

THÈSE

21 AVR. 1976

présentée

A L'U.E.R. DES SCIENCES EXACTES ET NATURELLES
à dominante RECHERCHE
DE L'UNIVERSITÉ DE CLERMONT-FERRAND

pour l'obtention du

DOCTORAT de 3ème CYCLE
Spécialité GÉOPHYSIQUE

par

MINISTÈRE DE L'AGRICULTURE
CENTRE DE RECHERCHES AGRONOMIQUES
DU SUD-EST
STATION DE BIOCLIMATOLOGIE
84140 MONTFAVET (France)

Patrick MASCART
Maître en Physique

AA Th 2

I. N. R. A.
STATION DE BIOCLIMATOLOGIE
Domaine S PAUL
MONTFAVET (V⁶³)
BIBLIOTHEQUE
26 JANV 1974

Sujet de la Thèse

ANALYSE, SIMULATION NUMÉRIQUE ET INTERPRÉTATION
PHYSIQUE DE LA MONTÉE EN SAUT DU FRONT CONVECTIF
ET DES TRANSFERTS DE CHALEUR ASSOCIÉS

Soutenue le 13/09/1973 devant la Commission

composée de : M. R. G. SOULAGE Président

M. P. MOREL
M. D. ISABELLE } Examineurs

M. J. HIEBLOT
M. R. ROSSET
M. H. ISAKA } Invités

ferrets de chaleur associés

2

UNIVERSITE DE CLERMONT

U.E.R. des Sciences Exactes et Naturelles

Président de l'Université : M. KOHLMULLER Robert
Directeur (Recherche) : M. GUILLAUME Marcel

Professeurs

M. RAMBAUD René	Chimie Organique
M. ROQUES Maurice	Géologie
M. LAPADU-HARGUES Pierre	Minéralogie
M. LUTZ Hubert	Biologie Animale
M. RAOULT Gaston	Physique
M. CHAMPAGNAT Paul	Physiologie Végétale
M. DUPLESSIS-KERGOMARD Alain	Chimie Organique
Mme HENNEQUIN Françoise	Mathématiques Pures
Melle BERTHET Ginette	Physique
M. LOISEAU Jean	Botanique
M. COMBE René	Physique
M. de PUYTORAC Pierre	Zoologie
Mme AVAN Madeleine	Physique
Melle DONDON Marie-Louise	Chimie Physique
M. DELOST Paul	Physiologie Animale
M. VIALARD André	Chimie Physique
M. KOHLMULLER Robert	Chimie Minérale
M. GUILLAUME Marcel	Algèbre
M. COMBE Jean	Physique
M. HENNEQUIN Paul	Mathématiques Appliquées
M. L'HERITIER Philippe	Génétique
M. VESSIERE Roger	Chimie Organique
M. BAILLAUD Lucien	Botanique
M. BERNARD Maurice	Physique
M. PETERLONGO Jean-Marc	Géologie
M. ISABELLE Didier	Physique
M. SOULAGE René-Guy	Géophysique
M. LEMAIRE Jacques	Chimie Physique
M. BADRIKIAN Albert	Mathématiques Appliquées
M. ACCARY André	Métallurgie - C.U.S.T.
M. JOYON Louis	Biologie - I.U.T. Clermont

Professeur Associé

M. ROCOS Pantelis Mathématiques Pures - C.U.S.T.

Professeurs sans Chaire

M. BATHIER Marcel	Physique
Melle DUCHER Suzanne	Chimie Organique
M. FALGAS Maurice	Mathématiques Pures
M. MARTINET Pierre	Chimie Organique
M. MAISONNEUVE Jacques	Géologie
M. CAPESTAN Michel	Chimie Minérale
M. LENOIR Marcel	Mathématiques Pures
M. THOMAS Jean	Physique
M. COURDUROUX Jean-Claude	Botanique
M. GRAIN Jean	Zoologie et Biologie Cellulaire
M. TEMPIER Paul	Géologie
M. ROCHE Guy	Physique
M. DUFAYRE Jean-Pierre	Cytophysologie
M. ACKERMANN Patrick	Electronique Automatique -C.U.S.T.
M. LARPENT Jean-Paul	Microbiologie Appliquée - C.U.S.T.

Maîtres de Conférences

Mme BESSERRE Anne-Marie	Mathématiques Pures
M. JEAN Claude	Physiologie Comparée et Endocrinologie
M. MIGNOT Jean-Pierre	Zoologie
M. VELLEZ Georges	Psychophysologie
M. COUSSEINS Jean-Claude	Chimie Minérale
M. CHADEYRAS Marcel	Mathématiques Pures
M. BOILLAT Guy	Mathématiques Pures
M. CADORET Robert	Physique
M. LE MEN Jean-François	Physique
M. AUSLENDER Alfred	Mathématiques Appliquées
M. IMBAUD Jean-Pierre	Physique
M. GRAMAIN Jean-Claude	Chimie
M. FONDEVILLE Jean-Claude	Botanique
M. HADDAD Labib	Mathématiques Pures
M. BESSERRE Daniel	Spectroscopie - C.U.S.T.
M. COULOMBEAU Alain	Chimie Organique Physique -C.U.S.T.

M. LHOMME Jean	Chimie des Substances Naturelles - C.U.S.T.
M. FANGUIN René	Physique I.U.T. Clermont
M. NIGOND Jacques	Agronomie - I.U.T. Clermont
M. YOUNES Antoine	Biochimie - I.U.T. Clermont
M. MERCIER Michel	Physique - I.U.T. Montluçon

Maître de Conférences Associé

M. BLANFORD Georges	Physique
---------------------	----------

Chargés d'Enseignement

M. COFFI-N'KETSIA Barben	Mathématiques Pures
M. LE THAN PHONG	Mathématiques Pures
M. DUCATEAU Charles	Mathématiques Appliquées - I.U.T. Clermont
M. IRIGARAY Jean-Léon	Physique - I.U.T. Clermont
M. LETAC Gérard	Mathématiques et Informatique - I.U.T. Clermont

REMERCIEMENTS

Ma reconnaissance et mon respect vont tout d'abord à Monsieur le Professeur SOULAGE qui m'a guidé et encouragé après m'avoir accueilli dans son laboratoire. Je n'oublierai ni le soutien qu'il a apporté à ma candidature à une bourse de la D.G.R.S.T., ni surtout la confiance qu'il m'a accordée dès le début de ce travail.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur MOREL, Monsieur HIEBLOT, Directeur du Groupe de Recherches Ionosphériques, et Monsieur le Professeur ISABELLE d'avoir bien voulu examiner mon manuscrit de thèse et de me faire la faveur de participer à mon jury.

Ma profonde gratitude et ma sincère amitié vont à Monsieur ROSSET, Maître Assistant à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand. Ses conseils et ses critiques m'ont été essentiels dans toutes les étapes de mon travail. Dans la rédaction de ce texte, il m'a fait bénéficier de nombreuses suggestions pour lesquelles je lui suis particulièrement reconnaissant.

Je remercie vivement M. ISAKA dont les conseils, au début de ce travail, m'ont montré les ressources de l'analyse numérique.

Mon amitié va à mon camarade B. GUILLEMET ; je n'oublierai pas les discussions que nous avons eues ensemble.

Ma reconnaissance va également à Monsieur GOUTORBE de la Météorologie Nationale (E.E.R.M. - E.A.L.) dont les conseils et les indications bibliographiques m'ont été précieux.

Je suis très sensible à l'aide technique que m'ont apportée Madame SQUARISE et Monsieur PEJOUX dans le dépouillement des données atmosphériques et dans la préparation des figures de la partie théorique.

Je n'oublierai pas le C.A.E.M., gérant de l'avion CESSNA de recherche atmosphérique, qui a été l'un des outils principaux de notre travail. Sans cet avion, sans l'obligeance et la compétence de son personnel, notre recherche n'aurait pas été possible.

Je tiens à exprimer ma gratitude à la D.G.R.S.T. pour son soutien financier (contrat 66.00.088) et pour la bourse d'étude qu'elle m'a allouée.

Je remercie la D.R.M.E. (contrat 71.34.143), le Ministère de l'Agriculture, le C.N.R.S. (E.R.A. 259), l'Université de Clermont-Ferrand et la Météorologie Nationale qui ont permis, par leurs concours financiers ou techniques, les campagnes de 1970 à Châteauroux et de 1972 à Clermont-Ferrand.

Enfin, je remercie Madame BONDOUX pour le soin qu'elle a apporté à l'impression de ce texte.

S O M M A I R E

INTRODUCTION

..... p. 1

PREMIERE PARTIE

Analyse de données expérimentales recueillies
en situations convectives et par ciel clair les
26 juin 1970, 4 juin 1970, 9 juin 1972 et
19 juillet 1972 p. 4

I - JOURNEE DU 26 JUIN 1970

- 1°/ Rappel de la structure verticale et de l'évolution
matinale des basses couches convectives p. 5
- a/ Structure verticale p. 5
 - b/ Evolution temporelle des profils
thermiques p. 9
- 2°/ Etude spectrale de la température potentielle
et de la vitesse horizontale du vent p. 15
- a/ Caractéristiques des spectres.
Précision p. 16
 - b/ Couche convective p. 17
 - c/ Base de la couche stable p. 23
 - d/ Région du front convectif p. 30
- 3°/ Conclusion de l'étude du 26 juin 1970 p. 36

II - JOURNEE DU 4 JUIN 1970

- 1°/ Profils thermiques verticaux p. 38
- 2°/ Répartition verticale des fluctuations
de température et d'humidité p. 40
- 3°/ Analyse des fluctuations de la vitesse à la base
de la couche stable p. 45
- 4°/ Conclusion de l'étude du 4 juin 1970 p. 50

.../...

III - JOURNEE DU 9 JUIN 1972

- 1°/ Profil thermique vertical p. 51
- 2°/ Répartition verticale des fluctuations de température et d'humidité p. 53
- 3°/ Vitesse d'ascension du sommet de la couche convective p. 55
- 4°/ Conclusion de l'étude du 9 juin 1972 p. 57

IV - JOURNEE DU 19 JUILLET 1972

- 1°/ Profils thermiques verticaux p. 59
- 2°/ Répartition verticale des fluctuations de température et d'humidité p. 61
- 3°/ Evolution temporelle des profils thermiques p. 63
- 4°/ Conclusion de l'étude du 19 juillet 1972 p. 65

SECONDE PARTIE

- Simulation numérique de l'évolution matinale des basses couches convectives p. 67

I - FORMULATION DU PROBLEME

- 1°/ Equations p. 70
- 2°/ Expression des termes de Reynolds en fonction du mouvement moyen p. 73
- 3°/ Domaine d'étude et conditions aux limites p. 74
- 4°/ Paramétrisation du chauffage au sol p. 75
- 5°/ Conditions initiales p. 76

.../...

II - EROSION D'UNE COUCHE UNIFORMEMENT STABLE

1°/ Profils verticaux thermiques moyens	p. 77
2°/ Analyse des coupes verticales des champs de la température et de la vitesse verticale	p. 79
3°/ Flux vertical de chaleur	p. 82
4°/ Variance de la température	p. 85
5°/ Vitesse d'ascension du front convectif	p. 89

III-EROSION D'UNE COUCHE PRESENTANT UN FEUILLET TRES STABLE SURMONTE PAR UN FEUILLET PEU STABLE

1°/ Evolution des profils verticaux moyens	p. 94
2°/ Erosion de la couche très stable : établissement du gradient adiabatique	p. 94
3°/ Erosion de la couche très stable : effet du feuille- tage sur les ondes de gravité	p.100
4°/ Mise en évidence du saut convectif	p.105
5°/ Anomalies du flux vertical de chaleur pendant le saut convectif	p.108

IV - CONCLUSION DE L'ETUDE NUMERIQUE

p.114

CONCLUSION GENERALE	p.116
REMERCIEMENTS	p.118
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	p.120
NOTATIONS	p.122

INTRODUCTION

Dans ce mémoire, nous exposons quelques résultats, tant expérimentaux que théoriques, relatifs à l'évolution matinale en ciel clair des basses couches de la troposphère.

Depuis 1950, de nombreux chercheurs étudient la couche limite planétaire et les phénomènes convectifs qui s'y développent. Schématiquement, on peut distinguer trois types principaux de travaux : étude des "thermiques", détermination de la structure fine turbulente, évolution dans le temps de cette structure.

La notion d'éléments convectifs isolés discrets ou "thermiques" a été introduite en Physique de l'Atmosphère par SCORER et LUDLAM en 1953. Basée sur une analogie hydraulique, elle donne des phénomènes convectifs naturels une schématisation simple, semi-quantitative.

Parallèlement ont été entreprises des études sur la structure verticale de la couche limite turbulente, visant à étendre à la couche limite planétaire le cadre théorique de la couche limite de surface, qui est basé sur les lois de similitude proposées par OBOUKOV en 1941.

En marge des deux types d'études que nous venons d'évoquer certains auteurs ont considéré l'évolution dans le temps de la couche planétaire, en présence de convection thermique.

Par exemple, BALL (1960) a proposé une théorie de cette évolution, en l'absence de nuages ; il a montré comment l'équilibre entre l'apport thermique du sol et l'accroissement de l'énergie cinétique turbulente règle à chaque instant l'épaisseur de la couche convective. LILLY (1968) a étendu ce travail au cas d'une couche convective surmontée par une couche nuageuse et a suggéré des variantes au modèle de BALL.

.../...

TOWNSEND (1964 et 1966), puis DEARDORFF, WILLIS & LILLY (1969) ont simulé hydrauliquement, en laboratoire, la formation et le développement d'une couche convective ; leurs expériences ont permis de préciser les prévisions de BALL, tout en les nuanciant et en les complétant même sur certains points.

Les travaux que nous exposons ici s'apparentent à cette troisième voie de recherche : nous nous sommes intéressés à l'évolution non stationnaire de la couche limite planétaire avec un fort échauffement au sol et par ciel à peu près clair.

Notre exposé comprend essentiellement une première partie expérimentale et une seconde partie théorique.

Dans la première partie, nous faisons une analyse des données recueillies en situation convective quasiment claire lors des campagnes effectuées en 1970 et 1972. Pour cette étude, nous aurions pu illustrer le schéma général d'évolution par des exemples empruntés tour à tour aux quatre journées étudiées. De cette manière, nous aurions mis sur un même plan des observations qui diffèrent par leur contexte géographique (Châteauroux et Clermont-Ferrand) et météorologique (marais dépressionnaire et fort anticyclone). Pour éviter ce risque de confusion, nous avons présenté les résultats journée par journée bien que cette méthode ait l'inconvénient de conduire à d'inévitables répétitions.

Dans la seconde partie, nous simulons numériquement certains aspects de nos observations, en particulier le phénomène de "montée en saut" du front convectif et l'évolution subséquente de la couche convective, phénomènes dont une première description a fait l'objet d'un rapport en 1972 (P. MASCART, rapport de stage de D.E.A., sept. 1972) et d'un compte rendu à l'Académie des Sciences (T. 276, 5 février 1973). Ces résultats numériques sont en bon accord avec nos données expérimentales.

Nos résultats et notre interprétation physique permettent de dégager les points suivants :

. Pour un chauffage au sol donné, la stabilité statique

.../...

variable et la structure fine du vent de la couche stable sus-jacente modulent la vitesse d'épaississement de la couche convective, la vitesse d'ascension de son sommet ainsi que les transferts verticaux de chaleur et de quantité de mouvement dans la couche limite planétaire ;

. l'excitation convective d'ondes de gravité de grande amplitude à la base de la couche stable paraît constituer un mécanisme essentiel, surtout lors des sauts, pour l'évolution du système couche stable-couche convective, assurant un couplage plus ou moins lâche entre les deux couches et déterminant le caractère intermittent des flux de chaleur à l'interface entre ces deux couches.

PREMIERE PARTIE

Analyse des données expérimentales recueillies
en situation convective par ciel clair,
les 26 Juin 1970, 4 Juin 1970, 9 Juin 1972 et
19 Juillet 1972.

I - JOURNEE DU 26 JUIN 1970

1°/ Rappel de la structure verticale et de l'évolution matinale des basses couches convectives.

Le 26 Juin 1970, la région de Châteauroux était en situation de marais anticyclonique, situation qui s'est avérée très favorable à l'étude de l'évolution matinale de la couche limite en ciel clair.

Cette situation a déjà été décrite en détail dans un rapport précédent (P. MASCART, rapport de stage de D.E.A., sept. 1972). Aussi nous contenterons nous d'en rappeler les traits essentiels avant d'aborder certains aspects nouveaux qui permettront de préciser notre interprétation antérieure.

a/ Structure verticale de la basse troposphère.

Dans le rapport de 1972, nous avons montré que durant toute la matinée du 26 Juin 1970 la basse troposphère pouvait être schématisée par trois couches de stabilité statique différente.

Nous avons représenté sur la figure 1 le profil vertical de la température potentielle aux environs de 9 H locales (en abscisses) en fonction de la pression (en ordonnées).

A partir du sol, nous distinguons successivement :

- une couche suradiabatique, entre le sol et le niveau 995 mb ; la pente moyenne du sondage thermique (ligne pointillée) y est négative ;
- une couche convective, entre les niveaux 995 mb et 975 mb, caractérisée par une pente moyenne du sondage thermique (courbe en tirets) légèrement positive et inférieure à 1 K/km ;

.../...

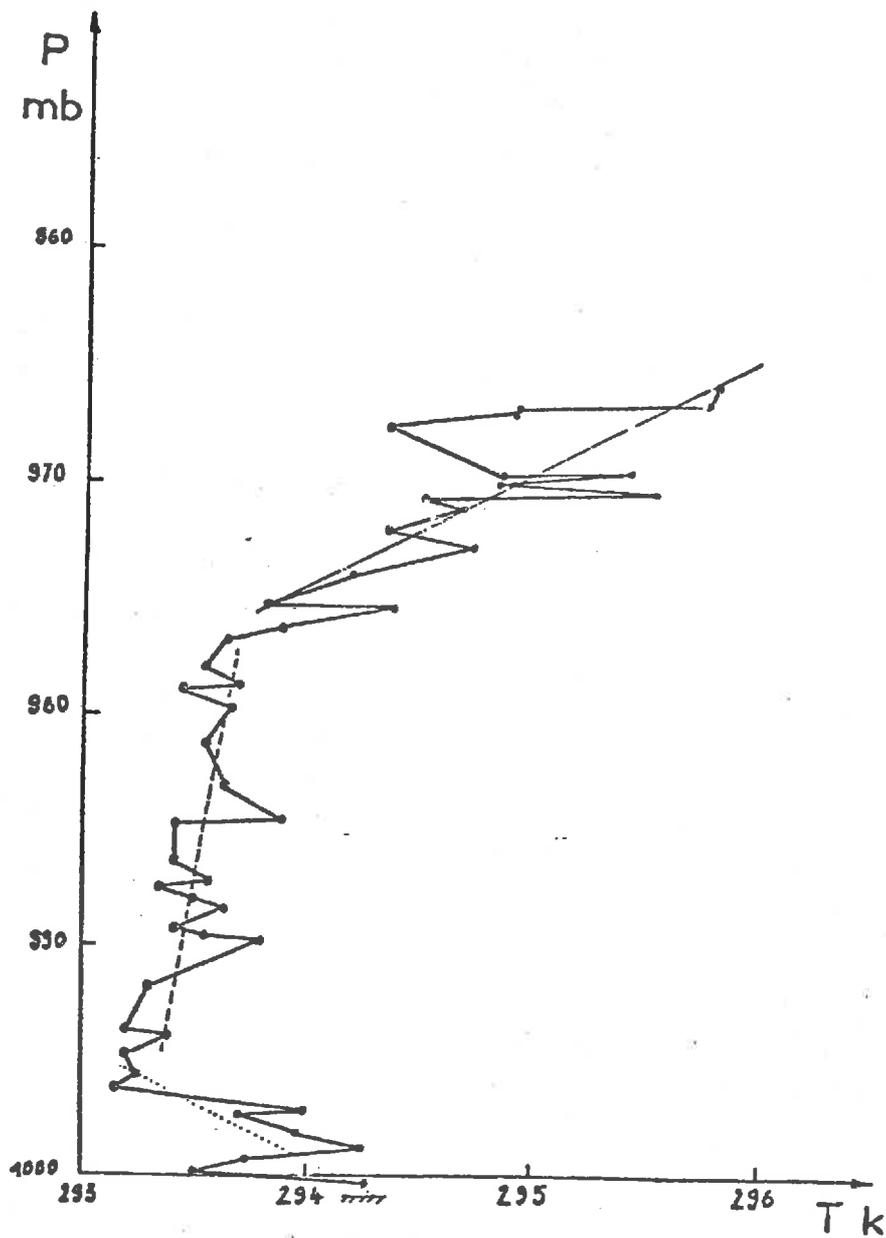


Figure 1 - 26 juin 1970, 9 h - Profil de la température potentielle en fonction de la pression statique
T : température mesurée en Kelvin,
P : pression en millibars

- une couche stable, au-dessus du niveau 975 mb, où la pente du profil thermique est fortement positive.

Une telle schématisation de la couche limite planétaire a été fréquemment observée dans des situations analogues (BALL, 1960 ; GRANT, 1965 ; KONRAD, 1970 ; MYRUP, 1969 ; etc...).

En 1972, nous avons montré comment l'analyse qualitative du signe des corrélations entre la température et l'humidité permet de différencier couche convective et couche stable supérieure. La figure 2, réalisée en juxtaposant les courbes de pression, d'humidité, de température et d'accélération verticale enregistrées lors d'une ascension dans la couche convective (portion AB) puis dans la couche stable (portion CD), résume l'essentiel de nos observations :

- dans la couche convective (région AB), les corrélations température-humidité sont toutes positives et généralement associées à des fluctuations d'aspect impulsionnel correspondant aux déplacements verticaux ascendants des "thermiques" chauds et humides dûs à la couche suradiabatique ;

- dans la région du front convectif (R. ROSSET, 91ème Congrès AFAS, Orléans, Juillet 1972) entre B et C sur la figure 2, le caractère impulsionnel de la température s'estompe et la corrélation température-humidité disparaît, puis devient négative ;

- dans la couche stable, région CD de la figure 2, les corrélations température-humidité sont toutes négatives et les fluctuations de la température prennent un aspect ondulatoire, qui traduit la présence à ce niveau d'ondes de gravité excitées à la base de la couche stable par les thermiques de la couche convective (TOWNSEND, 1964 et 1966 ; MYRUP, 1970).

Par ailleurs, la couche stable présente une seconde caractéristique également essentielle : son feuilletage thermique.

Ce feuilletage, dont nous étudierons plus tard les effets,

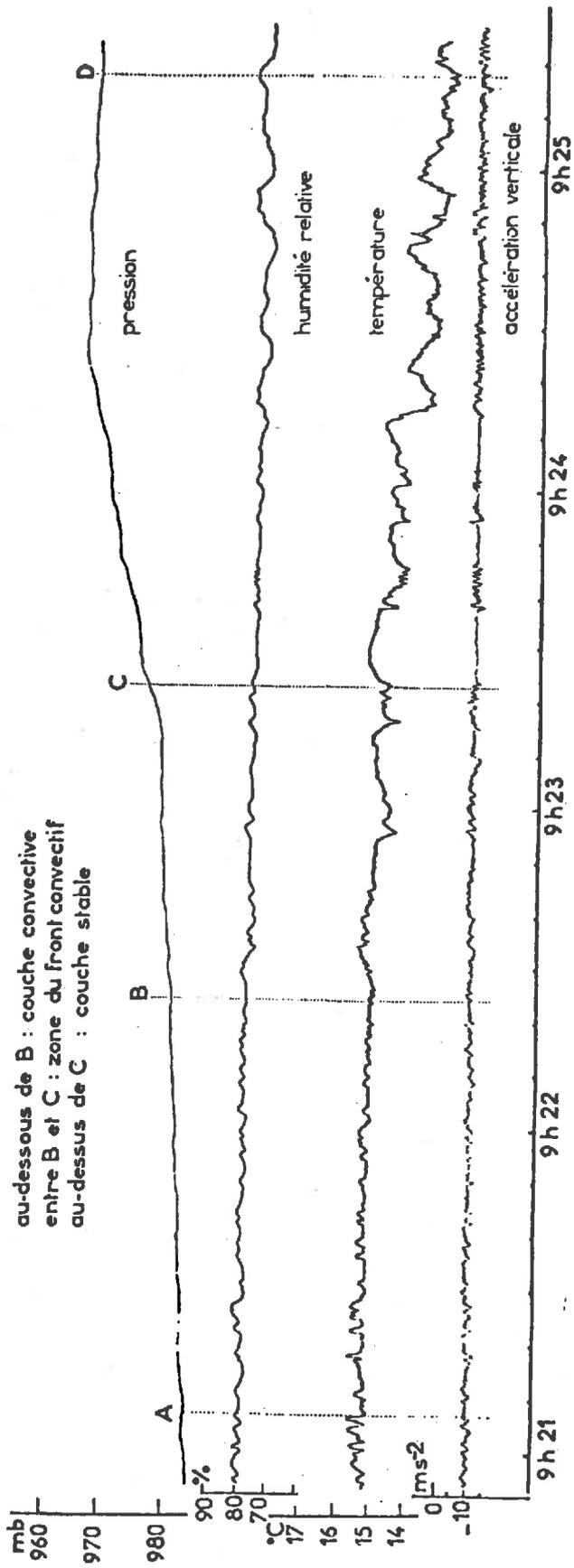


Figure 2 : COURBES DE TEMPERATURE, D'HUMIDITE, DE PRESSION
 ET D'ACCELERATION VERTICALE LORS D'UN SONDAGE
 EN AVION (LE 26 JUIN 1970).

est illustré sur la figure 3 où nous avons représenté le profil vertical thermique de 10 h (1).

La couche stable se trouve au-dessus de 965 mb (480 m) ; entre cette altitude et le niveau 920 mb (850 m) nous pouvons distinguer 5 feuillets alternativement plus ou moins stables :

- de 965 mb à 958 mb, un feuillet de stabilité statique 18,4 K/km ;
- de 958 mb à 952 mb, un feuillet moins stable où le gradient thermique n'est plus que de 0,5 K/km ;
- de 952 mb à 943 mb, la stabilité moyenne atteint de nouveau 13,2 K/km ;
- de 943 mb à 934 mb, on retrouve un feuillet peu stable où le gradient décroît jusqu'à 1K/km ;
- enfin, de 934 mb à 920 mb, le gradient thermique vaut 12,1 K/km.

b/ Evolution temporelle des profils thermiques verticaux

Nous venons de rappeler les traits essentiels des profils thermiques le 26 Juin 1970, à savoir :

- organisation de la couche limite en une couche convective neutre surmontée par une couche stable ;
- feuilletage de la couche stable préexistant au développement matinal de la convection.

Rappelons maintenant l'évolution temporelle de ce schéma.

A cet effet, nous avons juxtaposé sur la figure 4 les

(1) L'avion met environ 10 mn pour effectuer un tel sondage, il n'est donc pas possible de lui attribuer une valeur strictement instantanée

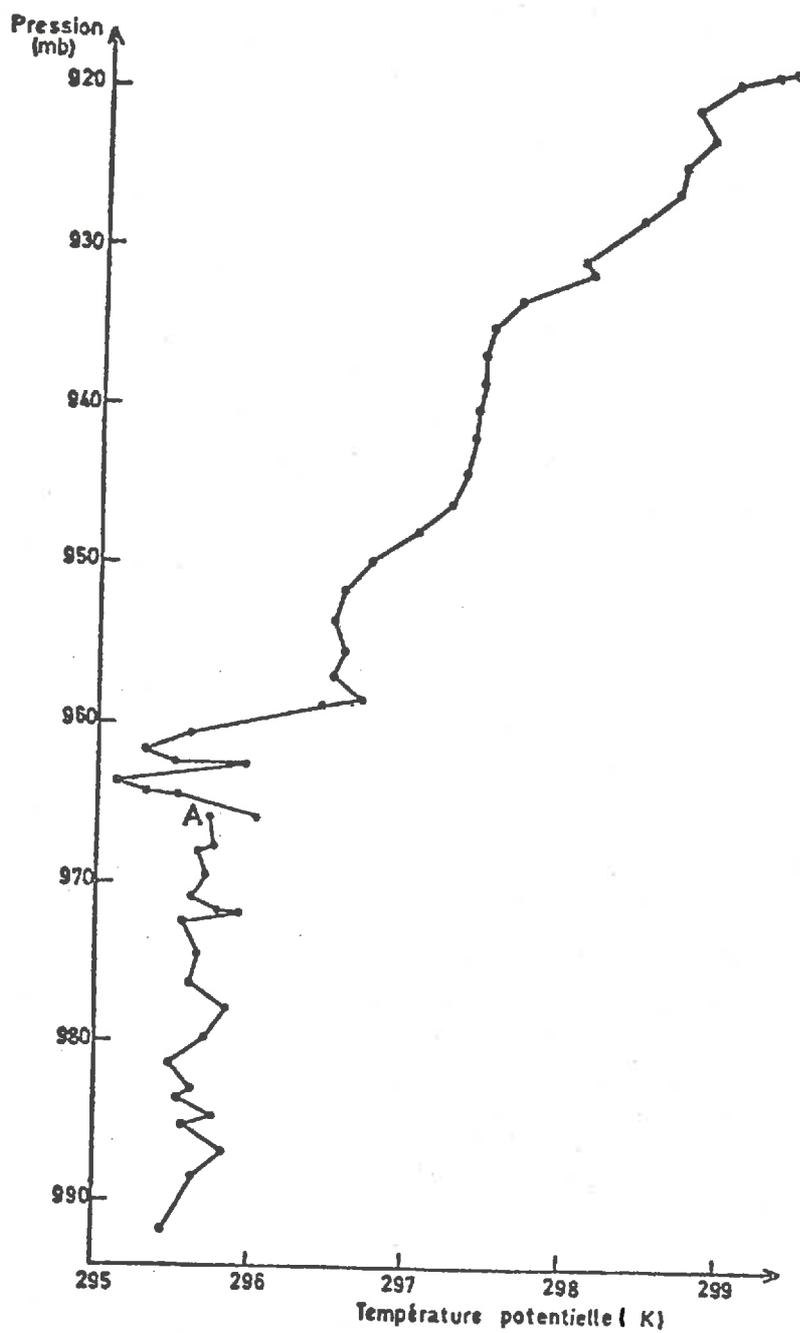


Figure 3 : 26 JUIN 1970, 9 H 30 ; PROFIL DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE. LE POINT A CORRESPOND A LA POSITION DU FRONT CONVECTIF.

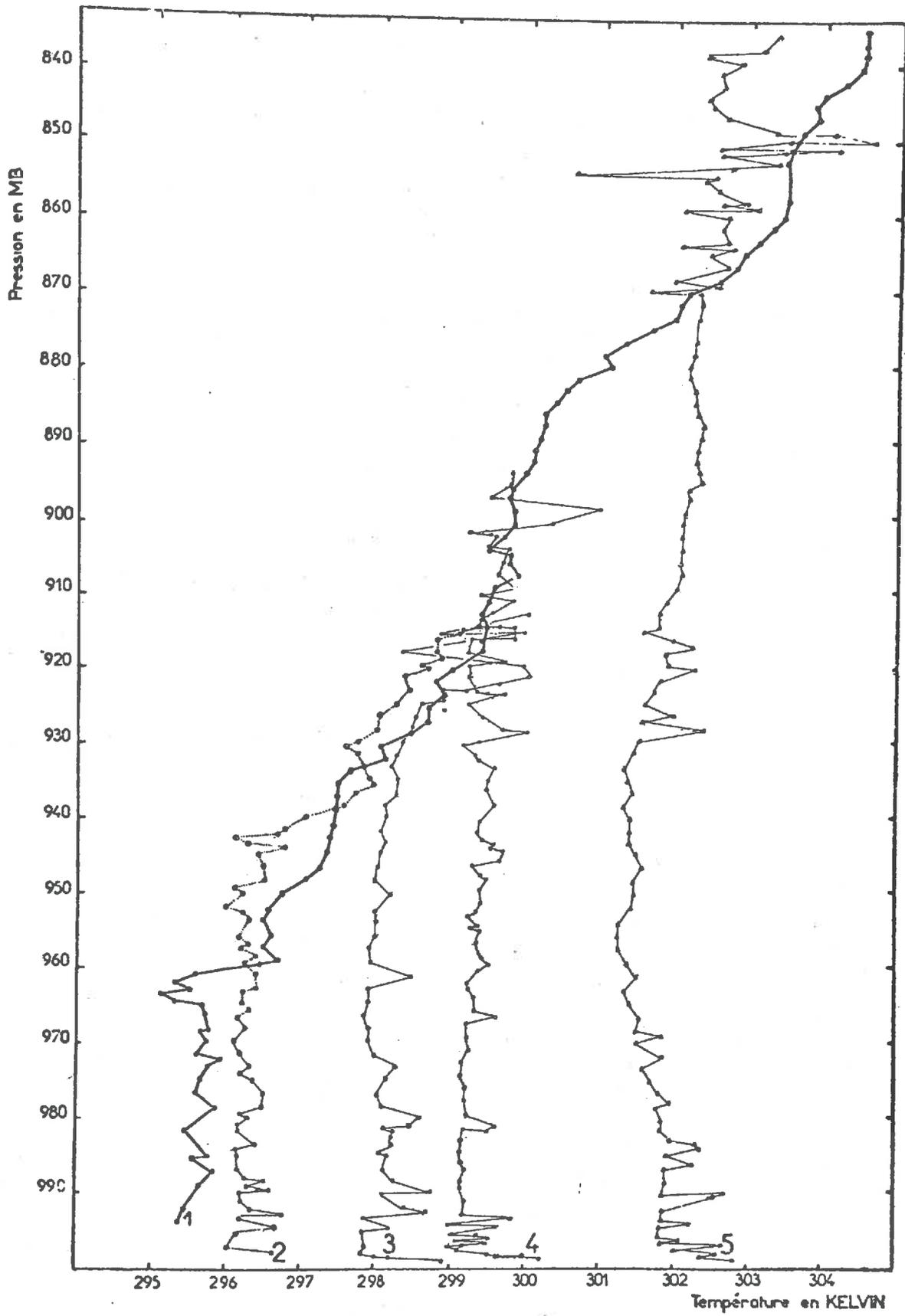


Figure 4 : PROFILS VERTICAUX DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE
LE 26 JUIN 1970 ENTRE 9 h 30 et 15 h ENVIRON.

profils thermiques verticaux qui retracent l'évolution du système couche convective-couche stable entre 9 h 30 locales et 15 h.

Le profil thermique initial figure en trait gras ; les profils ultérieurs se décalent de gauche à droite dans l'ordre chronologique.

L'évolution la plus apparente est celle de la couche convective qui s'épaissit lentement par suite de son échauffement global.

