

+2

THÈSE

présentée

21 AVR. 1973

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

Bernard GUILLEMET
Maître en Physique

AA Th3
I. N. R. A.
STATION DE BIOCLIMATOLOGIE
Domaine S PAUL
MONTFAVET - (V^o)
BIBLIOTHEQUE

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

Sujet de la Thèse

VARIATIONS SPATIO-TEMPORELLES DE LA STRUCTURE THERMODYNAMIQUE, DES FLUX DE CHALEUR ET DE VAPEUR D'EAU DANS UNE BASSE COUCHE CONVECTIVE

Soutenue le 13/09/1973 devant la Commission

composée de: M. G. SOULAGE Président

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

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

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

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

Monsieur le Professeur SOULAGE m'a initié à la Géophysique puis m'a orienté vers le troisième cycle en m'accueillant dans son laboratoire pour y préparer cette thèse. Il a su discerner mes goûts en me poussant à poser ma candidature à un poste d'Assistant de Physique. Il m'a encouragé dans les moments difficiles et m'a apporté toute son aide pour l'élaboration de ce texte. Qu'il veuille bien accepter ici mes sentiments de sincère gratitude.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur MOREL, Monsieur HIEBLOT, Directeur du Groupe de Recherches Ionosphériques, et Monsieur le Professeur ISABELLE qui ont bien voulu examiner mon manuscrit et me font l'honneur de participer à mon jury.

J'assure de ma profonde reconnaissance Monsieur ISAKA, Chargé de Recherches au C.N.R.S., l'instigateur de ce travail, et Monsieur ROSSET, Maître Assistant, qui a bien voulu me guider pour le mener à bien. J'ai bénéficié de leur aide, de leurs conseils, de leurs critiques. Ils m'ont fait découvrir la complexité des phénomènes de la turbulence atmosphérique ; je leur dois la partie la plus passionnante de mon travail.

En cette circonstance, je voudrais également remercier Monsieur LEVY, Directeur, et les Professeurs de l'Institut Universitaire de Technologie de Montluçon de m'avoir accepté comme Assistant. Je tiens à assurer tous mes collègues de l'I.U.T. de mon amitié, en particulier Monsieur BOUTIN, appartenant comme moi au L.D.M.A., dont le concours m'a été précieux pour l'élaboration de la méthode de calcul des flux de chaleur.

Je remercie vivement tous mes camarades de l'équipe technique pour l'amicale collaboration qu'ils m'ont apportée : Monsieur PEJOUX a eu la charge du traitement statistique sur ordinateur, Madame SQUARISE a effectué le dépouillement des

bandes H.B. et, avec Mademoiselle MAZUEL, m'a aidé dans la composition des figures. Je remercie Madame BONDOUX pour le soin et la célérité qu'elle a apportés à l'impression de ce texte.

J'exprime ma gratitude à tous les membres de la Météorologie Nationale avec lesquels nous avons travaillé à Châteauroux et à tous les membres du C.A.E.M., en particulier MM. BERNEAU, COCHELIN, DELAITRE et ROUMILLERE pour leur compréhensive collaboration.

Enfin nos recherches n'auraient pu être menées à bien sans le support du C.N.R.S. (E.R.A. 259), de la D.G.R.S.T. (contrat 66.00.088) et de la D.R.M.E. (contrat 71.34.143).

S O M M A I R E

I - INTRODUCTION	p. 1
------------------	------

II - POSITION DU PROBLEME	p. 2
---------------------------	------

1. Structure verticale d'un champ convectif en situation quasi-claire	p. 2
2. Evolution de la couche convective	p. 6
2.1. Observations "in situ"	p. 7
2.2. Expériences de simulation (hydraulique et numérique)	p. 9

III - MOYENS ET METHODES	p. 12
--------------------------	-------

3.1. Moyens	p. 12
3.2. Méthodes	p. 12
3.2.1. Calcul des flux	p. 13
3.2.1.1. Généralités	p. 13
3.2.1.2. Calcul des flux de chaleur	p. 14
3.2.1.3. Calcul des flux de vapeur d'eau	p. 16
3.2.2. Caractérisation statistique de la structure convective verticale	p. 16

IV - ETUDE DE QUATRE JOURNEES	p. 22
-------------------------------	-------

1. 26 Juin 1970	p. 23
1.1. Situation synoptique et évolution	p. 23
1.2. Etude des courbes thermiques et du rapport de mélange	p. 23

1.3.	Détermination des flux de chaleur	p.	27
1.4.	Flux (ou "bilan") de vapeur d'eau	p.	32
1.5.	Structure fine du vent : hodographes	p.	34
1.6.	Caractérisation statistique de la structure ver- ticale de l'atmosphère convective	p.	37
	a/ Distribution verticale des variances et des coefficients de corrélation entre tempéra- ture et humidité	p.	39
	b/ Fonctions d'autocorrélation	p.	42
	c/ Fonctions de structure	p.	46
2.	<u>8 Juin 1970</u>		
2.1.	Situation synoptique et évolution	p.	50
2.2.	Etude des profils verticaux de température et de rapport de mélange	p.	52
2.3.	Détermination des flux de chaleur	p.	57
2.4.	Flux de vapeur d'eau	p.	59
2.5.	Structure fine du vent : hodographes	p.	62
3.	<u>4 Juin 1970</u>		
3.1.	Situation synoptique et évolution	p.	66
3.2.	Caractérisation statistique des courbes. Cor- rélations et longueurs d'échelle	p.	68
3.3.	Fonctions de structure. Calculs de C_T et ϵ	p.	75
3.4.	Structure du vent : hodographes	p.	77
4.	<u>19 Juillet 1972</u>	p.	82
4.1.	Situation synoptique et évolution	p.	82
4.2.	Profils thermiques, rapport de mélange ; hodo- graphes	p.	82
4.3.	Flux vertical de chaleur	p.	91
4.4.	Flux de vapeur d'eau	p.	94
4.5.	Caractérisation statistique de la structure ver- ticale de la couche limite	p.	98
	CONCLUSION	p.	106
	ANNEXE A : Méthode de BROOKS pour le calcul du taux de changement radiatif de la température	p.	108
	ANNEXE B : Relation entre les coefficients de corréla- tion $R_{\theta U}$ et $R_{\theta r}$	p.	112
	REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	p.	114

I - INTRODUCTION

Le présent travail est basé sur l'exploitation des données collectées au cours des campagnes de Châteauroux (1970) et de Clermont-Ferrand (1972).

Il consiste en une étude expérimentale de la couche limite planétaire autour de deux pôles d'intérêt, à partir de quatre cas typiques.

D'une part, on procède à une évaluation des échanges de chaleur et de vapeur d'eau dans les basses couches (calcul des flux par une méthode intégrale). L'étude des variations temporelles des flux met en évidence leur caractère intermittent lié aux processus de développement et de rupture des ondes de gravité avant le mélange turbulent. Ces résultats sont complétés par une étude, également expérimentale, de la structure fine du vent au moyen de profils quasi-instantanés (sondages par ballons "pilot"). On étudie l'interaction entre le vent et l'évolution de la couche convective, en particulier lors d'une situation où la couche limite planétaire est fortement perturbée (19 Juillet 1972).

D'autre part, on procède à une description statistique de la structure du champ convectif. Notre étude porte sur le domaine temps-espace, parallèlement à celle de P. MASCART (cf. Thèse) dans le domaine des fréquences. Nous étudions essentiellement des coefficients de corrélation globaux entre la température et le rapport de mélange, des variances, des fonctions de structure ; nous calculons les longueurs d'échelle des mouvements turbulents convectifs à partir des autocorrélogrammes de la température et nous évaluons dans quelques cas le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ainsi que les constantes de structure dans l'atmosphère

II - POSITION DU PROBLEME

1. STRUCTURE VERTICALE D'UN CHAMP CONVECTIF EN SITUATION QUASI-CLAIRE

Si la structure macroscopique des basses couches de l'atmosphère en situation convective est connue d'assez longue date, ce n'est que récemment que des mesures par avions et/ou par radars de grande puissance et à haute résolution ont précisé leur structure fine.

La température potentielle θ est l'indice qui se prête le mieux à une description sommaire de la structure convective. La figure 1 schématise à grands traits la distribution de θ en fonction de l'altitude z . On y distingue trois parties selon la valeur du gradient thermique $\frac{\partial \theta}{\partial z}$

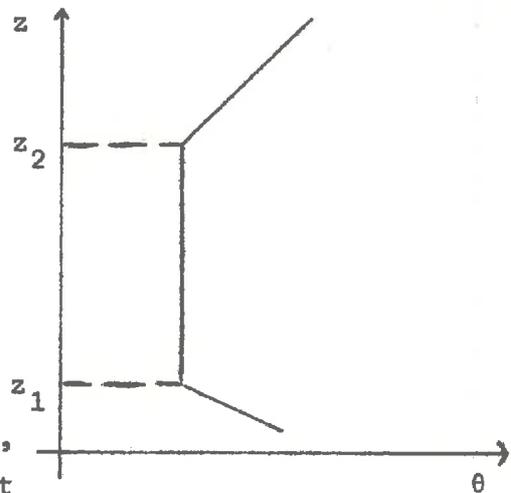


Figure 1

. De $z = 0$ à z_1 , le gradient de température potentielle est négatif : c'est la couche "suradiabatique", chauffée à sa base au contact du sol et dont l'épaisseur reste sensiblement constante pendant la période de convection active au cours d'une journée (MONIN, OBUKHOV, 1954). Dans cette couche, les mécanismes turbulents sont "décrits" par les équations non-dimensionnelles de la théorie de la similitude de MONIN et OBUKHOV. La longueur d'échelle caractéristique "L" prend en compte les effets de rugosité du sol et les effets thermiques. Les éléments convectifs qui s'y développent sont dits de "première espèce" par KAIMAL et HAUGEN (1967).

. Couche convective turbulente . ($z_1 < z < z_2$). Au sommet de la couche suradiabatique, on note une transition brutale vers

.../...

une stratification neutre (WEBB, 1958). La température potentielle reste sensiblement constante sur toute l'épaisseur de cette tranche. Les lois de similitude de MONIN-Obukhov ne s'appliquent plus ; les "thermiques" conservent leurs dimensions horizontales en fonction de l'altitude. Cette couche est le siège des éléments convectifs de "deuxième espèce" selon KAIMAL et HAUGEN (1967).

Après le lever du soleil, en régime de vents faibles, l'échange de chaleur est réalisé surtout par les éléments chauds ascendants qui tendent à pénétrer dans la couche d'inversion dont la base est alors proche de la surface. Le flux de chaleur s'opère donc à "contre-gradient", à travers une épaisseur relativement grande tant que ne s'est pas constituée une couche convective homogène. Ce stade d'initialisation de la convection dure une ou deux heures (DE MARAIS, 1965).

. Couche stable. ($z > z_2$). Le gradient thermique est, en moyenne, nettement positif. Cependant cette couche présente un feuilletage très prononcé avec des feuillets quasi-horizontaux, alternativement plus ou moins stables, ayant des états de turbulence fort différents.

Des observations radar récentes montrent l'existence d'ondes de gravité internes lorsqu'existe dans la troposphère une région de stabilité marquée (MATHER & HARDY ; GOSSARD, RICHTER & ATLAS (1970) ; KONRAD (1968, 1970)).

Les enregistrements avion révèlent également dans la couche stable qui surmonte la "couche convective" des systèmes d'ondes de grande amplitude, excités par les impacts des thermiques, (P. MASCART, rapport de D.E.A.).

Par ailleurs, ainsi que nous le verrons plus loin, le vent présente également une structure très complexe en feuillets, où alternent des couches à fort cisaillement en vitesse et/ou en direction et des couches où le vent est constant.

Nous verrons plus loin que les profils de température, d'humidité et de vent peuvent être plus ou moins découplés, présentant parfois des discontinuités à des niveaux différents.

La structure thermique et dynamique de la couche stable au-dessus de l'inversion n'a fait l'objet que de peu d'études (cf. rapport de D.E.A. MASCART). Elle module cependant fortement l'évolution du champ convectif. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 2.

Illustrons au moyen de quelques enregistrements les types de variations de la turbulence convective associés aux deux dernières couches que nous venons de distinguer. Nous n'envisageons pas ici le cas de la couche suradiabatique, trop près du sol pour être étudiée à partir d'un avion.

. Couche convective turbulente (figure 2a). Nous avons vu qu'elle est le siège des mouvements ascendants des thermiques, éléments convectifs discrets plus chauds, et souvent d'ailleurs plus humides, que l'air ambiant : les corrélations entre les variations de température et d'humidité sont positives. Du fait de l'entraînement d'air extérieur, il y a homogénéisation entre thermiques et environnement : l'amplitude des variations de température et d'humidité de type "impulsions" décroît avec l'altitude dans la couche convective. La dimension horizontale des thermiques reste de l'ordre de 100 à 200 mètres.

On retrouve des enregistrements analogues dans les travaux de VUL'FSON (1961), WARNER & TELFORD (1963), GRANT (1965).

Partie inférieure de la couche stable (figure 2b). On y décèle des ondes de gravité internes. La température et l'humidité y sont corrélées négativement, une augmentation de la température correspondant à la présence d'air potentiellement plus chaud et plus sec de la couche stable.

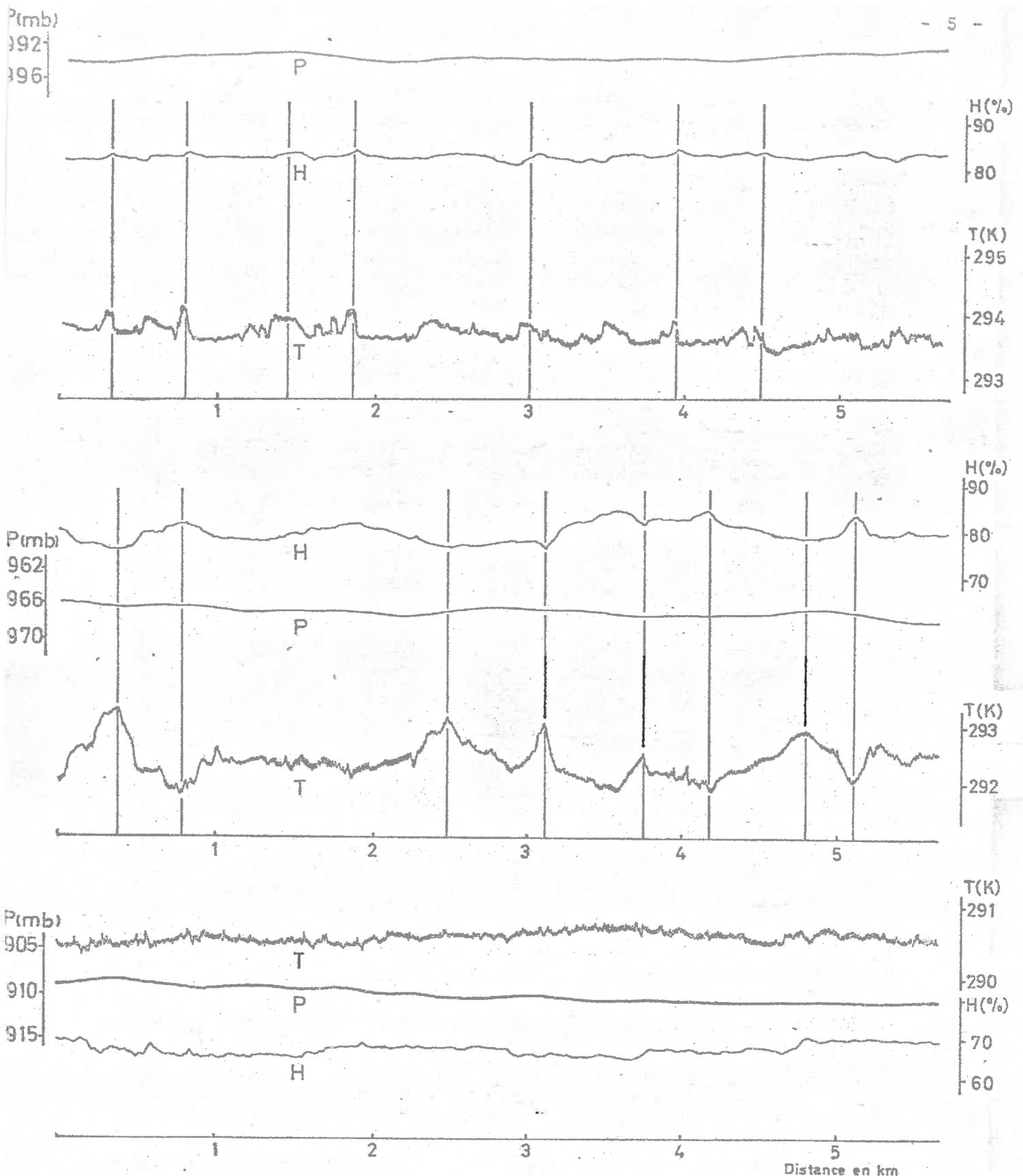


Figure 2 - ASPECT DES FLUCTUATIONS DE TEMPERATURE T ET D'HUMIDITE H
 a/ Couche convective - 26 Juin 1970 - 9 h 09 - altitude : 75m /sol
 b/ Bas de la couche stable - 26 Juin 1970 - 9 h 25 - altitude : 265 m.
 c/ Région du front convectif - 8 Juin 1970 - 15 h 55 - altitude 720 m.

Les traits verticaux soulignent les corrélations les plus nettes.

L'extension horizontale de tels mouvements est nettement plus importante que dans la couche inférieure : entre 500 et 1500 mètres.

. Front convectif (figure 2c). C'est la zone de discontinuité et de mélange entre la couche convective turbulente et la couche stable supérieure, (D.E.A., P. MASCART ; C.R.Ac.Sc., R. ROSET, P. MASCART, H. ISAKA, R.G. SOULAGE, 1973). C'est dans cette zone que s'effectue sur une faible épaisseur de l'atmosphère (50 à 100 mètres) le changement d'échelles horizontales des tourbillons turbulents et la transition entre les deux types de variations précitées. Il est donc défini par le changement du signe des corrélations entre les variations de température et d'humidité spécifique.

La plupart des auteurs ont limité leur étude à la couche purement convective en adoptant des modèles de "bulles" ou de "plumes" (WARNER et TELFORD, 1963, 1967). GRANT (1965) signale les différences entre la base et le sommet de la couche adiabatique turbulente, mais laisse en "blanc" la zone intermédiaire, sans caractériser le front convectif. MYRUP (1969) montre le changement de pente des spectres de puissance entre la couche stable et la couche "convective".

Ces rappels de la structure des basses couches étant posés, nous allons voir comment évolue cette structure au cours d'une matinée avec ciel à peu près clair.

2. EVOLUTION DE LA COUCHE CONVECTIVE

Les résultats dont nous disposons proviennent d'une part, de mesures "in situ" par sondages (radiosondes et avions) et observations radar, d'autre part de simulations hydrauliques ou numériques.

2.1. Observations "in situ"

Dans la matinée, la couche convective s'épaissit tandis que sa température moyenne s'élève. On peut vérifier ce phénomène sur des séquences de sondages de WARNER et TELFORD (1964), LENSCHOW et JOHNSON (1968) et MYRUP (1969). Ce dernier fait voler un avion à niveau constant ; commençant le sondage dans la couche stable, il "voit passer" l'inversion et le front convectif.

Un article fondamental sur ce point est celui de BALL (1960), qui étudie l'évolution de la couche convective au cours de la journée ; il établit le bilan des termes de production et de destruction de l'énergie cinétique turbulente dans cette couche. Son raisonnement l'amène à admettre que l'énergie cinétique turbulente est en grande partie détruite, au niveau de l'inversion, par un flux de chaleur négatif, c'est-à-dire dirigé vers le bas. Le processus générateur de ce dernier est dû au phénomène "d'overshoot" : l'air chaud au-dessus de l'inversion est entraîné vers le bas par les circulations convectives : du mélange consécutif résulte à la partie supérieure de la couche convective un transfert de chaleur descendant.

Le bilan est donc le suivant : au bas de la couche convective il y a création d'énergie cinétique turbulente par transfert ascendant de chaleur ; et au sommet de la même couche, l'énergie cinétique est détruite par le transfert de chaleur descendant.

Les observations de BALL ont été partiellement corroborées par GRANT (1965) dont les sondages (cf. figure 3) montrent l'existence d'un refroidissement au-dessus de la base initiale de la couche stable, tandis que la température moyenne de la couche convective augmente. La chaleur perdue au-dessus de l'inversion doit donc participer à l'échauffement des couches inférieures, occasionnant un flux de chaleur négatif.

Travaillant à partir des données de WARNER et TELFORD (1964) et de ce fait limitant son étude à la couche purement convective, ESTOQUE (1968) ne fait pas apparaître ce flux négatif.

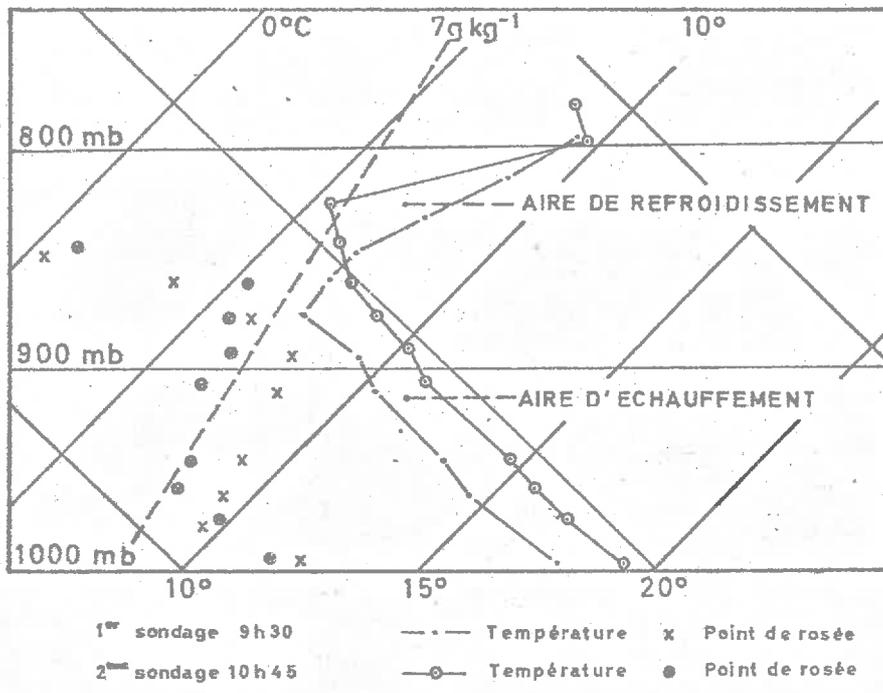


Figure 3 - DEUX SONDAGES A 75 MINUTES D'INTERVALLE (d'après D.R. GRANT)

La couche convective s'épaissit en s'échauffant. Il y a refroidissement, donc flux de chaleur négatif, entre 800 et 850 mb.

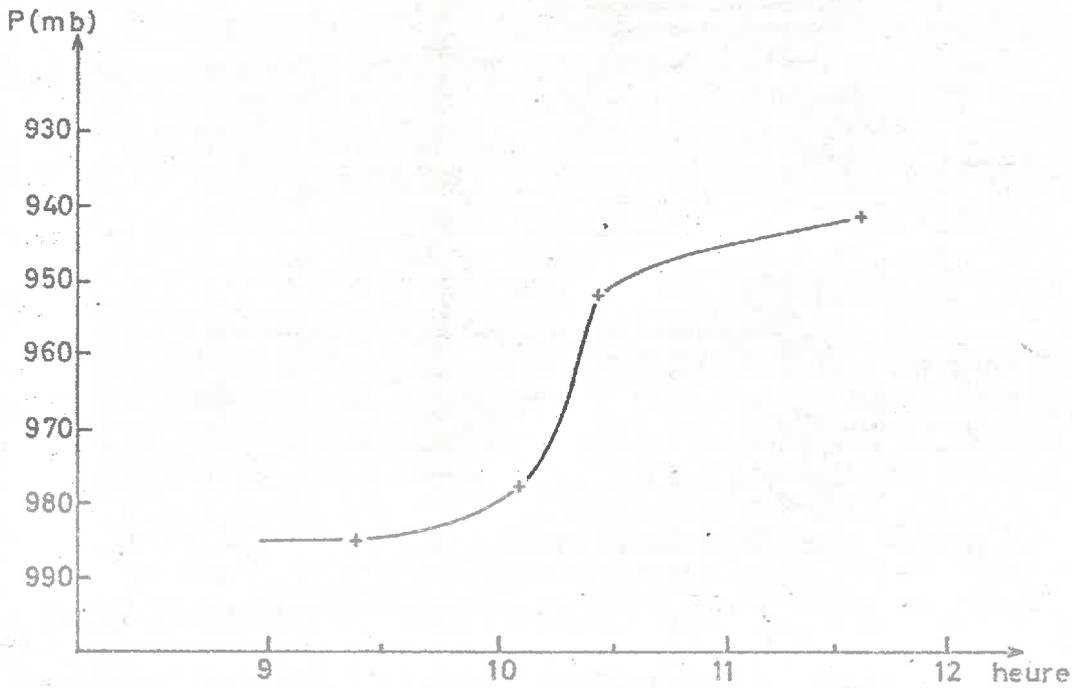


Figure 4 - ALTITUDE DU FRONT CONVECTIF EN FONCTION DU TEMPS DANS LA MATINEE DU 26 JUIN 1970 (d'après P. MASCART).

Néanmoins, on le retrouve dans les résultats de LENSCHOW et JOHNSON (1968), ou très récemment dans ceux de ROWLAND (1973)

L'interprétation du flux négatif donnée par BALL est cependant par trop simplifiée ; elle doit faire appel à d'autres observations. En effet, elle ne tient pas compte de la dissipation visqueuse d'énergie cinétique et conduit à un résultat erroné : le flux négatif serait du même ordre de grandeur que le flux positif au sol (cf. LILLY, 1968). Nous reviendrons sur ce point lors de l'étude des flux de chaleur dans le traitement de nos résultats expérimentaux.

Dans son rapport de D.E.A., P. MASCART (1972) étudiant la journée du 26 Juin 1970 à Châteauroux, montre l'existence d'un "saut" du "front convectif" dans le courant de la matinée, saut consécutif à la rupture des ondes de gravité dans une couche de faible stabilité statique. Le développement vertical des ondes de gravité s'était alors trouvé grandement facilité jusqu'à ce qu'elles se rompent et qu'elles dégénèrent en turbulence vers des échelles de mouvements de plus en plus petites (C.R.Ac.Sc., loc. cit. ; cf figure 4). Nous voyons là l'importance de la structure préexistante de l'atmosphère dans laquelle se développe la convection.

ROWLAND (loc. cit.) signale également l'existence d'une montée rapide du sommet de la couche "convective" qu'il suit avec un radar très performant. Ce saut correspondrait, selon lui, à l'apparition de petits cumulus, avec libération de chaleur latente ; explication erronée, puisque la condensation libère de la chaleur, alors qu'on assiste globalement à ce niveau à un refroidissement. Par contre, dès le matin, la zone intéressée par le "saut" présentait une stabilité statique faible qui a permis la montée rapide.

2.2 Expériences de simulation (hydraulique et numérique)

Dans les expériences de simulation hydraulique de TOWNSEND (1964), ou bien de DEARDORFF, WILLIS & LILLY (1969), l'évolution de la couche convective est analogue à celle décrite ci-dessus

pour l'atmosphère. En particulier, y sont mis en évidence l'existence et le rôle des ondes de gravité internes qui sont excitées à la partie inférieure de la couche stable.

DEARDORFF (1969) complète ses résultats expérimentaux par une simulation numérique et donne une interprétation du signe négatif du flux vertical moyen de chaleur dans la zone à ondes de gravité.

Pour ce flux, deux phénomènes se superposent :

a/ un effet prépondérant d'amplitude finie lié au terme du troisième ordre $\frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'T'^2})$ dans l'équation d'évolution de la variance de la température. (w' est l'écart de la vitesse verticale de l'air à sa valeur moyenne \overline{w} , et T' est l'écart sur la température ; la barre supérieure représente la moyenne horizontale).

b/ un effet lié à l'augmentation au cours du temps de l'amplitude des ondes de gravité à un niveau z donné, dans la couche stable. A ce sujet, considérons une particule atmosphérique de température potentielle θ_p , initialement au repos dans la couche stable, au niveau $z = z_0$.

Soit $\overline{\theta(z)}$ le profil de la température potentielle moyennée horizontalement dans la couche stable (on suppose le gradient $\frac{\partial \overline{\theta(z)}}{\partial z}$ constant localement).

Si cette particule subit un déplacement vertical, au niveau z_p elle sera animée de la vitesse :

$$w_p = \frac{dz_p}{dt} = \frac{d(z_p - z_0)}{dt} \quad (1)$$

et sa température potentielle différera de celle de l'environnement de la quantité :

$$\theta'_p = \theta_p - \overline{\theta(z)} = -(z_p - z_0) \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} \quad (2)$$

Le flux vertical moyen de chaleur est alors donné par l'expression :

$$\overline{w_p \theta'_p} = - \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \overline{(z_p - z_o)^2 \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z}}$$
$$\overline{w_p \theta'_p} = - \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \overline{(z_p - z_o)^2 \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z}} \quad (3)$$

avec $\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} > 0$.

L'amplitude des ondes de gravité augmentant du fait de l'excitation reçue de la part de la couche convective, $\overline{w_p \theta'_p}$ est négatif ; sa valeur absolue est d'autant plus grande que l'amplitude des ondes de gravité est elle-même plus grande.

En définitive, notre problème revient à étudier une série de "cas" afin de vérifier expérimentalement l'existence et les caractéristiques du flux de chaleur négatif lié au développement d'ondes de gravité internes au bas de la couche stable et aux mouvements du front convectif, notamment au moment du "saut" où, nous le verrons, le flux négatif est maximal. Nous suivrons également l'évolution des flux d'humidité associés et nous montrerons la complexité de la structure du champ de vent dans la basse troposphère en situation convective : sur un exemple, nous précisons son rôle dans le développement de la convection.

De plus, nous proposons une caractérisation statistique des structures verticales convectives au moyen des variances (de température et d'humidité), des coefficients de corrélation globaux et des autocorrélogrammes en température ; nous calculerons alors la longueur d'échelle des tourbillons convectifs. Enfin, nous montrerons la réorganisation et la restructuration de toute la couche convective après le saut, ainsi que l'activation des transferts verticaux dans la couche limite planétaire en situation perturbée orageuse.

.../...

III - MOYENS ET METHODES

3.1 Moyens

Les moyens mis en oeuvre au cours des campagnes de Châteauroux (1970 et 1971) ont déjà été décrits dans le Rapport scientifique n° 3 du L.D.M.A. (H. ISAKA, 1971), dans la thèse de A.M. LANQUETTE et le rapport de D.E.A. de P. MASCART.

Nous nous limitons donc à un bref rappel.

L'avion CESSNA 206 du Centre Aérien d'Etudes Météorologiques équipé d'une chaîne de mesures, délivre sous forme d'enregistrements photographiques les sondages P.T.U. et l'accélération verticale du centre de gravité de l'avion. Ses plans de vol ont été établis en alternant sondages verticaux et sondages horizontaux en paliers.

Les sondages-vent sont effectués au moyen de ballons "pilot". La résolution verticale en 1972 (50 mètres) a été affinée par rapport à celle de 1970 (100 mètres seulement).

Les radiosondages ont été réalisés en 1970 par la Météorologie Nationale à Châteauroux et en 1972 par le L.D.M.A. à Clermont-Ferrand au moyen du Rawinsonde RD65. Ils permettent de replacer les phénomènes locaux dans l'évolution synoptique.

3.2 Méthodes

Pour notre problème, nous avons dû faire choix d'une méthode d'évaluation des flux de chaleur à différents niveaux dans l'atmosphère et de paramètres statistiques pour caractériser la structure fine de l'atmosphère convective.

.../...

3.2.1 Calcul des flux

3.2.1.1. Généralités

La convection atmosphérique est caractérisée par des mouvements essentiellement verticaux. Il en résulte donc un transfert vertical des propriétés du fluide, telles que quantité de mouvement, masse, chaleur, vapeur d'eau, entraînées par les "tourbillons" du mouvement convectif turbulent.

Le calcul du flux de ces quantités est donc de grande importance pour la connaissance des phénomènes convectifs et la paramétrisation de la couche limite planétaire dans les modèles numériques de prévision.

Ces flux sont fonctions de la vitesse verticale de l'air et il est possible de les évaluer à partir de données statistiques.

L'axiome de Reynolds appliqué à une grandeur x fluctuante permet d'écrire :

$$x = \bar{x} + x' \quad (4)$$

où \bar{x} est la moyenne horizontale de x sur l'espace ou la durée considérés et x' l'écart à la moyenne au lieu ou au temps considérés.

Avec cette notation, les flux turbulents de chaleur, de vapeur d'eau et de quantité de mouvement s'écrivent respectivement (d'après PRANDTL) :

$$H = \rho C_p \overline{w'T'} \quad (5d)$$

$$E = \rho \overline{w'q'} \quad (5b)$$

$$\tau = -\rho \overline{u'w'} \quad (5c)$$

où w est la vitesse verticale,

T la température,

q l'humidité spécifique,

ρ la masse volumique de l'air,

et C_p la chaleur spécifique sous pression constante.

X 3.2.1.2 Calcul des flux de chaleur

En l'absence de w, vitesse verticale, qui ne figure pas parmi les paramètres mesurés par le CESSNA, nous employons pour calculer les flux de chaleur la méthode intégrale de WARNER et TELFORD (1964), reprise par LENSCHOW et JOHNSON (1968).

A côté des inconvénients que nous verrons par la suite, elle présente l'avantage sur la méthode des corrélations de n'être pas limitée vers les grandes longueurs d'onde par la bande passante des capteurs et la longueur des paliers. Par contre, elle suppose l'homogénéité horizontale des flux.

Cette méthode consiste à intégrer numériquement l'équation de la divergence du flux de chaleur :

$$\frac{\partial H}{\partial z} = - \rho C_p \frac{\partial \bar{\theta}_H}{\partial t} \quad (6)$$

où H est le flux de chaleur au niveau z,

$\frac{\partial \bar{\theta}_H}{\partial t}$, le taux de variation temporelle local de la température potentielle -due au flux de chaleur sensible H- et égal à $\frac{\partial T_H}{\partial t}$.

A partir de deux sondages thermiques verticaux consécutifs, elle permet d'évaluer le taux de variation temporelle globale de la température potentielle, $\frac{\Delta \theta}{\Delta t}$.

On peut décomposer cette variation en plusieurs termes distincts :

$$\frac{\Delta \theta}{\Delta t} = \frac{\Delta \theta_H}{\Delta t} + \frac{\Delta \theta_R}{\Delta t} - u \frac{\Delta \theta_u}{\Delta x} \quad (7)$$

où $\frac{\Delta \theta_H}{\Delta t}$ est l'expression de $\frac{\partial \theta_H}{\partial t}$ en différences finies;

$\frac{\Delta \theta_R}{\Delta t}$, le taux de variation dû au rayonnement de grandes longueurs d'onde ;

u, la vitesse horizontale du vent,

$\frac{\Delta \theta_u}{\Delta x}$, le gradient horizontal de température dans la direction du vent.

.../...

Nous n'avons pas déterminé assez précisément le terme dû à l'advection horizontale ($-u \frac{\Delta \theta}{\Delta x}$). Cependant, nous vérifierons, chaque fois, que les journées étudiées ne sont pas soumises à une forte advection et nous supposerons alors le dernier terme de l'équation (7) négligeable.

A la suite de WARNER et TELFORD (1964) nous évaluerons le terme $\frac{\Delta \theta_R}{\Delta t}$ par la méthode de BROOKS (1950) (voir annexe A).

Intégration de l'équation (6). Elle sera menée en plusieurs étapes :

a/ Détermination de $\frac{\Delta \theta_H}{\Delta t} = \frac{\Delta \theta}{\Delta t} - \frac{\Delta \theta_R}{\Delta t}$ pour des tranches élémentaires d'atmosphère épaisses de $\Delta z = 50$ mètres.

Le choix optimal de cette épaisseur a été fait pour prendre en compte au mieux les grands traits de la structure convective fine de l'atmosphère (feuillet de température et d'humidité).

b/ Choix d'un niveau z_0 de référence pour lequel on ait :

$$H(z_0) \approx 0$$

On prendra un point assez élevé au-dessus du niveau de l'inversion où la température reste sensiblement constante pendant la période Δt séparant deux sondages.

c/ Calcul de ΔH par pas de 100 mètres ($2 \Delta z$) au moyen de la formule d'intégration de SIMPSON : on effectue une approximation parabolique entre trois points consécutifs et on intègre le polynôme du 2ème degré ainsi obtenu.

Le niveau z_i est affecté de la valeur calculée entre les niveaux z_{i+1} et z_{i-1} , soit :

$$\begin{aligned} \Delta H(z_i) &= H(z_{i+1}) - H(z_{i-1}) = \rho C_p \int_{z_{i+1}}^{z_{i-1}} \frac{\Delta \theta}{\Delta t} dz \\ &= \rho C_p \frac{\Delta z}{3} \left\{ \frac{\Delta \theta}{\Delta t}(z_{i+1}) + 4 \frac{\Delta \theta}{\Delta t}(z_i) + \frac{\Delta \theta}{\Delta t}(z_{i-1}) \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

.../...

3.2.1.3. Calcul des flux de vapeur d'eau

En principe, il n'est pas impossible d'appliquer la méthode précédente pour évaluer le flux de vapeur d'eau, ce qui conduirait à intégrer l'équation :

$$E(z_i) - E(z_0) = -\rho \int_{z_0}^{z_i} \frac{\partial q}{\partial t} dz \quad (9)$$

en utilisant les valeurs $q(z)$ tirées des sondages.

En fait, une difficulté majeure réside dans l'impossibilité de trouver un niveau où l'on puisse admettre que le flux de vapeur d'eau est pratiquement nul, ce qui explique sans nul doute le très petit nombre de résultats existant dans la littérature.

On peut cependant employer cette méthode pour évaluer le bilan (positif ou négatif) en vapeur d'eau pour une tranche d'atmosphère d'épaisseur $2 \Delta z$, pendant la durée Δt .

3.2.2. Caractérisation statistique de la structure convective ver-

ticale

Afin de préciser quantitativement les caractéristiques de la turbulence convective signalées au paragraphe II.1 (variation des amplitudes horizontales et verticales, changement du signe des corrélations entre la température et l'humidité spécifique), nous ferons appel aux méthodes statistiques.

Précisons tout d'abord nos notations.

Soient les variables x et y que l'on peut écrire comme précédemment (axiome de Reynolds) :

$$\begin{aligned} x &= \bar{x} + x' \\ y &= \bar{y} + y' \end{aligned}$$

(10)

.../...

x ou y peuvent représenter la température potentielle (θ), l'humidité relative (U), le rapport de mélange r, etc...

On notera : la variance de x : $\overline{x'^2} = \sigma_x^2$ (11a)

la covariance entre x et y = $\overline{x'y'} = \sigma_{xy}$ (11b)

le coefficient global de corrélation entre x et y :

$$\frac{\overline{x'y'}}{\sigma_x \sigma_y} = R_{xy} \quad (11c)$$

le coefficient d'autocorrélation sur x au retard temporel τ : $\frac{\overline{x'(t) \cdot x'(t+\tau)}}{\sigma_x^2} = R_x(\tau)$ (11d)

et la fonction de structure "normalisée" :

$$D_x(\tau) = \frac{[\overline{x'(t) - x'(t+\tau)}]^2}{2 \sigma_x^2} \quad (11e)$$

La barre signifie : moyenne sur l'échantillon ; il s'agira ici d'une moyenne horizontale. On supposera vérifiée l'hypothèse de Taylor ("frozen turbulence") dans les calculs d'autocorrélation en faisant correspondre $R_x(\tau)$ et $R_x(\bar{V}\tau)$, où \bar{V} est la vitesse moyenne de l'avion relativement à l'air, et par suite, $\bar{V}\tau$ le décalage spatial.

Un dépouillement systématique à la cadence d'un Hertz, afin de tenir compte de la résolution de la bande photographique et de la bande passante du système optique, permet de calculer ces diverses fonctions au niveau de chaque palier de l'avion.

Le plan de vol, à quelques variantes près, reste sensiblement le même en cours d'expérience : après une série de paliers effectués selon le même axe, à différents niveaux, l'avion accomplit un sondage vertical avant de reprendre la séquence de paliers.

On obtient ainsi une image spatiale des couches convectives et une image temporelle à une altitude donnée. Ces images sont comparées ensuite entre elles au moyen des fonctions suivantes :

a/ La distribution verticale de la variance (en θ , U ou r), qui doit présenter un pic au niveau des grandes fluctuations liées aux ondes de gravité quand elles s'accompagnent simultanément

.../...

ment de forts gradients en température ou en rapport de mélange ou bien des deux en même temps.

On peut schématiser ce rôle des gradients verticaux en utilisant les hypothèses et la formulation de l'équation (2), appliquées à la température potentielle et au rapport de mélange :

$$\begin{aligned} \theta'_p &= - (z_p - z_o) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \\ \sigma_{\theta}^2 &= \overline{\theta'^2_p} = (z_p - z_o)^2 \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)^2 \end{aligned} \quad (12a)$$

$$\begin{aligned} r'_p &= - (z_p - z_o) \frac{\partial \bar{r}}{\partial z} \\ \sigma_r^2 &= \overline{r'^2_p} = (z_p - z_o)^2 \left(\frac{\partial \bar{r}}{\partial z} \right)^2 \end{aligned} \quad (12b)$$

b/ La répartition verticale du coefficient global de corrélation $R_{\theta r}$ dont le signe et l'ordre de grandeur nous permettent de caractériser l'origine des fluctuations.

Des équations précédentes, nous tirons :

$$\overline{\theta'_p r'_p} = (z_p - z_o)^2 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \frac{\partial \bar{r}}{\partial z} \quad (12c)$$

qui souligne le lien existant entre le signe de $R_{\theta r}$ et ceux des gradients verticaux de température et d'humidité.

Il sera intéressant de compléter ce résultat en lui associant la courbe de $R_{\theta U}$ pour situer les zones où la corrélation entre la température et l'humidité devient fortement négative.

On peut en effet montrer que $R_{\theta U}$ est fonction de $R_{\theta r}$ avec $R_{\theta U} < R_{\theta r}$. La démonstration est faite dans l'annexe B.

c/ La fonction d'autocorrélation en température potentielle.

En plus des éventuelles "pseudo-périodicités" dans les fluctuations qui apparaîtraient sur l'autocorrélogramme $R_\theta(\tau)$, on calculera à partir de celui-ci une longueur d'échelle de la turbulence convective et autres phénomènes associés (TAYLOR, WARNER & BACON, 1970).

La figure suivante (5) montre une fonction d'autocorrélation typique où se superposent des processus statistiquement indépendants d'échelles nettement différentes (LUMLEY & PANOFSKY, 1964) : un aux petites échelles et un autre pour les mouvements d'échelle mésosynoptique.

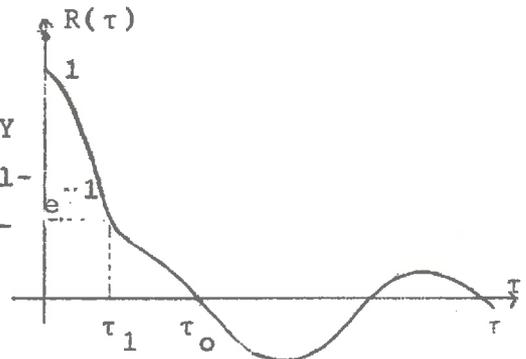


Figure 5

Une mesure de la dimension moyenne des "tourbillons" du fluide turbulent est donnée par la longueur d'échelle L :

$$L = \bar{V} \int_0^{\infty} R_w(\tau) d\tau \tag{13}$$

(l'expression est multipliée par \bar{V} , vitesse de l'avion, pour obtenir une longueur d'échelle spatiale). A défaut de la connaissance de la vitesse verticale w , le calcul sera fait avec la température, en utilisant $R_\theta(\tau)$.

