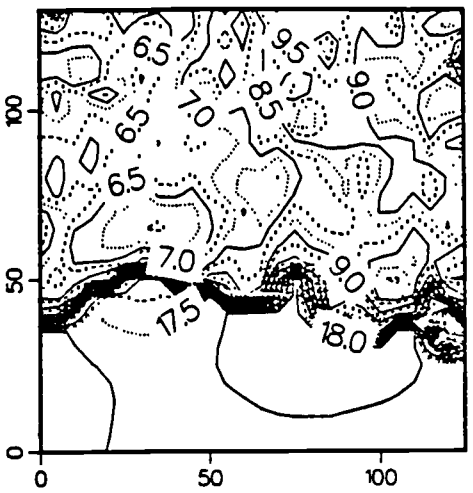
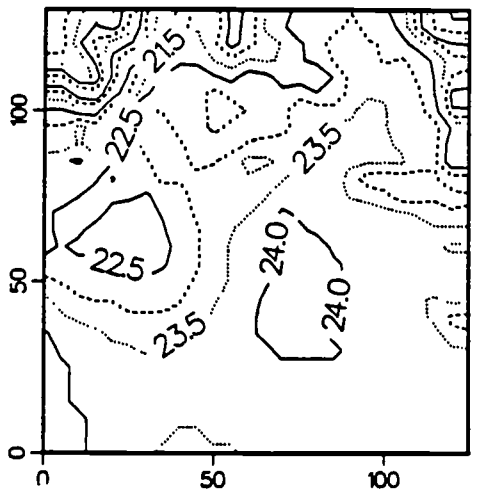


Figure I.14
Répartition initiale du contenu en eau au sol (ω_g)

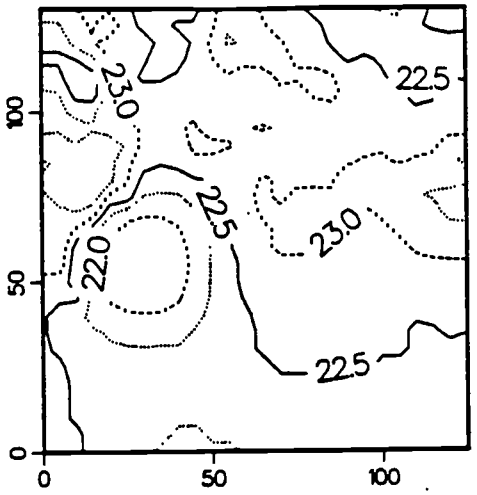
Figure I.15 : Simulations avec interface "Deardoff" :
Initialisation au sol (σ = 1) (cas 2)



HUMIDITE g/kg



TEMPERATURE en degres C



TEMPERATURE POTENTIELLE

Les planches 16 et 17 regroupent, pour le cas 1, pour les points 1 à 4, l'évolution calculée sur 20 heures des flux de chaleur sensible et latent en surface (H_s et LEV), de la température au premier niveau atmosphérique, de la vitesse de frottement issue du calcul de surface (U_*). L'évolution des flux est proportionnelle à celle du rayonnement introduit comme la paramétrisation le prévoit (les points terrestres 1 à 3 sont à f croissant).

Au-dessus de la mer, (point 4) nous observons un léger flux de chaleur sensible positif la nuit, lorsque la température de surface de la mer est supérieure à celle de l'air, et surtout une évaporation maximale de jour.

La température θa subit une croissance peu intense ($\Delta\theta \simeq 6°C$ au point 1), les maximum atteints décroissent en fonction de f, sur terre. Au-dessus du point 4, le chauffage dû au sol est inexistant. L'évolution diurne de θa est alimentée par l'advection de l'air chaud de la côte (point 1, vent du Nord).

La vitesse de frottement atteint des niveaux plus élevés en 2 et 3, situés à l'Est, où le champ de vitesse est le plus intense.

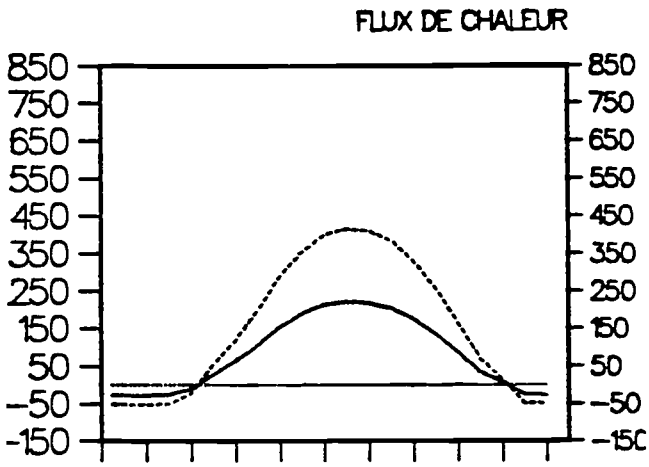
Les planches 18 et 19 regroupent le même type d'informations pour le cas 2. La paramétrisation détermine la température et le rapport de mélange au sol qui complètent les évolutions tracées pour le cas 1. Les variables "sous-sol", flux de conduction G de température T_2, varient très peu dans la journée.

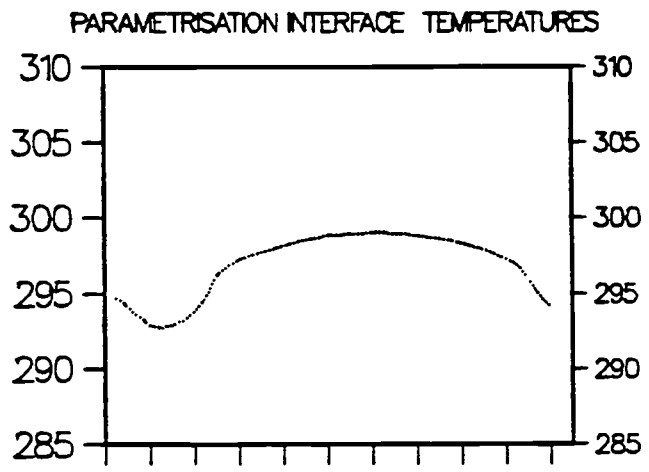
La température potentielle au sol évolue bien en fonction du rayonnement reçu, et atteint son maximum à 12 heures.

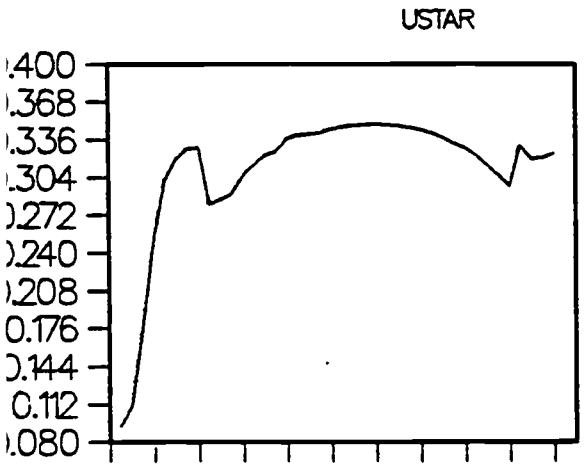
La valeur θmax est d'autant pus élevée que wg initial est faible (1>2>3). Cette température n'est pas modifiée par le modèle au-dessus de la mer (point 4). Les niveaux atteints par θair sont comparables au cas 1, la montée de θa après le lever du soleil est plus tardive (6 heures pour un lever à 4h30).

Le flux d'évaporation montre un écart de comportement plus important. En particulier il reste positif au cours de la nuit, donc de signe opposé à H_s, ce qui n'est pas permis par le modèle Inra (f si < 1). La formulation de similitude des flux en surface qui relie Lev à l'écart qsol-qa calcule une évaporation positive tant qu'un déficit atmosphérique existe (qa < qsol). L'intensité de ce flux est ensuite amplifiée si il s'accompagne d'un niveau de vitesse de frottement significatif. Nous sommes dans cas là, ainsi c'est au point 2, où Ustar est la plus élevée la nuit que Lev l'est aussi. Cette évaporation surestimée produit un assèchement du sol, au petit matin, wg et donc qsol ont beaucoup décru : Lev baisse avec l'écart qsol-qa (voir figure I.19). En début de journée, l'humidité accumulée au premier niveau qa est mélangée verticalement alors que la couche limite croit (chute de qa ; figures 19).

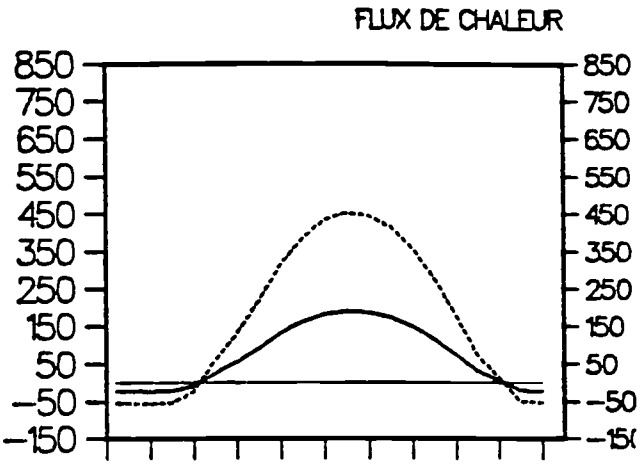
Figure 1.16 : Evolutions à l'interface aux points 1 et 2 : Cas 1 : FLUX INRA (sur 20 heures)
- Flux H_s, Lev ($W\ m^{-2}$)
- Température de l'air (K)
- Vitesse de frottement (ms^{-1})

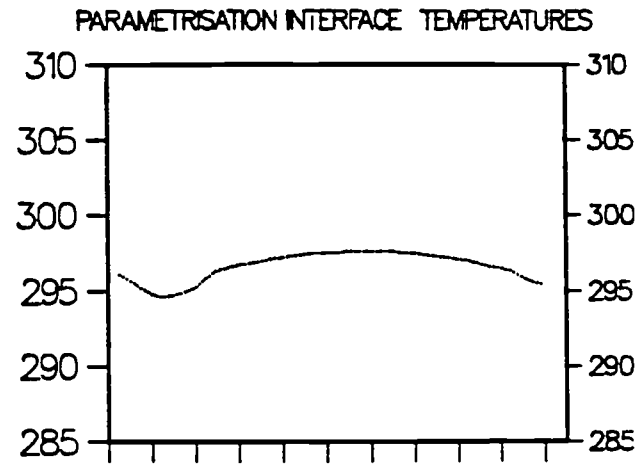


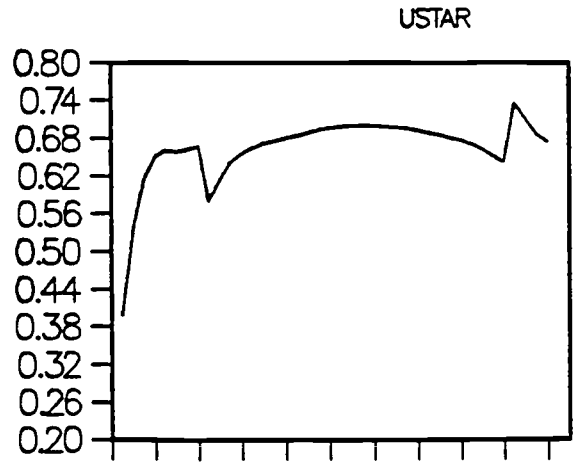




Point 1

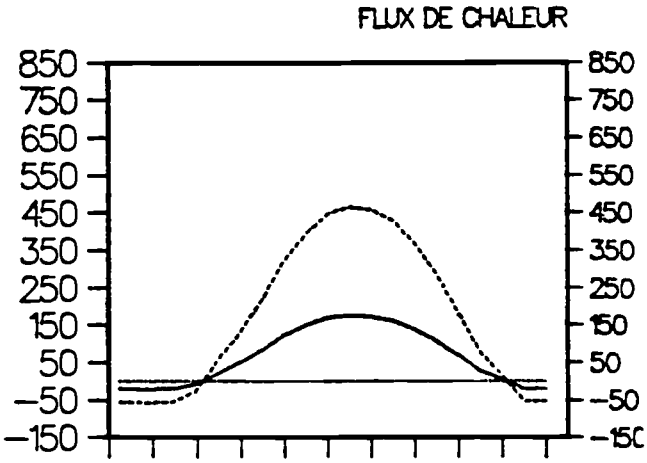


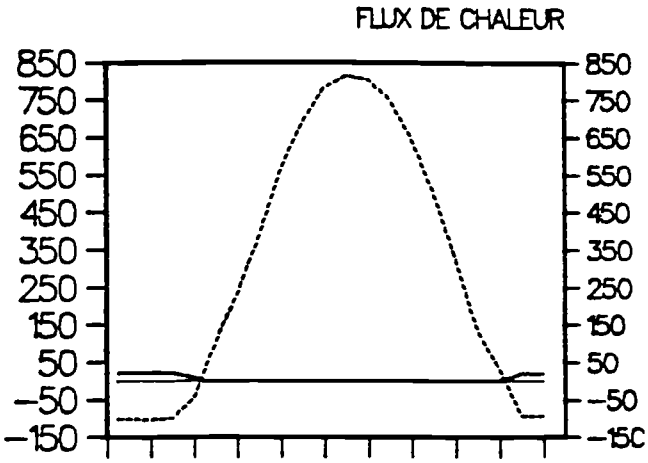


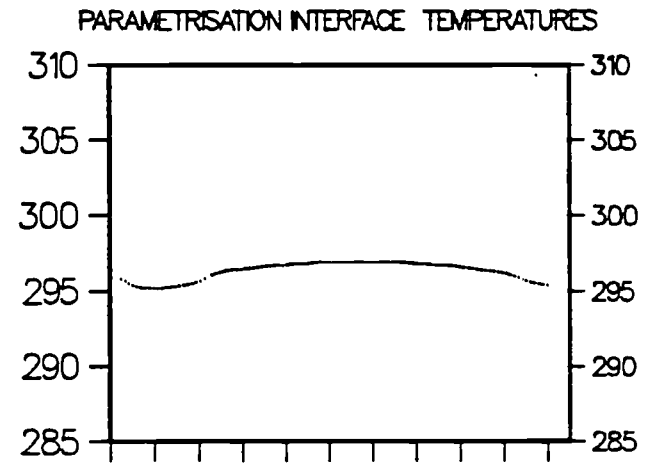


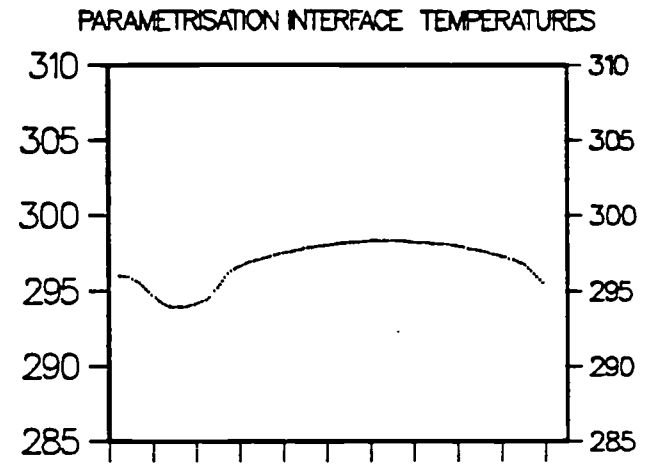
Point 2

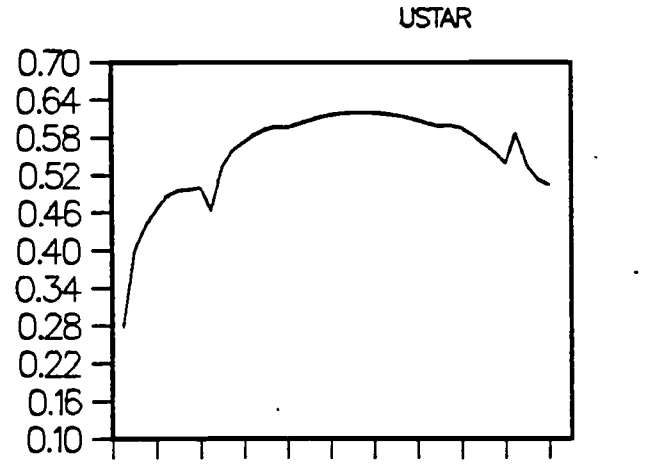
Figure 1.17 : Points 3 et 4 - Cas 1 (voir figure 16) : FLUX INRA

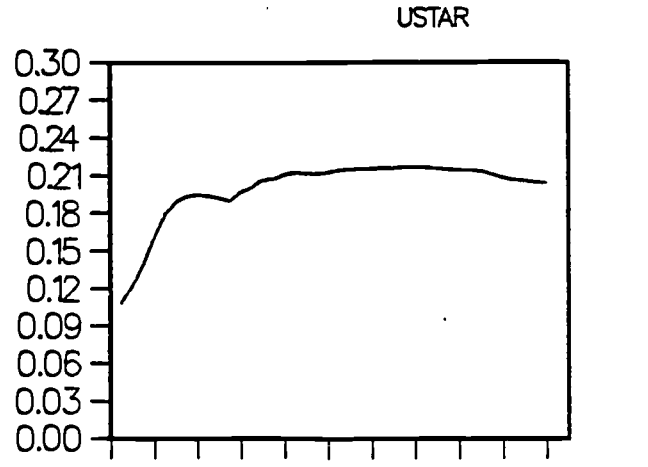












Point 3

Point 4

Figure I.18 : Evolution calculée de l'interface pour les points 1 et 2
Flux/Température/Vitesse de frottement
Cas 2 : DEARDOFF