L'évolution de la couche stable est beaucoup moins sensible, nous noterons cependant à sa base qu'un léger refroidissement précède toujours son incorporation à la couche convective.

Les courbes 1 et 2 (10 h et 10 h 25) nous fournissent un exemple net de cette double évolution :

. la couche convective s'étend entre les niveaux 995 mb et 950 mb ; elle s'est réchauffée en bloc d'environ 1 K et s'épaissit de près de 200 m depuis le sondage précédent ;

. la base de la couche stable, entre les niveaux 950 mb et 930 mb, s'est au contraire refroidie en moyenne pendant la même période.

Nous commenterons plus en détail les particularités de ce refroidissement au chapitre 2 en comparant les résultats théoriques du modèle numérique aux courbes expérimentales présentées dans la thèse de B. GUILLEMET.

En outre, l'épaississement de la couche convective ayant été étudié avec une très bonne résolution temporelle de 9 h à 12 h, nous avons pu suivre l'évolution de la vitesse d'ascension du front convectif pendant cette période.

Pour cela, nous avons porté en ordonnées sur la figure 5

.../...

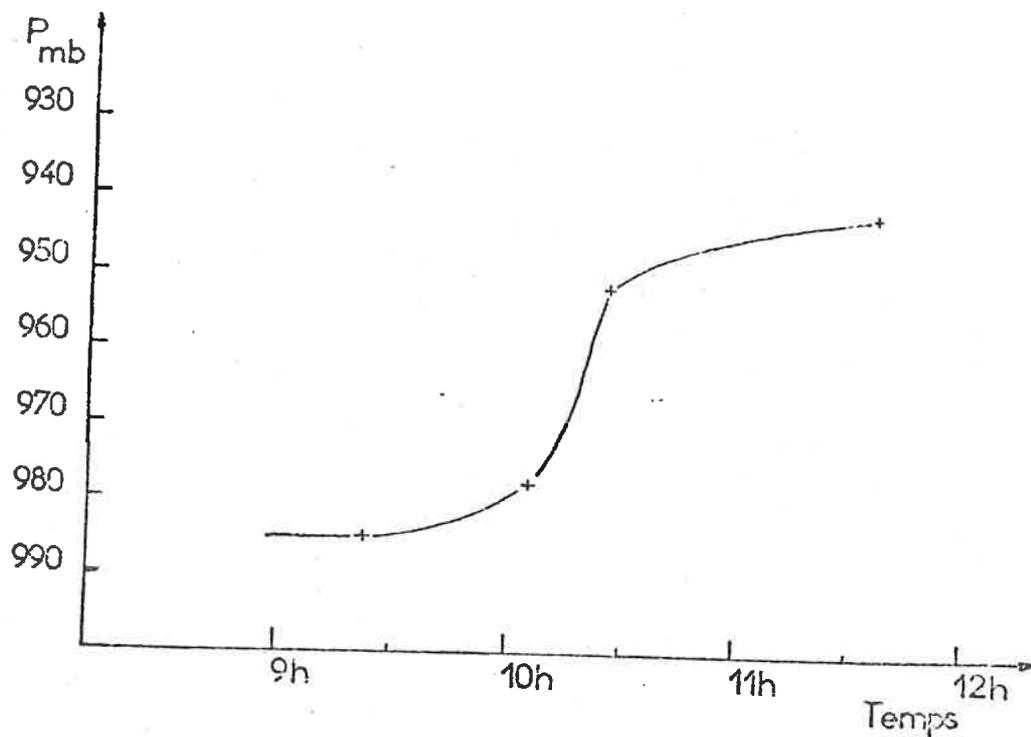


Figure 5 : ALTITUDE DU FRONT CONVECTIF EN FONCTION DU TEMPS DANS LA MATINEE DU 26 JUIN 1970

l'altitude du front convectif (repéré par le niveau où change le signe de la corrélation température-humidité) en fonction du temps local porté en abscisses.

Ce graphique met en évidence une brusque augmentation de la vitesse d'ascension : c'est le phénomène de montée en saut du front convectif (C.R.Ac.Sc., série B, T. 276, 5 fév. 1973) :

- entre 9 h 22 et 10 h 04, le front convectif stagne au niveau 975 mb (360 m) sa vitesse d'ascension n'est alors que de 1.9 m/mn ;

- entre 10 h 04 et 10 h 26, il s'élève brusquement, en saut, de plus de 200 m, sa vitesse d'ascension atteint alors 11,5 m/mn ;

- entre 10 h 26 et 11 h 36, il ne s'élève plus que de 943 mb à 929 mb, sa vitesse d'ascension n'étant alors que de 2 m/mn.

Le phénomène de montée en saut est à rapprocher du feuilletage thermique de la couche stable, mis en évidence par la figure 3 :

- l'ascension rapide (11 m/mn), le saut de 10 h 04 à 10 h 26, correspond à l'assimilation presque explosive(1) d'un feuillet très peu stable, où le gradient thermique n'atteint que 0,5 K/km ;
- l'ascension lente (2m/mn), avant 10 h 04 et après 10 h 26, correspond à l'érosion de feuillets très stables où le gradient thermique est supérieur à 10 K/km.

Cette double coïncidence nous invite donc à relier le saut à une évolution transitoire du front convectif consécutive à la chute de la stabilité ; nous testerons cette hypothèse au chapitre 2 dans le modèle numérique.

(1) Un terme aussi fort est justifié par le comportement noté dans le modèle numérique au début du saut

Auparavant, nous allons examiner certaines propriétés statistiques des fluctuations de température et de vitesse horizontale, pour en tirer les premiers éléments d'une interprétation de la structure du front convectif.

2°/ Etude spectrale de la température et de la vitesse horizontale du vent dans la couche convective, à la base de la couche stable et au niveau du front convectif.

En 1972, nous avons examiné les fluctuations de température et d'humidité observées à différentes altitudes pendant l'épaississement de la couche convective.

Cette étude nous a conduit à séparer qualitativement des processus d'échelles horizontales différentes et nous a suggéré que certaines particularités de l'épaississement de la couche convective et notamment le saut, s'expliqueraient par les rôles complémentaires de la diffusion turbulente à petite échelle d'une part, et des larges déformations de l'interface d'autre part (P. MASCART, rapport de D.E.A., sept. 1972).

En conséquence, dans le but de préciser quantitativement les importances respectives de ces échelles de fluctuations, nous allons étudier maintenant les spectres de puissance de la température potentielle et du vent horizontal, longitudinal par rapport à l'avion.

Nous considérerons successivement la couche convective, la couche stable, puis le front convectif ; nous discuterons ensuite ces observations et leurs conséquences sur l'interprétation ébauchée en 1972.

Précisons tout d'abord les conventions utilisées et les principales caractéristiques des spectres présentés.

.../...

a/ Caractéristiques des spectres - Précision.

Pour cette étude, nous nous intéresserons plus particulièrement aux longueurs d'onde qui interviennent dans les mouvements convectifs et dans le mélange turbulent ; plus précisément la gamme de longueurs d'onde étudiée sera comprise entre 10 km et 100 m.

Dans cette gamme de longueurs d'onde, les spectres présentent en général à la fois des régions de décroissance régulière et des pics intenses ; pour étudier chacune de ces particularités nous utiliserons deux présentations graphiques différentes :

- sur les figures 6, 7, 8, 9 et 10, le logarithme de la densité spectrale (S) sera tracé en fonction du logarithme de la longueur d'onde (n) ; cette représentation met bien en évidence les régions où le spectre suit une loi régulière du type n^p (qui apparaissent comme des segments de droite de pente p) ;

- sur la figure 10, le produit $n^{-1}.S(n)$ sera tracé en fonction du logarithme de la longueur d'onde n ; ce graphique nous permet d'estimer l'importance du pic d'énergie, relativement à l'énergie totale. En effet, dans cette représentation l'énergie contenue dans chaque bande de longueur d'onde est représentée par l'aire comprise entre la courbe et l'axe des abscisses (1).

$$dE = S.d\omega = n^{-1}.S.d\ln(n^{-1})$$

En outre, la longueur d'onde n n'est pas directement mesurée ; elle est calculée en multipliant la fréquence ω par la vitesse moyenne de l'avion ($\approx 55 \text{ ms}^{-1}$) ; l'hypothèse de TAYLOR qui est à la base de ce calcul est donc supposée s'appliquer jusqu'à 10 km.

(1) avec les conventions suivantes : n = longueur d'onde ;
 $\omega = \frac{1}{n}$ fréquence ; S = densité spectrale ; E = énergie.

Enfin, en ce qui concerne la précision avec laquelle les spectres sont évalués nous formulerons deux remarques :

1. les spectres présentés possèdent de 30 à 40 degrés de liberté (TUCKEY, 1967), il y a donc 80 chances sur 100 pour que la valeur réelle du spectre soit comprise entre 1,3 et 0,7 fois la valeur portée sur nos graphiques (BLACKMANN, TUCKEY, 1958), soit une incertitude d'environ ± 30 %.

L'erreur probable est donc beaucoup plus élevée aux grandes longueurs d'onde qu'aux courtes longueurs d'onde ; ceci est illustré sur la figure 10 où l'incertitude théorique est schématisée par la distance verticale entre les deux courbes limitant la région hachurée ;

2. les spectres présentés sont calculés à partir de mesures ponctuelles réalisées de 55 m en 55 m ; cette méthode introduit une erreur dite de repliement (aliasing) qui se manifeste par une surestimation du spectre aux longueurs d'onde inférieures à 200 m.

En résumé, nous considérerons que la précision est voisine de ± 30 % pour les longueurs d'onde comprises entre 5 km : le quart de la longueur totale du palier, et 200 m : quatre fois la distance séparant deux points consécutifs de mesure.

b/ Couche convective

Les caractéristiques spectrales de la couche convective sont illustrées par les figures 6, 7 et 8 :

- la figure 6 présente le spectre de puissance de la température potentielle ;

.../...

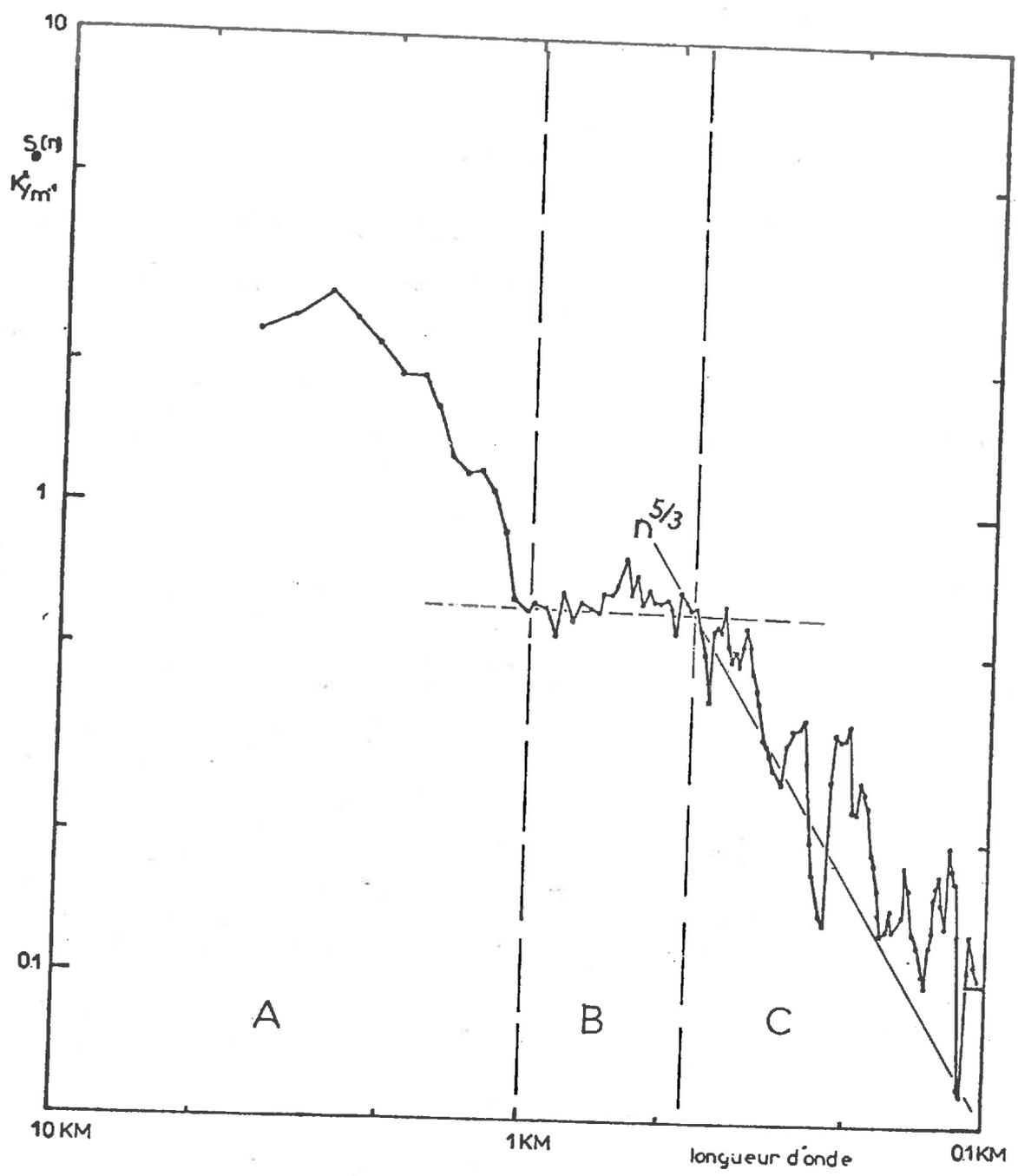


Figure 6 : 26 JUIN 1970, COUCHE CONVECTIVE, SPECTRE DE PUISSANCE DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE.

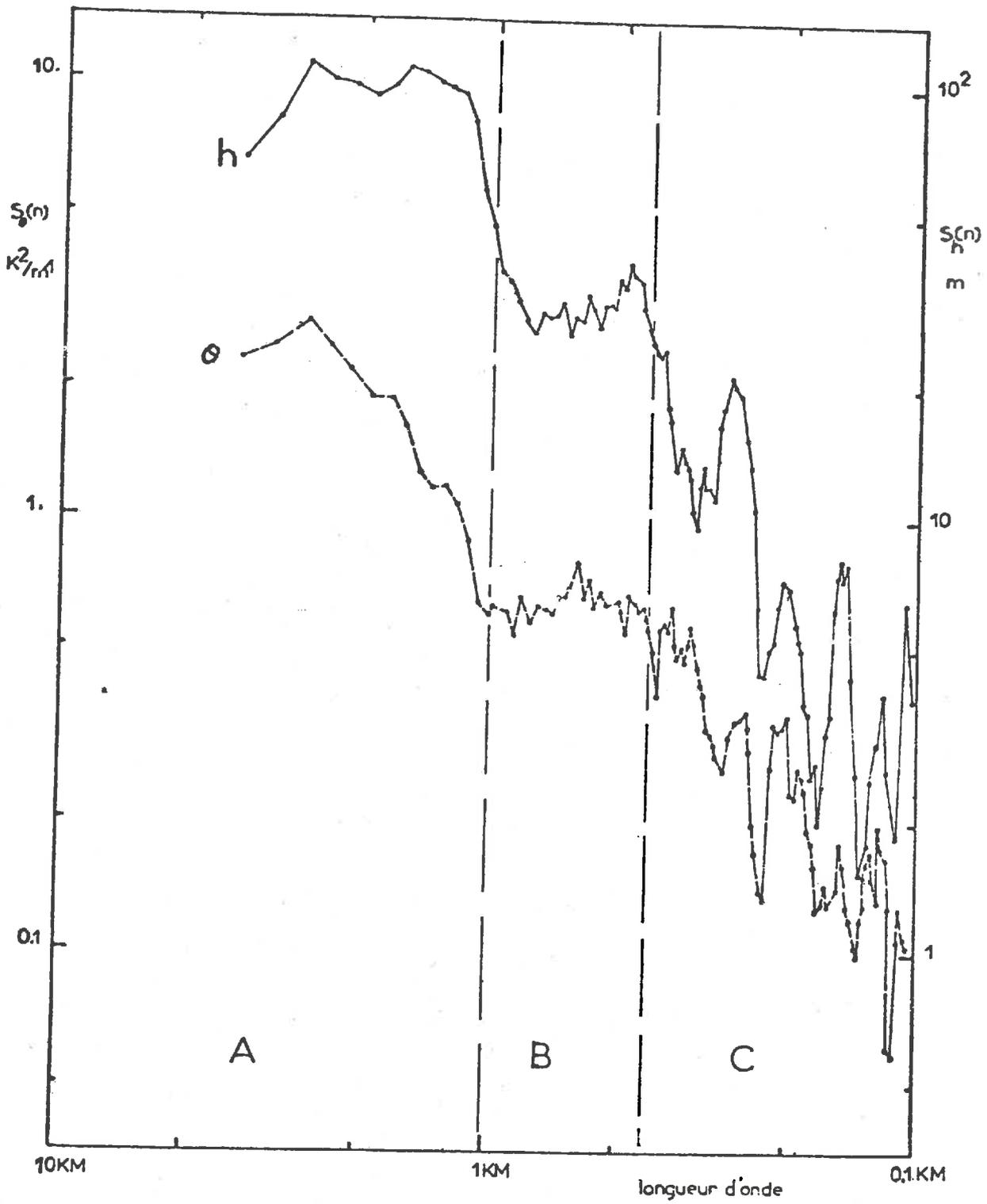


Figure 7 : 26 JUN 1970, SPECTRES DE PUISSANCE DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE θ ET DE L'HUMIDITE RELATIVE H.

- la figure 7 permet de comparer les spectres de température et d'humidité relative ;
- la figure 8 donne le spectre de la vitesse horizontale du vent longitudinal par rapport à l'avion.

Ces trois spectres sont relatifs à un vol en palier long de 20 km, à 60 m au-dessus du sol. La vitesse du vent est d'environ 7 ms^{-1} et sa direction (ENE) est voisine de celle de l'axe du palier.

Considérons tout d'abord le spectre de la température potentielle (figure 6); nous y distinguons trois régions :

- dans la région A, la densité spectrale est maximale vers 3 km, puis décroît régulièrement jusqu'à la longueur d'onde 1 km ;
- dans la région B, elle reste en moyenne constante au niveau $0,7 \text{ K}^2/\text{m}$;
- dans la région C, la densité décroît, instable, suivant en moyenne la loi $n^{5/3}$ schématisée sur la figure par un trait fin oblique.

Le spectre de l'humidité, juxtaposé au spectre de la température sur la figure 7, se comporte de manière semblable : nous y retrouvons les régions A, B et C et notamment le "plateau" B entre les longueurs d'onde 1000 m et 400 m.

L'allure du spectre de vitesse (figure 8) est légèrement différente : la densité spectrale décroît en moyenne à partir d'un maximum situé, cette fois encore, vers $n = 3 \text{ km}$. Dans toute la gamme des longueurs d'onde étudiées, le spectre oscille autour de la droite oblique de pente $5/3$ portée en trait fin sur la figure. Le plateau net noté dans la région B sur les deux spectres précédents (figures 6 et 7) n'apparaît pas, seul un léger maximum relatif est observé entre les longueurs d'onde 800 m et 300 m.

En résumé, les spectres calculés dans la couche convective mettent en évidence trois régions distinctes :

.../...

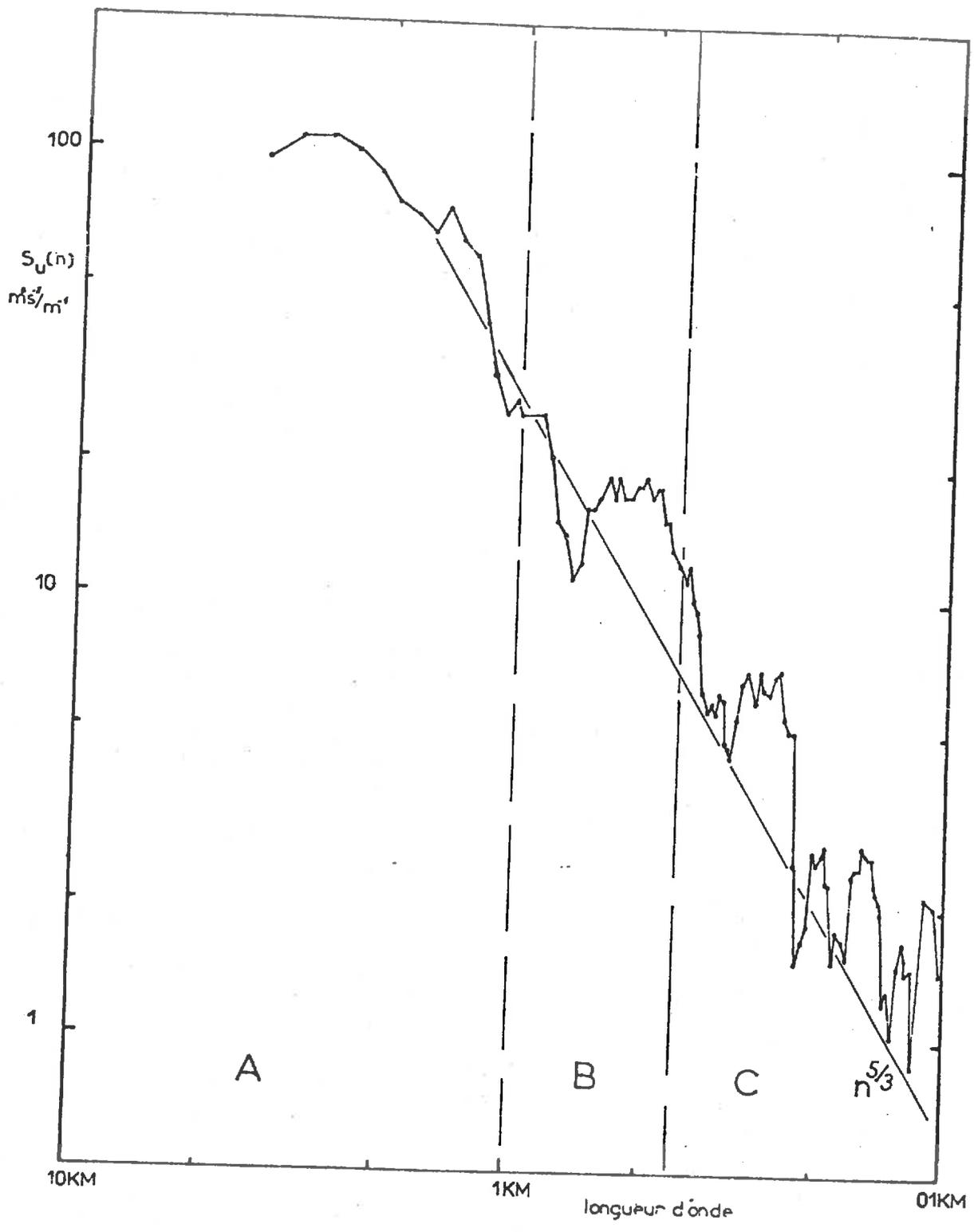


Figure 8 : 26 JUIL 1970, SPECTRE DE PUISSANCE DE LA VITESSE LONGITUDINALE, COUCHE CONVECTIVE.

- aux grandes longueurs d'onde , région A, tous les spectres ont un maximum vers la longueur d'onde 3000 m ;

- entre $n = 1000$ m et $n = 300$ m, région B, le spectre de la vitesse continue à décroître régulièrement, tandis que celui de la température présente un "plateau" où la variance reste plus forte.

Ce comportement traduit un dédoublement du spectre de la température aux grandes longueurs d'onde, dédoublement qui n'est pas observé sur le spectre de la vitesse horizontale. Un phénomène du même ordre fut étudié par PRIESTLEY (1959) et LUMLEY-PANOFSKY (1964) ; ces auteurs l'ont rattaché à l'existence des thermiques de la couche convective : ceux-ci sont associés à la fois à des fluctuations de vitesse verticale et horizontale et à des fluctuations de température ; mais, alors que les fluctuations de vitesse ont sensiblement la même intensité à l'intérieur et à l'extérieur des thermiques, les fluctuations de température sont au contraire plus fortes dans les zones d'ascendance que dans les zones de subsidence.

Il en résulte que le spectre de vitesse horizontale présente un maximum unique, lié au vent moyen et à la rugosité mésosynoptique du terrain, alors que le spectre de la température présente deux maximums : l'un ayant la même origine que celui de la vitesse, l'autre ayant trait aux régions d'ascendance où la variance est élevée.

Dans notre cas, le plateau B vers 500 m, correspondrait donc à l'échelle horizontale moyenne des thermiques de la couche convective, ce résultat recoupe les caractéristiques déjà notées qualitativement sur les enregistrements photographiques (un exemple est donné figure 14, pour la journée du 4 Juin 1970).

Enfin, notons par ailleurs qu'aux courtes longueurs d'onde (région C), les spectres de vitesse, de température et d'humidité suivent une loi de décroissance en $n^{5/3}$.

Ce comportement traduit l'établissement progressif d'une

.../...

décroissance en cascade de l'énergie cinétique turbulente et de la variance de la température.

Toutefois, il est probable que la gamme des longueurs d'onde étudiées (200 m - 5000 m) se situe en dehors du sous-domaine d'inertie, dont la limite supérieure est située vers la longueur d'onde 150 m par MacCready (1962) au sein d'une couche neutre à l'altitude de 60 m.

En résumé, nous avons interprété la structure de la couche convective comme résultant de la superposition de deux phénomènes :

- des thermiques, d'échelles horizontales voisines de 500 m, associés aux mouvements ascendants d'air chaud pénétrant la couche convective ;

- des "tourbillons" couvrant toute la gamme des longueurs d'onde étudiées, liés au vent moyen et à la rugosité du sol à grande échelle.

c/ Base de la couche stable

Examinons maintenant un vol en palier long de 19 km qui fut effectué sur le même axe de vol et dans la même région que le palier précédent, à 260 m au-dessus du sol et non plus 60 m.

Ce palier se situe à la base de la couche stable, nettement au-dessus du front convectif, dans une couche où la stabilité statique est très forte : 18 K/km. Le vent a sensiblement les mêmes caractéristiques qu'au palier précédent.

Les spectres de la température potentielle et de la vitesse du vent horizontal sont juxtaposés sur la figure 9 où les conventions sont celles des figures 7 et 8.

Cette fois encore, le comportement des spectres est diffe-

.../...

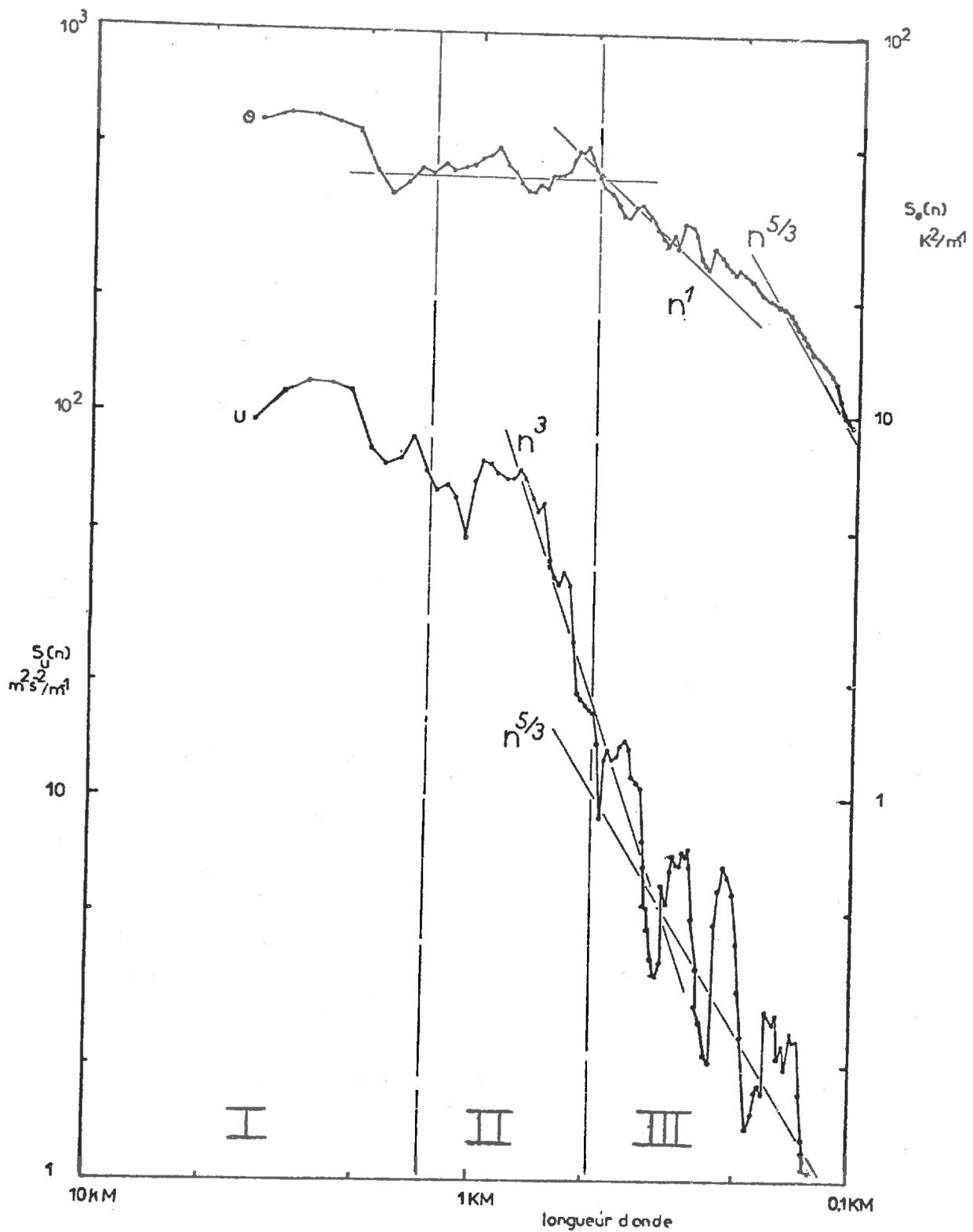


Figure 9 : 26 JUIN 1970, BASE DE LA COUCHE STABLE, SPECTRES DE PUISSANCE DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE θ ET DU VENT HORIZONTAL u .

férent aux grandes longueurs d'onde : région I, aux moyennes longueurs d'onde : région II et aux courtes longueurs d'onde : région III.

Dans la région I, entre 5000 et 1500 m, les densités spectrales de la température (courbe supérieure) et de la vitesse (courbe inférieure) sont maximales vers 3000 m.

Dans la région II, entre 1500 m et 700 m, la densité spectrale de la vitesse se remet à croître, tandis que celle de la température garde un niveau moyen constant.

Dans la région III, aux longueurs d'onde inférieures à 700 m, les deux spectres décroissent de nouveau, tout en présentant deux particularités :

. entre 600 et 300 m, le spectre de la vitesse suit approximativement une loi en n^3 tandis que celui de la température suit une loi en n ;

. aux longueurs d'onde inférieures à 300 m, les deux spectres suivent en moyenne la loi inertielle en $n^{5/3}$.

A la base de la couche stable, la caractéristique la plus marquante est donc, sur les deux spectres, l'existence d'une région de forte variance entre 1500 m et 700 m.

Pour mieux saisir l'importance de cette région, nous avons retracé son spectre de la vitesse, en coordonnées semi-logarithmiques cette fois, au sommet de la figure 10.

Sur cette figure, les ordonnées représentent le produit $n^{-1} \cdot S_u(n)$, et les abscisses le logarithme de la longueur d'onde.

Laissons provisoirement de côté les courbes 1 et 2 que nous discuterons plus loin, et intéressons nous à la courbe 3, au sommet de la figure, qui est relative à la base de la couche stable.

.../...

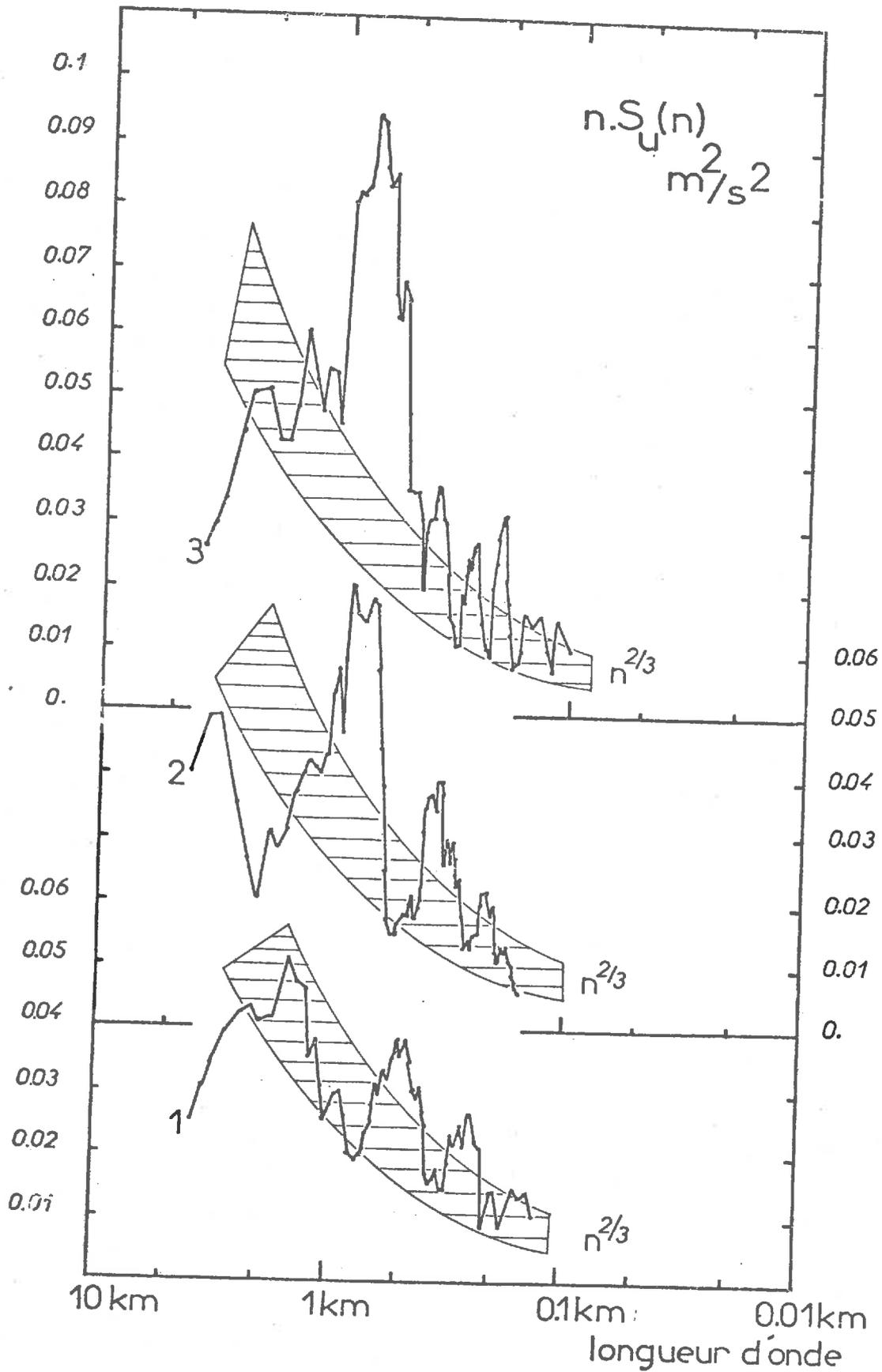


Figure 10 : SPECTRES DE LA VITESSE HORIZONTALE DU VENT LE 26 JUIN 1970 ;

- Courbe 1 : couche convective ;
- Courbe 2 : front convectif ;
- Courbe 3 : base de la couche stable.