Le coefficient de corrélation est calculé après lissage des données par un polynôme du second degré afin d'éliminer les tendances de longueur d'onde supérieures à la longueur du palier, ce qui équivaut à prendre une moyenne "glissante" pour les différents paramètres θ , r , U , etc...

L'évaluation de la longueur d'échelle se fait alors de trois façons différentes :

$$L_1 = \bar{V} \int_0^{\tau_0} R_\theta(\tau) d\tau \tag{14}$$

.../...

C'est une approximation de l'expression générale applicable si pour $\tau > \tau_0$, $R_\theta(\tau)$ tend alternativement vers 0.

$$L_2 = 0,402 \tau_0 \cdot \bar{V} \quad (15)$$

choisie par HOOBOLT, STEINER & PRATT (1964) pour ajuster un spectre expérimental à une forme théorique du spectre en puissance .

$$L_3 = \tau_1 \cdot \bar{V} \quad (16)$$

telle que $R_\theta(\tau_1) = e^{-1}$; L_3 et L_1 seraient identiques si $R_\theta(\tau)$ suivait une loi exponentielle.

La moyenne géométrique de ces trois valeurs est prise habituellement pour longueur d'échelle, soit :

$$L = (L_1 L_2 L_3)^{1/3} \quad (17)$$

TAYLOR, WARNER & BACON (1970) mettent en évidence une variation monotone croissante de L avec l'altitude jusqu'au niveau de l'inversion, au dessus de laquelle il semble qu'il y ait discontinuité ; néanmoins la dispersion des résultats n'autorise pas de conclusion ferme.

d/ Fonction de structure $D_x(\tau)$

La fonction de structure de la variable x , $D_x(\tau) = \frac{[x(t) - x(t + \tau)]^2}{2}$ est surtout utilisée par l'école russe. Elle présente l'avantage de n'être que très peu affectée par les mouvements d'échelles supérieures au décalage τ (OBUKHOV et YAGLOM, 1959).

On emploiera pour les graphes une fonction de structure normalisée par le double de la variance (tel que si le processus est à peu près stationnaire: $D_x(\tau) \approx 1 - R_x(\tau)$.

On appliquera ce calcul aux fluctuations de température potentielle, mais aussi, comme on le verra au chapitre suivant,

.../...

à la vitesse longitudinale du vent à partir des enregistrements du tube de Pitot.

La théorie du sous-domaine d'inertie prévoit pour des fluctuations de petites échelles des variations de la forme :

$$D_u(r) = \alpha \epsilon^{2/3} r^{2/3} \quad (18)$$

$$\text{et } D_\theta(r) = C_T^2 r^{2/3} \quad (19)$$

(r : décalage spatial, égal à $\bar{V} \cdot \tau$), où α est une constante universelle, ϵ est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et C_T la constante de structure de l'atmosphère.

Après avoir vérifié la dépendance de $r^{2/3}$ des fonctions de structure, nous nous proposons d'évaluer les termes ϵ et C_T lorsque nous disposerons d'enregistrements en paliers suffisamment longs.

1. 26 Juin 1970

Cette journée a déjà fait l'objet de quelques études et publications. Elle avait été choisie en raison de son évolution typique et surtout d'un lot de mesures important.

1.1. Situation synoptique et évolution

Pour cette description, nous renvoyons le lecteur à la thèse d'A.M. LANQUETTE. Nous rappellerons simplement que le 26 Juin 1970, la situation sur la France est caractérisée par un marais barométrique anticyclonique avec existence d'un front ondulant traversant la France du Sud-Ouest au Nord-Est et passant sur Châteauroux en début d'après-midi.

Le ciel reste clair et brumeux au cours de la matinée. Puis, après 11 h 30 (locales) apparaissent des cumulus humilis dont les alignements sont perpendiculaires au vent. Dans l'après-midi, l'étude du champ de cumulus offre des alignements dans le sens du vent et vers 18 heures le ciel redevient clair.

1.2. Etude des courbes thermiques et du rapport de mélange

Les figures 6 et 7 donnent respectivement les variations de la température potentielle θ et du rapport de mélange r en fonction de l'altitude z , à partir des sondages effectués par l'avion en cours de matinée (vol 37) et au début de l'après-midi (vol 38).

Notons que certains de ces sondages ont été établis à partir de raccords entre deux paliers, distants de 15 à 20 km. Ceci peut se traduire par de légers écarts dans les sondages. On pallie partiellement cet inconvénient dans les calculs de flux en tenant compte du décalage temporel.

Nous disposons entre 9 h 15 locales et 12 h 45 des cinq sondages de 9 h 30, 10 h, 10 h 25, 11 h 35 et 12 h 40.

.../...

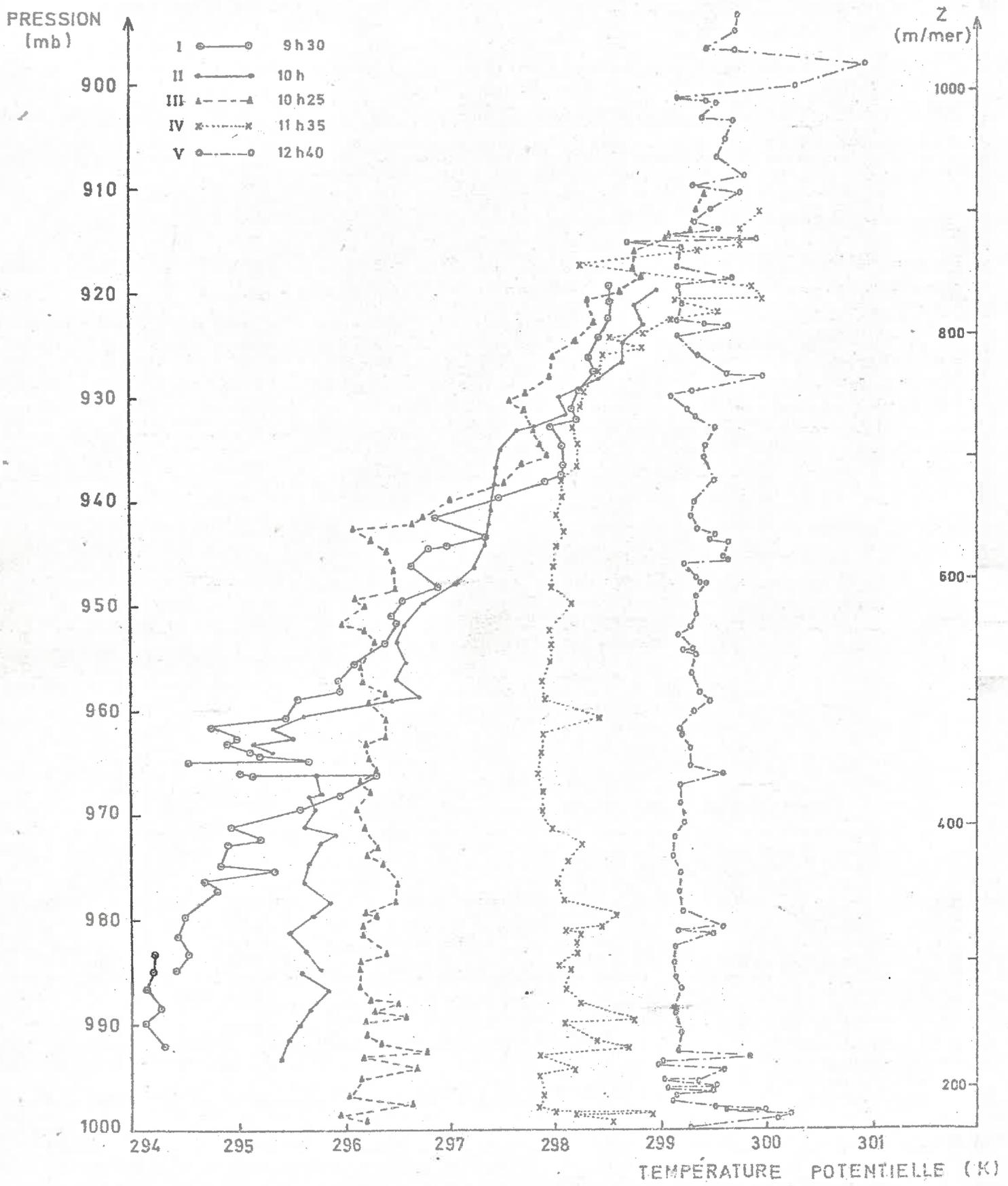


Figure 6 - EVOLUTION DES PROFILS THERMIQUES
(26 Juin 1970)

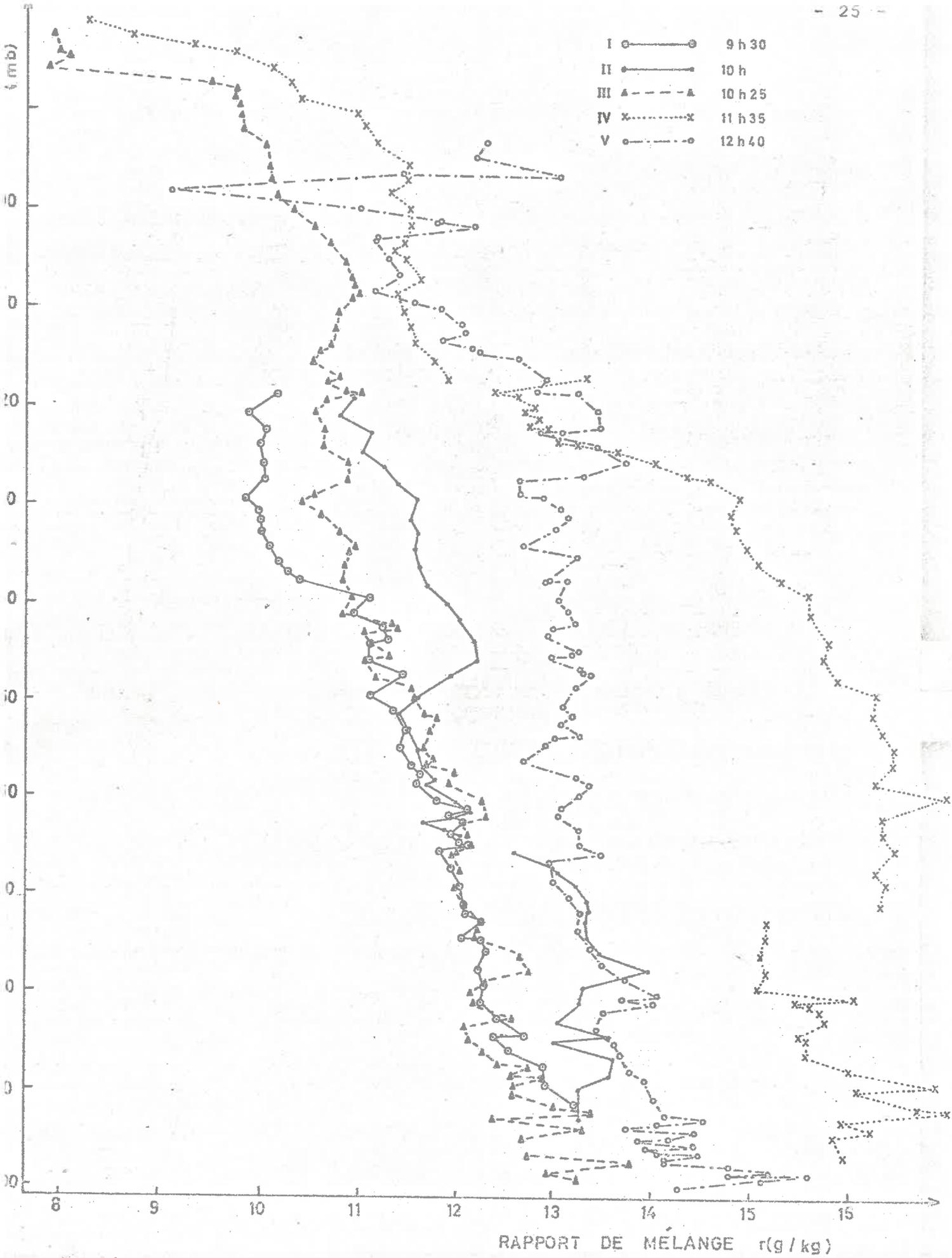


Figure 7 - EVOLUTION DES PROFILS DE RAPPORT DE MELANGE
(26 Juin 1970)

La courbe (I) montre que la couche convective atteint seulement le niveau de pression 963 mb à 9 h 25. Le palier n° 3 a été fait juste à ce niveau.

Entre 9 h 25 et 10 h (courbe II), la température moyenne de la couche convective a augmenté de 1 K. Cependant, son épaisseur n'a pratiquement pas varié. On constate que dans la zone stable persiste la structure feuilletée en "pas" avec alternance de gradients verticaux de température potentielle tantôt faibles, tantôt élevés. Ceci avait déjà été signalé par P. MASCART (cf. rapport de .E.A.).

Entre 10 h et 10 h 25 (courbe III), la température potentielle de la couche convective s'est encore accrue de 0,6 K. Le niveau d'inversion est passé très rapidement de 963 mb à 944 mb. On remarque alors, comme cité dans l'article de GRANT (1965, figure 3 du présent rapport), une diminution de la température au-dessus de la position initiale de l'inversion, entre 955 et 932 mb ; ceci se traduira, à ces niveaux, par un flux vertical de chaleur négatif. Nous allons le voir en détail plus loin. Dans le même temps, il y a redistribution de la vapeur d'eau qui s'était accumulée entre le sol et l'inversion. On note en effet une diminution sensible du rapport de mélange dans la couche convective (comparer sur la figure 7 les courbes II et III entre 1000 et 960 mb). Acette phase entre 10 h et 10 h 25 correspond la montée rapide en "saut" du front convectif étudié par P. MASCART (loc. cit. cf. figure 4).

L'étape suivante apparaît sur la courbe IV : sous l'effet du chauffage continu du sol, la température potentielle et le rapport de mélange de la couche convective augmentent respectivement de 1,5 K et 3 à 4 g/kg.

Cette progression se poursuit l'après-midi ; malheureusement, le sondage V de 12 h 35 est limité au niveau 895 mb, juste à la base des nuages, et ne dépasse par l'inversion. Remarquons cependant, qu'au même instant, l'humidité spécifique a décru à nouveau (comme en III) par une sorte d'effet de "drainage" de l'humidité des basses couches vers les zones de la couche stable initiale gagnées par la couche convective.

.../...

Les figures 8a et 8b donnent respectivement les variations de température et de rapport de mélange en fonction du temps aux altitudes 40 mètres, 240 mètres, 440 mètres et 640 mètres par rapport au sol.

On y retrouve le refroidissement qui affecte les couches au-dessus de l'inversion initiale au moment du saut du front convectif (lettre S) et la diminution du rapport de mélange qui lui est associée. L'apparition de petits cumulus se produit au moment où le rapport de mélange r est maximum (lettre N), et elle est suivie par une diminution de r qui affecte surtout les plus basses couches convectives. Le taux d'augmentation de la température n'est pas modifié après la naissance des nuages.

Dans l'article de Rowland (loc. cit.) les instants S et N étaient confondus. Ceci conduisait l'auteur à rechercher l'explication du saut par l'apparition des cumulus. Nous avons vu au paragraphe II.2.1. un aspect erroné de son raisonnement, nous voyons ici que les deux phénomènes - saut convectif et apparition des nuages - peuvent être découplés.

1.3. Détermination des flux de chaleur

Le principe du calcul des flux de chaleur et de vapeur d'eau a été exposé au paragraphe III.2.1.

Les flux sont calculés à partir des courbes de température potentielle (figure 6) lissées. Nous choisissons pour niveau à flux sensiblement nul sur l'ensemble des sondages de (I) à (IV) le niveau $z_0 = 915$ mb qui correspond approximativement au point le plus haut des sondages (I) et (II). D'ailleurs, la température des couches de l'atmosphère au-dessus de l'inversion convective reste à peu près constante au cours du temps jusqu'au moment du sondage (IV), ce qui vérifie également la faible valeur de l'advection horizontale. Un écart inférieur à 5 mb sur le niveau z_0 ne modifierait que les valeurs du flux de chaleur relatives à la période comprise

TEMPERATURE STATIQUE
(K)

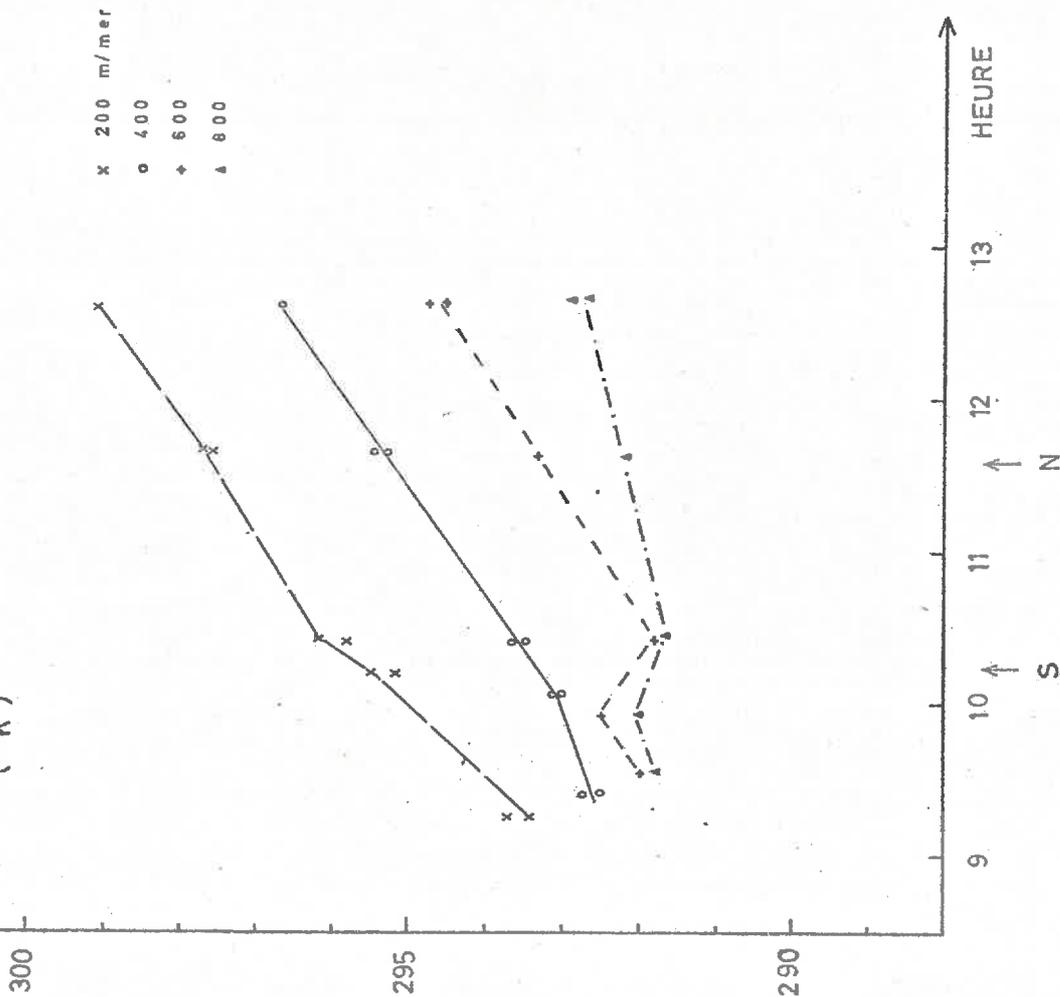


Figure 8a - TEMPERATURE EN FONCTION DE L'HEURE POUR 4 NIVEAUX

RAPPORT DE MELANGE
(g / kg)

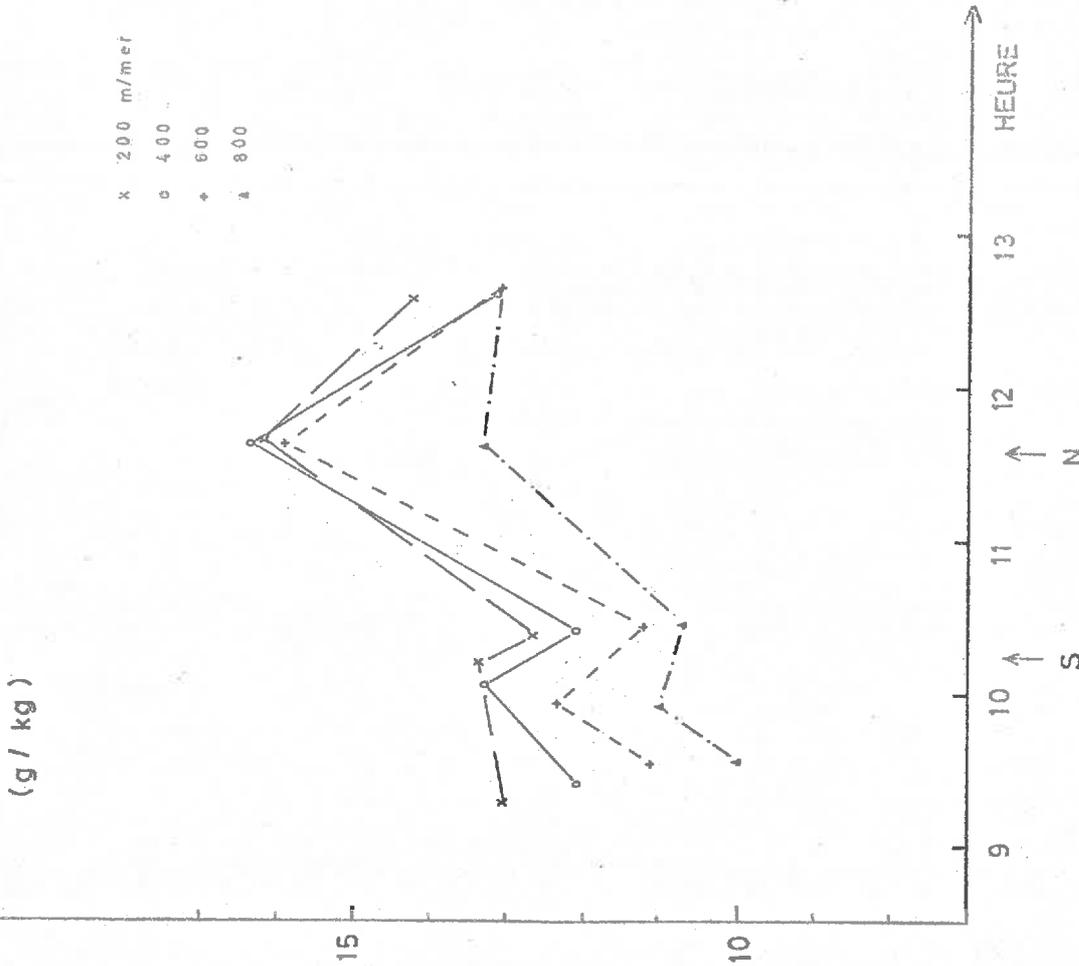


Figure 8b - RAPPORT DE MELANGE EN FONCTION DE L'HEURE POUR 4 NIVEAUX

(La lettre "S" correspond au "saut" ; la lettre "N", à l'apparition des nuages. Base des nuages à 980 m/mer) ;

entre les sondages (III) et (IV) et de façon très peu sensible.

Enfin, on a évalué une valeur moyenne du taux de refroidissement dû au rayonnement, $\frac{\Delta\theta_R}{\Delta t}$, égale à -3×10^{-5} K/s pour toute la couche considérée. On trouvera dans l'annexe A les résultats de la méthode de BROOKS appliquée au sondage III.

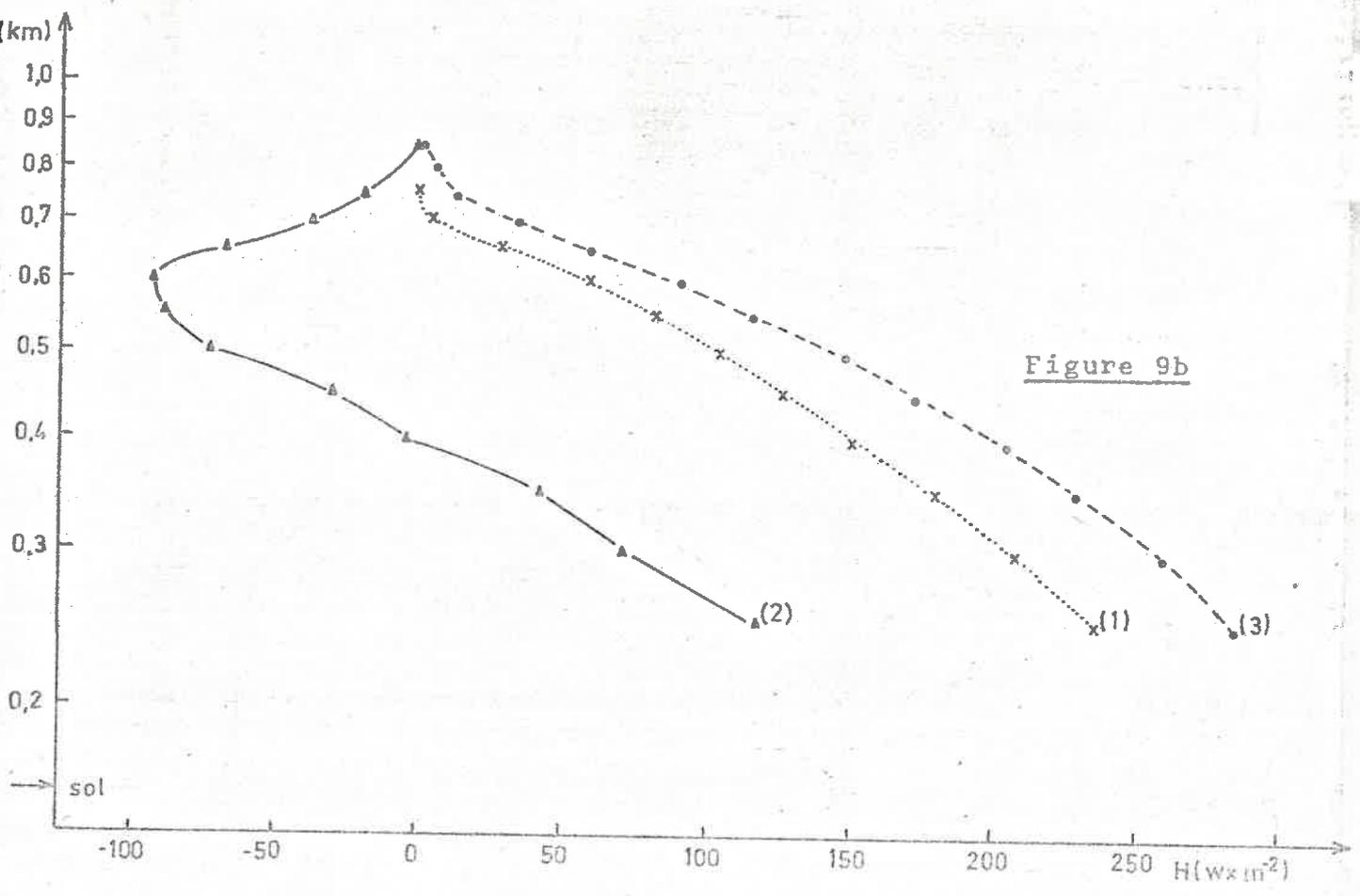
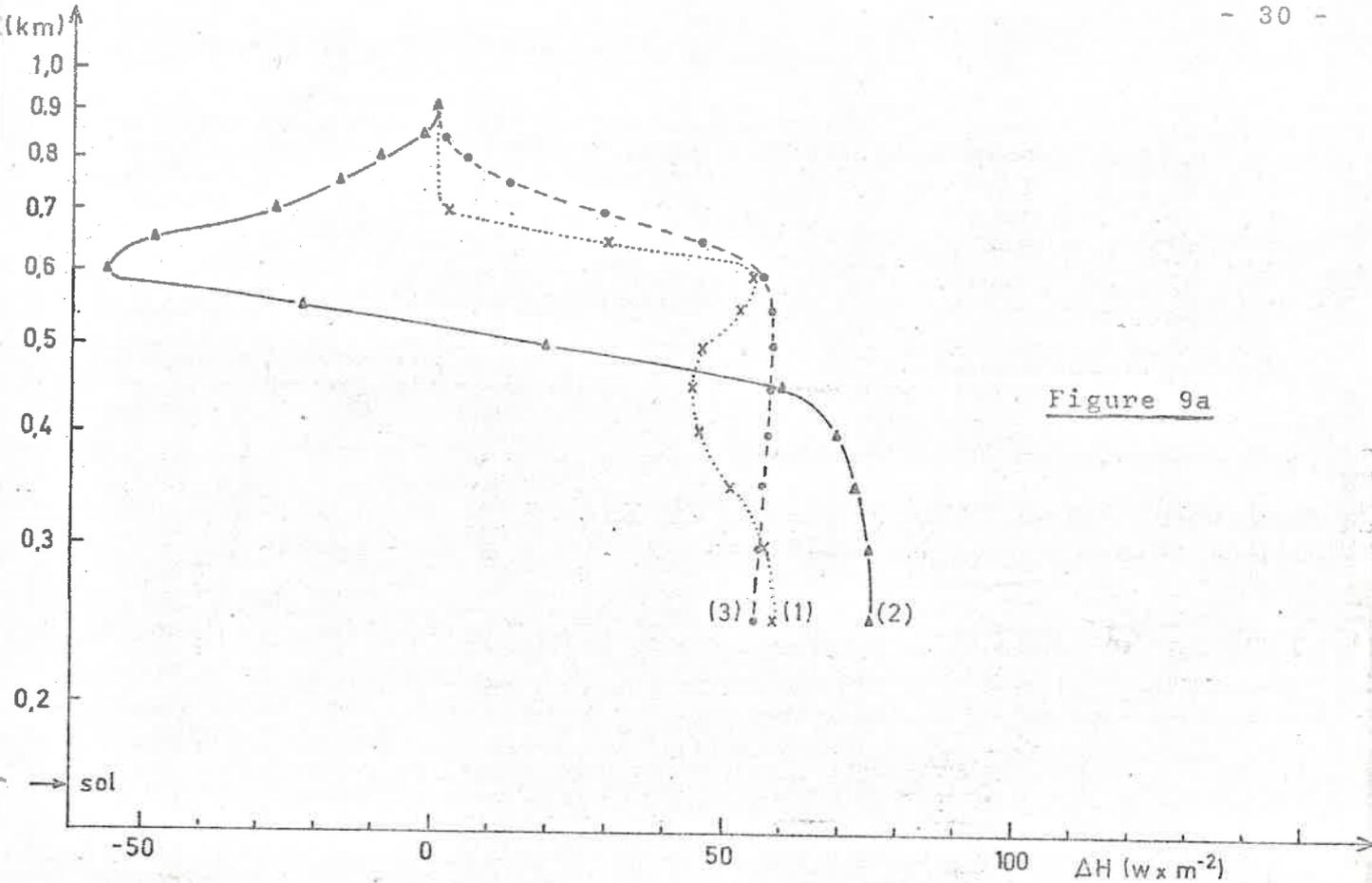
Sur la figure 9a est portée en fonction de l'altitude z , la divergence du flux de chaleur par tranches de 100 mètres ; c'est-à-dire qu'au niveau z est portée la valeur $\Delta H(z) = H(z-50) - H(z+50)$ (cf paragraphe III.2.1).

On remarque que les courbes 1 (de 9 h 15 à 10 h 05) et 3 (de 10 h 25 à 11 h 48) ont des valeurs ΔH positives : la variation du flux de chaleur en fonction de l'altitude est monotone décroissante. Il n'y a pas de flux négatif mesurable. Au cours de ces deux périodes, " le front convectif " érode lentement la couche de forte stabilité statique sus-jacente (cf. D.E.A. P. MASCART). Par contre, un flux de chaleur négatif apparaît sur la courbe 2 relative à la période du "saut" du "front convectif", c'est-à-dire, à la destruction brutale de l'inversion et à sa régénération à un niveau nettement supérieur : de 975 à 952 mb.

Sur la figure 9b, le flux total de chaleur a été intégré sur toute la couche entre le niveau de référence ($z_0 = 915$ mb) et l'altitude courante z . Au niveau 250 mètres (/mer), l'écart entre les courbes 1, 3 et 2 est dû à l'intégration du flux négatif de la courbe 2.

Remarques : . Dans les basses couches convectives, par exemple entre 250 et 600 mètres pour la courbe 3, la valeur de ΔH est sensiblement constante avec l'altitude. Ceci est conforme à une variation verticale linéaire du flux de chaleur.

. La figure 10 établit une comparaison entre les courbes 1 et 2 du 26 Juin 1970 à Châteauroux et des ré-



Figures 9 - EVOLUTION DES FLUX DE CHALEUR (26 Juin 1970)

a/ ΔH = variation de flux par tranches de 100 m d'épaisseur
b/ H = flux intégré depuis le niveau de référence.

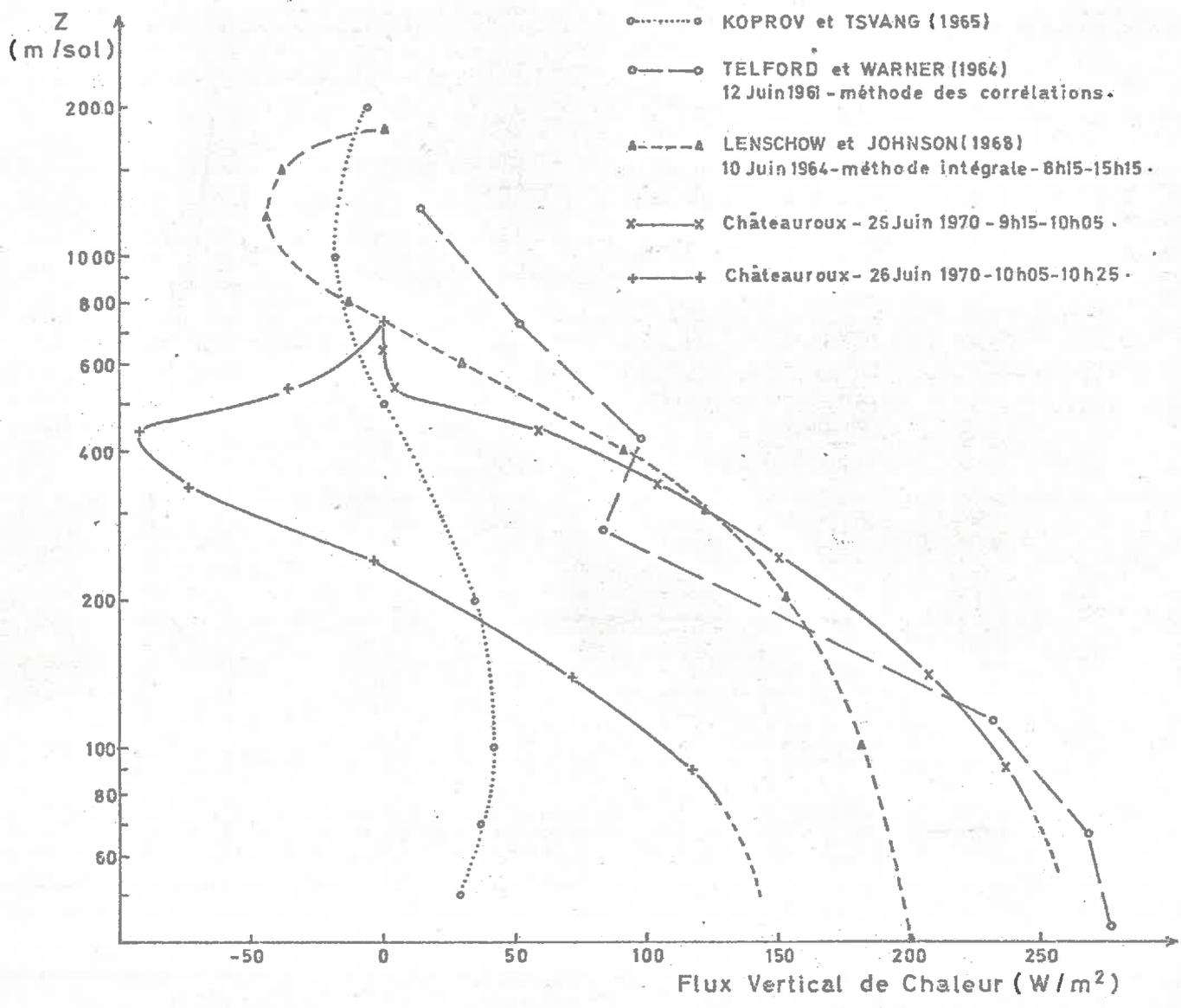


Figure 10 - COMPARAISON DE PROFILS DE FLUX VERTICAL DE CHALEUR

sultats cités par LENSCHOW (1968). Comme le remarque celui-ci, puisque les diverses observations sont faites à des époques et en des lieux différents, il n'est pas possible de comparer absolument ces profils. Cependant, leurs formes sont en général assez semblables à l'exception de la croissance inexplicquée dans les bas niveaux sur les résultats de KOPROV et TSVANG. Cependant les deux courbes de Châteauroux qui intéressent deux périodes courtes (30 mn) consécutives, présentent la particularité de ne montrer de flux de chaleur négatif important que lors de la deuxième période.

1.4 Flux (ou "bilan") d'humidité

L'aspect des profils verticaux du rapport de mélange $r(z)$ est plus erratique que celui des profils de température (figure 7), et comme nous l'avons déjà dit, il est impossible de déterminer précisément sur les graphiques disponibles un niveau où le flux d'humidité est sensiblement nul.

Cependant, comme pour les flux de chaleur, on peut évaluer $\Delta E(z) = E(z - 50) - E(z + 50)$, où E est le flux vertical de vapeur d'eau.

La figure 11 donne $\Delta E(z)$ pour les mêmes périodes que pour les flux de chaleur. On retrouve sur la courbe 2 le résultat prévu au paragraphe 4.1.2. : pendant le saut convectif, le bilan d'humidité est négatif dans la couche convective. Le flux vertical de la vapeur d'eau vers les couches supérieures est nettement plus important et rapide que l'alimentation par l'humidité du sol. Celle-ci devient prépondérante pendant la période précédant l'apparition des petits cumulus et les flux positifs sont élevés (courbe 3). Puis à nouveau, entre 11 h 35 et 12 h 35 lors du développement des premiers nuages, " le drainage " en vapeur d'eau vers le haut est rapide, et de même que lors du saut, le bilan est négatif sur toute l'épaisseur de la couche convective, jusqu'à 800 mètres (courbe 4).

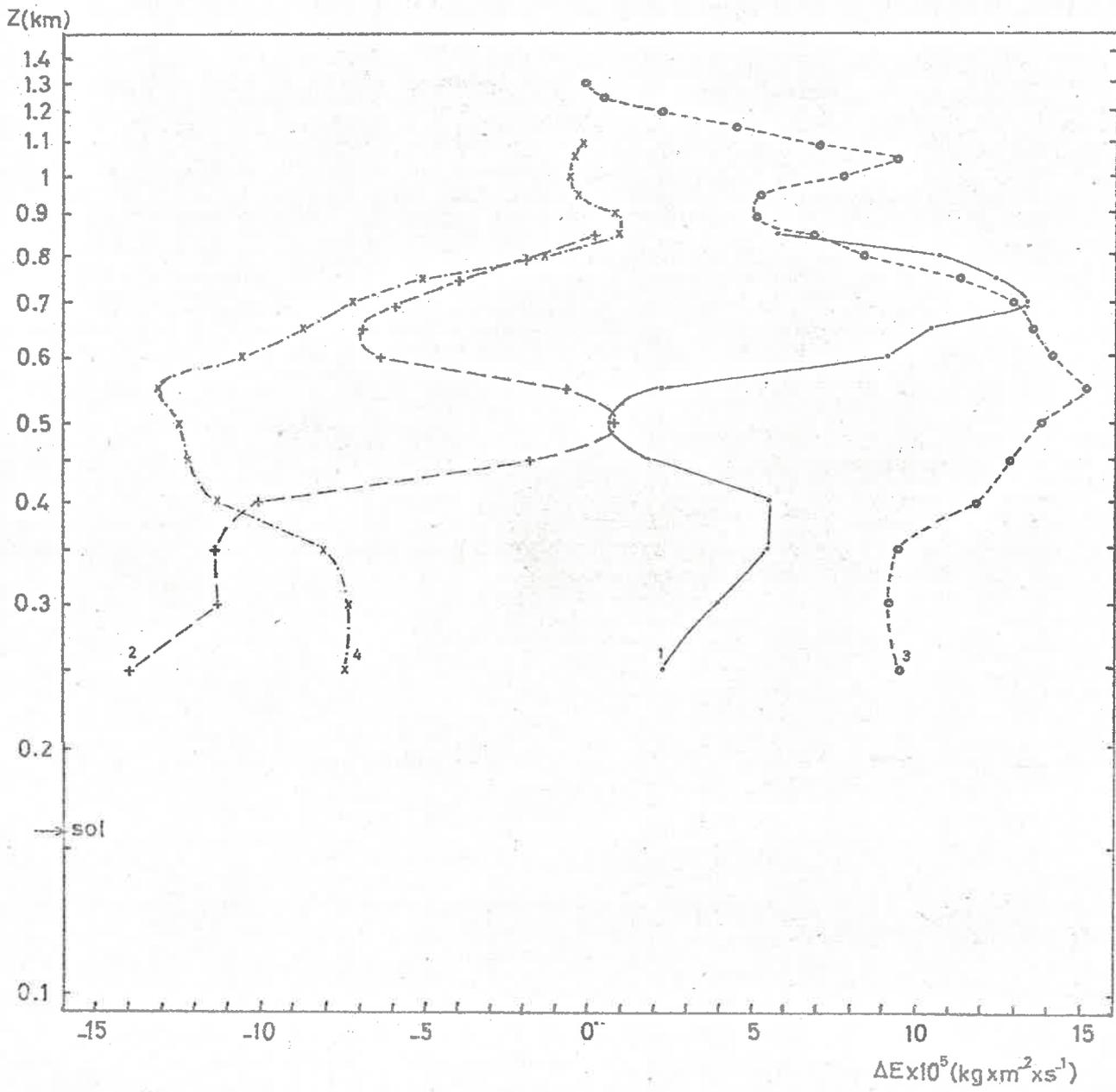


Figure 11 - EVOLUTION DES FLUX DE VAPEUR D'EAU (26 Juin 1970)

ΔE : variation du flux par "tranches" de 100 m.

- Périodes :
- (1) = 9.15 - 10.05
 - (2) = 10.05 - 10.25
 - (3) = 10.25 - 11.38
 - (4) = 11.38 - 12.45

1.5. Structure fine du vent : hodographes

La situation est caractérisée globalement par une pellicule mince de vents du secteur Est à Sud-est dans les basses couches. L'extension verticale de cette pellicule décroît au cours de la journée ; le vent d'Est est remplacé progressivement par du vent de Sud-Ouest sensiblement constant en direction et en force au-dessus de 1700 mètres (d'où l'accumulation de points dans ce secteur sur les hodographes 12a, b, c).

Comme le sondage 1 de 7 h 30, le sondage (2) de 9 h 35 présente dans les basses couches atmosphériques (jusqu'à environ 1600 m) une rotation anticyclonique. Entre le sol et cette altitude les cisaillements sont importants ; en particulier vers 460 m (entre les points 3 et 4) au niveau de l'inversion de température (sondage I, figure 6), la vitesse passe de 3,8 à 7,3 m/s.