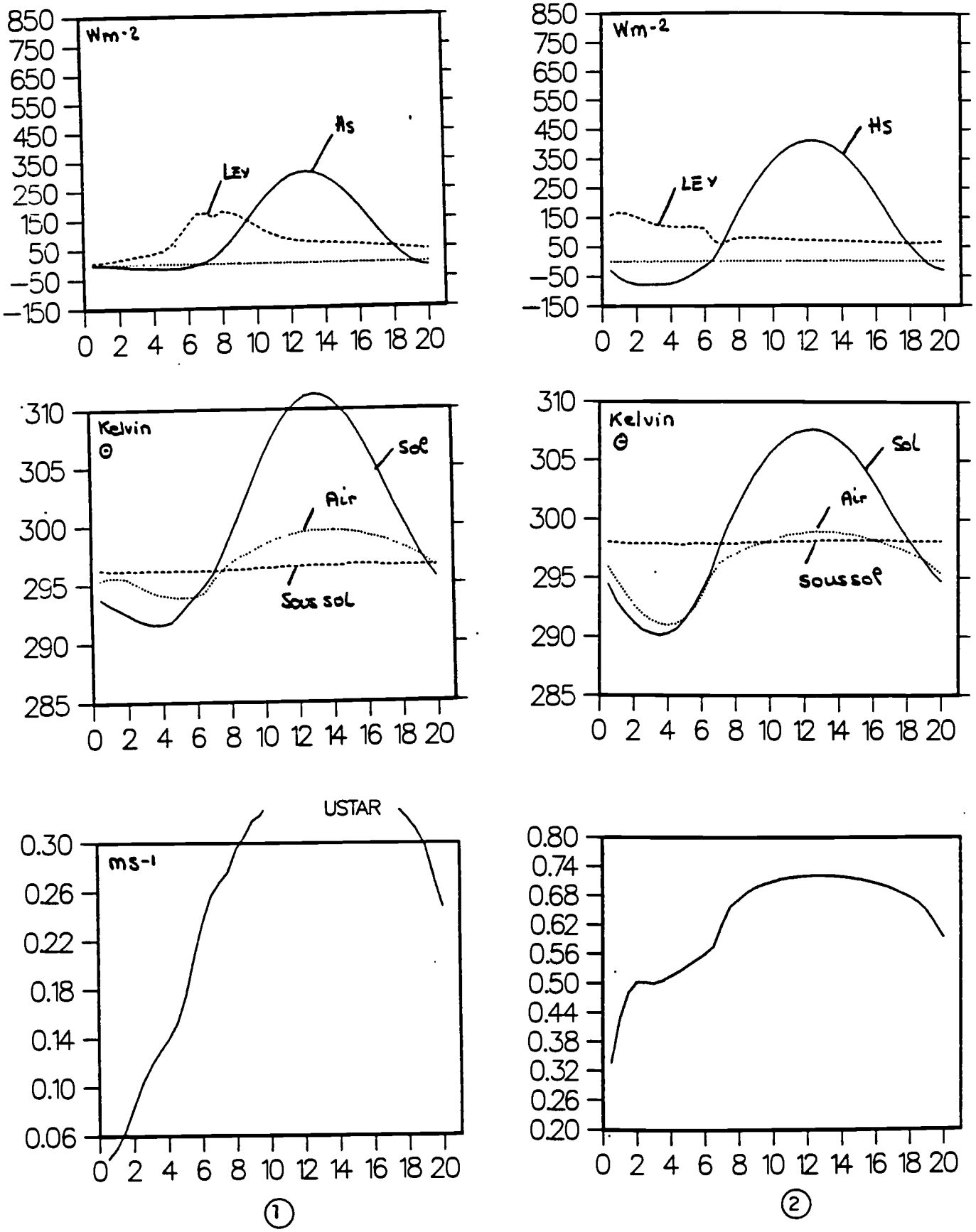
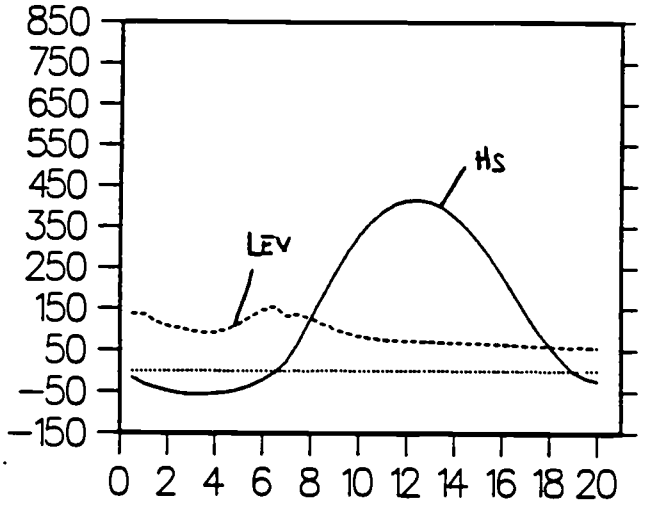
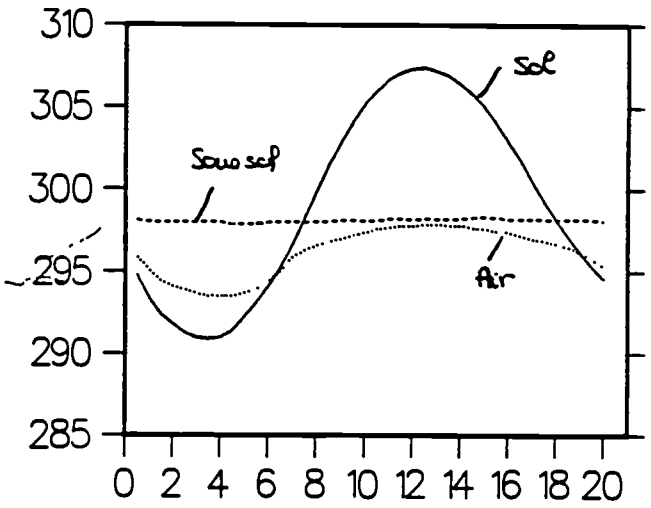
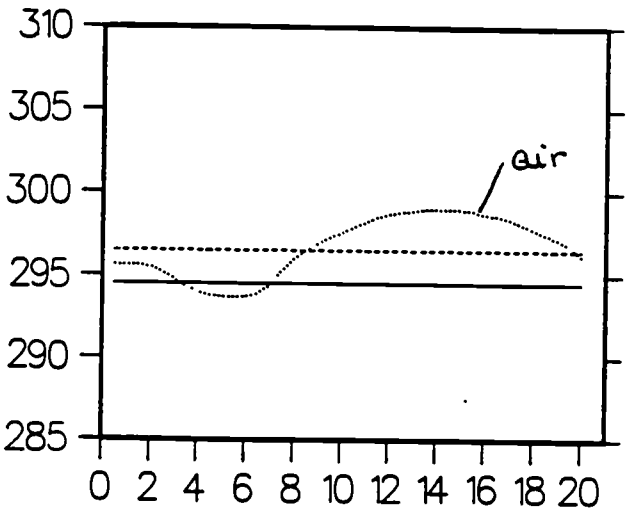
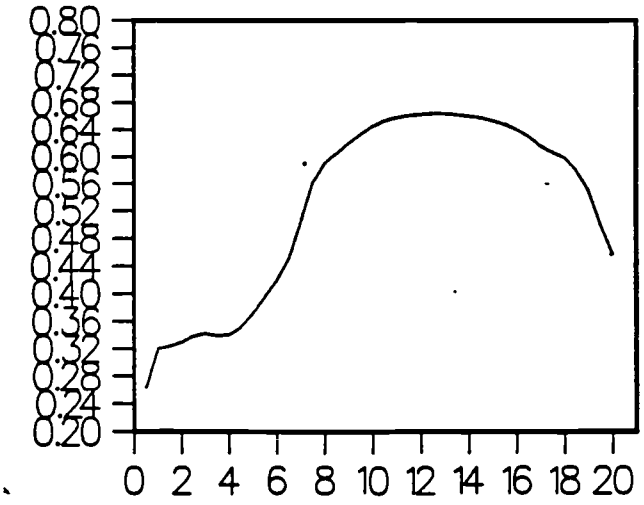


Figure I.19 : Points 3 et 4
Cas 2 : DEARDOFF

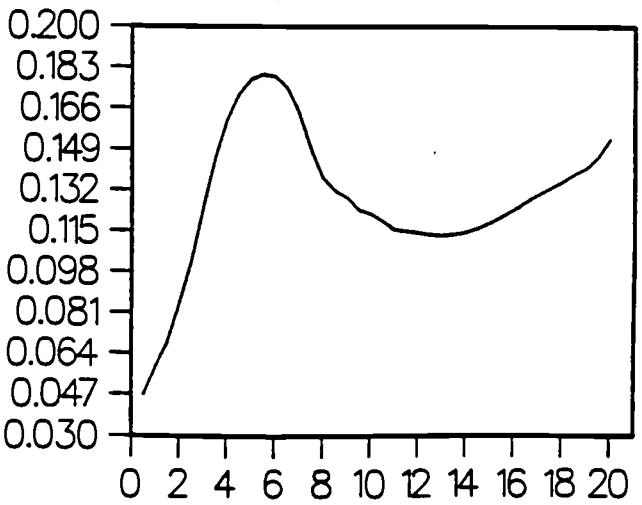








③

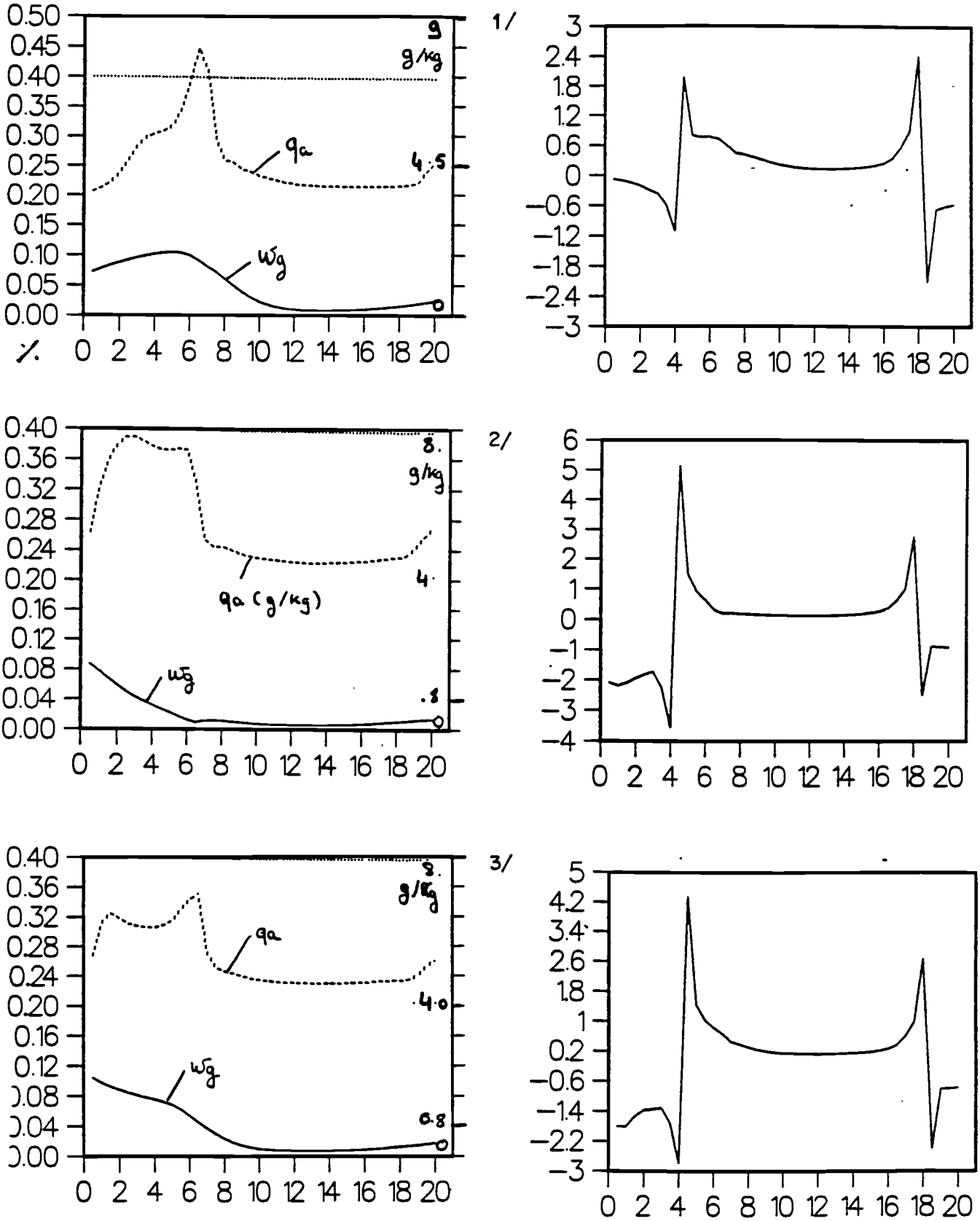


④ Mer

Figure I.20 : Cas 2 : DEARDOFF

Evolution de la teneur en eau et du rapport de mélange en surface

Rapport LEV/Rn calculé



Le tracé du rapport évaporation/rayonnement net est intéressant puisqu'il correspond à la signification du coefficient f.

Nous observons qu'aux trois points terrestres, ce rapport prend deux valeurs asymptotiques distinctes de jour et de nuit, ce qui s'accompagne d'une forte discontinuité aux périodes de transition. Ceci constituait d'ailleurs une limite prévue du modèle proposé.

D'une façon générale, il faut également évoquer l'influence des conditions limites de type Davies, non évolutives. On conserve donc dans la journée les valeurs initiales de champs thermiques aux limites du domaine. Ceci semble peu compatible avec des évolutions diurnes estivales où θ et q subissent de fortes variations en temps et en espace.

4 - Evolution de la couche limite

Nous présentons les évolutions de l'épaisseur de la couche limite atmosphérique calculée lors des deux simulations effectuées.

La planche 21 montre, pour le cas 1 (Inra) la surface définie par Zi au dessus du sol à 4 échéances : 8 heures, 12 h, 16 h et 20 h. En vis-à-vis, nous présentons en coupe les isos température potentielle à X = 55 km.

La planche 22 regroupe les mêmes tracés pour le cas 2. On remarque que les isos sont bloquées aux limites latérales à leur valeur initiale. Le chauffage des mille premiers mètres est plus tardif dans le second cas : à 6 heures l'iso 24°C est encore présente. Ce décalage était observé dans les évolutions des températures au sol. Le refroidissement (20 heures) est comparable.

Dans les deux cas, la répartition spatiale de Zi est chahutée. Le coin Sud Est est soulevé par l'intensité de U_* toute la journée.

Des évolutions locales, aux points 1 à 4, sont représentées sur les planches 23 et 24. On peut y remarquer nettement (points 2 et 3) la disparité des valeurs calculées pour les périodes diurne et nocturne. La nuit, on retrouve l'allure de l'évolution de U_*, et par conséquent, des niveaux plus élevés en 2, 3 qu'en 1 ou 4.

En pointillés sont tracées les évolutions du maximum de l'énergie cinétique $\overline{e}$ et du coefficient d'échange Kz à la verticale du point. Pour le cas 1, leur niveau est plus élevé en 1 où le flux de chaleur sensible est maximum.

Les niveaux atteints par Zi, é max ou Kz sont plus élevés dans le cas 2, conformément au comportement déjà enregistré pour le flux de chaleur sensible. Au dessus de la mer, la température est gardée constante (θ sol), de jour nous sommes en situation stable.

Zi suit donc l'évolution de la vitesse de frottement (tracée sur la planche 19).

5. Remarques générales sur ces simulations

Plusieurs points importants ont été évoqués lors de l'analyse qui a été faite de ces simulations complètes :

- le manque de cohérence entre les comportements diurne et nocturne des modèles d'interface ou de couche limite,

- la sensibilité du modèle vis-à-vis de la prise en compte du bilan hydrique au sol, et de l'initialisation des contenus en eau,

- l'influence, prédominante dans ces journées, des termes d'advection dans les bilans, qui masque les effets dûs aux hétérogénéités thermiques et accroît le rôle de la vitesse de frottement dans les représentations de la couche de surface ou de l'interface sol/atmosphère.

Ce sont des réserves à garder à l'esprit si l'on veut développer ou modifier ces paramétrisations dans HERMES.

Figure I.21 : Cas 1 : FLUX INRA
Evolution de la couche limite
Température potentielle à X = 55 km(°C) - Epaisseur Zi (m)

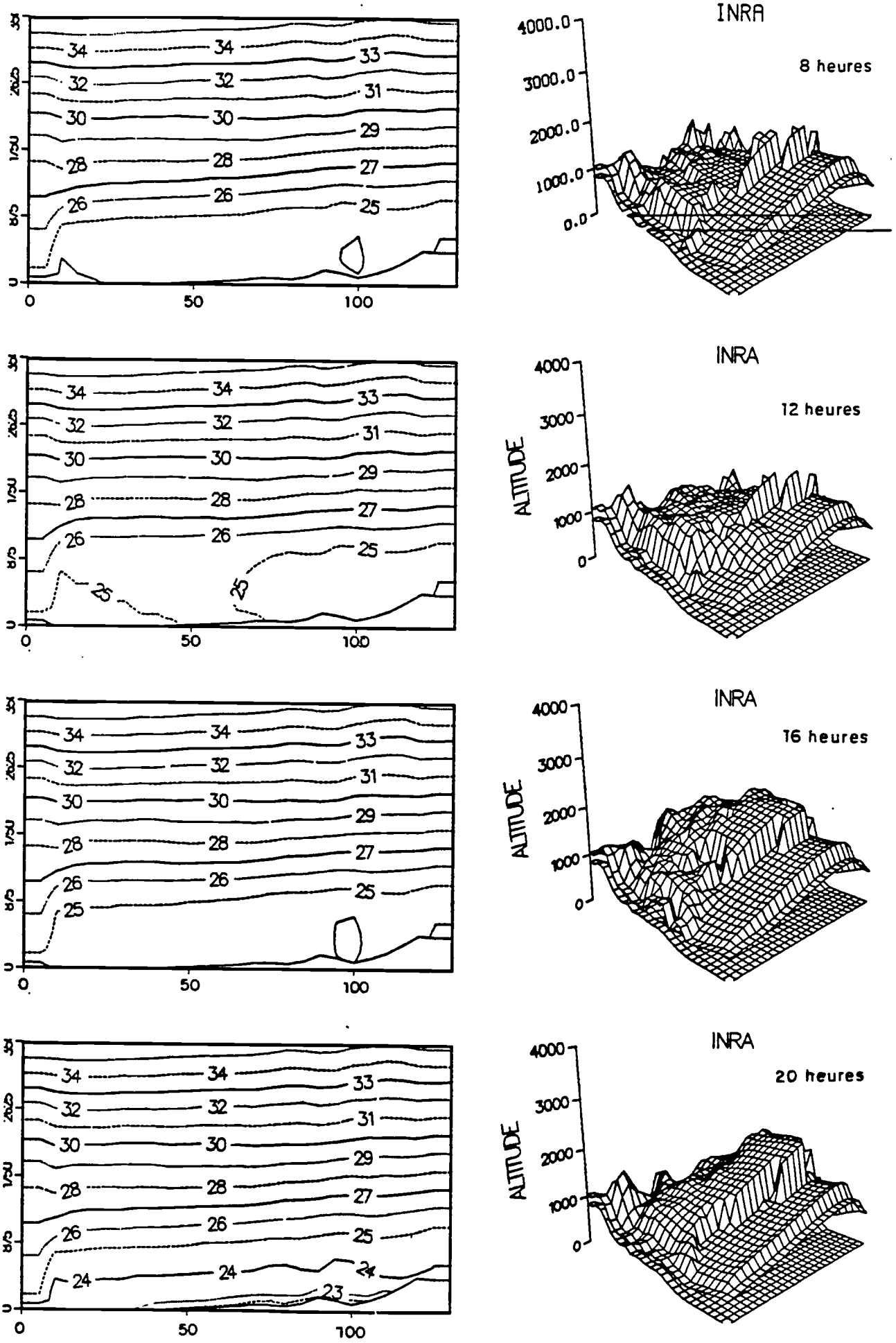
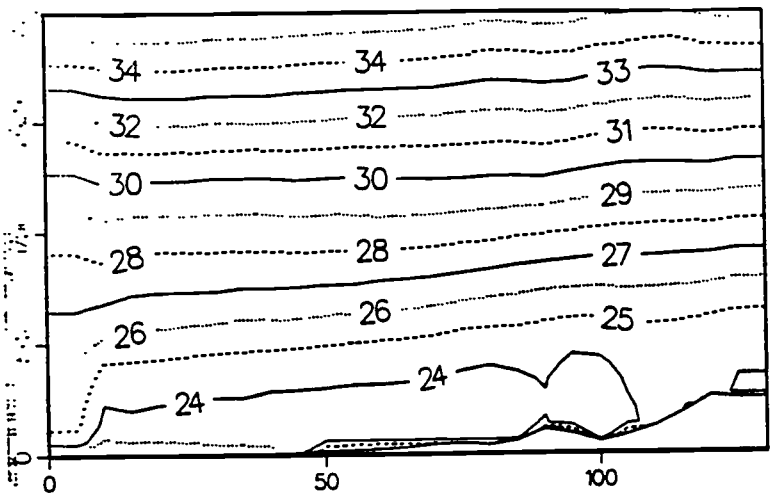
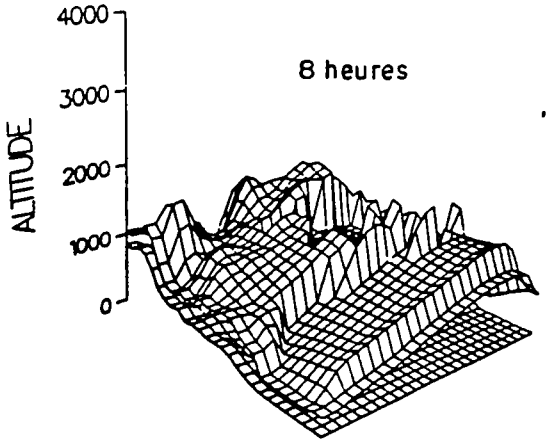
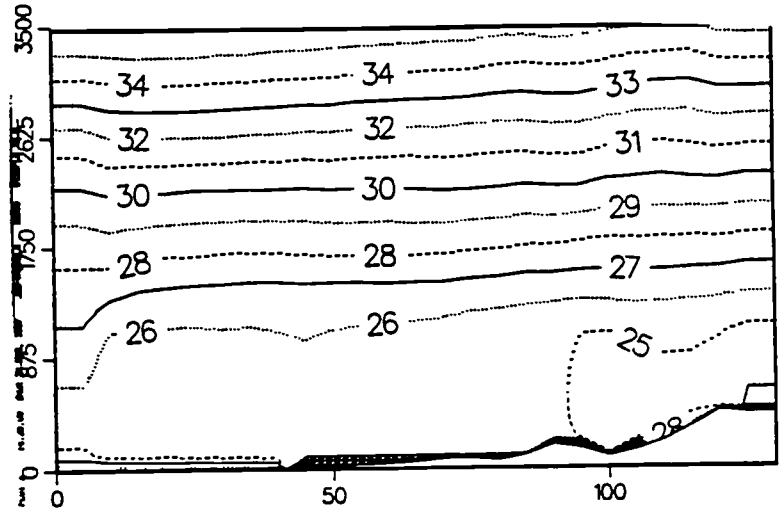
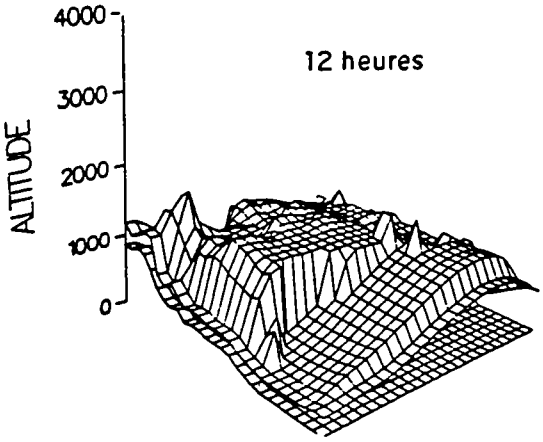