Nous y retrouvons le découpage en trois régions que nous venons de signaler ; mais cette fois la région centrale II, entre 1500 et 700 m, prend l'aspect d'un pic se détachant nettement du reste du spectre.

En outre, la figure 10 nous permet de préciser la nature de ce pic central.

A cet effet, nous avons superposé au spectre une bande hachurée représentant la cascade inertielle de l'énergie cinétique turbulente entre 3000 m et le sous-domaine d'inertie mesuré vers 200 m.

Cette bande hachurée correspond au "comportement idéal" d'une turbulence alimentée à la longueur d'onde 3000 m, qui se transmettrait aux échelles inférieures sans être de nouveau alimentée, ou dissipée, par des sources, ou des puits, d'énergie intermédiaire.

Nous constatons que la bande hachurée s'ajuste aussi bien aux très grandes longueurs d'onde (3000 m), qu'aux courtes longueurs d'onde (500 - 200 m) (courbe 3).

Le pic central semble donc se superposer au reste du spectre, sans que l'excès d'énergie qu'il contient ne paraisse accroître l'énergie transmise aux courtes longueurs d'onde.

Cette particularité nous suggère que la base de la couche stable contient deux sources d'énergie indépendantes :

.../...

. la première apporte son énergie vers la longueur d'onde 3000 m, nous l'avons déjà rencontrée dans la couche convective où nous l'avons associée aux propriétés régionales du vent (cisaillement vertical et rugosité à grande échelle).

Les "tourbillons" alimentés par cette première source excitent d'autres "tourbillons" plus petits, l'ensemble se traduisant par un flux spectral d'énergie à peu près constant entre 3000 m et 500 m de là résulterait l'allure générale du spectre aux grandes et courtes longueurs d'onde .

. La seconde source d'énergie, entre 1500 et 700 m, représenterait plus de 50 % de l'énergie cinétique contenue dans cette bande de longueur d'onde ; pourtant, elle ne semble pas transmettre une énergie importante aux échelles inférieures.

Les mouvements d'échelles voisines de 900 m, alimentés par cette seconde source d'énergie, sont donc peu couplés avec les "tourbillons" d'échelles adjacentes.

Sur la base des travaux de STEWART (1969), cette particularité nous invite à identifier de tels mouvements comme des ondes de gravité :

STEWART, recherchant des critères permettant de "séparer" ondes et turbulence , signale en effet que le couplage non linéaire entre longueurs d'onde voisines est très fort pour la turbulence, alors qu'il devient faible pour des ondes de gravité n'ayant pas atteint leur stade de rupture.

.../...

En résumé, la base de la couche stable nous semble le siège de deux types de mouvements :

. d'une part, des ondes de gravité, de longueur d'onde horizontale voisine de 900 m, dont l'énergie est au moins égale à celle de la turbulence ambiante ;

. d'autre part, des "tourbillons" couvrant toute la gamme des longueurs d'onde , principalement alimentés vers 3000 m par le cisaillement vertical du vent horizontal moyen.

Enfin, notons au passage certaines particularités des spectres de la figure 9, aux courtes longueurs d'onde .

Dans la région III de cette figure, nous avons remarqué un comportement des courtes longueurs d'onde plus complexe que celui remarqué auparavant dans la couche convective :

. entre les longueurs d'onde 600 m et 300 m, le spectre de température suit la loi n^1 , tandis que le spectre de vitesse suit la loi n^3 ;

. aux longueurs d'onde inférieures à 300 m, les deux spectres suivent en moyenne la loi $n^{5/3}$.

Ces constatations sont en accord avec les résultats de SHUR (1962) et ceux de MYRUP (1969) relatifs, comme les nôtres, à des observations au sein d'une couche très stable.

Elles semblent indiquer l'existence d'une région où la cascade turbulente est très influencée par la stabilité (buoyant

.../...

subrange, LUMLEY, 1964) entre les régions d'alimentation (I et II) et le sous-domaine d'inertie observé aux longueurs d'onde inférieures à 300 m.

d/ Région du front convectif

Étudions maintenant un palier au niveau du front convectif, réalisé 45 mn après le palier précédent sur le même axe de vol et à la même altitude (260 m).

A ce niveau, le vent souffle maintenant de l'Est-Sud-Est et sa vitesse atteint environ 11 ms^{-1} .

Les spectres de température potentielle et de vitesse horizontale du vent sont présentés sur la figure 11.

Le spectre de vitesse, courbe inférieure, a les mêmes caractères généraux que celui mesuré à la base de la couche stable ; par contre, le spectre de température se comporte différemment :

. aux grandes longueurs d'onde (5000 - 2000 m) les deux courbes présentent un maximum vers 3800 m ;

. entre 2000 m et 700 m, le spectre de vitesse présente un plateau où la variance demeure très forte, ce plateau correspond au pic noté vers 900 m dans la couche stable (ondes de gravité) ; le spectre de température, au contraire, décroît régulièrement dans la même gamme, suivant assez bien une loi $n^{5/3}$ jusqu'à la longueur d'onde 700 m ;

.../...

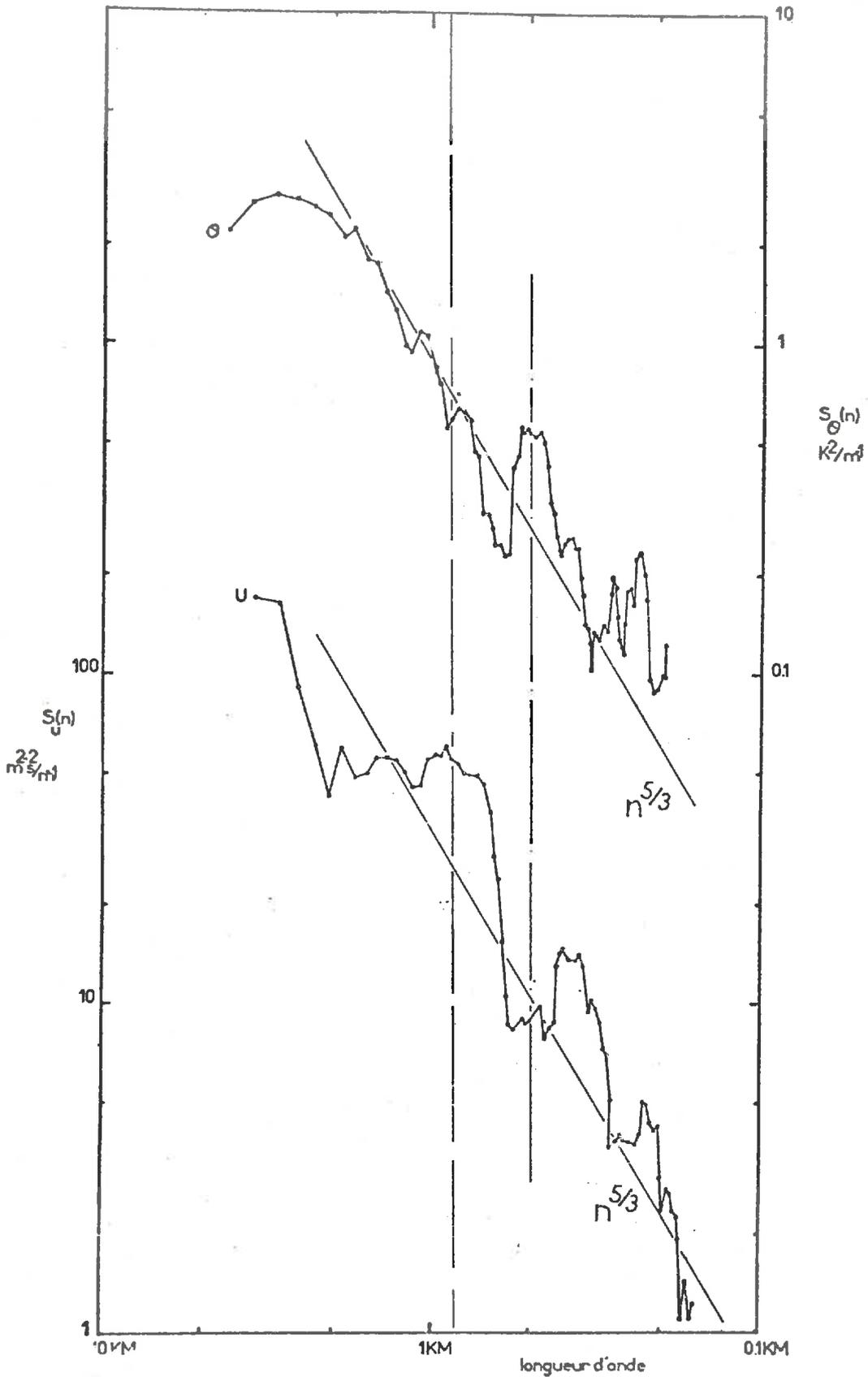


Figure 11 : SPECTRES DE PUISSANCE DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE θ ET DU VENT HORIZONTAL u , LE 26 JUIN 1970, DANS LA REGION DU FRONT CONVECTIF.

. aux courtes longueurs d'onde , le spectre de vitesse décroît en moyenne dès 600 m ; le spectre de température présente au contraire un maximum secondaire vers 500 m, avant de suivre à son tour la loi $n^{5/3}$ à partir de 400 m.

Le comportement spectral du front convectif s'apparente donc à quelques différences près à celui de la base de la couche stable.

Cette analogie apparaît mieux sur la figure 10 où la courbe 2, relative au front convectif, est tracée au centre, immédiatement au-dessous de la courbe 3 étudiée lors de l'examen de la couche stable.

Nous retrouvons l'allure générale de la courbe 3, notamment vers 900 m le pic intense caractérisant les ondes de gravité.

Cependant, le pic de la courbe 2 présente dans le détail des particularités que nous allons examiner maintenant.

Nous avons porté sur le spectre de vitesse une bande hachurée représentant, comme auparavant pour la courbe 3, la cascade inertielle moyenne qui prolonge aux grandes longueurs d'onde (3000 m) l'énergie trouvée dans le sous-domaine d'inertie (400 m - 200 m).

Contrairement à ce que nous avons remarqué pour la courbe 3, nous notons sur la courbe 2 que cette bande hachurée s'inscrit entre le pic de 900 m et le maximum de 3800 m.

.../...

On peut en conclure que l'énergie mesurée dans le sous-domaine d'inertie provient à la fois du pic de 3800 m, associé au cisaillement du vent moyen, et du pic de 900 m associé aux ondes de gravité.

Nous sommes donc amenés à admettre que les ondes de gravité de la région du front convectif perdent une partie de leur énergie en la transmettant à la turbulence ambiante. Nous avons vu précédemment (§ c) qu'un tel mécanisme suppose l'instabilité, la rupture de telles ondes de gravité.

Cette hypothèse se trouve confirmée par la seconde particularité des spectres dans la région du front convectif : le désaccord entre le spectre de vitesse et celui de température, qui présente vers 900 m une décroissance régulière en $n^{5/3}$ et non un pic (figure 11).

Pour comprendre ce point, il faut rappeler les principales conclusions d'une étude publiée par ORLANSKY (1971) : se basant sur des observations océanographiques (CHARNOCK, 1965) et atmosphériques (LESTER, 1970), ORLANSKY a montré que les ondes de gravité de grande amplitude deviennent instables quand, en un point, la vitesse particulière dépasse la vitesse de phase de l'onde (critère d'ORLANSKY-BRYAN, 1969).

Lorsque cette instabilité se déclenche, elle entraîne localement la dégénérescence de l'onde en une agitation turbulente, chaotique, d'échelle plus petite.

.../...

Cette dégénérescence diminue l'énergie cinétique de l'onde et accroît celle de la turbulence ambiante. Il apparaît ainsi un équilibre qui fixe l'amplitude maximale que peut atteindre l'onde. Ce processus, qui rappelle les équilibres de relaxation, est dénommé "saturation" par ORLANSKY (1971).

En outre, ORLANSKY a pu déduire du critère d'instabilité l'allure théorique des spectres d'énergie et de température : il montre que ce dernier doit suivre une loi approximative en $n^{5/3}$.

Les conclusions d'ORLANSKY semblent donc s'accorder avec nos résultats dans la région du front convectif :

1. la saturation des ondes nous est suggérée par la figure 10 où nous avons noté que le pic à la longueur d'onde 900 m accroît le flux spectral de l'énergie cinétique turbulente ;

2. aux longueurs d'onde voisines de 900 m, le spectre de température de la figure 11 suit très sensiblement la loi $n^{5/3}$.

Enfin, notons par ailleurs une dernière particularité du spectre de température qui souligne un aspect différent, mais également important, de la structure du front convectif.

Sur la figure 10, vers la longueur d'onde de 500 m, le spectre de température présente un pic se détachant nettement des régions adjacentes.

Nous avons noté un pic semblable, à la même longueur d'onde et de même intensité, sur le spectre de température de la couche convective, à 60 m au-dessus du sol ; cette coïncidence nous suggère l'existence de thermiques traversant par places la couche convective selon toute son épaisseur et déformant la base de la couche stable, donc par conséquent aussi le front convectif.

Une telle hypothèse serait en accord avec les observations en cuve hydraulique de TOWNSEND (1964) et DEARDORFF, WILLIS et LILLY (1969). Ces dernières en particulier sont illustrées par 4 clichés (reproduits dans le rapport de 1972) qui montrent des thermiques pénétrant la base d'une couche stable en cours d'érosion.

En résumé, pour interpréter l'allure des spectres dans la région du front convectif, nous proposerons le schéma suivant :

. des ondes de gravité, de longueur d'onde voisine de 900 m, sont maintenues à leur amplitude de saturation par l'instabilité d'ORLANSKY - BRYAN. Ces ondes ont une énergie importante, qu'elles transfèrent en partie à la turbulence de petite échelle après leur saturation ;

. des thermiques, d'échelles horizontales voisines de 500 m, déforment la base de la couche stable et accentuent la turbulence à petite échelle par apport d'air convectif déjà turbulent ;

. des "tourbillons" couvrent toute la gamme des longueurs d'onde, alimentés vers 3000 m par le cisaillement du vent moyen,

.../...

vers 900 m par la dégénérescence des ondes de gravité, et vers 500 m par les thermiques. Ces tourbillons, fortement couplés de longueur d'onde à longueur d'onde, assurent le transfert spectral de l'énergie cinétique turbulente.

3°/ Conclusion de l'étude du 26 Juin 1970

Deux types de résultats se dégagent de ces observations :

a. l'analyse des profils verticaux en température potentielle et leur évolution temporelle introduit la notion de saut convectif.

Ce phénomène se manifeste par des variations rapides de la vitesse d'ascension du front convectif, variations qui semblent liées à l'existence de feuillets alternativement très stables et peu stables dans les couches sus-jacentes.

b. l'étude des fluctuations de température, de vitesse horizontale du vent et d'humidité, nous conduit à une ébauche d'interprétation de la structure du système couche stable - couche convective.

Cette interprétation est en accord avec les résultats connus, expérimentaux et théoriques; elle souligne le rôle des ondes de gravité à la base de la couche stable.

Nous reviendrons sur le rôle de ces ondes au chapitre II, pour montrer qu'elles interviennent aussi dans le saut convectif.

.../...

Mais avant cela, nous allons examiner brièvement les journées du 4 Juin 1970, 9 Juin 1972 et 19 Juillet 1972 dont les évolutions confirment nos premiers résultats.

II - JOURNEE DU 4 JUIN 1970

La journée du 4 Juin 1970 se situe à la fin d'une période anticyclonique établie depuis le 2 Juin 1970. Les jours précédents l'évolution météorologique est caractérisée par l'absence de développements nuageux importants dans la région de Châteauroux.

Le 4 Juin, les basses couches restent brumeuses avec des nuages n'apparaissant qu'en dehors de la zone d'expérience (un cumulus signalé au loin, au sommet de la couche de brume, vers 15 H).

1°/ Profils thermiques verticaux

Le profil thermique vertical de la basse troposphère est présenté sur la figure 12 : nous y avons porté en abscisses la température potentielle en fonction de la pression en ordonnées.

La courbe A correspond à un sondage du CESSNA 206 vers 11 h locales.

Nous retrouvons l'allure générale du profil de la figure 1

. la couche convective monte jusqu'à 910 mb (800 m) ; le gradient vertical moyen de la température potentielle est de 1.7 K/km^{-1} .

. la couche stable a sa base au niveau 910 mb ; le gradient thermique moyen atteint 7 K/km .

.../...

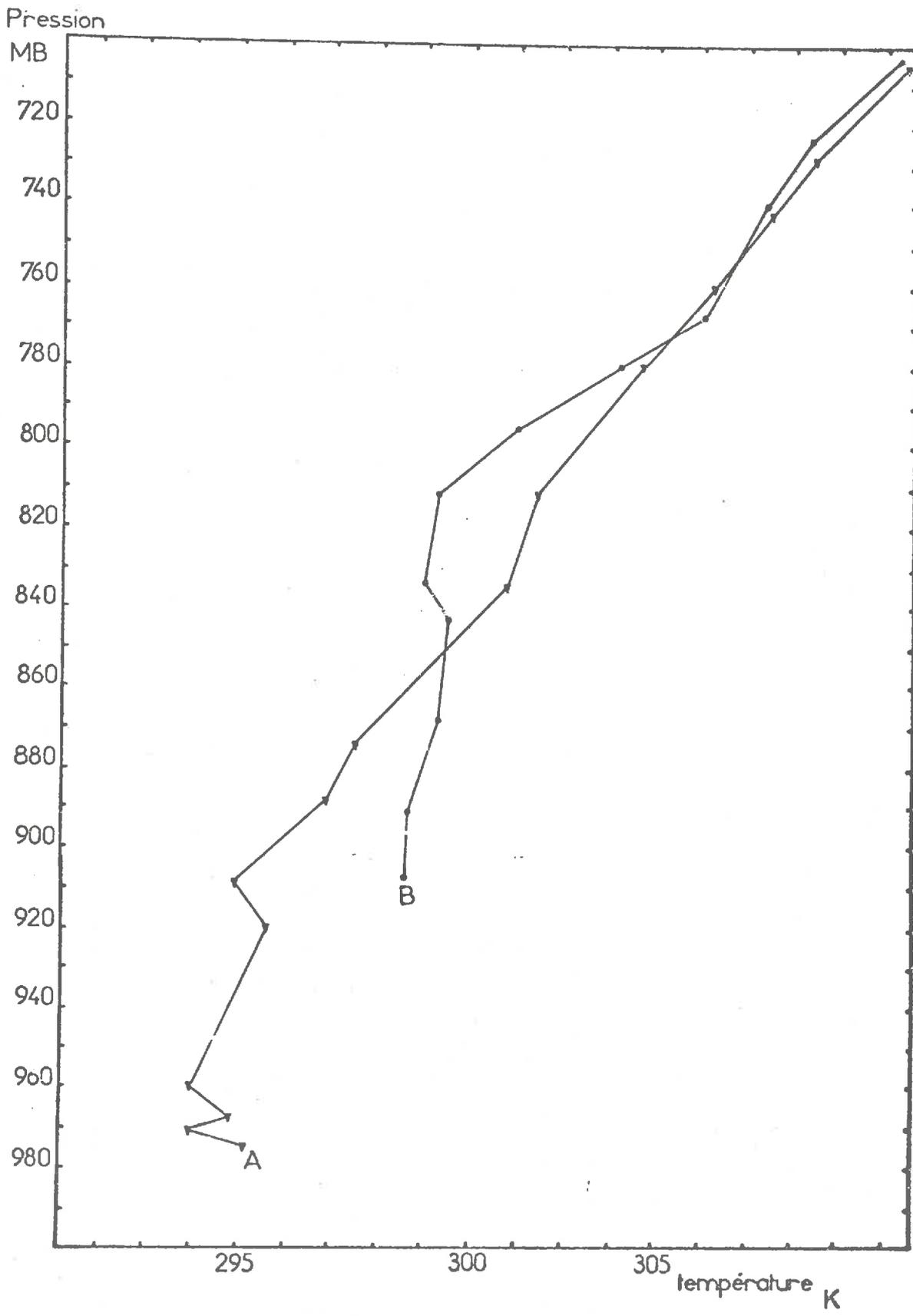


Figure 12 : 4 JUIIN 1970, PROFIL VERTICAL DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE ;
Courbe A : 11 h locales ;
Courbe B : 15 h locales.

La courbe B, qui a été tracée à partir du sondage vertical de 14 h 55 locales, correspond à une couche convective complètement développée ; nous trouvons (1) :

. au-dessous du niveau 810 mb, la couche convective où le gradient thermique vertical est inférieur à 0,7 K/km ;

. au-dessus de 810 mb, la couche stable où le gradient vertical moyen est proche de 7 K/km.

En outre, cette région stable semble elle-même se subdiviser en deux parties :

. au dessus de 750 mb, la courbe B coïncide presque exactement avec la courbe A ;

. par contre, entre 750 et 810 mb, immédiatement à la base de la couche stable, nous remarquons une couche plus froide d'environ 2 K et beaucoup plus stable (14,5 K/km) que la couche du matin au même niveau.

2° Répartition verticale des fluctuations de température et d'humidité.

Le 4 Juin 1970, la structure et l'évolution du profil vertical thermique sont analogues à ce qui a été observé le 26 Juin 1970.

Le montage présenté figure 13 nous aide à préciser cette analogie.

Nous y avons porté la coupe verticale des isothermes en

(1) la couche suradiabatique n'apparaît pas sur la figure 12 ; l'avion n'a pas volé assez bas pour y pénétrer.

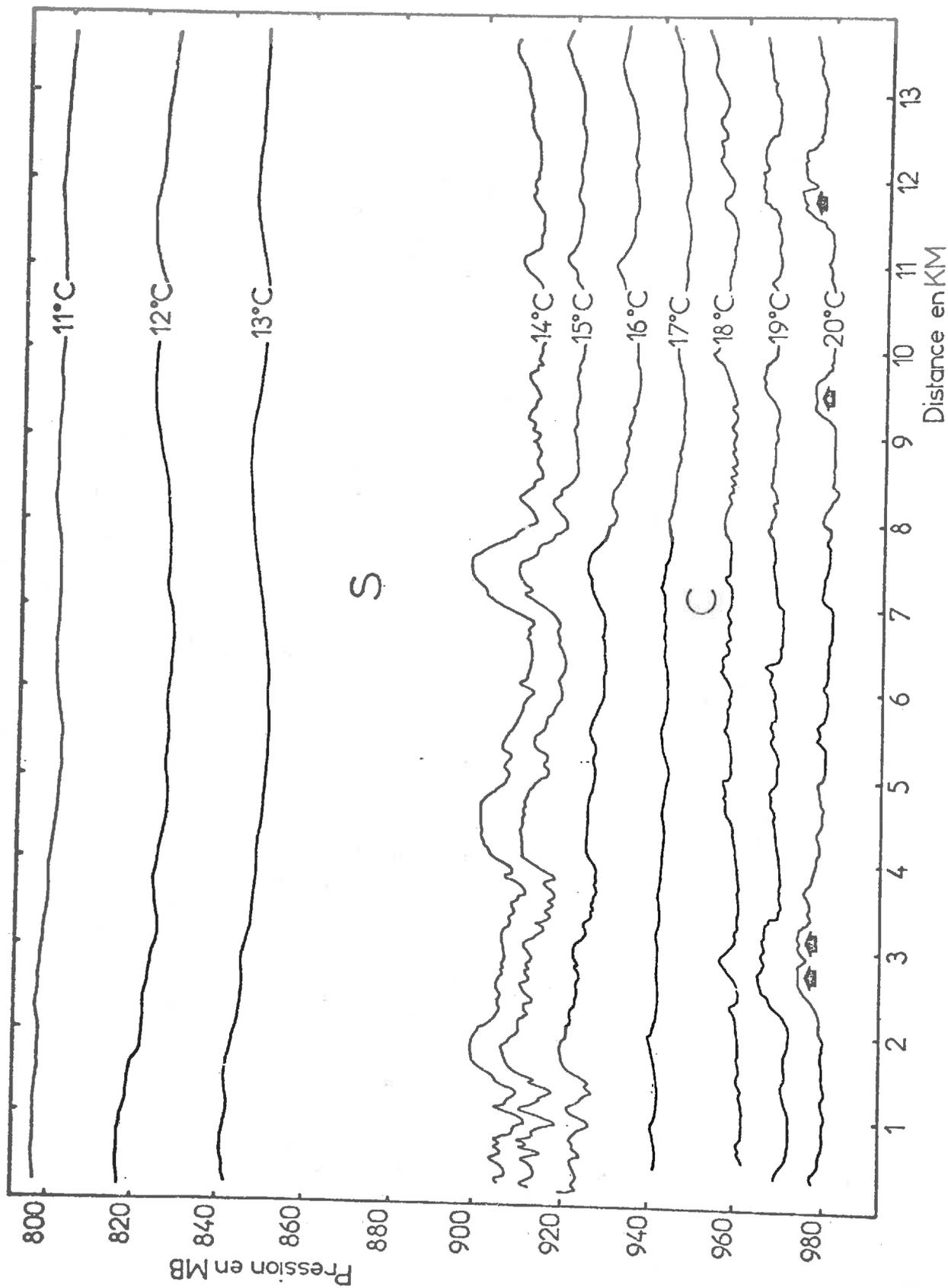


Figure 13 : 4 JUN 1970, 11 h ; COUPE VERTICALE DES ISOTHERMES :
 S, COUCHE STABLE ; C, COUCHE CONVECTIVE.

Les flèches verticales indiquent la position des thermiques.

juxtaposant les différents sondages thermiques en palier effectués dans ce plan par l'avion. Ce montage nous donne une vue d'ensemble de la distribution des températures, dans la couche limite ; il correspond au vol du matin (courbe A de la figure 12). L'axe des ordonnées est gradué en millibars et sur l'axe des abscisses la distance horizontale le long des paliers est portée en kilomètres.

A la partie inférieure de la figure 13, jusqu'au niveau 960 mb, les isothermes sont sensiblement horizontales, leur écartement correspond au gradient adiabatique sec, en effet la température décroît de 2 K en 200 m entre 980 et 960 mb.

Dans cette région, les lignes d'égale température sont déformées par places par des perturbations essentiellement positives (flèches verticales).

Le 26 Juin 1970, nous avons rencontré de telles perturbations positives; nous les avons alors interprétées comme ^{étant} des thermiques. Cette hypothèse est confirmée par la figure 14 où sont juxtaposées les courbes de température T, d'humidité relative H et de pression P enregistrées au niveau 972 mb. Les graduations des abscisses sont les mêmes sur les figures 13 et 14 ; l'avion vole horizontalement au sein de la couche convective.

Nous constatons que les fluctuations de température et d'humidité sont corrélées positivement, ce qui traduit bien des thermiques (vers 10 km et 12 km sur les deux figures).

Au milieu de la figure 13, entre 960 et 890 mb, une zone de transition est centrée sur le niveau 920 mb; cette région correspond au changement de pente sur la courbe A.

Cette zone comprend deux parties :

. jusqu'au niveau 920 mb, nous quittons progressivement la couche convective pour pénétrer dans la couche stable : c'est la région du front convectif. Nous y notons la disparition des

.../...

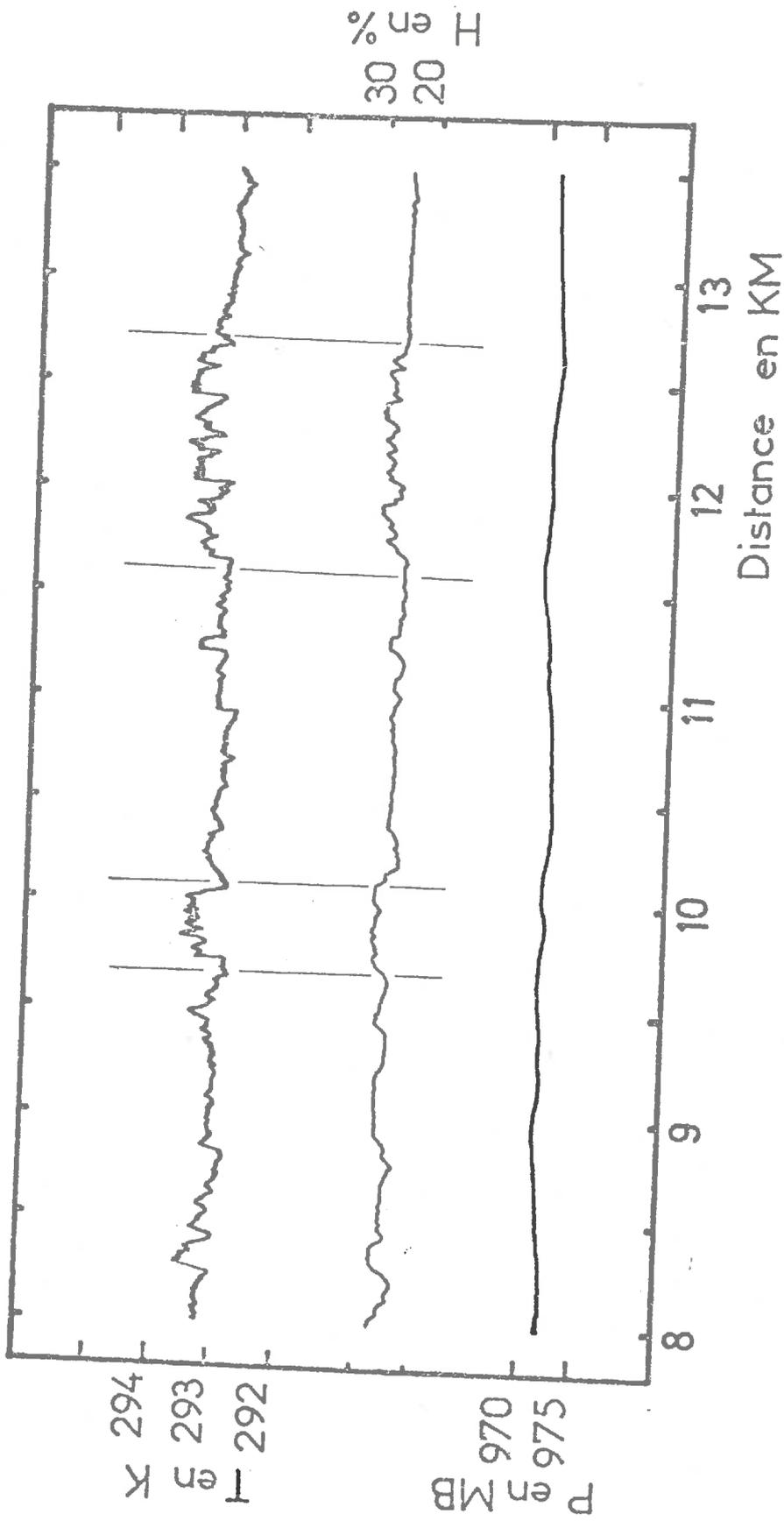


Figure 14 : 4 JUIN 1970, 11 H ; REPRODUCTION PARTIELLE D'UN ENREGISTREMENT REALISE DANS LA COUCHE CONVECTIVE. LA GRADUATION DES ABCISSES CORRESPOND A CELLE DE LA FIGURE 13 AVEC UNE ECHELLE DIFFERENTE.

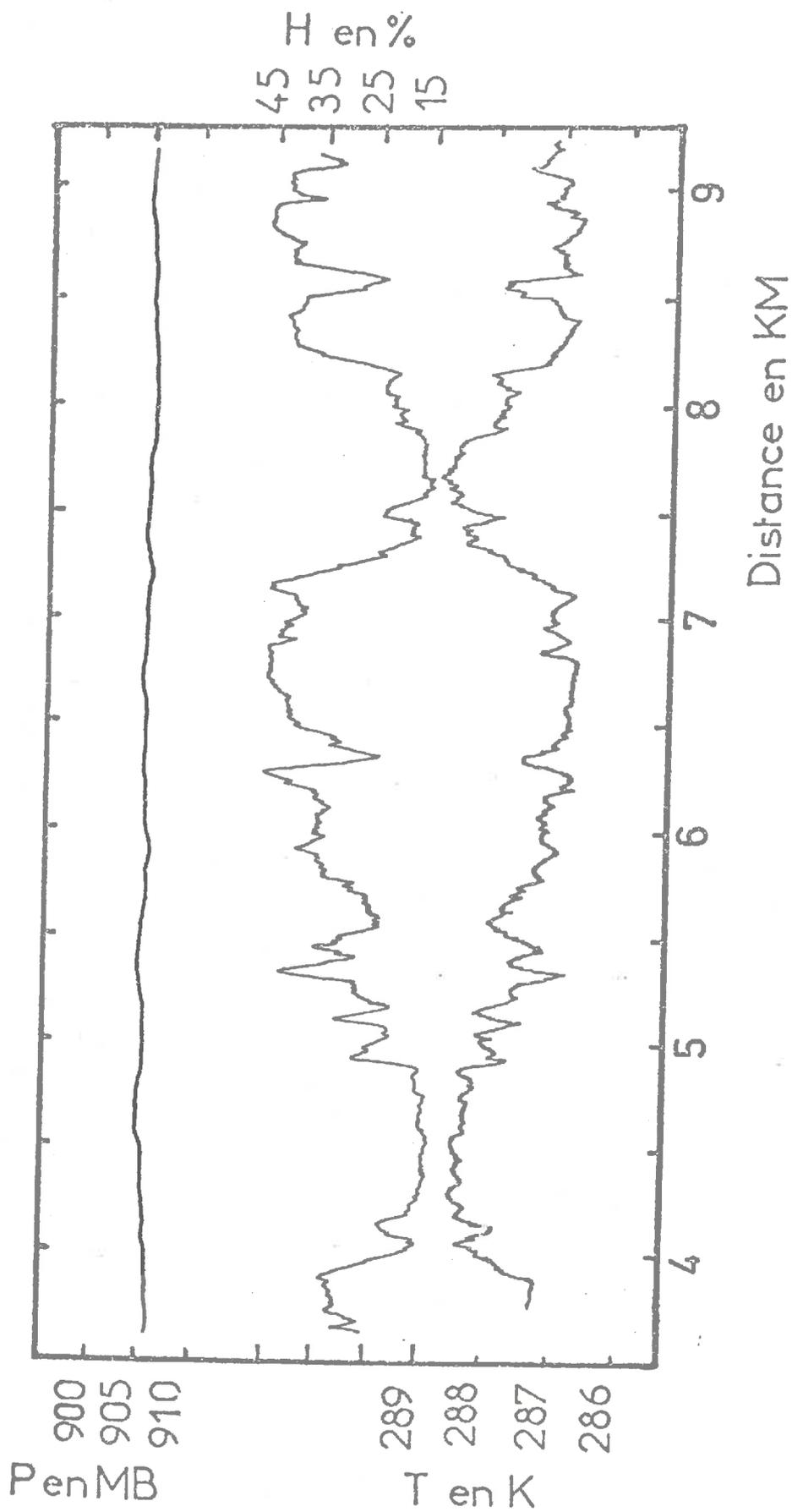


Figure 15: 4 JUIN 1970, BAS DE LA COUCHE STABLE, 11 h 7 mn, LA GRADUATION DES ABSCISSES CORRESPOND A CELLE DE LA FIGURE 13 AVEC UNE ECHELLE DIFFERENTE.

perturbations positives en température.