Entre 600 mètres (point 5) et 1500 mètres (point 14) il y a un cisaillement en force et direction, et au-delà du point 14 on retrouve le vent de Sud-Ouest sensiblement constant.

Entre 9 h 35 et 11 h 35 (sondage 3, figure 12c) le vent dans les basses couches s'est affaibli, mais il y a toujours rotation anticyclonique. L'hodographe présente une boucle au-dessus de 860 mètres (point 7) correspondant à la perturbation induite par les ondes au bas de la couche stable (voir sondage IV, figure 6). Au-dessus de 1500 m, le vent reste localisé de dominante Sud-Ouest.

Le dernier sondage de la journée est fait à 15 h 15 (figure 12d). Dans les basses couches, après le passage du front sur Châteauroux, la rotation est devenue cyclonique. Des cisaillements subsistent à l'altitude des ondes internes et des nuages (1500 m). Au-dessus, la **constance** du vent a disparu pour laisser la place à une influence d'Ouest plus marquée.

Ces hodographes s'écartent notablement de la spirale moyenne d'EKMAN (LETTAU, 1951), et montrent la complexité du champ

Altitude des points (m/mer)

1 : 275	6 : 850	11 : 1425
2 : 390	7 : 965	12 : 1540
3 : 505	8 : 1080	13 : 1655
4 : 620	9 : 1195	14 : 1770
5 : 735	10 : 1310	15 : 1885

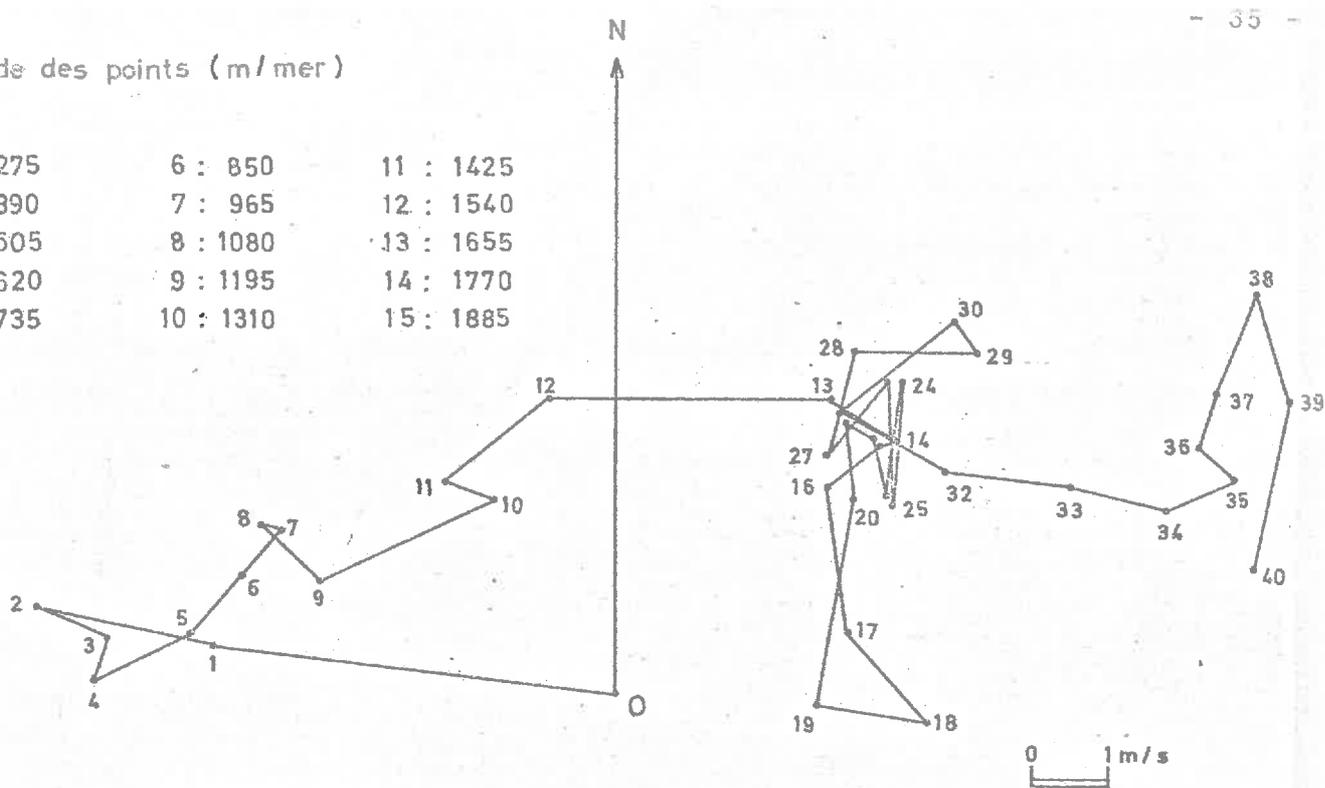


Figure 12a

Altitude des points (m/mer)

1 : 260	6 : 760	11 : 1260
2 : 360	7 : 860	12 : 1360
3 : 460	8 : 960	13 : 1460
4 : 560	9 : 1060	14 : 1560
5 : 660	10 : 1160	

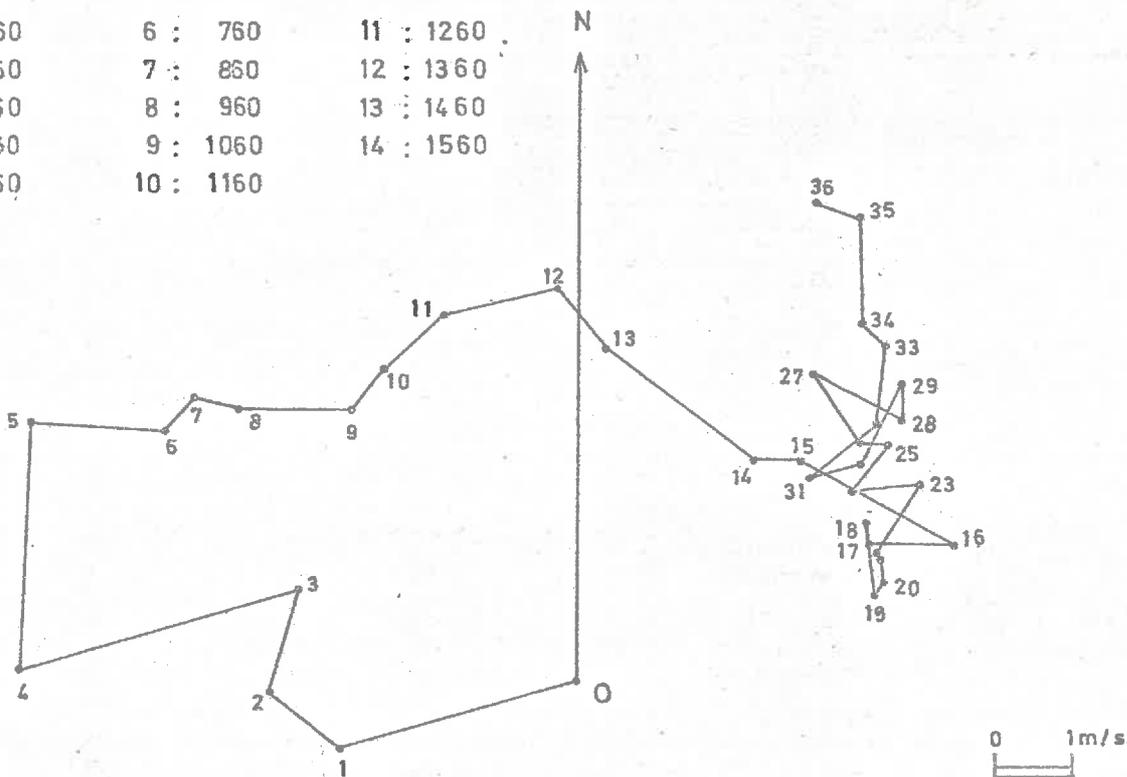


Figure 12b

Figures 12 - SONDAGES-VENT ; HODOGRAPHES (26 Juin 1970)

a/ Sondage n° 1 (7 h 30)

b/ Sondage n° 2 (9 h 35)

Altitude des points (m/mer)

1 : 260	6 : 760	11 : 1260
2 : 360	7 : 860	12 : 1360
3 : 460	8 : 960	13 : 1460
4 : 560	9 : 1060	14 : 1560
5 : 660	10 : 1160	15 : 1660

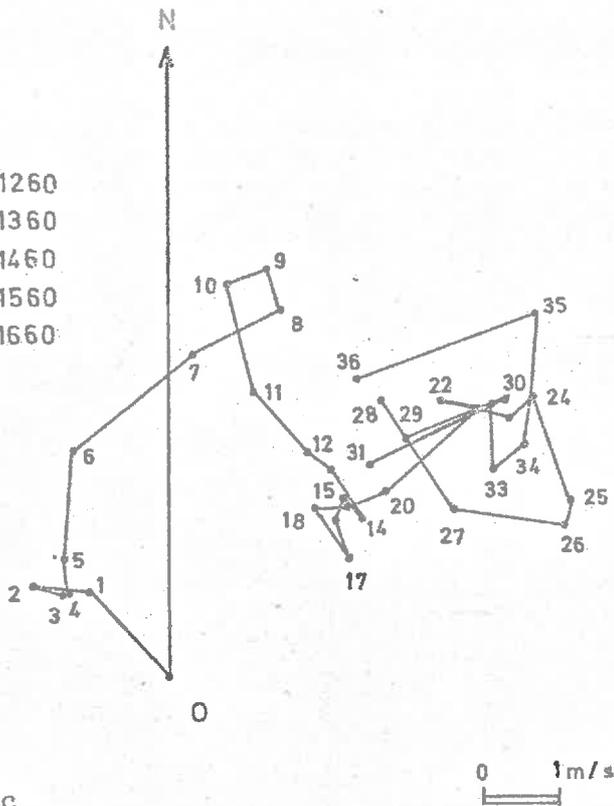


Figure 12c

Altitude des points (m/mer)

1 : 320	6 : 1120	11 : 1920
2 : 480	7 : 1280	12 : 2080
3 : 640	8 : 1440	13 : 2240
4 : 800	9 : 1600	14 : 2400
5 : 960	10 : 1760	15 : 2560

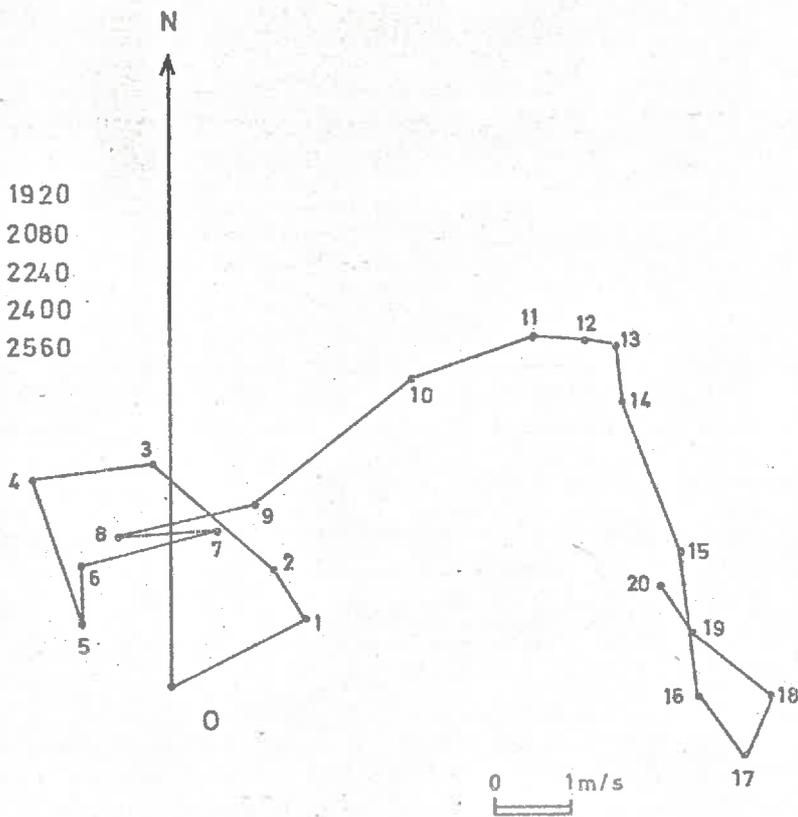


Figure 12d

Figures 12 (suite) - SONDAGES-VENT ; HODOGRAPHES (26 Juin 1970)

c/ Sondage n° 3 (11 h 35)

d/ Sondage n° 4 (15 h 15)

de vent instantané en situation convective.

Le "vent de Leipzig", cité comme exemple type de la spirale d'EKMAN, était obtenu après lissage de la moyenne de 28 sondages faits en situation très stable anticyclonique (LETTAU, 1951) Il apparaît en fait sur nos sondages -quasi instantanés- une variation discontinue du vent avec l'altitude, traduisant une organisation en feuillets de la couche limite planétaire. Cependant, le feuilletage en vent ne coïncide pas absolument avec le feuilletage en température ou en humidité. Par exemple, à 9 h 35 les forts cisaillements au-dessus de 560 mètres ne semblent pas affecter le profil thermique (sondage I) ; et lors du sondage III (10 h 22), les forts gradients verticaux de température au niveau de l'inversion convective n'ont pas leur équivalent en rapport de mélange.

Le découplage éventuel entre les feuillets peut être important pour l'évolution des mécanismes atmosphériques dans la couche limite, les effets de la stabilité statique et de la stabilité dynamique pouvant être plus ou moins conjugués. Nous reverrons ces effets dans l'étude des autres journées, notamment du 19 Juillet 1972.

1.6. Caractérisation statistique de la structure verticale de l'atmosphère convective

Nous avons fait des calculs de corrélations sur les huit paliers intercalés entre les sondages I et II de la figure 6.

Dans le tableau 1 sont reportées pour chaque palier les valeurs moyennes et la variance de la température potentielle θ , de l'humidité U et du rapport de mélange r . Ces premiers résultats sont complétés par les coefficients de corrélation entre θ et U et θ et r . Ce sont des coefficients globaux, toutes les échelles de mouvement étant intégrées, à l'exception toutefois de celles, supérieures à la longueur d'un palier, qui sont éliminées par lissage.

Les distributions verticales des variances sont résumées

.../...

N° de palier	\bar{P} alt. en mb	\bar{z} en m/mer	\bar{z} en m/sol	Heure (locale)	$\bar{\theta}$ K	\bar{U} %	\bar{r} g/kg	σ_{θ}^2 K ²	σ_U^2 (%) ²	σ_r^2 (g/kg) ²	$R_{\theta U}$	$R_{\theta r}$	ϵ u. CGS	$C_{T CGS}$ u.
1	989,73	235	75	9.09	294,51	83,07	12,83	0,020	0,654	0,040	0,337	0,771	6,59	6,49.10 ⁻³
2	979,87	330	170	9.17	294,77	85,12	12,81	0,0093	1,153	0,036	0,097	0,496	4,06	2,94.10 ⁻³
3	966,94	425	265	9.25	295,10	82,04	11,91	0,063	5,10	0,052	-0,801	-0,395	11,23	8,34.10 ⁻³
4	919,80	835	675	9.37	298,43	78,38	11,35	0,0028	0,540	0,012	-0,132	0,288		
5	921,42	815	655	9.48	298,40	75,11	10,87	0,0050	1,255	0,022	-0,310	-0,033		
6	964,89	445	285	9.57	295,55	84,88	12,57	0,010	2,668	0,052	-0,458	-0,150	7,38	3,68.10 ⁻³
7	979,55	335	175	10.07	296,05	79,64	12,96	0,0078	1,567	0,0593	0,343	0,589	7,32	3,41.10 ⁻³
8	987,74	255	95	10.15	296,32	75,85	12,99	0,017	0,860	0,057	0,326	0,670	7,59	4,67.10 ⁻³

TABLEAU 1

Caractéristiques statistiques des paliers du vol 37

(26 Juin 1970)

sur la figure 13 respectivement en (a) et (b) pour les deux séquences de quatre paliers. Il en est de même pour les coefficients de corrélation sur la figure 14.

Les courbes d'autocorrélation en température potentielle figurent sur les graphiques 15a et b. C'est à partir de ces courbes qu'ont été calculées les longueurs d'échelles (tableau 2).

Enfin, on trouvera sur les figures 16 les fonctions de structure sur la température potentielle et la vitesse du vent. En application des équations du sous-domaine d'inertie, on procédera à l'aide de ces fonctions, à une évaluation du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ et de la constante de structure de l'atmosphère C_T .

a/ Distributions verticales des variances et des coefficients de corrélation entre température et humidité

Lors du sondage I de 9 h 30 nous observons un pic en variance en température et en humidité, au niveau du palier (3) (figure 13a) c'est-à-dire juste à la base de la couche stable, dans les ondes de gravité à moins de 100 m au-dessus du changement de signe des corrélations $\overline{\theta'r'}$.

Au bas de la couche convective (palier 1), la variance sur la température est également élevée, vu la différence de température entre les thermiques et l'environnement, mais les corrélations sont fortement positives.

Lors de la deuxième séquence de paliers, vers 10 h, le pic de variance dû aux ondes a disparu des graphiques à défaut d'un palier entre les paliers 5 et 6. Celui-ci se trouve alors dans le front convectif. Les corrélations, négatives, y sont légèrement moins marquées qu'au palier 3 à la même altitude, 30 minutes auparavant ($R_{\theta r} = -0,15$ au lieu de $-0,40$).

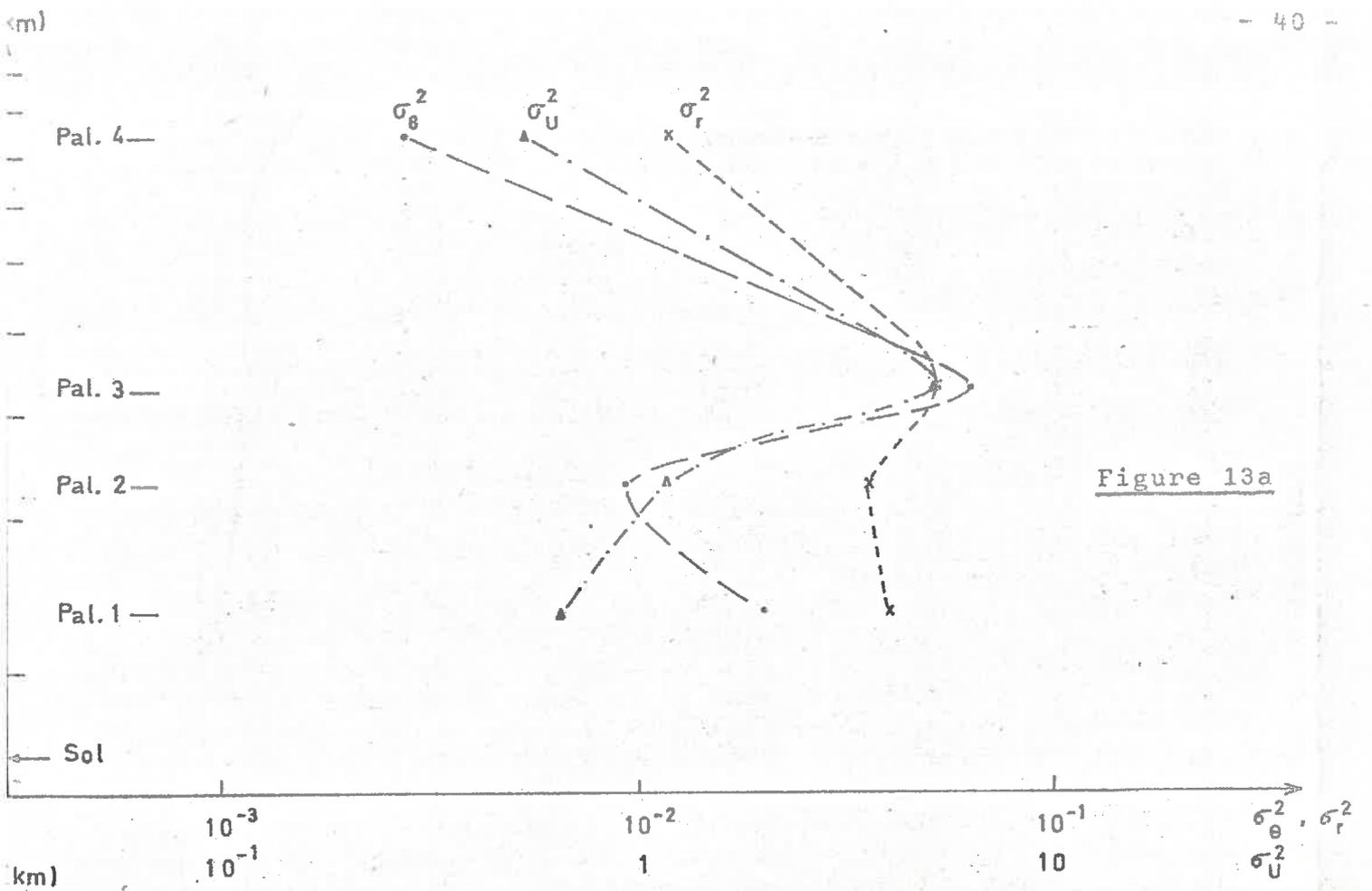


Figure 13a

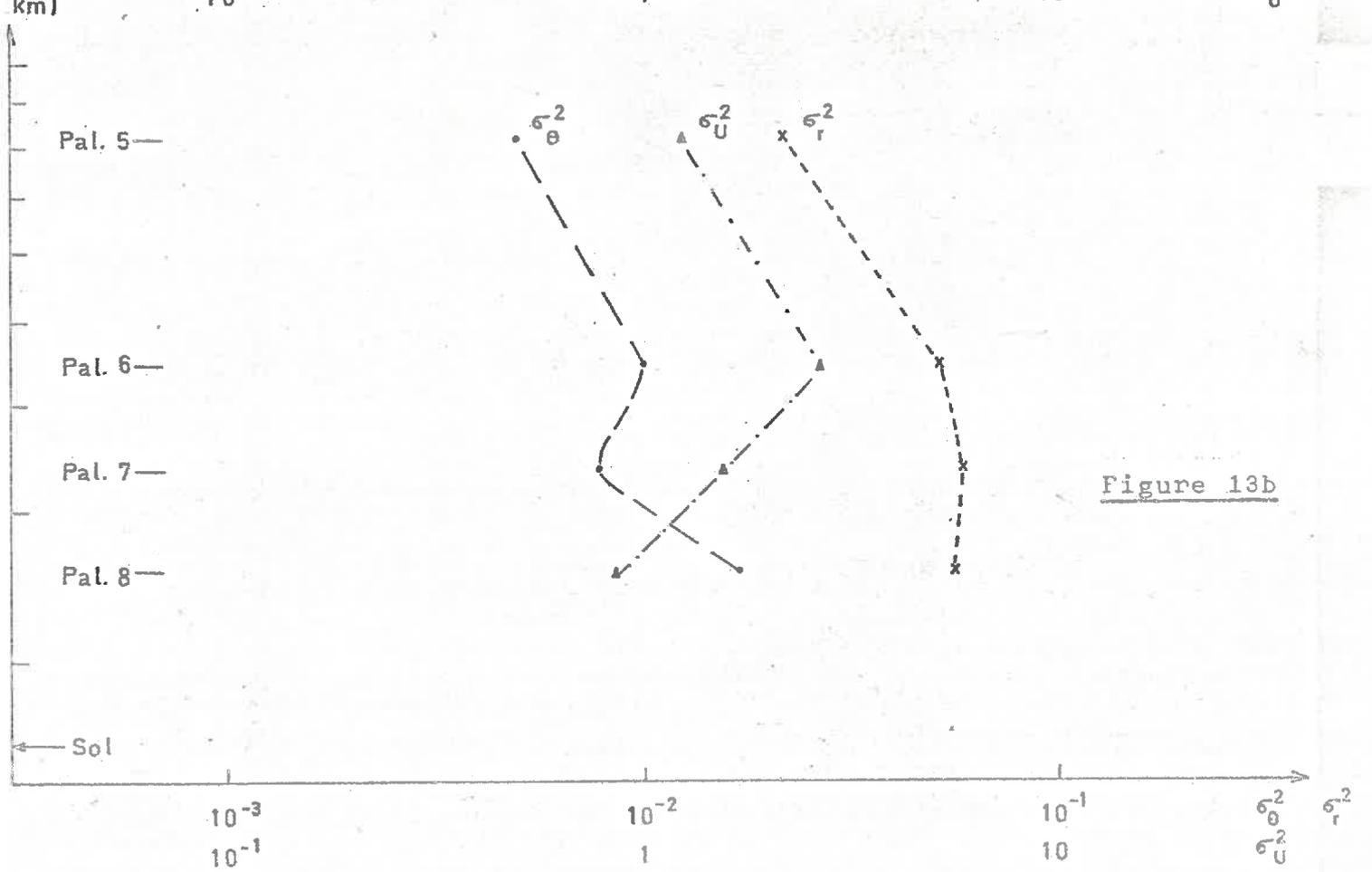
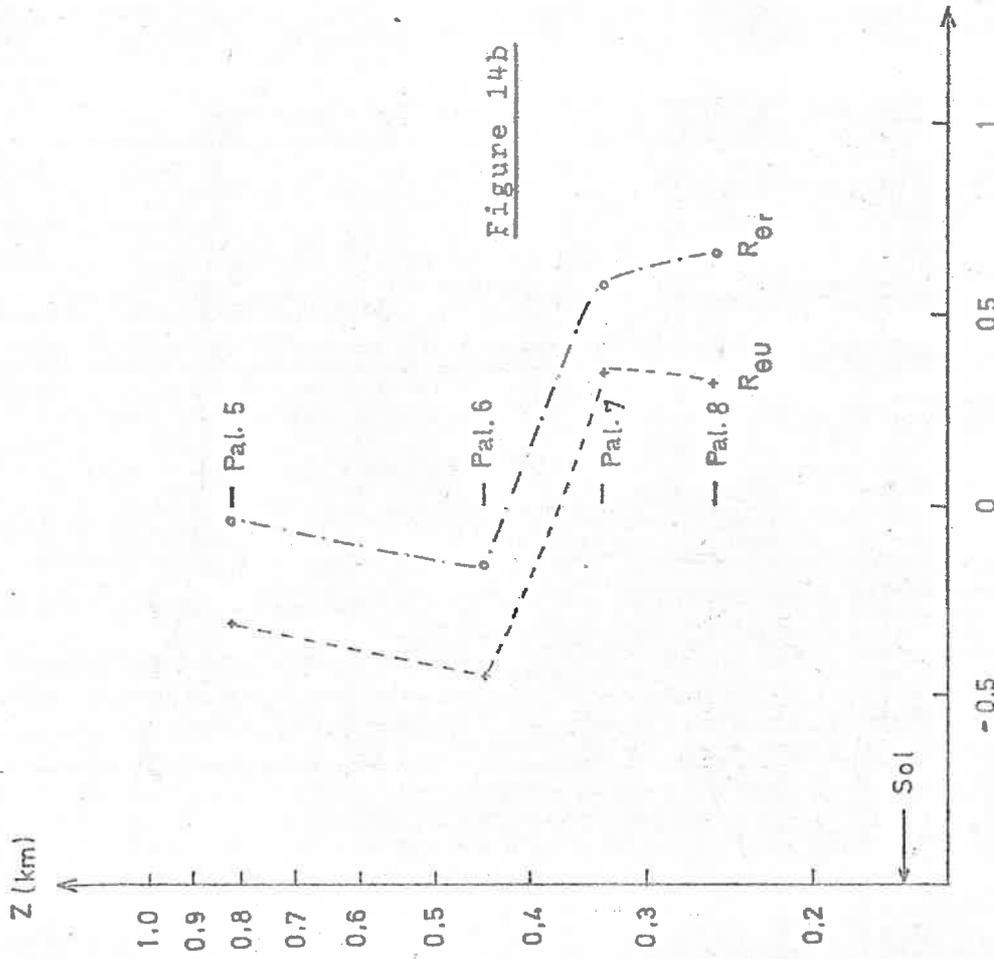
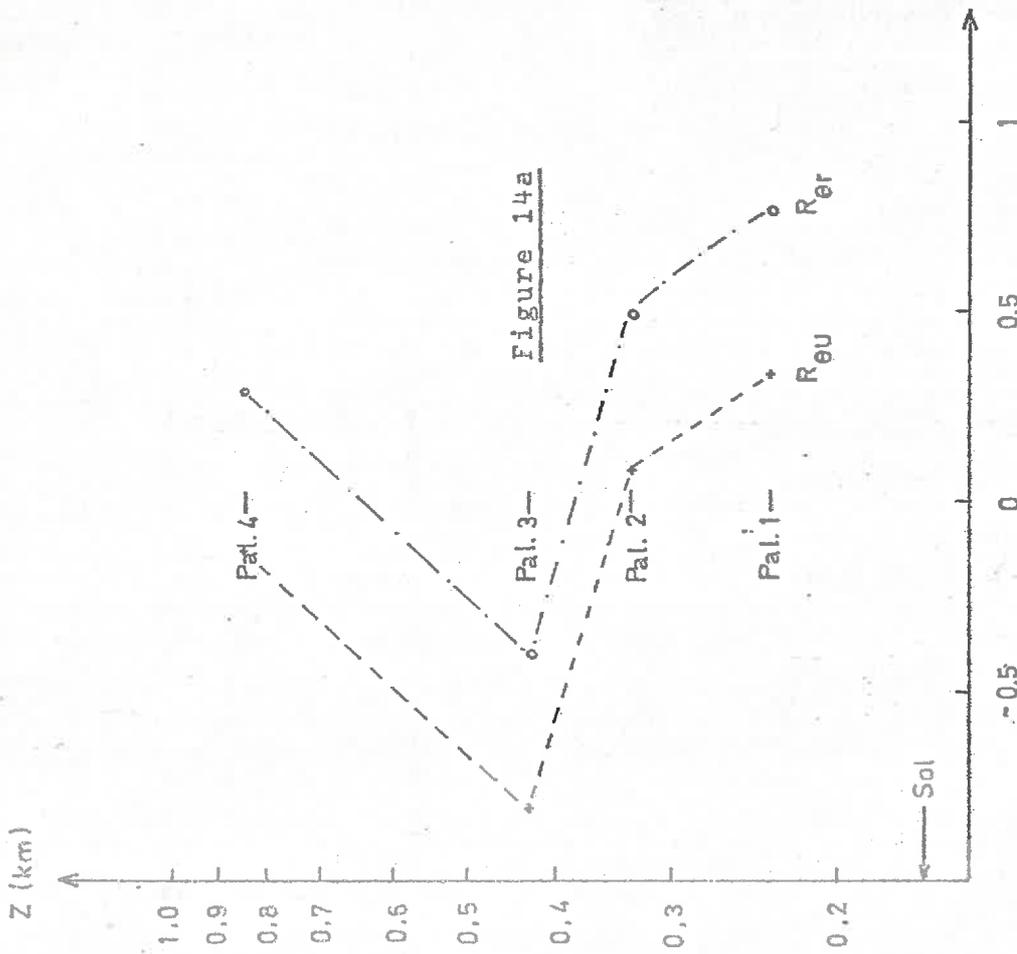


Figure 13b

Figures 13 - DISTRIBUTION VERTICALE DE σ_θ^2 , σ_r^2 , σ_U^2 , VARIANCES DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE, DU RAPPORT DE MELANGE ET DE L'HUMIDITE (26 Juin 1970)

a/ 9 h 09 à 9 h 45
 b/ 9 h 48 à 10 h 20



Figures 14 - VARIATIONS DES COEFFICIENTS DE CORRELATION $R_{\theta r}$ et $R_{\theta u}$ EN FONCTION DE L'ALTITUDE
(26 Juin 1970)

a/ 9 h 09 à 9 h 45

b/ 9 h 48 à 10 h 20

b/ Fonctions d'autocorrélation $R_{\theta}(\tau)$

Les résultats présents concernent le domaine spatio-temporel et conduisent à l'évaluation des longueurs d'échelle des mouvements turbulents. On trouvera dans la thèse de P. MASCART une étude des mêmes enregistrements dans le domaine des fréquences et des longueurs d'onde.

Les fonctions d'auto-corrélation représentées sur les figures 15a et b sont tracées en fonction du décalage temporel τ . D'après l'hypothèse de Taylor nous avons vu que l'on pouvait relier les échelles d'espace aux échelles de temps par le vent moyen ou, dans le cas de mesures par avion, par la vitesse de l'avion relative à l'air. Les longueurs d'échelles sont donc calculées, comme indiqué au paragraphe 3.2.2. en utilisant comme facteur de conversion la vitesse moyenne $\bar{V} = 55$ m/s de l'avion. (cf. tableau 2)

D'après KAIMAL et al. (1972), il existe un rapport entre la longueur d'échelle L et la longueur d'onde correspondant au maximum du spectre de puissance λ_m ; pour la température on aurait $L = 0,44 \lambda_m$.

Les longueurs d'échelle vont nous permettre en particulier de préciser le contraste déjà entrevu entre les paliers 1 et 3. Il y a en effet entre les deux une discontinuité très marquée : L vaut 260 mètres pour le palier 3 (soit environ 600 mètres pour λ_m) contre 100 mètres seulement pour le palier 1. La valeur 165 m. trouvée au palier 2 montre que dans la couche convective elle-même la longueur d'échelle est peu modifiée.

Pour les mouvements à plus grande échelle la courbe d'autocorrélation du palier 3 paraît présenter une pseudo-périodicité de l'ordre de 14 secondes, soit d'environ 800 mètres. Par contre, aucune périodicité n'est discernable pour le palier 1. Ces derniers résultats corroborent en gros les spectres de puissance de P. MASCART. Le palier 4 n'a pas été soumis à cette étude eu égard à la grande stabilité et aux très faibles variances à ce niveau.

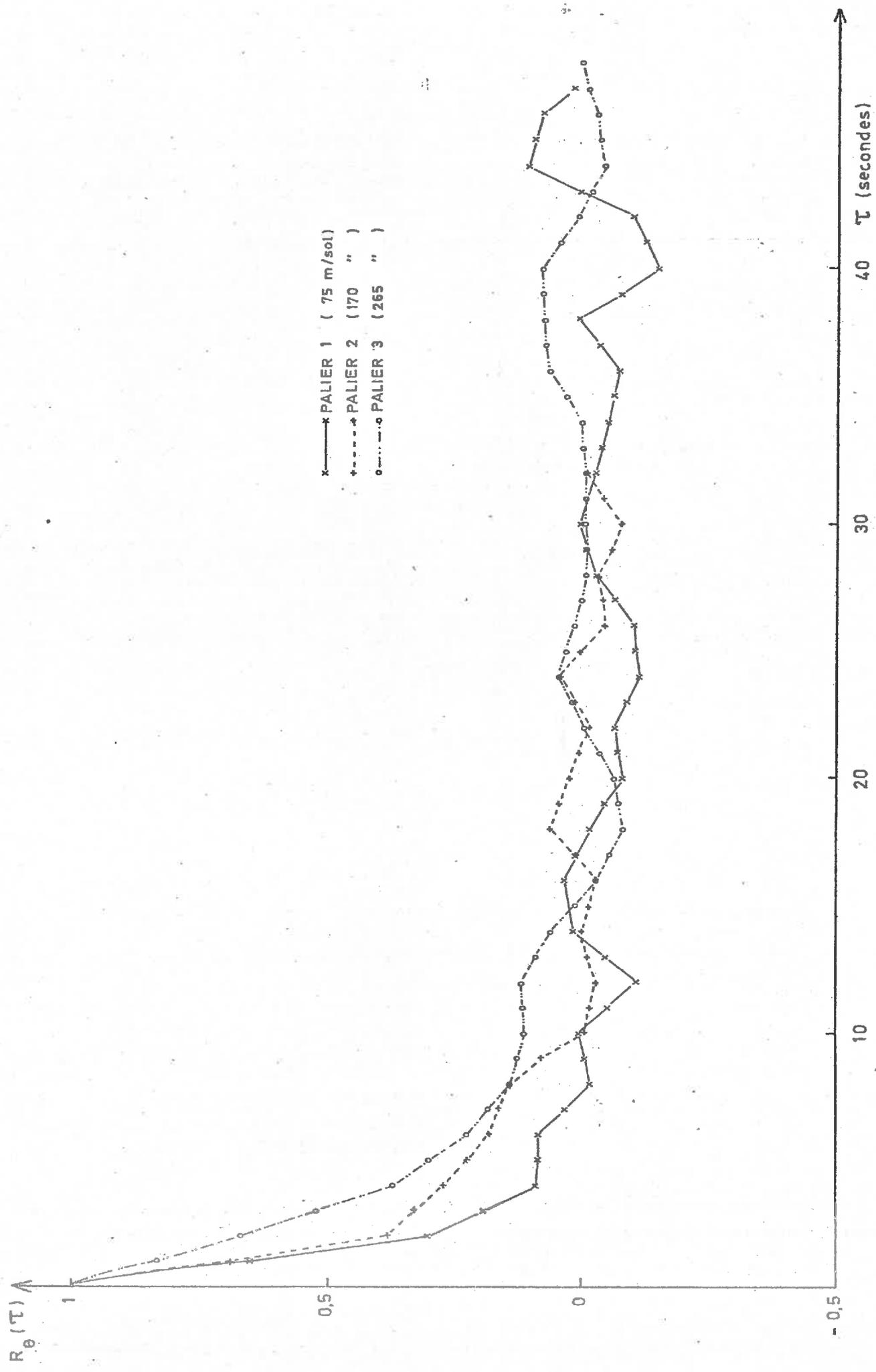


Figure 15a - COURBES D'AUTOCORRELATION SUR LA TEMPERATURE POTENTIELLE (26 Juin 1970)

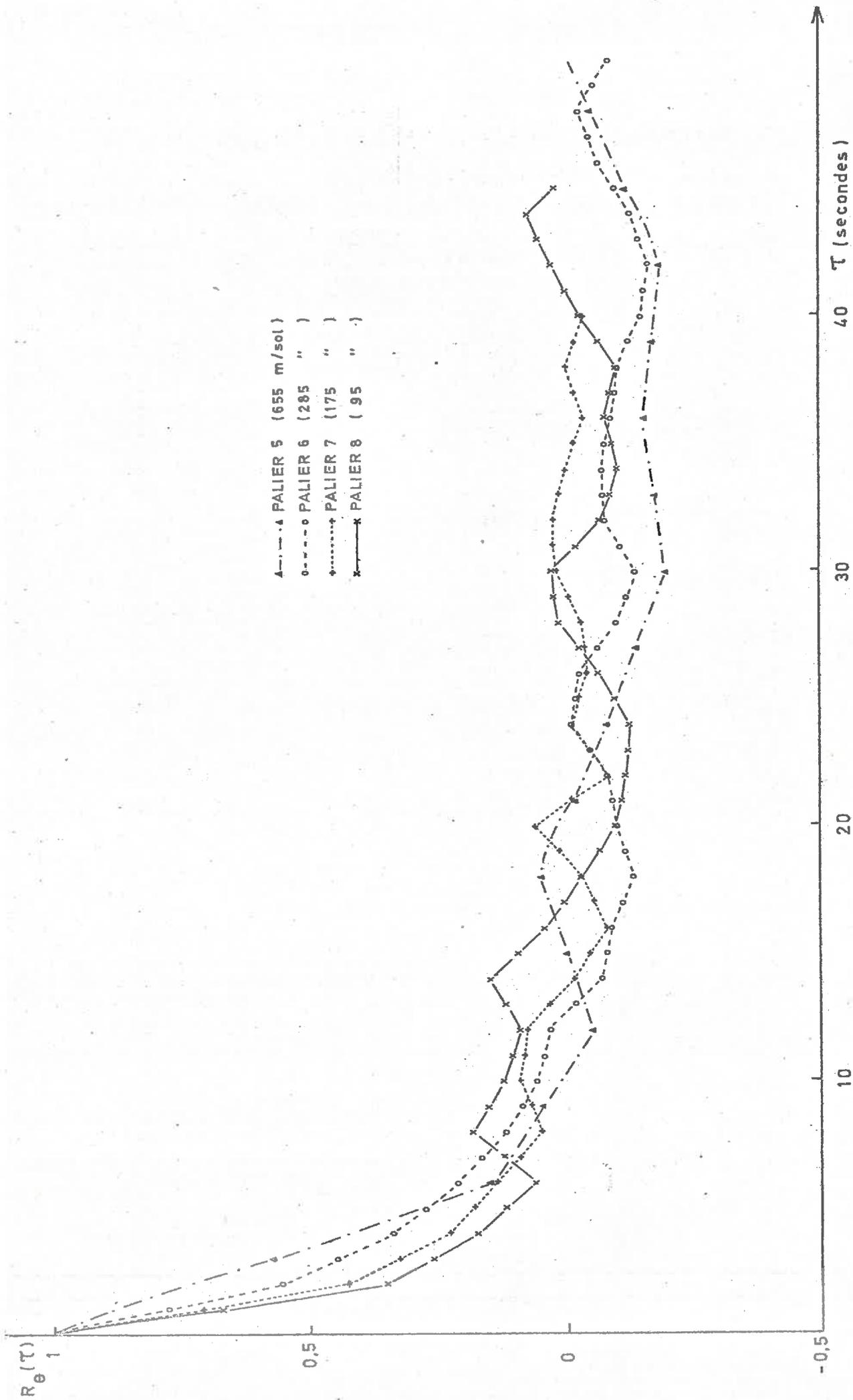


Figure 15b - COURBES D'AUTOCORRELATION SUR LA TEMPERATURE POTENTIELLE (26 Juin 1970)

N° de palier	Altitude m/sol	τ_0 (s)	$\frac{L_1}{\bar{V}}$ (s)	$\frac{L_2}{\bar{V}}$ (s)	$\frac{L_3}{\bar{V}}$ (s)	$\frac{L}{\bar{V}}$ (s)	L (m)
1	75	5	1,75	2,01	1,8	1,85	100
2	170	9,9	2,98	3,98	2,3	3,01	165
3	265	12,5	4,32	5,025	4,8	4,70	260
5	655	10,3	3,78	4,14	4,35	4,08	225
6	285	12,8	3,64	5,145	3,7	4,11	225
7	175	9,2	2,67	3,70	2,6	2,95	160
8	95	7,4	2,17	2,975	1,9	2,31	125

$$L_1 = \bar{V} \int_0^{\tau_0} R(\tau) d\tau$$

$$L_2 = \bar{V} \cdot 0,402 \tau_0$$

$$L_3 = \bar{V} \cdot \tau_1$$

$\bar{V} = 55$ m/s : vitesse moyenne de l'avion en vol en palier

$$L = (L_1 L_2 L_3)^{1/3}$$

TABLEAU 2

Calcul des longueurs d'échelle sur les paliers du vol 37

(26 Juin 1970)

La comparaison avec les paliers de la deuxième séquence montre une bonne cohérence des résultats à des instants différents dans la couche convective turbulente : par exemple entre les paliers 1 et 8 (100 mètres et 125 mètres) ou 2 et 7 (165 mètres et 160 mètres). On notera la diminution en cours au niveau du palier 6 (225 mètres contre 260 au palier 3), conforme au passage progressif de cette zone dans la couche convective.

c/ Fonctions de structure

On peut vérifier sur la figure 16 que la pente initiale des fonctions de structure sur la température est proche de la valeur de 2/3 prévue dans le sous-domaine d'inertie.

On peut donc calculer la valeur de la constante de structure C_T définie par :

$$D_\theta(r) = C_T^2 r^{2/3}$$

et utilisée pour la radiométéorologie et les sondages acoustiques, pour évaluer l'intensité de la turbulence thermique de l'atmosphère (TATARSKY, 1961).

La distribution verticale de C_T (voir tableau 1) rejoint un peu celle de la variance de température : à l'altitude du palier 3 le maximum lié aux ondes de gravité disparaît lors de la deuxième séquence sous l'effet de l'érosion de la couche stable par le front convectif.