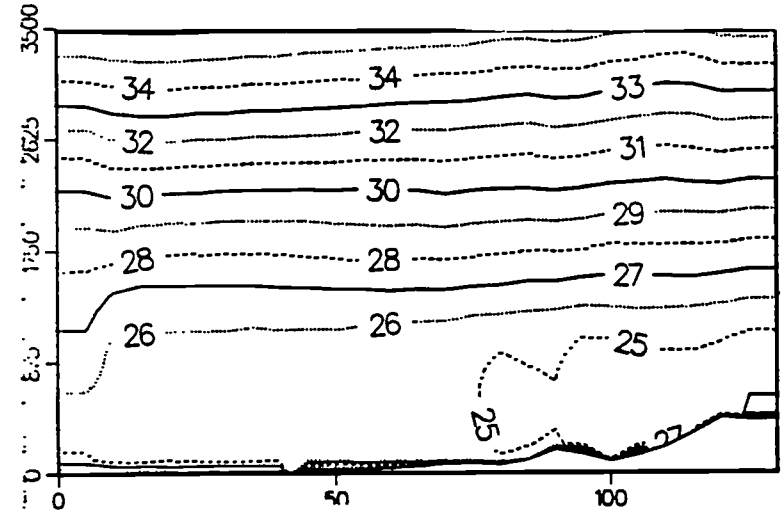
Figure I.22 : Cas 2 : DEARDOFF

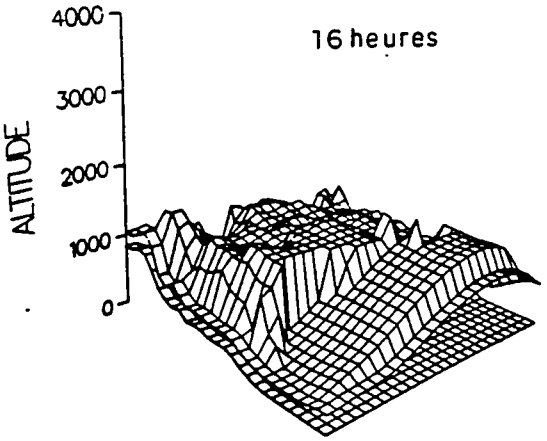


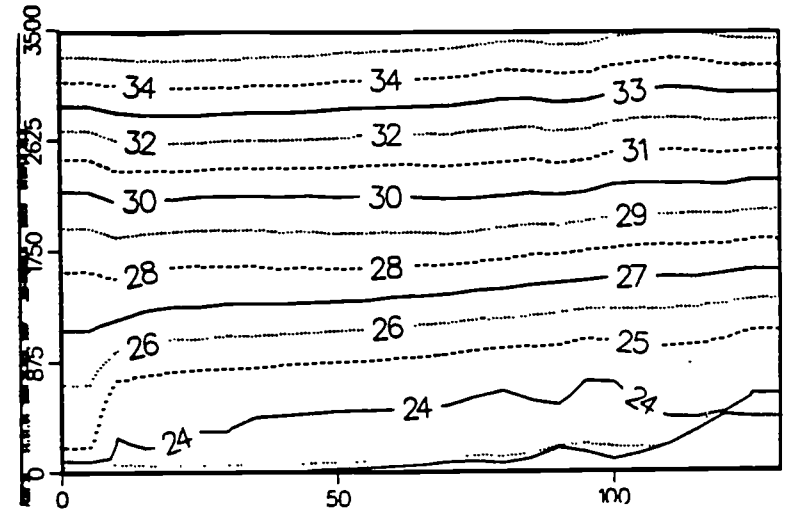


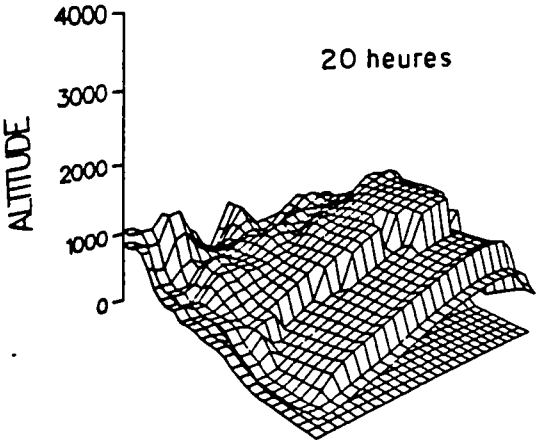


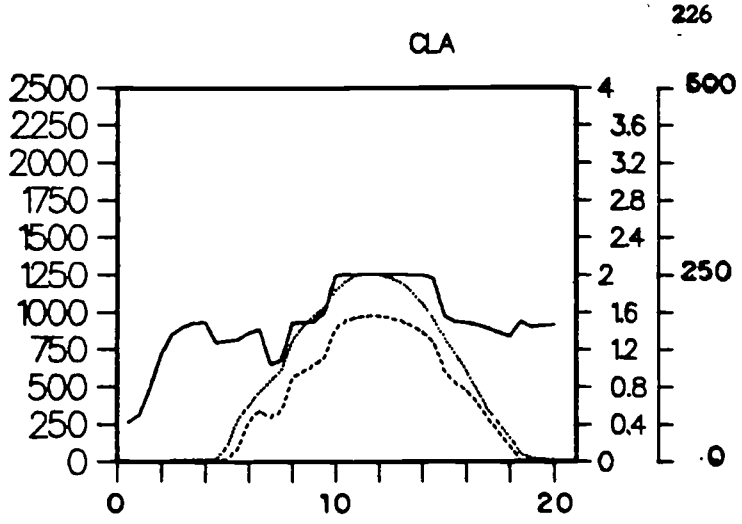




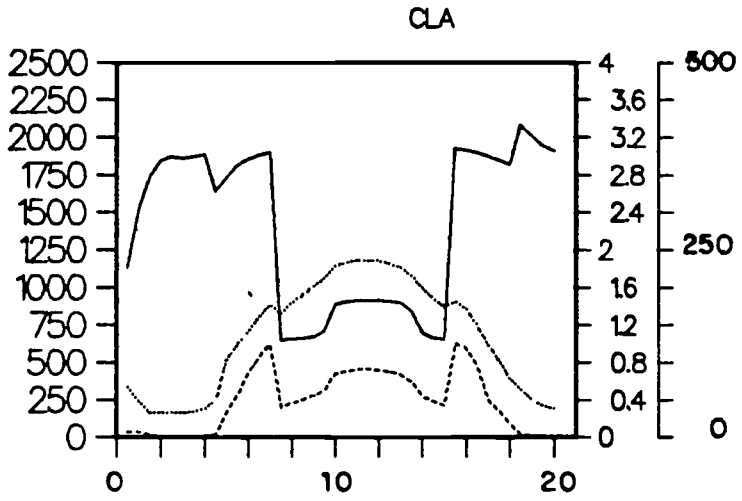




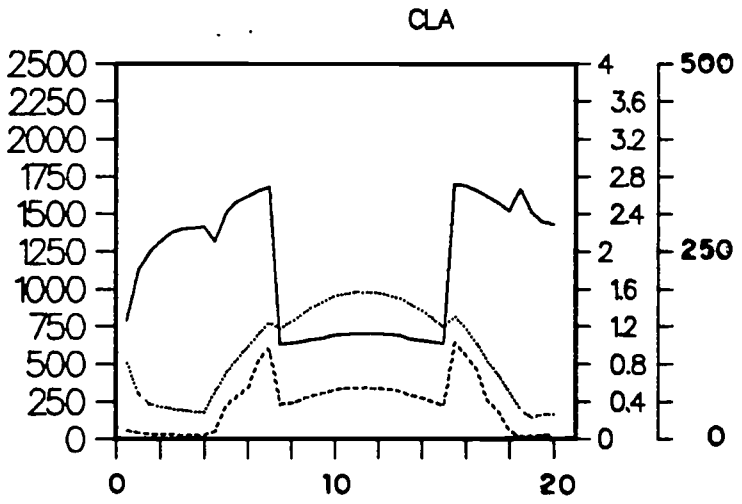




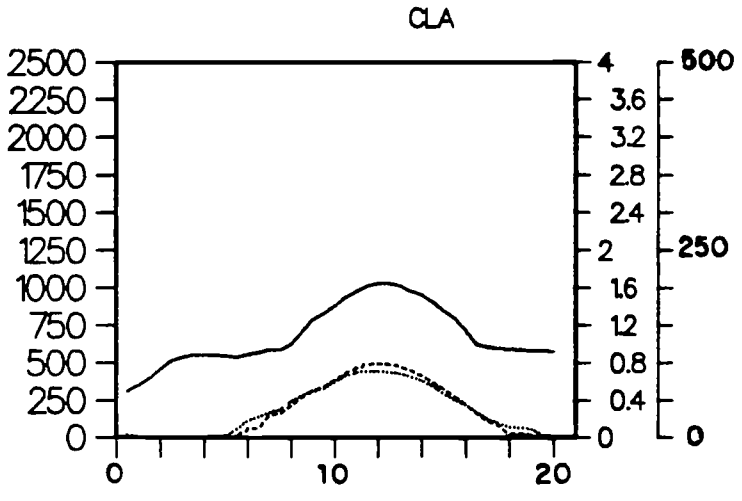
1/



2/



3/



4/

Figure I.23 : Cas 1 : FLUX INRA
Evolution de la couche limite aux points 1 à 4

—— Zi (m)
.... Kzmax (m^2S^{-1})
---- émax $(mS^{-1})^2$

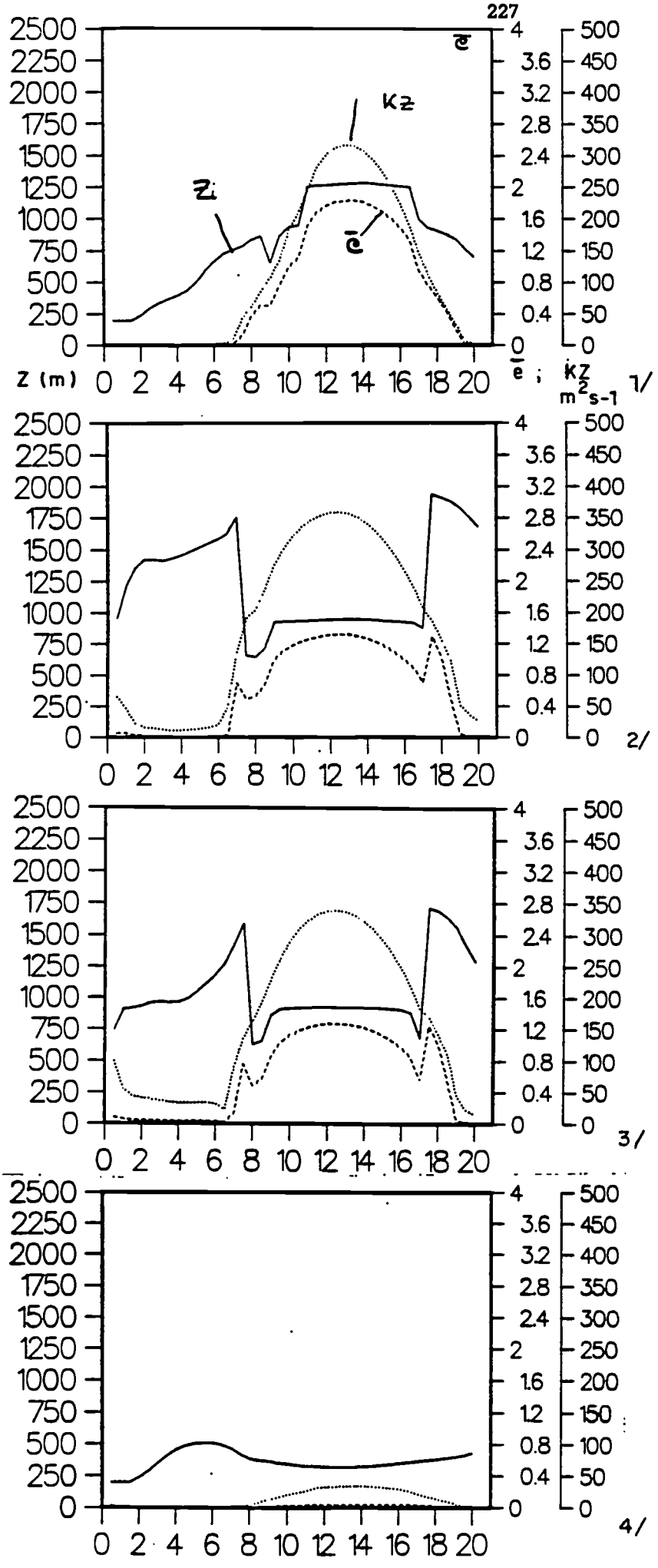


Figure I.24 : Cas 2
Cas Deardoff

Evolution de la couche limite

—— Zi
---- E max
.... Kz max

(maximum calculés sur la verticale, sous Zi).

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Il s'agissait, au terme de cette étude, d'introduire dans le modèle tridimensionnel de prévisions mésométéorologiques HERMES une nouvelle paramétrisation de la turbulence et un modèle d'interface sol/atmosphère.

Le code HERMES et ses développements récents ont été largement décrits pour faciliter la présentation de l'étude qui nous était confiée.

Une paramétrisation de la turbulence fondée sur une équation en énergie cinétique et des définitions originales des longueurs de mélange et de dissipation a été implantée. Les premiers tests de validation ont été réalisés sur les données de Voves, déjà exploitées par la Météorologie Nationale : compte tenu de certaines réserves émises sur l'environnement du code (initialisations ou limites) nous trouvons un accord satisfaisant avec les résultats obtenus par André Lacarrère (78).

Avec cette paramétrisation, nous avons pu vérifier le comportement d'HERMES dans des situations de chauffage non uniforme au sol ; sur deux demi-domaines au relief modéré, thermiquement contrastés nous reproduisons des conditions atmosphériques proches de celles d'une brise de mer. Ce phénomène s'accompagne d'une croissance de la couche limite sur la partie "terrestre", chauffée. Nous regrettons de ne pouvoir obtenir une représentation correcte de la période nocturne d'un cycle de 24 heures : ce défaut est dû à l'absence de modèle de refroidissement radiatif du sol et au mode de couplage surface/couche limite qui n'assure pas un refroidissement correct des basses couches.

La prise en compte de l'humidité, du phénomène de condensation (nuage, brouillard, rosée) par le modèle fait l'objet d'études parallèles (LAMP.). En attendant leur aboutissement et l'implantation d'une schématisation dans HERMES, nous avons pallié provisoirement quelques lacunes de notre version de travail pour poursuivre notre étude.

D'une large étude bibliographique sur les modèles d'interface locaux, nous avons retenu le système d'équations de bilan d'énergie et de bilan hydrique au sol proposé par Deardoff (78). Des tests uni et tridimensionnels ont été réalisés. Ce modèle représente assez finement l'évolution diurne de la température et de l'humidité au sol à partir d'une description détaillée du terrain, des conditions saisonnières et d'une initialisation de la température et du contenu en eau.

La question de l'acquisition de ces données sur un domaine mésométéorologique reste en suspens.

La méthodologie proposée par l'INRA à partir de l'analyse de clichés satellitaires de la température de surface a été présentée. Les flux d'évaporation au sol issus de cette approche ont été utilisés pour simuler l'évolution diurne de l'atmosphère sur la basse vallée du Rhône, le 24 juillet 1979 : les résultats des tests unidimensionnels sont comparables à ceux obtenus avec le système complet de Deardoff, à initialisation en eau équivalente.

L'extension de ces calculs en tridimensionnel est limitée par les étapes de validation d'HERMES sur terrain complexe.

En adaptant rapidement à notre version d'une part des conditions initiales imbriquées dans les champs PERIDOT fournis par la Météorologique Nationale, d'autre part des conditions aux limites de Davies, non évolutives, nous avons pu achever deux simulations de 20 heures, en utilisant l'une ou l'autre des représentations de l'interface.

Les évolutions calculées dans ces conditions sont comparables, les écarts observés s'expliquent en partie par la différence du comportement nocturne. En revanche, ces évolutions ne peuvent être comparées aux mesures météorologiques tant que les champs aux limites restent bloqués aux conditions initiales. En altitude, le modèle semble plus sensible aux vents dominants qu'aux effets locaux crées en surface : on ne retrouve pas de circulation de brise près de Montpellier.

A partir de ces premiers résultats, nous espérons que ces validations pourront être reprises dans le nouveau cadre de travail que définissent les dernières restructurations du code HERMES.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

B.L.M. : Boundary Layer Meteorology
J.A.M. : Journal of Applied Meteorology
J.A.S. : Journal of Atmospheric Science
M.W.R. : Meteorology and Weather Research
Q.J.R.M.S.: Quartely Journal of the Royal Meteorological Society
E.E.R.M. : Etablissement d'Etudes et de Recherches Météorologiques

****

1. Andre - De Moor - Lacarrère - du Vachat 1976a
   Turbulence approximation of inhomogeneous flows
   Part I : The Clipping approximation
   JAS 33 476-481

2. 1976b
   Part II : The numerical simulation of a penetrative convection experiment
   JAS 33 482-491

3. André et Al 1978
   Modeling the 24-Hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer
   JAS 35 1861-1883

4. André Lacarrère 1980
   Simulation numérique détaillée de la couche limite atmosphérique comparaison avec la situation des 2 et 4 juillet 1977 à Voves
   La Météorologie VIè série n° 22 5-49

5. Anthes Warner 1978
   Development of hydrodynamic models suitable for air pollution and other mesometorological studies
   MWR 106 n° 8 1045-1078

6. Bhumralkar Cm 1975
   Numerical experiments on the computation of ground surface temperature in an atmospheric general circulation model
   JAM 14 1246-1258

7. Biscay Caneill Carissimo Moussafir 1986
   Initialisation d'un modèle météorologique à moyenne échelle par imbrication sur un modèle à plus grande échelle
   Rapport EDF/DER HE/32-85-26 Département EAA

8. Blondin 1981
Projet Cybèle part II
Note de l'EERM n° 15

9. Businger Tennekcs Wyngaard Caughey
A short course on atmospheric turbulence and air pollution modelling part 1
Sept. 1981 The Hague

10. Cano D. 1982
Etude de l'ennuagement par analyse de séquences d'images de satellite.
Application à l'évaluation du rayonnement solaire global au sol.
Thèse DDI ENST Nov. 82

11. Choisnel E. 1977
Le bilan d'énergie et le bilan hydrique du sol.
La Météorologie numéro spécial "Evapotranspiration".
VIè série n° 11 108-159

12. Davies A.C. 1976
A lateral boundary formulation for multi-level prediction models.
QJRMS 102 405-418

13. Deardoff 1966
The counter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory
JAS 23 503-506

14. Deardoff 1972
Theorical expression for the counter gradient vertical heat flux.
Journal of Geophysical Research vol. 77 n° 30 5900-5904

15. Deardoff J.W 78
Efficient predication of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation
Journal of Geophysical Research vol. 83 1889-1903

16. Deardoff J.W - Peterson E.W 1980
The boundary-layer growth equation with Reynolds averaging
JAS vol. 37 1405-1408

17. Estoque M.A. 1961
A theorical investigation of the sea breeze
QJRMS 87 136-146

18. Estoque M.A 1962
The sea breeze as a function of the prevailing synoptic situation.
JAS vol. 19 244-250

19. GARP série n° 17
Word Meteorological Organization

20. Gland 71
Etude des brises sur la région marseillaise.
Rapport Interne

21. Holton J.R. 1972
An introduction to dynamic meteorology
Academic Press

22. Johnson D.R. 1980
A generalized transport equation for use with meteorological coordinate systems.
MWR vol. 106 733-745

23. Kaimal et all 1976
Turbulence structure in the convective boundary layer
JAS vol. 33 2152-2169

24. Kallberg P. 1977
Test of a lateral boundary relaxation scheme in a barotropic model
Rapport interne ECMWF Research Department n° 3

25. Lenschow D.H. - Wyngaard J.C. - Pennell W.T. 1980
Mean - Field and second - Moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer.
JAS vol. 37 1313-1326

26. Louis J.F. 1979
A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere.
BLM 17 187-202

27. Mac Cumber Pielke 1981
Simulation of the effects of surface fluxes of heat and moisture in a mesoscale numerical model
1-soil layer
Journal of Geophysical Research vol. 86 9929-9938

28. De Moor
Les théories de la turbulence dans la couche limite atmosphérique
EERM Janvier 78

29. Monin et Yaglom
Statistical fluid mechanics
Vol. 1 : Mechanics of turbulence
MIT Press 1971

30. Moussafir J. - Kern M. - Biscay P. 1985
Analyse et prétraitement de la topographie pour les calculs d'écoulements météorologiques à moyenne échelle.
Rapport EDF/DER HE/32-85-21 Département EAA

31. Ottle C. 1983
Effet d'un changement de paramétrisation de l'évapotranspiration dans un modèle climatique.
Thèse 3ème cycle météorologie Paris VI

32. Pielke - Mahrer 1975
Representation of the heated planetary boundary layer in mesocale models with coarse vertical resolution.
JAS vol. 32 2238-2305

33. Redelsperger J.L. 1980
Traitement des phénomènes turbulents dans un modèle tri-dimensionnel de convection humide avec précipitations.
Thèse 3ème cycle Paris VI

34. Santhanam K. 1980
One dimensional simulation of temperature and moisture in atmospheric and soil boundary layer
San Jose State University (Master Thesis)

35. Seguin B. 1978
Modélisation des échanges d'énergie et de masse à l'interface sol-atmosphère. Problèmes posés par l'extension des modèles locaux à l'échelle régionale ($\sim$ 100 km).
Réunion ASP Evolution des climats
Paris 11-12 décembre 1978

36. Seguin B. 1980
Détermination de l'évaporation réelle dans les bilans hydrologiques par la télédétection en thermographie infrarouge.
Bull. Sci. Hydrol. vol. 25 n° 2 p. 143-153

37. Seguin B., Baelz S., Monget J.M., Petit V. 82
Utilisation de la thermographie IR pour l'estimation de l'évaporation régionale.
I. Mise au point méthodologique sur le site de la Crau
Agronomie, vol. 2, n° 1, p. 7-16

38. Seguin B. - Itier B
Using midday surface temperature to estimate daily evaporation from satellite thermal IR data.
Int. J. Remote sensing 1983, vol. 4, n° 2 371-383

39. Seguin B. - Guinot J.P. (2) 1984
Utilisation des flux de surface dans la mise au point des modèles météorologiques à méso-échelle
Convention d'étude INRA/EDF
1) Avril 84 Rapport intérimaire sur la méthodologie mise en oeuvre
2) Déc. 84 Estimation des flux à l'échelle horaire dans la basse vallée du Rhône à partir de météosat.