. au-dessus du niveau 920 mb, les isothermes sont déformées par de larges perturbations d'allure périodique (surtout à gauche). Ces perturbations sont détaillées sur la figure 15 où ont été reproduits partiellement les enregistrements de température T, d'humidité relative H et de pression P.

Pour ces fluctuations, la corrélation négative entre température et humidité est très nette ; notons que l'amplitude et la longueur d'onde de ces perturbations sont toujours supérieures à celles du 26 Juin (cf. figure 5 du rapport de .D.E.A., sept. 1972).

La même particularité se retrouve sur la coupe verticale des isothermes de 14 h 55 (figure 16).

La base de la couche convective n'apparaît pas sur la figure 16 destinée à mettre en évidence les ondes de gravité exceptionnellement développées à la base de la couche stable vers 15 h.

Le front convectif se situe vers 840 mb.

Au niveau 820 mb les ondes de gravité déforment considérablement les isothermes. Ces ondes apparaissent plus nettement encore sur la figure 17 qui reproduit une portion des enregistrements réalisés sur le palier 815 mb. L'amplitude des fluctuations est remarquable : la température varie de 3 K, l'humidité de 30 % ; ces fluctuations sont corrélées négativement de manière évidente.

3°/ Analyse des fluctuations de la vitesse à la base de la couche stable.

Les fluctuations notées sur la figure 17 sont environ trois fois plus intenses que celles observées le 26 Juin 1970 ; on pourrait donc penser que les processus mis en jeu le 4 Juin sont d'une nature différente .

.../...

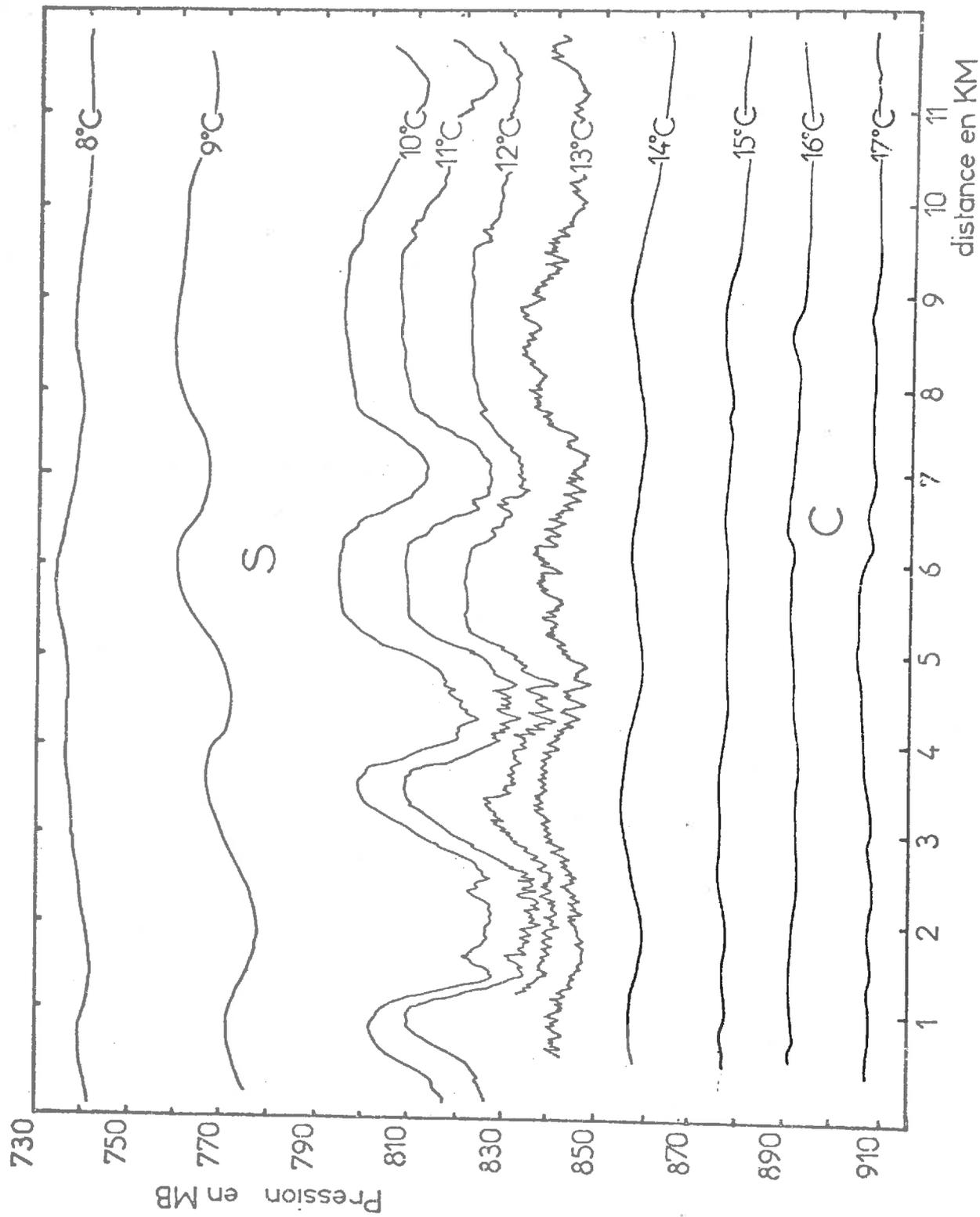


Figure 16 : 4 JUIN 1970, 14 h 55 ; COUPE VERTICALE DES ISOTHERMES A LA BASE DE LA COUCHE STABLE S ET AU SOMMET DE LA COUCHE CONVECTIVE C.

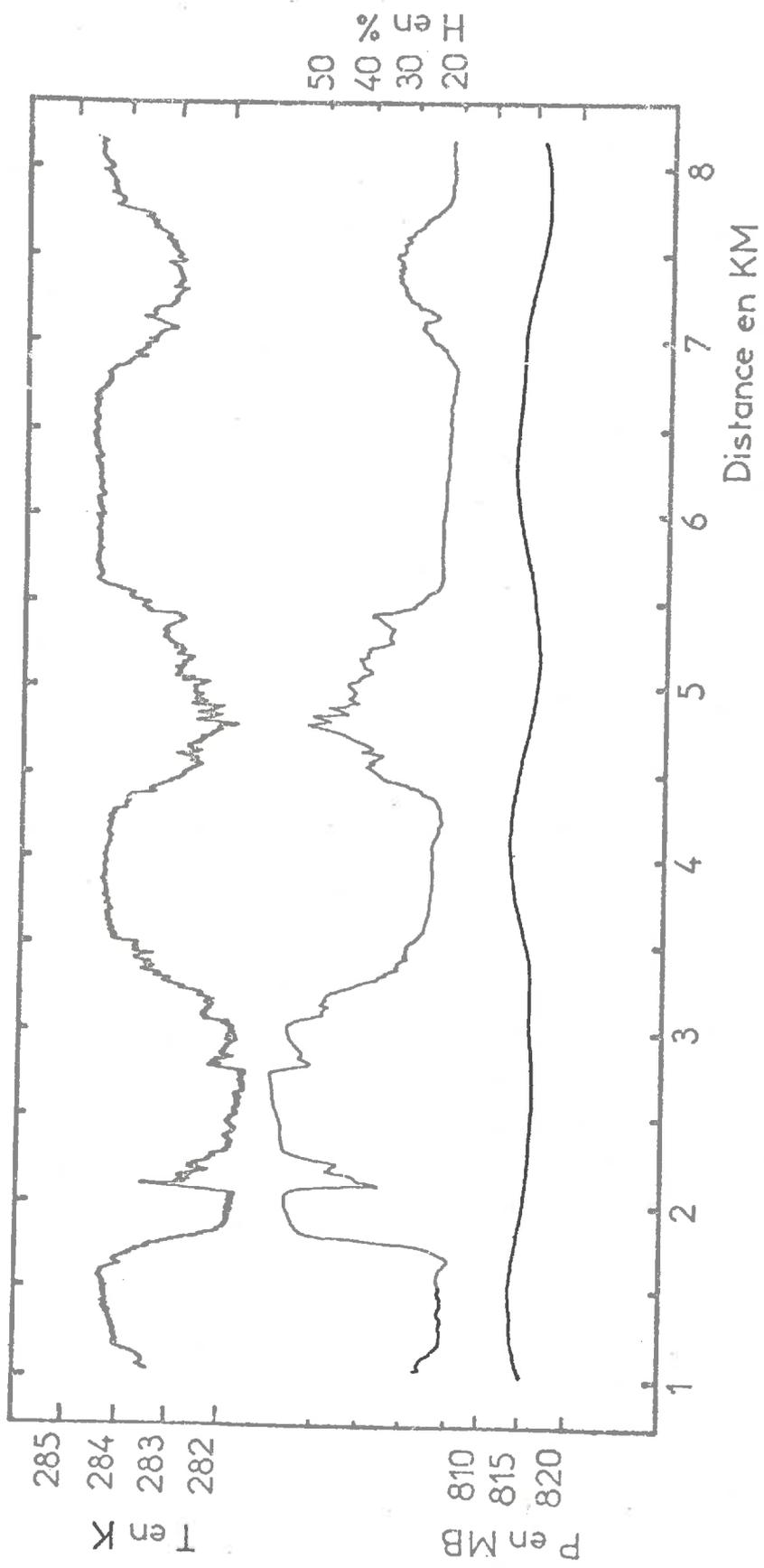


Figure 17 : 4 JUIN 1970, 15 H ; ONDES DE GRAVITE A LA BASE DE LA COUCHE STABLE.
LA GRADUATION DES ABSCISSES EST CELLE DE LA FIGURE 16, AVEC UNE
ECHELLE DIFFERENTE.

Afin de réfuter cette hypothèse considérons le spectre de puissance de la vitesse horizontale présenté sur la figure 18.

Sur cette figure, le produit $n^{-1} \cdot S_u(n)$ a été tracé en fonction du logarithme de la longueur d'onde n ; les autres conventions sont les mêmes que pour la figure 10.

Nous retrouvons sur la figure 18 l'allure déjà notée à la base de la couche stable lors de l'examen des spectres du 26 Juin, à savoir :

- aux grandes longueurs d'onde , vers 4000 m, se situe le maximum précédemment associé au cisaillement du vent horizontal moyen ;

- vers 2000 m le pic associé aux ondes de gravité se détache nettement du reste de la courbe.

En outre, ce pic possède la même particularité que celui de la courbe 3 (figure 10).

Nous avons porté sur la figure 18 une bande hachurée représentant la cascade inertielle de l'énergie ^{cinétique} mesurée à la longueur d'onde 4000 m. Cette bande hachurée joue ici le rôle des bandes semblables portées sur la figure 10.

Comme précédemment pour la courbe 3 (figure 10), la bande hachurée encadre le spectre mesuré aux courtes longueurs d'onde : le pic central ne transfère donc que peu d'énergie aux échelles inférieures.

Le 4 Juin 1970, les ondes observées à la base de la couche stable ne sont donc que faiblement couplées avec la turbulence ambiante ; il en était de même le 26 Juin 1970.

Les processus mis en jeu sont donc les mêmes pour ces deux journées, avec toutefois des amplitudes notablement différentes.

.../...

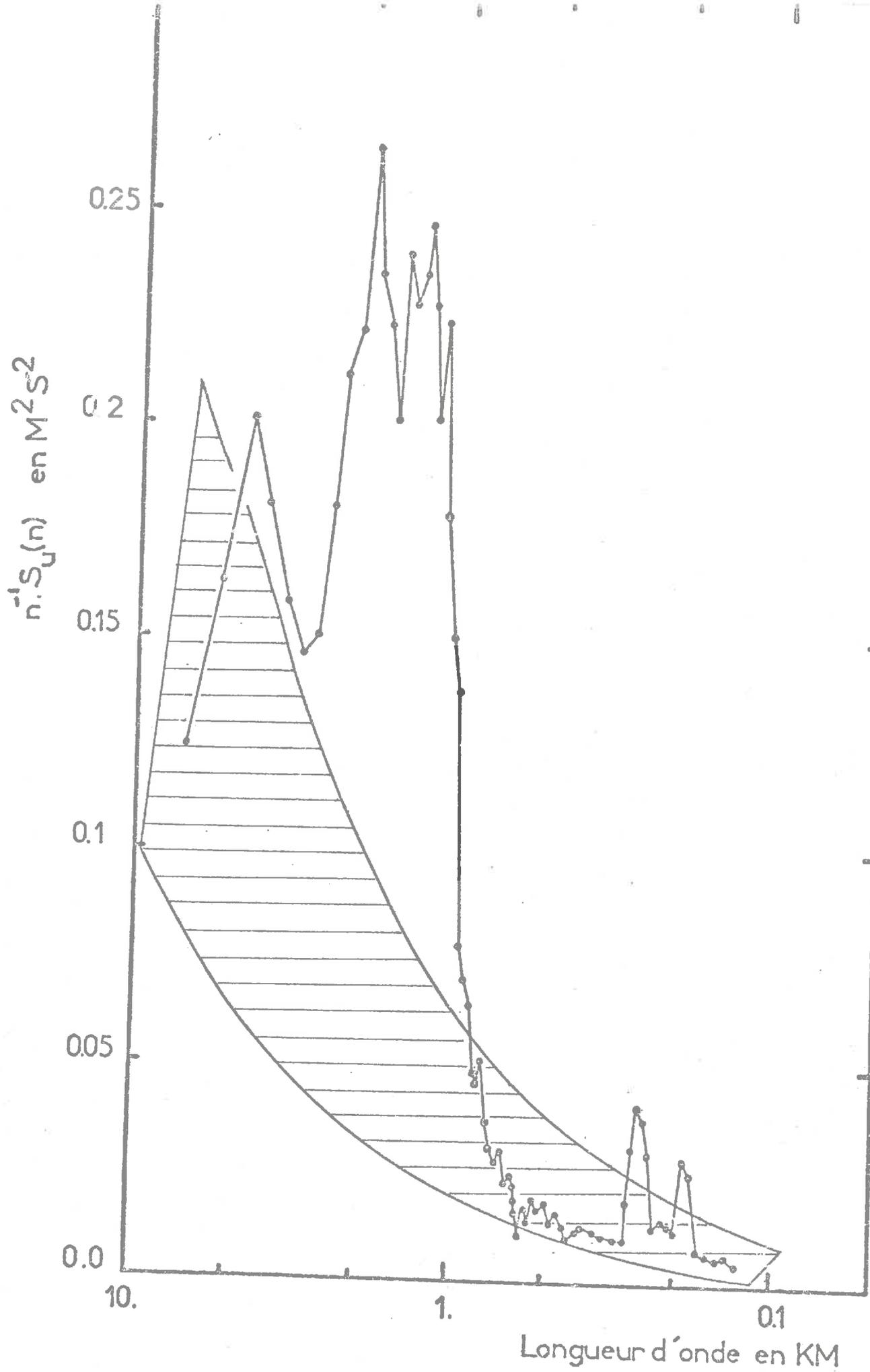


Figure 18 : 4 JUIN 1970 ; SPECTRE DU VENT HORIZONTAL A LA BASE DE LA COUCHE STABLE VERS 15 H.

Remarque : Il aurait été intéressant d'étudier l'évolution temporelle de l'altitude du front convectif, ce travail n'est pas réalisable le 4 Juin 1970 en raison du petit nombre de sondages verticaux effectués ce jour-là. Nous verrons que les observations collectées en 1972 près de Clermont-Ferrand permettent de confirmer sur ce point les observations du 26 Juin 1970.

4°/ Conclusion de l'étude du 4 Juin 1970

Les situations du 4 Juin et du 26 Juin 1970 présentent des évolutions semblables de la couche limite planétaire :

- dans les deux cas, nous observons la formation puis l'épaississement de la couche convective aux dépens de la couche stable ;

- les fluctuations de la température et de l'humidité se distribuent en suivant les mêmes schémas ;

- chaque fois également nous trouvons des ondes de gravité à la base de la couche stable et des thermiques dans la couche convective.

Toutefois, l'amplitude des phénomènes est beaucoup plus grande, à tous les niveaux, le 4 Juin 1970.

.../...

III - JOURNEE DU 9 JUIN 1972

En Juin 1972, une campagne de mesures a été organisée au Nord de Clermont-Ferrand, dans la Limagne, entre la Chaîne des Dômes et l'Allier.

Le 9 Juin 1972, l'évolution matinale a été suivie avec une bonne résolution temporelle, afin d'étudier l'épaississement de la couche convective et de mettre en évidence des sauts éventuels du front convectif.

Au point de vue mésosynoptique, l'évolution du 9 Juin 1972 a présenté deux parties :

. entre le lever du soleil et 11 h locales, la situation est dominée par l'évolution convective en ciel clair, très brumeux toutefois ; avant 10 h, le ciel est totalement clair ; après 10 h quelques cumulus se forment au sommet de la couche convective ; ils se développent sur une faible épaisseur et couvrent le quart du ciel vers 11 h 30 ; durant cette période persiste à haute altitude un léger voile de cirrus ;

. à partir de 11 h 30, la situation évolue rapidement ; le ciel est envahi à 800 mb par une couche de strato-cumulus en provenance du Nord-Ouest qui se maintient jusqu'à la fin de la journée.

1°/ Profil thermique vertical

Le profil thermique vertical de l'atmosphère est reporté sur la figure 19 où figurent la température potentielle en abscisses et la pression en ordonnées. La courbe 1 a été tracée à partir du sondage de 6 h 58, la courbe 2 à partir de celui de 7 h 23 et la courbe 3 à partir de celui de 8 h 45.

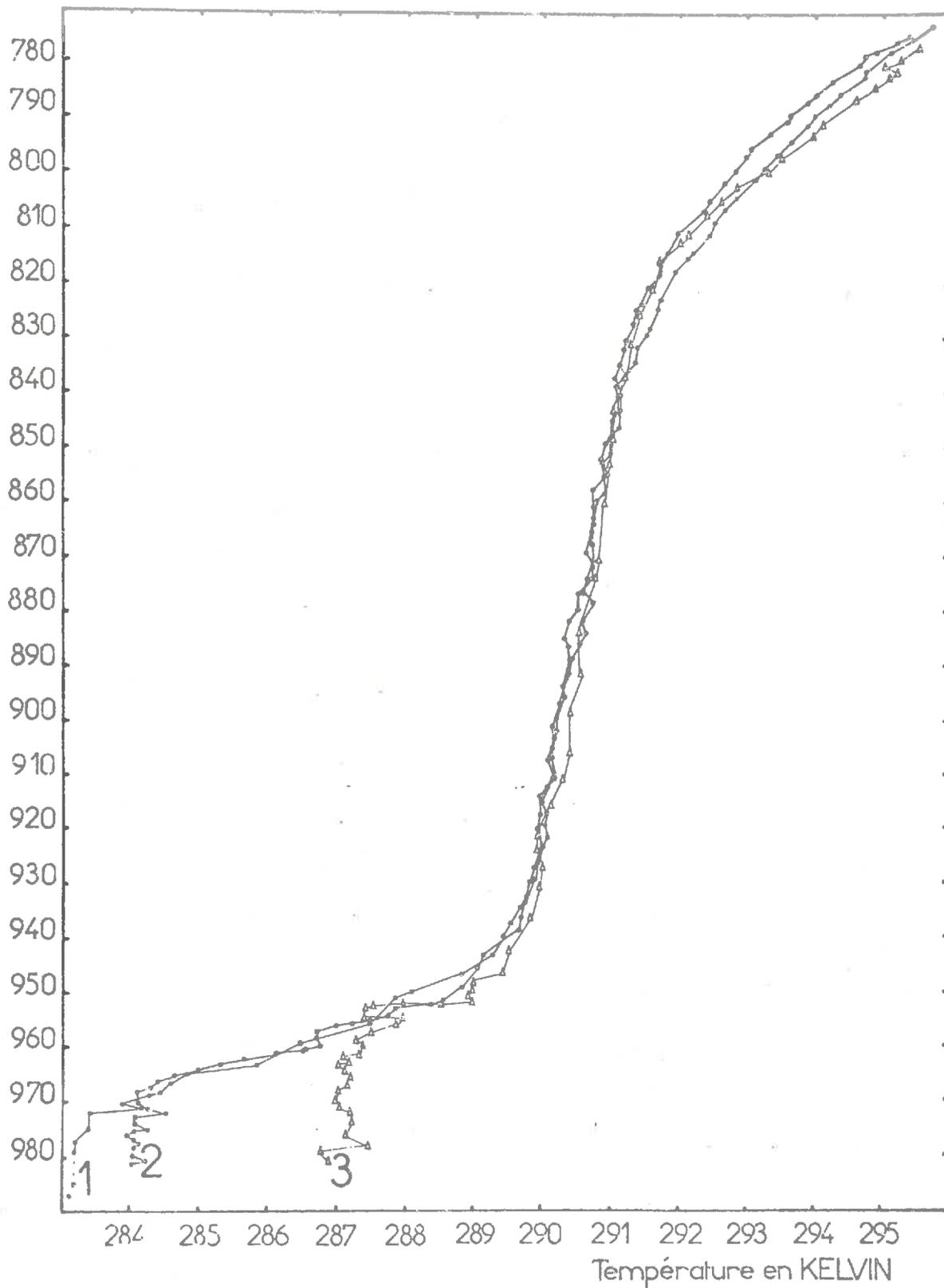


Figure 19 : 9 JUIN 1972, PROFILS VERTICAUX DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE.

Courbe 1 : 6 h 58 ; courbe 2 : 7 h 23 ;
courbe 3 : 8 h 45.

Nous retrouvons les principaux caractères des journées déjà étudiées : une couche quasi-adiabatique se développe lentement à la base de l'atmosphère.

Au-dessus de 975 mb, la couche stable comprend trois feuillets de stabilités statiques différentes. Entre les niveaux 970 mb et 940 mb la stabilité est très forte (18.6 K/km) ; entre 940 mb et 830 mb le gradient thermique est très faible : (1.36 K/km ; au-dessus de 830 mb, la stabilité croît de nouveau 8,44 K/km).

Plus haut encore, le gradient thermique décroît à nouveau et on trouve une couche en instabilité conditionnelle jusqu'à 500 mb.

Le feuilletage de la couche stable est donc nettement marqué le 9 Juin 1972.

2°/ Répartition verticale des fluctuations de température et d'humidité.

Comme pour les journées du 4 Juin et du 26 Juin 1970, les fluctuations de la température et de l'humidité relative ont des comportements différents dans la couche convective et dans la couche stable.

La figure 20 reproduit une portion de l'enregistrement de la température T, de l'humidité H et de la pression P correspondant au sondage vertical de la courbe 3 (figure 19).

La partie à gauche du trait vertical correspond à une ascension de l'avion dans la couche convective, entre les niveaux 970 mb et 960 mb. Les fluctuations de la température y ont l'aspect asymétrique (impulsionnel) qui caractérise les thermiques ; ces fluctuations sont corrélées positivement à celles de l'humidité relative.

.../...

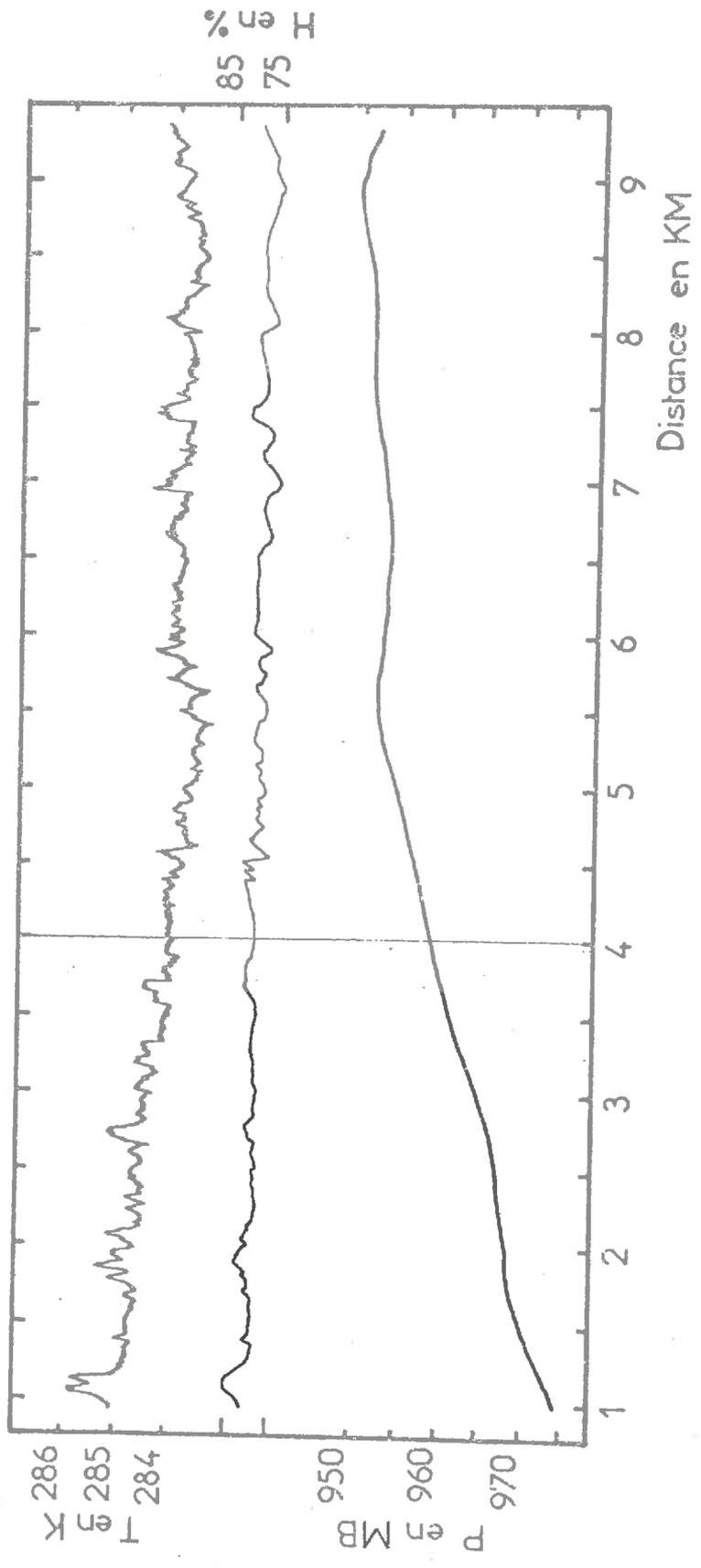


Figure 20 : 9 JUN 1972, 8 h 45. ASPECT DES FLUCTUATIONS DE TEMPERATURE T, D'HUMIDITE RELATIVE H ET DE PRESSION P AU SEIN DE LA COUCHE CONVECTIVE (à gauche) ET DANS LES PREMIERS METRES DE LA COUCHE STABLE (à droite) ; UN TRAIT VERTICAL MARQUE LE FRONT CONVECTIF (vers 4 km).

A la partie droite de la figure, l'avion vole horizontalement au niveau 955 mb, immédiatement à la base de la couche stable supérieure (voir la courbe 3 de la figure 19). A ce niveau, les fluctuations de température deviennent symétriques et sont corrélées négativement à celles de l'humidité.

Au centre de la figure, vers 4 km horizontalement, l'avion traverse le front convectif au niveau 958 mb (trait vertical). Nous notons en effet que ce point correspond au changement du signe des corrélations température-humidité conformément à l'analyse présentée pour le 26 Juin 1970.

Toutefois, le 9 Juin 1972 au matin, le front convectif n'est traversé aussi nettement qu'à deux reprises, au tout début de la matinée ; aussi, pour étudier sa vitesse d'ascension en fonction du temps, nous avons dû utiliser un critère quelque peu différent du précédent : nous avons fixé le sommet de la couche convective au niveau maximal de la dernière corrélation température-humidité positive rencontrée en sondage vertical, soit à la descente, soit à la montée.

Par exemple, sur la figure 20, le sommet de la couche convective se situe vers l'abscisse 3,8 km, immédiatement à gauche du trait marquant le front convectif. L'altitude du sommet de la couche convective est donc 962 mb (570 m), alors que celle du front convectif est 958 mb (610 m), soit une différence d'environ 50 m.

3°/ Vitesse d'ascension du sommet de la couche convective

A partir de ce critère nous avons pu suivre l'évolution de l'épaisseur de la couche convective pendant la matinée du 9 Juin 1972.

Les résultats sont résumés sur la figure 21 où l'altitude du sommet de la couche convective a été portée en fonction du temps.

.../...

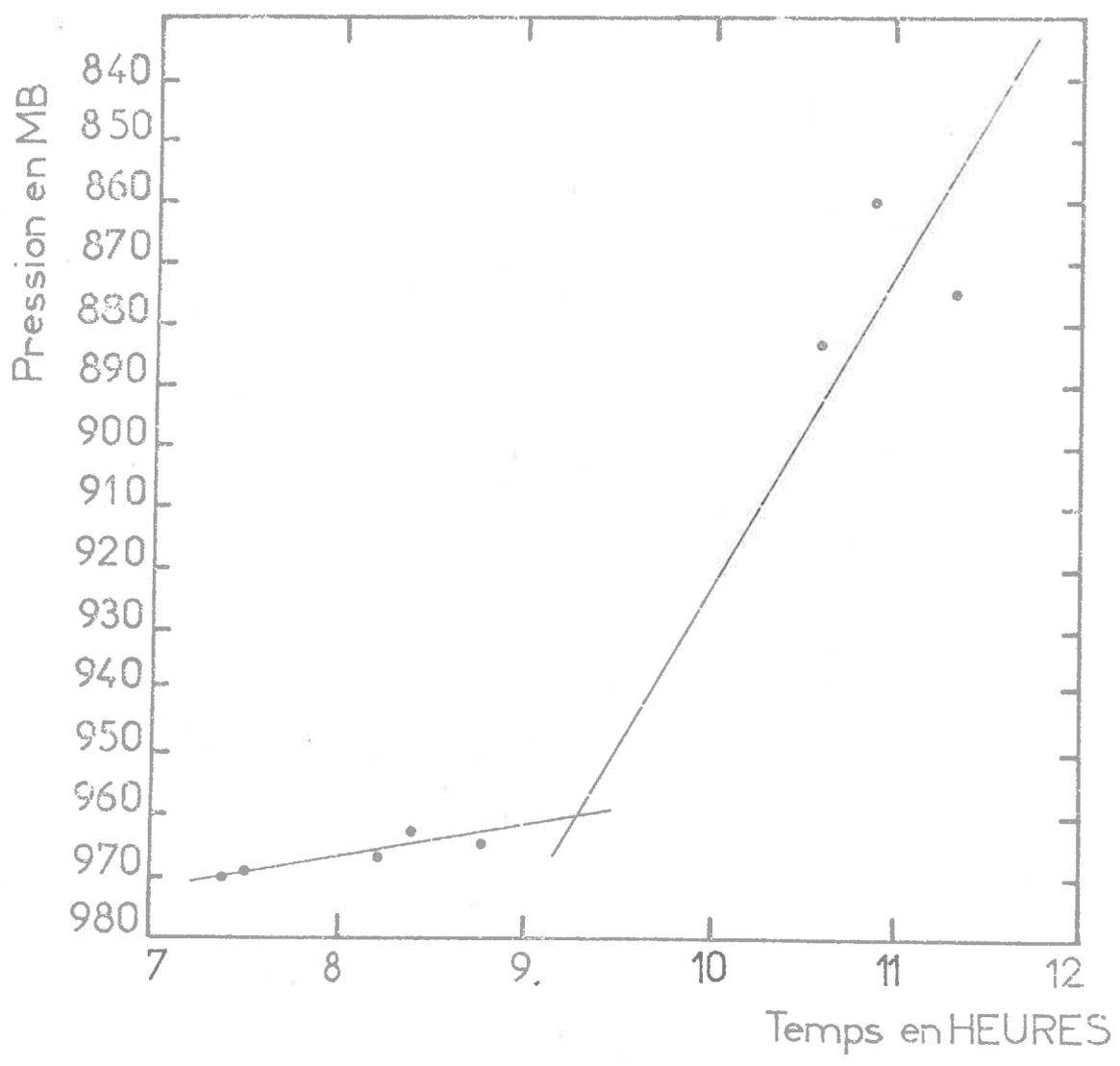


Figure 21 : 9 JUIN 1972 , EVOLUTION DE L'EPAISSEUR DE LA COUCHE CONVECTIVE EN FONCTION DU TEMPS.

De 7 h à 9 h 15, l'épaississement de la couche convective s'opère lentement. La vitesse d'ascension moyenne est d'environ 1,25 m/mn.

A 7 h, le sommet de la couche convective est à 970 mb (figure 19, courbe 1) ; à 8 h 45, il ne s'est élevé que jusqu'à 965 mb : l'ascension lente s'effectue par érosion du feuillet très stable (18 K/km) entre les niveaux 970 mb et 950 mb.

Après 9 h 30, l'épaississement s'accélère. En effet, à 10 h 30, nous retrouvons le sommet de la couche convective vers 833 mb.

Il est important de noter que pendant cette seconde phase l'interface couche convective-couche stable devient diffuse et s'épaissit notablement : vers 11 h locales, des corrélations tantôt positives, tantôt négatives, sont observées sporadiquement dans une couche de 300 m d'épaisseur entre 870 et 840 mb.

Pendant cette période, de 9 h 30 à 11 h 30, la vitesse moyenne d'ascension atteint 10 m par minute au cours de l'assimilation du feuillet très peu stable (1,3 K/km) compris entre 950 mb et 850 mb (figure 19).