La mesure de la pression dynamique sur l'avion au moyen d'un tube de Pitot donne une évaluation des fluctuations de la vitesse du vent. Nous avons également soumis cet enregistrement à un calcul des fonctions de structure (représentées à la figure 17) pour évaluer le taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente ϵ .

Les résultats tirés de l'équation 28 (paragraphe 3.2.2.) sont portés dans le tableau 1.

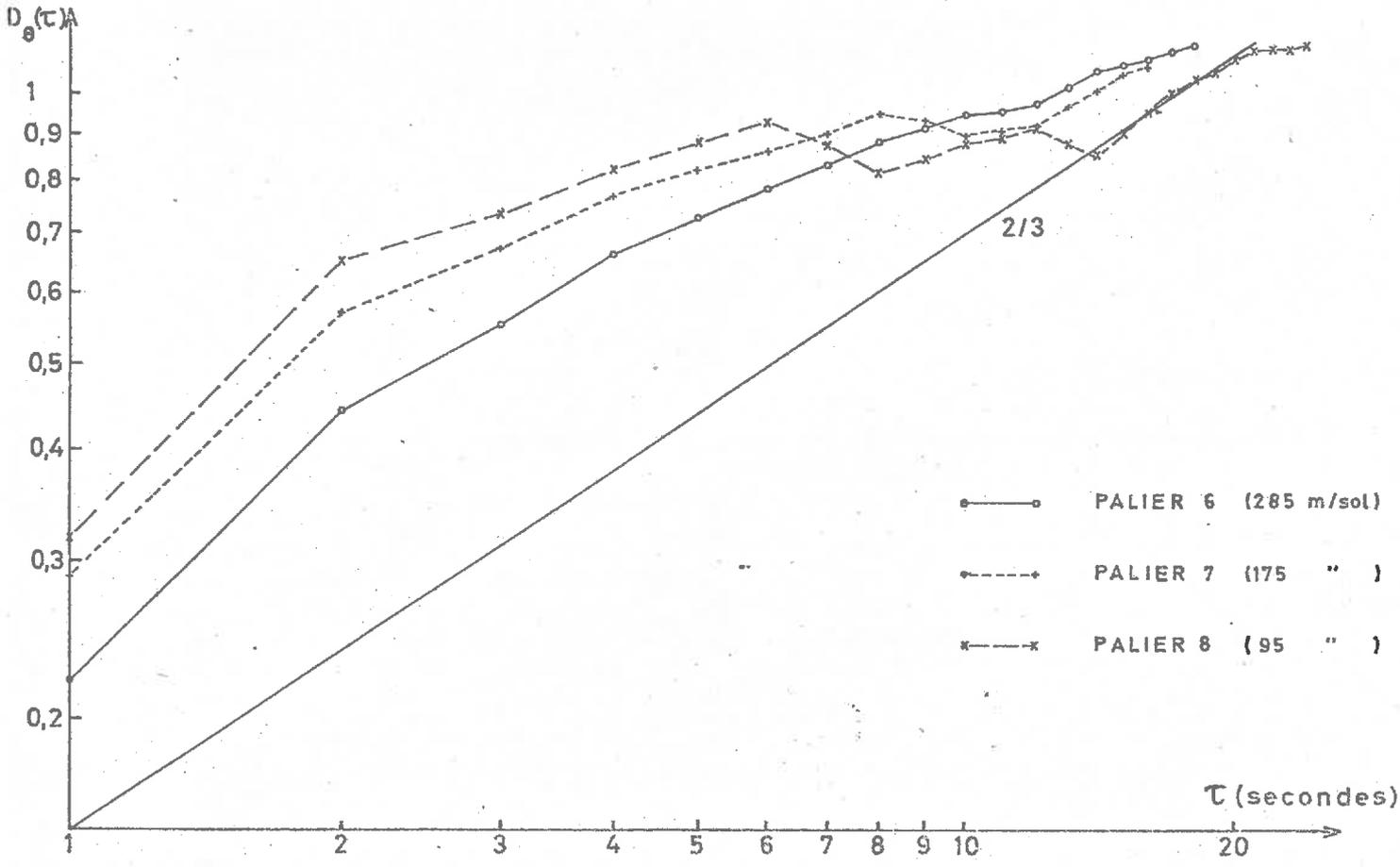
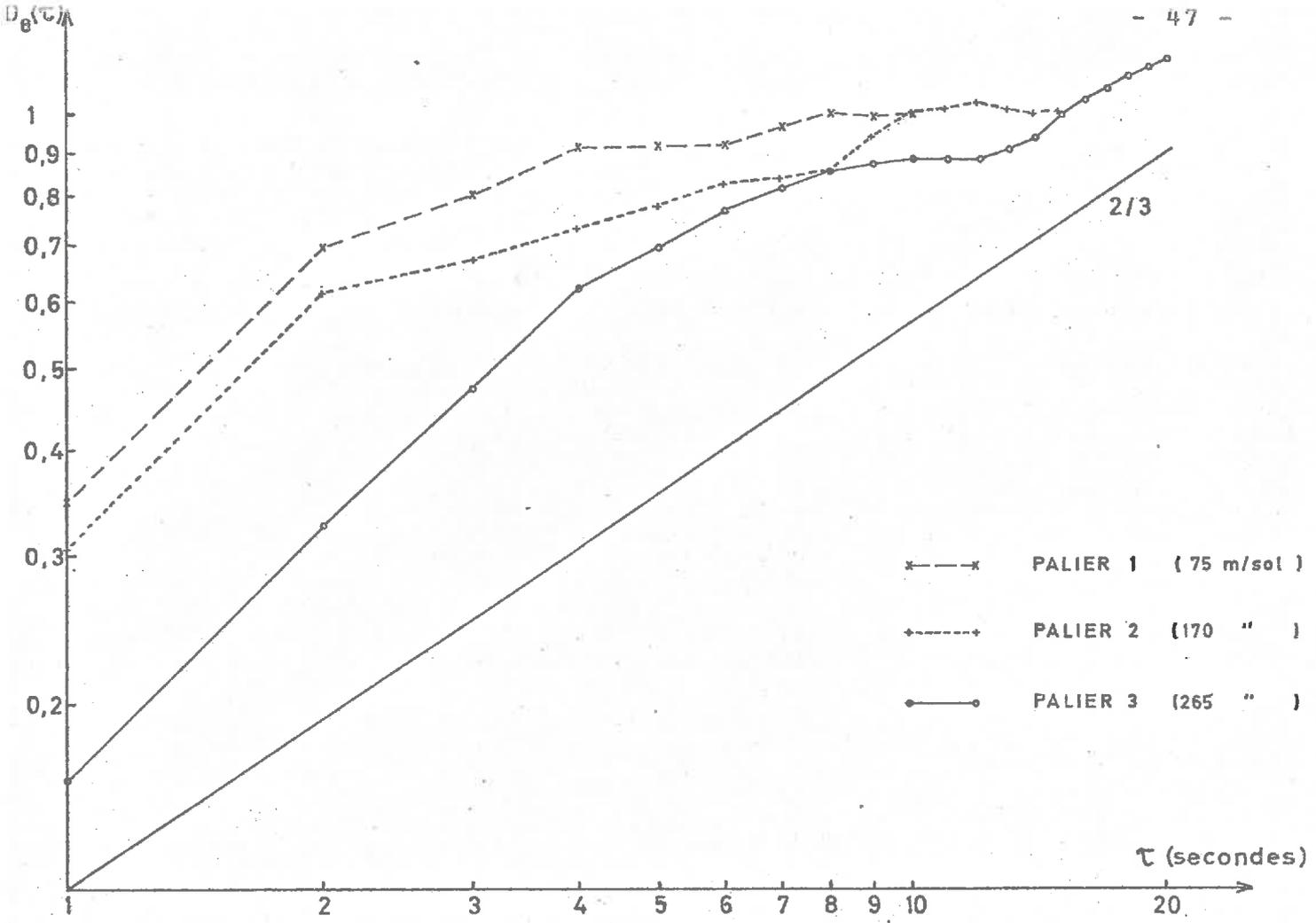


Figure 16 - FONCTIONS DE STRUCTURE SUR LA TEMPERATURE (26 Juin 1970)

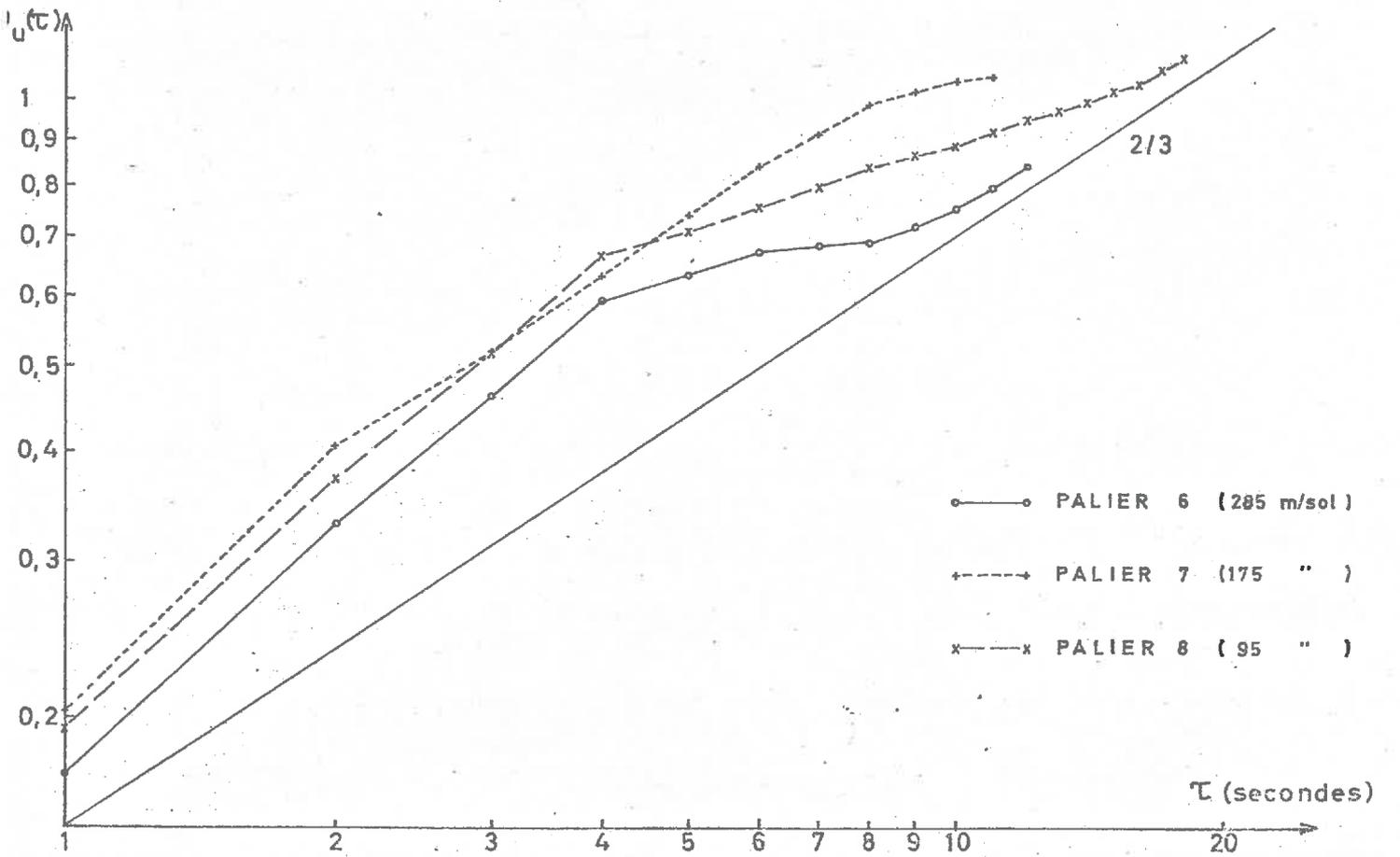
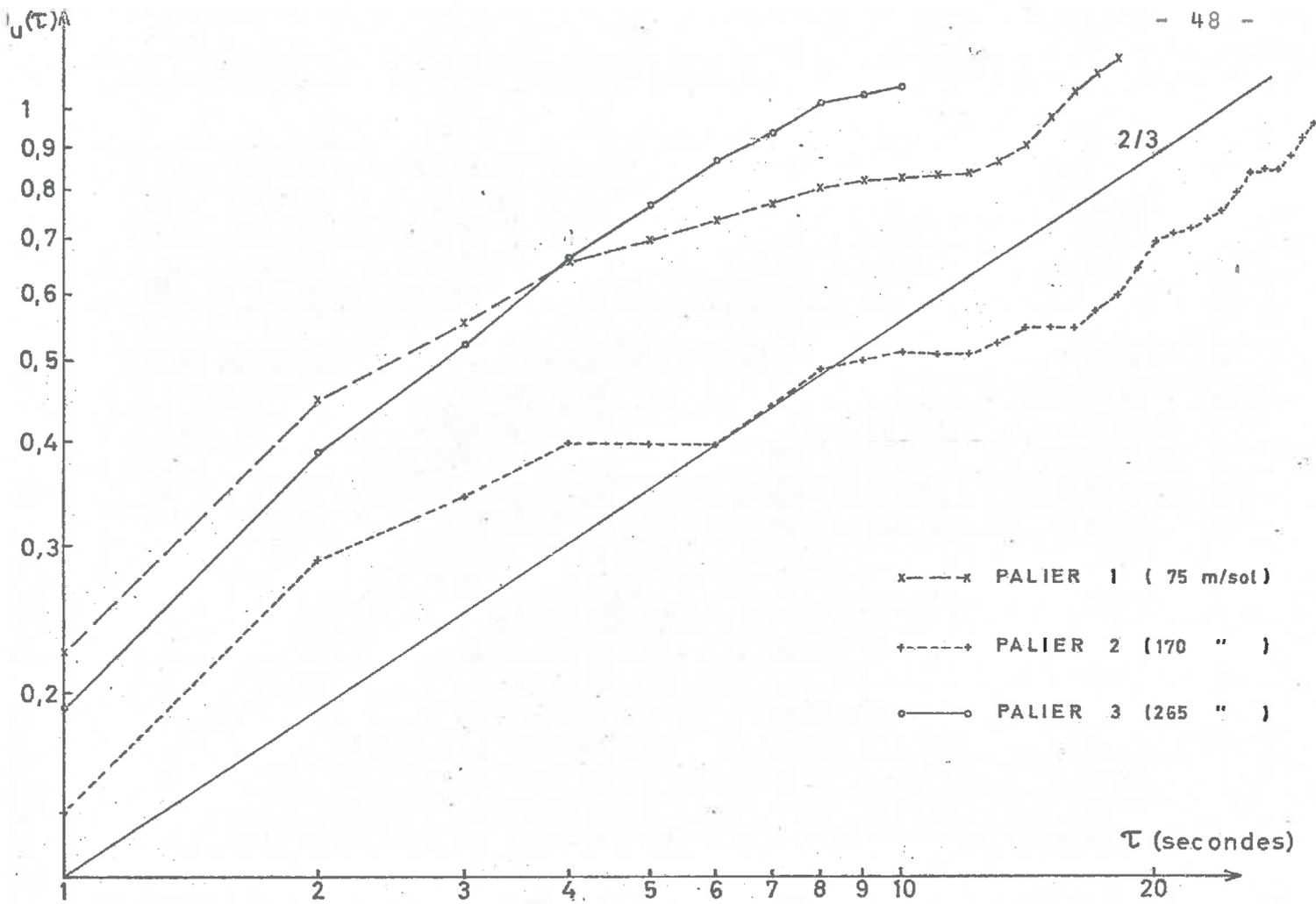


Figure 17 - FONCTIONS DE STRUCTURE SUR LA VITESSE DU VENT (26 Juin 1970)

Comme pour la constante de structure, la valeur de ϵ est maximale au niveau du palier 3, ce qui tendrait à montrer que les ondes à ce niveau amorcent alors leur processus de rupture. Lors de la séquence suivante (paliers 6 à 8) la valeur de ϵ est remarquablement constante dans le domaine exploré, traduisant l'homogénéisation de la couche convective.

Revenons, pour terminer, à l'article de BALL. Nous avons vu qu'il néglige les effets de viscosité dans le processus de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente, et ce faisant, obtient un flux négatif au niveau de l'inversion, de même grandeur que le flux au sol.

DEARDORFF, WILLIS et LILLY (1969) montrent que l'on peut utiliser le rapport R entre l'aire comprise sous la courbe du flux négatif (A-) et l'aire comprise sous la courbe du flux positif (A+) (voir figure 9b) comme indiquant le taux d'énergie cinétique engendrée dans la région instable et employée pour augmenter l'énergie potentielle associée à l'entraînement vers le bas du fluide chaud supérieur. Si l'hypothèse de BALL était vérifiée, ce rapport serait égal à 1.

Considérons les trois profils de flux de chaleur de la figure 9b. La courbe 1 est relative à la période pendant laquelle sont faits les paliers 1 à 8 (9 h 15 - 10 h 05); le rapport R est alors nul, or nous avons vu qu'à 9 h 25 la valeur de ϵ était relativement élevée au niveau de l'inversion (palier 3).

La valeur de R est encore nulle pour la courbe (3) relative à la période comprise entre 10 h 25 et 11 h 38. Malheureusement, il n'existe pas de paliers après le sondage III. Il aurait été particulièrement intéressant d'étudier la nouvelle organisation statistique après le saut du front convectif.

Au moment de ce "saut" (de 10 h 05 à 10 h 25; courbe 2), le rapport R est voisin de 0,9. Dans ce cas seulement, la dissipation visqueuse semble jouer un rôle secondaire au vu des forces turbulentes mises en jeu.

.../...

2. 8 Juin 1970

Nous ne disposons pas, pour cette journée, de sondages en paliers, mais uniquement de trois sondages verticaux, en fin de matinée et en début d'après-midi. Nous serons donc limités à l'étude des flux.

2.1. Situation synoptique et évolution

L'Europe Occidentale subit depuis un ou deux jours un régime de marais barométrique dépressionnaire (1005 - 1010 mb).

L'air chaud et instable qui maintient sur une grande partie de la France et des pays méditerranéens une situation orageuse, est limité au nord selon un axe Bretagne-Lorraine par un front quasi-stationnaire (figure 18).

A l'échelle méso-synoptique, on note une remontée d'air chaud et sec sur la Gascogne, liée à un noyau anticyclonique au Sud-Est de la France (effet de dorsale). Ainsi, la région de Châteauroux sera maintenue à l'abri de forts développements cumuliformes.

Après un début de matinée clair, le ciel est presque entièrement couvert par des bancs étendus d'altocumulus (à 8 h 15 locales), qui se dissipent ensuite pour redonner un ciel clair et brumeux (10 heures).

A partir de 11 h 40, et jusque vers 17 heures, de petits cumulus très plats se forment sur la zone d'expérience ; ils disparaîtront en fin d'après-midi, alors que le radar signale de nombreux échos de congestus ou cumulonimbus tout autour de la région.

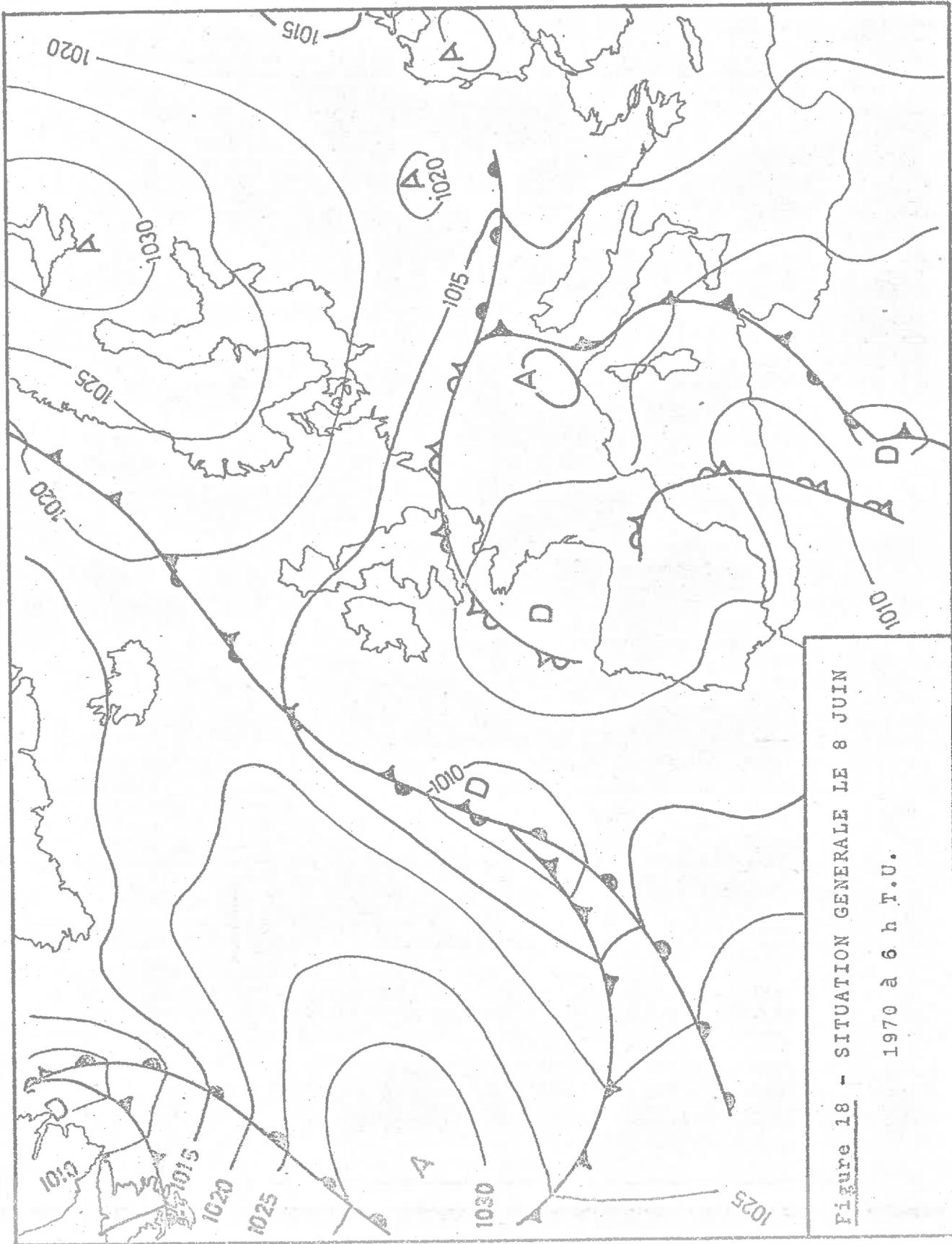


Figure 18 - SITUATION GENERALE LE 8 JUIN
1970 à 6 h T.U.

2.2. Etude des profils verticaux de température et de rapport de mélange

Deux vols ont été faits le 8 Juin 1970 : le vol 13 de 11 h 06 à 12 h 50 et le vol 14 qui débute à 15 h 12.

Les figures 19 et 20 représentent les variations de la température potentielle et du rapport de mélange en fonction de l'altitude pour les trois sondages verticaux.

a/ Premier sondage (11 h 06 - 11 h 14).

Lorsqu'il débute à 11 h 06, une couche convective à gradient thermique quasi-nul est déjà bien établie. Nous ne possédons pas d'enregistrements préalables qui nous auraient permis de suivre l'évolution de cette couche plus tôt dans la matinée. En utilisant le critère du changement de signe des corrélations température-humidité, le "front convectif" peut être situé vers 960 mb.

Entre 932 et 916 mb, l'avion traverse une couche d'inversion (forts gradients verticaux en température et en humidité), siège de mouvements pseudo-ondulatoires de grande amplitude. Des séquences analogues ayant été rencontrées le 26 Juin (cf. rapport de D.E.A., P. MASCART,; thèse, A.M. LANQUETTE), ce point appelle quelques explications.

Sur la figure 21a est reproduit l'enregistrement HB de ce passage : en A, sous l'inversion, l'avion est encore dans de l'air humide et potentiellement froid. En montant, il traverse l'inversion et en (B) rencontre de l'air nettement plus sec et plus chaud ; en (C), il passe à nouveau dans de l'air de la partie inférieure, avant de quitter définitivement, en (D), la zone de l'inversion.

La figure 21b schématise la trajectoire de l'avion à travers le système d'ondes et sur la figure 21c est portée la partie correspondante du sondage I des figures 19 et 20.

.../...

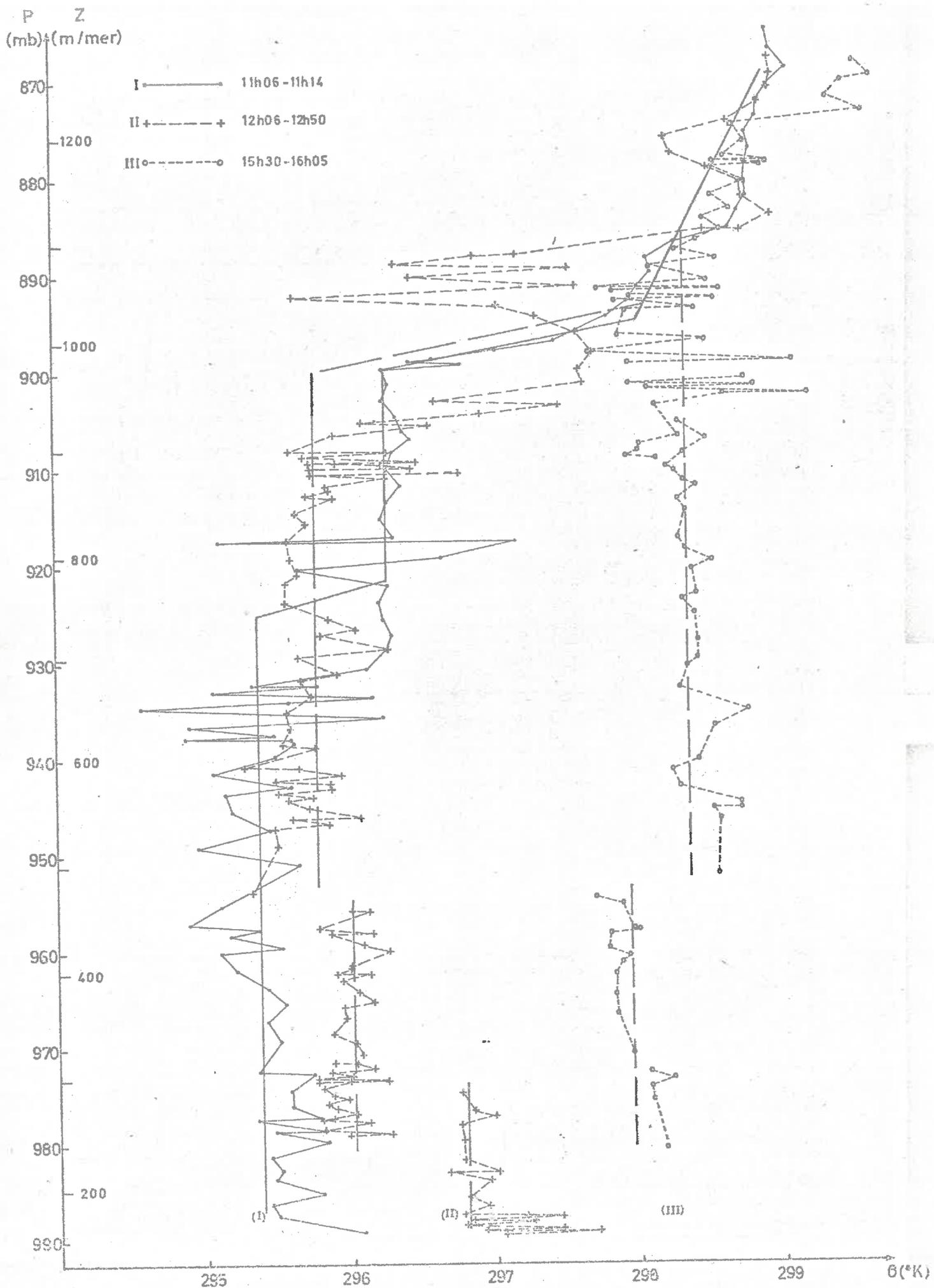


Figure 19 - EVOLUTION DES PROFILS VERTICAUX DE TEMPERATURE POTENTIELLE
 (8 Juin 1970)

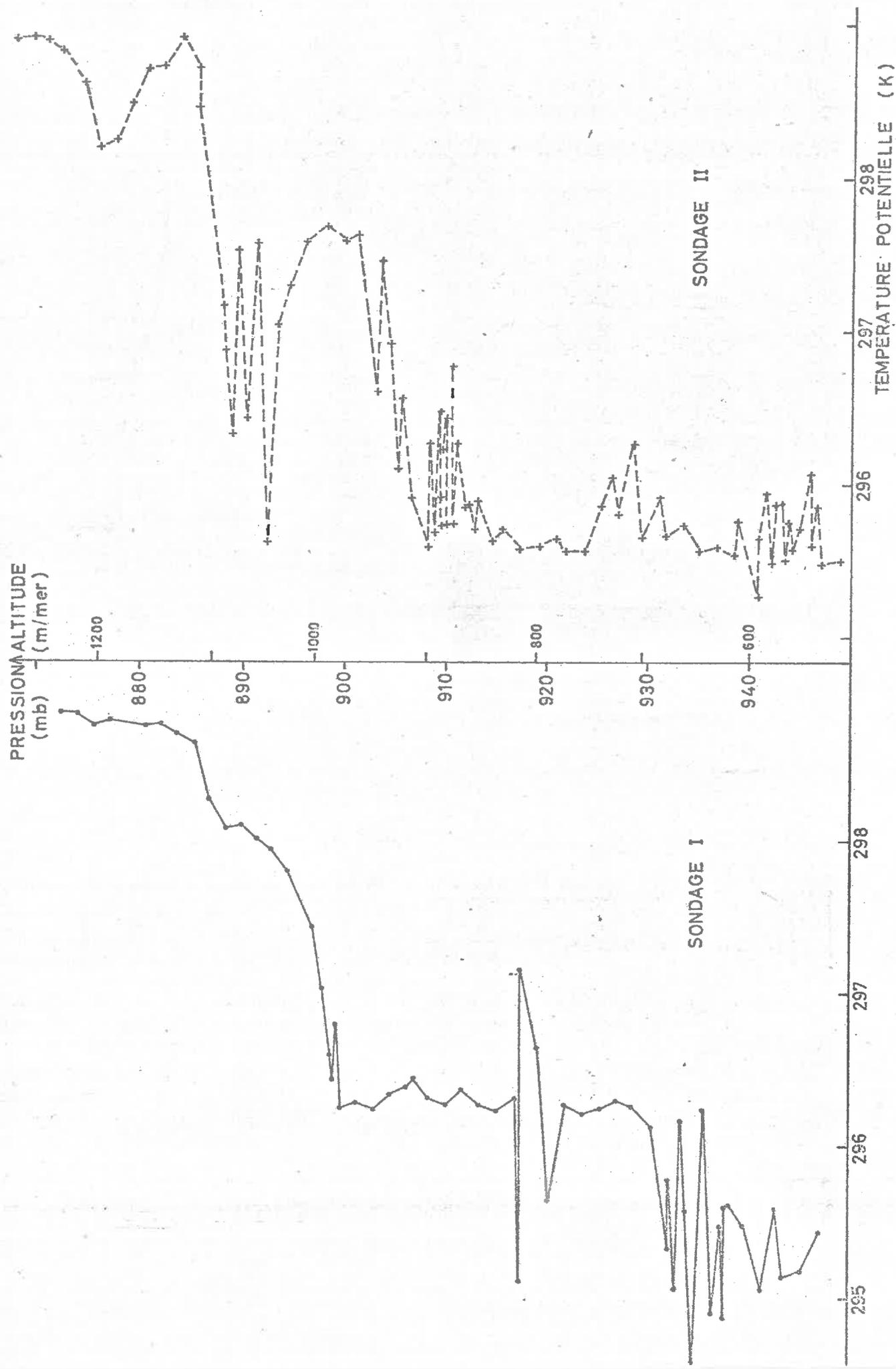


Figure 19bis - REPRESENTATION SEPARÉE DES SONDAGES THERMIQUES I ET II ENTRE 950 ET 970 mb.

PRESSION
(mb)

870
880
890
900
910
920
930
940
950
960
970
980
990

I —●— 11h06 - 11h14
II x---x 12h06 - 12h50
III o---o 15h30 - 16h05

5 6 7 8 9 10 11

RAPPORT DE MÉLANGE r(g/kg)

Figure 20 - EVOLUTION DES PROFILS VERTICAUX DE RAPPORT DE MELANGE
(8 Juin 1970)

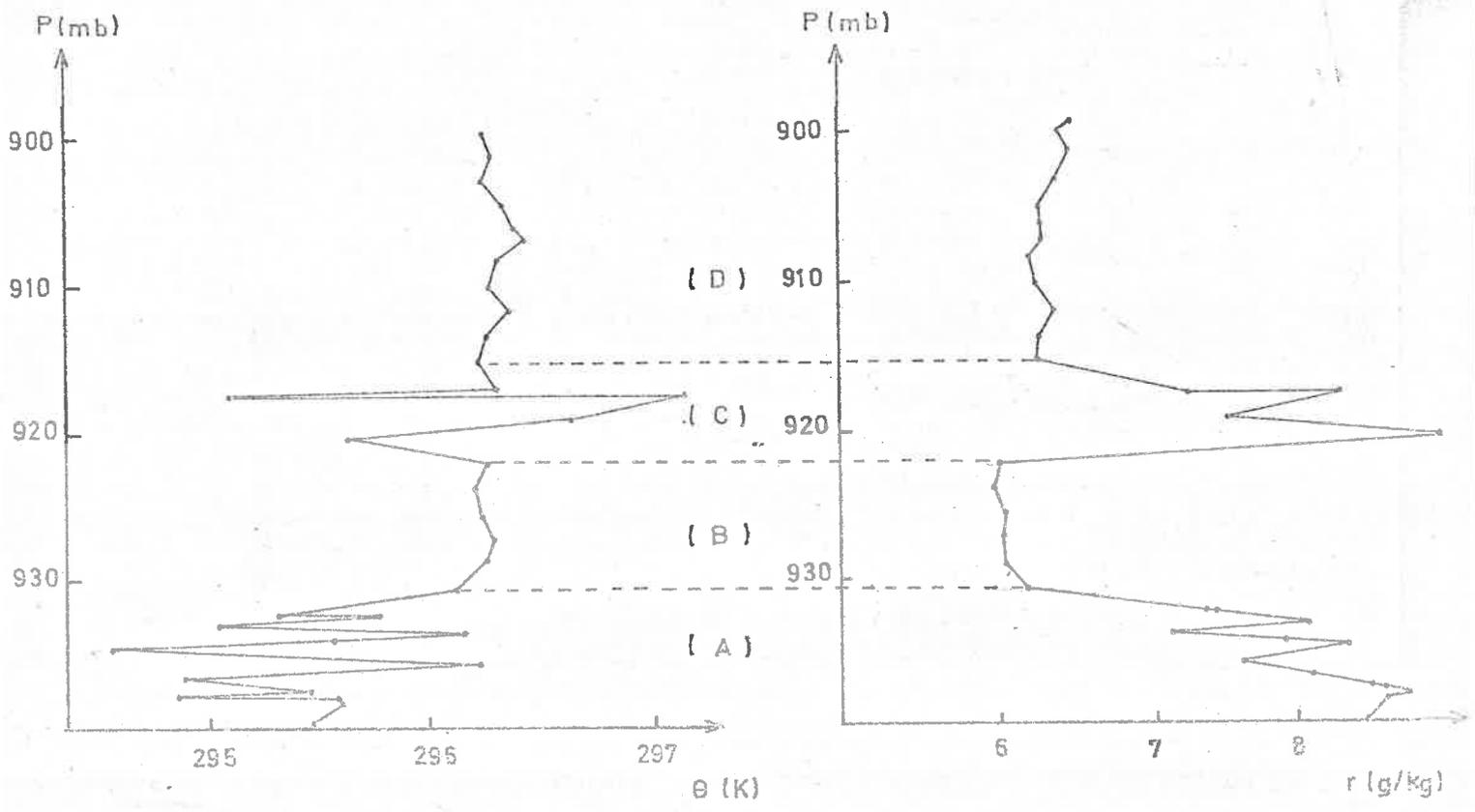
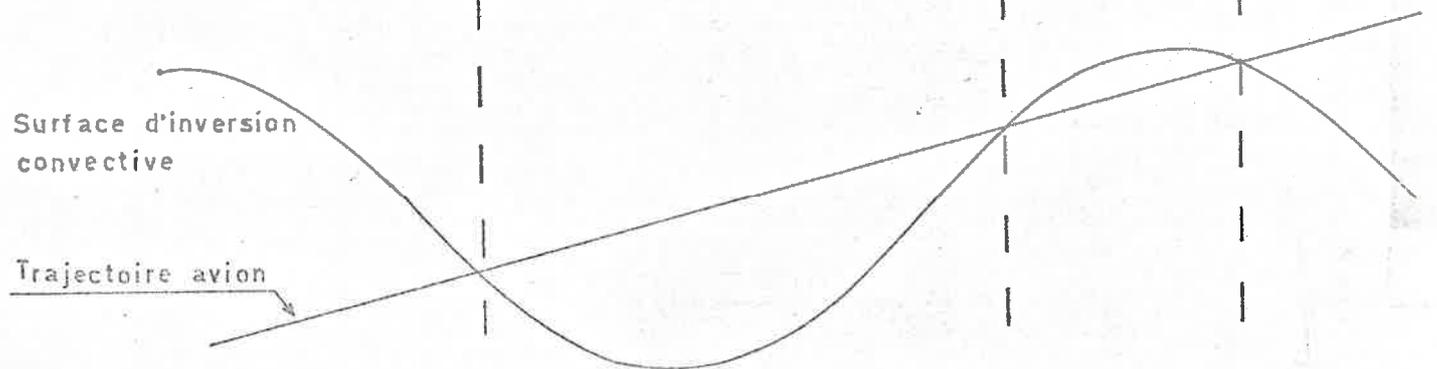
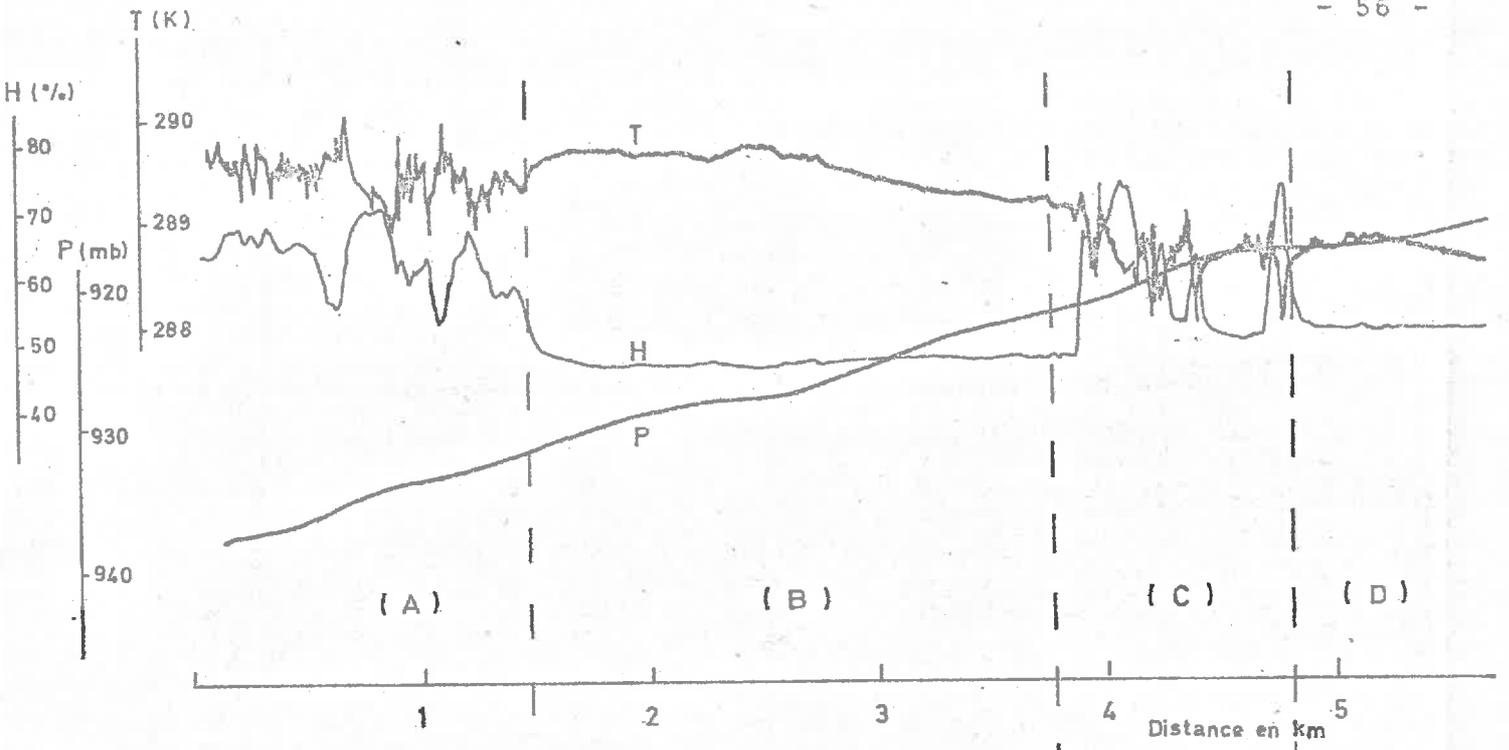


Figure 21 - TRAVERSEE DE L'INVERSION CONVECTIVE LORS DU VOL 13 (8 Juin 1970)

- a/ Enregistrement HB.
- b/ Schéma explicatif.
- c/ Profils thermique et du rapport de mélange correspondants.

Au-dessus de cette première inversion, la stratification thermique est instable jusqu'au niveau 900 mb, où l'on rencontre une nouvelle inversion, plus forte que la précédente (2 K au lieu de 0,8 K).

b/ Deuxième sondage (12 h 06 - 12 h 50)

On trouvera sur la figure 19bis une représentation séparée d'une partie des sondages I et II en complément à la figure 19.

Bien qu'assez proche dans le temps du précédent, ce deuxième sondage s'en distingue nettement : les forts gradients et le système d'ondes qui existaient entre 920 et 930 mb (sondage I) ont disparu, et un nouveau système d'ondes s'est développé plus haut, au niveau de l'inversion déjà signalée à 900 mb.

L'échauffement global des basses couches convectives (entre 990 et 925 mb) s'est accompagné entre les niveaux 925 et 900 mb d'un refroidissement marqué (0,5 K). Ceci est le résultat de l'homogénéisation de la couche convective, en température et en humidité jusqu'à 900 mb.

c/ Troisième sondage (15 h 30 - 16 h 05)

Trois heures séparent les deuxième et troisième sondages : il y a eu augmentation de la température potentielle moyenne de la couche convective. Cependant, l'inversion ne s'est élevée que de 25 mb, tout en s'affaiblissant. Il y a eu drainage de l'humidité des basses couches vers le sommet de la couche convective, les étapes intermédiaires nous restant inconnues.

2.3. Détermination des flux de chaleur

Du fait des ondulations de grande amplitude localisées au

niveau des inversions, nous avons fixé au mieux le niveau moyen de ces inversions pour le calcul des flux de chaleur et d'humidité (cf. figure 19).

Nous admettrons qu'à 880 mb le flux de chaleur est sensiblement nul. Ceci est assez bien vérifié entre 11 h et 12 h, les profils moyens de température potentielle restant en coïncidence au-dessus de cette altitude (sondages I et II). L'erreur est plus importante pour la période suivante puisque l'inversion à 16 h est à 875 mb (sondage III). On minimise donc la valeur globale du flux de chaleur pour cette deuxième période.