40. Soer G. JR. 1980
Estimation of regional evapotranspiration and soil moisture conditions using remotely sensed crop surface temperature.
Remote Sensing of Environment 9, 27-45

41. Taconet, Bernard, Vidal Madjar 1984
Evapotranspiration over an agricultural region using a surface flux/temperature model based on NOAA-AVHRR Data

42. Therry Laccarère 1981
Projet Cybèle part I
Note de l'EERM n° 14

43. Therry Laccarère 1982
Improving the eddy kinetic energy model for planetary boundary layer description
BLM vol. 73 1-24

44. Thom, Oliver 1977
On Penman's equation for estimating regional evaporation
QJRMS vol. 103 345-357

45. Triplet Roche
Météorologie générale
Ecole Nationale de la Météorologie

46. Villouvier V. 1982
Développement de modèles méso-météorologiques.
Application à l'étude du transport et de la diffusion de polluants à l'échelle régionale.
Thèse Docteur Ingénieur ECL

47. de Vries D.A. 1975
Heat transfer in soils
in Heat and mass transfer in the biosphere (De Vries-Afgan)
Transfer processes in the plant environment
Scripta book company W.D.C, 5-28

ANNEXE 1

Equations en repère (x, y, σ, t)

Les équations générales établies dans le repère cartésien (x, y, z) doivent être réécrites dans le repère (x, y, σ). On utilise la transformation :

$$(1)\qquad \boxed{\left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_z = \left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_\sigma - \left(\frac{\partial X}{\partial \sigma}\right)\left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right)^{-1}\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_\sigma}$$

1 - Equation de continuité

On écrira l'expression de $D\rho/Dt$ dans les deux systèmes de coordonnées, ainsi, en utilisant l'équation établie en coordonnées cartésiennes $\partial\rho/\partial t_r + \operatorname{div}\rho\vec{u} = 0$.

$$(2)\qquad \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_\sigma + \operatorname{div}(\rho\vec{u}) + u\left(\frac{\partial \rho}{\partial x_\sigma} - \frac{\partial \rho}{\partial x_z}\right) + v\left(\frac{\partial \rho}{\partial y_\sigma} - \frac{\partial \rho}{\partial y_z}\right) + \dot{\sigma}\frac{\partial \rho}{\partial \sigma} - w\frac{\partial \rho}{\partial z} = 0$$

A l'aide de la transformation (1), (2) s'écrit :

$$(3)\qquad \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_\sigma + \rho \operatorname{div}(\vec{u}) + \vec{u}\operatorname{div}\rho + \frac{\partial \rho}{\partial \sigma}\left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)^{-1}\left(u\frac{\partial \phi}{\partial x_\sigma} + v\frac{\partial \phi}{\partial y_\sigma}\right) + \dot{\sigma}\right] - w\frac{\partial \rho}{\partial z} = 0$$

en écrivant $\vec{u}\operatorname{div}\rho =$

$$(4)\qquad u\left(\frac{\partial \rho}{\partial x_\sigma} - \frac{\partial \rho}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right)^{-1}\frac{\partial \phi}{\partial x}\Big|_\sigma\right) + v\left(\frac{\partial \rho}{\partial y_\sigma} - \frac{\partial \rho}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right)^{-1}\frac{\partial \phi}{\partial y}\Big|_\sigma\right) + w\frac{\partial \rho}{\partial z}$$

L'équation (3) devient :

$$(5)\qquad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \operatorname{div}\vec{u} + u\frac{\partial \rho}{\partial x_\sigma} + v\frac{\partial \rho}{\partial y_\sigma} + \dot{\sigma}\frac{\partial \rho}{\partial \sigma} = 0$$

(1) permet aussi d'écrire

$$(6)\qquad \operatorname{div}\vec{u} = \frac{\partial u}{\partial x_\sigma} - \frac{\partial u}{\partial x_\sigma}\left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right)^{-1}\frac{\partial \phi}{\partial x_\sigma} + \frac{\partial v}{\partial y_\sigma} - \frac{\partial v}{\partial y_\sigma}\left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right)^{-1}\frac{\partial \phi}{\partial y_\sigma} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

(7) où $$\frac{\partial w}{\partial z} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right)^{-1} \frac{\partial (gw)}{\partial \sigma}$$

(8) car : $$w = \frac{1}{g}\left\{\frac{\partial \phi}{\partial t_\sigma} + u\frac{\partial \phi}{\partial x|\sigma} + v\frac{\partial \phi}{\partial y|\sigma} + \dot{\sigma}\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right\}$$

L'équation (6) se transforme alors en :

(9) $$\operatorname{div}\vec{u} = \frac{\partial u}{\partial x|\sigma} + \frac{\partial v}{\partial y|\sigma} + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} + \left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right)^{-1}\left[\frac{\partial}{\partial t_\sigma}\left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right) + u\frac{\partial}{\partial x_\sigma}\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} + v\frac{\partial}{\partial y_\sigma}\left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right) + \dot{\sigma}\frac{\partial}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right)\right]$$

ce qui conduit à

(10) $$\frac{\partial}{\partial t_\sigma}\left(\rho\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho u\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho v\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right) + \frac{\partial}{\partial \sigma}\left(\rho\dot{\sigma}\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right) = 0$$

L'approximation hydrostatique exprimée en σ :

(11) $$\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} = \frac{\partial P}{\partial \sigma}\frac{\partial \phi}{\partial P} = \pi g\left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)^{-1} = -\pi/\rho$$

donne la forme finale de l'équation de continuité

(12) $$\boxed{\frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\pi u) + \frac{\partial}{\partial y}(\pi v) + \frac{\partial}{\partial \sigma}(\pi\dot{\sigma}) = 0}$$

2 - Equations de conservation de la quantité de mouvement (Navier-Stokes) et des grandeurs scalaires

Le passage du repère cartésien au repère (x, y, σ) pour une grandeur a, qui peut être une composante de vitesse, ou l'entropie ou l'humidité s'effectue de la façon suivante :

En exprimant la différentielle Da/Dt dans les deux systèmes on obtient :

$$(1)\quad \frac{\partial a}{\partial t_\sigma} - \frac{\partial a}{\partial t} + u\underbrace{\left(\frac{\partial a}{\partial x_\sigma} - \frac{\partial a}{\partial x}\right) + v\left(\frac{\partial a}{\partial y_\sigma} - \frac{\partial a}{\partial y}\right) - w\frac{\partial a}{\partial z} + \dot{\sigma}\frac{\partial a}{\partial \sigma}}_{(2)} = 0$$

en multipliant par π et en utilisant l'équation de continuité écrite en (x, y, σ) on obtient la forme conservative de (1).

$$\left(\frac{\partial \pi a}{\partial t_\sigma} - a\frac{\partial \pi}{\partial t_\sigma}\right) - \pi\frac{\partial a}{\partial t} + \pi \cdot (2) = 0$$

$$\frac{\partial \pi a}{\partial t_\sigma} + a\left(\frac{\partial}{\partial x_\sigma}\pi u + \frac{\partial}{\partial y_\sigma}\pi v + \frac{\partial}{\partial \sigma}\pi\dot{\sigma}\right) = \pi\frac{\partial a}{\partial t} - \pi \cdot (2)$$

$$(3)\quad \frac{\partial \pi a}{\partial t_\sigma} + \frac{\partial}{\partial x_\sigma}\pi u.a + \frac{\partial}{\partial y_\sigma}\pi v.a + \frac{\partial}{\partial \sigma}\pi\dot{\sigma}a = \pi\left(u\frac{\partial a}{\partial x_\sigma} + v\frac{\partial a}{\partial y_\sigma} + \dot{\sigma}\frac{\partial a}{\partial \sigma}\right) + \pi\frac{\partial a}{\partial t} - \pi \cdot (2)$$

Le second membre se simplifie alors en :

$$\pi\left(u\frac{\partial a}{\partial x} + v\frac{\partial a}{\partial y} + w\frac{\partial a}{\partial z}\right) + \pi\frac{\partial a}{\partial t} = \pi\frac{Da}{Dt}$$

Pour les équations de Navier-Stokes, le gradient horizontal de pression se transforme dans le repère x, y, σ en :

$$-\frac{\pi}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\frac{\partial P}{\partial x}$$

$$(4)\quad \text{avec } \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial x_\sigma} - \frac{\partial P}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right)^{-1}\frac{\partial \phi}{\partial x_\sigma}$$

$$\text{soit : } -\frac{\pi}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\frac{\partial P}{\partial x_\sigma} - \frac{\partial P}{\partial \sigma}\frac{\partial \phi}{\partial x_\sigma} = \sigma\frac{\partial \pi}{\partial x_\sigma}\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} - \pi\frac{\partial \phi}{\partial x_\sigma}$$

Les équations de Navier-Stokes en système (x, y, σ) pour la composante ui s'écrivent donc :

$$\frac{\partial \pi u_i}{\partial t_\sigma} = -\frac{\partial}{\partial x_\sigma} \pi u.u_i - \frac{\partial}{\partial y_\sigma} \pi v.v_i - \frac{\partial}{\partial \sigma} \pi \dot{\sigma}.u_i + \begin{cases} f\pi v & \text{pour } i = 1 \\ -f\pi u & \text{pour } i = 2 \end{cases}$$

$$(5) \qquad + \sigma \frac{\partial \pi}{\partial x_\sigma} \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} - \pi \frac{\partial \phi}{\partial x_\sigma} + \frac{g\rho}{\pi} \frac{\partial}{\partial \sigma} ((\overline{w'u'}_i).\pi)$$

Pour les grandeurs scalaires a

$$(6) \quad \frac{\partial \pi a}{\partial t_\sigma} = -\frac{\partial}{\partial x_\sigma} \pi u.a - \frac{\partial}{\partial y_\sigma} \pi v.a - \frac{\partial}{\partial \sigma} \pi a \dot{\sigma} + \frac{g\rho}{\pi} \frac{\partial}{\partial \sigma} (\pi.\overline{w'a'})$$

où a = s : entropie, a = q : humidité, a = e : énergie cinétique turbulente.

La dérivée de π par rapport à σ étant nulle on intègre en pratique π dans l'expression des flux de quantité de mouvement, on traite ainsi la variable πu et non U.

ANNEXE 2

Discrétisation des équations dans HERMES

I - RAPPEL DES EQUATIONS A DISCRETISER : Equations de base

1 - NAVIER-STOKES

$$\underset{1}{\frac{\partial \pi u}{\partial t}} = \underset{2}{-\frac{\partial}{\partial x}(\pi u.u)} \underset{3}{-\frac{\partial}{\partial y}(\pi u.v)} \underset{4}{-\frac{1}{\sigma'}\frac{\partial}{\partial \nu}(\sigma' \pi u \dot{\nu})} + f\pi v - \pi\frac{\partial \phi}{\partial x}$$

$$\underset{5}{-\sigma\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\frac{\partial \pi}{\partial x}} + \underset{6}{A\frac{\partial}{\partial \nu}(A\,Kz\frac{\partial \pi u}{\partial \nu})} + \underset{7}{K_h(\frac{\partial^2 \pi u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \pi u}{\partial y^2})}$$

$A = -\,gP/RT\pi\sigma'$

$$\frac{\partial \pi v}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(\pi v.u) - \frac{\partial}{\partial y}(\pi v.v) - \frac{1}{\sigma'}\frac{\partial}{\partial \nu}(\sigma' \pi v \dot{\nu}) - f\pi u - \pi\frac{\partial \phi}{\partial y}$$

$$-\sigma\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\frac{\partial \pi}{\partial y} + A\frac{\partial}{\partial \nu}(A\,Kz\frac{\partial \pi v}{\partial \nu}) + K_h(\frac{\partial^2 \pi v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \pi v}{\partial y^2})$$

2 - THERMIQUE $S = \pi s$

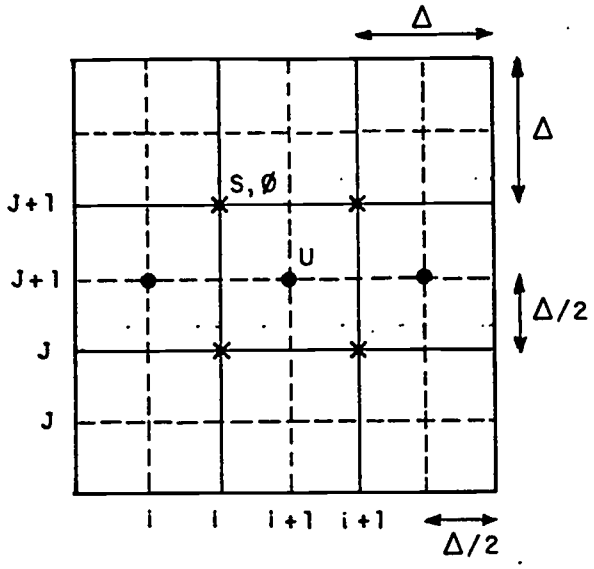
$$\underset{1}{\frac{\partial S}{\partial t}} = \underset{1}{-\frac{\partial Su}{\partial x}} \underset{2}{-\frac{\partial Sv}{\partial y}} \underset{3}{-\frac{1}{\sigma'}\frac{\partial}{\partial \nu}(\sigma' S \dot{\nu})} + \underset{4}{A\frac{\partial}{\partial \nu}(A\,K_{\sigma s}\frac{\partial S}{\partial \nu})} + S_1 \quad \text{(source)}$$

3 - EAU $W = \pi w$

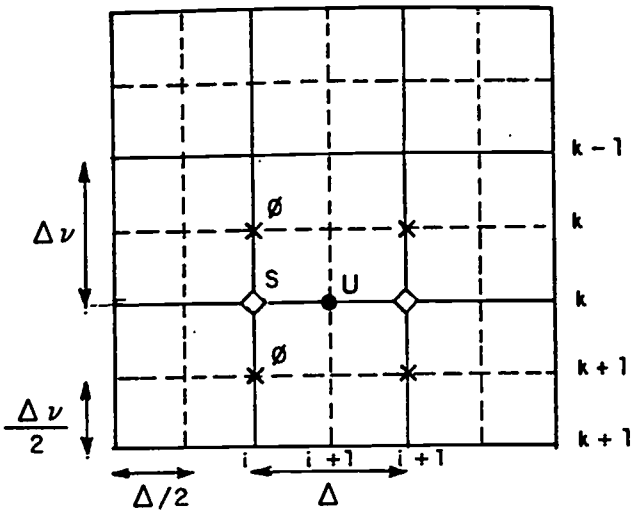
$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\frac{\partial Wu}{\partial x} - \frac{\partial Wv}{\partial y} - \frac{1}{\sigma'}\frac{\partial}{\partial \nu}(\sigma' W \dot{\nu}) + A\frac{\partial}{\partial \nu}(A\,K_{\sigma s}\frac{\partial W}{\partial z}) + S_2 \quad \text{(source)}$$

Grilles de discrétisation

Plan horizontal (X,Y)



Plan vertical (X,Z)



U : localisation de la vitesse horizontale u, v
S : localisation des variables scalaires P, π (k = Kb), T, θ, q, σ
Ø : localisation des variables scalaires décentrées verticalement σ_H, Ø , $\bar{e}$, $\dot{\nu}$

La discrétisation des équations fait appel à de multiples interpolations pour définir les variables sur l'une ou l'autre grille si nécessaire (extrapolations aux limites du domaine).

Limites du domaine

La grille définie pour U englobe la grille S, Ø et est donc définie sur un point supplémentaire.

IB = I1 + 1
JB = J1 + 1

Grille interne (S,Ø) : [1, I1] x [I, I1]
externe U : [1, IB] x [1, IB]

Schéma de discrétisation ($\Delta x = \Delta y = \Delta$)

Le schéma choisi est constitué de n pas Leap Frog centrés en espace
4 pas Matsuno avec décentrage spatial éventuel
pour les applications, on prendra en général n = 8
Les 4 pas Matsuno correspondent à une avance effective de 2 pas en temps.

Equations discrétisées

A) NAVIER-STOKES : (Leapfrog)

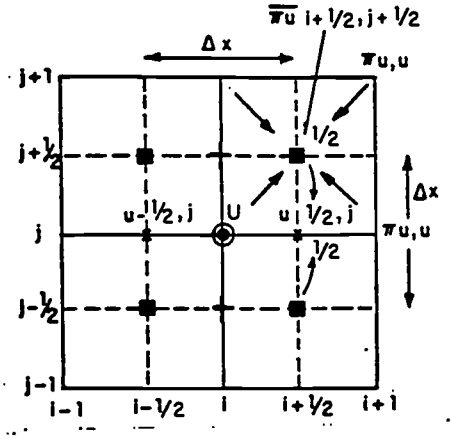
1/ $$\boxed{\frac{\partial \pi u u}{\partial x}} = \frac{(u\pi u)_{i+1/2,j} - (u\pi u)_{i-1/2,\,j}}{\Delta} = \frac{(u)(\pi u)_{i+1/2,\,j} - (u)(\pi u)_{i-1/2,\,j}}{\Delta}$$

où $u_{i+1/2,j} = \frac{1}{2}[u_{i,j} + u_{i+1,\,j}]$ (x)

$u_{i-1/2,j} = \frac{1}{2}[u_{i-1,j} + u_{i,j}]$ (x)

et $(\pi u)_{i+1/2,j} = \frac{1}{2}[\overline{\pi u}_{i+1/2,j+1/2} + \overline{\pi u}_{i+1/2,j-1/2}]$

(X) (■)



similaire en i-1/2, j

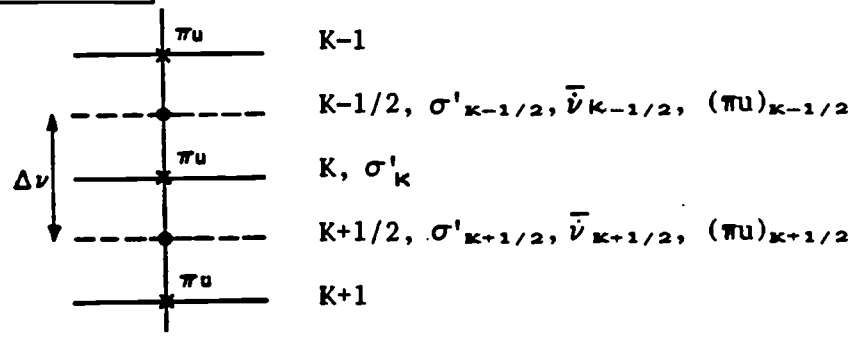
. la vitesse d'advection (πu) fait intervenir six points

2) Pour le terme analogue en v, la discrétisation est de même type, sur les indices j pour la vitesse d'advection πv.

$$\boxed{\frac{\partial \pi u v}{\partial x}} = \frac{\partial u(\pi v)}{\partial x} = \frac{1}{\Delta}[u_{i,j+1/2}\cdot(\pi v)_{i,j+1/2} - u_{i,j-1/2}\cdot(\pi v)_{i,j-1/2}]$$

(+) (+)

3) $$\boxed{\frac{1}{\sigma'}\frac{\partial}{\partial \nu}(\sigma'\pi u\dot{\nu})} = \frac{1}{\sigma' k}\left[\frac{(\sigma'\pi u\dot{\nu})_{k+1/2} - (\sigma'\pi u\dot{\nu})_{k-1/2}}{\Delta\nu}\right]$$



- Les dérivées de la fonction $\sigma(\nu)$ peuvent être calculées de façon exacte sur la grille verticale définie aux niveaux intermédiaire.

- πu est interpolé linéairement entre deux niveaux pour être défini sur la grille verticale intermédiaire.

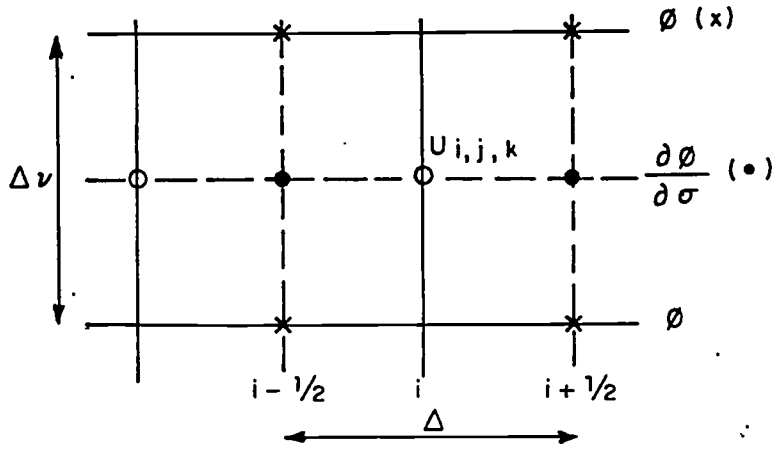
- La vitesse $\dot{\nu}$ subit une interpolation horizontale pour passer de la grille scalaire à la grille dynamique, la localisation verticale est immédiate puisque les termes $\dot{\nu}$ sont définis aux niveaux intermédiaires.