Le 9 Juin 1972, comme le 26 Juin 1972, la pénétration du front convectif dans une couche peu stable a donc donné lieu à une montée en saut du sommet de la couche convective.

4°/ Conclusion de l'étude du 9 Juin 1972

Nous retiendrons les points suivants :

. Le 9 juin 1972 au matin, la basse troposphère est constituée par une couche convective peu épaisse surmontée par une couche stable présentant des feuillets alternativement stables et peu stables ;

.../...

. l'évolution matinale se traduit par l'épaississement de la couche convective dont les caractéristiques sont qualitativement analogues à celles de la couche convective du 26 Juin 1970 ;

. cet épaississement se produit au gré de la stabilité statique de la couche supérieure stable. La vitesse d'épaississement, comprise entre 1 m/mn et 10 m /mn, présente les caractères d'un saut lorsqu'une couche de faible stabilité statique est atteinte.

IV - JOURNEE DU 19 JUILLET 1972

Le dernier exemple d'évolution convective matinale que nous étudierons dans le cadre de ce mémoire a été observé le 19 Juillet 1972.

Ce jour là l'évolution convective peut être décomposée en trois phases entre 8 h et 12 h 30 locales.

De 8 h à 10 h, une couche convective très brumeuse se développe en l'absence de cumulifications.

Entre 10 h et 10 h 30, quelques cumulus plats se forment au sommet de la couche convective vers le niveau 910 mb (1060 m).

A 10 h 30, le front convectif atteint au niveau 890 mb la base d'une couche conditionnellement instable comprise entre 1200 m et 3500 m : la couverture de cumulus prend alors rapidement une grande extension tant verticale qu'horizontale. Dès 11 h, le stade de cumulus congestus est atteint et le ciel est totalement couvert à partir du niveau 890 mb.

1°/ Profils thermiques verticaux

La figure 22 nous présente le profil vertical en température potentielle ainsi que son évolution entre 8 h et 10 h 30.

La courbe 1 correspond au profil de 7 h 45, la courbe 2 à celui de 8 h 15 et la courbe 3 à celui de 8 h 45. Les courbes 4 et 5 ont été tracées à partir des enregistrements de 9 h 40 et de 10 h 25.

Au bas de chaque courbe, nous retrouvons une couche convective où la température potentielle est sensiblement constante, en moyenne. Sur la courbe 2, par exemple, cette couche est comprise entre le sol et le niveau 965 mb (510 m).

.../...

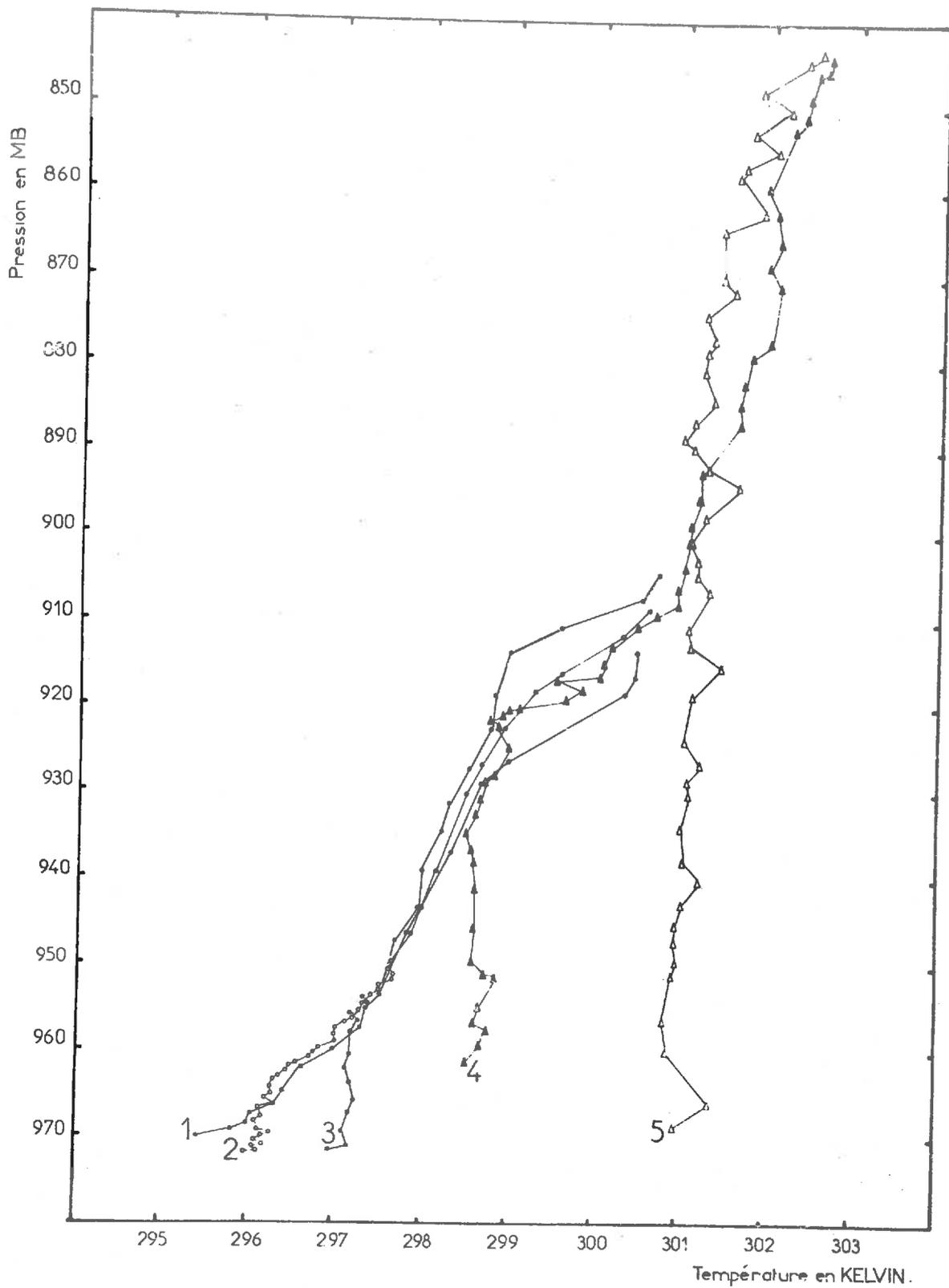


Figure 22 : 19 JUILLET 1972 ; PROFILS VERTICAUX DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE ;

Courbe 1 : 7 h 45 ; courbe 2 : 8 h 15 ;
 courbe 3 : 8 h 45 ; courbe 4 : 9 h 40 ;
 courbe 5 : 10 h 25.

Au-dessus de la couche convective une couche stable est érodée progressivement. A 7 h 45, cette couche comporte quatre feuillets :

- entre les niveaux 970 mb et 957 mb, une couche de très grande stabilité statique (12,5 K/km) ;
- entre 957 mb et 922 mb, un feuillet moins stable où la température potentielle ne croît que de 4,4 K par kilomètre ;
- entre 922 mb et 907 mb , la stabilité est de nouveau forte (13,5 K/km) ;
- au-dessus de 907 mb enfin, la stabilité diminue à nouveau, le gradient thermique vertical est 2,5 K/km et l'atmosphère est neutre pour des déplacements humides saturés. Cette couche supérieure atteint le niveau 700 mb.

2°/ Répartition verticale des fluctuations de température et d'humidité.

La figure 23 illustre l'aspect des fluctuations de la température et de l'humidité. Y figurent les enregistrements de pression (en bas), de température (milieu) et d'humidité relative (en haut) réalisés entre 8 h 22 et 8 h 28 locales.

A l'extrême gauche de la figure, l'avion vole horizontalement dans la couche convective. Nous remarquons des thermiques marqués par des fluctuations positives de la température, en corrélation avec des fluctuations positives de l'humidité (vers les abscisses 2 km et 2,5 km).

La partie droite de cette figure correspond à un palier horizontal à la base de la couche stable (955 mb). A cette altitude, les fluctuations de la température sont symétriques par rapport au niveau moyen et corrélées négativement à celles de l'humidité.

Au centre de la figure 23, l'avion traverse le front convectif vers l'abscisse 2800 m (trait vertical mixte), au niveau 959 mb.

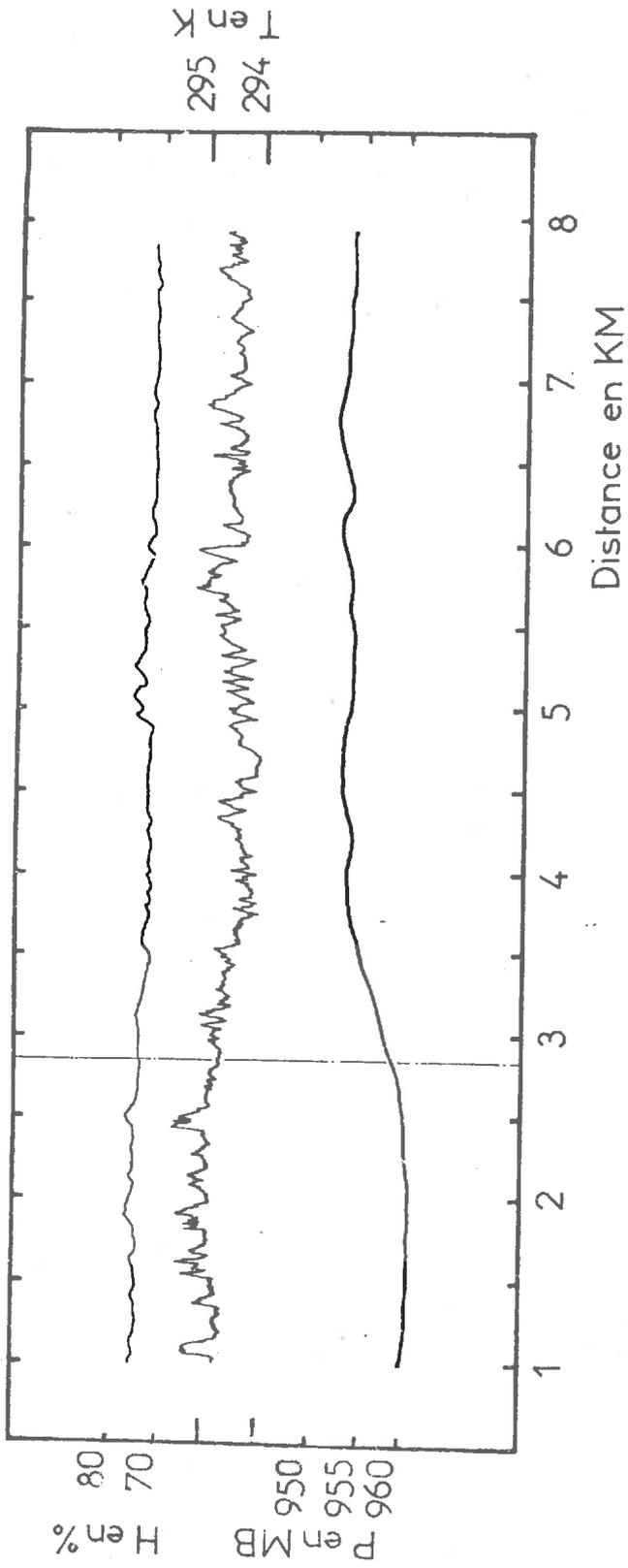


Figure 23 : 19 JUILLET 1972, ASPECT DES FLUCTUATIONS DE TEMPERATURE T, D'HUMIDITE H ET DE PRESSION P ; (8 h 25 locales).

Cette transition s'accompagne de la disparition des corrélations positives température humidité.

Les enregistrements du 19 Juillet 1972 possèdent donc encore les caractéristiques générales observées le 26 Juin 1970 et le 9 Juin 1972.

3°/ Evolution temporelle des profils thermiques

Sur la figure 24, nous avons porté en ordonnées l'altitude du front convectif en fonction du temps local porté en abscisses.

La courbe obtenue comprend quatre parties :

- entre 8 h et 9 h, le front convectif stagne aux alentours du niveau 960 mb. La vitesse d'ascension est d'environ 1 m/mn pendant cette période au cours de laquelle se produit l'érosion de la couche de forte stabilité statique située entre 970 mb et 950 mb (figure 22);
- l'épaississement de la couche convective s'accélère entre 9 h et 10 h avec l'érosion de la couche peu stable (4,4 K/km) entre les niveaux 950 et 920 mb. La vitesse d'ascension atteint alors 9,8 m/mn;
- entre 9 h 40 et 10 h, il n'y a pas d'épaississement apparent ; l'avion retrouve le front convectif à deux reprises au niveau 905 mb ;
- après 10 h, l'ascension reprend à la vitesse de 3,8 m/mn entre 10 h et 11 h, pendant l'érosion d'un feuillet peu stable.

Toutefois, à partir de 10 h 30, le front convectif devient de plus en plus difficile à définir ; il disparaît même vers 11 h lorsque la couche convective atteint la couche neutre très épaisse. Cette "disparition" du front convectif se manifeste sur les enregistrements par un épaississement considérable de la zone de transition. Des corrélations température-humidité positives sont alors observées par places, aux niveaux où dominant cependant les corrélations négatives.

.../...

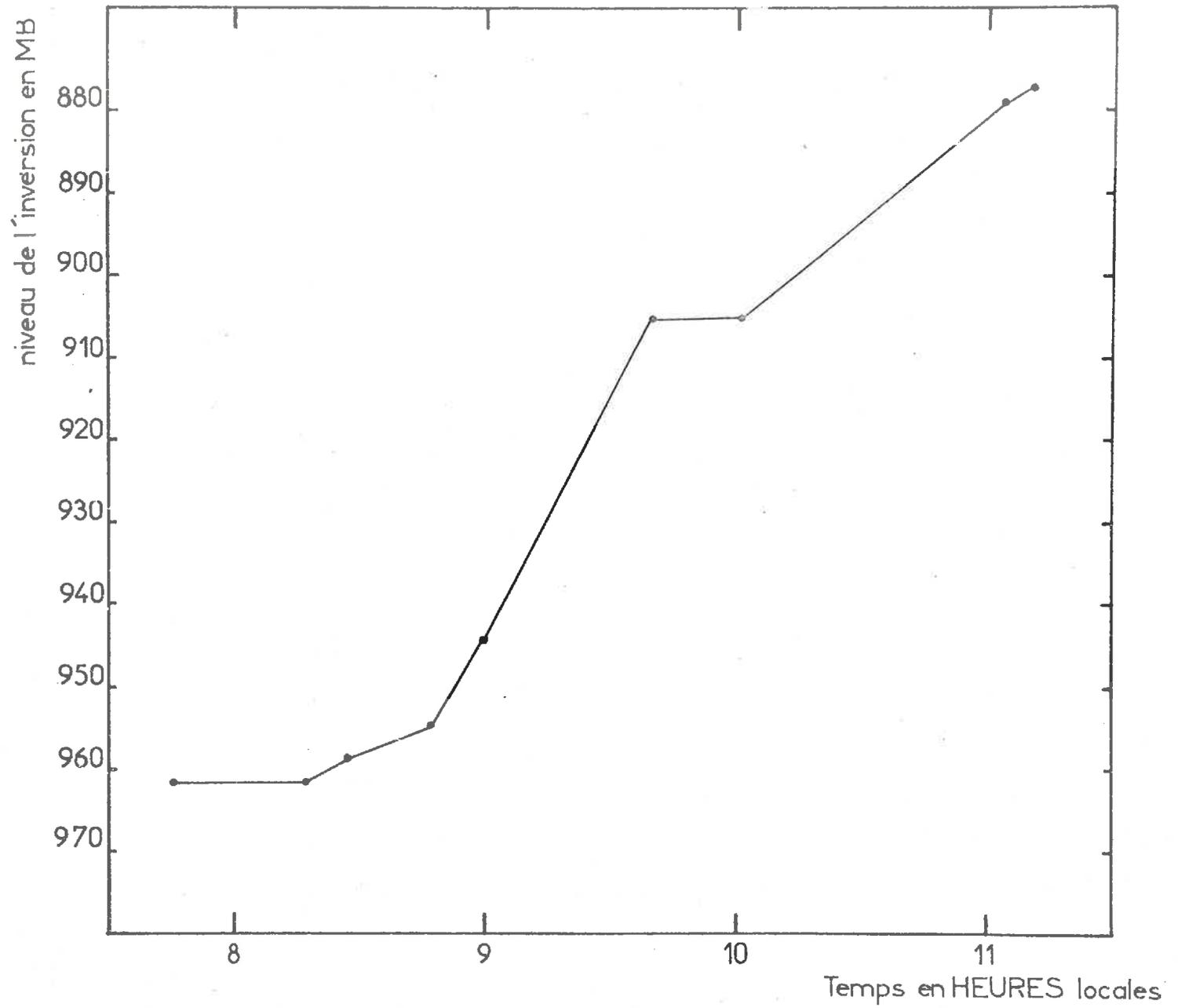


Figure 24 : EVOLUTION TEMPORELLE DE L'ALTITUDE DU FRONT CONVECTIF LE 19 JUILLET 1972

Enfin, après 11 h, des cumulus congestus se développent dans la couche supérieure conditionnellement instable ; cette évolution sort du cadre de notre étude, elle est actuellement analysée par l'équipe "Convection Profonde" du L.D.M.A.

4°/ Conclusion de l'étude du 19 Juillet 1972

L'examen partiel auquel nous venons de procéder pour le 19 Juillet 1972, confirme l'analogie existant entre les caractéristiques générales du 26 Juin 1970, du 9 Juin 1972 et du 19 Juillet 1972.

Cette analogie porte principalement sur trois points :

- le profil thermique de la troposphère comporte dans chaque cas une couche convective et une couche stable, séparées par un front convectif ;
- la couche stable présente un empilement de feuillets alternativement très stables et peu stables ;
- enfin, la vitesse d'ascension du front convectif varie "en saut" au gré de la stabilité statique des feuillets de la couche stable qu'il rencontre. Les trois cas étudiés sont reproduits côte à côte sur la figure 24 bis, où les vitesses d'ascension s'échelonnent, suivant le cas, entre 10 m/mn et 1 m/mn.

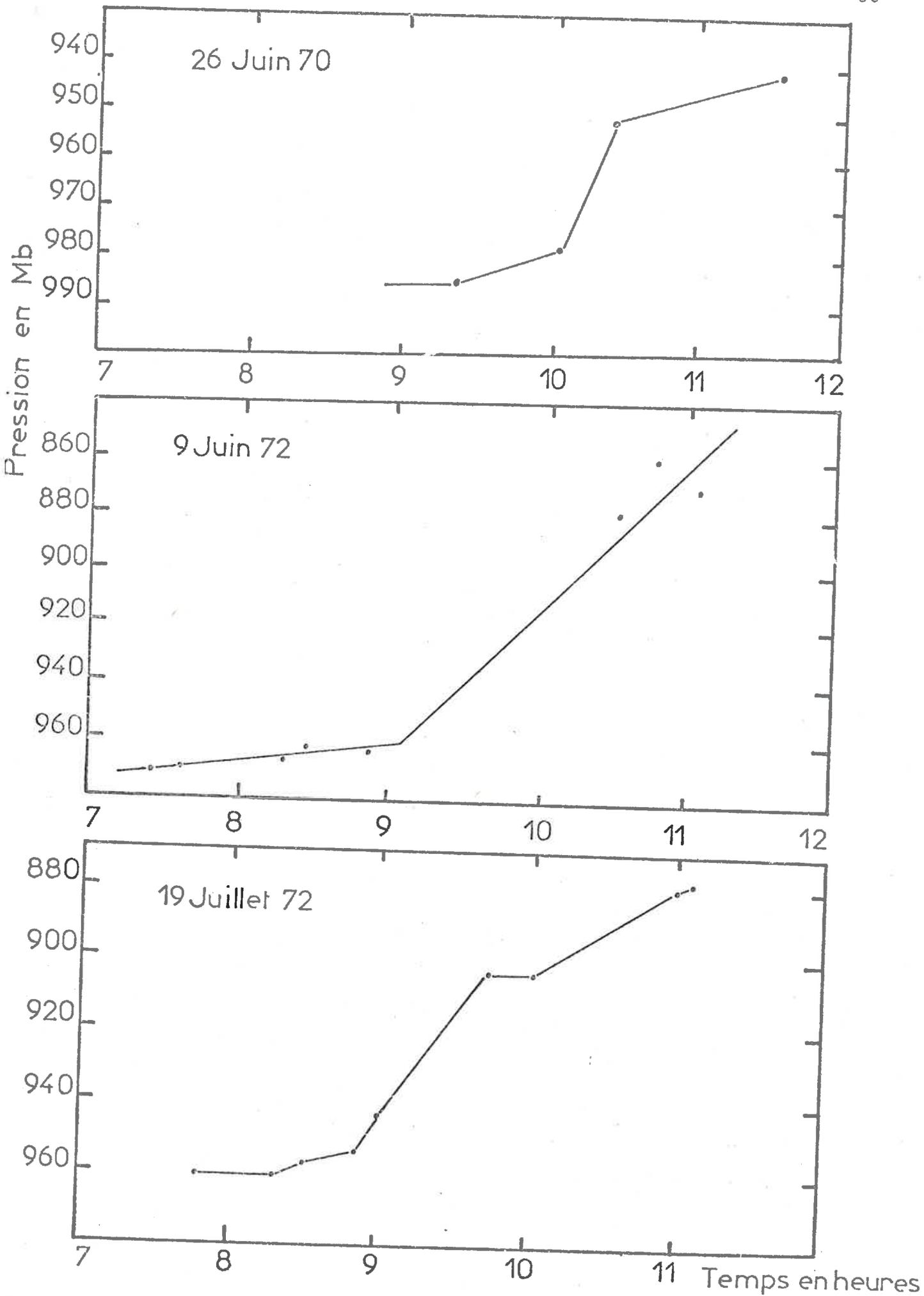


Figure 24 bis : EVOLUTIONS TEMPORIELLES OBSERVEES LE
26 JUIIN 1970 (en haut), le 9 JUIIN 1972
(au centre) et le 19 JUIILLET 1972 (en
bas).

SECONDE PARTIE

Simulation numérique de l'évolution
matinale des basses couches convectives

La première partie de ce mémoire nous fournit une image schématique de l'évolution convective matinale en ciel clair :

a/ sous l'action du chauffage du sol, une couche convective turbulente se forme à la base de l'atmosphère ; elle s'épaissit aux dépens des couches sus-jacentes par incorporation progressive de l'air stable supérieur ;

b/ l'épaississement est modulé par la stabilité de la couche stable supérieure et présente parfois des variations rapides lorsque la stratification thermique de l'atmosphère le permet.

Cette évolution semble donc schématiquement réglée par le conflit de deux processus antagonistes :

- le flux de chaleur au sol, moteur de l'épaississement ;
- les forces de rappel liées à la stabilité de la stratification initiale, qui s'oppose à l'épaississement.

Dans le but d'étudier la validité de ce schéma, et d'en préciser les modalités, nous avons mis au point un modèle hydrodynamique bidimensionnel prenant en compte le flux de chaleur au sol et la stratification thermique.

Ce modèle nous a permis de simuler les grandes lignes des processus en oeuvre et, notamment, de retrouver le phénomène du saut convectif dans deux cas idéalisés, en bon accord quantitatif avec les observations du 26 Juin 1970 et du 9 Juin 1972.

Nous ferons tout d'abord une brève analyse du problème posé, puis nous en étudierons les solutions numériques pour deux situations d'évolution matinale :

- l'érosion d'une couche à gradient thermique vertical constant (expériences A et B) ;

.../...

- l'érosion d'une couche présentant un feuillet très stable surmonté par un feuillet de faible stabilité statique (expériences C et D) ;

L'algorithme numérique, dont les caractéristiques ont déjà été exposées dans le rapport scientifique n° 5 du L.D.M.A. (P.MASCART, R. ROSSET, "Simulation de l'évolution matinale des basses couches convectives : expérience préliminaire", novembre 1972), ne sera pas repris ici en détail.

.../...

I - FORMULATION DU PROBLEME

1°/ Equations

Nous utilisons les équations primitives avec l'approximation de BOUSSINESQ. Dans le rapport scientifique n° 5 du L.D.M.A. nous avons montré que de telles équations se prêtent bien à l'étude des ondes de gravité et de la convection thermique (équations 16, 17, 18 du rapport n° 5).

Toutefois, la résolution en différences finies ne faisant intervenir qu'un nombre fini de points, les équations 16, 17, et 18 du rapport n° 5 du L.D.M.A. ne peuvent donner une bonne représentation des mouvements de petite échelle, principalement dans la couche convective.

Pour pallier cette difficulté, nous mettons en oeuvre une méthode proposée par D.K. LILLY en 1962 et reprise par J.W. DEARDORFF en 1969.

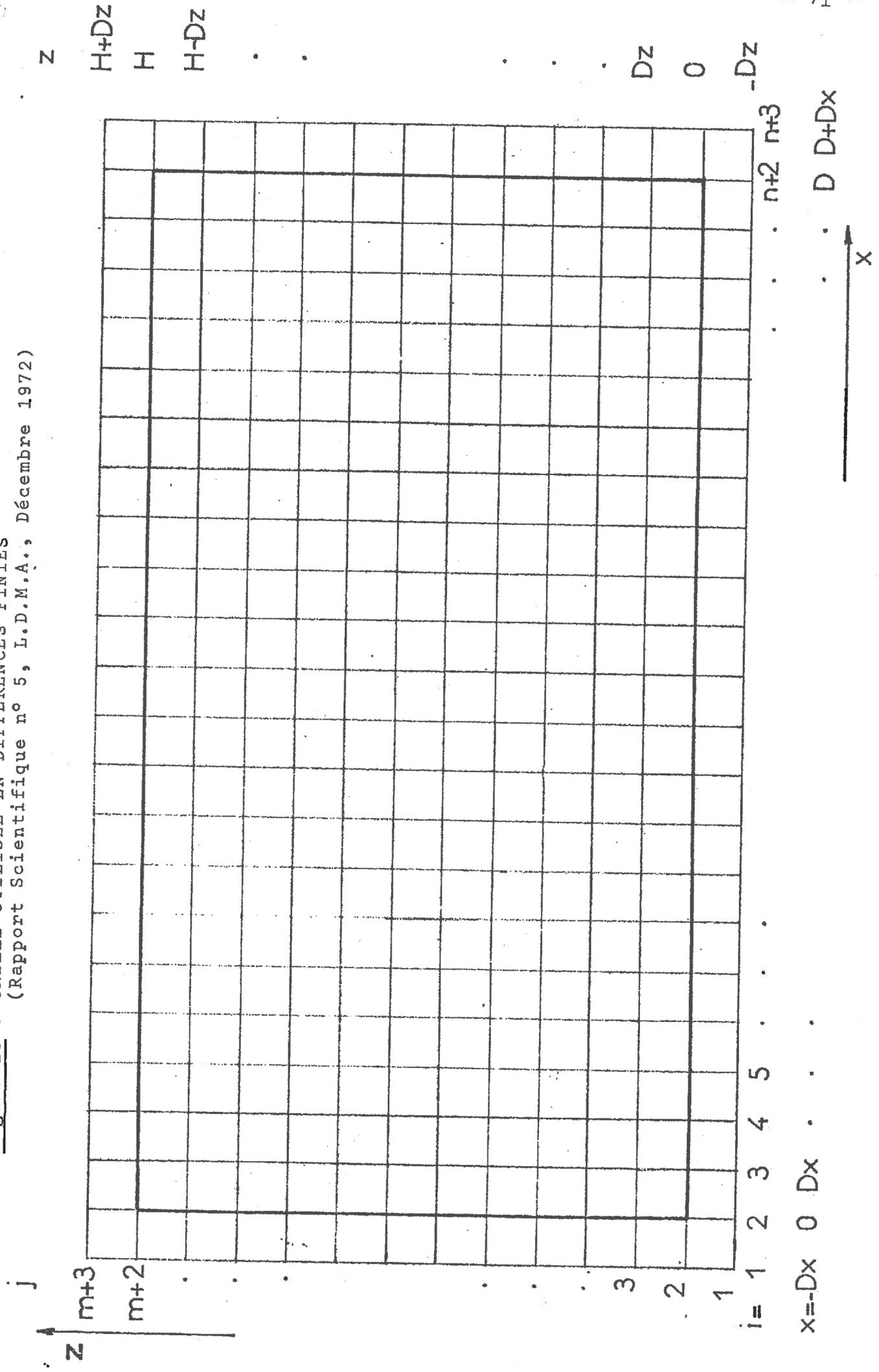
Les points calculés sont disposés selon une grille rectangulaire construite parallèlement aux axes de coordonnées x et z (figure 25) ; la maille élémentaire a pour côtés Δx et Δz .

Pour tenir compte des mouvements d'échelle inférieure aux dimensions de la maille, nous considérerons les équations 16, 17 et 18 du rapport n° 5 du L.D.M.A. comme étant des "équations de Reynolds", qui représentent le mouvement moyen pour chaque maille.

Par suite, il nous faut ajouter au second membre de ces équations des termes supplémentaires correspondant aux "tensions de Reynolds" et qui représentent la contribution moyenne au mouvement des tourbillons de taille inférieure à la maille de la grille.

.../...

Figure 25 : GRILLE UTILISEE EN DIFFERENCES FINIES
 (Rapport Scientifique n° 5, L.D.M.A., Décembre 1972)



Les équations 16, 17 et 18 ainsi complétées s'écrivent alors :

$$\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial z} \cdot \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial x} \cdot \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial z} - \frac{g \bar{\xi}}{T} \cdot \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + v \Delta \bar{\xi} + \frac{\partial}{\partial x} (K_M \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_M \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial z}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial z} \cdot \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial x} \cdot \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \chi \Delta \bar{\theta} + \frac{\partial}{\partial x} (K_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}) \quad (2)$$

$$\Delta \bar{\Psi} = - \bar{\xi} \quad ; \quad (3)$$

avec les notations suivantes (cf. rapport n° 5 du L.D.M.A.) :

x, z : coordonnées spatiales

t : temps

g : accélération de la pesanteur

u, w : composantes du vent suivant Ox et Oz, respectivement

Δ : opérateur Laplacien : $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

E : température potentielle de référence (295 K)

θ : température potentielle $\theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{\frac{r}{C_p}}$

v : viscosité cinématique de l'air ($0,15 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$)

χ : conductivité moléculaire de l'air sec ($0,45 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$)

ξ : composante de la vorticité perpendiculaire au plan xoz

$$\xi = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad (4)$$

Ψ : fonction de courant définie par les relations :

$$u = - \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (5)$$

K_M : viscosité tourbillonnaire turbulente (à relier aux vitesses moyennes \bar{u} , \bar{w})

K_H : conductivité tourbillonnaire (à relier aux vitesses moyennes \bar{u} , \bar{w})

$\frac{\partial}{\partial t}$: dérivation partielle par rapport au temps

$\bar{\alpha}$: opérateur de moyenne spatiale sur le "volume" d'une maille.

Par exemple pour une fonction α quelconque :

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{Dx \cdot Dz} \int_x^{x+Dx} \int_z^{z+Dz} \alpha \cdot dx \cdot dz$$

.../...

L'équation 1 donne l'évolution temporelle de la vorticité ; couplée avec l'équation 3, elle permet le calcul des vitesses. Dans l'équation 1, les deux derniers termes du second membre représentent les tensions de Reynolds.

L'équation 2 règle la "diffusion" de la chaleur ; les deux derniers termes de droite représentent les flux de Reynolds relatifs aux tourbillons de taille inférieure aux dimensions de la maille.

Remarquons que l'opérateur "—" s'applique à toutes les variables dépendantes ; pour alléger l'écriture, nous conviendrons par la suite de sous-entendre cet opérateur que nous ne ferons plus figurer dans le texte.

2°/ Expression des "termes de Reynolds" en fonction du mouvement moyen :

Il s'agit de préciser l'expression des termes supplémentaires que nous avons fait apparaître dans les équations 1 et 2 en considérant que ces équations décrivent le mouvement moyen dans chaque maille élémentaire et non le mouvement local en chaque point du fluide.

Nous avons écrit les termes supplémentaires :

$$\frac{\partial}{\partial x}(K_M \frac{\partial \xi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(K_M \frac{\partial \xi}{\partial z}) , \text{ dans l'équation 1 ; et}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(K_H \frac{\partial \theta}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(K_H \frac{\partial \theta}{\partial z}) , \text{ dans l'équation 2.}$$

Il nous faut donc maintenant exprimer K_M et K_H en fonction des vitesses u et w du mouvement moyen.

A cet effet, nous utiliserons pour K_M la relation proposée par LILLY (1962 et 1967) :

$$K_M = C_L^2 . D_x . D_z . D \quad (6)$$

.../...

où D est la norme du tenseur de déformation :

$$D^2 = 4\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 \quad (7)$$

Cette relation tient compte de la condition d'incompressibilité.

LILLY (1967) suggère une valeur de 0,23 pour la constante C_L lorsque la maille est choisie dans le sous-domaine d'inertie.

Cependant, cette valeur a été obtenue dans le cas d'un calcul tridimensionnel et on doit douter de la validité de la formule 6 dans le cas d'une étude bidimensionnelle (LILLY, 1969 ; DEARDORFF, 1969).

Pour notre problème, la valeur $C_L = 0,3$ fournit des résultats satisfaisants.

Par ailleurs, le coefficient K_H a été calculé à partir du coefficient K_M , par la relation :

$$K_H = 2 \cdot K_M \quad (8)$$

le nombre tourbillonnaire de PRANDTL a donc été supposé constant, pour simplifier.

3°/ Domaine d'étude et conditions aux limites

Le champ convectif étudié est supposé latéralement infini.

Le domaine d'étude peut être réduit à un rectangle de hauteur H et de longueur D :

$$0 \leq x \leq D ;$$

$$0 \leq z \leq H.$$

.../...

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\text{- au_sommet} : \Psi = 0 ; \xi = 0 ; \frac{\partial w}{\partial z} = 0 ; \frac{\partial \theta}{\partial t} = 0 \quad (9)$$

$$\text{- au_sol} : \Psi = 0 ; \xi = 0 ; \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

la condition thermique est précisée au paragraphe 4.

- limites latérales : toutes les variables sont supposées périodiques, de période spatiale D.

Pour les quatre cas étudiés ici :

$$D = 3000 \text{ m} ;$$

$$H = 1000 \text{ m}.$$

4°/ Paramétrisation du chauffage au sol :

Le chauffage est introduit en imposant le gradient thermique, entre le sol et le niveau 45 m, dans la couche suradiabatique (DEARDORFF, 1969).

A cet effet, le gradient vertical en température potentielle est tout d'abord relié au flux de chaleur par la formule de PRIESTLEY (1959) :

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial z}\right)_{45 \text{ m}} = - C_{PR} \left(\frac{g}{H}\right)^{-1/3} \cdot \left(\frac{H}{\rho C_p}\right)^{2/3} \cdot (45)^{-4/3} \quad (11)$$

où ρ désigne la masse volumique, C_p la chaleur massique sous pression constante, et C_{PR} une constante empirique dont la valeur est voisine de l'unité.