Nous adopterons, pour l'ensemble des calculs, la valeur 2.10^{-5} K/s pour taux de refroidissement par rayonnement aux grandes longueurs d'onde (cf. appendice A; application de la méthode de BROOKS au sondage I).

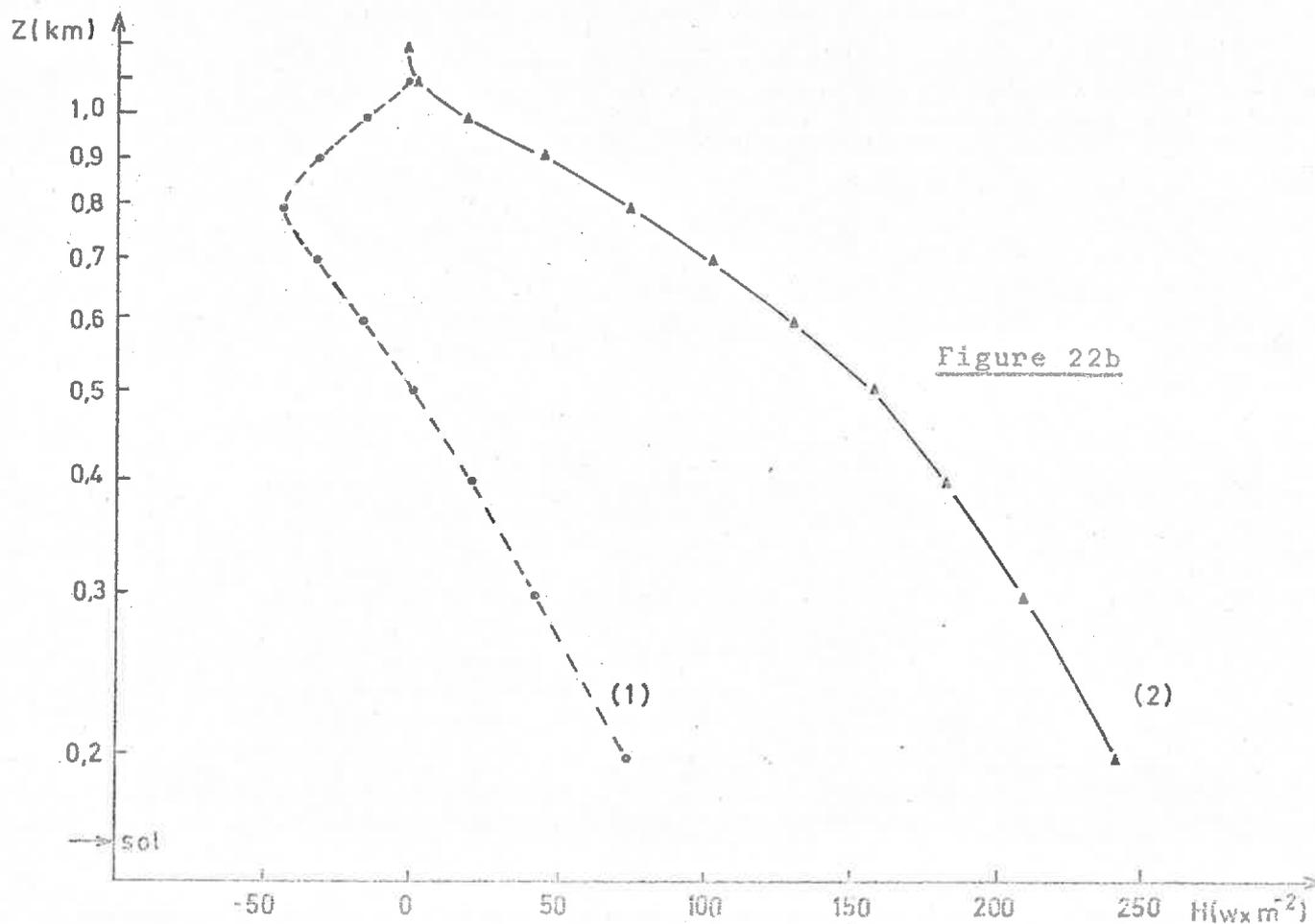
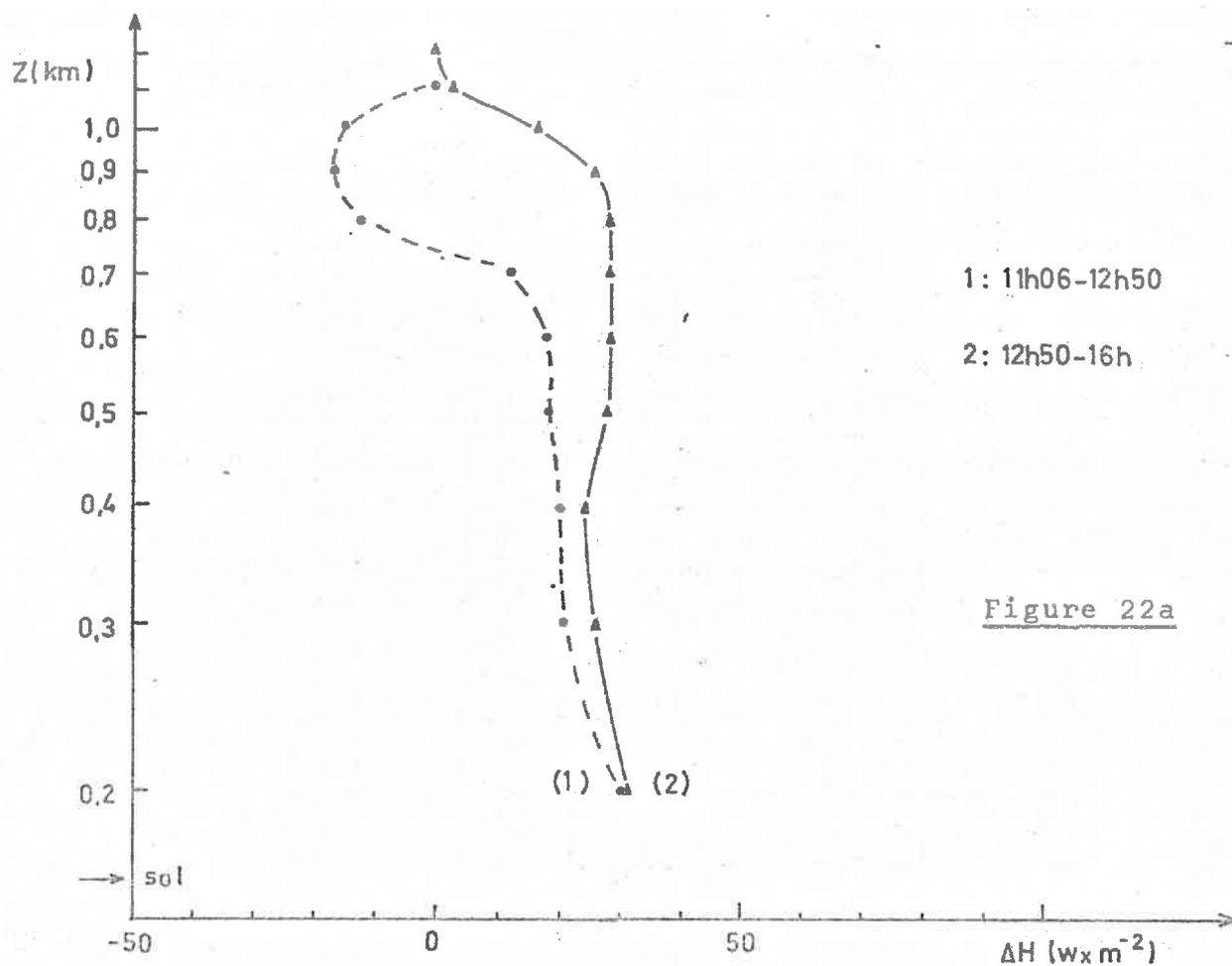
Les figures 22 représentent :

- a. les variations de la divergence du flux de chaleur par tranches de 100 mètres : $\Delta H(z) = H(z + 50) - H(z - 50)$;
- b. les variations du flux global $H(z)$.

La courbe 1 correspond à l'intervalle de temps compris entre les sondages I et II (de 11 h à 12 h 50). Notons un flux de chaleur négatif très important entre 500 m et 1100 m (mer) avec maximum à 800 m. Il correspond au refroidissement potentiel observé sur les courbes de température (figure 19).

Le processus paraît analogue à celui du 26 Juin, lors du "saut" du front convectif : des ondes internes ont pris naissance dans une zone stable avec fort gradient de température (vers 930 mb). Elles atteignent dans leur développement vertical une couche à faible stabilité statique. La rupture des ondes produit le mélange et l'homogénéisation subséquente des couches convectives, jusqu'au niveau de l'inversion préexistante où se développent à nouveau des ondes de gravité d'amplitude croissante.

.../...



Figures 22 (8 Juin 1970)

- a/ Divergence du flux de chaleur par tranche de 100 m.
- b/ Evolution du flux de chaleur global.

La courbe 2 est relative à la période 12 h 50 - 16 h pendant laquelle l'épaisseur de la couche convective est restée quasi-stationnaire : le flux de chaleur est partout essentiellement positif.

2.4. Flux de vapeur d'eau

Les figures 23 a et b représentent les variations verticales du flux de vapeur d'eau pour les mêmes périodes que précédemment.

Le 8 juin 1970, la convection s'est développée en atmosphère plus sèche que le 26 Juin 1970. Nous avons vu en effet que la région de Châteauroux était incluse dans une "bulle" sèche d'échelle mésosynoptique.

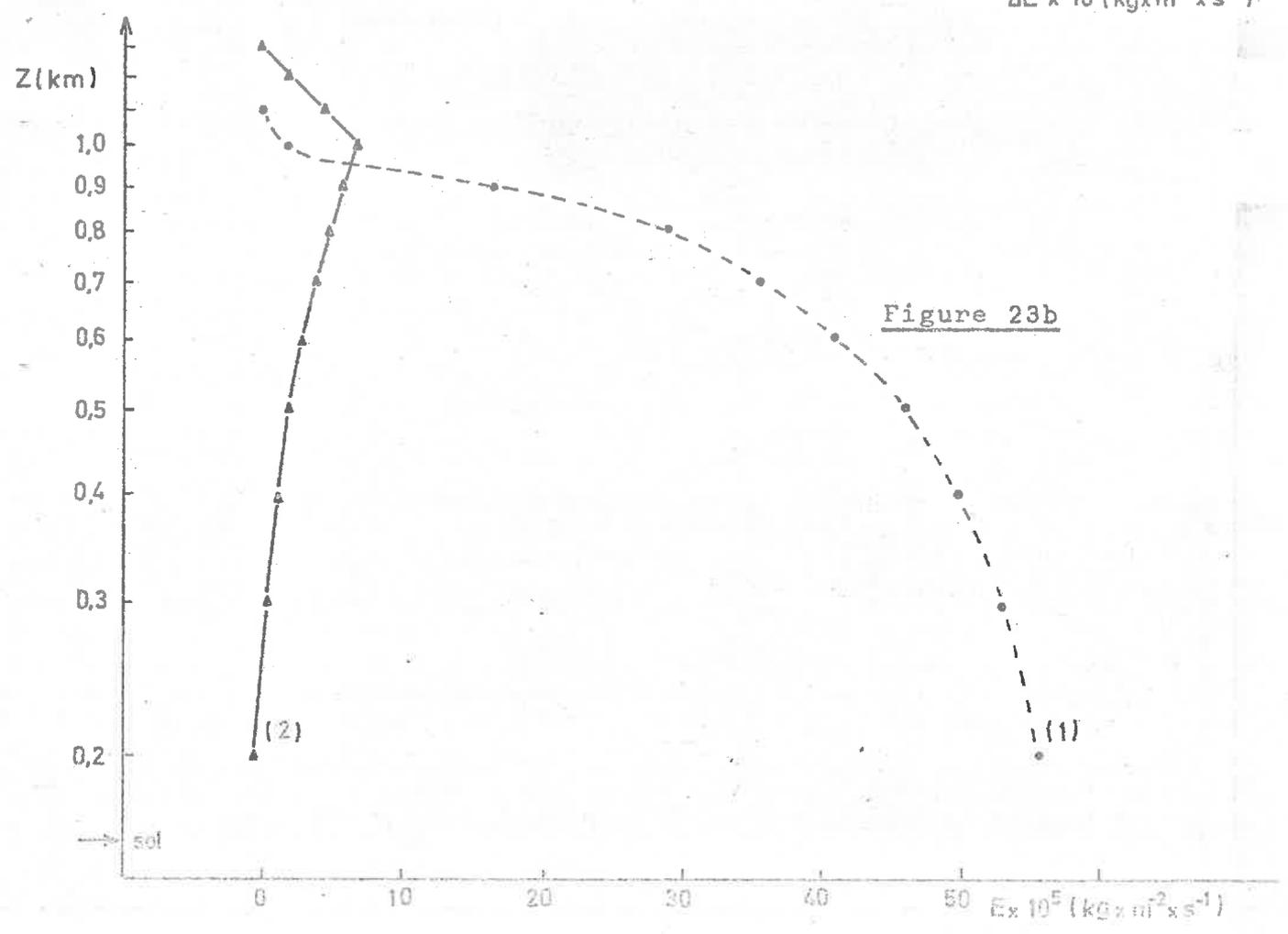
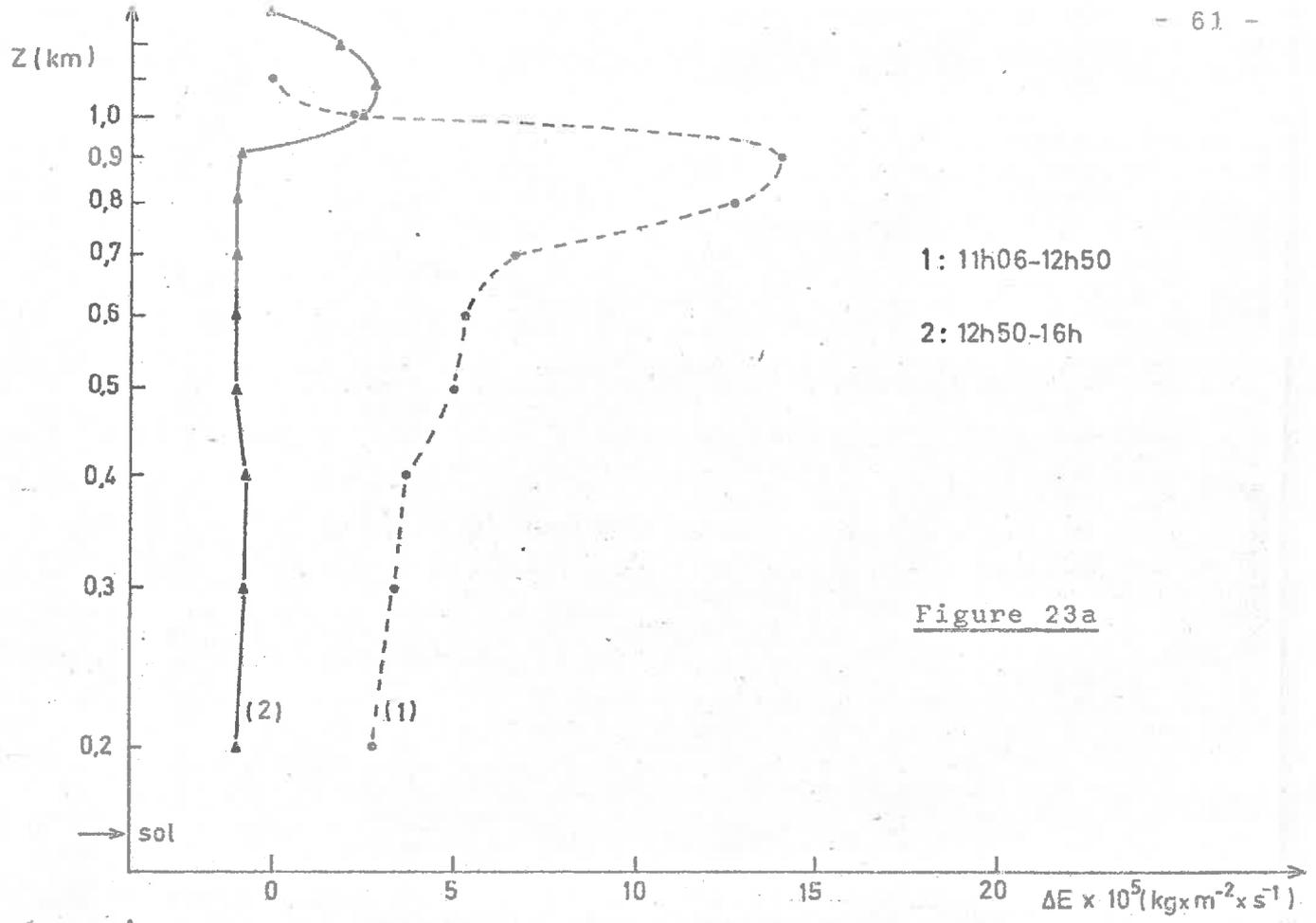
Contrairement à ce qui avait été vu à propos du 26 Juin, le "saut" s'accompagne d'une forte augmentation du rapport de mélange dans toute l'épaisseur de la couche convective (environ 2 g/kg : cf. figure 20).

En particulier, le pic à 900 m (courbe 1 de la figure 23a) correspond à une **afflux** de vapeur d'eau, transportée depuis le sol jusqu'à la base de l'inversion mésosynoptique, à 900 mb.

L'air étant relativement sec, l'humidité importante du sol (de violents orages avaient éclaté la veille) a permis une alimentation suffisante des basses couches convectives en vapeur d'eau, malgré l'absorption massive entre 930 et 900 mb nécessitée par l'homogénéisation entre le sol et l'inversion.

La courbe 2 (figure 23) établit le bilan en humidité sur trois heures (malheureusement la résolution temporelle est médiocre). Le flux global d'humidité est faible et le gain en vapeur d'eau de la couche comprise entre 1000 et 1200 mètres est pratiquement compensé par la perte entre 1000 m et le sol : à 200 m (soit 40 m au-dessus du sol) la valeur de E est pratiquement nulle.

.../...



Figures 23 (8 Juin 1970)

- a/ Divergence du flux de vapeur d'eau par tranches de 100 m.
- b/ Flux de vapeur d'eau global.

2.5. Structure fine du vent - Hodographes

Le sondage vent de 11 h 30 (figure 24a) se place entre les sondages thermiques I et II (figure 19). On note tout d'abord la rotation cyclonique du vecteur vent dans les basses couches. L'inversion mésosynoptique est liée à un cisaillement vertical très fort à la fois en vitesse et en direction : le vent est calme, inférieur à 3 m/s, de secteur Sud à Sud-Sud-Ouest au -dessous de 1000 m (mer) (points 1 à 10) ; il est assez fort (6 à 7 m/s), de secteur Sud-Est, au-dessus.

L'inversion purement convective évolue depuis les basses couches jusqu'à ce niveau. Elle se situe alors vraisemblablement vers 800 m (Point 7) ; le cisaillement entre les points 7 et 8 serait lié aux ondes de gravité associées. A 11 h 15, lors du sondage I, nous les avions détectées sensiblement à la même altitude.

Nous disposons entre les sondages thermiques II et III, du sondage vent de 14 h 05, (figure 24b). Près du sol, la rotation du vent s'est inversée et est devenue anticyclonique. Par suite du mélange convectif dans les basses couches et de la rupture des ondes de gravité, qui ont d'ailleurs pratiquement disparu sur le sondage III, s'est produite une homogénéisation entre l'air des basses couches convectives et celui à la base du flux synoptique. Consécutivement à ce mélange, l'inversion thermique s'est affaiblie et le cisaillement vertical du vent a disparu.

Beaucoup plus tard dans la journée, vers 18 heures (figure 24c) avec la récession de l'activité convective, le champ de vent s'est réorganisé ; entre 1400 m (point 13) et 3000 m (point 28), un feuillet de vent de secteur sud est venu s'intercaler.

En résumé, cette journée présente en complément à l'étude du 26 Juin, un autre cas de montée rapide du front convectif. Il est difficile de préciser le "saut" parce qu'il n'y a pas eu de

.../...

Altitude des points (m/mer)

- 1 : 250
- 2 : 340
- 3 : 430
- 4 : 520
- 5 : 610
- 6 : 700
- 7 : 790
- 8 : 880
- 9 : 970
- 10 : 1060
- 11 : 1150
- 12 : 1240
- 13 : 1330
- 14 : 1420
- 15 : 1510
- 16 : 1600
- 17 : 1690
- 18 : 1780
- 19 : 1870
- 20 : 1960
- 21 : 2050
- 22 : 2140
- 23 : 2230
- 24 : 2320
- 25 : 2410
- 26 : 2500
- 27 : 2590

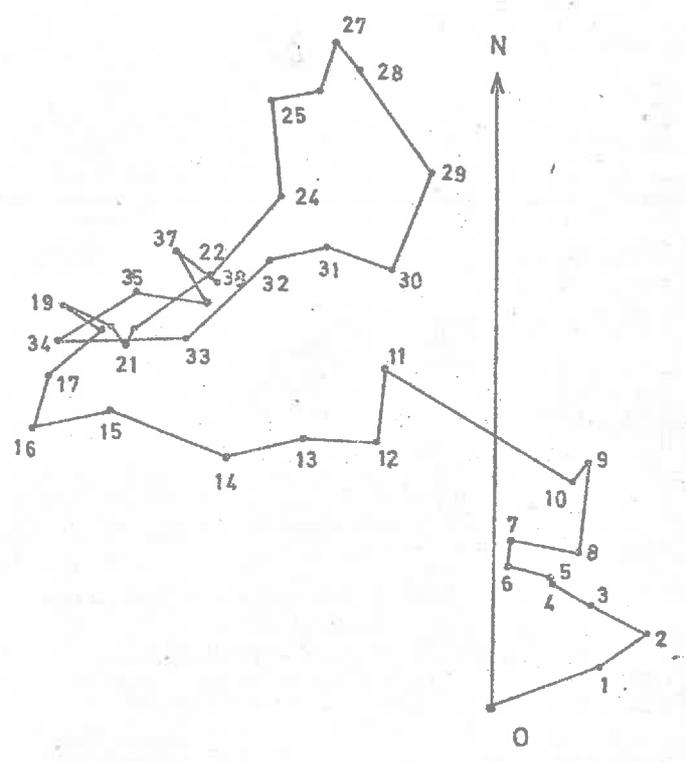


Figure 24a
HODOGRAPHE à 11 H 30
(8 Juin 1970)

Altitude des points (m/mer)

- | | |
|-----------|-----------|
| 1 : 260 | 21 : 2260 |
| 2 : 360 | 22 : 2360 |
| 3 : 460 | 23 : 2460 |
| 4 : 560 | 24 : 2560 |
| 5 : 660 | 25 : 2660 |
| 6 : 760 | 26 : 2760 |
| 7 : 860 | 27 : 2860 |
| 8 : 960 | 28 : 2960 |
| 9 : 1060 | 29 : 3060 |
| 10 : 1160 | 30 : 3160 |
| 11 : 1260 | 31 : 3260 |
| 12 : 1360 | 32 : 3360 |
| 13 : 1460 | |
| 14 : 1560 | |
| 15 : 1660 | |
| 16 : 1760 | |
| 17 : 1860 | |
| 18 : 1960 | |
| 19 : 2060 | |
| 20 : 2160 | |

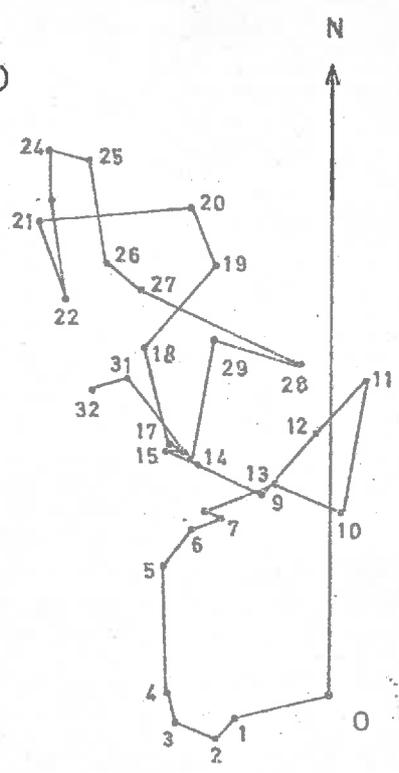


Figure 24b
HODOGRAPHE à 14 H 05
(8 Juin 1970)

Altitude des points (m/mer)

1 : 260	23 : 2460
2 : 360	24 : 2560
3 : 460	25 : 2660
4 : 560	26 : 2760
5 : 660	27 : 2860
6 : 760	28 : 2960
7 : 860	29 : 3060
8 : 960	30 : 3160
9 : 1060	31 : 3260
10 : 1160	32 : 3360
11 : 1260	33 : 3460
12 : 1360	34 : 3560
13 : 1460	35 : 3660
14 : 1560	36 : 3760
15 : 1660	37 : 3860
16 : 1760	38 : 3960
17 : 1860	39 : 4060
18 : 1960	40 : 4160
19 : 2060	41 : 4260
20 : 2160	42 : 4360
21 : 2260	43 : 4460
22 : 2360	44 : 4560

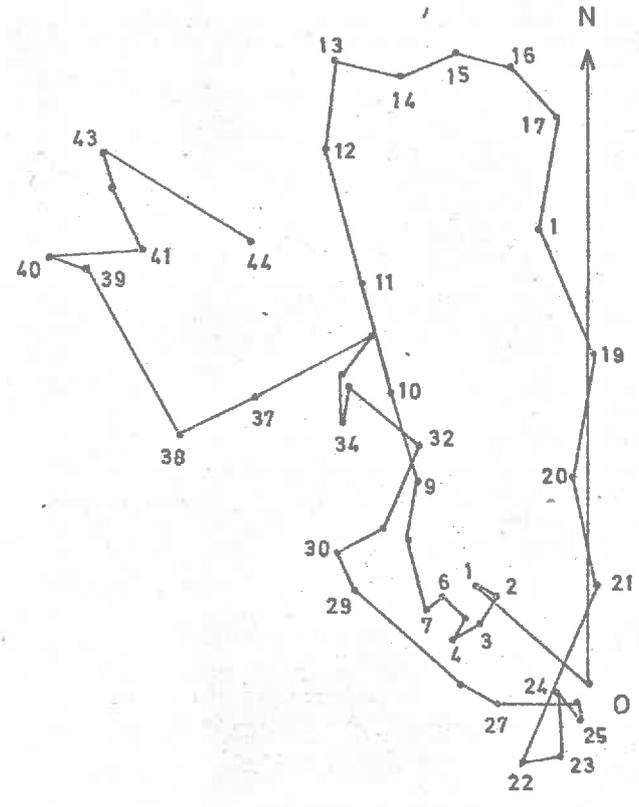


Figure 24c - HODOGRAPHE à 18 H 00 (8 Juin 1970)

sondage avant 11 heures. Mais le processus d'épaississement de la couche convective est bien analogue à celui décrit précédemment, avec rupture d'ondes de gravité internes atteignant une région à faible stabilité statique. Dans ce cas-là, l'existence du flux de chaleur négatif important au bas de la couche stable est bien confirmée.

La différence de comportement des flux de vapeur d'eau est liée certainement à la répartition préexistante de l'humidité entre le sol et l'atmosphère, différente de celle du 26 Juin. La résolution temporelle des sondages est cependant un peu faible pour parler de découplage entre les échanges de chaleur et de vapeur d'eau.

Enfin, plus importante est la présence d'une inversion à l'échelle mésosynoptique sous laquelle se développe la couche convective. Insistons sur le rôle du cisaillement de vent dans le blocage de la convection : après que l'inversion convective s'est confondue à l'inversion méso-synoptique, malgré sa valeur relativement faible (2 K), elle ne s'est pratiquement plus déplacée.

Nous verrons, dans le cas du 19 Juillet, un processus analogue, mais avec un développement ultérieur différent.

3. 4 Juin 1970

3.1. Situation synoptique et évolution

Un anticyclone (1035 mb), centré sur la Scandinavie se décale très lentement vers l'Est, tandis qu'une dépression sur le proche Atlantique se dirige vers la Péninsule Ibérique. Il en résulte un courant continental frais et sec de secteur Est sur la majeure partie de la France, tandis que le champ de pression s'affaiblit progressivement par le Sud-Ouest (figure 25).

La journée présente le type parfait de convection en ciel clair. La matinée est brumeuse et les pilotes signalent même quelques "cumulifications" visibles de l'avion (10 h 40) au sommet de la couche de brume qui se dissipe progressivement. Jusqu'à la fin de la journée, le ciel reste sans aucun nuage.

Malheureusement, au début de la campagne 1970 à Châteauroux, il n'était pas prévu d'enregistrement continu des sondages-avion verticaux, contrairement aux mesures en paliers, mais seulement un relevé manuel des sondages ascendants au début de chaque vol. C'est ainsi que pour les deux vols effectués le 4 Juin 1970, c'est-à-dire : le vol 6, de 10 h 10 à 12 h 20 ;

et le vol 7, de 14 h 55 à 17 h 15,

nous ne disposons que de deux sondages thermiques espacés de près de cinq heures (représentés sur les figures 26 a et b. Il ne pourra donc y avoir de calculs de flux pour cette journée.

Malgré cette lacune, il nous a paru bon d'utiliser les données recueillies ce jour pour procéder à une analyse statistique analogue et complémentaire à celle du 26 Juin. Nous avons choisi plus particulièrement cinq paliers, dont trois dans la couche convective proprement dite et deux dans les régions affectées par les ondes de gravité internes du bas de la couche stable, pour préciser le contraste spatio-temporel entre ces deux couches.

.../...

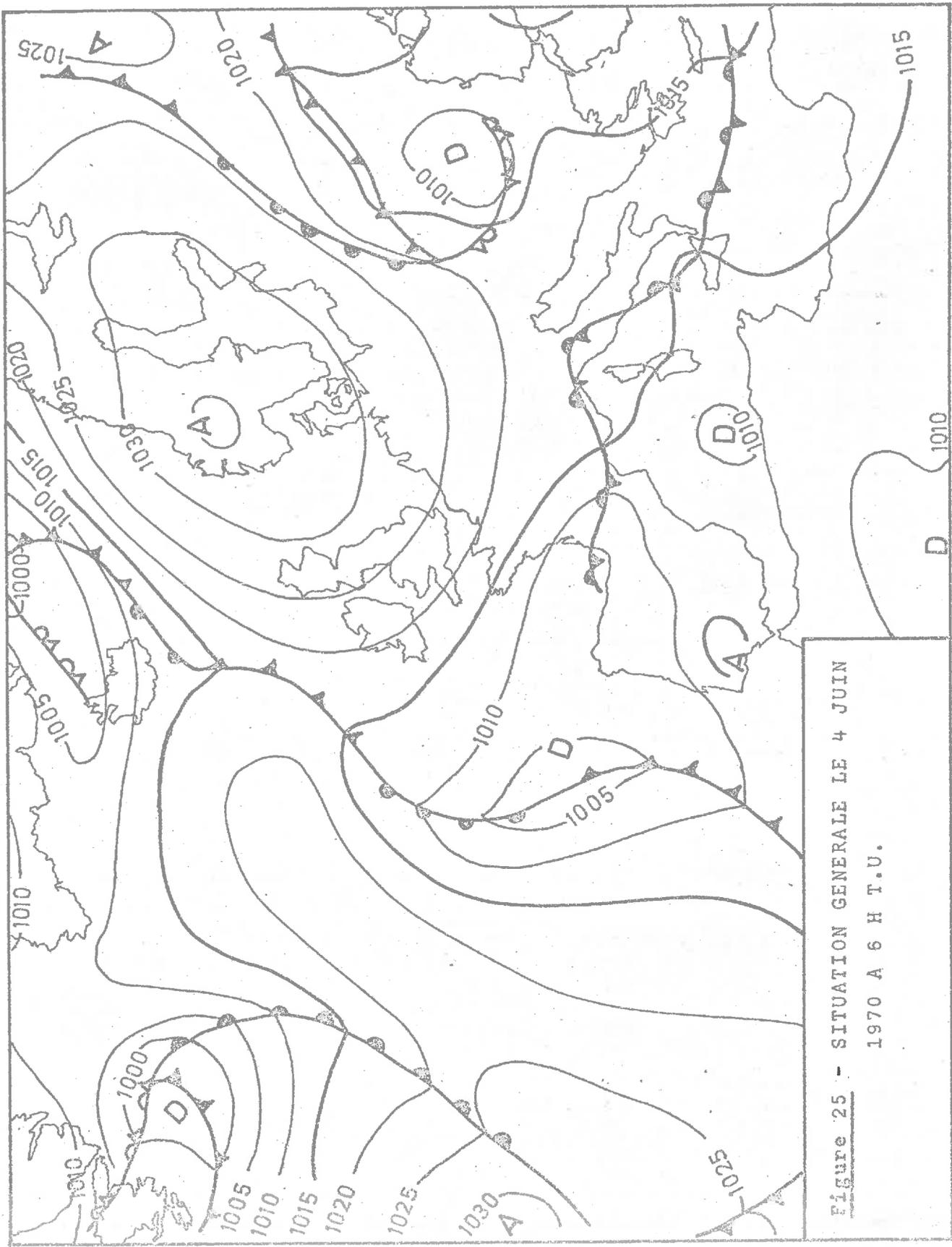


Figure 25 - SITUATION GENERALE LE 4 JUIN
1970 A 6 H T.U.

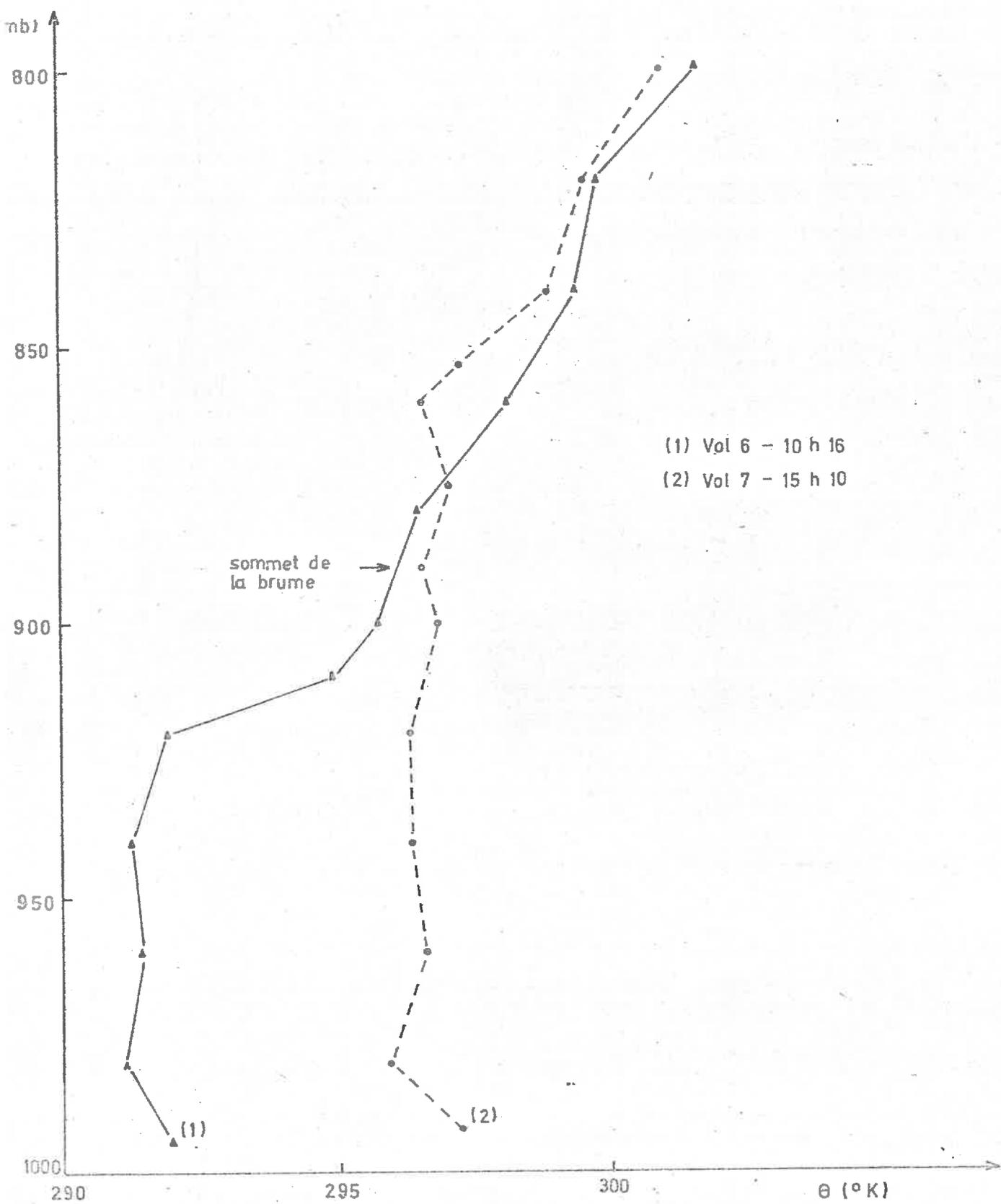


Figure 26a - PROFILS THERMIQUES (4 Juin 1970)

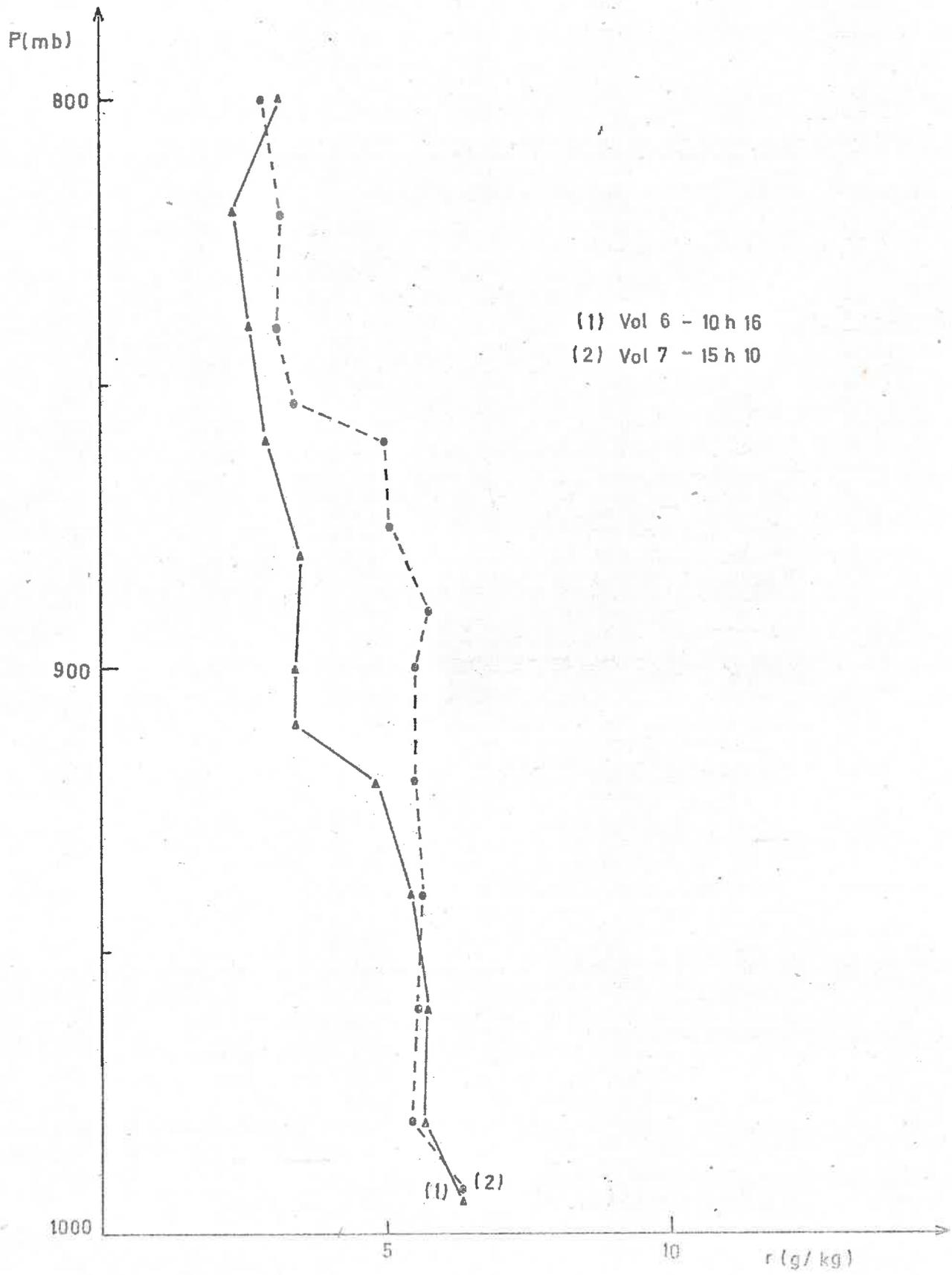


Figure 26b - PROFILS DE RAPPORT DE MELANGE (4 Juin 1970)

3.2. Caractérisation statistique des couches

Corrélations et longueurs d'échelle

On compare deux séquences de paliers : la première est faite lors du vol 6 (paliers 3, 4 et 5) entre 11 h 20 et 11 h 45 ; la suivante, beaucoup plus tard dans l'après-midi, lors du vol 7 (paliers 2 et 3) vers 16 h.

Les résultats des calculs figurent dans les tableaux 3 et 4.

a/ Vol 6

Le palier 3 (11 h 25 locales ; 870 m/mer) est situé à la partie inférieure d'un système d'ondes de gravité. Si l'on en juge par l'altitude de l'inversion en début de vol (10 h 20 ; cf. figure 26) et l'aspect haché de l'enregistrement HB (figure 27a), ce palier doit en effet se situer tout au bas de la couche stable ou plutôt au sommet de la couche convective (la température potentielle moyenne est voisine de celle des paliers inférieurs 4 et 5 - voir tableau 3), en tout cas dans la zone affectée par les ondes. Du fait de la position de ce palier, les résultats seront quelque peu différents des résultats précédents (ondes de gravité du 26 Juin 1970). Les variances sont élevées : en humidité par exemple, l'écart-type est proche de 9 %. Cependant, ce palier présente un aspect très hétérogène, tant en température qu'en humidité ; ceci se traduit par une corrélation globale température-humidité (intégrée sur toutes les échelles de mouvements représentées), faiblement négative, ($R_{\theta r} = 0,031$; $R_{\theta U} = -0,179$; cf. Tableau 3). Par ailleurs, la courbe d'autocorrélation $R_{\theta}(\tau)$ relative à ce palier 3 ne présente pas aux échelles mésosynoptiques de pseudo-périodicité bien marquée (figure 29a) ; la longueur d'échelle des mouvements turbulents reste faible (155 m; tableau 2). Nous reviendrons plus loin sur les fonctions de structure.