4) $$\boxed{\pi \frac{\partial \phi}{\partial x}} = \overline{\pi}_{i-1/2,j-1/2} \frac{1}{\Delta} [\phi_{i,j-1/2,k+1/2} - \phi_{i-1,j-1/2,k+1/2}]$$

$\overline{\pi}$ est obtenu par interpolation sur les 4 points environnants (passage grille scalaire - grille dynamique)

ϕ est interpolée verticalement, linéairement en σ

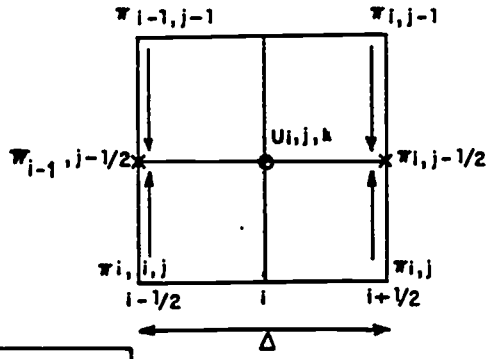
5) $$\boxed{\sigma \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \frac{\partial \pi}{\partial x}} = \sigma_k \left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right)_{i-1/2,j-1/2,k} \left(\frac{\partial \pi}{\partial x}\right)_{i-1/2,j-1/2}$$



et similaire plan j, K

- Pour définir $\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}$ au même lieu que U,

on calcule $\left(\frac{\partial \phi}{\partial \sigma}\right)_{i-1/2,j-1/2,k}$ sur les 4 points (.) voisins.



$$\frac{\partial \pi}{\partial x} = \frac{\pi_{i,j-1/2} - \pi_{i-1,j-1/2}}{\Delta}$$

6) $$\boxed{A \frac{\partial}{\partial \nu} \left(AK_m \frac{\partial \pi u}{\partial \nu}\right)} = A_{i,j,k} \frac{1}{\Delta \nu} \left[\left(AK_m \frac{\partial \pi u}{\partial \nu}\right)_{i,j,k+1/2} - \left(AK_m \frac{\partial \pi u}{\partial \nu}\right)_{i,j,k-1/2}\right]$$

Le terme $A = \frac{-gP}{RT\pi\sigma'}$ qui intervient en dehors de la dérivée verticale

est déterminé à partir de

$$\sigma'_k$$

$$P = \sigma_k \cdot + \frac{P_T}{\pi_{i-1/2,\, j-1/2}}$$

$\pi_{i-1/2,\, j-1/2}$
$T_{i-1/2,\, j-1/2,\, k}$ } définis sur les 4 points voisins

- A l'intérieur de la dérivée en νA est calculé aux niveaux k + 1/2 et k - 1/2 de la même façon, où $T_{i-1/2,\, j-1/2,\, k}$ est interpolée verticalement $T_{i-1/2,\, j-1/2,\, k+1/2} = 1/2\ [T_{i-1/2,\, j-1/2,\, k+1} - T_{i-1/2,\, j-1/2,\, k}]$...

- Les coefficients de diffusivité K_z sont directement calculés aux niveaux "$_{k+1/2}$" par le modèle.

- La dérivée verticale $(\frac{\partial \pi u}{\partial \nu})_{i,j,k+1/2} = \frac{1}{\Delta \nu}\ [(\pi u)_{i,j,k+1} - (\pi u)_{i,j,k}]$

est calculée avec des valeurs au temps n - 1 de πu (termes de diffusion).

7) $$K_H \left(\frac{\partial^2 \pi u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \pi v}{\partial y^2}\right) \quad \text{où } K_H = cte = K_D \frac{\Delta^2}{\Delta t^2}$$

$$\frac{\partial^2 \pi u}{\partial x^2} = \frac{1}{\Delta^2}\ [(\pi u)_{i+1,j,k+1} - 2(\pi u)_{i,j,k} + (\pi u)_{i-1,j,k}]$$

Les termes πu sont pris au temps n - 1 pour assurer la stabilité du schéma Leap-frog.

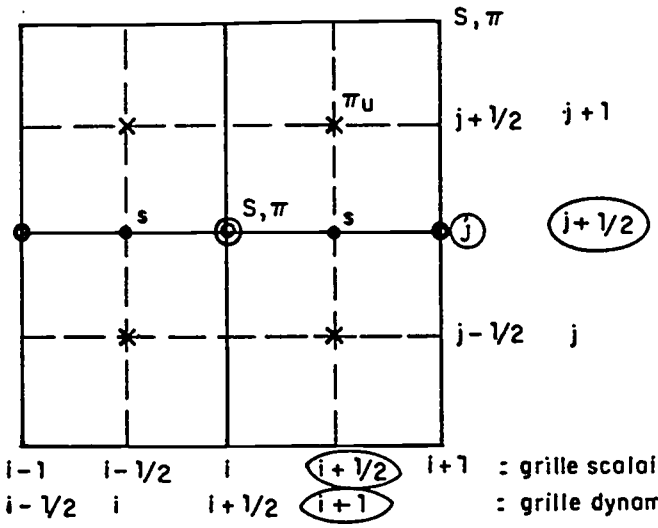
La discrétisation de l'équation de Navier-Stokes en v est analogue et ne sera pas détaillée.

B) THERMIQUE ET EAU

$S = \pi s$
$W = \pi w$

La discrétisation adoptée, si on considère l'analogie totale entre ces deux équations, est la même pour chacun des cas.

1) $$\frac{\partial \pi s u}{\partial x} = \frac{\partial s(\pi u)}{\partial x} = \frac{1}{\Delta}\ [s_{i+1/2,j}\ (\pi u)_{i+1,j+1/2} - s_{i-1/2,j}\ (\pi u)_{i,j+1/2}]_k$$



$$s_{i+1/2,j} = 1/2\ (s_{i,j} + s_{i+1,j})$$

$$(\pi u)_{i+1,j+1/2} = 1/2[(\pi u)_{i+1,j+1} + (\pi u)_{i+1,j}]$$

2) $\boxed{\dfrac{\partial \pi s v}{\partial y}}$ analogue au terme précédent

3) $$\boxed{\frac{1}{\sigma'}\frac{\partial}{\partial \nu}(\sigma' \pi s \dot{\nu})} = \frac{1}{\sigma' k}\frac{1}{\Delta \nu}[(\sigma' \pi s \dot{\nu})_{k+1/2} - (\sigma' \pi s \dot{\nu})_{k-1/2}]$$

$\sigma' k + 1/2$ est calculée directement analytiquement
$\dot{\nu}\ k + 1/2$ est localisée aux bons niveaux, horizontalement et veticalement
$(\pi s)_{k+1/2} = 1/2\ ((\pi s)_{i,j,k+1} + (\pi s)_{i,j,k})$

4) $$\boxed{A \frac{\partial}{\partial \nu}(AK_{\sigma\sigma} \frac{\partial \pi s}{\partial \nu})} = A_{i,j,k} \frac{1}{\Delta \nu}[(AK_{\sigma\sigma} \frac{\partial \pi s}{\partial \nu})_{i,j,k+1/2} - (AK_{\sigma\sigma} \frac{\partial \pi s}{\partial \nu})_{i,j,k-1/2}$$

$$A_{i,j,k} = -g \frac{P_{i,j,k}}{R\ T_{i,j,k}\ \pi_{i,j}\ \sigma'_{k+1}}$$

$$(AK_{\sigma\sigma} \frac{\partial \pi s}{\partial \nu})_{i,j,k+1/2} = A_{i,j,k+1/2}\ K_{\sigma\sigma i,j,k+1/2}\ (\frac{\partial \pi s}{\partial \nu})_{i,j,k+1/2}$$

$A_{i,j,k+1/2}$ calculé sur $\sigma'_{k+1/2}$, $T_{i,j,k+1/2}$ (interpolation verticale)
$\pi_{i,j}$

$K_{\sigma\sigma}$ est directement déterminé aux niveaux k + 1/2

$$(\frac{\partial \pi s}{\partial \nu})_{i,j,k+1/2} = \frac{1}{\Delta \nu}[(\pi s)_{i,j,k+1} - (\pi s)_{i,j,k}]$$

π et s étant définies sur les mêmes verticales, $(\pi s)_{i,j,k} = \pi_{i,j}.\ s_{i,j,k}$.

Remarque : Dans le cas où on tient compte dans l'expression du flux vertical d'entropie d'un terme à contre-gradient il faut écrire ce terme :

$$A \frac{\partial}{\partial \nu}(A\ K_{\sigma\sigma} \frac{\partial \pi s}{\partial \nu} - K_{\sigma\sigma} \gamma_{\pi}(\nu))$$

II - CAS DE L'EQUATION POUR L'ENERGIE CINETIQUE

L'équation à discrétiser est, si $E = \pi\bar{e}$ (π et $\bar{e}$ sont définies sur la même verticale).

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x}(E.u)}_{1} \underbrace{-\frac{\partial}{\partial y}(E.v)}_{2} \underbrace{-\frac{1}{\sigma'}\frac{\partial}{\partial \nu}(\sigma' E \dot{\nu})}_{3}$$

$$+ \underbrace{A\frac{\partial}{\partial \nu}(A\,Ke\frac{\partial E}{\partial \nu})}_{4} + \pi Ku\,[\underbrace{(A\frac{\partial}{\partial \nu}u)^2 + (A\frac{\partial}{\partial \nu}v)^3}_{5}]$$

$$- \beta\pi K_\theta . (A\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial v} - \gamma\theta) - \underbrace{\pi C_\xi \frac{\bar{e}^{3/2}}{L_\xi}}_{7}$$

La localisation de la variable E est celle de $\emptyset$ sur le maillage Hermès.

1) $$\boxed{\frac{\partial \pi eu}{\partial x}} = \frac{1}{\Delta}\left[e_{i+1/2,j,k}\,(\pi u)_{i+1,j+1/2,\,k-1/2} - e_{i-1/2,j}\,(\pi u)_{i,j+1/2,k-1/2}\right]$$

où $e_{i+1/2,j} = 1/2\,(e_{i,j} + e_{i+1,j})$

(πu) subit d'une part une redistribution spatiale

$(\pi u)_{i+1,j+1/2} = 1/2\,[(\pi u)_{i+1,j+1} + (\pi u)_{i+1,j}]$

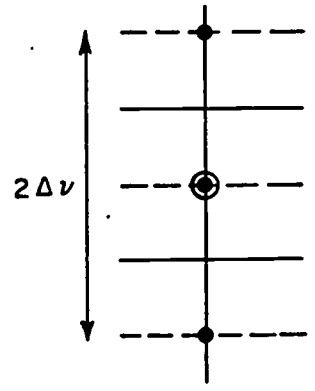
d'autre part une interpolation verticale

$(\pi u)_{k-1/2} = 1/2\,[(\pi u)_{k-1} + (\pi u)_k]$

Ce dernier point distinguant cette discrétisation de celle utilisée pour l'équation thermique.

2) $\boxed{\frac{\partial \pi ev}{\partial y}}$ discrétisation similaire

3) $$\boxed{\frac{1}{\sigma'}\frac{\partial}{\partial \nu}(\sigma' \pi e \dot{\nu})} = \frac{1}{\sigma'_k}\frac{1}{\Delta\nu}\left[(\sigma' \pi e \dot{\nu})_{k+1/2} - (\sigma' \pi e \dot{\nu})_{k-1/2}\right]$$



e, $\dot{\nu}$. : k - 1

k-1/2 - T : k-1

e, $\dot{\nu}$: k

k + 1/2 - T : k

e, $\dot{\nu}$: k + 1

La discrétisation verticale demande la donnée des termes $\pi e, \dot{\nu}$ aux mêmes niveaux que u, v..., là où ils se sont pas définis.
Ces termes subissent donc une interpolation verticale.

4) $$\boxed{A \frac{\partial}{\partial \nu}\left(AKe \frac{\partial E}{\partial \nu}\right)} = A_{i,j,k} \frac{1}{\Delta \nu}\left[\left(A\, Ke \frac{\partial \pi e}{\partial \nu}\right)_{i,j,k+1/2} - \left(AKe \frac{\partial \pi e}{\partial \nu}\right)_{i,j,k-1}\right.$$

$$A_{i,j,k} = - g \frac{P_{i,j,k-1/2}}{R\, T_{i,j,k-1/2} \cdot \pi_{i,j} \cdot \sigma'_{k-1/2}}$$

$$P_{i,j,k-1/2} = \sigma_{k-1/2} + \frac{P_T}{\pi_{i,j}}$$

T est interpolée verticalement $\frac{1}{2}\,(T_{i,j,k} + T_{i,j,k-1})$

$$A_{i,j,k+1/2} = - g \frac{P_{i,j,k}}{R\, T_{i,j,k}\, \pi_{i,j}\, \sigma'_k}$$

$$A_{i,j,k-1/2} = - g \frac{P_{i,j,k-1}}{R\, T_{i,j,k-1}\, \pi_{i,j}\, \sigma'_{k-1}}$$

sont calculées sans aucune interpolation.

- Les diffusivités Ke sont définies en K+1/2 et K-1/2 en interpolant à partir de $Ke = \alpha\, e\, ku$ où les ku sont définies aux niveaux h (niveaux de $\bar{e}$).

$$\left(\frac{\partial \pi e}{\partial \nu}\right)_{i,j,k+1/2} = \frac{1}{\Delta \nu}\left[(\pi e)_{k+1} - (\pi e)_k\right]$$

5) $$\boxed{Ku\left[\left(A \frac{\partial}{\partial \nu} u\right)^2 + \left(A \frac{\partial}{\partial \nu} v\right)^2\right]}$$

$$A \frac{\partial}{\partial \nu} u = A_{i,j,k} \frac{1}{\Delta \nu}\left[\bar{U}_{i,j,k} - \bar{U}_{i,j,k-1}\right]$$

$$A = - g \frac{P_{i,j,k-1}}{R.T_{i,j,k-1/2} \cdot \pi_{i,j} \cdot \sigma'_{k-1/2}}$$

$$\bar{U}_{i,j,k} = \frac{1}{4}\left(U_{i,j,k} + U_{i,j+1,k} + U_{i+1,j,k} + U_{i+1,j+1,k}\right)$$

6) $$\boxed{-\beta K_\theta \left(A \frac{\partial \theta}{\partial \nu} - \gamma_\theta\right)}$$

$$A \frac{\partial \theta}{\partial \nu} = A_{i,j,k} \frac{1}{\Delta \nu} \left[\theta i,j,k - \theta i,j,k-1\right]$$

γ_θ Le contre gradient de température potentielle est défini sur la même grille verticale que $\bar{e}$.

7) $$\boxed{C_\xi \frac{\bar{e}^{3/2}}{L_\xi}} = \frac{C_\xi}{L_{\xi i,j,k}} (\bar{e}_{i,j,k})^{3/2}$$

La longueur caractéristique de dissipation est évaluée sur la même grille verticale que $\bar{e}$.

III - INTEGRATION DE LA CONTINUITE

Tendance de pression sol

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = -\int_0^1 \left[\frac{\partial \pi u}{\partial x} + \frac{\partial \pi v}{\partial y}\right] d\sigma = -I_1$$

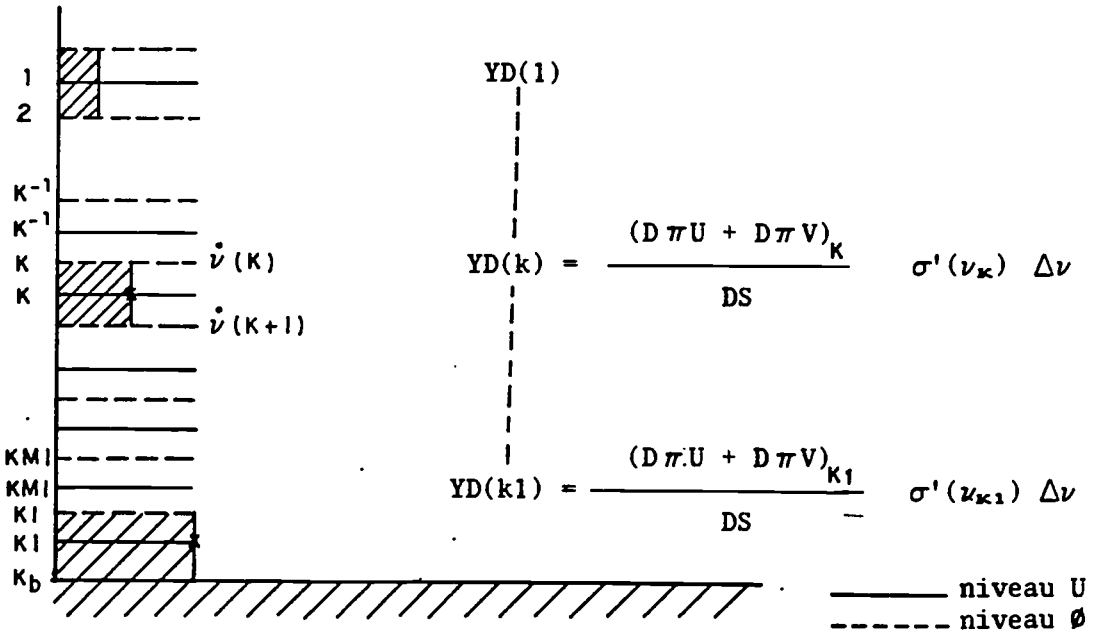
Vitesse verticale

$$\dot{\nu} = -\frac{1}{\pi}\frac{1}{\sigma'(\nu)}\left[-\sigma(\nu)\, I_1 + I(\nu)\right]$$

où $$I(\nu) = \int_0^{\sigma(\nu)} \left[\frac{\partial \pi u}{\partial x} + \frac{\partial \pi v}{\partial y}\right] d\sigma$$

Les intégrales $I(\nu)$ sont obtenues par dicrétisation sur la grille verticale.

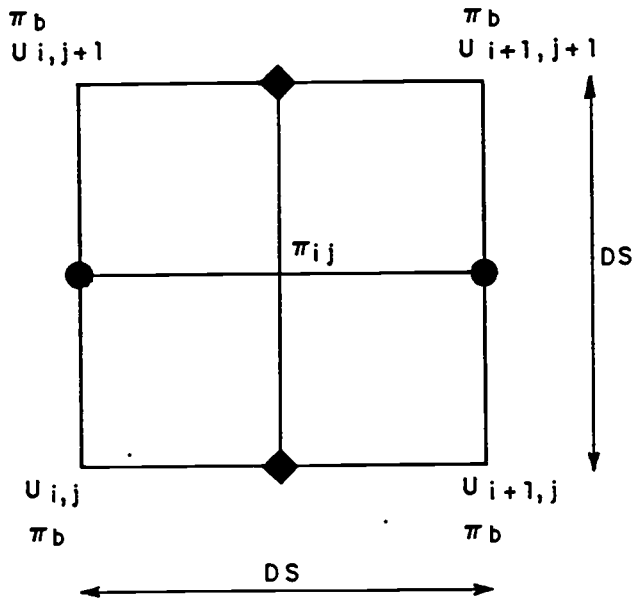
$\dot{\nu}$ est situé aux niveaux ∅, il s'agit donc des $\sigma(\nu)$ définis en ces niveaux, $\sigma'(\nu)$ est ainsi aux niveaux u, v.



$$I_1 = \sum_1^{K_1} YD(K)$$

$$I(\nu_K) = \sum_1^{K-1} YD(K)$$

Les gradients horizontaux des termes πu, πv sont discrétisés sur les quatres noeuds dynamiques qui entourent le point courant (I,JJ) en π .



$$\blacklozenge \frac{1}{2DS} \left\{ [(\pi_b U)_{i+1,\,j+1} - (\pi_b U)_{i,j+1}] + [(\pi_b U)_{i+1,j} - (\pi_b U)_{i,j}] \right\}$$

$$\bullet \frac{1}{2DS} \left\{ [(\pi_b V)_{i+1,\,j+1} - (\pi_b V)_{i+1,j}] + [(\pi_b V)_{i,j+1} - (\pi_b V)_{i,j}] \right\}$$

La grille dynamique (IB x JB) entourant la grille thermique (I1 xJ1) il est possible d'effectuer cette discrétisation en tout point du maillage.

ANNEXE 3

Couche de surface :

Forme des équations en za/L traitées par la paramétrisation de la couche de surface.