Enfin, le flux de chaleur cinématique $H/\rho C_p$ est lié à l'écart de température entre le sol et la couche convective par la relation 12 due à TOWNSEND (1959, 1964) :

$$H = C_T \cdot \rho_o \cdot C_p \left(\frac{\chi^2}{v} \frac{g}{H}\right)^{1/3} (T_{oo} - T_M)^{4/3} \quad (12)$$

.../...

avec T_{oo} , température du sol. Cette valeur a été maintenue constante dans les quatre expériences présentées. Il s'ensuit que le flux vertical de chaleur décroît en cours d'expérience, à mesure que la couche convective s'échauffe.

Dans la relation 12, T_M est la température moyenne de la couche convective (au niveau 105 m) :

$$T_M = (T_{120 \text{ m}} + T_{90 \text{ m}} + T_{150 \text{ m}}) / 3 \quad (13)$$

C_T est une constante empirique, à déterminer en fonction des conditions de l'expérience. Pour notre part, nous avons choisi :

$$C_T = 0,47 \quad (14)$$

Cette valeur est plus grande que celles proposées par DEARDORFF (1969) : 0,23, et TOWNSEND (1964) : 0,19, mais elle s'accorde mieux avec les valeurs de H , $(\frac{\partial \theta}{\partial z})_{45m}$, T_{oo} et T_M mesurées le 26 Juin 1970 sur le terrain de Châteauroux.

5°/ Conditions initiales

A l'instant initial, les vitesses sont partout nulles dans le domaine et la stratification thermique est stable.

Deux types de stratifications thermiques initiales ont été considérés (figure 26) :

- les expériences A et B ont pour but l'étude de l'érosion d'une couche stable non feuilletée ;
- les expériences C et D visent à simuler l'érosion d'un feuillet très stable surmonté par un feuillet peu stable ; elles mettent en évidence le saut convectif.

En outre, pour activer les mouvements convectifs en début d'évolution, une légère perturbation thermique de variance 0.2 K est appliquée à 30 m au-dessus du sol, à l'instant $t = 0$.

.../...

EXPERIENCE	NOMBRE DE COUCHES	CONDITIONS THERMIQUES INITIALES	FLUX DE SOL EN W/M ²	DUREE EN S
A	1		250	3677
B	1		250	3000
C	2		100	7800
D	3		70	4740

Figure 26 : TABLEAU DES EXPERIENCES NUMERIQUES EXPOSEES DANS CE MEMOIRE.

II - EROSION D'UNE COUCHE UNIFORMEMENT STABLE

1°/ Profils thermiques verticaux moyens

Nous débuterons cet examen des résultats numériques par l'analyse de l'érosion d'une couche stable, dans laquelle la température croît linéairement de 8 K par km (expérience A).

Cette érosion apparaît nettement sur la figure 27 où nous avons porté 6 profils verticaux successifs de la moyenne horizontale de la température potentielle. Le profil initial est figuré par une droite oblique en trait fin ; chaque courbe est décalée dans le temps d'environ 9 mn par rapport à la courbe précédente.

Sur ces profils nous retrouvons la subdivision en trois couches déjà observée dans l'atmosphère. Au bout de 905 s nous trouvons :

- la couche suradiabatique entre le sol et 60 m ;
- la couche convective entre 60 et 210 m ;
- la couche stable au-dessus de 210 m.

La caractéristique la plus remarquable de ces profils est le refroidissement qui se produit à la base de la couche stable et qui s'accroît de courbe en courbe, au fur et à mesure de l'épaississement de la couche convective.

Ce refroidissement a été noté dans l'atmosphère (figures 4, 12, 22) ; son étude approfondie est présentée dans la thèse de B. GUILLEMET.

Le phénomène a fait également l'objet d'études en cuves hydrauliques, par exemple celles de TOWNSEND (1964), MYRUP (1970)

.../...

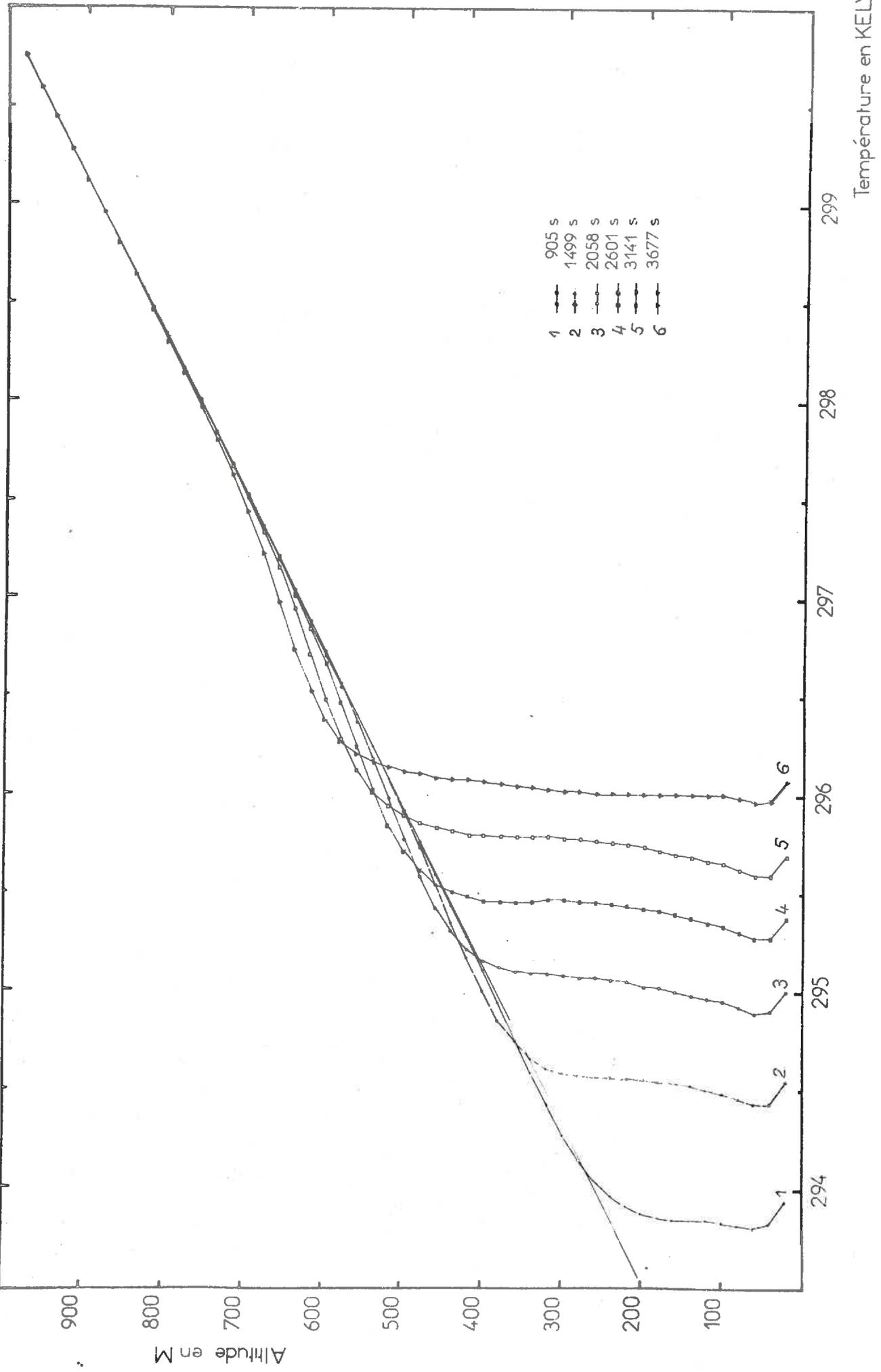


Figure 27 : EXPERIENCE A ; EVOLUTION DE LA MOYENNE HORIZONTALE DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE

et DEARDORFF, WILLIS et LILLY (1969).

Les travaux de DEARDORFF (1969) ont montré que le refroidissement local est associé aux ondes de gravité de grande amplitude de la base de la couche stable.

Les profils thermiques moyens semblent donc en bon accord avec les résultats antérieurs et notamment avec nos observations atmosphériques du 26 Juin ; examinons maintenant l'aspect du champ convectif.

2°/ Analyse des coupes verticales des champs de la température et de la vitesse verticale.

Nous avons juxtaposé sur la figure 28 les coupes en température potentielle et en vitesse verticale obtenues après une évolution convective de 2600 s.

Sur la partie gauche figurent les isothermes de la température potentielle et à droite les isolignes de la vitesse verticale ; l'écart entre deux isothermes consécutives est de 0,25 K.

Nous retrouvons sur la coupe thermique les trois régions distinguées sur la figure 27 :

a/ à la base du modèle la température décroît rapidement avec l'altitude ; les isothermes sont serrées ; le gradient thermique élevé vaut en moyenne -1,2 K par 100 m : c'est la couche suradiabatique.

b/ Entre 50 et 480 m, les isothermes sont largement espacées, la température moyenne horizontale ne croît que lentement avec l'altitude : c'est la couche convective.

Dans cette région, comparons la coupe en température potentielle (à gauche) à celle de la vitesse verticale (à droite).

.../...

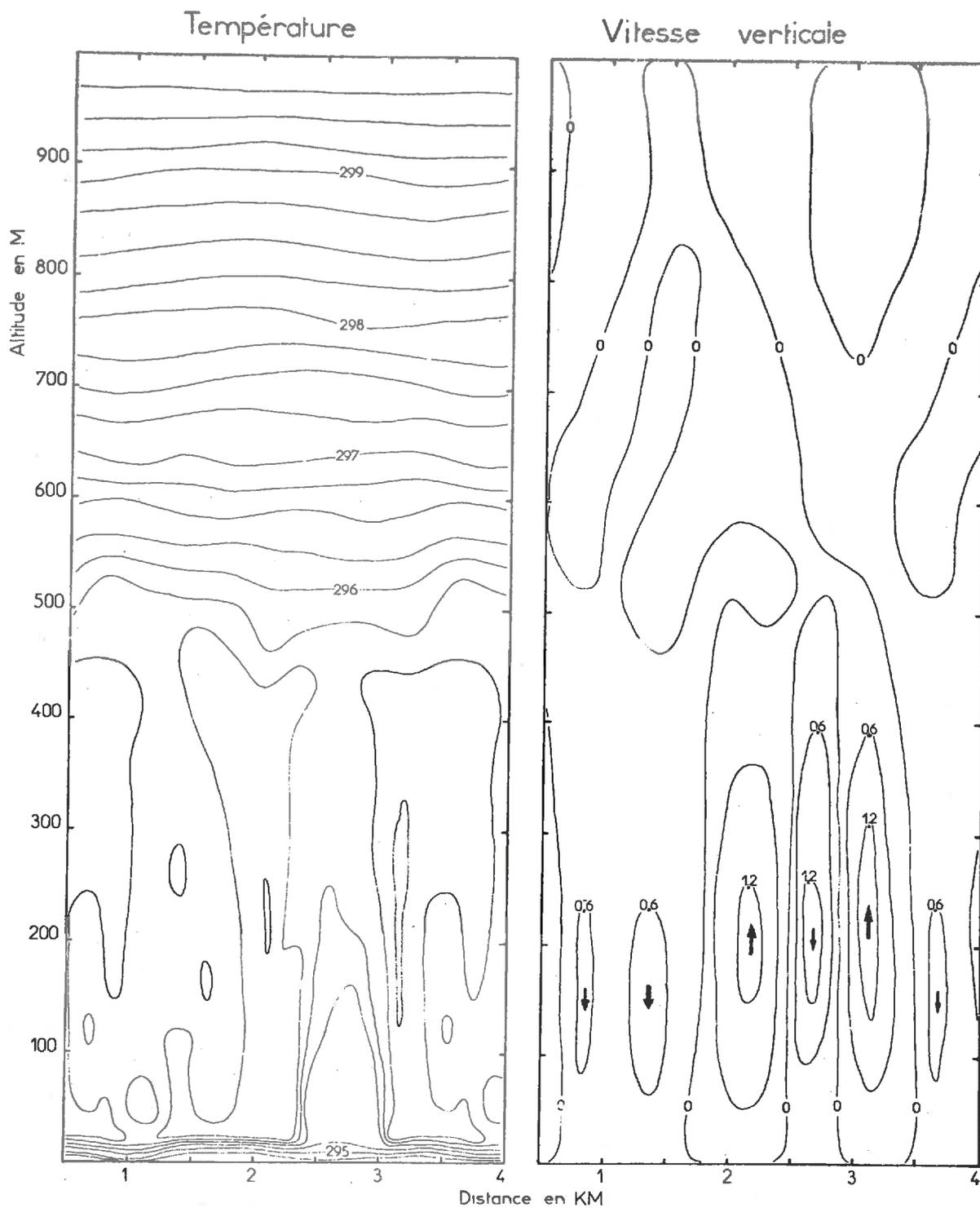


Figure 28 : EXPERIENCE A ; 2600 s ; COUPES DES CHAMPS DE TEMPERATURE POTENTIELLE ET DE VITESSE VERTICALE. L'ECART ENTRE DEUX ISOLIGNES EST DE 0,25 K POUR LA TEMPERATURE ET DE 0,6 ms⁻¹ POUR LA VITESSE. LES FLECHES INDIQUENT LE SENS DES MOUVEMENTS.

Nous remarquons que les vitesses verticales les plus élevées se trouvent dans la couche convective et que les ascendances les plus fortes, aux abscisses 2000 m et 3200 m, sont associées à des régions chaudes, aux contours allongés, où la température ne varie pas avec l'altitude.

Ces caractéristiques reflètent l'organisation de la couche convective avec des "thermiques" chauds et ascendants.

c/ Vers_480_m, nous quittons la couche convective pour la couche stable.

Le front convectif présente des déformations de grande amplitude : sa position n'est nettement définie qu'au sommet des régions d'ascendance où les isothermes sont plus serrées ; dans les régions en subsidence, le gradient thermique est presque nul et le front convectif paraît diffus. En raison de la bidimensionnalité du modèle, il se peut que ce caractère irrégulier du front convectif soit exagéré (DEARDORFF, 1969).

Vers 500 m, au-dessus du front convectif, la base de la couche stable est le siège de mouvements beaucoup plus lents que dans la couche convective, mais d'assez grande amplitude, avec de larges ondulations des isothermes (50 m à 100 m, de crête à crête).

Nous observons donc bien des ondes de gravité à la base de la couche stable, là où nous avons noté tout à l'heure un refroidissement. Nous reviendrons sur ce point lors de l'analyse de la variance de la température.

Enfin, au-dessus de 600 m, l'amplitude des ondulations des isothermes et les vitesses verticales deviennent très faibles ; le gradient thermique moyen est inchangé (8 K/km, figure 27).

Du point de vue qualitatif, les résultats numériques sont conformes aux caractéristiques essentielles observées dans l'atmosphère.

.../...

Passons à l'étude de la distribution verticale des flux de chaleur afin de pousser plus avant cette analogie.

3°/ Flux de chaleur

Les conditions de chauffage au sol et la stabilité statique moyenne de l'expérience A sont précisées figure 26 ; elles correspondent aux conditions moyennes du 26 Juin 1970 à 10 h 30.

Les figures 29 et 30 donnent le flux vertical de chaleur (en abscisses) en fonction de l'altitude (en ordonnées).

La figure 29 a été obtenue à partir de la solution numérique ; elle montre l'évolution du flux de chaleur pendant la première heure de l'expérience A.

La figure 30 est issue des sondages "in situ" obtenus vers 10 h 30 le 26 Juin 1970 (cf. thèse de B. GUILLEMET).

Nous pouvons distinguer deux régions distinctes, tant sur la figure 29 que sur la figure 30 :

- une partie inférieure où le flux de chaleur positif décroît à peu près linéairement avec l'altitude ;
- une partie supérieure où s'observe un flux négatif, inférieur en valeur absolue au précédent, associé au refroidissement déjà noté à la base de la couche stable.

Les courbes calculées de la figure 29 ressemblent manifestement à la courbe de la figure 30 ; cette similitude est particulièrement marquée pour la dernière courbe théorique (3677 s), qui correspond à une couche convective ayant la même épaisseur que la couche réelle (500 m).

Les différences les plus sensibles résident dans une sous-estimation de la région négative par la solution numérique :

.../...

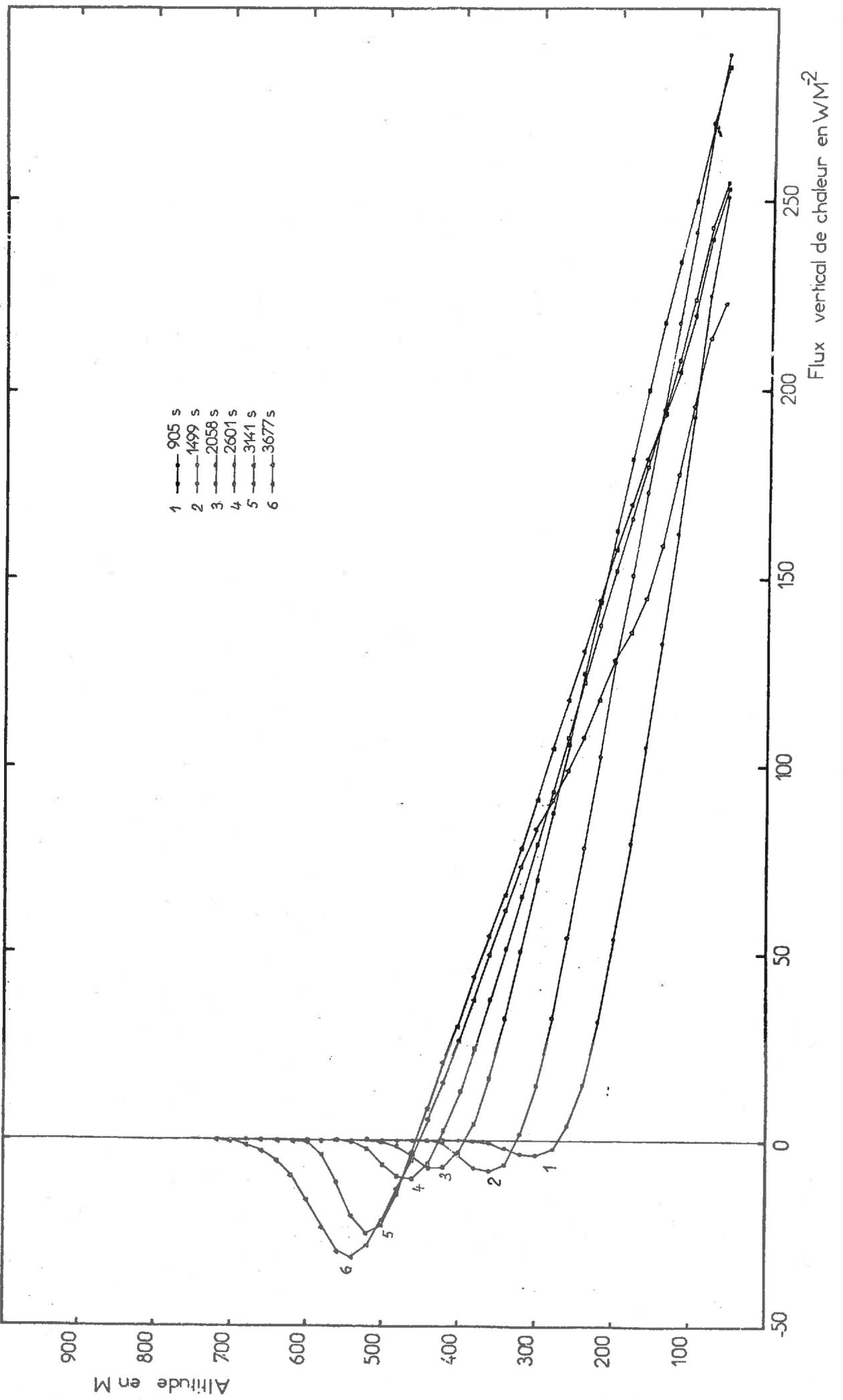


Figure 29 : EXPERIENCE A ; EVOLUTION TEMPORELLE DES PROFILS VERTICAUX DU FLUX DE CHALEUR.

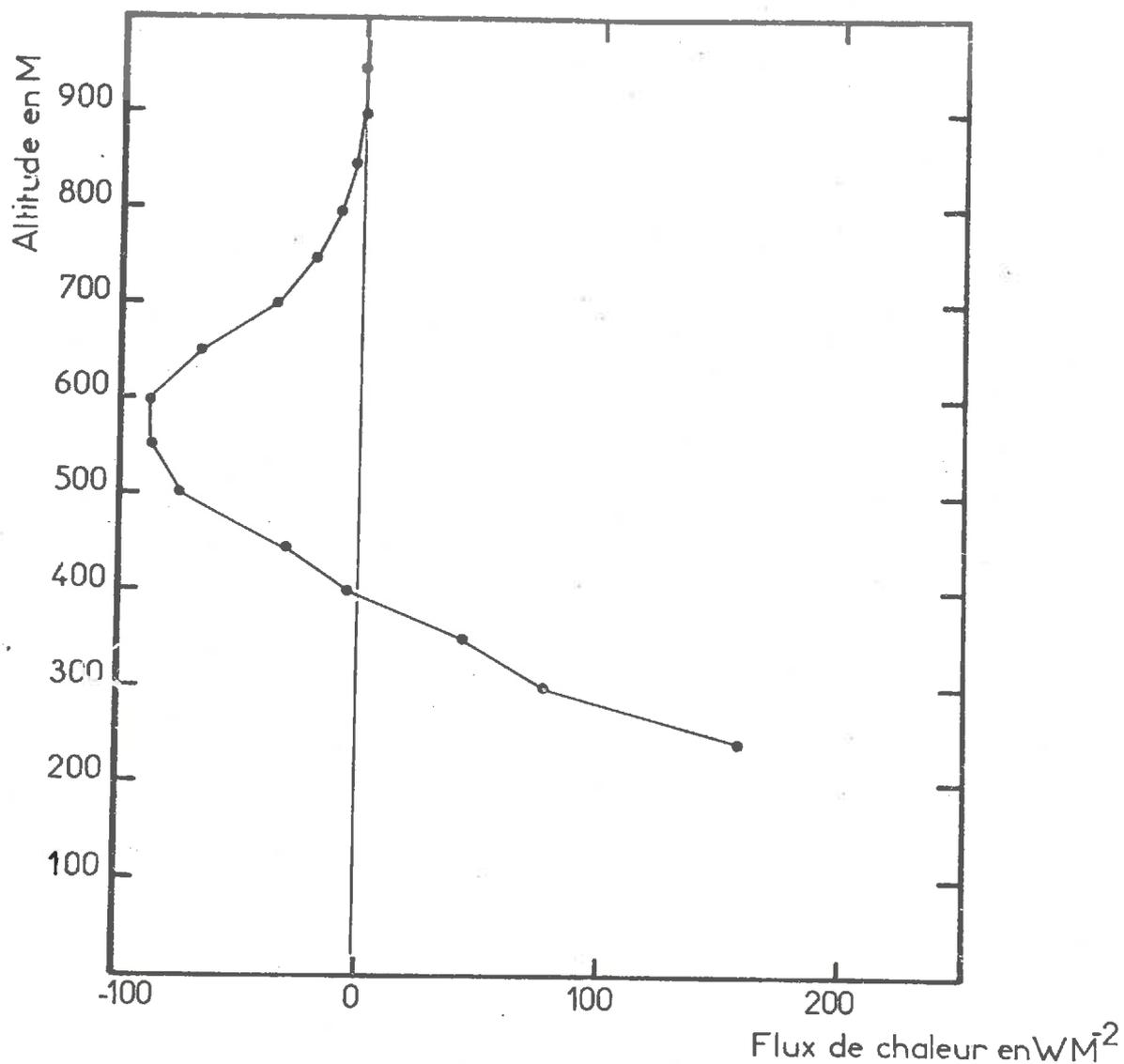


Figure 30 : 26 JUIN 1970 ; VERS 10 H 30 ;
PROFIL VERTICAL DU FLUX DE CHALEUR

- le minimum du flux est trop faible^x d'environ 50 % ;
- l'épaisseur de la région négative est de 250 m dans le modèle contre 450 m dans la réalité.

En dépit de cette différence, l'accord peut être considéré comme satisfaisant, puisque le profil initial utilisé dans l'expérience A ne schématise que de manière très idéalisée les conditions réelles du 26 Juin 1970.

Par ailleurs, les courbes de flux nous fournissent un critère précis pour repérer le front convectif. En effet, les expériences de DEARDORFF, WILLIS et LILLY (1969) ont montré que l'interface couche stable-couche convective se situe au niveau du minimum du flux de chaleur.

Nous utiliserons par la suite ce critère afin de repérer l'altitude du front convectif et d'en mesurer la vitesse d'ascension.

Pour l'instant, nous allons nous intéresser au profil vertical de la variance de la température. Le comportement de cette quantité s'apparente à celui du flux de chaleur, soulignant le rôle des ondes de gravité.

4°/ Variance de la température

Sur la figure 31, nous avons juxtaposé une des courbes de flux de la figure 29 et le profil vertical de la variance en température, calculé au même instant (3141 s).

La courbe de flux, à droite, nous permet de situer le front convectif à l'altitude 510 m ; au-dessus se situe la couche stable, à la base de laquelle nous avons détecté précédemment des

*L'échelle des abscisses de la figure 30 est plus petite que celle de la figure 29.

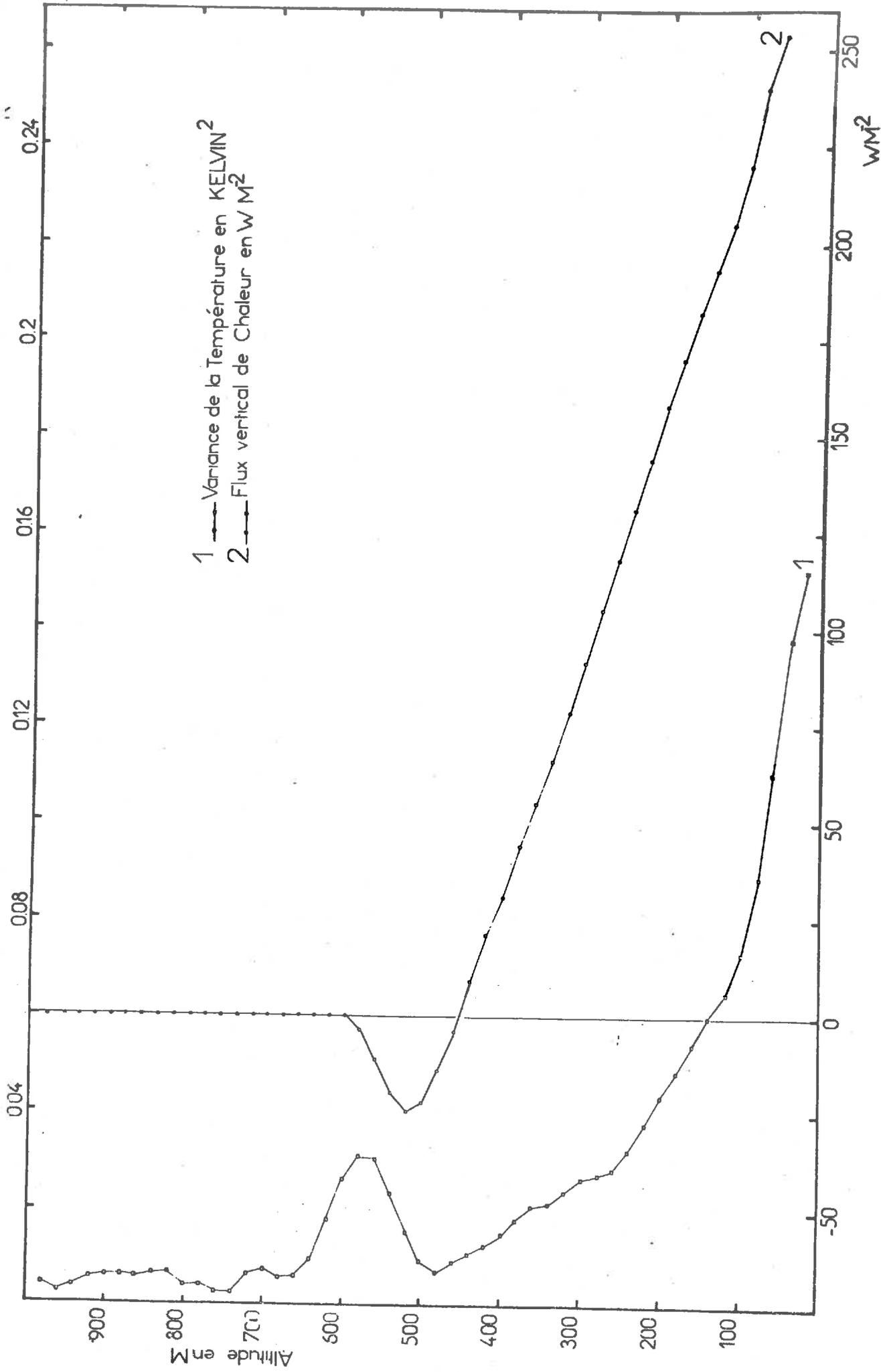


Figure 31 : EXPERIENCE A ; COMPARAISON DES COURBES DE FLUX DE CHALEUR ET DE VARIANCE DE LA TEMPERATURE (3141 s).

ondes de gravité.

Sur la courbe de gauche, la variance est maximale à proximité du sol, puis elle décroît régulièrement jusqu'au sommet de la couche convective.

Au niveau du front convectif, la variance augmente à nouveau et présente un maximum secondaire à la base de la couche stable, une trentaine de mètres environ au-dessus du front convectif.

De plus, comparant l'évolution temporelle des courbes de variance (figure 32) à l'évolution simultanée du flux de chaleur (3 dernières courbes de la figure 29), nous constatons qu'à chaque instant d'une part, le pic de variance se situe toujours une trentaine de mètres au-dessus du minimum du flux, et que d'autre part, l'intensité du minimum du flux reproduit dans son évolution celle du maximum de variance.

Cette double coïncidence nous suggère que les fluctuations à la base de la couche stable, de même que le flux négatif de chaleur sont des conséquences distinctes d'une même cause : DEARDORFF, nous l'avons déjà dit, a montré en 1969 que le flux négatif trouve son origine dans les ondes de gravité d'amplitude finie, et croissante observées à ce niveau.

Pour nous résumer, l'analyse comparée du flux vertical de chaleur et de la variance en température montre que les ondes de gravité observées à la base de la couche stable jouent un rôle important :

- d'une part, leur contribution à la variance de la température au niveau du front convectif est largement supérieure à la part due à la turbulence exportée de la couche convective depuis les niveaux immédiatement inférieurs ;

- d'autre part, le flux de chaleur négatif qu'elles

.../...

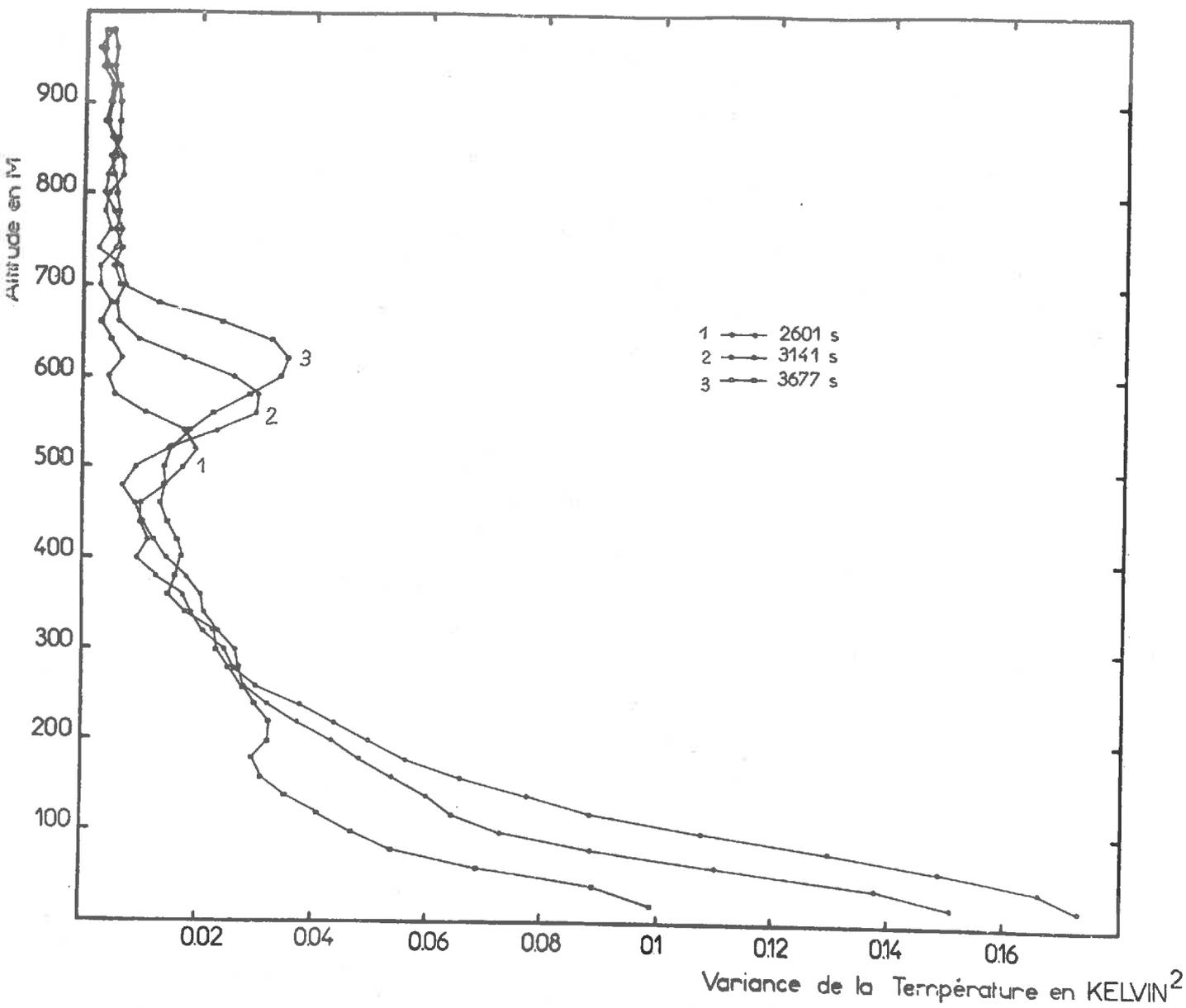


Figure 32 : EXPERIENCE A ; EVOLUTION TEMPORELLE DES PROFILS VERTICAUX DE LA VARIANCE DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE.

créent, localisé à ce même niveau, atteint environ le dixième du flux total introduit à la base du modèle.