N° de palier	\bar{P} alt. en mb	\bar{z} en m/mer	\bar{z} en m/sol	Heure (locale)	$\bar{\theta}$ K	\bar{U} %	\bar{r} g/kg	σ_{θ}^2 K ²	σ_U^2 (%) ²	σ_r^2 (g/kg) ²	$R_{\theta U}$	$R_{\theta r}$	ϵ u.CGS	C_T U. CGS
Vol 6 3	911,29	870	710	11.24	293,78	39,45	4,01	0,393	80,37	0,870	-0,179	0,031	14,5	25,4.10 ⁻³
Vol 6 4	955,76	480	320	11.36	293,21	40,32	4,90	0,126	7,57	0,198	0,827	0,907	38,5	19,8.10 ⁻³
Vol 6 5	973,28	330	170	11.45	253,40	36,05	4,79	0,026	1,12	0,027	0,391	0,637	72,3	
Vol 7 2	825,32	1650	1490	15.59	298,64	37,93	3,40	0,397	70,09	0,427	-0,696	-0,573	17,0	19,3.10 ⁻³
Vol 7 3	908,84	870	710	16.13	296,86	43,92	5,41	0,038	2,92	0,069	0,827	0,908	22,6	

TABLEAU 3

Caractéristiques statistiques des paliers

N° de palier	Altitude (m/sol)	τ_0 (s)	$\frac{L_1}{V}$ (s)	$\frac{L_2}{V}$ (s)	$\frac{L_3}{V}$ (s)	$\frac{L}{V}$ (s)	L (m)
Vol 6 - 3	710	11,2	2,69	3,50	1,9	2,84	155
Vol 6 - 4	320	3,6	1,09	1,45	1,2	1,24	70
Vol 6 - 5	170	19,3	6,40	7,76	7,8	7,29	400
Vol 7 - 2	1490	15,6	7,27	6,27	9,5	7,56	415
Vol 7 - 3	710	2,0	1,00	0,80	1,25	1,00	55

$$L_1 = \bar{V} \int_0^{\tau_0} R(\tau) d\tau$$

$$L_2 = \bar{V} \cdot 0,402 \tau_0$$

$$L_3 = \bar{V} \cdot \tau_1$$

$$\bar{V} = 55 \text{ m/s}$$

$$L = (L_1 L_2 L_3)^{1/3}$$

TABLEAU 4

Calculs des longueurs d'échelle

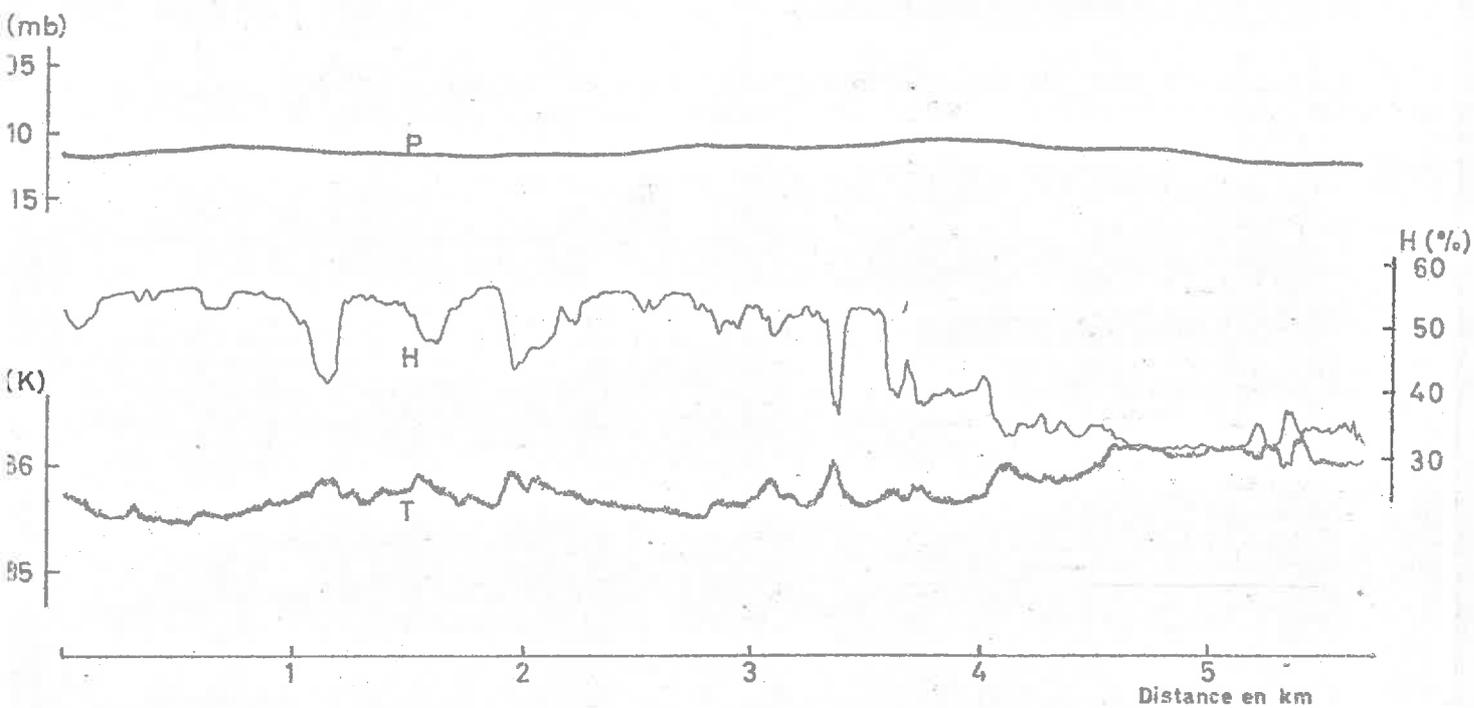


Figure 27a - ENREGISTREMENT H.B.
Palier 3 - Vol 6

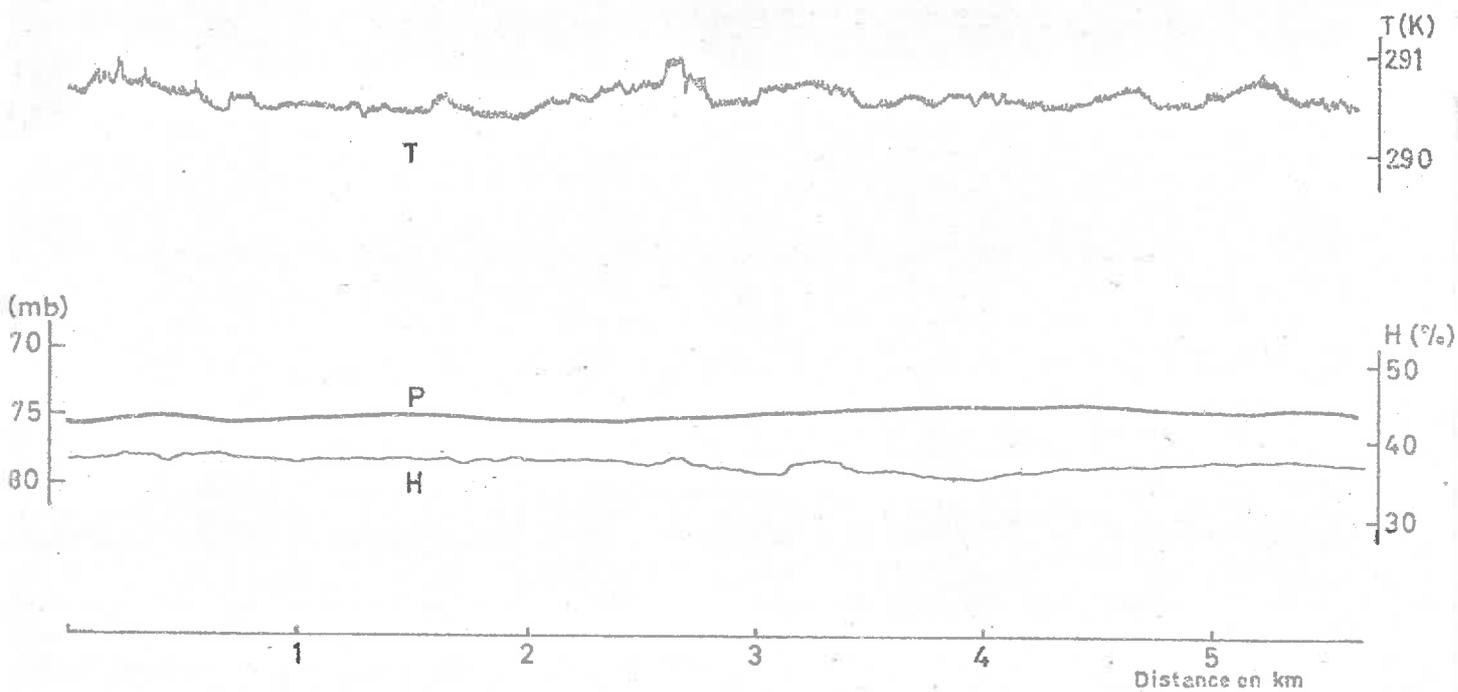


Figure 27b - ENREGISTREMENT H.B.
Palier 5 - Vol 6

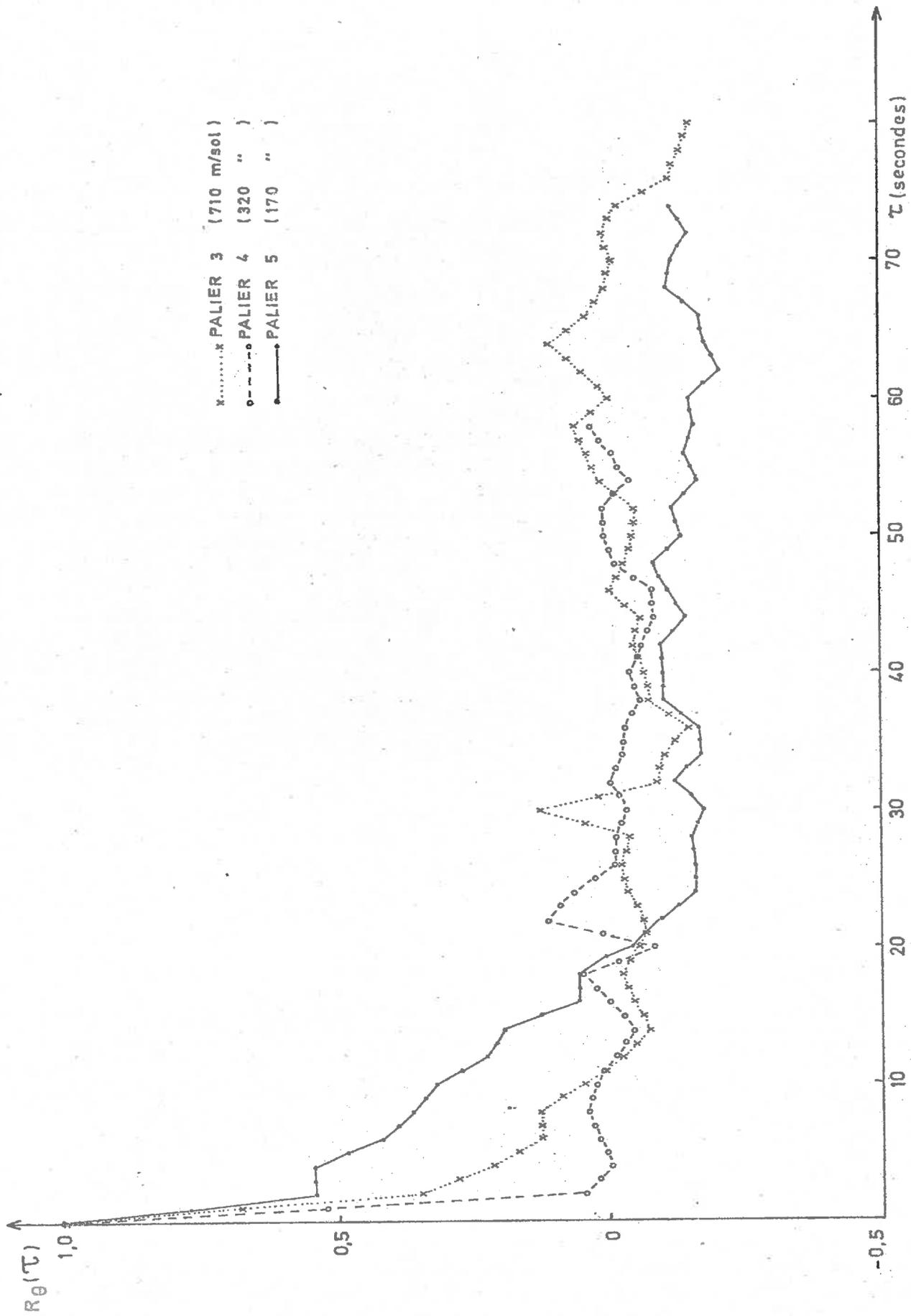


Figure 28a - COURBES D'AUTOCORRELATION SUR LA TEMPERATURE POTENTIELLE

Vol 6 - (4 Juin 1970)

Les paliers 4 (11 h 36 à 480 m/mer) et 5 (11 h 45 à 330 m/mer) ont été effectués dans la couche convective : les corrélations y sont toutes positives (cf. tableau 3). Sur le palier (4) la longueur d'échelle a une valeur faible (70 m, cf. tableau 4). Par contre, celle du palier 5 (400 m) est quelque peu forte : cette "pseudo-échelle" traduit peut-être l'organisation longitudinale des thermiques dont la distribution apparaît régulière et répétitive (cf. enregistrement HB, figure 27b). Notons également la discontinuité de la courbe d'autocorrélation (figure 28a) au point d'abscisse $\tau = 2$ secondes.

b/ Vol 7

Les deux paliers qui nous concernent ont été faits, l'un dans la couche stable avec ondes de gravité (palier 2 - 15 h 59, altitude 1650 m/mer), l'autre dans la couche convective (Palier 3 - 16 h 13, altitude : 870 m/mer). Ils illustrent à nouveau parfaitement le contraste évoqué précédemment entre ces deux types de couches : variances beaucoup plus élevées au niveau des ondes ; les corrélations entre la température et le rapport de mélange sont toutes positives (palier 3), ou toutes négatives (couche stable, palier 2, cf. tableau 3). Ce contraste se retrouve également sur les autocorrélogrammes $R_{\theta}(\tau)$. Les deux courbes expérimentales de la figure 28b en donnent un exemple frappant. Dans la couche stable, on peut schématiser la courbe d'autocorrélation par deux parties distinctes correspondant en gros à deux échelles de mouvement nettement séparées : une partie ondulatoire aux grandes longueurs d'onde (période spatiale : 2500 m) et une partie quasi-rectiligne aux petites échelles, donnant une longueur d'échelle de l'ordre de 400 m. Par contre, dans la couche convective, seule subsiste en général la dernière partie avec une longueur d'échelle beaucoup plus faible (55 m. pour le palier 3).

3.3. Fonctions de structure - Calculs de C_T et ϵ

Comme pour les paliers du 26 Juin 1970, les fluctuations de la température potentielle et de la vitesse du vent (tirées

.../...

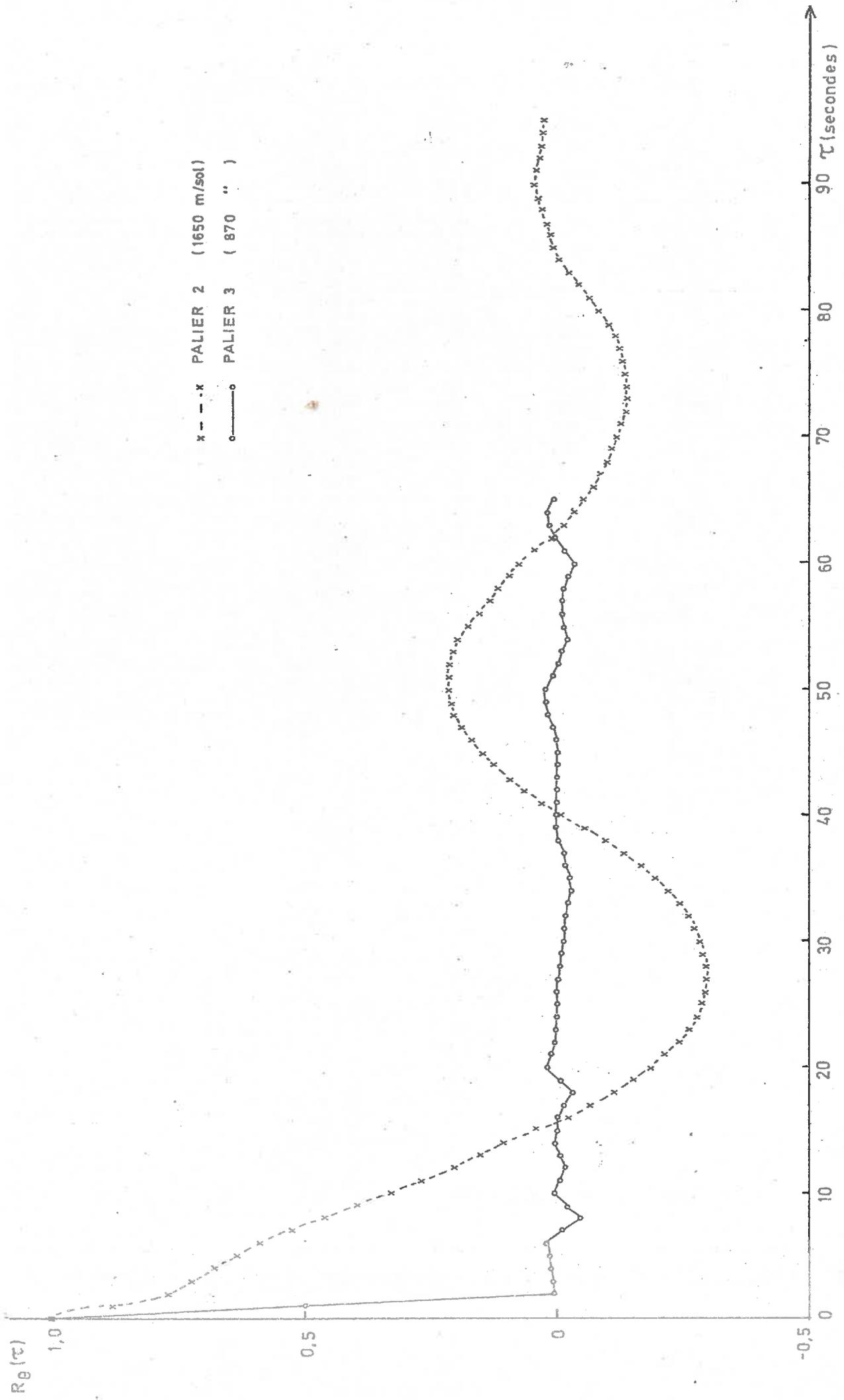


Figure 28b - COURBES D'AUTOCORRELATION SUR LA TEMPERATURE POTENTIELLE

Vol 7 - (4 Juin 1970)

de la pression dynamique) ont donné lieu à un calcul de fonction de structure (respectivement figures 29 et 30).

On peut mettre ainsi en évidence la bonne concordance avec la loi de variation en $2/3$, à l'exception des fluctuations en température sur les paliers inférieurs de la couche convective. Les valeurs de la constante de structure C_T et du taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique ϵ sont portées dans le tableau 3.

Remarquons tout d'abord les ordres de grandeur des deux paramètres : de 3 à 10 fois plus importants que ceux obtenus le 26 Juin en début de matinée (de 9 h à 10 h 15) dans un champ convectif moins développé. Cependant, les tendances sont sensiblement les mêmes : la valeur de ϵ croît considérablement lorsqu'on se rapproche du bas de la couche convective. De même, si on reste à une altitude constante (870 m/mer ; palier 3), le taux de dissipation visqueuse passe de 14,5 u. C.G.S. à 11 h 25, à 22,6 u. C.G.S. à 16 h après la montée du front convectif. Dans le même temps la longueur d'échelle passait de 155 à 55 m.

La valeur relativement plus faible de ϵ au palier 3 du vol 6 (14,5 u. C.G.S.) et proche de celle trouvée au palier 2 du vol 7 (17 u. C.G.S.) semble confirmer la présence d'ondes encore très stables à ce niveau. Ce résultat est compatible avec l'analyse spectrale (voir thèse de P. MASCART).

Pourtant, la température montre une plus grande variabilité que le vent et la constante de structure est alors beaucoup plus importante (25,4 u. C.G.S.) que dans le système d'ondes très pures du palier 2 du vol 7 (19,3 u. C.G.S.).

3.4 Structure du vent - Hôdographes

Le sondage du matin (7 h 25 - figure 31 a) montre l'existence d'un "jet" modéré dans les basses couches (13 m/s à 700 m : point 5), et d'une structure très peu variable au-dessus de 1700 m

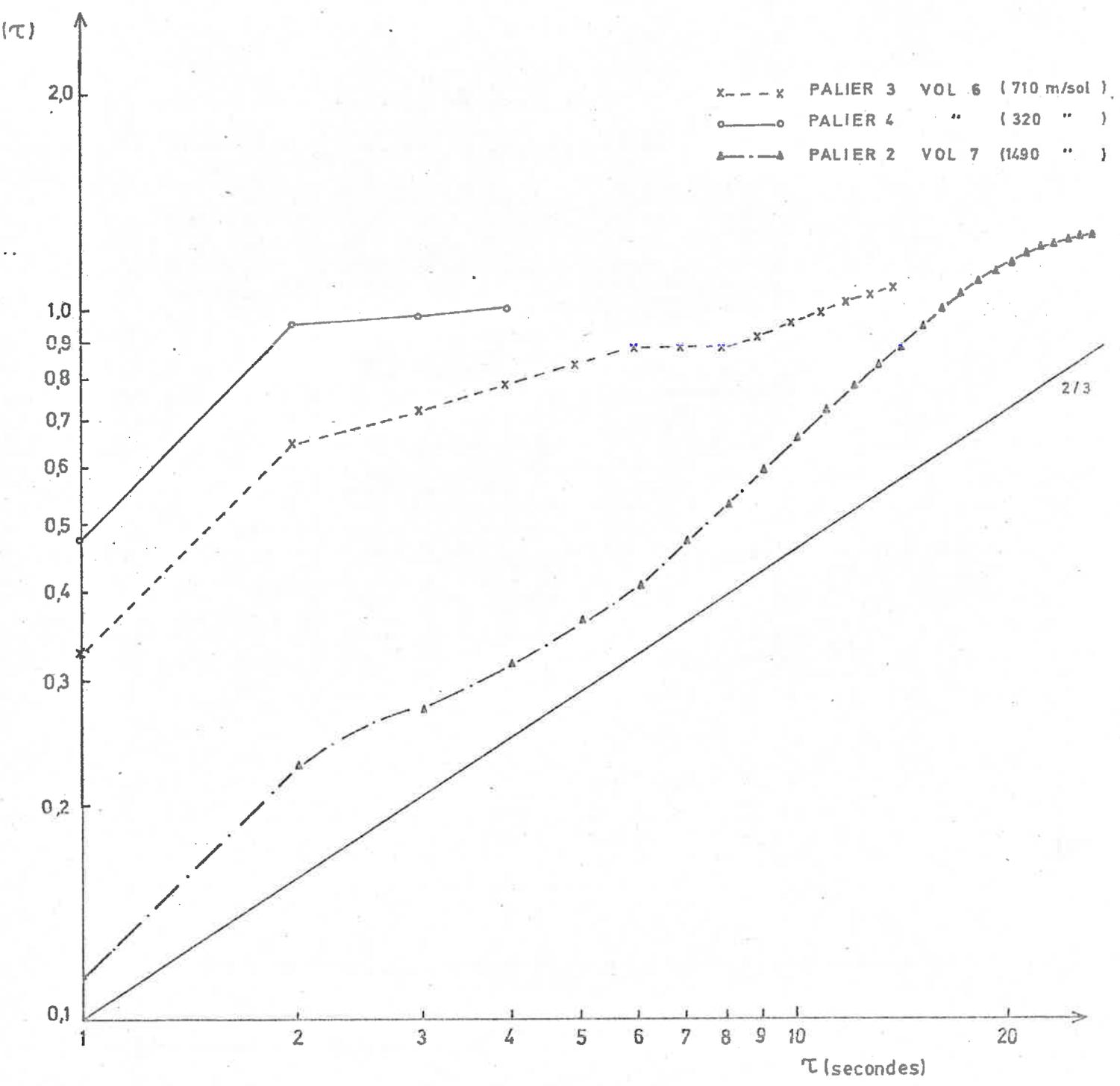


Figure 29 - FONCTIONS DE STRUCTURE DE LA TEMPERATURE POTENTIELLE
(4 Juin 1970)

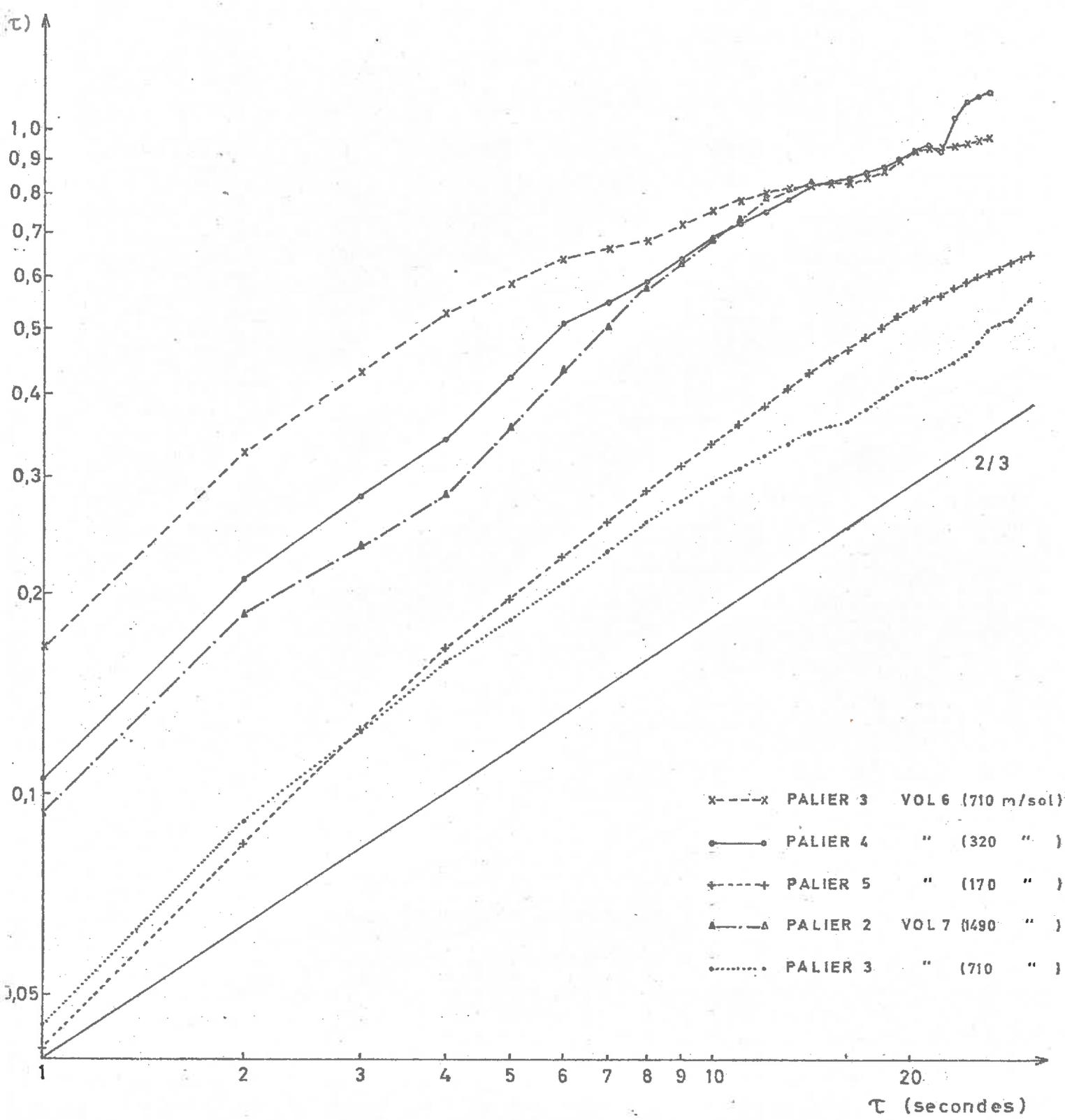


Figure 30 - FONCTIONS DE STRUCTURE SUR LA VITESSE DU VENT (4 Juin 1970)

Altitude des points
(m/mer)

- 1 : 270
- 2 : 380
- 3 : 490
- 4 : 600
- 5 : 710
- 6 : 820
- 7 : 930
- 8 : 1040
- 9 : 1150
- 10 : 1260
- 11 : 1370
- 12 : 1480
- 13 : 1590
- 14 : 1700

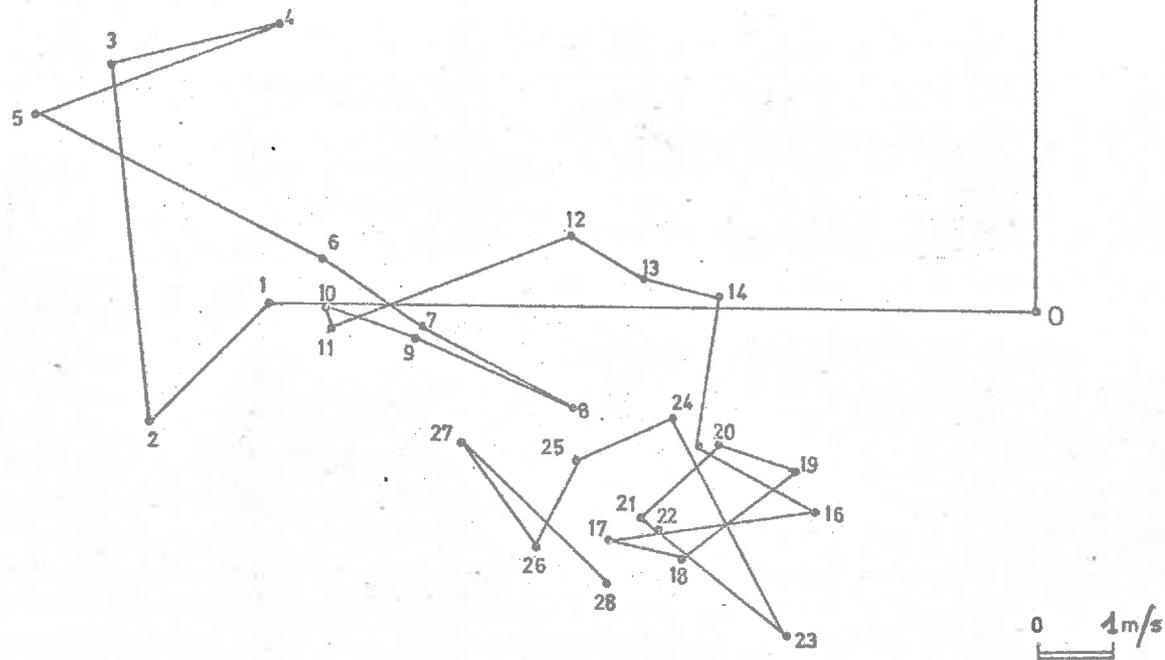


Figure 31a - SONDAGE-VENT N° 1 (7 h 25) - (4 Juin 1970)

Altitude des points
(m/mer)

- 1 : 260
- 2 : 360
- 3 : 460
- 4 : 560
- 5 : 660
- 6 : 760
- 7 : 860
- 8 : 960
- 9 : 1060
- 10 : 1160
- 11 : 1260
- 12 : 1360
- 13 : 1460

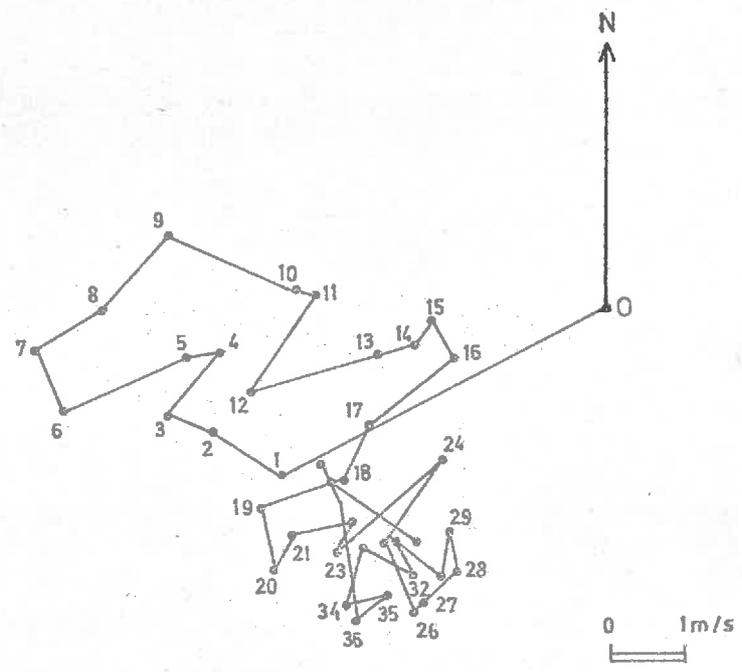


Figure 31b - SONDAGE-VENT N° 2 (10 h 30) - (4 Juin 1970)

(vent de nord-est, force 5 m/s).

Le "jet" s'atténue en cours de matinée puisque la vitesse maximale n'est plus que de 7 m/s à 10 h 30 (figure 31 b), à 860 m (point 7). C'est d'ailleurs sensiblement à ce niveau que se situent à ce moment les ondes enregistrées sur le palier 3 du vol 6. Au-dessus, en même temps qu'une diminution de la vitesse, la direction retourne progressivement au nord-est. Au-dessus de 1700 m (point 16), le feuillet à vent constant est toujours présent.

Aucun autre sondage-vent postérieur n'est disponible, mais nous remarquons que vers 16 h, la couche convective s'est étendue jusque vers 1650 m (altitude du palier 2 du vol 7), c'est-à-dire qu'elle va gagner toute la couche à vent variable de 10 h 30 (jusqu'aux points 15 à 17).

Cette étude statistique, limitée à la partie supérieure des basses couches convectives confirme le contraste, déjà signalé, entre les mouvements de faible longueur d'échelle de la couche adiabatique et les ondes de gravité excitées au bas de la couche stable.

En outre, elle nous a fourni des valeurs de la constante de structure et du taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique, dans un régime convectif plus évolué que celui du 26 Juin : les valeurs de C_T et de ϵ sont plus élevées.

Enfin, l'étude de la distribution verticale du vent montre à nouveau l'existence d'une organisation en feuillets et suggère le rôle de l'interaction de ce feuilletage avec le développement de la convection.

4.- 19 Juillet 1972

4.1. Situation synoptique et évolution

Depuis plusieurs jours, une zone de hautes pressions s'étend de l'Islande au nord de la Russie, maintenant l'Europe Occidentale hors du courant perturbé atlantique. Un marais de basses pressions relatives persiste au sud de ces hautes pressions : la France est sous l'influence de masses d'air instable, chaud et humide (d'après B.Q.R., cf. figure 32).

Le 19, en début de matinée, le ciel est clair mais brumeux ; puis vers 10 h 15 (locales) apparaissent les premiers petits cumulus au sommet de la couche de brume. Très rapidement, la convection devient profonde ; les cumulus atteignent vers 11 h le stade de cumulus congestus puis de cumulonimbus (le développement de l'un d'eux fait l'objet d'une étude par D. RAMOND et J.F. GAYET). Dès le début de l'après-midi, de violents orages éclatent sur toute la région.

4.2. Profils thermiques, rapport de mélange, hodographes

Les figures 33 et 34 représentent cinq sondages verticaux effectués par l'avion au cours de la matinée. En 33, sont portés les profils thermiques verticaux en température potentielle et en 34, le rapport de mélange.

a. Sondage I (7 h 45 locales)

Le point le plus bas du sondage n'est qu'à 80 m au-dessus du sol : la couche convective n'a pas encore atteint ce niveau. A partir de 960 mb et surtout au-dessus de 955 mb, la stabilité statique est faible ($\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 5,3 \text{ K/km}$) à l'exception toutefois d'une tranche de faible épaisseur entre 926 et 917 mb.

.../...

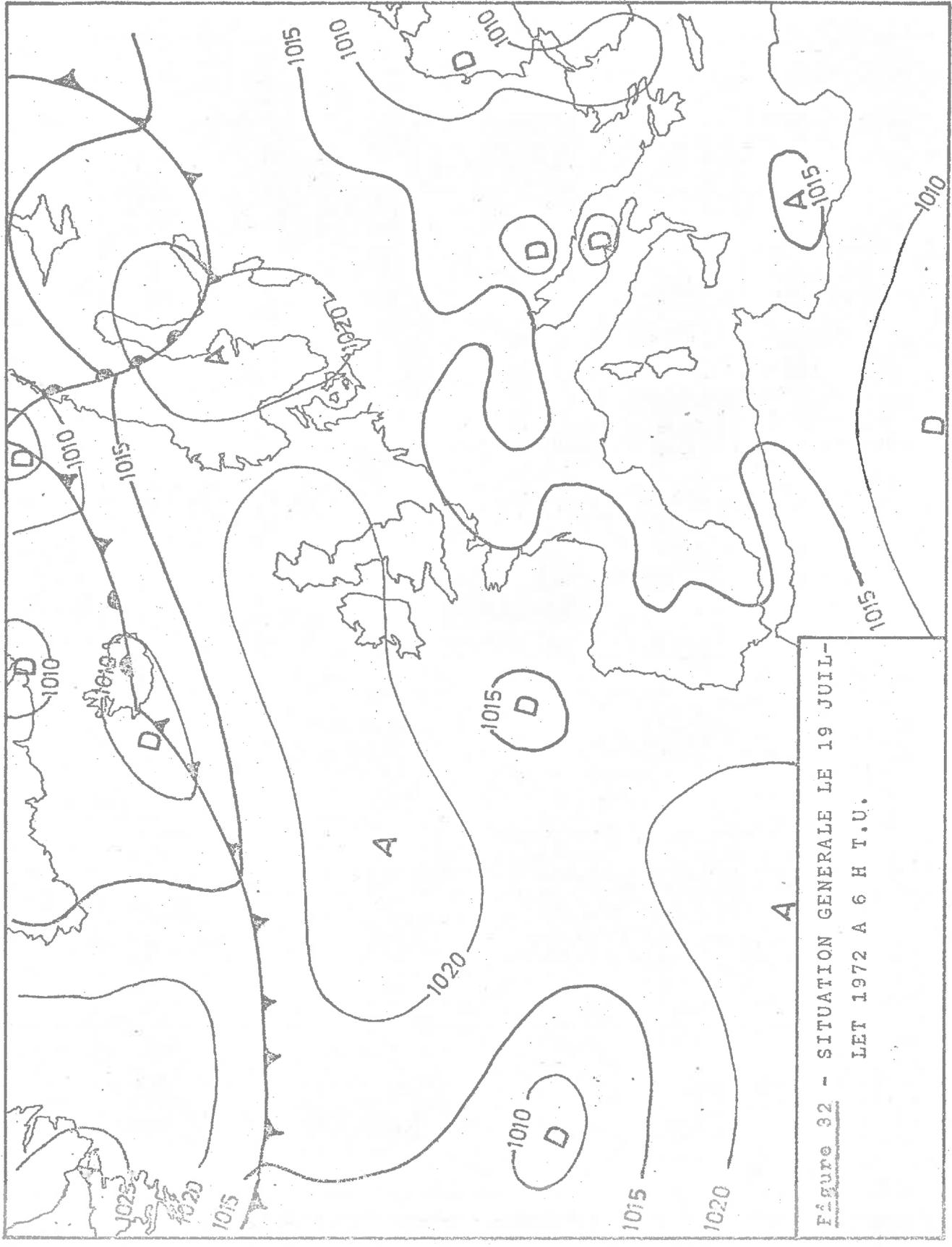


Figure 32 - SITUATION GENERALE LE 19 JUIL-
LET 1972 A 6 H T.U.

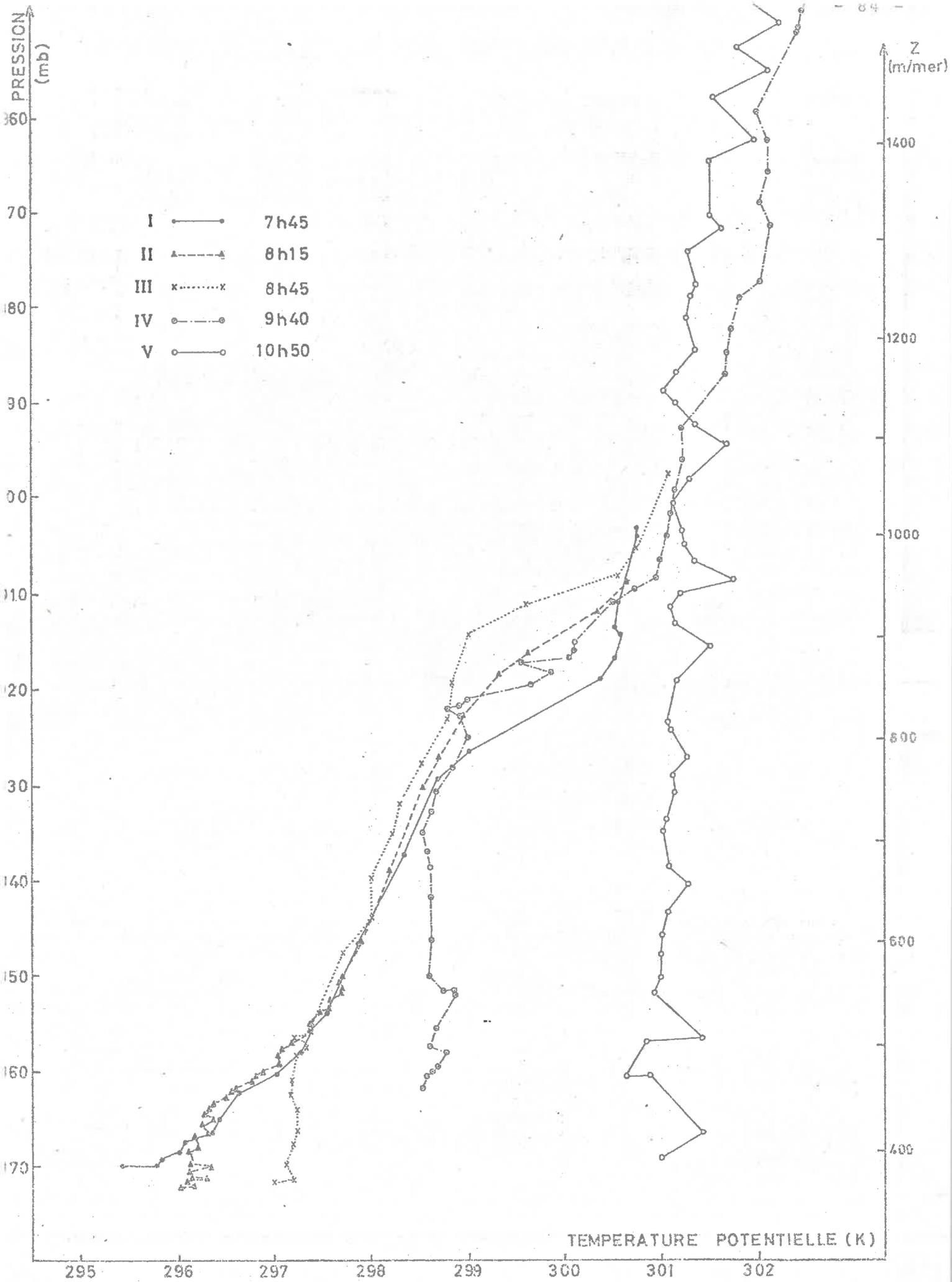


Figure 33 - EVOLUTION DES PROFILS THERMIQUES (19 Juillet 1972)

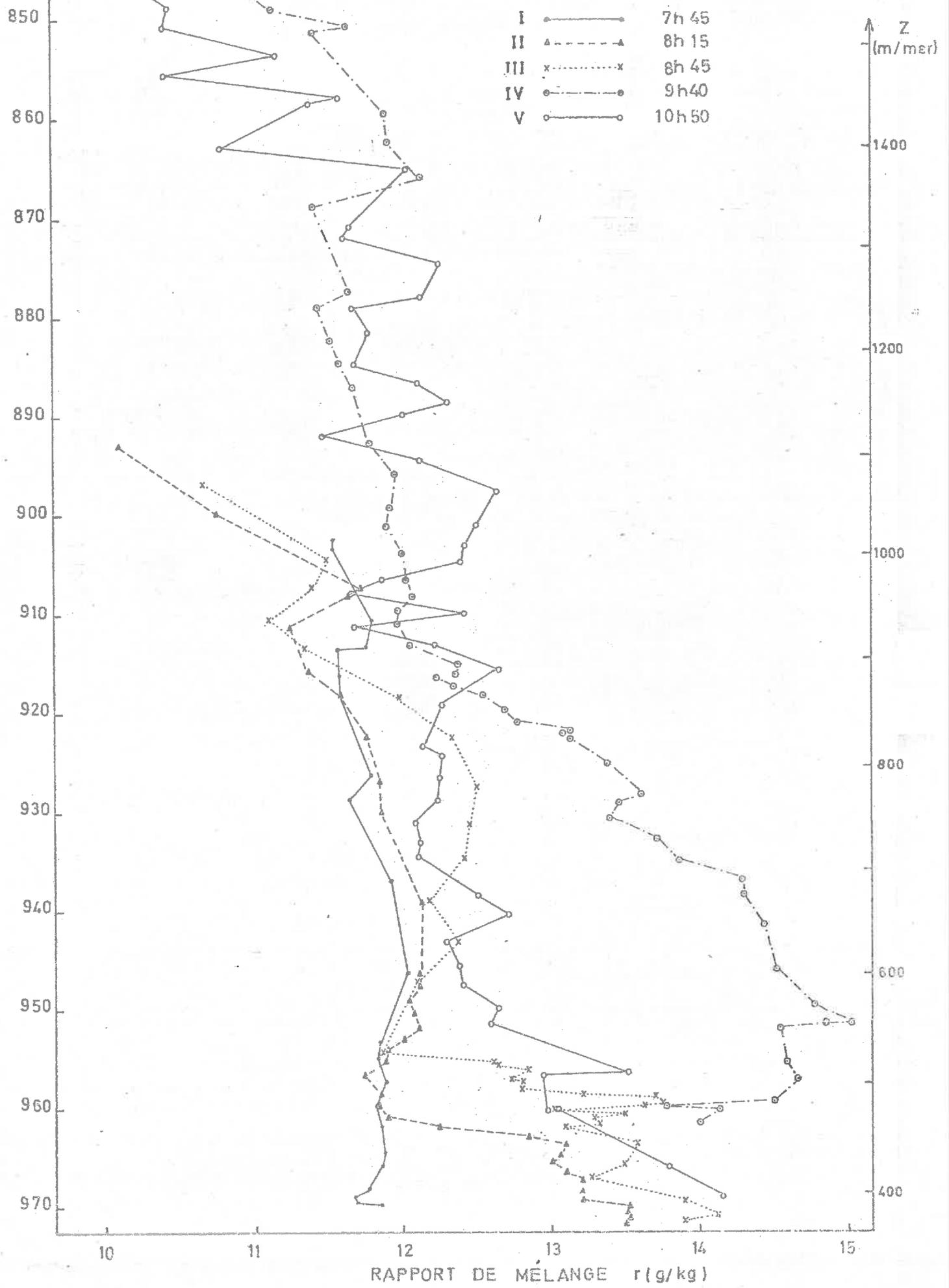


Figure 34 - EVOLUTION DES PROFILS DE RAPPORT DE MELANGE
(19 Juillet 1972)

Le rapport de mélange, de niveau moyen élevé (12 g/kg) est remarquablement constant sur toute l'épaisseur du sondage.