Fonctions universelles de Businger-Dyer

Equation générale $\boxed{x = \beta\ za\ \frac{\Delta\theta}{Ua^2}\ \frac{\Delta f^2(x)}{\Delta g(x)}}$ où $x = \frac{za}{L}$

$$\underline{1/\ x \leq 1} \qquad x = \beta\ za\ \frac{\Delta\theta}{Ua^2}\ \frac{(\text{Ln } za/zo + D_2\ za/L)^2}{D_1\ \text{Ln } za/zo + D_2\ za/L}$$

$$\underline{2/\ x \geq 1} \qquad x = \beta\ za\ \frac{\Delta\theta}{Ua^2}\ \frac{[\text{Ln } za/zo + D_2\ (\text{Ln } za/L + 1)]^2}{[D_1\ \text{Ln } za/zo + D_2\ (\text{Ln } za/L + 1) + (1-D_1)\ \text{Ln } za/L]}$$

La première équation est une équation du second degré en x qui a une solution positive en x inférieure à 1 si

$$\beta\ za\ \frac{\Delta\theta}{\Delta u^2} \leq \frac{D_1\ \text{Ln } za/zo + D_2}{(\text{Ln } za/zo + D_2)^2}$$

La seconde équation n'a pas de solution analytique simple, on a recours à un calcul itératif pour déterminer x.

$$\underline{3/\ x \leq 0}$$

$$x = \beta\ za\ \frac{\Delta\theta}{Ua^2}\ \frac{\text{Ln } za/zo + \text{Ln}\left[\frac{(A_o^2 + 1)\ (A_o + 1)^2}{(A^2 + 1)\ (A + 1)^2}\right] + 2\text{arctg}A - 2\text{arctg}A_o}{D_1\left[\text{Ln } za/zo + \text{Ln}\ \frac{(B_o^2 + 1)^2}{(B^2 + 1)^2}\right]}$$

$A_o = (1 - D_3\ zo/L)^{1/4}$
$A = (1 - D_3\ x)^{1/4}$
$B_o = (1 - D_5\ zo/L)^{1/4}$
$B = (1 - D_5\ x)^{1/4}$

Cette équation est également traitée de manière itérative.

ANNEXE 4

Détermination de Ustar, vitesse de frottement à partir du flux de chaleur sensible

Le problème posé dans ce cas est, connaissant H_s soit par des mesures, soit par des lois horaires prescrites, comment déterminer la valeur de la vitesse de frottement, dans le cadre de la description de la couche de surface.

Couche de surface complète :

Entrées	Sorties
$\theta s - \theta a$	H_s
Ua	U_*
za, zo	

Détermination de Ustar :

Entrées	Sorties
Ua	U_*
H_s	
za, zo	

Changement de variable $za/L = - \beta\kappa H_s \, za/U_*^3$ k: constante de Von Karmann

$$U_* = \frac{k \, Ua}{\Delta f \, (za/L)}$$

$$H_s = - \frac{k \, U_* \Delta\theta}{\Delta g \, (za/L)}$$

1 équation :

soit $$U_* = \frac{k \, Ua}{\Delta f \, (za/L)} \qquad (1)$$

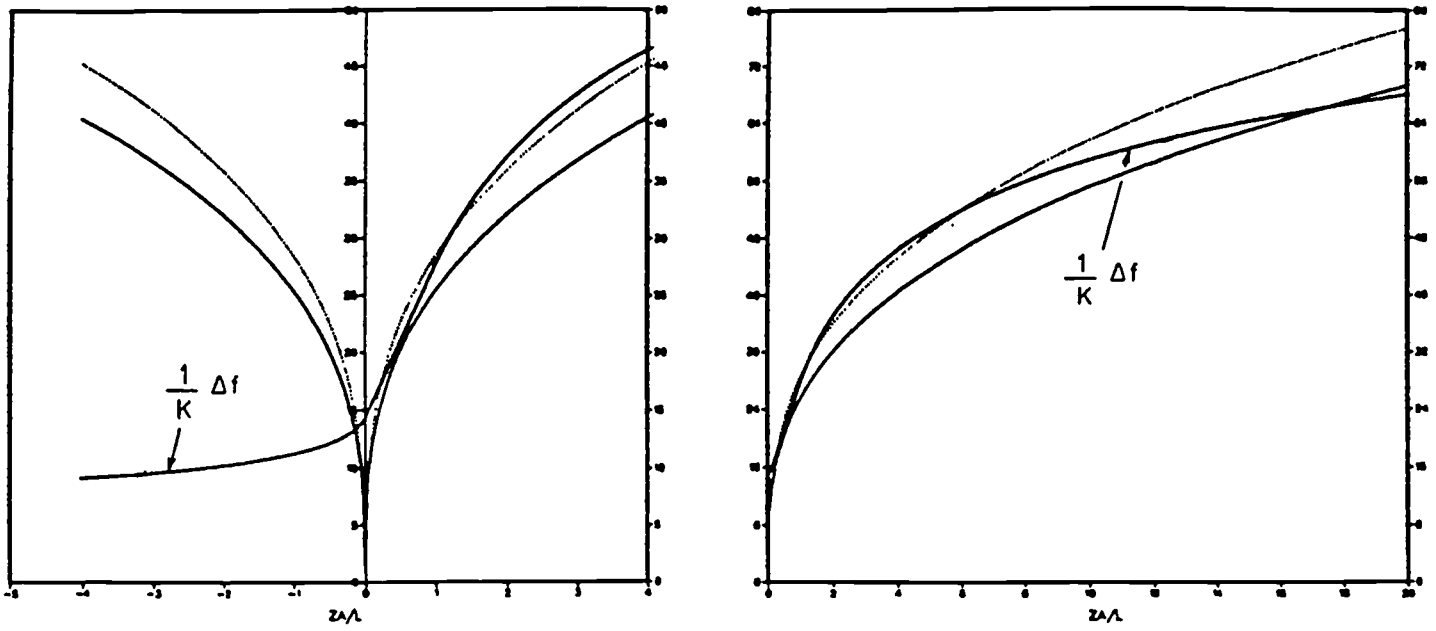
soit $$U_* = - H_s \cdot \frac{\Delta g \, (za/L)}{k\Delta\theta} \qquad (2)$$

Nous choisissons de retenir (1) pour fermer le problème en U_*.
A ce stade on peut résoudre le système soit en U_*, soit en $x = za/L$.

$$U_* = \left(- \frac{\beta \, k \, za H_s}{x}\right)^{1/3}$$

(1) se transforme en $1/k \; \Delta f = B \, |x|^{1/3}$ où $B = \dfrac{+ Ua}{(\beta \, k \, za \, |H_s|)^{1/3}}$

Ainsi formulée, la solution peut être visualisée par l'intersection des courbes $y = B \, |x|^{1/3}$ et $y = 1/k \; \Delta f(x)$, dans le cadre des fonctions de Businger-Dyer, modifiées en forte stabilité.



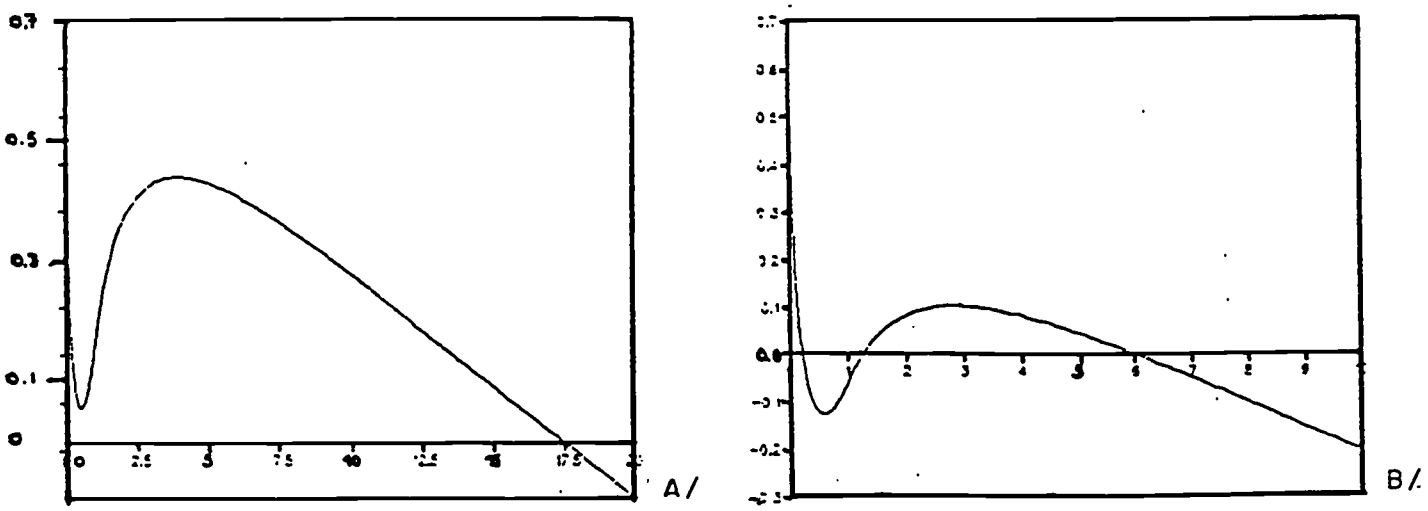
$-4 < x < 4$ $\qquad$ $0 < x < 20$

..... Cas B : Abs (HS) = 10^{-2} ____ Cas A : Abs (HS) = 1.410^{-2}

Figures 1 et 2

Dans le domaine instable, une solution réelle existe toujours.
Dans le domaine stable, plusieurs cas de figure se présentent.

Les courbes suivantes ont été réalisées en traçant pour des za/L positifs, croissants, l'écart $1/k\ \Delta f(x) - B\,|x|^{1/3}$ pour 2 valeurs du flux H_s, de part et d'autre du seuil de résolution.



$u_0 = 3\,ms^{-1}$
$z_a = 10\,m$
$z_0 = 67\,mm$ $(Ln\ z_a/z_0 = 5)$

Figures 3 et 4

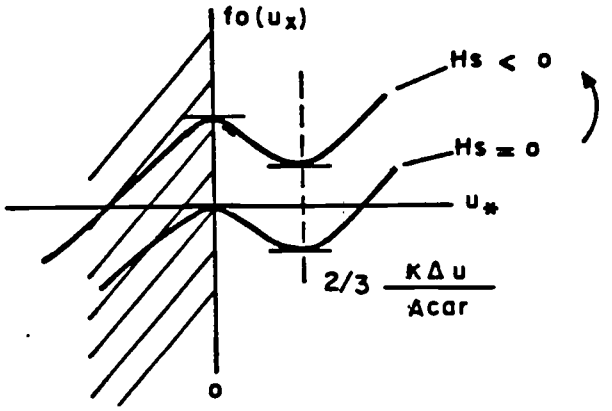
Cas A/ Hs -1410^{-2} $\qquad$ B/ Hs $=-1.010^{-2}$

Analytiquement, écrite en U* l'équation a la forme, dans le domaine stable ($H_s < \emptyset$), $U_* = \Delta U/FF\ (za/L)$, pour la fonction universelle de Businger

$$\begin{cases} FF = 1/k\ (Acar + D_2\ za - zo/L) \\ Acar = \log za/zo \end{cases}$$

$$\begin{cases} U_* \geq 0 \\ U_*3 - \dfrac{k\Delta u}{Acar}\ U_*2 - \dfrac{D_2\ \beta\ k\ za}{Acar}\ H_s = 0 \end{cases}$$

équation qui a la forme



qui n'a pas toujours de solution en $U_* > 0$

Un zéro existe si le minimum de fo est négatif ou nul, condition qui se traduit par :

$$1/\ f'o(U_*) = 0 \quad > \quad \begin{cases} U^* = 0 \\ U^* = 2/3\ \ K\Delta u/Acar \end{cases}$$

$$2/\ fo\ (2/3\ k\ \ u/Acar) \leq 0$$

ou ;

$$\boxed{\frac{-H_s}{Ua^3} < \frac{4}{27}\left(\frac{k}{Acar}\right)^2 \frac{1}{D_2\ \beta\ za}}$$

A rugosité et épaisseur de CLS fixées, on ne peut pas introduire dans le modèle n'importe quel flux de chaleur sensible négatif sous n'importe quel régime de vent, sous la condition de similitude de Monin - Obhukov.

ANNEXE 5

Simulations unidimensionnelles, comparaisons wgo - f

Evolution sur un cycle diurne du bilan sol/atmosphère et de la couche limite pour différentes teneurs en eau dans le sol initiales et différents coefficients f (ET_j/Rn_j).

(Chapitre I, (IV, 2) -)

Initialisation sur données de Nîmes, 24 juillet 1979.

(Radiosondage de 0 h)

		G = 0	G = 0
1	wgo = .3	f = 0.98	
2	wgo = 0.05	f = 0.55	
3	wgo = 0.01	f = 0.18	f = 0.20
	1ère série	2ème série	3ème série
		correspondance déterminée	

Figures

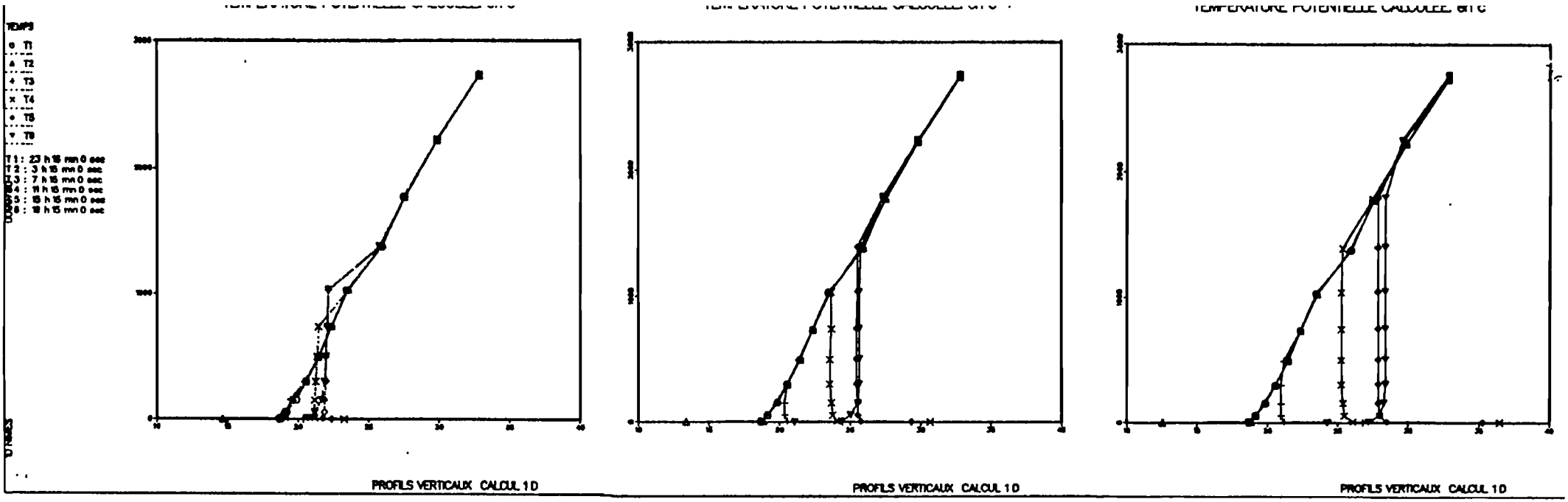
Profils : Evolutions des profils de :
- température potentielle (Kelvin)
- énergie cinétique turbulente moyenne $(ms^{-1})^2$
- teneur en eau (g/kg)
- flux de chaleur vertical ($Kms^{-1} \times 10^3$)

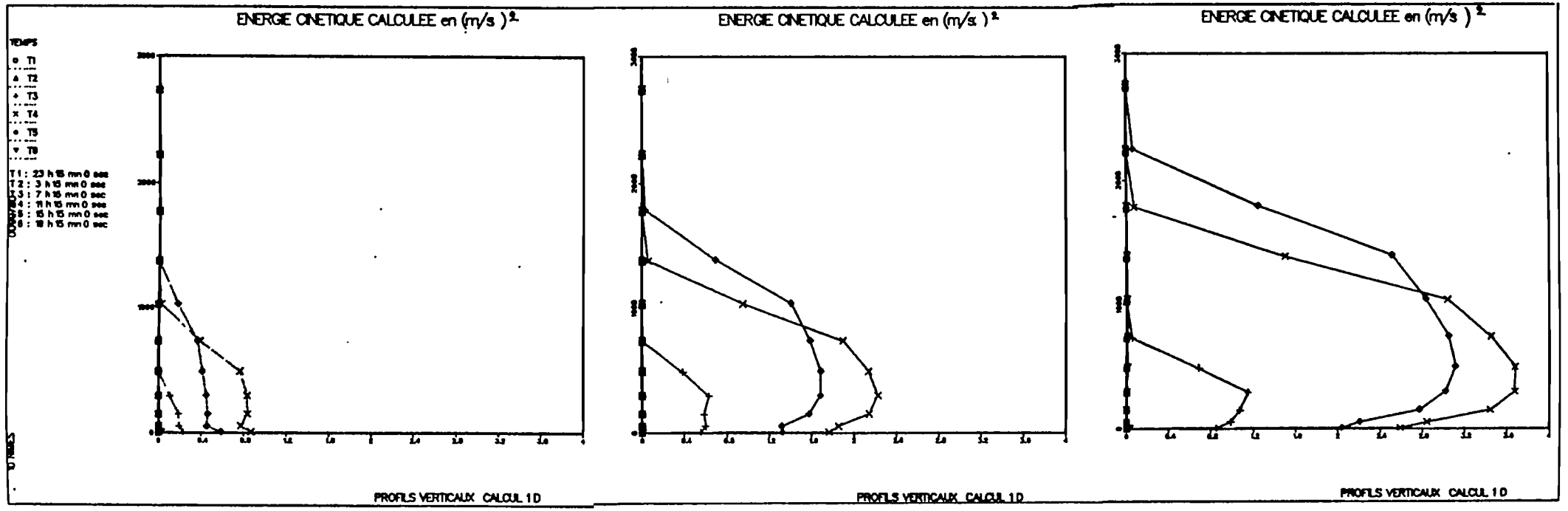
Evolution diurne :
- Bilan d'énergie au sol (Wm^{-2})
  Rnet, HS, LEv
- Températures sous-sol (T_2), sol (TKB), air (TK1) :
  (sommet CLS) (Kelvin)
- Couche limite : épaisseur (Zi : m)
  énergie cinétique maximum sur la couche
  diffusivité turbulente maximum sur la couche
- vitesse de frottement (ms^{-1}) U_*
- teneur en eau atmosphériques (kg/kg)
  sol (QB)
  sommet CLS (Q1)
- teneur en eau dans le sol : (fraction volumique)
  wg
  w_2 (sous-sol)
- flux conductif G

Remarque : Les échelles des tracés ont été homogénéisées dans la mesure du possible.
Noter néanmoins la différence d'échelle pour les graphiques de e, zi et θ pour les deux premières séries de test.