Nous verrons lors de l'étude du saut convectif que le rôle des ondes de gravité, important en dehors des sauts, devient primordial au moment de ceux-ci.

5°/ Vitesse d'ascension du front convectif

Nous savons déjà que le minimum du flux vertical de chaleur permet de déterminer précisément l'altitude du front convectif.

Dans les expériences A et B, nous avons étudié l'ascension du front convectif dans les mêmes conditions de chauffage au sol, mais pour des couches de stabilités statiques différentes.

La figure 33 donne l'altitude du front convectif (en ordonnées) en fonction du temps (en abscisses) pour l'expérience A (8K/km).

Le premier point de la figure 33 se situe environ 16 mn (960 s) après le début de l'expérience : nous constatons que l'épaississement de la couche convective est sensiblement proportionnel au temps.

En 45 minutes (2700 s), le front convectif s'élève d'environ 300 m avec une vitesse moyenne d'ascension de l'ordre de 6,5 m/mn (érosion de la couche de stabilité 8 K/km).

Les résultats relatifs à l'expérience B, réalisée pour une couche beaucoup moins stable (2 K/km), sont présentés sur la figure 34 ; en 33 minutes (1980 s), le front convectif s'élève cette fois de 470 m avec une vitesse d'ascension de 14,1 m/mn.

Nous pouvons donc noter que la vitesse d'ascension double quand on divise par 4 la stabilité statique initiale.

.../...

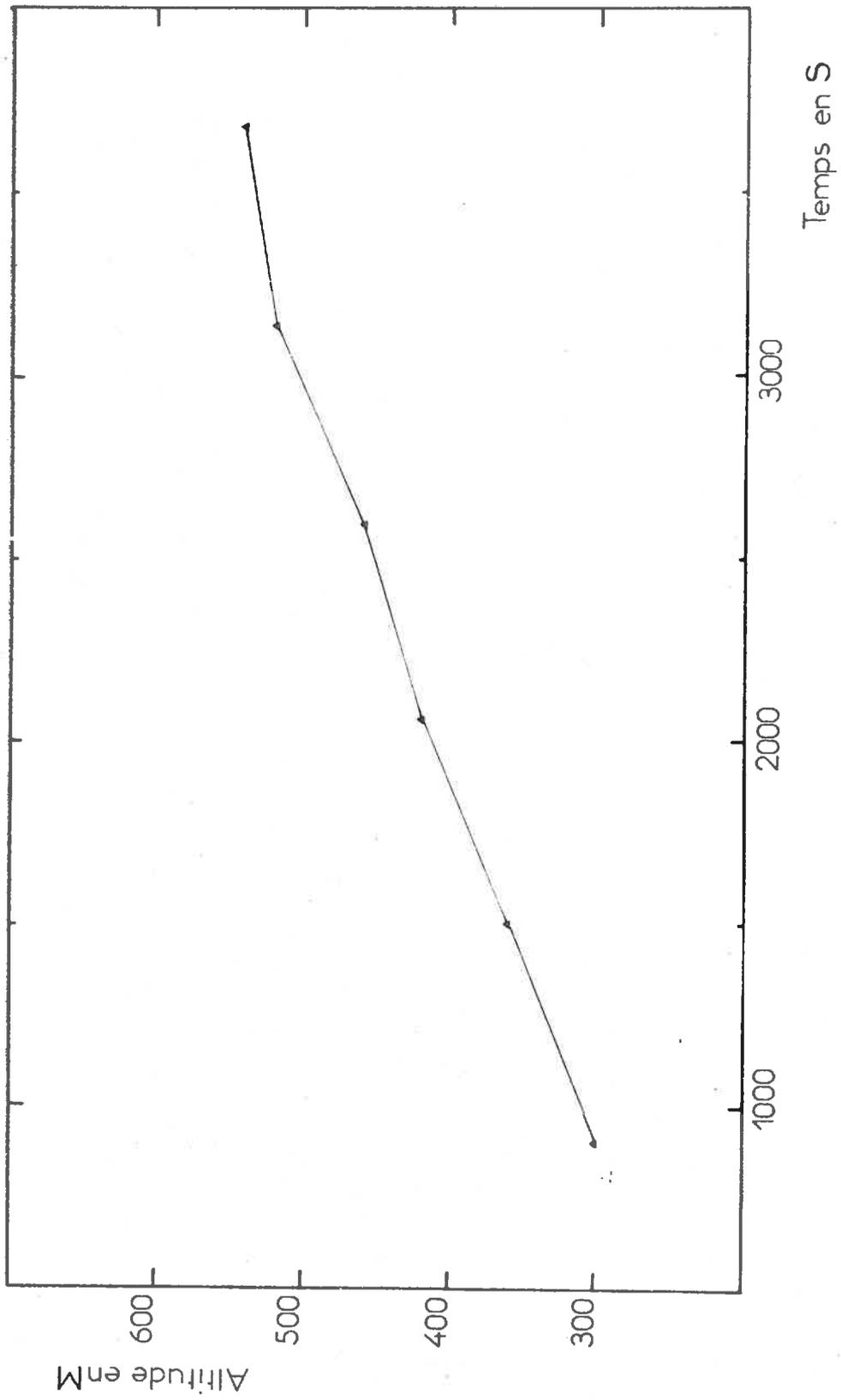


Figure 33 : EXPERIENCE A : EVOLUTION TEMPORELLE DE L'ALTIITUDE DU FRONT CONVECTIF DANS UNE COUCHE DE STABILITE CONSTANTE (8K/km).

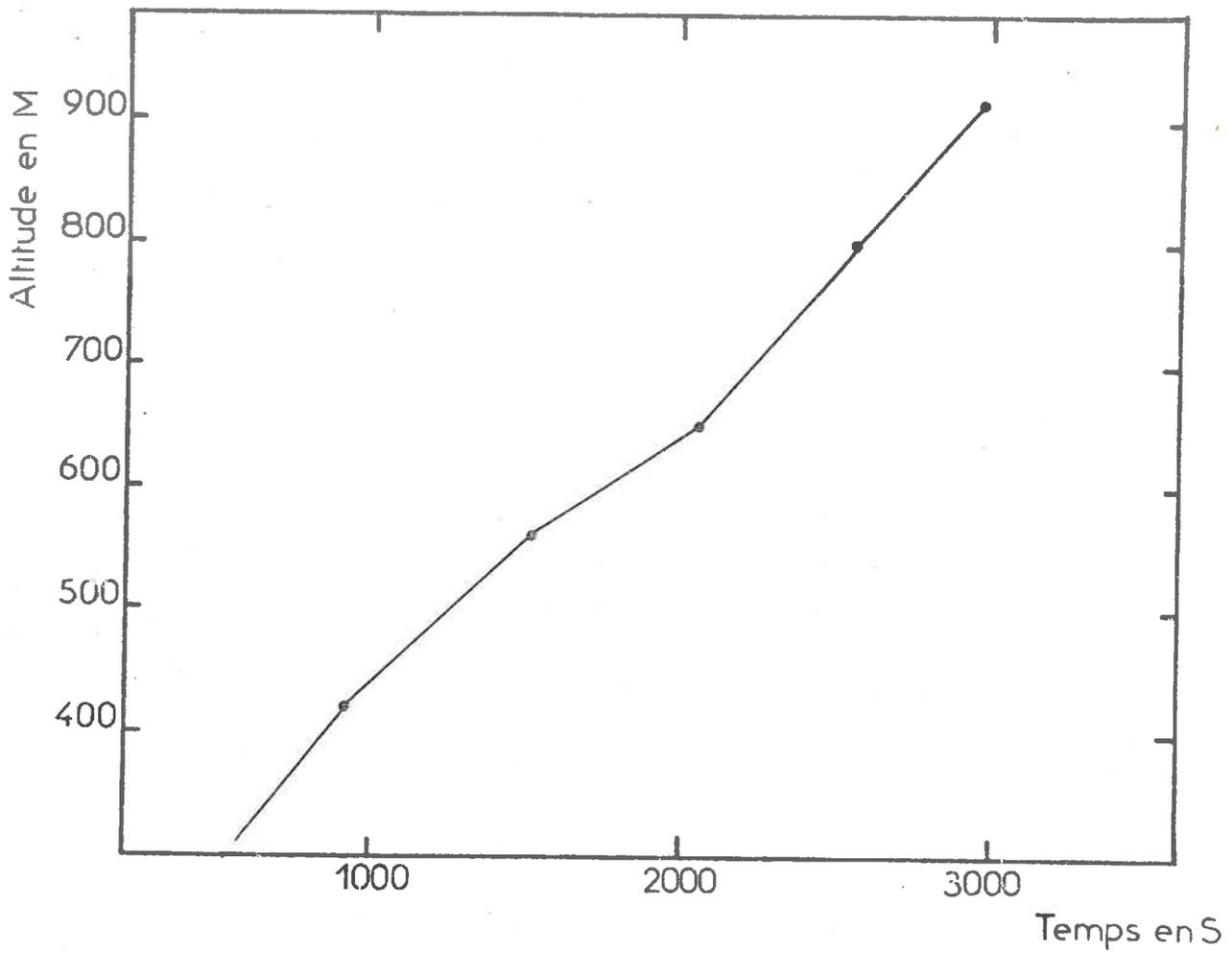


Figure 34 : EXPERIENCE B ; EVOLUTION TEMPORELLE DE L'ALTITUDE DU FRONT CONVECTIF DANS UNE COUCHE DE STABILITE CONSTANTE (2 K/km)

Ces résultats sont en accord avec les calculs et les observations de KATO (1967) et de DEARDORFF, WILLIS et LILLY (1969) qui ont montré que la couche convective s'épaissit d'abord très rapidement, immédiatement après l'application du chauffage, puis croît par la suite à une vitesse quasi-constante.

Nous notons également que les valeurs des vitesses calculées sont dans la gamme des vitesses d'ascension observées "in situ".

En effet, le 26 Juin 1970, la vitesse d'ascension a varié entre 2 m/mn et 11 m/mn pendant l'érosion de couches dont les stabilités statiques s'échelonnaient entre 1 K/km et 18 K/km.

Le modèle numérique semble donc apte à rendre compte, au moins qualitativement, des faits observés dans l'atmosphère.

Nous allons l'appliquer maintenant à l'étude du saut convectif en introduisant une stratification thermique initiale feuilletée.

III - EROSION D'UNE COUCHE PRESENTANT UN FEUILLET
TRES STABLE SURMONTE PAR UN FEUILLET PEU STABLE

Les expériences C et D ont été conçues pour étudier l'effet d'un feuilleteage initial marqué en température sur le développement de la couche convective.

Dans l'expérience C, la stratification initiale comporte deux feuillets :

- un feuillet inférieur épais, de forte stabilité statique (17 K/km), entre le sol et 400 m ;
- un feuillet supérieur très peu stable : 1,2 K/km.

Dans l'expérience D, la stratification initiale comporte trois feuillets :

- un feuillet inférieur peu épais, très stable : 17 K/km entre 0 et 250 m ;
- un feuillet très peu stable, 1,2 K/km, entre 250 et 850 m ;
- un feuillet très stable, 17 K/km au-dessus de 850 m.

Les gradients thermiques adoptés : 17 K/km et 1,2 K/km sont tirés des observations du 26 Juin 1970 et du 9 Juin 1972.

Ces deux expériences présentent des évolutions analogues mais, tandis que l'expérience C se prête plutôt à l'étude détaillée de l'érosion avant et juste au début du saut convectif, l'expérience D permet plutôt l'étude du saut lui-même.

Dans la description qui va suivre, nous ferons appel tour à tour à chaque expérience. Commençons par résumer les caractéristiques de l'expérience C.

.../...

téristiques communes aux évolutions de la température potentielle.

1°/ Evolution des profils verticaux moyens

Les profils verticaux de la moyenne horizontale de la température potentielle à chaque niveau sont présentés à intervalles de 20 mn sur la figure 35 (expérience C) et sur la figure 36 (expérience D).

Dans les deux cas, une couche convective apparaît et s'épaissit lentement par érosion de la couche très stable avant d'atteindre la couche peu stable supérieure.

Pendant les 20 premières minutes, les évolutions des deux expériences sont très semblables et le profil thermique calculé au bout de 16 mn (960 s) dans l'expérience C est superposable à la partie inférieure du profil correspondant de l'expérience D.

Après 3770 s, les évolutions diffèrent sensiblement ; cependant, chaque profil présente isolément les caractéristiques générales notées par ailleurs pour l'expérience A (figure 27).

En particulier, un refroidissement se produit à la base de la couche stable et s'accroît avec l'épaississement de la couche convective.

Pendant les 30 premières minutes (1800 s), l'érosion de la couche très stable présente des particularités que nous allons examiner plus en détail.

2°/ Erosion de la couche très stable ; établissement du gradient adiabatique

Au début de cette érosion, nous notons sur la figure 35 que la couche convective présente un gradient thermique positif

.../...

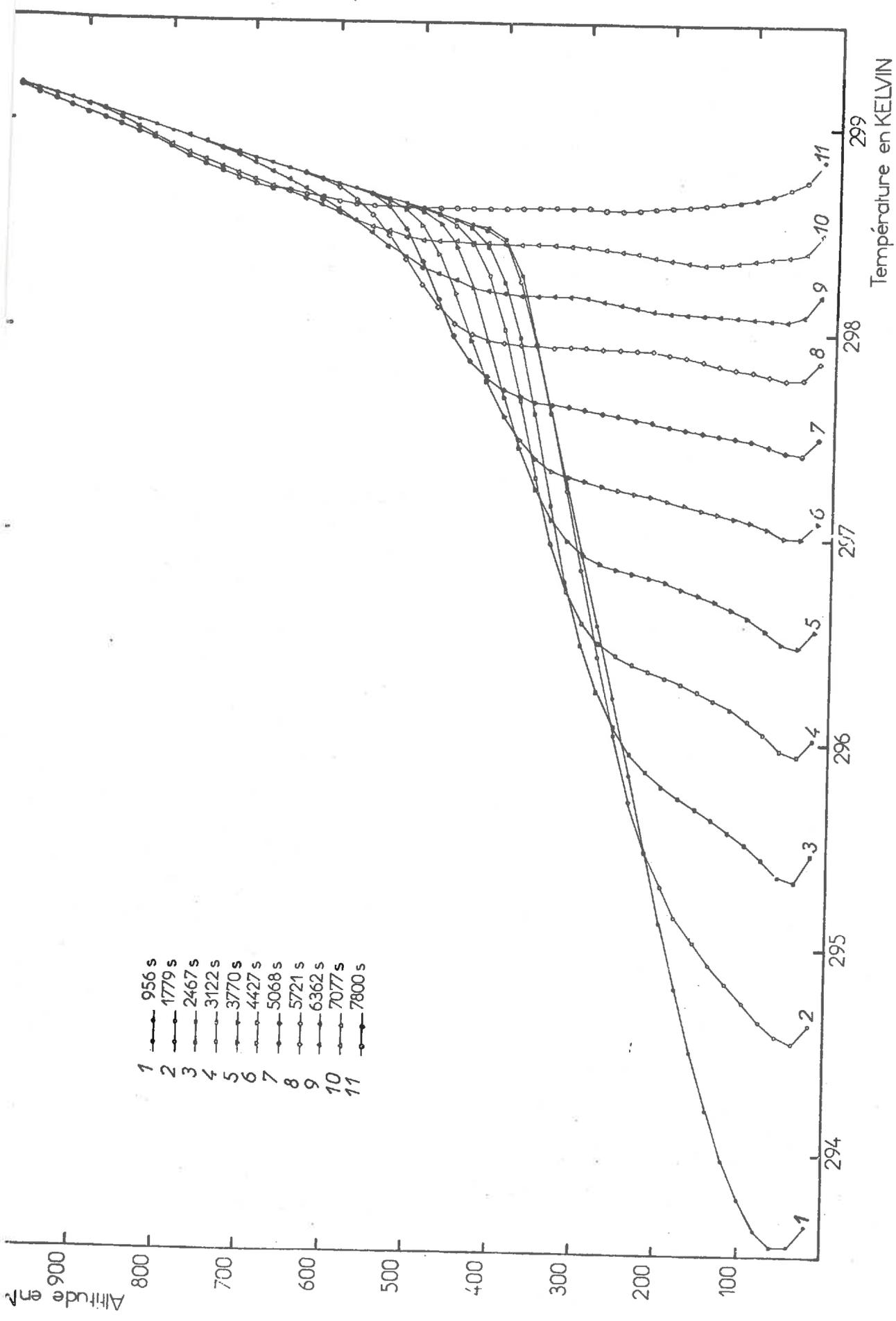


Figure 35 : EXPERIENCE C ; EVOLUTION DE LA MOYENNE HORIZONTALE DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE.

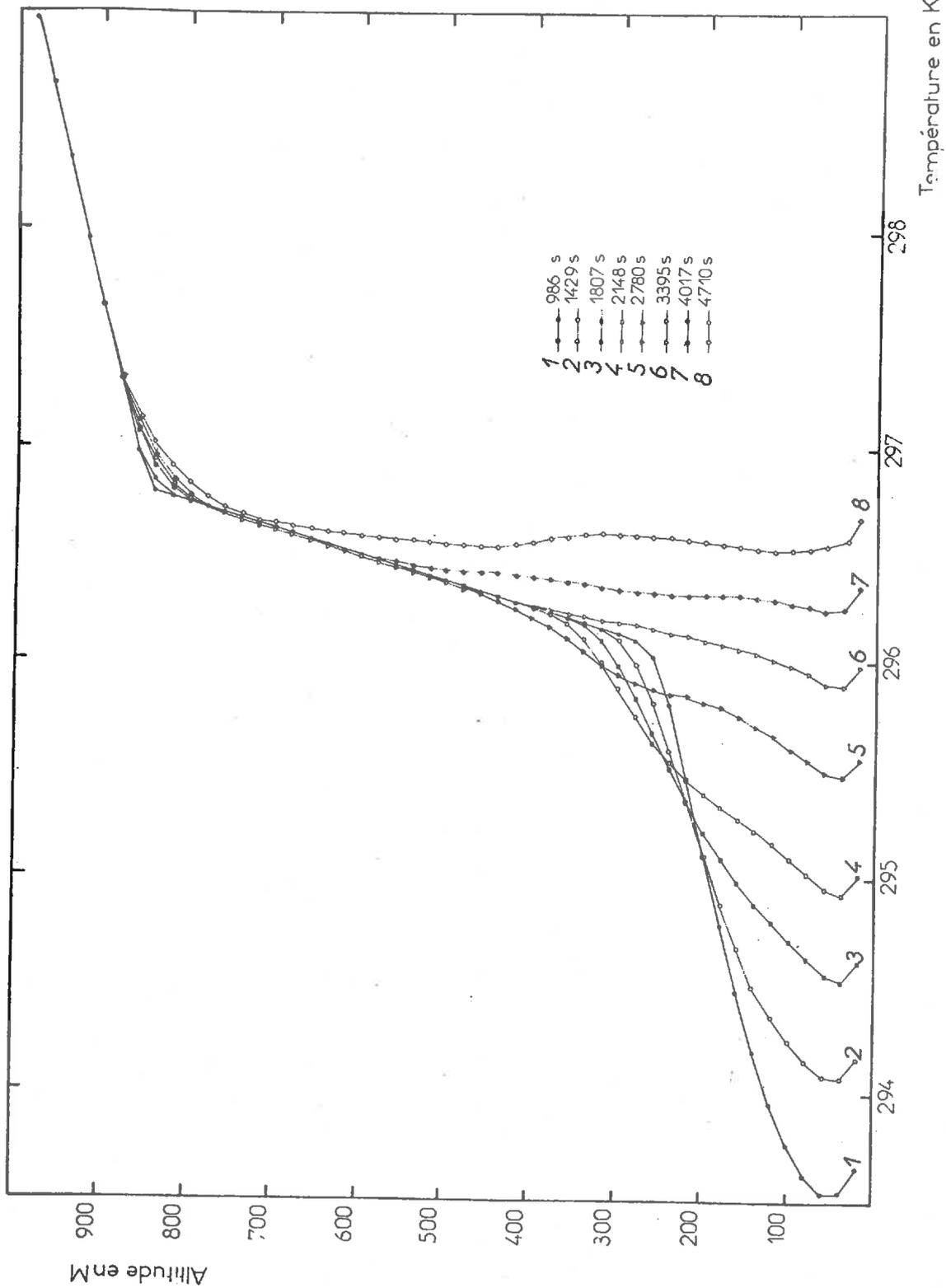


Figure 36 : EXPERIENCE D ; EVOLUTION DE LA MOYENNE HORIZONTALE DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE

anormalement grand. Ainsi, 956 s après le début de l'expérience C, le gradient thermique atteint 5 K/km dans la couche convective située entre le sol et 170 m.

En dépit de ce gradient nettement positif, le flux de chaleur reste positif au sein de la couche convective (figure 37) et son profil vertical est analogue au profil des flux décrits dans l'expérience A.

Ce phénomène de réchauffement sans formation immédiate d'une couche neutre a été observé dans l'atmosphère par CROZIER (1953) et DE MARAIS (1965). L'exemple que nous présentons sur la figure 38 est emprunté à DE MARAIS (1965) :

- le profil thermique de 5 h fait apparaître une couche très stable qui s'étend presque jusqu'au sol ;

- d'heure en heure, les profils successifs reflètent l'échauffement de la couche convective :

- . jusqu'à 7 h, cet échauffement se produit sans constitution d'une couche neutre ;

- . vers 8 h, celle-ci commence à se former progressivement.

Le comportement relevé sur nos figures 35 et 36 est très semblable : le modèle numérique suggère en outre que le régime temporaire persiste tant que l'épaisseur de la couche convective reste inférieure à 200 m (figure 35, 1779 s).

Ce résultat est en accord avec les conclusions de DE MARAIS qui souligne, d'autre part, qu'un tel échauffement sans formation d'une couche neutre ne peut se maintenir que si le vent est très faible. Le modèle actuel a été effectivement élaboré dans ce cas ; mais nous n'avons pas jusqu'à maintenant vérifié l'influence de l'introduction d'un vent horizontal.

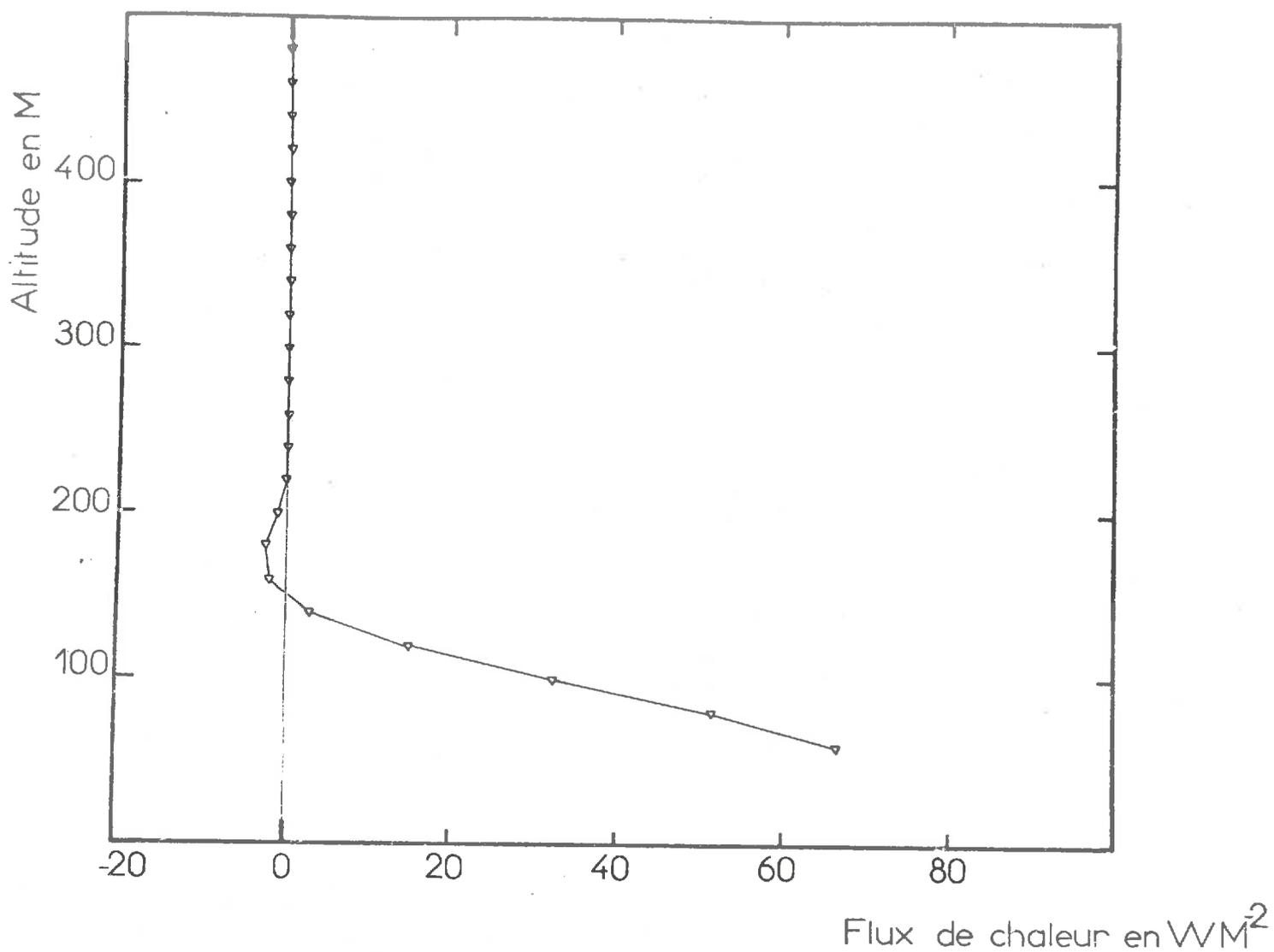


Figure 37 : EXPERIENCE C ; PROFIL VERTICAL DU FLUX VERTICAL DE CHALEUR (956 s).

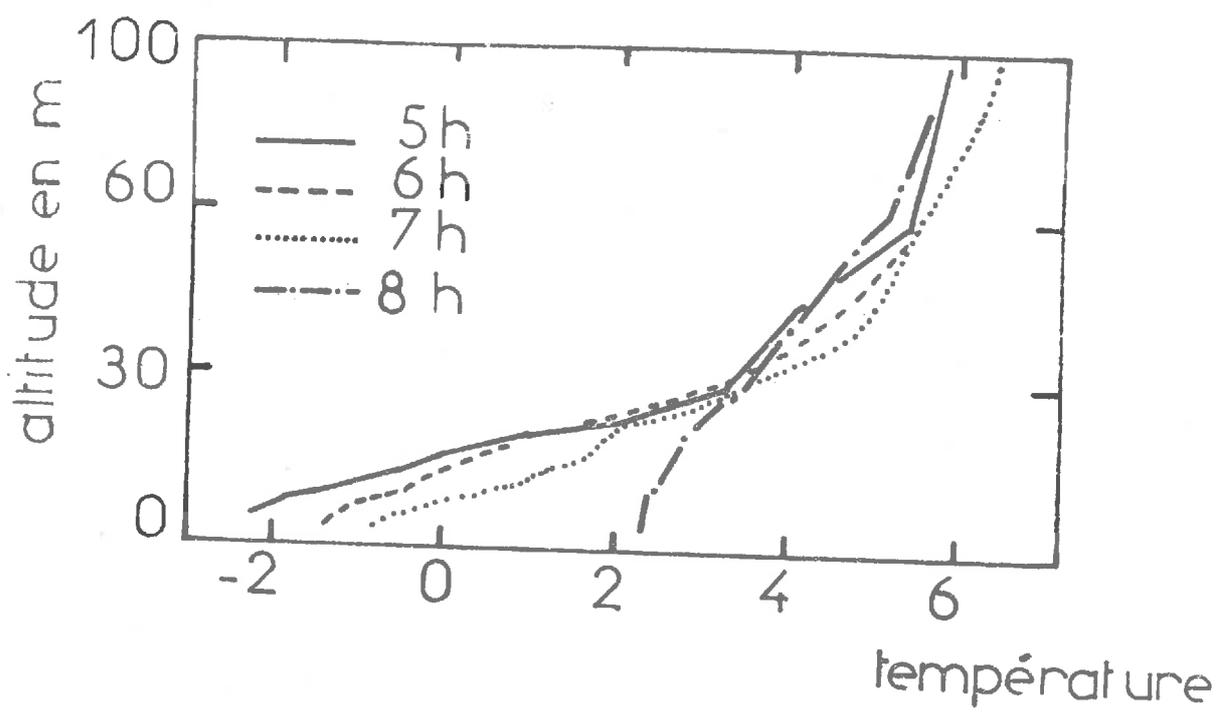


Figure 38 : DE MARAIS (1965). EVOLUTION MATINALE DES PROFILS DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE OBSERVEE PAR VENT FAIBLE DANS UN DESERT (lever du soleil vers 5 h 30 mn)

3°/ Erosion de la couche très stable : effet du feuilletage sur les ondes de gravité.

Lorsque le front convectif dépasse l'altitude 250 m, le régime temporaire dont nous venons de parler disparaît progressivement et le gradient thermique moyen de la couche convective décroît (figure 35, 1779 s).

Parallèlement, le refroidissement à la base de la couche stable s'accroît, par suite de l'augmentation de l'amplitude des ondes de gravité.

Ces phénomènes ont déjà été décrits dans l'expérience A ; cependant, l'expérience C va nous permettre un examen plus approfondi des ondes de gravité et de leur interaction avec le feuilletage.

Dans ce but, nous allons étudier l'évolution temporelle des fluctuations de la vitesse verticale en un point choisi à la base de la couche stable.

Situons tout d'abord ce point dans le domaine d'étude. La figure 39 présente une coupe verticale des isothermes à l'instant 3445 s (entre 2 isothermes l'écart de température est de 0,25 K).

Nous retrouvons sur cette coupe verticale les différentes régions déjà décrites :

- la couche convective, comprise entre le sol et 300 m ;
- le feuillet très stable entre 300 m et 410 m ;
- le feuillet peu stable entre 410 m et 1000 m.

Le point d'observation est désigné par une croix fléchée, au centre du feuillet très stable, immédiatement au-dessus du front convectif.

Ses coordonnées sont : $z = 360$ m et $x = 2300$ m.

.../...

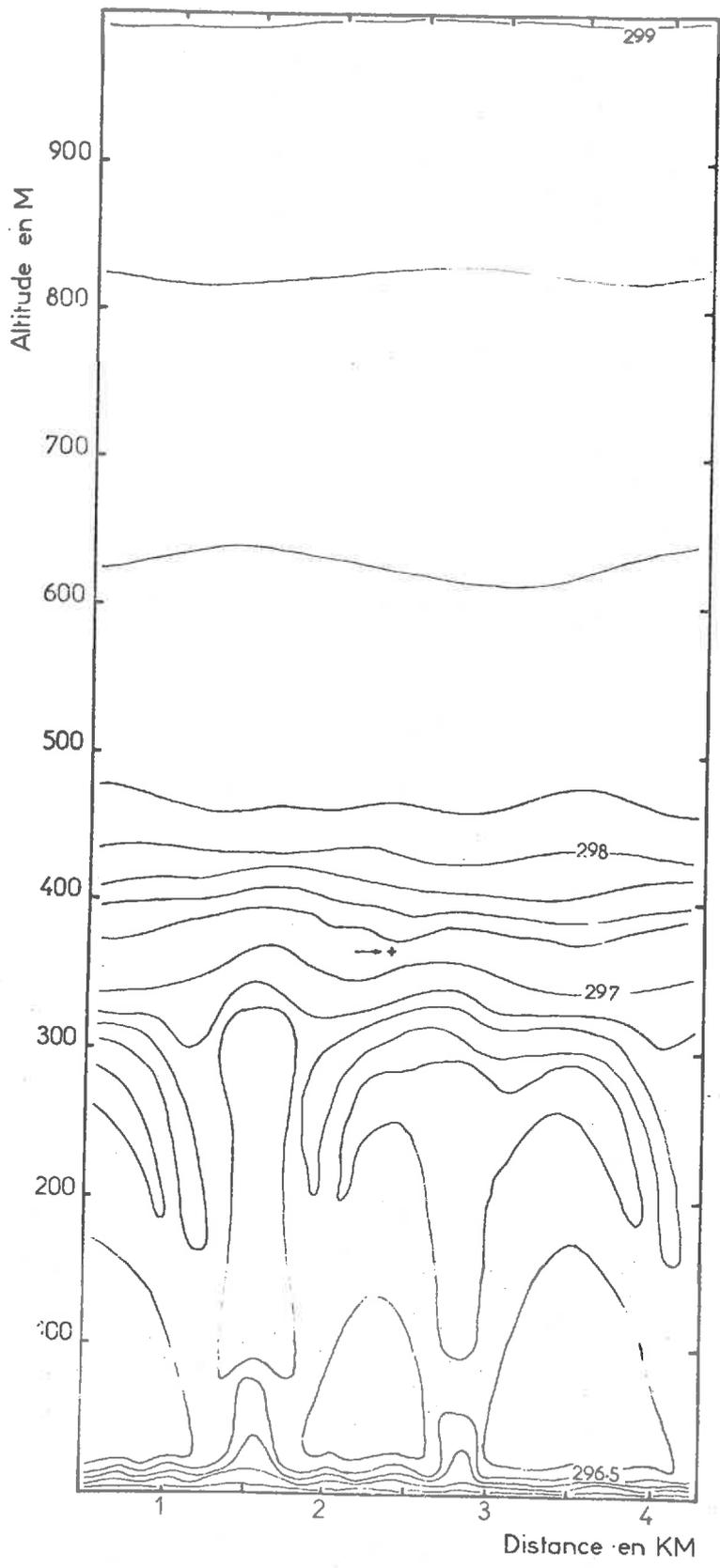


Figure 39 : EXPERIENCE C ; 3445 s ; COUPE VERTICALE DES ISOTHERMES POTENTIELLES ;
ECART ENTRE DEUX ISOTHERMES : 0.25 K.

En ce point, examinons la variation de la vitesse verticale entre les instants 1500 s et 5000 s.

Sur la figure 40, nous avons porté la vitesse verticale en fonction du temps ; les trois segments représentés sont superposés afin de faciliter la lecture.

Trois régions, délimitées par de petites flèches verticales, peuvent être distinguées :

- entre 1500 s et 3200 s, le point observé se trouve dans la couche très stable, nettement au-dessus du front convectif (figure 35) ; la vitesse verticale reste faible (quelques cm par seconde) ; elle oscille régulièrement avec une période de 328 s (0.019 rd/s) ;

- entre 3200 s et 4300 s, le point observé est à la base de la couche stable, à proximité immédiate du front convectif. La vitesse verticale est devenue plus forte (± 5 cm/s) et ses oscillations sont plus complexes : la période initiale de 328 s semble lentement modulée par un mouvement de période voisine de 1060 s (0.0058 rd/s) ;

- vers 4300 s, peu après le passage du front convectif moyen (qui a lieu vers 4000 s), le point d'observation est maintenant dans une partie de la couche convective en subsidence. La vitesse verticale est nettement négative, tandis que disparaissent peu à peu les oscillations.