Les sondages-vent n° 1 de 7 h 44 (cf. figure 35a) et n° 2 de 8 h (non représenté) ne montent pas assez haut pour permettre l'étude des conditions préexistantes pour cette journée, avant le développement de la convection. Signalons seulement le changement de régime à 200 m (au-dessus du sol : point n° 3) : il coïncide avec le changement de stabilité noté à 955 mb.

b. Sondage II (8 h 15)

La couche convective, dont la température potentielle moyenne est maintenant de 296,2 K et le rapport de mélange 13,1 g/kg, a atteint environ 965 mb (sensiblement 150 m au-dessus du sol). Au-dessus les profils demeurent pratiquement inchangés.

Le sondage-vent n°3 (8 h 22 ; cf. figure 35b) montre l'existence d'un cisaillement de vent avec une vitesse maximum de 7 m/s à 800 m/sol, (point 12). Parallèlement à cette intensification, on observe vers 920 mb, donc juste sous le maximum du vent (points 8 à 10 de l'hodographe) une stabilisation prononcée du profil thermique, déjà signalée lors du sondage précédent. Remarquons enfin l'absence de tensions dynamiques au-dessus de 1400 m : le vent faible (3 m/s) de secteur Nord-Ouest reste très constant avec l'altitude

c. Sondage III (8 h 45)

La couche convective s'est encore échauffée (température potentielle moyenne : 297,2 K). Son sommet est à 955 mb environ (210 m au-dessus du sol) ; il atteint alors la zone de faible stabilité statique.

En humidité, l'homogénéisation liée au développement de la couche convective a provoqué une augmentation du rapport de

.../...

mélange d'environ 1 g/kg entre 964 et 955 mb.

Le sondage-vent n°4 (9 h ; figure 35c) confirme les observations de 8 h 22 : le cisaillement s'est même encore renforcé (9 m/s à 950 m au-dessus du sol ; point 14) avec maximum du cisaillement entre les points 11 et 12, juste au-dessous de la couche à stabilité accrue.

d. Sondage IV (9 h 40)

La couche convective, dont la montée s'est accélérée à la traversée de la couche de faible stabilité entre 955 et 925 mb a atteint maintenant l'inversion mésosynoptique avec cisaillement du vent où elle est temporairement bloquée. Toutefois, au-dessus de 910 mb, on rencontre à nouveau une couche en instabilité conditionnelle qui se prolonge, semble-t-il, jusqu'aux plus hautes couches de la troposphère.

L'humidité a considérablement augmenté dans toute la couche convective. Le rapport de mélange a alors une valeur moyenne de 14,5 g/kg.

Le sondage-vent n° 5 (9 h 30 ; cf. figure 35 d) marque un accroissement de l'épaisseur du "jet" (600 m ; points 9 à 22) ; à ce niveau, il y a insertion d'un feuillet advectif froid dont l'érosion par la couche convective se fera lentement.

e. Sondage V (10 h 50)

Le fort accroissement en température potentielle dans les basses couches s'est produit rapidement (de 298,7 K à 301 K en 70 minutes seulement) ; l'inversion à 920 mb a été détruite, n'entravant plus les mouvements convectifs. Par suite, l'homogénéisation convective s'étend maintenant très haut dans la basse troposphère. De ce fait, il y a transfert très rapide de la vapeur d'eau confinée sous l'inversion précédente où elle s'était accumulée,

.../...

Altitude des points (m/mer)

1	:	367
2	:	433
3	:	500
4	:	567
5	:	633
6	:	700
7	:	767
8	:	833
9	:	900
10	:	967
11	:	1033
12	:	1100
13	:	1167
14	:	1233
15	:	1300
16	:	1367
17	:	1433
18	:	1500
19	:	1567
20	:	1633
21	:	1700
22	:	1767
23	:	1833
24	:	1900
25	:	1967
26	:	2033
27	:	2100
28	:	2167
29	:	2233
30	:	2300
31	:	2367
32	:	2433
33	:	2500
34	:	2567
35	:	2633
36	:	2700
37	:	2767
38	:	2833
39	:	2900
40	:	2967
41	:	3033
42	:	3100

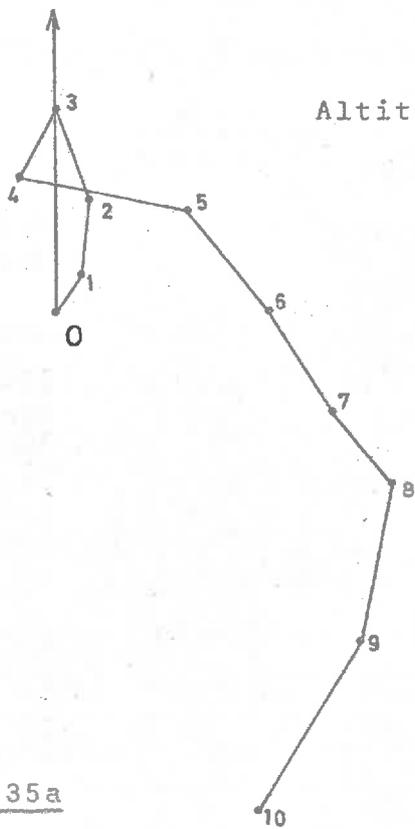


Figure 35a

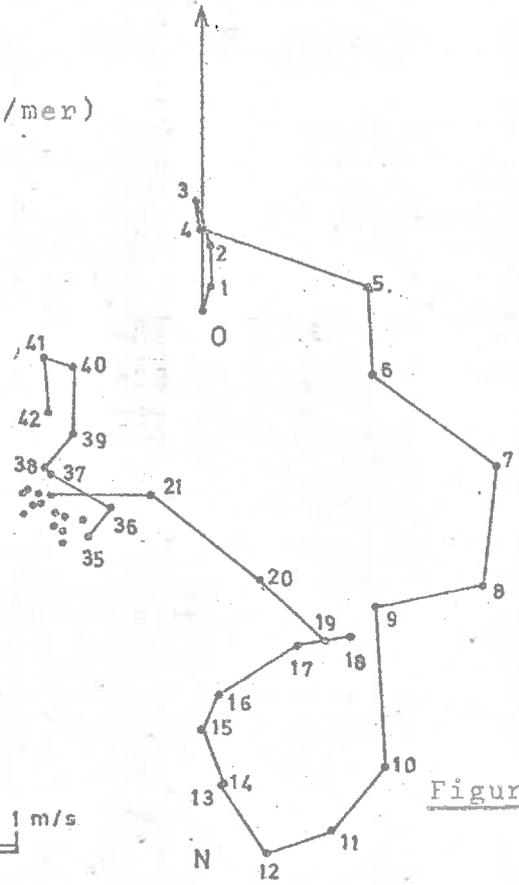


Figure 35b

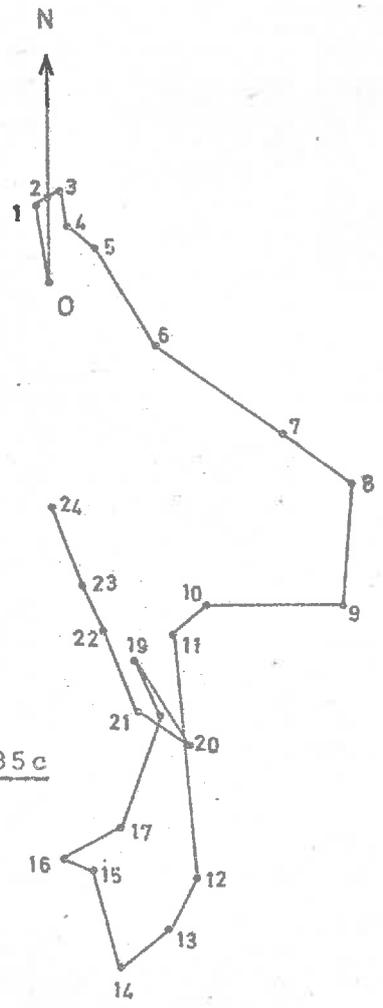


Figure 35c

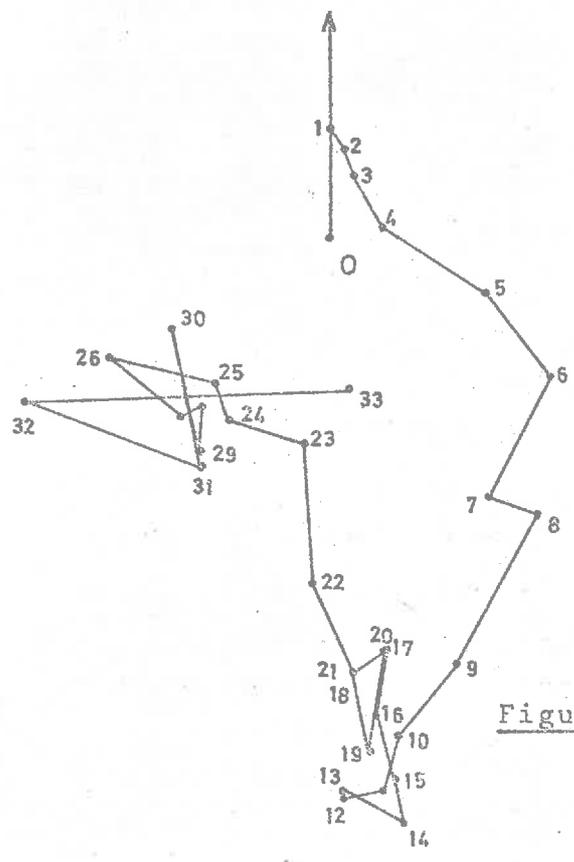


Figure 35d

Figures 35 - SONDAGES-VENT - HODOGRAPHES

a/ Sondage n° 1 - 7 h 45
 b/ Sondage n° 3 - 8 h 22

c/ Sondage n° 4 - 9 h 00
 d/ Sondage n° 5 - 9 h 30

Altitude des points (m/mer)

- 1 : 350
- 2 : 400
- 3 : 450
- 4 : 500
- 5 : 550
- 6 : 600
- 7 : 650
- 8 : 700
- 9 : 750
- 10 : 800
- 11 : 850
- 12 : 900
- 13 : 950
- 14 : 1000
- 15 : 1050
- 16 : 1100
- 17 : 1150
- 18 : 1200
- 19 : 1250
- 20 : 1300
- 21 : 1350
- 22 : 1400
- 23 : 1450
- 24 : 1500
- 25 : 1550
- 26 : 1600
- 27 : 1650
- 28 : 1700
- 29 : 1750
- 30 : 1800
- 31 : 1850
- 32 : 1900
- 33 : 1950
- 34 : 2000
- 35 : 2050
- 36 : 2100
- 37 : 2150
- 38 : 2200
- 39 : 2250
- 40 : 2300
- 41 : 2350
- 42 : 2400
- 43 : 2450
- 44 : 2500
- 45 : 2550
- 46 : 2600
- 47 : 2650

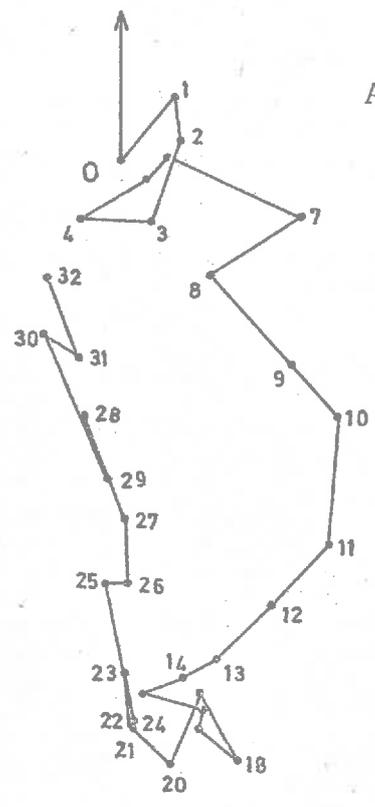


Figure 35e

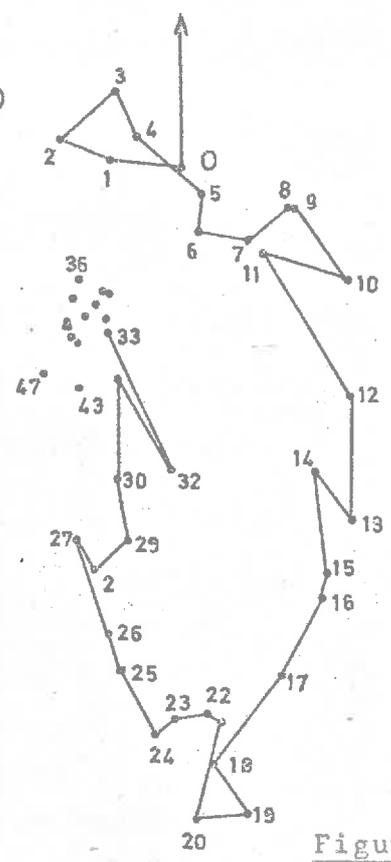


Figure 35f

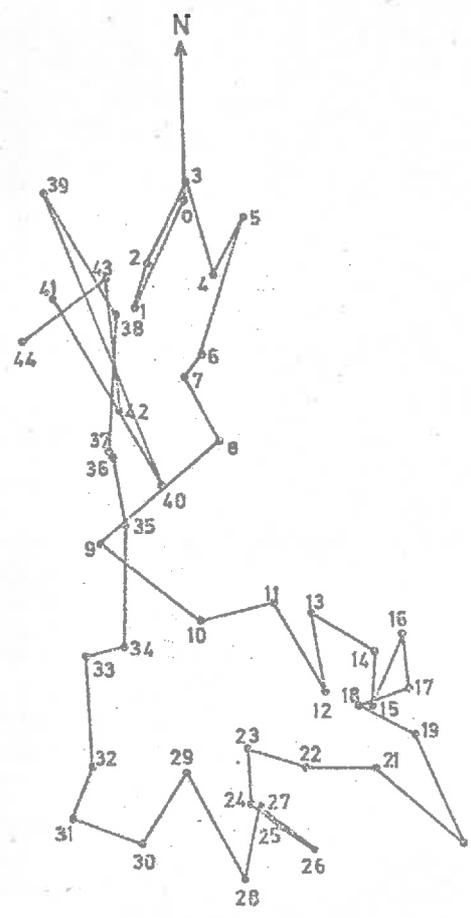


Figure 35g

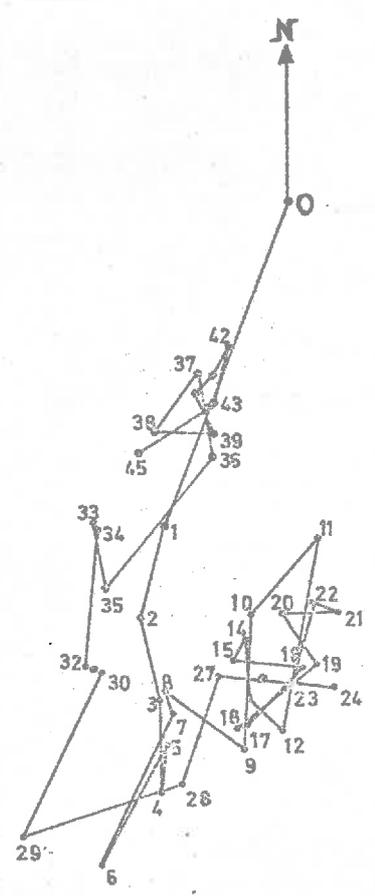


Figure 35h

Figures 35 (suite) - SONDAGES-VENT - HODOGRAPHES

e/ Sondage n° 6 - 10 h 06

g/ Sondage n° 8 - 11 h 00

f/ Sondage n° 7 - 10 h 33

h/ Sondage n° 9 - 11 h 48

Altitude des points (m/mer)

- 1 : 350
- 2 : 400
- 3 : 450
- 4 : 500
- 5 : 550
- 6 : 600
- 7 : 650
- 8 : 700
- 9 : 750
- 10 : 800
- 11 : 850
- 12 : 900
- 13 : 950
- 14 : 1000
- 15 : 1050
- 16 : 1100
- 17 : 1150
- 18 : 1200
- 19 : 1250
- 20 : 1300
- 21 : 1350
- 22 : 1400
- 23 : 1450
- 24 : 1500
- 25 : 1550
- 26 : 1600
- 27 : 1650

0 1 m/s

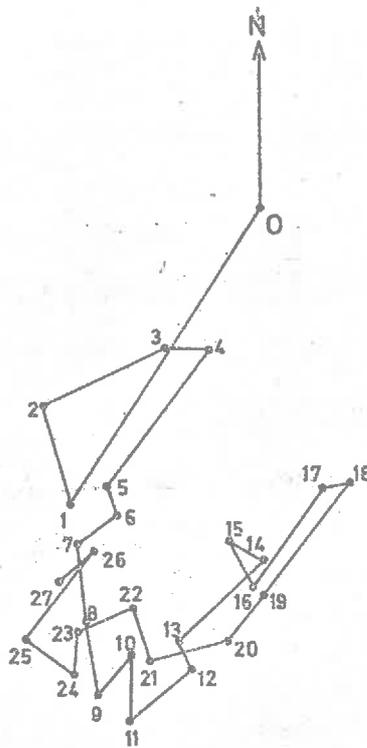


Figure 35i

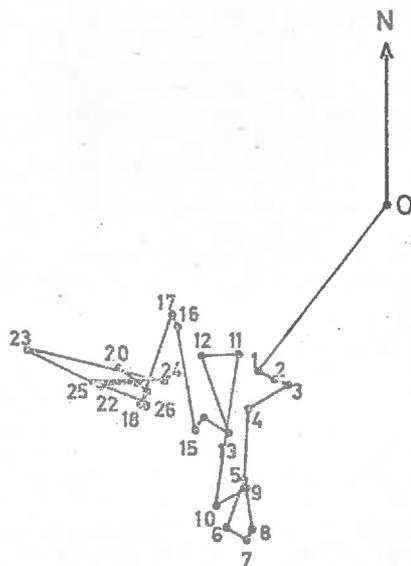


Figure 35j

Figures 35 (suite) - SONDAGES-VENT - HODOGRAPHES

i/ Sondage n° 10 - 12 h 30

j/ Sondage n° 12 - 13 h 30

vers les couches supérieures et le rapport de mélange sous le niveau 920 mb diminue de 2 g/kg.

A 10 h 33, il subsistait toujours une région de vent maximum vers 1000 m au-dessus du sol (1300 m/mer) (cf. sondage-vent n° 7 ; figure 35e). Les sondages suivants dénotent un vent extrêmement turbulent dans les basses couches, de secteur Nord (sondage-vent n° 8 à 11 h ; figure 35f) ; et sous l'effet du brassage convectif intense, une régularisation des profils de vent, avec disparition du "jet" (cf. figure 35 g, sondage n° 12 à 13 h 30).

4.3. Flux vertical de chaleur

Le taux de refroidissement dû au rayonnement aux grandes longueurs d'ondes est calculé sur le sondage IV (9 h 40). On trouvera la courbe de variations dans l'annexe A (méthode de BROOKS).

Comme dans les cas précédents sont portées en fonction de l'altitude z :

- . sur la figure 36a, les variations de ΔH = divergence du flux vertical de chaleur sur des tranches de 100 m d'épaisseur ;
- . et sur la figure 36 b, les variations du flux vertical total de chaleur, intégré sur toute la basse atmosphère depuis le niveau z_0 où le flux demeure nul.

REMARQUES : 1. Les altitudes sont données en kilomètres au-dessus du niveau de la mer ; la zone d'expérience est à une altitude moyenne de 310 mètres.

2. les sondages avion ne descendent pas assez près du sol pour permettre une évaluation du flux dans les très basses couches : la valeur la plus basse est estimée à 150 m au-dessus du sol.

.../...

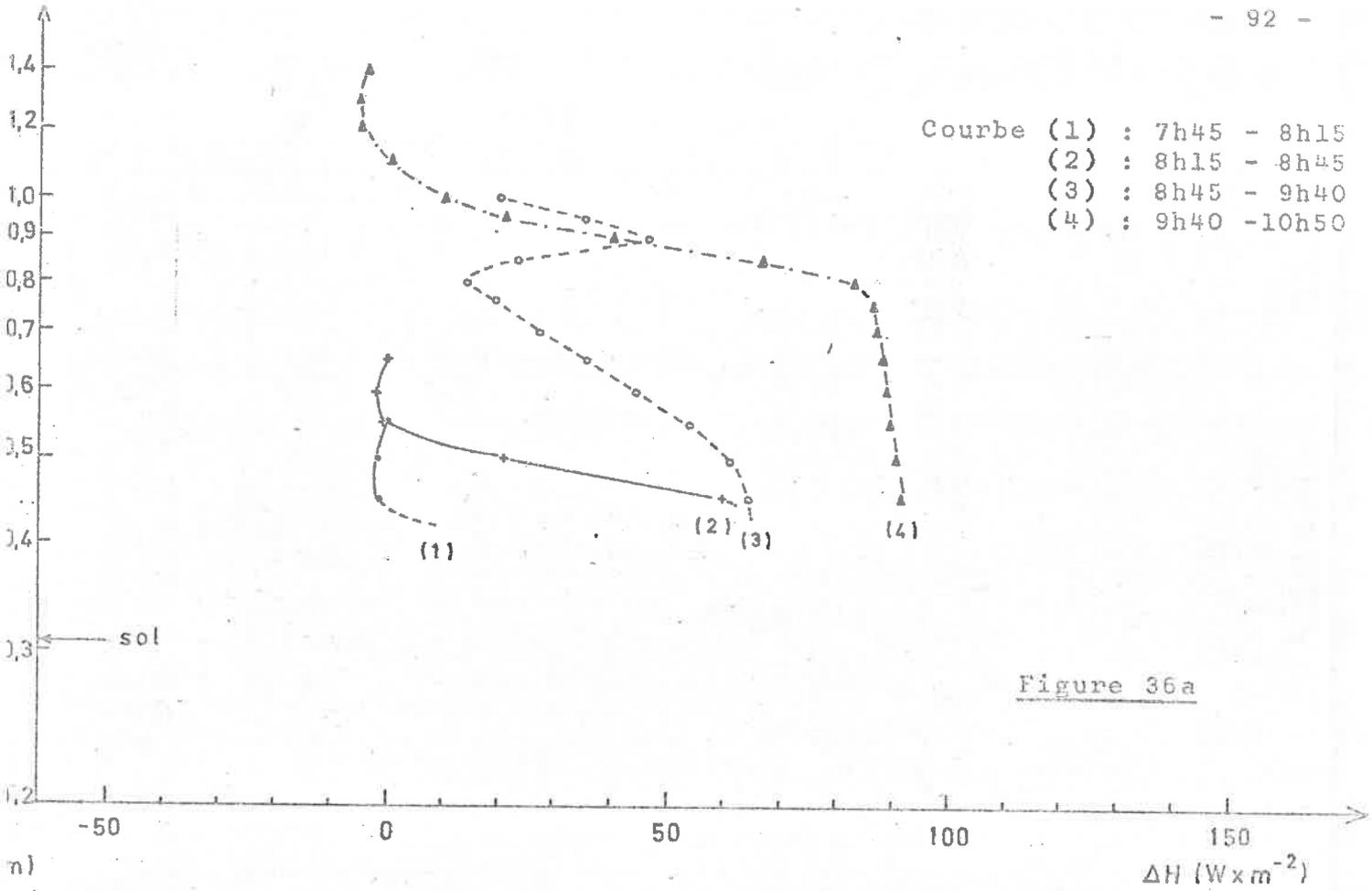


Figure 36a

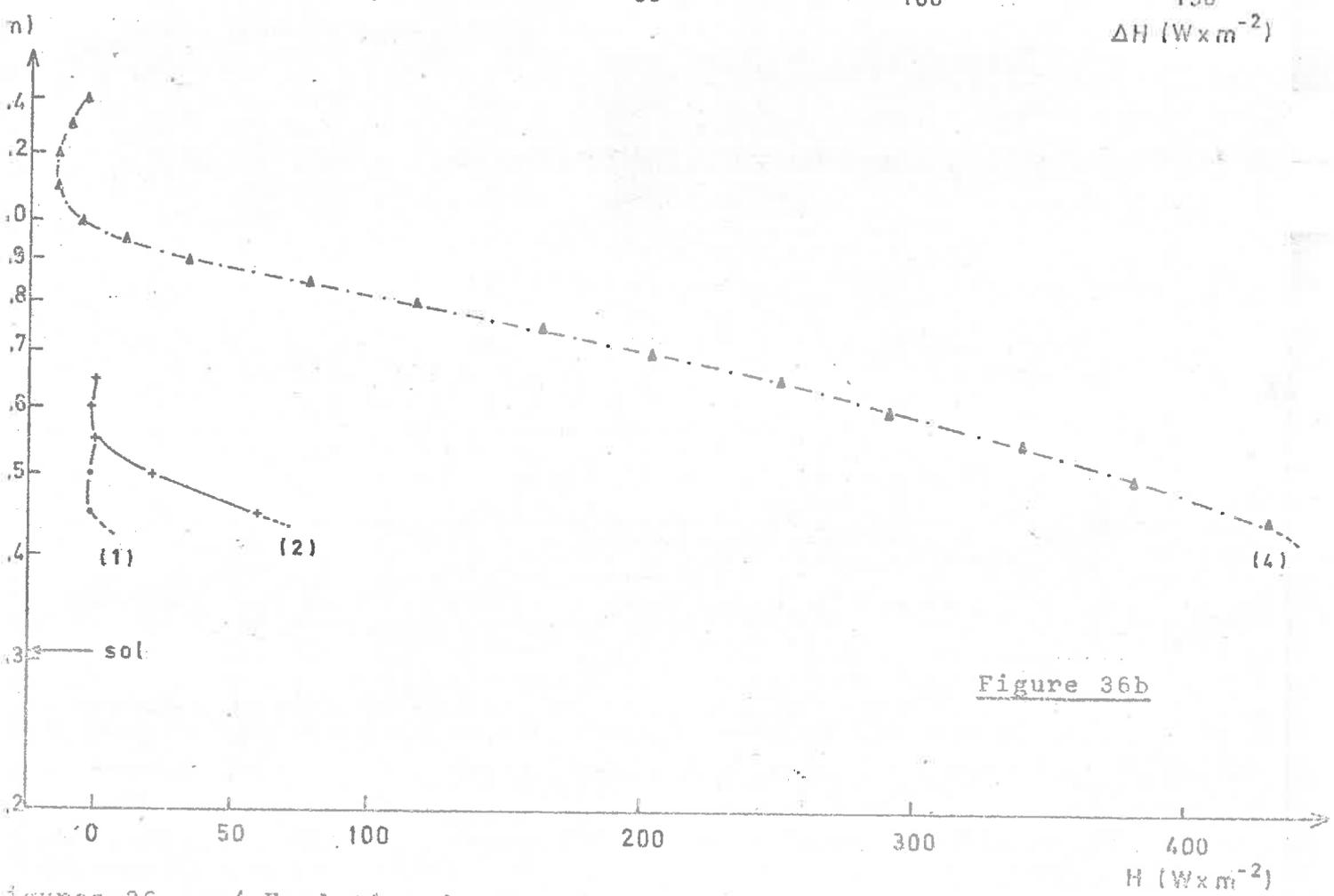


Figure 36b

figures 36 - a/ Evolution de ΔH , divergence du flux vertical de chaleur par tranches de 100 m.

b/ Evolution du flux de chaleur global.

(19 Juillet 1972).

La courbe 1 est relative à l'intervalle de temps compris entre les sondages I et II, soit de 7 h 45 à 8 h 15 . Le flux vertical de chaleur est quasiment nul au-dessus de 947 mb (300 m/sol). Immédiatement au-dessous de ce niveau, il est faiblement négatif par suite du faible refroidissement observé vers 964 mb (cf. figure 33).

La courbe 2 est relative à la période 8 h 15 - 8 h 45, entre les sondages II et III. On retrouve les mêmes caractéristiques que précédemment, mais le niveau à flux nul a été pris à 936 mb (400 m/sol). Les flux positifs se sont accrus.

La courbe 3 est relative à la période 8 h 45 - 9 h 40 (entre les sondages III et IV). L'altitude maximum du sondage III est insuffisante et ne permet pas le choix d'un niveau à flux nul. Pour cette raison, cette courbe n'a pas été portée sur la figure 36b. Cela est d'autant plus regrettable que cette période de 55 minutes correspond à un épaissement accéléré de la couche convective.

Une ambiguïté subsiste sur l'existence du pic en ΔH au niveau 0,9 km correspondant à l'écart entre le niveau de l'inversion mésosynoptique à 913 mb du sondage III et l'inversion à 920 mb de la courbe IV.

Toutefois, il n'est pas apparu de flux négatif notable lors de ce saut qui s'est déroulé plus lentement, semble-t-il, que pour les cas évoqués précédemment (26 et 8 Juin 1970).

La courbe 4 couvre la période 9 h 40 - 10 h 50, entre les sondages IV et V. On pourra admettre qu'au point le plus élevé des sondages (845 mb), le flux de chaleur est sensiblement nul ; cela est d'autant plus plausible que la différence de température entre les deux sondages est pratiquement nulle à cette altitude.

On note un flux de chaleur négatif, assez faible, au-dessus de 1000 m, mais ce qui apparaît surtout, ce sont les valeurs considérables du flux positif : le prolongement de la courbe $H(z)$ donnerait au voisinage du sol un flux proche de 500 W/m^2 contre 340 W/m^2 pour le 26 Juin 1970.

Effectivement, le taux local d'augmentation de la température est de 2,5 K/heure aux altitudes inférieures à 1000 m alors qu'il n'était que de 1,3 K/heure le 26 Juin 1970, (cf. figure 37a : variations de la température en fonction de l'heure à 400, 600, 800 et 1000 m/mer et comparaisons avec le 26 Juin 1970).

Rappelons qu'au début de la période qui nous intéresse, la zone d'expériences était sous une couverture de brume dans laquelle commençaient à apparaître quelques cumulifcations.

Le chauffage important paraît lié à un effet de serre avec confinement de l'activité convective dans les basses couches brumeuses par la couche d'arrêt (inversions mésosynoptiques de température et fort cisaillement du vent), véritable "couvercle" sous lequel s'est accumulée l'énergie convective. Dès que la couche d'arrêt a pu être percée, le caractère de la convection s'est modifié brutalement et on est passé presque sans transition à la convection profonde avec couverture nuageuse continue, épaisse, et des orages sur toute la région.

4.4. Flux de vapeur d'eau

Sur la figure 38 sont portées en fonction de l'altitude les valeurs de ΔE , divergence verticale du flux de vapeur d'eau pour des tranches de 100 m d'épaisseur. Les courbes 1, 2, 3 et 4 correspondent évidemment aux mêmes intervalles de temps que les flux verticaux de chaleur.

La courbe 1 accuse la forte humidification consécutive aux transports verticaux liés à l'épaississement de la couche convective jusqu'à 963 mb, entre les sondages I et II.

Les courbes 2 et 3 montrent la progression de l'homogénéisation convective avec un gain maximal pour les couches situées au-dessus de l'inversion relative à la période précédente. On re-

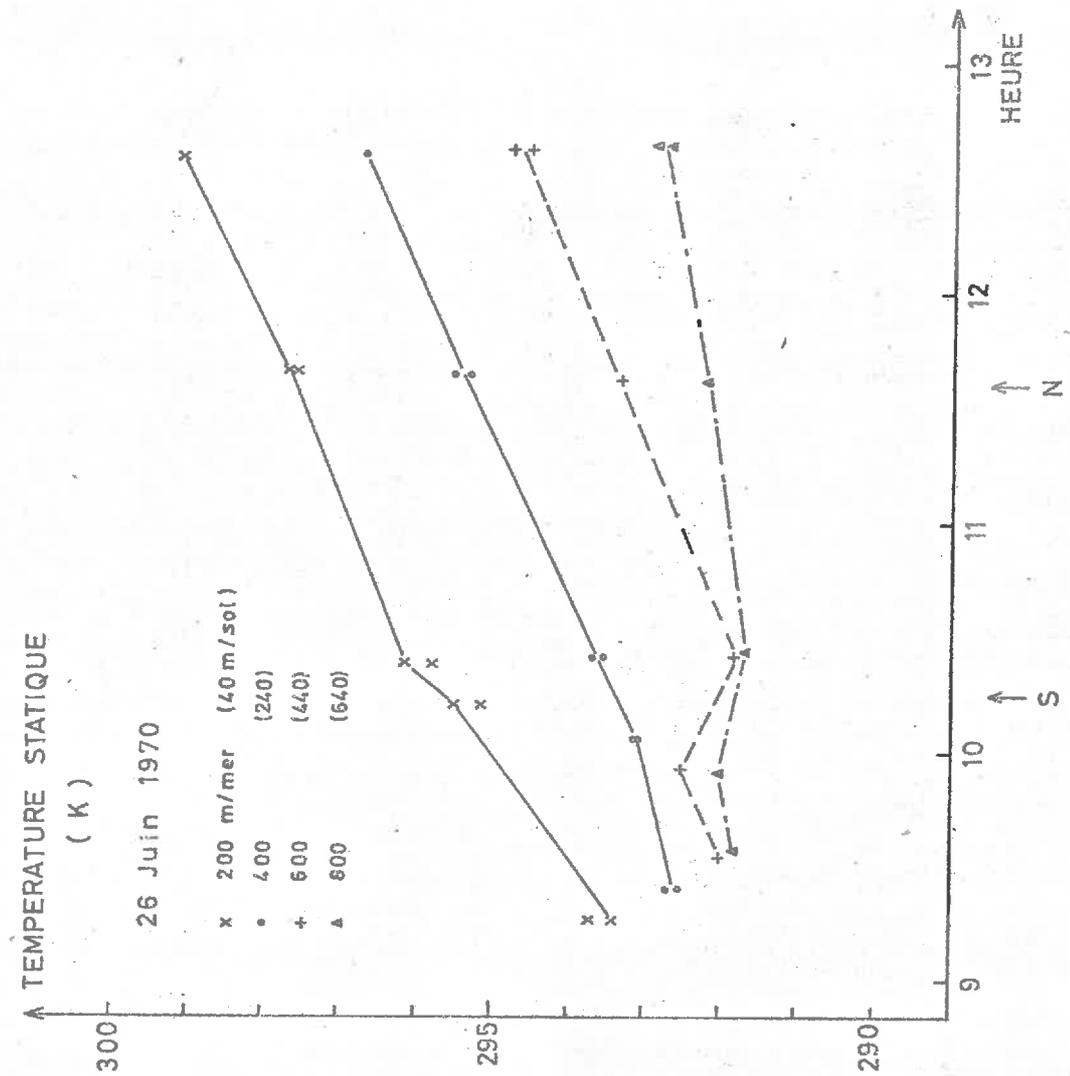
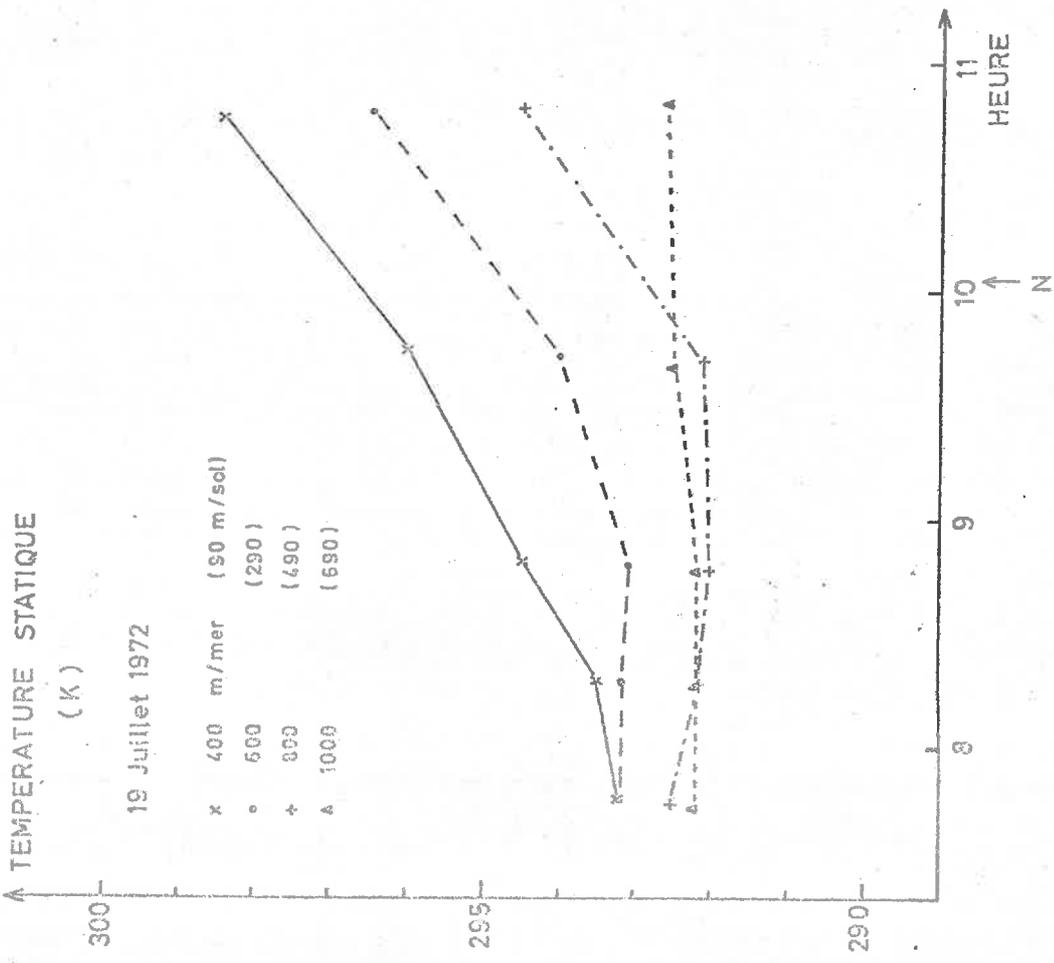
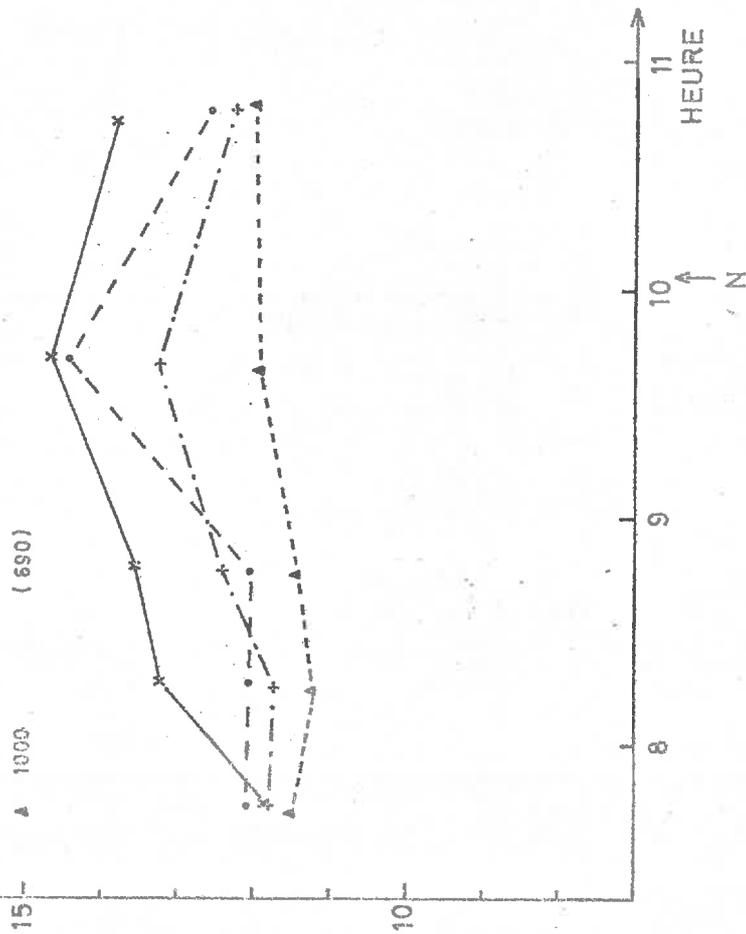


Figure 37a - VARIATIONS TEMPORELLES DE LA TEMPERATURE STATIQUE A QUATRE NIVEAUX, ET COMPARAISON ENTRE LE 19 JUILLET 1972 ET LE 26 JUIN 1970.
 (Pour faciliter la comparaison, l'altitude par rapport au sol a été rajoutée).