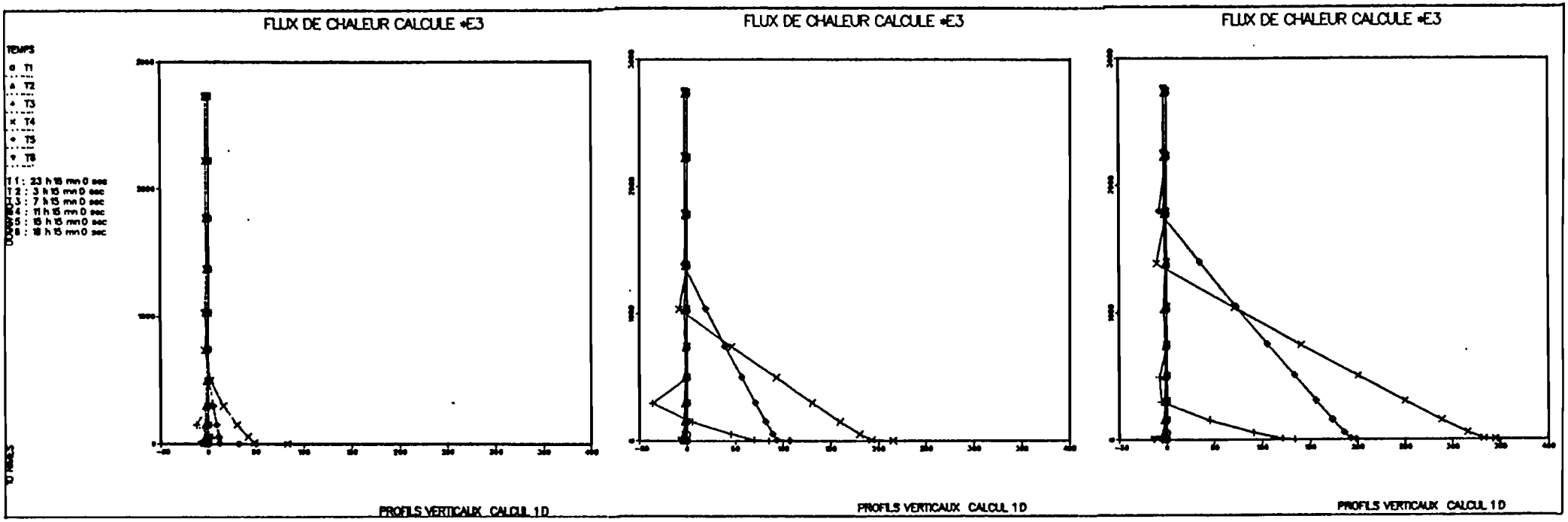
Première série : Figures 1 à 6 (W_{∞})

Deuxième série : Figures 7 à 11 (f)


TEMPS
T1
T2
T3
T4
T5
T6
T1 : 23 h 15 mn 0 sec
T2 : 3 h 15 mn 0 sec
T3 : 7 h 15 mn 0 sec
T4 : 11 h 15 mn 0 sec
T5 : 15 h 15 mn 0 sec
T6 : 19 h 15 mn 0 sec
TEMPERATURE POTENTIELLE CALCULEE en °C
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D


TEMPS
T1
T2
T3
T4
T5
T6
T1 : 23 h 15 mn 0 sec
T2 : 3 h 15 mn 0 sec
T3 : 7 h 15 mn 0 sec
T4 : 11 h 15 mn 0 sec
T5 : 15 h 15 mn 0 sec
T6 : 19 h 15 mn 0 sec
ENERGIE CINETIQUE CALCULEE en (m/s)²
ENERGIE CINETIQUE CALCULEE en (m/s)²
ENERGIE CINETIQUE CALCULEE en (m/s)²
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D

WGO = .3 .05 .01


FLUX DE CHALEUR CALCULE *E3
FLUX DE CHALEUR CALCULE *E3
FLUX DE CHALEUR CALCULE *E3
TEMPS
T1
T2
T3
T4
T5
T6
T1 : 23 h 15 mn 0 sec
T2 : 3 h 15 mn 0 sec
T3 : 7 h 15 mn 0 sec
T4 : 11 h 15 mn 0 sec
T5 : 15 h 15 mn 0 sec
T6 : 19 h 15 mn 0 sec
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D

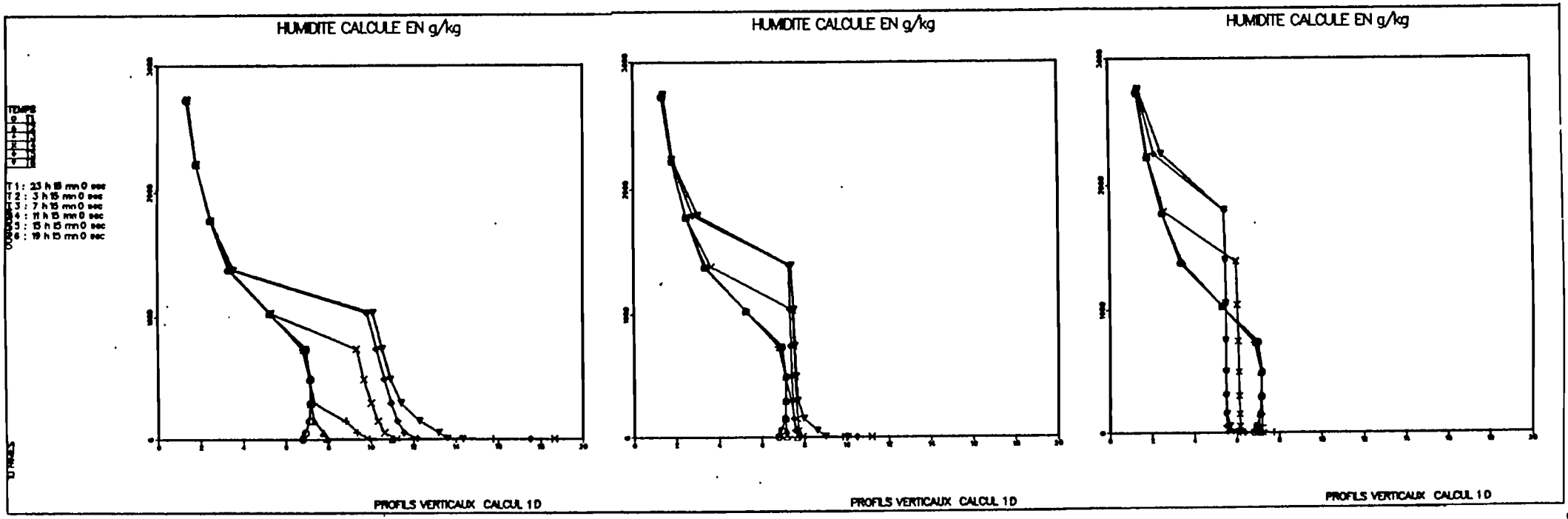

HUMIDITE CALCULE EN g/kg
HUMIDITE CALCULE EN g/kg
HUMIDITE CALCULE EN g/kg
TEMPS
T1 : 23 h 15 mn 0 sec
T2 : 3 h 15 mn 0 sec
T3 : 7 h 15 mn 0 sec
T4 : 11 h 15 mn 0 sec
T5 : 15 h 15 mn 0 sec
T6 : 19 h 15 mn 0 sec
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D

Fig. 2

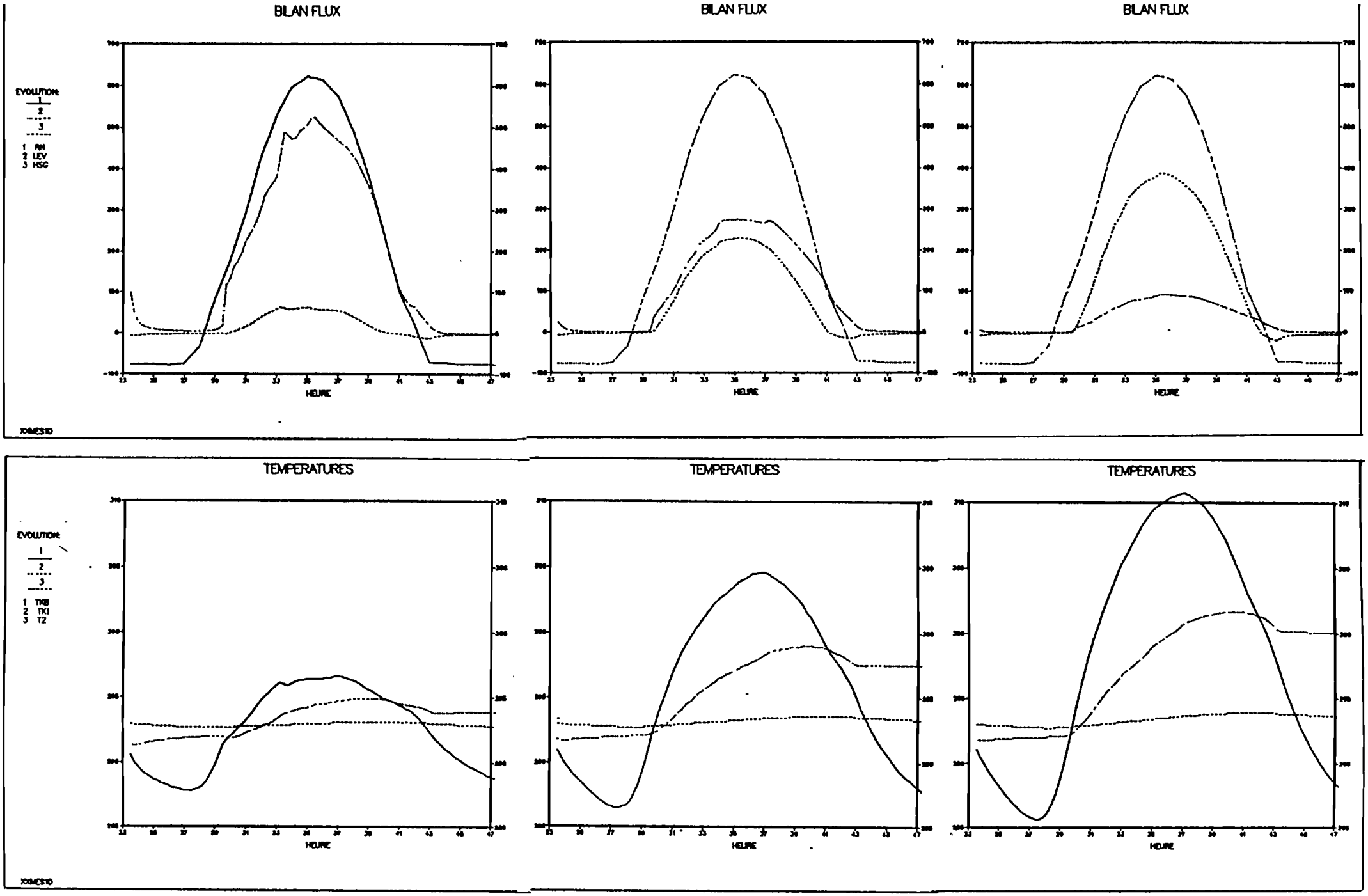
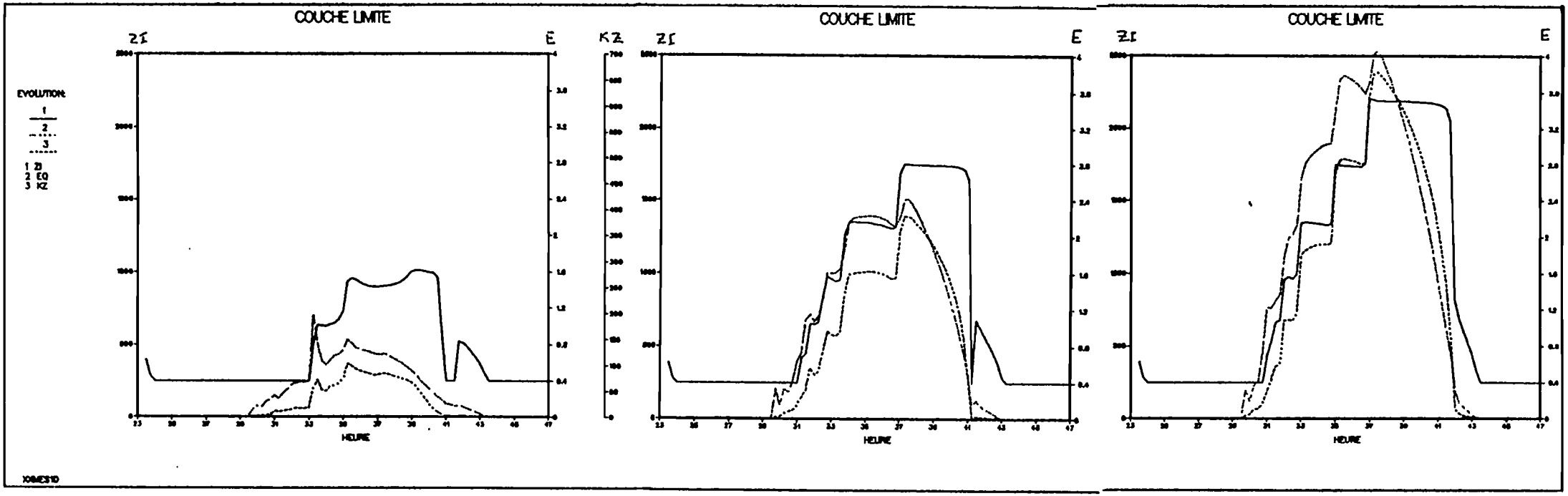

BILAN FLUX
BILAN FLUX
BILAN FLUX
EVOLUTION
1
2
3
1 RN
2 LEV
3 HSG
HEURE
HEURE
HEURE
TEMPERATURES
TEMPERATURES
TEMPERATURES
EVOLUTION
1
2
3
1 TKB
2 TKI
3 T2
HEURE
HEURE
HEURE

Fig. 3


COUCHE LIMITE
ZI
E
KZ
EVOLUTION
1
2
3
1 ZI
2 EQ
3 KZ
HEURE

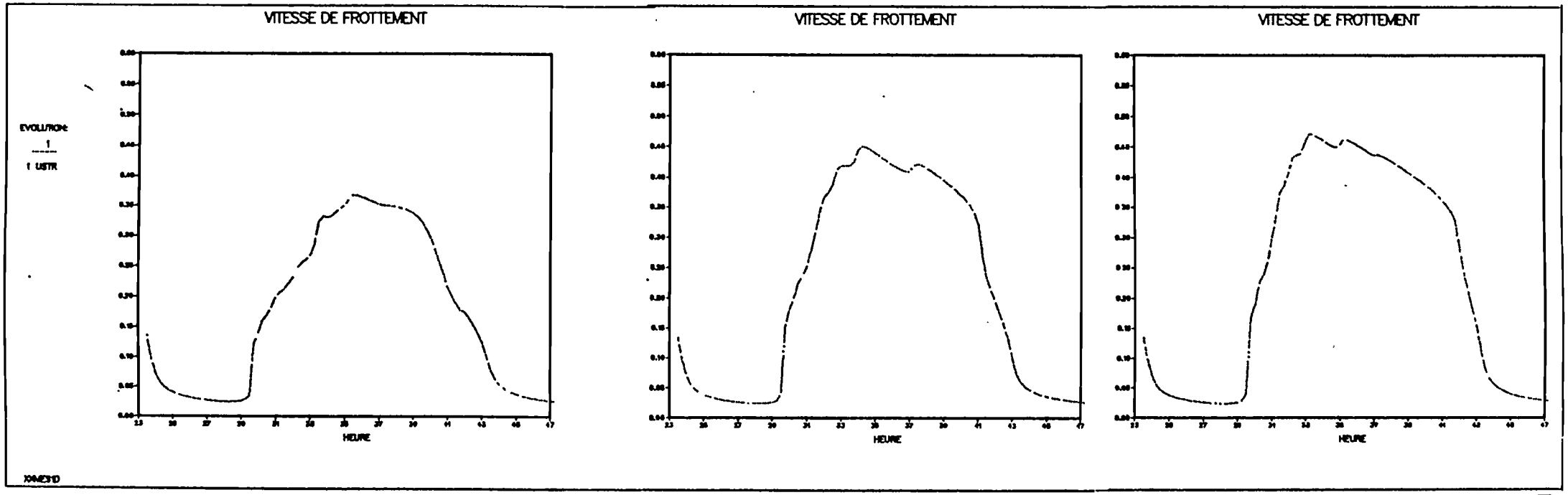
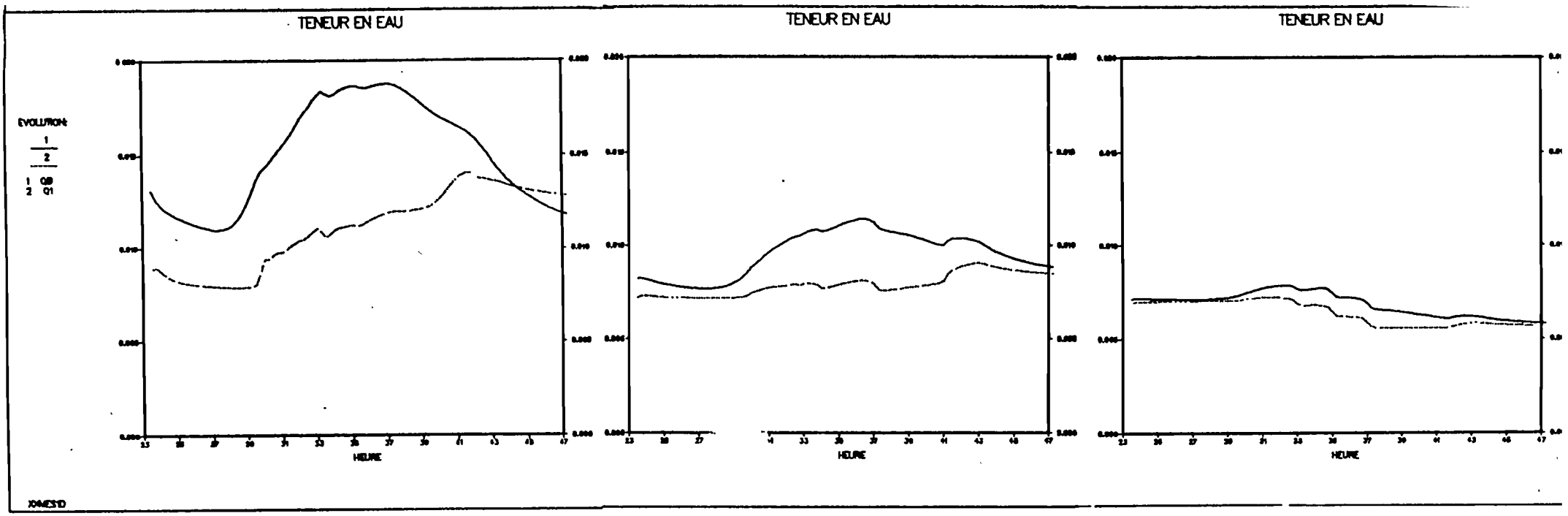

VITESSE DE FROTTEMENT
EVOLUTION
1
1 USTR
HEURE

Fig. 4


TENEUR EN EAU
TENEUR EN EAU
TENEUR EN EAU
EVOLUTION
1
2
1 Q0
2 Q1
HEURE
HEURE
HEURE
JOANES'D

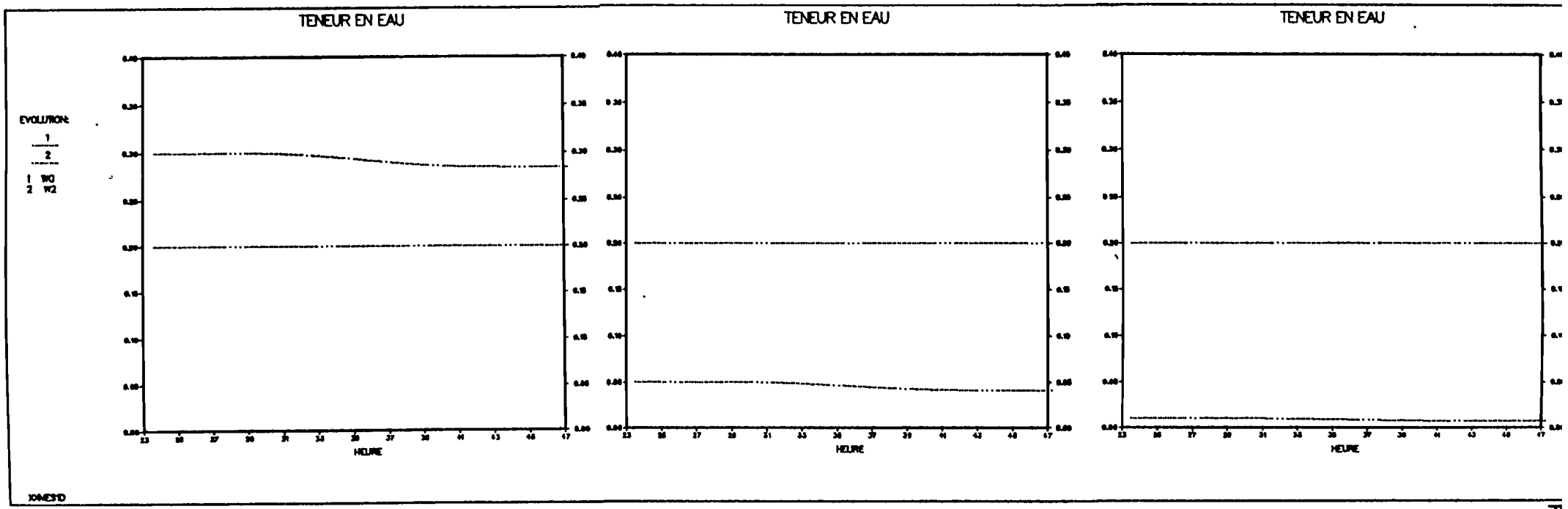

TENEUR EN EAU
TENEUR EN EAU
TENEUR EN EAU
EVOLUTION
1
2
1 W0
2 W2
HEURE
HEURE
HEURE
JOANES'D

Fig. 5.