Pour interpréter la courbe 40, rappelons tout d'abord un résultat de la théorie des ondes de gravité (ECKART, 1960) : une onde de gravité interne de fréquence circulaire ω ne peut se propager au sein d'un fluide stratifié, caractérisé par sa fréquence de BRUNT-VAISALA N , que si ω vérifie la condition :

$$\omega < N \quad (1)$$

où N est lié à la stabilité de la couche par la relation :

$$N^2 = \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (2)$$

.../...

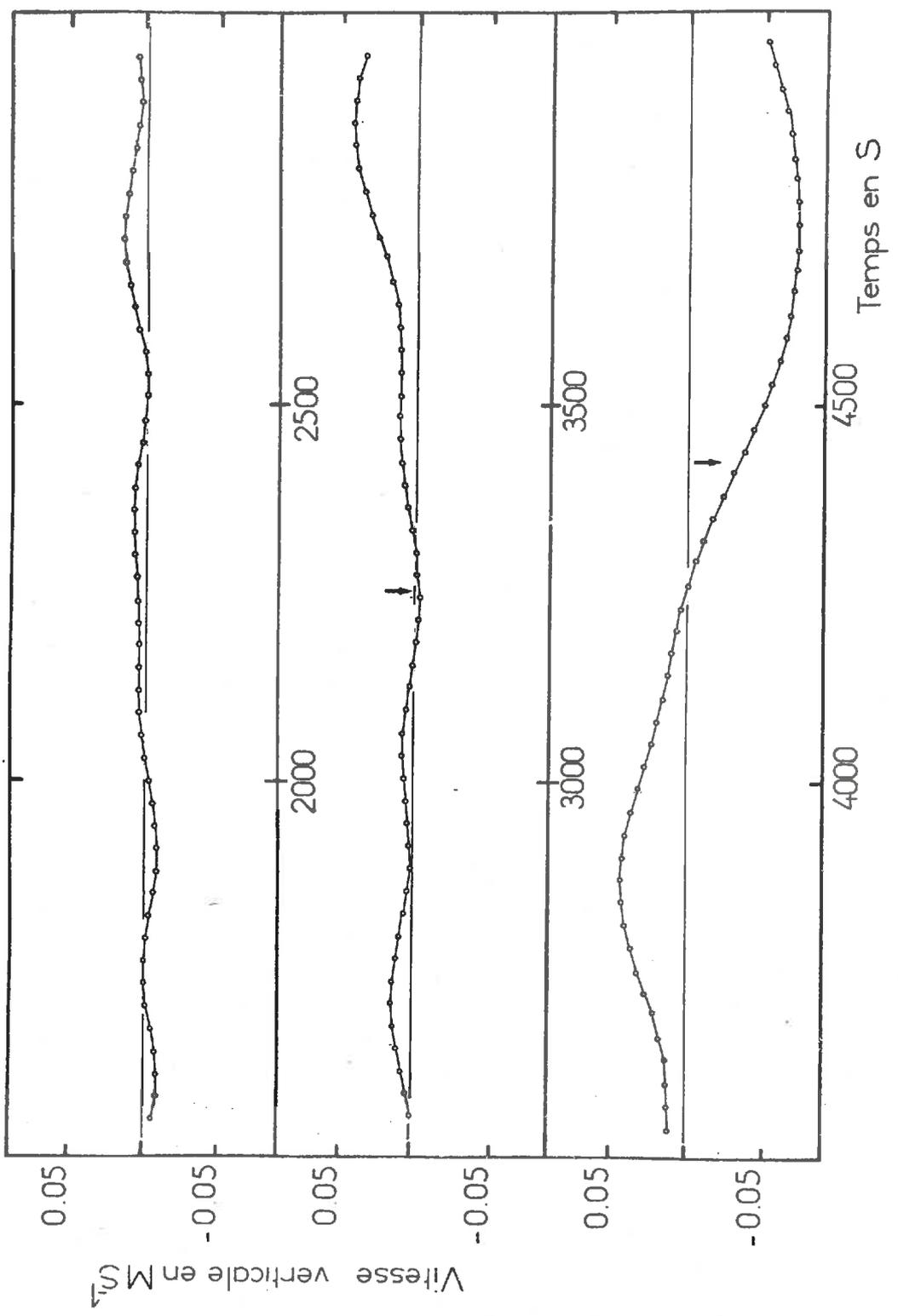


Figure 40 : EXPERIENCE C ; EVOLUTION TEMPORELLE DE LA VITESSE VERTICALE MESUREE AU POINT FLECHE SUR LA FIGURE 39.

avec :

g , accélération de la pesanteur ;

θ , température potentielle ;

$\frac{\partial \theta}{\partial z}$, gradient thermique vertical.

Considérons la première partie de la figure 40 relative à la période comprise entre 1500 s et 2300 s.

Pendant cette période, le point d'observation se situe dans une couche de stabilité 17 K/km où la fréquence de BRUNT-VAISALA est par conséquent de 0.023 rd/s.

Par ailleurs, au même instant, l'onde observée (figure 40) a une période de 328 s, soit une fréquence de 0.019 rd/s.

La condition caractéristique de propagation 1 est donc vérifiée.

Considérons maintenant la deuxième portion de la courbe 40 (2300 s à 4300 s) : l'onde que nous y observons est la superposition de deux "harmoniques" de fréquences respectives 0.019 rd/s (période 328 s) et 0.0058 rd/s (1060 s).

Ces deux ondes vérifient la condition de propagation (1) dans le feuillet très stable (17 K/km) ; mais, seule "l'harmonique" de fréquence 0.0058 rd/s vérifie la condition de propagation dans le feuillet peu stable (1,2 K/km) où la fréquence de BRUNT-VAISALA est de 0.0063 rd/s.

Il en résulte que le feuilletage de la stratification thermique influence différemment les deux "harmoniques" :

- "l'harmonique" de période 1060 s, qui peut se propager dans les deux couches, affecte l'ensemble du modèle et l'existence d'un feuillet très stable ne l'influence pas directement ;

.../...

- par contre, l'harmonique de période 328 s qui ne peut se propager que dans la couche très stable, est réfléchié par la base de la couche peu stable et par suite, son énergie se trouve confinée dans un feuillet de plus en plus mince.

En résumé, cet examen des propriétés des ondes de gravité introduit deux notions qui nous paraissent essentielles :

- la sélectivité qu'exerce le feuilletage vis-à-vis des mouvements possibles dans la couche stable ;

- le confinement de certains mouvements dans des couches minces, localisés à proximité immédiate de leur source d'excitation.

4°/ Mise en évidence du saut convectif

Pour les expériences C et D, comme précédemment pour les expériences A et B, nous avons déterminé la position du front convectif en repérant l'altitude du minimum du flux vertical de chaleur.

Les résultats sont présentés pour l'expérience C sur la figure 41 et sur la figure 42 pour l'expérience D ; l'altitude du front convectif est portée en ordonnées et le temps en abscisses.

Dans chaque cas, la courbe comprend deux segments distincts :

- par exemple, sur la figure 42, le front convectif s'élève d'abord lentement (2,8 m/mn) par érosion du feuillet très stable (17 K/km). Puis, pénétrant (vers 2000 s) dans le feuillet peu stable, l'ascension du front convectif s'accélère pour atteindre 12,4 m/mn.

La transition entre la couche très stable et la couche peu stable s'accompagne donc d'une variation rapide de la vitesse d'ascension, d'un saut, du front convectif.

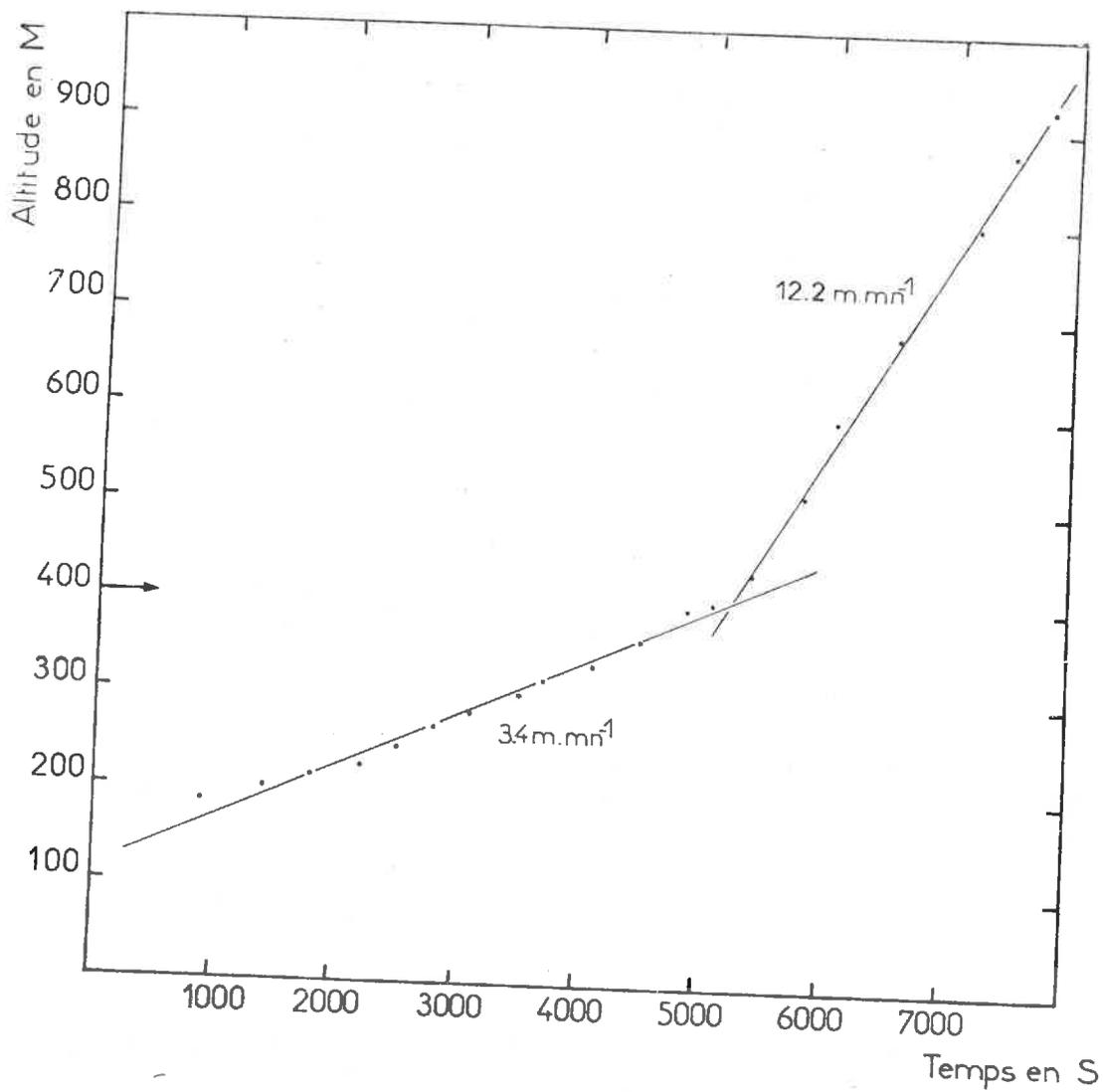


Figure 41 : EXPERIENCE C ; EVOLUTION TEMPORELLE DE L'ALTITUDE DU FRONT CONVECTIF.

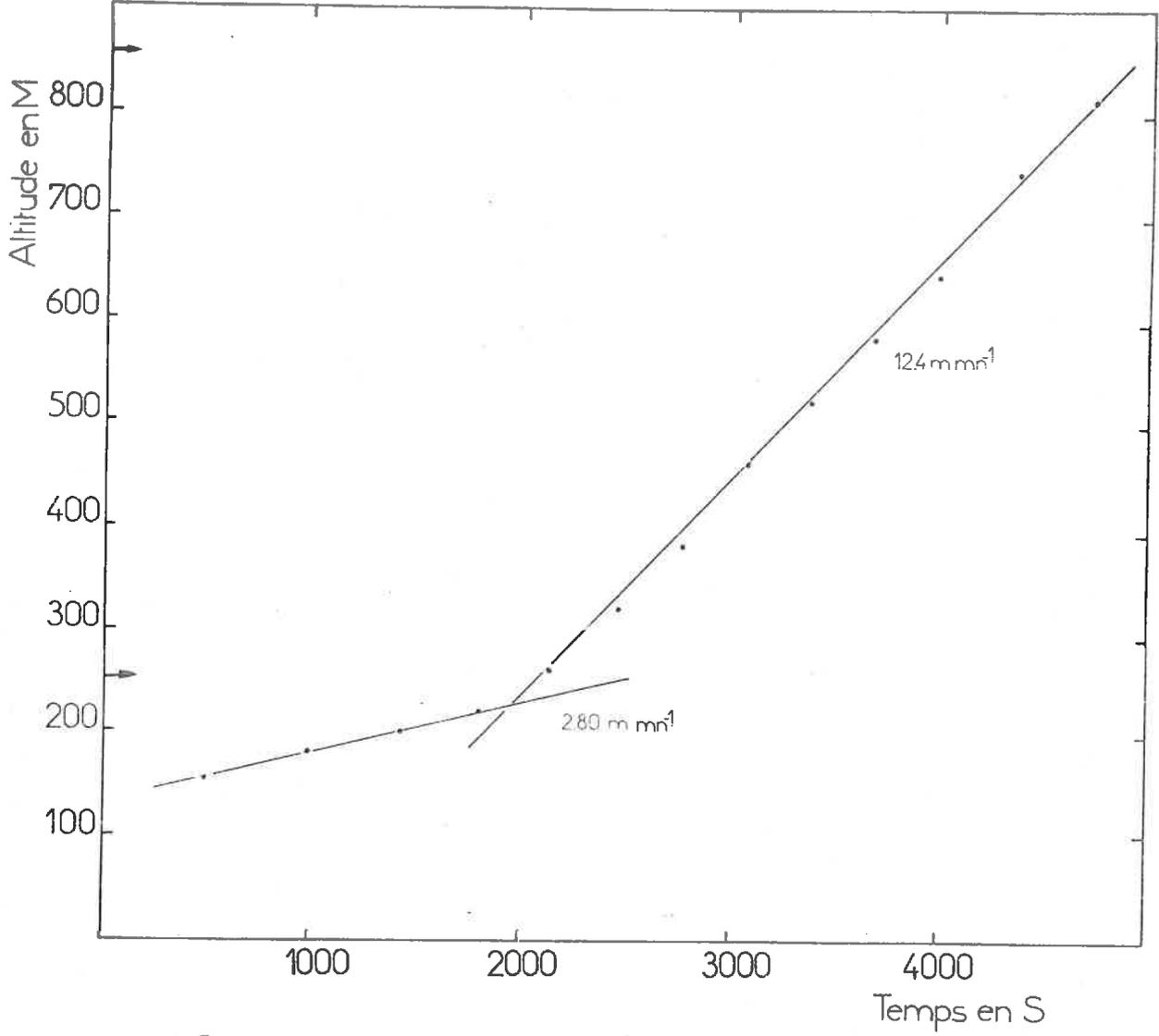


Figure 42 : EXPERIENCE D ; EVOLUTION DE L'ALTITUDE DU FRONT CONVECTIF.

Le modèle numérique apporte donc une confirmation théorique aux observations faites dans l'atmosphère.

En outre, les vitesses d'ascension calculées dans le modèle sont en bon accord quantitatif avec les observations du 26 Juin 1970 et du 9 Juin 1972*.

Rappelons que ces vitesses étaient les suivantes :

- pour le 26 Juin 1970 : 11,5 m/mn dans le feuillet le moins stable 1 K/km ; 2 m/mn dans le feuillet le plus stable 18,4 K/km ;
- pour le 9 Juin 1972 : 10 m/mn dans le feuillet le moins stable (1,3 K/km) ; et 1,25 m/mn dans le feuillet le plus stable (18,6 K/km).

L'accord constaté entre données théoriques et expérimentales, surtout pour la journée du 26 Juin à laquelle l'expérience D correspond le plus, est donc satisfaisant.

5°/ Anomalies du flux vertical de chaleur pendant le saut convectif

Parallèlement à l'étude du saut convectif, et immédiatement après celui-ci, l'expérience D nous permet d'assister à une modification temporaire, mais profonde, des profils verticaux du flux de chaleur.

Cet aspect de l'expérience est particulièrement riche d'enseignements car il nous fournit des résultats nouveaux que les observations atmosphériques trop peu serrées dans le temps n'ont pu que nous laisser pressentir.

Les différentes phases de l'anomalie du flux vertical de chaleur sont illustrées par les courbes de la figure 43 où nous avons porté le flux en abscisses et l'altitude en ordonnées.

* Comme nous l'avons dit pour ces journées, le profil thermique de la couche faisait apparaître des feuillets de stabilité proche de celle des couches de l'expérience D.

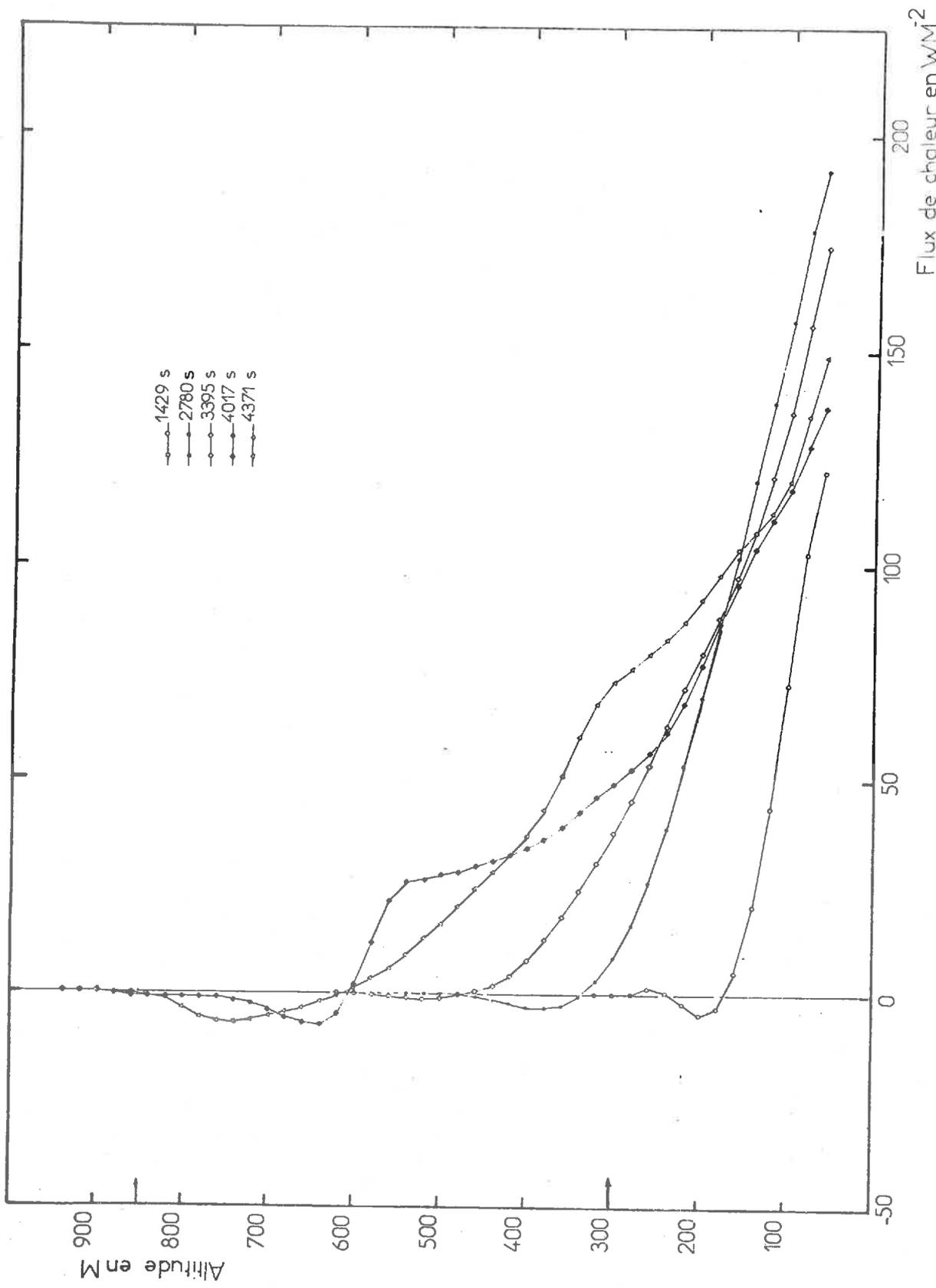


Figure 43 - EXPERIENCE D ; ANOMALIE DU FLUX VERTICAL DE CHALEUR PENDANT LE SAUT CONVECTIF.

La courbe inférieure, relative à l'instant 1429 s, nous rappelle les caractéristiques initiales du flux, avant le saut convectif, pendant l'érosion de la couche très stable :

- dans la couche convective, le flux de chaleur est positif et décroît à peu près linéairement avec l'altitude ;

- au voisinage du front convectif, il devient négatif, son minimum se situant au niveau du front ;

- à la base de la couche stable, il reste négatif (*) sur une faible épaisseur (60 m), par suite des ondes de gravité se propageant à ce niveau.

Les courbes suivantes n'offrent plus le même comportement.

La courbe à 2800 s est postérieure de peu au début du saut convectif (voir figure 42), le flux possède encore la plupart des caractéristiques notées précédemment. La principale différence tient en un épaississement de la région négative qui est comprise maintenant entre 340 m et 475 m (épaisseur : 135 m).

La troisième courbe, à 3395 s, semble encore plus paradoxale :

. la région négative tend à s'estomper tout en restant très épaisse (180 m) ;

. dans la région positive, le flux garde ses caractéristiques habituelles.

La quatrième courbe, à 4017 s, est très altérée :

. la région négative se reconstitue plus haut qu'à l'instant précédent, mais l'amplitude du flux n'y est importante que sur une faible épaisseur (environ 90 m, au lieu de 135 et 180 m auparavant) ;

* Le faible flux positif à 280 m est lié au phénomène de réchauffement sans formation de couche neutre (voir le paragraphe III-2).

- . la région positive comprend trois parties :
 - + jusqu'à 400 m, elle conserve l'aspect habituel ;
 - + entre 400 et 600 m, le flux reste positif (30 w m^{-2}) et varie peu avec l'altitude ;
 - + vers 600 m, il décroît brusquement et change de signe.

La dernière courbe, à 4371 s, se comporte à nouveau comme la courbe initiale (1429 s) ; seule la couche convective garde encore quelques traces (à 40 m par exemple) des accidents notés sur la courbe précédente.

Ces modifications temporaires des courbes du flux vertical de chaleur dénotent une évolution transitoire de la base de la couche stable qui nous paraît liée au saut convectif.

En nous basant à la fois sur les profils verticaux du flux de chaleur, figure 43, et de la température moyenne, figure 36, nous proposons d'interpréter cette évolution transitoire par un processus comportant schématiquement 4 phases :

. Première phase : croissance

La première phase suit immédiatement la pénétration du front convectif dans le feuillet peu stable ; elle correspond au développement d'ondes de gravité intenses dans ce feuillet.

En raison de la faible stabilité du milieu, les ondes atteignent rapidement une grande amplitude. Par suite, le flux de chaleur négatif qui leur est associé affecte une grande épaisseur (courbe à 2780 s).

. Deuxième phase : rupture des ondes

La deuxième phase débute lorsque l'amplitude des ondes dépasse le seuil admis pour leur stabilité.

.../...

Les ondes dont l'amplitude atteint ce seuil dégènèrent en turbulence, une partie de leur énergie vient accroître la turbulence ambiante de la couche.

Sous l'action de cette turbulence accrue, il se produit dans la couche un brassage qui réduit le gradient thermique vertical moyen.

La tendance du processus est donc de s'amplifier, jusqu'à dégénérescence de la couche à ondes en une région chaotique, hétérogène, où la turbulence est importante.

Sur les courbes de flux de chaleur, cette disparition des ondes se manifeste par l'annulation du flux de chaleur négatif qui leur est associé (3395 s).

. Troisième phase : homogénéisation

La troisième phase correspond au début de la restauration du profil initial temporairement détruit.

D'une part, sous l'action de la turbulence créée par la rupture des ondes puis accrue par la pénétration de thermiques, la région hétérogène se transforme peu à peu en une couche neutre, semblable à la couche convective.

Sur la courbe de flux, à 4017 s, ce mélange dans la couche hétérogène se traduit par le réchauffement qui vient se superposer à la décroissance quasi-linéaire observée plus bas, entre 540 m et 400 m.

D'autre part, tandis que se constitue une couche neutre, un front convectif réapparaît à son sommet ; des ondes de gravité se développent à nouveau, sur une faible épaisseur, à la base de la couche stable qui surmonte ce nouveau front.

.../...

. Quatrième phase : retour à l'équilibre.

La dernière phase consacre le retour à un profil semblable au profil initial :

- la couche convective a totalement assimilé l'ancienne région hétérogène et la courbe du flux de chaleur y reprend un profil quasi linéaire ;

- le front convectif est totalement reconstitué ; les ondes de gravité ont crû en amplitude à la base de la couche en cours d'assimilation.

Par suite, la courbe de flux présente à nouveau une région négative marquée dont l'épaisseur est grande puisque la couche érodée est peu stable (courbe à 4371 s).

La confirmation de cette interprétation nécessiterait encore l'examen détaillé d'expériences complémentaires ; néanmoins, ses conséquences sont en accord également avec nos observations : en particulier, nous avons noté (les 9 Juin 1972 et 19 Juillet 1972) la formation d'une région hétérogène lors de la pénétration du front convectif dans une couche très peu stable.

En conclusion, cette analyse des anomalies du flux vertical de chaleur met l'accent sur deux points :

a/ les transferts au sein de la couche convective et surtout à la base de la couche stable ont un caractère intermittent.

b/ L'interprétation que nous proposons suggère que cette intermittence est liée à l'instabilité accrue des ondes de gravité consécutivement à la pénétration du front convectif dans un feuillet peu stable.

.../...

IV - CONCLUSION DE L'ETUDE NUMERIQUE

En conclusion, le modèle numérique que nous avons mis au point conduit à des résultats qualitativement et quantitativement comparables à nos observations atmosphériques.

Les principaux points d'accord notés sont les suivants :

. les champs convectifs observés et calculés possèdent, pour l'essentiel, les mêmes caractéristiques générales : dans les deux cas nous notons le développement d'une couche convective, d'un front convectif et d'ondes de gravité à la base de la couche stable ;

. les profils verticaux moyens de la température, de la variance de la température et du flux de chaleur évoluent de manière satisfaisante ;

. les vitesses d'ascension du front convectif calculées sont dans la gamme des vitesses observées, et leur dépendance vis à vis de la stabilité confirme les résultats antérieurs ;

. l'existence d'ondes de gravité dans ce modèle, où la seule source d'énergie est le chauffage au sol, confirme l'origine thermique de tels mouvements, conformément à la théorie de TOWNSEND (1964 et 1966) ;

. enfin, et c'est là le point que nous souhaitons vérifier, le modèle numérique confirme l'existence du saut convectif, et les caractéristiques des sauts simulés sont en bon accord avec celles des sauts observés les 26 Juin 1970 et 9 Juin 1972.

Par ailleurs, les résultats numériques fournissent des données nouvelles permettant de pousser plus avant notre ébauche d'interprétation :

.../...

. le_saut_convectif semble associé à une évolution transitoire de la couche stable ; il serait notamment lié au développement excessif, puis à la rupture des ondes de gravité lors de la pénétration du front convectif dans un feuillet peu stable ;

. le_feuilletage_de_la_couche_stable semble pour sa part modifier la période et l'amplitude des ondes de gravité ; par leur intermédiaire, il influencerait donc aussi sur les flux verticaux de chaleur et le déclenchement des sauts convectifs.

.../...

CONCLUSION GENERALE

Au terme de cette étude expérimentale et théorique de l'évolution matinale des basses couches convectives les principales acquisitions nous paraissent être :

. la mise en évidence de la "montée en saut" du front convectif qui a pu être observée dans trois des quatre cas expérimentaux étudiés, et qui dans chaque cas a coïncidé avec le début de l'érosion d'un feuillet peu stable ;

. une simulation numérique qualitative et quantitative satisfaisante de l'évolution observée dans l'atmosphère ;

. l'obtention des premiers éléments d'une interprétation des faits observés, et notamment du saut convectif, à travers les solutions numériques et l'analyse spectrale des données atmosphériques ; cette interprétation souligne le rôle des ondes de gravité à la base de la couche stable, rôle qui semble devenir primordial au moment du saut.

Pour préciser ces résultats et approfondir l'interprétation que nous avons ébauchée, il serait souhaitable de pouvoir dans le futur compléter l'étude actuelle sur plusieurs points :

a/ du point de vue expérimental, nous n'avons étudié jusqu'à maintenant que les fluctuations de la température et celles du vent horizontal ; l'étude de la vitesse verticale nous donnerait accès aux transferts verticaux de quantité de mouvement et de chaleur *.

* Sans le recours à la méthode exposée dans la thèse de B. GUILLET qui repose sur des simplifications.

Une telle étude permettrait d'une part de tester l'interprétation actuelle, d'autre part d'aborder la paramétrisation des transferts verticaux au sein de la couche limite planétaire en situation convective.

b/ du point de vue théorique, nous avons jusqu'ici laissé de côté les effets du vent horizontal ; cette simplification est sans doute excessive ; pour y remédier nous préparons un modèle numérique avec vent moyen horizontal.

Enfin, le principal défaut du modèle actuel tient à sa bidimensionnalité qui conduit à une mauvaise représentation de la turbulence, principalement dans la couche convective. Il serait souhaitable d'étudier un modèle tridimensionnel.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- BALL F.K. (1960) - Q.J.R.M.S., 86, 483
- BLACKMAN R.B. et TUCKEY J.W. - "The measurement of Power spectra",
Dover (1958).
- DEARDORFF (1969) - The Physics of Fluids, supp. II, p. 184-194.
- DEARDORFF, WILLIS, LILLY (1969) - J. Fluid Mech., vol 35, part 1,
p. 7-31
- DE MARAIS (1965) - J.A.M., vol. 4, August, p. 535-541
- ECKART C. (1960) - "Hydrodynamics of oceans and atmospheres", Per-
gamon.
- GRANT (1965) - Q.J.R.M.S., vol. 91, n° 389, p. 268-282
- GUILLEMET B. (1973) thèse de 3ème Cycle, Clermont-Ferrand
- HODGES (1967), J.G.R., vol. 72, n° 13.
- ISAKA (1971) - Opération "Orages Sévères", rapport scientifique
n° 3, L.D.M.A., Clermont-Ferrand
- KATO (1967) - The John Hopkins Gravitohydrodynamics Laboratory,
Rap. n° 2, Baltimore.
- KONRAD (1970) - J.A.S., vol. 27, n° 8, p. 1138-1147
- LILLY D.K. (1967) - Proceedings of the IBM scientific computing
Symposium, 14, p. 195-210, IBM Form n° 320-1951
- LILLY D.K. (1968) - Q.J.R.M.S., 94, p. 292-309
- LUMLEY, PANOFSKY (1964) "The structure of atmospheric turbulence"
Interscience, Wiley

- LUMLEY (1964) J.A.S., 21, p. 99-102
- MASCART P. (1972) - Rapport de D.E.A. - Clermont-Ferrand
- MASCART P. et ROSSET R. (1972), rapport scientifique n° 5, L.D.M.A.
Clermont-Ferrand
- MYRUP (1969) - Tellus, XXI, 3, p. 341-354
- MYRUP (1970) - Weather, April, p. 150
- ORLANSKY I. (1971) - J.G.R., vol. 76, n° 24, p. 5829-5835
- ORLANSKY I. (1972) - J. Fluid Mech., 54, p. 577-598
- ORLANSKY I. et BRYAN K. (1969) - J.G.R., vol 74, p. 6975-6983
- PHILLIPS (1966) - "The dynamics of the Upper Ocean", Cambridge
- PRIESTLEY (1959) - "Turbulent transfer in the lower Atmosphere",
Chicago Press.
- ROSSET R., MASCART P., ISAKA H., SOULAGE R.G. (1973) - C.R.Ac.Sc.
T. 276, B, p. 223
- STEWART (1969) - Radio-science, vol. 4, 12, p. 1269-1278
- TOWNSEND (1959) - J. Fluid Mech., 5, p. 209
- TOWNSEND (1964) - Q.J.R.M.S., 90, p. 248-259
- TOWNSEND (1966) - J. Fluid Mech., 24, 2, p. 307-319
- TUCKEY (1967) - "Advanced Seminar on spectral analysis of time
series", Wiley, p. 25-46, édité par B. Harris.

N O T A T I O N S

C_L	: constante dans le calcul de K_M
C_P	: chaleur massique de l'air sec sous pression constante
C_{PR}	: constante empirique pour le calcul du gradient thermique à 45 m
C_T	: constante empirique pour le calcul du flux de chaleur au sol
D	: périodicité horizontale du modèle numérique
D	: norme du tenseur de Reynolds
D_x	: longueur de la maille suivant Ox
D_z	: longueur de la maille suivant Oz
E	: énergie cinétique
g	: accélération de la pesanteur
H	: Hauteur du domaine d'étude
H	: flux vertical de chaleur
K_H	: conductivité tourbillonnaire
K_M	: viscosité tourbillonnaire
M	: masse molaire de l'air sec
N	: fréquence de BRUNT-VAISALA
n	: longueur d'onde horizontale
P	: pression statique
r	: constante relative à l'air sec ($r = R/M$)
R	: constante des gaz parfaits
S_u, θ	: densité spectrale de la variance de u ou de θ
t	: temps
T	: température absolue
T_{oo}	: température moyenne du sol
T_M	: température de la couche convective à 120 m
u	: vitesse horizontale
w	: vitesse verticale
x	: axe horizontal de coordonnées
z	: axe vertical de coordonnées
Δ	: Laplacien $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$
Ψ	: fonction de courant

.../...

- ξ : composante horizontale de la vorticité
- θ : température potentielle
- E : température de référence
- χ : conductivité moléculaire de l'air sec
- ν : viscosité cinématique de l'air sec
- ρ : masse de l'unité de volume d'air sec
- ρ_0 : masse de l'unité de volume d'air sec à la température E
- ω : fréquence circulaire
- $\frac{\partial}{\partial x, z, t}$: opérateur de dérivation partielle par rapport à x, z, t .