RAPPORT DE MELANGE
(g / kg)

19 Juillet 1972

- x 400 m/mer (90 m/sol)
- o 600 (290)
- + 830 (490)
- ▲ 1000 (690)



RAPPORT DE MELANGE
(g / kg)

26 Juin 1970

- x 200 m/mer (40 m/sol)
- o 400 (240)
- + 600 (440)
- ▲ 800 (640)

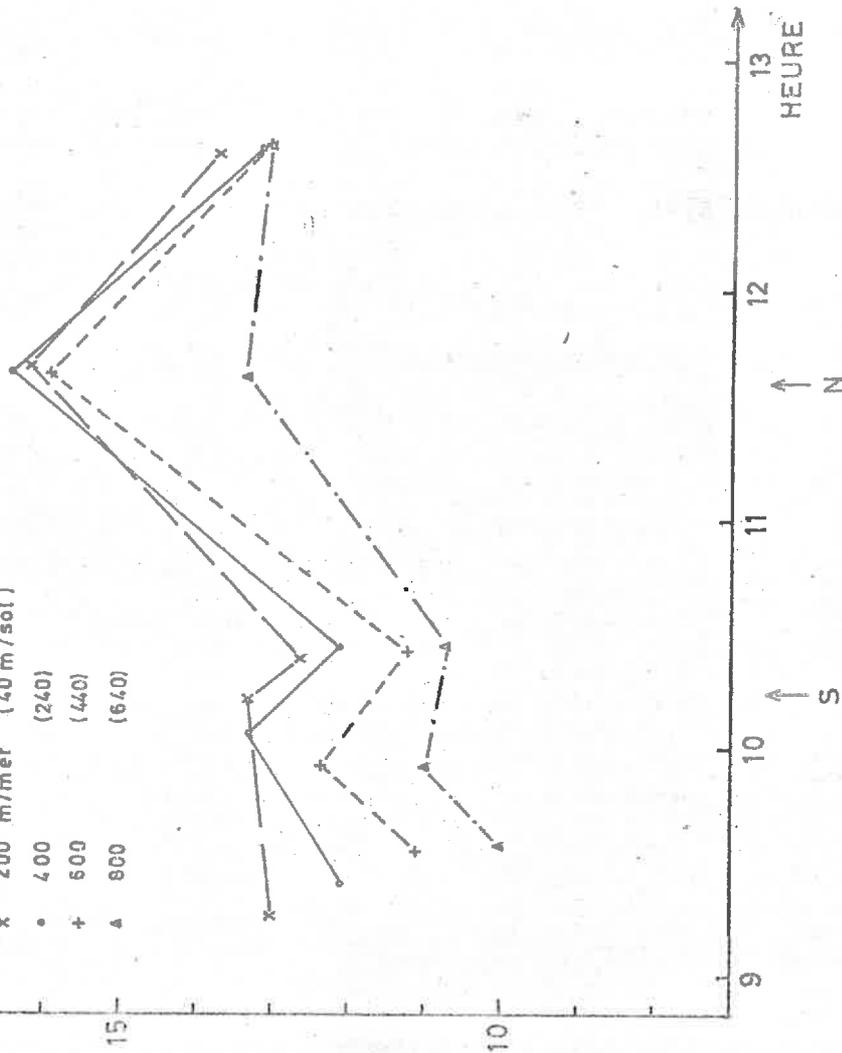


Figure 37b - VARIATIONS TEMPORELLES DU RAPPORT DE MELANGE A QUATRE NIVEAUX, ET COMPARAISON ENTRE LE 19 JUILLET 1972 ET LE 26 JUIN 1970.

(Pour faciliter la comparaison, l'altitude par rapport au sol a été rajoutée).

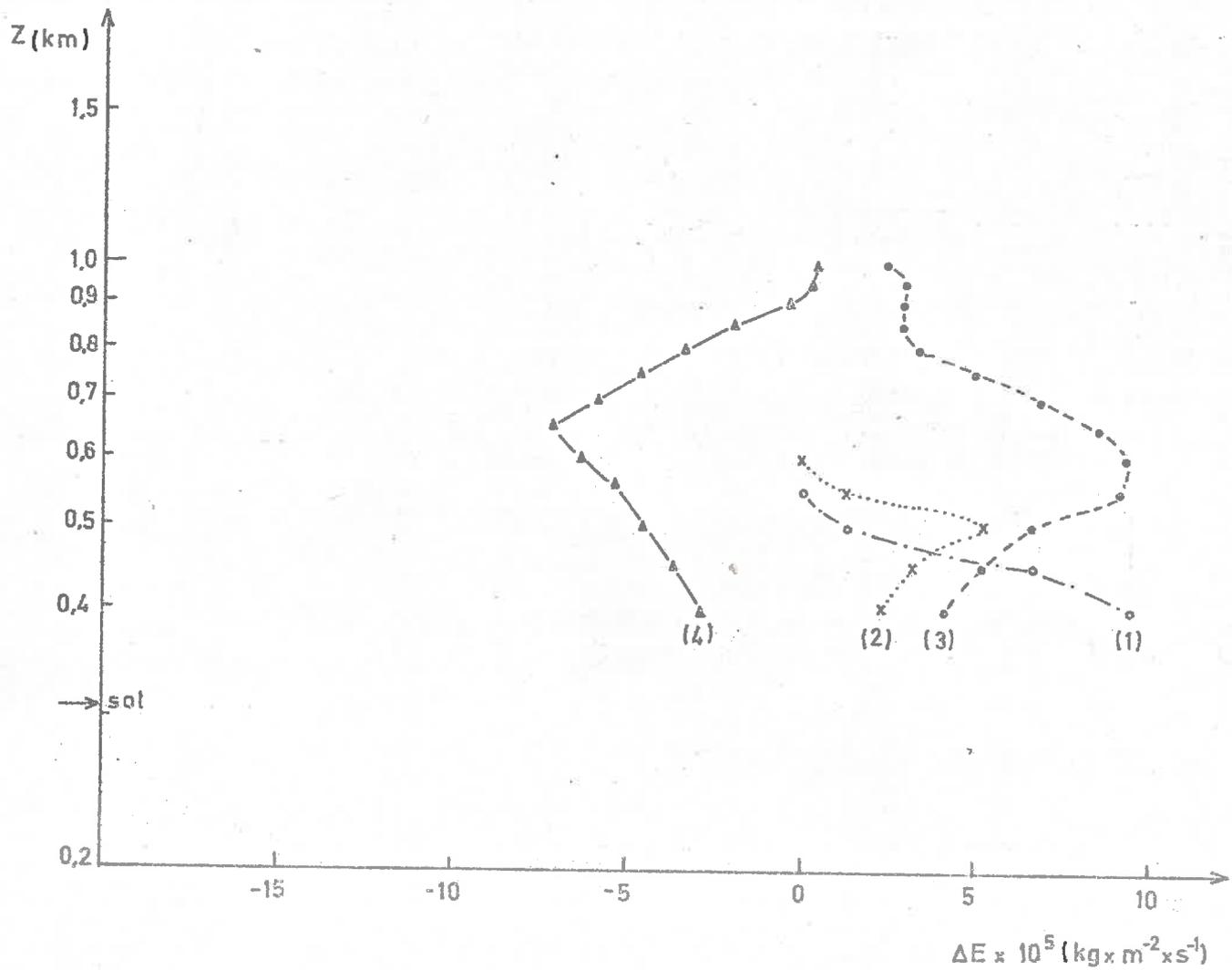


Figure 38 - EVOLUTION TEMPORELLE DES FLUX DE VAPEUR D'EAU
(19 Juillet 1972)

- Courbe (1) : 7 h 45 - 8 h 15
- (2) : 8 h 15 - 8 h 45
- (3) : 8 h 45 - 9 h 40
- (4) : 9 h 40 - 10 h 50

marquera surtout l'accentuation du flux d'humidité au moment où se produit le saut convectif (courbe 3), processus analogue à celui du 8 Juin 1970.

La courbe 4 confirme l'importance du drainage des basses couches en vapeur d'eau au profit des couches sus-jacentes avec apparition et développement des nuages. Ce point apparaît sur la figure 37b (variations temporelles avec l'altitude du rapport de mélange) qui est à rapprocher de la figure 8b du 26 juin reproduite ici. Dans les deux cas, la période d'apparition des nuages est indiquée par la lettre "N".

Bien que les conditions d'ensoleillement aient été les mêmes que le 26 Juin 1970 avec un ciel clair en début de matinée, l'état de la structure fine de la basse et de la moyenne atmosphère a modulé différemment l'évolution et le développement de la convection à travers la répartition de la stabilité statique ou dynamique sur laquelle nous allons revenir.

Contrairement au blocage définitif produit par l'inversion mésosynoptique le 8 Juin 1970, mais survenu plus tardivement (après 12 h), l'accumulation de l'instabilité potentielle convective dans les basses couches, a été brutalement libérée pour donner lieu à des phénomènes convectifs intenses. Cependant, évoluant dans un milieu plus homogène en humidité, les échanges de vapeur d'eau sont restés relativement plus faibles que le 26 Juin, tout au moins dans les basses couches convectives matinales.

4.5. Caractérisation statistique de la structure verticale de la couche limite

Le polygone d'expérience, dans la plaine de la Limagne, près de KIOM, n'est pas aussi homogène que celui de Châteauroux ; en particulier l'axe selon lequel ont été effectués les paliers recoupe une petite discontinuité du relief. Cette hétérogénéité se

retrouve sur les enregistrements, parfois même à des niveaux élevés. C'est la raison pour laquelle nous avons procédé quelquefois à un découpage des paliers en deux parties, l'une côté PAGNAN, l'autre côté BUSSIÈRES. Le deuxième village (Bussièrès) est plus élevé que le premier d'une quarantaine de mètres. Les paliers étant déjà courts (10 km), le découpage limite considérablement le nombre de points du dépouillement. Il n'a pas été possible, par suite, de calculer les fonctions de structure et nous nous sommes limités à quelques calculs de longueur d'échelle.

La procédure de vol consiste en 5 séquences de paliers intercalées entre les sondages verticaux :

- séquence 1, entre les sondages I et II, période 7 h 45 - 8 h 15
- séquence 2, entre les sondages II et III, période 8 h 15 - 8 h 45
- séquence 3, entre les sondages III et IV, période 8 h 45 - 9 h 40
- séquence 4, entre les sondages IV et V, période 9 h 40 - 10 h 10
- séquence 5, après le sondage VI , période 11 h - 11 h 40

Les séquences 1, 2 et 3 permettent de reconstituer la structure préexistante dans laquelle va se développer la convection. Il n'y a pas d'équivalent pour les journées étudiées précédemment.

a/ Séquence 1 (7 h 45 - 8 h 15)

L'inversion convective se situe au niveau du palier le plus bas : le coefficient de corrélation global $R_{\theta r}$ est sensiblement nul ($R_{\theta w}$ entre - 0,6 et - 0,7).

Il devient positif au-dessus de ce niveau, et ce, pour tous les paliers jusqu'à 900 mb (cf. figure 39(1)). Nous avons signalé, lors des sondages verticaux, les valeurs extrêmement faibles des gradients, voire certaines fois, les valeurs positives du gradient vertical du rapport de mélange. Nous avons également montré de façon sommaire à travers l'équation 12c le rôle de ces gradients sur le signe des corrélations, justifiant ainsi le signe

.../...

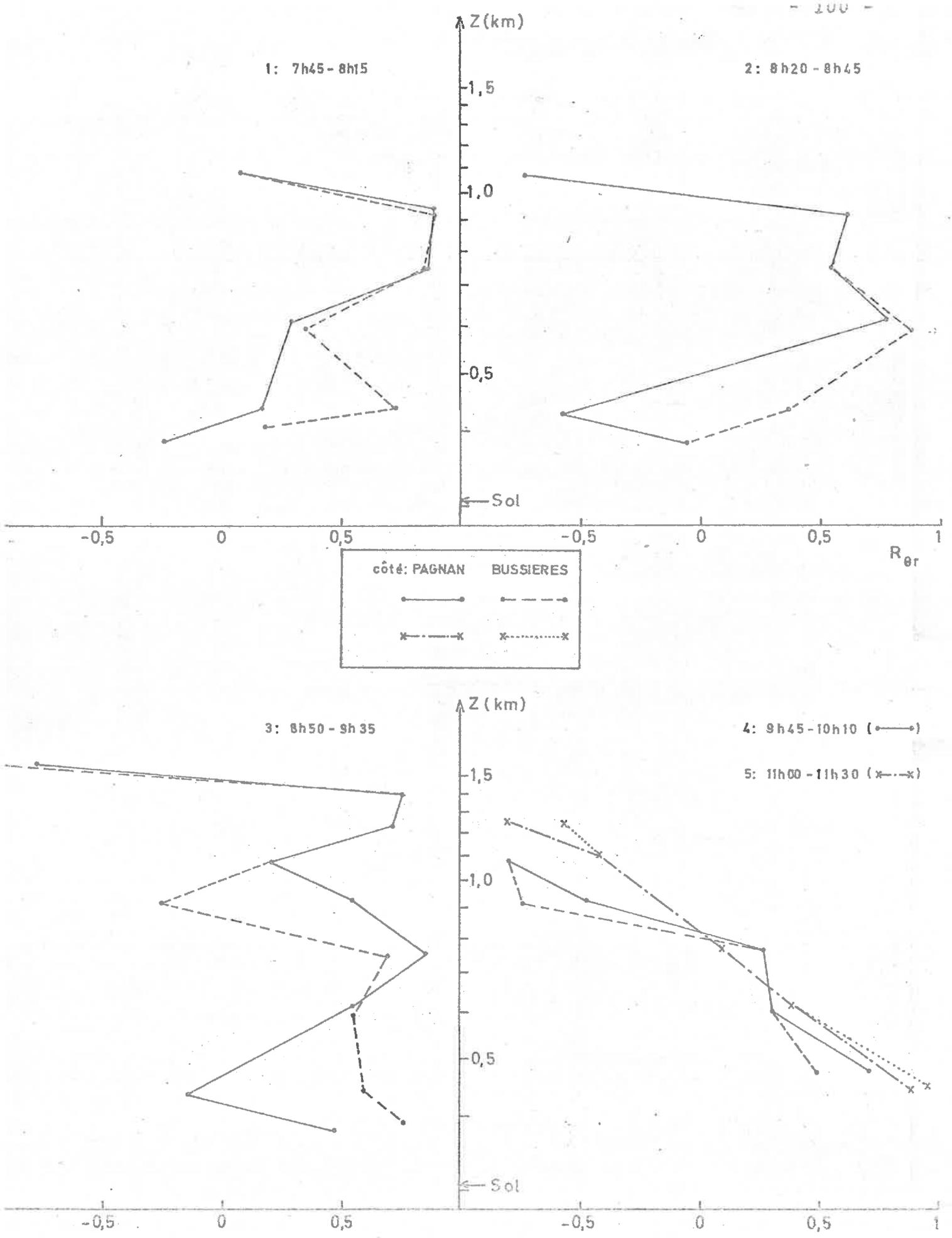


Figure 39 - DISTRIBUTION VERTICALE ET EVOLUTION DU COEFFICIENT DE CORRELATION R_{0r} ENTRE TEMPERATURE POTENTIELLE ET RAPPORT DE MELANGE. (19 Juillet 1972)

positif des corrélations $\overline{\theta'r'}$ au-dessus de la couche convective.

Les courbes de variance (figure 40(1)) présentent un premier maximum juste au-dessus de l'inversion convective, du fait des ondes internes excitées à ce niveau par la convection pénétrante naissante. Les longueurs d'échelles restent cependant encore faibles (45 m et 125 m pour les paliers 2 et 3).

On note un deuxième maximum en variance vers 915 mb (900 m). Il correspond à la turbulence associée à la stratification stable et au cisaillement de vent qui lui a donné naissance. La longueur d'échelle calculée du côté de Bussièrès est de 220 m. L'influence topographique est sensible jusqu'à ce niveau, puisque la turbulence est moins active sur Pagnan ; de ce côté, son maximum se situe probablement plus bas, entre les paliers 5 et 6.

Les régions à très faibles gradients verticaux vers 950 mb et au-dessus de 900 mb présentent des variances notablement plus faibles.

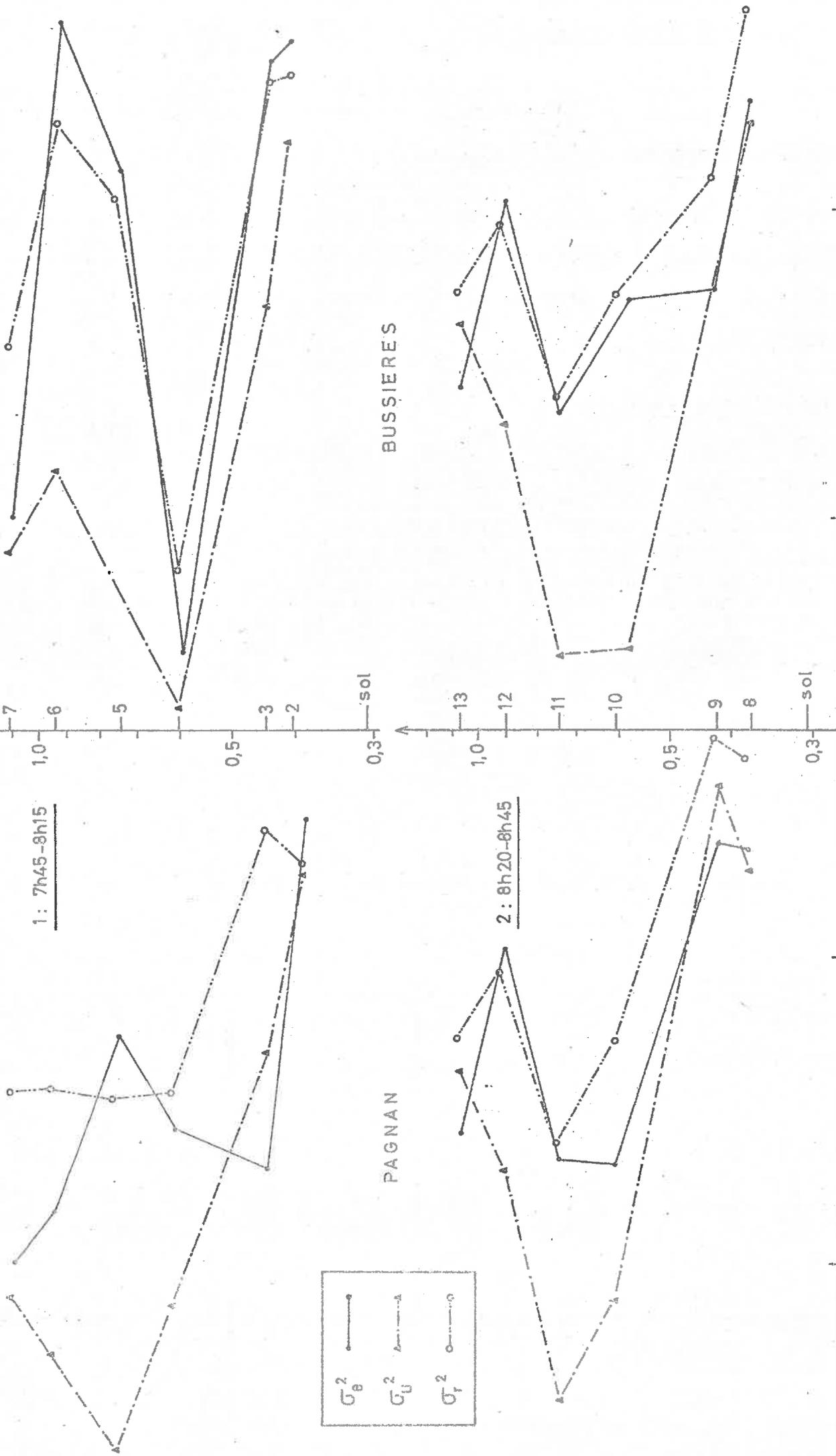
b/ Séquences 2 et 3

Les grands traits évoqués ci-dessus se retrouvent au cours des séquences 2 et 3. Signalons toutefois dans la séquence 3 la montée de l'inversion convective jusqu'à 955 mb : les paliers 14 et 15 sont faits au-dessus de Bussièrès, dans la couche à "thermiques" et les corrélations $\overline{\theta'r'}$ y sont positives (figure 39(3)). Il en est de même pour le palier 14, au-dessus de Pagnan. Par contre, le palier 15, côté Pagnan a été effectué dans les ondes au-dessus de l'inversion qui est plus basse vers Pagnan (en conformité avec la topographie) avec la covariance entre température et rapport de mélange ($\overline{\theta'r'}$) négative. Les longueurs d'échelles sont pourtant voisines et faibles dans les deux cas, entre 75 m et 85 m.

Notons également qu'un découpage beaucoup plus fin serait nécessaire pour déceler la présence d'ondes liées à l'inversion convective au-dessus de Bussièrès. 150 mètres séparent verticalement les paliers 15 et 16 ; les coefficients de corrélation $R_{\theta r}$ sont

.../...

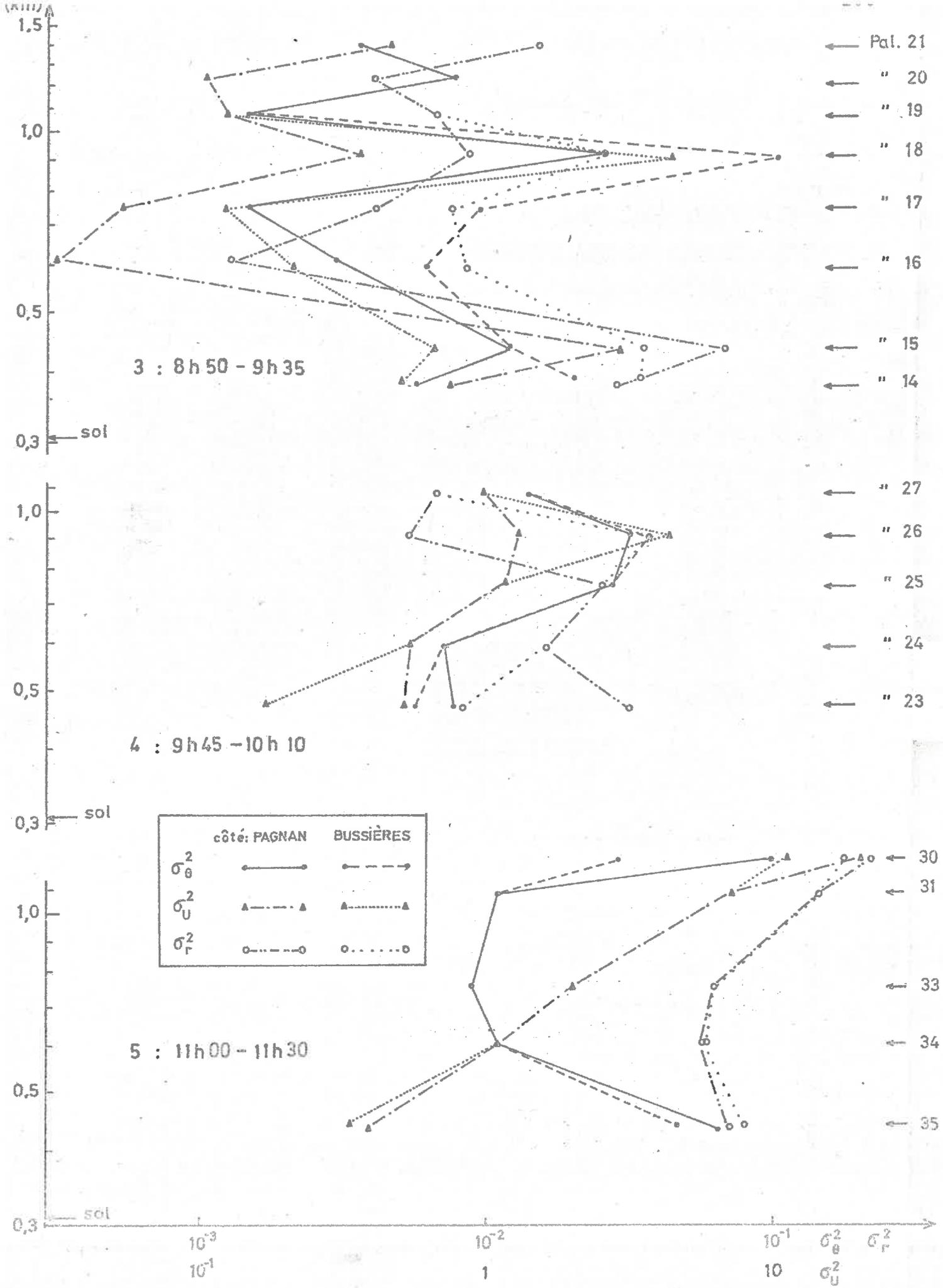
Z(km) ↑ Palier :



10^{-3} 10^{-2} 10^{-1} 10^2

$\frac{\sigma_g^2}{\sigma_U^2}$ $\frac{\sigma_r^2}{\sigma_U^2}$

Figure 40 - PROFILS VERTICAUX DES VARIANCES DE TEMPERATURE POTENTIELLE, RAPPORT DE MELANGE ET HUMIDITE RELATIVE.



Figures 40 (suite)

positifs sur chacun d'eux. Cependant, le palier 15 est dans la couche convective (avec des variances élevées) tandis que le palier 16 est dans la couche stable ; les variances y sont plus faibles. Ce fait est important à souligner puisque, tenant compte de la longueur d'échelle, il montre le faible développement des ondes de gravité internes.

c/ Séquences 4 (9 h 45 - 10 h 10) et 5 (11 h 00 - 11 h 40)

La quatrième séquence est postérieure à la montée accélérée de l'inversion convective. On retrouve alors un schéma comparable à celui du 26 Juin 1970 (cf. figure 14). Le coefficient $R_{\theta r}$, positif au bas de la couche convective, décroît avec l'altitude et devient négatif au voisinage de l'inversion où les variances prennent leurs valeurs maximales (figures 39(4) et 40(4)).

La séquence suivante (11 h 00 - 11 h 40) est sensiblement identique à la précédente : on y retrouve le schéma typique avec un maximum de variance (surtout marqué sur la température) au bas de la couche convective et un deuxième maximum à 880 mb sous les nuages (figure 40(5)).

Pour clore l'étude de cette journée, nous reviendrons sur l'épaississement rapide de la couche convective, au saut convectif entre les sondages III et IV (cf. figure 24, thèse de P. MASCART).

Entre 8 h 50 et 10 h, le niveau moyen de l'inversion est passé de 955 à 905 mb, soit un accroissement de 50 mb en 80 mn. Le 26 Juin 1970, la vitesse d'ascension au moment du "saut" (cf. figure 4) était de 25 mb en 17 mn seulement.

Malgré une énergie solaire incidente sensiblement égale, avec une couverture nuageuse nulle et une stabilité statique éga-

.../...

lement faible, le 19 Juillet, le saut s'est opéré beaucoup plus lentement, sans flux de chaleur négatifs importants. Dans les deux cas, le saut est précédé par la croissance de l'amplitude et la rupture subséquente des ondes de gravité internes excitées au bas de la couche "stable" par les éléments convectifs de la couche convective turbulente, mais ces ondes étaient beaucoup plus développées le 26 Juin.

La situation du 19 Juillet 1972 se différencie de celle du 26 Juin 1970 par des cisaillements verticaux du vent horizontal beaucoup plus prononcés localement. Il pourrait en résulter une instabilité dynamique interférant avec l'instabilité statique (la seule évoquée pour le 26 Juin). Il y aurait là un processus de limitation de l'amplitude des perturbations convectives qui se manifesterait avant le critère de retournement convectif ("overturning"). Plus tard, le développement de la convection profonde est permis par l'instabilité de l'atmosphère libre.

C O N C L U S I O N

Nous venons de faire une étude comparée de quatre cas de situations convectives.

Nous avons utilisé pour cela un ensemble d'outils statistiques qui nous a permis, d'une part, de caractériser les structures directement liées à la convection, d'autre part, d'étudier à travers la turbulence le feuilletage atmosphérique avant le développement de la convection (19 Juillet).

A défaut de la vitesse verticale de l'air, cette caractérisation nous a été possible grâce à la conjugaison des profils de variance de la température et de l'humidité, des coefficients de corrélation sur ces mêmes paramètres et des longueurs d'échelle calculées à partir des autocorrélogrammes en température.

Nous avons pu dans deux cas (26 Juin et 4 Juin 1970) évaluer le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, pour lequel nous avons obtenu des valeurs maximales dans les basses couches convectives et pour des ondes de gravité probablement proches de la rupture (palier 3 du 26 Juin). Nous avons calculé sur les mêmes enregistrements la constante de structure de l'atmosphère C_T et nous avons montré sa grande valeur au niveau des ondes internes sus-jacentes à la couche convective.

Nous avons également mis en évidence l'existence d'un flux de chaleur négatif au niveau du front convectif ainsi que, d'une manière générale, la très grande variabilité et l'intermittence spatio-temporelle des flux de chaleur et d'humidité dans la couche limite planétaire sur des périodes de 30 minutes à 1 heure.

Les échanges convectifs sont intimement liés à la structure fine verticale du vent, de la température et du rapport de mélange, dont les discontinuités et les caractéristiques coïncident plus ou moins d'ailleurs. Nous avons en effet entrevu le rôle, dis-

.../...

tinct ou conjugué, des instabilités statique et dynamique sur les perturbations convectives à travers la comparaison entre le 26 Juin 1970 et le 19 Juillet 1972. Enfin, est apparue dans ce dernier cas la très grande sensibilité des flux - de chaleur notamment - aux perturbations, dans la couche limite, dues ~~à~~ aux cisaillements de vent et aux développements orageux.

L'étape suivante d'une telle étude expérimentale devrait comporter des essais de paramétrisation des échanges convectifs turbulents. Les résultats numériques obtenus sous forme de coefficients de transfert pourraient aider à l'élaboration des modèles de prévision, en fournissant des indications sur les flux de chaleur et de vapeur d'eau, dans les couches limites inférieures de l'atmosphère.

Dans un avenir proche, nous pourrions reprendre des mesures analogues en disposant de la vitesse verticale de l'air. La possession de ce paramètre est évidemment primordiale dans l'étude de la convection atmosphérique caractérisée par des échanges essentiellement verticaux. Nous aurons alors accès au calcul des flux instantanés de chaleur, de vapeur d'eau et de quantité de mouvement. par la méthode des corrélations, libérant ainsi les résultats des hypothèses faites sur l'advection et le taux de refroidissement dû au rayonnement.

ANNEXE A

METHODE DE BROOKS

pour le calcul du taux de changement radiatif de la température.

Cette méthode est basée sur des mesures empiriques de l'émissivité de la vapeur d'eau (BROOKS, 1941 ; ROBINSON, 1947, 1950). Le rôle de l'anhydride carbonique CO₂ est négligé.

1. Principe de la méthode

Le taux de variation de température est dérivé de la divergence verticale du flux radiatif S reçu au niveau de référence :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial S}{\partial z} \quad A (1)$$

S étant fonction de la température T et de l'épaisseur d'eau condensable efficace w, l'expression 1 est développée sous la forme suivante (équation de Bruinenberg) :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial w}{\partial z} \left[B^\downarrow + \frac{\partial S_E}{\partial w} - B^\uparrow \right] \quad A (2)$$

$$\text{avec } B^\downarrow = \int_0^{w_1} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial T \partial w} \right)^\downarrow \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^\downarrow \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^{-1} dw$$

$$B^\uparrow = \int_0^\infty \left(\frac{\partial^2 S}{\partial T \partial w} \right)^\uparrow \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^\uparrow \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^{-1} dw$$

où $\frac{\partial S_E}{\partial w}$ est la valeur de $\frac{\partial S}{\partial w}$ pour $w = w_1$ épaisseur totale d'eau condensable au-dessus du niveau de référence ; les flèches indiquent la direction de la radiation.

Connaissant la variation de l'émissivité ϵ en fonction de l'épaisseur d'eau condensable, il est possible d'utiliser la loi de Stefan :

$$\frac{\partial S}{\partial w} = \sigma T^4 \frac{\partial \epsilon}{\partial w} \quad A (3)$$

(σ = constante de Stefan), où l'émissivité est supposée indépendante de la température.

En décomposant l'atmosphère en tranches horizontales planes, on peut affecter chaque tranche d'une pression, d'une température et d'une humidité spécifique moyennes à partir des données d'un radiosondage. Dans de telles conditions, en utilisant l'expression (3), on écrit l'équation (2) en termes de différences finies :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{q}{C_p} \left(\frac{P}{1000} \right)^{1/2} \left[B_n + \sigma T_E^4 \frac{\partial \epsilon_E}{\partial w} - B_m \right] \quad A (4)$$

$$\text{avec } B_n = \sum_{n=1}^N \Delta(\sigma T^4)_n \overline{\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial w} \right)}_n$$

$$B_m = \sum_{m=1}^{\infty} \Delta(\sigma T^4)_m \overline{\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial w} \right)}_m$$

où $q \times \left(\frac{P}{1000} \right)^{1/2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial w}{\partial z}$; q étant l'humidité spécifique au niveau de référence et $\left(\frac{P}{1000} \right)^{1/2}$ le facteur de correction de pression qui intervient dans le calcul de l'épaisseur d'eau condensable efficace.

La sommation sur n concerne les couches au-dessus du niveau de référence, et il faut lui ajouter le terme calculé à la limite supérieure (indice E).

La sommation sur m porte sur les couches au-dessus du niveau de référence. Le sol est traité comme un corps noir à température uniforme, de sorte que le terme $\Delta(\sigma T^4)_y$ est nul.

.../...

2. Applications

Pour chacune des journées étudiées dans le présent rapport ayant donné lieu à des calculs de flux de chaleur, on a estimé sur un sondage les valeurs du taux de refroidissement radiatif $\frac{\partial T}{\partial t}$ en utilisant un programme numérique construit sur la méthode précédente.

Sur la figure A-1 sont portées les variations verticales de $\frac{\partial T}{\partial t}$. On a adopté pour les 26 et 8 Juin 1970 une valeur moyenne (voir ces journées), mais on a conservé pour le 19 Juillet les valeurs données par la courbe 3 au vu de sa variabilité.

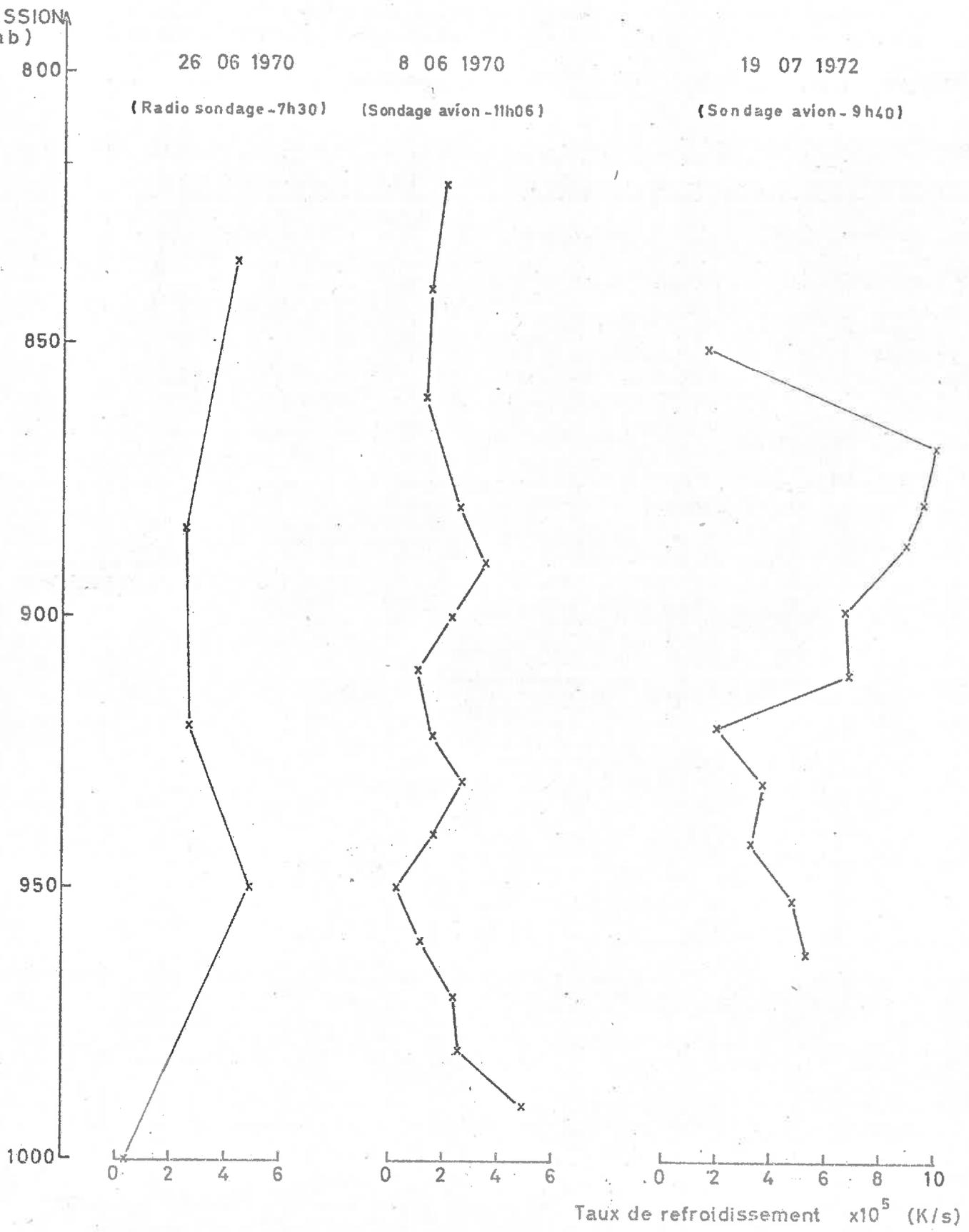


Figure A1 - CALCUL DU TAUX DE REFROIDISSEMENT RADIATIF
(Méthode de BROOKS)

ANNEXE B

RELATION

entre

LES COEFFICIENTS DE CORRELATION $R_{\theta U}$ et $R_{\theta r}$

$R_{\theta U}$: coefficient de corrélation entre température potentielle et humidité relative ;

$R_{\theta r}$: coefficient de corrélation entre température potentielle et rapport de mélange.

L'équation suivante est l'expression de l'humidité relative U en fonction du rapport de mélange r à la pression p :

$$U = 100 \frac{Me}{Ma} \frac{r \cdot p}{p_{es}(T) \left(1 + \frac{Me}{Ma} r\right)} \quad B (1)$$

$\frac{Me}{Ma}$ est le rapport des masses molaires de la vapeur d'eau et de l'air sec ;

$p_{es}(T)$ est la pression de vapeur saturante à la température T.

Pour de petites variations autour des valeurs moyennes, la pression restant constante :

$$\frac{\delta U}{U} = \frac{\delta r}{r \left(1 + \frac{Me}{Ma} r\right)} - \frac{\delta p_{es}(T)}{p_{es}(T)} \quad B (2)$$

On prend pour p_{es} l'expression donnée par la formule de Clapeyron :

$$p_{es}(T) = p_{eso} e^{\alpha \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)}$$

α étant positif. Par suite :

$$\frac{\delta p_{es}(T)}{p_{es}(T)} = \alpha \frac{\delta T}{T^2}$$

.../...

et en introduisant la température potentielle :

$$\frac{\delta p_{es}(T)}{p_{es}(T)} = \alpha \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{\delta \theta}{\theta^2} \quad B(3)$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques à pression et volume constants.

En reportant l'expression (3) dans (2), il vient :

$$\delta U = \frac{U}{r(1 + \frac{Me}{Ma} r)} \delta r - \alpha \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{U}{\theta^2} \delta \theta$$

qu'on assimilera à :

$$U' = \frac{\bar{U}}{\bar{r}(1 + \frac{Me}{Ma} \bar{r})} r' - \alpha \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{\bar{U}}{\theta^2} \theta' \quad B(4)$$

On exprime alors la covariance entre température potentielle et humidité relative :

$$\overline{\theta' U'} = A \overline{\theta' r'} - B \overline{\theta'^2} + \epsilon \quad B(5)$$

où $A = \frac{\bar{U}}{\bar{r}(1 + \frac{Me}{Ma} \bar{r})} \quad B(6)$

$$B = \alpha \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{\bar{U}}{\theta^2} \quad B(7)$$

et ϵ est un terme du troisième ordre.

De l'équation B (5) on tire une relation entre les coefficients de corrélation :

$$R_{\theta U} = \frac{\overline{\theta' U'}}{\sigma_{\theta} \sigma_U} \quad \text{et} \quad R_{\theta r} = \frac{\overline{\theta' r'}}{\sigma_{\theta} \sigma_r}$$

(σ_{θ} , σ_U , σ_r , étant les écarts-types de température potentielle, d'humidité relative et de rapport de mélange),

$$R_{\theta U} = \frac{1}{\sigma_U} \left[A \sigma_r R_{\theta r} - B \sigma_{\theta} + \epsilon' \right] \quad (B8)$$

Les coefficients des termes d'ordre inférieur sont positifs, on a donc en particulier : $R_{\theta U} < R_{\theta r}$.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- BALL (1960) -Q.J.R.M.S. ,86,p.484.
- BROOKS (1950)-Jour. of Meteo. ,7,p.313.
- DEARDORFF (1969)-The Physics of Fluids ,Sup.II,p.184.
- DEARDORFF,WILLIS & LILLY (1969)-J.Fluid Mech.,35,part 1,p.7.
- DE MARAIS (1965)-J.A.M.,4,p.535.
- ESTOQUE (1968)-J.A.S.,25,p.1046.
- GOSSARD,RICHTER & ATLAS (1970)- J.G.R.,75,n° 18 .
- GRANT (1965) - Q.J.R.M.S.,91,p.268 .
- ISAKA (1971)-Opération "Orages Sévères",Rapport Scientifique
n°3 , L.D.M.A.
- KAIMAL & al. (1972)- Q.J.R.M.S.,98,p.563.
- KONRAD (1968)- Proc. Inter. Conf. on Cloud Physics,p.539 .
- KONRAD (1970)- J.A.S.,27, p.1138 .
- LANQUETTE (Mme)(1972)- Thèse de 3^{ème} cycle, L.D.M.A.
- LENSCHOW & JOHNSON (1968)- J.A.M.,7,p.79 .
- LETTAU (1950)- Tellus ,2,p.125 .
- LILLY (1968)- Q.J.R.M.S.,94,p.401 .
- LUMLEY & PANOFSKY (1964)- "The Structure of Atmospheric Turbulence".New-York,John Wiley & Sons .
- MASCART (1972)-Rapport de D.E.A.,L.D.M.A.
- MASCART (1973)-Thèse de 3^{ème} cycle,L.D.M.A.
- MYRUP (1969)- Tellus,XXI,3,p.341 .
- OBUKHOV & YAGLOM (1959)- Q.J.R.M.S.,85,p.81 .
- ROSSET,MASCART,ISAKA & SOULAGE (1973)- C.R.Ac.Sc.,t.276,B,p.223 .
- ROWLAND (1973)- J.A.M.,12,p.149 .
- TATARSKY (1961)- "Wave Propagation in a Turbulent Medium"-Trad.
par R.A.Silverman . Dover Publications,New-York.
- TAYLOR,WARNER & BACON (1970)- Q.J.R.M.S.,96,p.750 .

.../...

TELFORD & WARNER (1964)- J.A.S.,21,p.539.

TOWNSEND (1964)- Q.J.R.M.S.,90,p.248 .

WARNER & TELFORD (1967)- J.A.S.,24,p.374 .

WEBB (1958)- Q.J.R.M.S.,84,p.118 .