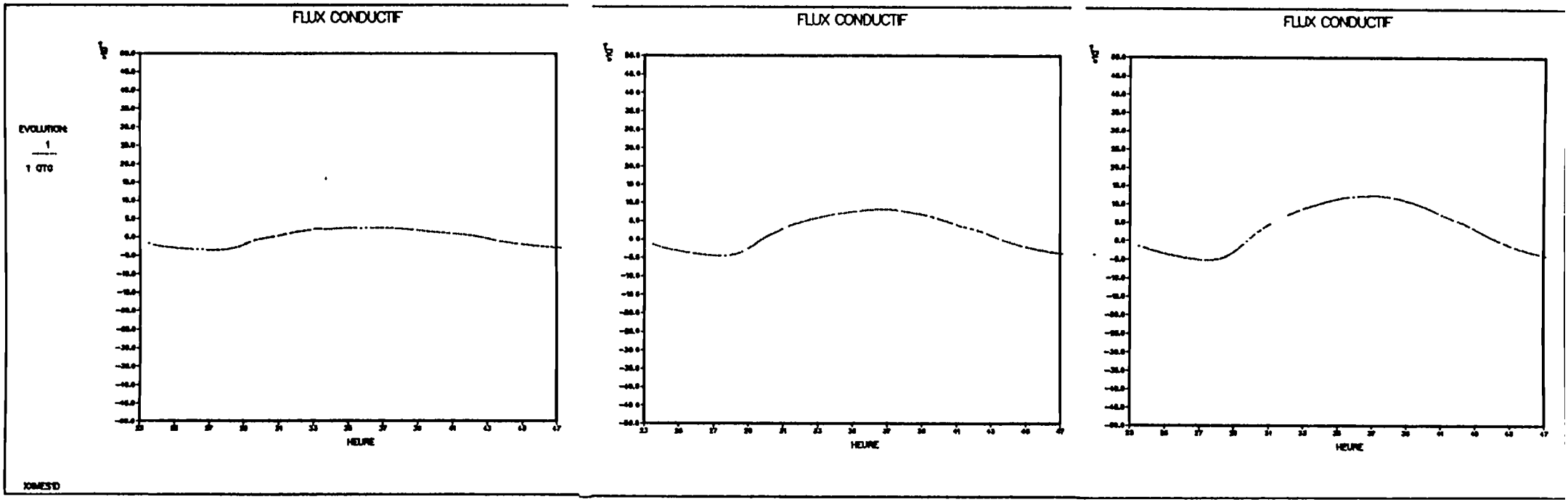
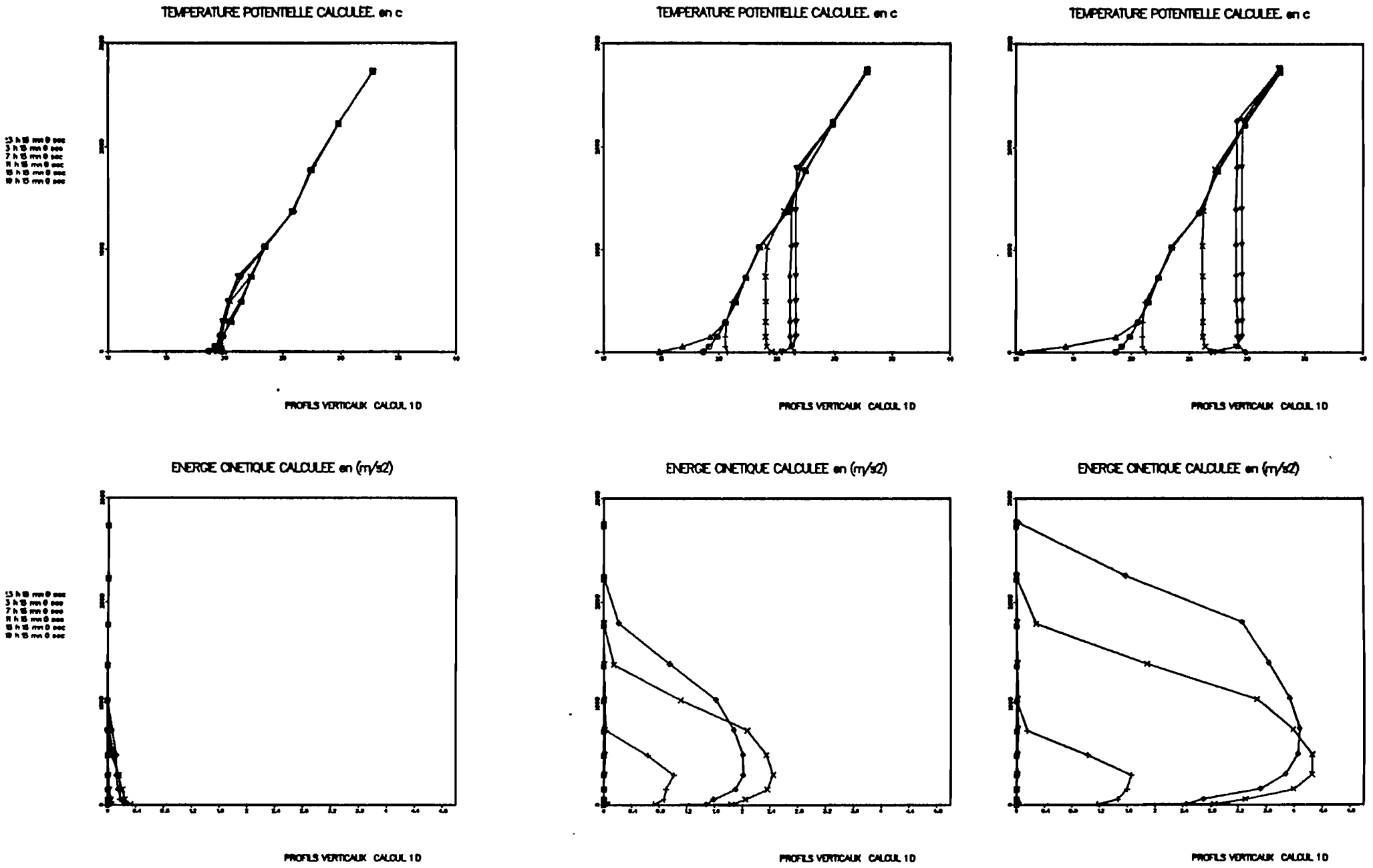

FLUX CONDUCTIF
FLUX CONDUCTIF
FLUX CONDUCTIF
EVOLUTION
1
1 QTO
HEURE
HEURE
HEURE
XGMESD

Fig. 6 3C



1 f = 0.98

2 f = 0.55

3 f = 0.18

Fig. 7

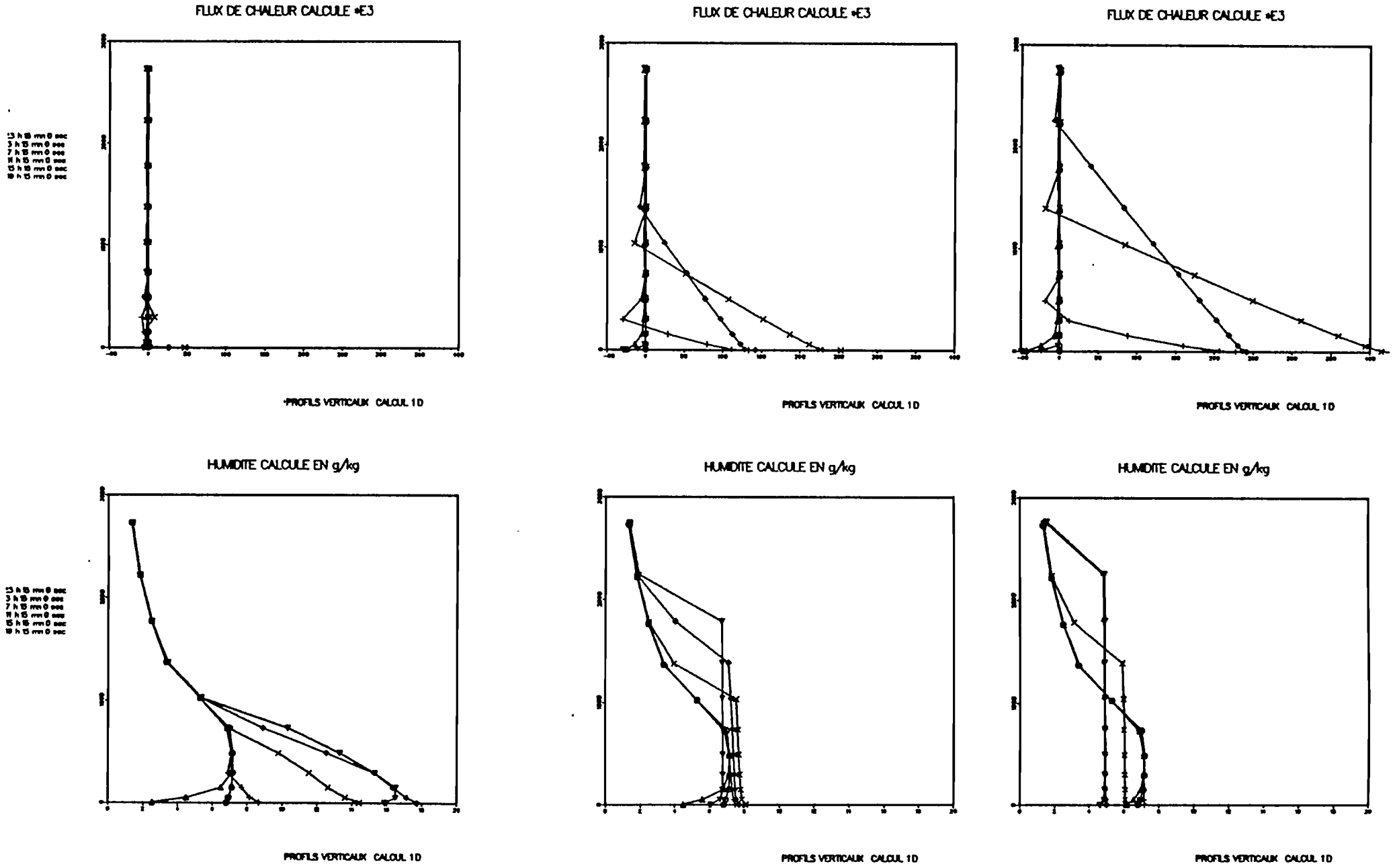
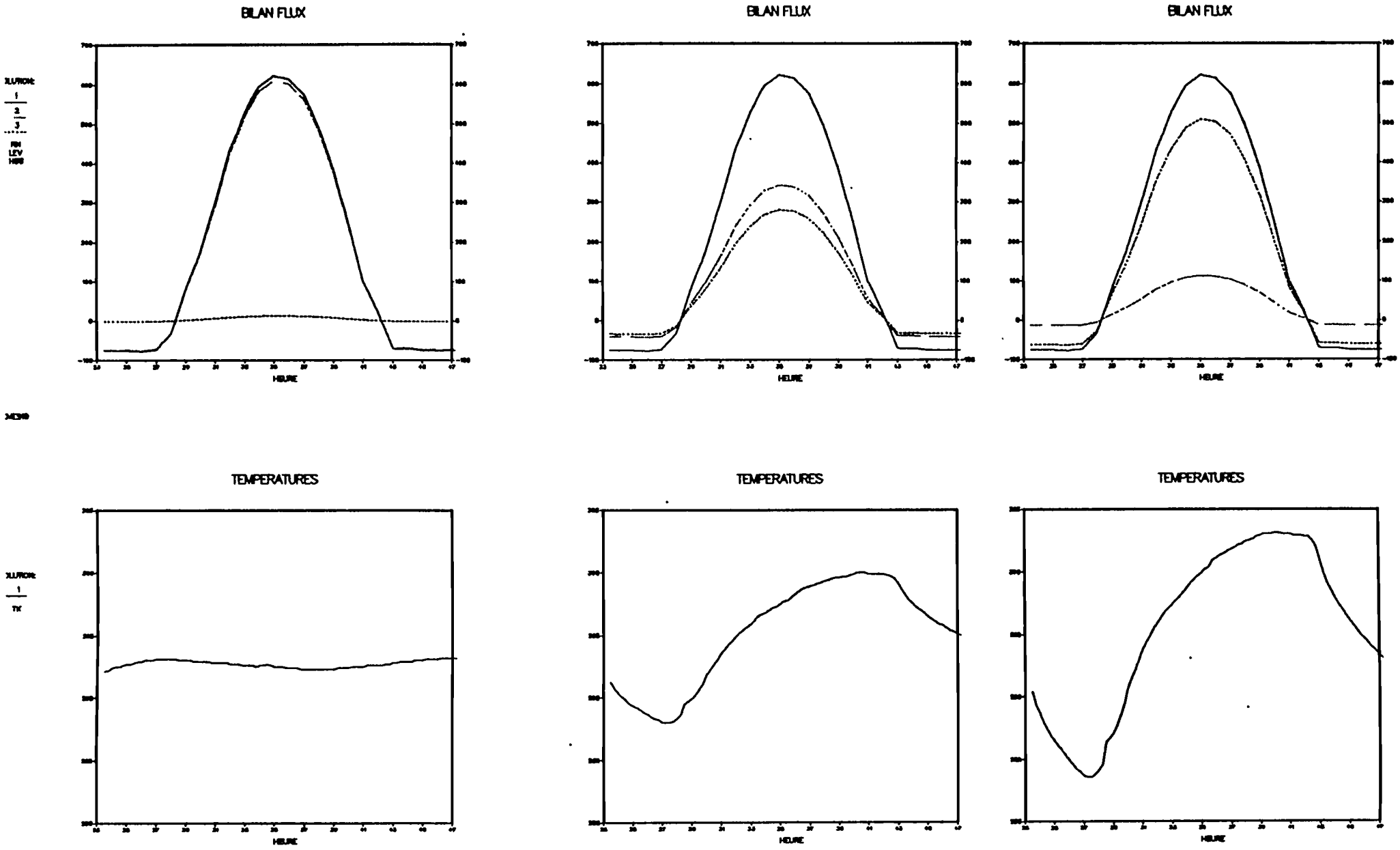

FLUX DE CHALEUR CALCULE *E3
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
FLUX DE CHALEUR CALCULE *E3
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
FLUX DE CHALEUR CALCULE *E3
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
HUMIDITE CALCULE EN g/kg
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
HUMIDITE CALCULE EN g/kg
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D
HUMIDITE CALCULE EN g/kg
PROFILS VERTICAUX CALCUL 1D

Fig. 8



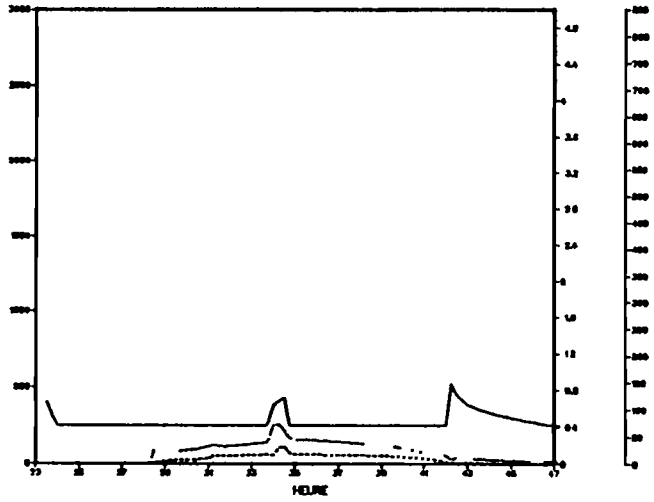
1 f = 0.98

2 f = 0.55

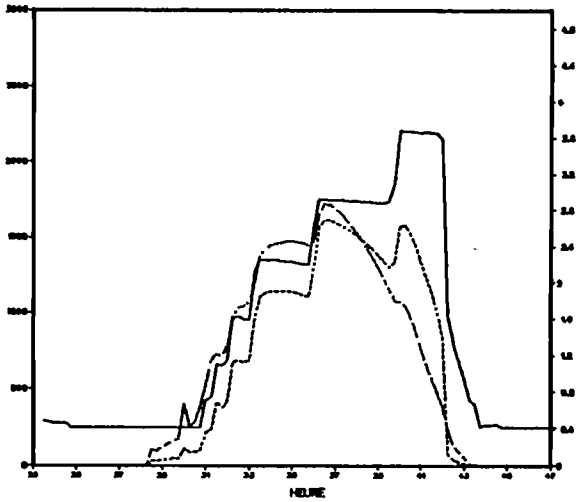
3 f = 0.18

Fig. 9

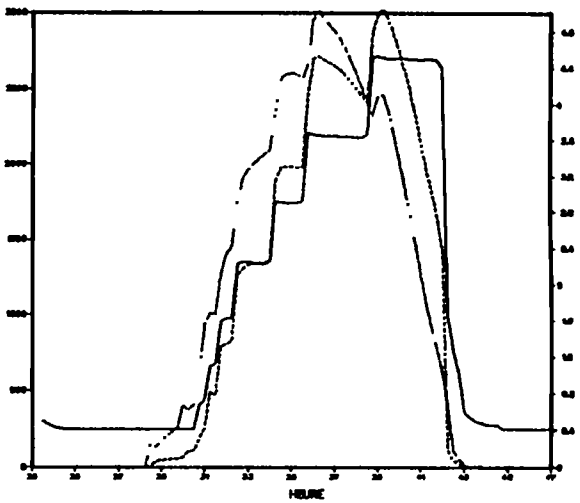
COUCHE LIMITE



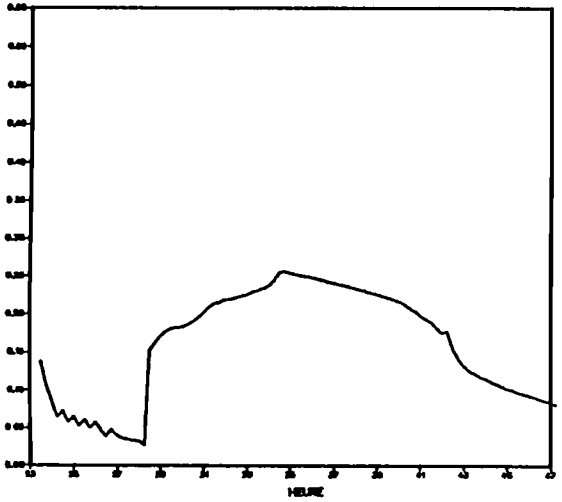
COUCHE LIMITE



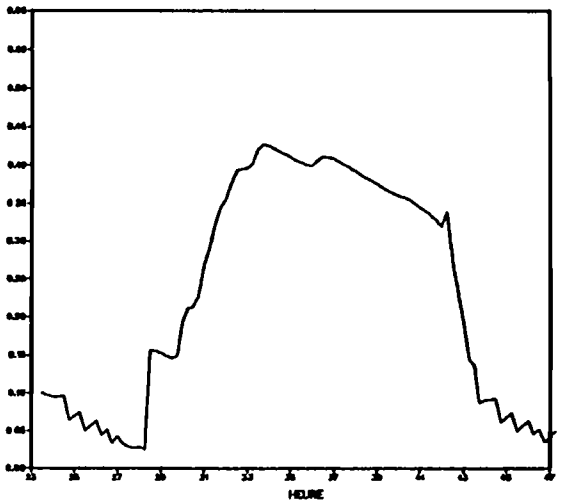
COUCHE LIMITE



VITESSE DE FROTTEMENT



VITESSE DE FROTTEMENT



VITESSE DE FROTTEMENT

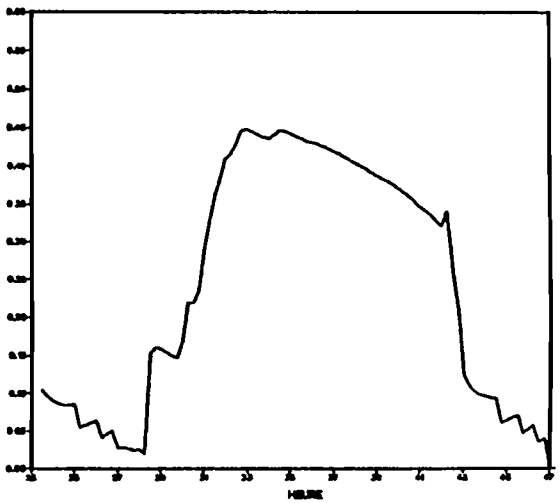


Fig. 10

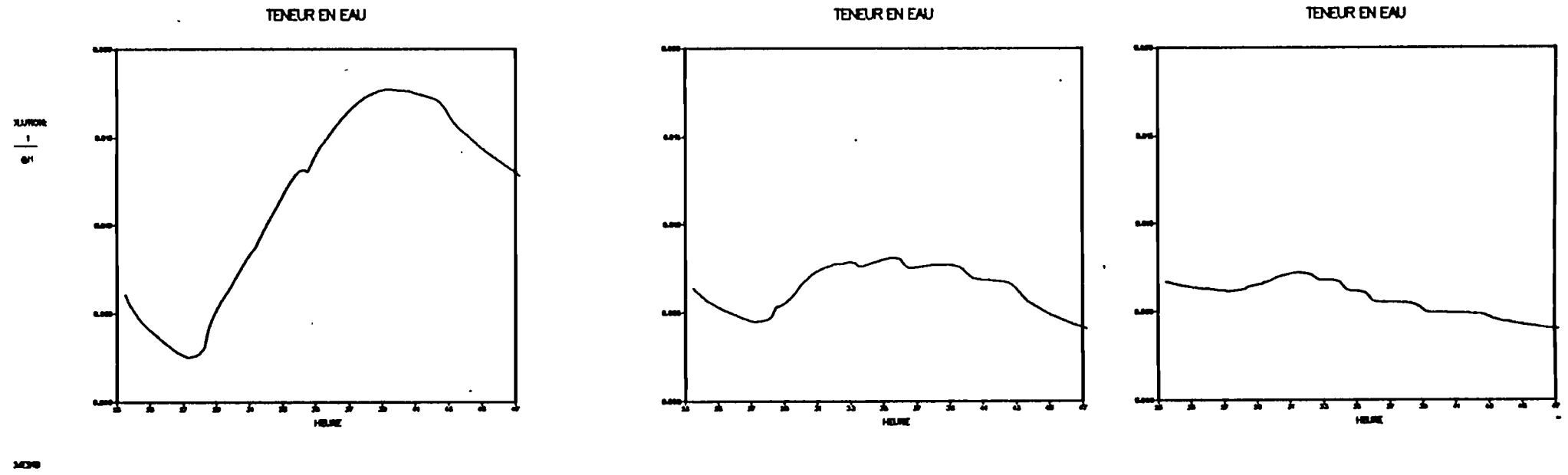


Fig. 11

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 5 juillet 1984,

Vu la demande du Directeur de Thèse
M. D. JEANDEL - Professeur - E.C.L.

et le rapport de M. R. ROSSET - Professeur - Univ. CLERMONT-FERRANI

Mademoiselle JANVIER Laure

est autorisée à soutenir une thèse pour l'obtention du titre de **DOCTEUR-INGENIEUR**, Spécialité **MECANIQUE.**

Fait à Ecully, le 29 septembre 1987

Le Directeur de l'E.C.L.

A. MOIROUX